

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE EL-HADJ LAKHDAR- BATNA

Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département d'Electrotechnique



MEMOIRE DE MAGISTER EN ELECTROTECHNIQUE

Option

Matériaux d'Electrotechnique

Présenté par

BENGUESMI MILOUD

THEME

**Contribution à l'étude théorique de l'effet
de la magnétoimpédance géante (GMI)**

Soutenue le : 29/04/ 2010

Devant le jury:

BENOUDJIT Azeddine	Pr.	Président	U. BATNA
BENSALAH Abed-Djebar	Mc.	Rapporteur	U. BATNA
MOKRANI Lakhdar	Mc.	Examineur	U. LAGHOUAT
BENDIB Samir	Mc.	Examineur	U. BATNA
DRID Said	Mc.	Examineur	U. BATNA
BENHAYA Abdelhamid	Mc.	Examineur	U. BATNA

Résumé

Le but poursuivi dans ce travail est de modéliser l'effet de la magnétoimpédance géante (GMI) dans les matériaux ferromagnétiques ultra-doux de type Finemet (de composition $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$) dont l'anisotropie est uniaxiale et transversale, et la structure est homogène (ruban) ou non homogène (sandwich). Cet effet GMI se manifeste par une variation importante de l'impédance d'un conducteur ferromagnétique, soumis à un champ magnétique extérieur et parcouru par un courant alternatif.

Notre étude, limitée dans la gamme des fréquences basses et intermédiaires, est basée simultanément sur l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) et les équations de Maxwell, en considérant une approximation linéaire (faibles signaux) et en tenant compte des deux principaux mécanismes contribuant à l'effet GMI dans la microstructure magnétique: la rotation des moments magnétiques au sein des domaines de Weiss et le déplacement des parois séparant ces domaines. L'accent est mis sur l'importance de l'optimisation des paramètres géométriques, électriques, magnétiques et sur les conditions de traitement des matériaux magnétiques de base pour l'amélioration des performances des capteurs basés sur l'effet de la magnétoimpédance géante.

Mots clés : magnétoimpédance géante (GMI), matériaux ferromagnétiques doux, Finemet, équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), équations de Maxwell, modèle théorique.

Abstract

The aim in this work is to model the effect of giant magnetoimpedance (GMI) in ultra-soft ferromagnetic materials like Finemet ($\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$ composition) whose anisotropy is uniaxial and transverse, and the structure is homogeneous (ribbon) or inhomogeneous (sandwich). This GMI effect is manifested by a significant variation of the impedance of a ferromagnetic conductor subjected to an external magnetic field and traversed by an alternating current.

Our study, limited in range of low and intermediate frequencies is simultaneously based on the Landau-Lifshitz-Gilbert equation (LLG) and Maxwell's equations, assuming a linear approximation (weak signals) and taking into account the two major mechanisms contributing to the GMI effect in the magnetic microstructure, the moment rotation in Weiss's domains and domain wall displacement. We emphasize on the importance of the optimization of geometric parameters, electrical, magnetic and processing conditions on magnetic materials as a basis for improving the performance of sensors based on the effect of the GMI.

Key words: giant magnetoimpedance (GMI), soft ferromagnetic materials, Finemet, Landau-Lifshitz-Gilbert equation (LLG), Maxwell equations, theoretical model.

TABLES DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I	4
I.1. INTRODUCTION	5
I.2.GENERALITES SUR LES CAPTEURS	5
I.2.1 Définition	5
I.2.2 Constitution d'un capteur	6
I.2.3 Caractéristiques d'un capteur	6
I.2.3.1 Caractéristiques métrologiques	6
I.2.3.2 Caractéristiques de fonctionnement	8
I.3. CLASSIFICATION DES CAPTEURS	9
I.3.1 Classification par l'apport d'énergie	9
I.3.1.1 Capteur actif	9
I.3.1.2. Capteur passif	10
I.3.2 classification par le type du signal de sortie	10
I.3.2.1 Capteurs analogiques	11
I.3.2.2 Capteurs logiques (TOR)	11
I.3.2.3 Capteurs numériques	11
I.3.2.4 Capteurs digitaux	12
I.4. CAPTEURS MAGNETIQUES	12
I.4.1. CAPTEURS INDUCTIFS	13
I.4.1.1 Bobine simple	13
I.4.1.2 Capteur inductif à circuit résonnant	14
I.4.1.3 Capteur a réluctance variable	14
I.4.1.4 Capteurs de position et de déplacement (à noyau plongeur)	15
I.4.1.5 Caractéristiques générales des capteurs inductifs	17
I.4.1.6 Domaines d'application	17
I.4.2.CAPTEURS A VANNE DE FLUX (FLUXGATE)	18
I.4.2.1 Principe	18
I.4.2.2 Performances des capteurs fluxgates	18
I.4.3 CAPTEURS A EFFET HALL	20
I.4.3.1 Principe de l'effet Hall	21

I.4.3.2	Caractéristiques des capteurs à effet Hall	22
I.4.3.3	Modèles commercialisés	22
I.4.3.4	Applications des capteurs à effet Hall	24
I.4.4	CAPTEURS A SQUID	24
I.4.4.1	Matériaux supraconducteurs	25
I.4.4.2	principe du magnétomètre à SQUID	25
I.4.4.3	Effets tunnel et Josephson	26
I.4.4.4	Applications des SQUIDs	29
I.4.5	CAPTEURS A EFFET WIEGAND	31
I.4.5.1	Principe	31
I.4.5.2	Interface Wiegand	31
I.4.5.3	Caractéristiques	32
I.4.6	CAPTEURS MAGNETIQUES A FIBRES OPTIQUES	33
I.4.6.1	Principe d'une fibre optique	33
I.4.6.2	Effets magnéto-optiques	33
I.4.6.3	Caractéristiques des capteurs magnétiques à fibres optiques	35
I.4.7	CAPTEURS A RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE (RMN)	35
I.4.7.1	EFFET ZEEMAN ET RMN	36
I.4.7.2	Applications du RMN	38
I.4.8	CAPTEURS MAGNETORESISTIFS	39
I.4.8.1	Magnétorésistance anisotrope AMR	39
a)	Principe de la magnétorésistance anisotrope (AMR)	39
b)	Origine du phénomène AMR	40
c)	Géométrie des capteurs AMR	41
d)	Matériaux et modèles	43
I.4.8.2	Magnétorésistance géante (GMR)	44
a)	Principe des GMR	44
b)	Configuration parallèle et antiparallèle	45
c)	Différentes structures	46
d)	Caractéristiques et applications de la GMR	46
I.4.8.3	Magnétorésistance à effet tunnel TMR	48
a)	Jonction tunnel magnétique	48
b)	Application aux mémoires MRAM	49

I.4.8.4 Magnétorésistance colossale CMR	50
I.4.8.5 Magnétorésistance extraordinaire (EMR)	51
a) Principe	51
b) Applications et caractéristiques	52
I.4.9 CAPTEURS A EFFET DE MAGNETOIMPEDANCE GEANTE (GMI)	52
I.4.9.1 Origine de l'effet magnétoimpédance	53
I.4.9.2 Structures des capteurs à effet GMI	54
a) Structures homogènes	54
b) Structure non homogène	56
α) Structure sandwich	56
β) Structure des fils électrodéposés	56
γ) Matériau entouré par bobine	57
I.4.9.3 Matériaux magnétiques pour la magnétoimpédance	58
a) Matériaux amorphes	58
b) Matériaux nanocristallins	60
I.4.9.4 Applications des capteurs GMI	62
I.5 Conclusion	63
CHAPITRE II	64
II.1 INTRODUCTION	65
II.2 ORIGINE ELECTRONIQUE DU MAGNETISME	65
II.2.1 Moment magnétique orbital	65
II.2.2 Moment magnétique de spin	66
II.2.3 Moment magnétique atomique	67
II.3 MATERIAUX MAGNETIQUES	67
II.3.1 Matériaux à couches électroniques complètes	69
II.3.2 Matériaux à couches électroniques internes incomplètes	70
II.3.2.1- Matériaux ferromagnétiques	70
II.3.2.2- Matériaux ferrimagnétiques	72
II.3.2.3- Matériaux antiferromagnétiques	72
II.3.2.4- Matériaux paramagnétiques	73
II.3.3 Classification des matériaux ferromagnétiques	73
II.3.3.1 Matériaux doux	73
II.3.3.2 Matériaux durs	74

II.4 THEORIE DE MICROMAGNETISME	75
II.4.1 Bases de micromagnétisme	75
II.4.2 Domaines de Weiss et Parois de Bloch	77
II.4.3 Dynamique de l'aimantation	78
II.4.4 Dynamique des parois de domaines	80
II.5 ENERGIES EN PRESENCE DANS UN MATERIAU MAGNETIQUE	82
II.5.1 Energie Zeeman	83
II.5.2 Énergie magnétostatique	83
II.5.3 Énergie d'anisotropie magnétocristalline	85
II.5.4 Energie d'échange	86
II.5.5 Energie magnéto-élastique	88
II.5.6 Energie de la paroi	89
II.5.7 Energie totale et équilibre du système	89
II.6 MODELE LLG ET ETUDE MICROMAGNETIQUE DE L'EFFET GMI	92
II.6.1 Notion de perméabilité effective transversale complexe	92
II.6.2 Equations de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)	94
II.6.2.1 Linéarisation de l'équation LLG	96
II.6.2.2 Tenseurs de susceptibilité	98
II.6.3 Modèles théoriques de la GMI	103
II.6.3.1 Modèle quasi-statique	104
II.6.3.2 Modèle de courants de Foucault	108
II.6.3.3 Modèles dynamiques	110
a) Modèle électromagnétique	110
b) Modèle d'échange-conductivité	112
II.6.4 Magnétoimpédance géante asymétrique AGMI	113
II.7 CALCUL DE L'IMPEDANCE	115
II.7.1 Impédance d'un matériau ferromagnétique	115
II.7.2 Utilisation du vecteur de Poynting	116
II.7.3 Calcul de la magnétoimpédance	119
II.7.3.1 Structure non homogène (sandwich)	119
a) Cas d'un conducteur large	120
b) Cas d'un conducteur de petite largeur	123
II.7.3.2 Structure homogène	128

a) Forme de ruban (où couche mince)	128
b) Forme cylindrique (fil)	130
II.8 CONCLUSION	133
CHAPITRE III	135
III.1 INTRODUCTION	136
III.2 FABRICATION DES ALLIAGES NANOCRISTALLINS	136
III.2.1 Les amorphes, précurseurs des nanocristallins	136
III.2.2 Alliages nanocristallins	138
III.3 RECUIT RAPIDE « FLASH »	139
III.3.1 Les effets de recuit Flash	139
III.3.2 Processus de nanocristallisation	140
III.3.3 Origine des propriétés magnétiques	141
III.3.4 Procédé de recuit Flash	143
III.4 LA MAGNETOIMPEDANCE DANS L'ALLIAGE $Fe_{75}Si_{15}B_6Cu_1Nb_3$	143
III.4.1 mesure de la magnétoimpédance	144
III.4.2 Effet de la température de recuit	145
III.4.3 Effet de la structure des domaines magnétiques	147
III.4.4 Effet de la structure du capteur GMI	148
III.4.5 Effet de la nature du matériau conducteur	150
III.4.6 Effet de l'anisotropie induite	152
III.5 COMPARAISON ENTRE THEORIE ET EXPERIENCE	153
III.6 CONCLUSION	156
CONCLUSION GENERALE	157
BIBLIOGRAPHIE	159

INTRODUCTION GENERALE

Depuis la boussole jusqu'à la mesure des informations stockées sur un disque dur, les techniques de détection et de mesure du champ magnétique (et des grandeurs associées) sont extrêmement nombreuses et variées. Ces dernières années, les avancées technologiques dans l'élaboration des couches minces ainsi que la maîtrise des phénomènes de transport électronique dans la matière ont menées à des progrès considérables dans la miniaturisation et la diversification des dispositifs de détection et de mesure (notamment des capteurs magnétiques).

L'association, au sein d'une structure unique, de matériaux magnétiques d'une part, et de matériaux métalliques, isolants, semi-conducteurs, ou supraconducteurs d'autre part a permis l'émergence d'une nouvelle génération de capteurs magnétiques, ainsi que d'une nouvelle discipline ; l'électronique de spin (Spintronique), où l'information est gérée, non pas seulement par la charge de l'électron mais aussi par son spin. Il s'agit de combiner l'asymétrie des densités d'états des électrons de spins up et down des métaux ferromagnétiques avec les propriétés spécifiques des matériaux précédemment cités. Les capteurs magnétiques ainsi réalisés tireront profit du meilleur de chaque matériau pour obtenir des fonctionnalités nouvelles et supplémentaires.

Les applications des capteurs magnétiques sont nombreuses dans notre environnement, Ils trouvent aussi bien leur place dans l'électronique grand public (tête de lecture, boussole électronique, sécurité...), que dans les systèmes de mesure et de contrôle industriels (mesure de courant, d'angle ou de position). La recherche scientifique utilise également les capteurs magnétiques (analyse de surfaces, géologie, biologie et médecine), et de nouvelles applications voient encore le jour grâce au développement des techniques de miniaturisation et la découverte de nouveaux matériaux.

Une grande gamme de capteurs magnétiques, tel que capteur inductif, fluxgate (vannes de flux), a effet Hall, sonde magnéto-optique, SQUID, capteurs à magnétorésistance (AMR, GMR, TMR), et magnétoimpédance géante (GMI) est maintenant disponible sur le marché mondiale.

Historiquement, c'est la découverte de la magnétorésistance géante (GMR), en 1988, qui a ouvert la voie à l'émergence du monde du nanomagnétisme, depuis lors les capteurs à base de GMR commencent à supplanter les capteurs inductifs dans les têtes de lecture des disques durs, permettant ainsi d'accroître chaque année les densités d'enregistrement. Il s'ensuit des possibilités nouvelles, notamment dans le domaine des structures dites à vanne de spin qui,

compte tenu de leur polarisation magnétique, ne laissent passer que les électrons qui ont le bon spin.

En 1995, J. Moodera [1] obtient de fortes magnétorésistances en forçant des électrons à passer, par effet tunnel, à travers une barrière isolante prise en sandwich entre deux couches ferromagnétiques. C'est la première mise en évidence, à température ambiante, de l'effet tunnel dépendant du spin. L'électronique de spin s'enrichit alors d'une nouvelle génération de composants ; les jonctions tunnel magnétiques (JTM). Et les performances de détection de champ magnétiques se trouvent ainsi multipliées par 10 à 100, par rapport aux capteurs GMR, et une nouvelle génération de mémoires magnétiques non volatiles (MRAM) vient de voir le jour.

Récemment, le développement des capteurs magnétiques à haute performance, a fortement bénéficié de la découverte, par Panina et Mohri en 1994 [2], d'un nouvel phénomène magnétique, la magnétoimpédance 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.

Les capteurs GMI présentent par rapport aux capteurs magnétiques conventionnels plusieurs avantages, citons en particulier leur bonne résolution spatiale, leur faible niveau de bruit, leur bas prix et leur très haute sensibilité qui peut atteindre une valeur aussi haut que 500%/Oe, comparée à celle des capteurs GMR qui ont une sensibilité de 1 à 2%/Oe [3].

Bien qu'ils sont encore en développement, les capteurs à base de GMI sont très prometteurs pour des applications diverses. Les recherches dans ce domaine ont pour objectif d'approfondir la compréhension des fondements théoriques, et les traitements thermiques spéciaux et/ou le développement de nouveaux matériaux pour l'amélioration des propriétés magnétiques et l'optimisation des performances des capteurs.

La modélisation de l'effet de magnétoimpédance est une tâche ardue vue la complexité des phénomènes couplés mises en jeux. Notre travail vise à fournir un modèle théorique, qui permet de prendre en compte tous les processus qui prennent part à l'effet de magnétoimpédance géante. Une attention spéciale est accordée à la contribution de déplacement des parois de Bloch (processus négligé dans la plupart des études anticipées), ainsi que la dépendance en fréquence de l'effet GMI.

Dans Le premier chapitre nous présenterons un état de l'art sur les capteurs magnétiques, en s'intéressant beaucoup plus de leurs principes de fonctionnement, leurs performances, et leurs

principales applications. Une importance plus poussée sera donnée aux capteurs à base de magnétoimpédance géante, sujet de notre travail.

Dans le deuxième chapitre, une étude théorique de l'effet GMI, basée simultanément sur les équations de Maxwell, la théorie de micromagnétisme et le modèle de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) sera présentée, pour donner un modèle théorique pour les différentes formes et structures des capteurs à base de GMI (ruban, couche mince, fil, sandwich).

Dans le troisième chapitre nous étudierons l'influence des propriétés magnétiques du Finemet de composition $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$ (contrôlées par un traitement thermique adéquat), la structure et les dimensions géométriques des capteurs GMI, ainsi que la fréquence sur l'effet de magnétoimpédance géante. Les modèles analytiques seront examinés par une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux de simulation.

CHAPITRE I

LES CAPTEURS MAGNETIQUES

« ETAT DE L'ART »

I.1. INTRODUCTION

Le capteur, premier élément d'une chaîne de mesure, a pour fonction essentielle de traduire une grandeur physique en une autre grandeur physique (généralement de nature électrique), utilisable par l'homme directement ou par le biais d'un instrument approprié (voir figure I.1).

Les capteurs sont utilisés, dans de nombreux domaines d'activité pour détecter, contrôler ou mesurer de nombreux paramètres physiques : température, pression, position, luminosité, champ électrique, champ magnétique, etc.

Les capteurs magnétiques, quant à eux, présentent par rapport aux autres types de capteurs, et pour la plupart de leurs applications, les avantages de robustesse et de longue durée de vie, et offrent des moyens de détection sûrs, non polluants, et non destructifs, et fournissent une technologie stable, fiable et sans entretien. Ils permettent bien évidemment de mesurer des champs magnétiques, mais aussi d'autres grandeurs physiques de manière indirecte.

Notre étude, à travers ce chapitre, sera focalisée sur les différents types de capteurs magnétiques, leurs principes de fonctionnement, leurs performances, et leurs principales applications, tout en donnant une importance plus poussée aux capteurs magnétiques à base de matériaux ferromagnétiques doux, en particulier ceux fabriqués par la micro, et la nanotechnologie.

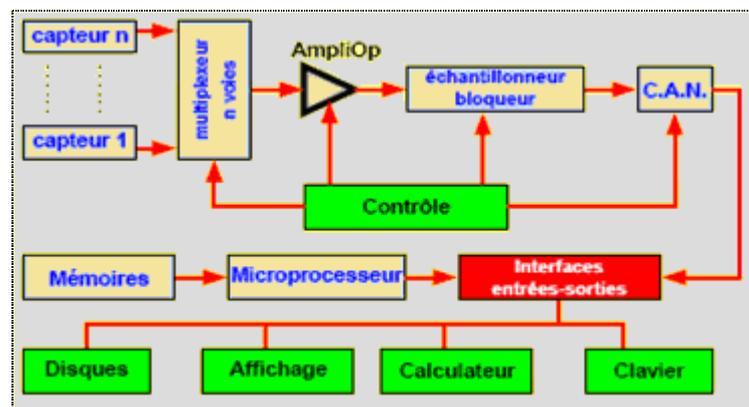


Fig I.1 : schéma synoptique d'une chaîne de mesure moderne
Le capteur occupe la place du premier élément de la chaîne [4]

I.2. GENERALITES SUR LES CAPTEURS

I.2.1 Définition: un capteur est un dispositif qui transforme une grandeur physique en une grandeur exploitable, souvent de nature électrique (figure I.2).

C'est donc l'organe qui, soumis directement à l'action d'un mesurande non-électrique, fournit en sortie une caractéristique électrique (réponse): charge, tension, courant, impédance.

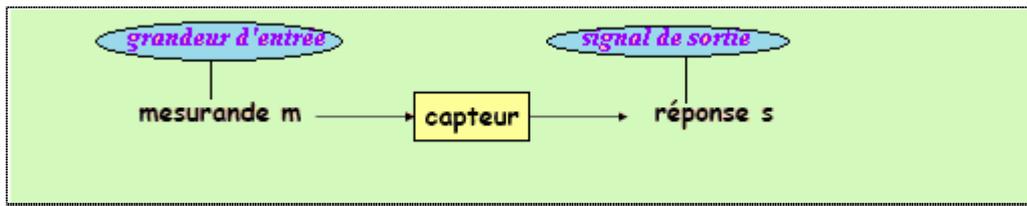


Fig I.2 : principe du capteur; conversion du mesurande en signal électrique

I.2.2 Constitution d'un capteur

Dans le cas générale un capteur est constitue de trois parties principales voir figure I.3 :

- **Corps d'épreuve** : partie qui réagit sélectivement à la grandeur à mesurer et la transforme en une autre grandeur physique mesurable.
- **Transducteur** : partie qui traduit les réactions du corps d'épreuve en une grandeur électrique constituant le signal de sortie.
- **Transmetteur** : a pour rôle la mise en forme, l'amplification, le filtrage, ou la mise à niveau du signal de sortie pour l'exploiter. Il peut être incorporé ou non au capteur. [5]

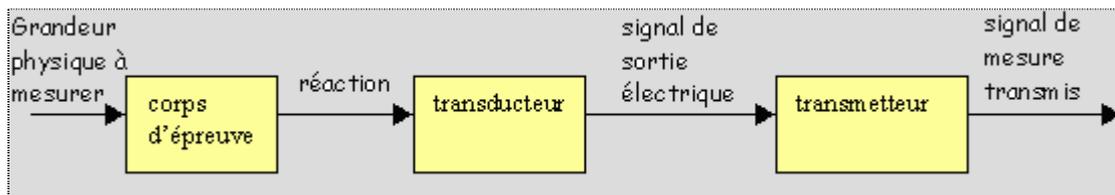


Fig I.3 : parties constitutives d'un capteur

I.2.3 caractéristiques d'un capteur

I.2.3.1 caractéristiques métrologiques

Les caractéristiques métrologiques constituent les liens effectifs entre le capteur et la grandeur qu'il mesure:

a) **étendue de mesure**: plage de valeurs pouvant être prises par le mesurande tout en restant dans les limites de spécifications du capteur.

$$\text{étendue de mesure (e.m)} = m_{\max} - m_{\min}$$

Où : m_{\max} et m_{\min} sont les valeurs extrêmes du mesurande qui peuvent être mesuré par le capteur. Cette plage est représentée sur la courbe de réponse statique (courbe d'étalonnage) du capteur $s = f(m)$ voir figure I.4.

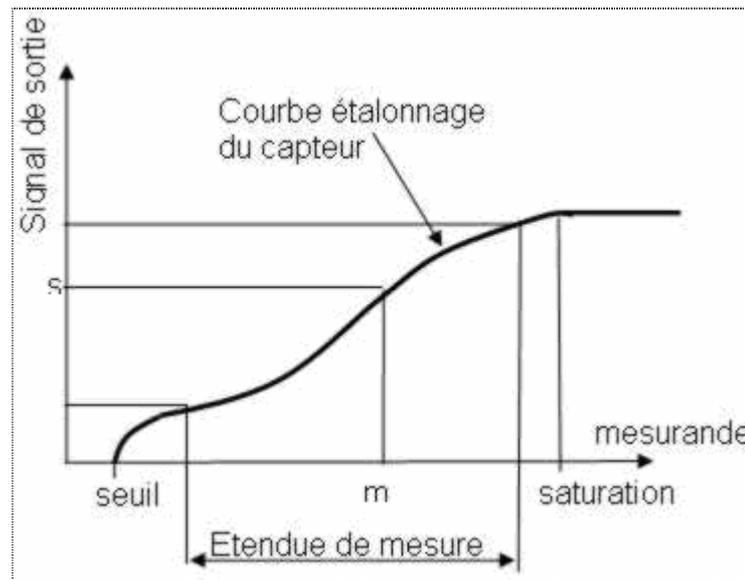


Fig I.4 : courbe d'étalonnage d'un capteur

b) sensibilité [6]: Ce paramètre caractérise l'aptitude du capteur à détecter la plus petite variation de la grandeur à mesurer. Il est calculé par le quotient de la variation de sortie électrique Δs par la variation correspondante du mesurande Δm .

$$S = (\Delta s / \Delta m)$$

Pour un bon capteur la sensibilité S doit dépendre aussi peu que possible :

- de la valeur de m (linéarité)
- de la fréquence de variation (bande passante)
- du temps (vieillessement)
- de l'action de grandeurs physiques de son environnement (grandeurs d'influence), qui ne sont pas l'objet de la mesure (sélectivité).

Dans le cas où la courbe d'étalonnage n'est pas linéaire, la sensibilité représente la tangente en un point de cette courbe.

c) précision: caractérise l'aptitude d'un capteur à donner des indications proches de la valeur vraie de la grandeur mesurée voir figure I.5.

Un capteur précis est, donc, à la fois fidèle (fourni des résultats groupés autour de la valeur moyenne) et juste (fourni des résultats, en moyenne, proches de la valeur vraie du mesurande).

d) rapidité (dynamique): c'est une caractéristique qui concerne le régime dynamique; elle caractérise la capacité du capteur à suivre dans le temps les variations du mesurande. Selon le type du capteur on pourra la caractériser de trois manières différentes:

- en exprimant la bande passante du capteur, à -3 dB en général.
- en indiquant la fréquence de résonance du capteur (cas d'une membrane de capteur de pression)
- en précisant le temps de réponse (à $x\%$) à un échelon du mesurande (cas d'un capteur de température).

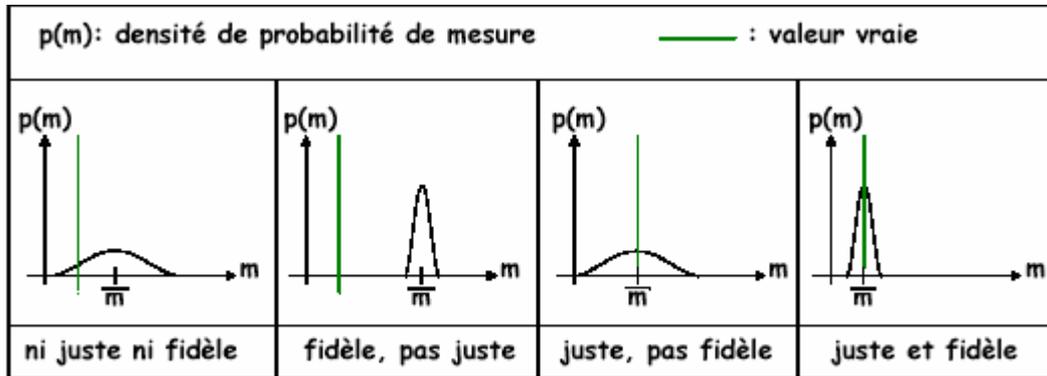


Fig I.5 : fidélité, justesse, et précision d'un capteur

e) **finesse:** caractérise l'aptitude d'un capteur à donner la valeur de la grandeur sans modifier celle-ci par sa présence.

f) **résolution:** définit la valeur seuil du mesurande en dessous de laquelle toute variation de mesurande n'entraîne pas de variation décelable du signal fourni par le capteur.

g) **hystérésis (reproductibilité):** caractérise la qualité d'un capteur à donner la même valeur du signal de sortie que celle-ci ait été atteinte par valeur croissante ou décroissante du mesurande.

I.2.3.2 Caractéristiques de fonctionnement

Ces caractéristiques sont en relation avec l'utilisation pratique du capteur, dans un environnement donné, en présence de grandeurs d'influence plus ou moins contrôlées, voir figure I.6:

a) **grandeurs d'influence:** sont les grandeurs physiques autres que le mesurande qui sont susceptibles d'affecter la sortie électrique du capteur, ces grandeurs peuvent être de nature thermique, mécanique, électrique, chimique, etc.

b) conditions de référence: Il s'agit d'une série de valeurs assorties de tolérances, ou de domaines réduits fixés pour les grandeurs d'influence, qui sont spécifiés pour effectuer les essais comparatifs.

c) domaine nominal d'emploi: Il est défini par les valeurs limites que peuvent atteindre et conserver de façon permanente, d'une part le mesurande, d'autre part les grandeurs d'influence, sans que les caractéristiques métrologiques du capteur soient modifiées.

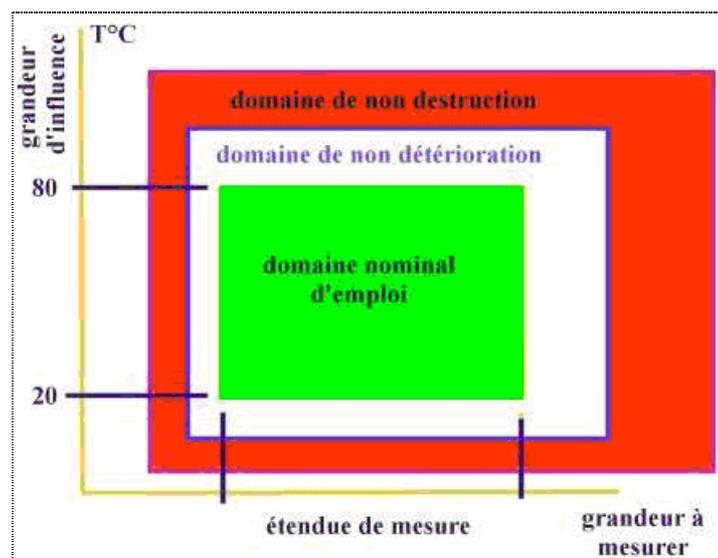


Fig I.6: Domaines limites d'un capteur pour la seule grandeur d'influence température

d) domaine de non détérioration (domaine de surcharge) : Il est limité par les valeurs extrêmes que peuvent prendre la grandeur à mesurer et les grandeurs d'influence sans que les caractéristiques ne soient altérées après retour dans le domaine nominal d'emploi, dans cette plage le constructeur ne garantit plus les performances du capteur [7].

e) domaine de non destruction : Il précise les limites que pourront prendre les grandeurs à mesurer et d'influence sans destruction du capteur, mais avec une détérioration certaine et permanente de ses caractéristiques métrologiques.

I.3. CLASSIFICATION DES CAPTEURS

Les capteurs ont plusieurs modes de classification [8]:

I.3.1 Classification par l'apport d'énergie

I.3.1.1 Capteur actif (ou direct)

Le capteur se présente, vu côté sortie, comme un générateur (figure I.7), et donc n'a pas besoin d'apport d'énergie. La réponse s peut être une tension, un courant, ou une charge (résistance) Le capteur actif délivre un signal électrique directement lié à l'évolution de la grandeur d'entrée.

I.3.1.2. Capteur passif (ou indirect)

La grandeur de sortie s est une impédance Z (résistive, inductive ou capacitive). Le capteur passif nécessite à la fois un conditionneur de capteur et un conditionneur de signal (figure I.7).

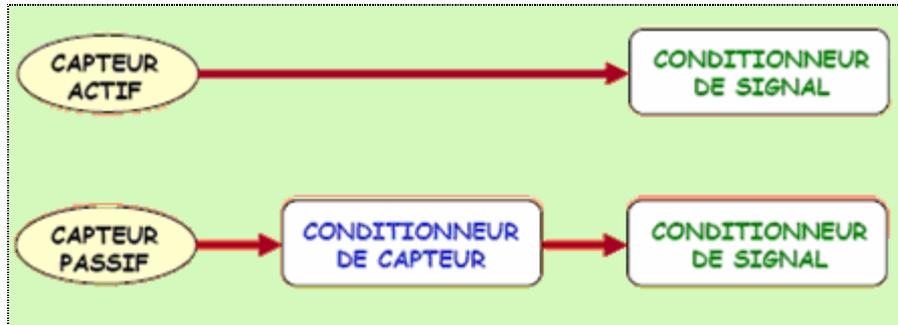


Fig I.7 : synoptique de capteurs actif et passif, avec les conditionneurs nécessaires

Tableau I.1 : quelques types de capteurs actifs [9]

Mesurande	Effet utilisé	Grandeur de sortie
température	thermoélectricité	Tension
Flux lumineux	Pyroélectricité	Charge
	Photoémission	Courant
	Effet photovoltaïque	Tension
	Effet photoélectromagnétique	Tension
Force Pression Accélération	piézoélectricité	Charge
Vitesse	Induction électromagnétique	Tension
Position (aimant)	Effet Hall	Tension

Le conditionneur de capteur peut être :

- un montage potentiométrique,
- un pont d'impédance,
- un oscillateur

I.3.2 Classification par le type du signal de sortie

Les capteurs et leurs conditionneurs peuvent aussi faire l'objet d'une classification par le type du signal de sortie, voir figure I.8:

Tableau I.2 : quelques types de capteurs passifs [9]

Mesurande	Grandeur sensible	Matériaux utilisés
Température	Résistivité	Métaux : platine, nickel, cuivre.
Très basse température	Constante diélectrique	Semi-conducteurs verres
Flux lumineux	résistivité	Semi-conducteurs
déformation	Résistivité Perméabilité magnétique	Alliages de nickel, silicium dopé Alliage ferromagnétique
Position (aimant)	résistivité	Matériaux magnétorésistants : bismuth, antimoniure d'indium
humidité	Résistivité Constante diélectrique	Chlorure de lithium. Alumine, polymères

I.3.2.1 Capteurs analogiques

La valeur de sortie est proportionnelle à la grandeur physique mesurée par le capteur. La sortie peut prendre une infinité de valeurs continues. Le signal des capteurs analogiques peut être : une tension, un courant, ou une charge. Exemple : thermocouple

I.3.2.2 Capteurs logiques (TOR)

Capteurs présentant deux états (0 et 1) dont le modèle est le contact ouvert ou fermé, le signal de sortie peut avoir donc un niveau haut (H) ou un niveau bas (L).

Exemples de capteurs logiques :

- les capteurs de fin de course
- les capteurs de rupture d'un faisceau lumineux

I.3.2.3 Capteurs numériques

Capteurs fournissent à leur sortie un signal fréquentiel, c'est à dire un certain nombre d'impulsions (n) par unité de temps en fonction de la grandeur mesurée (m).

Le signal des capteurs numériques peut être :

- un train d'impulsions, avec un nombre précis d'impulsions ou avec une fréquence précise
- un code numérique binaire

Exemples de capteurs numériques :

- les capteurs incrémentaux
- les codeurs absolus

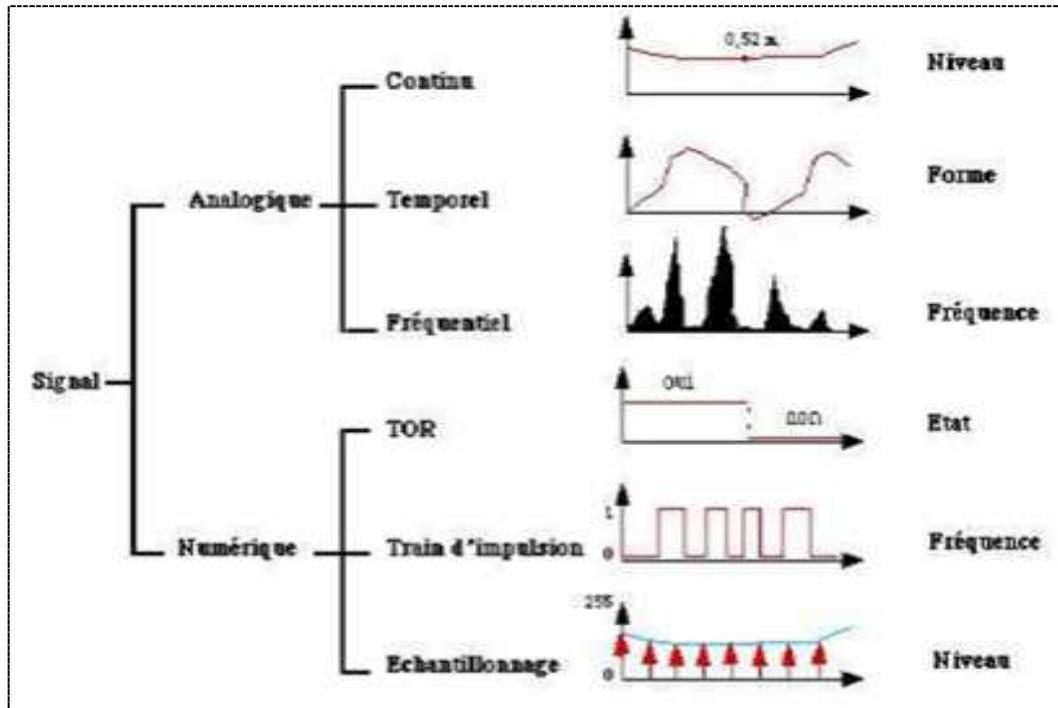


Fig I.8 : différents types de signaux de sortie des capteurs

I.3.2.4 Capteurs digitaux

Il s'agit de dispositifs qui donnent directement des informations binaires combinatoires. Ils sont parfaitement représentés par la famille des codeurs optiques [8,10].

I.4. CAPTEURS MAGNETIQUES

Un capteur magnétique est un dispositif capable de convertir, en signal électrique utile, le champ magnétique détecté ou les grandeurs qui sont lui associées (courant, force, position, etc..). On distingue deux classes de dispositifs de mesure de champ magnétique :

- Ceux pour les champs forts : **gaussmètres**.
- Et ceux pour les champs faibles : **magnétomètres**.

Les gaussmètres et les magnétomètres peuvent être scalaires (mesure de l'intensité du champ magnétique) ou vectoriels (en plus de l'intensité indique l'orientation du champ magnétique).

Le plus souvent la classification des capteurs magnétiques se fait suivant leurs principes de fonctionnement. On a ainsi plusieurs types dont les plus importants sont :

- Capteurs inductifs
- Capteurs à vannes de flux ou Fluxgate
- Capteurs à effet Hall

- SQUIDS
- Capteurs à effet Wiegand
- Capteurs magnétiques à fibres optiques
- Capteurs à résonance magnétique nucléaire RMN
- Capteurs à effet magnétorésistif
- Capteurs à effet de magnétoimpédance

I.4.1. CAPTEURS INDUCTIFS

Les capteurs inductifs sont des bobines, qui peuvent être de différentes géométries, plates ou solénoïdes. Historiquement, ils ont été les premiers éléments sensibles au champ magnétique connus, et ils restent encore intéressants grâce à leur précision et leur robustesse. Ce type de capteur est très répandu dans l'industrie, il peut être:

I.4.1.1 bobine simple : à air, ou muni d'un noyau ferromagnétique afin de concentrer le champ magnétique et augmenter la sensibilité, voir figures I.9 et I.10. Ces capteurs sont caractérisés par leur tenue en température, leur prix extrêmement bas, et leur très grande robustesse [10,11].

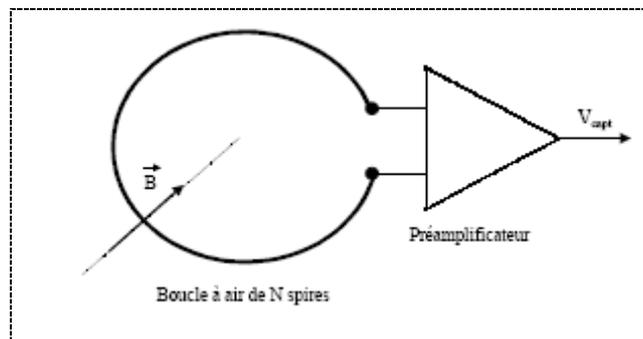


Fig1.9 : Schéma de principe d'un capteur inductif à boucle sans noyau.

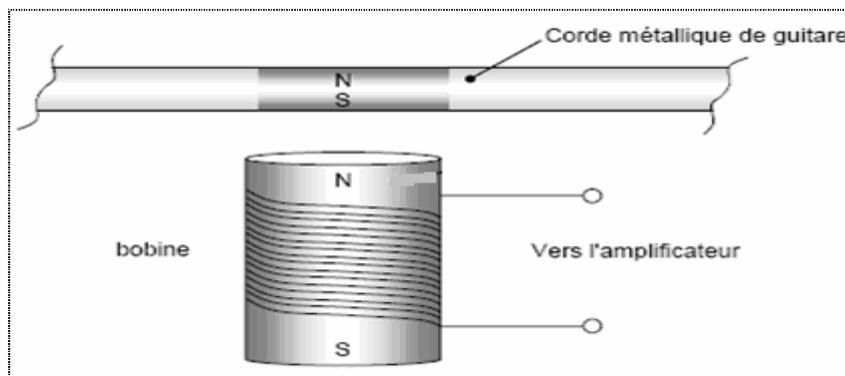


Fig I.10 : Vue d'un capteur de guitare électrique. Lorsque la corde de métal oscille, elle produit une variation de flux magnétique qui induit un courant dans la bobine

I.4.1.2 Capteur inductif à circuit résonnant (ou à courant de Foucault)

Ce capteur produit au voisinage de son tête de détection un champ magnétique oscillant, généré par une self et une capacité montée en parallèle voir figure I.11. Lorsqu'un objet métallique pénètre dans ce champ, il y a perturbation et atténuation du champ oscillant. Cette variation est exploitée, et amplifiée par un amplificateur qui délivre un signal à la sortie [12].

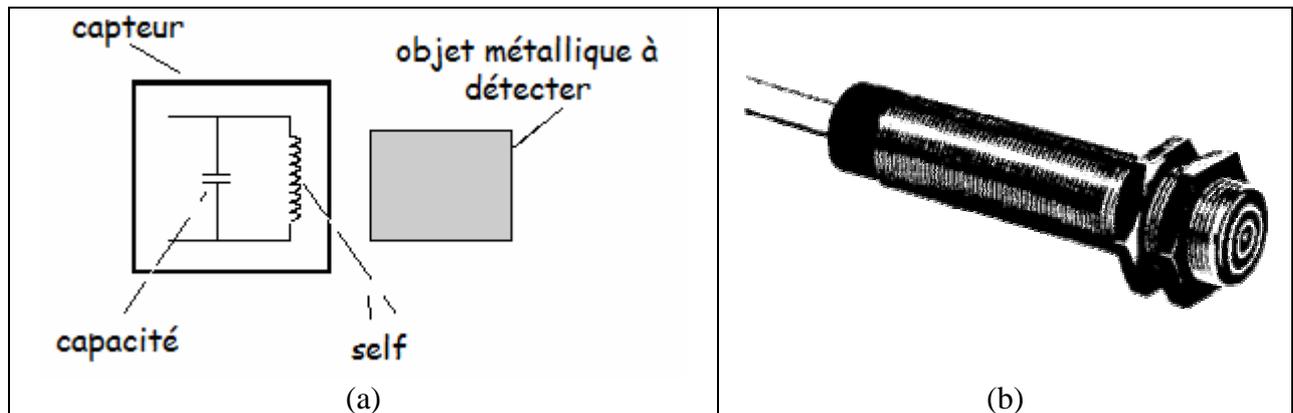


Fig I.11 : capteur à circuit résonnant: a) schéma de principe, b) élément de Télémécanique

I.4.1.3 Capteur a réluctance variable (à entrefer variable)

Il s'agit d'un transformateur dont le circuit magnétique inclut l'objet en déplacement. Celui-ci doit donc être ferromagnétique. L'intervalle entre la cible et la tête du capteur jouant le rôle d'un entrefer détermine la réluctance du circuit magnétique voir figure I.12.

La tension entre les bornes de la bobine lors de déplacement de l'objet ferromagnétique est :

$$U_b = L \frac{di}{dt} \quad (I.1)$$

$$\text{Avec } L = \text{inductance propre} = \frac{N^2}{\mathfrak{R}} = \frac{N^2}{l / \mu \cdot S}$$

N : Nombre de spires

\mathfrak{R} : Réluctance

l : Longueur moyenne du circuit magnétique

μ : Perméabilité magnétique

S : La section du circuit magnétique

Lorsque le noyau bobiné se déplace à proximité d'un matériau ferromagnétique, le champ magnétique engendré varie, modifiant ainsi le coefficient d'auto-induction dans la bobine. Ce type de capteurs présente les avantages de mesurer sans contact, et d'être simple, mais il n'est

pas linéaire sauf pour des petites variations, et il n'est sensible qu'aux déplacements d'objets ferromagnétiques.

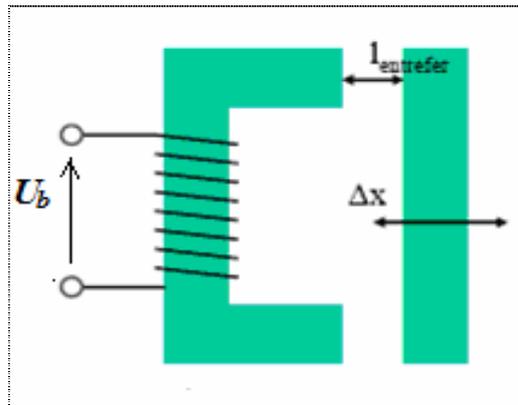


Fig I.12: Capteur à entrefer variable

I.4.1.4 Capteurs de position et de déplacement (à noyau plongeur)

Le déplacement que l'on veut mesurer est imposé à un des éléments d'un circuit magnétique entraînant une variation de flux. Pour cette catégorie de capteurs on distingue les types suivants:

a) Capteur inductif linéaire LVDT (Linear Variable Differential Transformer).

Basé sur le principe de variation de flux dus au déplacement du noyau, et constitué de trois bobines, la première au milieu forme l'enroulement primaire alimenté par une tension alternative (de 1 kHz à quelques dizaines de kHz). Les deux autres bobines, à gauche et à droite, forment les enroulements secondaires. Ainsi la tension induite dans les enroulements secondaires est une mesure indirecte de la position x du noyau plongeur. Le déplacement maximal peut atteindre des valeurs jusqu'à $\pm 250\text{mm}$ (figures I.13 et I.14).

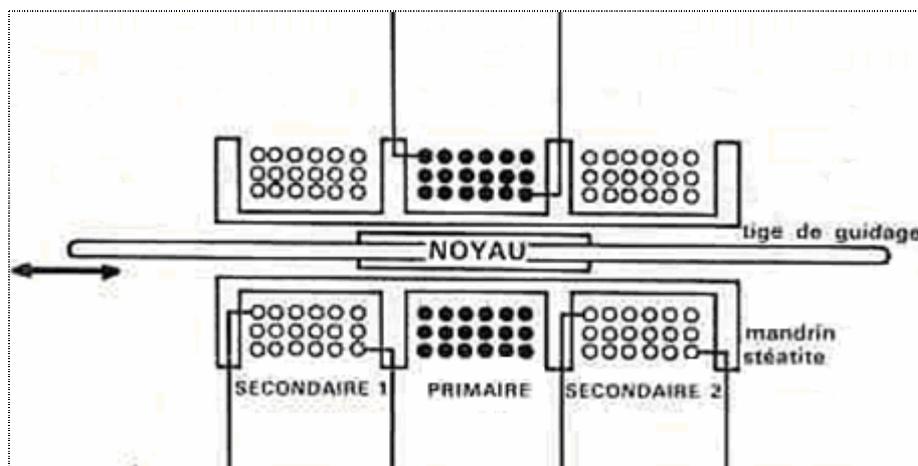


Fig I.13 : vue en coupe d'un capteur inductif LVDT

En se basant sur la figure I.14 :

- Quand le noyau est au milieu du transformateur ($M_1 = M_2$), on a $V_2 = 0$, car les tensions induites dans les deux bobines sont d'amplitudes égales mais de sens opposé.
- le déplacement du noyau provoque une variation des mutuelles en sens inverses donc $V_2 \neq 0$, et son signe détermine le sens de déplacement.
- pour des petits déplacements la variation de V_2 est linéaire [13].

$$e_1 = R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} \quad (I.2)$$

$$V_2 = (M_1 - M_2) \frac{di_1}{dt} \quad (I.3)$$

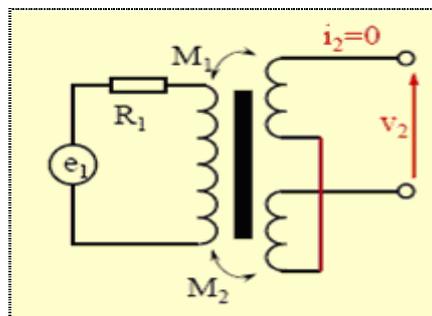


Fig I.14 : Schéma de principe d'un capteur LVDT

b) Le resolver RVDT (Rotary Variable Differential Transformer):

Même principe que le LVDT, sauf que c'est un capteur rotatif, pour mesurer une position angulaire, voir figure I.15.

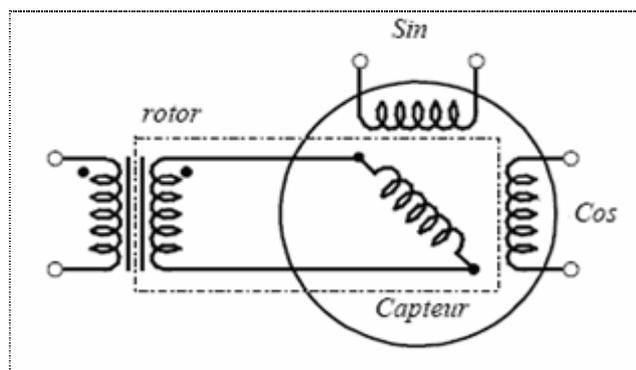


Fig I.15 : Schéma de principe du resolver (brushless)

Caractéristiques :

- Capteur linéaire
- Étendue de mesure : $\pm 1 \text{ mm}$ à $\pm 500 \text{ mm}$, $\pm 45^\circ$
- Erreur de linéarité : 0.05 % à 1% de l'étendu de mesure
- Précision : 0.05 % à 1% de l'étendu de mesure. [14]

c) L'inductosyn (linéaire ou rotatif) :

Les capteurs de position inductosyn fonctionnent sur le même principe que les résolveurs. On distingue les inductosyns linéaires et angulaires. Ce type de capteur est utilisé pour des environnements sévères. Il résiste aux effets de la poussière, aux projections d'huile, à la vapeur, à l'eau de mer, aux radiations, aux pressions extrêmes, au vide, aux vibrations, aux chocs ainsi qu'à des températures allant de (-263 °C) à (160 °C). C'est donc dans les domaines de la machine outils, la cryogénie, ou pour les applications militaires et spatiales que ces capteurs sont les plus utilisés [14, 15, 16].

I.4.1.5 Caractéristiques générales des capteurs inductifs**a- avantages :**

- Sans usure et sans entretien (robustesse)
- Formes compactes
- Insensible à l'environnement (encrassement/humidité)
- Prix très avantageux
- Technologies éprouvées en série [11]
- Large bande passante
- Grande finesse due aux forces très faibles exercées sur la cible par le dispositif de mesure

b- inconvénients:

- Étendue de mesure faible
- Fonctionnement non linéaire sauf pour les petites variations
- Dépendance de leur réponse à la forme, à la nature, et aux dimensions du matériau de la cible

I.4.1.6 Domaines d'application

- Automatisation des lignes de fabrication (détection sans contact des pièces et machines en mouvement)
- Sécurité sur les avions (vérification de bon fonctionnement du train, fermeture des portes, etc.)
- Mesure et asservissement de position
- Contrôle dimensionnel
- Étude, sans perturbation, du mouvement de dispositifs à faible inertie
- Automobile : capteur ABS etc. [17].

I.4.2. CAPTEURS A VANNE DE FLUX (FLUXGATE)

Les capteurs de type Fluxgate sont généralement utilisés pour la mesure à haute résolution de champs magnétiques quasi-statiques (< 10 kHz). Leur plage typique de mesure s'étend de 0.1 nT à environ 1 mT. Ils sont particulièrement appréciés des géologues pour la mesure des champs géomagnétiques (entre 20 et 75 μ T), par les militaires pour la détection des mines anti personnelles, ainsi que dans le domaine spatial pour contrôler le positionnement d'un satellite.

I.4.2.1 Principe

Le principe de fonctionnement repose sur l'utilisation d'un noyau en matériau magnétique à cycle carré comme le permalloy. Ce matériau est périodiquement saturé par un courant d'excitation sinusoïdal ou triangulaire. Un enroulement d'excitation, alimenté en alternatif, est enroulé autour de ce noyau figure I.16. Ce champ provoque une saturation périodique du matériau de noyau, alternativement dans un sens et dans le sens inverse. On maintient ainsi une perméabilité moyenne supérieure à celle de l'air.

Quand le noyau est saturé sa perméabilité devient pratiquement identique à l'air. S'il n'y a pas de composante magnétique dans l'axe de l'enroulement de mesure la variation de flux vue par celui-ci est nulle. Par contre, si une composante de champ magnétique est présente dans cet axe, alors, à chaque fois que le matériau ferreux passe d'un état de saturation à l'autre, le flux à travers le noyau va changer d'un niveau bas à un niveau élevé [18].

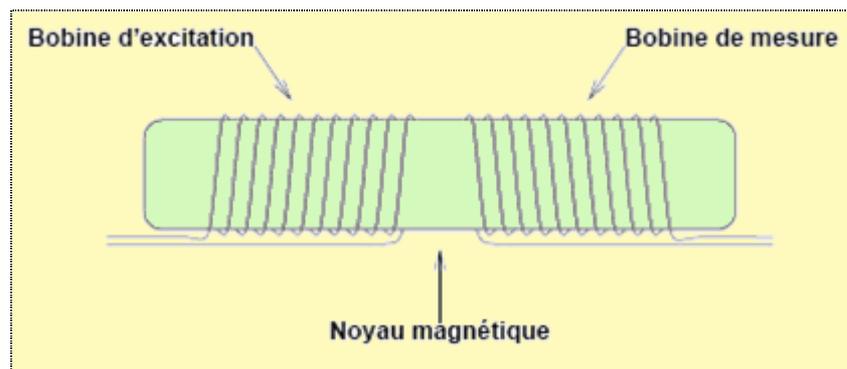


Fig I.16 : structure d'un capteur fluxgate simple

I.4.2.2 Performances des capteurs fluxgates

a) **Sensibilité** : la sensibilité d'un fluxgate dépend de plusieurs facteurs, les valeurs typiques de sensibilité se situent entre 10 V/T et 10^4 V/T.

b) Effet de la température: les capteurs fluxgates sont relativement insensibles aux variations de température.

c) Offset

L'offset d'un capteur fluxgate est généralement très faible, pour les magnétomètres bon marché, il est inférieur à 100 nT, et surtout très stable dans le temps (moins de 5 nT sur une durée de plusieurs jours).

d) Bruit et résolution

Le niveau de bruit d'un capteur fluxgate dépend essentiellement du comportement du noyau magnétique et est généralement limitée par le bruit de Barkhausen, qui provient du mouvement chaotique des parois de Bloch associé aux changements de forme des domaines de Weiss. Ainsi, les capteurs fluxgates utilisant des noyaux de quelques centimètres présentent des densités spectrales de puissance de bruit d'environ $10 \text{ pT} / \sqrt{\text{Hz}}$.

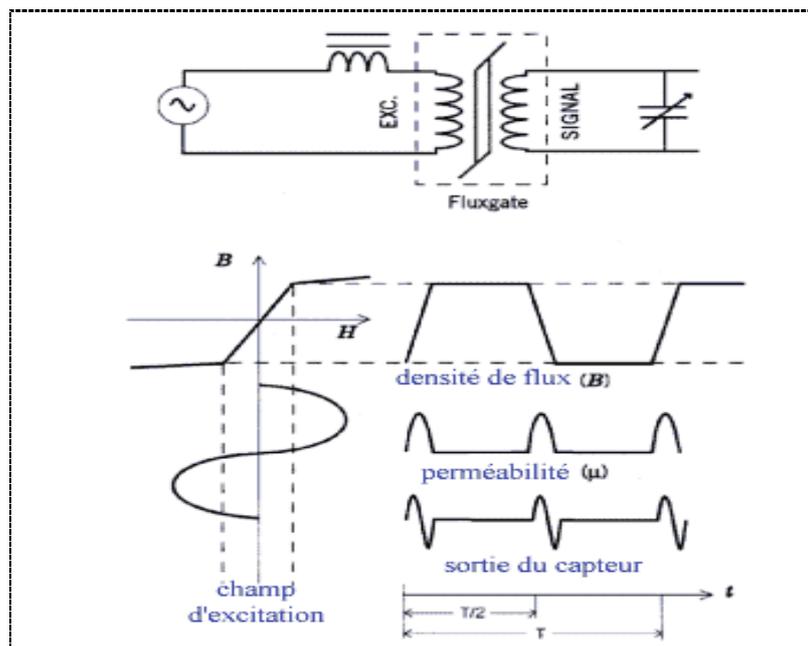


Fig I.17 : réponse d'un fluxgate à un champ magnétique alternatif

e) Formes et direction de sensibilité:

La direction de sensibilité d'un capteur Fluxgate est essentiellement déterminée par l'orientation des bobines de mesures et en partie par la forme du noyau magnétique.

Le capteur le plus simple se présente sous la forme d'un barreau ferromagnétique muni de deux bobines, voir figure I.16. Son fonctionnement est simple et efficace mais pas optimal, car les bobines d'excitation et de mesure sont couplées.

La tension V_m induite dans la bobine de mesure faite de N spires de section A est donnée par :

$$V_m = NA \frac{dB}{dt} \quad (\text{I.4})$$

$$V_m = NA\mu_0 \frac{d(\mu_r(t).H(t))}{dt} \quad (\text{I.5})$$

Où μ_0 est la perméabilité du vide, $\mu_r = \frac{dB}{dH}$ la perméabilité relative du noyau et H le champ magnétique total égal à la somme du champ généré par la bobine d'excitation et du champ magnétique externe à mesurer.

L'utilisation de deux barreaux identiques et parallèles excités dans des directions opposées par un unique bobinage permet de supprimer le couplage entre les bobines d'excitation et de mesure. Ainsi seul le signal utile portant l'information est récupéré dans la bobine de mesure. L'utilisation d'un noyau de type « **Racetrack** » (figure I.18), offre les mêmes avantages mais présente en plus une réluctance plus faible car le circuit magnétique est fermé. Cela permet notamment d'atteindre la saturation magnétique totale du noyau tout en réduisant l'intensité du courant d'excitation [18].

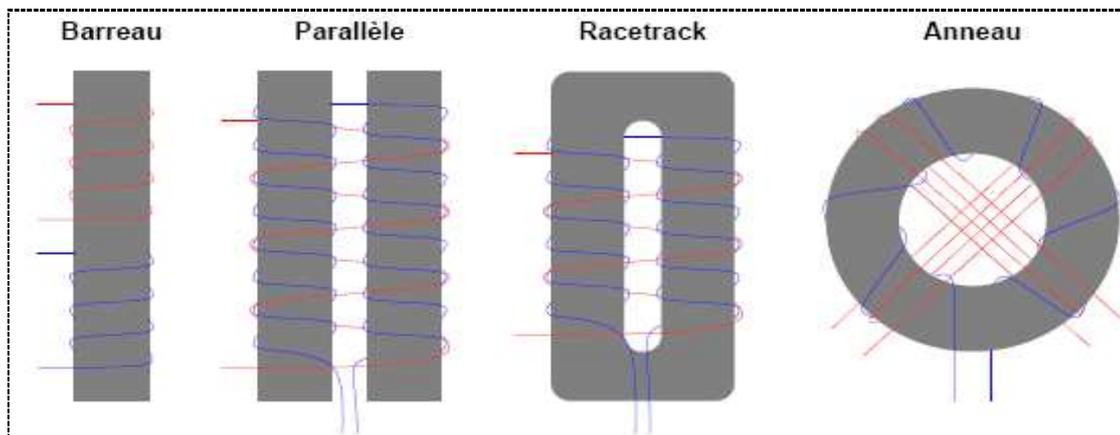


Fig I.18 : Différentes formes de capteurs Fluxgate. Les bobines d'excitation sont représentées en bleu et celles de mesure en rouge.

I.4.3 CAPTEURS A EFFET HALL

Les capteurs à effet Hall sont les plus utilisés, en raison de leur bonne linéarité sur une grande plage de mesure, leur robustesse, et leur compatibilité avec la technologie des composants semi-conducteurs.

I.4.3.1 Principe de l'effet Hall

L'effet Hall a été découvert par **Edwin Herbert Hall** en 1879. Il observa l'apparition d'une différence de potentiel entre les bords latéraux d'une bande de cuivre, parcourue par un courant, lorsque celle-ci est soumise à un champ magnétique perpendiculaire à son plan.

L'effet Hall est un phénomène général dans les matériaux, cependant c'est dans les semi-conducteurs que son amplitude est la plus marquée. C'est la raison pour laquelle cet effet n'est exploité dans l'industrie qu'après l'apparition des matériaux semi-conducteurs comme l'antimonide d'indium (InSb), et l'arséniure d'indium (InAs). Ces matériaux permettent l'obtention de différence de potentiel de Hall suffisamment élevée.

Considérons la figure I.19 où un matériau de forme parallélépipédique est traversé par un courant électronique constant I , et baigné dans un champ magnétique \vec{B} ; l'apparition de la d.d.p **Hall** U_H est due à la force de Laplace :

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (I.6)$$

q : représente la charge en déplacement (électron ou trou) et \vec{v} sa vitesse, supposée constante.

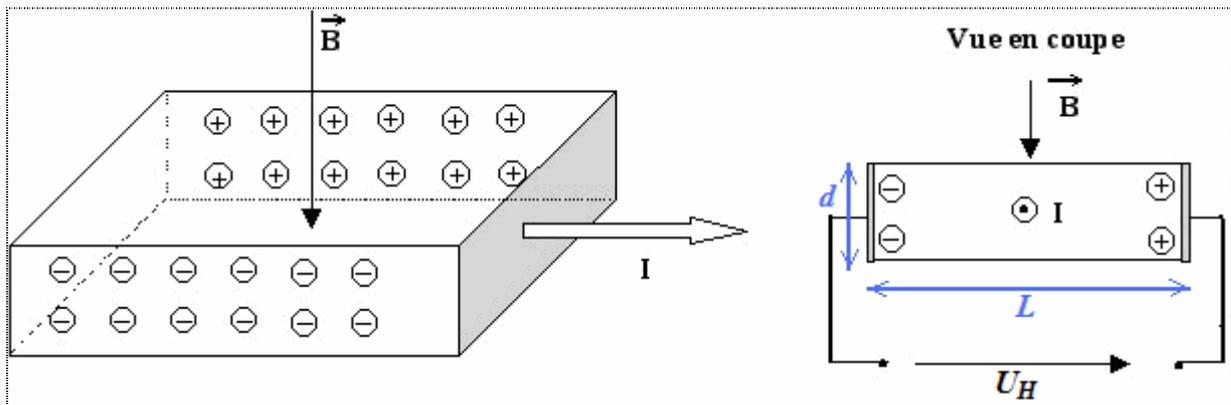


Fig I.19 : effet Hall dans un matériau de forme parallélépipédique

Si n est la densité volumique des électrons de conduction dans le matériau ; la densité de courant à travers sa surface ($L \times d$) vaut :

$$\vec{j} = nq\vec{v} \quad (I.7)$$

La vitesse des charges en déplacement est donc :

$$\vec{v} = \vec{j} / nq \quad (I.8)$$

La force de Laplace conduit à une accumulation de charges négatives sur une face du matériau, et un excès de charges positives sur la face opposée, d'où l'apparition d'un champ électrique dite de Hall :

$$E_H = U_H / L \quad (\text{I.9})$$

Ce champ exerce une force de Coulomb :

$$\vec{F}_H = q \cdot \vec{E}_H \quad (\text{I.10})$$

Un équilibre s'établit entre la force de Laplace et celle de Coulomb $\vec{F}_L = -\vec{F}_H$.

Soit : $-q \cdot \vec{E}_H = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$

La tension de Hall est donc :

$$U_H = E_H \cdot L = -v \cdot B \cdot L \quad (\text{I.11})$$

Avec $v = J / nq = I / L \cdot d \cdot n \cdot q$, on peut écrire :

$$U_H = I \cdot B / n \cdot q \cdot d \quad (\text{I.12})$$

La constante de Hall est définie par :

$$R_H = 1 / n \cdot q \quad (\text{I.13})$$

La tension de Hall peut s'écrire ainsi :

$$U_H = R_H \cdot \frac{I \cdot B}{d} \quad (\text{I.14})$$

Le terme $R_H \frac{B}{d}$ est identique à une résistance « normale » appelé **résistance de Hall** [11].

I.4.3.2 Caractéristiques des capteurs à effet Hall

- Longue durée de vie.
- Compatible logique
- Usure négligeable
- Bonne stabilité de fonctionnement.
- Rapidité de la réponse
- Large gamme de température
- Opération sans contact
- Possibilité de mesurer des positions ou de déplacements à travers une paroi non ferromagnétique séparant la sonde de la cible.
- La bande passante est relativement large : du continu à 100kHz (500 kHz pour certains modèles) [17].

I.4.3.3 modèles commercialisés

Les capteurs à effet Hall sont fabriqués et commercialisés par plusieurs sociétés à travers le monde, sous différents modèles, avec des formes qui ne sont pas nécessairement

rectangulaires. Le tableau I.3 présente quelques capteurs à effet Hall, leurs fabricants, ses matériaux de base, et leurs principales caractéristiques.

Tableau I.3 : modèles de capteurs à effet Hall existant sur le marché, les fabricants, les matériaux de base, et les caractéristiques principales [44]

Fabricant	Référence	Matériaux	technologie	R interne [Ω]	Courant adm mA ou volt.	Sensibilité mV/mA.kG	Coefficient de temp. [%/K]	Tension de Hall [mV]
ASAHIKASE	KH-400A	SbIn	dépôt c.m.	240-550	5	60	-0,8	300
PIONNEER	LPH-012	SbIn	dépôt c.m.	150-420	10	<70	-1	<700
DENKIONKYO	5F-MS4-07F	SbIn	massif	8-50	50	16,5	-	825
	20J-MP2-7F	SbIn	massif	0.8-1.5K	5(V)	12	-0,2	60
	20K-MP2-7F	SbIn	massif	9-3K	3(V)	17	-0,2	50
	10H-MP3-7F	SbIn	massif	3--400K	1(V)	30	-0,2	100
SIEMENS	SV200(III)	SbIn	dépôt	40-80	25	1	-0,1	25
	SBV566	SbIn	c.m.	30	25	3,2	-2,0	80
	SV110	SbIn	massif	500	25	10	-1,0	250
	FA218	AsIn	dépôt	3	100	0,085	-0,1	8,5
	FA22E	AsIn	c.m.	2	150	0,08	-0,1	12
	FA24	AsIn	massif massif massif	1,4	400	0,075	-0,06	30
NANA ELECT.	AG-1	Ge	massif	40	20	0,4	0,02	8
	AG-4	Ge	massif	300	15	2,9	0,02	43,5
COPAL	TC8101	Ge	massif	>2	35	0,06	0,02	2,1
TOSHIBA	THS-101	AsGa	épitaxiale	150-600	5	11,4	-0,06 max	57
	THS-102	AsGa	épitaxiale	450-900	5	20	-0,06 max	100
MATSUSHITA	OH001	AsGa	épitaxiale	0.5K-1.5K	6(V)	20	-0,06 max	112,5
VICTOR	VHG-110	AsGa	épitaxiale	200-800	5	12,5	-0,06,nbvhj max	62,5

D'autres formes de capteurs à effet Hall peuvent être existées dans le but d'ajuster et optimiser les performances, voir figure I.20.

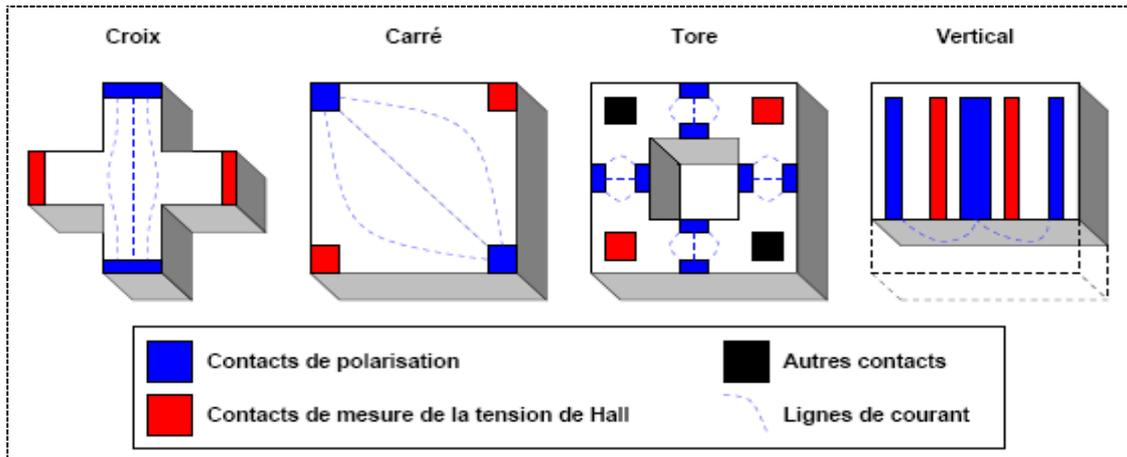


Fig I.20 : Différentes formes de capteurs à effet Hall. [18]

I.4.3.4 Applications des capteurs à effet Hall

En particulier l'effet Hall est utilisé dans les applications suivantes :

- pour l'identification d'un semi-conducteur type p ou n
- pour la mesure de la concentration en porteurs de charges d'un matériau
- pour la détermination de la température (le nombre de porteurs et la mobilité évoluent avec celle-ci dans un semi-conducteur).
- pour la mesure des inductions magnétiques : gaussmètres, magnétomètres
- pour la mesure sans contact de courants forts
- pour la détection des câbles électriques enterrés ou cachés dans un mur
- comme capteur de position, de niveau, ou de déplacement [44].

I.4.4 CAPTEURS A SQUID

Le capteur de champ magnétique à **SQUID** est un détecteur très sensible, et il s'impose depuis sa découverte comme le magnétomètre le plus sensible actuellement disponible, en fait il ne permet pas de mesurer un champ mais plutôt sa variation, ainsi les bobines captrices (ou gradientmètre) vont mesurer les variations spatiales d'un champ magnétique aussi faibles que 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) [20].

Pour se donner un ordre de grandeur, le flux magnétique typique produit par un échantillon est de l'ordre du quantum de flux (1 quantum de flux = $h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$), le champ magnétique terrestre correspond à deux millions ($2 \cdot 10^6$) de quanta de flux.

I.4.4.1 Matériaux supraconducteurs

Un supraconducteur est un matériau qui, au dessous de sa température critique présente des propriétés spécifiques, en particulier une résistance électrique pratiquement nulle, et une imperméabilité au champ magnétique. On distingue deux grandes familles de matériaux supraconducteurs :

- supraconducteurs à basse température critique **LTC** : constitués essentiellement des métaux ou de ses alliages. Leurs températures critiques se situent au voisinage de celle de liquéfaction de l'hélium (4.2K°)
- supraconducteurs à haute température critique **HTC** : qui sont des céramiques à base d'oxyde de cuivre, des polymères, ou le composé MgB_2 . Leurs températures critiques se situent au voisinage de celle de liquéfaction de l'azote (77K°) [11], voir figure I.21.

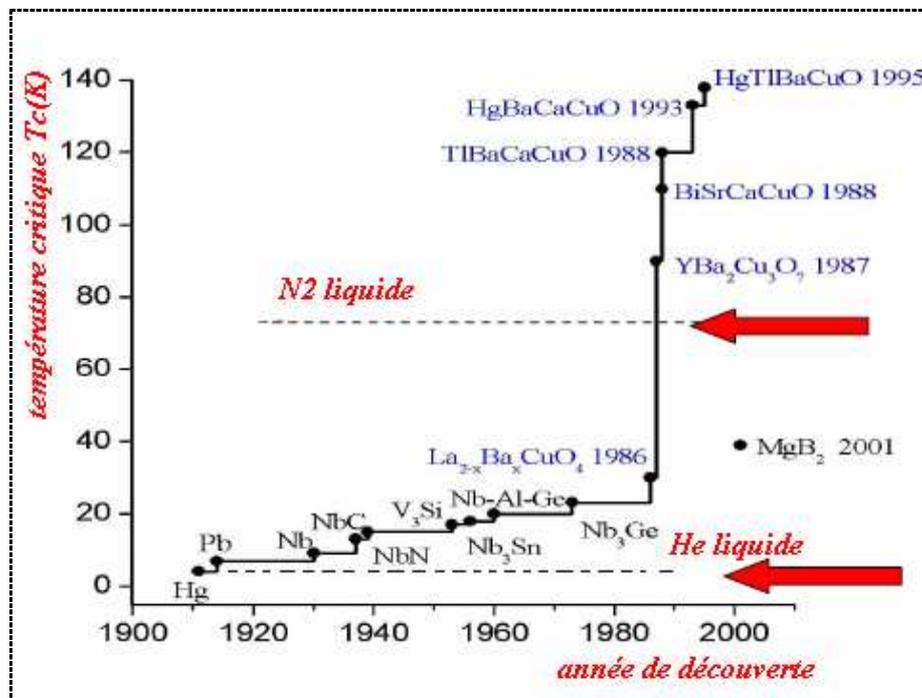


Fig I.21 : familles HTC et LTC des matériaux supraconducteurs [19]

I.4.4.2 principe du magnétomètre à SQUID

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 (figure I.22). 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.

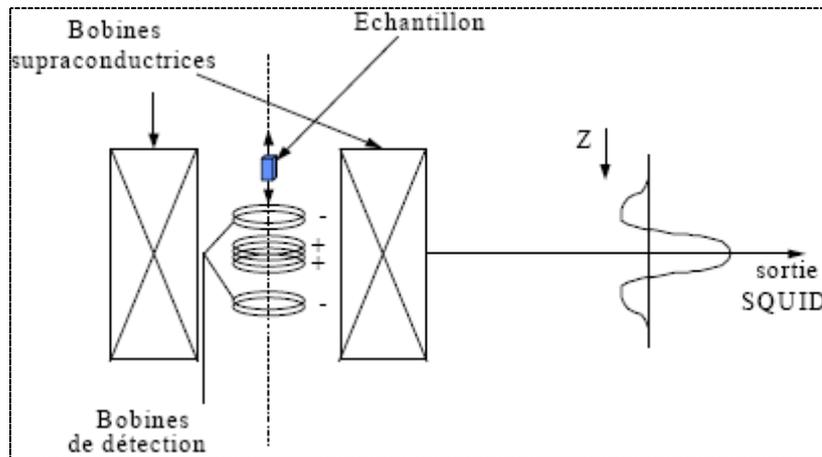


Fig. I.22: schéma du magnétomètre à SQUID

Ce courant ne peut s'amortir, car les fils sont supraconducteurs. On réalise ainsi en déplaçant l'échantillon d'un bout à l'autre du gradientmètre, une intégration de flux. Un transformateur de flux permet de transmettre le signal issu du gradientmètre au SQUID.

Le SQUID est le détecteur de champ magnétique le plus sensible qui existe. C'est un **convertisseur flux-tension**. L'amplitude du signal mesuré est proportionnelle au moment magnétique de l'échantillon. Un magnétomètre à SQUID est constitué d'un anneau supraconducteur avec une ou deux zones normales de faibles épaisseurs (**jonction Josephson**) voir figure I.23.

Le principe de fonctionnement d'une jonction Josephson repose sur deux propriétés physiques importantes : l'effet tunnel et la longueur de cohérence des paires de Cooper.

I.4.4.3 Effets tunnel et Josephson

a) Effet tunnel: En physique quantique, une particule (comme le proton ou l'électron) peut, sous certaines conditions, franchir une couche isolante, même si son énergie initiale est insuffisante, elle peut passer de l'autre côté comme par un petit tunnel.

L'effet tunnel est basée sur le fait qu'il y a une probabilité non nulle qu'une particule d'énergie inférieure à la hauteur d'une barrière de potentiel (couche isolante) puisse la franchir, et ce par le comportement ondulatoire que la mécanique quantique associé à chaque particule, et qu'elle n'est donc pas localisée ponctuellement mais possède une certaine probabilité de présence en une zone déterminée de l'espace.

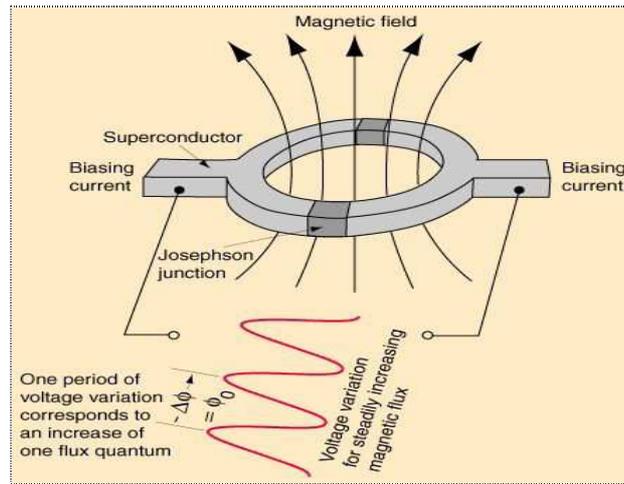


Fig I.23 : schéma de principe du magnétomètre à SQUID

b) Effet Josephson

L'effet Josephson est l'un des effets remarquables de la supraconductivité. Dans l'état supraconducteur, les électrons s'attirent deux à deux et forment des paires dites paires de Cooper. L'effet Josephson concerne le passage de ces paires, par effet tunnel, au travers d'une barrière de mince couche d'isolant, d'une épaisseur de l'ordre de 1 à 3 nm, placée entre deux supraconducteurs, appelée jonction Josephson (Figure I.24).

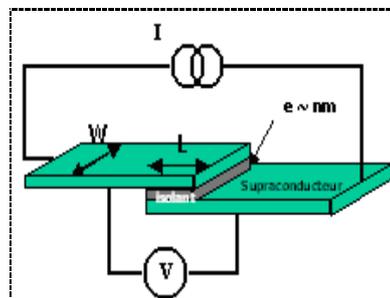


Fig I.24 : jonction Josephson

Au dessus de la température critique (T_c), un faible courant circule dans la jonction par effet tunnel ordinaire, et l'on observe une caractéristique courant-tension approximativement linéaire et la jonction se comporte comme une résistance.

- **Effet Josephson continu** : au dessous de T_c , le comportement de la jonction change complètement. Un courant continu, inférieur à une valeur limite I_c , peut traverser la jonction sans que différence de potentiel n'apparaisse entre les faces de l'isolant. C'est l'effet Josephson continu.

- **Effet Josephson alternatif :**

Lorsque le courant dépasse I_c , une différence de potentiel U apparaît brusquement aux bornes de la jonction. Josephson a montré que cette tension est liée au courant I circulant dans la jonction par les expressions:

$$I = I_c \sin \varphi \quad (\text{I.15})$$

$$U = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt} \quad (\text{I.16})$$

Avec $\hbar = h/2\pi$ et h : constante de Planck = $6,626 \cdot 10^{-34}$ J.s,

φ représente la différence de phase entre les fonctions d'onde de part et d'autre de la jonction.

Des deux relations précédentes (I.15) et (I.16), on peut tirer :

$$I = I_c \sin\left(\frac{2e}{\hbar} \int U dt\right) \quad (\text{I.17})$$

Donc si la jonction est polarisée par une tension continue le courant de paires de Cooper oscille à une fréquence f_0 qui dépend uniquement de U et des constantes fondamentales (e , h) selon l'expression:

$$I = I_c \sin \omega_0 t \quad (\text{I.18})$$

Avec $\omega_0 = 2\pi f_0$, et :

$$f_0 = \frac{2e}{h} U \quad (\text{I.19})$$

Inversement, si une tension alternative de fréquence f (qq GHz) est appliquée à la jonction par irradiation HF, le courant de paires de Cooper a tendance à se synchroniser avec cette fréquence et ses harmoniques, et il apparaît une tension continue aux bornes de la jonction.

Cette synchronisation se révèle dans les caractéristiques courant-tension par l'apparition de marches de tension à des multiples entiers de la valeur $U = (h/2e)f$, appelées **marches de Shapiro** voir figures I.25 et I.26.

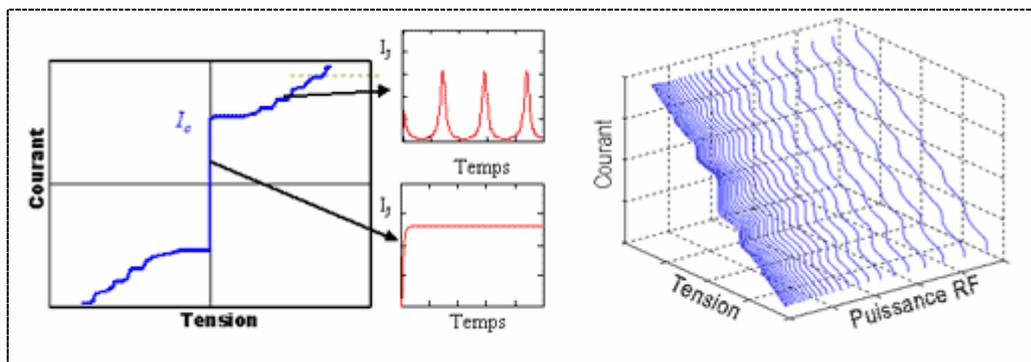


Fig I.25 : caractéristique courant-tension d'une jonction Josephson

L'exactitude de la relation tension-fréquence $U = (h/2e) f$ et son indépendance vis à vis des conditions expérimentales (température, courant de polarisation, matériaux des jonctions) ont été testées à de nombreuses reprises avec un niveau d'incertitude atteignant 10^{-16} .

Une jonction Josephson agit donc comme **un convertisseur tension-fréquence** de précision fondamentale, et c'est pourquoi l'effet Josephson est utilisé pour **la conservation du volt**. La constante de proportionnalité entre la fréquence et la tension est appelée constante Josephson et est notée $K_j = 2e/h = 483.6 \text{MHz}/\mu\text{V}$ [21, 22].

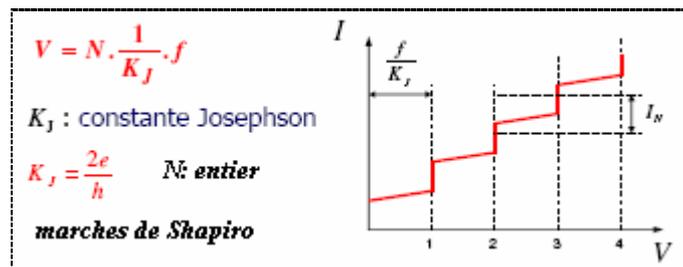


Fig I.26 : effet Josephson, et marches de Shapiro

•interférences sous champ magnétique

Josephson prédit aussi que des interférences devraient apparaître dans une jonction sous l'effet d'un champ magnétique appliqué, cet effet constitue le principe des magnétomètres à SQUID en basant sur la relation liant le courant mesurer avec le flux magnétique détecté Φ (du cerveau humain par exemple), L'amplitude de ce courant I_{max} est une fonction périodique du flux magnétique dans la jonction [23].

$$I_{max} = I_c \frac{\sin\left(\frac{\pi\phi}{\phi_0}\right)}{\frac{\pi\phi}{\phi_0}} \quad (\text{I.20})$$

I.4.4.4 applications des SQUIDs

Pour beaucoup d'applications, la jonction simple Josephson est couplée en parallèle avec une bobine pour former le SQUID voir figure I.27.

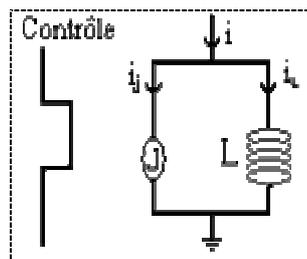


Fig I.27 : Schéma fonctionnel du SQUID

Depuis sa découverte le SQUID occupe des domaines d'application très divers:

En Magnétométrie

Le capteur à SQUID est utilisé en tant que magnétomètre ultra sensible, pour détecter des objets d'importance ou découvrir des ruines comme au palais de Cléopâtre dans les fouilles du port d'Alexandrie.

En métrologie

Il sert de référence pour l'étalonnage des magnétomètres, et il est utilisé pour la conservation de certaines unités (le Volt). La valeur numérique $K_{J,90} = 483,5979 \text{ GHz/V}$ est fixé depuis le 1 janvier 1990 par la 18^{ième} Conférence Générale des Poids et Mesures.

Dans la plupart des laboratoires de métrologie et d'industrie, des systèmes de mesure basés sur des réseaux de jonctions Josephson sont actuellement mis en œuvre en tant que références de tension absolue en vue d'étalonner des piles étalons ou des références Zener. L'étalon Josephson permet de réaliser des étalonnages dans la plage de tension de -10V à +10V.

En biomagnétisme

Il est utilisé pour l'enregistrement de magnéto-cardiogramme (MCG), et en imagerie cérébrale pour magnéto-encéphalogramme (MEG), le tableau I.4 donne quelques caractéristiques des deux techniques utilisées en imagerie cérébrale et la figure I.28 montre le dispositif nécessaire pour un magnéto-encéphalogramme [24].

Tableau I.4 : Comparaison entre imageries MEG et EEG

Magnétoencéphalographie (MEG) et Electroencéphalographie (EEG)	
-Mesurent l'activité électrique neuronale	
-Imagerie non invasive	
-Résolution temporelle ~1ms	
EEG	MEG
mesure du Potentiel électrique	mesure du champ magnétique
Ordre de grandeur : quelques microvolts	Ordre de grandeur : 10^{-13} teslas
Capteurs : électrodes	Capteurs : SQUID couplés à des bobines
Appareillage très répandu	Appareillage très coûteux
1er EEG : 1929 Hans Berger	1er MEG : 1968 Cohen -MIT

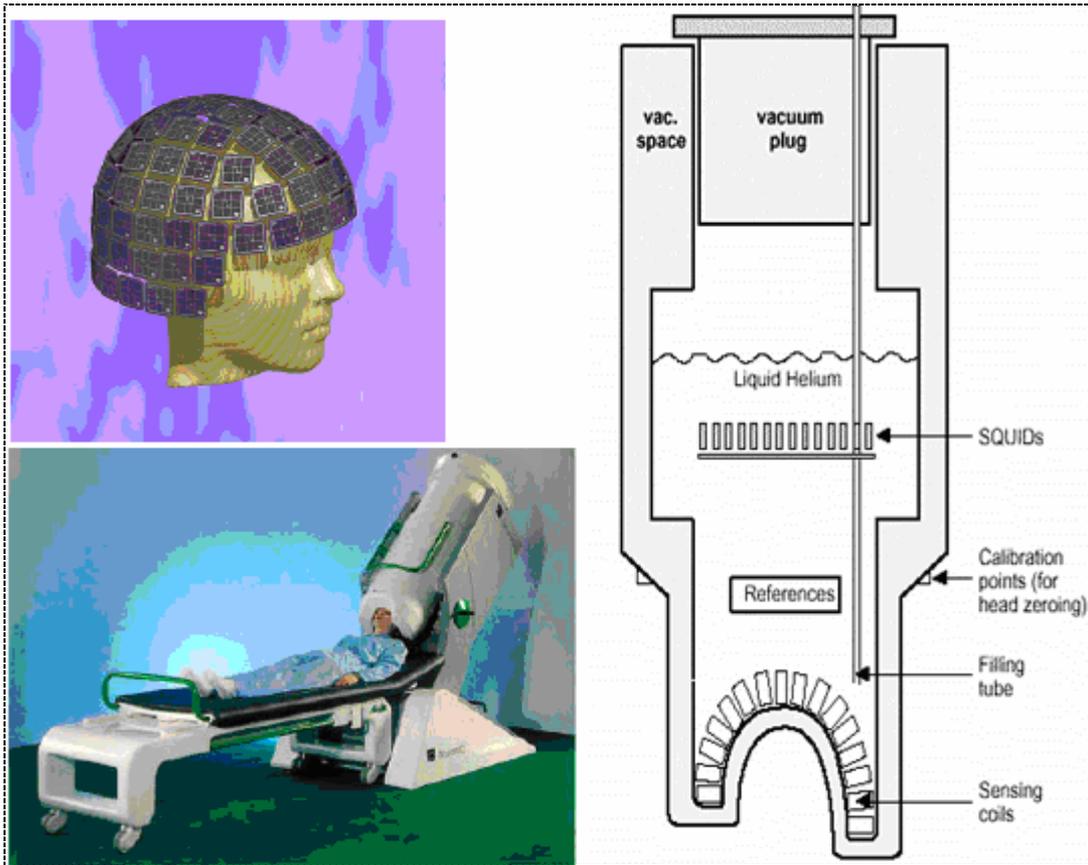


Fig I.28 : Imagerie par magnétométrie : Magnétœncéphalographie MEG

I.4.5 CAPTEURS A EFFET WIEGAND

I.4.5.1 Principe

L'effet Wiegand est un phénomène générant une impulsion dans un fil en alliage spécial. Le fil est traité de manière à créer deux pôles magnétiques distincts (noyau et enveloppe) dans le même fil homogène. Lorsque le fil est soumis à un champ magnétique, ses deux pôles magnétiques réagissent différemment. L'enveloppe nécessite un champ magnétique puissant pour inverser sa polarité magnétique, alors que le noyau inverse sa polarité dans des conditions plus faibles. Lorsque l'enveloppe et le noyau passent à des polarités différentes, l'impulsion WIEGAND est générée, puis détectée par une bobine (le lecteur).

En raison de la complexité de fabrication du fil WIEGAND, il est pratiquement impossible de dupliquer les cartes WIEGAND, qui demeurent l'une des technologies de contrôle d'accès les plus sûres [25].

I.4.5.2 Interface Wiegand

L'interface WIEGAND est une connectique normalisée utilisée pour brancher des têtes de lecture de badges sur les cartes de contrôle commande.



Fig I.29 : Wiegand - Cartes et Lecteurs

La portée entre l'UTL (centrale de contrôle d'accès : exemple XP216) et le lecteur est limitée à 100 mètres.

Les interfaces Wiegand pour les transmissions filaires sont particulièrement utilisées par les lecteurs de badges. Il s'agit d'une transmission asynchrone à 3 fils (data 0, data 1, masse) avec des signaux entre 0 V et 5,5 V au maximum. Les 0 et les 1 sont des impulsions de durée 20 μ s à 100 μ s à l'état bas. L'interface complète a 5 bornes, avec le codage suivant :

Tableau I.5: codage d'une interface Wiegand

rouge	Alimentation nominale (5 V ou 12 V ou 24 V).
noir	commun (masse)
blanc	data 1
vert	data 0
brun	contrôle LED

Les normes autorisent jusqu'à 153m de câble à conducteur en cuivre de diamètre 1,02 mm (0,82 mm² correspondant à un conducteur AWG 18) [26].

I.4.5.3 Caractéristiques des capteurs à effet Wiegand

- Disponible en modèle à défilement, à insertion, tourniquet (badges) ou introduction (clé)
- Cartes disponibles en PVC
- Aucune nécessité d'encodage ou de programmation
- Lecteurs adaptés aux intempéries et aux températures extrêmes
- Étanche et très résistant aux chocs et au vandalisme
- Aucune partie mécanique soumise à un entretien particulier [27]

I.4.6 CAPTEURS MAGNETIQUES A FIBRES OPTIQUES

I.4.6.1 Principe d'une fibre optique

Un capteur a fibres optiques est un système a une ou plusieurs fibres capable soit de transporter l'information recueillie entre l'extrémité des fibres et le milieu extérieur, soit de coder optiquement l'information liée a la grandeur à mesurer, l'influence de celle-ci se réalisant sur une grande longueur, voir figure I.30.

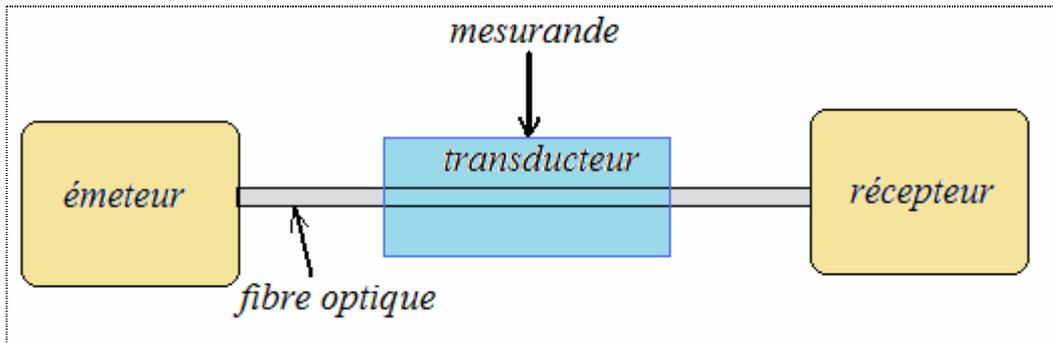


Fig I.30 : Structure d'un système à fibres optiques

Dans le premier cas, les fibres sont passives : elles ne servent qu'à amener la lumière et/ou à retransmettre le signal fourni par un dispositif de mesure basé sur un autre phénomène physique (capteurs extrinsèques). Dans le second cas, elles seront actives ; la grandeur à mesurer agit directement ou indirectement grâce a un revêtement spécial entourant le conducteur de lumière (capteurs intrinsèques) [28], voir figure I.31.

I.4.6.2 Effets magnéto-optiques

L'interaction entre une onde optique et un milieu magnétique conduit à une grande variété d'effets **magnéto-optiques**. Ces effets et plus particulièrement deux d'entre eux, l'effet Faraday et l'effet Kerr, ont été mises à contribution dans des applications très diverses couvrant les domaines des télécommunications, optiques, du stockage de l'information, de la visualisation et des capteurs.

a) Effet Faraday

Michael **Faraday** remarqua en 1845 qu'un morceau de verre placé dans un champ magnétique intense présente une activité optique. On observe la rotation d'angle θ du plan de polarisation d'une onde lumineuse se propageant dans le milieu lorsqu'un champ magnétique H est appliqué parallèlement à la direction de propagation de la lumière. Cette rotation est proportionnelle au champ H et à la longueur L du trajet optique selon la relation :

$$\theta = V_e \cdot H \cdot L \tag{I.21}$$

Où V_e est la constante de Verdet du matériau [29].

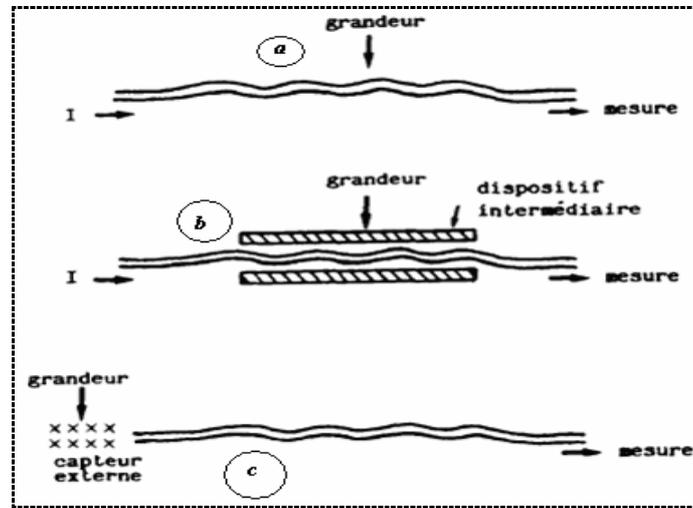


Fig I.31 : Différents types de capteurs à fibre optique:

a) fibre active b) fibre indirectement active c) fibre passive [28]

Les capteurs optiques de champ magnétique exploitent l'effet Faraday, pour lequel une fibre optique soumise à un champ magnétique voit l'état de polarisation de l'onde transmise tourner d'un angle proportionnel au champ.

Les effets magnéto-optiques dans les fibres optiques ou dans les grenats ferrimagnétiques sont mis à profit pour la mesure des courants forts (tableau I.6) et en magnétométrie. La magnéto-optique intéresse aussi le secteur du contrôle non destructif, celui du traitement du signal et s'avère également un outil d'analyse très puissant en physique des solides.

Tableau I.6 : caractéristiques des capteurs à fibres optiques utilisant l'effet Faraday pour les mesures de courant [30]

Mesures de courant alternatif à haut potentiel	Mesures de courant continu intense
<ul style="list-style-type: none"> • Isolation galvanique intrinsèque de la fibre optique • Insensibilité aux champs magnétiques perturbateurs • Mesure différentielle très précise possible 	<ul style="list-style-type: none"> • Mesure de courant jusqu'à 500 kA • Tête de mesure très légère (moins de 5 kg) • Installation rapide et sans interruption du circuit électrique • Insensibilité aux champs magnétiques perturbateurs • Mesure différentielle très précise possible

b) Effet Kerr

Lorsqu'un faisceau de lumière polarisée est réfléchi par la surface d'un matériau aimanté, sa polarisation tourne. Cette propriété est l'effet Kerr magnéto-optique de surface (MOKE). Cette technique est bien adaptée à l'étude des processus d'aimantation de couches minces magnétiques. Ses avantages sont : une forte sensibilité, la rapidité d'acquisition d'un cycle d'aimantation (quelques minutes) et la possibilité de sonder localement l'aimantation de la surface d'un échantillon, avec une résolution de quelques dixièmes de mm. Elle ne permet en revanche pas une mesure absolue de l'aimantation et dans le cas d'une multicouche magnétique, les contributions des couches profondes sont atténuées [31].

I.4.6.3 Caractéristiques des capteurs magnétiques à fibres optiques

Avec les fibres optiques on peut réaliser de véritables capteurs dont les principaux avantages sont :

- Immunité aux champs électromagnétiques, et absence de rayonnement du signal à l'extérieur de la fibre, permettant au capteur de ne pas perturber son environnement
- Plus grande sensibilité, bande passante, et plage dynamique que la plupart des capteurs traditionnels (la réponse est le plus souvent très rapide et les limitations ne proviennent que du système électronique associé).
- Légèreté, faible volume et basse consommation d'énergie.
- Utilisable dans des milieux difficiles, à haute température ou relativement corrosifs, voire explosifs, à très fortes pressions, dans des environnements électromagnétiques perturbés ainsi qu'en présence de rayonnements nucléaires.
- Utilisables dans des milieux fragiles comme le corps humain.
- La mesure peut être effectuée sans contact.
- Adaptation pour les mesures à distance sans problème d'interférence
- Une bonne fiabilité et durée de vie: l'absence de pièces mécaniques élimine souvent les problèmes d'usure.
- Possibilité de multiplexer plusieurs informations sur une même fibre
- Résistance aux vibrations et aux chocs [32].

I.4.7 CAPTEURS A RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE (RMN)

Le noyau atomique est constitué d'un certain nombre de nucléons regroupant les protons et les neutrons. Ceux-ci sont animés d'un mouvement collectif complexe comportant en particulier une rotation individuelle autour d'un axe passant par leur propre centre. En tournant,

chaque particule possède autour d'elle un moment cinétique \vec{I} , ou spin, aligné sur son axe de rotation. A ce moment cinétique est associé un moment magnétique $\vec{\mu}$, voir figure I.32.

$$\mu = \gamma \frac{hI}{2\pi} \quad (\text{I.22})$$

γ : est le rapport gyromagnétique caractéristique de chaque particule

h : constante de Planck

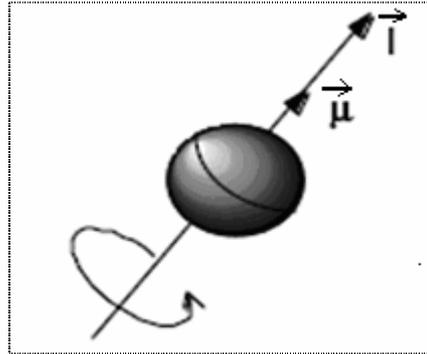


Figure I-32: Moment magnétique et spin d'un nucléon

Dans les capteurs **RMN**, on exploite le spin des noyaux des atomes. Certains noyaux possèdent un spin nul ou très faible (ceux dont le nombre de nucléons est pair), mais d'autres ont un spin nucléaire différent de zéro, donc on peut leur associer un moment magnétique de spin. Par exemple les atomes de carbone (^{12}C), et d'oxygène (^{16}O), leur spin nucléaire est nul. En revanche, les noyaux d'hydrogène (^1H), de fluor (^{19}F), de phosphore (^{31}P), de sodium (^{23}Na) et de l'isotope du carbone (^{13}C) ont un spin non nul, donc ils sont susceptibles d'être utilisés en résonance magnétique nucléaire, mais seul l'hydrogène formé d'un seul proton, joue un rôle important. Il représente 2/3 des atomes de l'organisme et possède un moment magnétique intrinsèque élevé donnant lieu à un phénomène de résonance très net [33].

I.4.7.1 EFFET ZEEMAN ET RMN

La physique quantique nous apprend qu'un moment magnétique de spin (1/2) placé dans un champ magnétique extérieur peut avoir 2 niveaux d'énergies possibles (ce qu'on peut le constater expérimentalement pour les électrons) c'est l'**effet Zeeman** (figure I.33).

La **RMN** : phénomène découvert en 1938 par Isidor Isaac Rabi consiste à modifier le moment magnétique nucléaire ce qui revient à « retourner » le spin du noyau i.e. faire passer le noyau d'un niveau d'énergie à un autre, et ce par l'absorption d'une onde électromagnétique (photon),

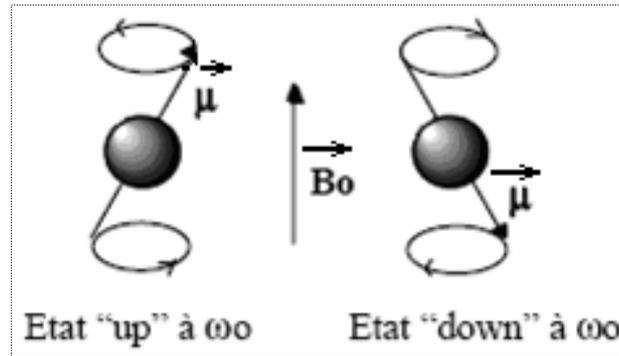


Fig I.33 : deux états possibles pour les spins des protons 1H [33]

Lorsque l'énergie de celle-ci (et donc sa fréquence) permet cette transition et la résonance magnétique nucléaire RMN aura lieu.

Pour les champs usuels de l'ordre du tesla, la résonance du proton (1H) a lieu dans le domaine des ondes radio : 100 MHz environ (42 MHz dans un champ de $1,0\text{ T}$ et 63 MHz dans un champ de $1,5\text{ T}$). La relation mathématique existant entre le champ magnétique imposé B_0 et la fréquence de résonance (ou de Larmor) f_0 (retournement de spin) est la suivante:

$$f_0 = \gamma \frac{B_0}{2\pi} \quad (\text{I.23})$$

Où γ est le rapport gyromagnétique caractéristique de chaque noyau. Le tableau I.7 donne les valeurs de γ pour les noyaux les plus courants :

Tableau I.7 : Valeurs du rapport gyromagnétique γ de quelques noyaux

Noyau	Spin Net	γ (MHz/T)
1H	1/2	42,58
^{31}P	1/2	17,25
^{14}N	1	3,08
^{13}C	1/2	10,71
^{19}F	1/2	40,08

La transition du spin vers son retour à l'équilibre (la relaxation) entraîne l'émission d'une onde électromagnétique qui peut être détectée par un capteur (application à l'imagerie par résonance magnétique) [34].

I.4.7.2 Applications du RMN

a) En imagerie médicale IRM

L'application du RMN en imagerie médicale **IRM** a été créée en 1973 par Paul Lauterbur (prix Nobel de physiologie et de médecine en 2003). [34]

En **IRM**, on mesure la réponse de chaque **voxel** (volume de base de l'échantillon examiné), déterminant la densité en protons et reconstituant une image en 3D.

Les RMN permettent la visualisation des parties internes du corps humain et possèdent le principal avantage de ne pas utiliser de rayon X, mais nécessitent une induction magnétique de 0,5 à 4 Teslas, qui ne peut être obtenue qu'à l'aide d'aimants supraconducteurs. De plus, mis à part la phase d'établissement du courant, l'alimentation électrique n'a plus lieu d'être.

La consommation de "froid" est très faible et le poids de l'engin est réduit. Le grand gagnant est le patient : celui-ci ne subit aucun effet nocif connu à ce jour et les images prises de son corps (crâne, corps, membres ...) sont d'excellente qualité, ce qui permet aux médecins de faire un diagnostic correct (figure I.34).

b- En spectroscopie RMN

Une autre application sur le même principe que l'IRM est la spectroscopie par résonance magnétique nucléaire (RMN). A la différence de l'IRM, deux champs magnétiques orthogonaux entrent en jeu, un à haute fréquence, et l'autre continu. Sous leurs effets, les noyaux entrent en précession et émettent des signaux que l'on recueille ensuite pour l'analyse de la nature, la composition chimique et la structure des échantillons. Et comme il faut des inductions magnétiques de 7 à 13T, les aimants supraconducteurs sont extrêmement utiles.



Fig I.34 : Image IRM du cerveau humain

I.4.8 CAPTEURS MAGNETORESISTIFS

L'effet magnétorésistif a été découvert en 1857, par William Thomson dans les métaux de transition ferromagnétiques. Cet effet est basé sur la variation de la résistance (ou résistivité) d'un matériau magnétique lorsqu'il est soumis à un champ magnétique, la variation relative de résistance est en générale défini par [11]:

$$\Delta MR(\%) = \frac{R(H) - R(0)}{R(0)} \cdot 100 \quad (I.24)$$

A nos jours cet effet comporte plusieurs types de phénomènes à principes de transport électronique différents:

I.4.8.1 Magnétorésistance anisotrope AMR

a) Principe de magnétorésistance anisotrope (AMR)

L'AMR est la propriété de certains matériaux à présenter une résistance électrique dépendant de l'angle (θ) formé entre le flux de courant électrique et l'orientation de l'aimantation. Ces matériaux possèdent généralement un axe de facile aimantation [35], voir figure I.35.

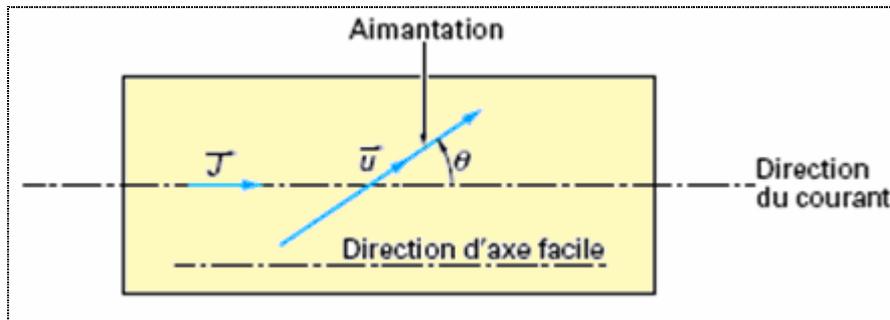


Fig I.35 : la résistivité d'un matériau est fonction de l'angle $\theta(\vec{J}, \vec{M})$

L'expression générale donnant la résistivité ρ en fonction de l'angle θ est :

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \theta \quad (I.25)$$

ρ_{\perp} : est la résistivité transversale (lorsque l'aimantation est perpendiculaire au courant).

Considérons maintenant un échantillon de matériau multi domaine possédant une résistivité ρ_0 en l'absence du champ magnétique. Un faible champ magnétique suffit à aligner l'aimantation avec le champ, créant $\rho_{//}$ (résistivité longitudinale) ou ρ_{\perp} (résistivité transversale)

selon que le courant est parallèle ou perpendiculaire à la direction de l'aimantation voir figure I.36.

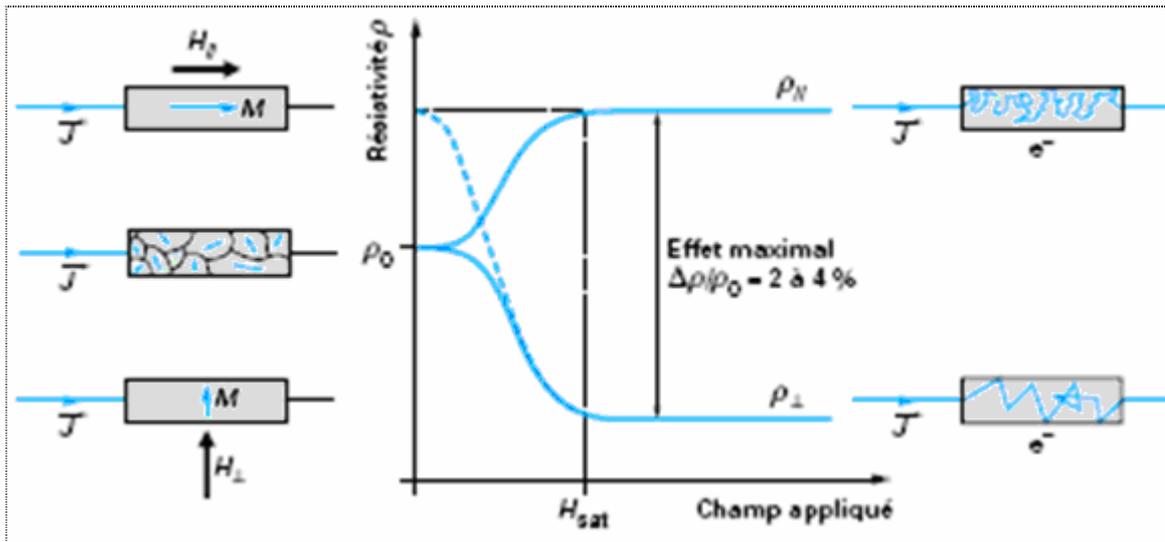


Fig I.36 : variation de la résistivité ρ en fonction de la direction du champ appliqué H

La magnétorésistance se définit par la variation :

$$\Delta\rho = \rho_{//} - \rho_{\perp} \quad (\text{I.26})$$

Ou par la variation relative :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_{//} - \rho_{\perp}}{\rho_0} \quad (\text{I.27})$$

Avec $\rho_0 = \frac{\rho_{//}}{3} + \frac{2\rho_{\perp}}{3}$: résistivité en champ nul, liée à une équipartition en volume des domaines

$$AMR = \frac{\rho_{//}(H) - \rho_{\perp}(H)}{\frac{\rho_{//}}{3} + \frac{2\rho_{\perp}}{3}} \quad (\text{I.28})$$

L'amplitude de l'AMR reste faible, la valeur maximale étant de l'ordre de 5 à 6 % à 300 K° pour certains alliages massifs comme $Ni_{90}Fe_{10}$ ou $Ni_{80}Co_{20}$

Les faibles valeurs des champs à saturation permettent d'obtenir des sensibilités assez élevées (0,4 à 1 %/Oe) qui justifient l'intérêt de ces matériaux pour la réalisation des capteurs de champ magnétique. Le remplacement des têtes de lecture inductives par des couches minces à AMR (IBM 1994) a fait passer le taux de croissance de la densité en enregistrement de 25 %/an à 60 %/an [35].

b) Origine du phénomène AMR

De point de vue microscopique l'effet de magnétorésistance anisotrope AMR dans les matériaux ferromagnétiques trouve son origine dans les mécanismes de diffusion des électrons

de la bande $4s$ avec la bande $3d$. Ce mécanisme n'est possible que lorsque la bande $3d$ est partiellement remplie. Cette bande se divise en deux sous-bandes dont les niveaux d'énergie sont légèrement décalés. La première $3d+$ associée aux électrons de spin up est légèrement plus basse que la seconde $3d-$ associée aux électrons de spin down. Dans le cas du nickel par exemple (voir figure I.37), la bande $3d+$ se trouve juste en dessous du niveau de Fermi et est donc totalement pleine alors que la bande $3d-$ est partiellement remplie. Seuls les électrons de spin down de la bande $4s$ sont donc susceptibles de diffuser vers la bande $3d$. Sous l'influence d'un champ magnétique, l'interaction spin/orbite provoque un mélange entre les bandes $3d-$ et $3d+$.

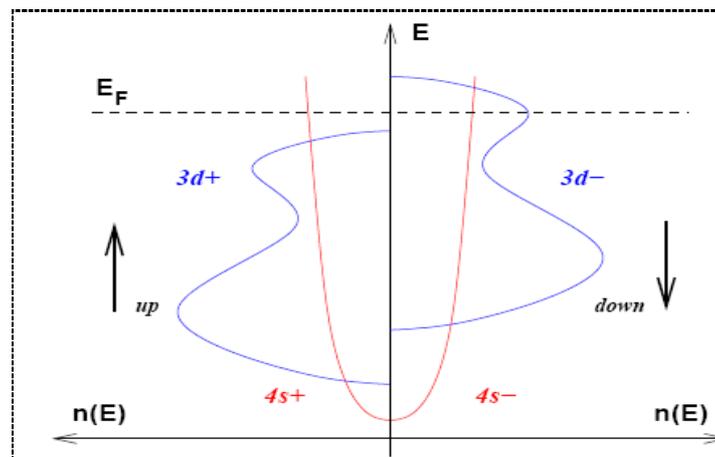


Fig. I.37 : Structure de bandes simplifiées du nickel. Les bandes $3d+$ et $3d-$ sont identiques mais leurs niveaux d'énergie sont légèrement décalés.

On peut montrer que ce mélange est anisotrope et dépend de la direction du mouvement des électrons. Ainsi, la diffusion s-d est plus forte pour les électrons se déplaçant parallèlement au champ magnétique local, c'est-à-dire parallèlement au vecteur aimantation [18].

c) Géométrie des capteurs AMR

L'application d'un champ magnétique H dans le plan entraîne une rotation de l'aimantation M . Supposons que le champ H soit appliqué suivant y et $H_x = 0$ (figure I.38). La relation entre φ et H_y est donné par:

$$\sin \varphi = \frac{H_y}{H_0} \quad (\text{I.29})$$

Nous étudions deux cas particuliers : le courant est appliqué suivant une direction parallèle à la direction de facile aimantation, ou le courant fait un angle de 45° avec la direction de facile aimantation. Ce dernier cas permet d'obtenir une courbe $R(H)$ assez linéaire.

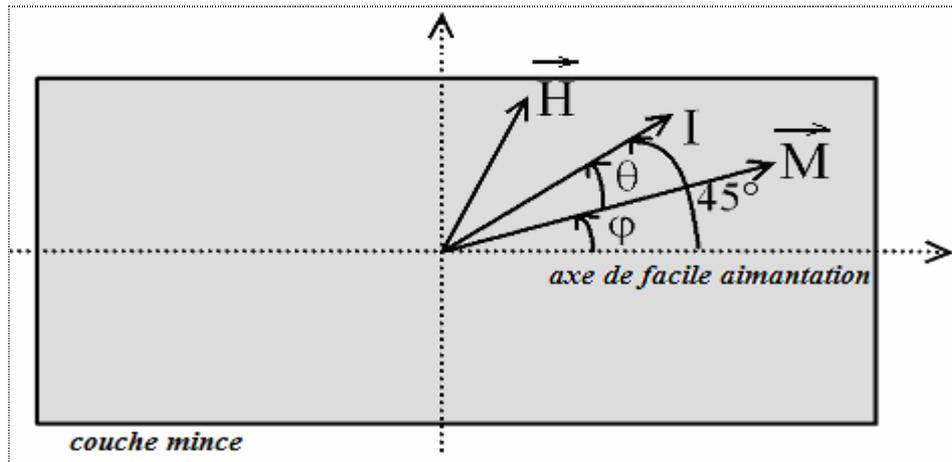


Figure 1.38 : géométrie d'un capteur magnétorésistif anisotrope de magnétisation M , soumis à un champ H et traversé par un courant I

• **Courant suivant la direction facile aimantation**

Dans ce cas $\theta = -\varphi$, et on aura pour $H_y < H_0$:

$$\cos \theta = \sqrt{1 - \left(\frac{H_y}{H_0}\right)^2}$$

La variation de résistance est donnée par :

$$\Delta R(H) = \Delta R_{\max} \left(1 - \left(\frac{H_y}{H_0}\right)^2 \right) \quad (\text{I.30})$$

La variation de résistance en fonction de H_y n'est pas linéaire. Les inconvénients de ce type de capteur sont : une mauvaise linéarité, une sensibilité très faible près de l'origine et une impossibilité de déterminer le sens de la variation de R en fonction de H_y .

• **Courant incliné de 45°**

L'angle d'orientation entre la direction de facile aimantation et la direction du courant est de 45°

$$\text{donc } \theta = \frac{\pi}{4} - \varphi \text{ et } \cos\left(\frac{\pi}{4} - \varphi\right) = \frac{\sqrt{2}}{2} (\cos \varphi + \sin \varphi)$$

$$\text{Avec } \cos \varphi = \sqrt{1 - \sin^2 \varphi}$$

$$\cos \theta = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(\frac{H_y}{H_0} + \sqrt{1 - \left(\frac{H_y}{H_0}\right)^2} \right) \quad (\text{I.31})$$

$$R(H) = R_{\perp} + \frac{\Delta R_{\max}}{2} \left(1 + 2 \frac{H_y}{H_0} \sqrt{1 - \left(\frac{H_y}{H_0}\right)^2} \right) \quad (\text{I.32})$$

La variation de résistance est donnée par la relation:

$$\Delta R(H) = \Delta R_{\max} \left(\frac{1}{2} \pm \frac{H_y}{H_0} \sqrt{1 - \left(\frac{H_y}{H_0} \right)^2} \right) \quad (\text{I.33})$$

Pour des variations faibles de H_y par rapport à H_0 , la variation de résistance est linéaire. Pour réaliser l'inclinaison du courant, il est utilisé une géométrie dite « **Barber Pole** » représentée sur la figure I.39. Avec ce type de géométrie, les couches de matériau magnétorésistif alternent avec des couches d'un matériau à forte conductivité comme l'aluminium. Le courant est ainsi forcé de circuler perpendiculairement à la direction des couches d'aluminium, soit à 45° avec l'horizontale [36].

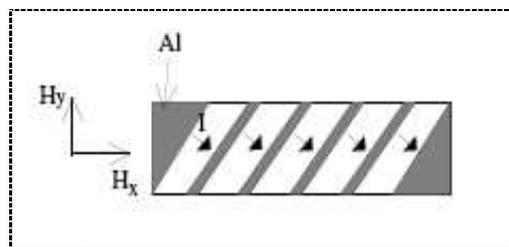


Fig I.39 : structure « **Barber Pole** » des capteurs AMR

d) Matériaux et modèles

L'effet magnétorésistif AMR est exploité dans les capteurs intégrés commercialisés par **Honeywell** (série HMC) et par **Philips** (série KMZ : tableau 1.8). Une des applications est la réalisation de boussoles. Le matériau le plus utilisé pour ces capteurs est le permalloy [37]. Dans le cas général les matériaux sont déposés en couche mince. Les alliages utilisés sont binaires (comme $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) ou ternaires (comme $\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{15}\text{Co}_{20}$) et ont des compositions telles qu'ils présentent une magnétorésistance comprise entre 2 et 3 % et une magnétostriction quasiment nulle.

L'anisotropie uniaxiale est obtenue assez facilement au moyen de recuits sous champ. L'épaisseur des couches est de l'ordre de 10 à 50 nm. Si l'épaisseur diminue, la diffusion des électrons sur les surfaces constitue un obstacle non négligeable à la conduction électronique; la résistivité augmente en entraînant ainsi une baisse de la magnétorésistance. Il s'agit là d'une limitation assez forte à l'utilisation de ce matériau pour certaines applications.

Dans les couches poly cristallines, les joints de grains, la taille des grains et, plus généralement, les défauts de la couche interviennent dans la résistivité. Un recuit adapté permet de diminuer la résistivité par croissance des cristallites et migration des impuretés, ce qui augmente légèrement la magnétorésistance.

Pour la réalisation d'un capteur magnétorésistif, plusieurs résistances AMR sont assemblées pour constituer un pont de Wheatstone voir figure I.40. L'orientation des couches en aluminium est alternée entre (45°) et (-45°) par rapport à l'horizontale. Le pont permet d'avoir une tension nulle au repos, et il permet en alternant le sens des barber pole d'augmenter la linéarité.

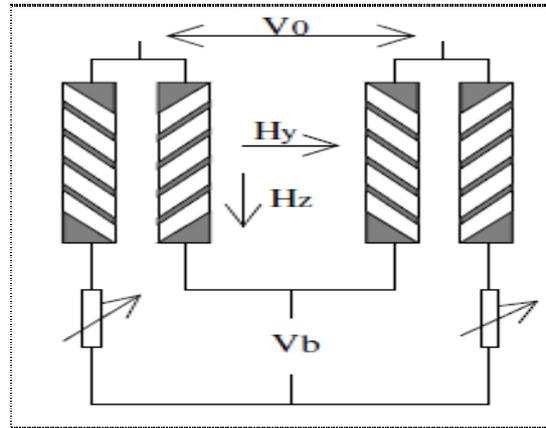


Fig I.40 : capteur magnétorésistif en pont de Wheatstone
 V_0 : polarisation, V_b : tension de sortie. Les 2 résistances variables sont ajustées pour assurer l'équilibrage du pont

Tableau I.8 : caractéristiques de deux capteurs magnétorésistifs
 AMR (PHILIPS) montés en pont de Wheatstone [23]

Référence	Plage (mT)	Sensibilité (mV/mT) (Alimentation 5V)	$\frac{\partial S}{\partial \theta}$ par degré à Courant constant	Résistance du pont
KMZ10A Philips	-0.625 à +0.625	64	-0.15% /°C	1.3 k Ω
KMZ10C Philips	-3.75 à +3.75	6	-0.15% /°C	1.7 k Ω

I.4.8.2 Magnétorésistance géante (GMR)

L'effet de magnétorésistance géante a été découvert en 1988 simultanément par les deux récents prix Nobel (2007): **Albert Fert** (Université Paris-Sud-Orsay) et **Peter Grünberg** (Centre de recherche de Jülich, Allemagne) dans des empilements de fines couches de matériaux ferromagnétiques (Fe) séparées par des matériaux non magnétiques (Cr).

a) Principe de la magnétorésistance géante (GMR)

Les variations de résistance dans les structures GMR s'expliquent par les phénomènes de diffusion des électrons dépendants du spin. En effet, dans les éléments ferromagnétiques les

électrons de spin down sont plus fortement diffusés que les électrons de spin up [18]. Cet effet était beaucoup plus grand que dans le cas de la magnétorésistance anisotrope, et des hautes valeurs de GMR ont par la suite été obtenues avec d'autres métaux, telles que les multicouches Co/Cu.

Moins de 10 ans après la découverte de l'effet GMR, IBM (en 1997) commercialisa les premières têtes de lecture de disque dur utilisant l'effet GMR. Maintenant, les têtes de lecture GMR des disques durs ont remplacé les têtes de lecture inductives et ceux à base de AMR.

De grandes sociétés de microélectroniques (dont HP, IBM, Siemens, Infineon, etc..), essaient à l'heure actuelle de produire des prototypes de mémoire vives d'ordinateur utilisant l'effet GMR. Ce type de mémoire vive est appelé MRAM (ou Magnetic-RAM).

b) configuration parallèle et antiparallèle

La magnétorésistance s'explique qualitativement par la différence de diffusion des électrons de spin up (\uparrow) ou de spin down (\downarrow) selon l'orientation moyenne de l'aimantation de la couche. Cet effet peut être modélisé par la conduction du courant introduit par Mott.

En l'absence d'un champ appliqué (alignement antiparallèle), les électrons, qu'ils soient spin up (\uparrow) ou spin down (\downarrow), sont alternativement faiblement et fortement diffusés lorsqu'ils traversent les couches magnétiques (figure I.41). La diffusion globale est donc la même pour les deux types de spin. La résistance équivalente R_{ap} (relative à la configuration antiparallèle) obtenue en adoptant le modèle à deux courants et en faisant abstraction de l'effet de la couche non magnétique est donc égale à :

$$R_{ap} = \frac{r + R}{2} \quad (I.34)$$

Où r (respectivement R) est la résistance correspondant aux électrons dont le spin est parallèle (respectivement antiparallèle) à l'aimantation locale de la couche considérée.

Lorsque la couche est saturée (alignement parallèle), les électrons de spin up, parallèles aux aimantations locales des couches, sont moins diffusés par rapport aux électrons de spin down (figure I.41) Il y a donc court-circuit par les électrons de spin up. La résistance R_p correspondant à la configuration parallèle s'écrit :

$$R_p = 2 \left(\frac{rR}{r + R} \right) \quad (I.35)$$

si on pose $\alpha = \frac{R}{r}$ la magnétorésistance s'écrit ainsi :

$$\frac{\Delta R}{R_{ap}} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_{ap}} = \frac{(\alpha - 1)^2}{(\alpha + 1)^2} \quad (\text{I.36})$$

C'est la variation de résistance, entre $H=0$ et $H=H_S$ (de saturation), qui est exploité [38].

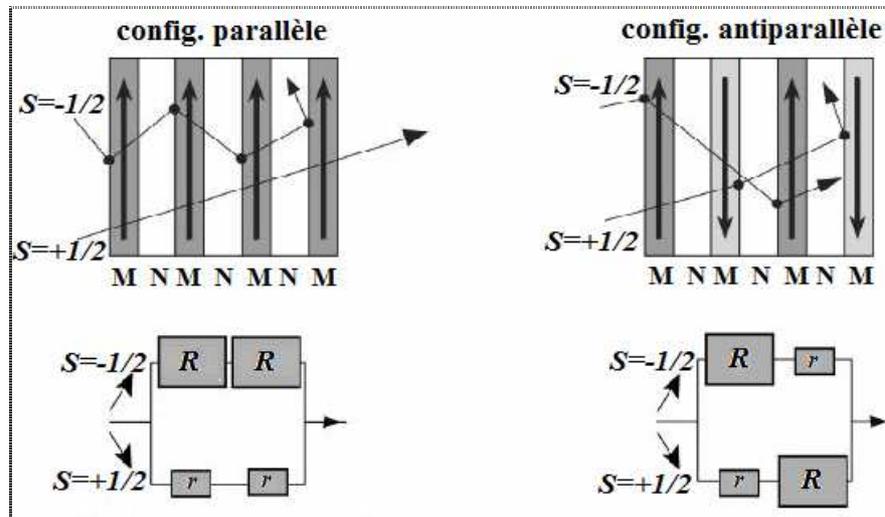


Fig I.41 : Schéma équivalent entre diffusion des électrons et résistance associée, pour un spin valve, a) état parallèle b) état antiparallèle

c) Différentes structures

On distingue trois types de multicouches à effet magnétorésistif géant :

- **multicouches à couplage antiferromagnétique** : constitué d'un empilement périodique de grand nombre de couches alternés : couche magnétique/ couche non magnétique.

- **couches à double coercitivité** : constitue d'une alternance de couches ferromagnétiques de coercitivités différentes séparés par une couche non magnétique d'épaisseur suffisamment grande pour que les couches ferromagnétiques soient découplées. Si l'intensité du champ appliqué est comprise entre les deux champs coercitifs la configuration est antiparallèle et la magnétorésistance est forte, si elle est supérieure au champ coercitif le plus élevé la configuration est parallèle, et la magnétorésistance est faible.

- **couches à vanne de spin** : composés de deux couches magnétiques, une piégée, et l'autre libre i.e. : que son aimantation peut suivre le champ magnétique appliqué, ces deux couches sont séparées par une autre couche métallique non magnétique [11]. Elle présente le plus d'intérêt industriel et commercial; et c'est la configuration utilisée dans les disques durs (figure I.42).

d) Caractéristiques et applications de la GMR

- Le phénomène de magnétorésistance géante est très utilisé dans les têtes de lecture GMR des disques durs modernes (figure I.43).

• Les mémoires magnétiques non volatiles (ou MRAM) en sont une autre application de la GMR. [39]

• **Fabrication en couches minces** : les capteurs GMR sous forme de couches minces présentent, en plus les avantages suivants:

- Une technologie compatible avec la microélectronique
- Une petite taille et faible champ démagnétisant.
- Un bas coût

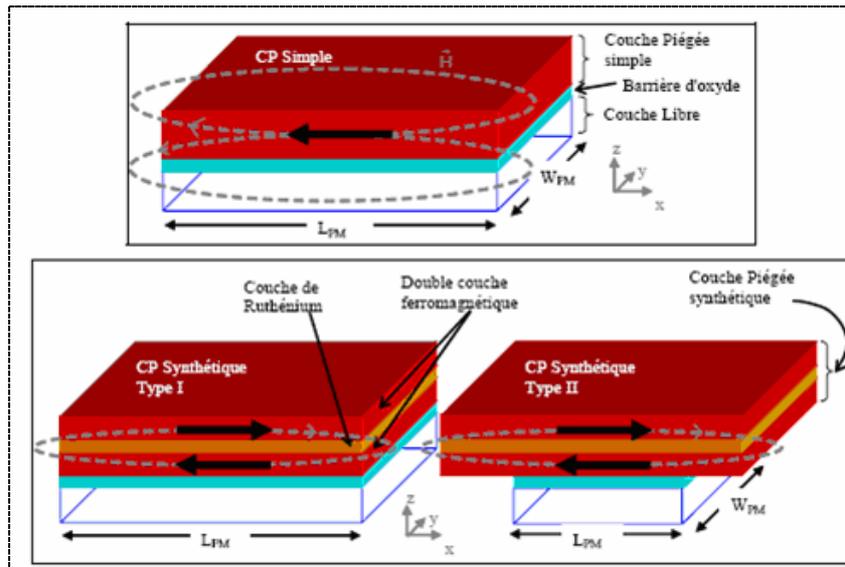


Fig I.42 : divers types de couches piégées

• **En basse fréquence:** pour la mesure directe du champ magnétique (Gamme entre 1nT et 1mT)

- Capteur de position linéaire et angulaire
- Mesure de vitesse (ABS,...)
- Détection de masse magnétique

• **En haute fréquence:** • Tête de lecture de disque dur [40].

Tableau I.9 : caractéristiques de quelques capteurs à effet GMR [41]

Référence	Plage (mT)	Offset V_{off}	Sensibilité mV/mT Alim. 1V	Linéarité	Résistance k Ω
NVS5B15	$\pm 1,5$	$0 \pm 4mV$	30 à 44	2%	$5 \pm 20\%$
NVS5B50	± 5	$0 \pm 4mV$	9 à 13	2%	$5 \pm 20\%$
NVS5B100	± 10	$0 \pm 4mV$	4,5 à 6,5	2%	$5 \pm 20\%$

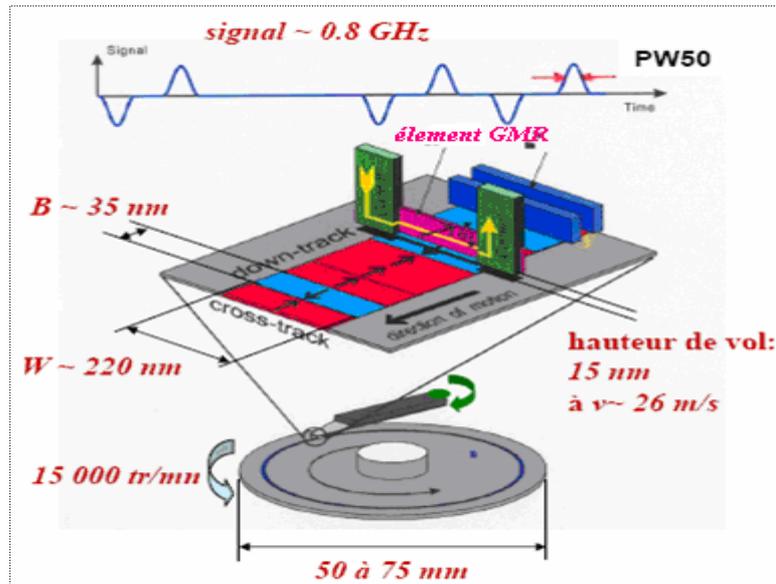


Fig I.43 : Tête de lecture à GMR : un produit de 2004 80GB/in²

I.4.8.3 Magnétorésistance à effet tunnel TMR

Les jonctions tunnel magnétiques ont suscité beaucoup d'intérêt ces dernières années à cause de leurs applications potentielles dans la Spintronique, comme senseurs magnétiques et dans les mémoires vives de type MRAMs (*Magnetic Random Access Memories*).

a) Jonction tunnel magnétique

Une jonction tunnel magnétique est composée de deux couches de métal ferromagnétiques séparées par une couche mince isolante (barrière tunnel). La couche isolante est tellement mince que les électrons peuvent franchir cette barrière si une tension de polarisation est appliquée entre les électrodes métalliques de part et d'autre de la couche isolante [42].

Comme dans le cas des structures GMR, le courant qui traverse les jonctions tunnel magnétiques dépend de l'orientation relative des aimantations des couches ferromagnétiques. Ce phénomène est appelé magnétorésistance tunnel (TMR).

Bien que Jullière ait mis ce phénomène en évidence en 1975, très peu d'expériences ont été menées sur ce sujet jusqu'au milieu des années 1990, à cause des difficultés technologiques pour fabriquer des jonctions tunnels fiables et robustes. De plus les signaux de TMR obtenus restaient faibles.

Cependant, Miyazaki et Tezuka en 1995 ont obtenu de grands signaux TMR avec une jonction isolante de Al₂O₃, et Moodera et al. ont développé un processus de fabrication optimal d'alumine, obtenant des signaux TMR de 12% à température ambiante. Dès lors, la somme des recherches entreprises dans ce domaine a considérablement augmenté, également à cause des

applications potentielles dans la microélectronique. A l'heure actuelle, des jonctions tunnel magnétiques fondées sur des métaux ferromagnétiques (3d) et des barrières d'alumine sont fabriquées de manière reproductible avec des signaux TMR de l'ordre de 50 % à température ambiante.

b) Application aux mémoires MRAM

Les développements récents de l'électronique de spin et plus particulièrement des jonctions tunnels magnétiques, ont permis de concevoir un nouveau type de mémoire basé sur la magnétorésistance de jonctions tunnel magnétiques, ce sont les mémoires magnétiques à accès aléatoire ou MRAM.

Les MRAM, dans lesquelles chaque point mémoire est formé d'une jonction tunnel magnétique présentent tous les avantages combinés des mémoires à semi-conducteurs actuellement sur le marché : Rapidité tant à l'écriture qu'à la lecture, faible consommation, non-volatilité et insensibilité aux radiations (tableau 1.10). Ces atouts, combinés à une cyclabilité infinie et une possibilité d'intégration accrue (faible taille de cellule et insensibilité à une réduction de taille homothétique) en font de probables successeurs des mémoires Flashs, lentes à l'écriture et gourmandes en énergie.

A plus long terme les MRAM pourraient même supplanter dans certaines applications (spatiale et militaire) les mémoires à accès aléatoire actuelles (DRAM). IBM & Infineon ont déjà annoncé la commercialisation de ces nouvelles mémoires pour 2004 tandis que Motorola vient de réaliser un démonstrateur de 256 kbits.

Tableau I.10 : Comparaison des performances des diverses mémoires RAM

	DRAM	SRAM	FLASH	FeRAM	PCRAM	MRAM
Vitesse écriture	Modéré	Rapide	Lent	Modéré	Modéré	Rapide
Vitesse lecture	Modéré	Rapide	Rapide	Modéré	Rapide	Rapide
Densité	Haute	Faible	Haute	Médium	Haute	Haute
Endurance	Bonne	Bonne	Faible	Faible	Bonne	Bonne
Puissance consommée	Haute	Faible	Faible	Faible	Faible	Faible
Rafraîchissement	Oui	Non	Non	Non	Non	Non
Rétention	Non	Non	Oui	Partielle	Oui	Oui
Scalabilité	Mauvaise	Bonne	Bonne	Modérée	Bonne	Bonne

Dans l'architecture standard, l'adressage des points mémoires à l'écriture s'effectue à l'aide de champs magnétiques induits par un réseau matriciel de conducteur (word line et bit line) soumis à des impulsions de courant, seul le point mémoire à l'intersection des deux lignes

de courant sélectionnées devant se retourner. A la lecture, un courant de faible amplitude est envoyé par l'intermédiaire d'un transistor de commande CMOS pour lire la résistance de la jonction (figure I.44). Cette géométrie présente certaines limitations, comme les erreurs d'adressage liées à la distribution de champs de retournement dans le réseau de points mémoires, la limitation en densité ultime due à la présence de trois niveaux de lignes nécessitant de décaler le transistor par rapport au point mémoire, et la forte consommation de courant [38].

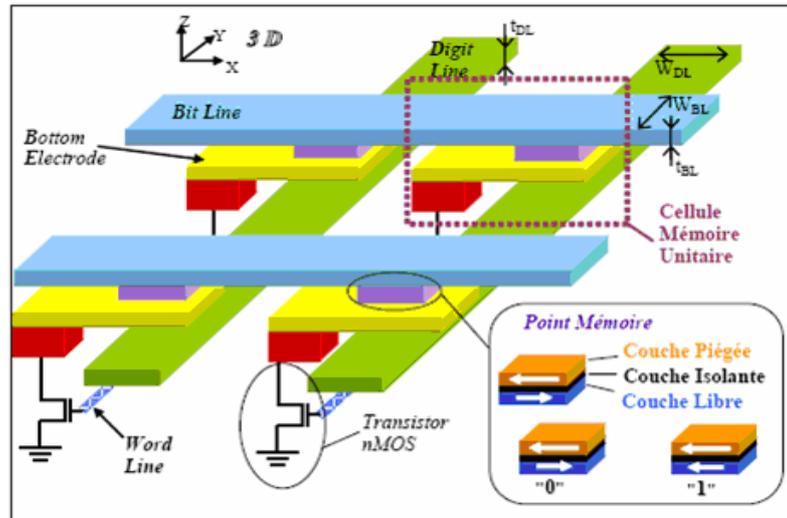


Fig I.44: vue de profile d'une assemblée de plusieurs cellules mémoires MRAM

I.4.8.4 Magnétorésistance colossale CMR

Ce type de magnétorésistance résulte des interactions entre atomes adjacents dans certains cristaux de pérovskites (composés d'oxyde de manganèse, exemple : $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$).

Dans ces matériaux appelés aussi manganites, le mouvement des électrons se fait essentiellement entre les ions manganèses Mn. Chaque ion possède des électrons non mobiles qui créent un moment magnétique intrinsèque. Le mouvement de l'électron mobile va dépendre de la direction du moment magnétique intrinsèque des ions qu'il rencontre. Si le spin de l'électron qui se déplace est dans le même sens que le moment de l'ion manganèse qui l'accueille, alors la conduction est possible (résistance faible). Dans le cas inverse, l'électron ne peut pas passer et la conduction est stoppée (résistance très élevée). L'application d'un champ magnétique à une température proche de celle de Curie pour le matériau facilite le saut des électrons entre ions manganèses ce qui entraîne une forte baisse de résistivité, et donc une grande magnétorésistance dite colossale.

La magnétorésistance colossale CMR, avant qu'elle soit baptisée de ce nom (en 1994 par Jin et al.), avait été mise en évidence par Searle & Wang en 1970 [11]. La CMR présente une variation qui peut atteindre 100000%, mais sous une induction de 6T, cette dernière ne peut être atteinte

que par des aimants supraconducteurs sous une très basse température ce qui nécessite des dispositifs très coûteux, pour cela la CMR reste loin de toute application réelle.

I.4.8.5 Magnétorésistance extraordinaire (EMR)

Dans les matériaux à effet EMR (Extraordinary MagnetoResistance) les orbitales moléculaires des électrons sont modifiées par les variations du champ magnétique et influent sur la résistance électrique.

a) Principe

Ce phénomène a été observé dans des matériaux semiconducteurs non magnétiques avec une inhomogénéité incluse, ou l'augmentation MR peut atteindre 100% à température ambiante, sous un champ magnétique de 50 mT [11].

Dans un semi-conducteur la magnétorésistance est proportionnelle à $(1+(\mu_e B)^2)$, où μ_e est la mobilité électronique (en $\text{m}^2\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ou T^{-1}) et B le champ magnétique (en teslas).

L'antimonide d'indium (InSb), semiconducteur à haute mobilité, pourrait présenter une mobilité au dessus de $4 \text{ m}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ à 300 K° . Ainsi, dans un champ de 0.25 T, on observe une augmentation de magnétorésistance de 100% pour ce matériau (figure I.45).

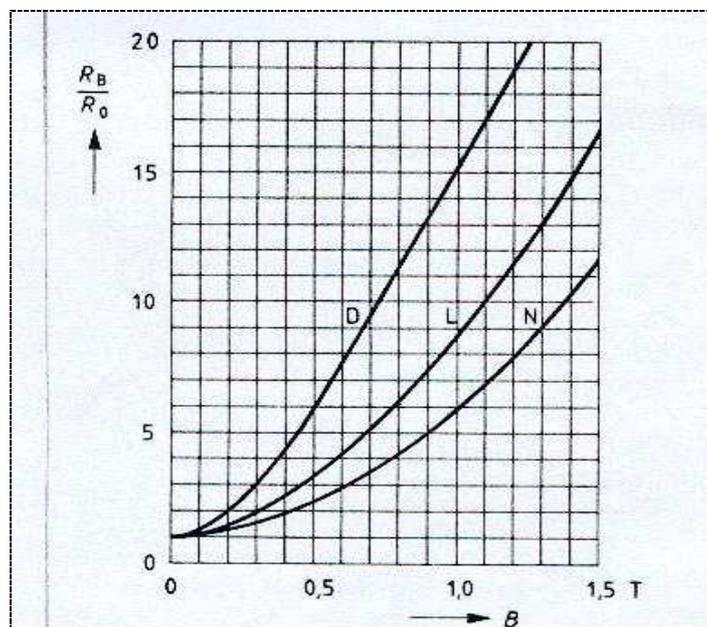


Figure I.45 : dépendance de (R_B/R_0) de l'intensité d'induction magnétique B pour 3 niveaux de dopage. Le matériau utilisé est de l'Antimonide d'Indium et de l'Antimonide de Nickel (InSb / NiSb) [36]

b) applications et caractéristiques

Les éléments magnétorésistifs à semi-conducteur sont largement utilisés dans les dispositifs à résistance variable sans contact, potentiomètres, magnétomètres, ampèremètres, amplificateurs d'oscillations et de déplacements, multiplicateurs, calculateurs analogiques, wattmètres de micro-ondes, détecteurs de rotation, dispositifs de reconnaissance de billets de banque, etc. [43].

Le tableau I.11 présente les matériaux de base, et les principales caractéristiques de quelques éléments à effet magnétorésistifs EMR commercialisés.

Tableau I.11 : caractéristiques de quelques éléments à effet magnétorésistifs EMR [43]

Fabricant	Référence	Matériaux	température d'utilisation [K]	Résistance [Ω]	Tension d'alim [V]	Tension de sortie [mV]
MURATA	LP-18S	SbIn	263-333	2~10k	7	3,5
MURATA	FPC-2R-04	SbIn	263-343	0,7~1,5k	8	0,5
MURATA	FPC-4R-22	SbIn	263-353	0,2~1k	6,5	0,26
MURATA	BS-H-V	SbIn	253-343	0,5~5k	7	0,55
TOKYOSANYO	MS-F	SbIn	243-358	0,6~4,5k	5,5	0,15
NIHON AUTO.	ME-01		233-353	7 \pm 2,5k	10	
SIEMENS	FP17D500E	SbIn/SbNi	253-383	500		
SIEMENS	FP30L100E	SbIn/SbNi	253-383	100		
SIEMENS	FP212L100-2	SbIn/SbNi	253-383	300	10	
DENKIONKYO	MR18SN	SbIn	263-343	200	7	
DENKIONKYO	CMR10	SbIn	263-353	240	6	

I.4.9 CAPTEURS A EFFET DE MAGNETOIMPEDANCE GEANTE (GMI)

Si un matériau ferromagnétique doux est parcouru par un courant alternatif, et si un champ magnétique statique est appliqué parallèlement au courant, l'impédance électrique du matériau peut varier de façon considérable, surtout pour des champs relativement faibles. On appelle ce phénomène: effet de **magnétoimpédance MI**.

Bien qu'il s'agisse d'un phénomène établi de longue date (découvert en 1935 par Harrison et établi expérimentalement en 1936 par Mott). L'étude systématique de l'effet magnétoimpédance dans les fréquences modérées est relativement récente : En 1994, le phénomène a été baptisé

magnétoimpédance géante GMI (Panina et Mohri) à cause de la grande variation de l'impédance en fonction du champ magnétique appliqué.

A nos jours la **GMI** est considérée comme un phénomène de nature électromagnétique, qui apparaît dans la plupart des matériaux ferromagnétiques doux, où l'impédance du matériau est fonction du champ appliqué et de la fréquence du courant qui le parcourt:

$$Z(H, \omega) = R(H, \omega) + iX(H, \omega) \quad (\text{I.37})$$

Pour se donner un ordre de variation, on observe l'impédance d'un fil amorphe typique de CoFeSiB, qui double son module pour un champ magnétique appliqué à peine plus grand que le champ magnétique terrestre.

I.4.9.1 Origine de l'effet magnétoimpédance

Il a été démontré que les résultats expérimentaux de la GMI peuvent être décrits qualitativement par l'impédance usuelle des conducteurs, pourvu que l'on introduise une perméabilité effective relative complexe μ_{eff} dans l'expression de l'épaisseur de peau (δ) du courant qui parcourt le conducteur :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma \omega \mu_0 \mu_{eff}}} \quad (\text{I.38})$$

Où ω représente la pulsation du courant alternatif, et σ la conductivité électrique du matériau. L'impédance étant liée à l'épaisseur de peau du courant, elle varie avec le changement de μ_{eff} en fonction du champ magnétique appliqué et de la fréquence.

En fait, tout phénomène physique qui fait varier la perméabilité magnétique d'un matériau peut s'observer indirectement à travers la variation de son impédance électrique. D'une certaine façon, la perméabilité n'est qu'une autre façon de présenter l'impédance, et le problème de la magnétoimpédance géante peut se résumer en fait à expliquer la variation de la perméabilité en fonction du champ statique appliqué, de la fréquence et de l'intensité du courant d'excitation. Toute analyse qui considère la perméabilité comme un paramètre ajustable est donc incomplète [44].

Le premier modèle théorique de la **GMI**, proposé par Panina et al. (1994), est basé sur le calcul de la perméabilité d'un fil amorphe de CoFeSiB muni d'une structure en domaines. Ce modèle accorde une importance considérable aux mécanismes de mouvements des parois de domaines au détriment de la réponse gyromagnétique des moments. Or, il est difficile d'imaginer une structure en domaines stable dans ces fils amorphes à magnétostriction presque nulle. D'ailleurs, une version récente de ce modèle (*Kraus1999*) néglige la structure en domaines au

profit de la rotation des moments magnétiques, afin d'étudier la GMI dans les fils à anisotropie hélicoïdale.

Une autre analyse - sous certains aspects plus rigoureux- par Usov et al. (1998); illustre bien l'approche théorique, qui consiste à résoudre les équations de Maxwell dans lesquelles on utilise un tenseur de perméabilité pour des fils à anisotropie axiale ou circonférentielle. Le tenseur de perméabilité est déduit de l'équation du mouvement de l'aimantation pour un mode de précession uniforme. Or, il s'avère que dans un métal, à cause de l'effet de peau, le champ magnétique n'est pas radialement uniforme, ce qui donne lieu à l'excitation d'un mode de précession non-uniforme (effet d'échange-conductivité) [44].

I.4.9.2 Structures des capteurs à effet GMI

Les capteurs magnétiques basés sur l'effet GMI sont fabriqués sous différentes formes, et suivant différentes géométries (figure I.46), on distingue:

a) Structures homogènes :

Pour ces structures le matériau siège de l'effet GMI peut être sous l'une des formes géométriques suivantes [45]:

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

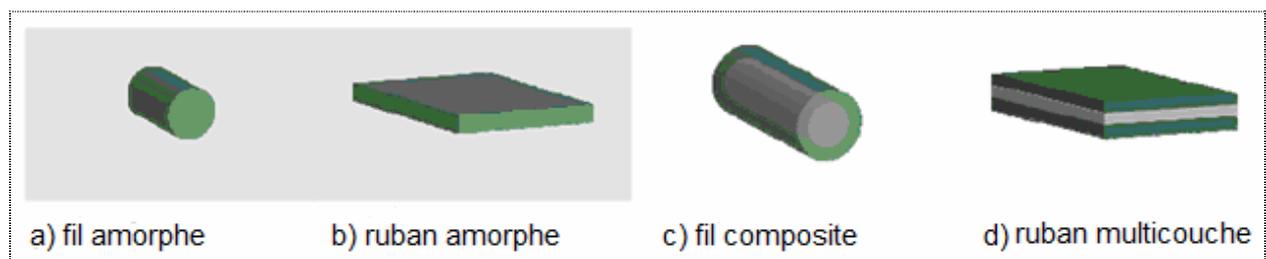


Fig I.46 : structures et formes géométriques des capteurs GMI (échelle non respecté)

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 I.47) est donnée par [11,46]:

$$Z = R_{dc} \frac{kd}{2} \coth\left(\frac{kd}{2}\right) \quad (\text{I.39})$$

Avec $R_{dc} = \rho \cdot \frac{\ell}{S} = \frac{\ell}{\sigma \cdot d \cdot b}$ et $k = \frac{1+j}{\delta}$, δ (épaisseur de peau) = $\sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu_0 \mu_{rt}}}$

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

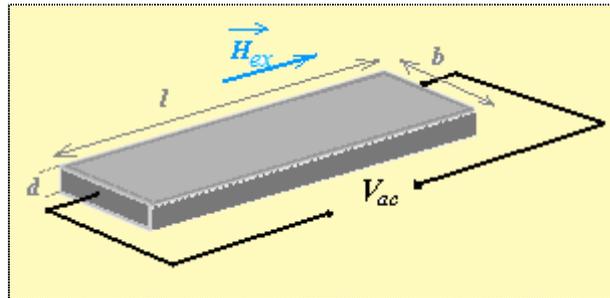


Fig I.47 : ruban ferromagnétique de dimensions $(l \times b \times d)$ parcourues par un courant alternatif et exposé à un champ statique extérieur \vec{H}_{ex}

• Dans le cas d'un fil (forme cylindrique) voir figure 1.48, l'expression de Z est [11, 46, 47] :

$$Z = R_{dc} \frac{ka}{2} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (\text{I.40})$$

Avec a : rayon du fil, et $R_{dc} = \frac{\ell}{\pi \cdot a^2 \sigma}$: 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 μm).

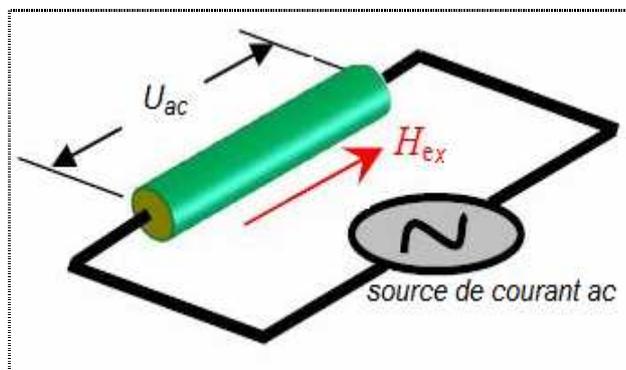


Fig I.48 : fil ferromagnétique cylindrique de longueur l et de rayon (a) , parcourues par un courant alternatif et exposé à un champ extérieur \vec{H}_{ex}

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

b) Structure non homogène

Les structures non homogènes existent sous trois familles :

α) Structure sandwich (multicouche) : dans cette structure le matériau conducteur est pris en sandwich entre deux matériaux magnétiques identiques (voir figure I.49).

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

$$Z = R_{dc} \left[\frac{\coth(x_1)\coth(x_2) + \xi}{\coth(x_1) + \xi\coth(x_2)} \right] (\xi x_1 + x_2) \quad (I.41)$$

Avec R_{dc} : résistance en continu de la structure sandwich $R_{dc} = \frac{\ell}{2b(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)}$

$$x_1 = (1+i) \frac{d_1}{\delta_1} \quad \text{et} \quad x_2 = (1+i) \frac{d_2}{\delta_2} \quad \text{et} \quad \xi = \frac{\sigma_1 \delta_1}{\sigma_2 \delta_2} = \sqrt{\frac{\sigma_1 \mu_r}{\sigma_2}}$$

Tel que : $(\ell, b, 2d_1, d_2)$ 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

μ_r : Est la perméabilité relative transversale complexe du matériau magnétique

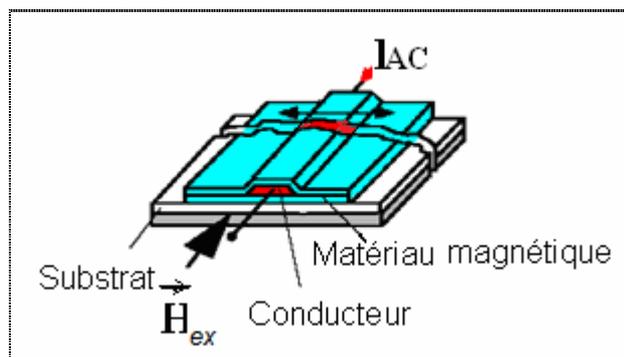


Fig I.49 : structure sandwich où un conducteur en cuivre est inséré entre deux couches de matériau ferromagnétique

β) Structure de fils électrodéposés (fil composite) : dans cette structure un fil de matériau conducteur est entouré par un matériau magnétique voir figure (I.46-c). Lorsqu'un courant

alternatif I_{ac} est injecté dans le conducteur sous un champ magnétique statique l'effet magnétoimpédance se trouve amplifié. Des variations de 700% à 55kHz ont été trouvées sur des fils électrodéposés de FeNi/Cu par F.E. Atalay [11].

γ) **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 I.50). 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 :

$$iV_m = - \int_S (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{S} \quad (I.42)$$

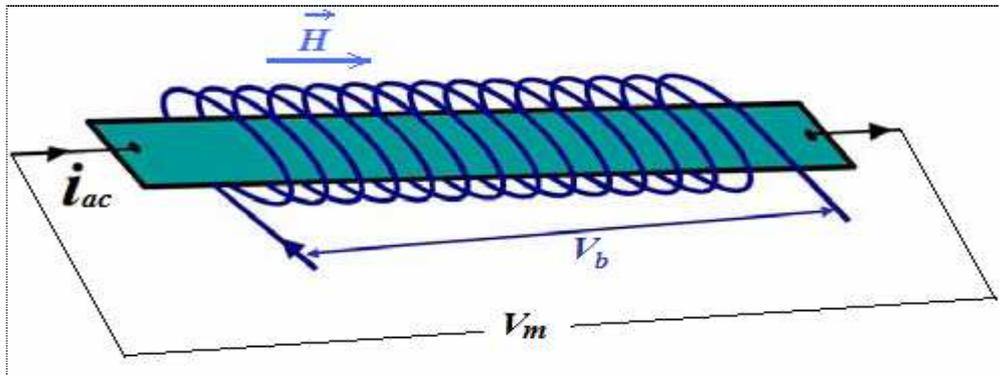


Fig I.50 : matériau magnétique entouré d'une bobine de mesure

Dans le cas d'une mesure par l'intermédiaire d'une bobine qui entoure le matériau. La ddp V_b (figure I.50) est calculée par la circulation du champ électrique le long des tours de l'enroulement :

$$V_b = \oint \vec{E} \cdot d\vec{\ell} \quad (I.43)$$

La mesure du champ magnétique est effectuée par la mise en auto oscillation de l'élément décrit au dessus. La boussole intégrée AMI201 (figure I.51) de Aichi Steel Corporation est basée sur ce principe. Dans le même boîtier deux axes sensibles et un circuit CMOS qui réalise l'interface sont intégrés.

Les caractéristiques de ce circuit sont :

- Consommation: 6 mW
- Résolution: 1°
- Temps de réponse: 0,1 s.
- Dimensions: 3,4 × 3,1 × 0,8mm [37]

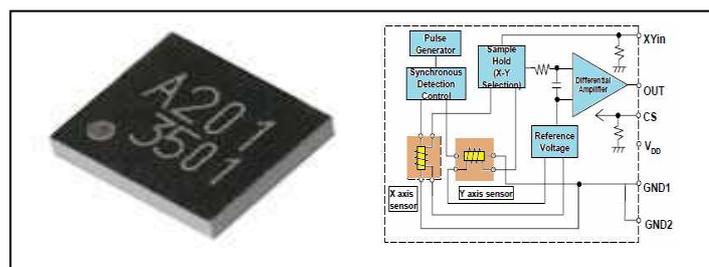


Fig.I.51: Capteur GMI intégrée AMI201 de Aichi Steel Corporation

I.4.9.3 Matériaux magnétiques pour la magnétoimpédance

Les propriétés magnétiques intrinsèques des matériaux sont un facteur déterminant pour l'effet de magnétoimpédance pour ses différentes structures, en particulier la perméabilité transversale ou circonférentielle. Ainsi l'effet magnétoimpédance est optimal pour un matériau à propriétés magnétiques très douces [3] :

- à faible champ coercitif
- à faible coefficient de magnétostriction
- à faibles pertes par courants de Foucault
- à anisotropie transversale par rapport à la direction du courant.

Et il est nécessaire de soumettre le matériau magnétique de base à des traitements adéquats, en particulier :

- recuit sous contrainte
- recuit sous champ magnétique

Les capteurs GMI pour ses différentes structures nécessitent des matériaux magnétiques doux qu'on peut les diviser en deux grandes familles: matériaux amorphes, et nanocristallins [11].

a) Matériaux amorphes

Dans la structure cristalline des amorphes il n'existe pas de périodicité de distribution des atomes dans l'espace. Cette répartition aléatoire des atomes attribue à ces matériaux :

- un état thermodynamique métastable qui représente un minimum local de l'énergie libre (mais pas absolue). Ce qui leur donne une tendance à évoluer vers l'état cristallin si une augmentation de température aura lieu.
- une homogénéité, donc absence des joints de grains.

Les matériaux amorphes présentent l'ensemble des propriétés suivantes:

- ils possèdent une isotropie mécanique.
- ils sont ductiles, leur limite d'élasticité peut atteindre 4500MPa à l'état brut de trempe
- à cause de l'absence de joints de grains, les parois de Bloch ont plus de liberté de se mouvoir, et par conséquent le champ coercitif est plus faible.
- leur résistivité est plus élevée par rapport aux matériaux cristallins de même composition ce qui diminue les pertes électromagnétiques.
- présentent une forte résistance à l'usure et à la corrosion.
- leur anisotropie magnétique est très affaiblie après traitement thermomécanique ou thermomagnétiques, et leurs courbes d'aimantation peuvent être modulables suivant l'application visée.

Néanmoins ces matériaux présentent quelques inconvénients :

- leur durée de vie dépend beaucoup de la température d'utilisation, cette dernière est limitée à 150°C
- ils présentent une fragilité après recuit, qui limite leur utilisation
- leur température de Curie est relativement basse (300 – 400°C) à cause des métalloïdes qui constituent de 20 à 25%. Leur aimantation à saturation est faible et décroît rapidement avec la température.

L'utilisation des matériaux amorphes dans des dispositifs de grande taille était longtemps limitée par ses épaisseurs micrométriques et par leur mise en œuvre délicate. Aujourd'hui l'évolution des techniques de fabrication permet de concevoir des amorphes épais (2 à 6mm), dont les composés $Fe_{72}Al_5Ga_2P_9C_6B_4Si_2$, $Fe_{56}Co_7Zr_{10}Mo_5B_{15}W_2$, $Fe_{56}Co_7Ni_7Zr_8Nb_2B_{20}$ et les rubans amorphes compactés font exemples.

Les amorphes métalliques peuvent être divisés en deux familles :

- amorphes destinés à l'électrotechnique représentés par **FeSiB**
- amorphes destinés à l'électronique de puissance représentés par **CoFeSiB**

Tableau I-2: Effet de magnétoimpédance dans des structures à base de matériaux amorphes [11]

Composition	Structure	Type de traitement	Objectif de l'étude	$\Delta Z/Z_{max}(\%)$ ou sensibilité
$Co_{70.4}Fe_{4.6}Si_{15}B_{10}$	ruban	Recuit statique jusqu'à 162°C	-effet de la température de recuit. -effet de la longueur -effet de l'amplitude du courant I_{AC}	120% à 1 MHz
$Co_{76}Fe_4B_{20}$	Couche mince	Recuit sous champ magnétique à 250°C et 300°C pendant 1h	Effet de l'anisotropie induite	0.7% à 5 MHz
$Co_{68.25}Fe_{4.5}Si_{12.25}B_{15}$	*ruban **fil	Effet Joule	Effet de l'anisotropie induite	*400% **150% à 1 MHz
$Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$	ruban	Recuit sous Contrainte mécanique à 250°C et 350°C avec une contrainte de 300 MPa et 1320MPa	Effet du traitement et de la structure en Domaines magnétiques	6% à 3 MHz
$(Co_{1-x}Fe_x)_{70}Si_{12}B_{18}$ $0.04 \leq x \leq 0.057$	ruban	Recuit sous contrainte mécanique à 300°C et 400MPa pendant 1h	Effet de l'anisotropie induite et de l'amplitude du courant I_{AC}	70% à 0.9 MHz

$\text{Co}_{62.4}\text{Fe}_8\text{Mn}_{0.5}\text{Mo}_{0.6}$ $\text{Ni}_{0.5}\text{Si}_{14.7}\text{B}_{13.3}$	ruban	brut	Comportement fréquentiel de la perméabilité transversale	50% sur partie réelle et 60% sur la partie imaginaire à 10MHz
$(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{72.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$	fil		Magnétoimpédance Asymétrique (AGMI)	2%/A.m ⁻¹ à 0.1 MHz
$\text{Co}_{68.25}\text{Fe}_{4.5}\text{Si}_{12.25}\text{B}_{15}$	Microfil enrobé de verre	Effet Joule	Effet de l'anisotropie induite et de la fréquence	600% et 4%/A.m ⁻¹ à 15 MHz
$\text{Co}_{68.35}\text{Fe}_{4.4}\text{Si}_{12.25}\text{B}_{15}$	Microfil enrobé de verre	Effet Joule	Effet de l'anisotropie induite et de la magnétostriction	310% à 15 MHz
$\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$	Microfil enrobé de verre	Effet joule 10mA/min et 50mA/min	Effet GMI en haute fréquence et effet du traitement	150% à 150 MHz
$\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Mo}_{1.5}\text{Si}_{16.5}\text{B}_{11}$ Vitrovac®	ruban	Effet Joule sous contrainte mécanique	Effet des propriétés Magnéto-élastiques	340% à 3 MHz
$\text{Co}_{83.2}\text{Mn}_{7.6}\text{Si}_{5.9}\text{B}_{3.3}$	Microfil enrobé de verre	Recuit statique de 150 jusqu'à 410°C pendant 1h	GMI en haute fréquence	100% à 2 GHz
Cobalt-3000	Microfil enrobé de verre	brut	Effet du diamètre du microfil	1000% à 5MHz

b) Matériaux nanocristallins

Autour des années 90 les matériaux amorphes à base de cobalt ont été abandonnés vers les nanocristallins, à cause de la rareté et de coût du cobalt. Les nanocristallins sont représentés principalement par les produits FINEMET (à base des éléments Fer, Silicium, Bore, Cuivre, Niobium). Ces nouveaux matériaux combinent les performances des cristallins et des amorphes, mais nécessitent des traitements thermiques adéquats dans le but :

- d'améliorer la taille des cristaux que le champ coercitif en dépend
- d'avoir une anisotropie, et une magnétostriction quasi nulles conduisant à une perméabilité élevée.

La fragilité mécanique de ces matériaux constitue le problème majeur pour leur utilisation dans des géométries complexes. Mais cet inconvénient devient remédiable par des recuits rapides, ou par polymérisation de poudres mélangées avec une résine qui assure la tenue mécanique.

L'élément le plus utilisés dans la famille FINEMET a pour composition $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{22.5-x}\text{B}_x$, il a été découvert par Yoshizawa du laboratoire Hitachi Metals Ltd.

La substitution du niobium Nb dans les Finemet (FeSiBNbCu) par le tantale Ta ou le vanadium Va est possible, mais les matériaux correspondants sont moins performants.

En fait les matériaux magnétiques (Finemet) sont des dérivés de cristallisation des rubans amorphes à base fer-bore, ils sont caractérisés par des grains de composition Fe_xSi_{1-x} ($x > 75$), de taille 10-25nm et occupent 60-70% du volume total suivant une dispersion homogène. Ils peuvent exister sous diverses formes :

- couches minces ou films
- poudres, obtenues par broyage
- poudres, obtenues par atomisation
- précipité d'une phase minoritaire, peu soluble dans la phase majoritaire
- fils ou rubans obtenue par cristallisation contrôlée de fils amorphes ou de rubans amorphes de composition spécifique. La forme de ruban est la plus adoptée industriellement.

Tableau I-3: Effet de magnétoimpédance dans des structures à base de matériaux nanocristallins [11]

composition	Structure	Type de traitement	Objectif de l'étude	$\Delta Z/Z_{max}(\%)$ ou sensibilité
(1) $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ (2) $Fe_{86}Zr_7B_6Cu_1$	ruban	Recuit statique à $200^\circ C \leq T \leq 650^\circ C$ pendant 1h	-Effet de la température de recuit -Effet de la résistivité	(1)100% (2) 60% sur partie réelle à 100 kHz
$Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$	ruban	Recuit statique à $550^\circ C$ pendant 1h	Comportement fréquentiel de la GMI	10% à 500 kHz
$Fe_{86}Zr_7B_6Cu_1$	ruban	Recuit statique à $550^\circ C$ et $660^\circ C$ pendant 1h	-Effet de la température de recuit - Comportement fréquentiel de la GMI	17.5% à 250 kHz
$Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$	Couche mince (sandwich)	Recuit statique à $250^\circ C$ pendant 2h	-Effet des dimensions - Comportement fréquentiel de la GMI	80% à 13 MHz 1700% sur la partie Imaginaire à 100 kHz
$Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$	ruban	Effet Joule dans l'intervalle 1 - 3.5A pendant 1h	-Effet de l'anisotropie induite - Comportement fréquentiel de la GMI	20% à 100 kHz

$\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$	Microfil enrobé de verre	Recuit statique à 540°C	-Effet du temps de recuit - Comportement fréquentiel de la GMI	25% à 2 MHz
$\text{Fe}_{73}\text{Cu}_1\text{Nb}_{1.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{V}_2$	Microfil enrobé de verre	Recuit statique à 570°C pendant 30min	-Effet du recuit - Comportement fréquentiel de la GMI	113.24% à 70 MHz

I.4.9.4 Applications des capteurs GMI

Les applications des capteurs GMI sont nombreuses : la principale concerne le contrôle non destructif (CND) en utilisant la technique des courants de Foucault pour l'aérospatiale, le nucléaire, la microélectronique et l'industrie automobile. Ce type de capteurs, de par sa sensibilité (voir Tableau I.12), peut être intégré à d'autres dispositifs ou dans des bio-puces afin de localiser des marqueurs magnétiques (nanoparticules) [3].

L'électronique de puissance intégrée ; les systèmes de contrôle ; l'ordinateur ; la sécurité ; et l'environnement, sont aussi des domaines d'application des capteurs GMI. Ils peuvent aussi être utilisés pour la mesure des grandeurs physiques autre que le champ magnétique : courant, déplacement (linéaire ou angulaire) ; vitesse ; etc.

Tableau I.12 : Comparaison des performances de quelques types de capteurs magnétiques [11,48]

capteurs	taille	Résolution/gamme de champ (A/m)	dynamique	consommation	prix (€) ²⁰⁰⁸
A effet Hall	10~100 μm	$40 / \pm 8 \times 10^4$	1 MHz	10 mW	1 - 50
AMR	10~100 μm	$8 / \pm 8 \times 10^3$	1 MHz	10 mW	5 - 50
GMR	10~100 μm	$0.8 / \pm 1.6 \times 10^3$	1 MHz	10 mW	1 - 50
Fluxgate	10~20 mm	$8 \times 10^{-5} / \pm 2.4 \times 10^2$	5 kHz	1W	250-1000
SQUID	10~20 mm	$50 \times 10^{-12} / \pm 1 \times 10^{-6}$	5 kHz	1kW	10.000-1.000.000
GMI	1~2 mm	$8 \times 10^{-5} / \pm 2.4 \times 10^2$	1-5MHz	5 mW	10 -100

I.5 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 peut 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 et pour les capteurs RMN (voir la colonne des prix sur le tableau comparatif I.12), ainsi que les interfaces de traitement de signal pour les capteurs magnéto-optiques.
- Capteurs magnétiques de nanotechnologie : représentés essentiellement par les capteurs à effet magnétorésistif MR et à effet de magnétoimpédance géante GMI qui, malgré leur introduction relativement récente au domaine de magnétisme, ont commencé à étendre les horizons de détection magnétique vers une miniaturisation rapide, avec des performances avancées, tout en bénéficiant de l'évolution de nouvelles technologies (couches minces pour GMR, et structures multicouches pour GMI). Les dimensions de la GMR sont plus petites que celles de la GMI, mais le rapport relatif de changement de la GMR par rapport à la GMI ne dépasse pas 2% sous un champ de $2400A/m$.[\[11\]](#)

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 II

**ETUDE THEORIQUE DE LA
MAGNETOIMPEDANCE GEANTE**

II.1 INTRODUCTION

L'effet de magnétoimpédance (MI) 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 \vec{H}_{ex} . Cet effet s'interprète à partir des variations induites par le champ magnétique appliqué sur la perméabilité magnétique (transversale effective), ce qui varie l'épaisseur de peau et donc l'impédance.

Pour les matériaux ferromagnétiques la perméabilité est un tenseur qui dépend de plusieurs facteurs, y compris la structure micromagnétique, l'anisotropie, la distribution des contraintes, et les processus d'aimantation : rotation des moments magnétiques et déplacement des parois de domaines à l'échelle microscopique.

Le but poursuivi dans ce chapitre est d'étudier à la lumière de la théorie de micromagnétisme (en particulier l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert LLG) l'influence de la rotation des moments magnétiques au sein des domaines de Weiss et le déplacement des parois séparant ces domaines, sur la perméabilité transversale effective, qui sera introduite, par la suite, dans l'expression de l'impédance du matériau ferromagnétique. L'impédance sera calculée par la résolution des équations de Maxwell.

II.2 ORIGINE ELECTRONIQUE DU MAGNETISME

L'aimantation macroscopique d'un matériau magnétique résulte des moments magnétiques atomiques. Un matériau magnétique est constitué d'atomes; Chaque atome possède un noyau central et un certain nombre d'électrons satellites. La charge du noyau est positive, celle des électrons est négative. Les électrons dotés d'énergie tournent autour du noyau.

II.2.1 Moment magnétique orbital

Chaque électron de charge $e = -1.6 \times 10^{-19} C$ décrit une orbite autour du noyau à raison de f rotations par seconde (figure II.1). Il est donc équivalent à un courant qui peut s'écrire sous la forme:

$$i = -e.f \quad (\text{II.1})$$

Ce courant, circulant dans une spire confondue avec l'orbite de l'électron (minuscule boucle de courant), crée, d'après la loi d'Ampère, un moment magnétique $\vec{\mu}_L$:

$$\vec{\mu}_L = \pi r^2 . i . \vec{n} \quad (\text{II.2})$$

Où \vec{n} : est la normale orientée à la surface de la spire

r : rayon de l'orbite.

Le moment magnétique orbital $\vec{\mu}_L$ est lié au moment cinétique orbital \vec{L} par la relation:

$$\vec{\mu}_L = -\frac{e}{2m_e} \vec{L} \quad (\text{II.3})$$

Selon la théorie quantique le moment cinétique orbitale L est un multiple de $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. Donc le moment magnétique orbital est un multiple de magnéton de Bohr défini par :

$$\mu_B = \frac{e}{2m_e} \hbar = 9.274.10^{-24} \text{ A.m}^2$$

Où m_e : est la masse de l'électron ($9,107.10^{-31} \text{ kg}$)

h : Constante de Planck ($6,62.10^{-34} \text{ J.s}$).

II.2.2 Moment magnétique de spin

Nous savons que l'électron tourne aussi sur lui-même (mouvement de spin), il présente donc un moment magnétique dit de spin ($\vec{\mu}_s$). Ce dernier est une propriété purement quantique des électrons, son module n'est autre que le magnéton de Bohr défini précédemment. Il est lié au moment cinétique intrinsèque \vec{S} de l'électron par la relation :

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e\hbar}{m_e} \vec{S} \quad (\text{II.4})$$

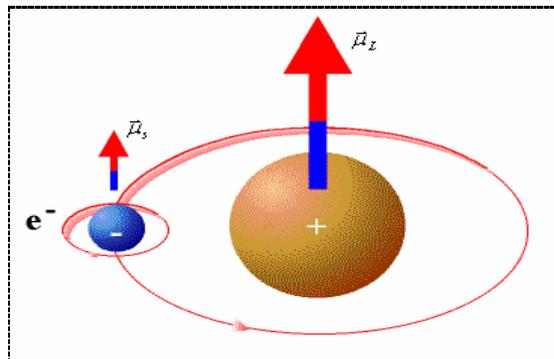


Fig II.1 : Les mouvements électroniques orbitaux et de spin sont à l'origine du magnétisme de la matière

D'après la mécanique quantique le module du moment cinétique X (orbital ou de spin) est relié au nombre quantique x qui lui est associé par l'équation [22] :

$$|X| = \hbar \sqrt{x(x+1)}$$

On aura donc :

$$|\vec{L}| = \hbar \sqrt{l(l+1)} \Rightarrow |\vec{\mu}_L| = \mu_B \sqrt{l(l+1)}$$

$$|\vec{S}| = \hbar\sqrt{s(s+1)} \Rightarrow |\vec{\mu}_s| = 2\mu_B\sqrt{s(s+1)}$$

l, s : représentent respectivement les nombres quantiques azimutal et de spin.

Le moment magnétique total de l'électron est :

$$\vec{\mu}_e = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_s = \gamma(\vec{L} + 2\vec{S}) \quad (\text{II.5})$$

Avec $\gamma = -\frac{e}{2m_e} = -8,8.10^{10}$ (SI): rapport gyromagnétique

II.2.3 Moment magnétique atomique

Le moment cinétique total d'un atome à plusieurs électrons est la somme vectoriel des moments orbitaux et des moments de spin de ses électrons périphériques, le moment cinétique dû aux mouvements des composants de noyau (nucléons) est négligeable.

Suivant le couplage dit de Russel-Saunders ou couplage LS les moments cinétiques de spin se couplent entre eux pour donner le moment de spin total [49] :

$$S = \sum_i S_i$$

Il est de même pour les moments cinétiques orbitaux :

$$L = \sum_i L_i$$

Le moment cinétique total J est quantifié. Il peut prendre toutes les valeurs comprises entre :

$$J = |L+S| \text{ et } J = |L-S|$$

La norme du moment magnétique atomique peut s'écrire de la façon suivante :

$$\mu_{at} = Jg\mu_B \quad (\text{II.6})$$

Où g est un facteur gyromagnétique dit de Landé qui vaut :

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (\text{II.7})$$

Dans l'étude du moment magnétique d'un atome, il suffit de prendre en considération les couches électroniques incomplètement remplies.

II.3 MATERIAUX MAGNETIQUES

Les matériaux magnétiques sont des matériaux qui ont la propriété de présenter un moment d'aimantation \vec{M} sous l'influence d'un champ magnétique d'excitation extérieur [50].

Cette aimantation est définie comme la densité volumique des moments magnétiques ($\vec{\mu}_i$) dans la matière. Pour un échantillon de volume V l'aimantation est:

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{\mu}_i}{V} \quad (\text{II.8})$$

La perméabilité magnétique est une grandeur tensorielle qui relie l'induction magnétique au champ magnétique de la façon suivante:

$$\vec{B} = [\mu] \vec{H} \quad (\text{II.9})$$

Si le matériau est linéaire du point de vue des propriétés magnétiques, le tenseur de perméabilité est diagonal :

$$[\mu] = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & & \\ & \mu_{yy} & \\ & & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{II.10})$$

Si, en plus, le matériau est isotrope du point de vue des propriétés magnétiques, le tenseur de perméabilité se réduit à un scalaire:

$$[\mu] = \mu = \mu_0 \mu_r \quad (\text{II. 11})$$

Et on aura :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \vec{H} + \vec{I} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{II.12})$$

Avec I : intensité d'aimantation (ou polarisation magnétique)

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

μ_r : Perméabilité relative du matériau

De plus, par définition, un milieu magnétique placé dans un champ magnétique acquiert un vecteur aimantation \vec{M} tel que :

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (\text{II.13})$$

où χ est la susceptibilité magnétique du milieu (sans unité).

Nous pouvons aussi exprimer la perméabilité magnétique relative du matériau à partir de cette susceptibilité :

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (\text{II.14})$$

A partir des valeurs de ce paramètre (χ), les matériaux magnétiques peuvent être divisés en deux grandes familles [50] :

II.3.1 Matériaux à couches électroniques complètes (ou diamagnétiques)

Les orbitales des matériaux diamagnétiques sont pleines, soit à l'état atomique, soit à cause d'une liaison chimique. Par conséquent les gaz rares sont diamagnétiques, la plupart des gaz diatomiques, et de nombreux solides ioniques le sont également (*Cu, Ag, Si, etc.*).

Ces matériaux ne présentent pas de résultante magnétique, car leurs moments magnétiques atomiques sont nuls. La valeur de leur susceptibilité, qui varie très peu en fonction de la température, est le plus souvent voisine de 10^{-5} , voir tableau II.1.

Tab II.1 : susceptibilités de quelques matériaux
Diamagnétiques purs et composés [22]

Matériau	χ	Matériau	χ
Si	$-1,2.10^{-6}$	Se	$-4,0.10^{-6}$
Cu	$-1,08.10^{-6}$	Ag	$-2,4.10^{-6}$
Zn	$-1,9.10^{-6}$	Pb	$-1,4.10^{-6}$
Ge	$-1,5.10^{-6}$	Al ₂ O ₃	$-3,5.10^{-6}$

Le diamagnétisme se définit comme étant une réaction de la matière aux variations du champ magnétique extérieur. Il s'agit en fait du résultat de l'application de la loi de Lenz à l'édifice atomique en considérant les orbites électroniques comme des circuits dont la résistance est nulle. L'application d'un champ magnétique extérieur crée donc un moment permanent dont le champ s'oppose au champ appliqué. Le calcul de cet effet est basé sur le théorème de Larmor. La vitesse de précession angulaire ω est donnée par :

$$\omega = \gamma_L H = \frac{\mu_0 e}{2m_e} H \quad (\text{II.15})$$

$$\gamma_L = \frac{\mu_0 e}{2m_e} = 110473.6 \text{ rad}/(A/m) \approx 17.6 \text{ kilocycles}/(A.m^{-1})$$

Le théorème de Larmor a été démontré dans le cas d'un ion, en se basant sur le théorème du moment cinétique. L'expression de la susceptibilité diamagnétique est donnée par:

$$\chi_d = \frac{1}{\mu_0} \frac{M}{H} = -\mu_0 \frac{NZe^2}{6m} \langle r^2 \rangle \quad (\text{II.16})$$

Il s'agit de l'expression de Langevin corrigée par Pauli, où Z représente le numéro atomique, $\langle r^2 \rangle$ la valeur moyenne du carré de la distance des électrons au noyau et N le nombre d'atomes par unité de volume. Nous constatons bien que χ_d est négatif. Cela vient du signe du courant dû au sens de rotation des électrons [51,52].

Ce type de magnétisme existe aussi dans les substances possédant des atomes magnétiques (cas des ferromagnétiques) mais, il est si faible qu'il est alors totalement masqué par la contribution des atomes magnétiques.

II.3.2 Matériaux à couches électroniques incomplètes

Cette famille engendre 4 groupes de matériaux :

II.3.2.1-Matériaux ferromagnétiques

Les ferromagnétiques sont des matériaux conducteurs dont les plus intéressants sont les trois éléments de transition Fe, Ni, Co, et leurs alliages, ainsi que six terres rares (Lanthanides) à basse température Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, et certains alliages dits d'Heussler constitué de métaux non ferromagnétiques [Cu-Mn, Cu-Mn-Sn, Cu-Mn-Al] dont le plus connu est le composé $\text{Cu}_{61}\text{Mn}_{24}\text{Al}_{15}$.

Dans les ferromagnétiques les moments magnétiques atomiques s'alignent spontanément dans des régions appelées domaines de Weiss, séparés par des parois dites de Bloch, et cela même en l'absence de champ magnétique. Ils ont donc la résultante globale des moments magnétiques microscopiques, à l'échelle de domaines, différente de zéro. De plus, la direction et le sens de ces moments magnétiques microscopiques sont identiques (couplage parallèle) voir figure II.2.

En général, le moment magnétique total (ou macroscopique) est nul parce que les différents domaines ont des orientations différentes et leurs effets s'annulent [51].

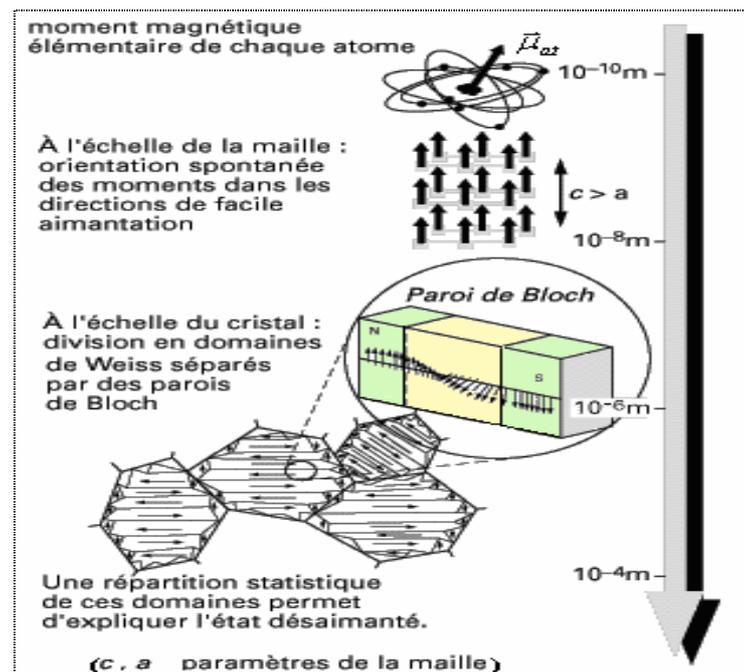


Fig II.2 : ferromagnétisme à différentes échelles

Ces matériaux présentent une aimantation spontanée (rémanente) très grande avec une susceptibilité élevée (de l'ordre de 2000 à 10000) qui dépend de \vec{H} .

Le tableau II.2 donne les valeurs extrêmes de perméabilité relatives (initiale et maximale) pour quelques matériaux ferromagnétiques.

L'alignement spontané des moments voisins (figure II.3) est dû à l'existence d'une interaction interne appelée champ d'échange ou champ moléculaire, qui est l'équivalent d'une induction magnétique (B_{ec}). Son intensité peut atteindre 10^3 Tesla. Dans l'approximation du champ moyen, chaque atome magnétique est donc soumis à un champ proportionnel à l'aimantation M :

$$B_{ec} = \lambda.M \quad (\text{II.17})$$

Où λ est une constante indépendante de la température.

Tab II.2 : perméabilité relatives initiale et maximale de quelques matériaux ferromagnétiques [53]

Matériau	Perméabilité relative initiale μ_{r0}	Perméabilité relative maximale μ_{rmax}
Fer pur (99,8%)	150	5000
Fer pur (99,95%)	10000	200000
78 Permalloy	8000	100000
Superpermalloy	100000	1000000
Cobalt pur (99%)	70	250
Nickel pur (99%)	110	600
Acier à 0,9% C	50	100
Amorphe 2605SA1	--	600000

Il est important de noter qu'au-delà d'une certaine température critique (T_c) dite de Curie, les ferromagnétiques perdent leurs propriétés magnétiques caractéristiques et se comportent comme des paramagnétiques.

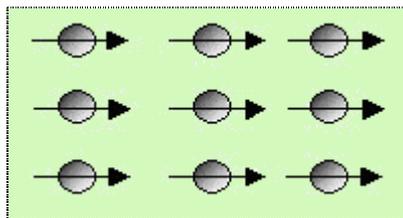


Fig II.3 : alignement spontané des moments magnétiques microscopiques voisins dans un ferromagnétique

II.3.2.2- Matériaux ferrimagnétiques

Ils sont constitués de deux sous-réseaux de moments magnétiques antiparallèles qui n'ont pas le même module. Ils présentent eux aussi une aimantation microscopique résultante différente de zéro, mais ils se distinguent des ferromagnétiques, par le sens des moments magnétiques, qui n'est pas le même pour tous les atomes, voir figure II.4.

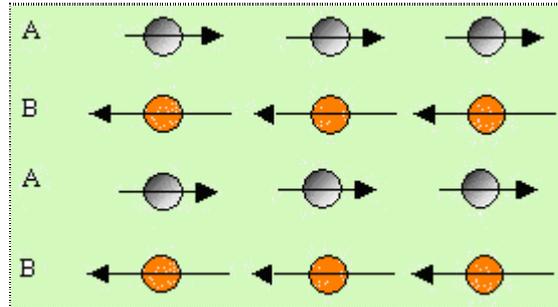


Fig II.4 : alignement des moments atomiques voisins dans un ferrimagnétique

Les ferrimagnétiques sont en général des oxydes ou céramiques isolantes, le plus connu étant l'hexaferrite de Baryum ($\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$). L'ordre de grandeur de leur susceptibilité est de 3000.

Les matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques, sont les seuls intéressants pour le monde du génie électrique. Pour les fréquences au delà de 10 kHz, les matériaux ferrimagnétiques sont généralement employés. Bien que ces derniers possèdent une aimantation à saturation plus faible, ils présentent des pertes magnétiques significativement plus basses, ce qui est important lorsque la fréquence augmente.

II.3.2.3-Matériaux antiferromagnétiques

Comme dans le cas du paramagnétisme la susceptibilité des matériaux antiferromagnétiques est faible et positive. En dessous d'une température critique dite de Néel (T_N), ces corps sont constitués de deux sous-réseaux de moments magnétiques antiparallèles (figure II.5). Les moments magnétiques des deux sous-réseaux sont de même direction, de même norme mais de sens opposés, de sorte que l'aimantation totale d'un corps antiferromagnétique est toujours nulle [52].

L'interaction entre les moments dans ce cas est appelée *interaction d'échange négative*. Elle empêche l'alignement des moments dans un seul sens sous l'action d'un champ externe.

A haute température, le comportement des antiferromagnétiques est analogue au paramagnétiques.

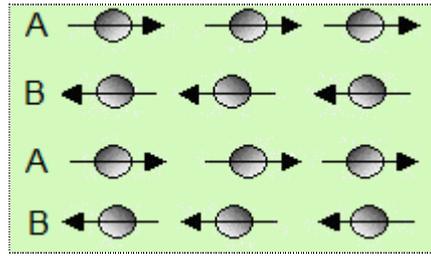


Fig II.5 alignement des moments atomiques
Voisins dans un antiferromagnétique

II.3.2.4-Matériaux paramagnétiques

Les matériaux paramagnétiques ont une susceptibilité magnétique faible et positive (inférieur à 10^{-3}) qui a la propriété de varier comme l'inverse de la température, voir tableau II.2. Sous l'effet d'un champ magnétique extérieur \vec{B} , les atomes possédant leur propre moment magnétique permanent (petits aimants permanents), s'orientent selon le champ appliqué et l'amplifient. Mais ce phénomène est limité par l'agitation thermique et dépend fortement de la température suivant loi de Curie:

$$M = C \cdot \frac{B}{T} \quad (\text{II.18})$$

ou C est la constante de Curie et T la température absolue.

Tab II.3 : Susceptibilités magnétiques de quelques corps paramagnétiques à température ambiante [22]

Matériau	χ	Matériau	χ
Na	$8,6 \cdot 10^{-6}$	Pt	$1,2 \cdot 10^{-5}$
Al	$7,7 \cdot 10^{-6}$	U	$3,3 \cdot 10^{-5}$
Mn	$1,2 \cdot 10^{-4}$	CoO	$0,75 \cdot 10^{-3}$
Ta	$1,1 \cdot 10^{-6}$	Fe ₃ C	$3,7 \cdot 10^{-5}$
W	$3,5 \cdot 10^{-6}$	Fe _(\gamma)	$2,5 \cdot 10^{-5}$

II.3.3 Classification des matériaux ferromagnétiques

Les matériaux ferromagnétiques sont généralement séparés en deux classes : les matériaux **doux** et les matériaux **durs** (ou aimants permanents).

II.3.3.1 Matériaux doux

Ils sont caractérisés par une perméabilité relative élevée et un champ coercitif faible. On les utilise notamment comme conducteurs de flux pour transmettre une information ou convertir

de l'énergie (transformateurs ou moteurs, etc.). Les tôles FeSi sont les plus utilisées dans ce domaine. Les matériaux doux possèdent la capacité de réagir à de faibles champs d'excitation, le cycle d'hystérésis associé à ce type de matériaux est étroit, voire même quasiment inexistant ($H_c \leq 100 \text{ A/m}$) voir figure II.6. Ainsi, leur susceptibilité initiale est très importante, et leur aimantation rémanente est facile à annuler (car H_c faible).

II.3.3.2 Matériaux durs

Ils sont caractérisés par une perméabilité relative faible et un champ coercitif élevé, leur cycle d'hystérésis est donc large (figure II.6). Le matériau magnétique dur est une source de flux, ou un aimant, il conserve son état d'aimantation initial même lors de l'application d'un champ magnétique relativement élevé. Les matériaux durs sont utilisés dans les machines électriques comme source de champ magnétique.

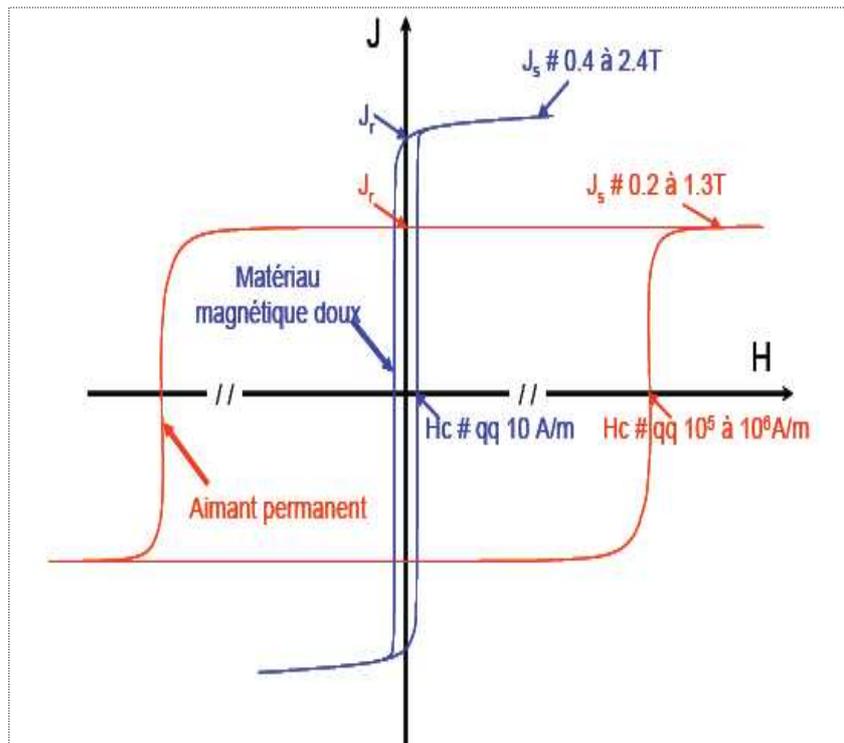


Fig II.6 : cycle d'hystérésis pour matériaux durs (en rouge), et matériau doux (en bleu)

La limite généralement fixée entre les matériaux doux et les matériaux durs est une coercivité de 10 kA/m. Les matériaux doux utilisés dans les machines électriques ont une coercivité beaucoup plus faible que cette limite, de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines d'ampères par mètre (figure II.7).



Fig II.7 : séparation entre les matériaux magnétiques doux et durs

Les matériaux magnétiques durs constituant les aimants permanents modernes ont une coercivité beaucoup plus grande [54], de l'ordre de plusieurs centaines de milliers d'ampères par mètre (figure II.7).

II.4 THEORIE DE MICROMAGNETISME

Tous les matériaux présentant un magnétisme important (ferromagnétiques et ferrimagnétiques), sont des matériaux hétérogènes d'un point de vue de la structure magnétique. Ils sont saturés localement (à l'échelle microscopique) ; par contre, à l'échelle macroscopique, en l'absence de champ magnétique extérieur, ils peuvent avoir :

- Soit un comportement saturé, c'est le cas des matériaux magnétiques durs (aimants permanents), dans lesquels tout est figé du point de vue des structures en domaines.
- Soit un comportement plus modéré que l'on rencontre dans les matériaux magnétiques doux. Ces derniers, en l'absence de champ extérieur, présentent pratiquement une aimantation macroscopique nulle.

Il importe donc de bien distinguer le vecteur aimantation macroscopique du vecteur aimantation microscopique. Le premier de ces deux vecteurs est une moyenne spatiale du second, qui est une constante vectorielle au sein de chaque domaine en régime quasi-statique [55].

II.4.1 Bases de micromagnétisme

Les premières conjectures de micromagnétisme furent émises par **Weiss** dans deux articles datant de 1906 et 1907. Il postula qu'il existait des forces internes luttant contre le désordre thermique, créant ainsi des domaines dans lesquels l'aimantation serait constante. Ces idées furent le moteur de la théorie des domaines dont les fondateurs furent Becker, Doring, Kersten, Akulov et Heisenberg. Mais, malgré des tentatives d'amélioration, comme l'introduction du concept de paroi (par Bloch en 1932), et le calcul de l'énergie de parois (par Landau et Lifchitz en 1935), cette théorie ne donnait pas suffisamment de résultats quantitatifs probants.

Une grande avancée dans la résolution du problème fut alors effectuée par W.F. Brown (*Micromagnetics* 1963). Il introduisit une nouvelle approche : le micromagnétisme basé sur la minimisation de l'énergie totale d'un échantillon magnétique [56].

La théorie du micromagnétisme, telle que Brown l'a définie, est conçue pour décrire des milieux ferromagnétiques continus. Elle ne prend pas en compte les détails atomiques de l'origine de l'ordre magnétique, mais elle permet de décrire le magnétisme à l'échelle des domaines et des parois de domaines magnétiques. C'est pourquoi, des variables continues sont utilisées pour décrire des grandeurs thermodynamiques telles que l'aimantation, les champs internes ou l'énergie du système, même si leur source se trouve bien évidemment au niveau atomique.

Selon cette théorie un échantillon de matériau magnétique de taille macroscopique, afin de diminuer son énergie globale, se subdivise en de nombreuses régions aimantées à saturation dites domaines de Weiss, séparées par des frontières appelées parois de Bloch (ou de Néel) voir figure II.8. L'aimantation globale du matériau n'est égale à l'aimantation spontanée que lorsque celui-ci est saturé.

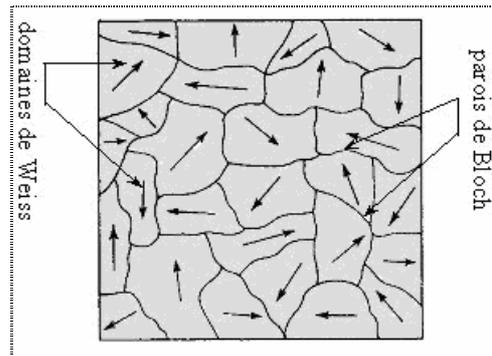


Fig II.8 : microstructure magnétique : domaines de Weiss séparés par des parois de Bloch

En fait la théorie de micromagnétisme est basée sur l'ensemble d'hypothèses et de postulats suivants :

- Dans un matériau ferromagnétique, des moments magnétiques atomiques existent en permanence. Ces moments sont déjà ordonnés au sein d'un même volume appelé domaine, même lorsque le matériau est démagnétisé.
- Les domaines sont alignés de manière aléatoire à l'état désaimanté
- L'aimantation $\vec{M}(\vec{r}, t) = M_s \cdot \vec{m}(\vec{r}, t)$ est un vecteur de module constant, seulement son orientation pouvant varier en fonction de la position (\vec{r}) et du temps (t). $\vec{m}(\vec{r}, t)$ est le vecteur unitaire qui porte l'aimantation $|\vec{m}(\vec{r}, t)| = 1$, et M_s l'aimantation à saturation.

- Les grandeurs thermodynamiques décrivant le système ferromagnétique, telles que l'aimantation $\vec{M}(\vec{r}, t)$, le champ magnétique $\vec{H}(\vec{r}, t)$, et l'énergie libre de Gibbs (totale) $E_{tot}[\vec{m}(\vec{r}, t)]$ sont des fonctions continues dans l'espace et dans le temps.
- Le processus de magnétisation consiste en la réorientation des moments des domaines de telle sorte que ceux-ci tendent à s'aligner finalement sur la direction du champ exciteur.
- L'activation thermique est négligée. La température est traitée dans une approche du type champ moyen ou champ effectif [53,57].

II.4.2 Domaines de Weiss et Parois de Bloch

La paroi est une zone de transition entre deux domaines dans laquelle les moments magnétiques changent progressivement d'orientation pour passer de l'orientation d'un domaine à celle de son voisin. Les parois sont préférentiellement planes pour minimiser leur surface et l'énergie dipolaire qu'elles engendrent. L'épaisseur (ou largeur) de la paroi résulte d'un compromis entre l'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie.

Les parois sont caractérisées par leur densité d'énergie σ_p et leur épaisseur δ_B qui dépendent des constantes d'échange A_{ec} et d'anisotropie K du matériau [55].

On trouve dans les ouvrages plusieurs manières de définir l'épaisseur d'une paroi δ_B , ainsi plusieurs expressions existent, variant entre elles d'un facteur numérique. La définition la plus répandue, que nous utiliserons ici, consiste à considérer l'intersection des asymptotes et de la tangente à l'origine de la courbe donnant l'angle de rotation des moments magnétiques dans la paroi (voir figure II.9) $\theta(x) = \pm 2 \arctg \left[\exp \left(x / \sqrt{A_{ec} / K} \right) \right]$, dont l'équation est déduite de l'énergie de la paroi (qui sera étudiée par la suite).

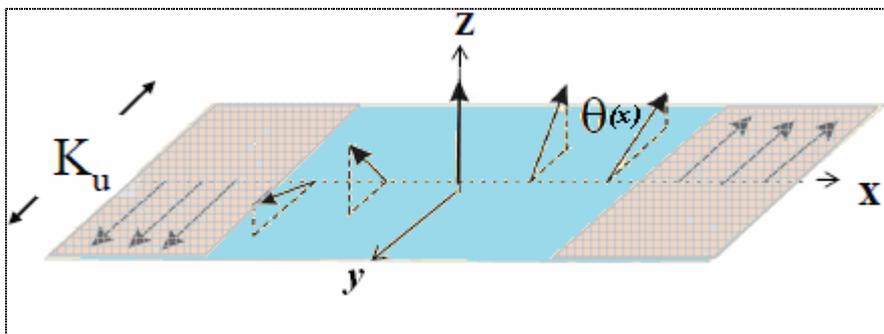


Fig II.9 : retournement du vecteur aimantation dans une paroi de Bloch 180° [58]

$$\begin{cases} \delta_B = \pi \sqrt{\frac{A_{ec}}{K}} \\ \sigma_p = \pi \sqrt{A_{ec} K} \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

L'épaisseur des parois de domaines, dans les matériaux usuels, est beaucoup plus petite que la taille des domaines, elle est de l'ordre de quelques dizaines de *nm* pour la plupart des matériaux ferromagnétiques (exemple : dans le Fer, elle est de l'ordre de 50nm, dans les matériaux très doux elle excède 100nm, et descend à quelques nanomètres dans les aimants permanents *Nd-Fe-B* et *Sm-Co*) [59].

II.4.3 Dynamique de l'aimantation

À l'état désaimanté d'un matériau, l'orientation de l'aimantation de chacun de ses domaines magnétiques est non prédictible. La disposition des moments magnétiques est telle que l'aimantation globale résultante est nulle. À l'état aimanté à saturation, l'aimantation de tous ses domaines magnétiques est alignée selon une direction unique.

Les processus d'aimantation sont dominés par les changements topologiques des structures en domaines : déplacements de parois et rotations d'aimantation sous l'action d'un champ magnétique extérieur, la figure II.10 présente de manière schématique l'évolution de la structure en domaines avec la courbe de première aimantation et le cycle d'hystérésis pour un modèle à 4 domaines.

Dans un matériau ferromagnétique doux, le déplacement des parois se fait préférentiellement à la rotation d'ensemble des moments magnétiques internes aux domaines de Weiss (opération plus coûteuse énergétiquement). Le mécanisme de déplacement des parois est donc prépondérant pour l'aimantation, la désaimantation, et même le retournement de polarisation. Ceci reste le cas tant que les obstacles (défauts) au mouvement des frontières restent minoritaires; c'est à dire justement pour les matériaux dits doux [60].

L'aimantation d'un matériau comporte les processus suivants, qui se produisent successivement en fonction de l'intensité croissante d'un champ magnétique appliqué (figure II.10):

a) Le premier mécanisme d'aimantation est le mouvement élastique des parois de domaines (mouvement réversible), qui se produit aux bas champs magnétiques et qui représente une aimantation spontanément réversible du matériau. Le mouvement des parois amène une augmentation de l'énergie totale du système mais ne permet pas de franchir la barrière de potentiel créée par le défaut où est ancrée la paroi; le système retourne donc naturellement à l'état initial si le champ appliqué est annulé [54, 61].

b) Le second mécanisme d'aimantation est le mouvement irréversible des parois, qui provoque le franchissement de certaines barrières de potentiel. Lors du retrait du champ magnétique appliqué, on ne retrouve donc pas la même répartition en domaines. Il existe un nouvel état métastable qui explique l'apparition d'une aimantation moyenne non nulle sous champ nul. Cette aimantation est qualifiée de rémanente [54, 61, 62].

c) Le troisième mécanisme d'aimantation est la rotation des moments aux seins des domaines qui comporte deux phénomènes distincts :

- une rotation irréversible qui se produit lorsque les moments, qui sont orientés suivant un axe facile A, se réorientent dans la direction d'un autre axe facile B plus proche de la direction du champ appliqué.

- une rotation réversible qui se produit lorsque le matériau ne comporte que des domaines possédant une composante alignée avec la direction d'aimantation facile la plus proche de la direction du champ. L'augmentation du champ magnétique appliqué, cause alors une faible rotation de l'aimantation à l'intérieur des domaines, pour s'aligner finalement avec le champ magnétique appliqué [54, 61, 62]. L'aimantation retrouve donc la direction de l'axe facile aimantation le plus proche dès le retrait du champ extérieur (aimantation rémanente).

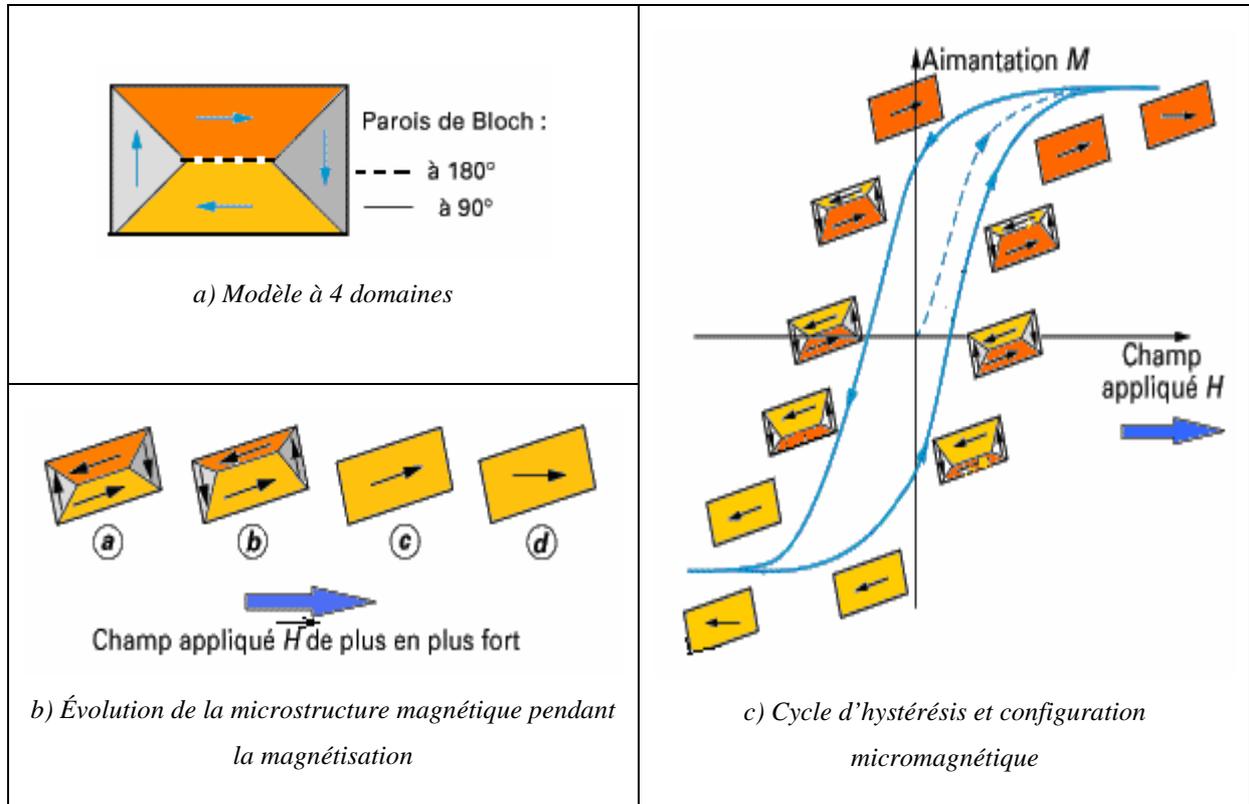


Fig II.10 : évolution de la microstructure magnétique lors d'une magnétisation d'un matériau ferromagnétique et Cycle d'hystérésis micromagnétique

II.4.4 Dynamiques des parois de domaines

La dynamique d'une paroi de domaine dans un circuit magnétique, découpé dans un monocristal en alliage FeSi a fait l'objet d'une étude de H.J. Williams et C. Kittel en 1950 [63]. Ils postulent que lorsqu'un matériau ferromagnétique conducteur est soumis à un champ extérieur, celui-ci subit un freinage visqueux dont l'origine est l'apparition de courants induits lors du déplacement des parois.

Considérons un échantillon à deux domaines d'aimantations opposés (up et down) séparés par une paroi de Bloch 180° (figure II.11.a). L'aimantation dans la paroi est orientée suivant le plan de celle-ci, et perpendiculaire à l'aimantation des deux domaines. Un champ magnétique appliqué \vec{H} dirigé vers le haut n'exerce donc aucun moment de rotation sur l'aimantation des deux domaines car les angles entre le champ externe et les vecteurs de leurs aimantations sont respectivement 0° et 180° . Contrairement, le moment de rotation entre l'aimantation de la paroi (\vec{M}_w) et le champ externe ($\vec{M}_w \times \vec{H}$) tourne l'aimantation hors du plan de paroi par un angle θ_w , du point (1) vers le point (2) comme présenté sur la figure (II.11.b). Cela crée un fort champ démagnétisant \vec{h}_d perpendiculaire au plan de la paroi qui induit une précession de l'aimantation autour de \vec{h}_d en tournant l'aimantation du point 2 en point 3 figure (II.11.c). Par conséquent, l'aimantation de la paroi s'aligne avec l'aimantation du domaine qui est parallèle au champ externe. Cela est équivalent à une propagation de gauche à droite de la paroi avec une vitesse \vec{v} sur la figure II.11.c.

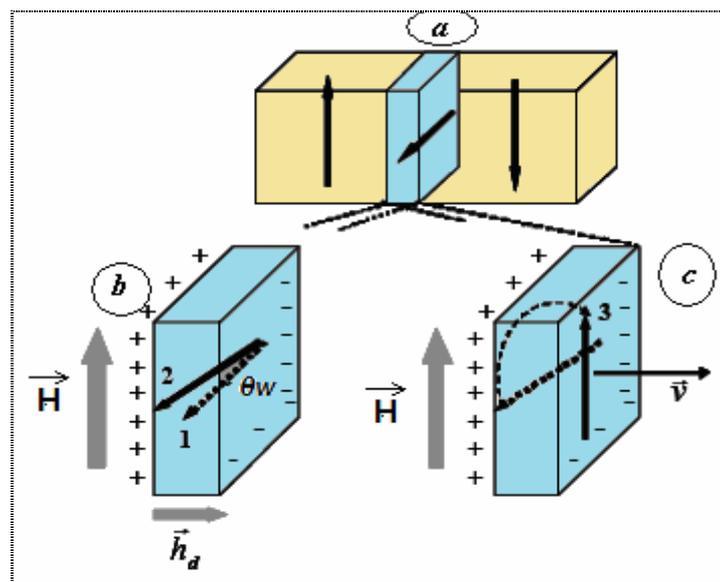


Fig II.11 : mécanisme de déplacement d'une paroi de Bloch 180°

Lorsque la paroi se déplace avec une distance x , le moment magnétique total est augmenté de $2M_s x$ par unité de surface de paroi. $2M_s$ correspond à la différence des composantes tangentielles d'aimantation de part et d'autre de la paroi. L'énergie potentielle est ainsi réduite de $2\mu_0 H M_s x$.

La vitesse \bar{v} d'une telle paroi est proportionnelle à la différence entre champ appliqué et champ coercitif ($H_A - H_c$), à l'aimantation M_s de l'échantillon, à l'épaisseur de la paroi δ_b , au facteur gyromagnétique γ , et inversement proportionnelle au paramètre d'amortissement λ [64]:

$$v \propto \frac{\gamma M_s}{\lambda} \sqrt{\frac{A_{ec}}{K}} \cdot \mu_0 (H_A - H_c)$$

Cette équation peut être écrite pour obtenir une expression plus générale du temps de renversement τ :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{v}{L} \propto \frac{\gamma M_s}{\lambda L} \sqrt{\frac{A_{ec}}{K}} \cdot \mu_0 (H_A - H_c) = \frac{\mu_0}{S_w} (H_A - H_c) \quad (\text{II.20})$$

Avec

$$S_w = \frac{\lambda L}{\gamma M_s} \sqrt{\frac{K}{A_{ec}}} = \frac{L}{\eta_w} \quad (\text{II.21})$$

Le paramètre S_w représente le coefficient de renversement (swiching) et il est défini comme le rapport entre la longueur de l'échantillon L et la mobilité effective de la paroi (η_w). Ces relations ont été vérifiées par de nombreuses expériences dans le passé pour des échantillons massifs [63,64].

En fait, la vitesse de propagation v d'une paroi dans une couche mince sans défauts, est déterminée par la dynamique micromagnétique des spins dans la paroi. L'analyse de cette dynamique, mène à l'évaluation de la loi de vitesse de propagation de la paroi, v , en fonction du champ magnétique appliqué. Trois régimes, correspondant à trois gammes de champ magnétique H , sont à distinguer. Pour de faibles valeurs de H , v varie linéairement avec H (propagation visqueuse, *i. e.* $v = \eta_w H$), et cela jusqu'au champ seuil de Walker H_w qui, pour une paroi de Bloch dans un film magnétique épais, vaut [65]:

$$H_w = 2\pi\alpha M_s \quad (\text{II.22})$$

Où α est le coefficient d'amortissement de Gilbert.

Au-delà de ce champ seuil H_w , la vitesse moyenne de la paroi décroît, puis pour des valeurs de H plus élevées, recommence à croître avec H appliqué, dans un second régime de propagation visqueuse, avec une mobilité moyenne réduite. La figure II.12 présente la variation de la vitesse de propagation, v , d'une paroi de domaine magnétique dans un milieu sans défauts, sous l'effet

d'un champ magnétique H , H_w désigne le champ seuil de Walker, qui limite le régime de propagation visqueuse sous faible champ. La courbe montre les deux régimes linéaires de vitesse, en-dessous et très au-dessus du seuil de Walker. La ligne courbe pointillée correspondant au régime intermédiaire non linéaire est un guide pour le regard [65].

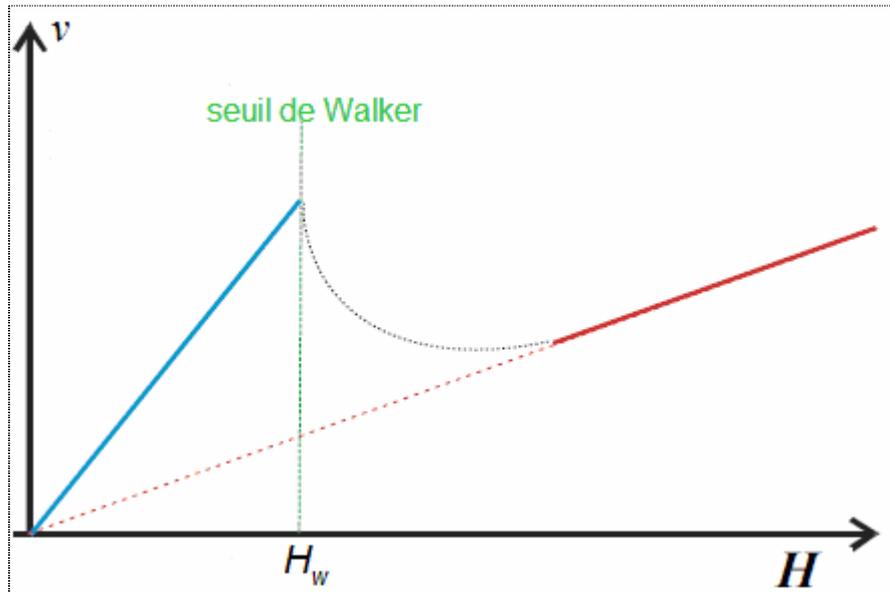


Fig. II.12 : vitesse de propagation, v , d'une paroi 180° , en fonction du champ H appliqué, dans un milieu sans défauts. H_w désigne le champ seuil de Walker.

II.5 ENERGIES EN PRESENCE DANS UN MATERIAU MAGNETIQUE

En plus de l'énergie extérieure apportée au matériau magnétique par l'application d'un champ magnétique extérieur (**énergie Zeeman**), celui-ci est le siège d'un ensemble d'interactions intrinsèques correspondant aux termes énergétiques suivants :

- **énergie magnétostatique** : liée aux champs démagnétisant internes qui tendent à minimiser le parcours des lignes de champ dans l'air par la création de nouveaux domaines.
- **énergie magnétocristalline** : qui favorise l'alignement des moments magnétiques des atomes avec certains axes cristallographiques du matériau.
- **énergie d'échange** : qui résulte de l'interaction des moments magnétiques atomiques voisins
- **énergie magnéto-élastique** : qui résulte de l'orientation préférentielle de l'aimantation lorsque le cristal est sous contrainte mécanique.
- **énergie de la paroi** : stockée dans la paroi, et tend à équilibrer la diminution de l'énergie magnétostatique.

Nous procéderons, dans la suite, à l'étude de la contribution de chaque terme de ces énergies dans un échantillon de matériau ferromagnétique doux, de volume V . L'effet de la température est négligé.

II.5.1 Energie Zeeman

L'énergie Zeeman correspond à l'interaction entre les moments magnétiques et le champ magnétique d'excitation extérieur \vec{H}_{ex} . Elle est minimale lorsque tous les moments sont alignés avec le champ extérieur. Elle vaut :

$$E_{Zem} = -\mu_0 \iiint_V [\vec{H}_{ex} \cdot \vec{M}(\vec{r})] dV = -\mu_0 M_s \iiint_V [\vec{H}_{ex} \cdot \vec{m}(\vec{r})] dV \quad (\text{II.23})$$

Lorsque le champ magnétique \vec{H}_{ex} est constant :

$$E_{zem} = -\mu_0 M_s \vec{H}_{ex} \cdot \iiint_V \vec{m}(\vec{r}) dV \quad (\text{II.24})$$

II.5.2 Énergie magnétostatique

Le champ magnétique (\vec{H}_{int}) à l'intérieur d'un échantillon ferromagnétique ne se réduit pas au champ magnétique extérieur appliqué \vec{H}_{ex} . En effet, il existe un champ interne, qui s'oppose au champ magnétique appliqué, c'est le champ dipolaire, appelé **champ démagnétisant** \vec{H}_{dem} . Ce dernier est un terme qui dépend de la forme du matériau et relié à l'aimantation par le tenseur des coefficients démagnétisant. Ce qui se traduit dans les équations de Maxwell par la balance de la divergence de l'aimantation par un champ artificiel. On a ainsi le système d'équations suivant :

$$\vec{H}_{int} = \vec{H}_{ex} + \vec{H}_{dem}$$

$$\text{div} \vec{B} = \text{div}(\vec{H} + \vec{M}) = 0$$

$$\vec{H}_{dem} = -[N] \cdot \vec{M} \Rightarrow \vec{H}_{int} = \vec{H}_{ex} - [N] \cdot \vec{M} \quad (\text{II.25})$$

Avec $[N]$: tenseur de coefficients démagnétisants [66]

Le champ démagnétisant qui représente la réaction du matériau à l'application d'un champ extérieur, introduit une anisotropie supplémentaire, dite de forme, car les composantes du tenseur $[N]$ ne sont généralement pas égales. Il peut avoir une expression simple pour certaines géométries particulières.

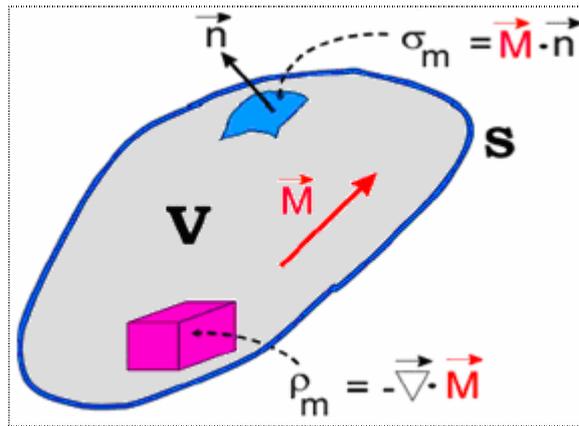


Fig II.13 : système ferromagnétique quelconque d'aimantation

\vec{M} et de volume V délimité par la surface S

L'énergie magnétostatique correspond au couplage entre l'aimantation et le champ démagnétisant s'exprime par :

$$E_{dem} = -\frac{\mu_0}{2} \iiint_V [\vec{H}_{dem}(\vec{r}) \cdot \vec{M}(\vec{r})] dV = -\frac{\mu_0}{2} M_s \iiint_V [\vec{H}_{dem}(\vec{r}) \cdot \vec{m}(\vec{r})] dV \quad (\text{II.26})$$

Dans le cas d'une aimantation uniforme, c'est la limitation spatiale de l'échantillon qui est à l'origine du champ démagnétisant.

Tenseur de coefficients démagnétisants

Les composantes de \vec{H}_{dem} , dans un repère orthonormé (O,x,y,z) , sont liées à celles de l'aimantation \vec{M} par les relations :

$$H_{demX} = -N_x M_x$$

$$H_{demY} = -N_y M_y$$

$$H_{demZ} = -N_z M_z$$

Avec :

$$N_x + N_y + N_z = 1 \quad (\text{II.27})$$

N_x , N_y et N_z sont appelés facteurs de champ démagnétisant ; ils dépendent de la forme de l'échantillon. Le tableau II.4 présente leurs valeurs, pour des formes géométriques particulières [67, 11, 68].

Il est important de noter que le tenseur de champ démagnétisant est diagonal dans le cas d'un matériau linéaire du point de vue des propriétés magnétiques, et se réduit à un scalaire si ce matériau est isotrope géométriquement [69] (une sphère par exemple).

II.5.3 Énergie d'anisotropie magnétocristalline

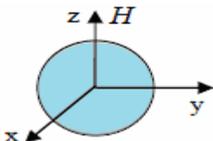
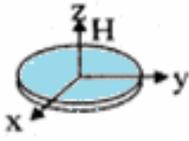
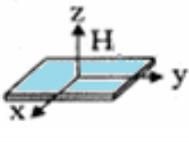
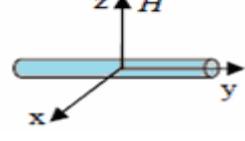
La structure cristalline impose des directions privilégiées selon lesquelles l'aimantation aura tendance à s'aligner. Par exemple, pour une anisotropie uniaxiale (cas du cobalt) il existe une seule direction privilégiée, appelée d'aimantation facile, mais dans le cas du fer, il existe trois directions qui minimisent l'énergie d'aimantation (anisotropie cubique) [70], voir figure II.14. D'autres types d'anisotropie peuvent être imposés par les symétries du réseau cristallin, tel que l'anisotropie plane, hexagonal, quadratique etc. [52].

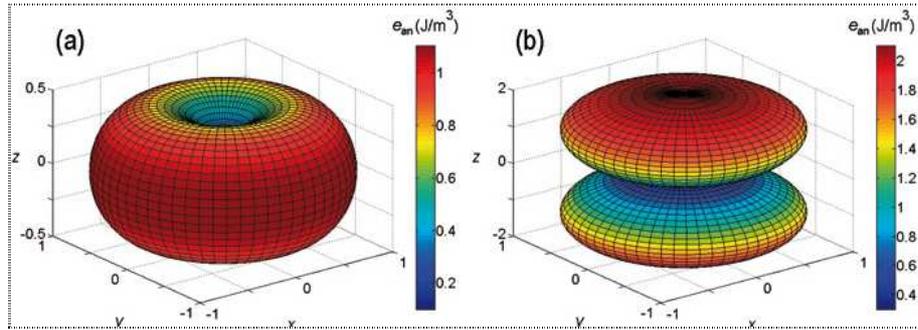
L'énergie magnétocristalline dépend donc de l'orientation de l'aimantation par rapport aux axes cristallins. Elle est fonction des cosinus (ou sinus) directeurs de la direction de l'aimantation et est invariante dans des opérations de symétrie du cristal. L'énergie d'anisotropie E_{anis} , peut alors se développer suivant les puissances croissantes des cosinus ou sinus directeurs de l'aimantation \vec{M} en fonction des constantes d'anisotropie cristallines ($K_1, K_2...$) relatives à chaque axe cristallographique. En générale la contribution énergétique s'écrit :

$$E_{anis} = \iiint_V [K_1 \sin^2(\vec{u}_k, \vec{m}(\vec{r})) + K_2 \sin^4(\vec{u}_k, \vec{m}(\vec{r})) + \dots] dV \quad (\text{II.28})$$

\vec{u}_k : représente le vecteur unitaire suivant l'axe d'anisotropie.

Tableau II.4 : Valeur des facteurs de champ démagnétisant pour des formes géométriques particulières [52]

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



FigII.14 : densité d'énergie magnétocristalline selon la symétrie du cristal :

Anisotropie uniaxiale a) axe facile ($K_1 > 0$) et b) plan facile ($K_1 < 0$)

Dans le cas d'anisotropie magnétocristalline uniaxiale, l'énergie d'anisotropie est exprimée par un seul terme d'ordre 2 :

$$E_{anis} = \int_V K_u \sin^2(\vec{u}_k \cdot \vec{m}(\vec{r})) dV = \int_V K_u [1 - (\vec{u}_k \cdot \vec{m}(\vec{r}))^2] dV \quad (\text{II.29})$$

Cette équation nous permet de définir un champ magnétique d'anisotropie cristalline \vec{H}_k qui s'écrit:

$$\vec{H}_k = -\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial E_{anis}}{\partial \vec{M}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \cdot \frac{\partial E_{anis}}{\partial \vec{m}} \quad (\text{II.30})$$

Tableau II.5 : Valeurs des constantes d'anisotropie

Pour les 3 éléments ferromagnétiques [71]

Matériau	$K_1(\text{kJ/m}^3)$	$K_2(\text{kJ/m}^3)$
Fe	48.1	0.12
Ni	-5.48	-2.47
Co	412	143

Dans le cas d'anisotropie uniaxiale, le champ d'anisotropie est donné par :

$$H_k = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s} \quad (\text{II.31})$$

II.5.4 Energie d'échange

Lorsque deux moments magnétiques atomiques voisins \vec{S}_i , \vec{S}_j interagissent (figure II.15), ils donnent lieu à une énergie appelée énergie d'échange :

$$E_{ec} = -2J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j$$

Pour l'ensemble des moments cette énergie sera :

$$E_{ec} = -\frac{1}{2} \sum_i \sum_j J_{ij} (\vec{S}_i \vec{S}_j)$$

Où J_{ij} est une constante appelée intégrale d'échange, caractéristique du recouvrement des orbitales électroniques des 2 atomes.

L'expression au-dessus peut être simplifiée en faisant les suppositions suivantes :

- les interactions d'échange sont isotropes $J_{ij} = J$
- seules les interactions entre les plus proches voisins sont considérées
- les spins sont identiques $\vec{S}_i = \vec{S}_j = \vec{S}$
- l'écart φ_{ij} entre deux spins est faible

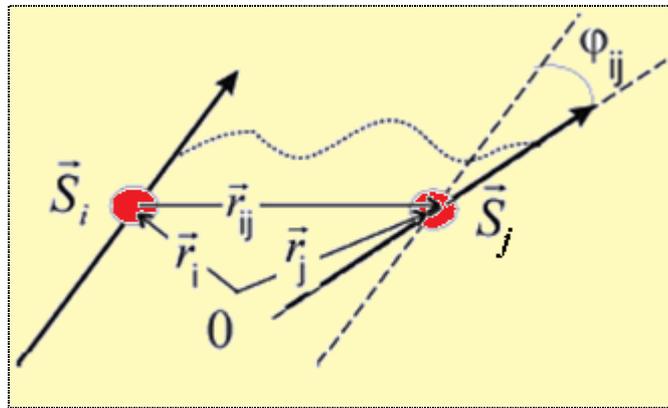


Fig II.15 : Interaction d'échange entre 2 moments microscopiques

Avec ces conditions, l'approche des milieux continus est valide et les orientations des spins sont remplacés par la fonction continue $\vec{m}(\vec{r})$, tel que $|\vec{m}(\vec{r})| = 1$. L'expression de l'énergie d'échange devient alors [57]:

$$E_{ec} = -\frac{1}{2} J |\vec{S}|^2 + \frac{1}{4} J |\vec{S}|^2 \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N [(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m}(\vec{r}_i)]^2 \quad (\text{II.32})$$

Avec $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$

L'interaction d'échange provoque l'alignement parallèle de deux moments voisins, elle est de nature purement quantique, trouvant son origine dans la compétition entre l'interaction coulombienne et le principe d'exclusion de Pauli.

Lorsque l'intégrale d'échange (J_{ec}) est négative, les moments en interaction sont alignés antiparallèlement, c'est un ordre antiferromagnétique. Si elle est positive, l'ordre est ferromagnétique et l'énergie d'échange est minimale lorsque les moments magnétiques sont tous alignés parallèlement. Macroscopiquement, l'interaction d'échange induit une aimantation

spatialement uniforme. Toute déviation à cette uniformité présentera un coût énergétique que l'on définit pour un cristal à symétrie hexagonale ou quadratique par [66, 69, 72]:

$$E_{ec} = \iiint_V A_{ec} [\overrightarrow{\text{grad}} \vec{m}(\vec{r})]^2 dV = \iiint_V A_{ec} [\overrightarrow{\text{grad}} \frac{\vec{M}(\vec{r})}{M_s}]^2 dV \quad (\text{II.33})$$

$$E_{ec} = \frac{A_{ec}}{M_s^2} \iiint_V [\overrightarrow{\text{grad}} \vec{M}(\vec{r})]^2 dV \quad (\text{II.34})$$

A_{ec} est la constante d'échange. Elle est de l'ordre de 10^{-11} J/m (pour le cobalt $1,8 \cdot 10^{-11}$ J/m).

De la même manière que l'on a défini un champ d'anisotropie cristalline, on peut définir un champ d'échange:

$$\vec{H}_{ec} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_{ec}}{\partial \vec{M}} = 2 \frac{A_{ec}}{\mu_0 M_s^2} \Delta \vec{M} \quad (\text{II.35})$$

Dans le cas d'un réseau cubique centré, A_{ec} est relié à l'intégrale d'échange J_{ec} par la relation :

$$A_{ec} = \frac{2J_{ec} |\vec{S}|^2}{a}$$

Pour un réseau cubique simple la relation est:

$$A_{ec} = \frac{J_{ec} |\vec{S}|^2}{2a}$$

Où a est le paramètre du réseau et S le nombre quantique de spin [57].

II.5.5 -Energie magnéto-élastique

La magnétostriction est le phénomène par lequel un corps ferri ou ferromagnétique change de forme lors de son aimantation. Elle est caractérisée par le coefficient de magnétostriction ou de déformation relative λ_s de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-5} .

La mise en place de l'ordre magnétique implique l'orientation des spins. Par interaction spin-orbite, ce phénomène s'accompagne de déformations des fonctions d'ondes électroniques dans ces directions et donc de la déformation du réseau cristallin appelée magnétostriction.

De même, une contrainte mécanique peut modifier la direction de l'aimantation. C'est le phénomène de magnéto-élasticité.

Si on considère une contrainte (σ) s'appliquant avec un angle (θ) par rapport à la direction de l'aimantation, l'énergie magnéto-élastique est :

$$E_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_s \cdot \sigma \cdot \cos^2 \theta \quad (\text{II.36})$$

II.5.6 Energie de la paroi

L'énergie de paroi, découle des énergies précitées, et contribue à la configuration de la structure en domaines. En effet, le passage d'un domaine de direction donnée à un autre domaine de direction différente ne peut pas se faire brutalement sans augmenter, localement, le terme d'énergie d'échange E_{ec} d'une quantité importante. Il se forme une zone (paroi) entre les deux domaines où les moments de spin des atomes ne sont pas parallèles et assurent une transition angulaire douce. Une modification locale de l'énergie d'échange et de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline induit la notion d'épaisseur de la paroi.

L'énergie stockée dans la paroi correspond à l'augmentation de l'énergie interne nécessaire pour désaligner les moments microscopiques (modification de l'énergie d'échange), et de les éloigner de la direction de facile aimantation (modification de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline).

À chaque fois qu'une paroi se crée, E_{dem} diminue, mais E_{ec} et E_{K1} augmentent. Il se crée donc un équilibre qui limite le nombre de domaines.

$$E(\theta) = K_u \sin^2 \theta + A_{ec} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 \quad (\text{II.37})$$

II.5.7 Energie totale et équilibre du système

L'organisation des atomes, pour un matériau, obéit au principe général suivant : « *Tout système physique se place, s'il est permis, dans un état correspondant à une énergie minimale* » [50]. Par conséquent le matériau magnétique se trouve dans un état d'équilibre si son énergie libre totale est minimale par rapport au champ de vecteurs $\vec{m}(\vec{r})$, tout en satisfaisant la contrainte $|\vec{m}(\vec{r})| = 1$.

En plus des contributions précitées, L'énergie magnétique totale pourrait inclure, des termes dûs aux effets magnéto-élastiques, à l'anisotropie de surface et ceux associés aux différents défauts [55, 66, 72]. Les matériaux qui nous intéressent dans la suite ne présentant pas d'effets de magnéto-élasticité, de magnétostriction, et de magnéto-électricité. Nous nous tiendrons aux quatre effets principaux décrits ci-dessus. L'énergie libre totale est alors :

$$E_{tot} = E_{zem} + E_{anis} + E_{dem} + E_{ec} \quad (\text{II.38})$$

$$E_{tot}(\vec{m}) = \iiint_V \left\{ -\mu_0 M_s \vec{m}(\vec{r}) \cdot \vec{H}_{ex}(\vec{r}) - \frac{1}{2} \mu_0 M_s \vec{m}(\vec{r}) \cdot \vec{H}_{dem}[\vec{m}(\vec{r})] + K_1 [1 - (\vec{u}_k \cdot \vec{m}(\vec{r}))^2] + A_{ec} [\vec{\nabla} \cdot \vec{m}(\vec{r})]^2 \right\} dV \quad (\text{II.39})$$

Selon le principe variationnel les conditions de minimum sont :

$$\left. \begin{aligned} \delta E_{tot}(\vec{m}(\vec{r})) &= 0 \\ \delta^2 E_{tot}(\vec{m}(\vec{r})) &> 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.40})$$

Pour une variation faible de l'aimantation $\vec{m}(\vec{r}) \rightarrow \vec{m}(\vec{r}) + \delta\vec{m}(\vec{r})$ l'énergie libre varie de

$$\delta E_{tot}(\vec{m}) = E_{tot}[\vec{m} + \delta\vec{m}] - E_{tot}[\vec{m}]$$

En utilisant les conditions de minimum :

$$\delta E_{tot} = -\mu_0 M_s \iiint_V \delta\vec{m} \cdot \left[\frac{2A_{ec}}{\mu_0 M_s} \Delta\vec{m} + \frac{2K_1(\vec{u}_k \cdot \vec{m})}{\mu_0 M_s} \vec{u}_k + \vec{H}_{ex} + \vec{H}_{dem} \right] dV + 2A_{ec} \iint_S \delta\vec{m} \cdot \frac{\partial\vec{m}}{\partial\vec{n}} dS \quad (\text{II.41})$$

Le calcul variationnel de l'énergie nous permet de définir **le champ effectif** qui est un champ magnétique équivalent (ou moyen) dérivé de l'énergie magnétique totale :

$$\vec{H}_{eff}(\vec{r}) = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \cdot \frac{\delta E_{tot}}{\delta\vec{m}} = \frac{2A_{ec}}{\mu_0 M_s} \Delta\vec{m}(\vec{r}) + \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} (\vec{u}_k \cdot \vec{m}) \vec{u}_k + \vec{H}_{ex}(\vec{r}) + \vec{H}_{dem}(\vec{r}) \quad (\text{II.42})$$

L'introduction de la notion du champ effectif dans l'expression de l'énergie totale conduit à :

$$\delta E_{tot} = -\mu_0 M_s \iiint_V (\delta\vec{m} \cdot \vec{H}_{eff}) dV + 2A_{ec} \iint_S (\delta\vec{m} \cdot \frac{\partial\vec{m}}{\partial\vec{n}}) dS \quad (\text{II.43})$$

La deuxième intégrale est calculée sur la surface S qui limite le volume V, tel que \vec{n} est le vecteur unitaire normal à cette surface. La conservation de la norme du vecteur de l'aimantation $|\vec{m}(\vec{r})|^2 = 1$ implique $\delta\vec{m} \perp \vec{m}$ et donc $\delta\vec{m}$ peut s'exprimer comme $\delta\vec{m} = \delta\vec{\theta} \times \vec{m}$ ou $\delta\vec{\theta}$ est une rotation infinitésimale de l'aimantation.

La variation de l'énergie s'exprime donc par [72] :

$$\delta E_{tot} = -\mu_0 M_s \iiint_V (\vec{m} \times \vec{H}_{eff}) \cdot \delta\vec{\theta} dV + 2A_{ec} \iint_S (\vec{m} \times \frac{\partial\vec{m}}{\partial\vec{n}}) \cdot \delta\vec{\theta} dS \quad (\text{II.44})$$

Cette expression s'annule si les deux intégrales, de volume et de surface, s'annulent simultanément. L'intégrale de volume s'annule si :

$$\vec{m}(\vec{r}) \times \vec{H}_{eff}(\vec{r}) = \vec{0} \quad \forall \vec{r} \in V \quad (\text{II.45})$$

Cette condition dite « condition du couple », exprime le fait que, à l'équilibre, le moment magnétique $\vec{m}(\vec{r})$ au point \vec{r} , doit s'aligner parallèlement au champ total $\vec{H}_{eff}(\vec{r})$.

L'annulation de l'intégrale de surface et la conservation de la norme du vecteur moment magnétique, $|\vec{m}(\vec{r})|^2 = m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$ conduisent vers une deuxième condition dite de « stationnarité » :

$$\vec{m}(\vec{r}) \times \frac{\partial\vec{m}}{\partial\vec{n}}(\vec{r}) = \vec{0} \quad \forall \vec{r} \in S \quad (\text{II.46})$$

Ce qui implique que $\vec{m} \parallel \frac{\partial\vec{m}}{\partial\vec{n}}$ donc forcément $\frac{\partial\vec{m}}{\partial\vec{n}}(\vec{r}) = 0, \forall \vec{r} \in S$

Le développement des calculs conduit donc aux équations dites de Brown (équations II.45 et II.46) qui définissent les états d'équilibre d'un système en le décrivant de point de vue statique, mais la résolution analytique de ces équations est rarement possible, sauf dans des cas particuliers. Néanmoins, dans le cas général leur résolution se fait numériquement. Leur principal inconvénient dérive du fait qu'elles ne tiennent pas compte de l'évolution réelle de l'aimantation, de sa dynamique temporelle entre deux états magnétiques parce qu'il s'agit seulement de la minimisation de l'énergie. De plus, leur application dans l'étude de processus de renversement et de dynamique de l'aimantation n'est pas adéquate.

Pour connaître l'évolution de l'aimantation d'un système ferromagnétique, il est donc nécessaire d'adopter une autre approche fondée sur une équation de mouvement de l'aimantation, c'est l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) dans laquelle le champ magnétique est calculé en utilisant la notion du champ effectif.

L'étude micromagnétique d'un système revient alors à résoudre l'équation de LLG, qui s'effectue par des méthodes numériques [69]. L'effet de température est négligé en considérant le système à une température ambiante qui est constante, malgré qu'elle intervienne implicitement dans les valeurs de l'aimantation à saturation $M_s(T)$, la constante d'échange $A_{ec}(T)$ et dans les constantes d'anisotropie magnétocristalline $K_1(T)$ et $K_2(T)$.

Grandeurs caractéristiques:

Il résulte de la compétition entre termes énergétiques dans le matériau magnétique les grandeurs caractéristiques suivantes:

- Une longueur caractéristique optimale de paroi $\Delta_0 = \sqrt{\frac{A_{ec}}{K}}$ directement lié à la largeur de la paroi de type Bloch ($\delta_B = \pi\Delta_0$ pour un matériau uniaxe massif). Ce paramètre traduit la compétition entre l'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie magnétocristalline.

- Une longueur d'échange l_{ec} qui décrit la largeur d'un vortex d'une ligne de Bloch. Elle est un paramètre qui quantifie la compétition entre l'interaction d'échange et l'interaction magnétostatique. $l_{ec} = \sqrt{\frac{2A_{ec}}{\mu_0 M_s^2}}$. Pour les métaux magnétiques usuels elle vaut environ 5 nm.

- Un facteur de qualité Q lié au rapport entre les deux longueurs précédentes.

$$Q = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s^2} = \left(\frac{l_{ec}}{\Delta_0} \right)^2$$

Ce facteur sert à la caractérisation du système ferromagnétique. Les matériaux dits durs, dominés par l'anisotropie, ont $Q > 1$, alors que pour les matériaux doux $Q \ll 1$ [55,72]

- Une énergie par unité de longueur de paroi qui vaut $\sigma_p = \pi\sqrt{A_{ec}K}$, et qui confère à la paroi une élasticité, tendant à minimiser sa longueur [65].

II.6 MODELE LLG ET ETUDE MICROMAGNETIQUE DE L'EFFET GMI

II.6.1 Notion 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} :

$$\vec{B} = [\mu]\vec{H}_{tot} = \mu_0(\vec{H}_{int} + \vec{M}) \quad (\text{II.47})$$

Avec \vec{H}_{int} : champ intérieur.

Dans le cas d'un matériau linéaire du point de vue des propriétés magnétiques, le tenseur de perméabilité est diagonal. De plus si l'on suppose que ce matériau est isotrope du point de vue des propriétés magnétiques, le tenseur de perméabilité est réduit à un scalaire. Pour un matériau ferromagnétique linéaire de dimension infinie (donc dénué de champ démagnétisant), et soumis à un champ magnétique statique \vec{H}_{ex} . La perméabilité intrinsèque est définie comme suit :

$$\vec{B} = [\mu_{int}]\vec{H}_{ex} \quad (\text{II.48})$$

Cette notion de perméabilité peut être étendue à un échantillon de dimension finie où il existe un champ démagnétisant \vec{H}_{dem} . Ainsi, si l'on applique le même champ externe statique, la perméabilité effective peut être déduite de la relation:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H}_{ex} + \vec{H}_{dem} + \vec{M}) \quad (\text{II.49})$$

Tel que : $\vec{H}_{int} = \vec{H}_{ex} + \vec{H}_{dem}$

Alors :

$$\vec{B} = \mu_0[\mu_{int}].(\vec{H}_{ex} + \vec{H}_{dem}) = \mu_0[\mu_{eff}]\vec{H}_{ex} \quad (\text{II.50})$$

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).

$$[\mu_{eff}] = [\mu'] - i[\mu''] \quad (\text{II.51})$$

Dans un repère $(oxyz)$, tel qu'il est schématisé sur la figure (II.17), nous pouvons donner au tenseur de perméabilité la forme suivante:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{II.52})$$

Pour les couche mince 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 :

$$\begin{pmatrix} b_y \\ b_z \end{pmatrix} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu_{r1} & \mu_{r2} \\ \mu_{r3} & \mu_{r4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_y \\ h_z \end{pmatrix} \quad (\text{II.53})$$

Avec :

$$\left. \begin{aligned} \mu_{r1} &= \mu_{ryy} - \frac{\mu_{rxy}\mu_{ryx}}{\mu_{rxx}} \\ \mu_{r2} &= \mu_{ryz} - \frac{\mu_{ryx}\mu_{rxz}}{\mu_{rxx}} \\ \mu_{r3} &= \mu_{rzy} - \frac{\mu_{rzx}\mu_{rxy}}{\mu_{rxx}} \\ \mu_{r4} &= \mu_{rzz} - \frac{\mu_{rzx}\mu_{rxz}}{\mu_{rxx}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.54})$$

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

$$\mu_{rt} = \mu_{r1} = \mu_{ryy} - \frac{\mu_{rxy}\mu_{ryx}}{\mu_{rxx}} \quad (\text{II.55})$$

Cette perméabilité transversale est effective car elle résulte de la contribution de différentes composantes du tenseur de perméabilité, qui peuvent être déduites du modèle linéarisé de Landau-Liffshitz-Gilbert (LLG) [11].

II.6.2 Equations de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)

Les équations de Brown présentées auparavant (équations II.45 et II.46) nous donnent la possibilité d'accéder aux états d'équilibre du système sans fournir d'informations sur les trajectoires qui assurent le passage d'un état stable à un autre. 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:

$$\vec{T} = \vec{M} \times \mu_0 \vec{H} \quad (\text{II.56})$$

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:

$$\vec{M} = \gamma \vec{L} \quad (\text{II.57})$$

Où $\gamma = \frac{g|e|}{2m_e}$ 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 :

$$\frac{d\vec{L}(\vec{r})}{dt} = \vec{T}(\vec{r}) \quad (\text{II.58})$$

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

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma \vec{M} \times \vec{H} \quad (\text{II.59})$$

Il s'agit d'un mouvement de précession non-dissipatif de fréquence $f_0 = \frac{\gamma \mu_0 H}{2\pi}$, (figure II.16-a) 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 II.16-b).

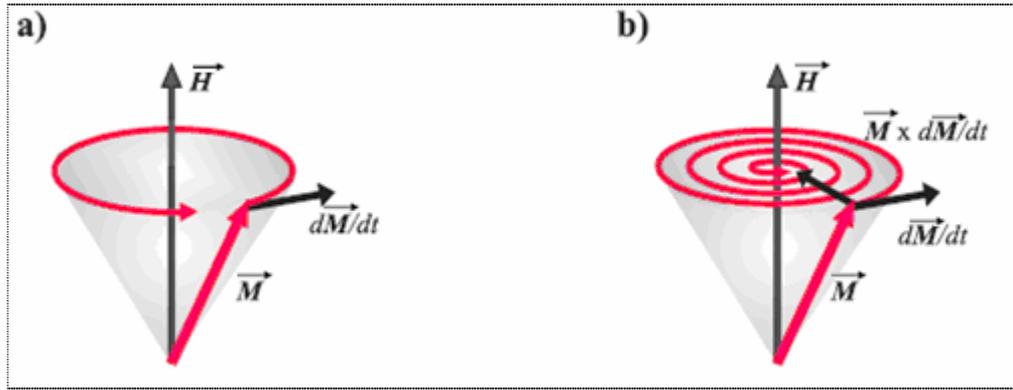


Fig II.16: Trajectoire de l'aimantation dans un mouvement de précession autour du champ \vec{H}

(a) sans amortissement $\alpha=0$ et (b) avec amortissement $\alpha>0$

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

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\mu_0 \gamma (\vec{M} \times \vec{H}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \quad (\text{II.60})$$

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. On trouve dans la littérature différents valeurs de α pour un même matériau selon la technique de mesure utilisée [59]. Des hypothèses simplificatrices fixent la valeur de α entre 0,1 et 1 [11].

L'équation (II.60) est l'équation du mouvement de l'aimantation proposée par Gilbert (1955). Dans la limite du faible amortissement [57], l'équation de Gilbert est équivalente avec l'équation donnée par Landau et Lifshitz (1935) :

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma (\vec{M} \times \mu_0 \vec{H}) - \frac{\alpha \gamma}{M_s} (\vec{M} \times (\vec{M} \times \mu_0 \vec{H})) \quad (\text{II.61})$$

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

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

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\mu_0 \gamma (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \quad (\text{II.62})$$

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. On remarque aussi que la norme du vecteur de l'aimantation \vec{m} se conserve, même après l'introduction du terme dissipatif ($\vec{m} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = 0$). 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 [11].

II.6.2.1 Linéarisation de l'équation LLG

L'aimantation $\vec{M}(\vec{r}, t)$, et le champ magnétique $\vec{H}(\vec{r}, t)$ sont des fonctions continues d'espace et de temps, ils peuvent toujours être exprimés en fonction de leurs composantes de transformés de Fourier :

$$\left. \begin{aligned} \vec{M}(\vec{r}, t) &= \sum_{\omega} \sum_k \vec{m}_{\omega, k} \exp(i\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \\ \vec{H}(\vec{r}, t) &= \sum_{\omega} \sum_k \vec{h}_{\omega, k} \exp(i\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.63})$$

Les composantes sont décrites par leur fréquence ω et leur vecteur d'onde \vec{k} , dont la relation est déterminé par la loi de dispersion $\omega(\vec{k})$. $\vec{m}_{\omega, k}$ et $\vec{h}_{\omega, k}$ sont respectivement les coefficients de Fourier de l'aimantation et du champ magnétique.

Lorsqu'on considère de faibles amplitudes, les représentations de Fourier de l'aimantation et du champ magnétique peuvent être séparées en partie statique et partie dynamique (alternative):

$$\left. \begin{aligned} \vec{M} &= \vec{M}_0 + \vec{m}_a \exp(i\omega t) \\ \vec{H}_{eff} &= \vec{H}_{eff0} + \vec{h}_{eff} \exp(i\omega t) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.64})$$

Où \vec{M}_0 représente l'aimantation à l'équilibre tel que $M_0 = M_s$; \vec{H}_{eff0} est le champ effectif statique, avec par définition $\vec{M}_0 \cdot \vec{H}_{eff0} = 0$. En plus, les composantes harmoniques \vec{m}_a et \vec{h}_{eff} ont les amplitudes très faibles devant les composantes statiques $m_a \ll M_0$ et $h_{eff} \ll H_{eff0}$.

En introduisant les équations (II.64) dans l'équation LLG (II.62), et en négligeant les termes en (\vec{m}_a^2) et $(\vec{m}_a \cdot \vec{h}_{eff})$, nous obtenons l'équation LLG linéarisée:

$$i\omega \vec{m}_a = -\gamma \vec{m}_a \times \left(\mu_0 \vec{H}_{eff0} + i \frac{\alpha \omega}{\gamma M_s} \vec{M}_0 \right) - \mu_0 \gamma \vec{M}_0 \times \vec{h}_{eff} \quad (\text{II.65})$$

Cette équation, constituant une relation linéaire entre la composante alternative de l'aimantation et celle du champ magnétique, peut être utilisée pour le calcul de la susceptibilité dynamique

$$\chi(\vec{r}) = \frac{\vec{m}_a}{\vec{h}}.$$

Remarque

Une autre relation similaire à (II.65) entre la composante alternative de l'aimantation et celle du champ magnétique peut être obtenue à partir des équations de Maxwell come suit:

$$\left. \begin{aligned} \text{rot}\vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \\ \text{rot}\vec{E} &= -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \\ \text{div}\vec{B} &= 0 \\ \text{div}\vec{D} &= \rho \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.66})$$

En négligeant le courant de déplacement les équations de Maxwell dans les matériaux magnétiques peuvent s'écrire sous la forme :

$$\left. \begin{aligned} \text{rot}\vec{H} &= \vec{j} \\ \text{rot}\vec{E} &= -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \\ \text{div}\vec{B} &= 0 \\ \text{div}\vec{D} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.67})$$

En tenant compte des lois de comportement $\vec{j} = \sigma\vec{E}$ et $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ nous pouvons écrire:

$$\left. \begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{j} \\ \vec{\nabla} \times \vec{j} &= -\mu_0\sigma \left(\frac{d\vec{H}}{dt} + \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \\ \vec{\nabla} \cdot (\vec{H} + \vec{M}) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.68})$$

La combinaison des équations (II.68) conduit à :

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu_0\sigma \frac{d\vec{H}}{dt} = \mu_0\sigma \frac{d\vec{M}}{dt} - \nabla(\nabla \cdot \vec{M}) \quad (\text{II.69})$$

Le vecteur champ magnétique \vec{H} et le vecteur d'aimantation \vec{M} peuvent être décomposés en termes de composantes continues et alternatives :

$$\left. \begin{aligned} \vec{H} &= \vec{H}_0 + \vec{h} \\ \vec{M} &= \vec{M}_0 + \vec{m}_a \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.70})$$

En substituant les équations (II.70) dans (II.69), une équation reliant les composantes alternatives du champ magnétique et de l'aimantation est obtenue:

$$\nabla^2 \vec{h} - \frac{2i}{\delta^2} \vec{h} = \frac{2i}{\delta^2} \vec{m}_a - \nabla(\nabla \cdot \vec{m}_a) \quad (\text{II.71})$$

II.6.2.2 Tenseurs de susceptibilité

Pour simplifier les calculs du tenseur de susceptibilité d'un échantillon de matériau à anisotropie uniaxiale dans le plan, nous effectuons les calculs dans un repère $(oy'z')$ lié à l'aimantation. Le champ effectif \vec{H}_{eff} est la résultante des champs appliqués \vec{H}_{ex} , d'anisotropie \vec{H}_k , démagnétisant \vec{H}_{dem} , et le champ alternatif \vec{h} , voir figure (II.17). L'aimantation repérée par le vecteur \vec{M}_0 de vecteur unitaire \vec{m} faisant un angle θ avec l'axe (oz) , et l'axe de facile aimantation suivant le vecteur \vec{u}_k fait l'angle (φ) avec (oz) , le champ extérieur \vec{H}_{ex} est appliqué suivant (oz) . Le champ d'anisotropie magnétocristalline peut être donné par une relation semblable à celle du champ démagnétisant:

$$\vec{H}_k = -\hat{N}_k \cdot \vec{M} \quad (\text{II.72})$$

Avec

$$\vec{H}_k = \frac{H_k}{M_s} \vec{u}_k (\vec{u}_k \cdot \vec{M}) = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s^2} \vec{u}_k (\vec{u}_k \cdot \vec{M}) \quad (\text{II.73})$$

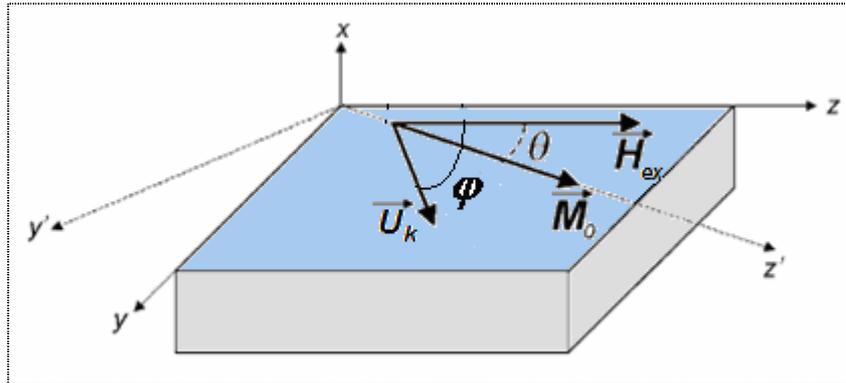


Fig II.17 : système de coordonnées dans une couche mince à anisotropie uniaxiale, et aimantation dans le plan.

Où $\vec{M} = M_s \vec{m}$

Dans le repère $(oy'z')$ l'aimantation et le vecteur unitaire porté par l'axe de facile aimantation s'expriment par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{u}_k = \sin(\varphi - \theta)\vec{u}_{y'} + \cos(\varphi - \theta)\vec{u}_{z'} \\ \vec{M} = m_x\vec{u}_x + m_y\vec{u}_{y'} + (m_{z'} + M_s)\vec{u}_{z'} \end{array} \right\} \quad (\text{II.74})$$

En introduisant les deux équations (II.74) dans l'expression (II.73) du champ d'anisotropie on obtient :

$$\vec{H}_k = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2K_u}{\mu_0 M_s^2} \sin^2(i - \theta) & \frac{K_u}{\mu_0 M_s^2} \sin 2(i - \theta) \\ 0 & \frac{K_u}{\mu_0 M_s^2} \sin 2(i - \theta) & \frac{2K_u}{\mu_0 M_s^2} \cos^2(i - \theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_{y'} \\ m_{z'} + M_s \end{pmatrix} \quad (\text{II.75})$$

Avec

$$\hat{N} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & N_{y'y'} & N_{y'z'} \\ 0 & N_{z'y'} & N_{z'z'} \end{pmatrix} \quad (\text{II.76})$$

Par analogie nous pouvons tirer :

$$\left\{ \begin{array}{l} N_{y'y'} = -\frac{2K_u}{\mu_0 M_s^2} \sin^2(\varphi - \theta) \\ N_{y'z'} = N_{z'y'} = -\frac{K_u}{\mu_0 M_s^2} \sin 2(\varphi - \theta) \\ N_{z'z'} = -\frac{2K_u}{\mu_0 M_s^2} \cos^2(\varphi - \theta) \end{array} \right\} \quad (\text{II.77})$$

Dans le repère $(oy'z')$ le champ extérieur s'écrit:

$$\vec{H}_{ex} = H_{ex} \left(-\sin \theta \vec{u}_{y'} + \cos \theta \vec{u}_{z'} \right) \quad (\text{II.78})$$

La composante continue du champ effectif dans le repère $(oy'z')$ s'écrit :

$$\vec{H}_{eff}^0 = \vec{H}_{z'}^0 - \vec{H}_k \quad (\text{II.79})$$

Remplaçons cette expression (II.79) dans l'équation LLG linéarisée (II.65), tout en tenant compte de la forme tensorielle du champ d'anisotropie \vec{H}_k . L'équation LLG s'écrit sous la forme :

$$i\omega \vec{m}_a + (\mu_0 \gamma H_{z'}^0 + \alpha i \omega) (\vec{m}_a \times \vec{u}_{z'}) + \mu_0 \gamma M_s (\hat{N}_k \vec{m}_a \times \vec{u}_{z'}) = \mu_0 \gamma M_s (\vec{h} \times \vec{u}_{z'}) \quad (\text{II.80})$$

Les composantes alternatives du champ et de l'aimantation, dans le repère $(oxy'z')$, s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{h} = h_x \vec{u}_x + h_y \vec{u}_{y'} + h_z \vec{u}_{z'} \\ \vec{m}_a = m_{ax} \vec{u}_x + m_{ay'} \vec{u}_{y'} + m_{az'} \vec{u}_{z'} \end{array} \right\} \quad (\text{II.81})$$

En effectuant des opérations de simplification, l'équation (II.80) peut s'écrire dans le repère $(oxy'z')$, comme suit :

$$\begin{pmatrix} m_{ax} \\ m_{ay'} \end{pmatrix} = \frac{\mu_0 \gamma M_s}{\Delta} \begin{pmatrix} \mu_0 \gamma H_z^0 + i\alpha\omega + \mu_0 \gamma M_s N_{y'y'} & i\omega \\ -i\omega & \mu_0 \gamma H_z^0 + i\alpha\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_{y'} \end{pmatrix} \quad (\text{II.82})$$

Tel que :

$$\Delta = (\mu_0 \gamma H_z^0 + i\alpha\omega + \mu_0 \gamma M_s N_{y'y'}) (\mu_0 \gamma H_z^0 + i\alpha\omega) - \omega^2 \quad (\text{II.83})$$

La composante $m_{az'}$ est nulle, donc les moments magnétiques tournent dans le plan $(oy'z')$ et terminent par s'aligner avec l'axe (oz') « état d'équilibre », l'oscillation se fait avec de petites amplitudes dans le plan (oxy') .

Les composantes alternatives de l'aimantation et du champ effectif sont liées par la relation tensorielle suivante :

$$\vec{m}_a = \hat{\chi}_{oxy'z'} \vec{h} \quad (\text{II.84})$$

Avec :

$$\hat{\chi}_{oxy'z'} = \begin{pmatrix} \chi_1 & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.85})$$

Le champ H_z^0 est considéré suivant la direction (oz') dont l'expression est :

$$H_z^0 = H_{ex} \cos \theta + H_k \cos^2(\varphi - \theta) \quad (\text{II.86})$$

Les composantes du tenseur de susceptibilité ont les expressions suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} \chi_1 = \frac{\omega_M}{\Delta} (\omega_1 + i\alpha\omega) \\ \chi_2 = \frac{\omega_M}{\Delta} (\omega_2 + i\alpha\omega) \\ \chi_a = \frac{\omega_M \omega}{\Delta} \end{array} \right\} \quad (\text{II.87})$$

Avec :

$$\left. \begin{array}{l} \omega_M = \mu_0 \gamma M_s \\ \omega_1 = \mu_0 \gamma [H_{ex} \cos \theta + H_k \cos 2(\varphi - \theta)] \\ \omega_2 = \mu_0 \gamma [H_{ex} \cos \theta + H_k \cos^2(\varphi - \theta)] \\ \Delta = (\omega_1 + i\alpha\omega)(\omega_2 + i\alpha\omega) - \omega^2 \end{array} \right\} \quad (\text{II.88})$$

Les composantes alternatives de l'aimantation et du champ magnétique dans le repère fixe (oxyz) et dans le repère mobile (oxy'z') sont liés par une matrice rotation, comme suit :

$$\left. \begin{aligned} (\vec{m}_a)_{oxy'z'} &= R(\theta)(\vec{m}_a)_{oxyz} \\ \vec{h}_{oxy'z'} &= R(\theta)\vec{h}_{oxyz} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.89})$$

Avec :

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & -\sin\theta \\ 0 & \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (\text{II.90})$$

Alors le tenseur de susceptibilité dans le repère (oxyz) peut être obtenu par la relation :

$$\hat{\chi}_{oxyz} = R(\theta)^{-1} \hat{\chi}_{oxy'z'} R(\theta) \quad (\text{II.91})$$

On trouve:

$$\hat{\chi}_{oxyz} = \begin{pmatrix} \chi_1 & i\chi_a \cos\theta & -i\chi_a \sin\theta \\ -i\chi_a \cos\theta & \chi_2 \cos^2\theta & -\chi_2 \sin\theta \cos\theta \\ i\chi_a \sin\theta & -\chi_2 \sin\theta \cos\theta & \chi_2 \sin^2\theta \end{pmatrix} \quad (\text{II.92})$$

Le tenseur de perméabilité relative est donné par :

$$\hat{\mu}_{oxyz} = 1 + \hat{\chi}_{oxyz} \quad (\text{II.93})$$

La perméabilité relative transversale effective est donnée précédemment par la relation:

$$\mu_{rt} = \mu_{yy} - \frac{\mu_{xy}\mu_{yx}}{\mu_{xx}} \quad (\text{II.94})$$

Alors les composantes du tenseur de perméabilité relative peuvent être déduites :

$$\left. \begin{aligned} \mu_{xx} &= 1 + \chi_1 \\ \mu_{yy} &= 1 + \chi_2 \cos^2\theta \\ \mu_{xy} &= 1 + i\chi_a \cos\theta \\ \mu_{yx} &= 1 - i\chi_a \cos\theta \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.95})$$

La perméabilité relative effective est fonction du champ magnétique extérieur H_{ex} et de la fréquence f , dans le cas où le champ démagnétisant est négligeable est:

$$\mu_{rt} = \frac{\chi_1}{1 + \chi_1} + \cos^2\theta \left(\chi_2 - \frac{\chi_a^2}{1 + \chi_1} \right) \approx 1 + \left(\chi_2 - \frac{\chi_a^2}{1 + \chi_1} \right) \cos^2\theta \quad (\text{II.96})$$

En fait, la susceptibilité transversale effective est la somme des susceptibilités de rotation des moments, et de déplacement des parois, alors :

$$\mu_{rt} = 1 + \chi_i^{rot} + \chi_i^{dw} \quad (\text{II.97})$$

La susceptibilité rotationnelle est donné par :

$$\chi_t^{rot} = \cos^2 \theta \left(\chi_2 - \frac{\chi_a^2}{1 + \chi_1} \right) \quad (\text{II.98})$$

La susceptibilité due au déplacement des parois est [11] :

$$\chi_t^{dw} = \chi_2 \sin^2 \theta \quad (\text{II.99})$$

Alors la perméabilité transversale totale du aux deux processus est donné par la relation :

$$\bar{\mu}_r = 1 + \cos^2 \theta \left(\bar{\chi}_2 - \frac{\bar{\chi}_a^2}{1 + \bar{\chi}_1} \right) + \bar{\chi}_2 \sin^2 \theta \quad (\text{II.100})$$

L'angle θ est déterminé par la minimisation de l'énergie libre du système. Ainsi, lorsque on néglige les deux termes dépendant de la magnétostriction, et du champ démagnétisant pour une structure en domaines magnétiques transverses ($\varphi = 90^\circ$)

$$U = -K_u \sin^2 \theta - \mu_0 M_s H_{ex} \cos \theta \quad (\text{II.101})$$

La minimisation de U conduit à :

$$\cos \theta = \frac{\mu_0 M_s H_{ext}}{2K_u} = \frac{H_{ext}}{H_k} \quad (\text{II.102})$$

L'angle θ peut prendre les valeurs suivantes:

$$\theta = \begin{cases} \arccos\left(\frac{H_{ex}}{H_k}\right) & \text{pour } |H_{ex}| \leq H_k \\ 0 & \text{pour } H_{ex} > H_k \\ \pi & \text{pour } H_{ex} < -H_k \end{cases} \quad (\text{II.103})$$

Le champ démagnétisant n'influe pas sur le champ statique, si les moments magnétiques dans deux domaines voisins tournent du même angle, ce qui est le cas dans une structure en domaine périodique à anisotropie transverse. Mais ce champ influe sur la composante alternative du champ magnétique. Alors pour tenir compte du champ démagnétisant nous devons introduire son expression dans la composante alternative du champ effectif, qui s'écrit dans le repère fixe ($oxyz$) :

$$\vec{h}_{eff} = \vec{h} - \hat{N}_d \vec{m}_a \quad (\text{II.104})$$

Avec \hat{N}_d le tenseur de coefficients démagnétisant.

$$\hat{N}_d = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \quad (\text{II.105})$$

Dans le repère ($oxy'z'$) la relation précédente s'écrit:

$$\vec{h}_{eff} = \vec{h} - \hat{N}'_d \vec{m}_a \quad (\text{II.106})$$

\hat{N}'_d : est le nouveau tenseur du démagnétisant dans le repère $(oxy'z')$ donné par :

$$\hat{N}'_d = R(\theta) \hat{N}_d R(-\theta) \quad (\text{II.107})$$

$$\hat{N}'_d = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y \cos^2 \theta + N_z \sin^2 \theta & N_y \cos \theta \sin \theta - N_z \cos \theta \sin \theta \\ 0 & N_y \cos \theta \sin \theta - N_z \cos \theta \sin \theta & N_y \sin^2 \theta + N_z \cos^2 \theta \end{pmatrix} \quad (\text{II.108})$$

Le tenseur de susceptibilité reste le même que celui donné par l'équation (II.87) mais leurs composantes changent. En tenant compte du champ démagnétisant, nous devons changer le système d'équations (II.88) qui devient :

$$\left. \begin{array}{l} \omega_M = \mu_0 \gamma M_s \\ \omega_1 = \mu_0 \gamma [H_{ex} \cos \theta + H_k \cos 2(\varphi - \theta) + M_s N_z \sin^2 \theta] \\ \omega_2 = \mu_0 \gamma [H_{ex} \cos \theta + H_k \cos^2(\varphi - \theta) + M_s N_x] \\ \Delta = (\omega_1 + i\alpha\omega)(\omega_2 + i\alpha\omega) - \omega^2 \end{array} \right\} \quad (\text{II.109})$$

Les lignes de champ dans la structure sandwich sont bien canalisées dans le matériau magnétique, alors $N_y = 0$. Mais pour les rubans ou la forme est parallélépipédique, il n'existe pas de calcul analytique pour déterminer les coefficients du démagnétisant. Néanmoins une formulation approchée a été développée par Aharoni [11].

II.6.3 Modèles théoriques de la magnétoimpédance

Selon la fréquence du courant alternatif qui parcourt le matériau, la magnétoimpédance géante peut être étudié dans 4 gammes de fréquence [73]:

Très basses fréquences (de 0 à environ 10 kHz) : La tension aux bornes de l'échantillon atteint un maximum qui est induit principalement par les grands sauts de Barkhausen [73]. Dans ce cas le comportement est très non-linéaire. L'effet de peau est très faible, et la réactance seule contribue au changement de l'impédance. Pour des signaux faibles où l'échantillon pourrait présenter un comportement linéaire, l'effet GMI est très faible et à peine observable.

Basses fréquences (entre 10 kHz et 1 MHz): dans cet intervalle la GMI provient des variations de l'épaisseur de peau dû aux grands changements de la perméabilité effective causée par le champ magnétique appliqué. Les deux mécanismes : déplacement de parois et rotation des moments contribuent à la perméabilité transversale (ou circumférentielle dans le cas des fils).

Fréquences intermédiaires (de 1 MHz à quelques centaines de MHz) : Dans cet intervalle, les parois sont fortement amorties par les courants de Foucault, et la variation de l'impédance provient essentiellement de la rotation des moments magnétiques aux seins des domaines.

Hautes fréquences (de l'ordre de GHz) : La rotation des moments est influencée par l'effet gyromagnétique et la relaxation ferromagnétique. Les maximums de l'impédance sont décalés vers les champs intenses où l'échantillon sera saturé magnétiquement. Les grands changements de la profondeur de pénétration magnétiques sont causés par les mêmes mécanismes que la résonance ferromagnétique.

Les modèles théoriques de la magnétoimpédance géante peuvent être divisés en trois catégories, qui sont mises en rapport avec les gammes de fréquence discutées auparavant:

II.6.3.1 Modèle quasi-statique

Ce modèle repose sur la supposition que la fréquence est si petite qu'un état d'équilibre du système peut être atteint à tout moment. Alors l'expression donnant l'impédance pour une forme quelconque du capteur GMI (paragraphe II.7.4) peut être utilisés avec la susceptibilité effective transversale χ_t (ou circumférentielle χ_φ) calculée à partir de l'équation LLG linéaire (II.65), en remplaçant $\omega = 0$. Cette procédure est équivalente à la minimisation de l'énergie libre.

(Machado et Rezende) et (Atkinson et Squire) ont étudié la GMI dans des couches minces avec une anisotropie uniaxiale dans le plan et une structure en domaine périodique [73], comme il est schématisé à la figure II.18. L'énergie libre du système constitué des deux domaines (1) et (2) et la paroi qui les sépare en modèle quasi-statique ($\omega = 0$) est donné par:

$$U = U_1 + U_2 + U_w$$

Avec U_1 et U_2 les énergies libres des domaines (1) et (2), et U_w l'énergie de la paroi.

La paroi est en équilibre sous l'influence de deux forces opposées, la force exercée par le champ extérieur et la force de rappel due à l'élasticité de la paroi. Cette dernière est proportionnelle au déplacement x :

$$F = kAx \quad (\text{II.110})$$

Où A : représente la surface de la paroi par unité de volume, et k : la constante de raideur.

L'énergie de la paroi est alors :

$$U_w = \frac{1}{2} kAx^2 \quad (\text{II.111})$$

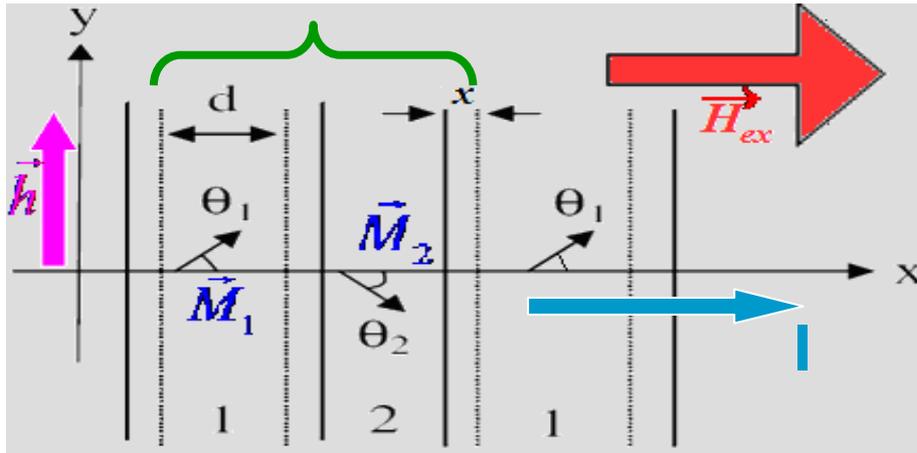


Fig II.18. Structure en domaine transverse d'une couche mince uniaxe, l'axe facile est suivant y

En introduisant la période des domaines (d) :

$$U_w = \frac{1}{2} \beta \left(\frac{x}{d} \right)^2 \quad (\text{II.112})$$

Où $\beta = kAd^2$: représente le paramètre d'amortissement visqueux de la paroi.

Pour simplifier nous considérons deux cas : le champ externe \vec{H}_{ex} est parallèle ou perpendiculaire à l'axe facile. Le champ alternatif \vec{h} (généralisé par le courant ac) est toujours perpendiculaire à \vec{H}_{ex} .

a) \vec{H}_{ex} perpendiculaire à l'axe facile ($\vec{H}_{ex} // x$ et $\vec{h} // y$)

La direction facile est perpendiculaire à l'axe du conducteur (donc $\vec{H}_{ex} // x$ et $\vec{h} // y$) les deux mécanismes : mouvement des parois et rotation des moments contribuent à la susceptibilité transversale. Les énergies libres des domaines (1) et (2) sont données par :

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= \left(\frac{1}{2} + \frac{x}{d} \right) \left(-\mu_0 M_s H_{ex} \cos \theta_1 + K \cos^2 \theta_1 - \mu_0 M_s h \sin \theta_1 \right) \\ U_2 &= \left(\frac{1}{2} - \frac{x}{d} \right) \left(-\mu_0 M_s H_{ex} \cos \theta_2 + K \cos^2 \theta_2 + \mu_0 M_s h \sin \theta_2 \right) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.113})$$

Où θ_1 et θ_2 : représentent les angles que fait l'aimantation avec l'axe (x) respectivement dans les domaines (1) et (2).

La susceptibilité transversale peut être calculée en minimisant l'énergie libre par rapport aux

paramètres θ_1 , θ_2 et x i.e : $\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\partial U}{\partial \theta_1} = \frac{\partial U}{\partial \theta_2} = 0$:

$$\chi_t = \frac{M_s}{h} \left[\frac{1}{2} (\sin \theta_1 - \sin \theta_2) + \frac{x}{d} (\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \right] \quad (\text{II.114})$$

- Si le déplacement des parois domine et la rotation de l'aimantation est négligeable alors $\cos \theta_1 = \cos \theta_2 = \cos \theta_0 = H_{ex} / H_K$ pour $|H_{ex}| \leq H_K$,

la susceptibilité transversale dû au mouvement des parois de domaines en minimisant l'énergie $U(x)$ est alors:

$$\chi_{t0}^{dw} = \chi_t^{dw}(H_{ex}, \omega = 0) = \frac{4\mu_0 M_s^2}{\beta} \left(1 - \frac{H_{ex}^2}{H_K^2} \right) \quad (\text{II.115})$$

La dépendance du champ extérieur de la susceptibilité statique χ_{t0}^{dw} du au déplacement des parois est représenté sur la figure II.19 (courbe en bleu).

- En revanche, si les parois sont complètement épinglés ($x = 0$), en posant $\omega = 0$ pour le régime quasi statique, l'équation LLG linéarisée (II.65) devient :

$$\vec{m}_a \times \vec{H}_{eff}^0 - \vec{h}_{eff} \times \vec{M}_0 = 0 \quad (\text{II.116})$$

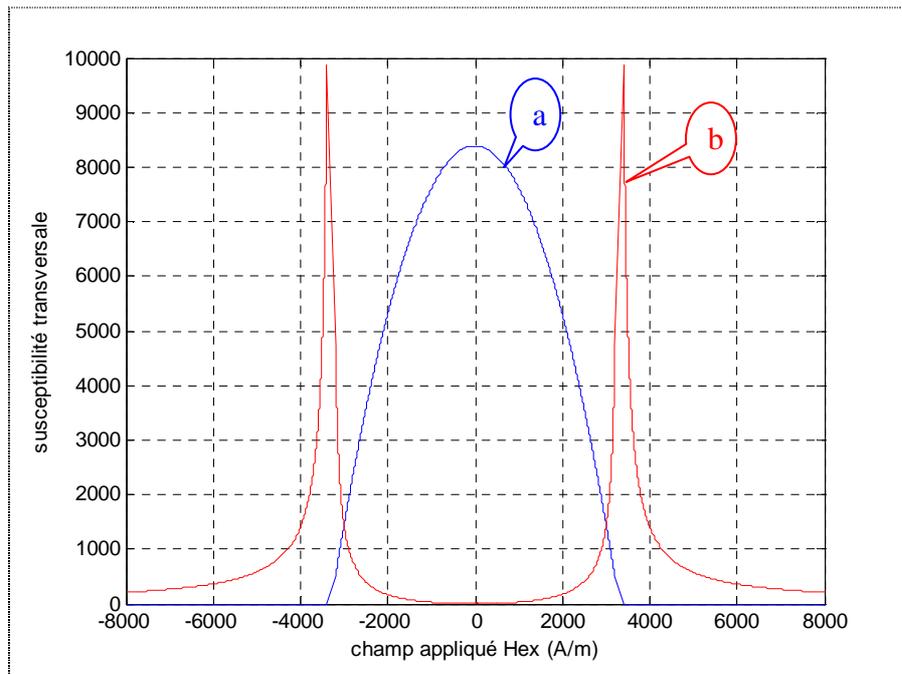


Fig II.19 : susceptibilité transversale calculée pour un ruban $H_{ex} \perp$ axe facile et $H_K = 3300 \text{ A/m}$
 (a) due au mouvement des parois (b) due à la rotation de l'aimantation

Le champ effectif pour un domaine d'aimantation \vec{M} est défini par : $\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial U}{\partial \vec{M}}$

En négligeant l'interaction d'échange et l'énergie magnéto-élastique L'expression donnant \vec{H}_{eff} est :

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{eff}^0 + \vec{h}_{eff} = \vec{H}_{ex} + \vec{h} + \frac{H_K}{M_s} \vec{u}_a \left[\vec{u}_a \cdot (\vec{M}_0 + \vec{m}_a) \right] \quad (\text{II.117})$$

Alors pour les deux domaines (1) et (2) les champs effectifs sont respectivement:

$$\left. \begin{aligned} \vec{H}_{eff1} &= \vec{H}_{ex} + \vec{h} + H_K \sin \theta_0 \vec{e}_y + \frac{H_K}{M_s} m_{a1y} \vec{e}_y \\ \vec{H}_{eff2} &= \vec{H}_{ex} + \vec{h} - H_K \sin \theta_0 \vec{e}_y + \frac{H_K}{M_s} m_{a2y} \vec{e}_y \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.118})$$

En utilisant la seconde condition $\vec{m}_{a1} \cdot \vec{M}_{01} = \vec{m}_{a2} \cdot \vec{M}_{02} = 0$, on trouve :

$$m_{a1y} = m_{a2y} = \chi_t^{rot} h \quad (\text{II.119})$$

La susceptibilité transversale χ_t^{rot} du à la rotation des moments est alors :

$$\chi_t^{rot}(H_{ex}, \omega) = \chi_t^{rot} = \frac{M_s \cos^2 \theta_0}{H_{ex} \cos \theta_0 - H_K \cos 2\theta_0} \quad (\text{II.120})$$

Avec :

$$H_k = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s}$$

$$\cos \theta_0 = \begin{cases} H_{ex} / H_k & \text{pour } |H_{ex}| \leq H_k \\ 1 & \text{pour } H_{ex} > H_k \\ -1 & \text{pour } H_{ex} < -H_k \end{cases}$$

La dépendance du champ appliqué de la susceptibilité rotationnelle, représenté par la courbe en rouge (figure II.19), présente deux singularités à $H_{ex} = \pm H_K$ où le couple d'anisotropie exercé par le moment magnétique est compensé par le champ statique, et une rotation libre de l'aimantation est permise.

- Si les deux processus se produisent simultanément la susceptibilité transversale est la somme de la composante rotationnelle et celle due au mouvement des parois: $\chi_t = \chi_t^{dw} + \chi_t^{rot}$

b) \vec{H}_{ex} parallèle à l'axe facile ($\vec{H}_{ex} // y$ et $\vec{h} // x$)

Si la direction facile est parallèle à l'axe du conducteur (alors $\vec{H}_{ex} // y$ et $\vec{h} // x$), les parois ne contribuent pas à l'effet GMI et la susceptibilité transversale peut être obtenue à partir des équations (II.116) et (II.117) :

$$\chi_t^{rot} = \frac{M_s}{H_K} \cdot \frac{1 - \frac{M_0}{M_s} \frac{H_{ex}}{H_K}}{1 - \frac{H_{ex}^2}{H_K^2}} \quad (\text{II.121})$$

Avec $M_0 = 2M_s \frac{x}{d}$ l'aimantation continue totale.

- il est à noter que si la valeur du champ appliqué dépasse le champ d'anisotropie ($H_{ex} > H_K$) alors $M_0 = M_s$ et la susceptibilité transversale rotationnel devient:

$$\chi_t^{rot} = 2M_s / (H_{ex} + H_K) \quad (\text{II.122})$$

- si $H_{ex} \gg H_K$ alors :

$$\chi_t^{rot} \approx 2M_s / H_{ex} \quad (\text{II.123})$$

II.6.3.2 Modèle de courants de Foucault

Aux moyennes fréquences, le modèle quasi statique doit être appliqué en tenant compte des courants de Foucault qui amortissent le mouvement des parois, voir figure (II.20). L'influence de la fréquence du courant sur l'effet GMI peut être vue en variant le paramètre d'amortissement visqueux β dans l'équation (II.115). En augmentant β , dans des matériaux à anisotropie transversale, un changement continu du comportement « un seul sommet » (single-peak) vers le comportement « double sommet » (double-peak) aura lieu.

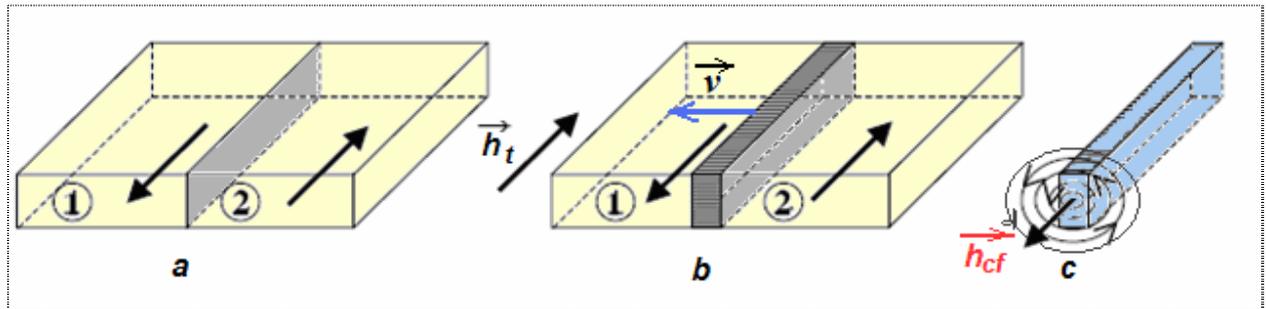


Fig II.20 : dynamique d'une paroi de Bloch 180° a) paroi au repos b) déplacement sous l'influence du champ transversale \vec{h}_t c) amortissement du mouvement de la paroi par courants de Foucault

Machado et Rezende ont utilisés la notion de force de friction visqueuse pour décrire le phénomène d'amortissement du mouvement de parois [73]. En introduisant un temps de

relaxation (τ) pour le mouvement des parois l'équation suivante (II.124) peut décrire la dépendance en fréquence de la susceptibilité transversale due aux déplacements des parois:

$$\chi_{\tau}^{dw} = \frac{\chi_{\tau 0}^{dw}}{1 - i\tau\omega} \quad (\text{II.124})$$

Avec $\tau = 1/\omega_w = 1/2\pi f_w$

Où f_w : est la fréquence de relaxation du mouvement des parois.

Analogie mécanique

Pour étudier les variations de la susceptibilité transversale due aux mouvements des parois en fonction de la fréquence, nous considérons que la dynamique de l'aimantation est limitée par le mouvement des parois et non pas par la rotation des moments (fréquence de résonance très élevée) [74,75]. Avec cette supposition la dynamique des domaines ne varie pas avec le champ statique longitudinal mais avec un champ transversal h .

Pour analyser le mouvement de la paroi nous considérons le champ statique faible devant le champ d'anisotropie $H_{ex} \ll H_k$ et $\theta_1 = \theta_2$ restent au voisinage de $\frac{\pi}{2}$ (voir figure II.18).

Si la paroi se déplace d'une quantité x à partir de sa position d'équilibre la force agissant sur une unité de volume de la paroi est donné par :

$$F = -\frac{\partial U}{\partial x} = m \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (\text{II.125})$$

Où m : est la masse de la paroi par unité de volume

Le moment magnétique total est alors augmenté de $2M_s \frac{x}{d}$ par unité de surface de la paroi, $2M_s$ correspond à la différence des composantes tangentielles d'aimantation de part et d'autre de la paroi. L'énergie potentielle est ainsi réduite de $2\mu_0 h M_s \frac{x}{d}$ [76].

En appliquant le principe fondamental de la dynamique :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kAx + \frac{2\mu_0 h M_s}{d} + \kappa \frac{dx}{dt} \quad (\text{II.126})$$

Où κ : est le coefficient phénoménologique d'attraction de la paroi

On obtient l'équation différentielle suivante :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} - \kappa \frac{dx}{dt} + kAx = \frac{2\mu_0 h M_s}{d} \quad (\text{II.127})$$

La masse de la paroi est négligeable, alors la solution est donné par :

$$x = \frac{2M_s / d}{kA - i\omega\kappa} \mu_0 h_0 e^{i\omega t} \quad (\text{II.128})$$

La susceptibilité dynamique due au déplacement des parois est alors :

$$\chi_i^{dw} = \frac{\chi_{i0}^{dw}}{1 - i\omega(\kappa/kA)} \quad (\text{II.129})$$

En introduisant le paramètre d'amortissement visqueux (β) l'équation (II.129) peut s'écrire :

$$\chi_i^{dw} = \frac{\chi_{i0}^{dw}}{1 - i\frac{\kappa d^2}{\beta}\omega} \quad (\text{II.130})$$

En posant $\tau = \kappa/kA = \kappa d^2/\beta$ la susceptibilité dynamique χ_i^{dw} s'exprime en fonction de la susceptibilité statique χ_{i0}^{dw} par l'équation (II.124).

II.6.3.3- modèles dynamiques (ou modèles haute fréquence)

Il a été montré que le mouvement des parois de domaines dans les métaux magnétiques doux s'arrête pratiquement dans l'intervalle de fréquence allant de quelques MHz à quelques dizaines de MHz. Par conséquent, à hautes fréquences la contribution du mouvement des parois à la perméabilité transversale /circonférentielle et par suite à l'effet GMI est négligeable et seule la rotation de l'aimantation peut être considérée. Dans ce cas les procédures provenant de la théorie de résonance ferromagnétique (FMR) sont convenables pour la solution des équations (II.65) et (II.71). Les modèles de hautes fréquences seront divisés en deux catégories suivant qu'ils prennent en considération l'interaction d'échange dans le champ effectif (\vec{H}_{eff}) ou non.

a) Modèle électromagnétique

Lorsque l'interaction d'échange est négligée, l'équation LLG (II.65) représente une relation linéaire $\vec{m} = \hat{\chi}(r)\vec{h}$ entre les composantes alternatives de l'aimantation et celles du champ magnétique, où $\hat{\chi}(r)$ est le tenseur de susceptibilité magnétique locale. En introduisant cette dernière relation dans l'équation (II.71), on obtient une équation aux dérivés partielles de h . Supposons maintenant une couche mono-domaine de dimension infini (figure II.17) à anisotropie uniaxiale dans le plan, le tenseur de susceptibilité est constant dans le volume de l'échantillon. La susceptibilité effective transversale peut être calculée par la théorie FMR [73]:

$$\chi_i = \frac{\mu_0 \gamma M_s \cos^2 \theta (\Omega + \mu_0 \gamma M_s + \mu_0 \gamma H_k \cos^2 (\varphi - \theta))}{(\Omega + \mu_0 \gamma H_k \cos 2(\varphi - \theta))(\Omega + \mu_0 \gamma M_s + \mu_0 \gamma H_k \cos^2 (\varphi - \theta)) - \omega^2} \quad (\text{II.131})$$

Où

$$\Omega = \mu_0 \gamma H_{ex} \cos \theta + i \alpha \omega \quad (\text{II.132})$$

Et l'angle θ qui correspond à l'équilibre est donné par l'équation :

$$H_{ex} \sin \theta - \frac{1}{2} H_k \sin 2(\varphi - \theta) = 0 \quad (\text{II.133})$$

La susceptibilité transversale χ_t présente un comportement typique de résonance par un maximum de la partie imaginaire χ_t'' et un changement de signe de la partie réelle χ_t' au champ de résonance déterminé par la condition de résonance FMR [73]:

$$\omega_{res}^2 = (\mu_0 \gamma H_{ex} \cos \theta + \mu_0 \gamma H_k \cos 2(\varphi - \theta)) (\mu_0 \gamma H_{ex} \cos \theta + \mu_0 \gamma M_s + \mu_0 \gamma H_k \cos^2(\varphi - \theta)) \quad (\text{II.134})$$

Alors la profondeur de peau théorique atteint sa valeur minimale [73]:

$$\delta_{min} = \sqrt{\frac{\alpha \rho}{\gamma \mu_0 M_s}} \quad (\text{II.135})$$

et le rapport GMI atteint son maximum.

Le maximum théorique $|Z|/R_{dc}$ est indépendant de la fréquence et son amplitude est beaucoup plus grande des valeurs expérimentales (à l'exception des fréquences de quelques GHz) [73].

La figure II.21 présente la fréquence de résonance en fonction du champ appliqué pour des paramètres typiques d'un alliage amorphe à faible magnétostriction, φ est l'angle que fait le champ extérieur avec l'axe facile aimantation voir figure II.17.

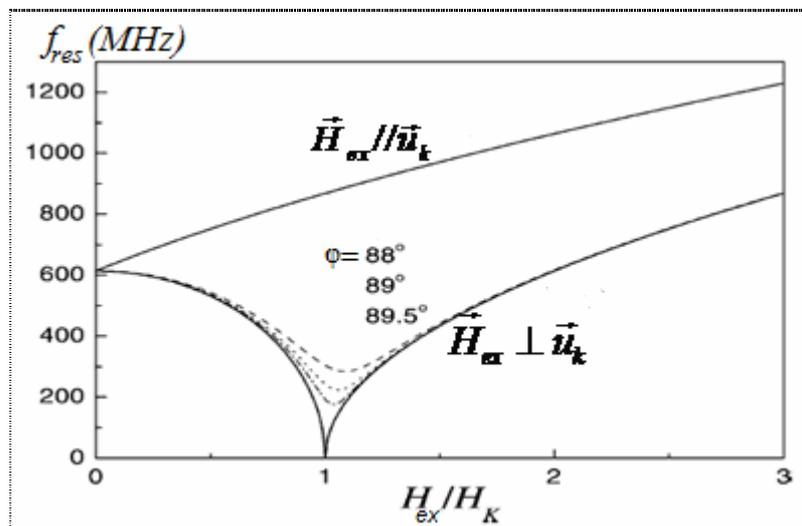


Fig. II.21 : fréquence de résonance d'une couche mince Ferromagnétique mono domaine à anisotropie dans le plan [73]

Il est clair que pour les fréquences inférieures à 100 MHz, où la GMI est habituellement mesuré, la condition de résonance ne peut pas être facilement satisfaite. Elle est accompli pour $H_{ext} \approx H_K$, mais seulement si l'axe d'anisotropie est très précisément perpendiculaire à la direction du champ

statique. Toute petite déviation ou fluctuation de la direction facile réduit la GMI dans les fréquences basses. En augmentant la fréquence ces effets deviennent moins importants, jusqu'à l'accord total avec la théorie dans l'intervalle des GHz [73].

b) Modèle d'échange-conductivité

Lorsque le terme de champ d'échange est inclus dans le champ effectif H_{eff} les équations de LLG et de Maxwell ne peuvent être séparées, et doivent être résolues simultanément. Elles fournissent un système de six équations aux dérivés partielles pour les composantes des vecteurs \vec{m}_a et \vec{h} .

Leurs solutions doivent satisfaire les conditions aux limites qui combinent les conditions électromagnétiques habituelles avec l'amortissement des moments à la surface.

L'effet d'échange-conductivité est causé par un jeu entre l'effet de peau et l'interaction d'échange, car la composante alternative \vec{m}_a de l'aimantation diminue, avec l'épaisseur de peau, de sa valeur maximale sur la surface jusqu'à la valeur zéro au cœur du matériau. L'aimantation est inhomogène et l'énergie d'échange augmente. Par conséquent, l'interaction d'échange affaiblit l'effet de peau ce qui augmente la profondeur de peau. En d'autres termes, le champ alternatif inhomogène excite les ondes de spin avec longueurs d'onde de l'ordre de l'épaisseur de peau ce qui augmente la dissipation d'énergie par courants de Foucault. Cela peut être interprété comme une augmentation apparente de la résistivité du matériau ferromagnétique (échange-conductivité).

En utilisant une solution simplifiée des équations (II.65) et (II.71), le modèle d'échange conductivité présente, lorsque l'amortissement est négligé ($\alpha=0$), un effet de peau qui atteint sa valeur minimale donnée par [73]:

$$\delta_{\min} = \left(\frac{A}{\sigma \omega \mu^2 M_s^2} \right)^{1/4} \quad (\text{II.136})$$

Et cela pour ω inférieure à la fréquence caractéristique : $\omega_c = 4\sigma\alpha^2\gamma^2 AM_s$

Où A est la constante de raideur d'échange. ω_c est évaluée approximativement à 100 MHz pour les matériaux magnétiques amorphes. Pour les fréquences basses et intermédiaires ($\omega < \omega_c$) le rapport théorique maximal de la GMI varie comme ($\omega^{1/4}$). Au delà de la fréquence caractéristique ($\omega \geq \omega_c$) la GMI est calculée en utilisant l'équation (II.135) [3].

Le modèle d'échange-conductivité de la GMI est formellement équivalent à la théorie de résonance ferromagnétique dans les métaux. La principale différence est que dans la FMR les

échantillons sont complètement saturés, alors que dans la GMI cette supposition ne peut pas être satisfaite expérimentalement. Cela fait de la théorie GMI très compliquée, en plus la condition de faible signal qui est bien satisfaite dans la FMR expérimentale pour faible puissance, peut être violée facilement dans les dimensions GMI [73].

II.6.4 Asymétrie dans la magnétoimpédance géante (AGMI)

Dans un matériau ferromagnétique, en respectant le sens de variation du champ magnétique (croissance ou décroissance), une petite asymétrie dans la courbe GMI (figure II.22) apparaît naturellement à faible champ statique. Ce phénomène appelé effet GMI asymétrique ou AGMI a suscité ces dernières années un grand intérêt, dans le but de l'exploiter pour développer des capteurs magnétiques linéaires. La GMI asymétrique a été observée pour la première fois par Kitoh et al. dans des fils amorphes tordus à base de cobalt par suite de la superposition d'un courant continu avec le courant alternatif. Plus tard un effet semblable est observé dans des rubans amorphes et dans des fils chauffés par effet Joule.

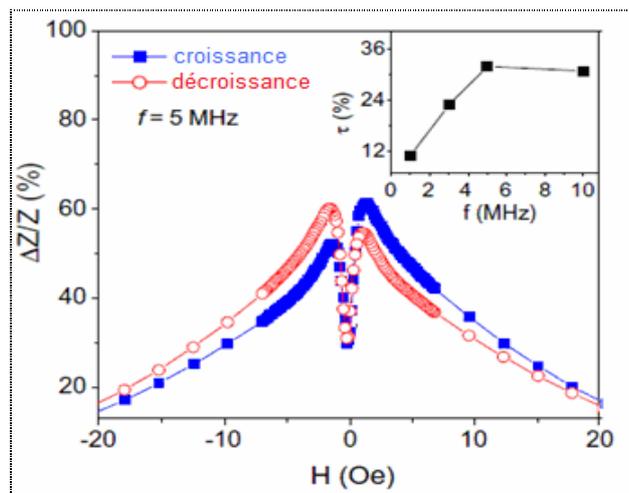


Fig II.22: rapport GMI en fonction du champ appliqué, mesuré à $f = 5$ MHz, la courbe en bleue correspond à une croissance de H_{ex} et celle en rouge correspond à une décroissance [3]

Bien que les causes de l'AGMI puissent être différentes et quelquefois d'origines inconnues, trois différents mécanismes de l'AGMI peuvent actuellement être reconnus. Nous les étudions brièvement:

- asymétrie due à l'interaction du courant continu
- asymétrie due à l'interaction du champ alternatif.
- asymétrie due à l'interaction d'échange.

a) asymétrie due au courant continu

Dans des fils amorphes à base de cobalt, lorsque on applique un courant continu parallèlement au courant alternatif (et au champ externe), un champ magnétique continu circonférentiel (ou transversal dans le cas du ruban) est induit, ce dernier procède, avec le champ magnétique alternatif circonférentiel (produit par le courant I_{ac}) à une aimantation circonférentielle qui s'oppose au champ appliqué externe. C'est la combinaison d'anisotropie magnétique hélicoïdale et le champ continu transversal qui cause une asymétrie dans la GMI. Une très petite asymétrie dans la courbe GMI est observée même en l'absence du courant continu. Cela est expliqué par l'existence d'anisotropie hélicoïdale interne dans les fils. [3].

b) asymétrie due au champ alternatif

Si un fil magnétique amorphe est soumis à une excitation par un champ magnétique hélicoïdal produit par la conjonction d'une impulsion de courant alternatif parcourant le fil et une bobine qui l'entour, l'asymétrie dans la GMI peut être produite [3]. Ce phénomène a été étudié systématiquement par Makhnovskiy et al. dans des fils de CoFeSiB. Les composantes circonférentielle et axiale du champ hélicoïdal sont produites respectivement par le fil et la bobine qui l'entoure. Donc l'asymétrie dans la GMI peut résulter de la combinaison d'une aimantation hélicoïdale avec le champ alternatif axial.

c) asymétrie due à l'interaction d'échange

Ce type d'AGMI, dite GMI-valve a été annoncé pour la première fois par Kim et al. lors de ses études sur l'influence de recuit sous champ longitudinal faible sur la GMI, dans des rubans amorphes à base de cobalt. Plus tard, des travaux expérimentaux et théoriques ont été menés pour comprendre l'origine de ce type d'asymétrie GMI. Il a été trouvé que lorsqu'un ruban amorphe à base de Co, est recuit sous une température convenable ($T_{rec} = 350 - 380^\circ\text{C}$) dans l'air avec un champ magnétique faible ($H_{rec} = 4 - 240 \text{ A/m}$) appliqué le long du ruban, il apparaît une grande asymétrie dans la GMI. Il a été trouvé aussi que les échantillons du même matériau recuit sous vide ne présentent pas d'asymétrie. Cette asymétrie est très importante en basses fréquences pour un champ de recuit dépassant 40 A/m , avec étape de changement à $H_{ex} \approx 0$, elle décroît pour les hautes fréquences où la contribution de la rotation des moments à la GMI devient dominante [3]. Le phénomène est attribué à la cristallisation de la sous-couche surfacique, qui disparaît dans le bore et le silicium par oxydation de la surface.

II.7 CALCUL DE L'IMPEDANCE

On a vu au premier chapitre que les capteurs à effet de magnétoimpédance (MI) existent sous deux structures :

- **structure homogène** : qui ne contient que le matériau magnétique qui peut être sous la forme d'un fil, un ruban, ou une couche mince.
- **Structure non homogène** : où un matériau conducteur non magnétique est inséré entre deux couches de matériau magnétique, c'est la structure [ferromagnétique / conducteur / ferromagnétique] dite sandwich, qui amplifie bien l'effet GMI. Pour cette structure nous calculons l'impédance à partir de la définition du vecteur de Poynting.

II.7.1 - impédance d'un matériau ferromagnétique

L'impédance complexe d'un échantillon de matériau $Z(\omega) = R + iX$, est donné par le rapport (U_{ac} / I_{ac}) où I_{ac} est l'intensité du courant sinusoïdal passant à travers le conducteur et U_{ac} la tension mesurée entre ses extrémités. Dans les métaux ferromagnétiques la validité de cette définition est limitée parce qu'un métal ferromagnétique est généralement un matériau non linéaire. Dans l'approximation linéaire, l'impédance est définie comme suit [73]:

$$Z = R_{dc} \frac{j_z(S)}{\langle j_z \rangle_q} \quad (\text{II.137})$$

Où R_{dc} est la résistance en courant continu, $j_z(S)$ la composante axiale de la densité de courant sur la surface, et $\langle j_z \rangle_q$ sa valeur moyenne sur la section transversale q du conducteur.

Dans le cas général l'expression donnant Z est donné par:

$$Z = \frac{U_{ac}}{I_{ac}} = \frac{\int_L e_z(S) dz}{\iint_q j_z dq} = \rho \frac{\int_L j_z(S) dz}{\iint_q j_z dq} \quad (\text{II.138})$$

Où ρ est la résistivité du matériau, et L sa longueur.

A la surface d'un conducteur (figure II.23) la relation entre champ électrique $\vec{e}_t(S)$ et magnétique $\vec{h}_t(S)$ est :

$$\vec{e}_t(S) = \hat{\xi} \vec{n} \times \vec{h}_t(S) \quad (\text{II.139})$$

Où $\hat{\xi}$ est le tenseur d'impédance de surface, et \vec{n} la normale à la surface.

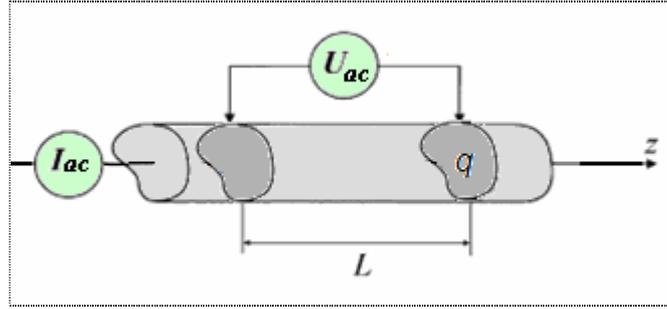


Fig II.23 : principe de mesure de l'impédance d'un échantillon

L'impédance de l'échantillon peut être obtenue à partir du tenseur de l'impédance de surface ξ :

$$Z = \frac{L}{l} \left(\xi_{zz} - \xi_{z\phi} \frac{h_z(S)}{h_\phi(S)} \right) \quad (\text{II.140})$$

Où l est la longueur du contour de l'échantillon, h_z et h_ϕ sont respectivement les composantes alternatives axiales et circonférentielle du champ magnétique.

La densité de courant \vec{j} et le champ magnétique \vec{h} peuvent être obtenus, dans le cadre d'électrodynamique classique par la solution simultanée des équations de Maxwell et de Landau Lifshitz Gilbert.

II.7.2 Utilisation du vecteur de Poynting

La figure II.24 illustre un matériau ferromagnétique de volume (V) délimité par une surface (S), et caractérisé par sa conductivité électrique σ et par sa perméabilité magnétique μ . Ce matériau est le siège d'une énergie électromagnétique rayonnante caractérisé par la densité de courant (\vec{J}). Le rayonnement énergétique se fait par les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} . En se basant sur les équations de Maxwell (II.66), et les relations de comportements des matériaux magnétiques :

$$\left. \begin{aligned} \vec{J} &= \sigma \cdot \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu_r \vec{H} \end{aligned} \right\}$$

En calculant la divergence de $\vec{E} \times \vec{H}$:

$$\text{div}(\vec{E} \times \vec{H}) = \vec{H} \cdot (\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}) - \vec{E} \cdot (\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}) = -\vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{E} \cdot (\sigma \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t})$$

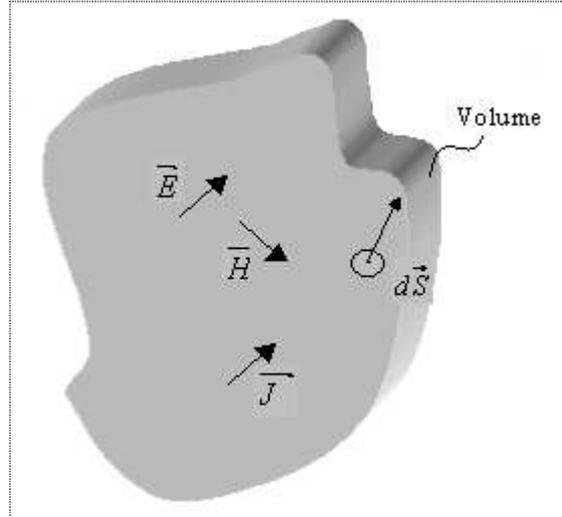


Fig II.24 : distribution de champ électrique \vec{E} , magnétique \vec{H} et la densité de courant \vec{J} dans un matériau ferromagnétique de volume (V) délimité par une surface (S)

$$\operatorname{div}(\vec{E} \times \vec{H}) = -\vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \sigma \cdot \vec{E}^2 - \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.141})$$

Le terme calculé $\operatorname{div}(\vec{E} \times \vec{H})$ représente une densité volumique de puissance (en $\frac{W}{m^3}$), ainsi que les termes de gauche :

- $\vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$: représente le taux de variation de densité volumique de puissance sous forme magnétique.
- $\vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$: représente le taux de variation de densité volumique de puissance sous forme électrique.
- $\sigma \cdot \vec{E}^2$: densité volumique de puissance dissipée par effet Joule.

Lorsqu'on néglige le courant de déplacement ($\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0$) on obtient :

$$\operatorname{div}(\vec{E} \times \vec{H}) = -\vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \sigma \cdot \vec{E}^2 \quad (\text{II.142})$$

Faisons l'intégral sur le volume, pour cette expression :

$$\iiint_V \operatorname{div}(\vec{E} \times \vec{H}) dV = - \iiint_V \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} dV - \iiint_V \sigma \cdot \vec{E}^2 dV \quad (\text{II.143})$$

Le théorème de la divergence permet d'exprimer le flux sortant de la surface (S) de $\vec{E} \times \vec{H}$:

$$\iiint_V \operatorname{div}(\vec{E} \times \vec{H}) dV = \oiint_S (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{S} \quad (\text{II.144})$$

Le produit vectoriel $\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H}$ est le vecteur de Poynting

$$- \oiint_S (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{S} = \iiint_V \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} dV + \iiint_V \sigma \cdot \vec{E}^2 dV \quad (\text{II.145})$$

Si les champs électrique et magnétique ont les formes de fonctions sinusoïdales :

$$\left. \begin{aligned} E(t) &= E_{\max} \cdot \cos(\omega t + \varphi) = E_{\max} \operatorname{Re}[\exp(\omega t + \varphi)] \\ H(t) &= H_{\max} \cos(\omega t) = H_{\max} \operatorname{Re}[\exp(j\omega t)] \end{aligned} \right\}$$

L'utilisation de la valeur moyenne de la puissance est plus intéressante que la valeur instantanée.

Sur une période T la valeur moyenne de la densité volumique de la puissance active est :

$$P_{act} = - \oiint_S \left[\frac{1}{T} \int_0^T \vec{E} \times \vec{H} dt \right] \cdot d\vec{S} \quad (\text{II.146})$$

le vecteur de Poynting complexe est $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}^*$

$$P_{act} = - \oiint_S \left[\frac{1}{2} \operatorname{Re}(\vec{E} \times \vec{H}) \right] \cdot d\vec{S} \quad (\text{II.147})$$

La puissance active P_{act} n'est autre que celle dissipé par effet Joule, et la puissance apparente est donné par :

$$S = Z.I.I^* \quad (\text{II.148})$$

L'expression de l'impédance est donc :

$$Z = \frac{- \oiint_S \vec{S} \cdot d\vec{S}}{I.I^*} \quad (\text{II.149})$$

II.7.3 Calcul de la magnétoimpédance

II.7.3.1 Structure non homogène (sandwich)

Dans cette structure non homogène dite sandwich le conducteur (M) non magnétique (Cu, Ag, Al) est inséré entre deux couches de matériau ferromagnétique (F) tel qu'il est schématisé sur la figure II.25. L'effet de magnétoimpédance est amplifié à des fréquences modérées.

Le sandwich est soumis à un champ magnétique statique extérieur longitudinal et traversé par un courant sinusoïdal d'amplitude constante $i_{AC} = I_{max} e^{i\omega t}$

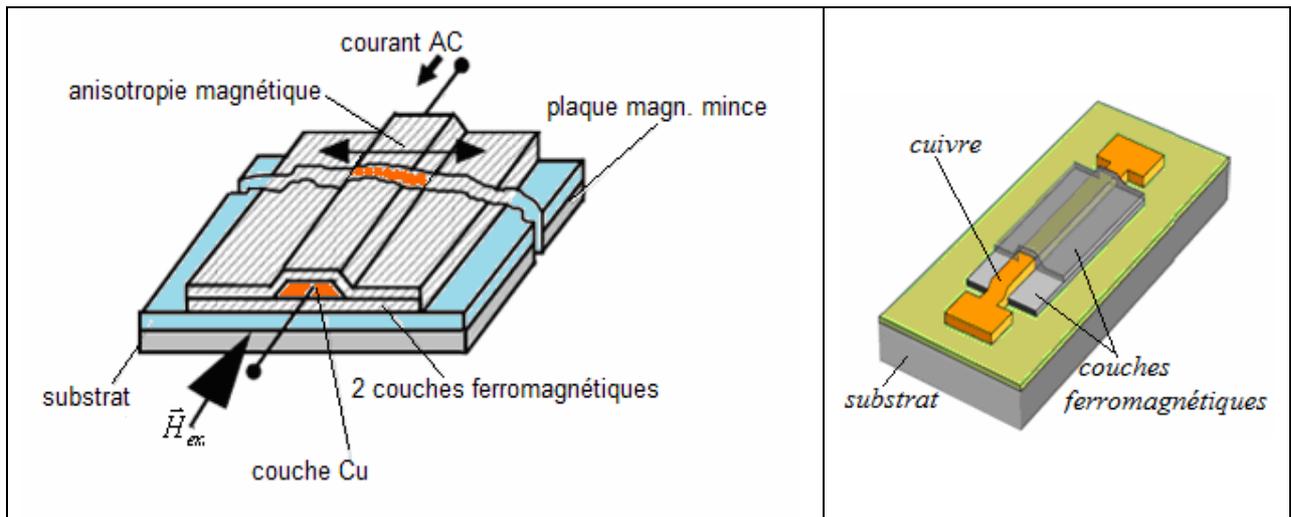


Figure II.25 : vues en coupe de deux capteurs GMI en structure sandwich, le conducteur en cuivre est inséré entre deux couches ferromagnétiques

Propriétés et dimensions : voir figure II.26

Le conducteur (M) a une conductivité électrique σ_1 supérieure à celle du matériau ferromagnétique (F) 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 est $\mu_2 = \mu_0 \mu_{rt}$ avec $\mu_{rt} = \mu_t$: 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 $2d = 2d_1 + 2d_2$

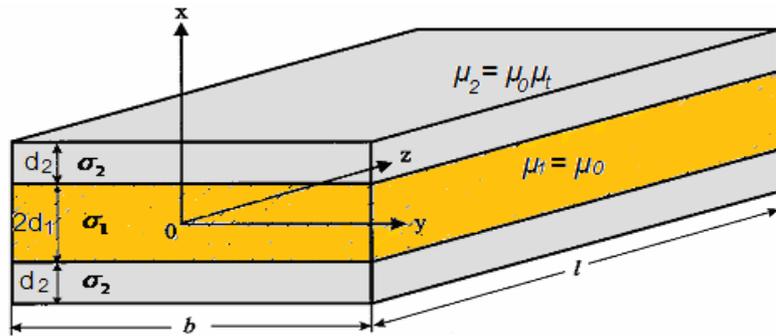


Fig II.26 : géométrie d'un capteur GMI de structure sandwich

Pour ce type de structure nous avons deux cas à envisager. Dans le premier cas nous négligeons les flux de fuite dus à l'effet du bord en considérant la couche du conducteur suffisamment large $b \gg \lambda$ (tel que $\lambda = \sqrt{d_1 d_2 \mu_r}$). Dans le deuxième cas nous tenons compte de l'effet du bord, en considérant un capteur miniaturisé de largeur comparable à la longueur de cohérence $b = 2\lambda = 2\sqrt{d_1 d_2 \mu_r}$

a) Cas d'un conducteur large

Avec l'approximation $b \gg \lambda$ toutes les variables ne dépendent que de x et 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.

Dans un repère ($oxyz$) qui a l'origine sur l'axe longitudinale de l'échantillon (figure II.26), les conditions aux limites sont :

$$\left. \begin{aligned} H_y(+d) &= \frac{I}{2b} \\ H_y(-d) &= -\frac{I}{2b} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.150})$$

Les équations de Maxwell pour le conducteur (M) s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} \text{rot} \vec{H}_1 &= \vec{J}_1 \\ \text{rot} \vec{E}_1 &= -\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.151})$$

Les relations de comportement pour le conducteur (M) sont :

$$\left. \begin{aligned} \vec{J}_1(x, t) &= \sigma_1 \cdot \vec{E}_1(x, t) \\ \vec{B}_1(x, t) &= \mu_0 \cdot \vec{H}_1(x, t) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.152})$$

Tel que :

$$\left. \begin{aligned} \vec{J}_1(x,t) &= J_1(x,t) \cdot \vec{u}_x \\ \vec{H}_1(x,t) &= H_1(x,t) \cdot \vec{u}_y \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.153})$$

La combinaison des équations précédentes conduit à l'équation de Helmholtz (2.154):

$$\vec{\Delta} \vec{H}_1(x,t) = \mu_0 \cdot \sigma_1 \frac{\partial \vec{H}_1(x,t)}{\partial t} \quad (\text{II.154})$$

Ce qui nous permet d'obtenir l'équation aux dérivées partielles suivante :

$$\frac{\partial^2 H_1(x,t)}{\partial x^2} = \mu_0 \cdot \sigma_1 \frac{\partial H_1(x,t)}{\partial t} \quad (\text{II.155})$$

La solution de l'équation (II.155) est de la forme :

$$H_1(x,t) = \text{Re}[h_1(x) \cdot e^{i\omega t}] \quad (\text{II.156})$$

Remplaçons l'expression de $H_1(x,t)$ dans l'équation II.155, nous obtenons :

$$\frac{d^2 h_1(x)}{dx^2} = k_1^2 h_1(x) \quad (\text{II.157})$$

Avec $k_1 = \frac{1+i}{\delta_1}$: la constante de propagation transversale du conducteur.

Et $\delta_1 = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma_1 \omega}} = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu_0 \sigma_1 f}}$: épaisseur de peau dans le conducteur.

La solution générale de l'équation (II.157) est donnée par :

$$h_1(x) = A_1 \sinh(k_1 x) + B_1 \cosh(k_1 x) \quad (\text{II.158})$$

Par raison de symétrie, nous adoptons pour $h_1(x)$ la solution :

$$h_1(x) = A_1 \sinh(k_1 x) \quad (\text{II.159})$$

L'expression du champ électrique peut être déduite comme suit:

$$e_1(x) = \frac{j_1(x)}{\sigma_1} = \frac{A_1}{\sigma_1} k_1 \cosh(k_1 x) \quad (\text{II.160})$$

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

$$\left. \begin{aligned} h_2(x) &= A_2 \sinh(k_2 x) \\ e_2(x) &= \frac{A_2}{\sigma_2} k_2 \cosh(k_2 x) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.161})$$

Avec $k_2 = \frac{1+i}{\delta_2}$: constante de propagation transversale du matériau magnétique

$$\delta_2 = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \mu_{rr} \sigma_2 \omega}} = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu_0 \mu_{rr} \sigma_2 f}} : \text{Épaisseur de peau effective pour le matériau magnétique.}$$

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

$$\left. \begin{aligned} h_1(d_1) &= h_2(d_1) \\ e_1(d_1) &= e_2(d_1) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.162})$$

Alors :

$$\left. \begin{aligned} A_1 \sinh(k_1 d_1) &= A_2 \sinh(k_2 d_1) \\ \frac{A_1}{\sigma_1} k_1 \cosh(k_1 d_1) &= \frac{A_2}{\sigma_2} k_2 \cosh(k_2 d_1) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.163})$$

Le vecteur de Poynting dans ce cas est donné par:

$$\vec{S} = \vec{E}_2 \times \vec{H}_2 = -E_2(x, t) \cdot H_2^*(x, t) \vec{u}_x \quad (\text{II.164})$$

Le flux du vecteur de Poynting est nul, sauf aux surfaces de contact entre le conducteur (M) et le matériau magnétique (F) orientées suivant (ox) :

$$d\vec{S}_1 = dydz \vec{u}_x \quad \text{pour } x = d$$

$$d\vec{S}_2 = -dydz \vec{u}_x \quad \text{pour } x = -d$$

La puissance apparente est égale au flux du vecteur de Poynting à travers la surface du capteur :

$$S = 2 \int_0^\ell \int_0^b [E_2(d) H_2^*(d) dy] dz$$

$$S = 2e_2(d) h_2^*(d) \cdot \ell \cdot b \quad (\text{II.165})$$

Selon le théorème d'Ampère nous avons :

$I = 2H_2(d) \cdot b$ ce qui nous permis d'écrire :

$$Z = \frac{S}{I \cdot I^*} = \frac{\ell}{2b} \cdot \frac{e_2(d)}{h_2(d)} \quad (\text{II.166})$$

Avec $d = d_1 + d_2$

Nous développons cette relation en posant :

$$R_{dc} = \frac{\ell}{2b(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)} : \text{qui représente la résistance en continu de l'échantillon}$$

$$x_1 = (1+i) \frac{d_1}{\delta_1}, \quad x_2 = (1+i) \frac{d_2}{\delta_2} \quad \text{et} \quad \xi = \frac{\sigma_1 \delta_1}{\sigma_2 \delta_2} = \sqrt{\frac{\sigma_1 \mu_{rr}}{\sigma_2}}$$

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

$$Z = R_{dc} \left[\frac{\coth(x_1) \coth(x_2) + \xi}{\coth(x_1) + \xi \coth(x_2)} \right] (\xi x_1 + x_2) \quad (\text{II.167})$$

Selon l'équation (II.167) l'impédance dépend fortement du champ magnétique appliqué. Cela est dû à la variation de μ_{rt} avec le champ appliqué.

Pour le courant continu ($f=0$), l'impédance Z prend la valeur de la résistance en continu R_{dc} de l'échantillon.

La perméabilité magnétique relative transversale effective de l'échantillon est donnée par:

$$\bar{\mu}_{rt} = \bar{\mu}_{r_{yy}} - \frac{\bar{\mu}_{r_{xy}} \bar{\mu}_{r_{yx}}}{\bar{\mu}_{r_{xx}}}$$

• **En basses fréquences** nous avons $|x_1|$ et $|x_2| \ll 1$ ce qui nous permet de faire les

$$\text{approximations : } \begin{cases} \coth(x_1) \approx 1/x_1 \\ \coth(x_2) \approx 1/x_2 \end{cases}$$

Avec la condition $\sigma_1 d_1 \gg \sigma_2 d_2$ l'impédance prend une forme plus simple :

$$Z = R_M \left(1 + 2i\mu_t \cdot \frac{d_1 d_2}{\delta_1^2} \right) \quad (\text{II.168})$$

Avec $R_M = \frac{\ell}{2bd_1\sigma_1}$: résistance en continu de la couche de cuivre (M).

La perméabilité relative transversale complexe est donné par :

$$\mu_{rt} = \mu'_t - i\mu''_t$$

En remplaçant cette expression complexe dans l'expression de l'impédance (II.167), on obtient :

$$R = R_M \left[1 + 2 \frac{d_1 d_2}{\delta_1^2} \mu''_t \right] \quad (\text{II.169})$$

$$L = \frac{\ell}{2b} d_2 \mu_0 \mu'_t \quad (\text{II.170})$$

Donc les deux parties de l'impédance, réelle et imaginaire, dépendent du champ magnétique extérieur appliqué, et de la fréquence du courant à travers les composantes réelle et imaginaire de la perméabilité transversale.

b) Cas d'un conducteur de petite largeur

Considérons maintenant un capteur de même structure (sandwich), mais de petite largeur b . Pour simplifier nous posons $b = 2\lambda = 2\sqrt{d_1 d_2 \mu_{rt}}$, le flux de fuites magnétiques à travers le conducteur provoque une diminution du rapport de magnétoimpédance. La dépendance de la densité de

courant en fonction de l'épaisseur de peau dans le sandwich suivant la direction (ox) est négligeable. L'expression de l'impédance peut être écrite sous une forme semblable à l'équation (II.169):

$$Z = R_M + i\omega \frac{\phi}{I} \quad (\text{II.171})$$

Avec ϕ : est le flux transversal total produit par le courant alternatif.

Le problème consiste à rechercher une solution approchée via la distribution du champ magnétique alternatif le long de la largeur du sandwich, en considérant ce dernier très long, et de perméabilité élevée $\mu_r \gg 1$.

La densité de courant est donné par:

$$\vec{J} = J(y,t)\vec{u}_z$$

La direction du champ magnétique dans le capteur est parallèle à ses bords latéraux : normal (\vec{h}_n) dans le conducteur (direction x) et tangentiel (\vec{h}_t) dans le matériau magnétique (direction y) comme le montre la figure II.27.

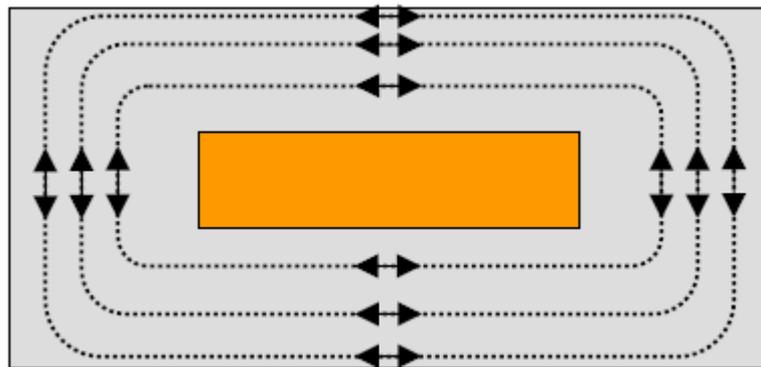


Fig II.27 : distribution du champ magnétique alternatif le long de la largeur du sandwich

L'application de la première équation de Maxwell (II.151) pour le conducteur donne :

$$-\frac{\partial h_n(y,t)}{\partial y} = J(y,t)$$

On se basant toujours sur la première équation de Maxwell (II.151), on peut calculer la circulation du champ magnétique à travers le contour ABCD, voir figure (II.28).

$$\iint_{ABCD} \vec{rot} \vec{H} \cdot d\vec{s} = \iint_{ABCD} \vec{J} \cdot d\vec{s}$$

L'application du théorème d'Ostrogradsky donne :

$$\oint_{ABCD} \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = \int_0^{2d_1} \int_0^y J(y,t) dy dx$$

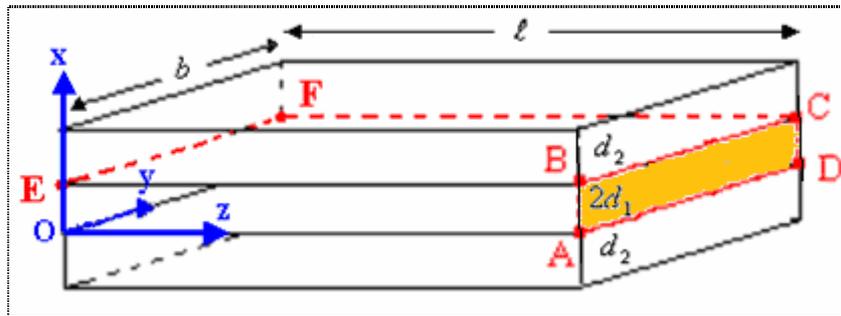


Fig II.28 : Circulation du champ magnétique le long du contour ABCD

En calculant la circulation du champ sur chaque portion du contour : AB, BC, CD, et DA on obtient l'équation suivante :

$$2d_1 h_n(0,t) + 2 \int_0^y h_t(y,t) dy - 2d_1 h_n(y,t) = 2d_1 \int_0^y J(y,t) dy$$

La dérivation de cette expression par rapport à y donne :

$$h_t(y,t) - d_1 \frac{\partial h_n(y,t)}{\partial y} = d_1 J(y,t) \tag{II.172}$$

Calculons maintenant la circulation du champ électrique à travers le contour BEFC (2° équation de Maxwell II.151), voir figure II.29.

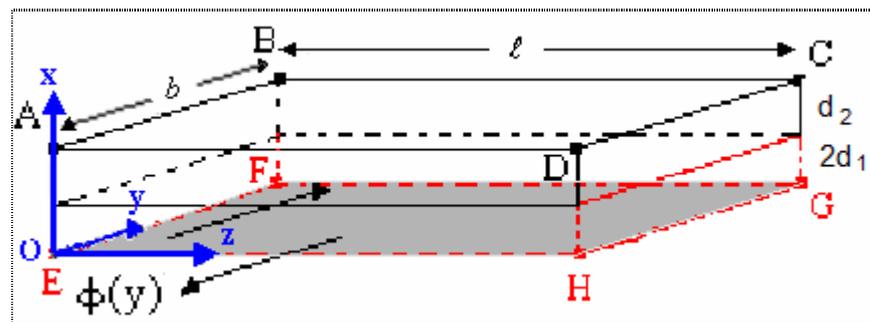


Fig II.29 : conservation du flux magnétique dans l'élément ABCDEFGH

$$\iint_{BEFC} \text{rot} \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \frac{\partial}{\partial t} \iint_{BEFC} \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad \text{avec } d\vec{s} = -dydz \vec{u}_x$$

$$\oint_{BEFC} \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = - \frac{\partial}{\partial t} \iint \vec{B} \cdot d\vec{s}$$

Le rotationnel du champ tangentiel est nul, donc le courant dans le matériau magnétique l'est aussi, ainsi que le champ électrique. Le calcul de la circulation sur les portions du contour (BE , EF , FC , et CB) conduit à l'équation :

$$\frac{\partial J(y,t)}{\partial y} = \mu_0 \sigma_1 \frac{\partial h_n(y,t)}{\partial t} \quad (\text{II.173})$$

La conservation du flux magnétique à travers l'élément ABCDEFGH (voir figure II.29) permet d'écrire :

$$\oiint_{ABCDEFGH} \vec{B} \cdot \vec{ds} = 0$$

$$\text{div} \vec{B} = 0$$

Il nous reste le calcul de flux à travers les surfaces $\vec{ds}_1 = dx dz \vec{u}_y$ et $\vec{ds}_2 = dy dz \vec{u}_x$:

$$-\int_0^{d_2} \int_0^{\ell} B_t(0,t) dz dx + \int_0^{d_2} \int_0^{\ell} B_t(y,t) dz dx - \int_0^y \int_0^{\ell} B_n(y,t) dz dy = 0$$

Posons :

$$\phi(0,t) = \int_0^{d_2} \int_0^{\ell} B_t(0,t) dz dx$$

$$\phi(y,t) = \int_0^{d_2} \int_0^{\ell} B_t(y,t) dz dx = \mu_0 \mu_r \ell d_2 h_t(y,t) \quad (\text{II.174})$$

Alors on aura:

$$-\phi(0,t) + \phi(y,t) - \ell \mu_0 \int_0^y h_n(y,t) dy = 0$$

la dérivation par rapport à y de cette dernière équation donne :

$$\frac{\partial \phi(y,t)}{\partial y} = \ell \mu_0 h_n(y,t) \quad (\text{II.175})$$

Combinons les équations (II.172) et (II.175) pour trouver l'expression du flux magnétique $\phi(y,t)$ donné par (II.174), qui intervient dans l'équation (II.171) de l'impédance Z :

$$\frac{\partial^3 h_t(y,t)}{\partial y^3} + \mu_0 \sigma_1 \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial h_t(y,t)}{\partial t} \right] - \frac{1}{\lambda^2} \frac{\partial h_t(y,t)}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.176})$$

Sachant que :

$$\lambda = \sqrt{\mu_r d_1 d_2}$$

Le champ magnétique a une forme complexe :

$$h_t(y,t) = \text{Re}[h_t(y) \cdot e^{i\omega t}]$$

Introduisons cette expression dans l'équation différentielle (II.176), on aura:

$$\frac{d^3 h_t(y)}{dy^3} - k^2 \frac{dh_t(y)}{dy} = 0 \quad (\text{II.177})$$

Avec $k^2 = \frac{1}{\lambda^2} - k_1^2$

Et $k_1 = \frac{1+i}{\delta_1}$

$\delta_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu_0 \sigma_1 f}}$: épaisseur de peau dans le conducteur

La solution de l'équation différentielle précédente (II.177) est de la forme :

$$h_t(y) = A \cosh(ky) + B \sinh(ky) + C \quad (\text{II.178})$$

On déduit l'expression de la densité de courant :

$$J(y) = \frac{1 - d_1 d_2 \mu_r k^2}{d_1} [A \cosh(ky) + B \sinh(ky)] + \frac{C}{d_1} \quad (\text{II.179})$$

Pour déterminer les constantes A, B, C, nous appliquons les conditions aux limites :

$$h_t(0) = h_t(b) = 0$$

$$\int_0^b J(y) dy = \frac{I}{2d_1}$$

Le flux de fuite est négligé selon la première condition aux limites, et le flux est refermé sur surfaces $y=0$, et $y=b$, c'est le cas typique du capteur à magnétoimpédance en structure sandwich.

La solution de $h_t(y)$ peut se développer à :

$$h_t(y) = A_0 [\sinh(ky)(\cosh(kb) - 1) - \cosh(ky) \sinh(kb) + \sinh(kb)] \quad (\text{II.180})$$

Avec :

$$A_0 = \frac{Ikb}{2b[2\lambda^2 k_1^2 (1 - \cosh(kb)) + kb \sinh(kb)]}$$

La valeur moyenne du flux total peut être calculée à partir de l'équation (II.174) par:

$$\phi = \frac{1}{b} \int_0^b \phi(y) dy = \frac{\mu_0 \mu_r \ell d_2}{b} \int_0^b h_t(y) dy \quad (\text{II.181})$$

A partir des équations (2.181) et (2.180) l'expression de l'impédance Z (II.171) peut s'écrire :

$$Z = R_M + i \frac{\omega \mu_0 \mu_r \ell d_2}{b} \frac{\int_0^b h_t(y) dy}{I}$$

$$Z = R_M + i \frac{\omega \mu_0 \ell d_2}{2b} \mu_{rt} g(k) \quad (\text{II.182})$$

Avec

$$g(k) = \frac{1}{(\lambda k_1)^2} \left[1 - (\lambda k)^2 \frac{kb \sinh(kb)}{kb \sinh(kb) + 2(\lambda k_1)^2 (1 - \cosh(kb))} \right] \quad (\text{II.183})$$

L'expression simplifiée de l'impédance est :

$$Z = R_M \left[1 + 2i \frac{d_1 d_2}{\delta_1^2} \mu_t g(k) \right] \quad (\text{II.184})$$

C'est une expression qui ressemble à celle de l'impédance d'un capteur GMI sandwiché de largeur suffisamment grande ($b \gg 2\lambda$), et le terme $\tilde{\mu}_t = \mu_t g(k)$ peut être considéré comme une perméabilité relative effective en alternatif, due à l'effet démagnétisant pour le champ alternatif.

En fait le facteur $g(k)$ caractérise l'influence du flux de fuite à travers le conducteur, qui peut tendre vers l'unité dans le cas où $kb \gg 1$ (ou $b/\lambda \gg 1$), et l'expression de l'impédance se trouve simplifiée.

II.7.3.2 Magnétoimpédance d'une structure homogène

a) impédance d'un ruban (ou couche mince)

Le capteur est constitué d'un seul matériau magnétique (homogène), sa forme est parallélépipédique. Le matériau magnétique de dimensions ($\ell \times b \times 2d$) est caractérisé par sa conductivité électrique σ et sa perméabilité magnétique ($\mu_0 \mu_{rt}$), le terme $\mu_{rt} = \mu_t$ représente la perméabilité transversale effective. Le capteur est traversé par un courant alternatif de faible amplitude $i(t) = I_{\max} e^{i\omega t}$, et soumis à un champ magnétique statique \vec{H}_{ex} dirigé suivant l'axe (z), voir figure II.30.

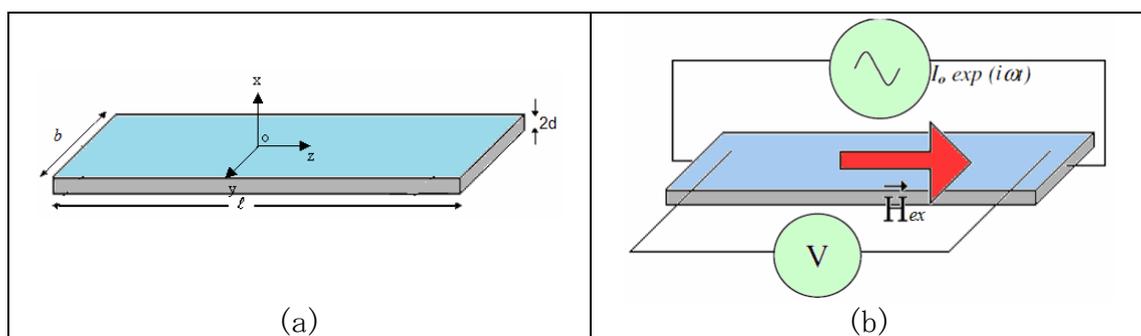


Fig II.30: ruban ferromagnétique, constituant un capteur GMI de structure homogène
a) repère et dimensions b) capteur polarisé par courant ac et soumis à H_{ex}

Par conséquent le matériau est le siège de deux champs alternatifs : électrique dans la direction de (z), et magnétique dans la direction de (y), ces deux champs ne dépendent que de la variable (x). La solution de l'équation de Helmholtz conduit aux deux expressions trouvées précédemment pour les champs électrique et magnétique :

$$\left. \begin{aligned} h(x) &= A \sinh(kx) \\ e(x) &= \frac{Ak}{\sigma} \cosh(kx) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.185})$$

Avec :

$$k = \frac{1+i}{\delta}$$

et $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi\sigma\mu_0\mu_{rt}f}}$: épaisseur de peau dans le matériau magnétique

L'expression de l'impédance trouvée précédemment (II.166) est :

$$Z = \frac{\ell}{2b} \frac{e(d)}{h(d)}$$

Remplaçons les expressions de $e(x)$ et $h(x)$ dans l'équation précédente:

$$Z = R_{dc} kd \coth(kd) \quad (\text{II.186})$$

C'est l'impédance d'une structure homogène pour la forme d'une couche mince ou un ruban.

Avec $R_{dc} = \frac{\ell}{2bd\sigma}$: la résistance en continu de l'échantillon.

En basses fréquences : l'épaisseur de peau est grande, le coefficient kd est inférieur à 1 ($kd \ll 1$).

L'expression de l'impédance prend la forme simple suivante :

$$Z = R_{dc} \left[1 + i \frac{d^2 \mu_0 \sigma \omega}{2} \mu_{rt} \right] \quad (\text{II.187})$$

Dans cette expression, et à une fréquence donnée, la perméabilité transversale effective complexe varie linéairement avec l'inductance.

en haute fréquence : l'épaisseur de peau devient très faible, le coefficient kd est supérieur à 1 ($kd \gg 1$), et l'expression de l'impédance devient :

$$Z = R_{dc} \left[1 + id \sqrt{\frac{\mu_0 \sigma \omega}{2}} \sqrt{\mu_{rt}} \right] \quad (\text{II.188})$$

Dans ce dernier cas, et à une fréquence donnée, la réactance varie comme la racine carré de $\bar{\mu}_{rt}$ ce qui montre la forte dépendance en fréquence de l'impédance.

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 d'un

capteur GMI de sa structure, et sa forme géométrique. 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.

b) impédance d'un conducteur cylindrique (fil ferromagnétique)

Le capteur GMI, dans ce cas, est constitué d'un fil conducteur ferromagnétique, homogène et anisotrope, de forme cylindrique dont l'axe de symétrie se confond avec l'axe z. sa longueur (ℓ) est supposée très grande par rapport à son rayon (a) de telle sorte que l'on puisse négliger le champ démagnétisant longitudinal ($\ell \gg a$), voir figure II.31-a.

Le fil caractérisé par une conductivité (σ), et une perméabilité effective circonférentielle ($\mu_{r\phi}$) est placé dans un champ magnétique statique \vec{H}_{ex} parallèle à son axe, soumis à une tension alternative, et est par conséquent parcouru par un courant alternatif longitudinal $i(t) = I_{\max} e^{i\omega t}$ voir figure II.31-b.

Le fil est alors le siège d'un champ électrique axial $\vec{E}_z(\vec{r}, t)$ et d'un champ magnétique circonférentiel $\vec{H}_\phi(\vec{r}, t)$.

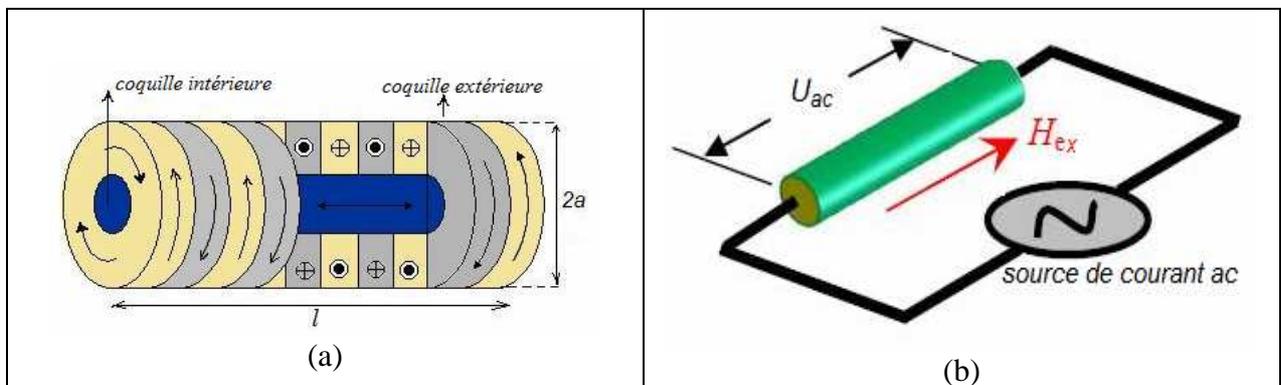


Fig II.31 : capteur GMI cylindrique constitué d'un fil ferromagnétique : a) dimensions et anisotropie circonférentielle du fil b) le fil exposé au champ extérieur et alimenté par un courant ac,

L'application des équations de Maxwell pour des coordonnées cylindriques donne :

$$\begin{cases} \vec{\text{rot}}\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) \\ \vec{\text{rot}}\vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial\vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \end{cases} \quad (\text{II.189})$$

Avec les lois de comportement :

$$\begin{cases} \vec{J}(\vec{r}, t) = \sigma \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \\ \vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \mu_{r\varphi} \vec{H}(\vec{r}, t) \end{cases} \quad (\text{II.190})$$

Le courant est axial (suivant oz), et le champ est circonférentiel (suivant φ) :

$$\begin{cases} \vec{J}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) \vec{u}_z \\ \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}, t) \vec{u}_\varphi \end{cases} \quad (\text{II.191})$$

La combinaison des équations précédentes conduit à l'équation de Helmholtz suivante :

$$\vec{\Delta} \vec{E}(\vec{r}, t) = \mu_0 \mu_{r\varphi} \sigma \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{II.192})$$

L'équation de Helmholtz conduit à l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial^2 E(\vec{r}, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E(\vec{r}, t)}{\partial r} - \mu_0 \mu_{r\varphi} \sigma \frac{\partial E(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.193})$$

La solution de l'équation différentielle (II.193) est complexe et de la forme :

$$E(\vec{r}, t) = E(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad (\text{2.194})$$

En introduisant cette solution dans l'équation différentielle (II.193), nous obtenons :

$$(kr)^2 \frac{d^2 E(\vec{r})}{dr^2} + (kr) \frac{dE(\vec{r})}{dr} + (kr)^2 E(\vec{r}) = 0 \quad (\text{II.195})$$

Avec :

$$k = \frac{1-i}{\delta} : \text{constante de propagation radial}$$

Et

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \sigma \mu_0 \mu_{r\varphi} f}} : \text{épaisseur de peau effectif dans le fil magnétique}$$

Cette équation, dite de Bessel, a pour solution :

$$E(r) = A J_0(kr) \quad (\text{II.196})$$

Où A : est une constante d'intégration

$J_0(kr)$: est la fonction de Bessel d'ordre zéro, donné par :

$$J_0(kr) = 1 - \frac{(kr/2)^2}{(1!)^2} + \frac{(kr/2)^4}{(2!)^2} - \frac{(kr/2)^6}{(3!)^2} + \dots \quad (\text{II.197})$$

Le champ électrique est lié au champ magnétique par l'équation de Maxwell :

$$\vec{\text{rot}} \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \mu_{r\varphi} i\omega H(\vec{r}) e^{i\omega t}$$

Ce qui nous permis d'écrire :

$$\frac{dE(r)}{dr} = \mu_0 \mu_{r\phi} i \omega H_\phi(\vec{r}) \quad (\text{II.198})$$

L'expression du champ magnétique circonférentiel est donné par :

$$H_\phi(r) = -\frac{A}{i \omega \mu_0 \mu_{r\phi}} k J_1(kr) \quad (\text{II.199})$$

Avec $J_1(kr)$ fonction de Bessel d'ordre un, qui peut être déduite de :

$$\frac{dJ_0(kr)}{dr} = -kJ_1(kr)$$

$$J_1(kr) = \frac{1}{1!} \left(\frac{kr}{2} \right) \left[1 - \frac{1}{2} (kr/2)^2 + \frac{1}{6} \frac{(kr/2)^4}{2!} - \dots \right]$$

En remplaçant les expressions du champ électrique (II.196), et magnétique (II.199), nous pouvons déduire le vecteur de Poynting :

$$\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H} = -A^2 \frac{k^*}{i \omega \mu_0 \mu_{r\phi}} J_0(kr) J_1(k^* r) \vec{u}_r \quad (\text{II.200})$$

Le flux de vecteur de Poynting à travers la surface du cylindre, représente la puissance apparente :

$$S = -\iint_S \vec{P} \cdot \vec{dS}$$

Avec $\vec{dS} = a \times d\phi dz \vec{u}_r$, ce qui conduit à :

$$S = -\int_0^{2\pi} \int_0^\ell A^2 \frac{k^*}{i \omega \mu_0 \mu_{r\phi}} J_0(ka) J_1(k^* a) a \cdot dz \cdot d\phi$$

$$S = 2\pi a \ell E(r) H_\phi(r) \quad (\text{II.201})$$

De cette expression de la puissance apparente nous pouvons déduire l'impédance par la relation:

$$Z = \frac{S}{I \cdot I^*}$$

Le courant est calculé par le théorème d'Ampère :

$$I = 2\pi a H_\phi(r) \quad (\text{II.202})$$

L'expression de l'impédance est alors :

$$Z = \frac{\ell}{2\pi \cdot a} \frac{E(a)}{H(a)} \quad (\text{II.203})$$

Le développement de cette dernière équation abouti à :

$$Z = R_{dc} \frac{ka}{2} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (\text{II.204})$$

Qui représente l'impédance de la structure fil, tel que :

$$R_{dc} = \frac{\ell}{\pi a^2 \sigma} : \text{est la résistance en continu du fil cylindrique.}$$

Il est important de noter que l'impédance Z tend vers la résistance en continu R_{dc} lorsque $f = 0$, et que la variation de sa valeur est liée à la variation du facteur de propagation radial \bar{k} , qui varie à son tour via l'épaisseur de peau effective δ , cette dernière dépend directement de la perméabilité relative circonférentielle effective $\mu_{r\phi} = \mu_\phi$ suivant la relation $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \sigma \cdot \mu_0 \mu_{r\phi}}}$.

Par comparaison de l'impédance d'un fil magnétique avec celles des structures étudiées auparavant (sandwich, ruban, couche mince), nous confirmons la grande dépendance de l'effet magnétoimpédance de la géométrie du capteur.

II.8 CONCLUSION

À travers ce chapitre, l'effet GMI est étudié à la lumière de la théorie de micromagnétisme, où il est interprété par les changements topologiques microscopiques des structures en domaines qui sont essentiellement le déplacement des parois et la rotation des moments magnétiques sous l'action des champs magnétiques (continu et alternatif). Macroscopiquement cet effet est fortement relié à l'effet de peau, dû à la naissance en haute fréquence des courants de Foucault à partir du cœur du matériau, repoussant ainsi le courant alternatif vers la surface. La variation de l'impédance en fonction du champ magnétique extérieur appliqué est due à la variation de la perméabilité transversale effective, qui résulte des processus produits dans la microstructure (rotation d'aimantation et déplacement des parois). La combinaison des équations de Maxwell et de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), avec la notion du vecteur de Poynting, nous a permis d'obtenir un modèle analytique pour l'effet de magnétoimpédance, et cela pour différentes structures (ruban, fil, et sandwich).

Les calculs théoriques de la susceptibilité transversale sont effectués pour un modèle de ruban à aimantation dans le plan, à anisotropie uniaxiale transversale, et de structure en domaines périodique, les résultats obtenues sont valables pour la forme cylindrique en remplaçant la susceptibilité transversale χ_t par la susceptibilité circonférentielle χ_ϕ .

Dans le modèle analytique, il apparaît l'influence des paramètres géométriques (dimensions), électriques (conductivité), et magnétiques (anisotropie magnétique). Il est important de noter

l'avantage de la structure sandwich par rapport a la structure homogène (ruban où fil) qui se situe au niveau de sa sensibilité au champ magnétique dans des fréquences modérés (plus basses).

La validité des modèles analytiques présentés dans ce chapitre sera examinée dans le troisième chapitre en comparant les résultats de simulation à ceux obtenus expérimentalement [11].

CHAPITRE III

**RESULTATS DE SIMULATION DE
LA MAGNETOIMPEDANCE GEANTE**

III.1 INTRODUCTION

Les matériaux magnétiques utilisés pour la fabrication des capteurs GMI doivent satisfaire deux principales exigences : un rapport GMI élevé, et une haute sensibilité au champ magnétique appliqué. L'effet GMI est ainsi plus marqué dans les matériaux magnétiques présentant [3]:

- Une bonne conductivité électrique
- des propriétés magnétiques ultra douces i.e. faible rémanence et faible coercivité avec une perméabilité magnétique et aimantation à saturation élevées
- une structure en domaine approprié (transversale pour les rubans et circonférentielle pour les fils)
- une magnétostriction faible ou légèrement négative

Dans ce contexte, les matériaux ferromagnétiques cristallins ont l'avantage d'une résistivité faible, mais les amorphes, par l'absence d'une anisotropie magnétocristalline, ont mieux le comportement magnétique doux. L'amélioration des propriétés magnétiques d'un matériau amorphe réel par traitement thermique approprié et/ou l'application de paramètres externes (contrainte mécanique, champ magnétique, etc..) peut mener à une amélioration simultanée de l'effet GMI et la sensibilité au champ. Il est donc nécessaire de soumettre les rubans magnétiques (état amorphe) à un traitement thermique adéquat, pour les transformer en état nanocristallin plus avantageux. Les conditions de traitement doivent aussi être optimisées pour obtenir des propriétés magnétiques ultra douces. D'autres facteurs déterminants sont aussi à envisager, comme les paramètres géométriques et électriques.

A travers ce chapitre nous montrerons brièvement l'importance de l'optimisation des conditions de recuit rapide, pour l'obtention des propriétés magnétiques ultra douces dans le Finemet [11]. Puis nous procéderons à l'amélioration des performances de nos capteurs GMI de structure sandwich en jouant sur les paramètres électriques, géométriques et magnétiques des matériaux. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux de simulation sera présentée et discutée.

III.2 FABRICATION DES NANOCRISTALLINS A BASE FER (FeSiBCuNb)

III.2.1 Les amorphes, précurseurs des nanocristallins

Les alliages amorphes, connus depuis les années 1960 et commercialisés vers 1975, sont caractérisés par une absence de réseau cristallin, leurs atomes ne présentent pas d'ordre à grande distance. Le désordre atomique procure des propriétés magnétiques extrêmement douces du fait

de l'absence d'anisotropie magnétocristalline d'une part, et de défauts de réseau (joints de grains notamment), d'autre part. Le désordre chimique aboutit à une résistivité élevée (120 à 160 $\mu\Omega\text{cm}$) et à une magnétostriction faible (10^{-6}).

La structure amorphe est très avantageuse du point de vue de l'obtention d'un caractère doux et à l'inverse pénalisante pour les fortes aimantations qui n'excèdent pas 1.5T. En plus leurs applications restent limitées parce que leurs propriétés se détériorent fortement sous l'effet de la température, du fait de la cristallisation de l'alliage.

Les alliages métalliques amorphes peuvent être obtenus par divers procédés de solidification rapide, dont le plus connu est le procédé de jet libre (melt spinning). Le tableau III.1 présente une comparaison entre les techniques les plus utilisées pour produire différentes formes de verres métalliques avec les paramètres des produits.

Tableau III.1: comparaison entre les techniques utilisées pour produire différentes formes des amorphes [3]

Technique	produit	Dimensions typiques (μm)	Taux de refroid.
jet libre (Melt spinning)	Fil à section circulaire	\varnothing 1–300	10^4 – 10^6
In-rotating water spinning	Fil à section circulaire	\varnothing 30–300	10^5 – 10^6
Taylor-wire process	Fil à section circulaire	\varnothing 2–100	10^3 – 10^6
Glass-coated melt spinning	Fil / microfil avec couvert en verre	\varnothing 3–50	10^4 – 10^7
Electrodéposition	Fil avec couche magnétique	\varnothing 20–1000	-
Single roller melt spinning	Ruban amorphe	Epaisseur 15–25	10^6 – 10^8
Sputtering	Couche mince	Epaisseur 0.1–10	-

Dans la technique de jet libre (figure III.1) l'alliage en fusion est projeté sous pression, sur une roue froide tournant à une vitesse de 30 m/s environ. Le liquide se refroidit au contact de la roue et on obtient des rubans de quelques millimètres de largeur et de 20 à 30 μm d'épaisseur [11].

Dans la méthode dite flot planaire, le liquide est expulsé d'une buse large, placée près de la roue. Les rubans peuvent alors atteindre, des largeurs allant jusqu'à quelques dizaines de centimètres [3].

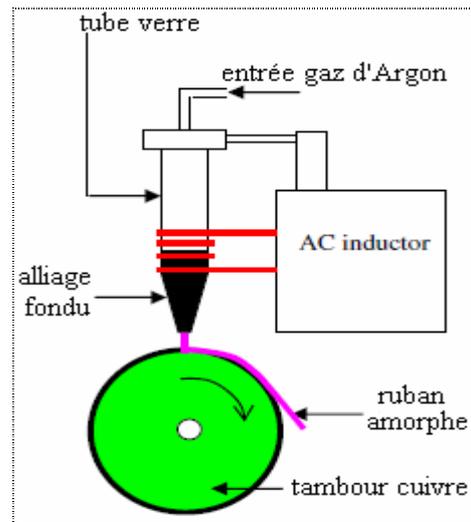


Fig. III.1 : illustration de la technique de 'jet libre' utilisée pour la production des rubans métalliques amorphes

III.2.2 Alliages nanocristallins

A la fin des années 80, Yoshizawa et al. de la société Hitachi ont donné une nouvelle impulsion à la production des alliages métalliques nanocristallisés en présentant une famille dite FINEMET dérivés des amorphes à base fer (Fe) de composition $Fe_{73,5}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$. La première phase d'élaboration de ces nouveaux alliages, est identique à celle des amorphes (trempe ultra rapide), la seconde consiste en un recuit thermique entre $500^{\circ}C$ et $600^{\circ}C$. Ce recuit active la cristallisation de grains FeSi de dimensions nanométriques (environ 10nm) et leur confère leurs propriétés magnétiques finales. Les alliages nanocristallins les plus répandus sont de type FINEMET (Fe-Si-B-Cu-Nb) dont la formule est en général $Fe_{73,5}Cu_1Nb_3Si_{22,5-x}B_x$. Un autre exemple est la famille NANOPERM (Fe-M-B-Cu) avec $M = Zr, Nb$ ou Hf , dont l'alliage le plus connu est $Fe_{88}Zr_7B_4Cu_1$ [77]. Le choix des métaux de transition M repose sur leur capacité à limiter la croissance des grains. La famille Hitperm [(Fe-Co)-M-B-Cu] est dérivée de la précédente par substitution du fer par du cobalt dont l'ajout a pour effet d'augmenter l'aimantation à saturation et la température de Curie de la phase amorphe. Les Finemets présentent une induction à saturation élevée (de l'ordre de 1,2T) et une résistivité comparable à celle des amorphes ($160 \cdot 10^{-8} \Omega m$), ils seront donc siège de faibles pertes dynamiques.

Technologiquement, les propriétés magnétiques de ces alliages peuvent être grandement adaptées et modifiées par les conditions de recuit. L'application d'un champ magnétique transversal ou longitudinal, des températures de recuit plus ou moins élevées ou encore un recuit sous contraintes concourent à adapter leurs pertes et leur perméabilité relative dans de larges plages (de quelques milliers aux millions). La ductilité importante de ces alliages favorise

l'obtention de poudres permettant la réalisation de matériaux composites à entrefers répartis et, donc, de faible perméabilité. Les propriétés «nanocristallines » sont alors exploitables pour un grand nombre d'applications [78].

III.3 RECUIT RAPIDE « FLASH »

III.3.1 Les effets de recuit rapide

L'obtention de l'état nanocristallin nécessite un traitement thermique adéquat vers 600 °C du ruban amorphe, au cours duquel se forme la phase cristallisée α -(Fe-Si). Ce traitement permet d'améliorer les propriétés magnétiques intrinsèques (contrôler la perméabilité, diminuer le champ coercitif, et améliorer la linéarité entre induction et champ magnétique) et d'augmenter la stabilité de la structure.

Pour contrôler la cristallisation, l'alliage doit comporter des éléments permettant l'amorçage de celle-ci et d'autres pour la ralentir. Pour acquérir aux rubans des propriétés magnétiques très douces, on doit tenir compte que:

- Les conditions de recuit thermique sont déterminantes.
- Le champ coercitif dépend fortement de la taille de grains.
- La perméabilité élevée est liée à une anisotropie et une magnétostriction λ_s quasi nulles.

Cette dernière est usuellement décrite comme une loi de dilution de deux phases, de magnétostrictions opposées suivant la relation suivante:

$$\lambda_s^{global} = V_{FeSi} \lambda_s^{FeSi} + (1 - V_{FeSi}) \lambda_s^{amorphe} \quad (III.1)$$

Dans laquelle la fraction volumique cristallisée V_{FeSi} varie avec la température, de même que la magnétostriction des grains de fer silicium λ_s^{FeSi} , varie avec la teneur en silicium [11].

Le procédé de recuit « flash » présente par rapport aux autres procédés de traitement plusieurs avantages :

- il se fait sous l'air, et ne nécessite pas une atmosphère neutre. Il en résulte une légère oxydation de surface, qui augmente l'isolation entre les différentes couches de ruban nécessaires lors de la réalisation d'un tore. Les courants de Foucault se voient ainsi diminués.
- en utilisant une seule matière première, il est possible d'avoir une gamme étendue de perméabilités, qui varie de 200 à 5000 [11].
- Les propriétés ultra-douces des rubans Finemet obtenues par recuit flash permettent la réalisation des capteurs à effet GMI de haute sensibilité.

III.3.2 Processus de nanocristallisation

En 1988, Yoshizawa ajouta à un alliage amorphe de composition FeSiB une faible quantité de cuivre (Cu) et de niobium (Nb), le processus de cristallisation est activé en chauffant l'alliage; or le fer et le cuivre étant peu miscibles. Les atomes de fer vont être expulsés des agrégats de cuivre pour former des zones à forte concentration de fer et de silicium. Le bore diffuse plus rapidement hors de ces germes, alors que le niobium d'atome plus gros, diffuse plus lentement vers les périphéries, pour former progressivement une barrière bloquant la croissance. A l'issue du recuit, la microstructure du matériau présente deux phases: une phase composée de grains cristallisés Fe-Si (structure cubique centrée), immergée dans une phase (ou matrice) amorphe ferromagnétique, riche en Fe, Nb et B. Ainsi les Finemets (de formule générale $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{22.5-x}B_x$) sont-ils nés. La figure III.2 schématise le processus de cristallisation.

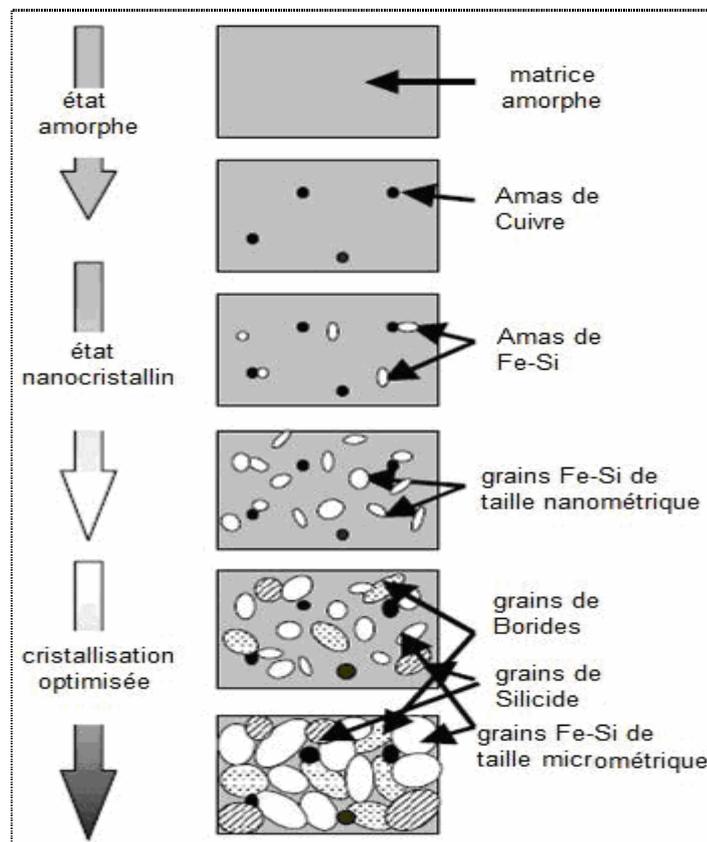


Fig III.2: évolution de la microstructure d'un alliage amorphe FeSiBNb vers l'état nanocristallin

Il est à noter que le caractère novateur de la composition réside en l'ajout de cuivre et de niobium. Ces éléments vont restreindre le diamètre des grains à 15-20 nm en favorisant la nucléation et en freinant la croissance de la phase cristallisée. Une taille de grains de l'ordre du nanomètre est le paramètre indispensable pour l'obtention de propriétés magnétiques recherchées

voir figure III.3. Le niobium peut être remplacé par du tantale ou du vanadium, mais les performances magnétiques seront moins bonnes.

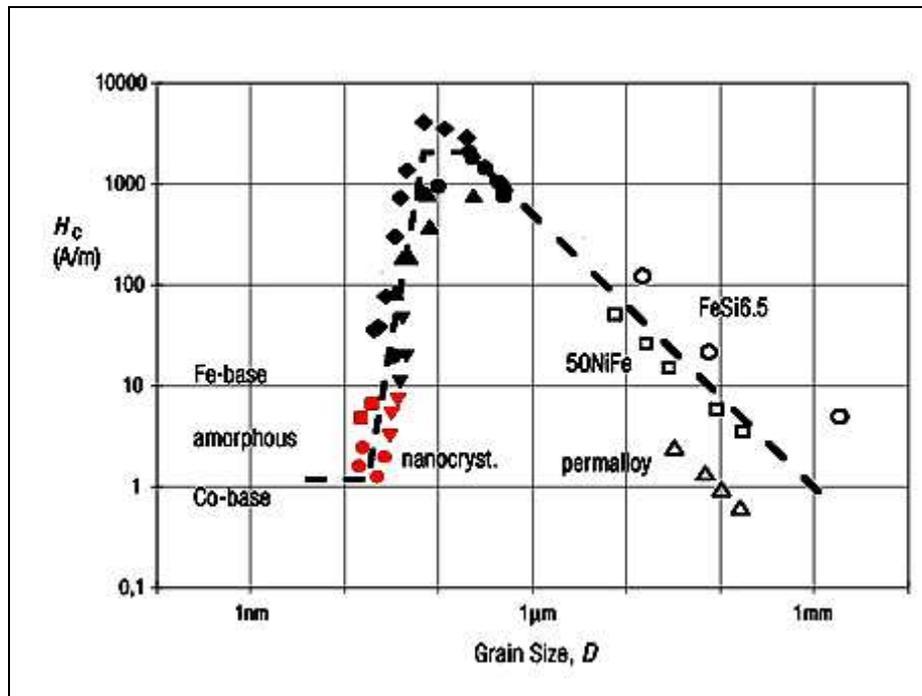


Fig III.3 : Evolution du champ coercitif en fonction de la taille des grains D [46]

III.3.3 Origine des propriétés magnétiques

Les propriétés magnétiques d'une structure nanocristalline peuvent devenir très douces.

L'explication repose sur le concept d'anisotropie aléatoire évanescence (ou "Random Vanishing Anisotropy") développé par Herzer [79]. Dans les composés ferromagnétiques, il existe une longueur spécifique dite d'échange L_{ec} à partir de laquelle le parallélisme des moments est imposé par le couplage d'échange entre spins :

$$L_{ec} = \sqrt{\frac{A_{ec}}{\langle K \rangle}} \quad (\text{III.2})$$

- A_{ec} : constante d'échange (J/m)
- K : constante d'anisotropie magnétocristalline (J/m^3)
- L_{ec} : longueur d'échange en (m)

Dans le cas des alliages nanocristallins, cette longueur de corrélation est voisine, voire plus faible que le diamètre des grains, voir figure III.4. Les interactions d'échange ferromagnétique peuvent donc s'étendre sur plusieurs grains. L'anisotropie magnétocristalline résultante K , propre à chaque grain, s'annule alors pratiquement par un effet de moyenne, principalement dû à la distribution aléatoire des grains dans le volume "couplé".

Cela revient à dire qu'il existe des volumes où l'aimantation est considérée comme homogène à une échelle supérieure à celle des grains. Le déplacement des parois et donc le champ coercitif deviennent, en première approximation, indépendants de la notion de grains et d'anisotropie magnétocristalline K .

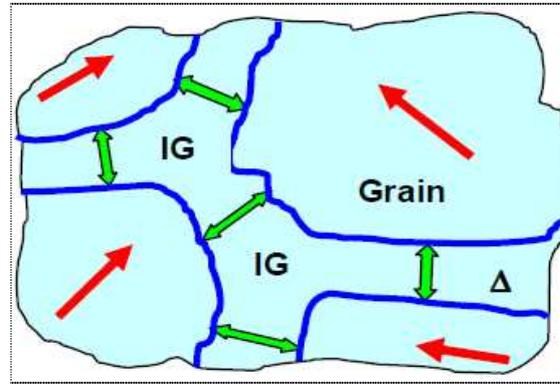


Fig III.4 : représentation Schématisée d'un système à deux phases magnétiques où la longueur de corrélation magnétique Δ est comparable à la distance inter-grains (IG) [80]

Dans ces conditions, la constante d'anisotropie effective $\langle K \rangle$ représentative d'un volume "couplé" peut s'écrire [11]:

$$\langle K \rangle \approx K \left(\frac{D}{L_{ec}} \right)^6 = \frac{K^4 D^6}{A^3} \quad (\text{III.3})$$

$$\langle K \rangle = \nu \cdot \frac{K_1}{\sqrt{N}}$$

Avec ν : fraction volumique cristalline

N : représente le nombre de grains dans le volume $(L_{ec})^3$: $N = \nu \left(\frac{L_{ec}}{D} \right)^3$ ce qui donne

finalement :

$$\langle K \rangle = K_1^4 \cdot \frac{D^6}{A^3} \nu^2 \quad (\text{III.4})$$

Le champ coercitif et la perméabilité initiale sont donnés par les relations suivantes :

$$H_c \approx \rho_c \frac{\langle K \rangle}{\mu_0 \cdot M_s} \approx \rho_c \frac{K_1^4}{\mu_0 \cdot M_s A^3} D^6 \nu^2 \quad (\text{III.5})$$

$$\mu_i \approx \rho_\mu \frac{\mu_0 \cdot M_s^2}{\langle K \rangle} \approx \rho_\mu \frac{\mu_0 \cdot M_s^2 A^3}{K_1^4 D^6 \nu^2} \quad (\text{III.6})$$

Où ρ_c et ρ_μ sont des constantes sans dimension, proches de l'unité.

Il a été montré que l'incorporation d'azote dans la maille du Fe, dont résulte une réduction importante de la taille de grain, conduit à des propriétés magnétiques douces ainsi qu'à un caractère anisotrope uniaxiale marqué, tout en conservant une aimantation proche de celle du fer. Des aimantations de l'ordre de 1.5 à 1.9 T sont accessibles avec des résistivités de 150 à 300 $\square\Omega\text{cm}$ [67].

III.3.4 Procédé du recuit Flash

Le recuit au défilé (Flash) se fait dans un four céramique, tubulaire, dont l'ouverture aux deux extrémités permet le défilement du ruban. Le ruban brut est enroulé sur un support porté par l'axe du moteur frein. Ce dernier est un moteur asynchrone couplé en étoile, dont deux des phases sont alimentées en courant continu. A l'autre extrémité, se trouve un moteur à courant continu, associé à un réducteur de vitesse. Le ruban recuit est alors enroulé sur une bobine entraînée par le réducteur. Un capteur de force est placé en amont de la bobine d'approvisionnement pour permettre de régler la contrainte. La figure suivante (III.5-a) représente le procédé de recuit flash sous traction. Sur cette figure est aussi représenté le profil de température dans le four, en fonction de la position du thermocouple (III.5-b). Le capteur est placé au centre du cercle du tube céramique. La position 0 correspond à l'entrée du four. L'essai est réalisé pour des températures entre 500 et 800°C pendant un temps de 15s. La zone homogène est de 4 cm.

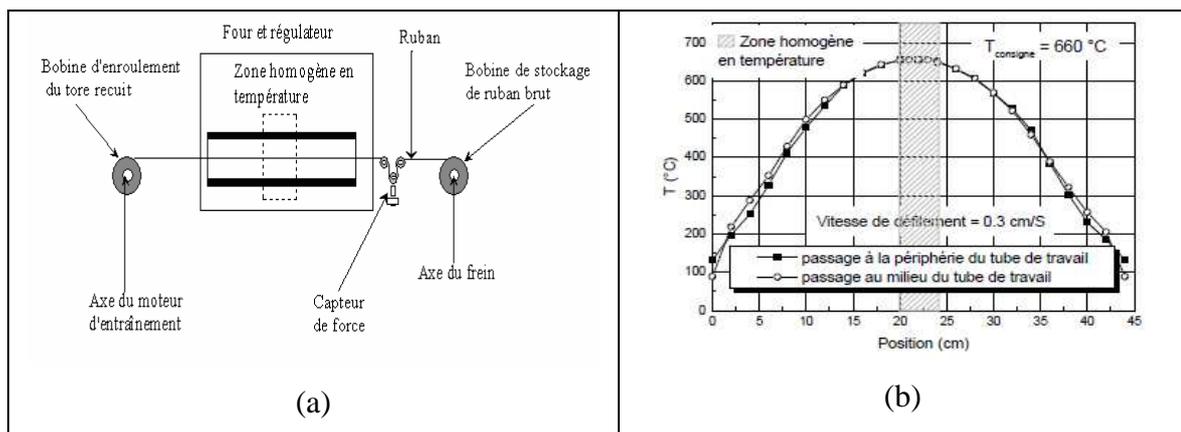


Fig III.5: Procédé du recuit flash sous traction a) four et dispositifs associés b) température de recuit en fonction de la position dans le four

III.4 La magnétoimpédance dans l'alliage nanocristallin $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_6\text{Cu}_1\text{Nb}_3$

Dans l'étude théorique du deuxième chapitre nous avons montré la dépendance de l'effet GMI des paramètres magnétiques, électriques, et géométriques du matériau de base. Dans la suite de

notre étude nous procéderons à l'optimisation de l'effet GMI en simulant les modèles analytiques présentés auparavant pour divers types de capteurs magnétiques, et ce en faisant varier un seul paramètre à la fois.

III.4.1 Mesure de la magnétoimpédance

Le matériau magnétique de base dans notre étude est un ruban Finemet de composition nominale $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$ de 10cm de longueur, de $20\mu\text{m}$ d'épaisseur et de 5 à 10 mm de largeur. Les capteurs ainsi formés ont la structure d'un ruban ($\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$) ou d'un sandwich ($\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$ / conducteur / $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$).

Le capteur est plongé dans un champ magnétique statique appliqué suivant son axe à l'aide d'un long solénoïde (ou bobine de Helmholtz) avec une intensité allant de 0 à 8000A/m (figure III.6), et il est traversé par un courant électrique alternatif de valeur efficace constante de 10mA dans la gamme de fréquence (10kHz - 2MHz). Les variations de l'impédance en fonction du champ magnétique appliqué sont mesurées à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone (lock-in 7280 DSP) très sensible [11].

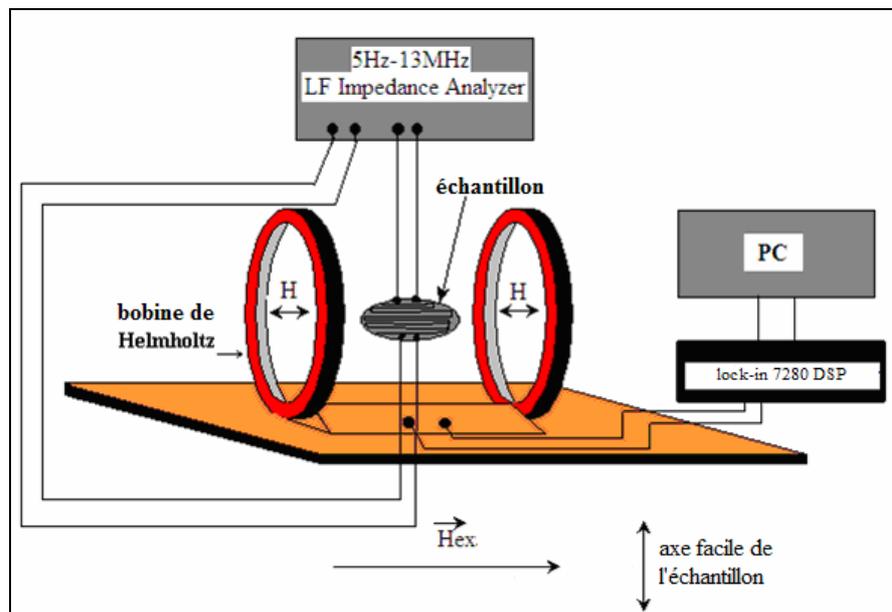


Fig III.6 : Schéma de principe pour la mesure de la magnétoimpédance [47]

Le rapport relatif de la GMI $\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)\%$ (ou taux τ) et la sensibilité du capteur S sont définis de deux façons, suivant que l'impédance croît ou diminue avec le champ appliqué H_{ex} ,

	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	$\frac{\Delta Z}{Z_{sat}} = \frac{Z(H_{ex}) - Z_{sat}}{Z_{sat}} \times 100$	$S = \frac{1}{H} \times \frac{\Delta Z}{Z_{sat}} (\%)$

Avec $Z_0=Z(H_{ex}=0)$ et $Z_{sat}=Z(H_{ex}=H_{sat})$

III.4.2 Effet de la température du recuit

Les propriétés magnéto-élastiques des rubans nanocristallins $Fe_{75}Si_{15}Nb_3B_6Cu_1$ sont sensibles à la température du recuit rapide, ainsi que l'effet de la magnétoimpédance. Le Dr A.D Bensalah présenta dans sa thèse de doctorat [11] les courbes montrant la variation du maximum du rapport GMI en fonction de la fréquence du courant, et cela pour différentes températures de recuit rapide pendant 20s sous une faible contrainte mécanique, voir figure III.7. Les capteurs GMI utilisés ont la structure sandwich, traversés par un courant $I_{rms}=10$ mA et de rapport longueur/largeur ($l/b=10$), l'épaisseur du cuivre est de $40\mu m$ et sa largeur est de 3mm.

En se référant à ces courbes: à la température de $500^\circ C$, le matériau n'est pas autant cristallisé, mais il y a une relaxation de sa structure. Dans ce cas le rapport GMI croît avec la fréquence

jusqu'à la valeur $\frac{\Delta Z}{Z_{sat}} = 200\%$ pour 200kHz et décroît au delà de cette fréquence. Lorsque la

température augmente jusqu'à $660^\circ C$, ce qui correspond à un maximum de volume cristallisé (70%), le rapport GMI croît avec le même comportement fréquentiel. On trouve un optimum de

variation $\frac{\Delta Z}{Z} = 600\%$ autour de $660^\circ C$ à basse fréquence $f=50kHz$. Entre 600 et $700^\circ C$, le

rapport GMI commence à décroître. A partir de $750^\circ C$ jusqu'à $800^\circ C$ le rapport GMI diminue considérablement et reste quasiment constant autour de 10% lorsque la fréquence varie de 10kHz à 2MHz, en raison de la précipitation des phases borures qui sont des phases dures. Donc la réponse du capteur GMI peut être optimisée par un recuit contrôlé du ruban $FeBSiCuNb$.

L'optimisation du traitement thermique par le choix de la température de recuit est donc un paramètre primordial pour obtenir des propriétés ultra-douces (notamment une faible magnétostriction et un faible champ coercitif).

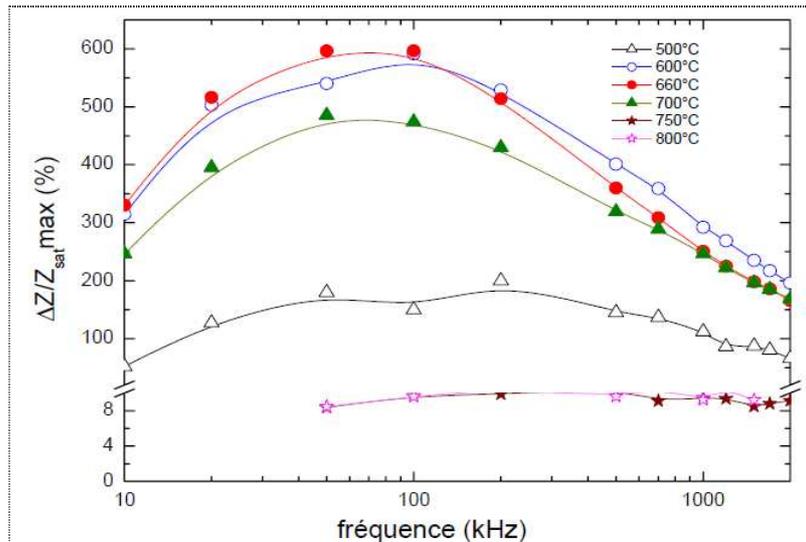


Fig III.7 maximum du rapport GMI pour la structure sandwich en fonction de la fréquence, pour différentes températures de recuit [11]

Pour bien observer la dépendance des propriétés magnéto-élastiques de la température du recuit, nous utilisons les courbes de la figure III.8 [11] montrant la variation du maximum du rapport GMI à $f=50$ kHz en corrélation avec la magnétostriction à saturation (figure III.8-a), et avec le champ coercitif (figure III.8-b). On constate que lorsque la température augmente dans l'intervalle $[500^{\circ}-660^{\circ}\text{C}]$ la magnétostriction et le champ coercitif diminuent ; par contre, le rapport GMI augmente.

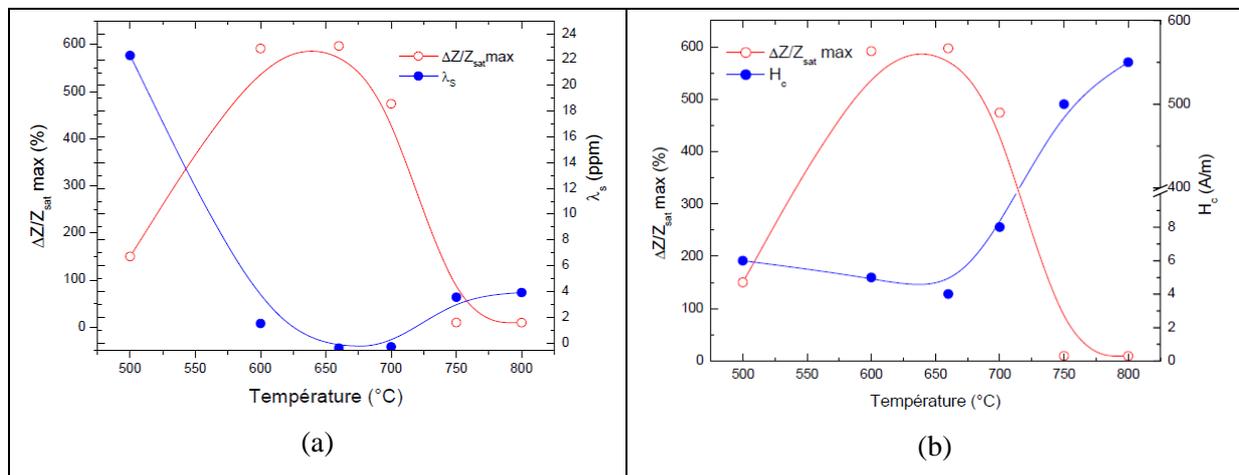


Fig III.8: Corrélation entre magnétoimpédance et propriétés magnéto-élastiques (a) Corrélation magnétostriction-magnétoimpédance et (b) Corrélation champ coercitif-magnétoimpédance [11]

Le maximum du volume cristallisé (phase Fe-Si), le minimum de magnétostriction à saturation et de champ coercitif et le maximum du rapport GMI sont atteints à la température 660°C .

Au-delà de 700°C , les propriétés magnéto-élastiques se dégradent dramatiquement, en raison de la précipitation des phases dures (phases borures), qui détériore considérablement l'effet de la

magnétoimpédance. Entre 750 et 800°C, le champ coercitif passe à 500 A/m, et le rapport GMI tombe à 10% [11].

III.4.3 Effet de la structure des domaines magnétiques

Le rôle de la structure en domaines est très important dans la détermination de l'effet de magnétoimpédance géante. Pour confirmer cela, on a simulé le comportement fréquentiel de la magnétoimpédance géante pour deux structures en domaines magnétiques au sein des rubans constituant les capteurs GMI sandwich $[Fe_{75}Si_{15}Nb_3B_6Cu_1/Cu/Fe_{75}Si_{15}Nb_3B_6Cu_1]$. Les rubans magnétiques de longueur 10cm, de largeur 1cm et d'épaisseur $20\mu m$ sont recuits à 660°C sans contrainte ($H_k \approx 0$), puis sous faible contrainte ($H_k = 3300 A/m$). Le cuivre a 3mm de largeur et $40\mu m$ d'épaisseur.

Les courbes obtenues (figure III.10) montrent un rapport GMI plus grand dans le cas d'une structure en domaines transverses (voir figure III.9) i.e. lorsque les capteurs (en structure sandwich) sont construits avec des rubans recuits sous contrainte, présentant ainsi une structure

en domaines transverses de rapport GMI $\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)_{\max} \approx 750\%$ au voisinage de 100kHz. Pour les capteurs construits avec des rubans recuits sans contrainte, les domaines magnétiques ne sont pas transverses, et le rapport relatif maximal de variation de la GMI est de $\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)_{\max} \approx 450\%$.

A partir de ce résultat, l'effet de la magnétoimpédance dans des capteurs construits avec des rubans à propriétés magnétiques ultra douces, peut être optimisé en s'assurant que les domaines magnétiques au sein du matériau magnétique sont bien transverses. Cela est obtenu par l'application d'une faible contrainte mécanique de traction lors du recuit.



Fig III.9 : Structure des domaines magnétiques transverses pour les rubans $Fe_{75}Si_{15}Nb_3B_6Cu_1$ recuit à 660°

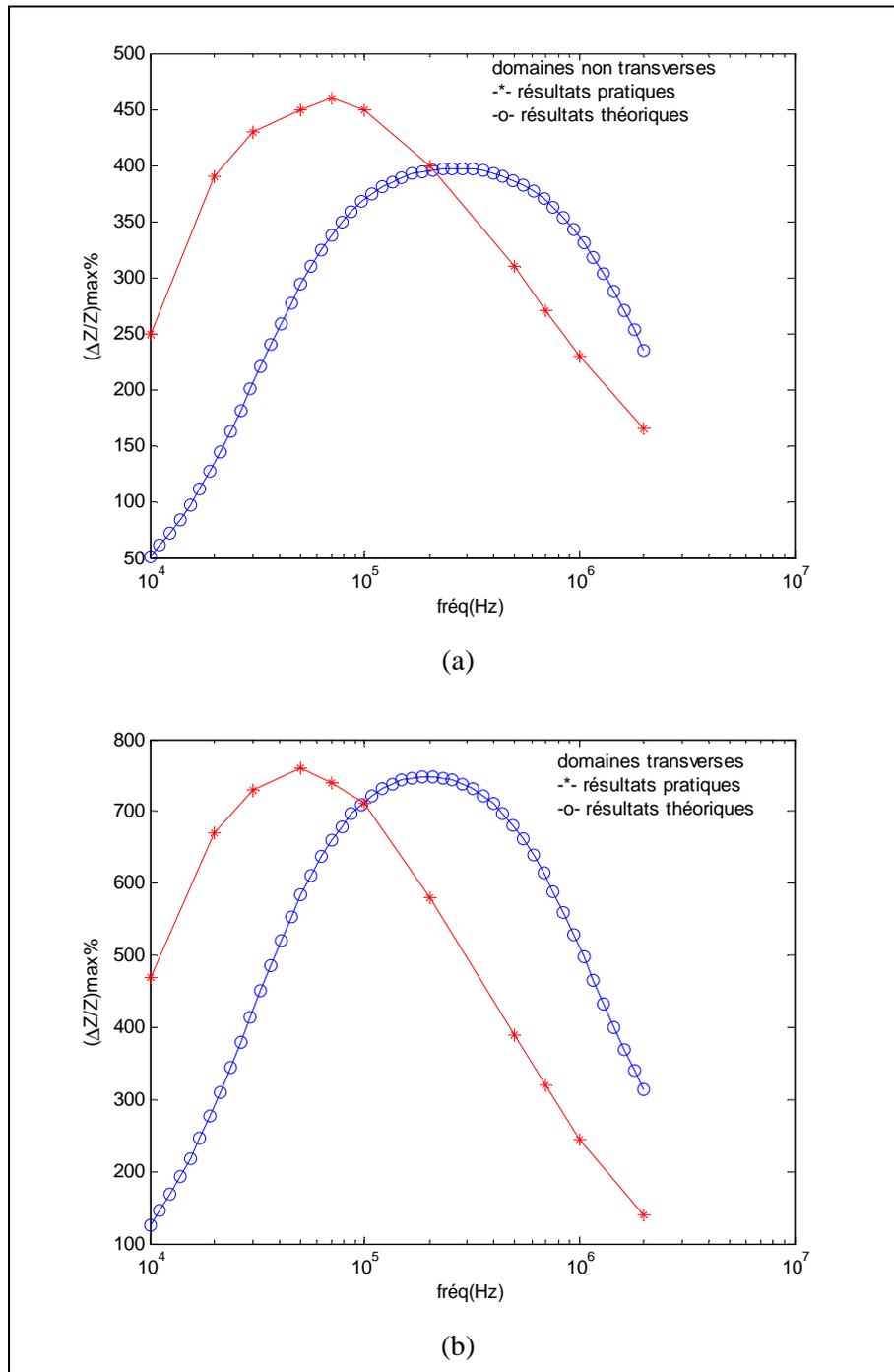


Fig III.10 : Effet de la structure en domaines magnétiques sur la magnétoimpédance
a) domaines magnétiques non transverses b) domaines magnétiques transverses

III.4.4 Effet de la structure du capteur GMI

Dans l'étude théorique nous avons démontré que la magnétoimpédance dépend fortement de la structure du capteur GMI. Pour comparer l'effet GMI dans une structure sandwich et une structure de ruban, on a simulé les modèles analytiques pour ces deux types de structures. Les rubans magnétiques des deux capteurs ont subi des traitements thermiques sous les mêmes

conditions (température de recuit 660°C sous faible contrainte mécanique), ils ont aussi les mêmes dimensions : $20\mu\text{m}$ d'épaisseur, 1cm de largeur et 10cm de longueur pour les rubans. Le conducteur en cuivre dans la structure sandwich a la même épaisseur $20\mu\text{m}$, la même longueur 10cm , mais a 3mm de largeur.

Pour avoir l'épaisseur du capteur en structure ruban proche de celui de la structure sandwich, on le considère constitué de deux rubans juxtaposés (épaisseur $40\mu\text{m}$).

Le rapport relatif maximal de la GMI en fonction de la fréquence pour les deux structures est présenté sur la figure III.11, pour un champ appliqué égal au champ d'anisotropie ($H_{\text{ex}} \approx H_k$).

On constate que le rapport GMI est très amplifié dans la structure sandwich (930% à 100kHz) par rapport à la structure ruban. De plus le maximum du rapport GMI est observé dans des fréquences plus basses pour la structure sandwich.

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.

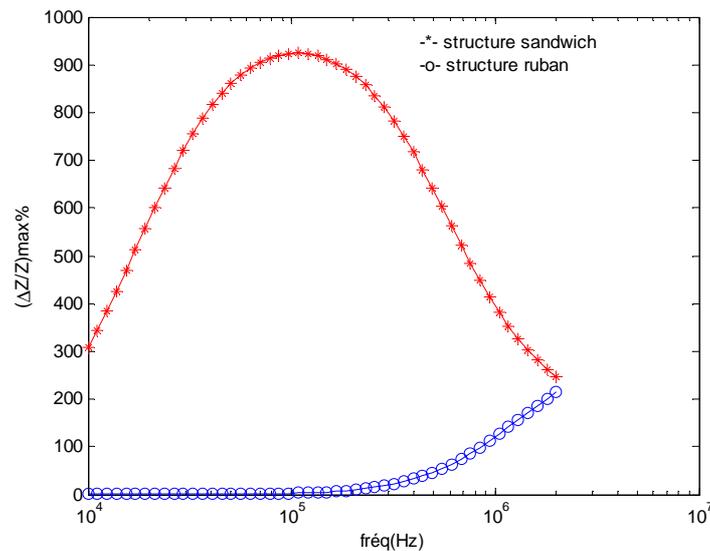


Fig III.11: influence de la structure du capteur GMI sur la magnétoimpédance géante

Il est de même pour la sensibilité en fonction de la fréquence représentée sur la figure III.12. La structure sandwich présente une grande sensibilité au champ dans des fréquences plus basses ($S = 30\% / (A/m)$ à 100kHz) par rapport à la structure ruban.

Donc la structure sandwich est très avantageuse en termes de rapport GMI avec une grande sensibilité au champ appliqué, et cela dans des fréquences modérés.

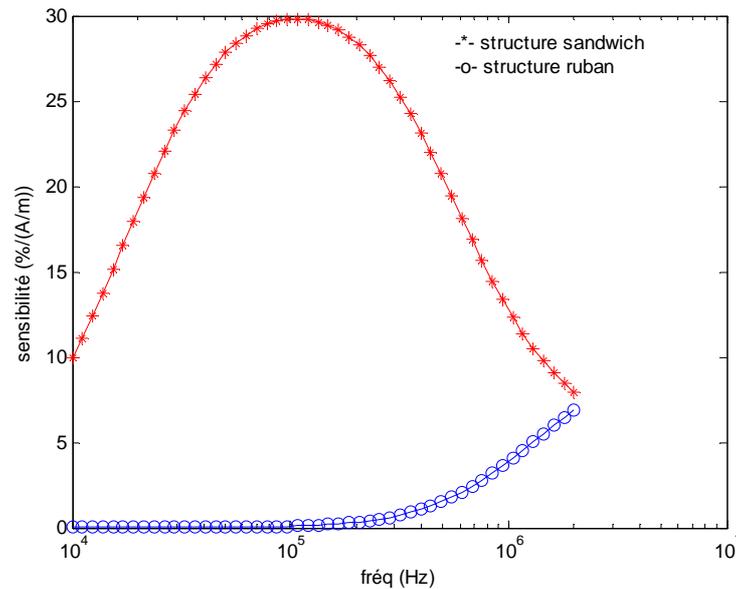


Fig III.12 : variation de la sensibilité du capteur GMI en fonction de la fréquence pour deux structures: sandwich et ruban

III.4.5 Effet de la nature du matériau conducteur

Après optimisation de leurs propriétés magnéto-élastiques par optimisation de la température du recuit rapide (660°C) et de la contrainte mécanique associée, les rubans magnétiques constituant les capteurs sandwich ont une structure en domaines transverses. Ils ont comme dimensions : 10 cm de longueur, 1cm de largeur et 20µm d'épaisseur. Les dimensions du conducteur sont : 3mm de largeur et 40µm d'épaisseur, ils sont traversés par un courant de valeur efficace constante ($I_{rms}=10mA$), dans la gamme de fréquence 10kHz -2MHz.

Pour étudier l'influence de la nature du matériau conducteur (non magnétique) constituant l'élément sandwich, on remplace le cuivre par d'autres conducteurs tel que l'aluminium, le laiton. Cela se fait analytiquement en implantant la conductivité de chacun de ces conducteurs dans le modèle théorique.

La figure III.13 montre la variation du maximum du rapport GMI en fonction de la fréquence pour trois types de matériaux conducteurs: cuivre, aluminium, et laiton. On constate que le grand rapport GMI correspond au meilleur conducteur qui est ici le cuivre avec un maximum de rapport GMI $\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)_{max} \approx 920\%$. Cependant l'utilisation de l'argent est limitée par son prix, et son oxydation. Le conducteur le plus utilisé est alors le cuivre.

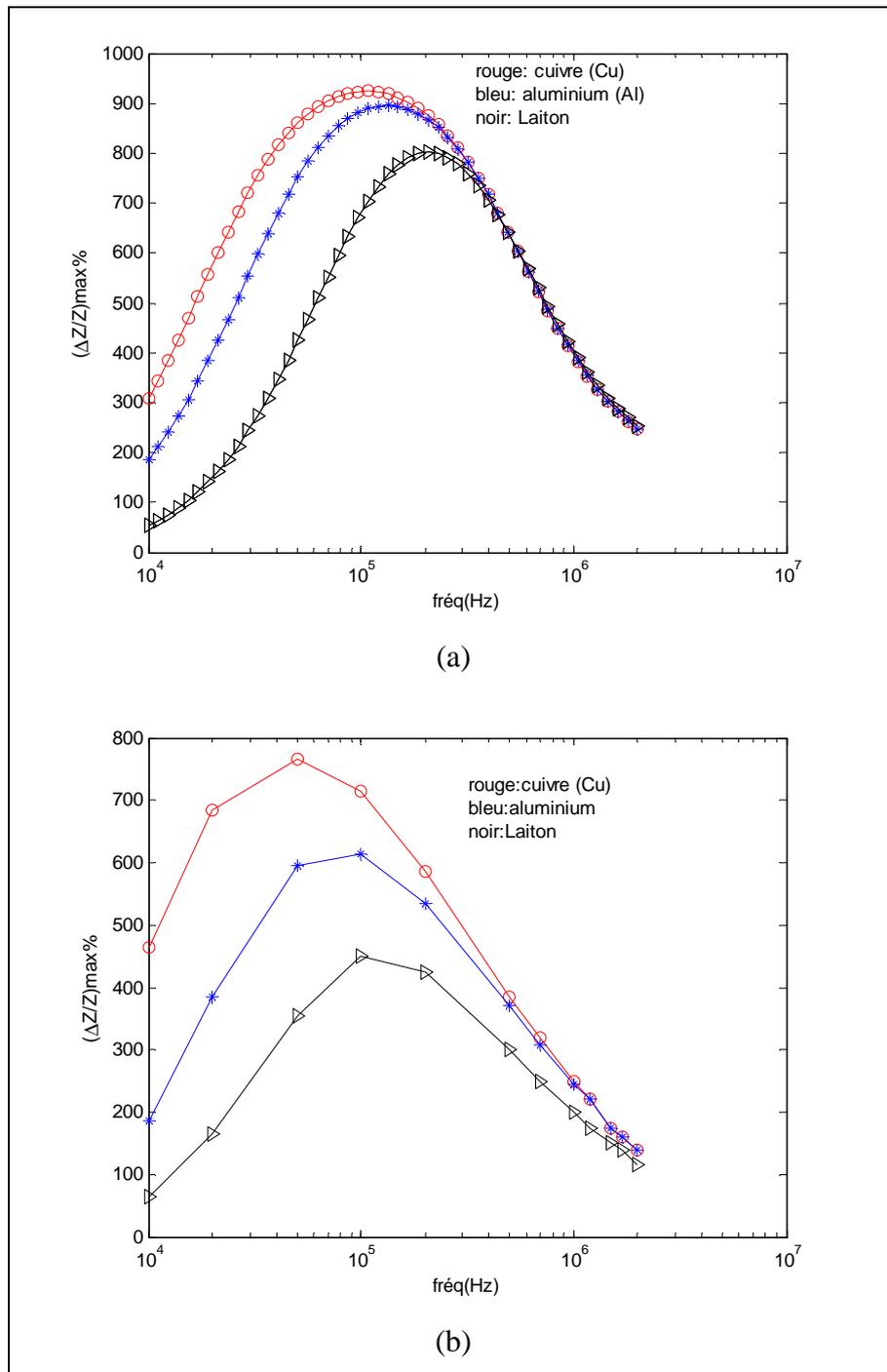


Fig III.13 : Influence de la nature du conducteur central sur la GMI dans une structure sandwich a) résultats théoriques b) résultats pratiques

Donc, il est avantageux de concevoir les capteurs GMI en structure sandwich avec un bon conducteur non magnétique, pour amplifier l'effet GMI.

III.4.6 Effet de l'anisotropie induite sur la magnétoimpédance

L'application d'une contrainte mécanique de traction, lors du traitement thermique, induit une anisotropie magnétique dans les rubans et les domaines magnétiques seront transverses. La figure III.14 montre la variation du rapport GMI $\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)$ en fonction du champ statique appliqué. Cette figure est obtenue pour une largeur des rubans de 5mm, et un conducteur en cuivre de largeur 2 mm et d'épaisseur 40 μm , et cela pour un champ d'anisotropie $H_k = 3300 \text{ A/m}$ et une fréquence $f = 1.5 \text{ MHz}$. Les deux courbes, pratique et théorique présentent un maximum de rapport $\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)_{\text{max}}$ respectivement de 650% et 700% pour $H_{\text{ex}} = H_k$. un écart est observé entre les deux courbes de part et d'autre de ce point ($H_{\text{ex}} = H_k$) dû à la discontinuité du modèle analytique, présentant ainsi une allure très pointue.

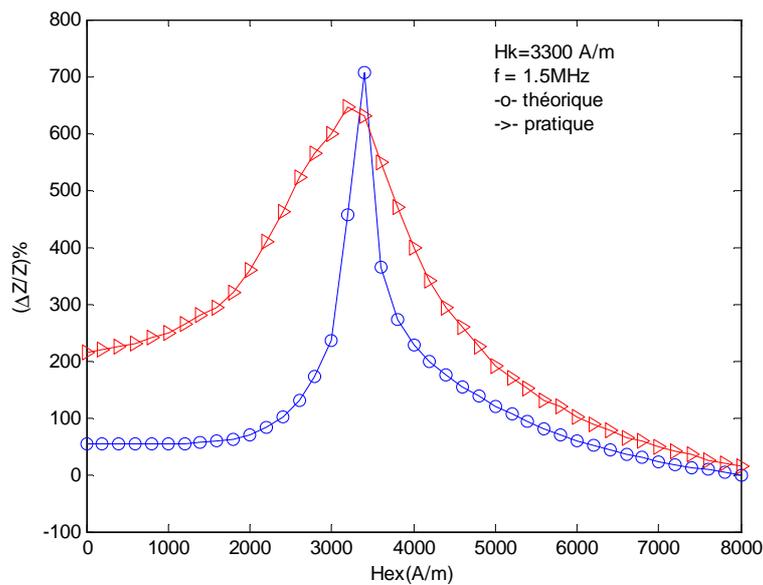


Fig III.14: variation du rapport GMI en fonction du champ appliqué
Pour un champ d'anisotropie de 3300A/m et une fréquence 1.5MHz

Pour mieux voir l'effet de l'anisotropie magnétique, on utilise cette fois des rubans qui sont recuits à 660°C sans contrainte mécanique ($H_k = 0$), les capteurs ainsi réalisés ont les mêmes dimensions, sauf pour la largeur des rubans qui est de 6.7mm. Les courbes pratique et théorique montrant la variation du rapport GMI en fonction du champ extérieur sont représentées sur la figure III.15 pour une fréquence $f = 50 \text{ kHz}$. Le même écart que précédemment est observé au voisinage de $H_{\text{ex}} = H_k = 0 \text{ A/m}$.

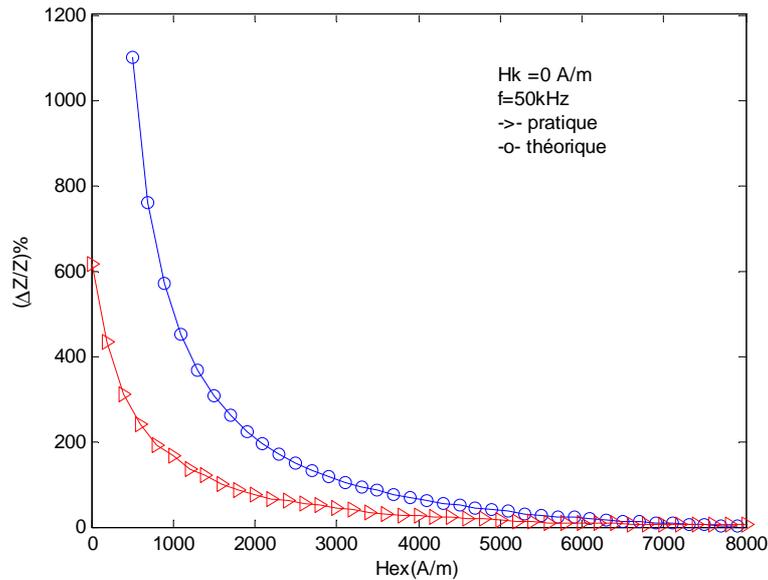


Fig III.15: variation du rapport GMI en fonction du champ appliqué
Pour un champ d'anisotropie nulle et une fréquence $f=50\text{kHz}$.

III.5 COMPARAISON ENTRE THEORIE ET EXPERIENCE

Le calcul de l'impédance d'un capteur GMI est basé sur le modèle analytique développé dans le deuxième chapitre à travers la détermination de la susceptibilité transversale effective complexe, qui participe à la magnétoimpédance, par la minimisation de l'énergie libre du système et le modèle de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG).

Pour la comparaison des valeurs de l'impédance obtenue expérimentalement avec celles issue du modèle analytique, nous avons utilisé les résultats expérimentaux du docteur A.D. Bensalah [11] pour un élément sandwich dont la longueur est 10cm, la largeur et l'épaisseur des rubans sont respectivement 5mm et 20 μm , le cuivre a 2mm de largeur et 40 μm d'épaisseur. Les rubans nanocristallins sont recuits à 660°C, sous une contrainte de traction de 175 MPa [11], ce qui correspond à une anisotropie transversale $H_k=3300\text{ A/m}$. les valeurs pratiques et théoriques de l'impédance de l'échantillon sandwich en fonction du champ appliqué sont représentées sur la figure III.16. En regardant ces résultats deux remarques sont à signaler :

-Pour les fréquences basses (100kHz), figure III.16-a, les résultats théoriques et pratiques sont très proches pour les valeurs du champ appliqué supérieur au champ d'anisotropie ($H_{ex} > H_k$). L'inconvénient du modèle analytique se situe au point singulier ($H_{ex} = H_k$) où il présente une discontinuité, Les valeurs théoriques sont alors supérieures aux valeurs pratiques au voisinage de ce point. Un écart est observé aussi pour les faibles champs, dû au mauvais choix des valeurs adoptés pour les constantes spécifiques du matériau magnétique qui caractérisent la contribution

du déplacement des parois, et qui influence particulièrement en basses fréquences et pour des faibles champs (paramètre d'amortissement visqueux β , fréquence de relaxation f_w , et coefficient phénoménologique d'attraction des parois κ).

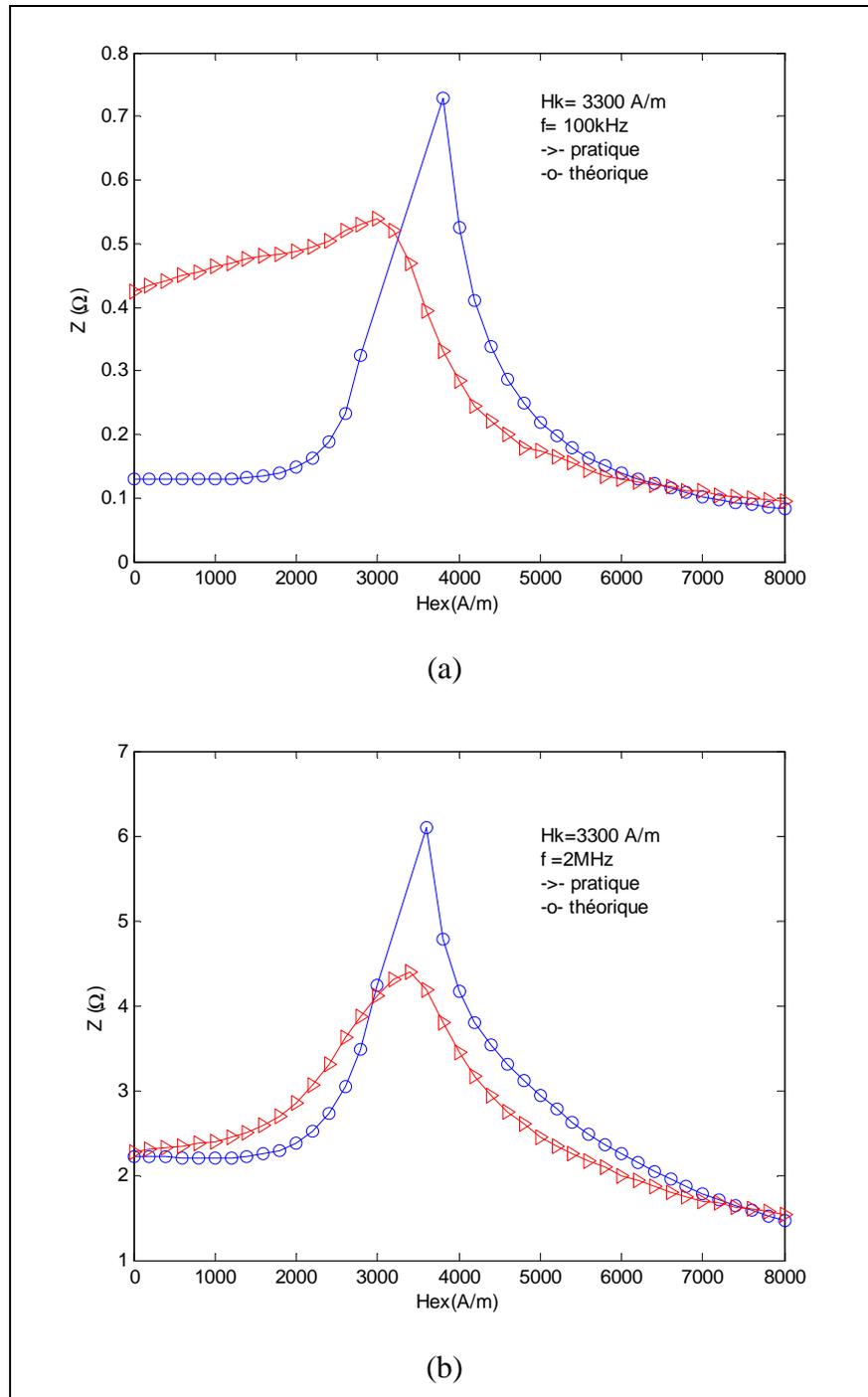


Fig III.16: Comparaison des résultats pratiques et théoriques, pour un capteur GMI de structure sandwich, dont l'anisotropie des rubans est $H_k = 3300$ A/m a) $f = 100$ kHz b) $f = 2$ MHz.

Notons que ces paramètres doivent être déterminés soit directement par les techniques magnéto-optiques notamment l'effet Ker et l'effet Faraday, soit indirectement (analytiquement) par la

mesure des propriétés magnétiques associées aux mouvements des parois, notamment la perméabilité ou la susceptibilité magnétique. Dans notre cas ces constantes sont déduites à partir des résultats expérimentaux de l'impédance du matériau $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$ à travers des calculs mathématiques d'approximation.

-Pour les hautes fréquences (2MHz), figure III.16-b, l'écart entre les résultats théoriques et pratiques est réduit sauf au voisinage de $H_{ex} = H_k$, dû à la discontinuité du modèle théorique.

Il est à noter que la valeur théorique de l'impédance est légèrement inférieure à la valeur pratique pour les forts champs, cela est dû à la saturation du matériau magnétique, i.e. que les lignes de champ ne seront plus canalisées dans le matériau magnétique pour ces valeurs de champ appliqué, cet écart croît avec la fréquence.

On peut aussi remarquer la coïncidence des valeurs pratique et théorique du champ de l'anisotropie ($H_k = 3300 \text{ A/m}$) qui correspondent aux sommets des deux courbes $Z(H_{ex})$, figure III.16 (a et b).

De même que le champ appliqué et la fréquence du courant, l'anisotropie magnétique joue un grand rôle dans la détermination de la magnétoimpédance géante. En appliquant maintenant le modèle analytique sur un capteur GMI en structure sandwich, dont les conditions de recuit des rubans sont les mêmes que précédemment, sauf pour la contrainte mécanique qui est très faible, conduisant à un champ d'anisotropie nulle ($H_k \approx 0 \text{ A/m}$). Les dimensions du capteur sont aussi les mêmes sauf pour la largeur du ruban et du cuivre qui sont respectivement de 1cm et 3mm. Les résultats pratiques et théoriques de l'impédance de ce capteur en fonction du champ appliqué sont représentés sur la figure III.17.

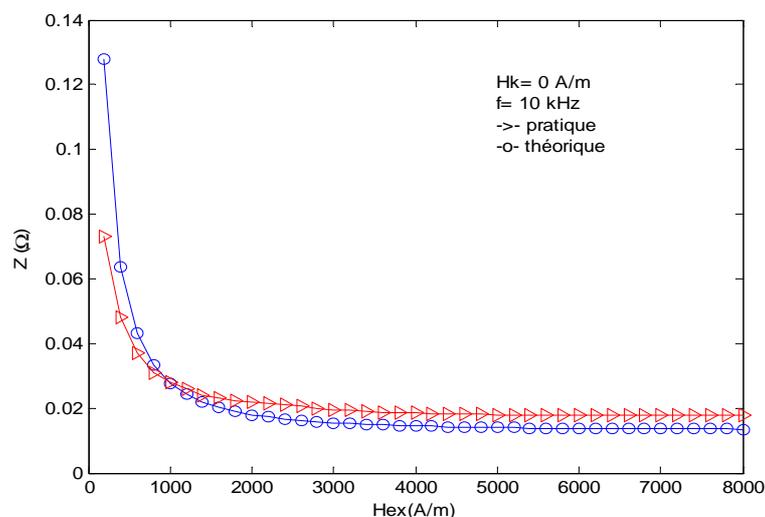


Fig III.17: Comparaison des résultats pratiques et théoriques, pour un capteur GMI destructure sandwich, dont l'anisotropie transversale des rubans est $H_k \approx 0 \text{ A/m}$.

Les résultats théoriques obtenus par le modèle théorique sont très proches des valeurs pratiques, sauf au voisinage du point $H_{ex} = H_k = 0A/m$ où le modèle théorique présente une discontinuité, les valeurs théoriques sont alors supérieures à celles de la pratique au voisinage de ce point. Un écart est observé aussi pour les forts champs dû à la saturation du matériau.

III.6 CONCLUSION

Dans ce troisième chapitre, nous avons montré l'importance des propriétés magnétiques ultra-douces acquises par le matériau magnétique de base (Finemet), par optimisation de ses conditions de traitement, sur la magnétoimpédance géante, puis nous avons appliqué le modèle théorique développé dans le deuxième chapitre, sur des capteurs de structure sandwich, afin de le tester par comparaison avec les résultats pratiques. Les résultats donnés par ce modèle montrent que le grand rapport GMI et la haute sensibilité au champ de la magnétoimpédance géante sont obtenues pour des capteurs GMI conçus en structure sandwich, dont l'anisotropie des rubans magnétiques est transversale, et dont le conducteur central est de forte conductivité, cela est confirmé par les résultats expérimentaux [11]. 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, dans des fréquences relativement basses.

De façon générale, l'accord entre le modèle théorique et l'expérience est remarquable. Ce modèle théorique rend bien compte de la position des maxima de l'effet GMI en fonction de la fréquence et du champ extérieur pour différentes valeurs d'anisotropie induite. Cependant l'application d'un modèle théorique idéal à un matériau réel (non idéal) pose toujours des problèmes, c'est le cas autour du point singulier ($H_{ex} = H_k$) où ce modèle théorique devient moins satisfaisant à cause de sa discontinuité.

Enfin, le modèle théorique nous a permis de mieux comprendre l'évolution du phénomène de la magnétoimpédance géante en fonction du champ magnétique et de la fréquence, et les effets des paramètres magnétiques, électriques et géométriques qui prennent part dans l'amélioration des performances des capteurs GMI.

CONCLUSION GENERALE

La thématique de ce travail était l'étude de l'effet de magnétoimpédance géante, phénomène de nanomagnétisme, qui suscitait, depuis sa découverte en 1994, un grand intérêt et constituait un axe important de la recherche, dans le but de développer des capteurs magnétiques très sensibles. Nous avons commencé par comparer les performances des différents types de capteurs magnétiques, existants sur le marché mondial, et leurs domaines d'application. Cette étude comparative nous a permis d'observer les avantages des capteurs magnétiques basée sur l'effet GMI par rapport aux capteurs magnétiques conventionnels, notamment leur grande sensibilité au champ, leur bonne résolution spatiale, leur bas prix, et leur faible niveau de bruit, ce qui fait de ce type de capteurs très apprécié pour des applications diverses, notamment le contrôle non destructif (CND), l'enregistrement de haute densité sur disques durs, le biomédical (MEG, MCG et détection de marqueurs magnétiques), l'automobile (ABS, et contrôle du trafic routier) et dans les boussoles et les compas électroniques, etc. [3].

Le domaine d'application des capteurs GMI est encore en expansion à cause des recherches scientifiques qui se poursuivent à nos jours dans ce domaine. Leur objectif est d'approfondir la compréhension des fondements théoriques, et d'améliorer les traitements thermiques spéciaux, et de développer de nouveaux matériaux à propriétés magnétiques ultra-douces.

Dans l'industrie, les capteurs GMI sont fabriqués et commercialisés par la société Japonaise (Aichi Micro Intelligent Corporation) à base de fils amorphes, avec une sensibilité qui atteint 5150 V/T sur une plage linéaire de 300 A/m. La gamme de mesure du champ magnétique varie entre 160 A/m et 80 kA/m [11].

Pour la modélisation du phénomène GMI, nous avons abordé une étude théorique basée sur la théorie de micromagnétisme et l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), où les grands changements de l'impédance du matériau ferromagnétique doux soumis à un champ magnétique, sont interprétés par les variations induites par ce champ sur la perméabilité magnétique transverse. Cela se manifeste au niveau microscopique par la rotation des moments magnétiques aux seins des domaines de Weiss et la propagation des parois qui les séparent.

Pour exprimer le modèle théorique pour différentes structures et formes de capteurs GMI (ruban, sandwich et fils) 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 intrinsèques du matériau (champ d'anisotropie et champ démagnétisant).

Les résultats obtenus par le modèle théorique montrent que le grand rapport GMI et la haute sensibilité au champ correspondent à des capteurs GMI qui sont conçu en structure sandwich, dont l'anisotropie des rubans magnétique est faible, et la conductivité du matériau non magnétique est forte, cela est confirmé expérimentalement par les résultats du docteur A.D. Bensalah [11].

Pour ce qui est des matériaux présentant un grand effet de magnétoimpédance, et l'optimisation de leurs conditions de traitement, notre étude a été basée sur les essais de traitements réalisés par le docteur A.D. Bensalah [11], sur différents rubans magnétiques nanocristallins (Finemet) de composition $Fe_{75}Si_{15}Nb_3B_6Cu_1$, pour confirmer l'importance de l'optimisation de la température de recuit rapide et la contrainte associée pour l'amélioration des propriétés magnéto-élastiques, notamment la magnétostriction à saturation et le champ coercitif. Puis nous avons simulé le modèle analytique pour différents paramètres magnétiques (anisotropie et domaines magnétiques), géométriques (dimensions du capteur) et électriques (conductivité). Les résultats obtenus montrent la nécessité d'avoir des domaines magnétiques transverses aux seins des rubans, par l'application d'une faible contrainte de traction lors du recuit. L'avantage de la structure sandwich par rapport à la structure ruban est confirmé par les résultats de simulation. Ces résultats rendent aussi compte sur l'optimum des dimensions du capteur GMI.

Du point de vue qualitative, l'accord entre le modèle théorique et l'expérience est remarquable, ce modèle rend bien compte de l'évolution du phénomène de la magnétoimpédance en fonction du champ magnétique, de la fréquence, et de l'anisotropie présente dans le matériau. Cependant, les résultats théoriques restent moins satisfaisants à cause des écarts observés pour des champs de saturation et au voisinage du champ d'anisotropie. L'inconvénient est dû respectivement à la saturation du matériau magnétique, et à la discontinuité que présente le modèle théorique pour un champ appliqué égale au champ d'anisotropie ($H_{ex}=H_k$). Cette discontinuité est due en fait que la distribution du champ d'anisotropie n'est pas prise en compte dans le modèle théorique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Daniel Lacour, « L'effet tunnel dépendant du spin comme sonde du micromagnétisme et du transport d'électrons chauds: application aux capteurs », thèse de doctorat le 19/12/2002, Laboratoire de Physique des Matériaux, UMR7556, Université Henri Poincaré Faculté des Sciences - 54506 Vandœuvre-lès-Nancy Cedex.
- [2] V. Satya Narayana Murthy, "Synopsis of: Magnetoimpedance Studies on Fe and Co Rich Alloys". March 2007. Department of Physics, Indian Institute of Technology, Madras. CHENNAI, INDIA
- [3] Manh-Huong Phan, Hua-Xin Peng, "Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications" Advanced Composites Centre for Innovation and Science (ACCIS), University of Bristol, Queen's Building, University Walk, Bristol BS8 1TR, United Kingdom, Progress in Materials Science 53 (2008) pages: 323–420.
- [4] Georges Asch et collaborateurs, "Les capteurs en instrumentation industrielle", 5^e édition Dunod, Paris 1999.
- [5] Pascal Dereumaux, « Mesure et capteurs de débit », le 21/09/2001 sur: <http://www.stielec.ac-aix-marseille.fr/cours/dereumaux/mesurdebit>.
- [6] Saloua Helali, « Conception et réalisation de matériaux biofonctionnels pour des dispositifs capteurs impédimétriques », thèse doctorat 2005, N° d'ordre 2005 – 49, en co-tutelle: Ecole centrale de Lyon et Faculté des sciences de Tunis.
- [7] « Métrologie des capteurs, deuxième partie (2/3): caractéristiques statiques et de fonctionnement » sur: <http://pagesperso-orange.fr/michel.hubin/capteurs/metro>
- [8] Wikipedia, « Capteur » sur: <http://fr.wikipedia.org/wiki/Capteur>
- [9] Claude Divoux, « Cours capteurs », 1999 sur : [http://c.divoux.free.fr/phyapp/capteurs/cours capteurs](http://c.divoux.free.fr/phyapp/capteurs/cours%20capteurs).
- [10] « Métrologie des capteurs, première partie (1/3): caractérisation des capteurs », sur: <http://pagesperso-orange.fr/michel.hubin/capteurs/instrum>.
- [11] Abed-Djebar 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.
- [12] Philippe berger « Les Capteurs » sur: [http://philippe.berger2.free.fr/automatique/cours/cpt/les capteurs](http://philippe.berger2.free.fr/automatique/cours/cpt/les%20capteurs).

-
- [13] E.K. Boukas, « Les capteurs : Chapitre 4 », MEC 4540 - Génie Mécanique 2003, Ecole Polytechnique de Montréal.
- [14] Marc Correvoon, Systèmes électromécanique, « Capteurs inductifs de position, LVDT, RVDT, INDUCTOSYN », Haute Ecole d'Ingénierie et de Gestion Du Canton du Vaud.
- [15] Instrumentation: fondements physiques, ELEC304, 2004/05, Capteurs de position linéaire et angulaire, sur: <http://ir2008.bepolytech.be/tmp/IR5/ELEC304>
- [16] Gwenaëlle Toulminet – asi – 2002-2003, Capteurs de position et de Déplacement, sur <http://asi.insa-rouen.fr/enseignement/siteUV/capteur>.
- [17] Capteur de proximité, Wikipedia, sur: http://fr.wikipedia.org/wiki/Capteur_de_proximit.
- [18] Jean-Baptiste Kammerer, « Capteurs intégrés pour la mesure à haute résolution de champs magnétiques », thèse de doctorat 2004, No d'ordre 4585, Université Louis Pasteur – Strasbourg I.
- [19] Antoine Georges, Le monde merveilleux des matériaux, 2 mai 2007, sur : www.enseignement.polytechnique.fr
- [20] « Magnétomètre à SQUID, Mesure des Champs Magnétiques, (5/5) », sur : <http://pagesperso-orange.fr/michel.hubin/capteurs/phys>.
- [21] LNE, R&D métrologie électrique quantique, Effet Josephson, sur : www.lne.fr/metrologie-electrique-quantique-EJ.asp
- [22] Philippe Robert, « Matériaux de l'électrotechnique », volume II, 3^e édition 1987,1989, presses polytechniques romandes, CH-1015, Lausanne.
- [23] Antonin Rovai et Nicolas De Coster, « Magnétoencéphalographie- M.E.G », département de physique, Faculté des sciences, Université Libre de Bruxelles, 2006.
- [24] « Applications de la supraconductivité », sur : <http://www.lena.phys.univ.tours.fr/Materiaux>
- [25] ASSA ABLOY, Group company, “HID-Wiegand – Cartes & Lecteurs”,
- [26] Lexique, URL, sur: <http://www.eurexcm.fr/lexique.htm>
- [27] Groupe ADEMCO, « Lecteur- wiegand », Parc GUTENBERG, 13, voie la Cardon 91120 PALAISEAU
- [28] J.-P. GOURE, « Capteurs à fibres optiques », Ecole d'Eté d'Optoélectronique, Saint-Etienne Cedex 2, France.
- [29] Capteurs à fibres optiques, les tendances technologiques, (4/8), sur: <http://pagesperso-orange.fr/michel.hubin/capteurs/techno>.
- [30] Capteur de courant, sur: http://fr.wikipedia.org/wiki/Capteur_de_courant

- [31] Joaquim NASSAR, « Magnétorésistance tunnel de jonctions à base de métaux de transition et oxydes ferromagnétiques », thèse de doctorat 1999, Ecole Polytechnique.
- [32] Xavier Outhier, D2SET, « Les capteurs à fibres optiques », sur : <http://d2set.free.fr/fr/projets/realisations/capteurs-FO.html>
- [33] Valérie Nguen, « système de création de champ magnétique homogène à aimants ferrites pour l'imagerie RMN » thèse de doctorat 1996
- [34] Résonance magnétique nucléaire, Wikipédia, sur: fr.wikipedia.org/Résonance_magnétique_nucléaire
- [35] Thibaut WIRTH, « Etude du transport d'électrons polarisés en spin dans les hétérostructures métal ferromagnétique / semi-conducteur pour l'obtention de nouveaux composants électroniques », thèse doctorat 2000. Ecole polytechnique.
- [36] P. Poulichet, « Etude des capteurs magnétiques », sur: <http://www.esiee.fr/poulichp/Magnetique/capteur>
- [37] Norbert DUMAS, « Contributions à la Conception et au Test de Microsystèmes Monolithiques : Application à une boussole électronique », thèse doctorat le 20 octobre 2005, Université Montpellier II.
- [38] Fabrice Bernard-Granger, « Modélisation et simulation de micro systèmes magnétiques. Application aux têtes de lecture GMR pour enregistreur sur bande et aux mémoires magnétiques de type MRAM », thèse de doctorat 2004, Université Joseph Fourier – Grenoble I.
- [39] « Magnétorésistance géante », sur: [fr.wikipedia.org/Magnétorésistance géante](http://fr.wikipedia.org/Magnétorésistance_géante)
- [40] Laboratoire de physique des matériaux. Centre national de recherche scientifique, université Henri Poincaré, Nancy1.
- [41] P. Poulichet, “Magnetic Sensors and Magnetic Actuators”, 2005
- [42] Xavier Hoffer, « Longueur de diffusion de spin et magnétisme de structures nanotubes de carbone/matériaux ferromagnétiques », thèse de doctorat N° 3097 (2004), École polytechnique fédérale de Lausanne.
- [43] La mesure des Champs Magnétiques, capteurs et applications (5/5), sur : <http://pagesperso-orange.fr/michel.hubin/capteurs/phys>.
- [44] David Menard, « Modélisation de la magnétoimpédance géante dans les conducteurs magnétiques cylindriques », thèse de doctorat (ph.D) 1999, université de Montréal.
- [45] Kwaku Eason, “Numerical investigation of micro-macro coupling in magneto-impedance sensors for weak field measurements”, these de doctorat ph.D 2008, Georgia Institute of

- Technology.
- [46] Michal Malátek, “Magnetic sensors based on magnétoimpédance effects”, Doctoral thesis 2007, Czech Technical University in Prague.
- [47] Amruta Borge, “Giant magneto-impedance effect in thin film layered structures”, Master of Science 2002, University of Central Florida, Orlando, Florida.
- [48] M. Vazquez, « Giant Magneto Impedance and Applications », 2007, Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid, CSIC.
- [49] Pierre Brissonneau, « Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique », édition Hermès, paris, 1997.
- [50] Ducharme Benjamin, « Caractérisation et modélisation de circuits magnétiques : du global vers le local », Mémoire de thèse, CEGELY 2003. Université Claude Bernard – LYON I.
- [51] Stéphane Mallegol, « Caractérisation et application de matériaux composites nanostructures à la réalisation de dispositifs hyperfréquences non réciproques », thèse de doctorat STIC, 2003.
- [52] Matthieu VALETAS, « Couches minces magnétiques pour applications hyperfréquences: étude des Samarium-Cobalt et des Néodyme-Fer-Bore par pulvérisation radiofréquence magnétron », Thèse de doctorat N° 65.2003, Université de Limoges, Ecole Doctorale Science – Technologie – Santé, Faculté des Sciences et Techniques.
- [53] Maxime Dubois, « Matériaux de l'électrotechnique- chapitre3 : matériaux magnétiques », 2006, IGEE-403
- [54] Charles Cyr, « Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques », Faculté des études supérieures de l'Université Laval, Québec, 2007.
- [55] André Thiaville, « Structure en domaines dans les systèmes de basses dimensionnalité», Ecole Franco-Roumaine : Magnétisme des systèmes nanoscopiques et structures hybrides - Brasov, 2003, CNRS-Université Paris-sud.
- [56] Stéphane Labbe, « Simulation numérique du comportement hyperfréquences des matériaux ferromagnétiques», thèse de doctorat 1998 Institut Galilée, Université Paris 13.
- [57] Ioana Firastrau, « Développement d'un environnement de modélisation micromagnétique, Couplage macroscopique-microscopique », Thèse de doctorat 2004, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [58] J. C. Toussaint (Pr INPG), L. Buda-Prejbeanu (MC INPG), H. Szabolics (thèse), I. Firastrau (Post-Doc Univ. Transilvania, Rom.), « Simulation Micromagnétique de Plots

- de fer épitaxiés », 2006, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- [59] Marlio Bonfim, « Micro bobines à champ pulsé : applications aux champs forts et à la dynamique de renversement de l'aimantation à l'échelle de la nanoseconde par effet Kerr et Dichroïsme Circulaire Magnétique de rayons X », Thèse de doctorat 2001, Université Joseph Fourier – Grenoble 1.
- [60] Olivier Maloberti, « Contribution à la modélisation de la dynamique d'aimantation dans les matériaux magnétiques doux : caractérisation et simulation », thèse de doctorat 2006, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [61] E. Hristoforou, “Magnetic Effects in Physical Sensor Design and Development”, Journal of Optoelectronics and Advanced Materials Vol. 4, No. 2, June 2002, pages 245 – 260. Laboratory of Physical Metallurgy, Department of Mining and Metallurgical Engineering, National Technical University of Athens, Athens 15780, Greece.
- [62] Evangelos Hristoforou, “Magnetic Sensors: An Overview”, Laboratory of Physical Metallurgy, National Technical University of Athens, IEEE Sensors 2003 Conference – Toronto, Canada.
- [63] Abdelkader BenAbou, « Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ », thèse doctorat 2002, Université Lille I.
- [64] Dana Elena SOREA STANESCU, “Magnetization Dynamics in Magnetic Nanostructures” thèse doctorat 2003, UNIVERSITE JOSEPH FOURIER, GRENOBLE1.
- [65] Mathieu CORMIER, « Renversement d'aimantation dans des nanostructures par propagation de parois de domaines sous champ magnétique et courant électrique », thèse de doctorat 2008, N° d'ordre : 9296, Université Paris-Sud 11.
- [66] Nicolas Biziere, « Détection de radiofréquences par des composants magnéto-résistifs », thèse doctorat 2007, UNIVERSITÉ DE PARIS SUD, U.F.R SCIENTIFIQUE D'ORSAY.
- [67] Yann LAMY, « Matériaux magnétiques doux hétérogènes à combinaison d'aimantation élevée et de grande anisotropie utilisant le couplage d'échange, pour applications microondes », thèse de doctorat n°68-2006, UNIVERSITE DE LIMOGES, Ecole Doctorale Sciences Technologie Sante, Faculté des sciences et techniques.
- [68] Massimiliano d'Aquino, “Nonlinear Magnetization Dynamic in Thin-films and Nanoparticles”, Facoltà di Ingegneria, Università degli studi di Napoli, 2004 “Federico II”
- [69] Fabrice BERNARD-GRANGER, « Modélisation et simulation de micro systèmes magnétiques Application aux têtes de lecture GMR pour enregistreur sur bande et aux

- mémoires magnétiques de type MRAM », thèse de doctorat 2004, Université Joseph Fourier, Grenoble I.
- [70] Laurence Halpern (Université Paris XIII, LAGA, Institut Galilée, 93430 Villetaneuse, France), Stéphane Labbé (Université Paris XI, Laboratoire de Mathématique, Bat. 425, 91405 Orsay, France), « La théorie du micromagnétisme Modélisation et simulation du comportement des matériaux magnétiques ».
- [71] Lény NZOGHE MENDOME, « Surfaces nanostructurées de nickel électrodéposé sur divers substrats de dépôt : Etude de la croissance d'interface et des caractéristiques magnétiques », thèse doctorat 2007, université de Reims Champagne-Ardenne.
- [72] Jean-Philippe ATTANÉ, « Interactions entre parois magnétiques et défauts structuraux, et mise en ordre chimique par irradiation, observées dans des couches minces d'alliages FePt(Pd) » thèse de doctorat 2003, Université Joseph Fourier Grenoble I.
- [73] Ludek Kraus, "GMI modeling and material optimization", Sensors and Actuators A 106 (2003) pages 187–194, Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic.
- [74] Kelly Daiane Sossmeier, "Magnetoimpedancia como ferramenta para a caracterização magnética de microfios amorfos", these de doctorat 2006, Université Fédérale de Santa Maria, Brazil.
- [75] F. L. A. Machado and S. M. Rezende, "A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft-ferromagnetic alloys" Departamento de Fisica, Universidade Federal de Pernambuco, 50670-901 Recife-PE, Brazil.
- [76] Marcos André Carara, « Dynamique des parois de domaines magnétiques : une étude a travers l'impédanciometrie », mars 2001, Université Fédérale de Rio Grande de Sul, institut de physique
- [77] Salil MODAK, « Contribution à l'étude des propriétés magnétiques d'alliages nanocristallins Fe-Zr-Nb-B sous forme de rubans et de couches minces », Thèse de doctorat ENSC-2008 N°141, 22/12/2008, ECOLE NORMALE SUPERIEURE DE CACHAN.
- [78] Jean-Marc BOGGETTO, « Contribution à l'intégration d'une inductance sur silicium et étude de son convertisseur synchrone associé », thèse de doctorat 2003, Université Joseph Fourier, Grenoble.

- [79] G .Herzer, “Amorphous and nanocrystalline soft magnets”, Vacuumschmelze GmbH & Co KG, Manuscript published in: Proceedings of the NATO Advanced Study Insitute on Magnetic Hysteresis in Novel Materials, Mykonos, Greece, 1-12 July 1996.
- [80] Randrianantoandro, I. Labaye, L. Berger, O. Crisana, M. Grafoute, F. Calvayrac J.-M. Greneche, “High Temperature Magnetic Behaviour of Iron-Based Nanocrystalline Alloys”, Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, Vol. 4, No. 2, June 2002, pages 193 –198.