



Mémoire de Master

Domaine : Sciences de la Matière

Filière : Physique des Matériaux

Option : Physique des matériaux - Couches minces

Présenté par

Mohammed Yacine BENYAHIA

THEME

Mesures par Bruit Barkhausen en vue de la détermination de l'hystérésis magnétique des matériaux ferromagnétiques

Soutenu publiquement devant le jury composé de :

Mr. GUIBADJ Abdenacer	MCA Université de Laghouat	Président
Mr. LEFKAIER Iben Khaldoun	Pr Université de Laghouat	Examineur
Mr. NAIDJATE Mohammed	MAA ENS de Laghouat	Examineur
Mr. HELIFA Bachir	MCA Université de Laghouat	Encadreur

Ce mémoire a été réalisée au Laboratoire de Physique des matériaux (L.P.M) de l'université Amar TELIDJI – Laghouat, je remercie son directeur **Mr. LEFKHAEIR Ibn-Khaldoun**, de m'avoir accepté dans son laboratoire durant la réalisation de ce travail théorique et expérimental.

Ce mémoire n'a pu aboutir que grâce aux efforts et à l'aide de nombreuses personnes, auxquelles je tiens à adresser mes remerciements.

Pour commencer, je tiens avant tout à remercier mon encadreur **Mr. HELIFA Bachir**, MCA à l'université de Laghouat de m'avoir proposée ce sujet, pour ses conseils et pour sa disponibilité, pour ses orientations, et pour les corrections qu'il a apportées ainsi que les encouragements qui ont permis le bon déroulement de ce mémoire.

J'exprime ma reconnaissance à **Mr. GUIBADJ Abdenacer**, MCA à l'université de Laghouat pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire.

J'adresse mes remerciements à **Mr. LEFKAIER Iben Khaldoun**, Professeur à l'université de Laghouat, pour avoir pris le temps d'examiner cette thèse et de prendre part à ce jury.

Mes remerciements vont également à **Mr. NAIDJATE Mohammed**, MAA ENS de Laghouat, je dis merci d'avoir accepté d'examiner ce travail.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à tous les enseignants du département des sciences de la matière qui ont contribué à ma formation depuis mon premier cycle d'étude jusqu'à la fin de du cycle universitaire, sans omettre bien sûr de remercier profondément tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation du présent travail.

Pour finir, je ne saurais trouver les mots assez forts pour exprimer mon amour et ma fierté d'appartenir à «**ma famille** ». Je tiens à adresser tous mes remerciements à mes parents et à tous mes collègues et amis.

« Le problème aujourd'hui n'est pas l'énergie atomique, mais le cœur des Hommes »

Albert Einstein

Je dédie ce modeste travail

- A la mémoire de mon père avec qui je n'aurais pas le plaisir de partager cet événement, mais qui est et qui demeurera dans mon cœur et à jamais. J'espère que je saurai à la hauteur des valeurs que tu as semée en moi.
- A la mémoire de ma grand-mère
- A tous ceux qui ont perdu un être cher.
- A mon adorable mère, à qui je dois tout, même ma vie, elle est et elle sera un symbole de courage qui m'a non seulement accompagné durant toutes les étapes de ma vie, mais aussi guidé et encouragé et n'a lésiné sur aucun moyen.
- A mes frères et sœurs Ahmed, Fatima, Sehila, Abdel Djabar, Hafsa, Allal.
- A mes oncles et tantes.
- A Kamel SEHAIRI, AEK HADJOUJA.
- A Tous mes amis (es).
- A Marouane HADEF, Mahmoud DAAMACHE (SARL 3MECS).
- A tous les enseignants qui ont contribué à ma formation, tous cycles confondus, je leur serai éternellement reconnaissant et particulièrement Mr. BENTRIA Bachir et Mr. YOUSFI Mohammed.

« Une famille, la santé, des amis c'est tout ce qui compte dans la vie, le reste n'est qu'un surplus auquel on attache plus ou moins d'attention ».

Coralie Thévenet

Remerciements		i
Dédicace		ii
Table des matières		iii
Liste des tableaux		iv
Liste des figures		v
Abréviations et notations		vi
Introduction générale		1

Chapitre I	Etat de L'art : Mesure de la perméabilité	3
-------------------	--	----------

Introduction		4
I.1. Les différents comportements magnétiques des matériaux.....		4
I.1.1. Grandeurs fondamentales		4
I.1.1.A. Champ d'induction magnétique		4
I.1.1.B. Moment magnétique et aimantation		5
I.1.1.C. Susceptibilité magnétique		6
I.1.2. De l'atome au matériau magnétique		7
I.1.2.A. Comportement magnétique d'un atome		7
I.1.2.B. Comportement magnétique d'un matériau		7
I.1.3. Famille de matériaux magnétiques		8
I.1.3.A. Diamagnétisme		9
I.1.3.B. Paramagnétisme		9
I.1.3.C. Ferromagnétisme		11
I.2. Magnétisme et matériaux ferromagnétiques		12
I.2.A. Notion couches minces et nanostructures magnétiques.....		13
I.2.B. Notion d'une multicouches magnétiques		14
I.2.C. L'anisotropie magnétique dans les couches minces magnétiques.....		14
I.2.D. Origine de l'anisotropie magnétique dans les couches minces.....		15
I.2.E. L'anisotropie magnéto-cristalline.....		15
I.2.1. Magnétisme à l'échelle atomique et mésoscopique.....		16

I.2.1.A. Considérations énergétique.....	16
I.2.1.B. Structures en domaines.....	17
I.2.2. Magnétisme à l'échelle macroscopique.....	18
I.2.2.A. Courbe de première aimantation.....	18
I.2.2.B. Cycle d'hystérésis et courbe normale.....	19
I.2.2.C. Courbe de première aimantation et comportement non linéaire.....	21
I.2.2.D. Courbe anhystérétique.....	21
I.2.2.E. Types de perméabilités.....	23
I.3. Méthodes de Caractérisation des Propriétés Magnétiques.....	25
I.3.1. Méthodes standards de caractérisation magnétique.....	25
I.3.2. Méthodes non-standards de caractérisation magnétique.....	30
Références chapitre I	33

Chapitre II Mesure de la perméabilité magnétique par Bruit Barkhausen 34

Introduction	35
II.1. Expérience de Barkhausen	35
II.2. Discontinuités du processus d'aimantation	37
II.3. Mesure du Bruit Barkhausen	37
II.4. Équipements et paramètres de mesure	38
II.4.1. Excitation magnétique	40
II.4.2. Acquisition du signal Barkhausen	40
II.4.3. L'événement Barkhausen élémentaire.....	40
II.4.4. La réponse Barkhausen.....	41
II.4.4.1. Obtention du signal Barkhausen brut.....	41
II.4.4.1.2. Le signal RMS (Root Mean Square)	42
II.5. Influence de la microstructure cristalline.....	43
II.6. Bruit Barkhausen - les propriétés.....	44
II.6.A. Influence de la taille, des joints et de l'orientation des grains.....	45
II.6.B. Influence des dislocations.....	45
II.6.C. Influence des précipités ou inclusions.....	45
II.6D. Influence de la nature des constituants métallurgiques.....	45

II.7. Bruit Barkhausen - les applications.....	45
II.8. Perméabilité incrémentale.....	46
Conclusion.....	48
Références chapitre II	49
Chapitre III Procédures expérimentales et résultats	50
Introduction.....	51
III.1. Matériels et méthodes (MikroMach).....	51
III.2. Les différents éléments du système MikroMach.....	52
III.2.1. Système de capteur.....	52
III.2.2. Logiciel : Évaluation des données et documentation.....	53
III.2.3. Matériaux utilisés.....	53
III.3. Procédures.....	54
III.4. Méthodes de mesure.....	55
III.4.1 Analyse harmonique du champ magnétique tangentiel.....	56
III.4.2 Mesure du Bruit Barkhausen.....	57
III.4.3 Perméabilité incrémentale.....	58
III.4.4 Courant de Foucault à fréquence multiple.....	59
III.5. Les techniques de mesure et le modèle de calcul de la perméabilité	60
III.6. Résultats et discussion.....	61
III. Conclusion.....	68
Références Chapitre III.....	69
III. Conclusion Générale.....	71

Liste des figures

Figure 1-1 :	Représentation schématique de Champ d'induction magnétique	4
Figure 1-2 :	Représentation schématique du moment magnétique	5
Figure 1-3:	Représentation schématique de l'origine du moment magnétique d'un atome (cas d'un électron)	7
Figure 1-4 :	Représentation schématique de classification magnétique des matériaux	8
Figure 1-5 :	Représentation schématique de l'effet d'un champ magnétique sur un atome diamagnétique	9
Figure 1-6 :	Représentation schématique de l'effet d'un champ magnétique sur un atome paramagnétique	9
Figure 1-7 :	Comparaison des milieux paramagnétique et ferromagnétique (échelle atomique)	12
Figure 1-8 :	Différentes échelles d'étude du magnétisme	14
Figure 1-9 :	Multicouche magnétique constituée avec en alternance, un métal ferromagnétique M (Fe, Co, Cr...) et un matériau non magnétique M' (Au, Cu, Ag...).	15
Figure 1-10 :	Les courbes d'aimantation des monocristaux de :Fe(cc), Ni(cfc) et Co (hcp)	16
Figure 1-11 :	Illustration de l'effet de l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline	17
Figure 1-12 :	Exemples de configurations des moments dans un monocristal	17
Figure 1-13 :	Représentation schématique de la structure en domaines d'un matériau ferromagnétique	18
Figure 1-14 :	Courbe de première aimantation et schéma des mécanismes d'aimantation	19
Figure 1-15 :	Cycle d'hystérésis et famille de cycles d'hystérésis	20
Figure 1-16 :	Courbe de première aimantation	21
Figure 1-17 :	Excitation à appliquer au matériau pour le rendre dans un état anhystérétique	22
Figure 1-18 :	Courbe de première aimantation et courbe anhystérétique	22
Figure 1-19 :	Courbe B(H) et perméabilités magnétiques	24
Figure 1-20 :	Représentation schématique Une bobine est parcourue par un courant	25
Figure 1-21 :	Représentation schématique Circuit magnétique avec et sans entrefer	26
Figure 1-22 :	Représentation schématique d'une spire	27
Figure 1-23 :	Représentation schématique d'un tore	27
Figure 1-24 :	Représentation schématique un tore d'une boucle conductrice de surface.	27
Figure 1-25 :	Représentation schématique courant triangulaire	28
Figure 1-26 :	Schéma de principe d'une mesure fluxmétrique de la polarisation magnétique en champ alternatif	29
Figure 1-27 :	Représentation schématique du cadre Epstein	29
Figure 1-28 :	Représentation schématique Le circuit magnétique Fermi	29
Figure 1-29 :	Représentation schématique Courants de Foucault (CF).	30
Figure 1-30 :	Représentation schématique par Bruit Barkhausen (BN).	31
Figure 1-31 :	Organigramme des principes de caractérisation des propriétés magnétiques	32
Figure 2-1 :	Montage de l'expérience de G.H. Barkhausen	36
Figure 2-2 :	Dispositif de mesure globale du bruit Barkhausen	38
Figure 2-3 :	Exemple de pic Barkhausen et des paramètres mesurés d'un appareil conventionne	39
Figure 2-4 :	Système de mesure du bruit Barkhausen	39
Figure 2-5 :	Cycle d'hystérésis et évolution de la microstructure magnétique	40
Figure 2-6 :	Mouvement de la paroi de Bloch.	41
Figure 2-7 :	Signal Barkhausen brut	42
Figure 2-8 :	Comparaison des signaux Barkhausen brut et RMS.	43
Figure 2-9 :	Représentation schématique d'une structure composée de domaines à 90° et à 180°	44
Figure 2-10 :	Principales propriétés magnétiques macroscopiques	47
Figure 2-11 :	Schéma de principe de la manipulation "perméabilité incrémentale"	48
Figure 3-1 :	Le système MikroMach	52
Figure 3-2 :	Le Système de capteur	52
Figure 3-3 :	Interface du logiciel modulaire (MMS)	53
Figure 3-4 :	Capteur MikroMach et mesures	54
Figure 3-5 :	Schéma descriptif du système MikroMach	55
Figure 3-6 :	Micromagnetic Multi-parameter Microstructure [BEC12]	55
Figure 3-7 :	Sortie de la méthode HA en utilisant le système MMS (Mkro Mach)	56
Figure 3-8 :	Sortie schématique du système MMS (Mikro Mach) pour les mesures MBN	57
Figure 3-9 :	Sortie schématique du système MMS (MikroMach) pour les mesures PI.	58

Figure 3-10 :	Sortie du plan d'impédance schématique d'un test CF en utilisant le système MMS (MikroMach).	59
Figure 3-11 :	Sortie du plan Perméabilité incrémental schématique en utilisant le système MMS (MikroMach).	60
Figure 3-12 :	Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rayleigh [CHE16].	61
Figure 3-13 :	Mesure harmonique échantillon pipeline X70.	63
Figure 3-14 :	Mesure RMS Bruit Barkhausen échantillon pipeline X70.	63
Figure 3-15 :	Mesure perméabilité incrémental échantillon pipeline X70.	64
Figure 3-16 :	Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rayleigh échantillon pipeline X70 (Hmeas)	64
Figure 3-17 :	Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rayleigh échantillon pipeline X70 (Hfund)	65
Figure 3-18 :	Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rayleigh échantillon pipeline X70 (H3)	65
Figure 3-19 :	Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rayleigh échantillon pipeline X70 (H4)	66

Liste des tableaux

Tableau 1-1 :	Avantages et inconvénients des différentes méthodes CND	4
Tableau 3-1 :	Composition chimique des aciers utilisés	54
Tableau 3-2 :	Paramètres obtenus à partir de la méthode HA	56
Tableau 3-3 :	Paramètres dérivés de la méthode MBN utilisant le système Mikro Mach.	57
Tableau 3-4 :	Paramètres dérivés de la méthode IP en utilisant les méthodes fournies par le système MMS (Mikro Mach).	58
Tableau 3-5 :	Paramètres obtenus à partir de la méthode CF	59

Liste des notations

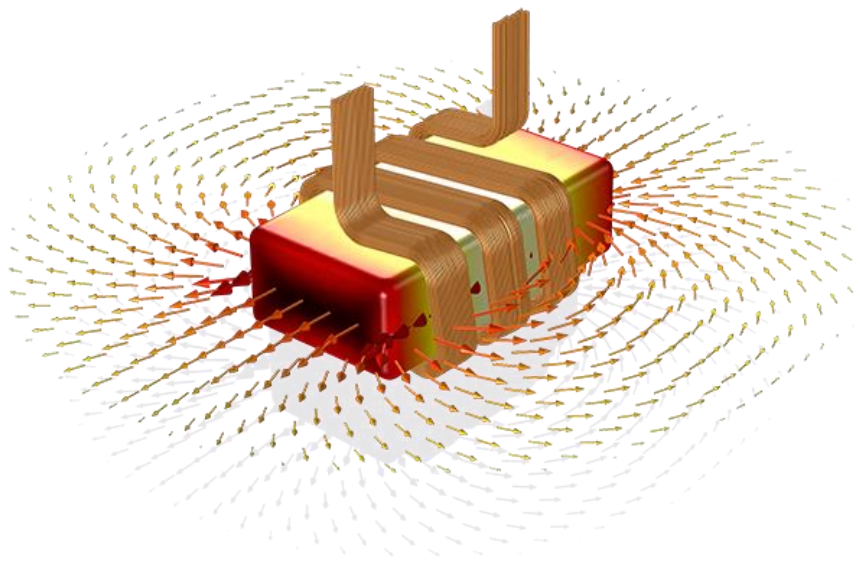
l	$[m]$	Longueur
S	$[m^2]$	Section
V	$[m^3]$	Volume
N	s.u.	Nombre de spires
T	$[^{\circ}C]$	Température
α	$[^{\circ}C^{-1}]$	Coefficient de température
C	$[^{\circ}C^{-1}]$	Constante de Curie
K	$[J.K^{-1}]$	Constante de Boltzmann
I	$[A]$	Courant électrique
U	$[mV]$	Différence de potentiel
R	$[\Omega]$	Résistance électrique
σ	$[S.m^{-1}]$	Conductivité électrique
ρ	$[\Omega.m]$	Résistivité électrique
$\vec{J}$	$[A.m^{-2}]$	Densité de courant
$\vec{E}$	$[V.m^{-1}]$	Champ électrique
$\vec{D}$	$[C.m^{-2}]$	Induction électrique
$\vec{H}$	$[A.m^{-1}]$	Champs d'excitation magnétique
$\vec{B}$	$[T]$	Induction magnétique
$\vec{B}_r$	$[T]$	Induction rémanente
$\vec{B}_s$	$[T]$	Induction à saturation
$\vec{m}$	$[A.m^2]$	Moment magnétique
$\vec{M}$	$[A.m^{-1}]$	Aimantation magnétique
$\vec{M}_s$	$[A.m^{-1}]$	Aimantation à saturation
$\vec{M}_r$	$[A.m^{-1}]$	Aimantation rémanente
$\vec{H}$	$[A.m^{-1}]$	Champ coercitif
μ_0	$[H.m^{-1}]$	Perméabilité magnétique du vide
μ_r	s.u.	Perméabilité relative
μ_d	s.u.	Perméabilité relative différentielle
μ_{Δ}	s.u.	Perméabilité relative incrémentale
χ	s.u.	Susceptibilité magnétique
RMS(t)	$[mV]$	Signal Barkhausen

$e(t)$	$[mV]$	Bruit brut
Φ	$[Weber]$	Flux magnétique
δ	$[m]$	Epaisseur de peau
f	$[Hz]$	Fréquence

Liste des abréviations

FEM	Force Electromotrice $e(T)$
RMS(T)	Root Mean Square
CND	Contrôle Non Destructif
CF	Courants De Foucault
BB	Bruit Barkhausen (BN)
MBN	Magnetic Barkhausen Noise
3MA	Multi -Parameter Micro-Magnetic Microstructure And Stress Analyzer
MikroMach	Caractérisation Des Matériaux Micro-Magnétiques
MMS	Micro-Magnetic Settings (Logiciel Modulaire De Périphérique MikroMach)
FFT	Fourier rapide Transformation
PI	La technique Perméabilité incrémentale
HS	L'hydrogène sulfuré

INTRODUCTION GENERALE



Les phénomènes liés au magnétisme sont depuis longtemps au centre des préoccupations de nombreux chercheurs et scientifiques. En effet, l'étude des propriétés et comportements des matériaux magnétiques sont toujours d'actualité à travers le monde offrant toujours de nouvelles perspectives.

Les matériaux magnétiques sont des éléments clés des dispositifs électriques rendus indispensables par leur capacité à convertir l'énergie et par leur sensibilité aux stimuli de leur environnement. Aussi, les aciers ferromagnétiques constituent la base dans le transport des hydrocarbures ou dans la fabrication mécanique. Ils permettent au travers de leurs caractéristiques de coupler différentes grandeurs physiques : mécanique, thermique, magnétique, électrique... De ce fait, la mesure des caractéristiques magnétiques constitue un outil intéressant de contrôle non destructif des matériaux ferromagnétiques [OUL10].

Les travaux relatifs à la modélisation des matériaux magnétiques se traduisent par la recherche d'un modèle permettant le calcul de l'aimantation magnétique à chaque évolution de la source d'excitation (le champ magnétique). Dans le premier cas décrit, le modèle permet d'obtenir des points de fonctionnement situés sur la courbe de première aimantation alors que le deuxième cas de figure permet d'obtenir des points de fonctionnement sur tout le cycle d'hystérésis du matériau. Plusieurs modèles d'hystérésis sont cités dans la littérature scientifique et principalement les modèles de Rayleigh et Frolich et Preiach et Jiles-Atherton [OUL10]. Dans le cadre de ce travail nous nous sommes intéressés à une modélisation de matériaux magnétiques à travers la recherche du cycle d'hystérésis basé sur le modèle de Rayleigh .

L'objectif de ce mémoire est de mesurer la perméabilité magnétique dans différents matériaux ferromagnétiques tels que les aciers de type API 5L X70 et X52 utilisés dans le transport du gaz ou des aciers au carbone tel que l'acier XC38 utilisé en fabrication mécanique. En effet la caractérisation magnétique des matériaux est intimement liée aux caractéristiques du comportement mécanique ou microstructurale de ces aciers. La technique utilisée est celle par bruit Barkhausen.

Le développement d'une méthode pour mesurer la perméabilité magnétique passe nécessairement par la compréhension de tous les paramètres qui caractérisent la technique par bruit Barkhausen tels que le signal du bruit Barkhausen, l'analyse des harmoniques, la perméabilité incrémentale. Pour cela, nous avons utilisé nous avons utilisé un appareillage

récemment introduit au laboratoire de physique des matériaux (**L.P.M**) de l'université Amar TELIDJI – Laghouat, en l'occurrence le MikroMach.

Le mémoire est organisé en trois chapitres :

Dans le premier chapitre, nous rappelons les principes relatifs aux matériaux magnétiques et les notions générales sur le magnétisme et plus particulièrement aux matériaux ferromagnétiques. Aussi, présentons-nous un ensemble de méthodes pour la mesure de la perméabilité magnétique.

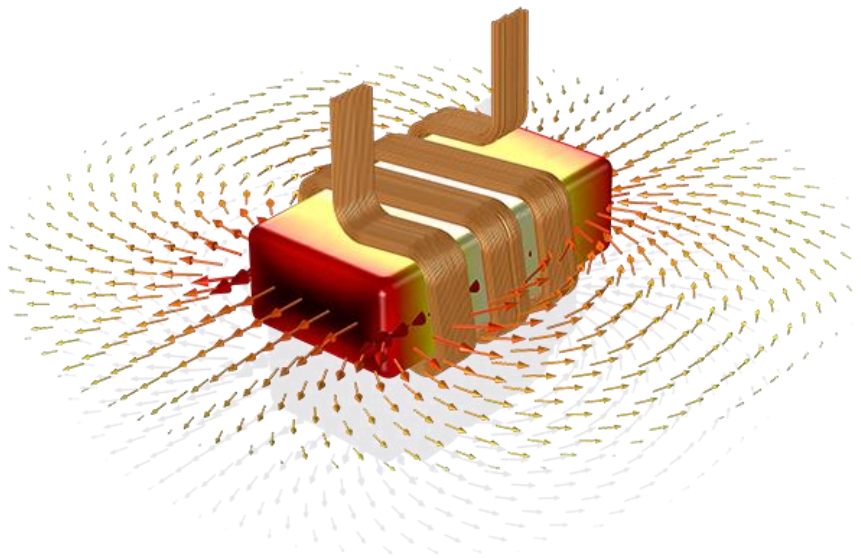
Le deuxième chapitre, est réservée à la présentation de la méthode par Bruit Barkhausen

Le dernier chapitre, est l'exploitation des données du système MikroMach associées au modèle d'hystérésis de Rayleigh.

Chapitre I

Etat de l'art

Mesure de la perméabilité



I. Etat de L'art : Mesure de la perméabilité

Introduction

C'est le mouvement des électrons et la répartition électronique d'un atome qui déterminent les propriétés magnétiques d'un atome ou d'un matériau. La rotation de l'électron autour du noyau engendre un moment cinétique orbital et un moment magnétique orbital, sa rotation autour de lui-même donne naissance aussi à un autre moment cinétique et magnétique dit de spin, le moment magnétique atomique est une composition des deux moments orbital et de spin [OUL10].

Dans ce premier chapitre, nous présentons les notions générales sur le magnétisme et plus spécifiquement les matériaux ferromagnétiques [EUR09, EPF17]. Le ferromagnétisme se définit comme la capacité d'un matériau à s'aimanter sous l'action d'un champ magnétique extérieur. Afin de comprendre comment certains éléments chimiques ou certains alliages peuvent posséder cette faculté si particulière, il faut tout d'abord s'intéresser au magnétisme à l'échelle atomique ainsi que le lien entre les phénomènes physiques et le modèle les caractérisant, tels que l'hystérésis et les types de perméabilité magnétique [NOU 02].

L'objectif est double, parvenir à simplifier les modèles mais également ouvrir de nouvelles voies vers la compréhension du magnétisme.

I.1. Les différents comportements magnétiques des matériaux

I.1.1. Grandeurs fondamentales

I.1.1.A. Champ d'induction magnétique

Une circulation de courant crée un **champ d'induction magnétique** $\vec{B}$ (en Tesla) donnée par la loi de **Biot et Savart**.

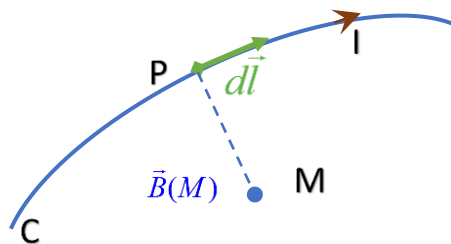


Figure 1 : Représentation schématique de Champ d'induction magnétique

Dans le cas d'un courant filaire d'intensité I dans le vide, cette loi s'écrit :

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_C \frac{Id\vec{l} \wedge \overrightarrow{PM}}{\|\overrightarrow{PM}\|^3} \quad (1)$$

L'intégrale est étendue à toute la longueur du fil. Le coefficient μ_0 , de valeur $4\pi 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$, est appelé **perméabilité magnétique du vide**. L'induction magnétique $\vec{B}$ a deux propriétés remarquables : premièrement, la divergence de $\vec{B}$ est égale à zéro et deuxièmement la circulation du champ magnétique $\vec{H}$ (A.m^{-1} , dans le vide $\vec{H} = \vec{B} / \mu_0$) sur un contour fermé est égale au courant traversant la surface portée par le contour (loi d'Ampère) :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I \quad (2)$$

I.1.1.B. Moment magnétique et aimantation

Considérons une spire circulaire C parcourue par un courant électrique I . Nous verrons dans la suite que ce circuit permet de schématiser le comportement d'un atome dans un champ magnétique.

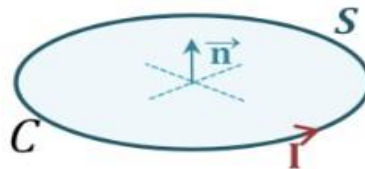


Figure 2 : Représentation schématique du moment magnétique

Une nouvelle grandeur est définie, le **moment magnétique** $\vec{m}$ (A.m^2), donnée par :

$$\vec{m} = I \cdot \vec{S} \quad (3)$$

Avec $\vec{S} = S\vec{n}$ le vecteur de norme égale à la surface de la spire, normal à son plan et orienté d'après le sens du courant. Le moment magnétique permet de rendre compte mathématiquement de « l'intensité » et de la direction (grandeur vectorielle) d'une source magnétique.

Si cette boucle de courant est plongée dans un champ extérieur uniforme (à son échelle) $\vec{B}_{ext}$ le couple de force résultant $\vec{\Gamma}$ auquel elle sera soumise s'exprime :

$$\boxed{\vec{\Gamma} = \vec{m} \wedge \vec{B}_{ext}} \quad (4)$$

L'**aimantation** $\vec{M}$ ($A.m^{-1}$) est une **grandeur macroscopique** traduisant la réaction d'un matériau dans un champ magnétique. Elle s'exprime comme une densité volumique de moments magnétiques, soit :

$$\boxed{\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dv}} \quad (5)$$

Où $d\vec{m}$ est la somme vectorielle des moments magnétiques atomiques compris dans l'élément de volume dv .

I.1.1.C. Susceptibilité magnétique

La **susceptibilité magnétique** χ d'un matériau grandeur sans unité est définie comme le rapport entre son aimantation $\vec{M}$ et une excitation magnétique $\vec{H}$ qui lui est appliquée. Elle exprime la faculté d'un matériau à s'aimanter sous l'action d'une excitation magnétique. Lorsqu'un matériau magnétique est plongé dans un champ d'excitation magnétique $\vec{H}$, l'aimantation magnétique $\vec{M}$ s'exprime :

$$\boxed{\vec{M} = \chi \vec{H}} \quad (6)$$

et l'induction magnétique $\vec{B}$ est donnée par :

$$\boxed{\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}} \quad (7)$$

Dans le cas de matériaux linéaires et isotropes, il est usuel d'utiliser la notation suivante :

$$\boxed{B = \mu_0 \mu_r H} \quad (8)$$

Où le terme $\mu_0 \mu_r$ est la perméabilité magnétique du matériau, caractérisée par sa **perméabilité relative** μ_r par rapport à l'air de perméabilité proche de celle du vide μ_0 . La

grandeur μ_r , sans dimension, reflète donc la capacité du matériau magnétique à capter, canaliser et amplifier le champ magnétique.

I.1.2. De l'atome au matériau magnétique

I.1.2.A. Comportement magnétique d'un atome

En s'appuyant sur le modèle de Bohr de description planétaire des atomes (figure 3), le mouvement d'un électron (qui est une particule chargée) autour du noyau de son atome peut être considéré comme circulaire et assimilé à une spire de courant. Il existe donc un **moment magnétique orbital** pour chaque électron, dû au mouvement de l'électron autour du noyau. Ce moment magnétique est un multiple entier d'un moment magnétique unitaire appelé **magnéton de Bohr** (de l'ordre de $9.10^{-24} A.m^2$) à cette première contribution s'ajoute le **moment magnétique de spin** qui peut prendre deux valeurs, à savoir un magnéton de Bohr, positif ou négatif [NOU 02].

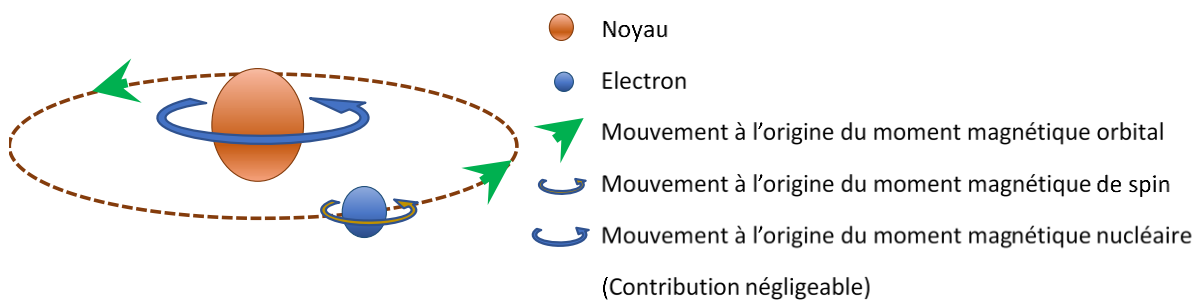


Figure 3 : Représentation schématique de l'origine du moment magnétique d'un atome
(Cas d'un électron)

Un atome a donc un moment magnétique qui est la somme de tous ceux relatifs à ses électrons. Suivant la structure électronique de l'atome, le moment magnétique de l'atome est nul ou non nul. Ainsi, pour les atomes présentant des orbitales électroniques pleines, les moments se compensent globalement. Dans certains cas liés à l'existence de sous-couches incomplètes, la compensation des moments n'est pas totale et l'atome est dit magnétique.

I.1.2.B. Comportement magnétique d'un matériau

Un matériau étant constitué d'atomes peut donc être considéré, du point de vue magnétique, comme un milieu au sein duquel existe une multitude de moments magnétiques. On constate que pour un atome isolé (sans interaction avec les atomes voisins), la grande majorité des éléments du tableau périodique présente des propriétés magnétiques [OLI16].

Mais en général, ces moments magnétiques ont des directions aléatoires et donc finalement au niveau macroscopique on a $\vec{M} = 0$.

En outre, rappelons que les liaisons chimiques reposent sur la mise en commun d'électrons sur une même orbite. Ainsi, de nouvelles orbitales sont créées, généralement non magnétiques. C'est pourquoi, seuls les éléments dont les électrons responsables du magnétisme appartiennent à des couches internes et donc « protégées » sont capables de préserver leur caractère magnétique au sein d'un édifice. C'est le cas des éléments du groupe du fer (couche incomplète 3d) et des éléments de la série des terres rares (couche incomplète 4f) [NOU 02].

Un matériau peut donc présenter différents types de comportements magnétiques que l'on peut expliquer en étudiant la matière à l'échelle atomique (distances intra-atomiques de l'ordre de 10^{-10} m). On propose donc une explication phénoménologique de ces différents comportements afin de pouvoir situer les **matériaux ferromagnétiques**, cœur de cette étude, par rapport aux autres.

I.1.3. Famille de matériaux magnétiques

Les matériaux magnétiques sont classés en fonction de leur susceptibilité magnétique. Parmi ces matériaux on retrouve (figure 4) [OUL10] :

- ✚ Les matériaux diamagnétiques
- ✚ Les matériaux paramagnétiques
- ✚ Les matériaux antiferromagnétiques
- ✚ Les matériaux ferrimagnétiques
- ✚ Les matériaux ferromagnétiques.

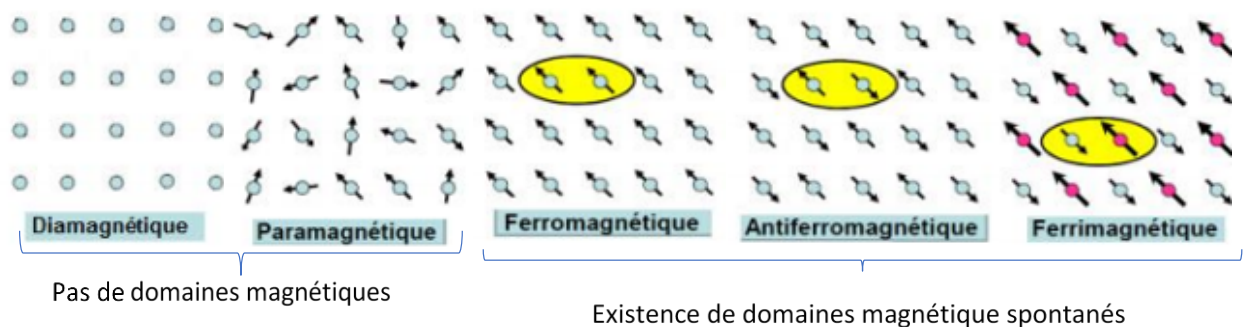


Figure 4 : Représentation schématique de Classification magnétique des matériaux

I.1.3.A. Diamagnétisme

Le comportement diamagnétique est la « réponse magnétique » la plus universelle car il existe pour tous les matériaux. Les électrons des atomes constitutifs de la matière, plongés dans un champ d'excitation magnétique $\vec{H}$, voient leur trajectoire modifiée. Selon la loi de Lenz, la trajectoire des électrons varie de façon à s'opposer à la cause qui a provoqué ce changement de trajectoire. Il en résulte un moment magnétique dirigé en sens inverse du champ $\vec{H}$ (figure 5). Ces matériaux (par exemple le silicium, le cuivre et le germanium) ont donc une **susceptibilité magnétique négative**, indépendante de la température et de l'ordre de 10^{-5} . Cet effet étant de très faible amplitude, il n'est observable que pour les matériaux ne présentant aucun moment magnétique intrinsèque. On ne qualifie donc de diamagnétiques que les matériaux pour lesquels ce caractère est discernable [CHE16].

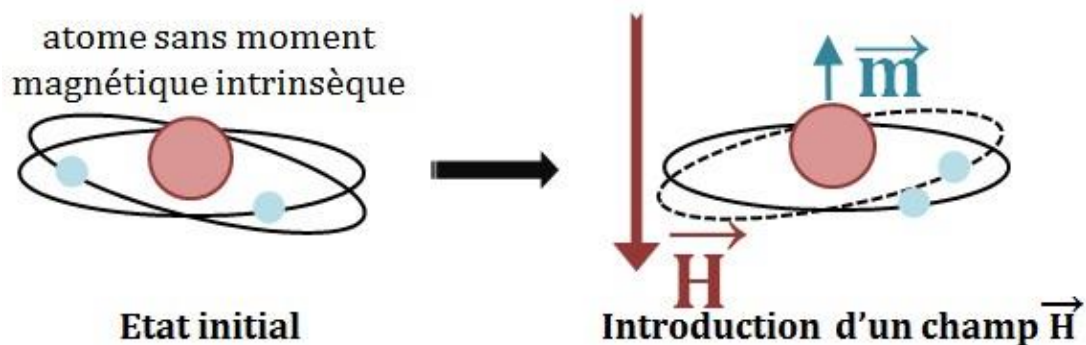


Figure 5 : Représentation schématisée de l'effet d'un champ magnétique sur un atome diamagnétique

I.1.3.B. Paramagnétisme

Les matériaux paramagnétiques sont constitués d'atomes qui possèdent un moment magnétique intrinsèque $\vec{m}$. Sous l'action d'un champ d'excitation magnétique $\vec{H}$ ces moments magnétiques ont tendance à s'aligner avec lui. Cependant, l'agitation thermique perturbe cette tendance (figure 6). La **susceptibilité magnétique** des matériaux paramagnétiques est donc **positive**, fonction de la température et généralement comprise entre 10^{-3} et 10^{-5} à température ambiante [OUL10].

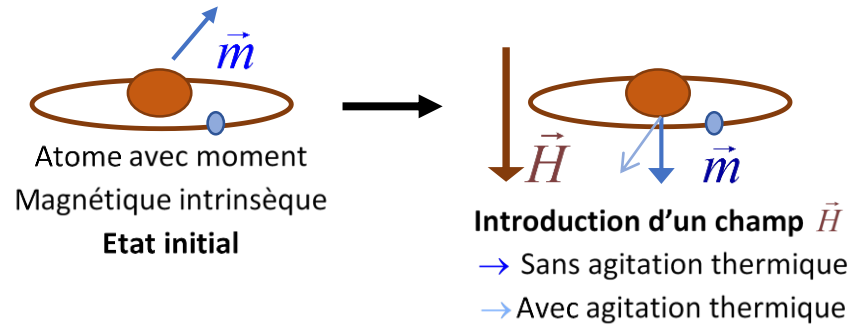


Figure 6 : Représentation schématique de l'effet d'un champ magnétique sur un atome paramagnétique

Paramagnétisme de Langevin

Considérons un matériau, soumis à un champ $\vec{B}$, comportant N moments magnétiques $\vec{m}$ par unité de volume (N densité volumique de moments magnétiques). Chaque moment $\vec{m}_i$ possède une énergie potentielle $W_i(J)$ qui tend à l'aligner parallèlement au champ $\vec{B}$:

$$W_i = -\vec{m}_i \cdot \vec{B} = -m_i B \cos(\theta_i) \quad (9)$$

Avec θ_i , l'angle que fait le moment $\vec{m}_i$ avec le champ $\vec{B}$. L'aimantation moyenne vaut :

$$M = Nm \langle \cos \theta_i \rangle \quad (10)$$

Comme l'agitation thermique s'oppose à un alignement parfait des moments, leur répartition obéit à une **statistique de Maxwell-Boltzmann**. La probabilité d'observer une orientation θ est donc proportionnelle à $\exp^{(-m \cdot B \cos \theta / kT)}$ où k désigne la constante de Boltzmann. Si on suppose que les moments $\vec{m}_i$ peuvent prendre toutes les orientations θ_i possibles entre 0 et π (physique classique), alors l'aimantation moyenne relative s'exprime :

$$\frac{M}{M_s} = \langle \cos \theta_i \rangle = L\left(\frac{mB}{kT}\right) \text{ Avec } M_s = Nm \text{ et } L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (11)$$

Où M_s désigne l'aimantation maximale (on parle d'aimantation à saturation) obtenue dans un champ $\vec{B}$ infiniment grand (ou au zéro absolu) et $L(x)$ la **fonction de Langevin**. Une approche plus complète consiste à tenir compte de la quantification des orientations des moments atomiques justifiées par la mécanique quantique. Il faut alors remplacer la fonction de Langevin par la **fonction de Brillouin**. Les calculs montrent qu'à température ambiante, l'agitation thermique est prédominante car les valeurs de mB/kT sont très petites. Dans ces conditions, la fonction de Langevin peut être approximée par son développement limité au voisinage de 0 soit $L(x)=x/3$.

L'aimantation moyenne s'écrit alors :

$$\boxed{\vec{M} = \chi_p \vec{H}} \quad \text{Avec} \quad \boxed{\chi_p = \frac{C}{T} = \frac{\mu_0 N m^2}{3kT}} \quad (12)$$

La susceptibilité est inversement proportionnelle à la température, il s'agit de la loi de Curie et on définit la constante de Curie C (°C) [EPF 17].

I.1.3.C. Ferromagnétisme

Les matériaux ferromagnétiques, comme les matériaux paramagnétiques, sont constitués d'atomes qui possèdent un moment magnétique intrinsèque, mais qui ont en plus un **comportement collectif**. Les moments magnétiques atomiques ont spontanément tendance à s'aligner parallèlement les uns aux autres grâce à l'**énergie d'échange**. Notons que l'énergie d'échange existe également dans le cas d'un matériau paramagnétique mais reste faible face à l'agitation thermique, ce qui explique le comportement quasi-individuel des moments magnétiques. Si les moments magnétiques atomiques s'alignent dans la même direction, il s'agit d'un matériau **ferromagnétique** à proprement parler (figure 7) [EPF17]. Parfois, la disposition des atomes porteurs de moments permet la subdivision du réseau cristallin en au moins deux sous-réseaux tels que les moments s'arrangent de façon antiparallèle d'un sous-réseau à l'autre. Si l'aimantation résultante est nulle, le matériau est dit **antiferromagnétique**. Dans le cas où les aimantations des sous-réseaux ne se compensent pas totalement, on parle de matériaux **ferrimagnétiques**.

Ces matériaux sont donc magnétiquement ordonnés (phénomène comparable à la mise en ordre géométrique des solides). De la même manière qu'une augmentation de température conduit à la destruction de l'arrangement géométrique (température de fusion), une

augmentation de température conduit à la destruction de l'ordre directionnel des moments magnétiques. Ce phénomène correspond à une température seuil, dite **température de Curie** et notée T_c , pour laquelle l'énergie d'échange est égale à l'énergie d'excitation thermique. Le matériau a alors un comportement paramagnétique. La **susceptibilité magnétique** d'un matériau ferromagnétique est **positive**, et est fonction du champ magnétique appliqué. La loi de comportement associée présente une forte non-linéarité. La susceptibilité magnétique varie de 10^2 à 10^5 , ce qui fait des matériaux ferromagnétiques des **amplificateurs magnétiques**. Cette propriété est très utile dans les dispositifs de conversion de l'énergie[MAR10].

Ferromagnétisme de Langevin

Les interactions entre les moments magnétiques ne sont pas prises en compte dans le modèle du paramagnétisme de Langevin. Cependant Pierre Weiss a proposé de les introduire dans le modèle mathématique pour expliquer l'existence du ferromagnétisme. Un moment magnétique est donc soumis au champ extérieur ainsi qu'à un champ moléculaire dû aux autres moments magnétiques. Ce sont ces interactions qui sont à l'origine d'une aimantation spontanée dans certains solides ferromagnétiques en l'absence de champ extérieur. Les interactions entre moments magnétiques conduisent à la création d'un champ magnétique $\vec{H}_m$ proportionnel à l'aimantation $\vec{M}$ ($\vec{H}_m = \alpha_m \vec{M}$, avec α_m le paramètre du champ moléculaire), dont l'effet s'ajoute à celui du champ extérieur $\vec{H}$. Le champ effectif $\vec{H}_e$ vu par un moment magnétique s'exprime alors :

$$\boxed{\vec{H}_e = \vec{H} + \alpha_m \vec{M}} \quad (13)$$

La formule développée par Langevin reste valable à condition de remplacer $\vec{H}$ par $\vec{H}_e$ (l'équation ainsi obtenue et dite auto-cohérente). On remarque que lorsque α_m tend vers 0 (peu de couplage entre les moments magnétiques atomiques), le système tend à avoir un comportement paramagnétique [EPF 17].

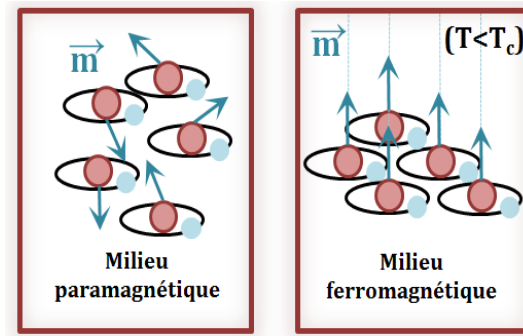


Figure 7 : Comparaison des milieux paramagnétique et ferromagnétique (échelle atomique)

I.2. Magnétisme et matériaux ferromagnétiques

La figure 8 résume ces différentes échelles de manière synthétique remarque. Dans les différents chapitres de cette section, nous couvrirons origine magnétique dans le matériau de reformuler quelques idées nous avons reçu, et nous allons élargir notre champ d'activité pour voir de grosse explication de la structure de domaine [MAR10].

Nous terminerons les moyens de mesurer les propriétés magnétiques telles que cycle d'hystérésis, l'aimantation à saturation, le champ coercitif, l'aimantation rémanente, la perméabilité magnétique, considérations énergétiques, ...

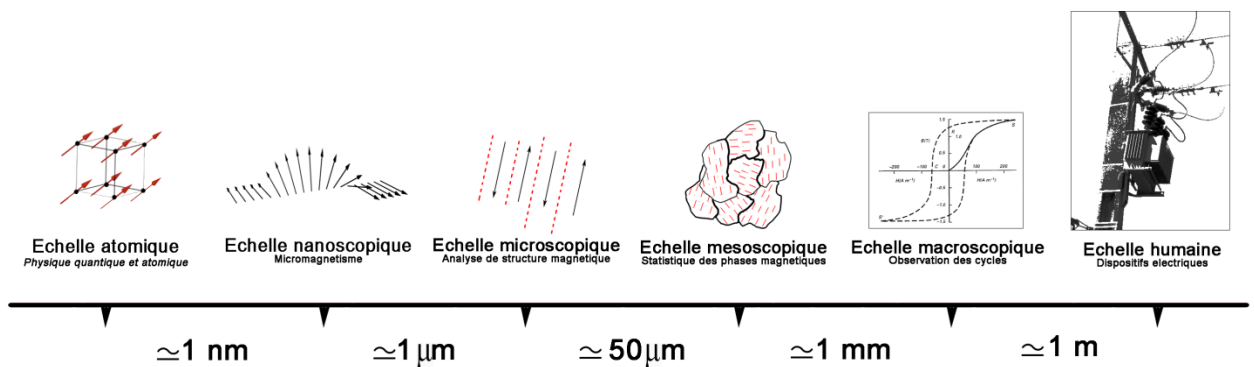


Figure 8 : Différentes échelles d'étude du magnétisme

I.2.A. Notion de couches minces et de nanostructures magnétiques

Une couche mince est une fine pellicule d'un matériau, d'épaisseur allant de quelques fractions de nanomètres à quelques micromètres, déposée sur un autre matériau, appelé " substrat ". L'épaisseur de cette couche dépend de l'intérêt qu'on veut apporter soit au matériau de base ou à la couche elle-même pour obtenir de nouvelles propriétés ou fonctionnalités [LEF16].

Le but de la couche mince est de donner des propriétés particulières à la surface de la pièce tout en bénéficiant des propriétés massives du substrat (en général : tenue mécanique), par exemple :

- **La conductivité électrique** : métallisation de la surface, par exemple pour observer un échantillon isolant au microscope électronique à balayage
- **La conductivité thermique** : barrière thermique dans les superalliages de Nickel utilisés comme matériau de base dans les aubes des turbines à gaz.
- **Optique** : tain du miroir, traitement anti-reflet des objectifs d'appareil photo, nickelage des casques de pompiers pour réfléchir la chaleur (infra-rouges), dorure de leur visière pour éviter l'éblouissement
- **Mécanique** : augmentation de la dureté de la surface ; exemple la boruration ou la nitruration des pièces en aciers
- **Chimique** : protection contre la corrosion : peinture, chromage, Zingage
- **Microélectronique** : conception de circuits intégrés ; processus de dopage, de dépôt multicouche et de métallisation.
- **Ferromagnétiques** :
 - Monocouche : Dépôt constitué d'une seule couche de composition bien définie
 - Multicouche : Dépôt constitué d'un empilement de couches de composition chimique différente.

Par exemple GMR (Giant Magnéto Resistance) destiné à l'enregistrement de l'information (ordinateur et autres) et effets magnétorésistifs(MR, AMR, GMR, CMR, TMR).

I.2.B. Notion d'une multicouches magnétiques

Les multicouches magnétiques sont en général obtenues en faisant croître en alternance un métal ferromagnétique M (Fe , Co , $Cr...$) et un matériau non magnétique M' (Au , Cu , $Ag...$) (figure 9). Dans ces structures, l'épaisseur de la couche est de l'ordre de l'Angström. L'étude de cette structure réduite est très prometteuse [AWS95]. Les propriétés magnétiques de M sont différentes de celles du matériau massif [LEF16].

Dans ces couches minces, les effets d'interface qui résultent par la combinaison de composantes magnétiques et non magnétiques, influent non seulement sur le moment

magnétique atomique mais aussi sur l'orientation préférentielle de l'aimantation. Tandis que dans un ferromagnétique massif, l'orientation préférentielle est une direction de facile aimantation.

On sait que les directions de facile aimantation sont corrélées à la symétrie de la distribution électronique, c'est-à-dire à la symétrie cristalline. Donc, dans ces couches minces, on dit que la symétrie est réduite parce que les atomes à l'interface à un environnement plus dissymétrique que dans le cas massif [BOU04]. Comme l'épaisseur de la couche magnétique M se réduit à une monocouche, on parle d'un système qui est dit bidimensionnel



Figure 9 : Multicouche magnétique constituée avec en alternance, un métal ferromagnétique M (Fe , Co , $Cr...$) et un matériau non magnétique M' (Au , Cu , $Ag, ...$).

I.2.C. L'anisotropie magnétique dans les couches minces magnétiques

L'anisotropie magnétique dans les couches ultra-minces magnétiques est très différente de celle dans les matériaux magnétiques massifs.

On appelle anisotropie magnétique perpendiculaire, le phénomène du changement de la direction préférentielle de l'aimantation dans le plan vers la direction perpendiculaire au Plan ; qui est aussi une nouvelle propriété différente de celle du massif. Cette anisotropie produit une large configuration des spins qui varie en fonction de, l'épaisseur et la température de la couche mince [BLA05].

I.2.D. Origine de l'anisotropie magnétique dans les couches minces

Au niveau microscopique, il existe principalement deux sources d'anisotropie magnétique. La première, est l'interaction dipolaire entre les moments atomiques qui donne naissance à l'anisotropie de forme qui est importante dans les couches minces et est responsable de l'aimantation du plan, par exemple : Une barre ferromagnétique, l'aimantation reste liée au plan de la barre, ce qui indique une grande valeur de l'anisotropie de forme. La seconde est l'interaction spin-orbite qui couple le spin atomique à son moment orbital, ce dernier est lié au réseau cristallographique par la présence du champ électrostatique cristallin, ce qui résulte une

énergie totale dont dépend l'orientation de l'aimantation relative aux axes cristallins, qui reflète la symétrie du cristal. Ce phénomène est connu par l'anisotropie magnéto cristalline.

I.2.E. L'anisotropie magnéto-cristalline

L'anisotropie magnéto-cristalline a principalement pour origine le couplage spin-orbite et ceci varie dans le cas d'une symétrie cubique, c'est à dire une liaison entre la symétrie des orbitales électroniques portant le moment magnétique et la structure cristallographique.

L'aimantation sera donc plus facile à aligner suivant certains axes du réseau cristallin (figure 10) [MOR65]. Un terme énergétique permet de représenter cette dépendance angulaire.

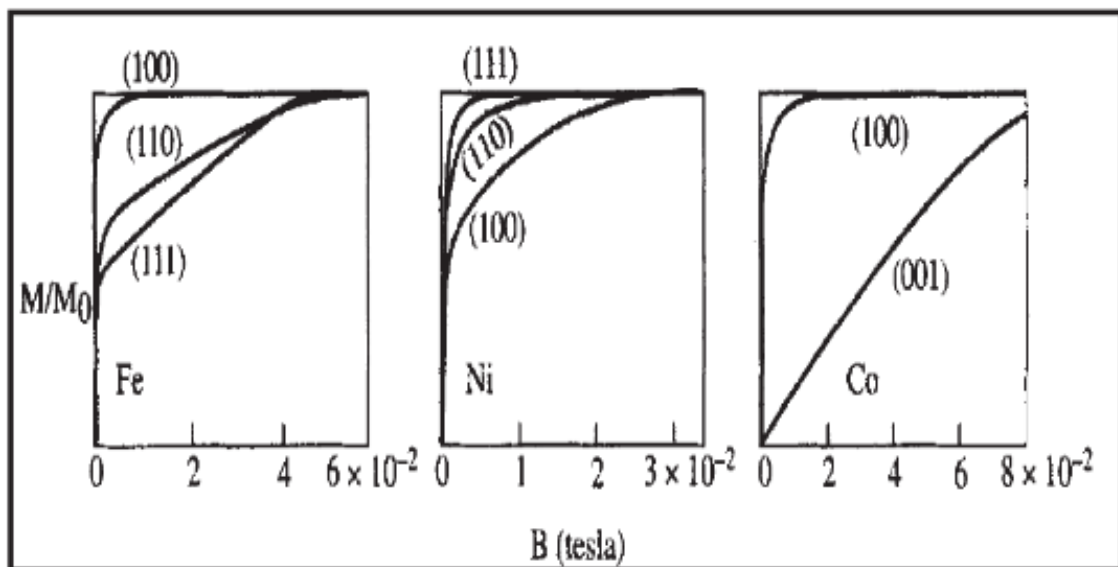


Figure 10 : Les courbes d'aimantation des monocristaux de : $Fe(cc)$, $Ni(cfc)$ et $Co(hcp)$

I.2.1. Magnétisme à l'échelle atomique et mésoscopique

I.2.1.A. Considérations énergétiques

Un matériau ferromagnétique est naturellement subdivisé en plusieurs domaines dont l'aimantation interne est uniforme. La théorie des domaines magnétiques, élaborée par Pierre Weiss dès 1907 [FOË26], s'explique par des considérations énergétiques.

L'énergie d'échange : le comportement des matériaux ferromagnétiques est fondamentalement régi par les interactions entre proches voisins qui conduisent à l'alignement de leur moment magnétique. Cette interaction, d'origine électrostatique, est liée

au recouvrement des orbitales électroniques entre atomes voisins. L'énergie d'échange résultante W_{ech} , entre les moments voisins localisés $\vec{m}_i$ et $\vec{m}_j$, peut s'écrire :

$$W_{ech} = -W_{ij} \vec{m}_i \vec{m}_j \quad (14)$$

Dans cette écriture, si la constante d'échange W_{ij} est positive, le matériau est ferromagnétique,

Si non, il est antiferromagnétique.

L'énergie d'anisotropie magnéto cristalline : l'organisation cristallographique d'un matériau ordonné lui confère des propriétés anisotropes. Ainsi, les diverses orientations possibles d'aimantation d'un matériau ferromagnétique ne sont pas équivalentes. L'aimantation est privilégiée sur certains axes cristallographiques qui sont alors appelés directions de facile aimantation (par exemple les arêtes de la maille cubique pour le fer). Ecarter l'aimantation d'une telle direction coûte de l'énergie : c'est l'énergie d'anisotropie magnéto cristalline. Ainsi, si on soumet un monocristal à une excitation magnétique croissante, comme le montre la figure 11, on remarque qu'il est plus facile de l'aimanter suivant une certaine direction $\vec{u}$.

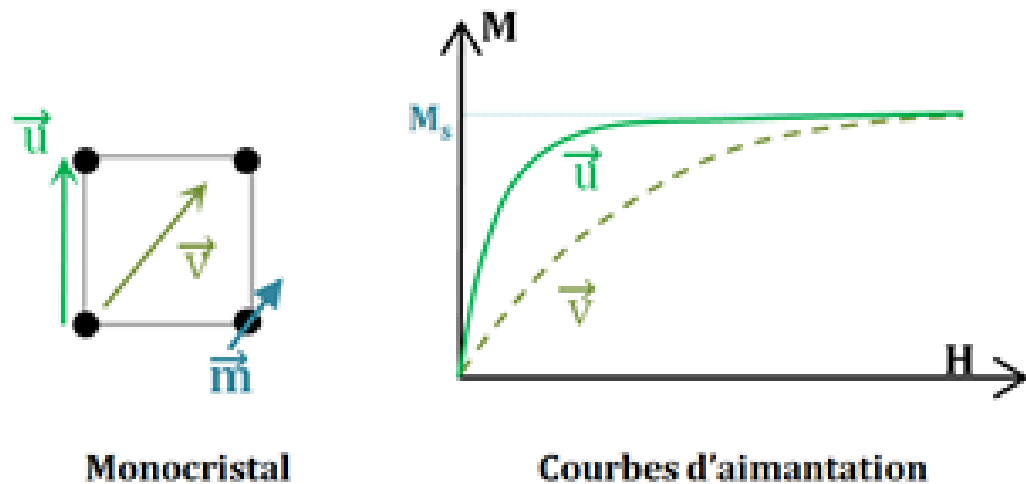


Figure 11 : illustration de l'effet de l'énergie d'anisotropie magnéto cristalline

L'énergie magnétostatique : lorsque l'on considère le matériau à l'échelle mésoscopique, on constate que chaque moment magnétique est soumis à un champ local $\vec{H}_d$ créé par l'ensemble des autres moments magnétiques [OLI16]. De cette interaction magnétique résulte

l'**énergie magnétostatique** qui a tendance à désorganiser les moments afin de créer une induction la plus faible possible dans tout l'espace. L'excitation magnétique $\vec{H}_d$ est pour cette raison appelée **champ démagnétisant**. L'expression de l'énergie potentielle associée est :

$$W_m = \frac{1}{2} \int \mu_0 H_d^2 dv \quad (15)$$

I.2.1.B. Structures en domaines

Lorsque le matériau n'est pas soumis à un champ magnétique extérieur, l'équilibre de ces trois énergies donne naissance à des zones dans lesquelles l'aimantation est uniforme ce qui correspond à l'alignement des moments magnétiques (figure 12). A l'intérieur de chaque zone, appelée **domaine de Weiss**, l'aimantation est dirigée suivant un axe de facile aimantation.

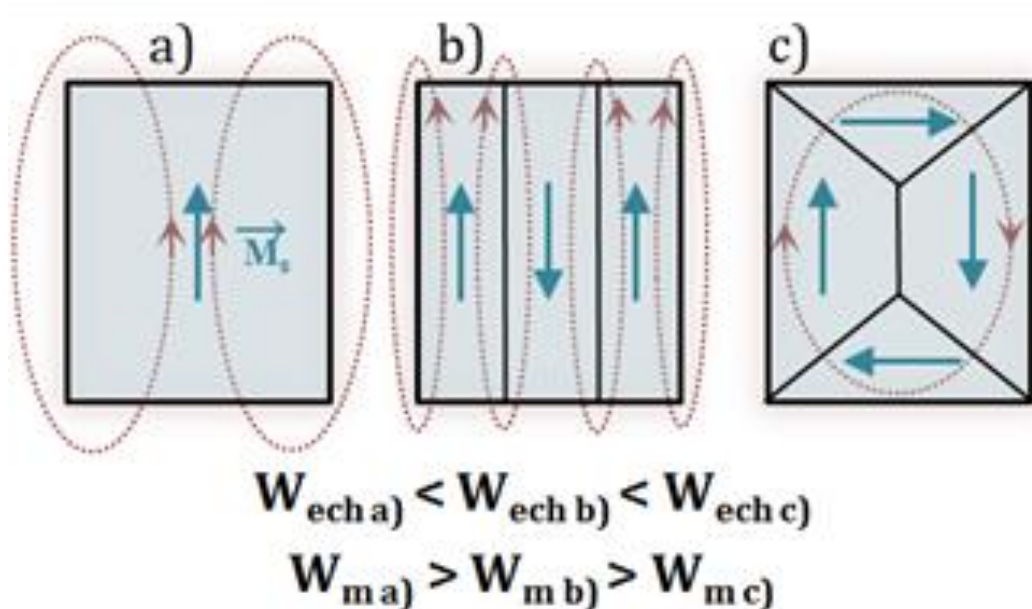


Figure 12 : Exemples de configurations des moments dans un monocristal

Chaque domaine est séparé par des parois appelées **parois de Bloch**, du nom du physicien Felix Bloch (1905-1983) qui a, le premier, eu l'idée d'une transition continue entre deux domaines voisins. Les moments magnétiques basculent progressivement d'une direction vers une autre afin de minimiser le coût énergétique de ce basculement d'aimantation (figure 13).

Sous l'action d'un champ magnétique extérieur, les parois de Bloch vont se mettre en mouvement et la direction d'aimantation de chaque domaine de Weiss va être modifiée. Ces

changements de structure mésoscopique vont occasionner une évolution, à l'échelle macroscopique, de l'aimantation $\vec{M}$ du matériau magnétique [OLI16].

Si on soumet un matériau à une excitation magnétique $\vec{H}$ (excitation strictement croissante, sinusoïdale, ...), alors la mesure de son aimantation macroscopique $\vec{M}$ permet de tracer des courbes représentatives de son comportement (courbe de première aimantation, cycle d'hystérésis, ...). Ces courbes qui reflètent la réponse macroscopique d'un matériau ferromagnétique vont donc être succinctement présentées.

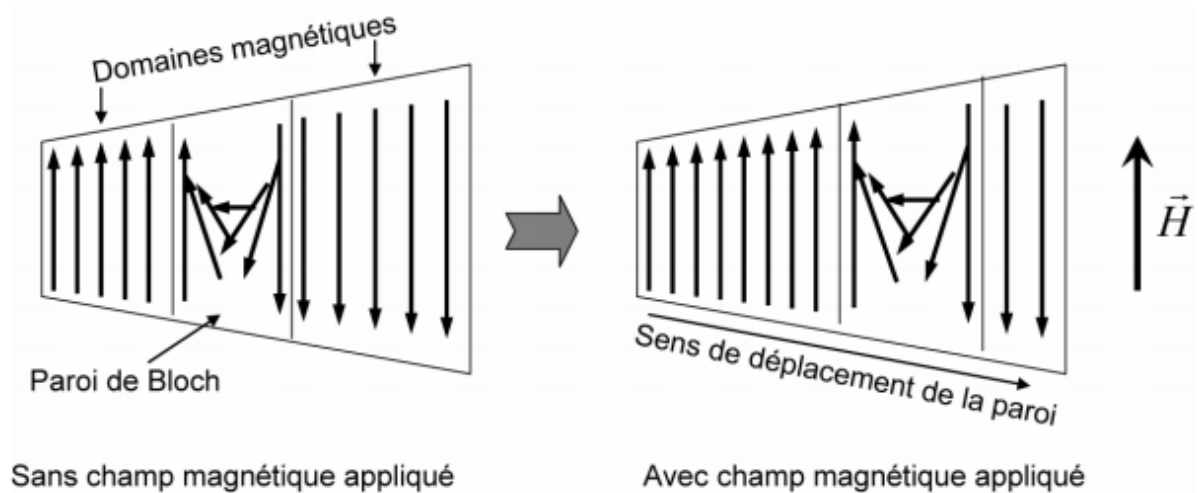


Figure 13 : Représentation schématique de la structure en domaines d'un matériau ferromagnétique

I.2.2. Magnétisme à l'échelle macroscopique

I.2.2.A. Courbe de première aimantation

A partir de maintenant l'aimantation $\vec{M}$ considérée est l'aimantation observable à l'échelle macroscopique. Un champ d'excitation magnétique $\vec{H}$ provoque l'accroissement des domaines dont l'aimantation spontanée se trouve dans la même direction que celui-ci, au détriment des autres : une polarisation moyenne non nulle apparaît. Le phénomène est dans un premier temps réversible (domaine de Rayleigh), puis, le matériau n'étant pas parfait, on observe des sauts de parois lorsque celles-ci se libèrent d'un point d'accroche [MAZ13]. Et lorsqu'un champ suffisamment fort est appliqué, le matériau tend à devenir mono-domaine.

L'aimantation va donc tendre vers une grandeur limite appelée **aimantation à saturation** M_s correspondant à l'alignement parfait de tous les moments atomiques sur le champ appliqué.

La **courbe de première aimantation** est la courbe $\vec{B}(\vec{H})$ (ou bien $\vec{M}(\vec{H})$) obtenue lorsque, à partir de l'**état désaimanté**, le matériau est soumis à un champ magnétique $\vec{H}$ **strictement croissant**. L'**état désaimanté** désigne une aimantation nulle en l'absence de champ. En pratique, il peut être obtenu en soumettant le matériau à une alternance positive/négative décroissante (type sinus amorti) d'un champ depuis l'état saturé. Notons que si la démagnétisation du matériau n'est pas obtenue grâce à une excitation de type sinus amorti mais par un procédé thermique, alors la courbe mesurée en appliquant ensuite un champ $\vec{H}$ strictement croissant est appelée **Virgin curve**. Le procédé thermique consiste à élever la température du matériau au-dessus de la température de Curie T_c puis à le laisser refroidir en l'absence de champ. A priori, la courbe de première aimantation et la *Virgin curve* n'ont pas de raison d'être confondues car l'état initial du matériau, bien qu'identique macroscopiquement, ne l'est pas au niveau mésoscopique [OLI16, BEN16].

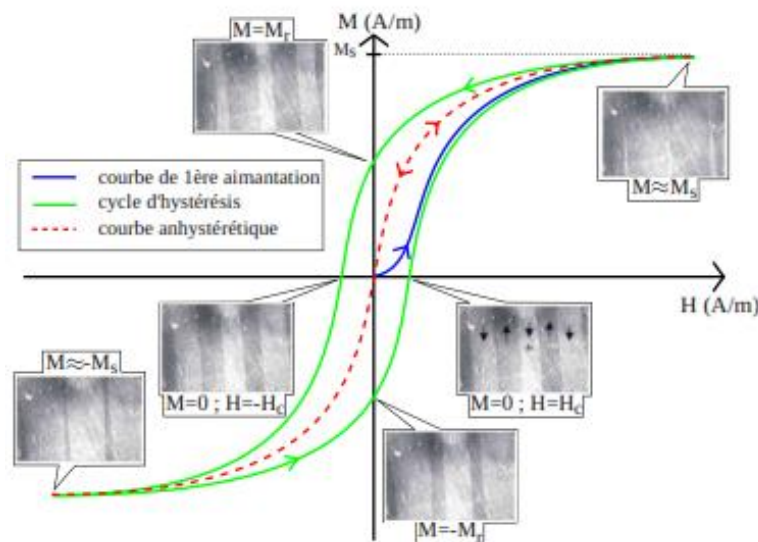


Figure 14 : Courbe de première aimantation et schéma des mécanismes d'aimantation

I.2.2.B. Cycle d'hystérésis et courbe normale

En partant de l'aimantation à saturation M_s et en faisant décroître l'excitation magnétique $\vec{H}$, on ne décrit pas la courbe de première aimantation en sens inverse car le phénomène est **irréversible** : il s'agit du phénomène d'**hystérésis** magnétique. La variation d'aimantation d'un

matériau dépend de tous les états d'aimantation antérieurs : on parle de « mémoire magnétique ». Le **cycle d'hystérésis** est obtenu lorsque le matériau magnétique est soumis à une excitation magnétique cyclique lentement variable (régime quasi statique) (figure 15). On distingue sur celui-ci un certain nombre de points remarquables :

- ✚ M_s , **L'aimantation à saturation** qui correspond à l'état où il n'existe plus de structure en domaine dans le système.
- ✚ H_c , le **champ coercitif** qui correspond au champ à appliquer pour annuler l'aimantation à partir de l'état saturé.
- ✚ M_r , l'**aimantation rémanente** qui est l'aimantation obtenue lorsque le champ magnétique extérieur est ramené à zéro.

-une dissipation d'énergie est donc liée au déplacement des parois entravées par les points d'accroche (figure 14). Ainsi, la courbe d'hystérésis, souvent présentée lissée, se compose en fait de marches discontinues. Ce phénomène, mis en évidence en 1919 par Barkhausen, est dû aux mouvements des parois de Bloch qui se font par sauts successifs.

Il est possible d'exciter la matière afin d'obtenir une famille de cycles d'hystérésis en faisant varier le champ d'excitation maximal $H_{\max}$ d'un cycle à l'autre. On obtient ainsi différents couples $B_{\max} - H_{\max}$, le dernier correspondant à la saturation $B_s - H_s$. On appelle **courbe normale** la courbe $B(H)$ obtenue en reliant les couples $B_{\max} - H_{\max}$ des cycles mineurs centrés (en pointillés sur la figure 15).

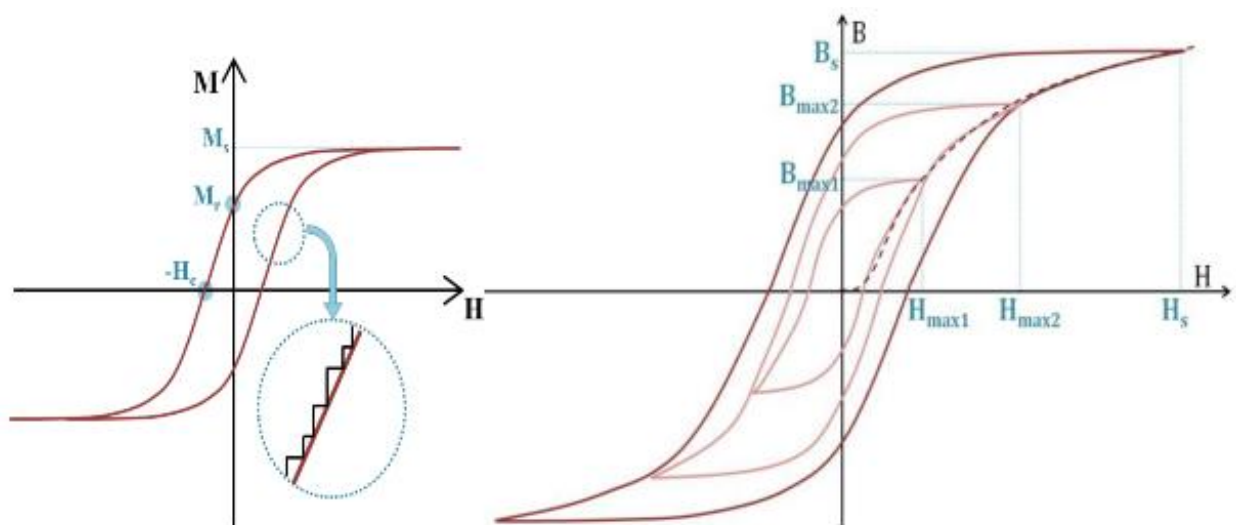


Figure 15 : Cycle d'hystérésis et famille de cycles d'hystérésis

I.2.2.C. Courbe de première aimantation et comportement non linéaire

Les matériaux ferromagnétiques se subdivisent en domaines dits de Weiss. Les domaines sont séparés par des parois dites de Bloch [BEN16]. Chaque domaine possède une aimantation uniforme et, d'un domaine à l'autre, l'aimantation n'a pas la même direction [TRE00]. La courbe de première aimantation d'un matériau ferromagnétique représente le passage de son état désaimanté ($M = 0$) à son état dit de saturation. L'action du champ magnétique H a pour effet de favoriser l'augmentation du volume des domaines de Weiss orientés dans le sens du champ [MAZ13]. La figure 16 représente l'allure de l'aimantation M en fonction d'un champ croissant H de direction donnée lorsque le matériau ferromagnétique est initialement désaimanté. Lors de l'application d'un champ (H_2), le volume des domaines, dont les directions d'aimantation sont voisines à celle du champ appliqué, augmente grâce au déplacement irréversible des parois de Bloch. En augmentant l'intensité du champ (H_3), les domaines, dont les directions d'aimantation sont opposées à celle du champ appliqué, disparaissent. L'augmentation du champ (H_4) provoque l'état de saturation du matériau : c'est-à-dire que l'aimantation M atteint une valeur maximum M_s . L'état de saturation correspond à une rotation de tous les moments magnétiques selon la direction du champ H .

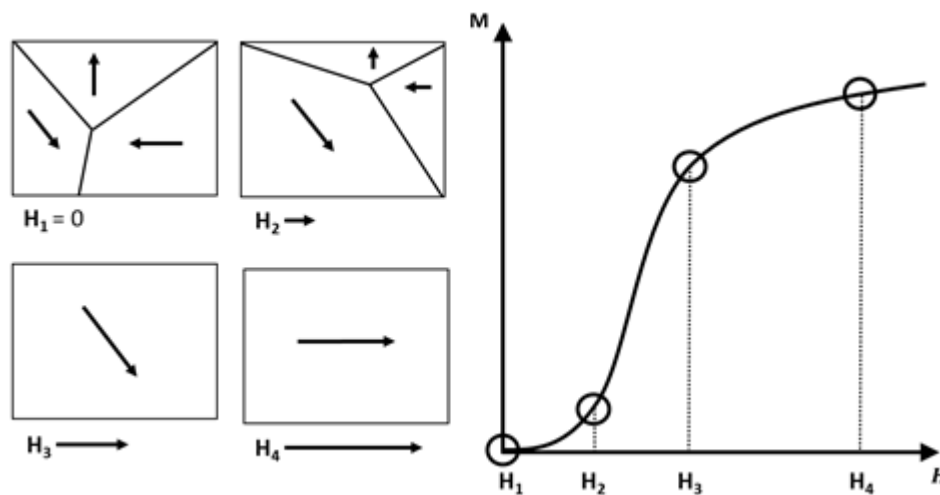


Figure 16 : courbe de première aimantation

I.2.2.D. Courbe anhysterétique

La courbe anhysterétique est la courbe représentant l'induction en fonction du champ tel qu'il serait si les transformations dans le matériau étaient réversibles (sans perte). Pour déterminer expérimentalement cette courbe, un champ sinusoïdal décroissant est superposé au champ continu dont la valeur de l'induction est recherchée. Etant donné que le cycle alternatif est

centré sur la courbe anhystérétique, l'induction converge vers la valeur de la courbe anhystérétique [JIL00] [COE 96].

Pour différentes valeurs de champ d'excitation magnétique constant H_{pol} , un état anhystérétique B_{anh} indépendant du passé d'aimantation du matériau peut être obtenu. Pour amener la matière dans cet état anhystérétique il faut appliquer un champ d'excitation de type sinus amorti centré sur H_{pol} , comme l'illustre la figure 17 et 19.

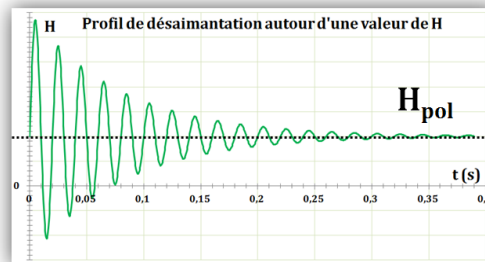


Figure 17 : Excitation à appliquer au matériau pour le rendre dans un état anhystérétique

La figure 18 permet de comparer la courbe de première aimantation, le cycle d'hystérésis et la courbe anhystérétique. Que le matériau soit initialement dans l'état **A** ou **C**, à la fin de la procédure proposée figure 17, il sera dans l'état **B**. L'ensemble de ces états anhystérétiques mesurés point par point constituent la **courbe anhystérétique**. Elle représente donc l'induction en fonction du champ tel qu'elle serait si les transformations dans le matériau étaient réversibles.

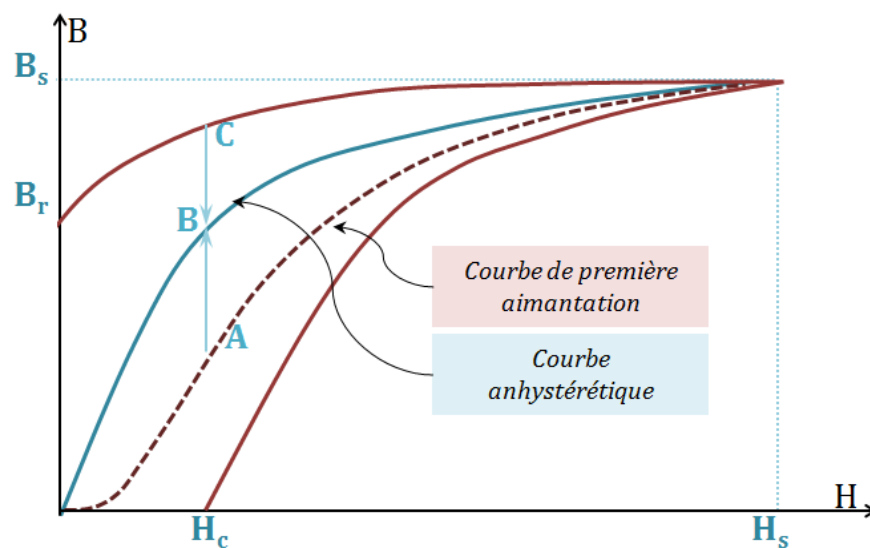


Figure 18 : Courbe de première aimantation et courbe anhystérétique

I.2.2.E. Types de perméabilités

De façon générale, la perméabilité magnétique correspond à une pente des courbes $B(H)$. La **perméabilité initiale** μ_i est la limite à l'origine de la perméabilité de la courbe de première aimantation (B et H tendent vers zéro). La **perméabilité différentielle** μ_{diff} se définit comme la pente dB/dH le long du cycle d'hystérésis. La **perméabilité incrémentale** μ_{inc} correspond à la pente des cycles mineurs asymétriques. Cette perméabilité est mesurée lorsque l'excitation du matériau est une superposition de deux champs : un champ d'excitation constant et un champ alternatif, soit une excitation magnétique du type $H = H_{pol} + C \cos(t)$, avec H_{pol} et C des constantes et t le temps. Le point central du cycle mineur asymétrique ainsi obtenu a pour coordonnées le champ de polarisation H_{pol} et l'induction polarisée B_{pol} . Les mêmes termes (perméabilité différentielle et perméabilité incrémentale) peuvent être utilisés mais "en étant le long de la première aimantation", comme l'illustre la figure 19 [MAZ13].

C'est-à-dire divisée par la perméabilité du vide μ_0 . Du fait du comportement non linéaire Et hystérétique des matériaux ferromagnétiques, différentes perméabilités peuvent être définies : la perméabilité absolue, initiale, différentielle, superposée et réversible. En effet, les types de perméabilités exposées dans la littérature sont nombreux et les définitions données parfois contradictoires selon leurs auteurs [UNI17] :

✚ La perméabilité absolue et relative

En tout point sur la courbe $B(H)$, la perméabilité absolue μ [H/m] est définie par :

$$\mu = \frac{B}{H} = \mu_0 \mu_r \quad (16)$$

Où μ_r correspond à la perméabilité relative (sans dimension). La perméabilité μ passe par un Maximum μ_{max} lorsque H varie. Les équations 8 et 9 et 17 permettent la réécriture suivante de μ_r :

$$\mu_r = \chi + 1 \quad (17)$$

✚ La perméabilité initiale

La perméabilité initiale μ_i correspond à la perméabilité magnétique lorsque le matériau est désaimanté et excité à basse fréquence et à très faible champ. On peut définir μ_i par l'équation suivante [UNI17]:

$$\mu_i = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{H} \quad (18)$$

La perméabilité différentielle

La perméabilité différentielle μ_{diff} représente la pente de la tangente en un point $B(H)$ donné:

$$\mu_{diff} = \frac{dB}{dH} \quad (19)$$

La perméabilité superposée ou incrémentale et la perméabilité réversible

La perméabilité superposée μ_{Δ} est obtenue par une variation de champ autour d'un point de Polarisation et s'écrit :

$$\mu_{\Delta} = \frac{\Delta B}{\Delta H} \quad (20)$$

Où ΔB et ΔH sont les valeurs crête-à-crête respectives de l'induction B et du champ H en un point Donné $B(H)$.

La perméabilité réversible μ_{rev} cas particulier de la perméabilité superposée, est obtenue par une très faible variation de champ. La perméabilité réversible peut s'écrire ainsi [UNI17] :

$$\mu_{rev} = \lim_{\Delta H \rightarrow 0} \mu_{\Delta} = \lim_{\Delta H \rightarrow 0} \frac{\Delta B}{\Delta H} \quad (21)$$

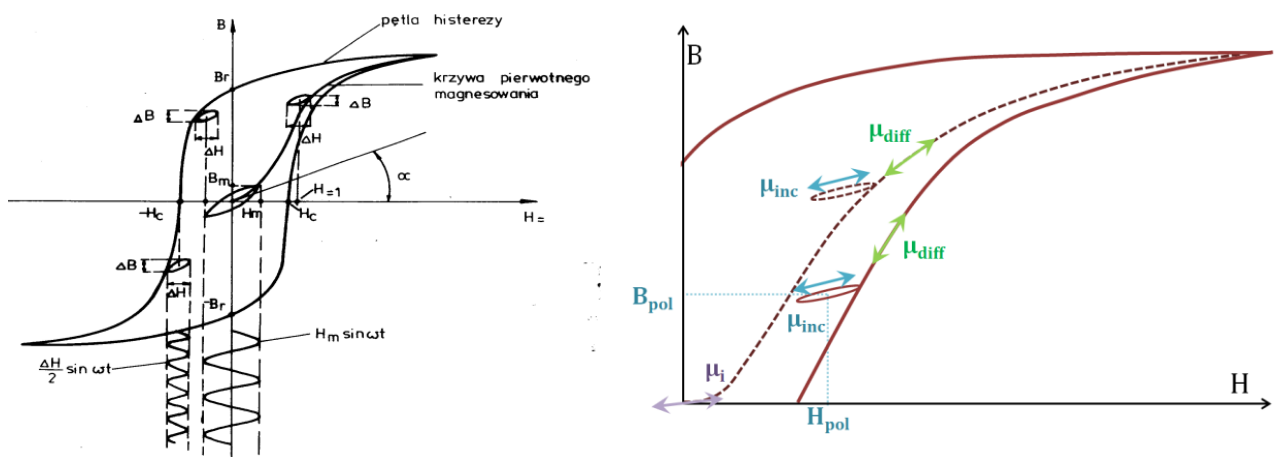


Figure 19 : Courbe $B(H)$ et perméabilités magnétiques

I.3. Méthodes de caractérisation des propriétés magnétiques

I.3.1. Méthodes standards de caractérisation magnétique

A) Principe de mesure dans les méthodes standards

Généralement, la détermination des propriétés magnétiques d'un matériau doux revient à mesurer l'induction globale $\vec{B}$ dans le matériau soumis à un champ exciteur $\vec{H}$ variable [MAZ13]. Il existe plusieurs méthodes normalisées :

1) Une bobine est parcourue par un courant de 1 A.

Sans noyau ferromagnétique, L'intensité de l'induction Magnétique est de 4 mT, avec le noyau ferromagnétique elle est de 40 mT [MAZ13].

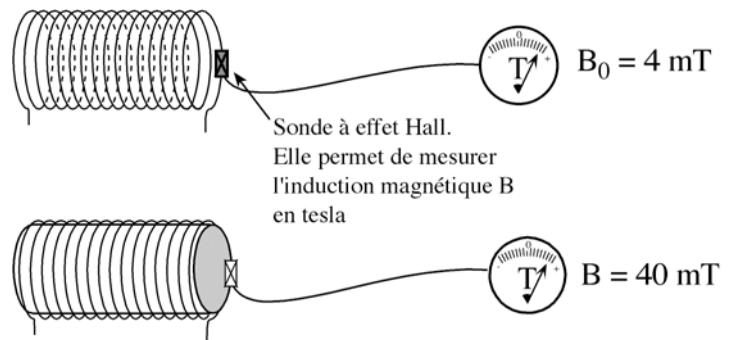


Figure 20 : Représentation schématique Une bobine est parcourue par un courant

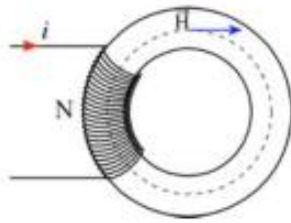
On peut déterminer une valeur approchée de la perméabilité relative du noyau ferromagnétique.

$$B = \mu_0 \mu_r H = \mu_r B_0 \Rightarrow \mu_r = \frac{B}{B_0} = \frac{40}{4} = 10 \quad (22)$$

2) circuit magnétique avec et sans entrefer

A) 1^{ère} Méthode de calcul

Un circuit magnétique est la partie ferromagnétique guidant le flux magnétique d'un système électrique (exemples : le noyau d'un transformateur ou le corps d'un moteur). De nombreux circuits magnétiques, entrant dans la constitution des machines électriques, comportent obligatoirement un entrefer. Exemple des moteurs dont le circuit magnétique est composé du stator (partie fixe) et du rotor (partie mobile) [MAZ13], l'entrefer est indispensable pour permettre la rotation du rotor, comme l'illustre la Figure 21

Tore sans entrefer

D'après le théorème d'Ampère

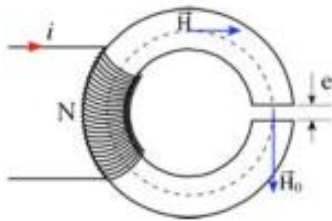
$$H.L = N.I$$

L : longueur moyenne des lignes de champ (m)

N : nombre de spires de la bobine

I : courant dans la bobine (A)

H : excitation magnétique (A/m)

Tore avec un entrefer

D'après le théorème d'Ampère

pour N et I constants ;

$$\text{dans la matière : } H.(L - e) = N.I$$

$$\text{dans l'entrefer : } H_0.e = N.I$$

L : longueur moyenne des lignes de champ (m)

e : longueur de l'entrefer (m)

N : nombre de spires de la bobine

I : courant dans la bobine (A)

H : excitation magnétique dans la matière (A/m)

 H_0 : excitation magnétique dans l'entrefer (A/m)

Figure 21 : Représentation schématique Circuit magnétique avec et sans entrefer

Si $e \ll L$, les lignes de champs traversent l'entrefer sans trop de perte.

$$\Rightarrow B_{\text{mat}} = B_{\text{air}} \Rightarrow \mu_0 \cdot \mu_r \cdot H = \mu_0 \cdot H_0 \Rightarrow \mu_r \cdot H = H_0 \quad (23)$$

$\mu_r \approx 1000$ Pour du fer. H_0 Est 1000 fois plus important que H.

Donc si l'on a besoin d'une excitation donnée dans l'entrefer, on peut calculer le courant qui

Sera nécessaire. Celui-ci sera d'autant plus faible que μ_r sera grand.

$$\frac{H_0(L - e)}{\mu_r} + H_0.e = N.I \Rightarrow \mu_r = \frac{H_0(L - e)}{(N.I) - (H_0.e)} \quad (24)$$

B) 2^{ème} Méthode de calcul

$$I(t) = I_0 \sin(\omega t)$$

1-Champ produit par solénoïde

La valeur du champ $\vec{H}$ au centre d'un solénoïde mince de dimension $d \ll L$, dans lequel passe un courant I , est donnée par [UNI17] :

$$H_0 = \frac{N \cdot I}{(L^2 + d^2)^{1/2}} \quad \text{Et } N = \text{Nombre de spires} \quad (25)$$

Pour cette expérience, nous allons employer, comme circuit magnétique fermé, un tore. Dans ce cas le champ magnétique H_0 généré par N spires vaut :

$$L = 2\pi \frac{R+r}{2} = \text{circonférence moyenne du tore.}$$

$$S = d(R - r) = \text{section du tore.}$$

N = nombre de spires bobinées sur le tore.

$$H_0 = \frac{N \cdot I}{L} \quad (26)$$

2- Loi d'induction

La tension induite aux bornes d'une boucle conductrice de surface $\vec{S}$ dans laquelle une variation de flux magnétique $d\phi$ a lieu pendant le temps dt vaut [UNI17]:

$$V_{ind} = -\frac{d\phi}{dt} \quad \text{Avec } \phi = \vec{B} \cdot \vec{S} \quad \text{et } [\phi] = V_s = \text{weber} \quad (27)$$

Si $\vec{B}$ est perpendiculaire à la surface.

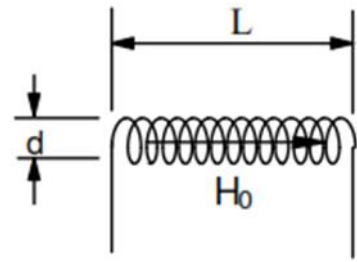


Figure 22 : Représentation schématique une spire

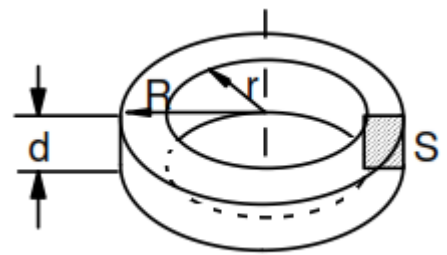


Figure 23 : Représentation schématique un tore

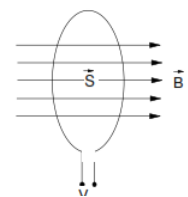


Figure 24 : Représentation schématique d'un tore d'une boucle conductrice de surface.

(i.e. $\vec{B} / \vec{S}$), on peut écrire :

$$V_{ind} = -N.S \frac{dB}{dt} \quad \text{Où } N \text{ est le nombre de spires.} \quad (28)$$

C) 3^{ème} Méthode de calcul : Forme de la tension induite dans un tore

1- courant sinusoïdal

$$I(t) = I_0 \sin(\omega t) \quad (29)$$

Le champ B produit par la première bobine de N_1 spires vaut : [UNI17]

$$B(t) = \mu_0 \mu_r H(t) = \mu_0 \mu_r \frac{N.I(t)}{L} \quad (30)$$

Le flux dans la deuxième bobine (bobine comportant n spires) est $\phi = n.S.B$ d'où :

$$V_{ind} = -\frac{d\phi}{dt} = -\mu_0 \mu_r \frac{N.n.S}{L} \cdot \frac{dI}{dt} = -\mu_0 \mu_r \frac{N.n.S}{L} \cdot I_0 \cdot \omega \cdot \cos(\omega t) \quad (31)$$

d'où la valeur de crête de la tension V_{ind} , notée V_{max} , est donnée par :

$$V_{max} = \mu_0 \mu_r \frac{N.n.S}{L} \cdot I_0 \cdot \omega \Rightarrow V_{ind} = -V_{max} \cos(\omega t) \quad (32)$$

2-courant triangulaire : La tension induite V_{ind} est alors donnée par

$$V_{ind} = 2\mu_0 \mu_r \frac{N.n.S}{\pi L} \cdot I_0 \cdot \omega \quad (33)$$

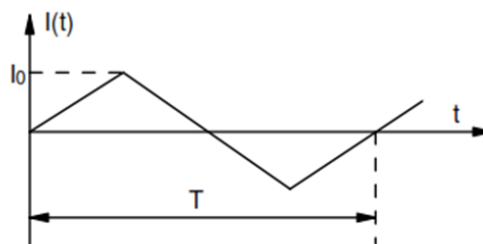


Figure 25 : Représentation schématique du courant triangulaire

3) Méthode fluxmétrique type « transformateur » pour mesures d'hystérésis à des Fréquences modérées (< quelques kHz) [OSC06].

$$\boxed{H = \frac{N_1}{L_m} \cdot i_1} \text{ et } \boxed{V_2 = -N_2 \frac{d\phi}{dt}} \Rightarrow \boxed{\phi = B \cdot S = -\frac{1}{N_2} \int V_2 dt} \Rightarrow \boxed{B = -\frac{1}{S \cdot N_2} \int V_2 dt} \quad (34)$$

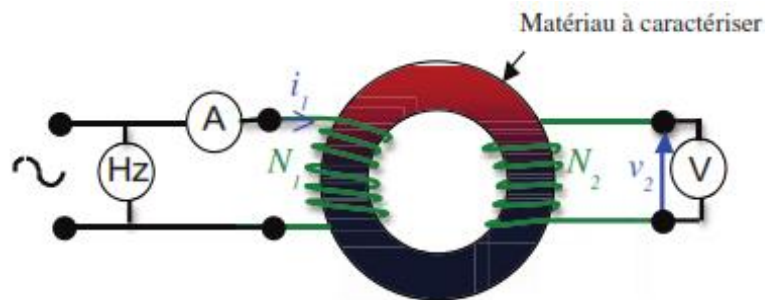


Figure 26 : schéma de principe d'une mesure fluxmétrique de la polarisation magnétique en champ alternatif

4) Cadre Epstein (Epstein frame) : La technique de mesure du **cadre Epstein** a été proposée dès 1936 par Burgwin (figure 27) [YAS12]

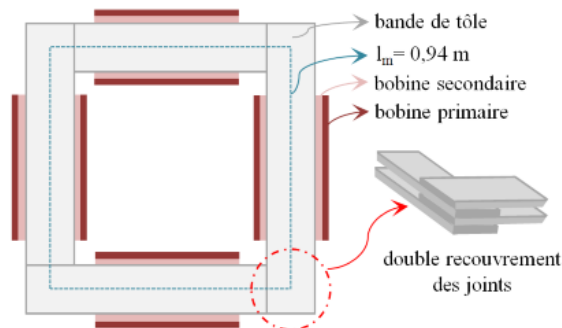


Figure 27 : Représentation schématique du cadre Epstein

5) Le circuit magnétique fermi

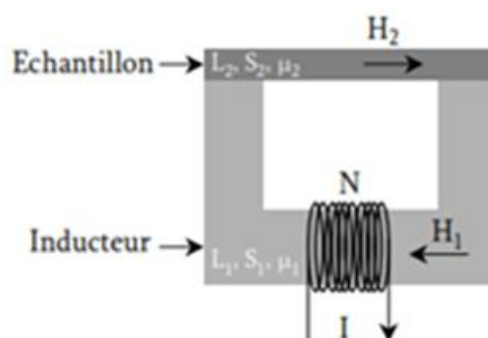


Figure 28 : Représentation schématique Le circuit magnétique fermi

$$\begin{aligned}
 H_1.L_1 + H_2.L_2 &= N.I \\
 \Phi = B_1.S_1 = B_2.S_2 &= \mu_1.H_1.S_1 = \mu_2.H_2.S_2 \\
 \Rightarrow H_2(t) &= \frac{N}{\frac{\mu_2.S_2}{\mu_1.S_1}.L_1 + L_2}.I(t)
 \end{aligned} \tag{35}$$

6) **Hystérésigraphe** : il existe plusieurs méthodes (méthode du transformateur) [CHA06].

7) ...etc.

Les méthodes standards de mesures magnétiques ne sont donc ni adaptées, ni adaptables à l'étude des propriétés magnétiques locales des roues polaires de façon non destructive. Il est donc nécessaire de développer et valider un dispositif et une méthode de caractérisation de la roue polaire en interne. Ce dispositif sera nécessairement réalisé à l'aide de capteurs magnétiques. C'est pourquoi différents capteurs magnétiques et assemblage de ceux-ci vont être présentés.

I.3.2. Méthodes non-standards de caractérisation magnétique

✚ Méthode en Contrôle Non Destructif (CND)

Trois méthodes électromagnétiques ont été employées : les courants de Foucault "traditionnels" et deux techniques faisant appel à l'application d'un champ magnétique extérieur : la mesure de perméabilité incrémentale et l'analyse de bruit Barkhausen [HEL12].

1) Contrôle Non Destructif (CND) par Courants de Foucault (CF)

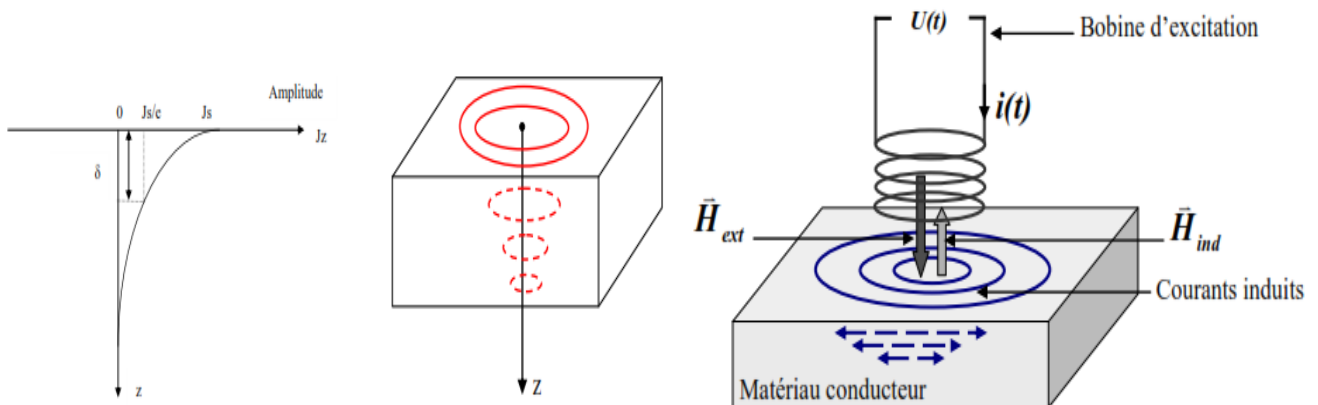


Figure 29 : Représentation schématique Courants de Foucault (CF) [HEL12].

- Épaisseur de peau et la densité de courant : (Z) = profondeur du point où on calcule

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \sigma \mu f}} \text{ et } J(Z) = J_s \exp\left(\frac{-Z}{\delta}\right) \quad (36)$$

2) Contrôle Non Destructif (CND) par Bruit Barkhausen (BN) : (Chapitre 2)

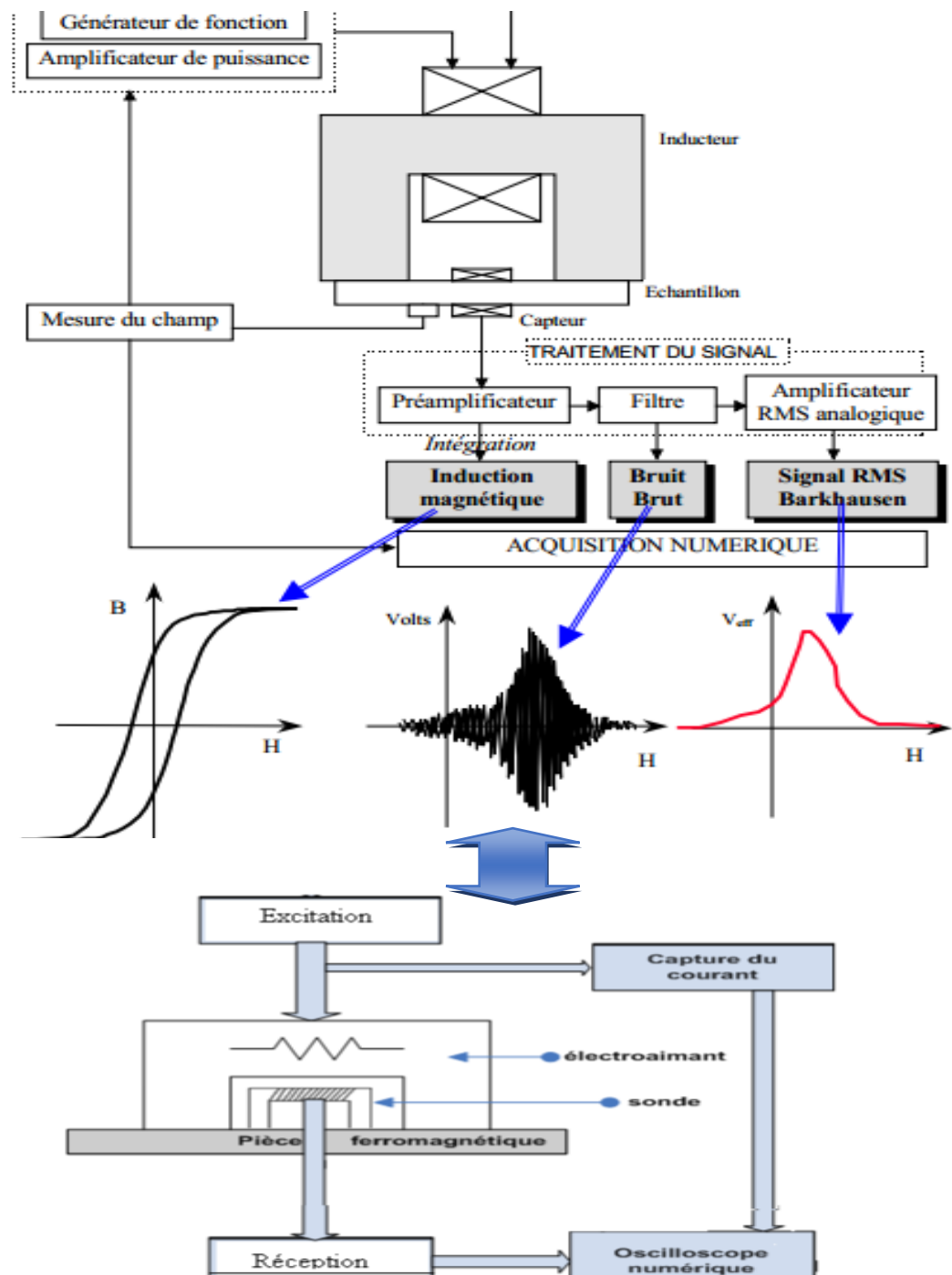


Figure 30 : Représentation schématique par Bruit Barkhausen (BN).

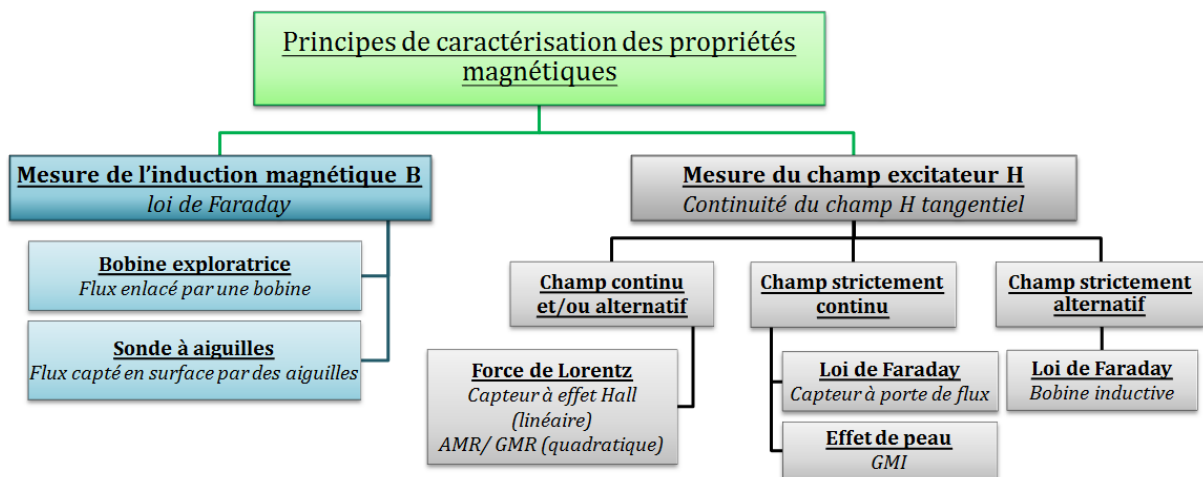


Figure 31 : Organigramme des principes de caractérisation des propriétés magnétiques

Bilan sur les méthodes de CND :**Tableau 1 : Avantages et inconvénients des différentes méthodes CND**

Méthode de	Avantages	Inconvénients
Perméabilité Magnétique	Scrute toute l'épaisseur de la tôle	Ne permet pas de détecter les défauts de surface Sensible aux contraintes présentes en ligne de production
Courant de Foucault	S'applique sur tous les matériaux Conducteurs Facile à mettre en œuvre Transportable pas de contact direct avec l'échantillon	Scrute uniquement la surface de la Tôle
Mesure du Bruit Barkhausen	Scrute l'échantillon à différentes Profondeurs Les résultats obtenus permettent de corréler les paramètres de mesures à la	Applicable uniquement sur les Matériaux magnétiques
Perméabilité Incrémentale	Avantageuse par sa facilité de mise en œuvre en ligne Le nombre de paramètres extraits est intéressant	Coûteuse Sensible aux contraintes appliquées en ligne

REFERENCES

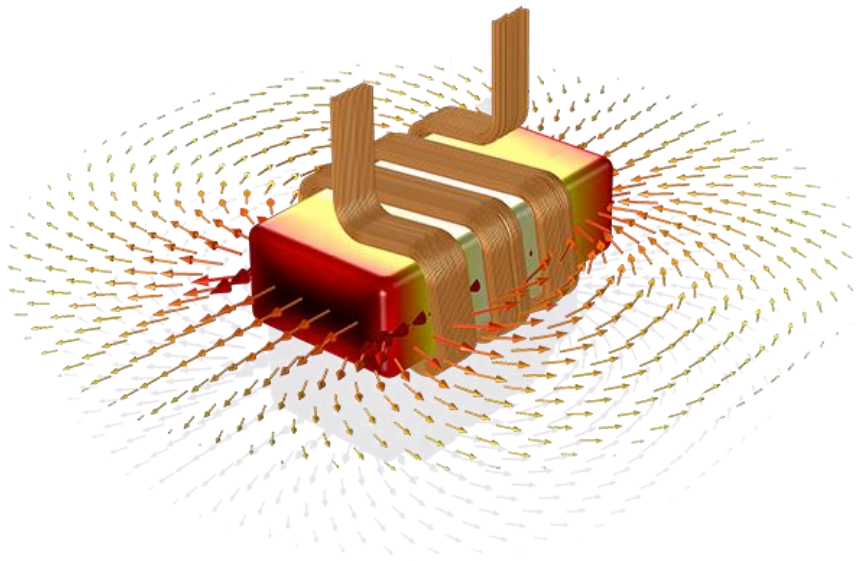
- [AWS95] **D. D. Awschalom**, D. P. Divineinzo ; Complex Dynamics of Mesoscopic Magnets Physics Today, April 48(4) (1995) 43-48.
- [BEN16] **Benjamin Delabre**, Développement de capteurs flexibles à courants de Foucault : applications à la caractérisation des propriétés électromagnétiques des matériaux et à la détection de défauts par imagerie statique, Thèse De Docteur De L'université Paris-Saclay, 2016, page 34
- [BLA05]. **J. A. C. Bland**, B. Heinrich ; Ultrathin Magnetic Structures I. An Introduction to the Electronic, Magnetic and Structural Properties. Springer (2005) PP 1, 65, 66, 67.
- [BOU04] **R. Boukhalfa** ; Propriétés structurales et magnétiques des couches minces Fe/Ag déposées sur un substrat monocristallin MgO(001), Thèse de magister, Université Tébessa(2004) PP 5,15, 26.
- [CHA06] **M. CHAILLOUX Thibaut**, Caractérisation Et Modélisation De Matériaux magnétiques En Hautes Températures En Vue D'une Application Au Filtrage Cem, Diplôme De Doctorat, L'université Claude Bernard Lyon 1, 2006
- [COE96] **J. COEY**, Rare-earth iron permanent magnets, Oxford sciences publications, 1996.
- [EPF 17] **Magnetisme**, 12h et 03 min 24/03/17
https://www.garmanage.com/atelier/index.cgi?path=public/Teaching/EPFL/3_Magnetisme
- [EUR09] Règlement No 443/2009 du parlement **européen** du conseil, 2009.
- [FOË26] **Foëx, P. Weiss**, Le magnétisme, l'Université du Michigan, Armand Colin, 1926.
- [LEF16] **Profe. Iben Khaldoune LEFKAIER**, Cours module Master 2 -Méthode de spectroscopie, 2016/2017.
- [JIL00] **M. MARION Romain**, Contribution à la modélisation du magnétisme statique et dynamique pour le génie électrique, Diplôme De Doctorat , 2010 page 17.
- [MAR10] **Mazaleyrat F.**, Matériaux magnétiques : Des principes aux applications, Cours de l'École Normale Supérieure de Cachan (2013).
- [MAZ13] **Mazaleyrat F.**, Matériaux magnétiques : Des principes aux applications, Cours de l'École Normale Supérieure de Cachan (2013).
- [MOR65] **A. H. Morrish** ; The physical principal of magnetism. New York (1965) P110.
- [NOU 02] **A. NOURDINE** Ingénieur ENS/EG, Modélisation de l'hystérésis dans les matériaux magnétiques, Thèse de Docteur De L'Inpg, Nstitut na Tional Polytechnique De Grenoble, 2002, page17.
- [OLI16] **Olivier GHIBAUDO**, Caractéristiques magnétiques de matériaux doux sous l'action de contraintes mécaniques cycliques, Docteur De La Communauté Université Grenoble Alpes, 2016 page (8-13).
- [OSC06] **Oscar Cubero.**, Cycle d'hystérésis, Travaux pratiques d'débutants TPD, 2006.
- [OUL10] **Ould Ouali Samy Hassani**, Intégration De L'hystérésis Magnétique Dans Un Calcul Eléments Finis En Vue De L'estimation Des Pertes Dans Les Tôles Des Machines Electriques, Thèse De Doctorat, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, 2010, page3.
- [OUL10] **Ould Ouali Samy Hassani**, Intégration De L'hystérésis Magnétique Dans Un Calcul Eléments Finis En Vue De L'estimation Des Pertes Dans Les Tôles Des Machines Electriques, Thèse De Doctorat, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, 2010, page7.
- [TRE00] **Trémolet** de La cheisserie E., Magnétisme, vol. 1, Grenoble: EDP Sciences (2000).
- [UNI17] **Hysteresis et loi d'induction** <http://www.unige.ch/sciences/physique/tp/tpe/PDF/E8.pdf> 01h et 03 min 03/03/17
- [HEL12] **Bachir HELIFA**, Contribution A La Simulation Du Cnd Par Courants **Yasmine GABI**, Modélisation FEM du système de contrôle non destructif 3MA en ligne de production des aciers dual phase, Thèse De Doctorat De l'Université De Nantes, 2012, page 14

Chapitre II

La mesure par Bruit Barkhausen

✚ Mesure de la perméabilité magnétique

✚ Mesure perméabilité incrémentale



II. Mesure de la perméabilité magnétique par Bruit Barkhausen

Introduction

Depuis les premières études menées par Pierre Curie en 1895 visant à comprendre les propriétés magnétiques de la matière, d'autres travaux de recherche sont entrepris par des scientifiques dans l'étude du magnétisme. En 1905, Langevin introduisit le concept du moment magnétique atomique permettant ainsi de comprendre certaines propriétés magnétiques des matériaux, mais il a fallu attendre la théorie de Weiss [PAU02]. Weiss a travaillé essentiellement sur le ferromagnétisme. Il postule pour cela l'existence d'un champ magnétique fictif, qu'il nomme champ moléculaire, où se produisent les interactions entre moments atomiques, phénomène qui sera par la suite observé dans des régions élémentaires que l'on appelle désormais domaines de Weiss séparés par des parois de Bloch [WEI17]. Félix Bloch en 1932 a expliqué la structure des zones de transition entre deux domaines adjacents par des parois qui portent son nom [MEB13].

Le **bruit Barkhausen** est le bruit électromagnétique émis par un matériau ferromagnétique lors d'un cycle d'aimantation (BN), contrairement à la perméabilité incrémentale, également appelée la méthode magnéto élastique ou micro magnétique, est basée sur un concept de mesure inductive d'un signal similaire à un bruit, généré lorsque le champ magnétique est appliqué à un échantillon ferromagnétique. Après qu'un scientifique allemand, le professeur **Heinrich George Barkhausen** qui a expliqué la nature de ce phénomène déjà en 1919, ce signal s'appelle le bruit Barkhausen [STR17], en effet, il est dû au déplacement saccadé des parois de Bloch lors de la réorientation des domaines de Weiss, le bruit est sensible à tout ce qui peut entraver ce déplacement (joints de grains, inclusions, contraintes résiduelles) et est par conséquent très dépendant de la microstructure [MAY86], la combinaison des impulsions de tous les mouvements de domaine donne un signal échelonné ressemblant à un bruit électrique, contenant des informations sur les caractéristiques magnétiques du métal testé [BLA14], d'où son utilisation en tant que technique de contrôle non destructif.

II. 1. Expérience de Barkhausen

Un aimant tourne lentement, induisant dans un barreau ferromagnétique un renversement de polarisation selon un mouvement périodique, un enroulement capte les variations de flux magnétique dans le barreau, qui sont transmises après amplification à un haut-parleur (figure

2-1) [DAL02]. A chaque renversement de la polarisation, un bruit rappelant l'écoulement de petits grains dans un récipient, se fait entendre, ce phénomène démontre que sous l'effet d'un champ extérieur suffisamment important la polarisation ne se fait pas de façon continue, mais par petits sauts successifs.

Comme il a été décrit précédemment, la structure en domaines s'établit spontanément pour diminuer l'énergie totale du système. L'application d'un champ extérieur entraîne un réarrangement de ces domaines. Cette modification d'organisation est essentiellement due aux déplacements des parois qui limitent les domaines, de telle sorte que les domaines bien orientés augmentent de volume au détriment des domaines mal orientés. Les parois ne se déplacent pas librement, elles sont accrochées sur toutes les micro- hétérogénéités présentes dans la matière (dislocations, précipités, joints de grain, ...). Ceci correspond à un phénomène d'ancrage des parois [MCL86]. Le déplacement des parois est donc discontinu ; il se fait par sauts, les parois s'arrachent aux ancrages pour se bloquer sur de nouveaux obstacles et ainsi de suite... Barkhausen [MEB13] fut le premier à mettre en évidence ces discontinuités par une expérience simple ; En testant un nouvel amplificateur reliant un bobinage placé autour d'un morceau de fer à un haut-parleur, il s'aperçoit que son montage émettait des crachotements lorsqu'un aimant permanent était approché lentement du barreau de fer.

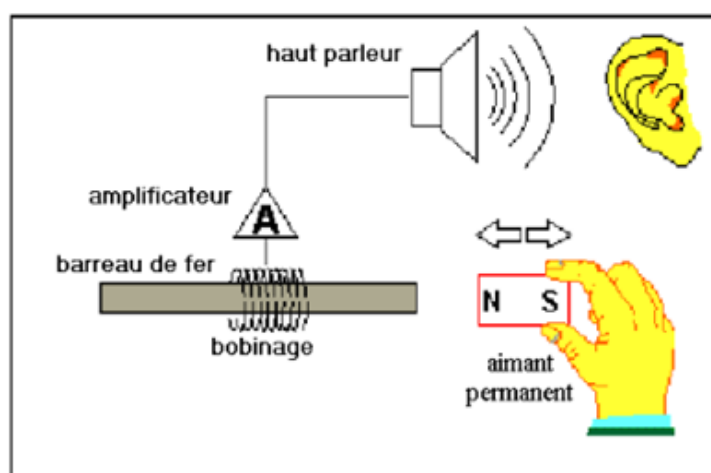


Figure 2-1 : Montage de l'expérience de G.H. Barkhausen

Le cristal peut contenir un grand nombre d'imperfections, en arrivant sur un défaut, la paroi va se bloquer et rester encrée, si le champ appliqué augmente, la paroi va se détacher brusquement pour aller jusqu'à un nouveau défaut. La capacité qu'ont les défauts à bloquer une paroi dépend de leur nature et de l'énergie d'interaction qui existe entre eux et la paroi. Le mouvement brusque de la paroi se traduit par une impulsion **Barkhausen**, le bruit

qu'engendre ce mouvement est de haute fréquence, il entraîne le mouvement des parois de Bloch.

Dans cette expérience, chaque mouvement brutal de paroi provoque une petite variation locale de champ que la bobine transforme en une tension électrique. Il se trouve qu'une partie importante du spectre se situe dans le domaine audible. Ce bruit est généralement appelé **bruit Barkhausen** ou bruit ferromagnétique [MIL02].

II. 2. Discontinuités du processus d'aimantation

L'aimantation d'un matériau est définie :

- Au niveau macroscopique, il est présenté par le cycle d'hystérésis.
- Au niveau microscopique, il est représenté par le Bruit Barkhausen.

Sous l'effet d'un champ magnétique, la microstructure magnétique d'un matériau est modifiée. Cette modification magnétique se traduit par le déplacement des parois de Bloch [CHE04]. Sur leurs trajets les parois rencontrent toutes les imperfections présentes dans le matériau, tous ces défauts vont agir comme des points d'ancrage ; ils stoppent le déplacement des parois. Si le champ appliqué augmente encore alors l'énergie apportée est suffisamment importante pour provoquer le décrochage de la paroi qui se déplace brusquement jusqu'aux défauts suivants [BAR19].

La discontinuité de déplacement des parois dépend de la nature et de la taille de ces défauts par exemple un atome de carbone, en solution solide dans le fer ne présentera pas la même force d'encrage pour une paroi d'un autre élément, il est en générale admis que les encrages les plus puissants sont donnés par les défauts de taille équivalente à l'épaisseur d'une paroi de Bloch.

II. 3 Mesure du Bruit Barkhausen

Chaque saut d'une paroi de Bloch induit une perturbation électromagnétique, une sonde judicieusement placée et orientée sur le spécimen permet de transformer les variations de flux induit par la perturbation à des impulsions électriques, chaque événement de Barkhausen dans le matériau induit une impulsion de tension aux bornes de la bobine réceptrice et la somme de tous ces événements forment ce qu'on appelle «Bruit Barkhausen» dont l'intensité dépend du champ appliqué et de la nature des défauts.

II. 4 Équipements et paramètres de mesure

Dispositif de mesure globale du Bruit Barkhausen

Le dispositif de mesure globale, adopté pour la majorité de nos mesures de bruit Barkhausen, est schématisé sur la figure 2-2 [HUG07].

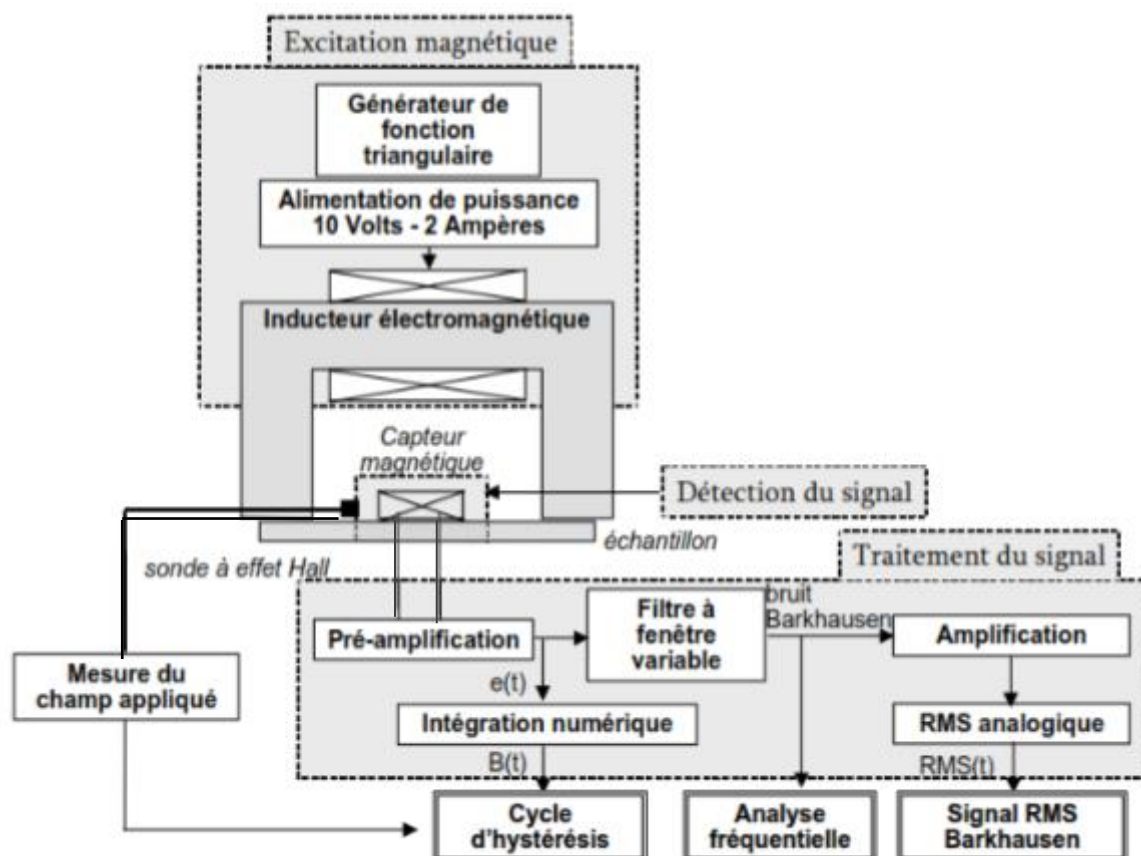


Figure 2-2 : Dispositif de mesure globale du Bruit Barkhausen

Globalement, il se compose de trois parties : le système d'excitation magnétique qui permet de magnétiser l'échantillon, la détection de la réponse Barkhausen de l'échantillon via le capteur magnétique et le traitement analogique et/ou numérique du signal acquis. Selon le traitement appliqué, ce système permet d'accéder aussi bien au cycle d'hystérésis du matériau sondé qu'à l'analyse fréquentielle ou au signal RMS de la réponse Barkhausen. Les différents signaux ainsi que la mesure du champ appliqué sont numérisés et enregistrés [HUG07].

L'exploitation quantitative du signal ainsi recueilli se fait généralement grâce à quatre paramètres dits « apparents » (figure 2-3).

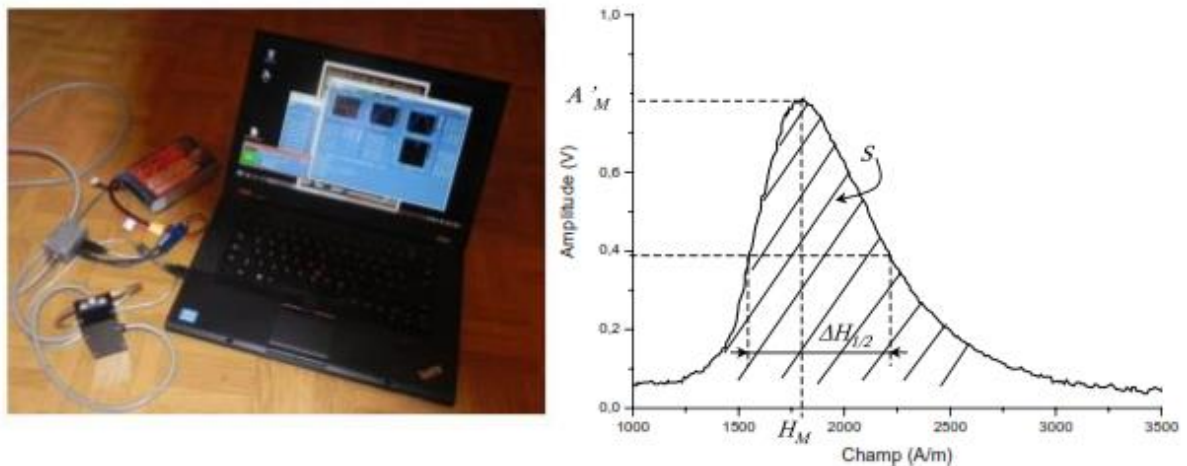


Figure 2-3 : Exemple de pic Barkhausen et des paramètres mesurés d'un appareil conventionne

- H_M : valeur du champ correspondant au maximum du pic
- A_M : amplitude du pic
- S : surface sous la courbe
- ΔH_M : largeur à mi-hauteur

Avec le développement des techniques de contrôle non destructif, l'utilisation de la technique du contrôle par bruit Barkhausen a pris une place de plus en plus importante pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques [CHE04].

La mesure par bruit Barkhausen nécessite donc un appareillage comportant deux parties (figure 2-4) [Meb13] :

- L'excitation magnétique
- L'acquisition du signal Barkhausen (BN)

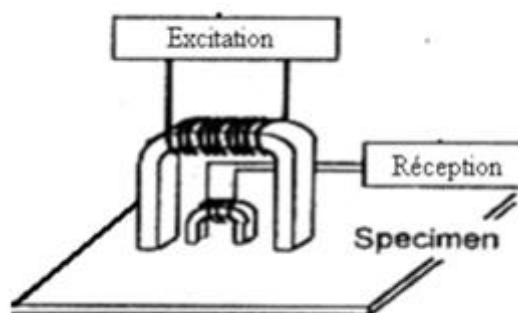


Figure 2-4 : Système de mesure du bruit Barkhausen

II. 4.1 Excitation magnétique

- L'excitation magnétique de la pièce à contrôler est assurée par un électroaimant, sa forme dépend de la géométrie de la pièce à contrôler, il peut être avec ou sans noyau magnétique.
- La bobine excitatrice est alimentée par un courant variable, un champ intense est nécessaire pour magnétiser la pièce, l'utilisation de noyau nous permet d'amplifier et de focaliser le champ magnétique.
- L'excitation magnétique conditionne fortement la qualité de la mesure de bruit BN.

II. 4.2 Acquisition du signal Barkhausen

L'acquisition du bruit est assurée par un enroulement récepteur, le signal mesuré est de très faible amplitude. D'où la nécessité de la pré-amplification. Le bruit BN couvre une large gamme de fréquence, il faut prévoir un filtre passe bande pour éliminer les parasites hautes fréquences et pour s'affranchir aux variations lentes de flux magnétique à travers la section du capteur de réception [MEB13].

II. 4.3 L'événement Barkhausen élémentaire

L'évolution de l'induction en fonction du champ appliqué se présente sous forme de cycle d'hystérésis. Celui-ci se compose de marches discontinues et non d'une courbe continue (figure 2-5). Ce phénomène est dû au mouvement des parois de Bloch qui se fait par « sauts » successifs [DOB06].

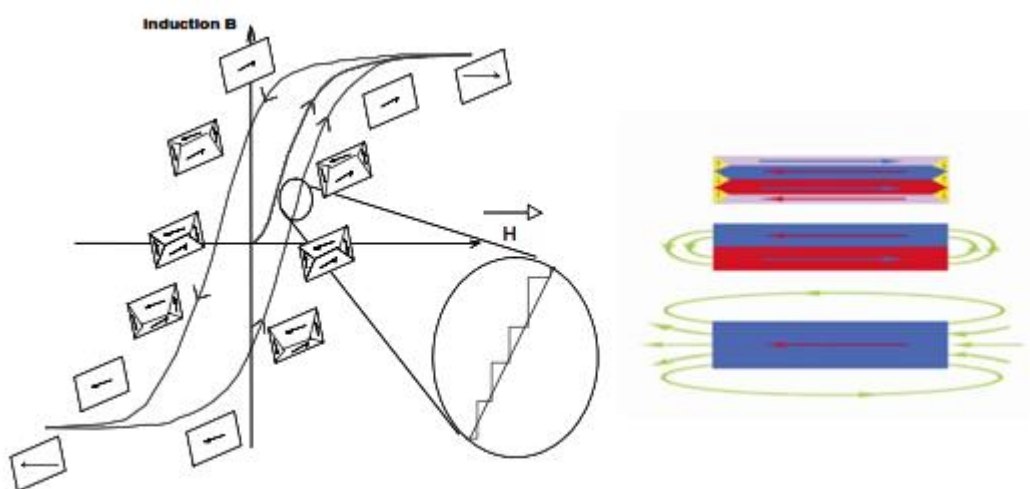


Figure 2-5 : Cycle d'hystérésis et évolution de la microstructure magnétique

En plaçant l'échantillon dans un champ variant de façon continue, il entendit une avalanche de « cliquetis », dont l'origine sont les brusques variations de flux associées aux mouvements des parois.

En effet, sous l'action d'un champ magnétique appliqué, les parois de Bloch se déplacent de façon continue ; mais lorsqu'elles rencontrent des défauts microstructuraux du matériau, elles s'y trouvent ancrées (figure 2-6) [MAR10].

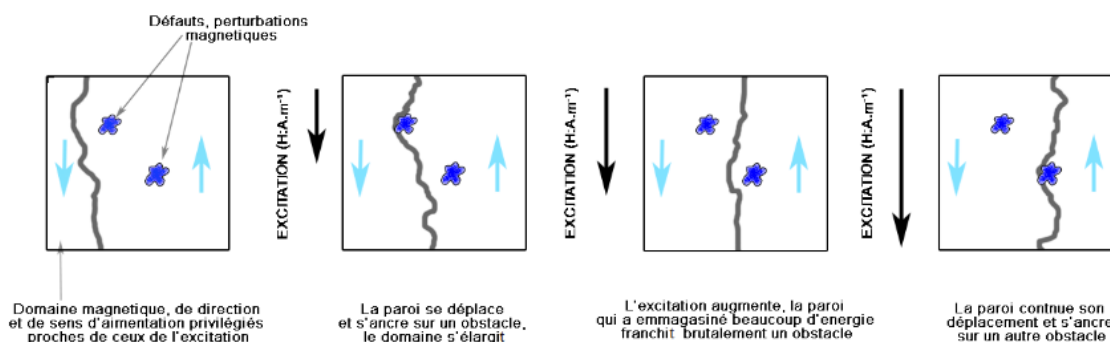


Figure 2-6 : Mouvement de la paroi de Bloch.

Le mouvement des parois est entravé par la présence de sites d'ancrage dans le matériau tels que des inclusions d'objets non magnétiques ou des régions de contraintes inhomogènes. Ces sites d'ancrage ont pour effet de causer une diminution de la perméabilité initiale d'un matériau ferromagnétique [MAR10].

Globus [GLO62], conclut que les changements irréversibles de l'aimantation (mis en évidence par Barkhausen) étaient causés par des sauts de parois allant d'un site d'ancrage vers un autre site d'ancrage. C'est cette variation de flux qui correspond à l'événement Barkhausen élémentaire (figure 2-6).

II. 4.4. La réponse Barkhausen

II. 4.4.1. Obtention du signal Barkhausen brut

Afin de provoquer la réorganisation de la microstructure magnétique et donc le mouvement des parois de Bloch, un champ magnétique variable est appliqué à l'échantillon ferromagnétique étudié : c'est le processus de magnétisation. La réponse magnétique de l'échantillon est recueillie par la mesure de la tension $e(t)$ aux bornes de la bobine réceptrice. Or, l'induction est fonction de cette tension selon la relation suivante :

$$B(t) = \frac{1}{NS} \int e(t) dt \quad (37)$$

Où N représente le nombre de spires de la bobine réceptrice et S leur section. Ainsi, par l'intermédiaire d'un dispositif adapté, on obtient le cycle d'hystérésis, c'est à dire l'induction en fonction du champ appliqué. Comme nous l'avons vu précédemment, cette courbe d'hystérésis est en fait constituée de marches discontinues. En supprimant la composante continue du signal, on ne conserve que les sauts discontinus, c'est à dire le signal Barkhausen brut (figure 2-7).

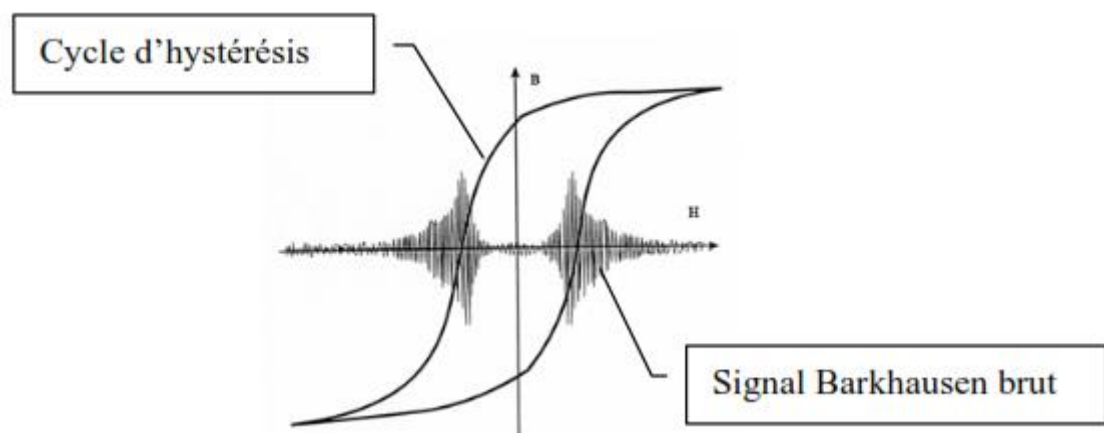


Figure 2-7 : Signal Barkhausen brut

L'amplitude du signal Barkhausen est principalement dépendante de la taille et du nombre de sauts de parois.

II. 4.4.2. Le signal RMS (Root Mean Square)

Le signal Barkhausen brut n'étant pas reproductible d'un cycle à un autre, on utilise fréquemment le signal RMS (Root Mean Square) qui correspond à l'enveloppe du signal Barkhausen brut (figure 2-8) [Meb13].

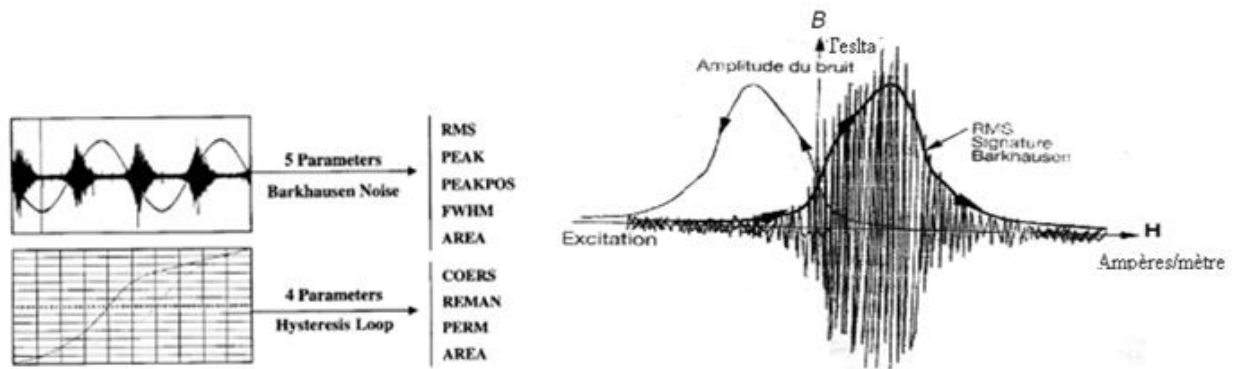


Figure 2-8 : Comparaison des signaux Barkhausen brut et RMS.

Ce signal RMS est non seulement reproductible mais permet en plus une exploitation plus rapide et plus pratique des résultats. Par contre, cette mesure RMS s'accompagne irrémédiablement d'une perte d'informations puisque le signal est lissé. Ce signal est obtenu grâce à une intégration sur une courte période T à optimiser :

$$RMS(t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} e(t)^2 . dt \quad (38)$$

Le choix de T est primordial puisqu'il définit l'intensité du lissage.

II. 5. Influence de la microstructure cristalline

Un matériau ferromagnétique se caractérise par deux types de microstructures :

- la microstructure cristalline : la taille de grains, les constituants métallurgiques, les défauts...
- la microstructure magnétique : les domaines de Weiss, les parois de Bloch, ... celle-ci est généralement considérée comme intra granulaire.

Ces deux aspects sont fortement liés et la microstructure magnétique est largement dépendante de la microstructure cristalline [CAT95] ; d'un point de vue énergétique d'une part (magnétostatique, magnéto-cristalline, magnéto-élastique) mais aussi au niveau de l'interaction parois de Bloch - défauts cristallins d'autre part :

- hors champ magnétique, la microstructure cristalline agit sur la microstructure magnétique initiale du cristal puisque celle-ci s'y superpose (figure 2-9).

- sous un champ magnétique non nul, la microstructure cristalline agit aussi sur le mouvement des parois de Bloch puisque leurs sauts dépendent des interactions avec les défauts du matériau : joints de grains, précipités, atomes interstitiels, dislocations, ... Globalement, plus la quantité de défauts augmente et plus la taille de ces défauts approche celle des parois de Bloch, plus le Bruit Barkhausen augmente. L'interaction des parois avec les défauts du cristal dépend donc de leur taille. Ainsi, Dobmann et Höller [Dob90] considèrent que tout type de défaut de la microstructure cristalline interagit avec une paroi, du moment que ses dimensions sont de l'ordre de grandeur de celle-ci, à savoir 10^{-9} à 10^{-6} m. Selon que l'on considère une paroi de Bloch en 2D ou en 3D, cet ordre de grandeur varie car le retournement des spins atomiques se fait sur plus ou moins grande distance.

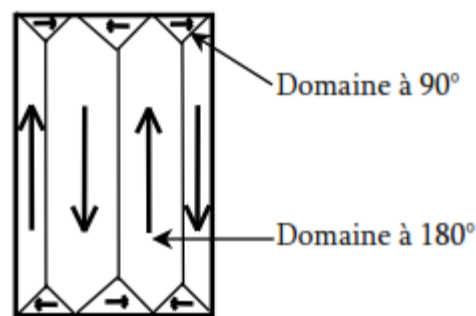


Figure 2-9 : Représentation schématique d'une structure composée de domaines à 90° et à 180°

Le bruit Barkhausen, résultat des mouvements des parois de Bloch, est donc représentatif à la fois de la microstructure magnétique mais aussi de la microstructure cristalline. Ce phénomène justifie l'intérêt de cette technique pour la caractérisation des états et changements microstructuraux. Les joints de grain, les dislocations, les précipités et la nature des phases constituent les principaux paramètres microstructuraux dont le bruit Barkhausen est sensible.

II. 6. Bruit Barkhausen (Barkhausen Noise) - les propriétés

Deux caractéristiques matérielles importantes affecteront l'intensité du signal de bruit de Barkhausen. L'une est la présence et la répartition des contraintes élastiques qui influenceront la façon dont les domaines choisissent et se verrouillent dans leur sens facile de l'aimantation. Ce phénomène de propriétés élastiques interagissant avec la structure du domaine et les

propriétés magnétiques du matériau s'appelle une « interaction magnéto-élastique ». En raison de l'interaction magnéto élastique, dans des matériaux à anisotropie magnétique positive (fer, la plupart des aciers et du cobalt), les contraintes de compression réduiront l'intensité du bruit de Barkhausen alors que les contraintes de traction augmentent, ce fait peut être exploité de manière à mesurer l'intensité du bruit de Barkhausen, la quantité de stress résiduel peut être déterminée. La mesure définit également la direction des contraintes principales.

L'autre caractéristique importante du matériau qui affecte le bruit Barkhausen est la microstructure de l'échantillon. Cet effet peut être largement décrit en termes de dureté : l'intensité du bruit diminue continuellement dans les microstructures **caractérisées par une dureté croissante**. De cette façon, les mesures par bruit Barkhausen fournissent des informations sur l'état microstructural du matériau, en plus de plusieurs autres caractéristiques qui sont les suivantes :

➤ **Influence de la taille, des joints et de l'orientation des grains.**

- Les joints de grains.
- L'orientation des grains.
- La taille de grains.

➤ **Influence des dislocations.**

➤ **Influence des précipités ou inclusions.**

➤ **Influence de la nature des constituants métallurgiques.**

II.7. Bruit Barkhausen (Barkhausen Noise) - les applications

De nombreux traitements de surface courants tels que le broyage, le grenaillage, la cémentation et le durcissement par induction impliquent une modification du stress et de la microstructure et peuvent être facilement détectés en utilisant la méthode. Divers processus dynamiques tels que le fluage et la fatigue impliquent également des changements dans le stress et la microstructure et peuvent également être surveillés avec le bruit de Barkhausen.

Les applications pratiques de la méthode du bruit Barkhausen magnéto-élastique peuvent être divisées en trois catégories [STR17]:

1. Evaluation des contraintes résiduelles ; à condition que les variables microstructurales puissent être raisonnablement contrôlées.

2. Evaluation des changements microstructuraux ; le niveau de stress peut être raisonnablement contrôlé.
3. Test des défauts de surface, procédés et traitements de surface suivants qui peuvent impliquer des changements dans les contraintes et la microstructure :
 - ✚ Détection des défauts de broyage et du contrôle du processus de broyage
 - ✚ Détection des défauts de surface par cr-coating
 - ✚ Evaluation de l'effet de grenailage dans l'acier
 - ✚ Mesure des contraintes superficielles résiduelles dans les rouleaux et la tôle d'acier
 - ✚ La mesure de la perméabilité.
 - ✚ La mesure des épaisseurs des échantillons à multi couches [STR17].

Il est important de signaler que tous ces changements, que ce soit microstructuraux, contraintes résiduelles, ... affectent la perméabilité du matériau, paramètre dont nous nous proposons de déterminer par la méthode du bruit Barkhausen.

Perméabilité magnétique

Nous avons déjà évoqué au premier chapitre les différentes perméabilités magnétique d'un matériau ferromagnétique. Nous nous intéressons particulièrement à la perméabilité incrémentale du matériau.

II. 8. Perméabilité incrémentale

Lorsqu'on se place en un point donné du cycle d'hystérésis magnétique et qu'on fait subir au champ des faibles variations, on obtient des mini cycles, appelés aussi cycles mineurs, dont la pente est différente du cycle principal à cet endroit : en effet, cette variation tient compte uniquement des phénomènes réversibles. La pente de ces cycles secondaires est appelée perméabilité incrémentale μ_{Δ} (figure 2-10) [MAY86].

Lorsqu'on fait une mesure courants de Foucault sous un champ magnétique appliqué H , on se trouve exactement dans ce cas : l'impédance de la bobine ne dépend donc plus de μ_i mais de μ_{Δ} . Dans la pratique, on ne mesure pas directement μ_{Δ} , mais le module de l'impédance Z : la manipulation est toutefois appelée abusivement : "mesure de perméabilité incrémentale". On peut ensuite faire varier le champ H en lui faisant décrire un cycle

d'aimantation : pour peu que la fréquence d'aimantation f_H soit suffisamment petite devant la fréquence courants de Foucault f , le champ peut être considéré comme quasi statique : on peut alors étudier l'évolution de Z en fonction de H .

La figure 2-11 montre un schéma synoptique de la manipulation. Le champ magnétique n'est créé que par l'intermédiaire d'une alimentation triangulaire. Dans l'état actuel des choses, la fréquence d'aimantation est faible (< 1 Hz). On voit que la tête de mesure doit remplir 3 fonctions :

- ✚ - création du champ magnétique à partir de l'alimentation grâce à une bobine d'aimantation,
- ✚ - mesure du champ magnétique par l'intermédiaire d'une bobine de champ reliée à un fluxmètre ou d'une sonde à effet Hall reliée à un tesla mètre,
- ✚ - Mesure du signal utile par l'intermédiaire d'une bobine de détection. Cette bobine fonctionne en émission/réception, un courant y étant injecté à la fréquence f . On peut concevoir des têtes de mesure pour produits cylindriques ou pour produits plats

Quant au signal utile, il est analysé par un impédance mètre ou par un amplificateur à détection synchrone (l'impédance mètre avait un temps de réponse trop long par rapport à la période d'aimantation) [MAY86].

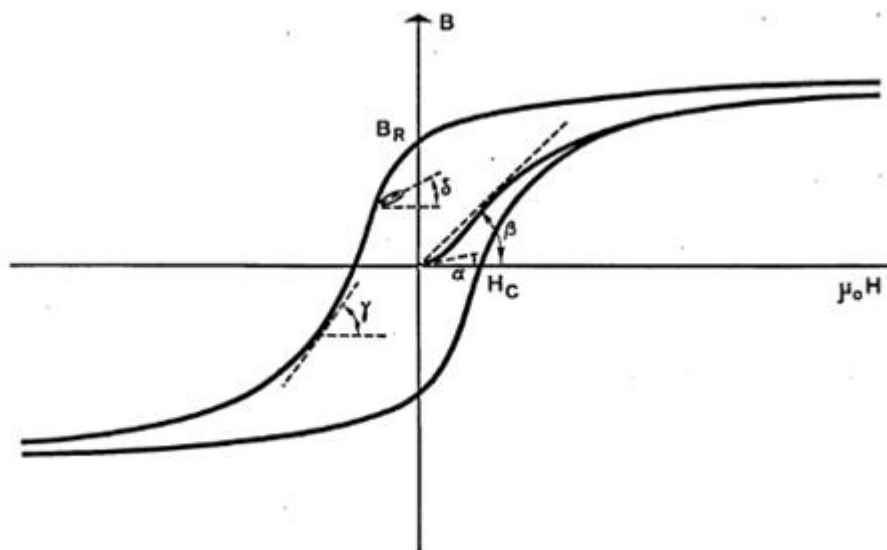


Figure 2-10 : Principales propriétés magnétiques macroscopiques

- Perméabilité relative : $\mu_r = \frac{B}{\mu_0 H}$
- Perméabilité initiale relative : $\mu_i = \tan \alpha$
- Perméabilité maximum : $\mu_{\max} = \tan \beta$
- Perméabilité différentielle : $\mu_d = \frac{dB}{\mu_0 dH} = \tan \gamma$
- Perméabilité incrémentale : $\mu_{\Delta} = \tan \delta$

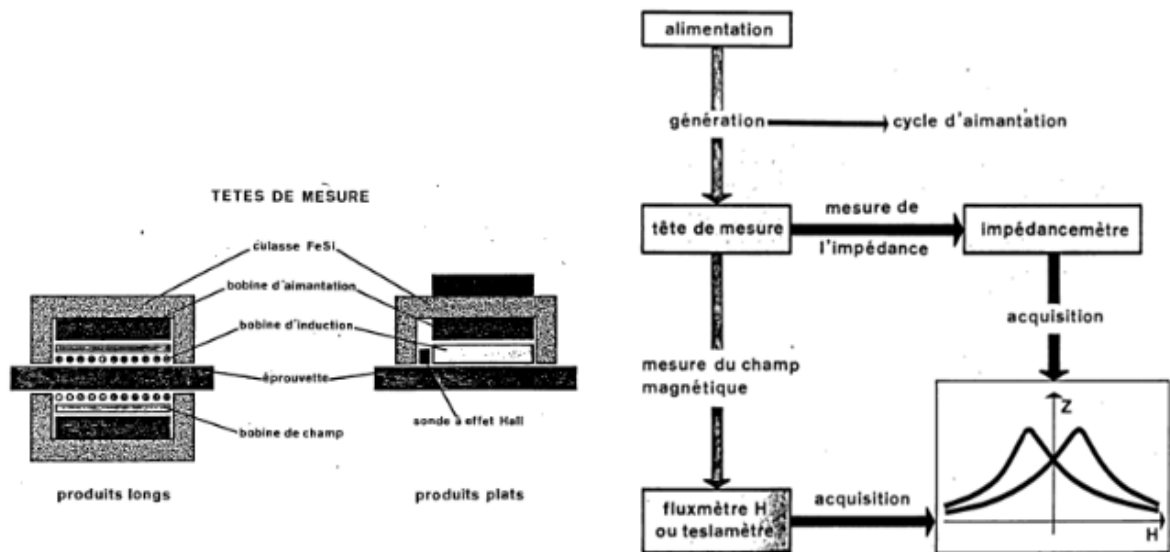


Figure 2-11 : Schéma de principe de la manipulation "perméabilité incrémentale"

Conclusion

La technique Barkhausen s'avère un outil précieux pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques. Basée sur la microstructure magnétique et sa réorganisation, nous allons nous consacrer à étudier en détail les possibilités offertes par cette méthode. Ceci est valable pour un matériau magnétique ou d'un matériau magnétique de l'épaisseur du film.

En fin, les progrès de la compréhension, de la mesure et l'exploitation du phénomène permettent de trouver des appareils industriels de contrôle par technique Barkhausen. L'objectif principal est que cette méthode permet de mesurer la perméabilité magnétique.

REFERENCES

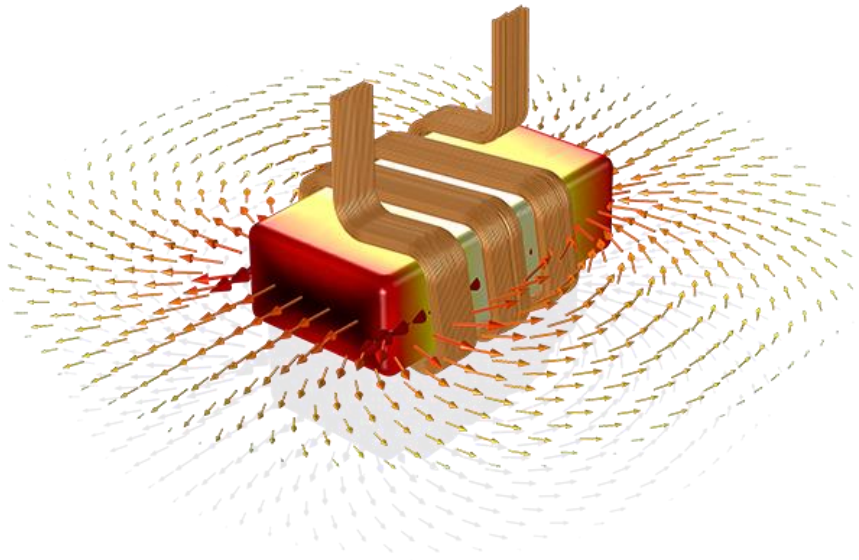
- [BAR19] **Barkhausen, h.g.** Zwei mit hilfe der neuen verstärker entdeckte erscheinungen, phys. Z., 1919, vol. 20, p.401-412.
- [BLA14] **Blaow, m.m. And shaw, b.a.** (2014) magnetic barkhausen noise profile analysis: effect of excitation field strength and detection coil sensitivity in case carburized steel. Materials sciences and applications, 5, 258-266.
<http://dx.doi.org/10.4236/msa.2014.55030>
- [CAT95] **Catty j.** Etude des relations entre la microstructure, l'état de contrainte d'une part, les propriétés magnétiques et magnétostrictives d'autre part, dans du fer pur et des alliages à bas carbone. Thèse. Lyon : insa lyon, 1995, 245 p.
- [CHE04] **Chester c.h.lo** "a review of the barkhausen effect and applications to Non-destructive testing "materials evaluation july 2004.
- [DAL02] **PAUL. L, DALE. C, françois. L,** "les phénomènes électromagnétiques", collection: Sciences sup, dunod ean13, 2002.
- [DOB06] **B.wolter, g. Dobmann,** "micromagnetic testing for rolled steel", european Conference on non-destructive testing (9) (2006) th. 3.7.1, 25.-29. 09. 2006, berlin.
- [DOB90] **Dobmann g., holler p.** Non-destructive determination of material properties and stresses, 10th international conference on nde in the nuclear and pressure vessel industries , 1990, glasgow - scotland.: pp. 641-648
- [GLO62] **Globus, A.** Comptes-rendus des séances de l'académie. 1962, Vol. 255, p. 1709.
- [HUG07] **Hug amalric,** etude par mesure du bruit barkhausen de la microstructure et de l'état de contrainte d'aciers biphasés : application aux aciers pour tôle automobile, thèse grade de docteur, l'institut national des sciences appliquées de lyon, 2007.
- [MAR10] **M.Marion Romain,** Contribution à la modélisation du magnétisme statique et dynamique pour le génie électrique, diplôme de doctorat, 2010, page 39-113
- [MAY86] **M. Mayos,** mesures et analyses contrôle de la decarburation superficielle, rapport eur 10500 fr agrandissement a partir d'un original microfiche, 1986, page 19.
- [MAY86] **M. Mayos,** mesures et analyses contrôle de la decarburation superficielle, rapport eur 10500 fr agrandissement a partir d'un original microfiche, 1986, page 19-20 et 41-48 .
- [MCL86] **Paul McIntire,** "non destructive testing handbook", asnt, second edition, volume 4, electromagnetic testing, editor 1986
- [MEB13] **MEBREK Smain,** "etude des defauts dans les aciers ferromagnetiques par les methodes electromagnetiques", memoire de magister en électronique, université saad dahleb blida , 2013 <https://library.crti.dz/mg93/document>
- [MIL02] **J. S. Miller and m. Drillon,** "magnetism: molecules to materials iii nanosized Magnetic materials", isbn: 9783527303021, wiley-vch, 2002.
- [PAU02] **Paul. L, dale. C, françois. L,** "les phénomènes électromagnétiques", collection: Sciences sup, dunod ean13, 2002.
- [SAQ97] **Saquet (o.).** –caractérisation des aciers par bruit barkhausen (interaction microstructure cristalline/microstructure magnétique). Optimisation de la mise en œuvre pour un développement industriel. Application au contrôle de traitements super ciels , thèse : insa lyon, 1997, 214 pages.
- [STR17] **Equipement de contrôle qualite par effet barkhausen,** stresstechgroup, 21h49min 19/03/2017, <http://ast.stresstechgroup.com/content/fr/2/1008/home.html>
- [WEI17] **Weiss pierre** (1865-1940), Physicien français, né le 25 mars 1865 à Mulhouse, mort le 24 octobre 1940 à Lyon. 19h32min 14 05 2017
<http://www.universalis.fr/encyclopedie/pierre-weiss/>

Chapitre III

Procédures Expérimentales Et Résultat

+ Mesure par MikroMach

+ Les techniques de mesure et le modèle de calcul de la perméabilité.



Introduction

Après avoir vu les principes et les notions générales sur le magnétisme et plus spécifiquement les matériaux ferromagnétiques dans le chapitre 1 et les différentes méthodes et techniques utilisées pour la caractérisation magnétique des matériaux ferromagnétiques dont la perméabilité magnétique dans le chapitre 2, ce chapitre sera consacré à la présentation des résultats obtenus et leurs interprétations.

Nous présenterons dans la première partie de ce chapitre les moyens expérimentaux mis en œuvre et leur objectif, on présente également les matériaux utilisés. Ensuite la deuxième partie sera consacrée à la mesure des différentes grandeurs magnétiques associées à la technique micromagnétique telles que la mesure du bruit magnétique de Barkhausen, la perméabilité incrémentielle et l'analyse harmonique du champ magnétique tangentiel. Toutes les mesures ont été réalisées grâce à un appareillage nouvellement acquis au laboratoire de physique des matériaux (**L.P.M**) de l'université Amar TELIDJI – Laghouat : le MikroMach (Mobil Micro Magnetic Analysis and Characterization).

III. 1. Matériels et méthodes

Le système MikroMach (Figure 3-1) se compose d'un capteur / contrôleur intégré avec alimentation et une interface de communication et de transfert de données (USB 2.0) pour contrôler le MikroMach à partir de n'importe quel PC afin de mesurer les divers paramètres micro-magnétiques tels que [QNE17] :

- ✚ Bruit Barkhausen à basse fréquence (BN)

 - Analyse de Barkhausen Amplitude du bruit par rapport au champ magnétique (H)

- ✚ Perméabilité incrémentielle basse fréquence (μ_{Δ})

 - Analyse de la perméabilité incrémentielle par rapport au champ magnétique tangentiel

- ✚ Champ tangentiel (magnétique) (H_t (t))

 - Analyse du champ magnétique tangentiel (Analyse harmonique)

- ✚ Impédance due aux courants de Foucault



Figure 3-1 : Le système MikroMach

III. 2. Les différents éléments du système MikroMach

III. 2.1. Système de capteur

Unité magnétisante et unité émetteur / récepteur électromagnétique. Le capteur multi-paramètres enregistre simultanément différents paramètres micro-magnétiques [IZF17].

L'électronique du périphérique **MikroMach** est suffisamment petite pour être assemblée dans la sonde elle-même, éliminant ainsi l'unité de commande principale.

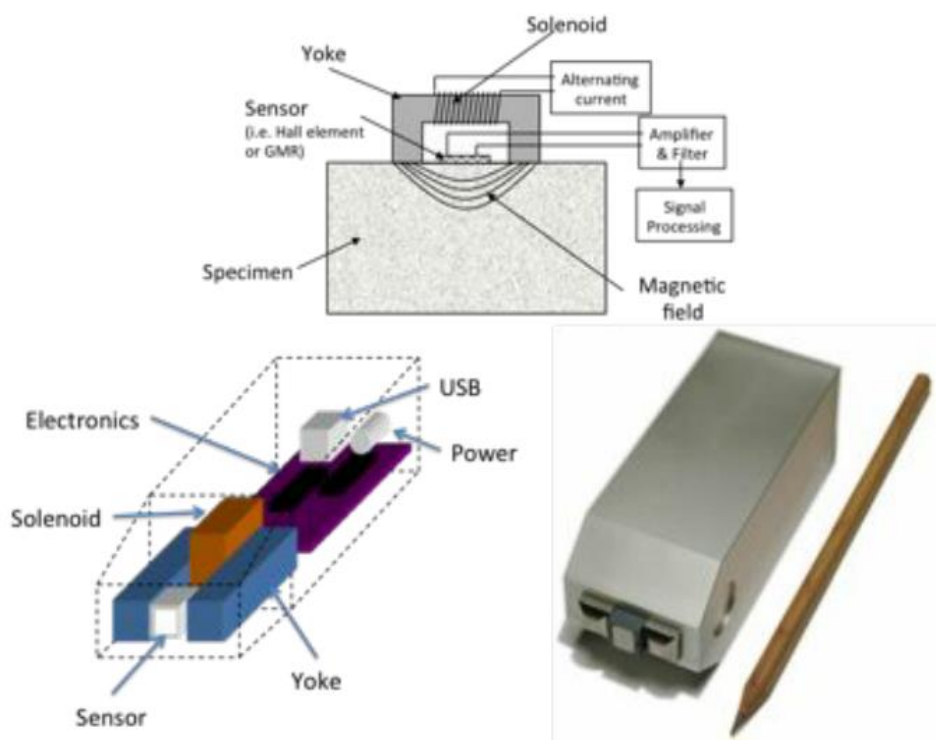


Figure 3-2 : Le Système de capteur

III. 2.2. Logiciel : Évaluation des données et documentation

Via une interface USB, le périphérique MikroMach est connecté au PC de contrôle avec le logiciel modulaire (MMS) nécessaire.

Le logiciel MMS permet l'acquisition de données spécifiques au système, l'analyse de régression, la reconnaissance de motifs, l'évaluation d'image en ligne et l'affichage et la documentation des résultats des tests. De nombreux modules logiciels pour l'acquisition, l'étalonnage et l'analyse de données sont disponibles de sorte qu'il existe une vaste gamme de possibilités d'analyse et d'affichage.

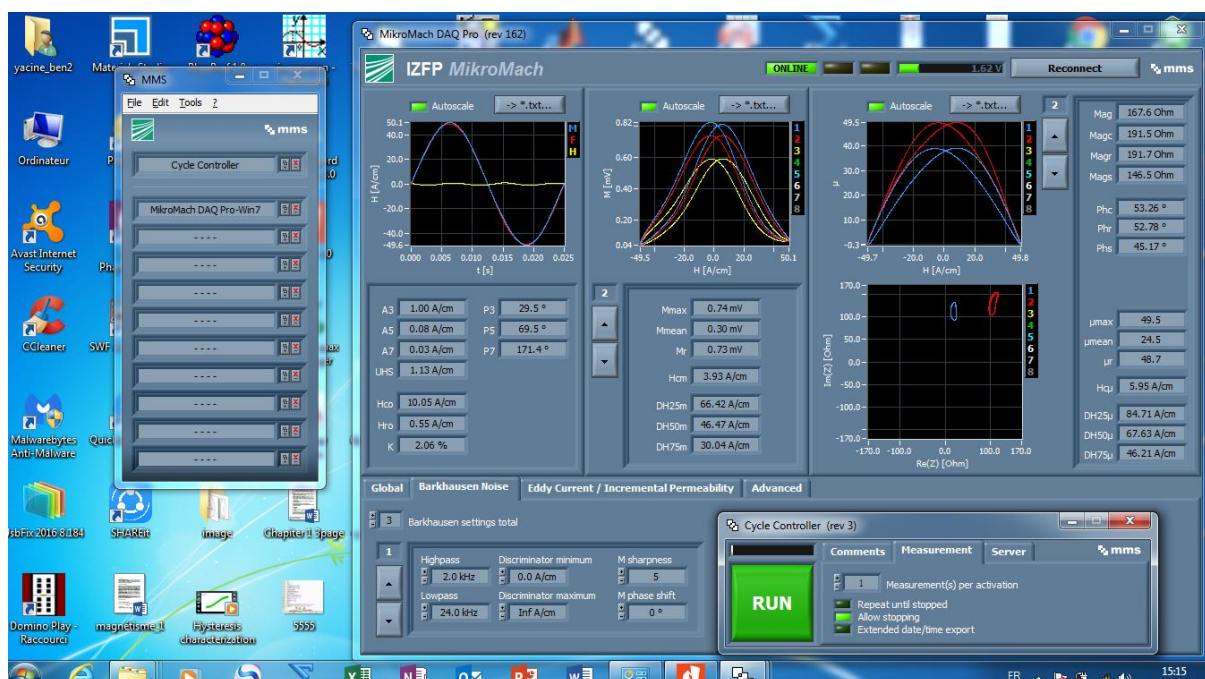


Figure 3-3 : Interface du logiciel modulaire (MMS)

III. 2.3. Matériaux utilisés

Différents matériaux ferromagnétiques ont été utilisés au cours de ce travail, nous citons les aciers de type API 5L X70 et X52 utilisés dans le transport du gaz ou des aciers au carbone tel que l'acier XC38 utilisé en fabrication mécanique (tableau 3.1). Le X70 et le X52 ont été obtenus à partir de tubes hors service.

Tableau 3.1 Composition chimique des aciers utilisés [HAD12].

Eléments	X52	X70A	X70B	XC38
C	0.21	0.18	0.12	0.36%
Mn	1.21	1.8	1.7	0.66%
Si	0.05	0.45	0.45	0.27%
P	0.021	0.025	0.025	0.020%
S	0.019	0.015	0.015	0.016%
Cr	0.02	0.00	0.00	0.21%
Ni	0.02	0.00	0.00	0.20%
V	0.00	0.00	0.00	-
Ti	0.00	0.00	0.00	-
Cu	0.05	0.00	0.00	0.20%

III. 3. Procédures

Le MikroMach étant connecté au PC via USB 2.0, nous installons sur notre ordinateur portable le logiciel correspondant au MikroMach (MMS). Nous ajustons les paramètres opératoires de l'appareil et nous entamons les mesures en positionnant verticalement le capteur sur la zone à inspecter en veillant à bien appuyer pour fermer le circuit magnétique afin qu'il n'y est pas des pertes magnétiques (figure 3.4 et figure 3.5) puis nous exploitons les différentes méthodes de mesures associées au MikroMach.

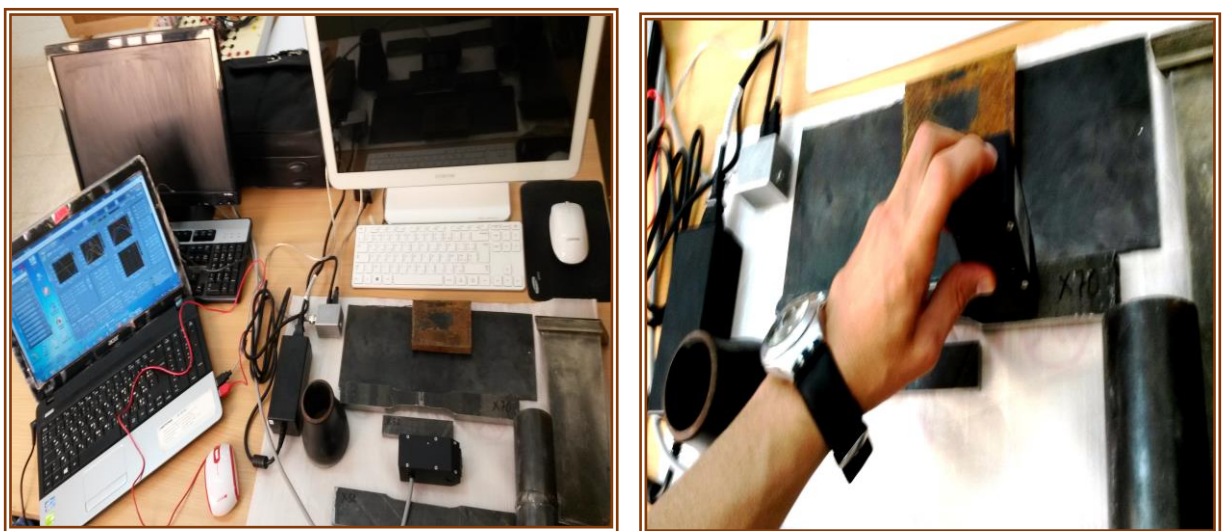


Figure 3-4 : Capteur MikroMach et mesure

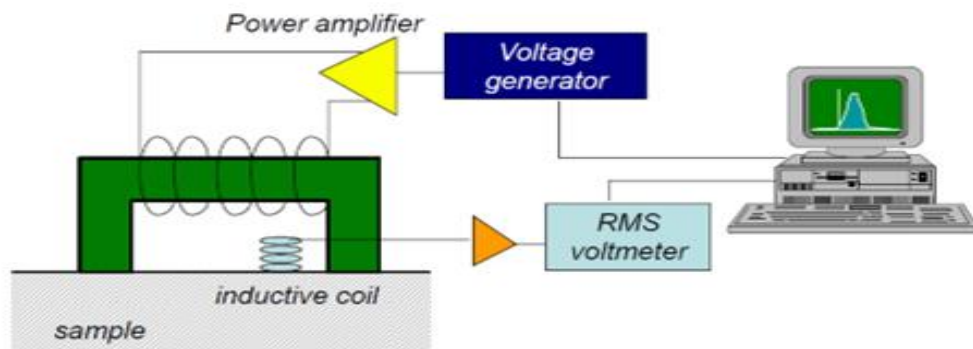


Figure 3-5 : Schéma descriptif du système MikroMach

III. 4. Méthodes de mesure

Les mouvements des parois de Bloch sont plus ou moins contraints par la microstructure (granulométrie, phases en présence ...) et l'état de contrainte du matériau. Les caractéristiques du signal de bruit RMS dépendent de manière significative de ces paramètres [BAT07] [ZHA00].

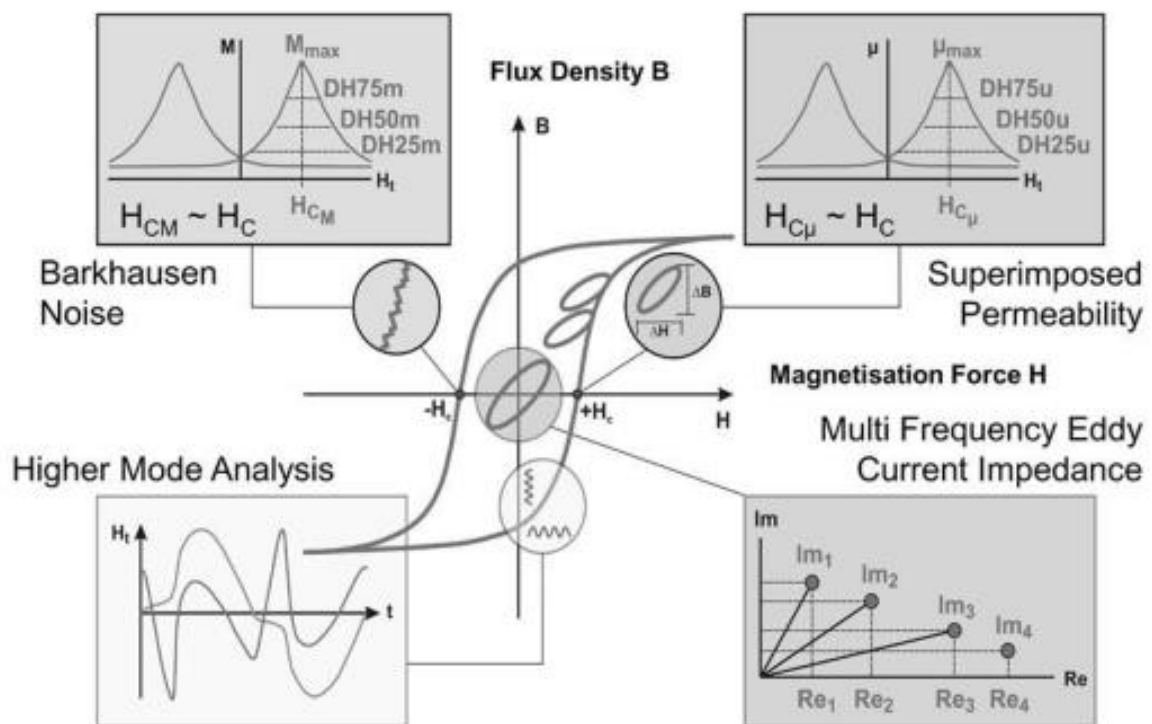


Figure 3-6 : Micromagnetic Multi-parameter Microstructure [BEC12] [BAT07] .

III. 4.1 Analyse harmonique du champ magnétique tangentiel

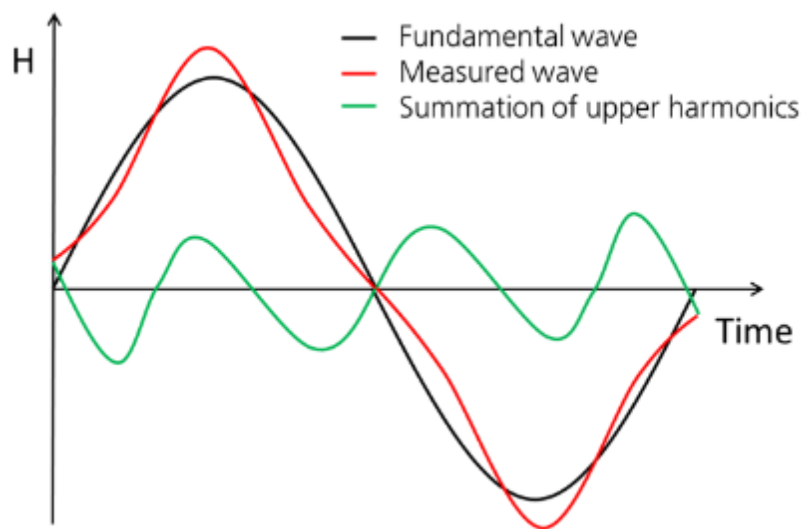


Figure 3-7 : Sortie de la méthode HA en utilisant le système MMS (Mkro Mach)

L'échantillon a été magnétisé à l'aide de la culasse (Yoke) magnétisante, qui a généré un champ magnétique alternatif suite à une excitation sinusoïdale. Le signal temporel du champ magnétique tangentiel a été mesuré par une sonde Hall, qui a été monté à mi-chemin entre les pôles de la culasse. La figure 3-7 montre le signal de champ mesuré et ses harmoniques y compris la fondamentale. Une distorsion dans la forme de la courbe du signal mesuré est clairement visible, en particulier du voisinage du champ magnétique nulle. La cause de cette distorsion est due au comportement non linéaire de l'hystérésis ferromagnétique. L'utilisation de la Transformée de Fourier Rapide (FFT) pour les parties harmoniques - qui contiennent des informations sur les propriétés ferromagnétiques de l'échantillon testé - sont déterminées numériquement. Le tableau 3-2 répertorie les paramètres qui sont la sortie de HA.

Tableau 3-2 : Paramètres obtenus à partir de la méthode HA

Variable d'essai	La description
A_3, A_5, A_7	Amplitudes des troisième, cinquième et septième harmonique de H_t
P_3, P_5, P_7	Les changements de phase des troisième, cinquième et septième harmonique
UHS	Sommation de toutes les amplitudes des harmoniques
K	Facteur de distorsion harmonique
H_{co}	Force de champ coercitive dérivée de HA
H_{ro}	Sommation des harmoniques supérieures de H_t À zéro

III. 4.2 Mesure du Bruit Barkhausen

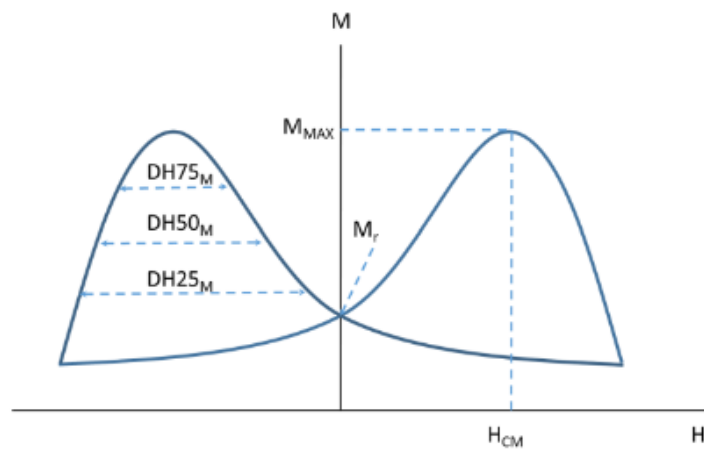


Figure 3-8 : Sortie schématique du système MMS (Mikro Mach) pour les mesures MBN

Les bases de MBN(BB) ont été décrites en détail dans le chapitre 2. Comme mentionné précédemment, l'effet Barkhausen est une série de changements soudains dans la taille et l'orientation des domaines qui se produisent lors d'un processus continu de magnétisation ou de démagnétisation. Ces changements soudains induisent des impulsions de haute fréquence dans une bobine d'air qui est montée entre les pôles de la culasse. La figure 3-8 montre la sortie du système MMS (MikroMach) pour MBN, montrant l'enveloppe du MBN par rapport au champ magnétique appliquée. À partir de l'enveloppe MBN illustrée à la figure 3-8, on obtient sept paramètres qui sont répertoriés dans le tableau 3-3.

Tableau 3-3: Paramètres dérivés de la méthode MBN utilisant le système Mikro Mach.

Variable d'essai	La description
$M_{\max}$	Maximum de la courbe M (H) pendant un cycle
M_{mean}	Moyenne de la courbe M (H) pendant un cycle
M_r	Amplitude du bruit au point de rémanence
H_{CM}	Intensité du champ au maximum de la courbe M (H)
$DH25_{\mu}$	Largeur de la courbe M (H) à 25% d'amplitude de courbe
$DH50_M$	Largeur de la courbe M (H) à 50% d'amplitude de courbe
$DH75_M$	Largeur de la courbe M (H) à 75% d'amplitude de courbe

III. 4.3 Perméabilité incrémentale

La technique PI est basée sur la partie réversible de la variation de magnétisation temporaire. L'aimantation dynamique à basse fréquence avec la fréquence d'excitation f_ε et le rejet du champ magnétique H_ε est superposé par une EC avec une fréquence sensiblement plus élevée à une modulation sensiblement inférieure ($f_D \gg f_\varepsilon, H_D \ll H_\varepsilon$). Le champ alternatif superposé provoque de petites propriétés internes boucles d'hystérésis, dont la pente de la boucle produit les données PI ($\Delta\mu \sim \Delta B / \Delta H$). Si l'PI est dessiné par rapport au champ magnétique, une courbe similaire à l'enveloppe du signal de bruit de Barkhausen est générée, appelée $\mu(H)$ Courbe (figure 3-9). Le tableau 3-4 montre les paramètres qui ont été dérivés de la figure 3-7.

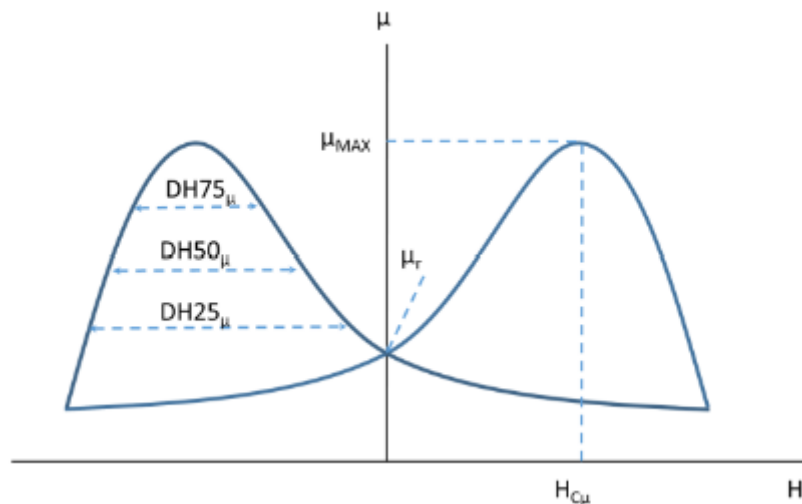


Figure 3-9 : Sortie schématique du système MMS (MikroMach) pour les mesures PI.

Tableau 3-4 : Paramètres dérivés de la méthode IP en utilisant les méthodes fournies par le système MMS (Mkro Mach).

Variable d'essai	La description
μ_{MAX}	Maximum de la courbe $\mu(H)$ pendant un cycle
μ_{Mean}	Période de temps moyenne de la courbe $\mu(H)$ pendant une période
μ_r	Amplitude du bruit au point de rémanence
$H_{C\mu}$	Champ magnétique coercitif au maximum de la courbe $\mu(H)$
$DH25_\mu$	Expansion de la courbe $\mu(H)$ à 25% d'amplitude de la courbe

$DH50_{\mu}$	Expansion de la courbe μ (H) à 50% d'amplitude de la courbe
$DH75_{\mu}$	Expansion de la courbe μ (H) à 75% d'amplitude de la courbe

III. 4.4 Courants de Foucault à fréquence multiple

Le test CF est une méthode classique d'essai non destructif utilisé pour caractériser l'effet de la conductivité et de la perméabilité des matériaux sur l'impédance d'une bobine. Les CF qui sont provoquées par un champ magnétique alternatif dans un matériau conducteur génèrent un champ magnétique dans la direction opposée au champ d'excitation. L'impédance de la bobine de mesure dépend de la conductivité et de la perméabilité ainsi que du soulèvement et de la rugosité de la surface. L'utilisation de la méthode EC multifréquence permet une inspection à différentes profondeurs d'un échantillon, en fonction de la fréquence d'essai, de la résistance électrique et de la perméabilité magnétique de l'échantillon.

Avec un système MMS (Mkro Mach), jusqu'à quatre fréquences différentes peuvent être appliquées de manière multiplexée dans le temps.

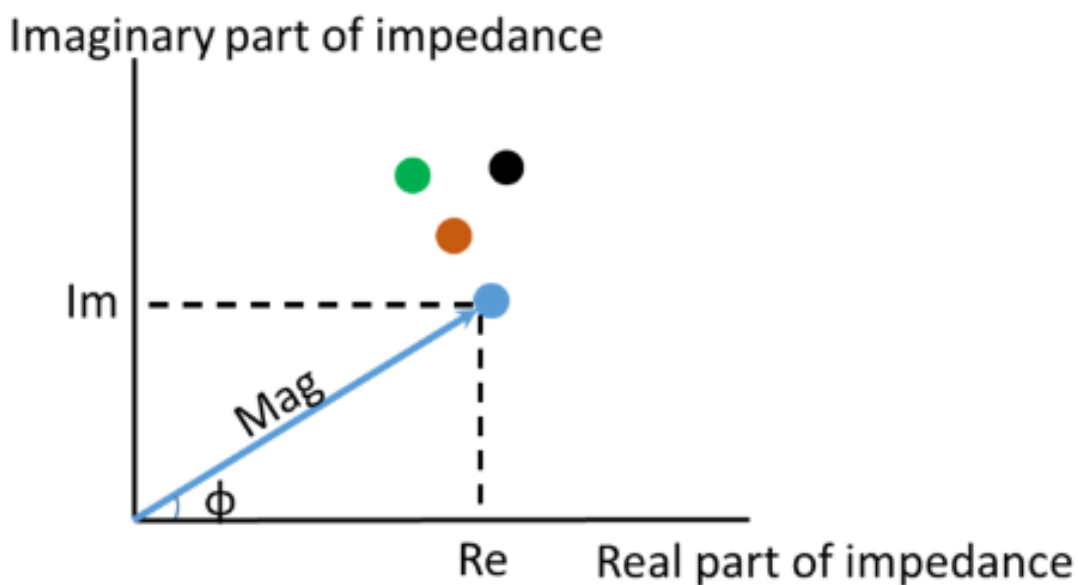


Figure 3-10 : Sortie du plan d'impédance schématisant un test CF en utilisant le système MMS (MikroMach).

Tableau 3-5 : Paramètres obtenus à partir de la méthode CF

Variable d'essai	La description
<i>Re1, Re2, Re3, Re4</i>	Une partie réelle du signal de la CF aux fréquences n ° 1, 2, 3, 4
<i>Im1, Im2, Im3, Im4</i>	Partie imaginaire du signal CF aux fréquences n ° 1, 2, 3, 4
<i>Mag1, Mag2, Mag3, Mag4</i>	L'amplitude du signal CF aux fréquences N ° 1, 2, 3, 4
<i>Ph1, Ph2, Ph3, Ph4</i>	Phase du signal CF aux fréquences N ° 1, 2, 3, 4

III. 5. Modèle de calcul de la perméabilité

Modèle de Rayleigh

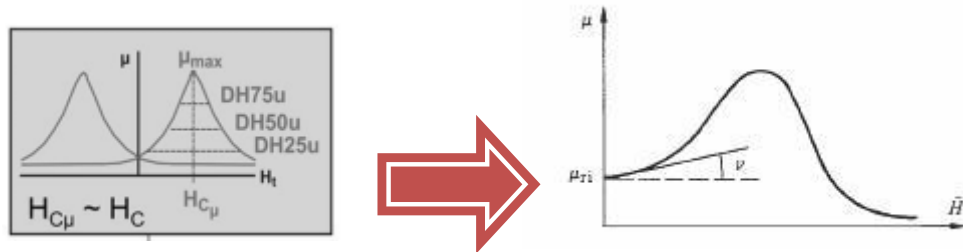


Figure 3-11 : Sortie du plan perméabilité incrémentale schématisée en utilisant le système MMS (MikroMach).

Le modèle de Rayleigh est le plus ancien des modèles analytiques, il a été développé par Lord Rayleigh (1842-1919) [IVA97] [AMO00].

Ce modèle est limité aux faibles valeurs du champ d'excitation. Il ne peut décrire le phénomène de saturation et suppose que la perméabilité magnétique sur la courbe de première aimantation peut être représentée par les deux premiers termes d'un polynôme de puissances croissantes :

Rayleigh [AMA 97] [OUL10] propose une loi de variation de la perméabilité en fonction du champ magnétique:

$$\mu(H) = \mu_{in} + \eta \cdot H \quad (39)$$

μ_{in} : perméabilité initiale du matériau. Et η : constante dite de Rayleigh.

➤ Courbe de première aimantation

La courbe de première aimantation s'obtient en exploitant la formule [DOB07] :

$$B(H) = \mu_{in}.H + \frac{1}{2}\eta.H \quad (40)$$

Composante irréversible de l'induction

Composante réversible de l'induction

Cas de l'application d'un champ sinusoïdal [DOB07], [Joh73], [OUL10] :

$$H(t) = H_m.\sin(\omega.t) \quad (41)$$

Avec ω Et H_m : très faible et $\mathbf{B}$ varie entre $-B_{\max}$ ET $B_{\max}$

➤ La courbe du cycle Majeur

Pour les valeurs de $\mathbf{H}$ croissante, $\mathbf{B(H)}$ est donnée par :

$$B(H) = (\mu_{in} + \eta.H_{\max}).H + \frac{1}{2}\eta.(H^2 - H_{\max}^2) \quad (42)$$

Pour les valeurs de $\mathbf{H}$ décroissante, $\mathbf{B(H)}$ est donnée par :

$$B(H) = (\mu_{in} + \eta.H_{\max}).H - \frac{1}{2}\eta.(H^2 - H_{\max}^2) \quad (43)$$

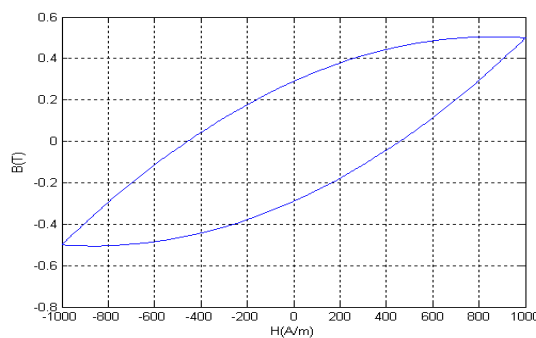


Figure 3-12 : Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rayleigh [CHE16].

$$H_{\max} = 1000 \text{ A/m}, \quad B_{\max} = 0.5 \text{ (T)}, \quad B_r = 0.29 \text{ (T)}$$

✚ Détermination des paramètres du modèle de Rayleigh

Les paramètres du modèle de Rayleigh s'obtiennent en connaissant $H_{\max}$, $B_{\max}$ Et B_r .

$$\eta = \frac{2B_r}{H_{\max}^2} = \tan(\nu) = \frac{\Delta\mu_{\Delta}}{\Delta H} \quad (44)$$

$$\mu_{in} = \frac{B_{\max}}{H_{\max}} - \eta \cdot H_{\max}^2 = \mu_{rem} \quad (45)$$

✚ Calcul la perméabilité différentielle ou la perméabilité relative

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{dB}{dH} = \frac{d}{dH}[B(H)] = \frac{d}{dH} \left[(\mu_{in} + \eta \cdot H) \cdot H \pm \frac{1}{2} \eta \cdot (H^2 - H_{\max}^2) \right] \\ \Rightarrow \mu &= \mu_{in} + \eta \cdot H \pm \frac{1}{2} \eta \cdot (2H - H_{\max}^2) \end{aligned} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_0 \cdot \mu_r = \mu_{in} + \eta \cdot H \pm \frac{1}{2} \eta \cdot (2H - H_{\max}^2) \\ \Rightarrow \mu_r &= \frac{1}{\mu_0} \cdot \left[\mu_{in} + \eta \cdot H \pm \frac{1}{2} \eta \cdot (2H - H_{\max}^2) \right] \end{aligned} \quad (47)$$

C'est un modèle très simple à mettre en œuvre et à intégrer dans un code de calcul de champ, cependant son domaine de validité reste restreint aux faibles intensités de champs et aux faibles fréquences

III. 6. Résultats et discussions

On détermine les paramètres du modèle de Rayleigh en procédant aux différentes mesures magnétique par le MikroMach pour les échantillons X70 X52 XC38.

1. Echantillon X70

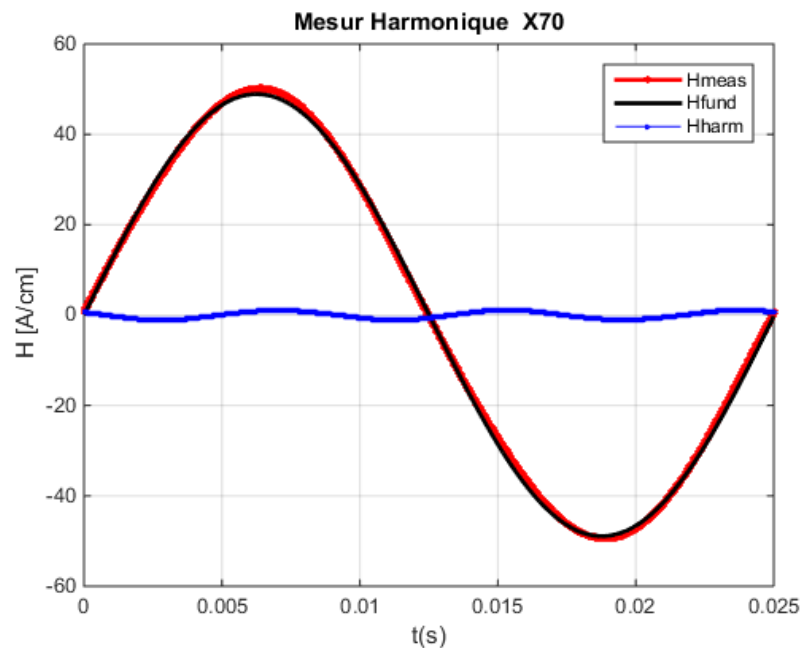


Figure 3-13 : Analyse harmonique de l'échantillon X70.

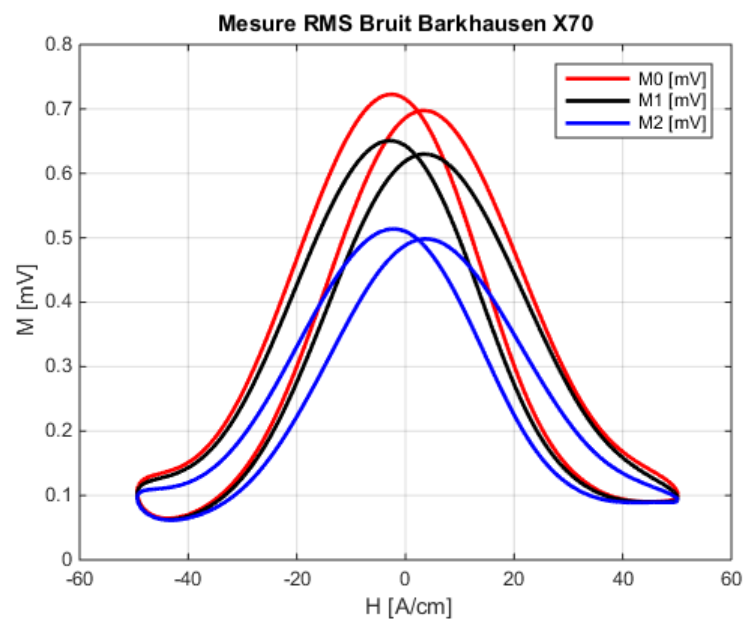


Figure 3-14 : Mesure RMS du bruit Barkhausen de l'échantillon X70.

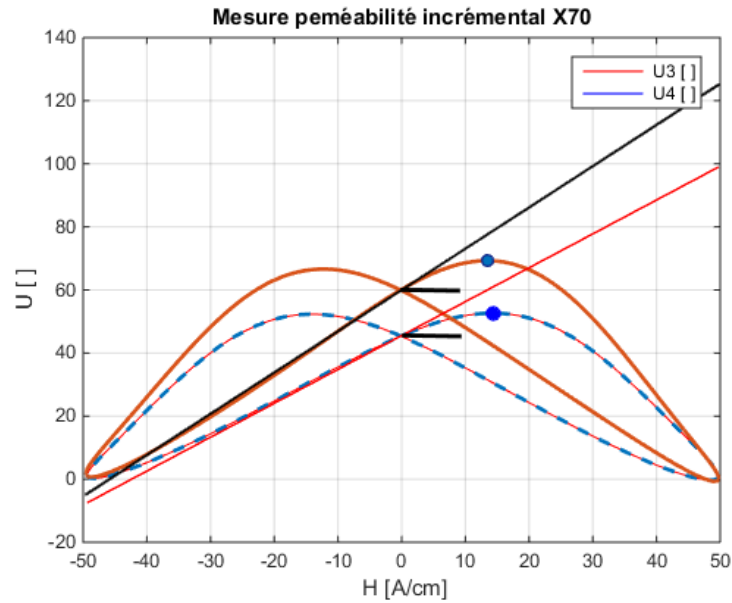


Figure 3-15 : Mesure de la perméabilité incrémentale de l'échantillon X70.

- Pour calculer le Rayleigh constant nous calculer la pente de la tangente en un point où μ_r

$$\eta_a = \frac{2B_r}{H_{\max}^2} = \tan(\nu) = \frac{\Delta\mu_a}{\Delta H} = 1.0741 \Rightarrow \mu_a = 1.0741H + 45.55 \quad (48)$$

- En combinant les équations 40, 41, 42, 43 et en introduisant les valeurs de $H_{\max_a} = 49.8$ [A/cm] et $H = H_{\text{meas}}$.

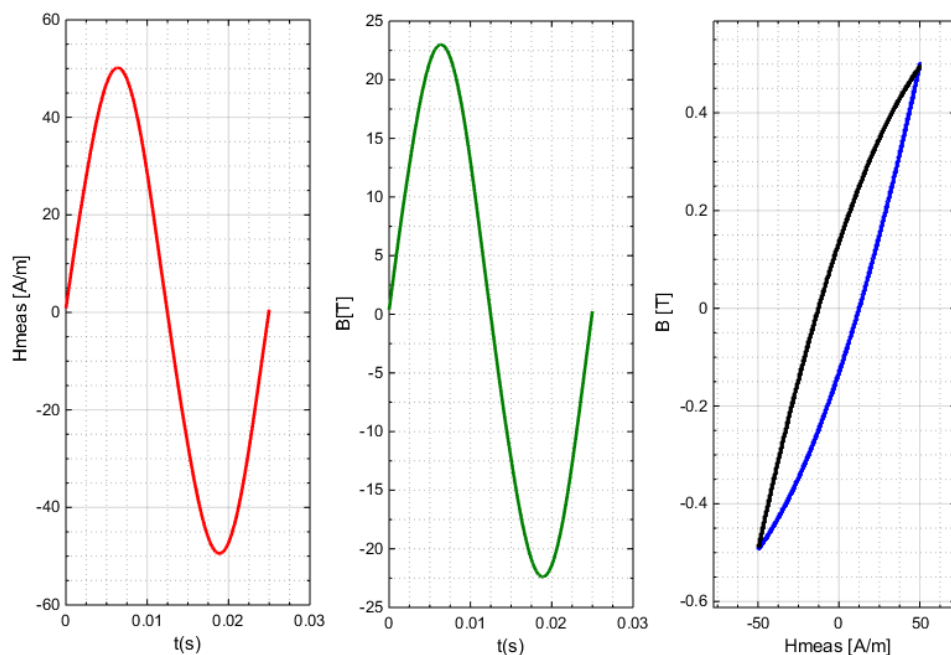


Figure 3-16 : Cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rayleigh sur X70 pour

$$H_{\max_g} = 49.8 \text{ A/cm et } H = H_{\text{meas}} .$$

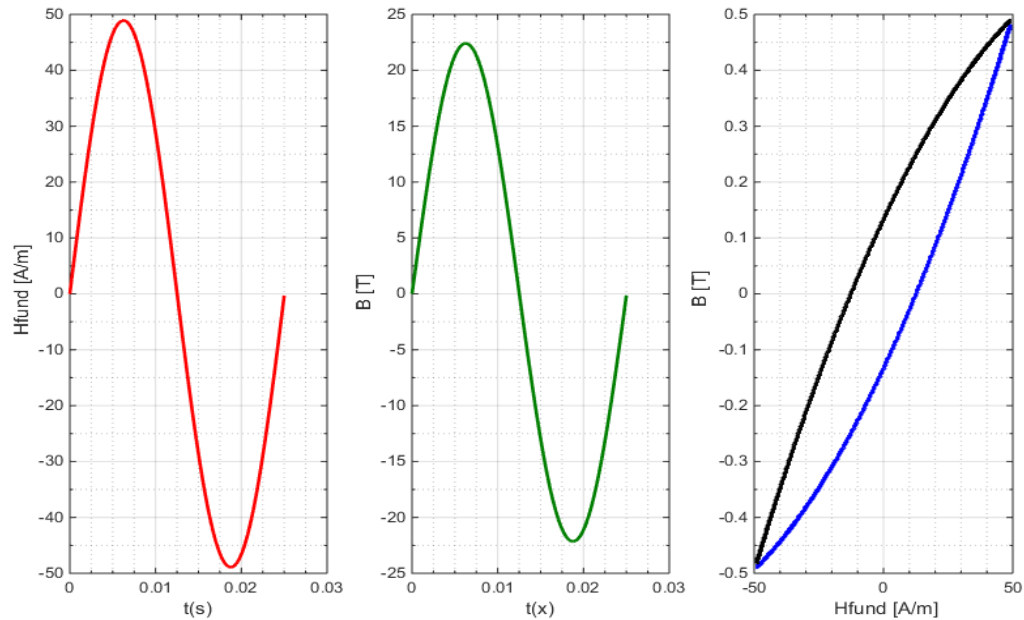


Figure 3-17 : Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rayleigh de X70

$$\text{pour } H_{\max_g} = 49.8 \text{ [A/cm]} \text{ et } H = H_3$$

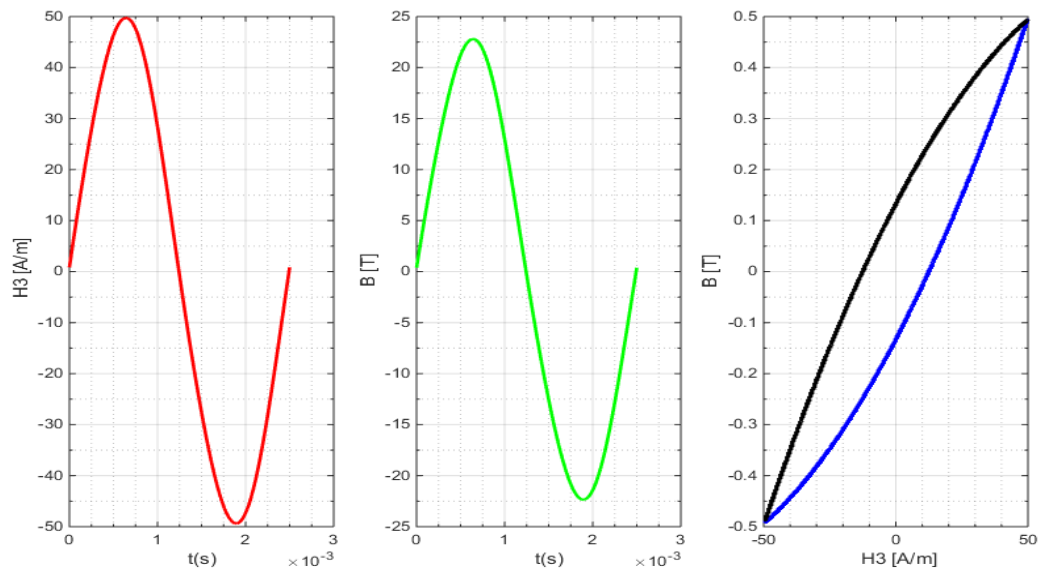


Figure 3-18 : Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rayleigh sur X70 (H3)

$$\eta_b = \frac{2B_r}{H_{\max}^2} = \operatorname{tg}(\nu) = \frac{\Delta\mu_{\Delta}}{\Delta H} = 1.3081 \Rightarrow \mu_b = 1.3081H + 59.98 \quad (49)$$

On a appliqué formule (40, 41, 42, 43) et $H_{\max_b} = 49.7 \text{ [A/cm]}$

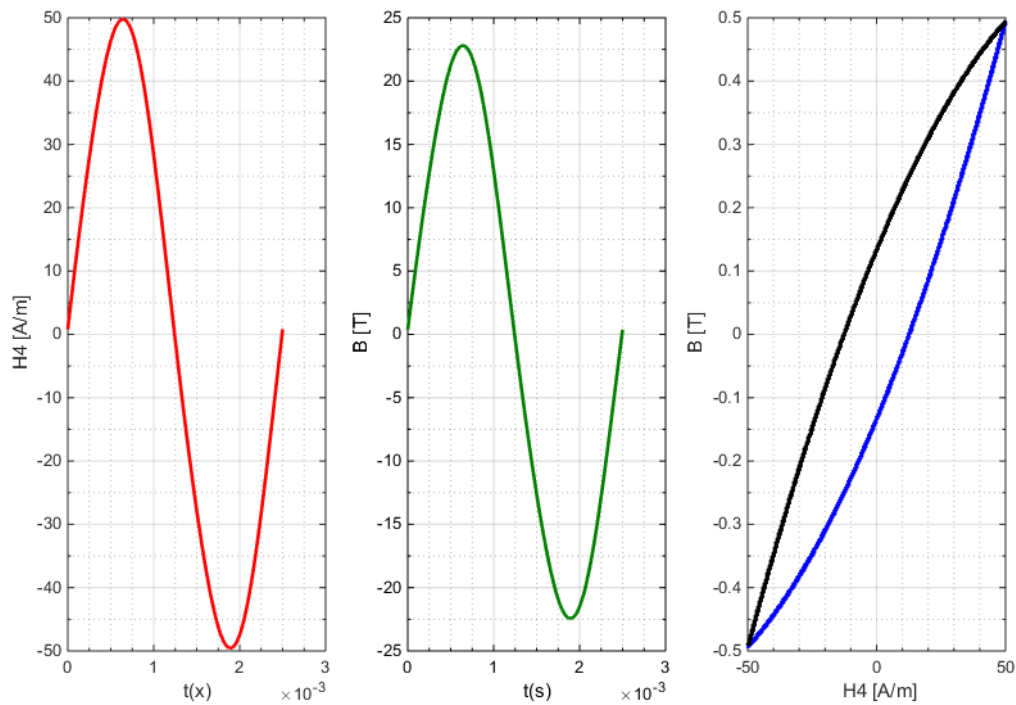


Figure 3-18 : Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rayleigh sur X70 (H4)

La boucle d'hystérésis est obtenue en mesurant le flux magnétique d'un matériau ferromagnétique, On pose

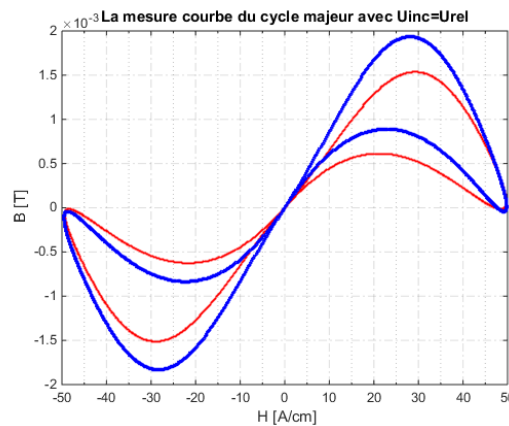


Figure 3-18 : La courbe du cycle Majeur avec $U_{inc}=U_{rel}$

2. Echantillon X52 et XC38

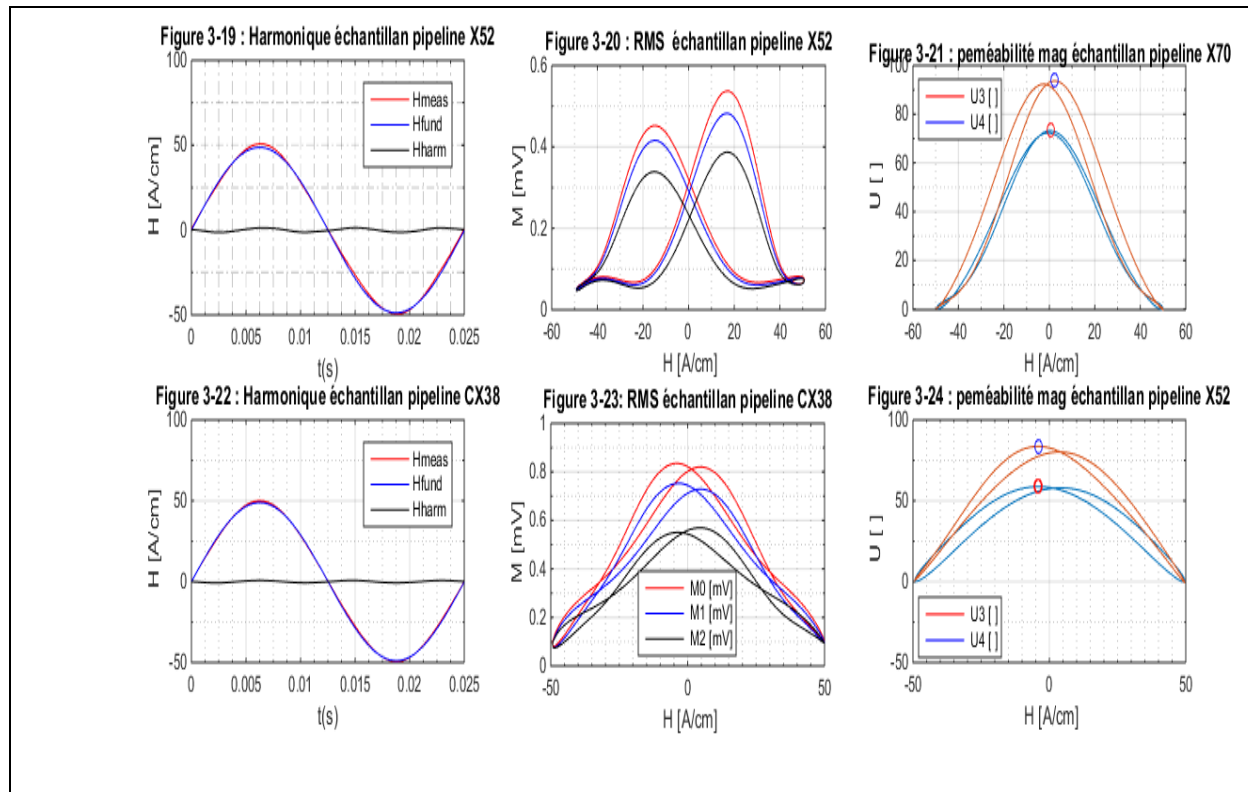


Figure 3-19 : La mesure sur les échantillon X52 et XC38

Les données extraites de l'appareil MikroMach pour les trois différents types d'aciers X70, X52 et XC38 ont été utilisés pour tracer les courbes des quatre façons harmonique, Courant de Foucault, Bruit Barkhausen, Perméabilité incrémentale et après l'observation et de réflexion dans ces courbes que vous choisissiez le modèle **Rayleigh** pour une utilisation avec la méthode de la perméabilité magnétique, et après avoir comparé les résultats étaient presque le même, des inconvénients de cette région de saturation de la forme ne semble pas parce qu'il en résulte lorsqu'un champ faible.

Données de mesures nécessaires pour les différents Modèles d'hystérésis :**Méthodes****Données Nécessaires****Mesures nécessaires****Frolich** [OUL10]. $\alpha, \beta, H_c, B_r, B_s$.

B(H) cycle d'hystérésis

Jiles-Atherton [OUL10].M, Heff, Man, Mirr, Mrev, α .

B(H) cycle d'hystérésis

Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons proposé une méthode pour générer l'hystérésis magnétique de certains aciers tels que X70, X52 utilisés dans le transport des hydrocarbures et l'acier X38 utilisé en fabrication mécanique.

Toutes les mesures, en l'occurrence l'analyse harmonique, le signal du bruit Barkhausen, la perméabilité incrémentale ont été effectuées par le MikroMach, appareillage exploitant la technique du bruit Barkhausen.

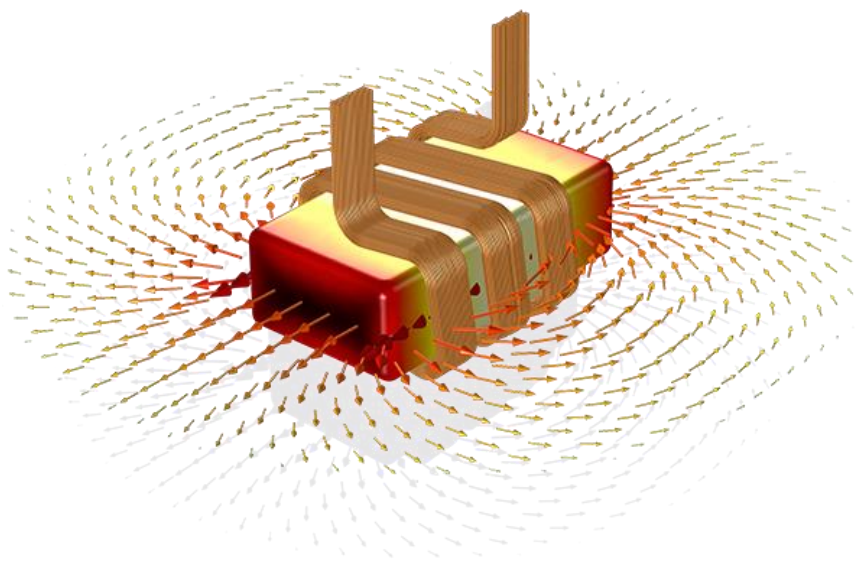
Nous avons présenté le modèle d'hystérésis de Rayleigh et à l'aide des mesures effectuées et moyennant ce modèle, nous avons pu générer l'hystérésis des différents aciers sus-cités.

Aussi, nous avons présenté sommairement d'autres modèles d'hystérésis nécessitant des paramètres qui ne sont malheureusement pas donnés par le MikroMach ce qui fait ses limites.

REFERENCES

- [AMO00] **Y. OULED AMOR**, "Contribution à la modélisation de l'hystérésis magnétique en vue de l'analyse par éléments finis des systèmes de chauffage par induction", Thèse de doctorat Université de Nantes, France, 2000.
- [BAT07] **Leonardo Batista**, Examination Of Micro- And Nanostructures Of Magnetic And Piezoelectric Materials In Relation To Their Macroscopic Properties By Dynamic Scanning Force Microscopy Techniques, Grades Des Doktors Der , Article January 2007Ingenieurwissenschaften Der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät III Chemie, Pharmazie, Bio- und Werkstoffwissenschaften der Universität des Saarlandes
- [BEC12] **G. Dobmann, R. Becker**, W.A. Theiner, "Progress in the Micromagnetic Multi –parameter Microstructure and Stress Analysis (3MA)", in *Non-Destructive Characterization of Materials*, vol 3, P. Höller, V. Hauk, G. Dobmann, C. Ruud, R. Green, Eds. (Berlin : Springer) (1989) 516, Article October 2012
- [CHE16] **CHELGHOU Leila**, Etude des non linéarités dans les dispositifs électriques par la méthode de Galerkin sans maillage, THÈSE DOCTORAT en SCIENCES, Université Batna, 2016.
- [DOB07] **Gerd Dobmann**, hysicalbasics and industrialapplicationsof 3MA-micromagnetic multiparameter Microstructure and stress, Article January 2007
- [HAD12] **HADJOUI Féthi**, Etude du comportement en fatigue des aciers pour pipelines à différents grades, Doctorat en génie mécanique, Université Abou Bekr Belkaid – Tlemcen, 2012-2013
- [IVA97] **A. IVANYI**, " Hysteresis models in Electromagnetic computation", Akadémiai Kiado, Budapest, 1997.
- [IZF17] NondestructiveTestingIZFP <http://www.izfp.fraunhofer.de/en/FuE/MikroMach.html> 23h23min25/03/2017
- [JIL98] D. C. Jiles. Review of magnetic methods for nondestructive evaluation. NDT International, 21(5):311{319, 1988. cited By (since 1996) 108.
- [JOH73] **John A. Baldwin Jr. and Frederick Milstein**, Barkhausen noise power versus size of a minor hysteresis loop, College of Engineering, University of California, Santa Barbara, California 93106 (Received 23 March 1973)
- [OUL10] **Ould Ouali Samy Hassani**, *Integration De L'hysteresis Magnetique Dans Un Calcul Elments Finis En Vue De L'estimation Des Pertes Dans Les Toles Des Machines Electriques*, These De Doctorat,2010.
- [QNE17] MikroMach Microstructure and Stress Analyzer http://www.qnetworld.com/material_analysis/mach_mobile.html 22h23min 01/03/2017
- [ZHA00] **Fan ZHANG, Henri WALASZEK**, Barkhausen Noise Technique For Non-Destructive Characterization Of Mechanical Components, CETIM, NDT Division, 52 Avenue Félix Louat, 60304 Senlis, France

CONCLUSION GENERALE



Conclusion générale

Au cours de ce travail, nous avons proposé une méthode pour générer l'hystérésis magnétique de certains aciers tels que X70, X52 utilisés dans le transport des hydrocarbures et l'acier XC38 utilisé en fabrication mécanique.

Toutes les mesures, en l'occurrence l'analyse harmonique, le signal du bruit Barkhausen, la perméabilité incrémentale ont été effectuées par le MikroMach, appareillage exploitant la technique du bruit Barkhausen.

Nous avons présenté le modèle d'hystérésis de Rayleigh et à l'aide des mesures effectuées et moyennant ce modèle, nous avons pu générer l'hystérésis des différents aciers sus-cités.

Aussi, nous avons présenté sommairement d'autres modèles d'hystérésis nécessitant des paramètres qui ne sont malheureusement pas donnés par le MikroMach ce qui fait ses limites.

A travers cette étude, nous pouvons retenir les avantages et déduire les applications du système MikroMach dont on peut juger ses points forts et ses points faibles comme suit :

Les points forts du système MikroMach

Mesures rapides et non destructives des différents paramètres magnétiques, transportable, mesures en temps réel et documentation des paramètres, permet des configurations personnalisées et une adaptation individuelle du logiciel d'interface.

Les données de mesures telles que l'analyse harmonique, le signal bruit Brakhausen et la perméabilité incrémentale données par le MikroMach nous permettent d'accéder aux propriétés mécaniques et microstructurales des matériaux telles que la dureté, les contraintes résiduelles, les inclusions et le contrôle d'un traitement thermique.

Les points faibles du système MikroMach

Le système MikroMach ne nous permet pas d'accéder à l'aimantation rémanente et à l'aimantation de saturation du matériau, ce qui fait ses limites. En effet la donnée de ces deux paramètres est essentielle pour l'exploitation de n'importe quel modèle d'hystérésis.

Comme perspectives, nous pouvons proposer dans l'avenir d'apporter des modifications sur le système afin qu'il nous délivre ces deux paramètres.

ملخص

في هذا العمل، نقترح طريقة لتوليد التباطؤ المغناطيسي من بعض أنواع الفولاذ مثل X70 ، X52 المستخدم في نقل النفط والغاز والصلب XC38 المستخدمة في التصنيع الميكانيكي. جميع القياسات، وهي التحليل التوافقي، والضجيج بارخوزن للإشارة، نفاذية إضافية، يتم تنفيذها بجهاز MikroMach ، جهاز تستغل تقنية الضوضاء بارخوزن، نقدم نموذج التباطؤ من رايلي وباستخدام القياسات التي اتخذت ومع هذا النموذج، لذلك تم توليد التباطؤ الفولاذ المختلفة لدراساتها.

كلمات البحث: مواد مغناطيسية، الضوضاء بارخوزن، التباطؤ المغناطيسي، ونموذج رايلي، النفاذية المغناطيسية.

Résumé

Dans ce travail, nous proposons une méthode pour générer l'hystérésis magnétique de certains aciers tels que X70, X52 utilisés dans le transport des hydrocarbures et l'acier XC38 utilisé en fabrication mécanique. Toutes les mesures, en l'occurrence l'analyse harmonique, le signal du bruit Barkhausen, la perméabilité incrémentale sont effectuées par le MikroMach, appareillage exploitant la technique du bruit Barkhausen. Nous présentons le modèle d'hystérésis de Rayleigh et à l'aide des mesures effectuées et moyennant ce modèle, nous générons l'hystérésis des différents aciers étudiés.

Mots clés : Matériaux magnétiques, Bruit Barkhausen, Hystérésis magnétique, Modèle de Rayleigh, perméabilité magnétique.

Abstract

In this work, we offer a method to generate the magnetic hysteresis of certain steels such as X70, X52 used in the transport of hydrocarbons and the steel XC38 used in mechanical manufacture. All measurements, in this case harmonic analysis, sign of noise Barkhausen, incremental permeability are performed by MikroMach, equipment exploiting the technology of noise Barkhausen. We introduce the model of hysteresis of Rayleigh and with the aid of performed measurements and for this model, we generate the hysteresis of different studied steels.

Key words: Magnetic Materials, noise Barkhausen, magnetic Hysteresis, Model of Rayleigh, magnetic permeability.