

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

UNIVERSITÉ BADJI MOKHTAR – ANNABA-
BADJI MOKHTAR – ANNABA UNIVERSITY



جامعة باجي مختار – عنابة

Faculté : Technologie

Département : Electrotechnique

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Electrotechnique

Spécialité : Réseaux électriques

Mémoire

Présenté en vue de l'obtention du Diplôme de Master

Thème :

**Etude du comportement des matériaux magnétiques sous
effets des contraintes fréquentielles**

Présenté par : BOURIACHI Sameh
FELLAH Imene

Encadrant : DAFRI Mourad MCB Université Badji Mokhtar – Annaba

Jury de Soutenance :

TOURAB Wafa	MCB	Université Badji Mokhtar Annaba	Président
DAFRI Mourad	MCB	Université Badji Mokhtar Annaba	Encadrant
KSENTINI Abdelhamid	MCA	Université Badji Mokhtar Annaba	Examineur

Année Universitaire : 2024/2025

Remerciements

En premier lieu, nous exprimons notre profonde gratitude envers Dieu, qui nous a accordé la force, le courage et la persévérance nécessaires pour mener à bien ce travail.

Nous adressons nos remerciements les plus sincères au **Dr. DAFRI Mourad**, pour avoir dirigé ce travail avec humilité et dévouement.

Nous lui sommes profondément reconnaissants pour le temps qu'il nous a consacré, la richesse de ses qualités pédagogiques et scientifiques, sa bienveillance, son énergie et la confiance qu'il nous a témoignée, qui ont été pour nous de véritables moteurs.

Nos sincères remerciements vont également aux membres du jury, **Dr. TOURAB Wafa** et **Dr. KSENTINI Abdelhamid**, pour avoir pris part à l'évaluation de ce travail avec rigueur et bienveillance.

Nous tenons également à remercier chaleureusement l'ensemble du personnel du complexe SIDER EL HADJAR pour leur accueil, leur disponibilité et leur précieuse aide.

Enfin, un immense merci à nos familles, et tout particulièrement à nos parents, ainsi qu'à nos frères et sœurs, pour leur soutien moral indéfectible et leur présence réconfortante tout au long de ce parcours.

Dédicace

C'est beau quand une personne cherche de succès et l'atteint, mais C'est encore plus beau quand elle se souvient de ceux qui en ont été la raison.

Ce travail, aboutissement de plusieurs mois d'efforts, est dédié avec tout mon amour et mon gratitude à mes chers parents.

À vous, qui avez toujours été là, croyant en nous même lorsque nous doutions de nous-mêmes.

À vous, qui avez consenti tant de sacrifices pour mon éducation et travaillé sans relâche afin de m'offrir les meilleures conditions d'apprentissage.

À vous, qui nous avez entourés de votre patience, votre tendresse et votre amour, nous soutenant dans les moments difficiles et partageant avec nous chaque petite victoire.

Vos prières, votre bienveillance et votre foi inébranlable en m'ont été ma plus grande force.

À mes chers frères :warda et saleh

Votre présence est un véritable cadeau pour moi

Je souhaite également exprimer mon profonde reconnaissance à toutes celles et ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce projet.

Par un conseil, un mot d'encouragement, une aide technique ou une simple présence apaisante, votre soutien a été précieux et déterminant.

À toutes et à tous, merci du fond du cœur.

BOURJACHJ Sameh

Dédicace

Du profond de mon cœur , je dédie ce travail a tous ceux qui me sont chers,

A MA CHERE MERE

Aucune dédicace ne saurait exprimer mon respect, mon amour éternel et ma considération

pour les sacrifices que vous avez consenti pour mon instruction et mon bien être,

Je vous remercie pour tout le soutien et l'amour que vous me portez depuis mon enfance

j'espère que votre bénédiction m'accompagne toujours,

Que ce modeste travail soit l'exaucement de vos vœux tant formulés, le fruit de vos innombrables sacrifices .Puisse Dieu, le Très Haut , vous accorder santé, bonheur et longue vie.

A MON CHER PAPA

Merci d'avoir toujours cru en moi et de m'avoir soutenu avec tant d'amour et de patience.

Ton exemple, ta force et ta bienveillance ont été des guides précieux tout au long de ce chemin.

Je te dédie ce travail avec toute ma gratitude et mon affection.

A MES CHERS CHERS FRERES

À vous qui avez embelli mes jours par votre présence et réchauffé mon cœur par votre amour... Merci. Merci pour ce soutien discret mais si puissant, pour vos âmes lumineuses et vos qualités innombrables. Feriel, Anouar, Zied... vous êtes une bénédiction dans ma vie.

A MON MARI

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude pour votre soutien indéfectible, votre patience et votre compréhension tout au long de ce parcours académique.

Votre présence bienveillante, vos encouragements constants et votre confiance ont grandement contribué à la réalisation de ce travail.

Fellak Imene

Résumé :

Ce mémoire traite de l'étude du comportement des matériaux magnétiques sous excitation fréquentielle, en particulier des pertes et phénomènes dynamiques liés à l'hystérésis. Après une revue des propriétés fondamentales du magnétisme, deux modèles sont étudiés : Preisach et Jiles-Atherton, ce dernier étant retenu pour sa pertinence physique. Une identification fine des paramètres est réalisée, notamment via l'algorithme PSO. Le modèle est ensuite étendu pour intégrer l'effet de la fréquence, avec validation expérimentale sur une ferrite MnZn. Les résultats obtenus permettent de mieux comprendre et prédire les pertes magnétiques à haute fréquence, offrant ainsi des perspectives d'optimisation pour les dispositifs électromagnétiques modernes.

Mot clé : Matériaux magnétiques, Hystérésis, Modèle de Jiles-Atherton, Effet de la fréquence, Optimisation PSO, Ferrite MnZn

Abstract:

This thesis focuses on the study of magnetic materials under varying frequency excitations, particularly the dynamic phenomena and losses related to magnetic hysteresis. After a review of the fundamental principles of magnetism, two main models are explored: Preisach and Jiles-Atherton, with the latter selected for its physical relevance. Parameter identification is performed using both manual adjustment and Particle Swarm Optimization (PSO). The model is then extended to account for frequency effects, and validated through experimental measurements on MnZn ferrite. The results enable a better understanding and prediction of magnetic losses at high frequencies, paving the way for improved design of modern electromagnetic devices.

Keywords: Magnetic materials, Hysteresis, Jiles-Atherton model, Frequency effect, PSO optimization, MnZn ferrite.

ملخص:

يركز هذا البحث على دراسة سلوك المواد المغناطيسية تحت تأثير الترددات المختلفة، مع التركيز بشكل خاص على الظواهر الديناميكية والخسائر المرتبطة بظاهرة التخلّف المغناطيسي (الهسترة). بعد تقديم نظرة شاملة على المبادئ الأساسية للمغناطيسية، تم دراسة نموذجين رئيسيين: نموذج بريزاش ونموذج جايلز-أثرون، حيث تم اعتماد النموذج الثاني لكونه أكثر تمثيلاً للخصائص الفيزيائية للمواد الفيرومغناطيسية. تم تحديد معلمات النموذج باستخدام الطريقتين اليدوية وخوارزمية تحسين سرب الجسيمات (PSO). بعد ذلك، تم توسيع النموذج ليأخذ في الاعتبار تأثير التردد، وتم التحقق من صحته من خلال قياسات تجريبية على مادة الفيريت من نوع MnZn. نتيج النتائج فهمًا أدق للخسائر المغناطيسية عند الترددات العالية، مما يساهم في تحسين تصميم الأجهزة الكهرومغناطيسية الحديثة ورفع كفاءتها.

الكلمات المفتاحية : المواد المغناطيسية، الهسترة (التخلّف المغناطيسي)، نموذج جيل ادبرتون، تأثير التردد، تحسين سرب الجسيمات (PSO)، الفيريت MnZn

Table des matières

Remerciements	I
Dédicace	II
Résumé	IV
Abstract.....	V
ملخص.....	VI
Table des matières.....	VII
Liste des figures.....	V
Liste des Tableaux	XII
Introduction générale	1
Chapitre 01 : Généralité sur les matériaux magnétique	4
1.1 Introduction.....	5
1.2 Notion et origine du magnétisme	5
1.2.1 Echelle atomique.....	6
1.2.2 Échelle microscopique	7
1.2.2.1 Les matériaux ferromagnétiques.....	7
1.2.2.2 Les matériaux antiferromagnétiques.....	7
1.2.2.3 Les matériaux ferrimagnétiques.....	8
1.2.3 Échelle macroscopique	8
1.3 Processus d'aimantation(cycle d'hystérésis)	10
1.3.1 Courbe de la première aimantation.....	11
1.3.2 Branche décroissante du cycle d'hystérésis pincipal	13
1.3.3 Branche ascendante du cycle principale d'hystérésis	15
1.4 Classification des matériaux ferromagnétiques	15
1.4.1 Les matériaux doux.....	16
1.4.2 Les Matériaux durs	16
1.5 Les pertes liées au comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques	17
1.5.1 Pertes par hystérésis.....	17

1.5.2	Les pertes par courants de Foucault (ou perte par courant induit).....	18
1.6	Dispositif expérimental.....	18
1.6.1	Principe de Fonctionnement	19
1.7	Influence des conditions physiques sur le comportement magnétiques des matériaux ferromagnétiques.....	20
1.8	Conclusion	22
Chapitre 02 : Les modèles d'hystérésis magnétiques		23
2.1	Introduction.....	24
2.2	Le modèle de preisach	24
2.2.1	Le modèle de Preisach en régime statique	24
2.2.1	Présentation et fondements du modèle	24
2.2.1.2	Visualisation géométrique des mécanismes du modèle.....	25
2.2.1.3	Interprétation équivalente	26
2.2.1.4	Bases théoriques du modèle	28
2.2.1.5	Approche analytique de la fonction de distribution $\rho(\alpha, \beta)$	30
2.2.1.6	Approche numérique de la fonction de distribution $\rho(\alpha, \beta)$	31
2.2.2	Formulation du modèle dynamique de Preisach	32
2.3	Modèle de Jiles-Atherton_.....	32
2.3.1	Description du modèle statique de Jiles-Atherton_.....	33
2.3.2	Formulation statique du modèle de Jiles-Atherton_.....	35
2.3.3	Résolution numérique du modèle _.....	36
2.3.4	Étude de l'influence des paramètres du modèle J-A sur les cycles d'hystérésis_.....	39
2.4	Le modèle dynamique de Jiles-Atherton_.....	42
2.5	Identification des paramètres du modèle_.....	43
2.5.1	Identification des paramètres du modèle de J.A par la méthode itérative.....	43
2.5.2	Identification des paramètres du modèles de J.A avec PSO	45
2.5.2.1	Principe du PSO	45
2.5.2.2	Déscription mathématique	46
2.6	Conclusion	43

Chapitre 03 : Extension du modèle de Jiles-Atherton pour l'analyse fréquentielle	49
3.1 Introduction.....	50
3.2 Matériaux testé :Ferrite MnZn	50
3.3 Comportement fréquentiel du matériau Ferrite MnZn.....	51
3.3.1 Présentation des cycles mesurées à différente fréquences.....	51
3.3.2 Identification des paramètres du modèle par PSO	52
3.4 Introduction du la loi du comportement fréquentiel dans les paramètres.....	55
3.4.1 Détermination du modèle du paramètre « a » en fonction de la fréquence	55
3.4.2 Détermination du modèle du paramètre « k » en fonction de la fréquence	56
3.4.3 Validation expérimentale de l'extension apportée au modèle	57
3.4.4 Analyses des erreurs et limites	60
3.5 Conclusion	62
Conclusion générale.....	63
Références bibliographiques	65

Liste des figures

Figure 1.1 : Structure atomique des matériaux magnétiques.....	6
Figure 1.2 : Illustration du moment magnétique lié à (A) l'orbite d'un électron et (B) sa rotation (spin).	6
Figure 1.3 : Moments magnétiques d'un matériau ferromagnétique.....	7
Figure 1.4 : Configuration des moments magnétiques dans les corps antiferromagnétiques.....	8
Figure 1.5 : Configuration des moments magnétiques dans les corps ferrimagnétiques.....	8
Figure 1.6 : Disposition des échantillons en domaines.....	9
Figure 1.7 : Différentes échelles d'étude du magnétisme.	10
Figure 1.8 : Échantillon initialement désaimanté, (a) les points figurent des défauts,(b) correspondance dans le plan (B, H).....	10
Figure 1.9 : Domaine magnétique et paroi de Bloch d'un matériau magnétique avec la rotation des moments magnétiques dans une paroi à 180° ..	11
Figure 1.10 : Courbe de la première aimantation.	11
Figure 1.11 : Moment magnétique d'un échantillon de fer pur (désaimanté) ($H=0$).....	12
Figure 1.12 : Augmentation des volumes des parois sous l'effet du champ d'un échantillon de fer pur ($H_1 > H$)	12
Figure 1.13 : Grande augmentation des volumes des parois sous l'effet du champ d'un échantillon de fer pur ($H_2 > H_1$)	13
Figure 1.14 : Augmentation des volumes des parois sous l'effet du champ d'un échantillon de fer pur ($H_2 > H_1$).....	13
Figure 1.15: Retour à l'état sans excitation	14
Figure 1.16: Passage à travers le champ coercitif H_c	14
Figure 1.17 : Extinction progressive des parois de domaines avant la saturation basse.....	15
Figure 1.18 : Fermeture du cycle	15
Figure 1.19 : Cycle d'hystérésis magnétique d'un matériau ferromagnétique Doux	16
Figure 1.20 : Cycle d'hystérésis magnétique d'un matériau ferromagnétique dur	17
Figure 1.21 : Apparition de courants induits dans un matériau magnétique conducteur.....	18
Figure 1.22 : Configuration du dispositif expérimental.....	19
Figure 1.23 : Evolution du cycle d'hystérésis d'un matériau FeSi Non Orienté en fonction de la température	21
Figure 1.24 : Boucles d'hystérésis simulées pour des fréquences $f = (5 \text{ Hz}, 25 \text{ Hz}, 50 \text{ Hz}, 100 \text{ Hz}, 150 \text{ Hz}, 200 \text{ Hz})$	22
Figure 2.1 : Cycle de base d'une entité magnétique	21
Figure 2.2 : Représentation du plan de Preisach.....	22
Figure 2.3 : Description du cycle fondamental et du plan de Preisach en fonction des H_c et H_i	23
Figure 2.4 : Déplacement de la frontière active $L(t)$ dans le domaine de Preisach.....	25

Figure 2.5 : Courbes de l'aimantation M dans les plans Preisach et champ-orientation-magnétisation aux points $(0, H_s, -H_s, H_1, H_2, H_3, H_4, H(t))$	26
Figure 2.6 : Transition rapide des parois magnétiques due à un champ externe	30
Figure 2.7 : Comportement réversible des interfaces magnétiques sous champ extérieur	31
Figure 2.8 : organigramme de calcul du modèle de J-A.....	34
Figure 2.9 : Etude de l'influence de M_s sur le comportement hystérétique.	35
Figure 2.10 : Etude de l'influence de k sur le comportement hystérétique	36
Figure 2.11 : Etude de l'influence de a sur le comportement hystérétique.....	36
Figure 2.12 : Etude de l'influence de c sur le comportement hystérétique.....	37
Figure 2.13 : Etude de l'influence de α sur le comportement hystérétique..	37
Figure 2.14 : : Grandeurs expérimentales indispensables à l'identification des paramètres du modèle.....	40
Figure 2.15 : Mouvement d'une particule	42
Figure 2.16 : Processus de l'algorithme PSO.....	43
Figure 3.1 : Ferrite MnZn après bobinage par le fil de cuivre.....	51
Figure 3.2 : Cycles d'hystérésis mesurées pour des fréquences de 500 à 2500 Hz.....	51
Figure 3.3 : l'évolution du processus d'optimisation des paramètres M_s , a , k , c et α du Modèle statique de J-A.	54
Figure 3.4 : Courbe de convergence du processus d'optimisation utilisant PSO.....	54
Figure 3.5 : Comportement du paramètre a selon la fréquence d'excitation $A = 0.242107$, $B = -0.00001294$ et $C = 89.315148$	56
Figure 3.6 : Comportement du paramètre k selon la fréquence d'excitation $D = 0.465738$, $E = 0.00015627$ et $F = 26.928752$	57
Figure 3.7 : Cycles d'hystérésis simulés pour des fréquences de 500 à 2500 Hz.....	57
Figure 3.8 : : <i>Comparaison entre les cycles d'hystérésis mesurés et simulés aux fréquences : (a) 500 Hz, (b) 1000 Hz, (c) 1500 Hz (d) 2000 Hz et (e) 2500 Hz.</i>	60

Listes des tableaux

Tableau 1.1 : Exemples représentatifs des trois types des comportements magnétiques	8
Tableau 2.1 : Signification physique des paramètres du modèle statique de J-A.	32
Tableau 3.1 : Caractéristiques physiques et géométriques du matériau étudié et conditions expérimentales.....	50
Tableau 3.2 : Paramètres identifiés à l'aide du (PSO).....	55
Tableau 3.3 : Evolution des grandeurs magnétiques en fonction de la réquence.....	61

Introduction générale

Introduction générale

Les matériaux magnétiques jouent un rôle central dans le développement des technologies modernes, notamment dans les domaines de l'électrotechnique, de l'électronique de puissance et des télécommunications. Leur capacité à canaliser, stocker ou transformer l'énergie magnétique est exploitée dans une grande variété de dispositifs tels que les transformateurs, moteurs, relais, inductances ou encore les composants électroacoustiques. Toutefois, leur comportement n'est pas linéaire et présente un phénomène d'hystérésis, qui se traduit par une perte d'énergie à chaque cycle d'aimantation. Ce phénomène, bien que naturel, devient problématique lorsque l'on cherche à optimiser le rendement énergétique des dispositifs fonctionnant à des fréquences élevées.

La compréhension et la modélisation de l'hystérésis magnétique constituent donc un enjeu scientifique et technologique majeur. En effet, à basse fréquence, le comportement des matériaux peut être décrit de manière relativement simple à l'aide de modèles statiques. Cependant, lorsque la fréquence d'excitation augmente, comme c'est le cas dans de nombreux convertisseurs modernes, des effets dynamiques apparaissent : les boucles d'hystérésis s'élargissent, un déphasage se crée entre le champ magnétique appliqué et l'induction magnétique, et les pertes énergétiques augmentent sensiblement. Ces effets ne peuvent être négligés sans compromettre la précision des simulations ou le bon dimensionnement des composants.

Dans ce contexte, il devient essentiel d'utiliser des modèles mathématiques capables de prendre en compte à la fois la nature non linéaire et la dépendance fréquentielle du comportement magnétique. Parmi les approches existantes, deux modèles sont largement reconnus : le modèle de Preisach, de nature phénoménologique, et le modèle de Jiles-Atherton, fondé sur des considérations physiques relatives au mouvement des parois de domaines magnétiques. Le second modèle, en particulier, offre une meilleure capacité d'interprétation physique et une plus grande souplesse d'extension vers les régimes dynamiques. C'est pourquoi il est privilégié dans le cadre de ce travail.

Ce mémoire s'intéresse plus spécifiquement à l'extension dynamique du modèle de Jiles-Atherton, appliquée à un matériau ferrite de type MnZn, couramment utilisé dans les applications haute fréquence. Le but est de développer un modèle amélioré capable de rendre compte de l'effet de la fréquence sur la forme et l'aire des boucles d'hystérésis. Pour cela, des mesures expérimentales ont été réalisées sur des échantillons soumis à des excitations sinusoïdales à

différentes fréquences, allant de 500 Hz à 2,5 kHz. À partir de ces données, une identification des paramètres du modèle a été menée à l'aide de la méthode d'optimisation par essaim de particules (PSO), permettant ainsi d'ajuster le modèle pour chaque fréquence étudiée.

L'objectif final est de proposer une loi de variation des paramètres du modèle en fonction de la fréquence, afin de construire une version généralisée du modèle de Jiles-Atherton, utilisable dans les outils de simulation pour la conception de dispositifs électromagnétiques. Cette démarche permet d'améliorer significativement la précision des prédictions en conditions dynamiques, tout en restant compatible avec une implémentation numérique efficace.

À travers cette étude, plusieurs enjeux sont abordés : la caractérisation expérimentale des pertes magnétiques en régime variable, la modélisation physique du phénomène d'hystérésis dynamique, et le développement d'une méthodologie d'identification adaptée aux variations fréquentielles. L'ensemble de ces travaux s'inscrit dans une perspective d'optimisation des matériaux et composants destinés à fonctionner dans des environnements à haute fréquence, où la maîtrise du comportement magnétique devient un levier essentiel d'innovation et de performance.

Chapitre 01 : Généralité sur les matériaux magnétique

1.1.Introduction :

Les matériaux magnétiques jouent un rôle fondamental dans de nombreuses applications technologiques, en raison de la diversité de leurs propriétés et comportements. Le magnétisme, en tant que phénomène physique, permet non seulement de mieux comprendre les propriétés fondamentales de la matière, mais il constitue également un pilier essentiel dans le développement de dispositifs électromagnétiques. Ainsi, des équipements tels que les transformateurs, moteurs, générateurs, relais, bobines d'induction ou encore les dispositifs électroacoustiques (haut-parleurs, microphones) intègrent fréquemment des matériaux ferromagnétiques pour renforcer et canaliser les champs magnétiques. Dans ce contexte, la maîtrise des grandeurs magnétiques et leur mesure précise revêtent une importance stratégique, tant pour l'optimisation des performances que pour la réduction des pertes énergétiques. Ce premier chapitre propose une étude approfondie des notions de base du magnétisme à différentes échelles, en s'attachant particulièrement aux processus d'aimantation et au phénomène d'hystérésis. Une attention particulière est portée à la classification des matériaux ferromagnétiques, aux pertes énergétiques associées à leur comportement non linéaire, ainsi qu'aux dispositifs expérimentaux permettant leur caractérisation. Enfin, une synthèse des travaux de recherche récents est présentée, afin de mettre en lumière l'influence des conditions physiques (fréquence, température, etc.) sur les propriétés magnétiques de ces matériaux.

1.2. Notion et Origine du magnétisme :

Le magnétisme est un phénomène physique lié aux forces exercées entre certains matériaux, comme le fer, le nickel ou le cobalt, et aux interactions dues aux champs magnétiques. Il se manifeste par l'attraction ou la répulsion entre des objets magnétiques ou par l'influence d'un champ magnétique sur des charges électriques en mouvement.

Un champ magnétique est un champ vectoriel créé par des charges électriques en mouvement (courants électriques) ou par le moment magnétique intrinsèque des particules, notamment les électrons [1].

L'origine du magnétisme est fondamentale et s'explique principalement par deux phénomènes au niveau microscopique :

1.2.1. Echelle atomique :

Le magnétisme d'un matériau résulte des mouvements des électrons qui gravitent autour du noyau des atomes (figure 1.1).

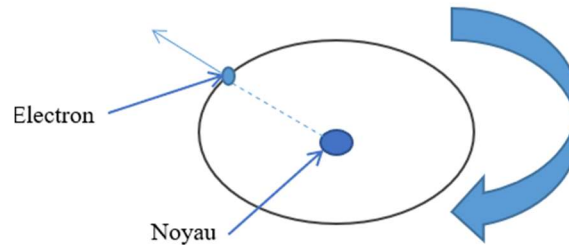


Figure 1.1: Structure atomique des matériaux magnétiques

En effet, lorsqu'un électron tourne autour d'une orbitale, il constitue une charge électrique en mouvement, générant ainsi un champ magnétique. Par ailleurs, l'électron possède un mouvement de rotation sur lui-même, appelé spin, qui crée également un champ magnétique. Ainsi, le mouvement orbital et le spin génèrent des dipôles magnétiques, chacun étant caractérisé par un moment magnétique. Ces dipôles sont influencés par l'application d'un champ magnétique externe. [1]

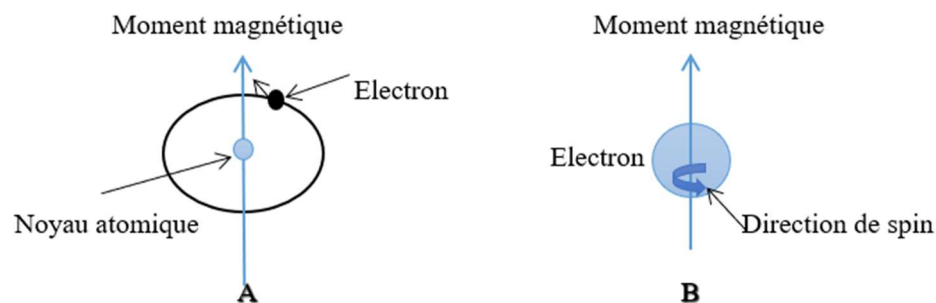


Figure 1.2: Illustration du moment magnétique lié à (A) l'orbite d'un électron et (B) sa rotation (spin)

Au sein d'un atome, deux types de mouvements des électrons donnent naissance à des effets magnétiques :

- ✓ D'une part, le mouvement des électrons autour du noyau génère un moment magnétique orbital.

- ✓ D'autre part, la rotation intrinsèque des électrons sur eux-mêmes, appelée spin, produit un moment magnétique de spin.

L'interaction magnétique totale associée à un atome résulte de la combinaison vectorielle de ces deux contributions : le moment orbital et le moment de spin. Cette somme détermine le moment magnétique atomique global. [2]

$$\vec{m} = \vec{m}_0 + \vec{m}_s \quad (1.1)$$

1.2.2. Echelle microscopique :

À cette échelle, un solide se compose de regroupements d'atomes qui interagissent et s'organisent en un réseau cristallin. Selon les interactions entre les atomes voisins, on peut distinguer trois comportements possibles :

1.2.2.1. Matériaux Ferromagnétiques :

Les matériaux ferromagnétiques sont des substances qui possèdent des zones de dipôles magnétiques orientés dans une direction donnée, même en l'absence de champ magnétique externe. Lorsqu'un champ externe est appliqué, ces zones magnétiques s'intensifient pour renforcer le champ magnétique (figure 1.3). Parmi les matériaux ferromagnétiques les plus courants, on trouve le fer, le cobalt et le nickel. Certaines terres rares, comme les lanthanides, présentent également des propriétés ferromagnétiques à basse température. En revanche, pour les alliages, la situation est plus complexe : certains alliages de fer et de nickel, tels que l'acier inoxydable austénitique, ne sont pas ferromagnétiques. [3]

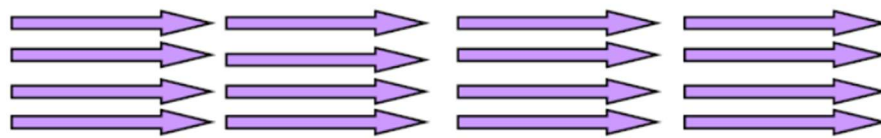


Figure 1.3: Moments magnétiques d'un matériau ferromagnétique.

1.2.2.2. Matériaux antiferromagnétiques :

Dans les substances antiferromagnétiques, 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. [2]

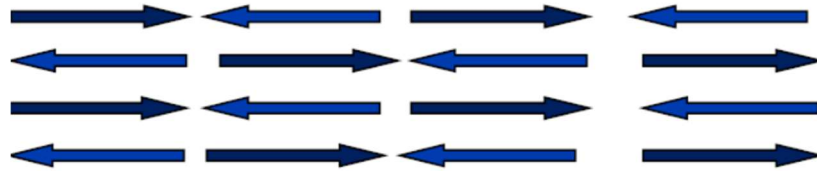


Figure 1.4: Configuration des moments magnétiques dans les corps antiferromagnétiques

1.2.2.3. Matériaux ferrimagnétiques :

Dans ce type de structure, les moments magnétiques sont organisés en sous-réseaux, mais les moments orientés dans un sens ne sont pas exactement compensés par ceux orientés en sens opposé. Il en résulte un moment magnétique total non nul. [2]

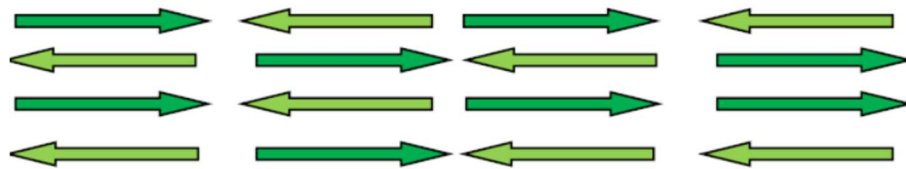


Figure 1.5: Configuration des moments magnétiques dans les corps ferrimagnétiques

Le tableau 1.1 illustre des exemples représentatifs des trois types de comportements magnétiques [2].

Tableau 1.1 : Exemples représentatifs des trois types des comportements magnétiques.

Corps ferromagnétique	Corps antiferromagnétique	Corps ferrimagnétique
Fer : Fe	Oxyde de manganèse : Mn O	Oxyde de fer γ : γ -Fe ₂ O ₃
Cobalt : Co	Oxyde de fer α : α -Fe ₂ O ₃	Ferrites : Fe ₃ O ₄
Dioxyde de chrome : CrO ₂		Ferrites : NiFe ₂ O ₄

Les trois phénomènes résultent de l'interaction collective entre les moments magnétiques, induite par l'énergie d'échange. L'aimantation \mathbf{M} (A/m) d'un matériau correspond au moment magnétique total rapporté à l'unité de volume. Cette grandeur vectorielle reflète l'alignement des moments magnétiques à l'intérieur des trois matériaux [4].

$$\vec{M} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{m}_i}{v} \quad (1.2)$$

1.2.3. **Echelle macroscopique :** En 1907, P. Weiss a proposé un modèle basé sur l'existence de domaines magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques, afin de résoudre l'apparente

contradiction entre l'alignement des moments magnétiques atomiques et la possibilité d'un état macroscopiquement désaimanté.

Nous allons désormais exposer les diverses formes d'énergie magnétique qui interviennent dans la constitution des domaines. [5]

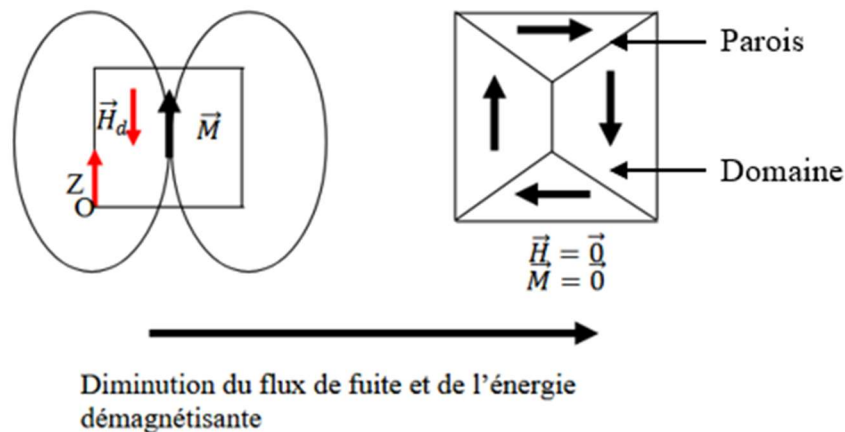


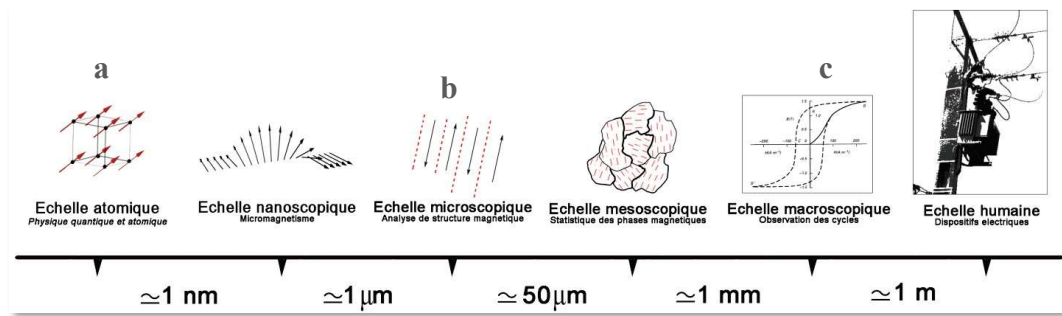
Figure 1.6 : Disposition des 'échantillons en domaines [6]

À cette fin, nous analyserons les principales contributions énergétiques propres à un matériau ferromagnétique de volume V .

- L'énergie d'échange qui proscrit toute variation brutale de l'aimantation.
- L'énergie d'anisotropie qui tend à aligner l'aimantation avec l'axe facile du cristal.
- L'énergie démagnétisante qui tend à annuler la divergence de l'aimantation dans le cristal et à rendre l'aimantation tangente à ses bords.

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. [6]

La figure 1.7 illustre les différentes échelles d'étude du magnétisme. Trois niveaux sont considérés : atomique, microscopique et macroscopique. Cette approche multi-échelle permet



d'établir un lien entre les phénomènes physiques fondamentaux et les propriétés magnétiques observées à l'échelle du matériau.

Figure1.7 : Différentes échelles d'étude du magnétisme [7]

1.3. Processus d'aimantation (Cycle d'hystérésis) :

La structure cristalline des matériaux magnétiques présente des défauts et du vide à l'intérieur ainsi que des parois de Bloch limitant des domaines magnétiques.

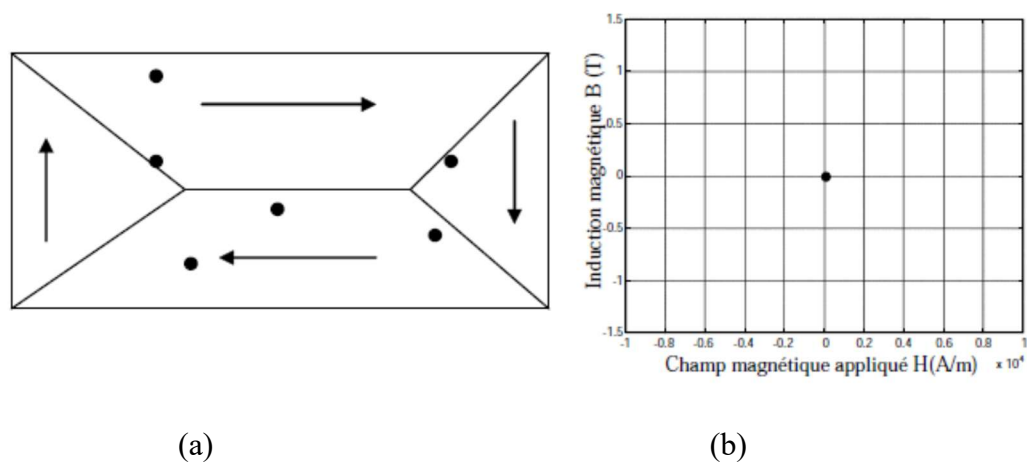


Figure1.8 : Échantillon initialement désaimanté, (a) les points figurent des défauts,

(b) correspondance dans le plan (B, H). [8]

L'application d'un champ magnétique extérieur horizontal H régulièrement croissant sur un matériau ferromagnétique désaimanté conduit à l'apparition d'une induction magnétique B(H).

L'effet de ces deux champs favorise la croissance en volume des domaines magnétiques ainsi que la dilatation des parois de Bloch par l'effet de l'aimantation et l'orientation des moments magnétiques à l'intérieur du matériau (polarisation) figure 1.9.

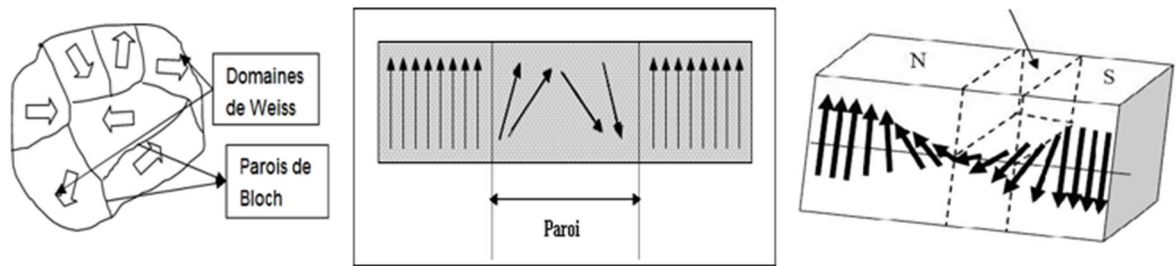
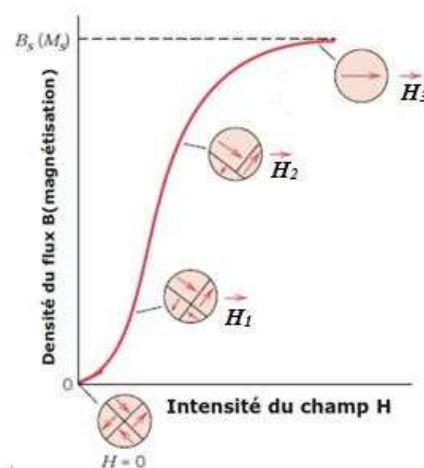


Figure 1.9 : Domaine magnétique et paroi de Bloch d'un matériau magnétique avec la rotation des moments magnétiques dans une paroi à 180° [1], [3], [9]

Le mouvement des parois de Bloch et les domaines magnétiques, sous l'effet des deux champs, est gêné par la présence de défauts qui se présentent sous forme de précipités ou de dislocations dans le réseau cristallin du matériau. Ces défauts entraînent une réduction de la perméabilité et une augmentation des pertes magnétiques

1.3.1. Courbe de la première aimantation :

L'organisation des moments magnétiques à l'intérieur des domaines et des parois de Bloch d'un matériau ferromagnétique (comme un bloc de fer parfait, sans défaut) évolue au cours de la première aimantation. Pour mieux décrire ce processus, il est courant, bien que de manière arbitraire et quelque peu artificielle, de décomposer la courbe de première aimantation en quatre



étapes distinctes figure 1.10.

Figure 1.10: Courbe de la première aimantation. [3]

➤ **Etape 1, pour $H=0$**

En absence du champ magnétique ($H=0$) (désaimanté), la structure du matériau magnétique (bloc de fer pur) est cristalline, le milieu comporte donc de nombreux domaines séparés par des parois de Bloch plus au moins rigides qui apparaissent rectilignes (figure 1.11).

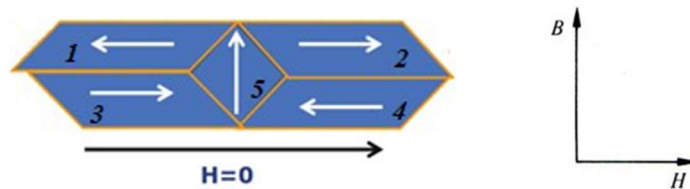


Figure 1.11 : Moment magnétique d'un échantillon de fer pur (désaimanté) ($H=0$). [3]

➤ **Etape 2, pour $H_1 > H$**

L'application d'un champ magnétique au matériau (bloc de fer pur), entraîne l'orientation des domaines dans la même direction du champ. Un champ faible provoque une déformation réversible des parois de Bloch qui se comportent comme des membranes élastiques. Par contre à un champ moyen, les mouvements des parois sont irréversibles [10]. Les domaines 2 et 3 dont l'aimantation est dans la direction et le sens du champ externe vont augmenter de volume au détriment des domaines 1, 4 et 5 (figure 1.12).

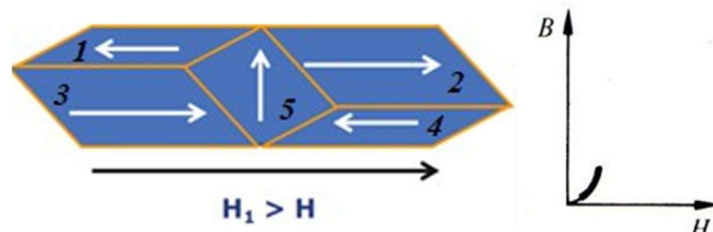


Figure 1.12: Augmentation des volumes des parois sous l'effet du champ d'un échantillon de fer pur ($H_1 > H$). [3]

➤ **Etape 3, pour $H_2 > H_1$**

Une autre augmentation de champ magnétique H , conduit à une plus grande modification de volume des différents domaines. Les domaines 2 et 3 dont l'aimantation est dans la direction et le sens du champ externe vont augmenter encore de volume au détriment des

domaines 1, 4 et 5 qui vont se rétrécies (figure 1.13). Dans cette étape, la pente de $B(H)$ est maximale. [3]

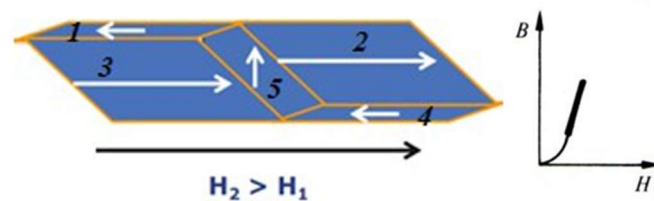


Figure 1.13 : Grande augmentation des volumes des parois sous l'effet du champ d'un échantillon de fer pur ($H_2 > H_1$). [3]

➤ **Etape 4, pour $H_3 > H_2$**

Une augmentation encore du champ magnétique H , conduit à un autre déplacement des parois jusqu'à ce que tout le volume de l'échantillon soit occupé par le domaine. Ce processus continu jusqu'à ce que finalement un seul domaine orienté dans la direction et le sens du champ H subsistera (figure 1.14). Dans cette étape, l'échantillon est aimanté, il est dans son état de saturation haute, l'augmentation de la polarisation par déplacement des parois est réversible et les pertes électromagnétiques sont les plus fortes.

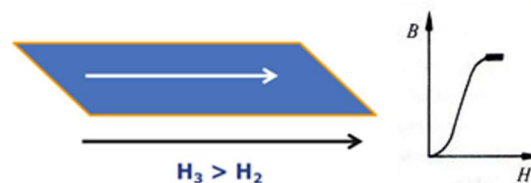


Figure 1.14 : Augmentation des volumes des parois sous l'effet du champ d'un échantillon de fer pur ($H_2 > H_1$). [3]

1.3.2. Branche décroissante du cycle d'hystérésis principal :

À ce stade, le caractère irréversible du processus devient manifeste. La réorganisation des domaines magnétiques, ainsi que le réalignement progressif des moments atomiques le long de leurs axes d'aimantation préférentiels, conduit à l'annulation temporaire de l'excitation magnétique. Ce n'est qu'ensuite que l'aimantation repart dans la direction opposée, poursuivant le cycle (Figure 1.15). [8]

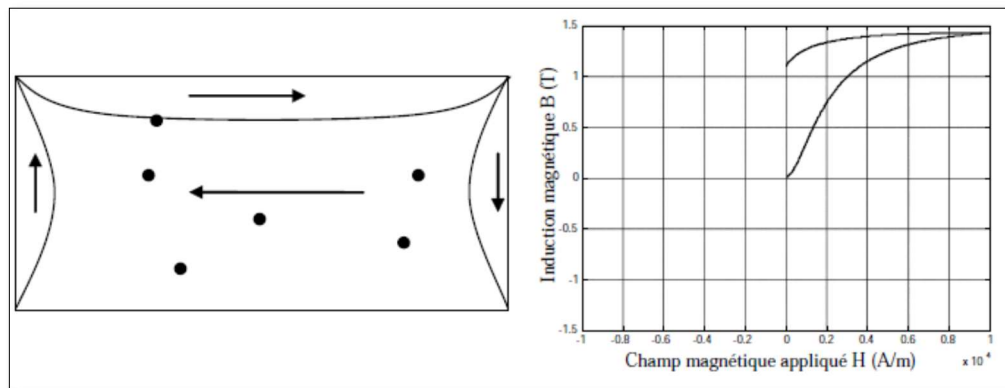


Figure 1.15: Retour à l'état sans excitation.

Lorsqu'une excitation est appliquée dans la direction opposée à celle initiale, tout en conservant le même axe, le matériau entre dans la phase suivante du cycle d'hystérésis majeur. Comme dans la phase ascendante, les parois des domaines se déplacent, se heurtent aux irrégularités du matériau, puis reprennent leur progression après désaccrochage.

La valeur du champ magnétique pour laquelle l'aimantation devient nulle au cours de ce processus est appelée champ coercitif H_c . [8]

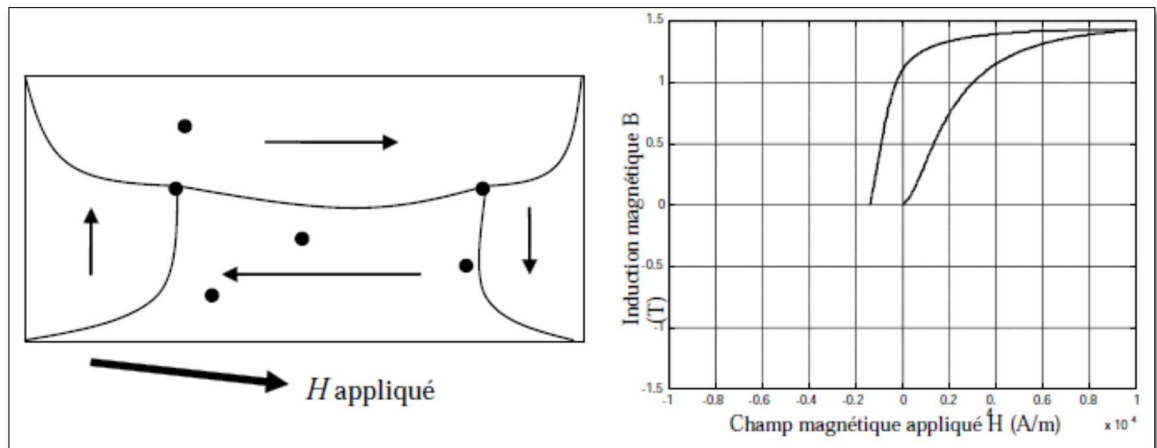


Figure 1.16 : Passage à travers le champ coercitif H_c .

Les parois de domaines poursuivent leur déplacement jusqu'à s'effacer complètement, laissant place à des domaines orientés dans le sens opposé à celui de la saturation précédemment atteinte.

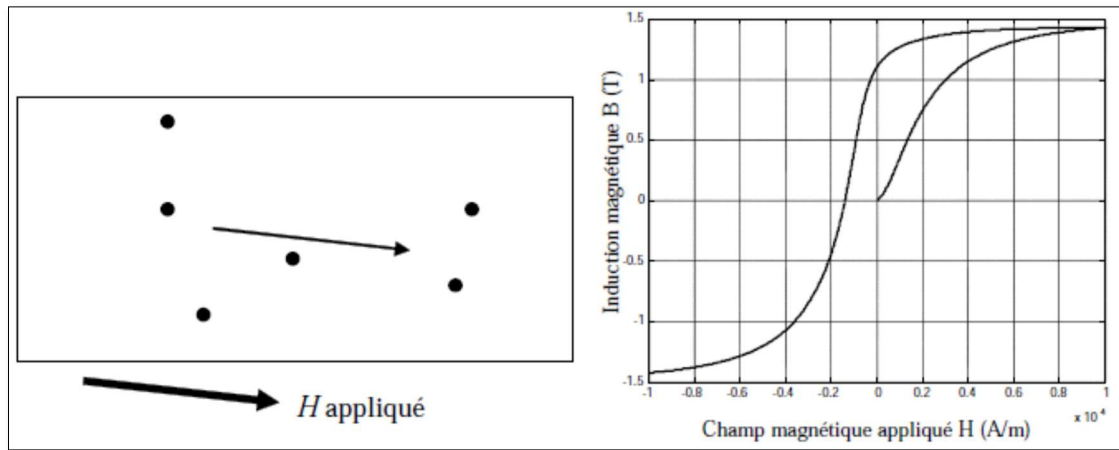


Figure 1.17 : Extinction progressive des parois de domaines avant la saturation basse

1.3.3. Branche ascendante du cycle principal d'hystérésis

La rotation des moments magnétiques constitue encore une fois l'étape finale. Lors de cette phase, l'échantillon se trouve initialement en saturation basse. Le cycle d'hystérésis démarre à partir de cet état, avec une augmentation progressive de l'excitation. Cette montée permet de boucler de manière significative le cycle. [8]

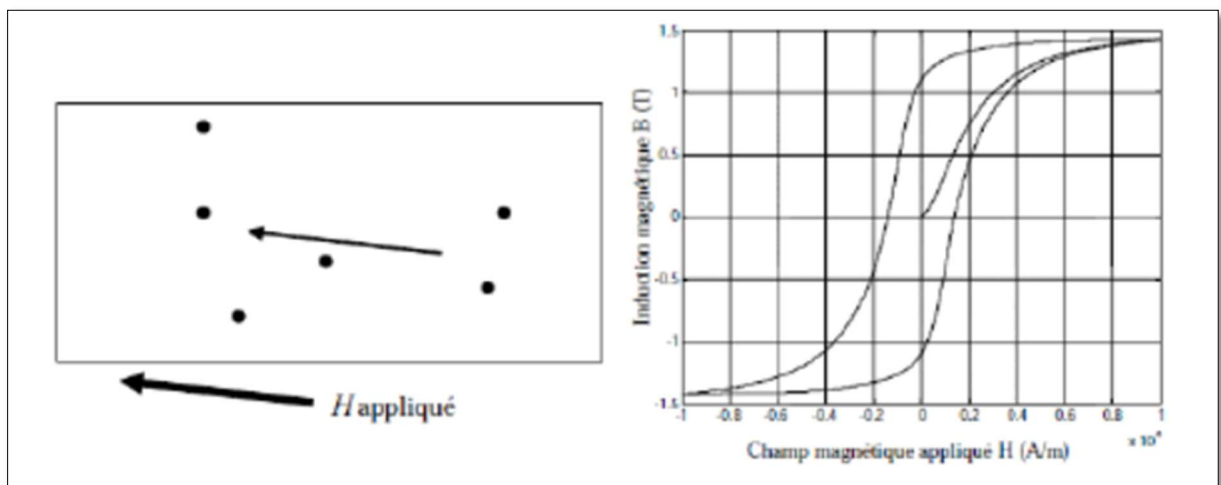


Figure 1.18 : Fermeture du cycle.

1.4. Classification des matériaux ferromagnétiques :

Les matériaux ferromagnétiques se divisent principalement en deux groupes : les matériaux à faible coercivité, appelés matériaux doux, et ceux à forte coercivité, désignés comme matériaux durs.

1.4.1. Les matériaux doux

Les matériaux doux sont des matériaux ferromagnétiques caractérisés par une faible coercivité, c'est-à-dire qu'ils nécessitent un faible champ magnétique pour être aimantés ou désaimantés. Ils présentent une faible rémanence magnétique, ce qui signifie qu'ils perdent rapidement leur magnétisation une fois que le champ magnétique externe est supprimé. Ces propriétés rendent les matériaux doux idéaux pour des applications où des changements rapides et fréquents du champ magnétique sont nécessaires, comme dans les noyaux de transformateurs, les bobines d'inductance, ou les moteurs électriques. Leur faible hystérésis entraîne également des pertes énergétiques réduites lors des cycles de magnétisation [11].

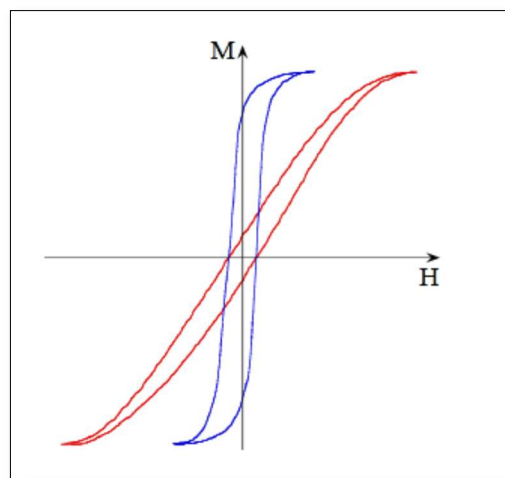


Figure 1.19 : Cycle d'hystérésis magnétique d'un matériau ferromagnétique Doux. [12]

1.4.2 Matériaux durs :

Les matériaux durs sont des matériaux ferromagnétiques caractérisés par une forte coercivité, c'est-à-dire qu'ils nécessitent un champ magnétique élevé pour modifier leur aimantation. Contrairement aux matériaux doux, ils conservent une magnétisation importante même après la suppression du champ extérieur, ce qui signifie qu'ils ont une forte rémanence magnétique.

Ces propriétés font des matériaux durs des candidats idéaux pour les aimants permanents, où il est essentiel que la magnétisation reste stable dans le temps sans perte significative. Ils présentent également une boucle d'hystérésis large, traduisant des pertes énergétiques plus importantes lors des cycles de magnétisation, mais une excellente capacité à maintenir un champ magnétique fixe. [11]

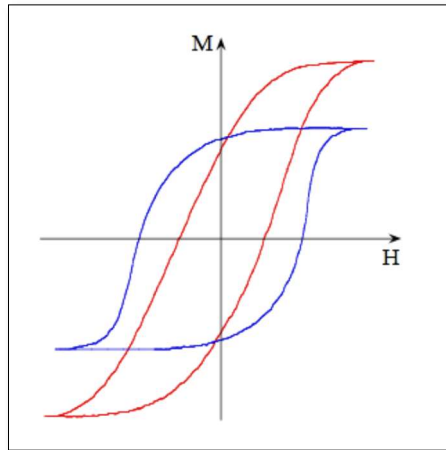


Figure 1.20 : Cycle d'hystérésis magnétique d'un matériau ferromagnétique dur.

1.5. Les pertes liées au comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques :

Lorsque les matériaux ferromagnétiques sont soumis à des cycles de magnétisation alternés, comme c'est le cas dans les transformateurs, moteurs ou machines électriques, une partie de l'énergie est dissipée sous forme de chaleur. Cette dissipation est connue sous le nom de pertes magnétiques, et elle se manifeste principalement sous deux formes :

1.5.1. Pertes par hystérésis

À chaque cycle de magnétisation, l'aimantation du matériau ne suit pas parfaitement l'excitation (champ magnétique), ce qui crée une boucle d'hystérésis. L'aire de cette boucle représente l'énergie perdue à chaque cycle. Cette perte dépend de la nature du matériau (plus elle est coercitive, plus la perte est grande) et de la fréquence du champ appliqué.

Le travail effectué par l'environnement extérieur pour parcourir un cycle au sein du matériau est mesuré par unité de volume (J/m^3) pour un cycle complet :

$$W = \oint H \cdot dB \quad (1.3)$$

L'effet d'aimantation transforme ce travail en chaleur, qui représente les pertes volumiques totales par cycle. Il est également possible de calculer la puissance moyenne totale dissipée (W/m^3). [2]

$$p = f \oint H \cdot dB \quad (1.4)$$

1.5.2. Pertes par courants de Foucault (ou pertes par courant induit)

Lorsque le champ magnétique varie dans le temps, il induit des courants électriques dans le matériau conducteur (le fer, par exemple). Ces courants circulent en boucle et provoquent un échauffement par effet Joule. Ces pertes peuvent être réduites en utilisant des tôles fines isolées entre elles (tôles ferromagnétiques) pour limiter la circulation de ces courants. [2]

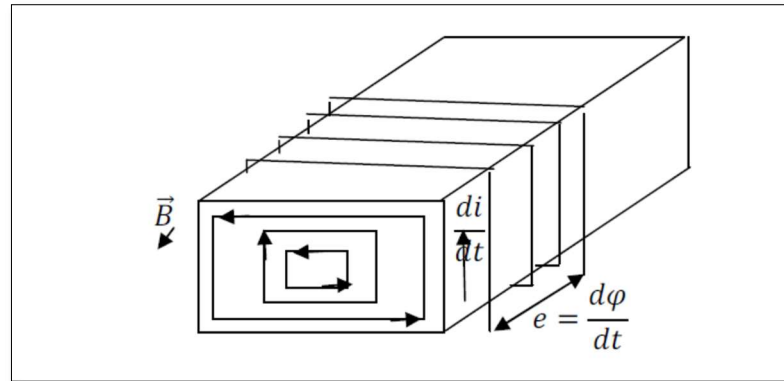


Figure 1.21: Apparition de courants induits dans un matériau magnétique conducteur

1.6. Dispositif expérimental

L'étude des propriétés magnétiques des matériaux nécessite un banc d'essai rigoureux permettant d'accéder aux grandeurs caractéristiques telles que le champ magnétique $H(t)$ et l'induction magnétique $B(t)$. Le montage expérimental mis en place dans notre laboratoire a été conçu pour garantir des mesures fiables et reproductibles. Il comprend les éléments suivants :

- ✓ **Échantillon ferromagnétique :** Un matériau ferromagnétique muni de deux enroulements l'un primaire, l'autre secondaire permettant à la fois l'excitation et la détection du champ magnétique.
- ✓ **Source d'excitation :** Un générateur de signaux délivrant une tension alternative sinusoïdale destinée à alimenter le bobinage primaire.
- ✓ **Chaîne de mesure :**
 - Bobinage primaire :** Permet de déterminer le champ magnétique $H(t)$ à partir du courant $I(t)$ mesuré au travers d'une résistance série R , associée au circuit d'excitation.
 - Bobinage secondaire :** Sert à capter la tension induite $U(t)$, proportionnelle à la dérivée de l'induction $B(t)$; cette tension est ensuite intégrée via un circuit RC pour obtenir $B(t)$.
- ✓ **Appareils de mesure et acquisition :**

- Un oscilloscope numérique à mémoire pour la visualisation et l'enregistrement des signaux électriques.
- Un ordinateur équipé d'un logiciel d'analyse pour le traitement des données expérimentales.

La figure (1.22) illustre le schéma complet du dispositif expérimental et les connexions entre ses différents composants.

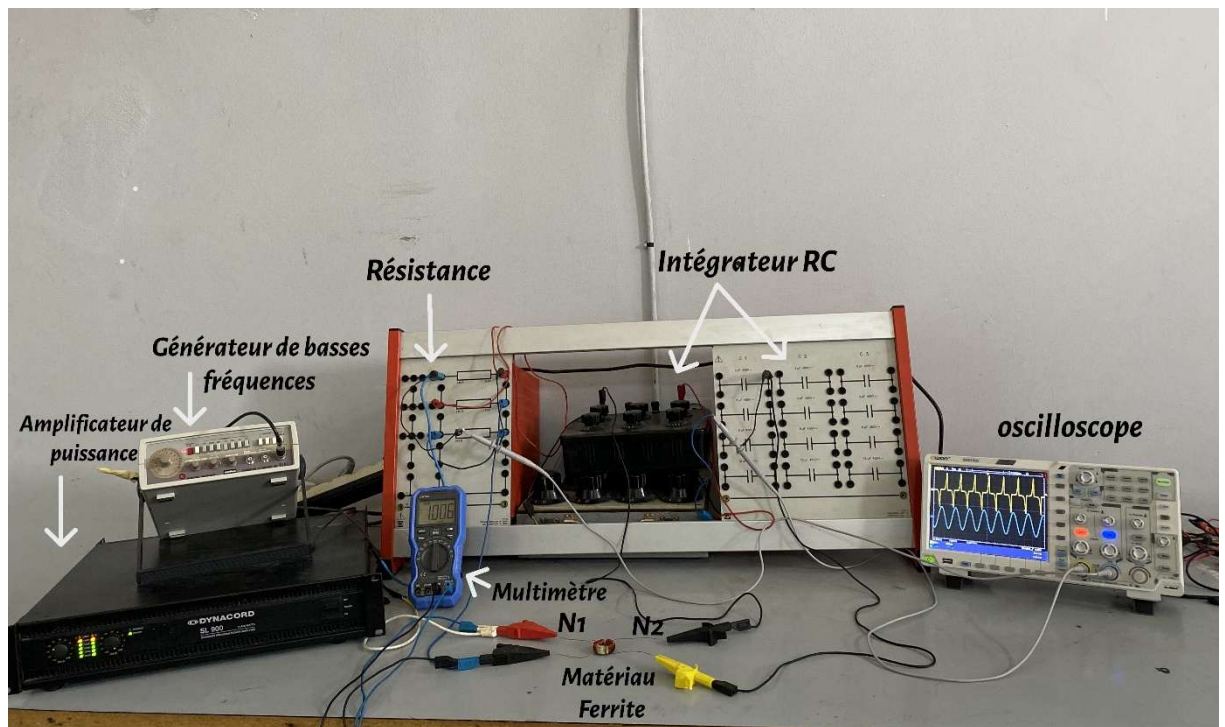


Figure 1.22 : Configuration du dispositif expérimental

1.6.1. Principe de Fonctionnement

Le courant $I(t)$ circulant dans le bobinage primaire génère un champ magnétique $H(t)$, conformément au théorème d'Ampère. En supposant que la ligne de champ suit une trajectoire moyenne de longueur L , l'équation du champ magnétique s'écrit :

$$H(t)L = N_1 i(t) \quad (1.5)$$

N_1 désigne le nombre de spires de la bobine d'excitation. On peut déduire l'expression du champ magnétique (1.6) :

$$H(t) = \frac{N_1}{L} I(t) \quad (1.6)$$

La tension induite $u_2(t)$ dans le bobinage secondaire est mesurée, puis convertie en induction magnétique $B(t)$ à l'aide de la loi de Faraday. Cette dernière s'exprime par l'équation (1.7) :

$$u_2(t) = N \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.7)$$

Où, N_2 est le nombre du secondaire et $\Phi(t)$ représente le flux magnétique. En remplaçant le flux $\Phi(t)$ par l'induction magnétique $B(t)$ et la surface S du tore, on obtient :

$$u_2(t) = N_2 S \frac{dB}{dt} \quad (1.8)$$

L'induction magnétique $B(t)$ peut alors être déterminée par intégration de la tension mesurée selon l'équation (1.9) :

$$B(t) = \frac{1}{N_2 S} \int U(t) dt \quad (1.9)$$

Les signaux $H(t)$ et $B(t)$ sont visualisés en temps réel et enregistrés à l'aide d'un oscilloscope numérique. Les données acquises sont ensuite transférées vers un ordinateur pour une analyse plus approfondie.

1.7. Influence des conditions physiques sur le comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques

Le comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques est fortement influencé par plusieurs facteurs externes et internes. La fréquence du champ magnétique augmente les pertes énergétiques et élargit la boucle d'hystérésis. La température, en particulier à l'approche du point de Curie, réduit la coercivité et l'aimantation résiduelle. Les impuretés introduites dans le matériau freinent le déplacement des domaines magnétiques, modifiant la réponse du matériau. Enfin, la structure cristalline et la microstructure (taille des grains, orientation, défauts) jouent un rôle essentiel dans la forme du cycle d'hystérésis, influençant directement les propriétés magnétiques globales.

Dans ce qui suit, nous présentons une synthèse bibliographique portant des travaux traitant de l'influence des conditions physiques (telles que la fréquence et la température) et des caractéristiques microstructurales (comme la présence d'impuretés ou la structure cristalline) sur le cycle d'hystérésis des matériaux ferromagnétiques. Cette étude vise à mettre en évidence les

principaux facteurs qui modifient le comportement magnétique des matériaux et à comparer les approches adoptées dans la littérature pour analyser ces effets.

SAJID Hussain et ses collaborateurs ont étudié l'effet de la température sur le comportement magnétique des aciers électriques non orientés utilisés dans les machines. Ils ont proposé une version du modèle de Jiles-Atherton (JA) intégrant la dépendance à la température, avec une méthode d'identification simplifiée des paramètres. Le modèle ainsi obtenu permet une modélisation plus précise du cycle d'hystérésis à différentes températures et a été validé par des mesures expérimentales, montrant une bonne concordance avec les données. [13]

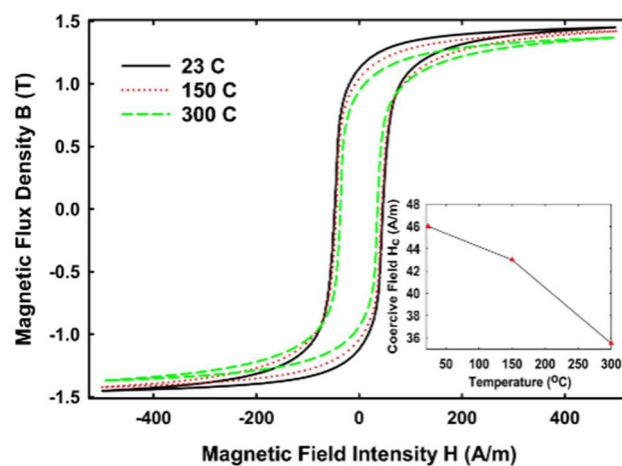


Figure 1.23 : Evolution du cycle d'hystérésis d'un matériau FeSi Non Orienté en fonction de la température. [13]

LADJIMI Abdelaziz et BABOURI Abdesselam ont mis en évidence la nécessité d'un modèle dépendant de la fréquence pour analyser le comportement dynamique de l'hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques. Dans leur étude, ils ont développé un modèle d'hystérésis fondé sur la théorie de Jiles-Atherton, visant à simuler l'effet de la fréquence sur la boucle d'hystérésis magnétique. Pour ce faire, ils ont intégré la dépendance fréquentielle du paramètre k , propre à la théorie de Jiles-Atherton. La validité du modèle proposé a été confirmée par une comparaison avec les résultats du modèle dynamique de Jiles, montrant une bonne concordance entre les deux approches. [14]

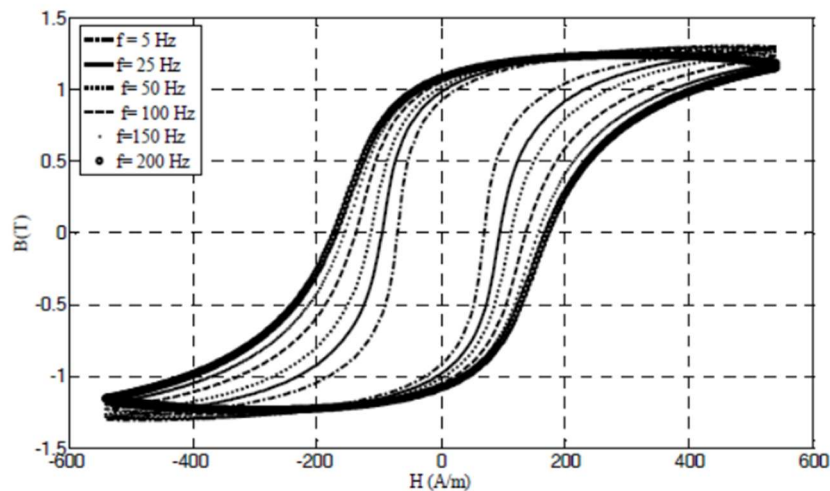


Figure 1.24 : Boucles d’hystérésis simulées pour des fréquences $f = (5 \text{ Hz}, 25 \text{ Hz}, 50 \text{ Hz}, 100 \text{ Hz}, 150 \text{ Hz}, 200 \text{ Hz})$ [14].

1.8. Conclusion :

Ce chapitre a permis de poser les bases nécessaires à la compréhension du comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques. Nous avons tout d’abord présenté les notions fondamentales du magnétisme, en insistant sur l’importance de l’échelle d’étude (atomique, microscopique, macroscopique). Ensuite, nous avons détaillé le processus d’aimantation à travers l’analyse du cycle d’hystérésis, avant de classer les différents types de matériaux ferromagnétiques selon leurs caractéristiques. L’étude a également mis en évidence les pertes énergétiques liées aux phénomènes magnétiques, notamment les pertes par hystérésis et les pertes par courants de Foucault, qui représentent des enjeux importants pour l’efficacité des dispositifs électromagnétiques. Grâce à la présentation de dispositifs expérimentaux de mesure, nous avons vu comment caractériser le comportement des matériaux dans des conditions physiques variables. Enfin, une revue bibliographique a permis de synthétiser les avancées récentes sur l’influence de facteurs comme la fréquence ou la température sur les propriétés magnétiques, ouvrant la voie à une modélisation plus précise des phénomènes dynamiques étudiés dans les chapitres suivants.

Chapire 02 :
Les modèles d'hystérésis
magnétiques

2.1. Introduction :

Dans ce second chapitre, nous présenterons les deux principaux modèles utilisés pour la modélisation du phénomène d'hystérésis magnétique : le modèle de Preisach et celui de Jiles-Atherton, étudiés dans leurs formes statique et dynamique. Le modèle de Jiles-Atherton sera ensuite retenu et exploité dans la suite de notre étude pour analyser le comportement des matériaux magnétiques doux soumis à différentes fréquences.

2.2. Le modèle de Preisach :

Le modèle de Preisach, introduit dans les années 1930 par le physicien allemand du même nom, constitue l'une des approches les plus répandues pour la modélisation de l'hystérésis dans les matériaux magnétiques [15–16]. Fondé sur une interprétation intuitive du processus d'aimantation, ce modèle repose sur la superposition de boucles élémentaires représentant des unités d'hystérésis idéalisées [8].

Dans ce qui suit, nous détaillerons le fonctionnement du modèle de Preisach dans les régimes statiques et dynamique

2.2.1 Le modèle de Preisach en régime statique :**2.2.1.1. Présentation et fondements du modèle**

Le modèle statique de Preisach est une approche phénoménologique utilisée pour modéliser le comportement d'hystérésis dans les matériaux magnétiques. Il repose sur l'idée que la réponse magnétique globale d'un matériau peut être considérée comme la superposition d'un ensemble d'unités élémentaires appelées hystérons.

Chaque hystéron est un système bistable caractérisé par deux seuils de commutation : un seuil supérieur α et un seuil inférieur β , avec $\alpha \geq \beta$. Lorsqu'un champ magnétique $H(t)$ appliqué au matériau dépasse α , l'hystéron passe dans un état aimanté positif (+1). Inversement, si $H(t)$ descend en dessous de β , l'hystéron passe à l'état négatif (-1). Entre ces deux seuils, l'état reste inchangé, ce qui introduit une mémoire dans le système. Un tel cycle élémentaire est représenté sur la figure (2.1).

La contribution de chaque hystéron est pondérée par une fonction de densité $\rho(\alpha, \beta)$, qui représente la distribution des hystérons dans le matériau. L'aimantation totale $M(t)$ du matériau est alors obtenue par une double intégrale sur le plan de Preisach [17] :

$$M(t) = \iint \rho(\alpha, \beta) \hat{\gamma}_{\alpha\beta}[H(t)] d\alpha d\beta \quad (2.1)$$

Ou :

- $\rho(\alpha, \beta)$ Fonction de densité dans le modèle de Preisach.
- $\hat{\gamma}_{\alpha\beta}[H]$ Représente l'état de l'hystéron correspondant à $\rho(\alpha, \beta)$ au temps t .

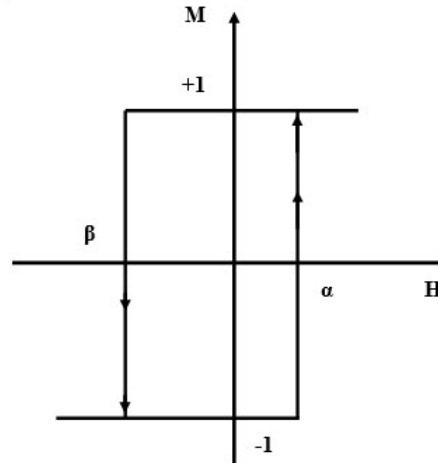


Figure 2.1: Cycle de base d'une entité magnétique [2]

2.2.1.2 Visualisation géométrique des mécanismes du modèle

L'interprétation géométrique du modèle de Preisach repose sur la représentation des hystérons dans un plan bidimensionnel appelé plan de Preisach. Ce plan est défini par deux axes : α (le seuil de montée) et β (le seuil de descente) des hystérons, avec la condition $\alpha \geq \beta$. La zone valide de ce plan est donc le triangle situé au-dessus de la diagonale $\alpha = \beta$, souvent appelée demi-plan supérieur de Preisach.

Chaque point (α, β) dans ce triangle représente un hystéron, c'est-à-dire une unité élémentaire de comportement bistable, qui change d'état selon la valeur du champ magnétique appliqué $H(t)$. Concrètement :

- Si $H(t)$ dépasse α , l'hystéron passe à l'état $+1$ (état aimanté positif).
- Si $H(t)$ descend en dessous de β , l'hystéron passe à l'état -1 (état aimanté négatif).
- Entre ces deux seuils, l'état reste inchangé, ce qui permet de modéliser la mémoire du système.

À un instant donné, l'état magnétique global du matériau est donc déterminé par l'ensemble des hystérons qui sont activés ($+1$) ou désactivés (-1). Cette information peut être représentée graphiquement dans le plan de Preisach par une surface de séparation, qui délimite les régions où les hystérons sont dans un état ou un autre. Cette surface évolue au cours du temps en

fonction de l'historique du champ magnétique.

Une caractéristique essentielle de ce modèle est qu'il prend en compte l'effet de l'histoire du champ appliqué, et non uniquement sa valeur instantanée. Ainsi, deux trajectoires différentes du champ $H(t)$, même si elles aboutissent à la même valeur finale, peuvent conduire à des états d'aimantation distincts. C'est ce qu'on appelle l'effet mémoire ou effet d'hystérésis proprement dit.

En pratique, on peut assimiler ce fonctionnement à une sorte de "mémoire magnétique distribuée" dans le plan de Preisach. À chaque changement de direction du champ (point de retournement), la surface de commutation dans le plan est modifiée, ce qui reflète la dynamique des hystérons et permet de tracer des boucles principales ou mineures dans le graphe de l'aimantation M en fonction de H . figure (2.2) [17].

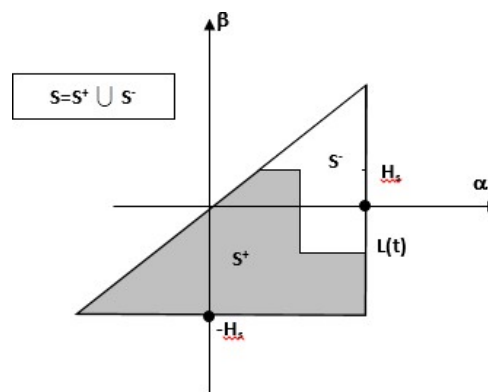


Figure 2.2: Représentation du plan de Preisach

2.2.1.3 Interprétation équivalente :

Le modèle statique de Preisach peut être interprété et analysé sous différentes formes équivalentes, qui facilitent sa compréhension physique, sa modélisation mathématique et son implémentation numérique.

a) Variables alternatives H_c et H_i :

Plutôt que d'utiliser directement les variables α et β , il est courant de reformuler la densité de Preisach en fonction de deux variables alternatives, à savoir le champ coercitif H_c et le champ d'interaction H_i , sont déterminées par le système (2.2) et illustrées sur la figure (2.3) :

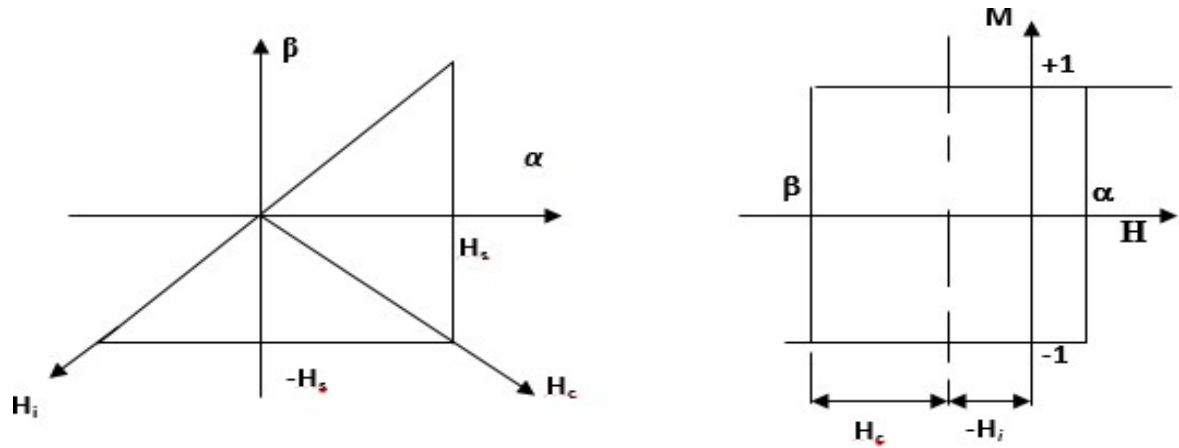


Figure 2.3 : Description du cycle fondamental et du plan de Preisach en fonction des H_c et H_i [2]

$$H_c = \frac{\alpha - \beta}{2} \quad (2.2)$$

$$H_i = -\frac{\alpha + \beta}{2}$$

Cette transformation linéaire permet de décomposer chaque hystéron en une particule magnétique mono-domaine idéale, caractérisée par un champ coercitif H_c , qui mesure la résistance au changement d'état, et un champ d'interaction H_i , représentant les effets d'interactions internes et la dissymétrie du cycle d'hystérésis élémentaire.

La variable H_i agit comme un champ local effectif qui s'oppose ou s'aligne avec la dissymétrie intrinsèque de chaque hystéron, influençant ainsi la forme et la position du cycle rectangulaire élémentaire associé.

La distribution de la densité $\rho(H_c, H_i)$ dans ce nouveau repère est une représentation plus intuitive de la diversité des particules magnétiques dans le matériau, mettant en lumière la contribution combinée du coercitif et des interactions internes.

b) Interprétation physique et graphique

Sur le plan (H_c, H_i) , chaque hystéron est représenté par un point dont les coordonnées correspondent à ses propriétés intrinsèques : la largeur du cycle d'hystérésis (via H_c) et le déplacement horizontal de ce cycle (via H_i). Cette représentation est illustrée dans la figure (2.3),

qui montre le cycle élémentaire fondamental et son positionnement dans le plan de Preisach selon ces variables.

Cette vision met en évidence la nature composite du comportement magnétique : l'aimantation globale résulte de la somme pondérée des réponses individuelles des hystérons, chaque réponse étant modulée par son champ coercitif et son champ d'interaction.

2.2.1.4 Bases théoriques du modèle :

Pour comprendre le fonctionnement interne du modèle de Preisach, il est essentiel d'analyser les fondements théoriques et la structure géométrique dans le plan des variables (α, β) , aussi appelé plan de Preisach.

a) État initial : matériau désaimanté

Considérons un matériau ferromagnétique initialement dans un état désaimanté à l'instant $t=0$, caractérisé par un champ nul $H=0$ et une aimantation nulle $M=0$. Dans le cadre du modèle, cela signifie que les contributions opposées des particules magnétiques modélisées par des opérateurs d'hystérésis élémentaires $\gamma_{\alpha\beta}$ s'équilibrent parfaitement. Mathématiquement, cet équilibre est exprimé par l'équation suivante :

$$M(t) = 0 \Leftrightarrow \iint_{S^+(t)} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta = \iint_{S^-(t)} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (2.3)$$

Cette condition reflète une symétrie parfaite de la densité $\rho(\alpha, \beta)$ par rapport à la droite $\alpha = -\beta$, désignée comme la ligne d'équilibre $L(0)$ dans le plan de Preisach. À cet instant, les domaines $S^+(t)$ (état haut) et $S^-(t)$ (état bas) sont parfaitement superposés figure (2.4)

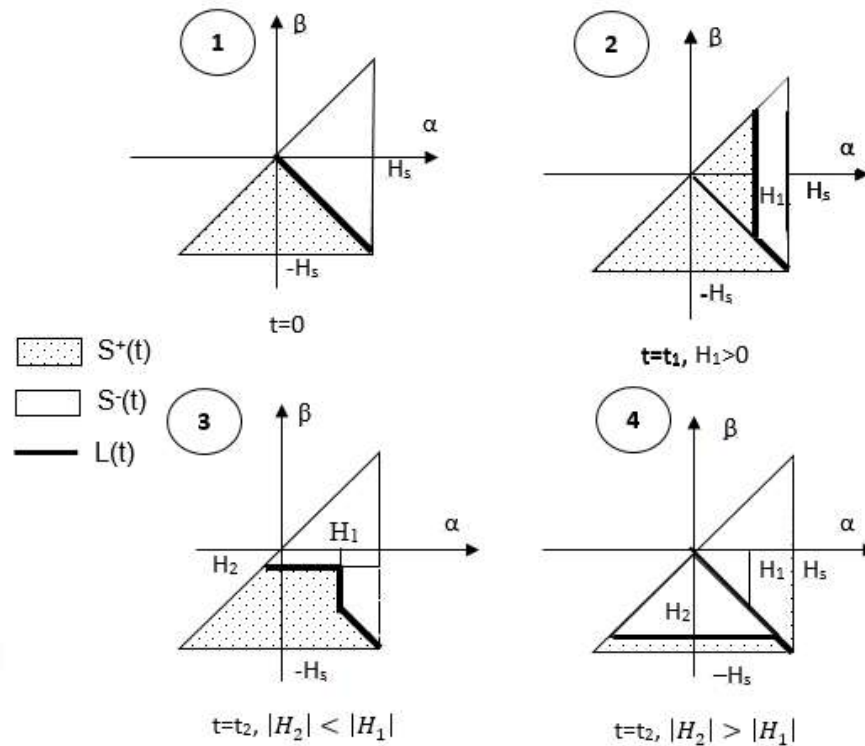


Figure 2.4 : Déplacement de la frontière active $L(t)$ dans le domaine de Preisach

b) Réaction à un champ croissant : apparition de la mémoire

Si, à l'instant t_1 , un champ positif $H_1 > 0$ est appliqué (sans atteindre la saturation), les hystérons vérifiant $\alpha \leq H_1$ basculent dans l'état supérieur (+1). Les hystérons au-dessus de ce seuil restent dans leur état initial. Graphiquement, cela modifie la frontière $L(t)$, qui se déforme et forme un sommet à la coordonnée $\alpha = H_1$. Cette rupture introduit la notion de mémoire magnétique : la forme de $L(t)$ contient des informations sur l'évolution du champ externe.

c) Réaction à un champ décroissant : création de sommets

À un instant ultérieur $t_2 > t_1$, si le champ décroît à une valeur $H_2 < H_1$, on distingue deux scénarios selon l'amplitude de H_2 :

- Si $|H_2| < |H_1|$, alors seuls les hystérons dont $\beta \geq H_2$ basculent vers l'état inférieur (-1). Cela introduit un deuxième sommet dans la frontière $L(t)$, correspondant à H_2 , tandis que H_1 est conservé. L'historique magnétique est donc codé par les sommets successifs $(H_1, M(H_1))$, $(H_2, M(H_2))$, etc.
- Si $|H_2| > |H_1|$, le sommet initial H_1 est effacé de la frontière : le matériau oublie ce champ précédent. C'est le principe d'effacement de l'histoire, propre au modèle.

d) Représentation géométrique de l'histoire

La frontière $L(t)$ évolue sous forme de ligne polygonale, composée :

- Segments verticaux représentant une augmentation du champ (croissance de H),
- Segments horizontaux pour une diminution du champ (baisse de H).

Chacun de ses sommets encode un point de retournement du champ magnétique. Cette structure suffit à elle seule à déterminer entièrement l'aimantation $M(t)$, à condition que l'état initial (saturé ou désaimanté) soit connu.

e) Cycles d'hystérésis dans le plan de Preisach

Les différentes figures associées permettent d'illustrer l'évolution de la frontière $L(t)$ pour une séquence de champs croissants et décroissants, et la correspondance entre cette évolution géométrique et le cycle d'aimantation $M(H)$ dans le plan classique.

En particulier, la figure (2.5) présente l'effet de l'application successive de champs d'amplitudes décroissantes, depuis un état de saturation négative. On y observe comment le cycle d'hystérésis se construit progressivement par ajout et retrait de sommets dans $L(t)$, traduisant la dépendance de $M(t)$ à l'historique du champ appliqué.

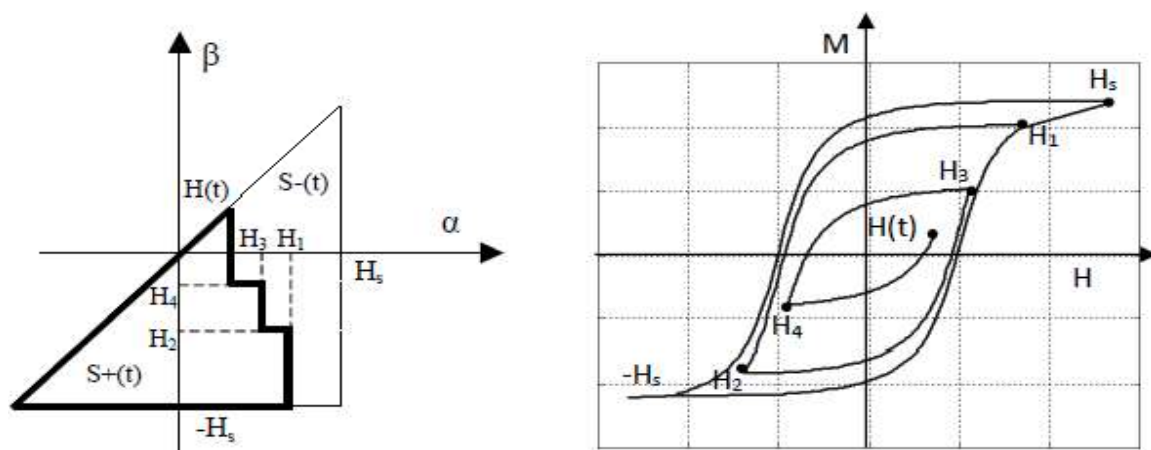


Figure 2.5 : Courbes de l'aimantation M dans les plans Preisach et champ-orientation-magnétisation aux points $(0, H_s, -H_s, H_1, H_2, H_3, H_4, H(t))$ [2]

2.2.1.5. Approche analytique de la fonction de distribution $\rho(\alpha, \beta)$:

Le formalisme du modèle de Preisach repose sur la détermination de la fonction de distribution $\rho(\alpha, \beta)$, qui exprime la densité spatiale des hystérons (ces unités élémentaires d'hystérésis) dans

le demi-plan $\alpha \geq \beta$. Cette fonction encapsule les caractéristiques internes du matériau étudié et constitue la clé pour modéliser précisément les effets de non-linéarité et de mémoire observés dans les cycles magnétiques.

En pratique, la détermination explicite de $\rho(\alpha, \beta)$ s'avère très complexe, car elle nécessiterait une connaissance détaillée des mécanismes microscopiques et des interactions internes au sein du matériau. Dès lors, l'approche courante consiste à substituer cette fonction par des modèles analytiques approchés, permettant une représentation suffisamment fidèle pour des applications pratiques et des simulations numériques.

Plusieurs formes fonctionnelles issues des statistiques sont couramment utilisées à cette fin. La loi normale (ou gaussienne), privilégiée pour sa symétrie et sa simplicité, constitue une base fréquente. D'autres distributions, telles que la loi de Lorentz et sa version modifiée, sont retenues pour leur aptitude à décrire des hystérésis avec des extrémités plus étendues. La distribution de Cauchy, robuste face aux outliers, et la loi de Student, intermédiaire entre gaussienne et Cauchy, sont également mobilisées selon les caractéristiques observées du matériau [18-22].

Le choix de la distribution est généralement guidé par l'analyse du cycle principal d'hystérésis, obtenue expérimentalement ou par calcul, et s'appuie sur des critères empiriques ou statistiques visant à optimiser la fidélité de la modélisation. Ces approximations permettent d'élaborer une structure mathématique souple, susceptible de s'adapter à divers types de matériaux, tout en facilitant l'identification des paramètres nécessaires à l'exploitation du modèle de Preisach..

2.2.1.6 Approche numérique de la fonction de distribution $\rho(\alpha, \beta)$:

Parmi les techniques employées pour estimer la fonction de distribution dans le cadre du modèle de Preisach, deux méthodes se sont révélées particulièrement pertinentes. Toutes deux reposent sur des données expérimentales acquises à partir d'un échantillon ferromagnétique soumis à des variations de champ magnétique.

La première, développée par Mayergoyz [23], adopte une approche rigoureuse sans recourir à des hypothèses préalables sur la forme de la distribution. Elle vise une restitution fidèle de la densité des hystérons à partir d'un traitement différentiel des données.

La seconde, introduite par Biocchi et Pescetti [24-25], propose une simplification structurelle en supposant que la fonction $\rho(\alpha, \beta)$ peut être décomposée en deux fonctions indépendantes : l'une dépendant uniquement de α , l'autre de β . Cette hypothèse de séparabilité en facilite l'application, mais la restreint aux cycles d'hystérésis réguliers et symétriques.

2.2.2. Formulation du modèle dynamique de Preisach :

Le modèle dynamique de Preisach a été proposé par Giorgio Bertotti en 1992 dans le but d'améliorer la description des phénomènes d'hystérésis en intégrant les effets dynamiques liés à la fréquence. Contrairement à la version statique initiale, ce modèle prend explicitement en compte le mouvement des parois de Bloch à l'intérieur des matériaux ferromagnétiques, ce qui en fait une référence incontournable pour la modélisation de l'hystérésis dépendante du temps [26].

L'innovation essentielle introduite par Bertotti réside dans l'adaptation de l'opérateur de mémoire $\gamma(\alpha, \beta)$, qui dans le modèle statique prend simplement les valeurs ± 1 , en un opérateur dynamique $\gamma(\alpha, \beta, t)$, sensible à l'évolution temporelle du champ magnétique $H(t)$.

$$M(t) = M_s \iint \rho(\alpha, \beta) \hat{\gamma}_{\alpha\beta}[H(t)] d\alpha d\beta \quad (2.4)$$

où :

M_s : aimantation à saturation,

$\rho(\alpha, \beta)$: fonction de densité de Preisach (issue du modèle statique),

$\gamma(\alpha, \beta, t)$: opérateur dynamique à valeurs continues, décrivant l'évolution des hystérons dans le temps,

α, β : seuils de commutation des particules magnétiques,

H_{\max} : valeur maximale du champ appliqué.

Afin de modéliser le retard de basculement des hystérons, Bertotti introduit une équation différentielle sur l'évolution de l'opérateur γ , en fonction du champ $H(t)$:

$$\frac{\partial \gamma(\alpha, \beta, t)}{\partial t} \begin{cases} k(H(t) - \alpha) & \text{pour } H(t) > \alpha \\ k(H(t) - \beta) & \text{pour } H(t) < \beta \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (2.5)$$

Avec :

K : coefficient d'amortissement lié à la mobilité des parois de Bloch et influencé par la fréquence du champ,

Cette équation traduit le glissement progressif entre les états haut (+1) et bas (-1) des hystérons.

2.3. Modèle de Jiles-Atherton :

Le modèle de Jiles-Atherton, développé en 1984 par D.C. Jiles et D.L. Atherton, est un modèle mathématique basé sur une description physique du phénomène d'hystérésis magnétique.

Contrairement au modèle de Preisach, qui repose sur une approche phénoménologique, le modèle de Jiles-Atherton s'appuie sur une formulation énergétique du comportement des matériaux ferromagnétiques.

Il permet de reproduire à la fois les boucles d'hystérésis majeures et les boucles mineures, en tenant compte des effets irréversibles et réversibles de l'aimantation [27-31]. Le modèle de Jiles-Atherton permet de décrire le comportement magnétique des matériaux aussi bien en régime statique qu'en régime dynamique

2.3.1 Description du modèle statique de Jiles-Atherton :

Le modèle statique de Jiles-Atherton, élaboré dans les années 1980, vise à décrire le comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques soumis à un champ magnétique variable, en intégrant les effets d'hystérésis observés lors des cycles d'aimantation.

Ce modèle s'appuie sur une distinction claire entre deux composantes de l'aimantation :

- **L'aimantation anhystérétique**, qui correspond à un état idéal, réversible et thermodynamiquement équilibré, sans pertes hystérétiques.

$$M_{an} = M_{sat} \left(\coth \left(\frac{H_e}{a} \right) - \left(\frac{a}{H_e} \right) \right) \quad (2.6)$$

Avec :

$$H_e = H + \alpha M \quad (2.7)$$

H_e : Champ effectif ressenti par les domaines (prise en compte des interactions internes),

a : Paramètre associé à la largeur de la distribution d'énergie,

M_s : Aimantation à saturation.

- **L'aimantation irréversible**, résultant des phénomènes non réversibles liés aux mouvements des parois de domaines magnétiques, freinés par des imperfections et des obstacles internes au matériau. Figure (2.6)

L'aimantation globale $M(H)$ s'exprime donc comme la somme de ces deux contributions, à savoir :

$$M = M_{irr} + M_{rev} \quad (2.8)$$

Où : M_{irr} représente la partie irréversible et M_{rev} la partie réversible.

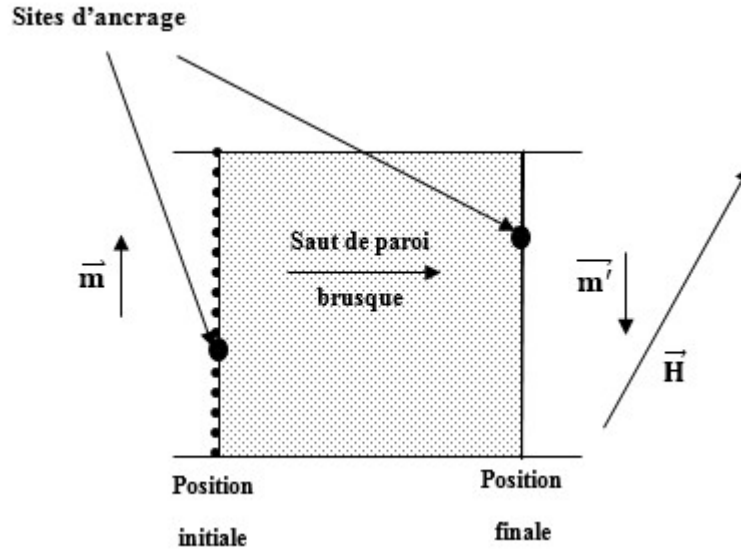


Figure 2.6: Transition rapide des parois magnétiques due à un champ externe

La composante irréversible de l'aimantation provient des mouvements saccadés des parois de domaines magnétiques lorsqu'elles sont confrontées à des sites d'ancrage internes au matériau. Ce phénomène, modélisé dans le cadre du modèle de Jiles-Atherton, engendre une dissipation d'énergie et reflète le comportement hystérétique du matériau. La variation de cette aimantation est exprimée par une relation différentielle dépendant de l'aimantation anhystérétique, d'une constante liée à l'énergie d'ancrage, et d'un facteur de sens selon la direction du champ magnétique. On aboutit à une expression de la susceptibilité différentielle irréversible donnée par [30] :

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \left(\frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta} \right) \quad (2.9)$$

où :

k : est une constante liée à l'énergie moyenne d'interaction entre les parois et les sites d'ancrage,

δ : est un facteur de sens, valant +1 lorsque $dH/dt > 0$, et -1 dans le cas contraire.

- **Composante réversible du processus d'aimantation :**

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, les parois de domaines magnétiques ne se déplacent pas uniquement de façon irréversible en franchissant des obstacles : elles peuvent également subir de légères déformations locales sans changer de position de manière permanente. Ce phénomène se produit au niveau des sites d'ancrage, où la paroi oscille sous l'effet du champ sans franchir les barrières énergétiques (figure 2.7). Cette déformation élastique des parois constitue ce que l'on appelle le processus d'aimantation réversible. Il s'agit d'une réponse immédiate et non dissipative du matériau au champ magnétique, sans changement d'état irréversible des domaines [30].

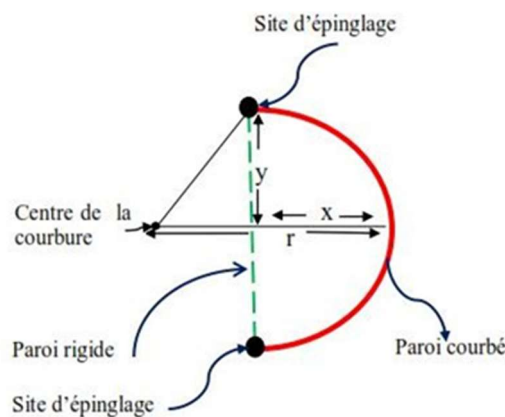


Figure 2.7 : Comportement réversible des interfaces magnétiques sous champ extérieur [32].

Sur la base d'une analyse énergétique des petites déformations des parois, Jiles et Atherton ont établi que cette contribution réversible est proportionnelle à l'écart entre l'aimantation anhystérétique théorique M_{an} et l'aimantation irréversible réelle M_{irr} :

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (2.10)$$

Avec :

$c \in [0, 1]$: coefficient de réversibilité, caractérisant la capacité du matériau à répondre de façon réversible aux variations de champ,

2.3.2. Formulation statique du modèle de Jiles-Atherton:

En intégrant la contribution réversible exprimée précédemment dans la relation de l'aimantation totale, on peut réécrire l'expression de l'aimantation M comme suit :

$$M = M_{irr} + c(M_{an} - M_{irr}) \quad (2.11)$$

Pour analyser la variation de M en fonction du champ magnétique H , il faut dériver cette équation. Cela implique de considérer les expressions suivantes :

$$\frac{dM_{an}}{dH} = \frac{dM_{an}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \quad (2.12)$$

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \quad (2.13)$$

En injectant ces équations dans la dérivée de (2.11), on parvient à l'équation différentielle qui gouverne le comportement du matériau selon le modèle de Jiles-Atherton :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c)\frac{dM_{irr}}{dH_e} + c\frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 - \alpha c \frac{dM_{an}}{dH_e} - \alpha(1-c)\frac{dM_{irr}}{dH_e}} \quad (2.14)$$

La dérivée de l'aimantation anhystérétique par rapport au champ effectif H_e est donnée par :

$$\frac{dM_{an}}{dH_e} = \frac{M_{sat}}{a} \left[1 - coth^2 \left(\frac{H_e}{a} \right) - \left(\frac{a}{H_e} \right)^2 \right] \quad (2.15)$$

Le modèle dépend de cinq paramètres principaux, qu'il est nécessaire d'ajuster à partir de mesures expérimentales. Le tableau ci-dessous résume leur signification physique :

Tableau 2.1 : Signification physique des paramètres du modèle statique de J-A [2].

Paramètre	Signification physique
c	Le facteur de réversibilité caractérisant la composante réversible de l'aimantation
a	Paramètre caractérisant la variation de M_{an} en fonction de H_e
k	Coefficient d'épinglage représentant la densité des sites d'épinglage et caractérisant la largeur du cycle
α	Le facteur de correction de Weiss représentant le couplage entre moments magnétiques
M_{sat}	L'aimantation spontanée à saturation du matériau

2.3.3. Résolution numérique du modèle :

Lors de la simulation numérique du modèle de Jiles-Atherton, il est essentiel de vérifier la cohérence physique des résultats, notamment en s'assurant que la dérivée de l'aimantation irréversible par rapport au champ effectif reste positive. Le non-respect de cette condition peut conduire à des résultats non physiques, comme des susceptibilités négatives. Ces instabilités

surviennent souvent en cas de mauvais réglage des paramètres ou d'un pas d'intégration inadapté [30]. L'algorithme de résolution, représenté par l'organigramme ci-dessus figure (2.8), détaille les étapes à suivre pour garantir la stabilité et la validité du modèle.

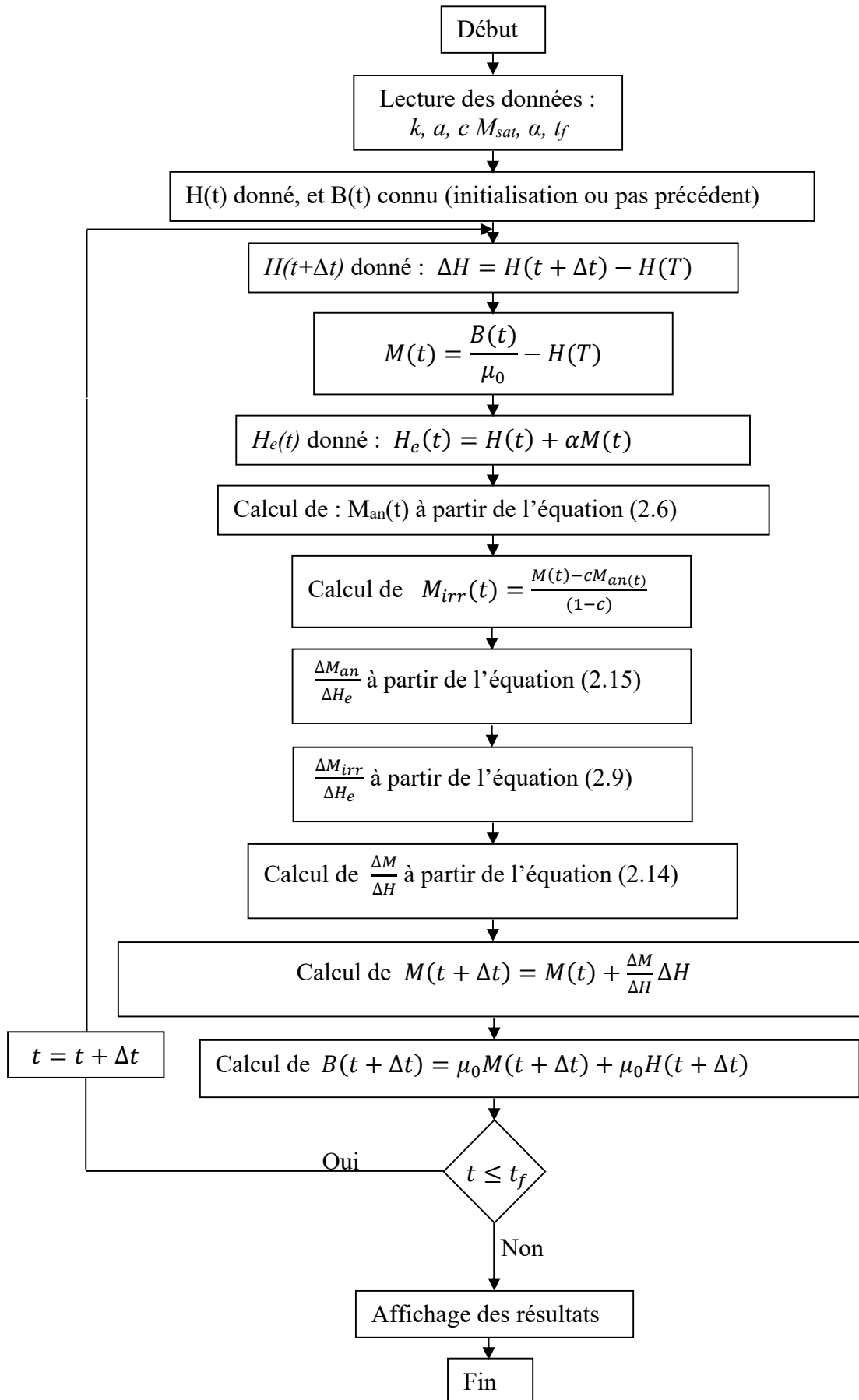


Figure 2.8 : organigramme de calcul du modèle de J-A [30].

2.3.4. Étude de l'influence des paramètres du modèle J-A sur les cycles d'hystérésis

Pour mieux comprendre l'influence de chaque paramètre du modèle de Jiles-Atherton sur la courbe d'hystérésis, nous effectuons plusieurs simulations en faisant varier un seul paramètre à la fois, tandis que les autres restent inchangés. Cette approche permet d'analyser distinctement le rôle de chaque variable sur la forme du cycle magnétique.

Influence du paramètre M_s : Une réduction du paramètre M_s entraîne une baisse de l'aimantation maximale que le matériau peut atteindre. Cela se traduit par une diminution de l'aimantation à saturation M_s ainsi que de l'aimantation rémanente M_r . En d'autres termes, lorsque M_s diminue, le matériau présente une capacité réduite à atteindre un état magnétique saturé, ce qui se reflète par un cycle d'hystérésis plus étroit et moins prononcé, comme illustré à la figure (2.9).

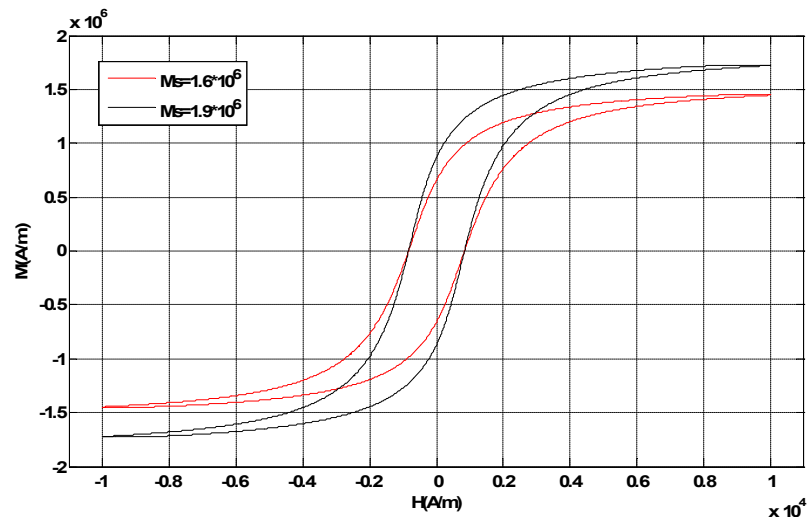


Figure 2.9 : Etude de l'influence de M_s sur le comportement hystérétique.

Impact du paramètre k : Une réduction de la valeur du paramètre k , associé à la densité des sites d'épingleage, conduit à un resserrement du cycle d'hystérésis. Plus précisément, cela se traduit par une baisse du champ coercitif H_c ainsi que de l'aimantation rémanente M_r , tandis qu'on peut observer une légère augmentation de l'aimantation à saturation M_s . Ce comportement indique que le matériau oppose moins de résistance aux changements d'aimantation, comme on peut le constater sur la figure (2.10).

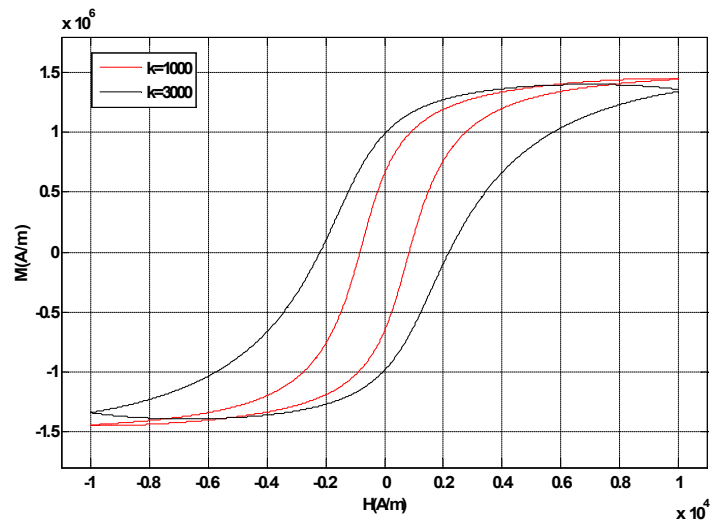


Figure 2.10 : Etude de l'influence de k sur le comportement hystérétique.

Influence du paramètre a : Lorsque la valeur du paramètre a, lié à la forme de l'aimantation anhystérétique, augmente, on observe une réduction notable de l'aimantation maximale M_s ainsi que de l'aimantation rémanente M_r . Parallèlement, le champ coercitif H_c montre une légère hausse. Ces variations ont pour effet de transformer significativement le profil du cycle d'hystérésis, comme illustré à la figure (2.11).

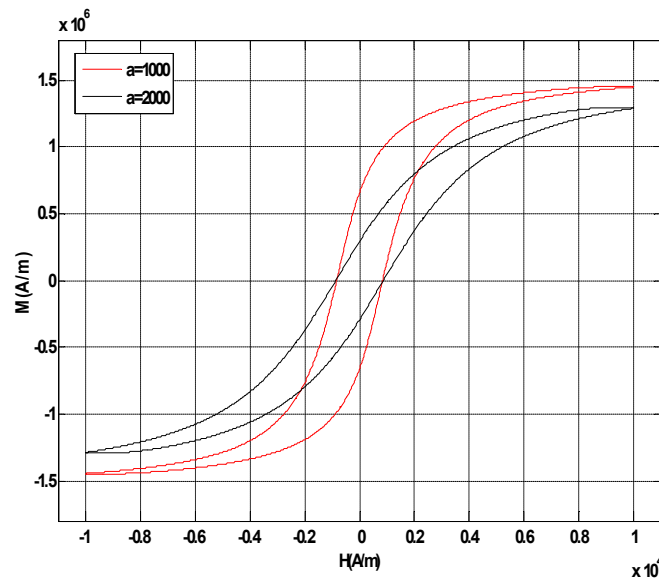


Figure 2.11 : Etude de l'influence de a sur le comportement hystérétique.

Impact du paramètre c : Lorsque la valeur du paramètre c, qui représente la part réversible de l'aimantation, est augmentée, on constate une hausse modérée de l'aimantation maximale M_s , accompagnée d'une réduction de l'aimantation rémanente M_r ainsi que du champ coercitif H_c .

Ces effets traduisent une prédominance accrue des processus réversibles sur les contributions irréversibles dans le comportement magnétique global, comme le montre la figure (2.12).

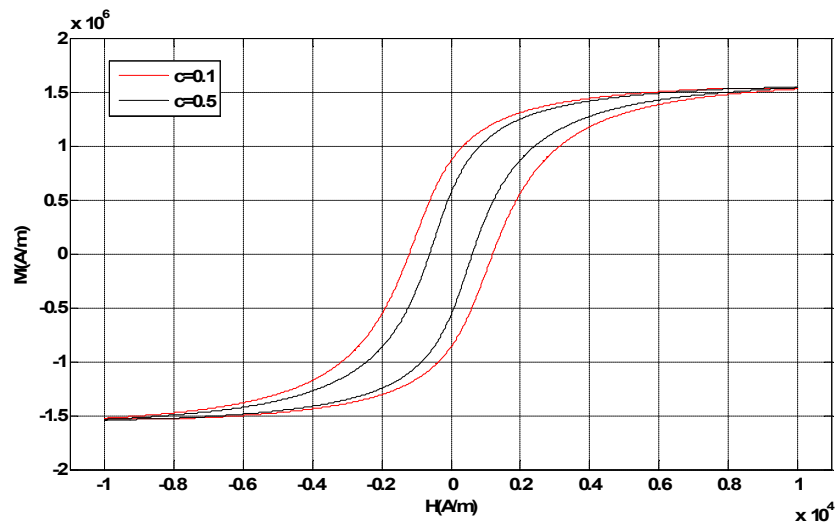


Figure 2.12 : Etude de l'influence de c sur le comportement hystérétique.

Influence du paramètre α : Une légère augmentation du coefficient α représentant l'interaction entre les moments magnétiques (effet de Weiss), se traduit par une élévation modeste de l'aimantation maximale M_s et de l'aimantation rémanente M_r . Ce changement conduit à un élargissement du cycle d'hystérésis, indiquant une tendance accrue du matériau à atteindre la saturation magnétique, comme illustré dans la figure (2.13).

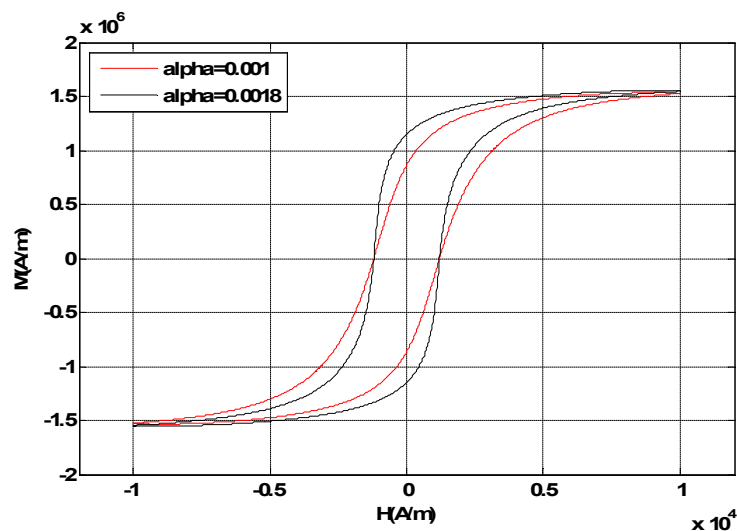


Figure 2.13 : Etude de l'influence de α sur le comportement hystérétique.

2.4. Le modèle dynamique de Jiles-Atherton

Afin de prendre en compte les effets liés à la variation temporelle du champ magnétique, Jiles a proposé une version dynamique de son modèle d'hystérésis initialement statique [32]. Cette extension repose sur une réécriture de l'équation énergétique, intégrant des pertes supplémentaires qui apparaissent en régime dynamique, notamment à des fréquences élevées.

Le champ magnétique H reste la variable d'entrée du modèle, mais à la différence de la version statique, la dynamique du système impose de considérer des pertes énergétiques supplémentaires :

- Les pertes par hystérésis,
- Les pertes par courants de Foucault,
- Les pertes dites supplémentaires.

Les courants de Foucault, induits dans le matériau par les variations temporelles de l'aimantation, peuvent être évalués à partir des équations de Maxwell. En négligeant l'effet de peau, la densité de puissance dissipée par ces courants est proportionnelle au carré de la dérivée temporelle de l'aimantation [32] :

$$\frac{dW_{CI}}{dt} = \frac{(d\mu_0)^2}{2\rho\beta} \left(\frac{dM}{dt}\right)^2 \quad (2.16)$$

Où :

ρ : est la résistivité du matériau,

d : La dimension caractéristique (épaisseur de tôle, diamètre, etc.),

β : un facteur géométrique dépendant de la forme de l'échantillon.

Sous excitation sinusoïdale, ces pertes peuvent également être exprimées en fonction de la fréquence f et de l'aimantation maximale M_{\max} :

$$\frac{dW_{CI}}{dt} = \frac{\pi^2 B_{\max}^2 d^2 f^2}{\rho\beta} \quad (2.17)$$

Avec :

G : Constante expérimentale,

ω : Largeur de la lame magnétique,

H_0 : Champ interne associé aux domaines magnétiques.

L'équation fondamentale du modèle dynamique résulte de la combinaison de ces différentes sources de pertes avec les équations du modèle statique. On obtient une équation différentielle

non linéaire de l'aimantation M , qui dépend à la fois du champ appliqué et de ses dérivées temporelles :

$$\left(\frac{dM}{dH}\right) \left[k\delta - \alpha \left(M_{an} - M + k\delta c \frac{dM_{an}}{dH_e} \right) \right] - \left(M_{an} - M + k\delta c \frac{dM_{an}}{dH_e} \right) + D_1 \left(\frac{dH}{dt} \right) \left(\frac{dM}{dH} \right)^2 + D_2 \left(\frac{dH}{dt} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{dM}{dH} \right)^{\frac{3}{2}} = 0 \quad (2.18)$$

D_1 et D_2 sont les nouveaux coefficients dynamiques représentant respectivement les pertes par courants de Foucault et les pertes supplémentaires :

$$D_1 = \left(\frac{\mu_0 d^2}{2\rho\beta} \right) \quad (2.19)$$

$$D_2 = \left(\frac{\mu_0 G d \omega H_0}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.20)$$

Les paramètres statiques peuvent être conservés tels quels ou légèrement ajustés, tandis que les coefficients dynamiques sont déterminés à partir de propriétés physiques et géométriques du matériau.

2.5. Identification des paramètres du modèle

Dans ce travail, nous présentons deux méthodes d'identification des paramètres du modèle de Jiles-Atherton : la méthode itérative et l'algorithme des essaims particulaires (PSO), avec une mise en œuvre approfondie basée principalement sur la méthode PSO.

2.5.1. Identification des paramètres du modèle de J-A par la méthode itérative

La reproduction fidèle du cycle d'hystérésis repose sur une connaissance rigoureuse des paramètres caractéristiques du matériau. Il est donc indispensable de les identifier à partir de données expérimentales. À cet effet, Jiles a proposé une méthode spécifique d'identification dans ses travaux. [31]. En analysant les équations (2.6), (2.9) et (2.11) aux abords de points spécifiques du cycle d'hystérésis, tels que l'induction rémanente et le champ coercitif, il est possible de dégager des relations implicites permettant d'estimer quatre des paramètres principaux du modèle. Ces relations offrent une première approximation des constantes à partir de données expérimentales extraites du cycle mesuré. Les expressions obtenues mettent en lien les caractéristiques du matériau avec les paramètres du modèle de Jiles-Atherton, facilitant ainsi leur identification initiale. [31] :

$$c = \frac{3\alpha\chi'_{ini}}{M_{sat}} \quad (2.21)$$

$$a = \frac{M_{sat}}{3} \left(\frac{1}{\chi'_{an}} + \alpha \right) \quad (2.22)$$

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{1-c} \left(\alpha + \frac{1-c}{\chi'_c - c \frac{dM_{an}(H_c)}{dH}} \right) \quad (2.23)$$

$$M_r = M_{an}(M_r) + \frac{k}{\frac{\alpha}{1-c} + \frac{1}{\chi'_r - c \frac{dM_{an}(M_r)}{dH}}} \quad (2.24)$$

avec :

- χ'_{ini} : Susceptibilité différentielle initiale.
- χ'_{an} : Susceptibilité différentielle anhystérétique.
- χ'_c : Susceptibilité différentielle aux points coercitifs.
- χ'_r : Susceptibilités différentielles aux points rémanents.

Pour identifier ces paramètres, il convient de mesurer expérimentalement un cycle d'hystérésis principal, ainsi que la courbe de première aimantation et la courbe anhystérétique. Ces relevés permettent d'extraire les données physiques essentielles à la calibration du modèle. Les valeurs caractéristiques nécessaires sont repérées sur la figure (2.14), servant de référence pour l'analyse et le traitement des mesures. [31].

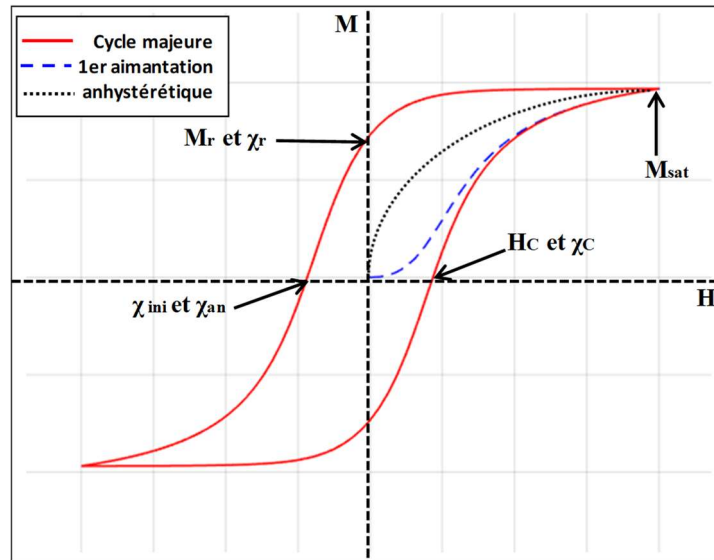


Figure 2.14 : Grandeurs expérimentales indispensables à l'identification des paramètres du modèle [2]

La détermination des paramètres c , a , k et α s'appuie sur une méthode itérative afin d'obtenir une estimation fiable de ces valeurs. La démarche d'identification, initialement proposée dans [31], se déroule comme suit :

Le paramètre M_{sat} peut être évalué directement à partir de la mesure d'un cycle d'hystérésis majeur. Le facteur de réversibilité c est quant à lui calculé via l'équation (2.21), en utilisant la valeur expérimentale de la susceptibilité initiale χ_{ini} . En revanche, les autres paramètres a , k et α ne peuvent pas être déterminés directement, car les relations (2.22), (2.23) et (2.24) forment un système non linéaire où ces paramètres sont interdépendants.

La procédure itérative mise au point par Jiles dans [31] consiste à :

- 1- Fixer arbitrairement une valeur initiale pour α .
- 2- Calculer a en appliquant l'équation (2.22).
- 3- Déterminer k à partir de l'équation (2.23).
- 4- Mettre à jour la valeur de α grâce à l'équation (2.24).

Recommencer à l'étape 2 et répéter ces calculs jusqu'à obtention d'une convergence satisfaisante des paramètres.

2.5.2. Identification des paramètres du modèle de JA avec PSO :

Dans l'algorithme PSO (Particle Swarm Optimization), le comportement collectif des particules est modélisé par une équation mathématique qui oriente leur mouvement dans l'espace de recherche. Ce déplacement résulte de la combinaison de trois facteurs : l'inertie (qui conserve la direction précédente), la composante cognitive (liée à l'expérience personnelle de chaque particule) et la composante sociale (liée à l'influence des autres particules dans son voisinage).

2.5.2.1. Principe du PSO :

Cette méthode repose sur la coopération entre plusieurs agents, à l'image des algorithmes inspirés des colonies de fourmis, qui exploitent des mécanismes d'auto-organisation. Ainsi, même des agents dotés de capacités simples peuvent engendrer une structure globale complexe. Les particules évoluent dans l'espace des solutions selon des règles de déplacement élémentaires, ce qui leur permet de converger progressivement vers un minimum local. Néanmoins, cette méta-heuristique est particulièrement efficace pour des problèmes où les variables sont continuées. Figure (2.15)

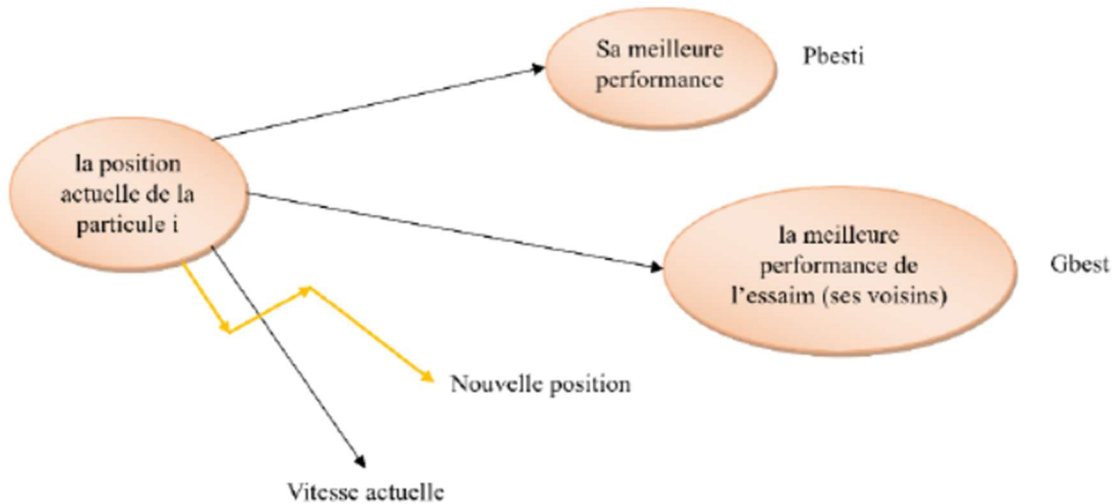


Figure 2.15 : Mouvement d'une particule [33]

2.5.2.2. Description mathématique :

Au départ, chaque particule est positionnée de façon aléatoire dans l'espace de recherche du problème. Lors de chaque itération k , la particule i voit sa position mise à jour en fonction de trois éléments :

- Sa vitesse actuelle $V_k(i)$ ainsi que sa position courante $X_k(i)$.
- Sa meilleure position individuelle enregistrée jusque-là, notée $x_{pbest}(i)$.
- La meilleure position globale trouvée parmi toutes les particules du groupe, appelée x_{pbest} .

Ces éléments se combinent dans l'équation décrivant le mouvement de la particule :

$$V_{k+1}(i) = wV_k(i) + c_1(x_{pbest}(i) - X_k(i)) + c_2(x_{pbest} - X_k(i)) \quad (2.25)$$

$$X_{k+1}(i) = X_k(i) + V_{k+1}(i)$$

Dans cette formulation, w représente le facteur d'inertie qui contrôle la tendance de la particule à conserver sa vitesse précédente. Les coefficients c_1 et c_2 , chacun compris entre 0 et 1, pondèrent respectivement les influences cognitive (liée à l'expérience individuelle) et sociale (liée à l'expérience collective).

Dans notre cas, chaque particule i de l'essaim est une solution candidate au problème d'optimisation, évoluant dans un espace de recherche à cinq dimensions. La position de cette particule est alors définie par le vecteur : $X(i) = (M_{si}, a_i, \alpha_i, k_i, c_i)$

Pour chaque particule i , la fonction objective à minimiser correspond à l'erreur quadratique calculée entre les cycles expérimentaux et ceux générés par simulation en utilisant le vecteur de position $X(i)$ [2].

$$OF_1 = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{B_{exp}(j) - B_{sim}(j)}{\max(B_{exp})} \right)^2} \quad (2.26)$$

N : correspond au nombre de points de mesure.

B_{exp} : Induction mesurée.

B_{sim} : Induction simulée à l'aide du modèle de Jiles-Atherton

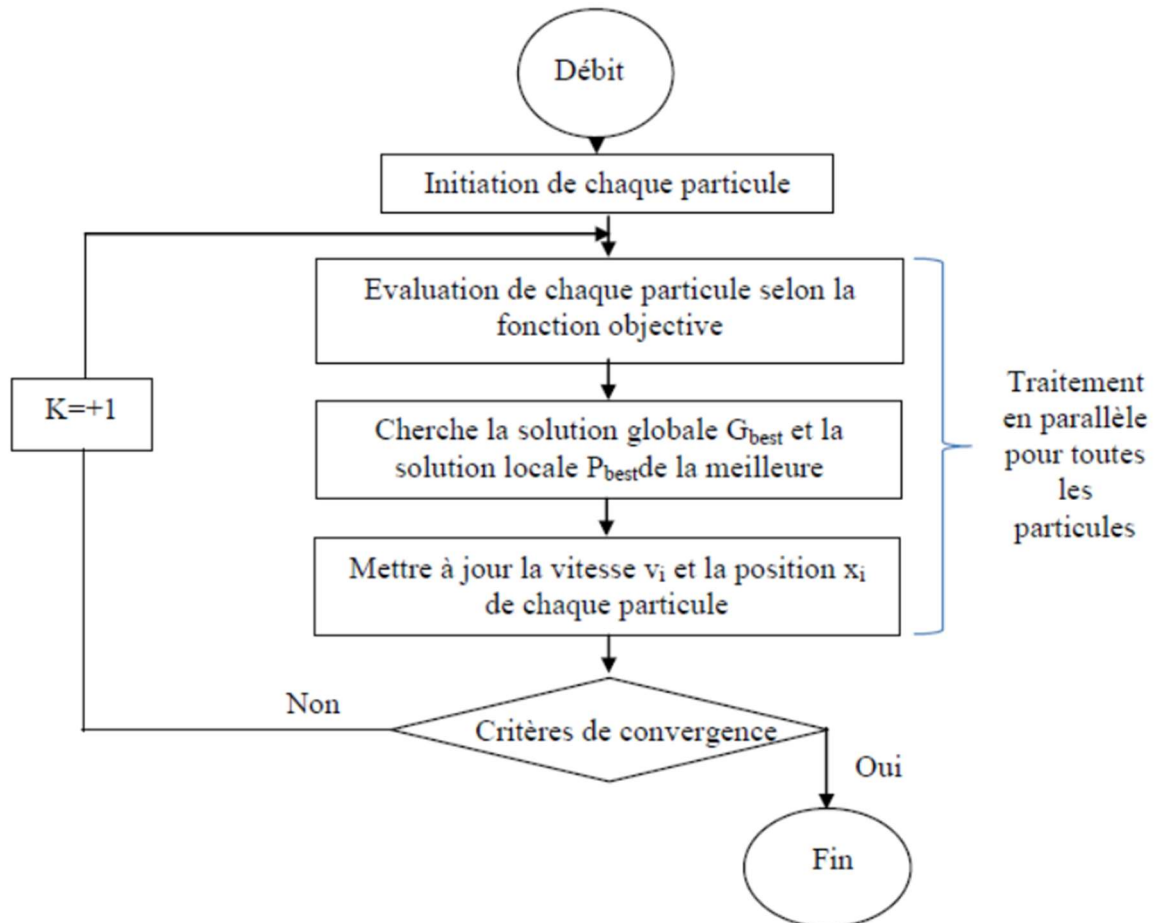


Figure 2.16 : Processus de l'algorithme PSO [33].

2.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploré deux approches majeures de la modélisation de l'hystérésis magnétique : le modèle de Preisach, fondé sur une vision mathématique discrète du phénomène, et le modèle de Jiles-Atherton, reconnu pour son lien direct avec les propriétés physiques des matériaux ferromagnétiques. L'étude s'est principalement centrée sur ce dernier, en raison de sa pertinence dans les applications pratiques et de sa capacité à reproduire de manière cohérente les comportements magnétiques observés.

Deux techniques ont été mises en œuvre pour l'identification des paramètres du modèle de Jiles-Atherton. La première repose sur une procédure itérative manuelle, consistant à ajuster les paramètres afin de minimiser l'écart entre les résultats expérimentaux et ceux issus de la simulation. La seconde, plus avancée, utilise un algorithme d'optimisation par essaim de particules (PSO), qui permet une recherche automatisée et plus efficace des paramètres optimaux dans un espace de solution complexe.

Une analyse approfondie a été menée pour comprendre l'effet de chaque paramètre sur la forme de la courbe d'hystérésis, ce qui constitue une étape cruciale pour l'interprétation des résultats et l'adaptation du modèle à différents matériaux. Les résultats obtenus offrent une base solide pour l'élargissement du modèle à une version dynamique, prenant en compte les effets liés à la fréquence, qui fera l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 03 :

Extension du modèle de

Jiles-Atherton pour l'analyse

fréquentielle

3.1. Introduction

Dans ce chapitre, on cherche à améliorer le modèle de Jiles-Atherton en y intégrant l'effet de la fréquence, afin de mieux représenter le comportement dynamique d'un matériau ferrite MnZn soumis à des excitations magnétiques rapides. Le modèle statique classique devient insuffisant à haute fréquence, car les phénomènes dynamiques tels que le déphasage et la variation de l'aire des boucles d'hystérésis deviennent importants. À partir de mesures expérimentales à différentes fréquences, les paramètres du modèle sont identifiés par une méthode d'optimisation PSO, puis une loi de variation fréquentielle est introduite. Cette approche permet une modélisation plus réaliste et adaptée aux besoins des applications haute fréquence.

3.2. Matériau testé : ferrite MnZn

Dans le cadre de cette étude, le matériau magnétique utilisé est une ferrite de type MnZn, couramment employée dans les applications à moyenne et haute fréquence en raison de sa faible conductivité électrique et de sa bonne perméabilité. Ce type de ferrite est particulièrement adapté pour réduire les pertes par courants de Foucault, ce qui en fait un choix judicieux pour l'analyse du comportement fréquentiel.

L'échantillon étudié se présente sous forme torique, avec des dimensions bien définies qui permettent une mesure précise des grandeurs magnétiques. Les propriétés physiques et les conditions d'expérimentation sont rassemblées dans le tableau 3.1 ci-dessous.

Tableau 3.1 : Caractéristiques physiques et géométriques du matériau étudié et conditions expérimentales

Matériau ferrite MnZn	Le diamètre (diamètre intérieur d_o et diamètre extérieur d_i)	$d_o=15\text{mm}$ $d_i=25\text{mm}$
	Induction magnétique maximale B_s	$B_s=0.518\text{T}$
	Induction magnétique rémanente (B_r)	$B_r=0.1741\text{T}$
	Champ coercitif (H_c)	$H_c=22.6419\text{A/m}$
	Fréquence de la tension d'entrée	$f=500\text{ Hz}$



Figure 3.1 : Ferrite MnZn après bobinage par le fil de cuivre

3.3. Comportement fréquentiel du matériau ferrite MnZn

3.3.1. Présentation des cycles mesurés à différentes fréquences

La figure 3.2 illustre l'évolution des cycles d'hystérésis expérimentaux en fonction de la fréquence. Une modification significative de leur forme est clairement visible. À mesure que la fréquence augmente, les boucles s'élargissent, ce qui s'accompagne d'une hausse du champ coercitif H_c . En parallèle, on observe une légère augmentation de l'induction rémanente B_r .

Ces évolutions mettent en évidence le comportement dynamique du matériau, limité dans sa capacité à suivre rapidement les variations du champ magnétique.

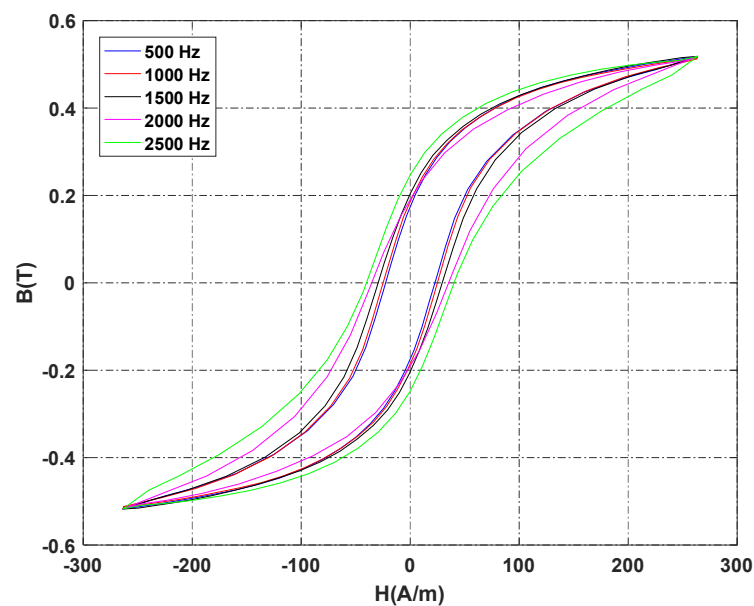


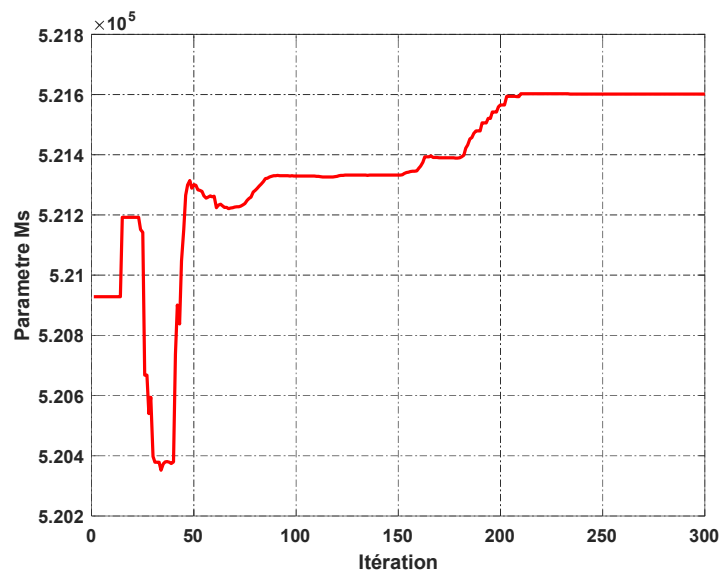
Figure 3.2 : Cycles d'hystérésis mesurées pour des fréquences de 500 à 2500 Hz

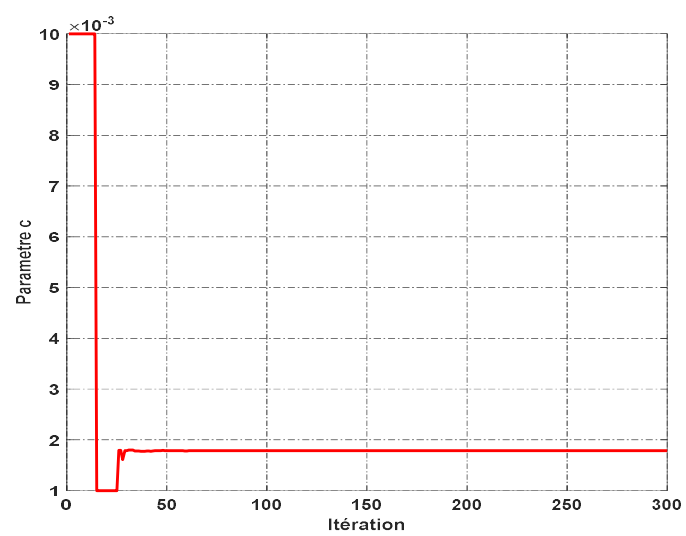
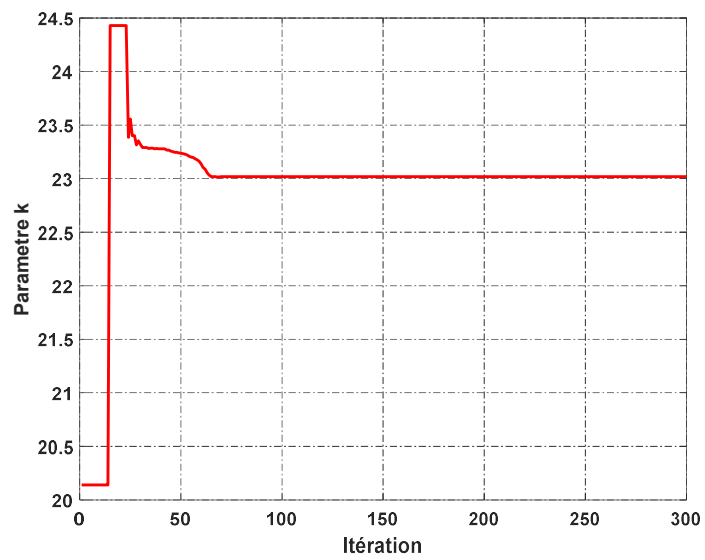
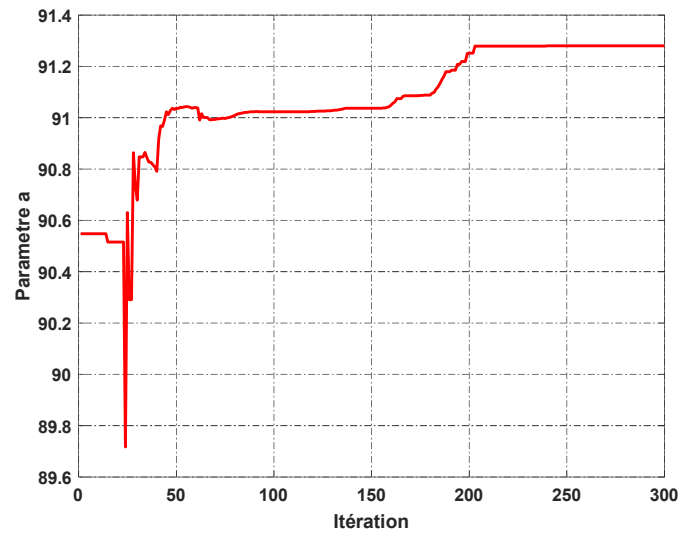
3.3.2. Identification des paramètres du modèle par PSO

À partir d'un cycle d'hystérésis mesuré expérimentalement dans notre laboratoire, nous avons appliqué la méthode d'optimisation PSO afin d'identifier les paramètres du modèle statique de Jiles-Atherton, comme présenté au paragraphe 2.3. Cette méthode permet d'ajuster efficacement les paramètres du modèle en minimisant l'erreur entre le cycle mesuré et le cycle simulé.

Pour chaque fréquence d'excitation, comprise entre 500 Hz et 2500 Hz, une identification des cinq paramètres du modèle de Jiles-Atherton statique a été effectuée. Les résultats obtenus sont présentés sous forme de tableau, faisant apparaître pour chaque fréquence les valeurs optimales des paramètres suivants : a , k , α , c , et M_s . Cette étude permet d'analyser l'évolution de chaque paramètre en fonction de la fréquence et en déduire les effets dynamiques sur le comportement hystérétique du matériau étudié.

La figure 3.3 montre l'évolution du processus d'optimisation des paramètres M_s , a , k , c et α du Modèle statique de J-A.





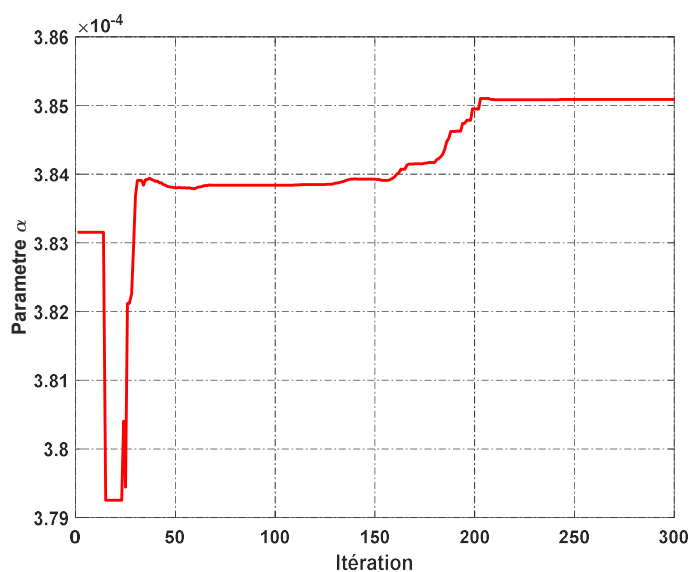


Figure 3.3 : Evolution du processus d'optimisation des paramètres M_s , a , k , c et α .

La figure 3.4 illustre la variation de l'erreur quadratique moyenne ε entre les boucles d'hystérésis générées par le modèle de Jiles-Atherton et les données expérimentales issues de la branche descendante du cycle mesuré.

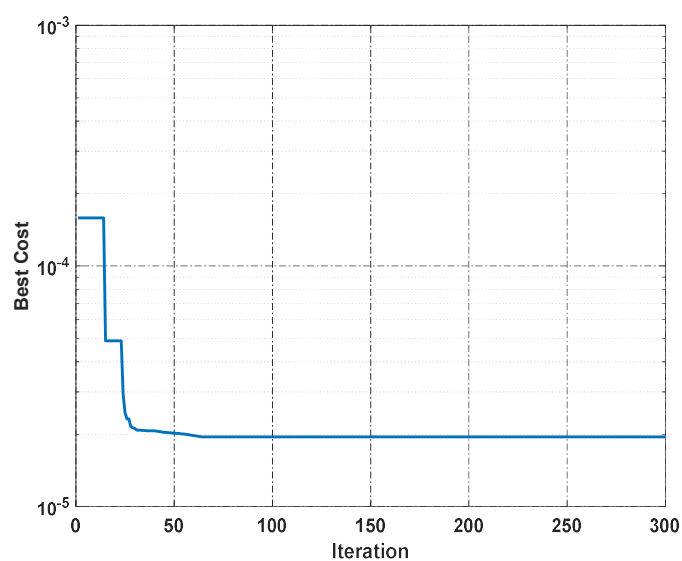


Figure 3.4 : Courbe de convergence du processus d'optimisation utilisant PSO.

Grâce au programme de calcul, les paramètres du modèle ont pu être identifiés et sont récapitulés dans le tableau 3.2.

Tableau 3.2 : Paramètres identifiés à l'aide du (PSO).

f (Hz)	Ms	A	k	C	α	Erreur (ε)
500	534621.0588	94.6815	39.4161	0.3643	0.0004	3.1677e-05
1000	534621.0588	96.6513	45.0284	0.3643	0.0004	3.3535e-05
1500	534621.0588	98.3893	51.8785	0.3643	0.0004	1.7470e-05
2000	534621.0588	99.7353	57.0124	0.3643	0.0004	2.8239e-04
2500	534621.0588	100.7863	63.2557	0.3643	0.0004	7.2635e-05

3.4. Introduction de la loi du comportement fréquentiel dans les paramètres

Les effets de la fréquence peuvent être pris en compte dans le modèle de Jiles-Atherton en introduisant une dépendance fréquentielle dans certains de ses paramètres, notamment α et k . Les autres paramètres du modèle, tels que M_s , α et c , sont considérés comme constants, car leurs variations avec la fréquence sont généralement négligeables Tableau 3.2.

Cette approche présente plusieurs avantages. D'une part, elle permet une implémentation numérique plus simple que celle du modèle dynamique complet de Jiles, qui nécessite la résolution d'équations différentielles non linéaires, souvent sources de problèmes de stabilité numérique. En rendant $\alpha(f)$ et $k(f)$ dépendants de la fréquence, on peut ainsi capturer une partie des effets dynamiques tout en conservant un modèle relativement stable et facile à simuler.

Dans le cadre de ce travail, le comportement fréquentiel des paramètres α et k a été étudié et modélisé à partir de données expérimentales. Les lois obtenues permettent de corriger et d'adapter le modèle statique de Jiles-Atherton, afin d'éviter les limitations liées à l'hypothèse de paramètres constants et de mieux représenter la réponse dynamique du matériau.

3.4.1. Détermination du modèle du paramètre « α » en fonction de la fréquence

L'évolution du paramètre α en fonction de la fréquence peut être modélisée par l'équation (3.1), que nous proposons ci-après :

$$\alpha(f) = A\sqrt{f} \cdot e^{Bf} + C \quad \dots\dots\dots(3.1)$$

L'analyse de la variation du paramètre α avec la fréquence, présentée en Figure 3.5, a permis l'extraction des constantes A , B et C nécessaires au modèle proposé.

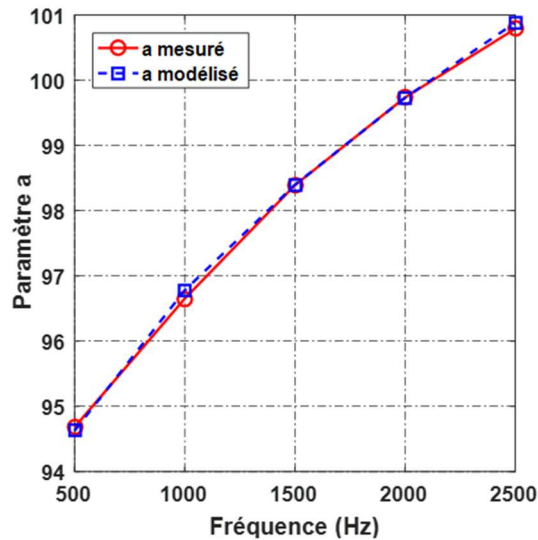


Figure 3.5 : Comportement du paramètre a selon la fréquence d'excitation $A = 0.242107$,
 $B = -0.00001294$ et $C = 89.315148$

3.4.2. Détermination du modèle du paramètre « k » en fonction de la fréquence

L'évolution du paramètre a en fonction de la fréquence peut être modélisée par l'équation (3.2), que nous proposons ci-après :

$$k(f) = D\sqrt{f} \cdot e^{Ef} + F \quad \dots\dots\dots(3.2)$$

La courbe illustrant la variation du paramètre k en fonction de la fréquence (Figure 3.6) a permis de déterminer les constantes D , E et F nécessaires à l'ajustement du modèle.

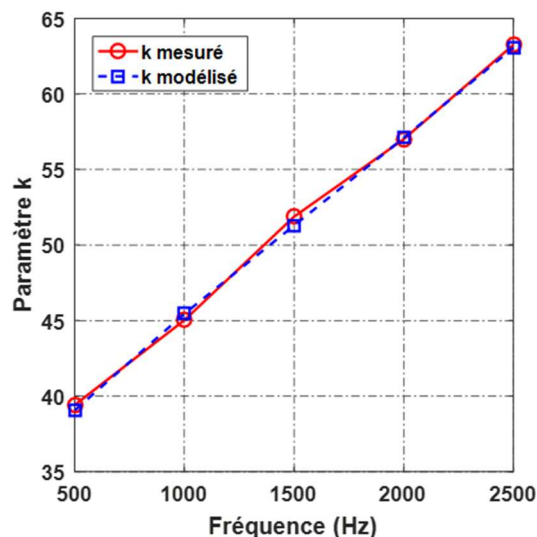


Figure 3.6 : Comportement du paramètre k selon la fréquence d'excitation $D = 0.465738$,
 $E = 0.00015627$ et $F = 26.928752$.

En intégrant la dépendance fréquentielle des paramètres a et k dans le modèle statique de Jiles-Atherton, il a été possible d'observer une évolution cohérente du champ coercitif, de l'induction rémanente, ainsi que de l'aire des cycles d'hystérésis (Figure 3.7). Cette démarche met en évidence la capacité du modèle à refléter les effets dynamiques induits par la variation de fréquence.

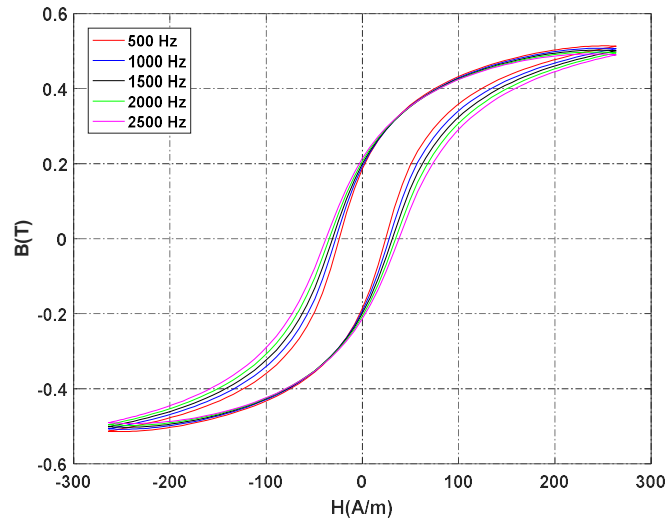
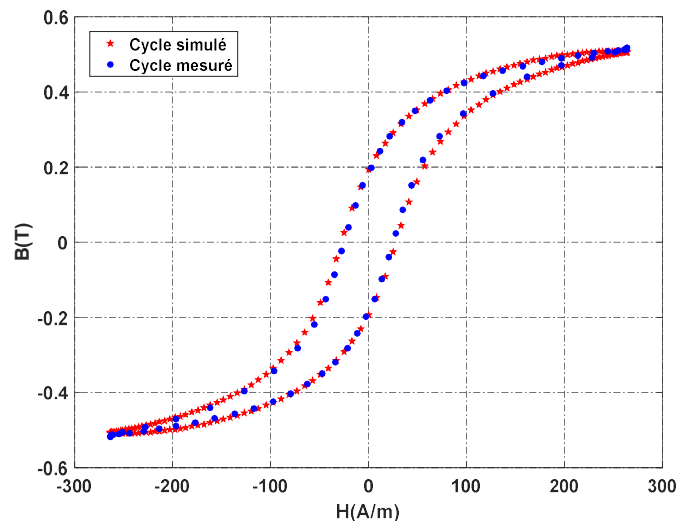


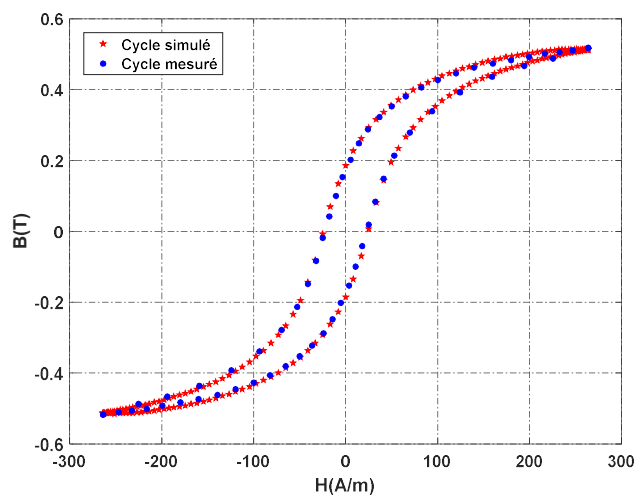
Figure 3.7 : Cycles d'hystérésis simulés pour des fréquences de 500 à 2500 Hz

3.4.3. Validation expérimentale de l'extension apportée au modèle :

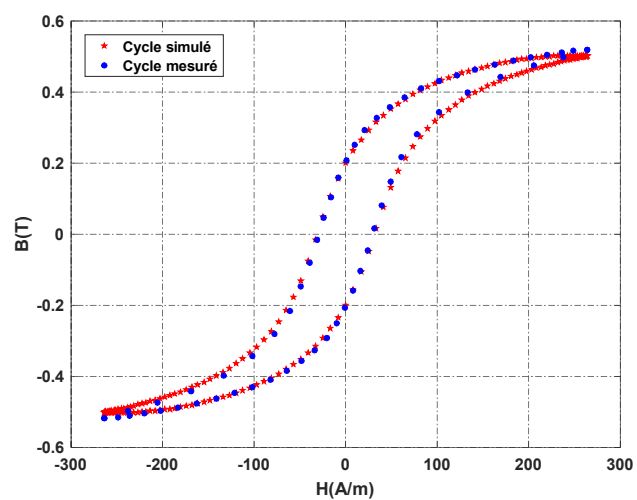
La figure 3.8 présente les cycles d'hystérésis obtenus expérimentalement et par simulation pour plusieurs fréquences.



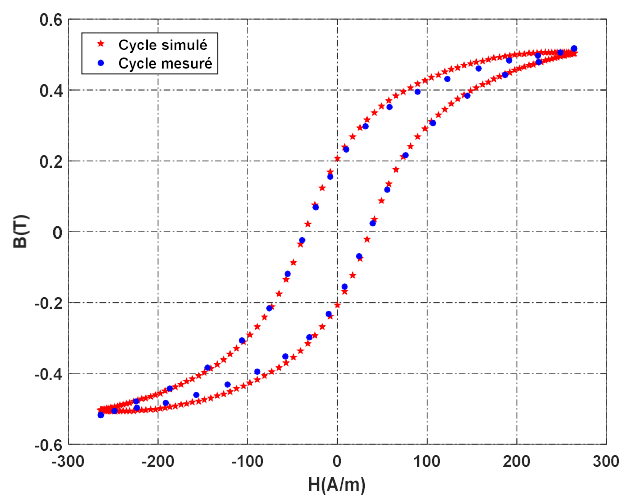
(a) 500Hz



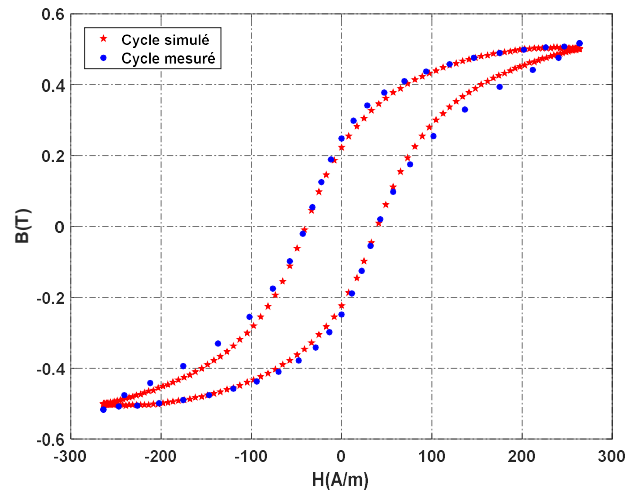
(b) 1000 Hz



(c) 1500 Hz



(d) 2000 Hz



(e) 2500 Hz

Figure 3.8 : Comparaison entre les cycles d'hystérésis mesurés et simulés aux fréquences : (a) 500 Hz, (b) 1000 Hz, (c) 1500 Hz (d) 2000 Hz et (e) 2500 Hz.

La superposition des cycles d'hystérésis mesurés et simulés, pour des fréquences comprises entre 500 et 2500 Hz, révèle une très bonne adéquation. Le modèle étendu de Jiles-Atherton reproduit fidèlement la forme des boucles ainsi que les paramètres clés tels que le champ coercitif H_c , l'induction rémanente B_r et l'induction à saturation B_s . Ces résultats confirment la précision et la robustesse de l'extension proposée pour représenter le comportement dynamique du matériau.

3.4.4. Analyse des erreurs et limites

Le tableau 3.3 présente une comparaison entre les valeurs expérimentales et simulées de l'induction magnétique à saturation B_s , de l'induction rémanente B_r ainsi que du champ coercitif H_c .

Tableau 3.3 : Evolution des grandeurs magnétiques en fonction de la fréquence

Fréquence (Hz)	500	1000	1500	2000	2500
Bs (T) Mesures	0.518	0.518	0.518	0.518	0.518
Bs(T) Simulations	0.5133	0.5068	0.5012	0.504	0.5019
Erreur (%)	0.91	2.16	3.24	2.70	3.11
Br(T) Mesures	0.1741	0.1859	0.2032	0.1897	0.2471
Br(T) Simulations	0.1861	0.1927	0.1995	0.2066	0.2233
Erreur (%)	6.68	3.66	1.82	8.90	9.63
Hc(A/m) Mesures	22.6419	24.8798	29.417	35.1932	40.1763
Hc(A/m) Simulation	24.1758	27.8029	31.0845	36.1671	40.0159
Erreur (%)	6.77	11.74	5.67	2.77	0.40

L'analyse comparative entre les grandeurs magnétiques mesurées et simulées en fonction de la fréquence (500 à 2500 Hz) met en évidence la capacité du modèle étendu de Jiles-Atherton à reproduire de manière satisfaisante le comportement dynamique du matériau.

- Les valeurs simulées de Bs suivent globalement les valeurs mesurées avec une erreur modérée, ne dépassant pas 3.24 %. Cela indique une bonne prédiction de l'état de saturation magnétique, bien que l'erreur augmente légèrement avec la fréquence, traduisant une difficulté accrue du modèle à capter parfaitement la saturation à haute fréquence.
- Les écarts entre les mesures et les simulations de Br sont plus variables, avec une erreur allant de 1.82 % à 9.63 %. Cette dispersion peut s'expliquer par la sensibilité de la rémanence aux effets dynamiques internes, comme les pertes par relaxation, que le modèle ne prend pas entièrement en compte. Néanmoins, la tendance générale est bien reproduite.
- Le modèle offre une reproduction très fidèle du champ coercitif, surtout à haute fréquence, avec une erreur minimale de 0.40 % à 2500 Hz. Cela montre que l'intégration des paramètres dépendants de la fréquence, notamment $a(f)$ et $k(f)$, améliore significativement la capacité du modèle à suivre l'évolution du retard de l'aimantation.

Ces résultats confirment la validité et la pertinence de l'extension dynamique apportée au modèle de Jiles-Atherton. Les erreurs observées restent globalement acceptables, et la tendance évolutive des principales grandeurs magnétiques en fonction de la fréquence est bien capturée, renforçant la fiabilité du modèle dans un contexte fréquentiel.

3.5. Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'intégration de l'effet de fréquence dans le modèle statique de Jiles-Atherton appliqué à la ferrite MnZn. Après une présentation détaillée des cycles d'hystérésis mesurés à différentes fréquences, une identification précise des paramètres du modèle a été réalisée à l'aide de la méthode d'optimisation par essais particuliers (PSO). Cette étape a permis d'ajuster les paramètres a et k en fonction de la fréquence, en introduisant une loi spécifique pour rendre compte du comportement fréquentiel du matériau.

L'extension proposée du modèle a ensuite été validée expérimentalement. La superposition des cycles d'hystérésis simulés et mesurés, couvrant une plage de fréquences allant de 500 à 2500 Hz, a montré une excellente correspondance. Le modèle ajusté reproduit avec précision la forme des boucles ainsi que les paramètres caractéristiques tels que le champ coercitif H_c , l'induction rémanente B_r et l'induction à saturation B_s .

Cette étude met en lumière la capacité du modèle étendu à capturer le comportement dynamique de la ferrite MnZn soumis à des variations rapides du champ magnétique.

Conclusion générale

Conclusion générale

Au terme de ce travail, une vision d'ensemble du comportement magnétique des matériaux magnétiques, ainsi que des méthodes de modélisation associées, a pu être construite. L'étude a débuté par l'exploration des principes fondamentaux du magnétisme, avec une attention particulière portée aux différents niveaux d'analyse de l'échelle atomique jusqu'à l'échelle macroscopique. Cela a permis de mieux cerner les mécanismes physiques à l'origine de l'aimantation et du phénomène d'hystérésis, tout en identifiant les types de pertes énergétiques qui en découlent. L'importance de ces pertes dans le dimensionnement et l'efficacité des dispositifs électromagnétiques a également été soulignée, mettant en évidence la nécessité d'une caractérisation fine des matériaux, en particulier en conditions variables.

La suite du mémoire a permis d'approfondir la problématique de la modélisation de l'hystérésis, avec la présentation de deux approches majeures : celle de Preisach, et celle de Jiles-Atherton. Ce dernier modèle, en raison de sa structure plus directement liée aux phénomènes physiques, a été retenu comme base de développement. Deux méthodes d'identification de ses paramètres ont été étudiées : l'une basée sur des ajustements manuels successifs, et l'autre sur une optimisation automatique via l'algorithme PSO. Cette deuxième approche s'est révélée particulièrement efficace pour obtenir une correspondance satisfaisante entre les simulations et les mesures expérimentales.

Enfin, le modèle de Jiles-Atherton a été étendu afin de mieux prendre en compte les effets liés à la fréquence, souvent négligés dans les approches statiques. Grâce à une campagne de mesures expérimentales sur une ferrite MnZn, il a été possible de faire évoluer certains paramètres du modèle en fonction de la fréquence. L'ajout de cette dépendance fréquentielle a permis d'obtenir une très bonne cohérence entre les résultats simulés et expérimentaux sur une large plage de fréquences. Cette extension améliore considérablement la capacité prédictive du modèle, en particulier dans les régimes dynamiques rencontrés dans les applications modernes à haute fréquence.

Ainsi, cette étude apporte une contribution à la fois théorique et pratique à la compréhension du comportement magnétique des matériaux. Elle offre également une méthode robuste de modélisation adaptée aux besoins actuels en électrotechnique, ouvrant la voie à de futures recherches visant à intégrer d'autres paramètres physiques comme la température ou les effets mécaniques.

Références bibliographiques

Références bibliographiques :

- [1] MANSRI ABDELMALEK, « processus d'aimantation dans les matériaux doux à base de fer- Représentation des Pertes en régime dynamique », *thèse doctorat en science physique Université Badji Mokhtar. Année 2014.*
- [2] DAFRI MOURAD, « caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques sous effets des contraintes thermique et fréquentielle », *Thèse doctorat, Université Guelma, 03/11/2021.*
- [3] MESSIAD HABIBA ET LEGRINI AZIZ « Modélisation Statique et Dynamique des matériaux magnétiques doux », *Mémoire master en Réseaux électriques. Université 8 Mai 1945 Guelma.*
- [4] DJELLOULI Maria et CHABBI Meryem « Etude et modélisation de l'hystérésis magnétique par le modèle de Jiles Atherthon », *Mémoire master. Université Badji Mokhtar Annaba.*
- [5] HAMIMID, Mourad, "modèles de l'hystérésis magnétique et leurs implémentations par la méthode des volumes finis dans les dispositifs électromagnétiques". *Doctoral Thesis, UNIVERSITE MOHAMED KHIDER BISKRA, (2011).*
- [6] ZAALANI Riane « Etude de l'hystérésis magnétique dans les matériaux ferromagnétiques », *Mémoire de Master en Réseaux électrique. Université 8 Mai 1945 – Guelma Algérie 2020.*
- [7] M. MARION ROMAIN, « contribution à la modélisation du magnétisme statique et dynamique pour le génie électrique », *Thèse doctorat, L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1, le 13 décembre 2010.*
- [8] 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.*
- [9] YAKHLEF Malika « Développement d'un Code de Calcul des Phénomènes Electromagnétiques par la Méthode des Eléments Finis dans les Structures Electrotechniques - L'hystérésis Magnétique Sous l'Effet des Contraintes Magnétique et Mécanique », *THÈSE DE DOCTORAT EN SCIENCES. Université de Batna2.*
- [10] Philippe Robert. "Matériaux de l'électrotechnique", *Traité d'électricité, Presse Polytechniques Romandes, Troisième édition, 1989.*
- [11] HAMADA Souad, Modélisation Dynamique des Matériaux magnétiques Soumis à des Champs Moyenne Fréquence, *THESE DE DOCTORAT EN SCIENCES, UNIVERSITE CHAHID MUSTAPHA BEN BOULAID BATNA -2-, 2017.*
- [12] BENZEGHACHE OSEMA ET SAKER SALAH EDDINE « Étude et modélisation de l'hystérésis magnétique sous contrainte thermique par le modèle de jiles -tâcheron » *Mémoire de master, Université Guelma ,14/06/2021.*
- [13] S. Hussain, A. Benabou, S. Clénet and D. A. Lowther, "Temperature Dependence in the Jiles–Atherton Model for Non-Oriented Electrical Steels: An Engineering Approach," in *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 54, no. 11, pp. 1-5, Nov. 2018, Art no. 7301205, doi: 10.1109/TMAG.2018.2837126.

- [14] ABDELAZIZ LADJIMI, ABDESSELAM BABOURI “PHENOMENOLOGICAL MODEL OF THE FREQUENCY-DEPENDENT HYSTERESIS OF FERRITE NiFe_2O_4 ”, *RRST-EE*, vol. 67, no. 3, pp. 275–279, Sep. 2022, Accessed: May 20, 2025.
- [15] Preisach, F. Über die magnetische Nachwirkung. *Zeitschrift für Phys.* 94, 277–302 (1935).
- [16] Mayergoyz, I. D. Hysteresis models from the mathematical and control theory points of view. *J. Appl. Phys.* 57, 3803–3805 (1985).
- [17] RICHARD H. BUBE, «Magnetic Properties », *Electrons in Solids (Third Edition)*, 1992.
- [18] Bertotti, G., and Basso, V, (1993). Considerations on the Physical Interpretation of the Preisach Model of Ferromagnetic Hysteresis. *Journal of Applied Physics*. <https://doi.org/10.1063/1.353540>.
- [19] Pruksanubal, P., Binner, A. and Gonschorek, K. H., (2002). Modeling of Magnetic Hysteresis using Cauchy distribution. 3rd International Symposium on Electromagnetic Compatibility, pp. 446-449.
- [20] Delincé, F., (1994). Modélisation Des Régimes Transitoires Dans Les Systèmes Comportant Des Matériaux Magnétiques Non Linéaires et Hystérétiques. Thèse de Doctorat., Faculté des Sciences Appliquées de Liège.
- [21] Amor, Y. O., and Féliachi, M., (2000). Présentation d'une fonction de Lorentz modifiée pour une modélisation de l'hystérésis magnétique. Colloque MGE 2000 sur les matériaux du génie électrique - Lille Décembre 2000.
- [22] M. Dafri, A. Lajimi, S. Mendaci, and A. Babouri, “Modeling of Magnetic Hysteresis Using Student Distribution,” *J. Supercond. Nov. Magn.*, 2020.
- [23] A. Adly and I. D. Mayergoyz , "A new vector Preisach-type model of hysteresis", *Journal of Applied Physics* 73, 5824-5826 (1993) <https://doi.org/10.1063/1.353539>.
- [24] Biorci, G., Pescetti, D. Analytical theory of the behaviour of ferromagnetic materials. *Nuovo Cim* 7, 829–842 (1958). <https://doi.org/10.1007/BF02745588>.
- [25] Bertotti, G., Basso, V.: Considerations on the physical interpretation of the Preisach model of ferromagnetic hysteresis. *J. ppl. Phys.* 73, 5827 (1993). <https://doi.org/10.1063/1.353540>.
- [26] G. Bertotti, "Dynamic generalization of the scalar Preisach model of hysteresis," in *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 28, no. 5, pp. 2599-2601, Sept. 1992, doi: 10.1109/20.179569.
- [27] D. C. Jiles, D. L. Atherton, "Ferromagnetic Hysteresis", *IEEE. Trans. Magn. Vol. Mag- 19*, No.5, September 1983.
- [28] D. L. Atherton, D. C. Jiles, "Effect of Stress on the Magnetization of Steel", *IEEE. Trans. Magn. Vol. Mag- 19*, No.5, September 1983.
- [29] D. C. Jiles, D. L. Atherton, "Theory of the Magnetization process in Ferromagnets and its Application to the Magnetomechanical Effect", *Appl. Phys.* 17, 1984.
- [30] D.C. Jiles et J.L. Atherton. "Theory of ferromagnetic hysteresis", *Journal of Magnetism and*

Magnetic Materials, Vol. 61, pp. 48-60, 1986.

[31] D. C. Jiles, J. B. Thoeke, M. K. Devine, "Numerical Determination of Hysteresis Parameters for the Modelling of Magnetic Properties Using The Theory of Ferromagnetic Hysteresis", IEEE. Trans. Magn., Vol. 28, No. 1, January 1992.

[32] D.C. Jiles. "Modelling the effects of eddy current losses on frequency dependent hysteresis in electrically conducting media", IEEE Transactions on Magnetism, Vol. 30, No. 6, pp. 4326-4328, 1994.

[33] R. Eberhart and J. Kennedy, "A new optimizer using particle swarm theory," MHS'95. Proceedings of the Sixth International Symposium on Micro Machine and Human Science, Nagoya, Japan, 1995, pp. 39-43, doi: 10.1109/MHS.1995.494215.