

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université 8 Mai 1945 – Guelma
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Electrotechnique et Automatique

Réf:...../2020



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **diplôme** de **MASTER Académique**

Domaine: Sciences et Technologie

Filière: Electrotechnique

Spécialité: Réseaux électriques

Par: (ZAALANI Riane)

Thème

Etude de l'hystérésis magnétique dans les matériaux ferromagnétiques

Soutenu publiquement, le 03/octobre /2020 , devant le jury composé de:

M/BOUNAYA Kamel	Professeur	Univ. Guelma	Président
M/LADJIMI Abdelaziz	MCA	Univ. Guelma	Encadreur
M/BOUCHELKHA Abdelhafid	MAA	Univ. Guelma	Examineur

Année Universitaire: 2019/2020

Remerciements

Au terme de ce travail, je tiens tout d'abord à remercier Dieu le tout puissant et miséricordieux qui me a donné la force et la patience durant ces années d'étude.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à mon encadreur Dr. Aziz LAJIMI, pour ses précieux conseils, son aide et sa disponibilité.

Je tiens tout particulièrement à remercier les enseignants du département de Génie Électrotechnique et Automatique de l'Université 8 Mai 1945 Guelma pour leurs disponibilités et encouragement, ainsi que tous les enseignants qui ont contribué à notre formation.

Mes reconnaissances vont aussi à messieurs les membres de jury, pour l'honneur qu'ils auront fait en acceptant de juger ce travail. Je remercie enfin tous ceux qui, d'une manière ou d'une autre, ont contribué à la réussite de ce travail et qui n'ont pas pu être cités ici.

ملخص

في هذا العمل قمنا بدراسة ظاهرة التخلف المغناطيسي للمواد المغناطيسية الناعمة. في البداية استعملنا نموذج برزاك الساكن من أجل تمثيل هذه الظاهرة بعد ذلك باقتراح إدخال تأثير التردد في نموذج برزاك من خلال استعمال العامل بدالة التوزيع لورنتز المعدلة. تم إجراء التحقق بمقارنة النتائج التجريبية لحالات الترددات: 10 هرتز, 25 هرتز, 50 هرتز, 125 هرتز, 150 هرتز, 180 هرتز. بحيث أن النتائج التي تم الحصول عليها مرضية بسبب التوافق الجيد بين نتائج المحاكاة والنتائج التجريبية.

الكلمات الدلالية: التخلف المغناطيسي نموذج برزاك خسائر الحديد دالة توزيع لورنتز المعدلة

Résumé

Dans ce travail, nous avons étudié le phénomène d'hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques doux. Au début, nous avons utilisé le modèle d'hystérésis statique de Preisach pour modéliser ce phénomène puis nous avons proposé d'introduire l'effet de fréquence dans le modèle statique en exploitant le paramètre b de la fonction de Lorentz modifiée pour la génération des cycles d'hystérésis en fonction de la fréquence. La validation a été effectuée par rapport au résultat expérimental pour les fréquences : 10 Hz, 25 Hz, 50 Hz, 125 Hz, 150 Hz, 180 Hz. Les résultats obtenus sont satisfaisants en raison de la bonne concordance entre les résultats de simulation et les résultats expérimentaux.

Mots clés : hystérésis magnétique, modélisation, modèle de Preisach, pertes de fer modifiées, Lorenz modifiée, pertes magnétique.

Liste Des Figures

Figure I. 1: Configuration des moments magnétiques dans les corps ferro, antiferro et ferrimagnétique	4
Figure I. 2: Exemples de corps ferro, antiferro et ferrimagnétiques	6
Figure I. 3: Echantillon initialement désaimanté	7
Figure I. 4: Déplacement des parois jusqu'à des zones de blocage	7
Figure I. 5: Zone d'accrochage/ décrochage de parois	8
Figure I. 6: Zone d'accrochage/ décrochage de parois	8
Figure I. 7: Zone de rotation des moments	9
Figure I. 8: Retour au zéro d'excitation	9
Figure I. 9: Passage par H_c	10
Figure I. 10: Disparition des parois avant saturation basse	10
Figure I. 11: Apparition de courants induits dans un matériau magnétique	12
Figure I. 12: variation du Cycle d'hystérésis en fonction de la fréquence	13
Figure II. 1: Cycle élémentaire d'une entité	16
Figure II. 2: Plan de Preisach (Triangle de Preisach)	17
Figure II. 3: Définition du cycle élémentaire et du plan de Preisach en fonction de $H_{c\text{et}} H_i$	18
Figure II. 4: Evolution de la frontière $L(t)$ dans le plan de Preisach	19
Figure II. 5: Représentation dans le plan de Preisach et dans le plan (HOM) de l'aimantation	20
Figure II. 6: Représentation dans le plan (HOM) et dans le plan Preisach	21
Figure II. 7: Cycles mineurs congruents	21
Figure II. 8: Le triangle de Preisach correspondant à la courbe de première aimantation ...	23
Figure II. 9: Le triangle de Preisach correspondant à la branche descendante	24
Figure II. 10: Le triangle de Preisach correspondant à la branche ascendante	25
Figure III. 1: Principe de la mesure	28
Figure III. 2: Banc d'essai réalisé au laboratoire LGEG	29
Figure III. 3: Schéma du banc expérimental	29
Figure III. 4: Circuit intégrateur	30
Figure III. 5: Echantillon test	31
Figure III. 6: Le cycle major d'hystérésis du matériau test	31
Figure III. 7: Organigramme de calcul du modèle de Preisach	32
Figure III. 8: Principe d'une itération de PSO dans un espace de recherche à deux dimensions [12]	34
Figure III. 9: Organigramme du PSO [12]	35
Figure III. 10: Comparaison d'un cycle simulé par le modèle de Preisach et le cycle expérimental	36
Figure III. 11: Evolution du paramètre b en fonction de la fréquence	37
Figure III. 12: Cycle d'hystérésis pour une fréquence $f=10\text{Hz}$ pour $B_m=2.2\text{T}$	38
Figure III. 13: Cycle d'hystérésis pour une fréquence $f=50\text{Hz}$ pour $B_m=2.2\text{T}$	38

Figure III. 14: Cycle d'hystérésis pour une fréquence $f=100\text{Hz}$ Pour $B_m=2.2\text{T}$	38
Figure III. 15: Cycle d'hystérésis pour une fréquence $f=150\text{Hz}$ pour $B_m=2.2\text{T}$	39
Figure III. 16: Cycle d'hystérésis pour une fréquence $f=180\text{Hz}$ pour $B_m=2.2\text{T}$	39
Figure III. 17: Cycles d'hystérésis pour une fréquence de 10, 50, 100, 150 et 180Hz pour $B_m=2.2\text{T}$	40
Figure III. 18: Montage utilisé pour la mesure des pertes par la méthode du wattmètre, [9].	42
Figure III. 19: Pertes fer mesurées	43

Liste Des Tableaux

Tableau I. 1: Exemples de corps ferro, antiferro et ferrimagnétiques	4
Tableau III. 1: Les pertes fer en fonction de la fréquence	42

Table des matières

Résumé	
Liste Des Figures	
Liste Des Tableaux	
Introduction Générale	1
Chapitre I : Rappel sur les matériaux ferromagnétiques	
Introduction.....	3
1. Notion de magnétisme	3
1.1.Les matériaux magnétiques	3
1.1.1.Echelle atomique.....	3
1.1.2.Echelle microscopique.....	3
1.1.3.Echelle macroscopique	5
1.2.Processus d'aimantation	6
1.2.1.Pour les faibles valeurs de l'excitation.....	7
1.2.2. Pour les valeurs intermédiaires de l'excitation (zone fortement non réversible) .	7
1.2.2.Pour les fortes valeurs de l'excitation	8
1.2.3.Branche descendante du cycle majeur.....	9
1.3.Classification des matériaux ferromagnétiques.....	10
1.4.Pertes magnétiques	11
1.4.1. Pertes par hystérésis	11
1.4.2 Pertes par courant induit [4]	11
Conclusion	13
Chapitre II :Modèle d'hystérésis Scalaire de Preisach	
Introduction :	15
2. Généralité sur Le modèle Preisach	15
2.1 Modèle d'hystérésis scalaire de Preisach.....	15
2.2.1. Définition du modèle.....	15
2.2.2. Interprétation géométrique.....	16
2.2.3. Représentation équivalente.....	18
2.2.4. Principe du modèle:	18
2.2.5. Propriétés du modèle	20
2.3. Détermination de la fonction de distribution $\rho(\alpha,\beta)$	22
2.3.1. Expression de la courbe de l'aimantation à partir de la fonction de Lorentz modifiée [8].....	22
Conclusion	25
Chapitre III :Comportement fréquentiel du phénomène d'hystérésis	
Introduction.....	27
3.1 Principe de la caractérisation	27
3.1.1. Principe de la mesure	27

3.1.2. Banc Expérimental	28
3.1.3. Echantillon test.....	30
3.1.4. Acquisition des résultats pour un cycle d'hystérésis à $f = 10$ htz :	31
3.1.5. Paramètres du cycle d'hystérésis :	32
3.2. Etude de l'hystérésis magnétique par le modèle de Preisach	32
3.2.1. Simulation numérique de l'hystérésis par le modèle de Preisach	32
3.2.1. Identification des paramètres de la fonction de distribution de Lorentz modifiée	33
3.2.1.1. Identification par PSO :	33
3.3.1.2. Processus d'optimisation par PSO :	33
3.3.1.3. Application	35
3.3.2. Intégration de l'effet de la fréquence sur le cycle d'hystérésis	36
3.3.2.1. Détermination du modèle du paramètre « b » en fonction de la fréquence	36
3.3.2.1.1. Procédure de détermination des paramètres du modèle proposé	36
3.3.3. Validation expérimentale du modèle en fréquence.....	37
3.4. Quantification des pertes dans les matériaux magnétiques doux	40
3.4.1. Calcul des pertes	40
3.4.2. Procédés de mesure des pertes.....	41
Conclusion	43
Conclusion générale.....	45
Référence Bibliographie.....	47

Introduction

Générale

Introduction Générale

Les matériaux magnétiques ont des propriétés qui sont exploitées dans de nombreuses applications techniques. Ils sont présents par exemple, en électrotechnique, dans les moteurs où les transformateurs électriques. Massifs où découpés en tôle, ils canalisent alors le flux magnétique. Ils ont une mémoire et dans d'autres applications, conditionnées en fines couches, ils sont employés en tant que support d'enregistrement. Chaque matériau est caractérisé par un cycle d'hystérésis dont les caractéristiques changent en fonction de la fréquence d'excitation qui, dans un dispositif à induction magnétique, présentent des contraintes auxquelles nous allons nous intéresser dans le cadre de cette étude.

Dans ce mémoire, nous proposons d'étudier le phénomène d'hystérésis dans un matériau ferromagnétique doux lorsque 'il est soumis à des contraintes de fréquence avec l'objectif d'introduire l'effet de la fréquence dans le modèle statique de Preisach pour représenter les variations des cycles d'hystérésis magnétiques en fonction de la fréquence.

Le travail de notre mémoire est organisé en trois chapitres.

Le premier chapitre va traiter les phénomènes d'hystérésis on s'y intéresse aux aspects physiques et énergétiques. On va tenter, dans ce chapitre, de comprendre ce qui fait qu'un matériau s'aimante de manière aussi particulière. On donne les causes principales ainsi que le processus du phénomène. En outre, on cite les différents facteurs qui agissent sur la forme du cycle d'hystérésis.

Dans le deuxième chapitre nous présentons le modèle d'hystérésis scalaire de Preisach, leur propriété et les différentes approches d'identification de la fonction de distribution caractérisant un échantillon ferromagnétique. Nous introduisons aussi le modèle analytique de Preisach.

Le dernier chapitre est consacré à la réalisation d'un banc de mesure et la modélisation des phénomènes d'hystérésis magnétique. Ce chapitre est décomposé en deux parties, la première présente le banc d'essai expérimental réalisé au sein du laboratoire LGEG, pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques et le relevé de leurs cycles d'hystérésis magnétiques. La deuxième est consacrée à la modélisation du comportement fréquentiel des phénomènes d'hystérésis magnétiques.

Nous terminons notre travail par une conclusion générale.

Chapitre I

Rappel sur les matériaux ferromagnétiques

Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter les notions de magnétisme, ainsi que les phénomènes qui sont liés au phénomène d'hystérésis magnétique et enfin l'influence de la fréquence sur le cycle d'hystérésis magnétique.

1. Notion de magnétisme

Le comportement des matériaux magnétiques est généralement analysé à partir des grandeurs macroscopiques qui sont, le champ magnétique auquel ils sont soumis et l'aimantation qui en résulte. La relation liant ces deux grandeurs caractérise l'hystérésis du matériau. Ce phénomène complexe trouve ses origines à différentes échelles qu'il convient de rappeler [1,2].

1.1. Les matériaux magnétiques

1.1.1. Echelle atomique

Les électrons d'un atome ont deux mouvements régis par les lois de physique quantiques. Il s'agit de la rotation des électrons autour du noyau sur un rayon de quelques angströms et de la rotation de ces électrons sur eux-mêmes. Le mouvement orbital induit un moment magnétique orbital, tandis que la rotation de l'électron sur lui-même induit un moment magnétique de spin.

Dans un atome isolé, c'est-à-dire sans interactions avec les atomes voisins, le moment magnétique résultant est la somme des contributions des électrons qu'il contient. Ces électrons se répartissent autour du noyau sur des niveaux d'énergie, les couches et sous-couches électroniques, selon les règles de la mécanique quantique. En générale, ils se regroupent de façon à former des couches complètes et s'apparient deux à deux avec des spins opposés. Par conséquent, le moment magnétique atomique est nul, cependant, certains atomes sont caractérisés par une couche périphérique incomplète contenant des électrons non appariés et dont il résulte un moment magnétique atomique permanent non nul. C'est en particulier le cas des éléments de transition tels que le fer.

1.1.2. Echelle microscopique

A cette échelle, un solide est constitué de groupements d'atomes interagissant et organisés en réseau cristallin. Trois comportements, représentés sur la figure I. 1, sont possibles suivant l'interaction entre atomes voisins :

Chapitre I : Rappel sur les matériaux ferromagnétiques

- Tous les moments magnétiques sont alignés parallèlement les un aux autres, même en l'absence de champ appliqué. Le corps est dit ferromagnétique.
- Les moments magnétiques se regroupent en deux sous-réseaux antiparallèles, mais restent alignés parallèlement les uns aux autres dans chaque sous-réseau : Le moment magnétique résultant est très faible ou nul. Un tel corps est dit antiferromagnétique.
- Les moments magnétiques sont arrangés en sous-réseaux mais le moment dans un sens diffère du moment opposé : Le moment total est donc non nul. Un tel corps est dit ferrimagnétique.

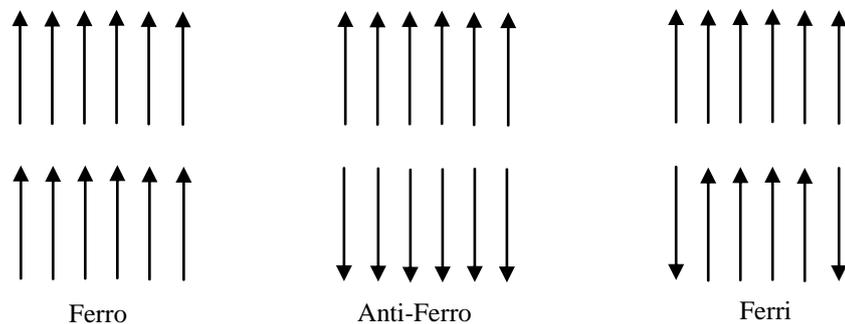


Figure I. 2: Configuration des moments magnétiques dans les corps ferro, antiferro et ferrimagnétique.

Quelques exemples de ces trois familles sont donnés dans le tableau I.1.

Tableau I. 1: Exemples de corps Ferro, antiferro et ferrimagnétiques

Corps ferromagnétiques	Corps ferrimagnétiques	Corps antiferromagnétiques
Fer : Fe	Oxyde de fer γ : $\gamma - Fe_2O_3$	Oxyde de manganèse : MnO
Cobalt : Co	Ferrites : Fe_3O_4	Oxyde de fer α : $\alpha - Fe_2O_3$
Dioxyde de chrome : CrO_2	Ferrites : $NiFe_2O_4$	

Ces trois processus résultent du comportement collectif des moments magnétiques lié à l'énergie d'échange. Celle-ci provient du fort couplage entre les moments magnétiques de spin dû à la mise en commun d'électrons entre atomes voisins. Cette interaction agit à courte distance. Elle est encore appelée interaction d'échange.

Chapitre I : Rappel sur les matériaux ferromagnétiques

A cette échelle intervient également l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline liée à l'orientation des moments magnétiques suivant certaines directions préférentielles du cristal, appelées axes d'anisotropie ou axes faciles, notées AF. C'est un fait d'expérience.

Lorsqu'un cristal possède qu'un axe facile, on parle d'anisotropie uni axiale. Les axes faciles sont les axes du cristal dans le cas du fer cubique. Certaines directions sont au contraire difficilement accessibles par les moments magnétiques car énergétiquement défavorables. Elles sont dites axes difficiles, notées AD.

A la température de Curie, l'énergie thermique est aussi importante que l'énergie magnétique du corps ferromagnétique. Les moments magnétiques pointent alors dans toutes les directions et l'aimantation résultante est nulle. Dans cet état désordonné, le matériau est dit paramagnétique. Cependant, l'application d'un champ conduit à l'alignement des moments parallèlement à ce champ.

L'aimantation \vec{M} d'un corps est par définition le moment magnétique totale par unité de volume. Cette grandeur vectorielle caractérise l'ordre des moments dans le corps. Elle est exprimée en A/m dans le système international.

$$\vec{M} = \frac{\sum_i^n \vec{m}_i}{V} \quad (1.1)$$

Avec \vec{m} est le moment magnétique atomique et V le volume.

1.1.3. Echelle macroscopique

Prenons l'exemple d'un monocristal de fer en forme de parallélépipède rectangle, (figure I.2). L'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie, agissant toutes deux à l'échelle microscopique, tendent à aligner les moments magnétiques atomiques avec l'axe oz, axe de facile aimantation. L'énergie démagnétisante qui en résulte est minimale lorsque les domaines sont désorientés du fait de la compensation des directions des champs démagnétisant de ces domaines.

Une structure stable du monocristal est obtenue par la création de domaines parallèles à l'axe facile et de domaines perpendiculaires à cet axe, dits domaines de fermeture, de façon à ce que le flux reste dans l'échantillon (figure I. 2). Elle est le résultat d'une compétition entre différents termes d'énergie.

- L'énergie d'anisotropie qui tend à aligner l'aimantation avec l'axe facile du cristal,
- L'énergie d'échange qui proscrit toute variation brutale de l'aimantation,

Chapitre I : Rappel sur les matériaux ferromagnétiques

- L'énergie démagnétisant qui tend à annuler la divergence de l'aimantation dans le cristal et à rendre l'aimantation tangente à ses bords.

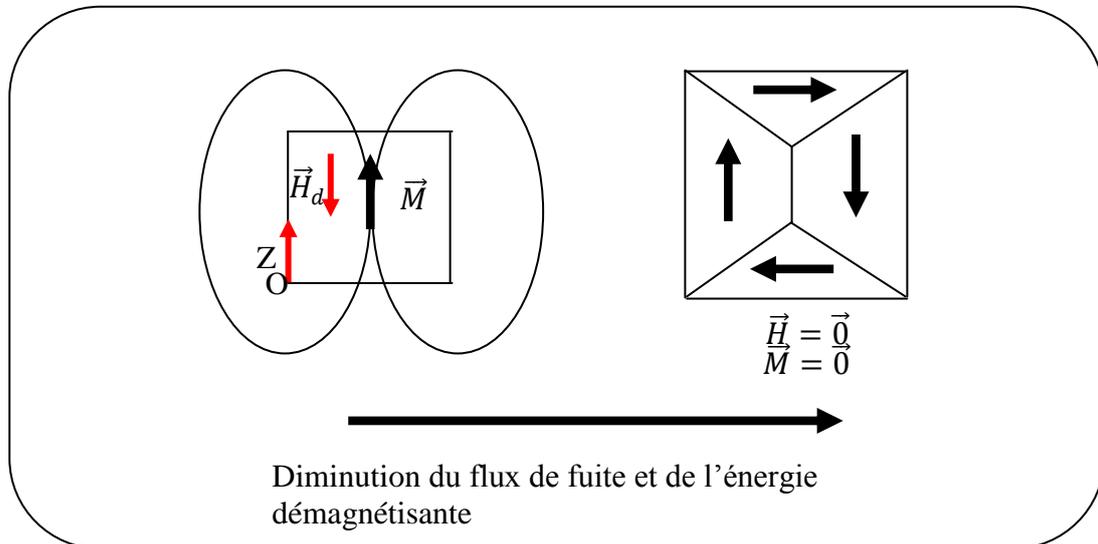


Figure I. 3: Exemples de corps ferro, antiferro et ferrimagnétiques

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué à un monocristal, une énergie supplémentaire appelée énergie de Zeeman s'ajoute à l'énergie interne. Cette énergie a pour effet d'aligner l'aimantation avec le champ extérieur. Par conséquent, la structure en domaines évolue, entraîne une variation d'aimantation. Les parois se déplacent de façon à faire croître les domaines dont l'aimantation est alignée avec le champ au détriment des autres. C'est le mécanisme de déplacement de parois. Ce phénomène est suivi d'une rotation de l'aimantation qui tend à aligner cette dernière avec le champ appliqué.

1.2. Processus d'aimantation

On suppose un échantillon de matériau ferromagnétique initialement désaimanté (Figure I.3). Ce matériau contient des défauts dans son réseau cristallin. Ces défauts sont par exemple, des dislocations, des inclusions non magnétiques, joints de grains.... Ils vont être pour une bonne part dans la présence du phénomène qui nous intéresse [3].

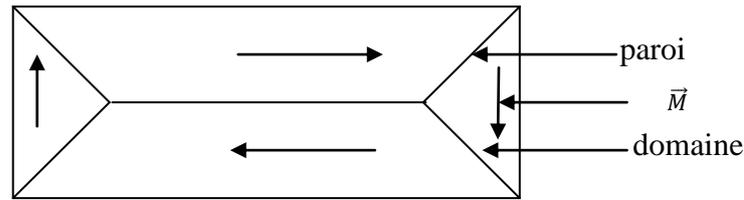


Figure I. 4: Echantillon initialement désaimanté

Lors de l'aimantation de cet échantillon, trois processus différents peuvent se succéder en fonction de la valeur de l'excitation extérieure imposée [3].

1.2.1. Pour les faibles valeurs de l'excitation

Les domaines dont l'aimantation a une direction proche de celle du champ appliqué, vont croître. Cela se fait au détriment des autres domaines. Pour se faire, les parois vont se déplacer (glisser) jusqu'à rencontrer les défauts du matériau (Figure I.4).

Ce processus est réversible, tant que les parois ne rencontrent pas d'obstacle. Il n'engendre pas de pertes magnétiques.

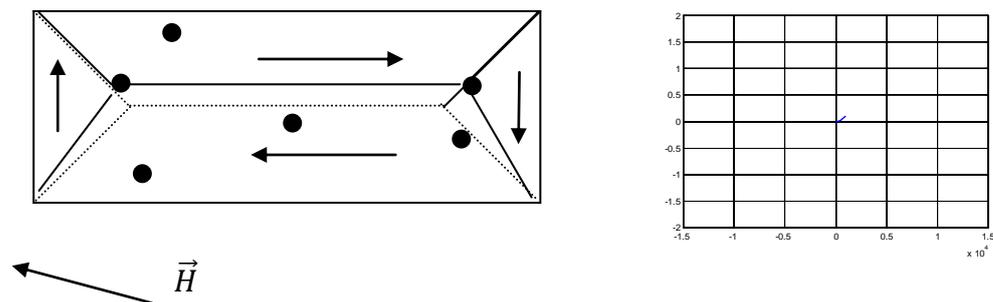


Figure I. 5: Déplacement des parois jusqu'à des zones de blocage

1.2.2. Pour les valeurs intermédiaires de l'excitation (zone fortement non réversible)

Pour ces valeurs de l'excitation, les parois continuent leur déplacement, afin d'augmenter le volume des domaines dont le moment est correctement orienté par rapport au champ appliqué. Elles commencent par se libérer de leurs points d'ancrage, se déplacent, puis, s'accrochent de nouveau, ..., jusqu'à ce que tout le volume de l'échantillon soit occupé par le domaine dont l'aimantation a le sens le plus proche de l'excitation imposée (Figure I.5). C'est dans cette zone que les pertes électromagnétiques sont les plus fortes.

Chapitre I : Rappel sur les matériaux ferromagnétiques

La simple création/disparition de parois (puisque lorsque tout le volume est occupé par le même domaine il n'y a plus de parois) est coûteuse en énergie et irréversible (Figure I.6).

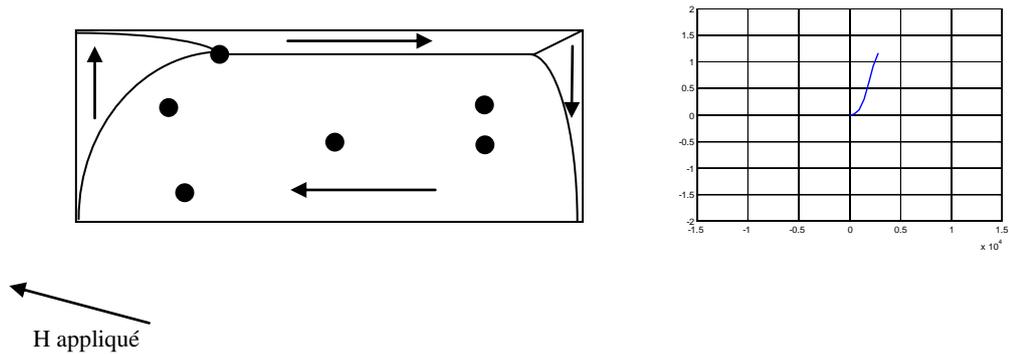


Figure I. 6: Zone d'accrochage/ décrochage de parois

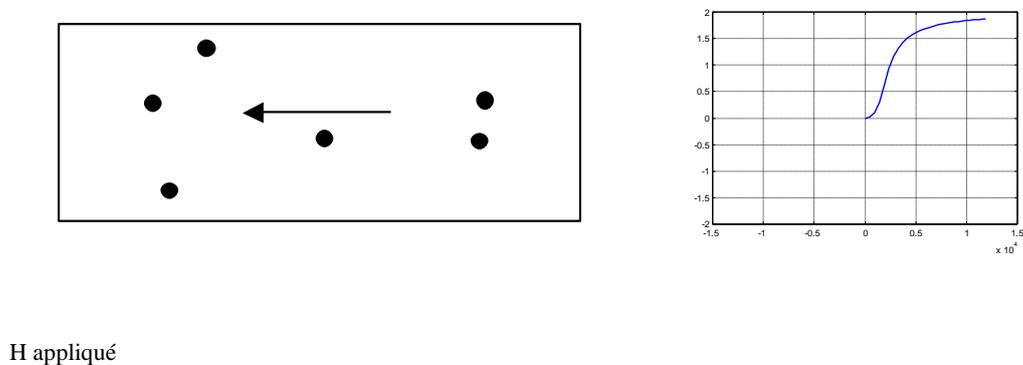


Figure I. 7: Zone d'accrochage/décrochage de parois

1.2.3. Pour les fortes valeurs de l'excitation

Le dernier processus à avoir lieu est réversible, il s'agit de la rotation des moments. Lorsque l'échantillon est mono-domaine, l'orientation de son aimantation n'est pas forcément celle de l'excitation appliquée. Afin d'orienter les moments, il faut vaincre l'énergie d'anisotropie cristalline [3].

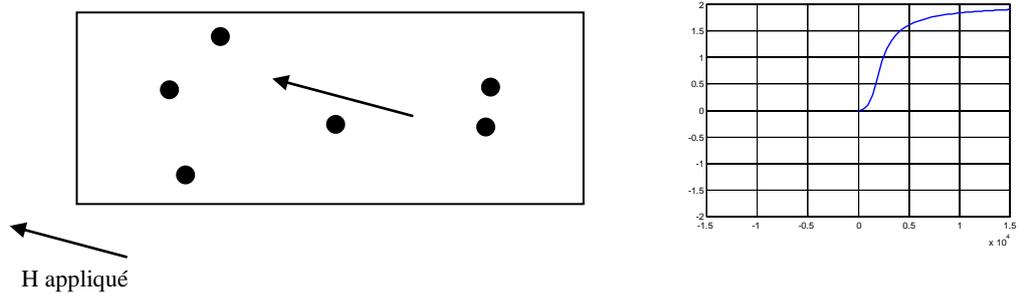


Figure I. 8: Zone de rotation des moments

Nous avons à ce niveau décrit entièrement la première aimantation. L'échantillon est aimanté, il est dans son état de saturation haute, on peut par décroissance puis inversion de l'excitation décrire la branche descendante du cycle majeur.

1.2.4. Branche descendante du cycle majeur

A ce stade, apparaît l'irréversibilité du phénomène. En effet, le passage par zéro de l'excitation se fera avec le retour de chacun des moments atomiques dans la direction de leur axe de facile aimantation et la réapparition de domaines (Figure I.8). On atteint alors l'aimantation rémanente.

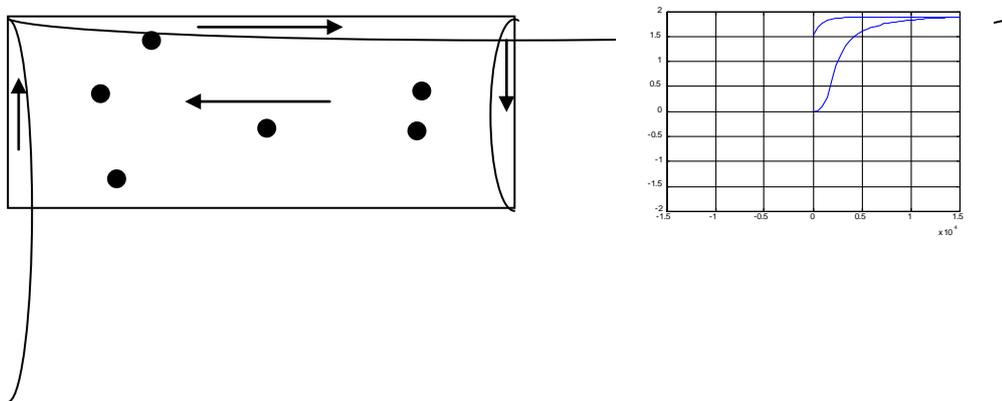


Figure I. 9: Retour au zéro d'excitation

Les étapes suivantes du parcours du cycle d'hystérésis majeur sont obtenues en imposant une excitation de même direction mais de sens contraire. Ensuite, comme précédemment, les parois vont se déplacer et s'accroche aux défauts, puis se décrocher en avançant de nouveau. La valeur de l'excitation, sur le cycle majeur, pour laquelle l'aimantation passe par zéro est appelée excitation coercitive (notée H_c).

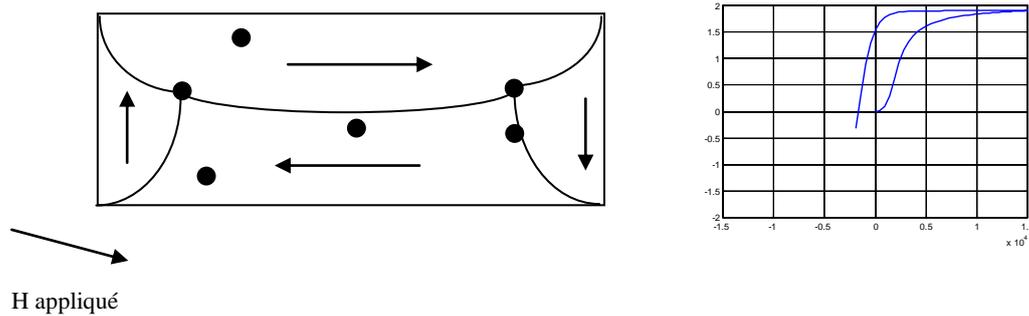


Figure I. 10: Passage par H_c

Les parois se déplacent jusqu'à disparaître de nouveau au profit du domaine de sens opposé à celui de la saturation haute précédemment évoquée.

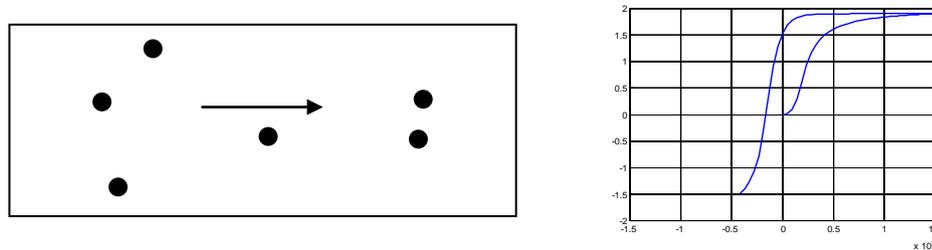


Figure I. 11: Disparition des parois avant saturation basse

Enfin, la dernière étape est de nouveau la rotation des moments. Cette nouvelle étape place l'échantillon dans son état de saturation basse. La branche montante du cycle d'hystérésis se parcourt en partant de cet état de saturation et en augmentant l'excitation. Elle permet de fermer le cycle majeur. Cette branche est parfaitement symétrique par rapport à la branche descendante.

Ce que nous venons de décrire est une représentation simplifiée du rôle joué par les parois dans le processus d'aimantation. Elle permet de se faire une idée assez précise du processus qui génère le comportement hystérétique du matériau [3].

1.3. Classification des matériaux ferromagnétiques

L'observation du cycle d'hystérésis permet de regrouper les matériaux ferromagnétiques en deux catégories :

1. Matériaux ferromagnétiques doux:
 - B_r plutôt élevée
 - H_c plutôt faible

Chapitre I : Rappel sur les matériaux ferromagnétiques

- Surface du cycle d'hystérésis faible

En cite : les aciers électriques, les alliages FeNi, les alliages FeCo, et les matériaux amorphes.

2. Matériaux ferromagnétiques durs :

- B_r plutôt faible
- H_c plutôt élevée
- Surface du cycle d'hystérésis élevée.

En cite : Alliages à base d'éléments des terres rares, Alliages à base de Fer- Nickel- Aluminium (Alnico) et les matériaux céramiques.

1.4. Pertes magnétiques

Lorsqu'on soumet un matériau à un champ magnétique, celui-ci emmagasine de l'énergie qu'il ne restitue pas complètement après démagnétisation : le matériau magnétique est donc le siège de pertes magnétique.

Dans la littérature, on décompose les pertes magnétiques en deux types : Les pertes par hystérésis (déplacement de parois) et les pertes par courant de Foucault

1.4.1. Pertes par hystérésis

Il apparait que, lors d'un parcours complet du cycle d'hystérésis, l'énergie fournie au noyau pour H croissant est plus importante que l'énergie récupérée pour H décroissant : cette différence constitue les pertes par hystérésis.

$$P_h = (1/T) \oint H dB \quad (1.2)$$

Ce travail, converti en chaleur par le processus d'aimantation, représente les pertes totales volumiques par cycle. On en déduit aussi que, sous l'action d'un champ extérieur périodique de fréquence f , la puissance moyenne totale dissipée (W/m^3) par le processus hystérétique est :

$$P_h = f \oint H dB \quad (1.3)$$

1.4.2 Pertes par courant induit [4]

Une variation de flux magnétique induit une tension. Par conséquent, lorsqu'on utilise un matériau magnétique conducteur dans une application c'est-à-dire la variation de

Chapitre I : Rappel sur les matériaux ferromagnétiques

flux produits des courants de circulation au sein du matériau, proportionnels à la tension induite. La circulation de ces courants induits non désirés provoque un échauffement et donc des pertes qu'on appelle alors pertes par courants de Foucault.

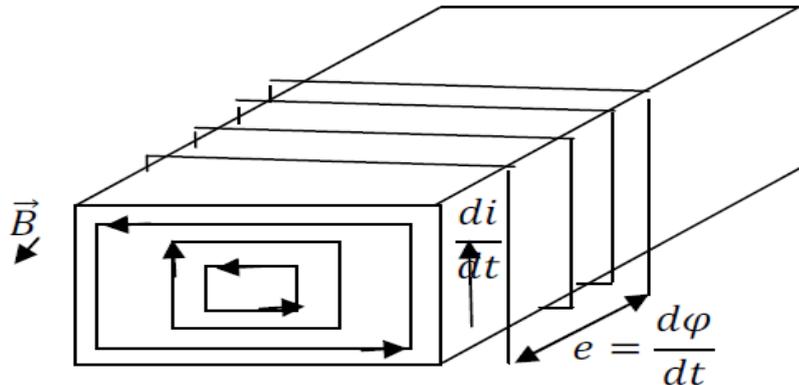


Figure I. 12: Apparition de courants induits dans un matériau magnétique

En régime dynamique, les courants de Foucault produisent un gonflement du cycle d'hystérésis. Sur la figure I.12, un exemple de comportement dynamique de l'hystérésis est présenté.

Selon Bertotti [5], nous pouvons séparer les pertes totale en trois contributions telles que :

$$P_{moy} = P_h + P_c + P_e \quad (1.4)$$

Où P_h représente les pertes statiques par hystérésis, P_c représente les pertes classiques par courants induits macroscopiques et P_e représente la contribution des pertes par excès qui sont liées au comportement dynamique des parois.

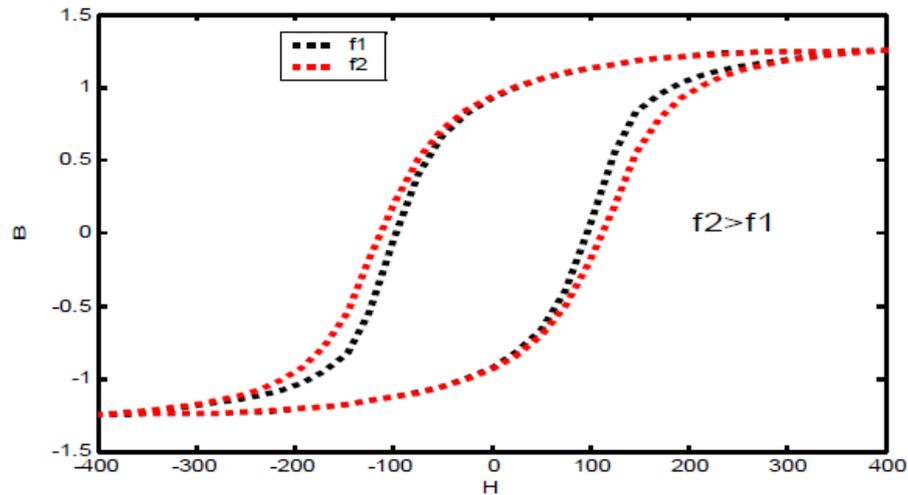


Figure I. 13: variation du Cycle d'hystérésis en fonction de la fréquence

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons expliqué les origines du phénomène d'hystérésis magnétique, la variété et la complexité des processus conduisant à ce phénomène. Nous avons mis en évidence les différents paramètres qui caractérisent la forme du cycle d'hystérésis magnétique, les énergies mises en jeu, et qui expliquent les pertes par hystérésis. Enfin, nous avons abordé d'une manière succincte les différentes contraintes telles que la fréquence susceptibles d'avoir une influence majeure sur la surface du cycle d'hystérésis et dont il est nécessaire de tenir compte lors d'une éventuelle modélisation.

Chapitre II

Modèle d'hystérésis Scalaire de Preisach

1. Introduction :

Depuis longtemps, plusieurs recherches ont été menées sur la représentation de l'hystérésis magnétique par un modèle d'hystérésis complet. Il y a des modèles d'hystérésis qui sont utilisés pour décrire un aspect spécial d'hystérésis magnétique, par exemple, la saturation. D'autres modèles d'hystérésis sont développés pour décrire l'aspect global du l'hystérésis magnétique. Cette description peut se baser parfois seulement sur une observation externe du phénomène comme elle peut naître d'une description microscopique au niveau des domaines magnétiques. Le choix d'un modèle d'hystérésis abordable dépendra des exigences du chercheur et des capacités du modèle à générer exactement le phénomène voulu. Dans ce chapitre nous allons présenter : la modélisation de l'hystérésis magnétique, dont nous étudierons le modèle d'hystérésis de Preisach dans un régime statique sous sa forme scalaire, On a choisi ce modèle parce que c'est le modèle le plus utilisé car il reproduit d'une façon globale la courbe d'aimantation et le cycle d'hystérésis.

2. Généralité sur Le modèle Preisach

2.1 Modèle d'hystérésis scalaire de Preisach

Le modèle Preisach généralisait l'hystérésis magnétique comme relation entre le champ magnétique et la magnétisation d'un matériau magnétique. Il a été suggéré pour la première fois en 1935 par Ferenc (Franz) Preisach dans la revue universitaire allemande "Zeitschrift für Physik". Ce modèle est l'un des plus utilisés pour la simulation de l'hystérésis [6].

2.2.1. Définition du modèle

Le principe de ce modèle est de représenter le matériau magnétique par des entités magnétiques, appelées : hystérons, et ayant deux états de saturation magnétiques Possibles $M = \pm 1$. Ces entités magnétiques sont définies par un cycle élémentaire rectangulaire, dissymétrique par rapport à l'origine comme le montre la figure II.1. Ce cycle est caractérisé par les champs de basculement "bas" et "haut" notés respectivement α et β ($\beta < \alpha$).

La détermination de l'aimantation du matériau nécessite une connaissance complète de la distribution statistique des hystérons dans le domaine (S) du plan de Preisach. Cette distribution statistique est appelée généralement fonction de distribution de Preisach (elle sera présentée en détails dans les chapitres suivants de ce mémoire).

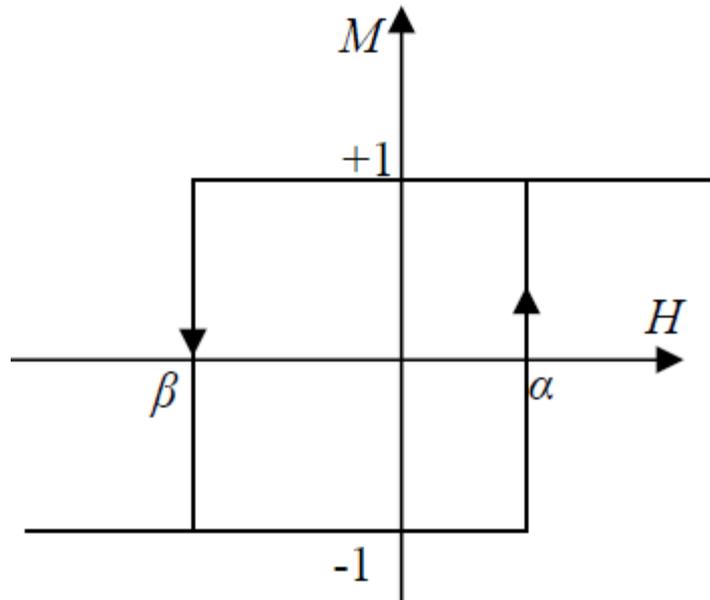


Figure II. 1: Cycle élémentaire d'une entité

Pour déterminer l'aimantation d'un matériau magnétique, il faut connaître la distribution des cycles élémentaires. Cette distribution est appelée : la fonction de distribution de Preisach ou la densité de Preisach $\rho(\alpha, \beta)$

L'aimantation $M(t)$, résultant de l'application du champ magnétique $H(t)$ à l'instant t , s'écrit comme somme sur toutes les entités magnétiques :

$$M(t) = \iint_{\alpha \geq \beta} \rho(\alpha, \beta) \gamma_{\alpha\beta} [H(t)] d\alpha d\beta \quad (2.1.)$$

Avec :

$[H(t)] d\alpha d\beta$: opérateur associé aux hystérons élémentaires valant soit $+1$ soit -1 , $\rho(\alpha, \beta)$: la densité du Preisach, $\gamma_{\alpha\beta} [H]$: opérateur associé à la particule admettant pour champs de basculement α et β .valant $(+1)$ dans l'état positif et (-1) dans l'état négatif.

2.2.2. Interprétation géométrique

La fonction de distribution de Preisach $\rho(\alpha, \beta)$ dépend de la nature du matériau. Cependant, elle doit toujours satisfaire les conditions suivantes : Sachant que : Qu'elle qu'en soit le matériau, il atteint toujours un état de saturation magnétique pour une valeur du champ magnétique H_s et que le champ de basculement haut α est toujours supérieur ou égal au champ de basculement bas, nous pouvons déduire que :

- ✚ Le champ de basculement haut α doit être inférieur ou égal à $+H_s$.
- ✚ Le champ de basculement haut β doit être supérieur ou égal à $-H_s$.
- ✚ La fonction de distribution Preisach est bornée.

D'où $\rho(\alpha, \beta)$ est délimitée par la surface S défini comme suit :

$$S = \{\alpha \geq \beta, \beta \geq -H_s; \alpha \leq H_s\}.$$

Le plan dont les axes α et β , appelée plan de Preisach (figure II.2), permet la présentation de la fonction de distribution de Preisach $\rho(\alpha, \beta)$.

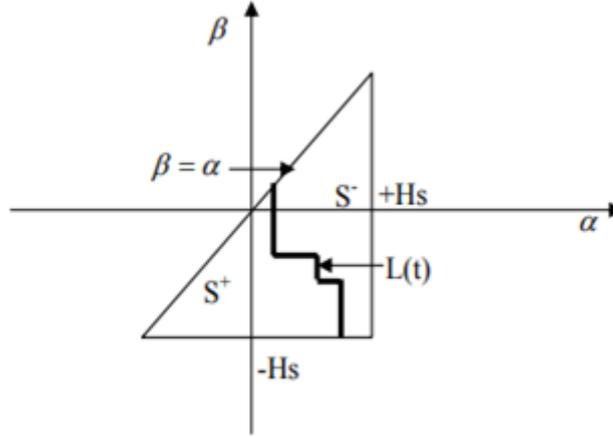


Figure II. 2: Plan de Preisach (Triangle de Preisach)

Lorsque le matériau est désaimanté ; le nombre d'entités ayant un état de saturation haut est égal au nombre d'entités ayant un état de saturation bas, ce qui donne une aimantation globale nulle. La frontière $L(t)$ dans ce cas a pour équation $\beta = -\alpha$. Si le matériau est soumis à l'excitation d'un champ magnétique, l'équilibre sera rompu, des entités se trouvant dans un état de saturation haut peuvent basculer vers un état haut, et inversement, d'où une aimantation globale non nulle.

L'évolution du champ d'excitation faite évoluer la frontière $L(t)$ est sépare le plan en deux parties $S+$ et $S-$, Ces dernier représentent les entités magnétique ayant respectivement un état magnétique haut et bas. En tenant compte de cette subdivision. L'équation (2.1) peut s'écrire sous la forme :

$$M(t) = \iint_{S+} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{S-} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (2.2)$$

La mémoire du matériau est représentée par la frontière $L(t)$. cette frontière est évolue suivant une droite parallèle a $(O\beta)$ pour les champs croissantes ($\alpha = H_i$) et une droite parallèle $(O\alpha)$ pour les champs décroissantes ($\beta = H_i$), H_i étant le champ appliqué a l'instant t_i .

Il apparaît clairement que l'aimantation $M(t)$ dépend uniquement de la répartition des domaines S , et plus précisément de la frontière $L(t)$, séparant les domaines $S_+(t)$ et $S_-(t)$.

Chapitre II : Modèle d'hystérésis scalaire de Preisach

Cette frontière contient l'histoire du matériau et évolue avec les variations de champ magnétique.

2.2.3. Représentation équivalente

La densité de Preisach peut être étudiée de façon équivalente en fonction de α et β ou H_c et H_i . En effet les entités composant le modèle sont souvent interprétés comme des particules magnétisées mono-domaines parfaites, chacune étant caractérisée par un champ coercitif H_c et soumis à un champ d'interaction H_i . Ce champ d'interaction est opposé au champ de dissymétrie du cycle élémentaire rectangulaire associé à chaque particule. Les deux grandeurs H_c et H_i sont définies par le système (2.3) et représentées sur la figure II.3.

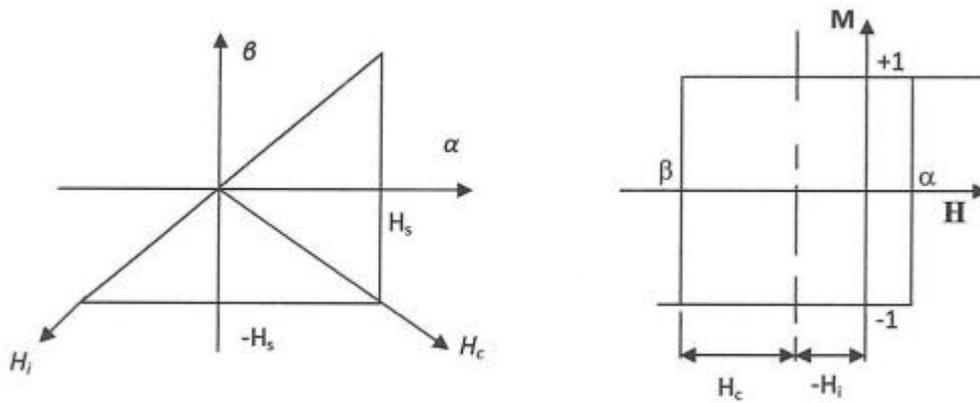


Figure II. 3: Définition du cycle élémentaire et du plan de Preisach en fonction de H_c et H_i

$$\begin{cases} H_c = \frac{\alpha - \beta}{2} \\ H_i = \frac{\alpha + \beta}{2} \end{cases} \quad (2.3)$$

2.2.4. Principe du modèle:

Soit un matériau désaimanté ($H=0$, $M=0$) à l'instant $t=0$. Appliquons à l'instant t_1 un champ $H_1 > 0$; puis à l'instant $t_2 > t_1$ un champ $H_2 < H_1$.

D'après la relation (2.2) :

$$M(t) = 0 \Leftrightarrow \iint_{+s} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta = \iint_{-s} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (2.4)$$

Compte tenu de la symétrie de $\rho(\alpha, \beta)$ par rapport à la droite $\alpha = -\beta$; l'état désaimanté admet comme frontière $L(0)$ dans le plan de Preisach la droite $\alpha = -\beta$ (figure 2.4 (1)) les deux domaines $S^+(0)$ et $S^-(0)$ sont superposables.

Supposons que l'on applique un champ positif H_1 , inférieur à H_s . Toutes les particules associées $\gamma_{\alpha\beta}$ tel que $\alpha \leq H_1$. Basculent dans l'état 'haut' et $\gamma_{\alpha\beta}$ vaut alors (+1)

Chapitre II : Modèle d'hystérésis scalaire de Preisach

tandis que les autres particules restent dans leurs état initial. Dans le plan de Preisach, la frontière $L(t)$ présente une sommet H_1 (figure 2.3) qui devient un état de l'histoire du matériau.

Appliquons maintenant un champ H_2 inférieur à H_1 . Deux cas présentent :

- $H_2 < H_1$ et $|H_2| < |H_1|$
Toutes les particules associées à un opérateur $\gamma_{\alpha\beta}$ et tel que $\beta \geq H_2$ basculent dans l'état bas et l'opérateur vaut (-1). La frontière $L(t)$ comporte alors deux sommets distincts correspondant à H_1 et H_2 , l'histoire étant elle aussi constituée de deux états $(H_1, M(H_1))$ et $(H_2, M(H_2))$ (figure II. 3 (3))
- $H_2 < H_1$ et $|H_2| > |H_1|$
Le sommet H_1 disparaît de la frontière $L(t)$ qui ne comporte dès lors que le sommet H_2 . De la même façon l'état $(H_1, M(H_1))$ est effacé de l'histoire du matériau (figure II. 4 (4))

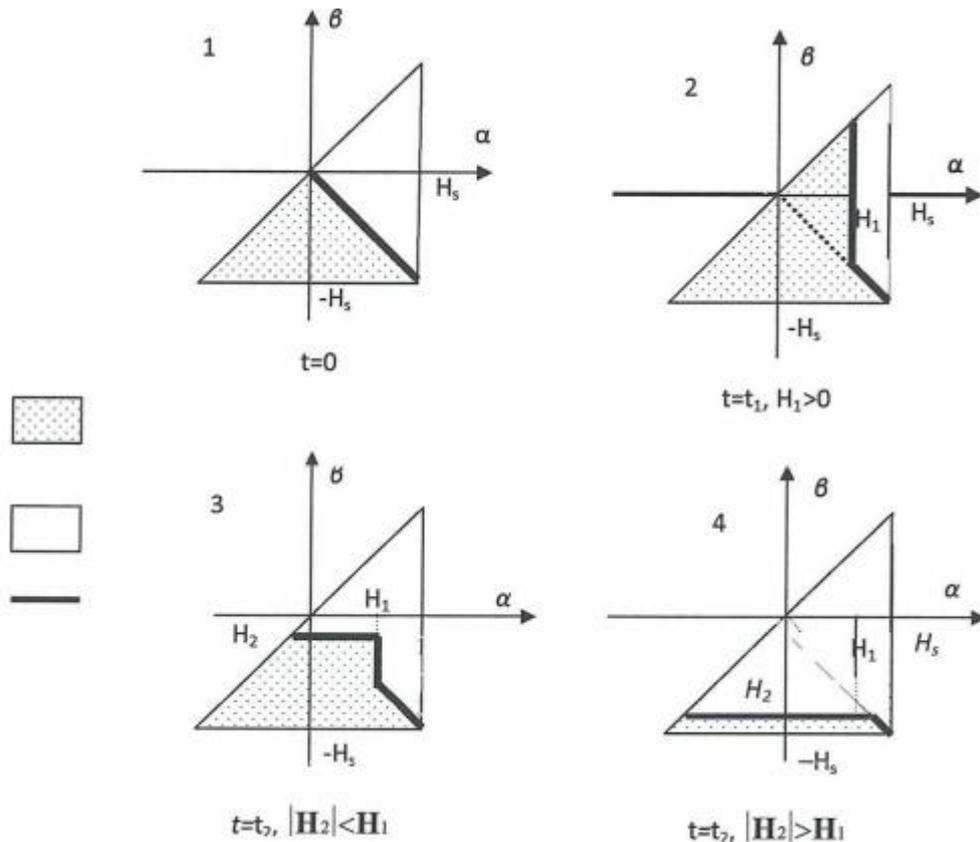


Figure II. 4: Evolution de la frontière $L(t)$ dans le plan de Preisach

Le même raisonnement peut s'étendre aux champs qui sont ensuite appliqués. En particulier, si à partir de la figure II. 5.3, le nouveau champ appliqué vaut H_1 , le plan de Preisach résultant se trouve dans la même configuration que celui de la figure II. 2.4.4

La frontière $L(t)$ qui sépare les deux domaines $S^+(t)$ et $S^-(t)$ est une ligne polygonale composée de segments perpendiculaires aux axes, et dont les sommets représente les coordonnées (α, β) des ponts de rebroussement constituant l'histoire du matériau. Les segments horizontaux résultent de l'application de champs décroissants tandis que les segments verticaux correspondent à l'application de champs croissants. L'aimantation est donc complètement déterminée par l'histoire et l'état initial (saturé positif, négatif ou désaimanté) du matériau.

Ainsi, l'évolution de la configuration magnétique d'un matériau soumis à différents champs peut être aussi bien étudiée à partir des cycles $M(H)$ qu'à partir d'un plan de Preisach. La figure II.5 montre les deux représentations pour une série de champs d'amplitude décroissante, appliquée à partir de l'état saturé négativement.

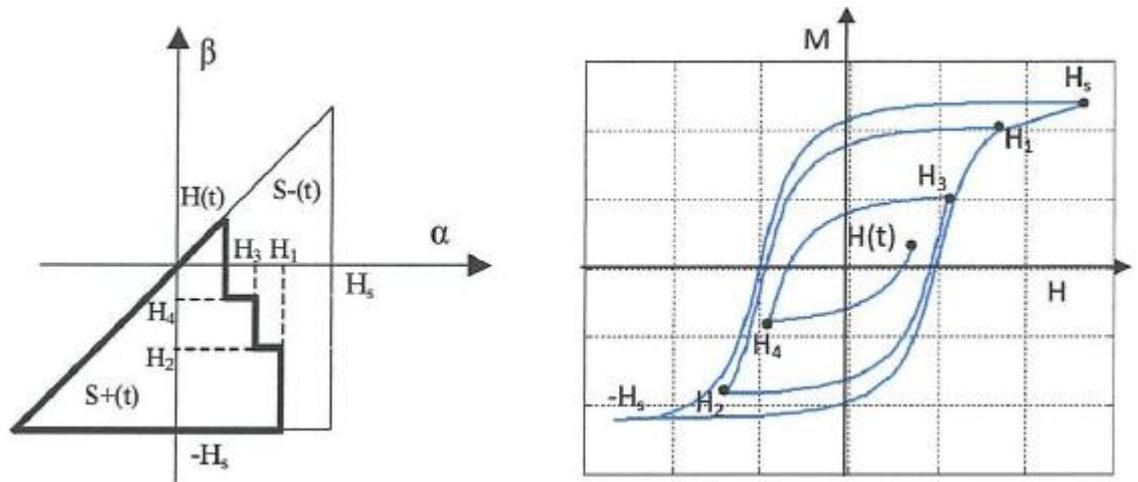


Figure II. 6: Représentation dans le plan de Preisach et dans le plan (HOM) de l'aimantation $M(t)$ $H_s - H_5 H_1 H_2 H_3 H_4$

2.2.5. Propriétés du modèle

L'étude précédente permet de déduire deux propriétés importantes du modèle : Certains des états magnétiques atteints peuvent disparaître de l'histoire. En effet, l'application d'un champ H élimine les états antérieurs (α_i, β_i) tel que $\alpha_i \leq H$ ou $\beta_i \geq H$. En particulier, l'application d'un champ supérieur ou égal au champ de saturation H_s du matériau efface tous les états de l'histoire. C'est la propriété d'effacement partiel.

Afin d'illustrer cette propriété, reprenons la figure 2.4.4 en supposant que le champ appliqué H_4 est supérieur à H_2 en valeur absolue. Les configurations du plan de Preisach et

Chapitre II : Modèle d'hystérésis scalaire de Preisach

du plan (HOM) obtenues après application de la même série du champ appliqué (figure II.6) :

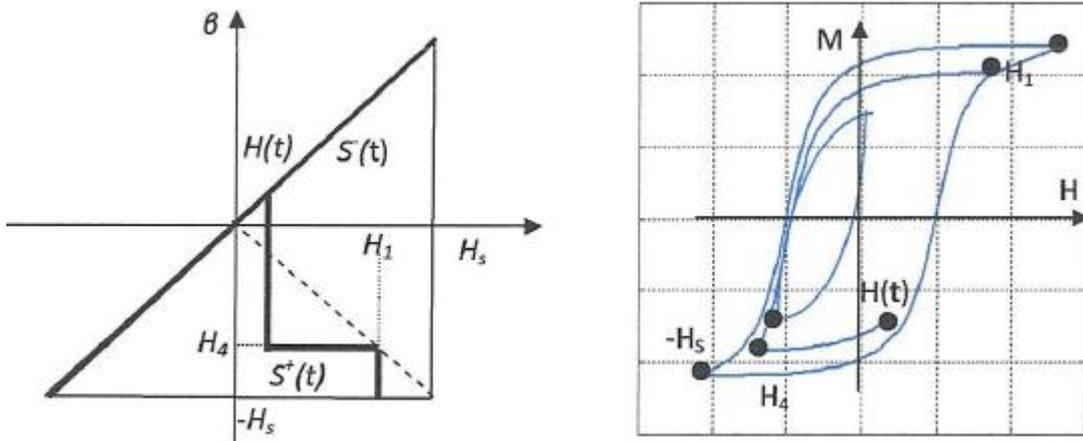


Figure II. 7: Représentation dans le plan (HOM) et dans le plan Preisach

Cette propriété a pour conséquence la stabilité des cycles mineurs.

La seconde propriété est la propriété de congruents des cycles mineurs ces derniers ayant pour champs externe H_1 et H_2 sont congruents au sens géométrique : c'est-à-dire que, quel que soit l'état magnétique antérieur, les cycles mineurs obtenus sont superposables (figure II.7).

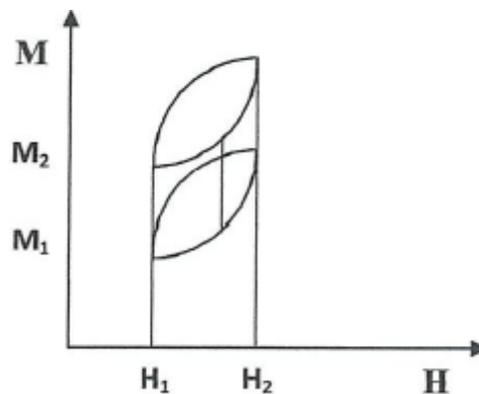


Figure II. 8: Cycles mineurs congruents

Dans les années 70, le mathématicien russe Krasnoselski, convaincu que ce modèle contenait une idée mathématique originale, l'a dissocié de son aspect physique pour en dégager une théorie très générale et purement mathématique applicable à tous problèmes physiques de nature quelconque comportant des propriétés hystériques. Il a ainsi révélé la nature phénoménologique de ce modèle. Mayergoyz a poursuivi cette étude et a clairement défini les conditions d'utilisation du modèle. Il a ainsi démontré que les deux propriétés

énoncées ci-dessus constituent des conditions nécessaires et suffisantes pour représenter un problème hystérétique par le modèle de Preisach. [7].

2.3. Détermination de la fonction de distribution $\rho(\alpha, \beta)$

La définition complète du modèle de Preisach nécessite au préalable une connaissance de la fonction de distribution de Preisach. Elle est nécessaire pour calculer l'aimantation final de l'échantillon ferromagnétique décrite par (2.1). Deux orientations de recherche ont été suivies pour la déterminer, la première à partir d'un seul ou d'un ensemble de cycles expérimentaux, la seconde est d'essayer de l'approcher par une expression analytique.

Dans notre travail on va baser sur la seconde orientation (distribution de Lorentz modifiée) qui la plus simple à mettre en oeuvre.

2.3.1. Expression de la courbe de l'aimantation à partir de la fonction de Lorentz modifiée [8]

La fonction de distribution modifiée s'écrit sous la forme :

$$\rho(\alpha, \beta) = \frac{ka^2}{\left[a + \left(\frac{\alpha}{H_c} - b\right)^2\right] \left[a + \left(\frac{\beta}{H_c} + b\right)^2\right]} \quad (2.5)$$

avec k un coefficient de régulation, $\in IR_+^*$, et $b \in \left\{1, \frac{H_s}{H_c}\right\}$ [Thèse Y.o].

L'association de la fonction de distribution de Lorentz modifiée avec la formulation du modèle de Preisach (2.2) donne l'expression (2.6).

$$M_i(t) = M(t-1) \mp 2 \iint_{\Delta} \frac{ka^2}{\left[a + \left(\frac{\alpha-b}{H_c}\right)^2\right] \left[a + \left(\frac{\alpha+b}{H_c}\right)^2\right]} d\alpha d\beta \quad (2.6)$$

où $M(t-1)$ est l'aimantation à l'instant précédente et S représente le domaine d'intégration dans le triangle de Preisach.

a. Expression de la courbe première d'aimantation

La courbe de première aimantation est déduite à partir d'un état initial ($H=0$ et $M=0$) de l'échantillon ferromagnétique sous l'effet d'un champ croissant à partir de zéro et qui peut atteindre le champ de saturation H_s . La formulation mathématique, correspondante à cette courbe est déduite de l'équation (2.7) tel que l'on a [8].

$$M(t) = M(t-1) + 2 \int_{H(t-1)}^{H(t)} \left[\frac{Ka^2}{a + \left(\frac{\alpha-b}{H_c}\right)^2} \int_{-\alpha}^{\alpha} \frac{d\beta}{a + \left(\frac{\alpha+b}{H_c}\right)^2} \right] d\alpha \quad (2.7)$$

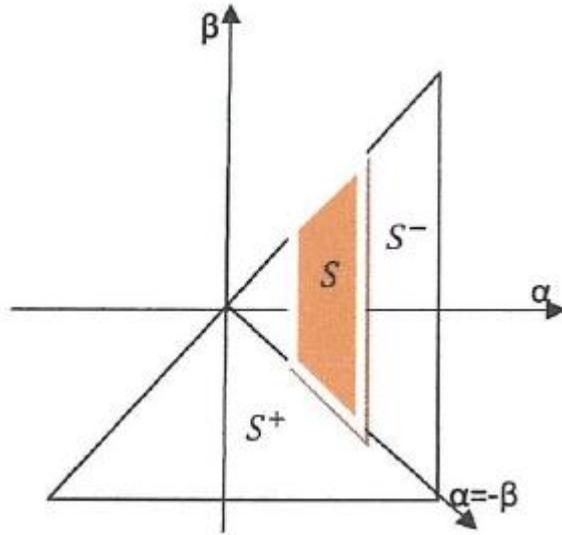


Figure II. 9: Le triangle de Preisach correspondant à la courbe de première aimantation

Après quelques manipulations mathématiques sur l'expression (2.7), en calculant le deuxième intégrale par un changement de variable, nous avons obtenu l'expression suivante :

$$M(t) = M_{i-1}(t) + 2 \int_{H(t_{i-1})}^{H(t)} \frac{ka\sqrt{aH_s}}{\left(a + \left(\frac{\alpha}{H_c} - b\right)^2\right)} \left[\text{Arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\alpha}{H_s} + b \right) \right) - \text{Arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{-\alpha}{H_s} + b \right) \right) \right] d\alpha \quad (2.8)$$

b. Expression de la branche descendante du cycle majeur :

Cette branche du cycle majeur est obtenue à partir de l'état saturé de l'échantillon lorsque toute la surface du triangle de Preisach est égale à S^+ est l'histoire du matériau est réduite au champ de saturation $+H_s$ à au niveau des maxima et à $-H_s$ à celui des minima. Un champ décroissant appliqué à partir de cet état et allant jusqu'à $-H_s$ induit une diminution progressive de la surface S^+ jusqu'à son annulation s'écrit :

$$M_i(t) = M_{i-1}(t) - 2 \int_{H(t_i)}^{H(t_{i-1})} \left[\frac{ka^2}{\left[a + \left(\frac{\beta}{H_c} + b\right)^2\right]} \int_{\beta}^{H_s} \frac{d\alpha}{\left[a + \left(\frac{\alpha}{H_c} - b\right)^2\right]} \right] d\beta \quad (2.9)$$

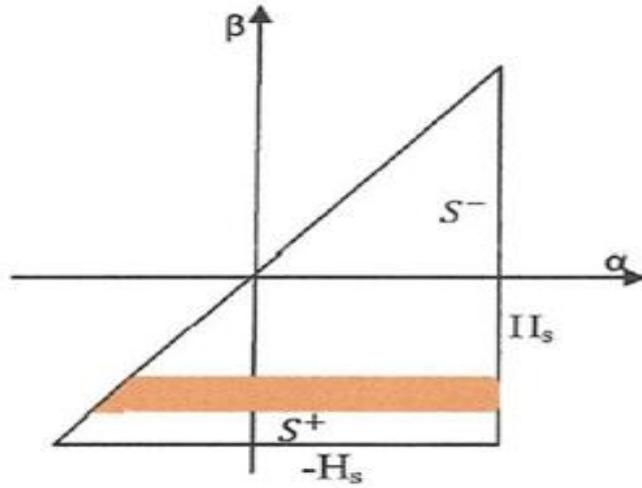


Figure II. 10: Le triangle de Preisach correspondant à la branche descendante

Après quelques manipulations mathématiques sur l'expression (2.9), on obtient:

$$M_i(t) = M_{i-1}(t) - 2 \int_{H(t_{i-1})}^{H(t_i)} \frac{ka\sqrt{aH_c}}{\left(a + \left(\frac{\beta}{H_c} - b\right)^2\right)} \left[\text{Arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{H_s}{H_c} - b \right) \right) - \text{Arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\beta}{H_c} - b \right) \right) \right] d\alpha \quad (2.10)$$

c. La branche ascendante du cycle majeur

Elle est obtenue à partir de l'état de saturation négative. Initialement, la totalité de la surface du plan de Preisach correspond à la surface S^- . Un champ croissant et monotone est appliqué pour augmenter progressivement la surface S^+ et par conséquent l'aimantation jusqu'à la saturation positive. Sous ces conditions, l'aimantation ne peut suivre que la branche ascendante du cycle majeur qui s'écrit [8] :

$$M_i(t) = M_{i-1}(t) - 2 \int_{H(t_{i-1})}^{H(t_i)} \left[\frac{ka^2}{\left[a + \left(\frac{\alpha}{H_c} - b\right)^2\right]} \int_{-H_s}^{+\alpha} \frac{d\beta}{\left[a + \left(\frac{\beta}{H_c} + b\right)^2\right]} \right] d\alpha \quad (2.11)$$

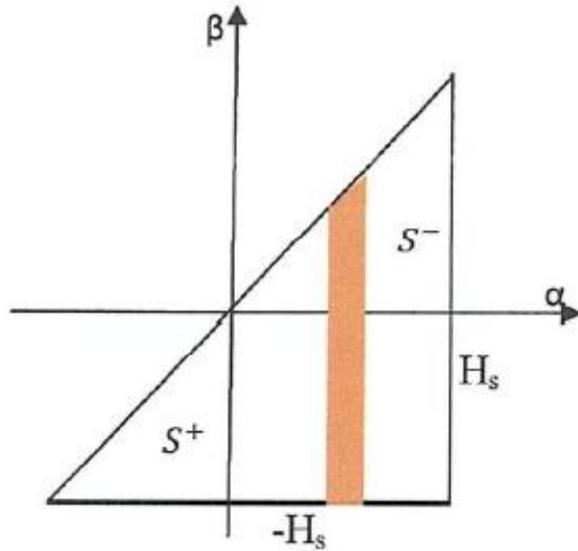


Figure II. 11: Le triangle de Preisach correspondant à la branche ascendante.

Après quelques manipulations mathématiques sur l'expression (2.11), on obtient:

$$M_i(t) = M_{i-1}(t) + 2 \int_{H(t_{i-1})}^{H(t_i)} \frac{Ka\sqrt{aH_c}}{a + \left(\frac{\alpha}{H_c} - b\right)^2} \left[\text{Arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\alpha}{H_c} + b \right) \right) - \text{Arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{-H_s}{H_c} + b \right) \right) \right] d\alpha \quad (2.12)$$

Conclusion

Le modèle de Preisach est très bien adapté à la modélisation du phénomène d'hystérésis en régime statique et en régime dynamique. La difficulté majeure dans sa mise en œuvre réside dans la détermination de la fonction de distribution.

Dans ce chapitre, nous avons présenté la fonction de distribution de Lorentz modifiée avec laquelle nous allons intégrer l'effet de fréquence dans le modèle de Preisach, qui fera l'objet du prochain chapitre.

Chapitre III

**Comportement fréquentiel
du phénomène d'hystérésis**

Introduction

Une bonne connaissance de la relation entre l'induction $B(t)$ et le champ $H(t)$ permet d'accéder ensuite à de nombreuses caractéristiques dont en particulier les pertes fer [9].

Dans ce chapitre on présentera le banc d'essai expérimental réalisé au niveau de notre laboratoire (LGEG) permettant le relevé et l'acquisition de données nécessaires pour la représentation des cycles d'hystérésis des matériaux ferromagnétiques. Par la suite, les pertes fer seront calculées en fonction de la fréquence et un modèle d'hystérésis dynamique sera développé. Ce modèle sera validé par comparaison avec les résultats de mesures.

3.1 Principe de la caractérisation

Parmi les paramètres les plus importants qui apparaissent lors de la formation du cycle d'hystérésis magnétique, le champ coercitif H_c , le champ maximal H_s , l'induction rémanente B_r et l'induction à saturation B_s . Ces paramètres peuvent être utilisés pour estimer les pertes dans le matériau, pour une excitation bien déterminée, ainsi que pour identifier un modèle de son cycle d'hystérésis qui est souvent utilisée pour modéliser un dispositif électromagnétique par la méthode des éléments finis.

Il existe de nombreuses méthodes et techniques pour mesurer le cycle d'hystérésis. On peut les classer en deux principales catégories, [10]:

- ✚ Les méthodes basées sur la force exercée sur un matériau magnétique placé dans un gradient de champ.
- ✚ Les méthodes basées sur la loi de l'induction. Il s'agit dans ce cas de mesurer la variation du flux d'induction magnétique produite dans l'échantillon, ce qui est obtenu en mesurant la tension induite dans une bobine de lecture.

Dans le cadre de cette étude nous avons utilisé une méthode de mesure basée sur la loi de l'induction magnétique.

3.1.1. Principe de la mesure

Supposons un échantillon de matériau ferromagnétique fermé sur lui-même (par exemple de forme torique). On place deux bobines autour de cet échantillon (Figure III.1) [4].

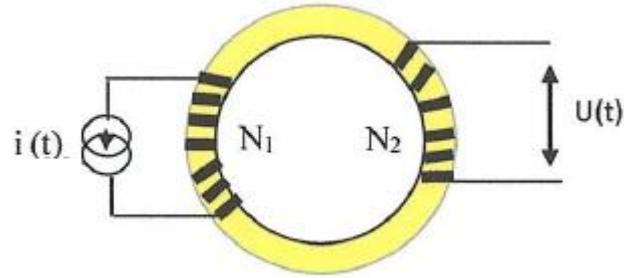


Figure III. 1: Principe de la mesure

Les diverses grandeurs qui nous intéressent sont liées par des relations que nous allons discuter. En ce qui concerne le courant, avec une approximation du théorème d'Ampère, en considérant que la ligne de parcours moyen du flux est de longueur l , on peut écrire l'équation (3.1).

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = N_1 \vec{l} \quad (3.1)$$

Dans cette équation N_1 est le nombre de spire de la bobine d'excitation.

Pour la tension, celle-ci est due à la variation de flux d'induction magnétique.

$$U(t) = -N_2 \frac{d\phi}{dt} \quad (3.2)$$

Où N_2 est le nombre de spires de la bobine secondaire. Nous remplaçons le flux par l'induction dans l'équation 2. Nous obtenons :

$$U(t) = -N_2 S \frac{dB}{dt} \quad (3.3)$$

Où S est la surface su tore.

Nous pouvons donc calculer l'induction et l'excitation à partir de grandeurs électriques mesurables très simplement. Le courant de ce montage de déterminer l'excitation (équation 3.4). La tension permet de déterminer l'induction (équation 3.5).

$$H(t) = N_1 \frac{i(t)}{l} \quad (3.5)$$

$$B(t) = -\frac{1}{N_2 S} \int U(t) dt \quad (3.6)$$

3.1.2. Banc Expérimental

Le banc expérimental d'essai que nous avons réalisé dans le laboratoire génie électrique (LGEG) Figure 3.2 est composé d'un circuit magnétique représentant l'échantillon à caractériser, de deux bobines l'une représente le bobinage d'excitation comportant N_1 spires, parcouru par un courant I , l'autre comportant N_2 spires pour la lecture de la tension induite U . Une résistance R_p et branchée en série avec le bobinage primaire

Chapitre III : Comportement fréquentiel du phénomène d'hystérésis

permettant le relevé le courant $i_1(t)$ image du champ d'excitation $H(t)$. Le circuit secondaire est muni d'un intégrateur qui sert au relevé de la tension secondaire $U(t)$ image de l'induction magnétique $B(t)$. La visualisation de $H(t)$ et $B(t)$ est faite à l'aide d'un oscilloscope numérique à mémoire. Les données sont ensuite transférées à un PC pour le traitement.

Le schéma du banc d'essai est présenté sur la figure III.2.



Figure III. 2: Banc d'essai réalisé au laboratoire LGEG

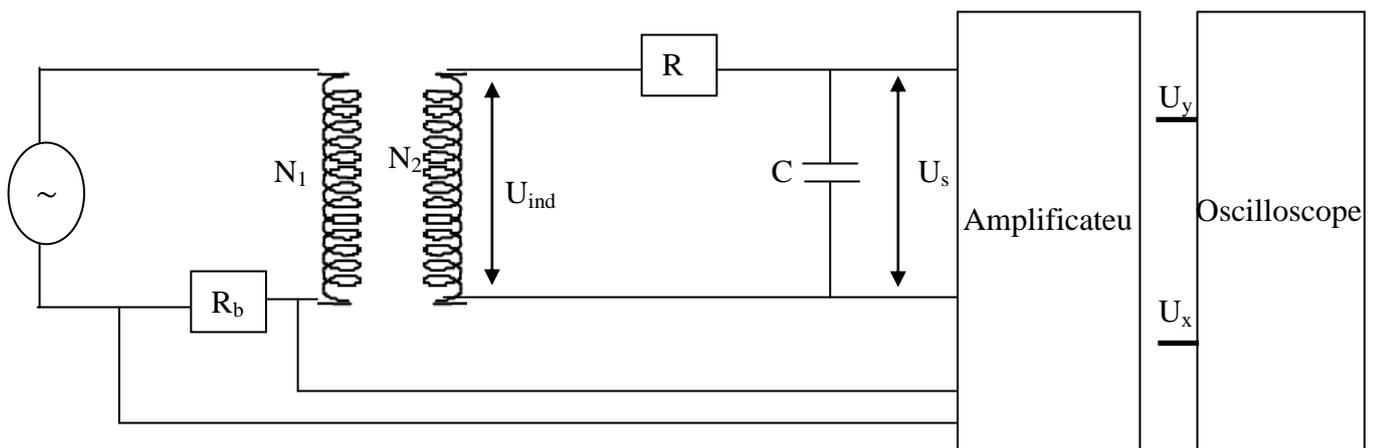


Figure III. 3: Schéma du banc expérimental

Le montage de la figure 3.3se divise en deux parties :

Chapitre III : Comportement fréquentiel du phénomène d'hystérésis

a- Production du champ d'excitation $H(t) = H_m \sin(\omega t)$ par le circuit primaire

La résistance R_p donne une tension $U_x(t)$ proportionnelle au courant $i_1(t) = i_m \sin(\omega t)$. En utilisant l'équation 3.5, on obtient :

$$H(t) = N_1 \frac{i_1(t)}{L_m} = N_1 \frac{U_x(t)}{R_b L_m} \quad (3.7)$$

où L_m est la longueur moyenne du matériau magnétique test.

$$H(t) = \frac{U_x(t)}{R_b L_m} \quad (3.8)$$

Donc en multipliant l'échelle horizontale de l'oscilloscope par le facteur $\frac{1}{R_b L_m}$ on obtient le champ H.

b- L'intégration de la tension induite U_{ind} se fait par un circuit intégrateur RC (Figure 3.4) :

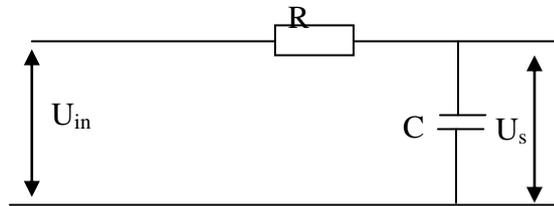


Figure III. 4: Circuit intégrateur

On a $U_s = \frac{1}{RC} \int i_2(t) dt \cong \frac{1}{RC} \int U_{ind} dt$ (car $RC \gg T$ où T est la période du signal).

En utilisant l'équation 3.6, on obtient :

$$B(t) = -\frac{RC}{N_2 S} U_s(t) \quad (3.9)$$

On amplifie la tension U_s par un facteur A : $U_Y = U_s$ (sur l'oscilloscope) et on obtient :

$$B(t) = -\frac{RC}{N_2 S} U_Y \quad (3.10)$$

Donc en multipliant l'échelle verticale de l'oscilloscope par le facteur $\frac{RC}{N_2 S}$ on obtient l'induction B.

3.1.3. Echantillon test

L'échantillon test est un circuit magnétique d'un transformateur possède les caractéristiques suivantes (Figure 3.5).

- ✓ Tôle Fer-Si $S=4.16\text{cm}^2$;
- ✓ Nombre de spires primaires $N_1=43$ spires ;
- ✓ Nombre de spires secondaires $N_2=775$ spires ;
- ✓ Longueur moyenne du circuit magnétique $L_m=22.4$ cm.



Figure III. 5: Echantillon test.

3.1.4. Acquisition des résultats pour un cycle d'hystérésis à $f = 10$ htz :

L'acquisition des deux signaux (courant primaire et de tension secondaire) s'effectue via un oscilloscope à mémoire. Les données sont ensuite transférées à un Pc via une clé USB, pour sauvegarder les signaux visualisés. La figure (3.6) illustre les deux allures, la première qui est au-dessus (couleur bleu) représente la courbe du courant primaire en fonction du temps $I_1 = f(t)$, et celle la deuxième (couleur jaune) qui est au dessous montre la courbe de la tension secondaire en fonction du temps $V_2 = f(t)$.

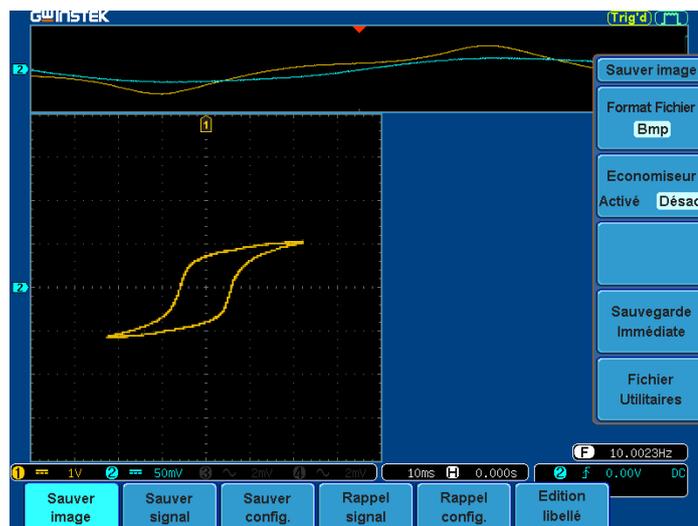


Figure III. 6: Le cycle major d'hystérésis du matériau test

1) Courant en fonction du temps (CH1), 2) Tension en fonction du temps (CH2).

3.1.5. Paramètres du cycle d'hystérésis :

A partir des points relevés sur le cycle $U_2 = f(I_2)$ et avec l'utilisation des deux formules (3.8) et (3.10), on trouve :

Le champ magnétique maximal $H_{max} = 313.75 A/m$;

L'induction magnétique à saturation $B_s = 2.2T$

L'induction de rémanente $B_r = 1.45T$

Le champ coercitif $H_c = 27.5 A/m$

Après avoir tracé le cycle d'hystérésis magnétique expérimentalement, et de déterminer les paramètres de ce cycle. L'étape suivante est consacrée à la modélisation de ce cycle par un modèle d'hystérésis magnétique.

3.2. Etude de l'hystérésis magnétique par le modèle de Preisach

Le modèle d'hystérésis utilisé dans ce chapitre est décrit dans le chapitre 2.

3.2.1. Simulation numérique de l'hystérésis par le modèle de Preisach

Les différentes étapes pour la construction du cycle d'hystérésis seront représentées par l'organigramme ci-dessous [11], à partir duquel on peut réaliser un programme sous environnement Matlab, permet de générer des cycles d'hystérésis.

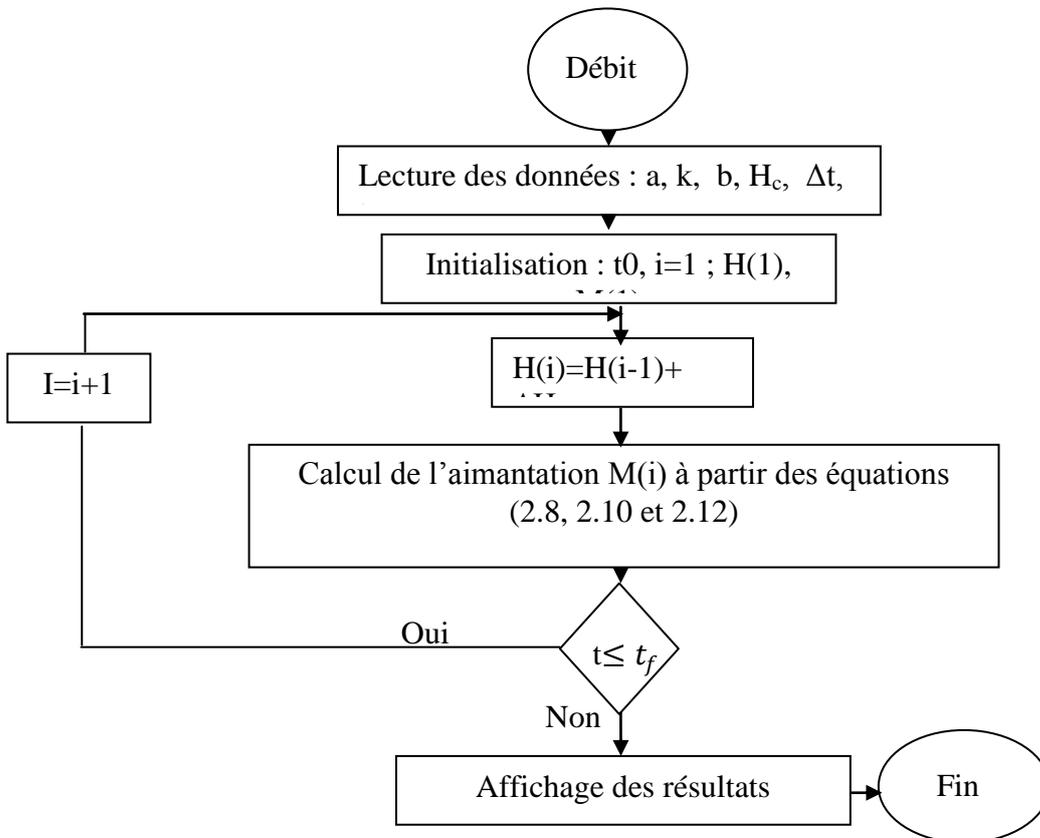


Figure III. 7: Organigramme de calcul du modèle de Preisach

3.2.1. Identification des paramètres de la fonction de distribution de Lorentz modifiée

A partir de données expérimentales relatives à un cycle d'hystérésis, nous avons utilisé une méthode d'optimisation dite PSO (Optimisation par essais particule) [12], pour ajuster une fonction de distribution paramétrée de type Lorentzienne modifiée aux données expérimentales [13]. L'optimisation permet la détermination des trois paramètres (a, b et k) qui sont nécessaires à la reconstitution du cycle d'hystérésis.

3.2.1.1. Identification par PSO :

L'optimisation par essaims particulaires (PSO : Particle Swarm Optimization en anglais) est une méthode d'optimisation métaheuristique, inventée par Russel Eberhart (ingénieur en électricité) et James Kennedy (socio-psychologue) en 1995 [14].

PSO est initialisé avec une population de solution aléatoire appelée particules. Chaque particule est également associée à une vitesse. Les particules volent à travers la recherche espace avec des vitesses qui sont ajustées dynamiquement dans une couleur manière laborieuse. Par conséquent, les particules ont tendance à voler vers solution optimale.

3.3.1.2. Processus d'optimisation par PSO :

Chaque particule de l'essaim est définie comme une solution potentielle du problème d'identification dans un espace 3-D. Cette particule i est associée à une position $x_i = (a_i, b_i, k_i)$ et a son propre vitesse (ces valeurs sont initialement aléatoires dans un intervalle).

La fonction objective pour une particule est définie comme le carré erreur entre les valeurs mesurées et celles calculées [12].

$$F_{obj} = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{B_{exp}(i) - B_{sim}(i)}{\max(B_{exp})} \right)^2} \quad (3.11)$$

où, N et B_{sim} représente respectivement le nombre de points de mesure, et les valeurs calculées.

La position est déterminée avec le score le plus bas de la fonction objective à chaque itération comme étant la meilleure position visité la particule p_{best} . [12].

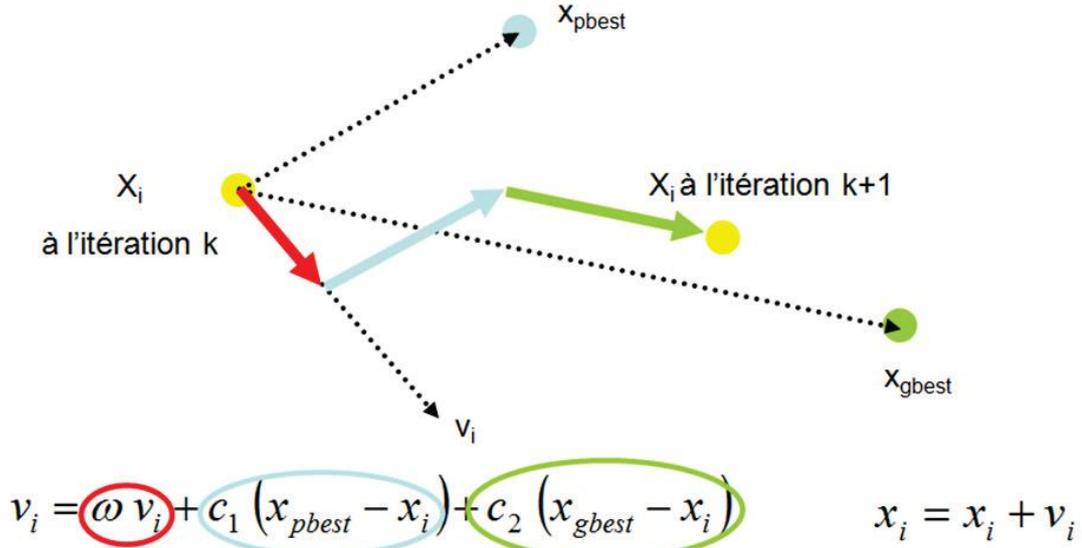


Figure III. 8: Principe d'une itération de PSO dans un espace de recherche à deux dimensions [12]

Les mouvements des particules sont régis par les règles qui mettent à jour les positions des particules x_i avec le pas de variation pour chaque paramètre $v_i = (v_{ai}, v_{bi}, v_{ki})$.

$$v_i^t = \omega \cdot v_i^{t-1} + p_1 \cdot rd_1 \cdot (pbest - x_i^t) + p_2 \cdot rd_2 \cdot (gbest - x_i^t) \quad (3.12)$$

$$x_i^{t+1} = x_i^t + v_i^t \quad (3.13)$$

où x_i est la position actuelle de la particule i , v_i est la vitesse de la i ème particule, ω est un poids d'inertie, rd_1 et rd_2 sont deux nombres aléatoires entre 0-1 et correspondent à l'itération actuelle. De plus, la valeur du poids d'inertie dans le PSO est progressivement diminuée pour améliorer la précision lors des dernières étapes d'optimisation.

$$\omega = \frac{(\omega_{start} - \omega_{end}) \cdot (MAX_{iter} - Iter)}{Max_{iter}} + \omega_{end} \quad (3.14)$$

où ω_{start} et ω_{end} sont les valeurs initiales et finales de l'aléatoire poids d'inertie. Afin d'éviter les problèmes de convergence, la vitesse est restreinte une valeur maximale V_{max} . Ensuite, il faut assurés que la portée maximum de l'espace de recherche est ouverte.

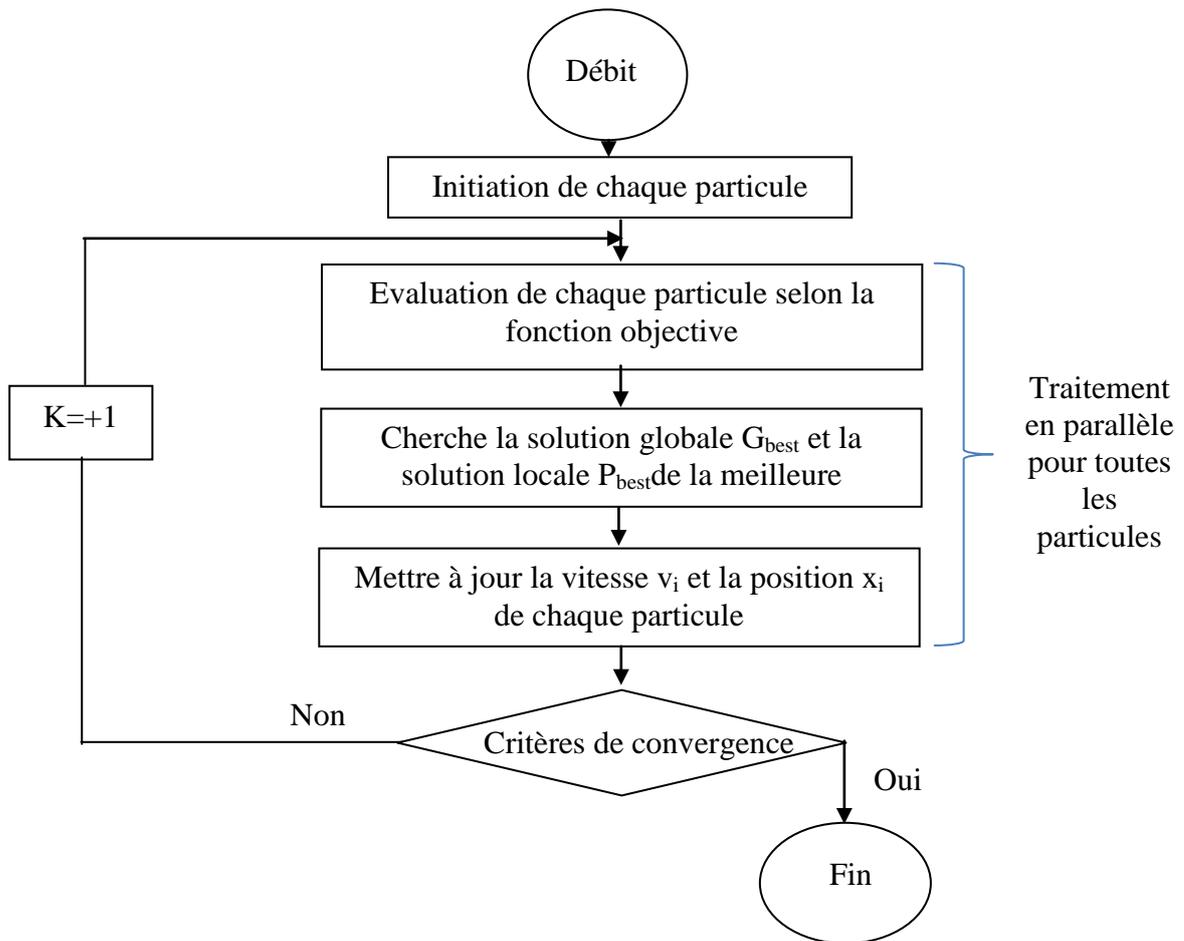


Figure III. 9: Organigramme du PSO [12]

3.3.1.3. Application

A partir d'un cycle d'hystérésis expérimental mesuré au sein du laboratoire LGEG, nous appliquons les démarches présentées dans les paragraphes précédents pour identifier les paramètres de la fonction de distribution de Lorentz modifiée. Le programme de calcul donne : $a=1.4$, $k=313.746$ et $b=0.75$.

La figure III.11 montre la superposition du cycle expérimental et du cycle simulé obtenu par le modèle de Preisach à l'aide des paramètres (a , k et c) déterminés.

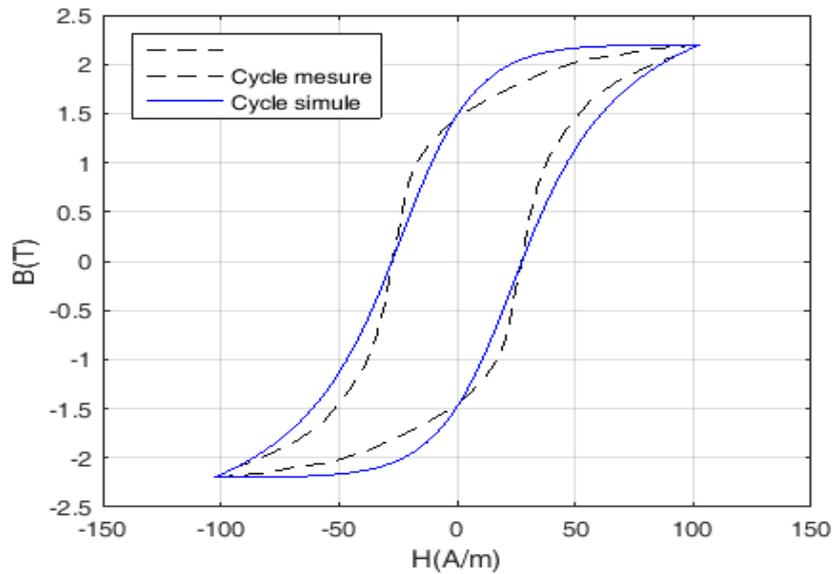


Figure III. 10: Comparaison d'un cycle simulé par le modèle de Preisach et le cycle expérimental.

3.3.2. Intégration de l'effet de la fréquence sur le cycle d'hystérésis

Le paramètre « b » de la fonction de Lorentz modifiée affecte le champ coercitif. La fréquence a un effet similaire à celui du paramètre « b », ce qui nous conduit à introduire l'effet de la fréquence sur le cycle d'hystérésis simulé par le modèle de Preisach à travers le comportement du paramètre « b » en fonction de la fréquence.

3.3.2.1. Détermination du modèle du paramètre « b » en fonction de la fréquence

La variation du cycle d'hystérésis en fonction de la fréquence suit une loi non linéaire, nous proposerons un modèle général dont les paramètres seront déterminés par des données expérimentales. La loi de variation du paramètre « b » en fonction de la fréquence que nous allons proposer s'écrit [15] :

$$b(f) = b_0(\alpha + c\sqrt{f^\gamma}) \quad (3.15)$$

3.3.2.1.1. Procédure de détermination des paramètres du modèle proposé

La détermination des paramètres du modèle donné par la formule (3.15), s'effectue comme suit :

Soit b_0 ($b_0 = 0.75$) la valeur du paramètre « b » de la fonction de Lorentz modifiée dans le cas quasi statique ($f=10\text{Hz}$), en outre La courbe de l'évolution du paramètre « b » en

fonction de la fréquence (Figure.3. 12) a été utilisée pour identifier les trois constantes α ($\alpha = 0.5$), c ($c = 0.1478$) et γ ($\gamma = 1.1856$).

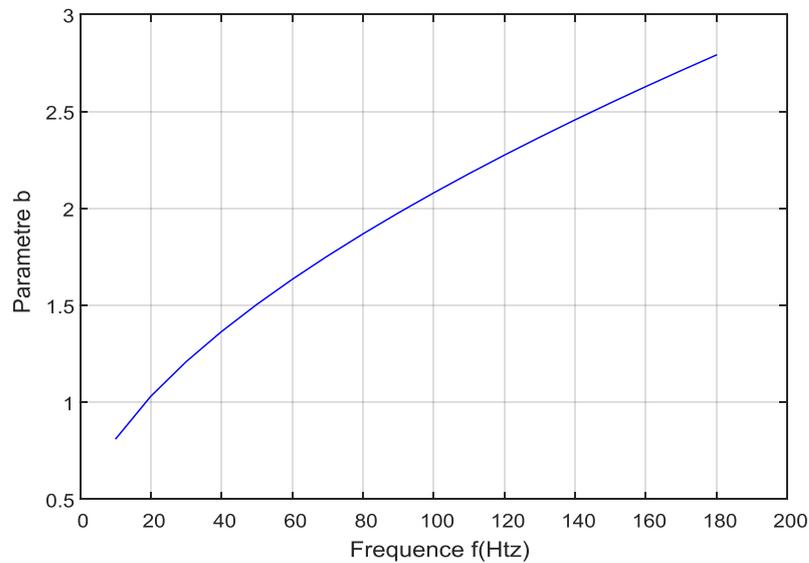


Figure III. 11: Evolution du paramètre b en fonction de la fréquence

3.3. 3. Validation expérimentale du modèle en fréquence

Le modèle de Preisach dépendant de la fréquence a été validé par des données expérimentales des tôles à grains non orientés. Sachant que ces résultats de mesures sont réalisés dans notre laboratoire (LGEG).

Les courbes données dans les figures III.13, III.14, III.15, III.16 et III.17, représentent la confrontation entre les résultats de simulations et ceux obtenus expérimentalement pour l'évolution du cycle d'hystérésis avec les fréquences de travail qui sont respectivement :

$f = 10$, $f = 50$, $f = 100$, $f = 150$ et $f = 1580$ Hz. Ces résultats sont regroupés et fournis en figure III.18.

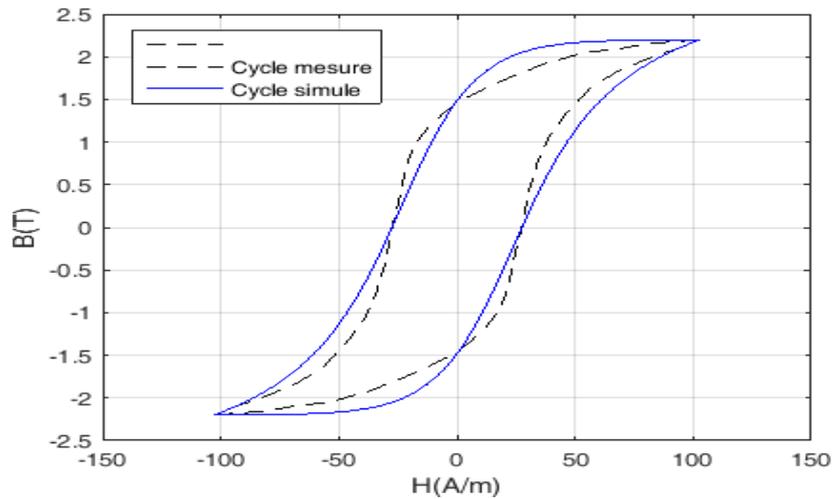


Figure III. 12: Cycle d'hystérésis pour une fréquence $f=10\text{Hz}$ pour $B_m=2.2\text{T}$

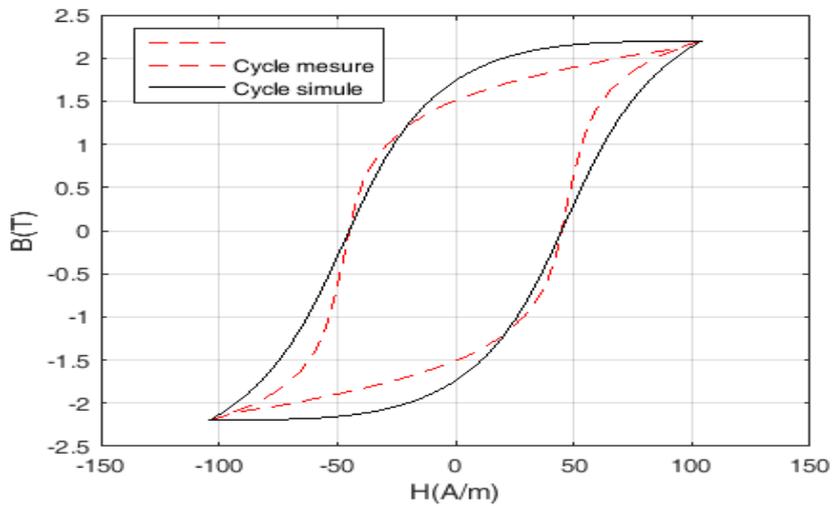


Figure III. 13: Cycle d'hystérésis pour une fréquence $f=50\text{Hz}$ pour $B_m=2.2\text{T}$

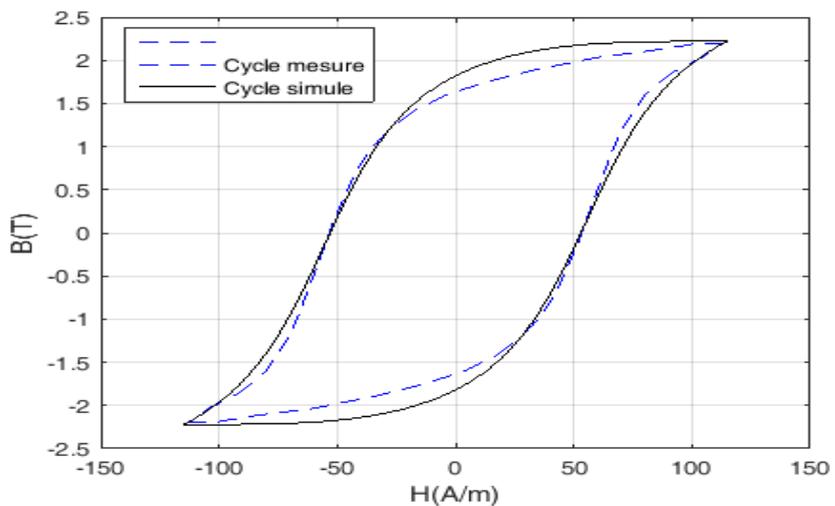


Figure III. 14: Cycle d'hystérésis pour une fréquence $f=100\text{Hz}$ Pour $B_m=2.2\text{T}$

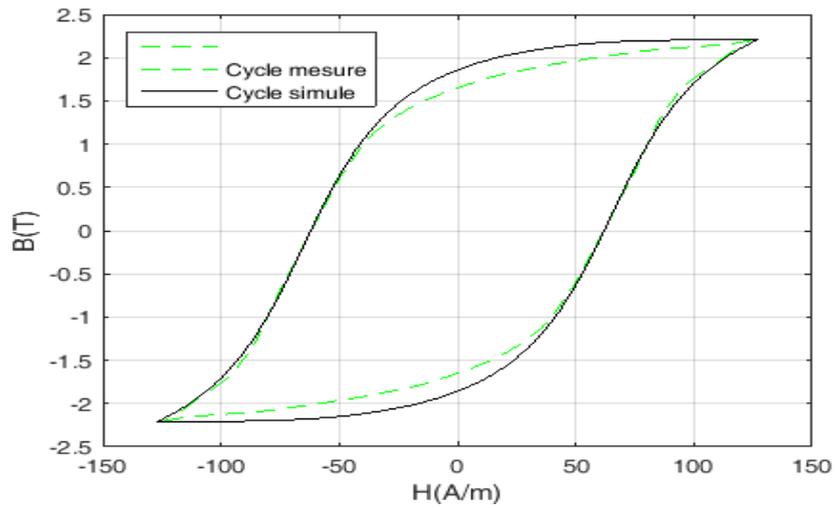


Figure III. 15: Cycle d'hystérésis pour une fréquence $f=150\text{Hz}$ pour $B_m=2.2\text{T}$

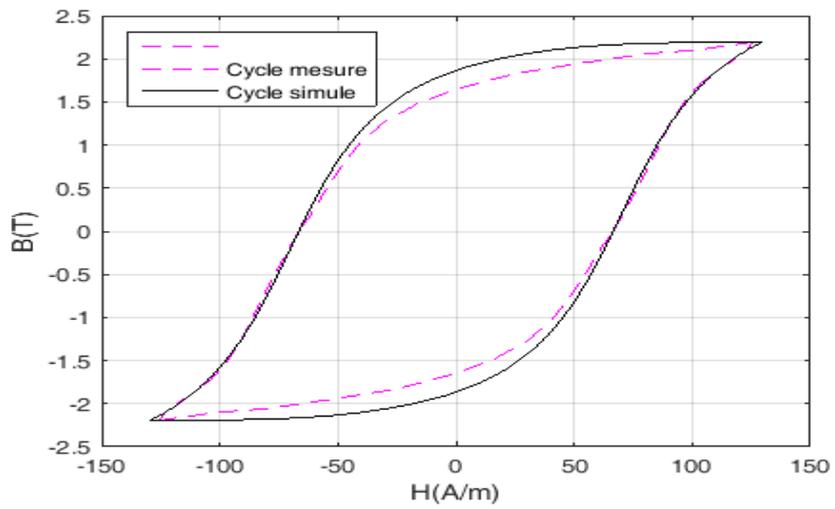
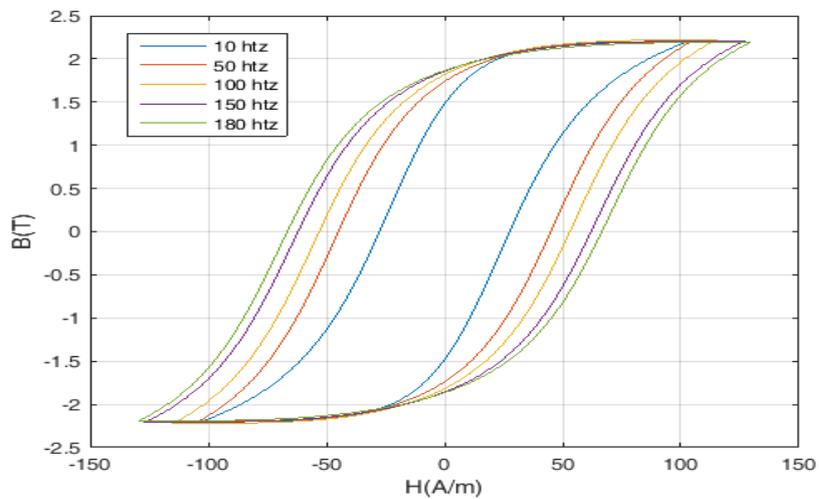


Figure III. 16: Cycle d'hystérésis pour une fréquence $f=180\text{Hz}$ pour $B_m=2.2\text{T}$



a

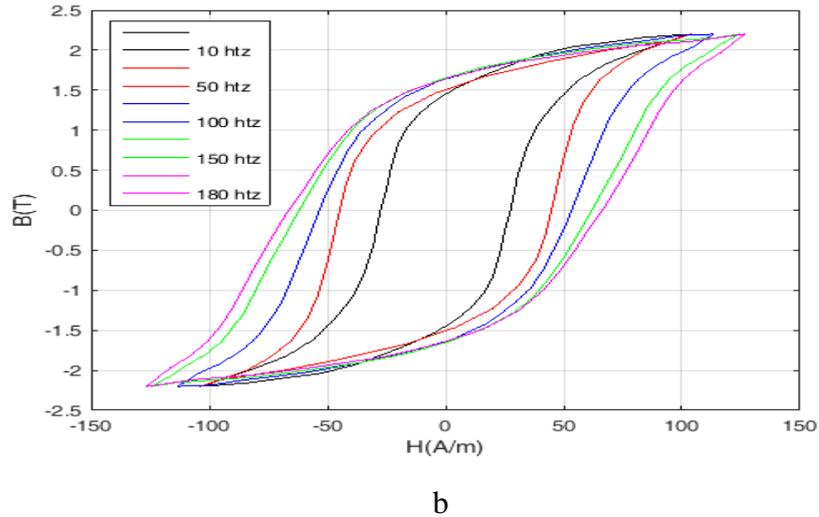


Figure III. 17: Les cycles d'hystérésis pour une fréquence de 10, 50, 100, 150 et 180Hz pour $B_m=2.2T$ (a : cycles simuler, b : cycles mesurer)

De part la bonne concordance entre les résultats de simulations et expérimentaux, nous pouvons affirmer que le modèle de variation du paramètre b en fonction de la fréquence proposé est validé.

3.4. Quantification des pertes dans les matériaux magnétiques doux

La plupart des matériaux magnétiques doux utilisés en construction électrique sont des métaux, donc conducteurs d'électricité. En régime d'induction variable, ils sont le siège de courants induits, qui provoquent des pertes d'énergie dissipée sous forme de chaleur. D'ailleurs, la qualité des tôles utilisées dans la construction électrique est mesurée par la valeur des pertes qu'elles dissipent par unité de masse (1Kg) lorsqu'elles sont soumises à une induction et une fréquence de travail de référence.[9].

3.4.1. Calcul des pertes

Les pertes spécifiques sont obtenues en divisant les pertes totales par la masse active de l'éprouvette.

$$\rho_m = \frac{m_a}{v} \quad (3.16)$$

où m_a (kg) est la masse active de l'échantillon, v est le volume de l'échantillon et ρ_m est la masse volumique en (kg/m^3).

L'expression des pertes massiques est donnée par la relation :

Chapitre III : Comportement fréquentiel du phénomène d'hystérésis

$$W_m = \frac{1}{\rho_m T} \int_0^T H dB \quad (3.17)$$

avec :

$$dB = \frac{1}{N_2 S} V_2(t) dt \quad (3.18)$$

Et :

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{L_m S}{m_a} \quad (3.19)$$

D'où l'expression utilisée pour le calcul des pertes sera donnée par :

$$W_m = \frac{1}{N_2 S \rho_S} \left[\frac{1}{T} \int_0^T h(t) V_2(t) dt \right] \quad (3.20)$$

Avec : $T=1/f$: la période du signal.

Les moyens d'acquisition dont nous disposons dans notre laboratoire ne nous ont pas permis d'intégrer directement les signaux, pour cela nous allons utiliser une approche pratique pour calculer les pertes. Cette approche est exprimée par la formule (3.21).

$$W_m = A.V.f \quad (3.21)$$

Où A est l'aire du cycle d'hystérésis, V le volume de l'échantillon et f la fréquence d'excitation.

La modélisation de la loi de comportement magnétique d'un matériau permet d'estimer les pertes par hystérésis. L'estimation de ces pertes est très importante lors de la modélisation et de l'optimisation d'un système électromagnétique.

3.4.2. Procédés de mesure des pertes

En mesurant avec un wattmètre électronique comportant une entrée tension à haute impédance le produit [9] :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T V_2 I_1 dt \quad (3.22)$$

Et on en déduit ensuite les pertes fer comme suit :

$$P_{fer} = P_C + P_H = \frac{N_1}{N_2} . P \quad (3.23)$$

Où N_1 et N_2 sont les nombres de spires respectifs des enroulements primaire et secondaire.

Chapitre III : Comportement fréquentiel du phénomène d'hystérésis

Cette méthode présente l'avantage d'éliminer de la mesure l'influence des résistances des enroulements. Elle utilise principalement le tore comme circuit magnétique de l'échantillon à tester. La figure (3.20) représente le montage utilisé.

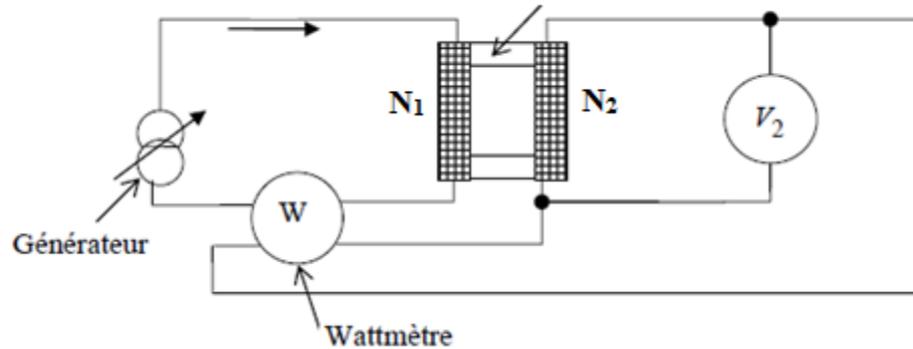


Figure III. 18: Montage utilisé pour la mesure des pertes par la méthode du wattmètre, [9].

Les résultats de mesure des pertes pour différentes valeurs de la fréquence à une crête de l'induction et du champ magnétique pour les tôles à grains orientés de masse 785g sont regroupés dans le tableau (3.1).

Fréquence (htz)	10	50	100	150	180
Pertes hystérésis mesurées(W/Kg)	0.212	1.908	4.947	8.905	11.874

Tableau III. 1: Les pertes hystérésis en fonction de la fréquence

Ces pertes sont reportées sur la figure III.1.9 en fonction de la fréquence.

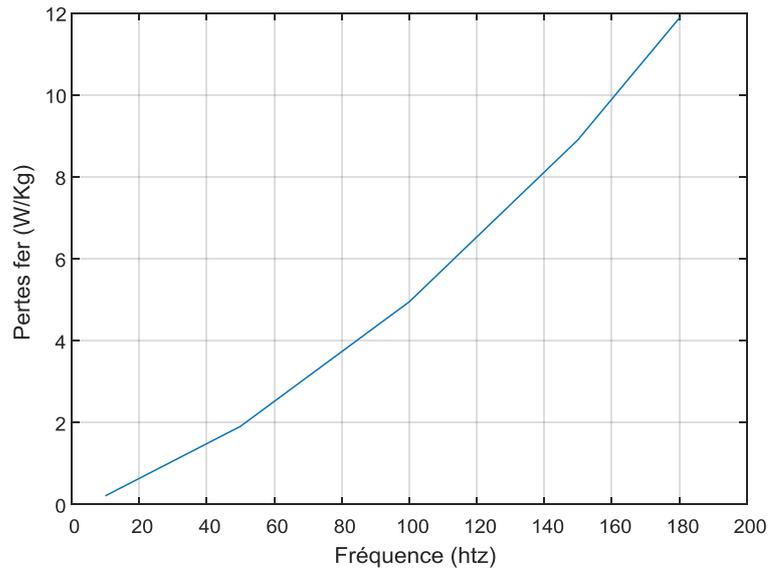


Figure III : 19:Pertes hystérésis mesurées

On remarque une augmentation des pertes avec l'augmentation de la fréquence, il y a une proportionnalité directe entre elles.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le banc d'essai utilisé au niveau de notre laboratoire pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques. Nous avons relevé les signaux nécessaires pour la mesure des grandeurs magnétiques des matériaux ferromagnétiques doux. Cette mesure nous a permis de tracer les cycles d'hystérésis en fonction de la fréquence, ainsi que le calcul des pertes massiques en fonction de la fréquence. Nous avons réalisé une intégration de l'effet de la fréquence dans le modèle d'hystérésis de Preisach. Les résultats obtenus sont satisfaisants de part la bonne concordance entre les résultats de simulations et les résultats expérimentaux.

Conclusion générale

Conclusion générale

A travers ce mémoire, nous avons caractérisé un matériau ferromagnétique doux (Fer Silicium à grains non orientés). Dans cette caractérisation nous avons identifié les paramètres de son cycle d'hystérésis modélisé par le modèle de Preisach . Nous avons réalisé l'intégration de l'effet de la fréquence dans le modèle d'hystérésis de Preisach. Nous avons aussi calculé les pertes magnétiques pour différentes fréquences des champs d'excitations. Pour accomplir ces tâches, nous avons effectué une recherche bibliographique sur les notions physiques de base à différents échelles permettant la compréhension du phénomène d'hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques. Une recherche sur les différentes fonctions de distributions de Preisach en basant sur les fonctions analytiques et en particulier la fonction de distribution de Lorentz modifiée. Pour avoir les données de mesures utilisés dans notre étude, nous avons effectué des essais expérimentaux sur un banc d'essais déjà réalisé au niveau du laboratoire LGEG. La mise en jeu de l'outil informatique, nous a permis la simulation du modèle d'hystérésis de Preisach et l'analyse de l'effet de la fréquence sur son comportement.

A partir de ce travail, on peut conclure que :

- ✓ Le modèle d'hystérésis proposé est validé.
- ✓ Sous l'effet de la fréquence, le cycle d'hystérésis des échantillons ferromagnétiques étudié subit une augmentation de H_c , B_r et les pertes par hystérésis.

Référence

Bibliographie

Référence Bibliographie

- [1] F. Robert, "Matériaux d'électrotechniques", Traité d'électricité, Volume II, Pressespolytechniques Romandes. Troisième édition 1989.
- [2] P. Brissonneau, "Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique", Paris, Hemès, 1997.
- [3] Y. Bernard, "Contribution à la modélisation de systèmes électromagnétiques en tenant compte du phénomène d'hystérésis. Extensions du modèle de Preisach adaptées au calcul de champ", Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 2000.
- [4] L. Fetouhi, R. Djaran, « Caractérisation et modalisation du comportement des matériaux ferromagnétiques doux » Master réseaux électriques, Université 8 Mai 1945 Guelma, 2018.
- [5] G. Bertotti, "General properties of power losses in soft ferromagnetic materials", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 24, No. 1, pp. 621-630, 1988.
- [6] F. Preisach, "Über die magnetischenachwirkung", Zeitschrift für Physik 94, pp. 277-302, 1935.
- [7] krasnoselskii and pokrovskii, "A. Modeling transducers with hysteresis by means of continuous systems of relays Soviet Math", Dokl. 17, 447-451, 1976.
- [8] y. Ouled Amour, "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 Univ. Nantes, 2000.
- [9] Miouat. A, « Identification-optimisation paramétrique et quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux », Mémoire de Magister en électrotechnique, Université de Batna, 2006.
- [10] N. Nahouli, « Etude et Réalisation d'un hystérésis-graphe d'un système de mesure du cycle 'hystérésis » », Mémoire d'Ingénieur CNAM En Electrotechnique, Université libanaise, Institut des sciences appliquées et économiques, 2014.
- [11] A. LADJIMI, « Modélisation du chauffage par induction avec prise en compte de l'hystérésis magnétique », Mémoire de Magister, Université de Jijel, 2004.

- [12] Romain Marion, Riccardo Scorretti, Nicolas Siauve, Marie-AngeRaulet, Laurent Krähenbühl, “Identification of Jiles–Atherton Model Parameters Using Particle Swarm Optimization”, IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 44, NO. 6, JUNE 2008.
- [13] L. Chelghoum, « Etude de l’hystérésis magnétique par le modèle de Preisach », Mémoire de Magister, Université de Batna, 2006.
- [14] R. Eberhart and J. Kennedy, “A new optimizer using particle swarm theory,” in *Proc. 6th Int. Symp. Micro Machine and Human Science*, 1995, pp. 39–45.
- [15] S. H, OuldOuali, “Intégration de L’hystérésis magnétique dans un calcul éléments finis en vue de l’estimation des pertes dans les tôles des machines électrique”, Thèse de Doctorat, Université de Tizi-Ouzou, 2010.