

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

Réf:...../2023



MEMOIRE

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

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Electrotechnique

Spécialité : Réseaux électriques

Par : (Messiad Habiba et Legrini Aziz)

Thème

Modélisation Statique et Dynamique des matériaux magnétiques doux

Soutenu publiquement, le 19/06 /2023, devant le jury composé de :

M. Ladjimi Abdelaziz	Professeur	Univ. Guelma	Président
M. Ladjimi Abdelaziz	Professeur	Univ. Guelma	Encadreur
M. Boudfel Amar	MCA	Univ. Guelma	Examineur
M. Beloucif Feissel	MCB	Univ. Guelma	Examineur principal

Année Universitaire : 2022/2023

Dédicace

Je dédie ce modeste travail :

- *A la mémoire : de mon père et ma mère, qui demeureront dans mon cœur et à jamais. J'espère que je saurai à la hauteur des valeurs qu'ils ont semées en moi.*
- *Je le dédie aussi et surtout à ce qui m'a accompagné et encouragé durant les années d'études de Licence et Master et la suite de toute ma vie, mon mari.*
- *Je le dédie aussi à mes chères sœurs, et frères ainsi qu'à mes enfants, Aya, Youssouf et Yasmine.*
- *Sans oublier de dédier ce travail à toute personne qui m'a aidé de près ou de loin dans la réalisation de cet œuvre.*

Habiba Messiad

Dédicace

Je dédie ce modeste travail

- *A Toute ma Famille, mes frères et sœurs.*
- *A ma femme, mes enfants Ritadj, Mouhamed, Adem et Elyesse*
- *A toute personne qui m'a aidé de près ou de loin dans la réalisation de cet œuvre.*
- *Sans oublier mes collègues de travail à SONELGAZ.*

Aziz Legrini

Remerciements

En premier lieu, Nous tenons à remercier notre Dieu qui nous a donné la force, le courage et la prospérité pour achever ce travail.

Nous tenons également à remercier Monsieur **Abdelaziz Ladjimi**, Professeur à l'Université 8 Mai 1945 Guelma pour nous avoir encadré dans ce mémoire de Master. Nous lui sommes également reconnaissants pour le temps conséquent qu'il nous a accordé, ses qualités pédagogiques et scientifiques, sa franchise et sa sympathie, Son énergie et sa confiance ont été des éléments moteurs pour nous. On le remercie aussi pour sa large contribution dans l'élaboration de cet œuvre. Nous lui exprimons toutes nos reconnaissances et nous voudrions qu'il trouve ici nos remerciements les plus sincères.

Nous remercions vivement Monsieur **Mourad Dafri**, Maître assistant à l'Université Badji Mokhtar Annaba, qui nous a aidé à réaliser tous les tests de ce mémoire. Nous voudrions qu'il trouve ici nos remerciements et tous nos respects.

Nos sincères remerciements vont aussi aux membres de jury Monsieur Amar Boudefel et Monsieur Feissel Beloucif, qui font part de ce jury et d'avoir examiné ce travail.

Nos remerciements vont également aussi à nos enseignants de Licence et de Master pour leurs patiences, connaissances et aides ci-précieuses et leurs soutiens moraux. Nous leurs exprimons toutes nos reconnaissances.

Sans oublier de remercier chaleureusement nos conjoints et nos femmes de leurs encouragements et leurs patiences durant tous les années d'études de Licence et de Master. Nous voudrions qu'ils trouvent ici l'expression de notre profond respect.

Finalement, un merci spécial à nos grandes familles et surtout : nos parents, nos enfants, nos sœurs et nos frères pour leurs soutiens moraux.

المكونات ذات الخصائص المغناطيسية هي مواد موضعية تشكل جزءاً من التكنولوجيا ، وتمس تقريباً جميع مجالات الحياة الحديثة. يؤثر تشغيل المعدات بمواد مغناطيسية حديدية في درجات حرارة وترددات عالية على سلوكها المغناطيسي وبشكل أكثر دقة على شكل دورات التباطؤ الخاصة بها. بشكل عام ، هذه المواد لها سلوك غير خطي ونوع هستيري معقد ومعروفة إلى حد ما في الوقت الحاضر. يتيح نموذج جيل-أثيرتون السلوك المغناطيسي للمواد تحت مختلف ظروف التشغيل الثابتة والديناميكية والحرارية والمغناطيسية . ذلك، فإن تطبيقه ممكن فقط من خلال عملية تحديد المعلمات. إن نمذجة السلوك الهستيري لمواد الحديد والسيليكون Fe-Si جيل-أثيرتون الثابتة والديناميكية على التوالي ، هو الهدف الرئيسي . يعتمد تحقيق هذا الهدف على تحديد وتحسين معلمات النموذج المأخوذة تجريبياً على هاتين المادتين في . أعطى استخدام نهج التحسين الإحصائي PSO لتحديد المعلمات نتائج جيدة للنماذج الثابتة الديناميكية.

مفتاحية

التباطؤ ، المواد المغناطيسية ، نموذج جيل-أثيرتون، نهج التحسين الإحصائي PSO

Résumé

Les composants possédant de propriétés magnétiques sont des matériaux d'actualité qui font partie de la technologie, touchent pratiquement tout les domaines de vie moderne. Le fonctionnement des équipements disposant de matériaux ferromagnétiques à des températures et à des fréquences élevées affecte leur comportement magnétique et plus précisément la forme de leurs cycles d'hystérésis. Généralement, ces matériaux ont un comportement non linéaire et de type hystérétique complexe et assez mal connu à l'heure actuelle. Le modèle de Jiles-Atherton permet de décrire le comportement magnétique des matériaux sous diverses conditions de fonctionnement statiques, dynamiques, thermiques et magnétostrictives. Cependant, son application n'est possible qu'à travers le processus d'identification des paramètres.

La modélisation du comportement hystérétique des matériaux de ferrite et de fer-silicium Fe-Si par les modèles de Jiles-Atherton statique et dynamique respectivement, est l'objectif principal de notre travail. L'atteinte de ce but est basée sur l'identification et l'optimisation des paramètres du modèle prises expérimentalement sur ces deux matériaux dans un banc d'essai. L'utilisation d'une approche d'optimisation statistique par PSO pour identifier les paramètres, a donné de bons résultats pour les modèles statiques et dynamiques.

Mots-clés :

Hystérésis, Matériaux ferromagnétiques, Modèle de Jiles-Atherton, PSO.

Abstract

Components with magnetic properties are topical materials that are part of technology, touch almost all areas of modern life. The operation of equipment with ferromagnetic materials at high temperatures and frequencies affects their magnetic behavior and more precisely the shape of their hysteresis cycles. Generally, these materials have a nonlinear behavior and of complex hysteretic type and rather badly known at the present time. The Jiles-Atherton model makes it possible to describe the magnetic behavior of materials under various static, dynamic, thermal and magnetostrictive operating conditions. However, its application is only possible through the process of identifying parameters.

The modeling of the hysteretic behavior of ferrite and iron-silicon Fe-Si materials by the static and dynamic Jiles-Atherton models respectively is the main objective of our work. The achievement of this goal is based on the identification and optimization of the model parameters taken experimentally on these two materials in a test bench. Using a PSO statistical optimization approach to identify parameters gave good results for static and dynamic models.

Key words

Hysteresis, Ferromagnetic materials, Jiles-Atherton model, PSO.

Liste des Figures

Figure	Titre	Page
Figure I.1	Schéma d'un matériau magnétique en absence d'un champ externe H	05
Figure I.2	. Schémas d'un matériau magnétique soumis à un champ externe H : (a) : Acquisition d'aimantation du matériau sous l'action d'un champ externe H ; (b) : Alignement des moments dipolaires m_i du matériau magnétique après son aimantation due à la présence d'un champ externe H	06
Figure I.3	Moments magnétiques d'un matériau paramagnétique sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (en bleu)	09
Figure I.4	Moments magnétiques d'un matériau diamagnétique sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (en bleu)	10
Figure I.5	Moments magnétiques d'un matériau ferromagnétique.....	11
Figure I.6	Dépendance de la susceptibilité et du comportement du matériau ferromagnétique par la température	13
Figure I.7	Moments magnétiques d'un matériau antiferromagnétique sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (en bleu)	14
Figure I.8	Dépendance de la susceptibilité et du comportement du matériau antiferromagnétique par la température.....	15
Figure I.9	Moments magnétiques d'un matériau ferrimagnétique sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (en bleu)	16
Figure I.10	Domaine magnétique et paroi de Bloch d'un matériau magnétique	17
Figure I.11	Courbe de la première aimantation	18
Figure I.12	Moment magnétique d'un échantillon de fer pur (désaimanté) ($H=0$)	19
Figure I.13	Augmentation des volumes des parois sous l'effet du champ d'un échantillon de fer pur ($H_1 > H$)	19
Figure I.14	Grande augmentation des volumes des parois sous l'effet du champ d'un échantillon de fer pur ($H_2 > H_1$)	20
Figure I.15	Augmentation des volumes des parois sous l'effet du champ d'un échantillon de fer pur ($H_2 > H_1$)	20
Figure I.16	Cycle d'hystérésis	22
Figure I.17	Cycle d'hystérésis large d'un matériau ferromagnétique dur	22
Figure I.18	Cycle d'hystérésis large d'un matériau ferromagnétique doux	23
Figure II.1	Cycle élémentaire d'une entité magnétique	26
Figure II.2	Déformation réversible d'une paroi sous un champ extérieur	31
Figure II.3	Saut brusque de paroi sur les sites d'ancrages sous l'effet d'un champ extérieur	32
Figure II.4	Les différents paramètres expérimentaux nécessaires pour l'identification Relevés à partir d'un cycle d'hystérésis	35
Figure II.5	Implémentation numérique du modèle de Jiles-Atherton statique	38
Figure II.6	Cycle d'hystérésis du modèle Jiles –Atherton pour matériau ferrite $M_s=520928.7018\text{A/m}$, $a=90.5479\text{ A/m}$, $k=20.14$, $c=0.01$ et $=0.00038$	39
Figure II.7	Implémentation numérique du modèle de J-A dynamique	40
Figure II.8	Cycle d'hystérésis du modèle de Jiles-Atherton dynamique : $f=50\text{Hz}$, $M_s=1167880\text{ A/m}$, $a=75\text{A/m}$, $k=65\text{ A/m}$, $c=0,035$ et $=1,85 \times 10^{-4}$	41
Figure III.1	Schéma du banc expérimental.....	42

Figure III.2	Principe d'une itération de PSO dans un espace de recherche à deux dimensions.....	45
Figure III.3	Évolution du processus d'optimisation du paramètre M_s en fonction d'itération.....	46
Figure III.4	Évolution du processus d'optimisation du paramètre a en fonction d'itération.....	46
Figure III.5	Évolution du processus d'optimisation du paramètre k en fonction d'itération.....	47
Figure III.6	Évolution du processus d'optimisation du paramètre c en fonction d'itération.....	47
Figure III.7	Évolution du processus d'optimisation du paramètre en fonction d'itération.....	48
Figure III.8	Validation du cycle d'hystérésis obtenu par algorithme PSO	48
Figure III.9	Cycle d'hystérésis pour une fréquence de 10 Hz	50
Figure III.10	Cycle d'hystérésis pour une fréquence de 50 Hz)	51
Figure III.11	Cycle d'hystérésis pour une fréquence de 100 Hz	51
Figure III.12	Cycle d'hystérésis pour une fréquence de 125 Hz	52
Figure III.13	Cycle d'hystérésis pour une fréquence de 180 Hz	52
Figure III.14	Cycles d'hystérésis pour les fréquences 10, 50, 100, 125 et 180 Hz	53

Liste des tableaux

Tableau	Titre	Page
Tableau II.1	Propriétés physiques des paramètres α ; a ; k ; c et M_s	33
Tableau III.1	Caractéristiques physiques de l'échantillon test	45
Tableau III.2	Paramètres identifiés par l'algorithme PSO (Particle Swarm Optimization)	48
Tableau III.3	Points caractéristiques du cycle de référence et du cycle modélisé	49
Tableau III.4	Caractéristiques physiques et géométriques du matériau étudié	49
Tableau III.5	Paramètres identifiés par l'algorithme PSO (Particle Swarm Optimization).	50

Table des matières

ملخص	i
Résumé	ii
Abstract	iii
Liste des figures	iv
Liste des tableaux	vi
Introduction générale	1
Chapitre I	
Généralités sur le magnétisme et les matériaux magnétiques	
I.1. Introduction	3
I.2. Notions générales sur le magnétisme et les matériaux magnétiques	3
I.2.1. Qu'est-ce qu'un matériau magnétique?.....	3
I.2.1.1. Qu'est-ce qu'un matériau magnétique doux?.....	3
I.2.1.2. Qu'est-ce qu'un matériau magnétique dur?.....	4
I.2.1.3. Différence entre un matériau magnétique dur et doux	4
I.2.2. Induction magnétique	4
I.2.3. Flux et champ magnétique	5
I.2.4. Aimantation.....	6
I.2.5. Grandeurs magnétiques	7
I.2.5.1. Susceptibilité magnétique	7
I.2.5.2. Perméabilité magnétique	7
I.2.6. Classification des matériaux magnétiques	8
I.2.6.1. Paramagnétisme et matériaux paramagnétiques	8
I.2.6.1.1. Paramagnétisme	8
I.2.6.1.2. Matériaux et composés paramagnétiques	9
I.2.6.2. Diamagnétisme et matériaux diamagnétiques	10
I.2.6.2.1. Diamagnétisme	10
I.2.6.2.2. Matériaux diamagnétiques	10
I.2.6.3. Ferromagnétisme et matériaux ferromagnétiques	11
I.2.6.3.1. Ferromagnétisme	11
I.2.6.3.2. Matériaux ferromagnétiques	11
I.2.6.3.3. Température de curie	12
I.2.6.4. Antiferromagnétisme et matériaux antiferromagnétiques	13
I.2.6.4.1. Antiferromagnétisme	13
I.2.6.4.2. Matériaux antiferromagnétiques	14
I.2.6.4.3. Température de Néel	14
I.2.6.5. Ferrimagnétisme et matériaux ferrimagnétiques	16
I.2.6.5.1. Ferrimagnétisme	16
I.2.6.5.2. Matériaux ferrimagnétiques	16
I.3. Comportement des matériaux magnétiques	17
I.3.1. Domaines magnétiques	17
I.3.2. Courbe de première aimantation	18
I.3.2.1. Processus de polarisation ou d'aimantation	18
I.3.2.2. Étapes de la première aimantation	18
I.3.3. Cycle d'hystérésis	20
I.3.4. Types du cycle d'hystérésis	22
I.3.4.1. Cycle d'hystérésis large	22
I.3.4.2. Cycle d'hystérésis étroit	23

I.3.5. Pertes magnétiques	23
I.3.5.1. Pertes par hystérésis	23
I.3.5.2. Pertes par courant de Foucault	24
I.4. Conclusion	24

Chapitre II

Modèles d'hystérésis magnétiques

II.1. Introduction	25
II.2. Modèles d'hystérésis	25
II.2.1. Modèle de Preisach	25
II.2.1.1. Modèle statique de Preisach	25
II.2.1.2. Modèle dynamique de Preisach	26
II.2.1.3. Avantages et inconvénients des modèles de Preisach	27
II.2.2. Modèles de Hodgdon	27
II.2.2.1. Avantages et inconvénients des modèles de Hodgdon	29
II.2.3. Modèle de Jiles-Atherton	29
II.2.3.1. Modèle statique de Jiles-Atherton	29
II.2.3.1.1. Comportement anhystérique.....	30
II.2.3.1.2. Processus d'aimantation réversible	31
II.2.3.1.3. Processus d'aimantation irréversible	31
II.2.3.1.4. Aimantation totale.....	32
II.2.3.1.5. Expression du modèle statique de Jiles-Atherton.....	32
II.2.3.1.6. Identification des paramètres du modèle de Jiles-Atherton.	34
II.2.3.2. Modèle dynamique de Jiles-Atherton.....	35
II.3. Algorithme de résolution de l'équation de Jiles-Atherton statique	37
II.4. Algorithme de résolution de l'équation de Jiles-Atherton dynamique	39
II.5. Conclusion	41

Chapitre III

Identification des paramètres du modèle de Jiles-Atherton

III.1. Introduction.....	42
III.2. Banc Expérimental	42
III.3. Identification des paramètres de Jiles-Atherton par PSO	43
III.3.1. Introduction	43
III.3.2. Principe	43
III.4. Résultats de simulation	45
III.4.1. Modèle statique de Jiles-Atherton	45
III.4.2. Modèle dynamique de Jiles-Atherton	49
III.4.2.1. Matériau Teste	49
III.4.2.2. Identification des paramètres du modèle dynamique de Jiles- Atherton	50
III.5. Conclusion	53
Conclusion générale.....	54
Références bibliographiques	55

Introduction générale

Introduction Générale

Les composants possédant de propriétés magnétiques sont des matériaux d'actualité qui font partie de la technologie moderne, vu la grande variété de travaux et de projets de recherches scientifiques déployés [1-5]. L'étendue de leurs utilisations est très variée. Ces matériaux peuvent être utilisés dans les différentes industries (automobile, aviation, aérospatiale, dispositifs médicaux, informatique et télécommunication, etc.) ainsi que dans les domaines d'électrotechniques (machines électriques, alternateurs, transformateurs, production de l'énergie, ...etc.). Le fonctionnement de ces équipements disposant de matériaux magnétiques à des températures élevées [6] et à des fréquences d'excitations inégales [7], affecte leur comportement magnétique et plus précisément la forme de leurs cycles d'hystérésis. Généralement, les matériaux ferromagnétiques ont un comportement non linéaire et de type hystérétique complexe et assez mal connu à l'heure actuelle. Ce comportement hystérétique doit être tenu en considération par un modèle d'hystérésis.

Le modèle de Jiles-Atherton est actuellement l'un des modèles physiques les plus répandus et les plus complets. En effet, il permet de décrire le comportement magnétique des matériaux sous diverses conditions de fonctionnement statiques, dynamiques, thermiques et magnétostrictives. Cependant, son application n'est possible qu'à travers le processus d'identification des paramètres.

L'objectif du travail présenté dans ce manuscrit est de modéliser le comportement hystérétique des matériaux magnétiques par le modèle de Jiles-Atherton. Pour atteindre cet objectif, nous devons d'abord identifier et optimiser les paramètres du modèle.

Ce mémoire est structuré en trois chapitres. Le premier chapitre est consacré en premier lieu pour expliquer le magnétisme avec les grandeurs et lois qui le régissent ainsi que les différents types de matériaux magnétiques. Le comportement des matériaux magnétiques, les domaines magnétiques et les étapes de leurs premières aimantations ainsi que leurs cycles d'hystérésis avec les équations d'évaluation des différentes pertes par hystérésis et par courant de Foucault.

Dans le deuxième chapitre, nous avons décrit trois modèles d'hystérésis magnétiques différents (en statique et en dynamique) les plus usuels, tels que : le modèle

de Preisach, de Hodgdon et le modèle de Jiles- Atherton. Les deux premiers modèles seront brièvement présentés, alors que le troisième modèle aura plus de détails et il sera utilisé dans la suite de notre travail pour la caractérisation des matériaux magnétiques doux en fonction de la fréquence.

L'essentiel de ce travail est présenté dans le troisième chapitre. Il porte sur la présentation du banc d'essai nécessaire pour les mesures expérimentales et l'identification des paramètres du modèle de Jiles-Atherton en utilisant une technique d'optimisation stochastique avec l'algorithme PSO (Particle Swarm Optimization).

A la fin, une conclusion générale rassemblant les différents résultats que nous avons obtenus est présentée. Les perspectives des travaux futurs ont été suggérées.

Chapitre I

Généralités sur le magnétisme et les matériaux magnétiques

I.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons exposer dans un premier volet des notions générales sur le magnétisme avec les grandeurs et lois qui le régissent ainsi que les différents types de matériaux magnétiques à savoir : les matériaux paramagnétiques, diamagnétiques, ferromagnétiques, ferrimagnétiques et antiferromagnétiques. Dans le deuxième volet, on va parler sur le comportement des matériaux magnétiques les domaines magnétiques et les étapes de leurs premières aimantations ainsi que leurs cycles d'hystérésis. En plus, on va présenter les équations d'évaluation des différentes pertes, à savoir les pertes par hystérésis et pertes par courant de Foucault.

I.2. Notions générales sur le magnétisme et les matériaux magnétiques

I.2.1. Qu'est-ce qu'un matériau magnétique?

Un matériau est dit magnétique, s'il est soumis à un champ magnétique extérieur, ce dernier se met à produire lui-même une induction magnétique. Cette induction est due au mouvement circulaire des électrons des atomes de ce matériau, ce qui engendre aussi un champ magnétique. On dit que ce matériau s'aimante ou se polarise. Ces réactions des électrons de ce matériau vis-à-vis le champ appliqué prouvent que c'est une propriété caractérisant ce matériau [8]. Ces matériaux se diffèrent selon leurs propriétés magnétiques en matériaux doux ou durs.

I.2.1.1. Qu'est-ce qu'un matériau magnétique doux

Les matériaux magnétiques doux sont des substances faciles à magnétiser, ils font partie de la famille des ferromagnétiques. Ces matériaux, lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique, ils obtiennent de fortes propriétés magnétiques. Par contre dans l'annulation du champ magnétique, ces matériaux perdent leur magnétisation. Ces matériaux possèdent un champ coercitif faible (< 10 A/m), qui est traduit par l'obtention d'un cycle d'hystérésis étroit. Ils ont des perméabilités très élevées et des pertes magnétiques faibles à condition de ne pas dépasser une certaine fréquence inférieures à quelques kHz. Parmi ces matériaux, on trouve les ferrites qui sont des oxydes ferrimagnétiques que l'on trouve le plus souvent sous la forme de céramiques polycristallines [9]. On l'utilise notamment comme conducteur de flux pour transmettre une information ou convertir de l'énergie [10].

I.2.1.2. Qu'est-ce qu'un matériau magnétique dur?

Les matériaux magnétiques durs, qui sont caractérisés par une magnétisation plus puissante que les matériaux doux, ils font partie de la famille des ferromagnétiques. Ces matériaux, lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique externe, ils obtiennent de fortes propriétés magnétiques qui demeurent même après élimination du champ. A l'inverse d'un matériau doux, le matériau magnétique dur présente un champ coercitif est très élevé (> 10 kA/m) (plus de dix mille fois supérieur à celui du matériau doux). Ce qui leur permet de s'aimanter et se désaimanter très difficilement et d'obtenir des cycles d'hystérésis larges. Contrairement aux matériaux doux, les matériaux durs possèdent une perméabilité relativement faible. Ces propriétés sont suffisantes pour être utilisées dans la création des aimants permanents. Parmi les matériaux qui sont utilisés, on trouve les alliages métalliques de samarium-cobalt (Sm-Co) et les ferrites comme l'hexaferrite de baryum ou de strontium ($X.Fe_{12}O_{19}$, avec $X = Ba$ ou Sr) de leur facilité de mise en œuvre et leur faible coût et qui représentent 90 % de la production mondiale [9].

I.2.1.3. Différence entre un matériau magnétique dur et doux

- Les matériaux magnétiques durs sont chargés en permanence et perdent rarement leurs propriétés d'aimantation. Ils ont une magnétisation plus forte que les matériaux magnétiques doux ;
- Les matériaux magnétiques doux quant à eux peuvent facilement et rapidement magnétisés et démagnétisés.
- Les matériaux magnétiques durs ont la capacité de contenir le magnétisme même après l'élimination du champ externe, mais les matériaux magnétiques doux n'ont pas une telle capacité.

I.2.2. Induction magnétique

Le phénomène d'induction magnétique ou électromagnétique a été découvert par Faraday en 1831. Ce phénomène est engendré lors de la production d'une différence de potentiel aux bornes d'un conducteur électrique soumis à un champ électromagnétique variable.

L'induction magnétique B est liée au champ magnétique H à travers la perméabilité μ selon l'équation I.1. On pourra la détecter soit par une mesure de force mécanique soit par une mesure de tension électrique de sorte que :

$$B = \mu_0 H \quad (\text{I.1})$$

Où : μ_0 : est la perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{Hm}^{-1}$).

Alors que dans les matériaux, l'induction magnétique est exprimée par l'équation I.2.

$$B = \mu_0 \mu_r H \quad (\text{I.2})$$

μ_0 : La perméabilité magnétique du vide qui vaut $4\pi 10^{-7}$.

μ_r : La perméabilité relative.

μ : La perméabilité absolue.

I.2.3. Flux et champ magnétique

Quand le champ externe H est nul, les moments dipolaires dans le matériau sont distribués de façon aléatoire : la somme vectorielle des moments dipolaires est macroscopiquement nulle (fig. I.1).

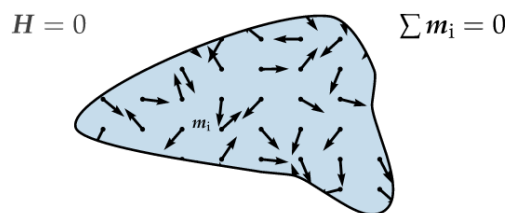


Figure I.1. Schéma d'un matériau magnétique en absence d'un champ externe H .

Lorsqu'un matériau magnétique est placé dans un champ externe H , celui-ci se comporte comme un aimant qui génère son propre champ magnétique. Ce champ secondaire est le champ d'aimantation, qu'on dénote M (fig. I.2a). Ce comportement est dû à l'alignement de la somme des moments dipolaires $\sum m_i$ du matériau magnétique dans la même direction que le champ externe H (fig. I.2-b).

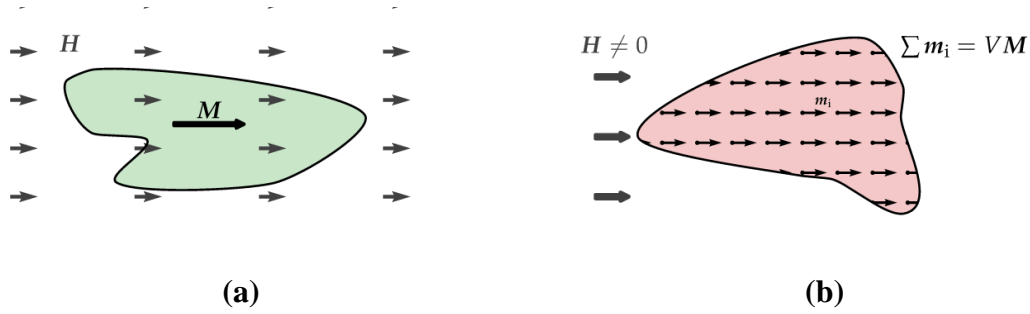


Figure I.2 : Schémas d'un matériau magnétique soumis à un champ externe H :
(a) : Acquisition d'aimantation du matériau sous l'action d'un champ externe H ;
(b) : Alignement des moments dipolaires m_i du matériau magnétique après son aimantation due à la présence d'un champ externe H .

I.2.4. Aimantation

Soit B une densité de flux magnétique quelconque. Dans le vide, l'induction magnétique B est associée à un champ magnétique H selon l'équation I.1.

L'amplitude du champ d'aimantation M qui se crée dans le matériau est directement proportionnelle avec celle du champ externe H appliqué dans la même direction (éq. I.3).

$$M = \chi_m \times H \quad (\text{I.3})$$

D'où : χ_m : est la susceptibilité magnétique du matériau ;

H : est le champ magnétique appliqué.

Le champ d'aimantation M est la somme des moments dipolaires dans le matériau $\sum m_i$ par unité de volume. Alors l'aimantation est donnée par l'équation I.4).

$$M = \frac{\sum m_i}{V} \quad (\text{I.4})$$

Où : V : est le volume du matériau.

I.2.5. Grandeurs magnétiques

I.2.5.1. Susceptibilité magnétique

La susceptibilité magnétique (χ_m , prononcé chi) est un facteur de proportionnalité sans dimension qui indique le degré de magnétisation d'un matériau en réponse à un champ magnétique appliqué. C'est une propriété liée étroitement au matériau. On dit qu'un matériau est aimantable quand sa susceptibilité magnétique n'est pas nulle.

Les valeurs de la susceptibilité s'étendent depuis environ -10^{-5} dans les matériaux très faiblement magnétiques jusqu'à des valeurs d'environ $+10^6$ (matériaux ferromagnétiques [11]). L'aimantation M est proportionnelle au champ appliqué H selon l'équation I.3.

I.2.5.2. Perméabilité magnétique

Dans les matériaux magnétiques, la perméabilité μ est la mesure de la résistance de ce matériau à la formation d'un champ magnétique. Le champ H représente comment un l'induction magnétique B influence l'organisation des dipôles magnétiques dans un matériau donnée. La perméabilité a des dimensions de webers par ampère-mètre (Wb/Am) ou de henrys par mètre (H/m), qui dépend alors de la nature du matériau. Pour les matériaux paramagnétiques, la perméabilité relative ($\mu_r \geq 1$), les matériaux diamagnétiques ($\mu_r \leq 1$). Pour les matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques, il en va tout à fait différemment. La relation entre le champ magnétique et l'aimantation devient non linéaire et ($\mu_r \gg \gg 1$ pour les matériaux ferromagnétiques). Pour les matériaux isotropes, la perméabilité magnétique μ est égale, au quotient B/H . C'est un critère de qualité pour les matériaux qui s'aimantent facilement.

L'induction magnétique B , la perméabilité μ et le champ magnétique H sont liées selon l'équation I.5.

$$B = \mu \times H \quad (I.5)$$

Dans le cas du vide, l'induction magnétique B s'exprime dans le vide en B_0 , la perméabilité μ devient μ_0 et le champ magnétique H seront liées selon l'équation I.6.

$$B_0 = \mu_0 \times H \quad (I.6)$$

Où : B_0 : est exprimée en tesla (T).

Dans un milieu magnétique, soumis à un champ externe, deux composantes contribuent au champ magnétique total B . La première composante est celle du champ magnétique externe H et la deuxième est celle du champ d'aimantation M . Ces paramètres sont liés par l'une des équations de Maxwell (éq. I.7).

$$B = \mu_0(H + M) \quad (I.7)$$

D'après l'équation (I.3) et (I.7), on peut obtenir l'équation (I.8).

$$B = \mu_0(1 + \chi_m)H \quad (I.8)$$

On en déduit aisément l'équation I.9.

$$\mu_r = 1 + \chi_m \quad (I.9)$$

En comparant l'équation (I.8) à l'équation (I.1), on réalise qu'il est utile de définir la perméabilité magnétique μ du matériau (éq. I.10).

$$\mu = \mu_0\mu_r = \mu_0(1 + \chi_m) \quad (I.10)$$

On utilise souvent la perméabilité relative donnée par l'équation (I.11).

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (I.11)$$

I.2.6. Classification des matériaux magnétiques

Les matériaux peuvent être classés selon leurs propriétés magnétiques en matériaux paramagnétiques, diamagnétiques et ferromagnétiques. Comme il existe des types moins courants tels que les matériaux antiferromagnétiques et les matériaux ferrimagnétiques.

I.2.6.1. Paramagnétisme et matériaux paramagnétiques

1.2.6.1.1. Paramagnétisme

Le paramagnétisme est le comportement d'un milieu matériel qui acquiert une aimantation sous l'effet d'un champ magnétique extérieur. Les électrons de ce

matériau seront alignés et dirigés tous dans le même sens que les lignes du champ magnétique appliqué (fig. I.3). Un matériau paramagnétique ne possède pas de façon spontanée une aimantation, c'est-à-dire qui ne peut se produire qu'en présence d'un champ externe, mais plutôt une susceptibilité magnétique de valeur positive assez faible. Il n'existe pas de phénomène d'hystérésis dans un moment paramagnétique. En effet, l'aimantation acquise disparaît lorsque le champ d'excitation se coupe.

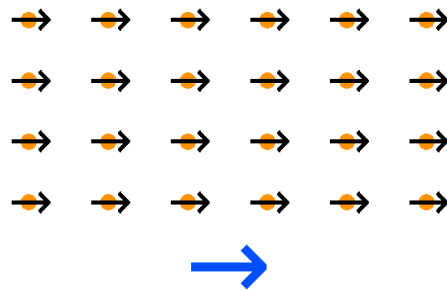


Figure I.3: Moments magnétiques d'un matériau paramagnétique sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (en bleu).

I.2.6.1.2. Matériaux et composés paramagnétiques

Le paramagnétisme s'observe dans certains atomes, molécules et défauts cristallins qui ont un nombre impair d'électrons et dont le moment cinétique total ne peut s'annuler. Les matériaux paramagnétiques concernent aussi les atomes qui possèdent une couche électronique interne partiellement remplie comme les éléments de transition (aluminium), les métaux alcalins et alcalino-terreux (sodium, Baryum et magnésium), les métaux des terres rares (gadolinium).

Les composés paramagnétiques concernent de nombreux ions métalliques, comme les ions manganèse (Mn^{2+} et Mn^{4+}), l'ion de chrome trivalent (Cr^{3+}), l'ion de nickel divalent (Ni^{2+}) et tous les ions de trivalents de terres rares ainsi que les complexes et les composés de coordination tels que le nickel hexafluorure (NiF_6)²⁻, l'hexafluorure de chrome (CrF_6)⁴⁻, l'hexafluorure de cobalt (CoF_6)³⁻, etc. Les sulfures de métaux comme le monosulfure de vanadium détiennent des propriétés paramagnétiques comme le métal.

I.2.6.2. Diamagnétisme et matériaux diamagnétiques

I.2.6.2.1. Diamagnétisme

Le diamagnétisme désigne l'ensemble des matériaux qui ne sont pas attirés par les champs magnétiques. Ces matériaux sont caractérisés par le fait que la magnétisation exerce une force opposée à celle du champ magnétique. C'est-à-dire lorsqu'un matériau soumis à un champ magnétique extérieur, tous ces électrons seront alignés et dirigés dans le sens opposé au champ magnétique (fig. I.4). Ces types de matériaux présentent un comportement inverse à ceux des matériaux paramagnétiques. Donc, un aimant aura tendance à repousser un corps diamagnétique. Cette répulsion n'existe pas de façon intrinsèque : elle naît de la présence de l'aimant, et elle disparaît quand l'aimant est retiré. Il s'observe dans les matériaux, dont les molécules ne possèdent pas assez de dipôles magnétiques propres

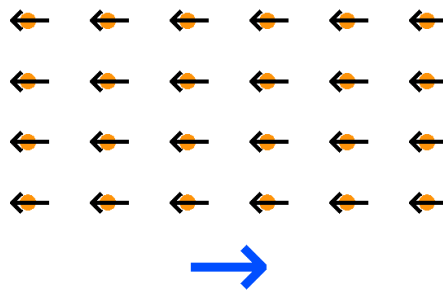


Figure I.4 : Moments magnétiques d'un matériau diamagnétique sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (en bleu).

I.2.6.2.2. Matériaux diamagnétiques

Le diamagnétisme s'observe particulièrement dans les atomes qui ont des électrons appariés et dont le nombre total de spins est égal à zéro. Il s'agit entre autres de l'or, le mercure, le cuivre, le bismuth, l'argent, le plomb, etc. Toutefois, l'aimantation est produite seulement pour le phénomène de L'Armor précession. Les propriétés magnétiques proviennent uniquement du mouvement orbital des électrons.

Dans ce type de matériaux, la perméabilité magnétique relative est inférieure ou égale à 1. Par conséquent, la susceptibilité magnétique est une constante légèrement négative. C'est pourquoi ces matériaux ont tendance à générer une faible

aimantation dans la direction opposée au champ externe et sont rejetés par celui-ci. Ces matériaux peuvent être considérés comme des supraconducteurs. .

I.2.6.3. Ferromagnétisme et matériaux ferromagnétiques

I.2.6.3.1. Ferromagnétisme

Le ferromagnétisme désigne l'aptitude d'un matériau de gagner des propriétés magnétiques sous l'effet d'un champ magnétique extérieur et même de conserver une partie de cette aimantation après élimination du champ. Les électrons de ce matériau restent alors dirigés dans le même sens que l'aimant les a mis, même quand on retire l'aimant (fig. I.5). Ces types de matériaux présentent un comportement inverse à ceux des matériaux paramagnétiques. Ils sont caractérisés par un champ d'aimantation permanent, même en l'absence d'un champ externe. Leur susceptibilité magnétique est positive et généralement beaucoup plus élevée que celle des matériaux paramagnétiques.

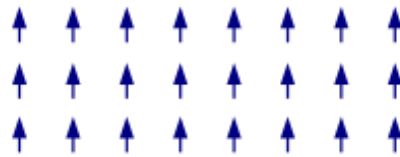


Figure I. 5 : Moments magnétiques d'un matériau ferromagnétique.

I.2.6.3.2. Matériaux ferromagnétiques

Les matériaux ferromagnétiques sont également des matériaux qui présentent des zones de dipôles magnétiques dans une direction, avant l'application du champ magnétique externe. Après l'application du champ externe, ces zones magnétiques deviennent plus intenses afin de rendre le champ plus fort (fig. I.5). Les matériaux ferromagnétiques (corps purs) les plus utilisés sont le fer, le cobalt et le nickel. De plus, certaines terres rares comme les lanthanides sont également ferromagnétiques utilisés à basse température. Dans le cas des alliages, la situation est très complexe : certains alliages de fer et de nickel ne sont pas ferromagnétiques comme l'acier inoxydable austénitique.

Les matériaux ferromagnétiques changent leur comportement à une température de Curie T_C , au dessus de laquelle ils deviennent paramagnétiques, et leur susceptibilité suit alors la loi de Curie-Weiss (eq. I.12) [8].

$$\chi_m(T) = \frac{C}{T-T_C} \quad (\text{I.12})$$

D'où : χ_m : est la susceptibilité du matériau ; C : est la constante de Curie ;

T : la température absolue et T_C : la température de Curie.

I.2.6.3.3. Température de curie

La température a une influence sur le changement du comportement des matériaux ferromagnétique. C'est à dire, en se rapprochant à une température critique, le matériau ferromagnétique subira une forte diminution de ces propriétés magnétiques pour qu'elles s'annulent à cette température caractéristique. Au delà de cette température le matériau perd son aimantation spontanée et change totalement leur comportement et devient donc un matériau paramagnétique. Une fois le matériau est refroidi, il rejoint à son comportement d'origine comme matériau ferromagnétique. Cette température est dite «température de Curie et notée T_C).

La température de Curie caractérise donc la transition de phase entre deux états magnétiques, c'est à dire au-dessous de T_C le matériau possède une aimantation permanente et garde une même orientation à grande échelle. Par contre, au delà de T_C , le matériau est paramagnétique et ne possède donc qu'une aimantation temporaire, générée par un champ magnétique extérieur qui se caractérise par un désordre d'orientation en l'absence de champ extérieur, dû à l'agitation thermique. Cette transition entre ces deux états magnétiques est réversible. Ce phénomène a été découvert par le physicien français Pierre Curie en 1895.

La susceptibilité magnétique du matériau (χ_m), dépend de la température de Curie (eq. I.12). C'est-à-dire, la susceptibilité du matériau ferromagnétique diminue avec l'augmentation de la température et changera son comportement comme un paramagnétique, lorsque leur température (absolue) T est supérieure à leur température de Curie (fig. I.6).

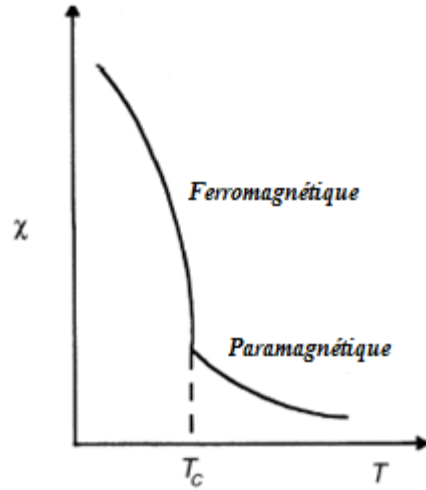


Figure I.6 : Dépendance de la susceptibilité et du comportement du matériau ferromagnétique par la température.

I.2.6.4. Antiferromagnétisme et matériaux antiferromagnétiques

I.2.6.4.1. Antiferromagnétisme

L'antiferromagnétisme est une propriété de certains matériaux magnétiques dont l'interaction d'échange entre les atomes voisins conduit à un alignement antiparallèle des moments magnétiques atomiques sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (fig. I.7). Contrairement aux matériaux ferromagnétiques, l'aimantation totale de ce type de matériau est alors nulle. Ils deviennent des matériaux paramagnétiques au-dessus d'une température de transition, appelée température de Néel (équivalent à la température de Curie pour les matériaux ferromagnétiques ou ferrimagnétiques).

Les matériaux antiferromagnétiques changent leur comportement à une température de Néel T_N , au dessus de laquelle ils deviennent paramagnétiques, et leur susceptibilité suit alors la loi de Curie-Weiss (eq. I.13) [8].

$$\chi_m(T) = \frac{C}{T - T_N} \quad (\text{I.13})$$

D'où : χ_m : est la susceptibilité du matériau ; C : est la constante de Curie ;

T : la température absolue (°K) et T_N : la température de Néel (°K).

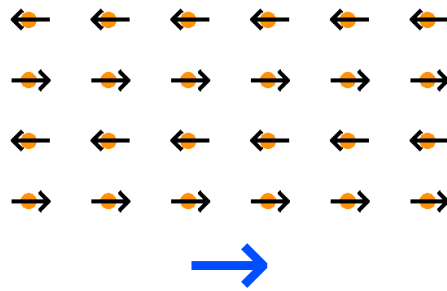


Figure I.7 : Moments magnétiques d'un matériau antiferromagnétique sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (en bleu).

I.2.6.4.2. Matériaux antiferromagnétiques.

On retrouve ces propriétés antiferromagnétiques dans des composés tels que les oxydes métalliques [12] comme exemple, l'oxyde de fer $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ et l'oxyde de manganèse. L'oxyde de manganèse (MnO) est un matériau qui affiche ce comportement. L'ordre antiferromagnétique peut exister à des températures suffisamment basses, mais disparaît à et au-dessus de la température de Néel et se comporte comme un matériau est typiquement paramagnétique. La température de Néel de MnO est d'environ 116 °K. Il existe aussi d'autres sels de chlorures métalliques comme les chlorures de nickel, cobalt et de fer (NiCl_2 , CoCl_2 et FeCl_2) qui présentent respectivement à 50 °K, 25° K, 24 °K, le maximum de susceptibilité caractéristique des substances antiferromagnétiques [13].

I.2.6.4.3. Température de Néel

La température a une influence sur le changement du comportement des matériaux antiferromagnétique ainsi que leur susceptibilité. C'est à dire, en se rapprochant à une température critique, le matériau antiferromagnétique subira une légère augmentation de sa susceptibilité et de ces propriétés magnétiques pour qu'elles s'annulent à cette température caractéristique. Au delà de cette température, la susceptibilité de ce matériau diminuera de nouveau et le matériau change totalement leur comportement pour qu'il devient donc un paramagnétique. Cette température est dite «température de Néel et notée T_N), elle porte le nom de Louis Néel (1904-2000).

La température de Néel caractérise donc la transition de phase entre deux états magnétiques antiferromagnétique et paramagnétique. La figure I.8 présente la dépendance de la susceptibilité du matériau (χ_m), de la température de Néel gouvernée par la loi de Curie-Weiss (eq. 1.12). Elle montre que la susceptibilité du matériau ferromagnétique diminue avec l'augmentation de la température et changera son comportement comme un paramagnétique, lorsque leur température (absolue) T est supérieure à leur température de Néel T_N .

La forme de la dépendance à la température antiferromagnétique de la susceptibilité illustrée à la figure I.8, peut être décrite comme suit. A basse température, les forces d'échange négatives dominent plus d'effets thermiques et la susceptibilité est faible ; à mesure que la température augmente, les effets thermiques deviennent plus importants et l'annulation de l'aimantation due à l'arrangement antiferromagnétique est diminuée, entraînant une augmentation de la susceptibilité. A la température de Néel, le couplage antiferromagnétique est totalement surmonté par l'agitation thermique, et le matériau devient essentiellement paramagnétique à des températures plus élevées [14]. Au-dessus de la température de Néel T_N , la susceptibilité varie comme dans l'équation I.14.

$$\chi_m(T) = \frac{C}{T+T_N} \quad (I.14)$$

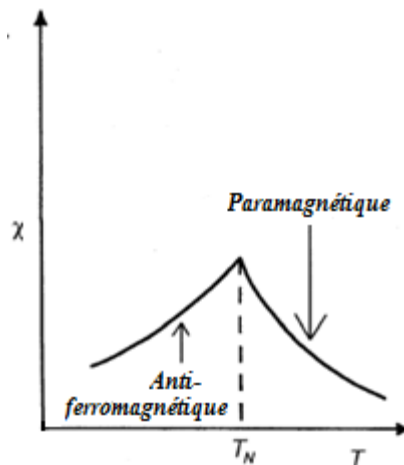


Figure I.8 : Dépendance de la susceptibilité et du comportement du matériau antiferromagnétique par la température.

I.2.6. 5. Ferrimagnétisme et matériaux ferrimagnétiques

I.2.6.5.1. Ferrimagnétisme

Le ferrimagnétisme est une propriété caractérisant quelques matériaux magnétiques ressemblant le ferromagnétisme [14]. Elle se situe à l'intermédiaire entre le paramagnétisme dont les électrons des atomes de ce matériau s'orientent dans le même sens que le champ magnétique et l'antiferromagnétisme dont les électrons de ces atomes s'orientent dans des sens opposés. Alors, dans le cas de ferrimagnétisme, on trouve les moments magnétiques des électrons sont bien opposés deux à deux, mais ceux étant dans le sens du champ magnétique extérieur sont plus fort que ceux dans le sens inverse. Le moment magnétique total dans un sens est donc supérieur à celui dans l'autre sens et le moment magnétique total de l'échantillon n'est donc pas nul (fig. I.9).

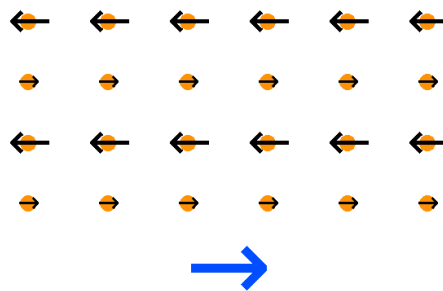


Figure I.9 : Moments magnétiques d'un matériau ferrimagnétique sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (en bleu).

I.2.6.5.2. Matériaux ferrimagnétiques

Les matériaux ferrimagnétiques sont des corps appelés ferrites de formule chimique $MO.Fe_2O_3$ dont le M est un cation bivalent qui peut être l'un de ces métaux : Mn, Fe, Co, Ni, Cu ou Zn. Ces matériaux conviennent parfaitement aux hautes fréquences et qui peuvent être appliquées à faibles pertes thermiques [14]. Parmi ces matériaux, on trouve la magnétite (dont M correspond à Fe (Fe_3O_4)), qui se produit naturellement sous forme d'agnetites dans les minerais de fer.

Dans un matériau ferrimagnétique, les moments magnétiques de spin s'orientent de façon antiparallèle comme dans un antiferromagnétique. Cependant, les moments magnétiques dans les couches en alternance n'ont pas la même intensité de sorte qu'il y a une magnétisation spontanée comme dans un ferromagnétique.

I.3. Comportement des matériaux magnétiques

L'alignement spontané des moments magnétiques atomiques parallèlement les uns aux autres est un phénomène physique localisé. A l'échelle macroscopique, un matériau magnétique est généralement divisée en de nombreuses régions polarisées, c'est-à-dire chaque région est délimitée et possède une seule orientation des moments magnétiques. L'orientation de la polarisation changeant d'une région à l'autre, la polarisation globale de l'échantillon peut fort bien être nulle. Il s'agit des matériaux ferromagnétiques, ferrimagnétiques et antiferromagnétiques.

I.3.1. Domaines magnétiques

On appelle **domaine magnétique** ou **domaine de Weiss** chaque région d'un matériau magnétique (à l'échelle macroscopique) dans laquelle tous les moments magnétiques atomiques sont alignés parallèlement les uns aux autres. Les domaines magnétiques peuvent avoir des formes très variables (fig. I.10). Un domaine magnétique peut mesurer jusqu'à 1 millimètre. Chaque domaine est séparé d'un voisin par une zone de transition dans laquelle l'orientation des moments magnétiques passe progressivement de la direction de polarisation dans l'un des domaines, à celle régnant dans l'autre domaine. Ces zones de transition, constituent des interfaces ou parois délimitant les domaines magnétiques. Ces interfaces portent le nom de **parois de Bloch** (fig. I.10). Ces parois de Bloch ayant une certaine épaisseur de l'ordre du $1/10$ du μm et qui peuvent se déplacer et même d'être éliminer.

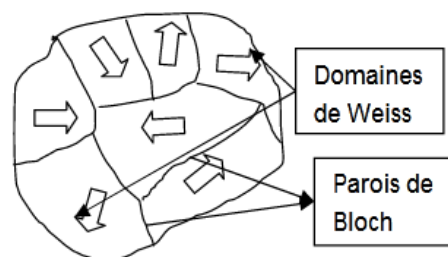


Figure I.10 : Domaine magnétique et paroi de Bloch d'un matériau magnétique

I.3.2. Courbe de première aimantation

I.3.2.1. Processus de polarisation ou d'aimantation

La structure cristalline des matériaux magnétiques (ferro et/ou ferrimagnétiques) présentent des défauts et du vide à l'intérieur ainsi que des parois de Bloch limitant des domaines magnétiques (fig. I.10).

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) (fig. I.11).

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 [5].

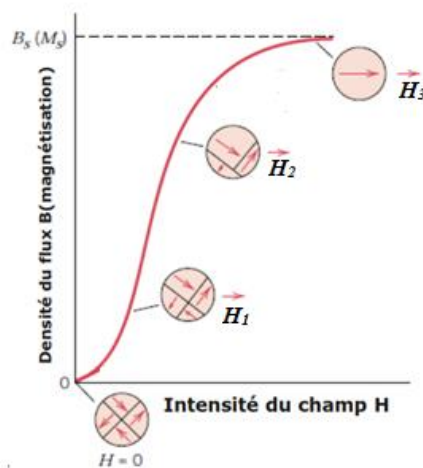


Figure I.11 : Courbe de la première aimantation.

I.3.2.2. Etapes de la première aimantation

L'arrangement des moments magnétiques dans les domaines et les parois de Bloch d'un matériau ferromagnétique (cas d'un bloc de fer sans défaut), varie tout au long de la courbe de la première aimantation. Pour en rendre compte, il est

commode de diviser arbitrairement et de façon très artificielle cette courbe en quatre étapes (fig. I.11).

a. 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 (fig. I.12).

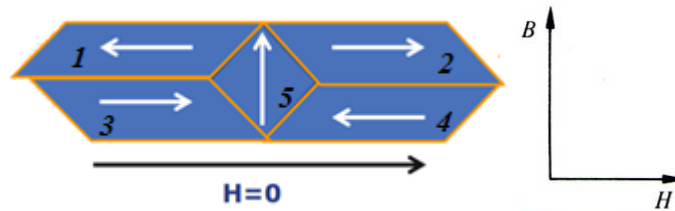


Figure I.12 : Moment magnétique d'un échantillon de fer pur (désaimanté) ($H=0$).

b. 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 [8]. 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 (fig. I.13).

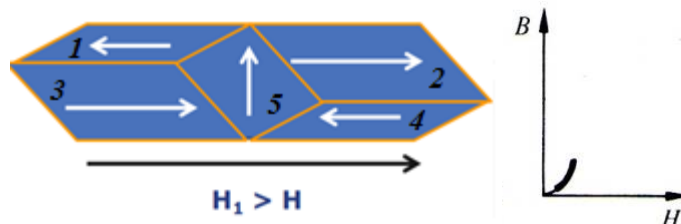


Figure I.13 : Augmentation des volumes des parois sous l'effet du champ d'un échantillon de fer pur ($H_1 > H$).

c. 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 rétrécir (fig. I.14). Dans cette étape, la pente de $B(H)$ est maximale.

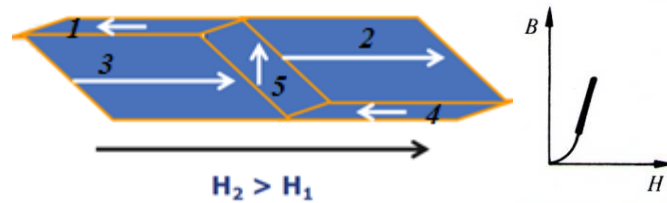


Figure I.14 : Grande augmentation des volumes des parois sous l'effet du champ d'un échantillon de fer pur ($H_2 > H_1$).

d. 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 (fig. I.15). 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.

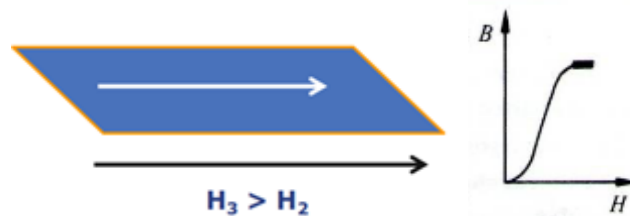


Figure I.15 : Augmentation des volumes des parois sous l'effet du champ d'un échantillon de fer pur ($H_2 > H_1$).

I.3.3. Cycle d'hystérésis

Lors de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique par application d'un champ magnétique externe H , les différentes orientations des moments magnétiques des domaines élémentaires seront affectés par le champ (leurs volumes augmentent) et ils s'orientent et s'alignent au fur et à mesure en fonction de ce dernier. Ces orientations des domaines provoquent la déformation et le déplacement des parois de Bloch

jusqu'à la saturation haute à un champ élevé (fig. I.15). Dans cette phase de saturation, le matériau possède une aimantation maximale (point M_s (fig. I.11 et I.16)) [15]. La première aimantation maximale (M_s) a eu lieu par l'application d'un champ positif élevé H_s ($H \gg 0$) sur le matériau ferromagnétique.

Si, on réduit le champ magnétique jusqu'à 0, l'aimantation M suit un chemin différent de celui de la première aimantation, ce qui traduit par le tracé du cycle d'hystérésis. Lorsque le champ devient nul, l'aimantation est décalée de l'origine d'une valeur égale à la rémanence M_r (fig. I.16). C'est-à-dire que le matériau a gardé une certaine aimantation même après l'annulation du champ appliqué du fait que le processus n'est pas réversible [10].

La décroissance du champ vers des valeurs négatives, n'influe pas sur l'aimantation du matériau qui continue à résister jusqu'à atteindre une valeur de champ coercitif ($-H_c$) capable d'annuler l'aimantation rémanente (M_r). En allant vers des valeurs de champ très négatif $-H_s$ ($H \ll 0$), l'aimantation du matériau varie très rapidement et se dirige dans le même sens que ce dernier pour arriver à la deuxième saturation (point $-M_s$). Cette saturation ne peut être obtenue qu'à partir de valeur du champ magnétique dite coercitifs ($-H_c$) capable d'annuler l'aimantation rémanente (M_r) (fig. I.16).

L'augmentation du champ magnétique vers 0 et même à des valeurs très positives, influe sur l'aimantation du matériau. Donc, l'aimantation passera premièrement par la valeur de rémanence ($-M_r$) à un champ nul, puis elle atteindra la valeur de champ coercitif ($+H_c$). Au-delà de cette valeur du champ coercitif, l'aimantation prendra une variation intense jusqu'à saturation pour qu'elle rejoindra le point M_s à un champ positif élevé H_s (première saturation). La variation de l'aimantation due au changement du champ, décrit le cycle d'hystérésis (fig. I.16). Ce cycle peut être représenté sous deux formes, l'aimantation M en fonction du champ appliqué H ($M=f(H)$) ou l'induction B en fonction de champ appliqué H ($B=f(H)$).

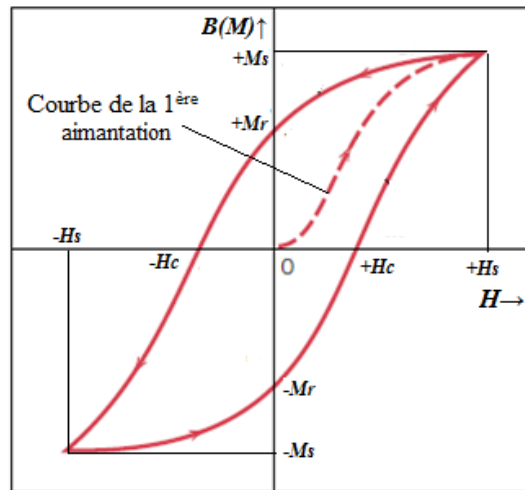


Figure I.16 : Cycle d'hystérésis

I.3.4. Types du cycle d'hystérésis

Il existe deux types de cycles d'hystérésis qui dépendent de la nature du matériau magnétique utilisé. Donc, on peut avoir un cycle d'hystérésis large et un cycle d'hystérésis étroit.

I.3.4.1. Cycle d'hystérésis large

Ce cycle peut être obtenu par application d'un champ magnétique à une valeur suffisamment élevée sur un matériau ferromagnétique dur. En raison de sa valeur importante de champ coercitif, le cycle d'hystérésis obtenu est large (fig. I.17). Quelques matériaux pouvant donner ce type d'hystérésis et qui possèdent de telles propriétés sont les alnicos, dérivant des alliages ternaires Fe-Al et les ferrites durs comme la ferrite de baryum [4]. Ces types de matériaux sont surtout utilisés dans la fabrication des aimants permanents tels que l'alliage de samarium-cobalt (Sm-Co) ainsi que dans les dispositifs d'enregistrement magnétiques.

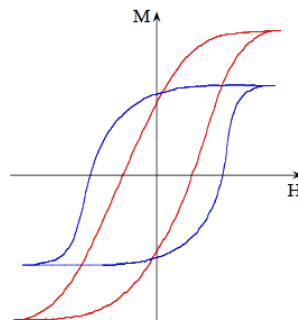


Figure 1.17 : Cycle d'hystérésis large d'un matériau ferromagnétique dur.

I.3.4.2. Cycle d'hystérésis étroit

Ce cycle d'hystérésis peut être obtenu en appliquant un champ magnétique sur un matériau ferromagnétique doux. En raison de leur faible valeur de champ coercitif, le cycle d'hystérésis obtenu est étroit (fig. I.18). Les matériaux pouvant donner ce type d'hystérésis sont alliages Fer-Silicium (Fe-Si) à faible teneur en Silicium, les alliages Fer-Nickel (Fe-Ni) du type permalloy et certains ferrites [4]. Ces matériaux possèdent de faibles pertes par hystérésis, ce qui les rend favorables d'être utilisés dans les circuits magnétiques des transformateurs et machines électriques, ainsi que dans les têtes de lecture des dispositifs d'enregistrement magnétiques.

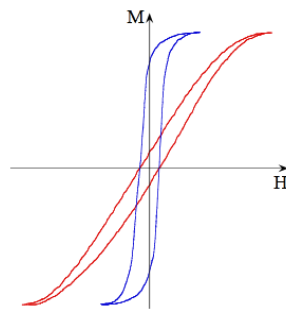


Figure I.18 : Cycle d'hystérésis large d'un matériau ferromagnétique doux.

I.3.5. Pertes magnétiques

Les matériaux magnétiques soumis à un champ d'excitation extérieur, subiront des pertes énergétiques appelées pertes fer. On distingue deux sortes de pertes : les pertes par hystérésis et les pertes par courants de Foucault.

I.3.5.1. Pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis des matériaux ferromagnétiques, sont les différences d'énergies liées au mécanisme d'aimantation, c'est-à-dire le déplacement des parois de Bloch dus aux changements des orientations des moments magnétiques causés par leur l'augmentation et la décroissance du champ extérieur. Elles sont proportionnelles à la surface du cycle. Les pertes par hystérésis sont symbolisées par P_h et leur unité en Watt. Elles peuvent être calculées par la formule de Steinmetz (éq. I.15):

$$P_h = K_1 \times V \times f \times B_{max}^n \quad (I.15)$$

D'où : V : Volume du matériau en m^3 ; f : fréquence en hertz;

B_{max} : est la valeur maximale de l'induction en Tesla;

$n = 2$ pour les tôles et 1.6 pour les matériaux massifs.

K_1 : est une constante déterminée expérimentalement.

I.3.5.2. Pertes par courant de Foucault

Les pertes par courants de Foucault, sont des pertes joule dues aux courants induits qui se forment dans les masses métalliques des matériaux ferromagnétiques soumis à des champs d'induction variables. Ces courants provoquent une dissipation d'énergie et l'échauffement des matériaux [16]. Les pertes par courants de Foucault sont symbolisées par P_f et leur unité en Watt/m³. Pour un champ périodique ces pertes peuvent être calculées par la formule de Steinmetz (éq. I.16):

$$P_f = K_2 \times V \times f^2 \times B_{max}^2 \quad (I.16)$$

D'où : K_2 : est une constante déterminée expérimentalement.

I.4. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons expliqué les origines du phénomène d'hystérésis magnétique, la variété et la complexité des processus conduisant à ce phénomène. Ensuite, nous avons étudié les matériaux magnétiques qui forment le cœur de la technologie. Une attention particulière a été portée aux matériaux ferromagnétiques et spécialement les matériaux doux qui seront utilisées pour la validation expérimentale des résultats de simulation dans les deux régimes statique et dynamique.

Chapitre II

Modèles d'hystérésis *magnétiques*

II.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons aborder trois modèles différents d'hystérésis magnétiques (en statique et en dynamique) les plus usuels, tels que : le modèle de Preisach, de Hodgdon et le modèle de Jiles- Atherton. Les deux premiers modèles seront brièvement présentés, alors que le troisième modèle, il va y'avoir plus d'attention et plus de détail dans ce chapitre et il sera utilisé dans la suite de notre travail pour la caractérisation des matériaux magnétiques doux en fonction de la fréquence.

II.2. Modèles d'hystérésis

II.2.1. Modèle de Preisach

II.2.1.1. Modèle statique de Preisach

Le modèle de Frederick Preisach (1935), le physicien allemand, décrit le phénomène de dissipation d'énergie par hystérésis dans les matériaux magnétiques [12]. Ce modèle représente le matériau magnétique par des entités magnétiques, appelées : hystérons, ayant deux états de saturation magnétiques possibles $M = \pm I$ [13].

Ces entités magnétiques sont définies par un cycle élémentaire rectangulaire, dissymétrique par rapport à l'origine comme le montre la figure II.1. Ce cycle est caractérisé par les champs de basculement "bas" et "haut" notés respectivement α et β ($\beta < \alpha$). Ces deux états de stabilités sont atteints lorsqu'on dépasse une valeur de α en haut et une valeur de β en bas en fonction du champ H et l'aimantation M .

La détermination de l'aimantation du matériau repose sur la distribution statistique des cycles élémentaires, dont les variables sont α et β . Soit $\rho(\alpha, \beta)$ la fonction de distribution de Preisach appelée aussi densité de Priesach (éq. II.1), qui ne dépend pas de l'état magnétique du matériau [10].

$$M(t) = \iint_{\alpha \geq \beta} \rho(\alpha, \beta) \times \gamma_{\alpha\beta}[H(t)] \times d\alpha \times d\beta \quad (\text{II.1})$$

D'où :

$[H(t)] \times d\alpha \times d\beta$: Opérateur associé aux hystérons élémentaires valant soit $+I$ soit $-I$;

$\rho(\alpha, \beta)$: La densité du Preisach ;

$\gamma_{\alpha\beta}[H(t)]$: opérateur associé à la particule admettant pour champs de basculement α et β , en admettant qu'ils valent (+1) dans l'état positif et (-1) dans l'état négatif.

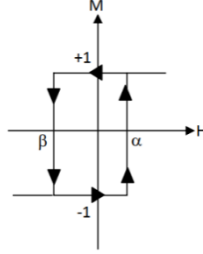


FIGURE II.1: Cycle élémentaire d'une entité magnétique

II.2.1.2. Modèle dynamique de Preisach

Le modèle statique de Preisach a été développé par Giorgio Bertotti en 1992 en donnant naissance à un modèle dynamique de Preisach [14]. Ce modèle tient compte du mouvement des parois de Bloch et constitue actuellement le modèle de référence pour la prise en compte des phénomènes dynamiques dans un modèle d'hystérésis [15].

Giorgio Bertotti a effectué une adaptation à l'opérateur $\gamma(\alpha, \beta)$ tenant compte que les variables α et β , l'évolution en fonction du temps à la formulation du modèle de Preisach (éq. II. 1). La détermination de l'aimantation du matériau est décrite par l'expression II.2.

$$M(t) = M_s \int_{-H_{max}}^{H_{max}} d\alpha \int_{-H_{max}}^{\alpha} \rho(\alpha, \beta) \times \gamma_{\alpha\beta}(\alpha, \beta, t) \times d\beta \quad (\text{II.2})$$

Avec : M_s est l'aimantation de saturation ;

α : Champ de basculement vers l'état haut $M = +I$;

β : Champ de basculement vers l'état bas $M = -I$;

H_{max} : Le champ magnétique maximal ;

$\rho(\alpha, \beta)$: Le paramètre de la fonction de Preisach statique.

En effet, le changement de la fonction $\gamma(\alpha, \beta, t)$ qui vaut généralement ± 1 dans le modèle classique vers la fonction dérivée temporelle du flux élémentaire. Cette adaptation a été effectuée par l'introduction d'un nouveau paramètre K lié à la mobilité des parois magnétiques et qui dépend de l'évolution temporelle du champ magnétique H (éq. II.3) [12].

$$\frac{\partial \gamma(\alpha, \beta, t)}{\partial t} = \begin{cases} K[H(t) - \alpha] \text{ si } H(t) \geq \alpha \text{ et } \gamma_{\alpha, \beta} < 1 \\ K[H(t) - \beta] \text{ si } H(t) \leq \beta \text{ et } \gamma_{\alpha, \beta} > 1 \\ 0 \text{ ailleurs} \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

D'où : K : Facteur d'amortissement lié à la fréquence et fonction du comportement dynamique du matériau.

Il faut bien noter la forme du cycle est influencée par la fréquence et la forme de l'excitation magnétique [10].

II.2.1.3. Avantages et inconvénients des modèles de Preisach

Le modèle de Preisach est le modèle le plus complet sur les plans mathématique et phénoménologique et le plus utilisé dans la modélisation des matériaux magnétiques. Il étudie le phénomène de saturation et la représentation des cycles d'hystérésis mineur et majeur. Mais son principal problème réside dans la détermination de la fonction de distribution [16].

II.2.2. Modèles de Hodgdon

Le modèle de Hodgdon est basé sur la description thermodynamique du processus d'aimantation [16]. Le cycle d'hystérésis est généré en résolvant l'équation suivante :

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \alpha \left[\frac{\partial H}{\partial t} \right] [f(H) - B] + \frac{\partial H}{\partial t} g(H) \quad (\text{II.4})$$

Où l'on admet que α est un coefficient strictement positif (généralement de valeur unitaire). En utilisant la perméabilité différentielle $\frac{\partial B}{\partial t} = \mu_d$, l'équation II.4, devient comme suit:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \begin{cases} \alpha [f(H) - B] + g(H) \text{ si } \frac{\partial H}{\partial t} > 0 \\ -\alpha [f(H) - B] + g(H) \text{ si } \frac{\partial H}{\partial t} < 0 \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

D'où la fonction g est une fonction continue qui change de forme selon la position du point de fonctionnement sur le cycle d'hystérésis.

Les fonctions f et g définissent la structure du modèle. Pour que les solutions de l'équation II.4 soient hystérétiques [9], il faut que ces fonctions remplissent les conditions mathématiques suivantes :

- f doit être une fonction impaire, continue par morceau, monotone croissante et différentiable, telle que sa dérivée f' admette une limite finie lorsque H tend vers l'infini.

- g doit être une fonction paire, continue par morceau.

En intégrant l'équation II.5, l'induction magnétique sur les branches montante (éq. II.6) et descendante (éq. II.7) du cycle majeur sous les conditions initiales B_0 et H_0 sera donnée comme suit :

$$B^+(H) = f(H) + [B_0 - f(H_0)] \times \exp(-\alpha(H - H_0) + \exp(-\alpha H \times \int_{H_0}^H [g(\xi) - f'(\xi)] \times \exp(\alpha\xi) d\xi) \quad (\text{II.6})$$

$$B^-(H) = f(H) + [B_0 - f(H_0)] \times \exp(-\alpha(H - H_0) - \exp(-\alpha H \times \int_{H_0}^H [g(\xi) - f'(\xi)] \times \exp(-\alpha\xi) d\xi) \quad (\text{II.7})$$

Sous les conditions initiales B_0 et H_0 nous permet de déterminer l'induction magnétique sur les branches montante (B^+) et descendante (B^-) du cycle majeur. L'obtention du cycle d'hystérésis peut se faire en utilisant comme fonction f et g , les fonctions II.8 et 9.

$$f(H) = \begin{cases} b_1 \tan^{-1} \left(\frac{H_s}{b_2} \right) + \mu_0(H - H_s) & \text{si } H > H_s \\ b_1 \tan^{-1} \left(\frac{H}{b_2} \right) + \mu_0(H - H_s) & \text{si } |H| < H_s \\ -b_1 \tan^{-1} \left(\frac{H_s}{b_2} \right) + \mu_0(H - H_s) & \text{si } H < -H_s \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

$$g(H) = \begin{cases} f'(H) \left[1 - b_3 \exp \left(-b_4 \frac{|H|}{H_s - |H|} \right) \right] & \text{si } |H| < H_s \\ f'(H) & \text{si } |H| > H_s \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

Les paramètres (b_1, b_2, b_3, b_4) définis-en (éq. II.10)) sont déterminés à partir de la considération de quelques points particuliers sur le cycle expérimental. Ces points particuliers sont : l'aimantation rémanente définie par $(0, B_r)$, le champ coercitif défini par $(H_c, 0)$ et l'aimantation de saturation définie par (H_s, B_s) .

$$\left\{ \begin{array}{l} b_1 = \frac{2B_s}{\pi} \\ b_2 = \left(\frac{\mu_s \times \pi \times H_s^2}{2B_s - \mu_s \times \pi} \right)^{\frac{1}{2}} \\ b_3 = 1 + \frac{\alpha B_r - \mu_r}{f'(0)} \\ b_4 = \frac{H_s - H_c}{H_c} \times \ln \left[\frac{b_3 \times f'(H_c)}{\alpha \times f(H_c) + f'(H_c) - \mu_c} \right] \end{array} \right. \quad (\text{II.10})$$

Afin que le modèle soit valable, il faut que la fréquence du champ magnétique soit suffisamment petite. Mais dans les applications industrielles, les valeurs de cette dernière peuvent être moyennes ou élevées allant de quelques dizaines à quelques centaines d'Hertz. C'est pour cette raison que, Hodgdon a élaborée une nouvelle formulation qui tient compte des évolutions du champ d'excitation.

II.2.2.1. Avantages et inconvénients des modèles de Hodgdon

Le modèle dynamique de Hodgdon utilise une fréquence d'excitation plus élevée (fonctionnement du processus industriel) par rapport au modèle statique qui utilise un temps d'excitation très court.

L'intégration du modèle statique dans le calcul du champ est aisée à mettre en œuvre vu l'aspect analytique du modèle [3], en revanche, la complexité du modèle dynamique réside dans l'identification des deux fonctions $f(H)$ et $g(H)$ et leur généralisation est d'autant plus complexe à mettre en œuvre qu'il y a une multitude d'échantillons dans le milieu industriel ce qui le rend le relativement inapplicable [9].

II.2.3. Modèle de Jiles-Atherton

Le modèle Jiles-Atherton est très utilisé en Génie Electrique dans la description et la modélisation d'un système avec hystérésis magnétique, à partir d'une approche basée essentiellement sur des considérations énergétiques liées aux déplacements de parois au sein du système magnétique. La solution du modèle est importante pour le contrôle en temps réel et de haute précision [17]. Ce modèle s'applique principalement à l'hystérésis pour les matériaux ferromagnétiques [18]. Le modèle de Jiles-Atherton est valable en régime statique et en régime dynamique.

II.2.3.1. Modèle statique de Jiles-Atherton

Le modèle de Jiles-Atherton typique utilisait cinq équations pour décrire la relation entre le champ magnétique externe H et l'aimantation totale M . En tant que modèle d'hystérésis couramment utilisé, le modèle Jiles-Atherton a été modifié pour de nombreuses versions, qui ont différentes expressions mathématiques pour décrire la magnétisation [17]. Le processus réversible de rotation des moments magnétiques lorsqu'ils sont proches de la saturation dans le cycle d'hystérésis, sont tenus en compte dans le modèle de Jiles-Atherton développé en régime statique de matériaux ferromagnétiques isotropes [15].

II.2.3.1.1. Comportement anhystérétique

Pierre Weiss (1906) a proposé un modèle consiste à considérer que l'interaction entre les moments identiques dans les domaines magnétiques peut engendrer un champ d'interaction moléculaire appelé H_m (éq. II.11) [12].

$$H_m = \alpha \sum_j m_j = \alpha \times M \quad (\text{II.11})$$

Où : H_m : est le champ d'interaction moléculaire;

m_j : est le moment magnétique;

α : est le coefficient du champ moléculaire qui tien compte les interactions de domaine quantifiées;

M : est l'aimantation.

On peut déduire que le champ effectif des domaines (éq. II.12), est similaire au champ effectif vu par les moments magnétiques individuels dans le même domaine.

$$H_e = H + \alpha M_{an} \quad (\text{II.12})$$

Où : M_{an} : est l'aimantation anhystérétique.

La réponse d'un matériau isotrope sous l'action d'un champ effectif H_e peut être exprimée par l'expression II.13. La fonction f s'annule pour $H_e = 0$ et tend vers 1 pour $H_e \rightarrow \infty$. Dans cette expression, il y a que la réponse au champ magnétique et l'interaction moyenne de chaque domaine avec le reste du matériau, qu'ils sont pris en compte.

$$M_{an} = M_s f(H_e) \quad (\text{II.13})$$

La caractéristique anhystérétique du matériau peut être exprimée par l'équation II.14 porté sur l'équation de Langevin. Dans cette expression, On va identifier les trois premiers paramètres M_s , α et a .

$$M_{an}(H_e) = M_s \left[\coth \left(\frac{H + \alpha M_{an}}{a} \right) - \left(\frac{a}{H + \alpha M_{an}} \right) \right] \quad (\text{II.14})$$

Où :

a : est un paramètre qui caractérise la pente de l'aimantation anhystérétique ($A.m^{-1}$).

Jiles-Atherton suppose dans son modèle que l'aimantation totale M est la somme de deux composantes d'aimantation réversible M_{rev} et irréversible M_{irr} (éq. II.15).

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (II.15)$$

II.2.3.1.2. Processus d'aimantation réversible

En tenant compte les déformations énergétiques sur les sites d'ancrage des parois (petits déplacements) sous l'influence du champ extérieur (fig. II.2), la composante M_{rev} est proportionnelle à la différence entre l'aimantation anhystérétique M_{an} et irréversible $M_{irr}(M_{an} - M_{irr})$ comme elle a été exprimée par Jiles-Atherton dans son expression II.16 [19].

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (II.16)$$

Où : c : est le coefficient de réversibilité, $c \in [0, 1]$.

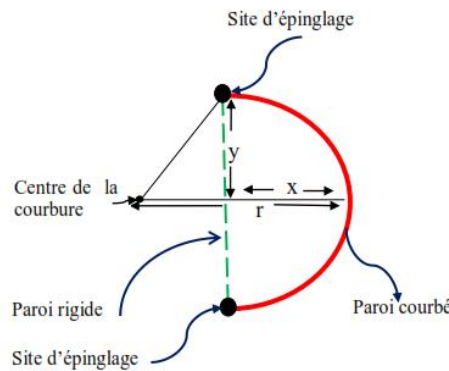


Figure II.2 : Déformation réversible d'une paroi sous un champ extérieur [20].

II.2.3.1.3. Processus d'aimantation irréversible

Dans le processus irréversible, on considère que les parois de Bloch sont planes et rigides et que pendant leur déplacement, le processus d'accrochage-décrochage sera soumis sur les sites d'ancrage (fig. II.3). Dans ce processus, la densité d'énergie dissipée est considérée uniforme et de même nature dans les sites d'ancrage.

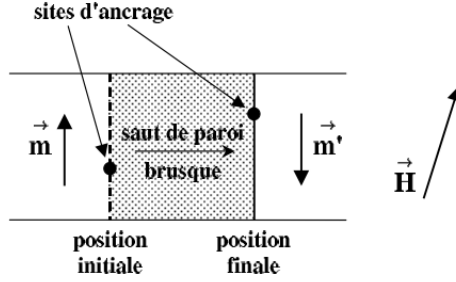


Figure II.3 : Saut brusque de paroi sur les sites d'ancrages sous l'effet d'un champ extérieur [15].

L'expression de l'énergie magnétisante est obtenue à partir de la différence entre l'énergie associée au comportement anhystérétique et les pertes dues au processus d'ancrage des parois. Après quelques calculs, la susceptibilité différentielle associée au processus d'aimantation irréversible sera décrit comme dans l'équation II.17.

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{(M_{an} - M_{irr})}{k\delta} \quad (\text{II.17})$$

Où : k : est une constante liée à la densité d'énergie moyenne nécessaire pour casser les sites d'ancrage des parois ;

δ : est le signe de la fonction dérivée de l'intensité du champ magnétique par rapport au temps, δ prend la valeur +1 quand $\frac{dH}{dt} > 0$ et la valeur -1 quand

$$\frac{dH}{dt} < 0.$$

II.2.3.1.4. Aimantation totale

La combinaison de l'équation (II.16) dans l'expression d'aimantation totale définie par l'équation II.15₂ nous obtenons l'équation II.18.

$$M = M_{irr} + c(M_{an}(H_e) - M_{irr}) = (1 - c)M_{irr} + c(M_{an}(H_e)) \quad (\text{II.18})$$

II.2.3.1.5. Expression du modèle statique de Jiles-Atherton

Enfin, en différenciant l'expression II.18, par rapport à H donne l'équation différentielle II.21.

Sachant que :

$$\frac{dM_{an}}{dH} = \frac{dM_{an}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \quad (\text{II.19})$$

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \quad (\text{II.20})$$

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c) \frac{dM_{irr}}{dH_e} + c \frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 - \alpha c \frac{dM_{an}}{dH_e} - \alpha (1-c) \frac{dM_{irr}}{dH_e}} \quad (\text{II.21})$$

L'équation II.21 est l'équation différentielle du modèle de Jiles-Atherton $M(H)$. L'expression de $\frac{dM_{irr}}{dH_e}$ est donnée par l'équation II.17 et la dérivée de l'aimantation anhystérétique par rapport au champ effectif est :

$$\frac{dM_{an}}{dH_e} = \frac{M_s}{a} \left[1 - \coth^2 \left(\frac{H_e}{a} \right) + \left(\frac{a}{H_e} \right)^2 \right] \quad (\text{II.22})$$

Dans le modèle de Jiles-Atherton ($M(H)$), l'aimantation M est une fonction de champ extérieur H , il existe cinq paramètres a , c , k , M_s et α dont leurs significations physiques sont indiquées sur le tableau II.1. Ces paramètres doivent être déterminés à partir de mesures expérimentales.

Tableau II.1 - Propriétés physiques des paramètres α ; a ; k ; c et M_s [20].

Paramètre	Propriété physique
c	Coefficient de réversibilité, lié aux pertes réversibles par hystérésis.
a	Facteur de forme de l'aimantation anhystérétique.
k	lié à la densité de sites d'ancrages et aux déplacements des parois (composante irréversible de magnétisation).
α	Lié à l'interaction entre les domaines.
M_s	Aimantation de saturation.

Le modèle de Jiles-Atherton peut être aussi adapté pour la détermination de la loi de comportement $M(B)$, connu sous le nom «modèle inverse de Jiles-Atherton». En dérivant l'expression de l'aimantation totale (éq. II.18) par rapport à B en utilisant l'équation : $B_e = \mu_0 H_e$, nous obtenons l'équation II.23.

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c) \frac{dM_{irr}}{dB_e} + c \frac{dM_{an}}{dB_e}}{1 + \mu_0 (1-c)(1-\alpha) \frac{dM_{irr}}{dB_e} + \mu_0 c(1-\alpha) \frac{dM_{an}}{dB_e}} \quad (\text{II.23})$$

Avec :

$$\frac{dM_{irr}}{dB_e} = \frac{(M_{an} - M_{irr})}{\mu_0 k \delta} \quad (\text{II.24})$$

Dans le deuxième cas du modèle inverse de Jiles-Atherton, cinq paramètres c ; a ; k ; α et M_s sont aussi déterminés à partir de mesures expérimentales. Ces

paramètres sont théoriquement les mêmes quelque soit le modèle utilisé ($M(H)$ ou $M(B)$).

II.2.3.1.6. Identification des paramètres du modèle de Jiles-Atherton

L'extraction des paramètres du modèle, à partir des mesures expérimentales, est décrite dans [21]. Après quelques développements algébriques des équations II.14, 17 et 18, aux voisinages de quelques points caractéristiques du cycle d'hystérésis, les expressions implicites des 5 paramètres sont obtenues dans les expressions II.25-28 [15].

$$c = \frac{3a \times \chi'_{ini}}{M_s} \quad (II.25)$$

$$a = \frac{M_s}{3} \left(\frac{1}{\chi'_{an}} + \alpha \right) \quad (II.26)$$

$$k = \frac{M_{an}(M_c)}{1-c} \left(\alpha + \frac{1-c}{\chi'_c - c \frac{dM_{an}(H_c)}{dH}} \right) \quad (II.27)$$

$$M_r = M_{an}(M_r) + \frac{k}{\frac{\alpha}{1-c} + \frac{1}{\chi'_r - c \frac{dM_{an}(M_r)}{dH}}} \quad (II.28)$$

Avec :

H_c et M_r : sont le champ coercitif et l'aimantation rémanente ;

M_s : est l'aimantation à saturation ;

χ'_{ini} et χ'_{an} : les susceptibilités différentielles normales et anhystérique initiales ;

χ'_c et χ'_r : sont les susceptibilités différentielles aux points coercitifs.

La détermination expérimentales de ces paramètres nécessitent de relever à partir d'un cycle majeur, la courbe de la première aimantation et la courbe anhystérique, les grandeurs physiques indiquées sur la figure II.4 [15].

La détermination des paramètres c , a , k et α requiert une procédure itérative qui peut permettre d'obtenir une bonne approximation de leurs valeurs. Nous présentons dans la suite, la procédure d'identification initialement proposée par Jiles et al [21].

Le paramètre M_s est facile à obtenir par mesure directe d'un cycle d'hystérésis majeur et le paramètre c est obtenu à l'aide de l'équation II.25 grâce à la mesure de χ'_{ini} . Les autres paramètres ne sont pas directement calculables puisque les relations II.26-28, font intervenir plusieurs paramètres couplés par des relations non-linéaires. La procédure itérative proposée par Jiles et al [21] est la suivante:

1. choix arbitraire d'une valeur initiale de α ;
2. calcul de a par l'équation II. 26 ;
3. calcul de k par l'équation II.27 ;
4. calcul de α par l'équation II.28 ;
5. Retour au deuxième point. Jusqu'à la convergence de la procédure.

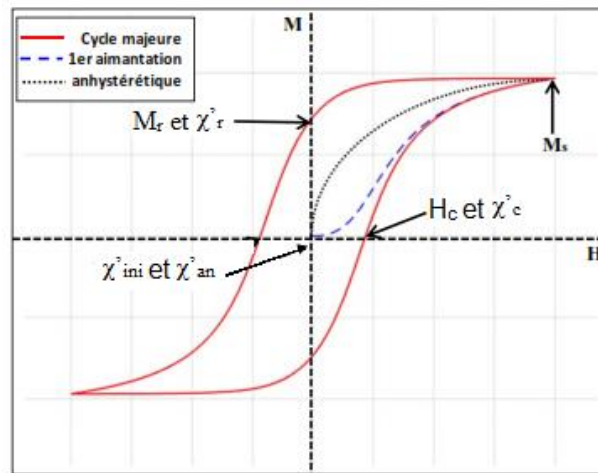


Figure II.4 : Les différents paramètres expérimentaux nécessaires pour l'identification Relevés à partir d'un cycle d'hystérésis.

II.2.3.2. Modèle dynamique de JilesAtherton

Jiles a formulé le modèle dynamique en gardant le développement du modèle statique basé sur le bilan énergétique et en exploitant l'idée de Bertotti [22], énonçant que les pertes totales dans un matériau magnétique sont séparées en trois contributions. La première est celle des pertes statiques dues aux forces de friction lors des déplacements de parois. Ces pertes peuvent être calculées à partir du modèle de Jiles-Atherton statique. La deuxième contribution est due à l'apparition de courants induits en régime dynamique et les pertes associées dépendent de la forme de l'échantillon [15]. Néanmoins, pour des géométries simples et pour une pénétration

uniforme du champ magnétique dans le matériau, ces pertes sont déterminées par l'intermédiaire de l'expression II.29.

$$\frac{dW_{cl}(t)}{dt} = \frac{(d \times \mu_0)^2}{2\rho\beta} \left(\frac{dM(t)}{dt} \right)^2 \quad (\text{II.29})$$

Où : ρ : est la résistivité en Ωm ;

d : est la section de l'échantillon en m (épaisseurs pour les tôles, diamètre pour les formes cylindriques et sphériques) ;

B : est un facteur géométrique égal à 6 pour les tôles, 16 pour les cylindres et 20 pour les sphères.

Sous des conditions de variation sinusoïdale d'induction à faibles ou moyennes fréquences, ces pertes par unité de volume sont évaluées par l'équation II.30.

$$\frac{dW_{cl}}{dt} = \frac{\pi^2 B^2 \max d^2 f^2}{\rho\beta} \quad (\text{II.30})$$

D'où :

B_{max} : est la valeur maximale de l'induction en Tesla ;

f : est la fréquence.

En plus des pertes par hystérésis le matériau peut être le siège de pertes supplémentaires qui seront évaluées par l'équation II.31.

$$\frac{dW_{exc}}{dt} = \left(\frac{G \times d \times w \times H_0}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{dB}{dt} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{II.31})$$

Avec : G : est une constante sans dimension égale à 0.13356 ;

w : est la largeur du laminage ;

H_0 : est un paramètre lié au potentiel interne que subissent les parois des domaines (A/m).

En se basant sur les équations du modèle statique de Jiles-Atherton en ajoutant les deux composantes de pertes (courant de Foucault et supplémentaires) et après quelques manipulations mathématiques, on obtient l'équation II.32 quasi statique de l'hystérésis magnétique tenant compte les différents types de pertes [10].

$$\left(\frac{dM}{dH}\right) \left[k\delta - \alpha \left(M_{an} - M + k\delta c \frac{dM_{an}}{dH_e} \right) \right] - \left(M_{an} - M + k\delta c \frac{dM_{an}}{dH_e} \right) + D_1 \left(\frac{dH}{dt} \right) \left(\frac{dM}{dH} \right)^2 + D_2 \left(\frac{dH}{dt} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{dM}{dH} \right)^{\frac{3}{2}} = 0 \quad (\text{II.32})$$

Avec les paramètres dynamiques D_1 et D_2 qui sont donnés par les équations II.33-34 respectivement.

$$D_1 = \frac{\mu_0 d^2}{2\rho\beta} \quad (\text{II.33})$$

$$D_2 = \left(\frac{\mu_0 \times G \times d \times w \times H_0}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.34})$$

Dans l'équation II.32 interviennent aussi les paramètres du modèle statique α , a , c , k et M_s . L'expression de l'aimantation anhystérétique est donnée par l'équation II.14. Dans une première approximation, les valeurs de ces paramètres sont les mêmes que ceux obtenus pour le modèle statique. Les deux nouveaux paramètres D_1 et D_2 peuvent être déterminés à partir des grandeurs physiques (conductivité,...) et géométriques (facteur de forme, section,...) de l'échantillon considéré.

II.3. Algorithme de résolution de l'équation de Jiles-Atherton statique

La figure II.5 résume la procédure de calcul de l'induction $B(t)$ à partir d'un champ magnétique $H(t)$ en résolvant l'équation II.23.

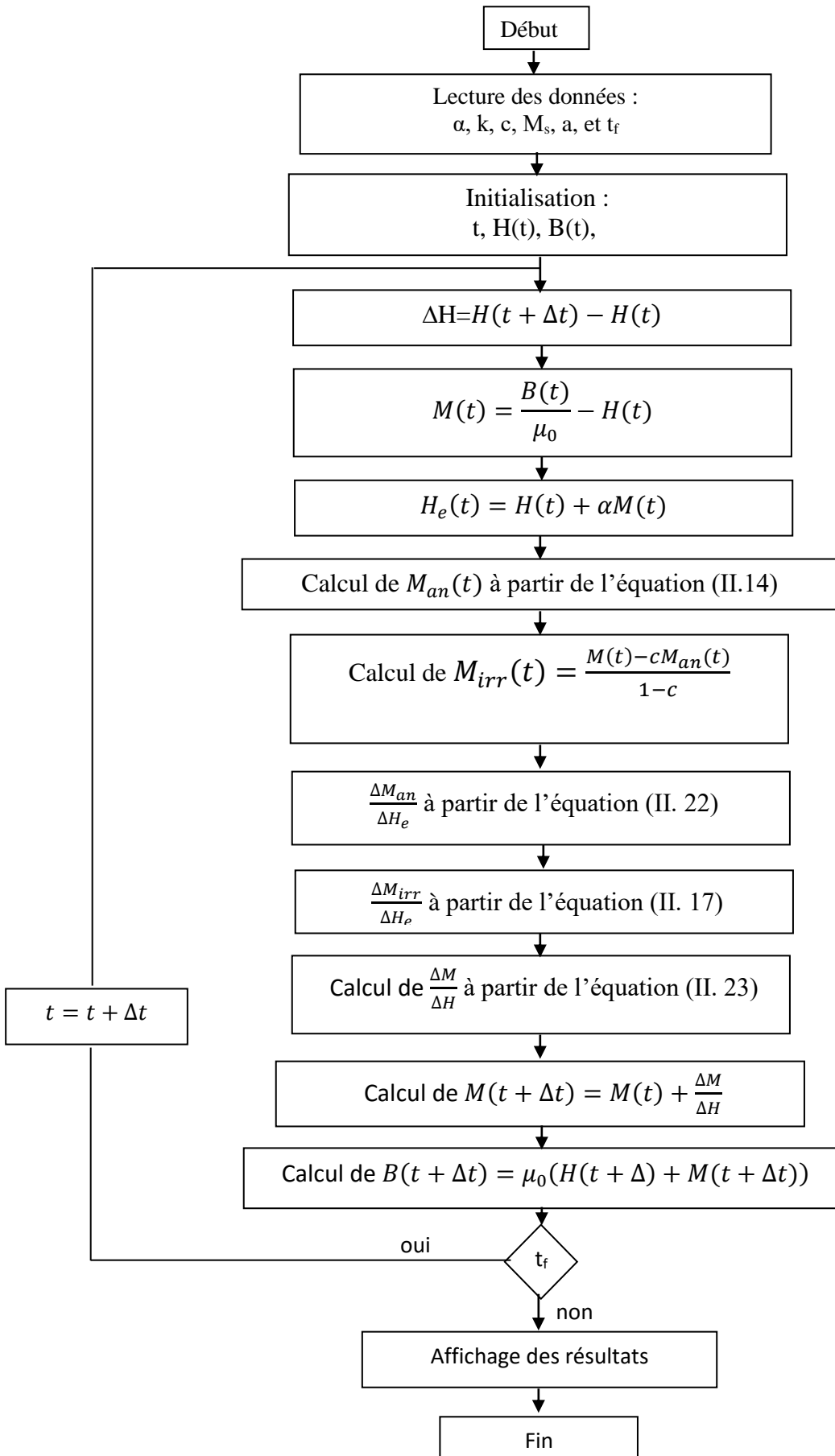


Figure II. 5 : Implémentation numérique du modèle de Jiles-Atherton statique.

La figure II.6 montre la courbe d'hystérésis obtenue par l'application de l'algorithme de la figure II.5 pour un matériau ferrite doux.

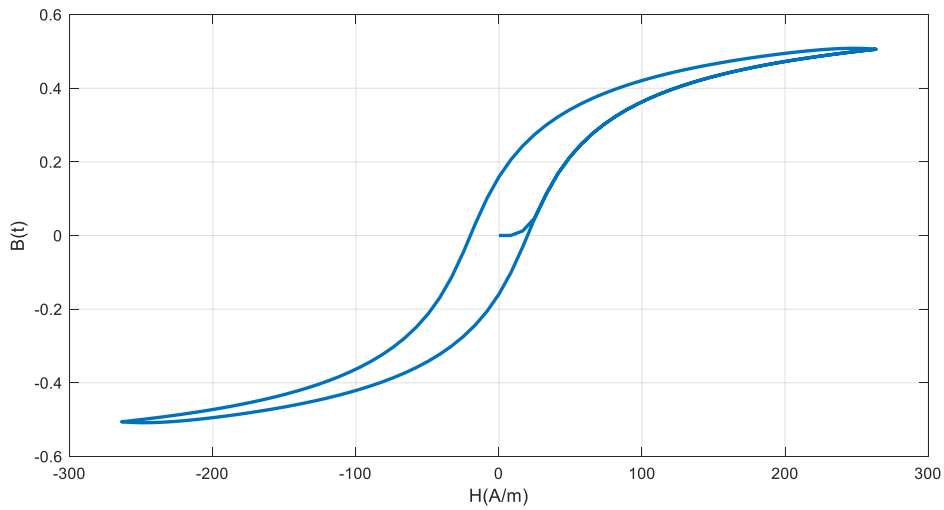


Figure II. 6 : Cycle d'hystérésis du modèle Jiles –Atherton pour matériau ferrite

$M_s=520928.7018\text{A/m}$, $a=90.5479\text{ A/m}$, $k= 20.14$, $c=0.01$ et $\alpha=0.00038$

II.4. Algorithme de résolution de l'équation de Jiles-Atherton dynamique

L'organigramme représenté par la figure II.8 résume les différentes étapes pour la construction du cycle d'hystérésis dynamique du modèle de Jiles-Atherton. A l'aide de cet organigramme on peut réaliser un programme de calcul qui permet de générer des cycles d'hystérésis en fonction de la fréquence.

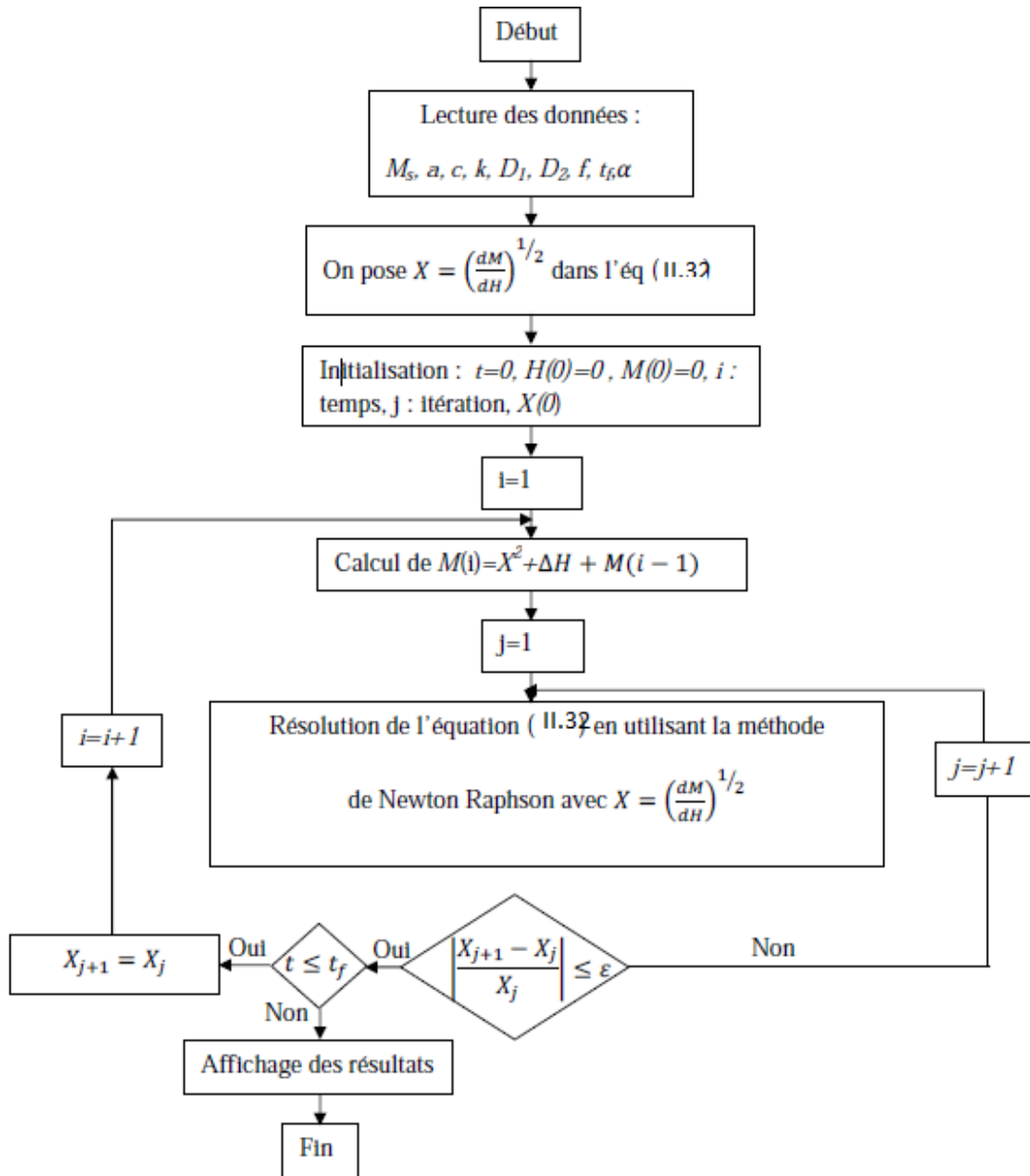


Figure II.7. Implémentation numérique du modèle de J-A dynamique.

La figure II.8 montre la courbe d'hystérésis obtenue par l'application de l'algorithme de la figure II.7 pour un matériau ferromagnétique doux.

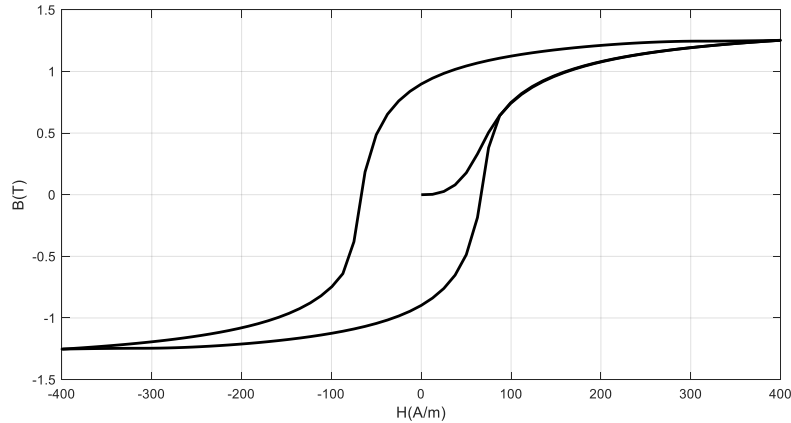


Figure II. 8 : Cycle d'hystérésis du modèle de Jiles-Atherton dynamique : $f=50\text{Hz}$,
 $M_s=1167880 \text{ A/m}$, $a=75\text{A/m}$, $k=65 \text{ A/m}$, $c=0,035$ et $\alpha= 1,85\times 10^{-4}$.

II.5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le modèle analytique de Hodgdon, le modèle de Preisach et le modèle de Jiles-Atherton avec leurs avantages et inconvénients. Notre choix a été fixé sur le modèle de Jiles-Atherton qui paraît le plus complet sur le plan physique et mathématique, il est valable pour les matériaux doux et les matériaux durs, en régime statique ou en dynamique. Cependant, l'identification de ses paramètres et la génération des cycles dynamiques sont difficiles à réaliser.

Chapitre III

Identification des paramètres du modèle de Jiles-Atherton

III.1. Introduction

Pour implémenter le modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton pour les matériaux magnétiques dans un code de calcul de champ magnétique, nous devons générer un cycle d'hystérésis chaque fois que nous devons calculer l'aimantation à partir d'un champ magnétique appliqué. Cette génération nécessite une connaissance précise des paramètres du modèle. Ils doivent ensuite être déterminés à partir de données obtenues expérimentalement par des mesures. Le banc d'essai expérimental décrit sur la figure III.1, permet de déterminer les propriétés magnétiques des matériaux ferromagnétiques. Dans ce chapitre, nous utilisons ce banc d'essai pour identifier les paramètres du modèle Jiles-Atherton en utilisant une technique d'optimisation stochastique avec l'algorithme PSO (Particle Swarm Optimization).

III.2. Banc Expérimental

Le banc expérimental d'essai que nous avons disposé dans notre laboratoire est constitué de plusieurs appareils pour la mesure et le contrôle (fig. III.1). Nous avons choisi la méthode de caractérisation basée sur l'étude d'un échantillon ferromagnétique supportant les deux bobinages primaire et secondaire. Un système d'alimentation permet d'imposer des formes d'onde sinusoïdales de tension au primaire. Ainsi que, l'excitation $H(t)$ est déterminée à partir du théorème d'AMPERE et l'induction $B(t)$ à partir de la loi de FARADAY. L'acquisition de ces grandeurs s'effectue via un oscilloscope numérique à mémoire. Les données sont ensuite transférées à un PC pour le traitement.

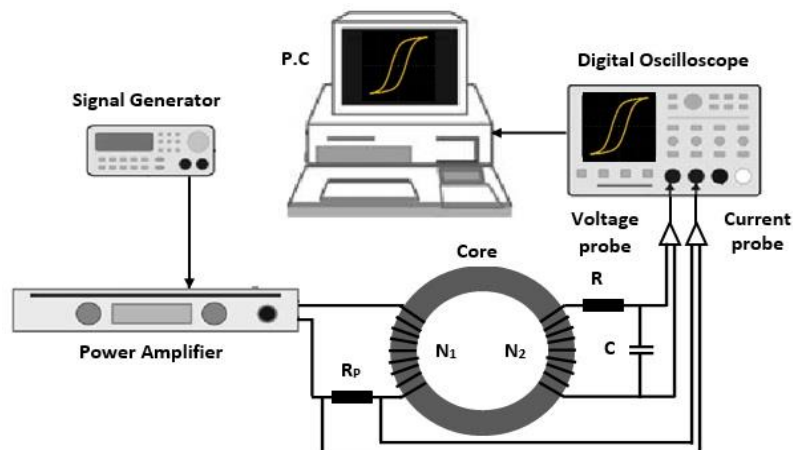


Figure III.1 : Schéma du banc expérimental

III.3. Identification des paramètres de Jiles-Atherton par PSO

III.3.1. Introduction

PSO (Particle Swarm Optimization) est une technique d'optimisation méta-heuristique inventée par Russel Eberhart (ingénieur électricien) et James Kennedy (psychologue social) en 1995 [24].

Cet algorithme s'est inspiré à l'origine du monde vivant. Il s'appuie notamment sur un modèle développé par le biologiste Craig Reynolds à la fin des années 1980 qui permet de simuler le déplacement d'une volée d'oiseaux. Les auteurs appellent également la psychologie sociale une source d'inspiration.

III.3.2. Principe

Cette méthode d'optimisation se base sur la collaboration des individus entre eux. Elle a d'ailleurs des similarités avec les algorithmes de colonies de fourmis, qui s'appuient eux aussi sur le concept d'auto-organisation. Cette idée veut qu'un groupe d'individus peu intelligents puisse posséder une organisation globale complexe.

Cette technique d'optimisation est basée sur la coopération entre individus. Il présente également des similitudes avec l'algorithme de colonie de fourmis, qui est également basé sur le concept d'auto-organisation. L'idée est qu'un groupe d'individus inintelligents peut posséder une organisation universelle complexe.

Ainsi grâce à une règle de déplacement très simple (dans l'espace des solutions) les particules peuvent progressivement converger vers des minima locaux. Cependant, cette méta-heuristique semble mieux fonctionner pour les espaces en variables continues.

Par conséquent, au début de l'algorithme, chaque particule est placée au hasard dans l'espace de recherche du problème. Chaque itération k fait bouger chaque particule i selon trois composantes.

- Sa vitesse actuelle $V_k(i)$ et sa position actuelle $X_k(i)$,
- La meilleure position de la particule notée $x_{pbest}(i)$,
- La meilleure position obtenue dans son voisinage notée x_{gbest} . Cela donne l'équation III.1 de mouvement.

$$\begin{cases} V_{k+1}(i) = \omega V_k(i) + c_1(x_{pbest}(i) - X_k(i)) + c_2(x_{gbest}(i) - X_k(i)) \\ X_{k+1}(i) = X_k(i) + V_{k+1}(i) \end{cases} \quad (III.1)$$

Où: ω : correspond à l'inertie de la particule et c_1 et c_2 sont deux paramètres compris entre 0 et 1 représentant respectivement la dominance cognitive et sociale.

Dans notre cas, chaque particule i de l'essaim est définie comme une solution d'optimisation dans un espace à 5 dimensions. Chaque particule i se voit attribuer une position $X(i) = (M_{si}, a_i, \alpha_i, k_i, c_i)$.

Pour la particule i , définissez la fonction objective à minimiser comme l'erreur quadratique entre les cycles mesurés et simulés au paramètre de position $X(i)$ [25].

$$Of = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{B_{exp} - B_{sim}}{B_{exp}} \right)^2} \quad (III.2)$$

Où : N : est le nombre de points de mesure, B_{exp} est l'induction mesurée et B_{sim} est la simulation utilisant le modèle de Jiles-Atherton.

La position avec la plus petite fonction objective est définie comme la position optimale de l'ensemble du groupe (x_{gbest}). De plus, à chaque itération d'optimisation, chaque particule i suit sa meilleure position, appelée meilleure position personnelle $x_{pbest}(i)$.

A l'itération k , la position de chaque particule $X_k(i)$ est déterminée par la nouvelle vitesse V_{k+1} définie en équation III.1, donc la position de chaque particule est mise à jour à l'aide de la relation III.1.

La valeur w représentant l'inertie des particules est graduellement diminuée afin d'augmenter la précision durant les derniers pas de temps de l'optimisation. Cette valeur est calculée à l'aide de la formule suivante :

La valeur w , qui représente l'inertie des particules, est progressivement diminuée pour une meilleure précision au dernier pas de temps de l'optimisation. Cette valeur est calculée à l'aide de la formule III.3.

$$\omega = \frac{(\omega_{start} - \omega_{end})(MAX_{iter} - iter)}{MAX_{iter}} + \omega_{end} \quad (III.3)$$

Si la valeur de ω_{end} est trop faible, les particules changent trop de direction et affectent la convergence. En revanche, une valeur trop grande pour ω_{end} empêchera les particules de changer de direction, rendant la "bonne vitesse" des particules trop perceptible

en termes d'aspect social du troupeau. Sur la base de la littérature et de l'expérience actuelle, nous choisissons généralement des valeurs de 0,9 et $\omega_{end}=0,4$.

Pour éviter les problèmes de convergence, on limite la vitesse $V_k(t)$ à une valeur maximale V_{max} . Cela garantit que toute la pièce est couverte, de sorte qu'aucune solution n'est "sautée".

Un schéma synthétique d'une itération est donné sur la figure III.2 [26].

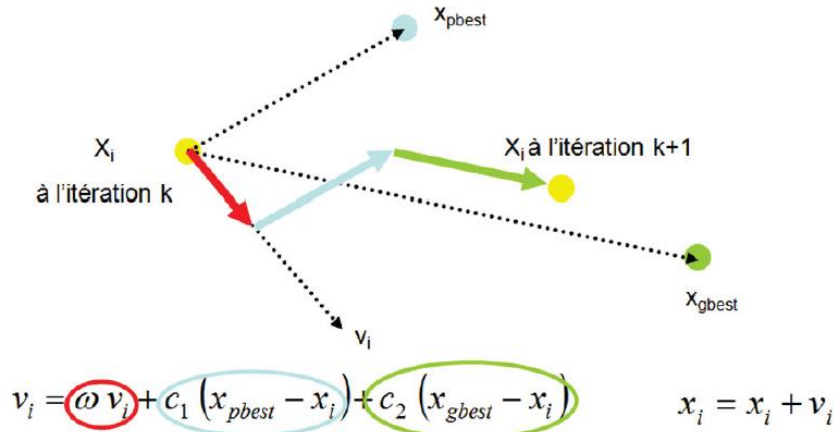


Figure III.2. Principe d'une itération de PSO dans un espace de recherche à deux dimensions.

III.4. Résultats de simulation

III.4.1. Modèle statique de Jiles-Atherton

Pour valider notre code de calcul nous avons appliqué la procédure décrite dans le cas précédent pour identifier les paramètres d'un cycle d'hystérésis statique d'un matériau ferrite. Nous donnons aussi pour ce matériau quelques caractéristiques physiques intéressantes sur le tableau III.1.

Tableau III.1 : Caractéristiques physiques de l'échantillon test.

Matériau ferrite NiFe₂O₄	
Diamètre intérieur d_o	$d_o=160\text{mm}$
Diamètre extérieur d_i	$d_i=250\text{mm}$
Induction magnétique maximale B_s	$B_s=0.518\text{T}$
Induction magnétique rémanente (B_r)	$B_r=0.174\text{T}$
Champ coercitif (H_c)	$H_c=22.641\text{A/m}$

La figure III.3 montre l'évolution du processus d'optimisation pour le paramètre M_s .

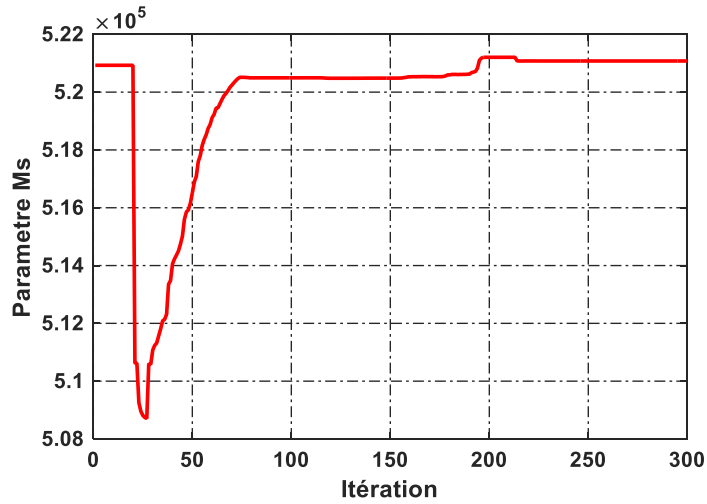


Figure III.3. Évolution du processus d'optimisation du paramètre M_s en fonction d'itération.

On remarque sur la figure III.3, une stagnation du paramètre M_s lorsque le nombre d'itération dépasse 230 itérations.

La figure III.4 montre l'évolution du processus d'optimisation pour le paramètre a .

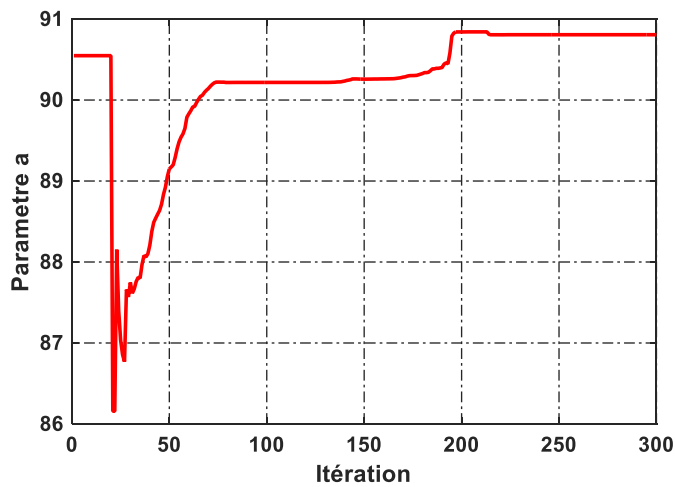


Figure III.4 : Évolution du processus d'optimisation du paramètre a en fonction d'itération.

D'après la figure III.4, il y a une stagnation du paramètre a lorsque le nombre d'itération dépasse 230 itérations.

La figure III.5 montre l'évolution du processus d'optimisation pour le paramètre k .

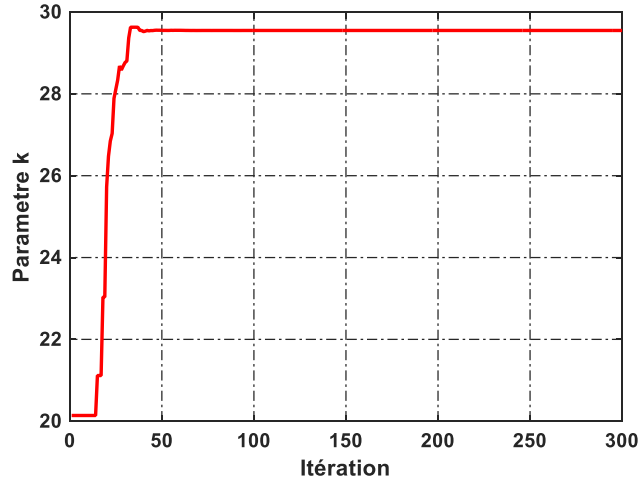


Figure III 5 : Évolution du processus d'optimisation du paramètre k en fonction d'itération.

Comme pour le paramètre k , la stagnation est atteinte lorsque le nombre d'itérations dépasse 40 itérations seulement (fig. III.5).

La figure III.6 présente l'évolution du processus d'optimisation pour le paramètre c .

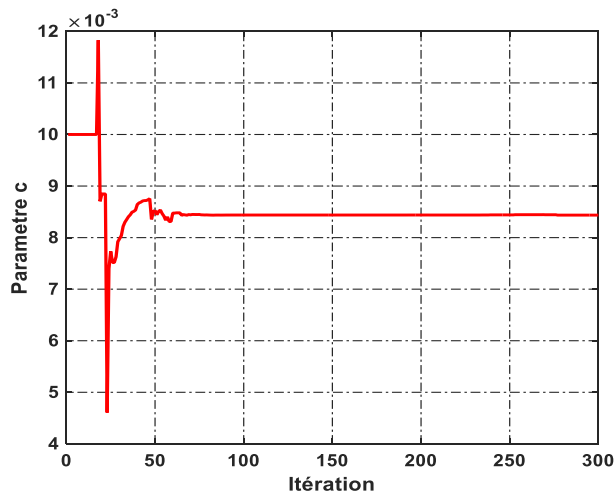


Figure III.6 : Évolution du processus d'optimisation du paramètre c en fonction d'itération.

Selon la figure III.6, la stagnation du paramètre c est atteinte après 25 itérations.

La figure III.7 présente l'évolution du processus d'optimisation pour le paramètre α .

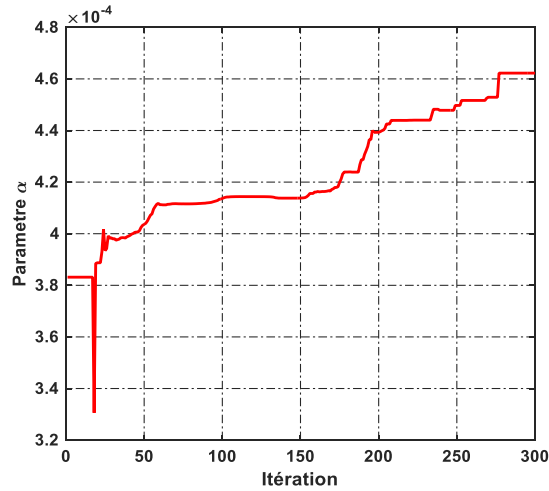


Figure III 7 : Évolution du processus d’optimisation du paramètre α en fonction d’itération.

La figure III.7 montre que le paramètre α est stable au-delà de 280 itérations.

Dans le tableau III.2, nous présentons les paramètres du modèle de Jiles-Atherton obtenus, suite à l’utilisation de l’algorithme PSO.

Tableau III.2 : Paramètres identifiés par l’algorithme PSO.

M_s (A/m)	a (A/m)	k (A/m)	c	α
530000.0587	91.2097	22.9991	0.0010	0.0003847

Pour la validation des paramètres obtenus, on a superposé sur la figure III. 8, le cycle expérimental et le cycle de simulation obtenu à partir des paramètres identifiés.

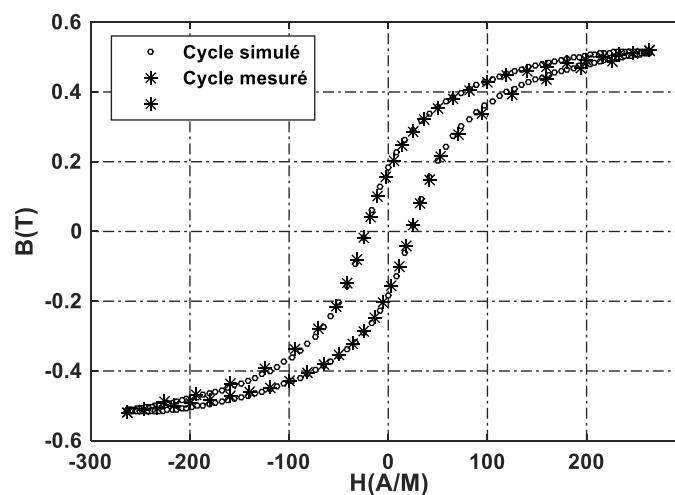


Figure III.8 : Validation du cycle d’hystérésis obtenu par algorithme PSO

Cette superposition montre le degré de précision du cycle identifié par algorithme PSO. La figure III.8 montre que les deux cycles sont parfaitement superposés.

Les valeurs de l'induction à saturation B_s , l'induction rémanente B_r et le champ coercitif H_c mesurés et simulés sont indiqués dans le tableau III.3.

Tableau III.3 : Points caractéristiques du cycle de la référence [25] et du cycle modélisé

Points de référence	B_s (T)	B_r (T)	H_c (A/m)
Mesurés	0.5180	0.174	22.64
Simulés	0.5177	0.187	23
Erreur (%)	0.00058	0.0747	0.0815

D'après les résultats du tableau III.3 nous pouvons observer que les erreurs entre résultats de mesures et les résultats de simulations de H_c , B_r et B_s sont très petites. Vue de la bonne concordance entre les résultats de simulations et expérimentaux (figure III.8 et tableau III.2), nous pouvons affirmer que le programme de calcul proposé est validé.

III.4.2. Modèle dynamique de Jiles-Atherton

III.4.2.1. Matériau Teste

L'échantillon teste est un matériau ferromagnétique Fe-Si. La Caractéristiques physiques et géométriques du matériau étudié et les conditions expérimentales sont regroupées dans le tableau III.4.

Tableau III.4 : Caractéristiques physiques et géométriques du matériau étudié.

Matériau ferromagnétique «Tôles Fe-Si»	
Section en cm^2	$S=4.16cm^2$
Longueur moyenne du circuit magnétique	$Lm=22.4 cm$
Induction magnétique maximale B_s	$B_s=0.128T$
Induction magnétique rémanente (B_r)	$B_r=0.0773T$
Champ coercitif (H_c)	$H_c=24.61A/m$

III.4.2.2. Identification des paramètres du modèle dynamique de Jiles-Atherton

Les paramètres α , a , c , k et M_s ont déjà été spécifiés pour le modèle statique. En première approximation, on peut supposer que ces paramètres restent inchangés dans le cadre du modèle dynamique. Deux nouveaux paramètres D_1 et D_2 sont déterminés en utilisant une procédure d'optimisation similaire à celle utilisée pour les paramètres du modèle statique.

Dans le tableau III.5, nous avons résumé les paramètres identifiés.

Tableau III.5 : Paramètres identifiés par l'algorithme PSO.

M_s (A/m)	A (A/m)	K (A/m)	c	α	D_1	D_2
1.6252e+07	169.1568	4.7338e+03	0.1915	1.3984e-04	4.1469e-08	5.6050e-04

Les courbes données dans les figures III.9-13, représentent la confrontation entre les résultats de simulations et ceux obtenus expérimentalement pour l'évolution du cycle d'hystérésis lorsque le matériau constitué de tôles Fe-Si avec des fréquences qui sont respectivement : $f=10$, $f=50$, $f=100$, $f=125$ et $f=180$ Hz. Ces résultats sont regroupés et fournis en figure III.14.

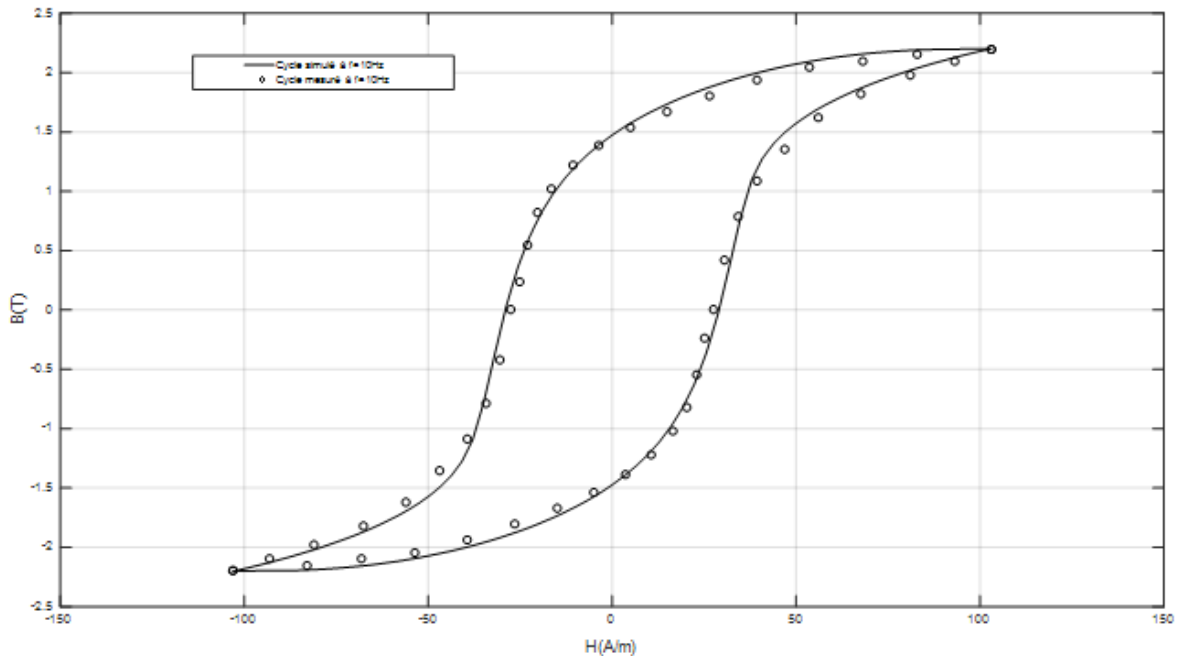


Figure III.9 : Cycle d'hystérésis pour une fréquence de 10 Hz

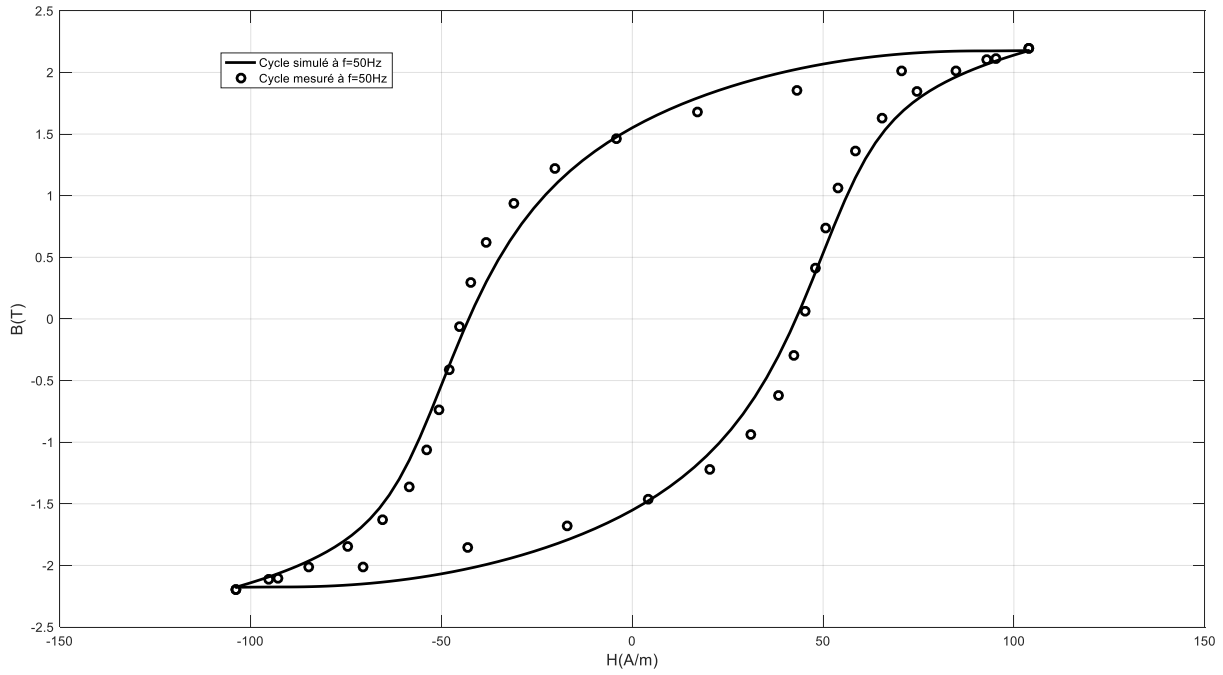


Figure III.10 : Cycle d'hystérésis pour une fréquence de 50 Hz

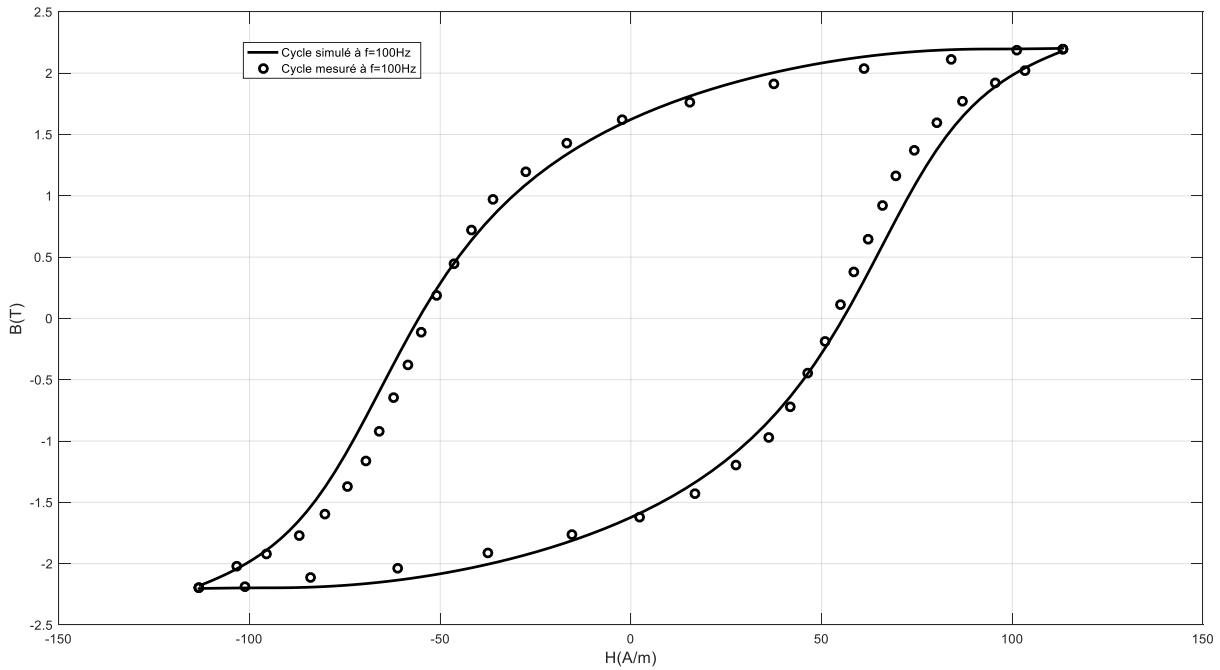


Figure III.11 : Cycle d'hystérésis pour une fréquence de 100 Hz

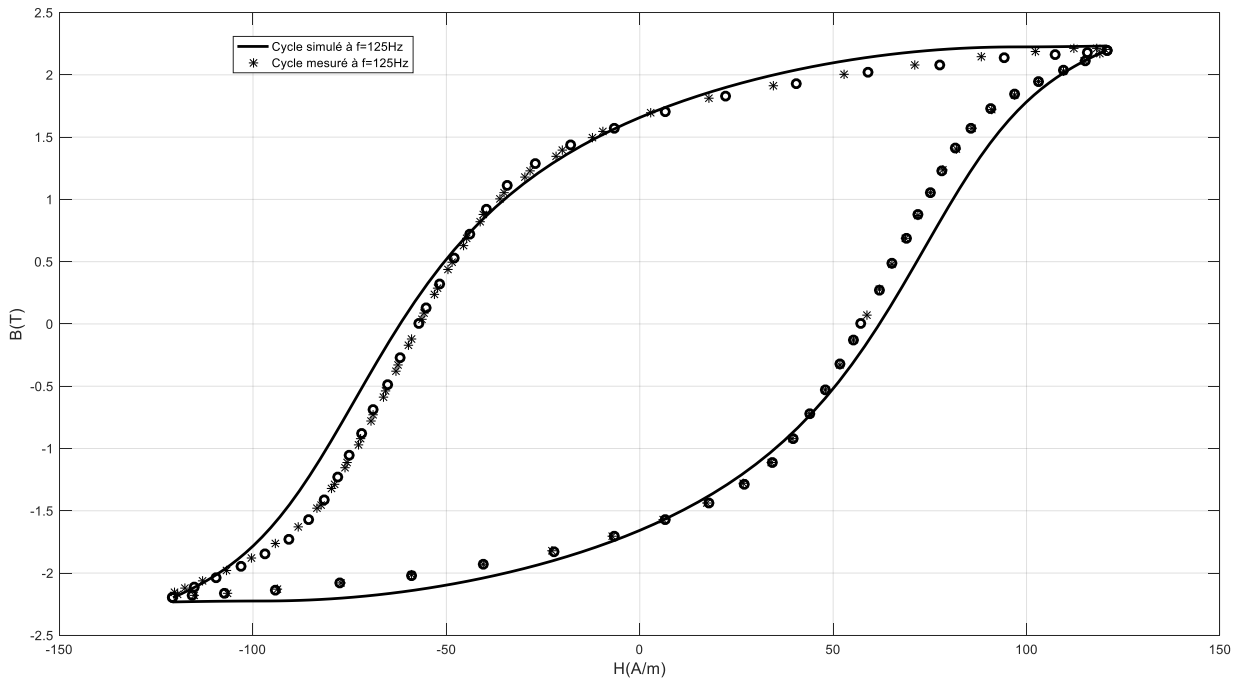


Figure III.12 : Cycle d'hystérésis pour une fréquence de 125 Hz

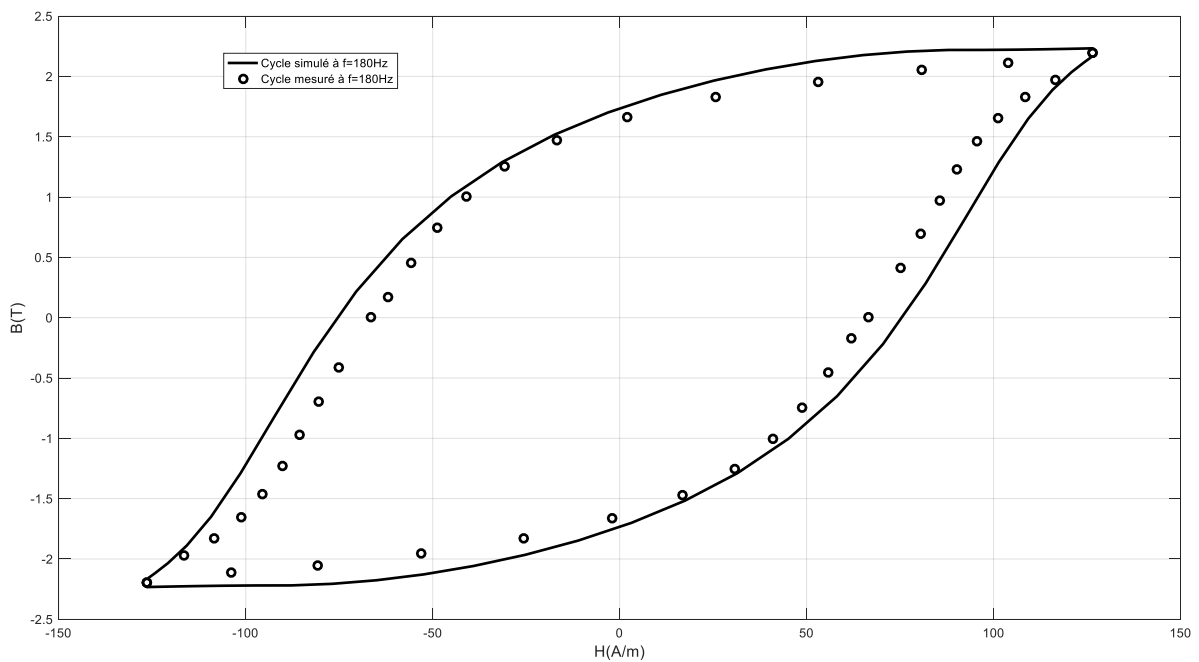


Figure III.13 : Cycle d'hystérésis pour une fréquence de 180 Hz

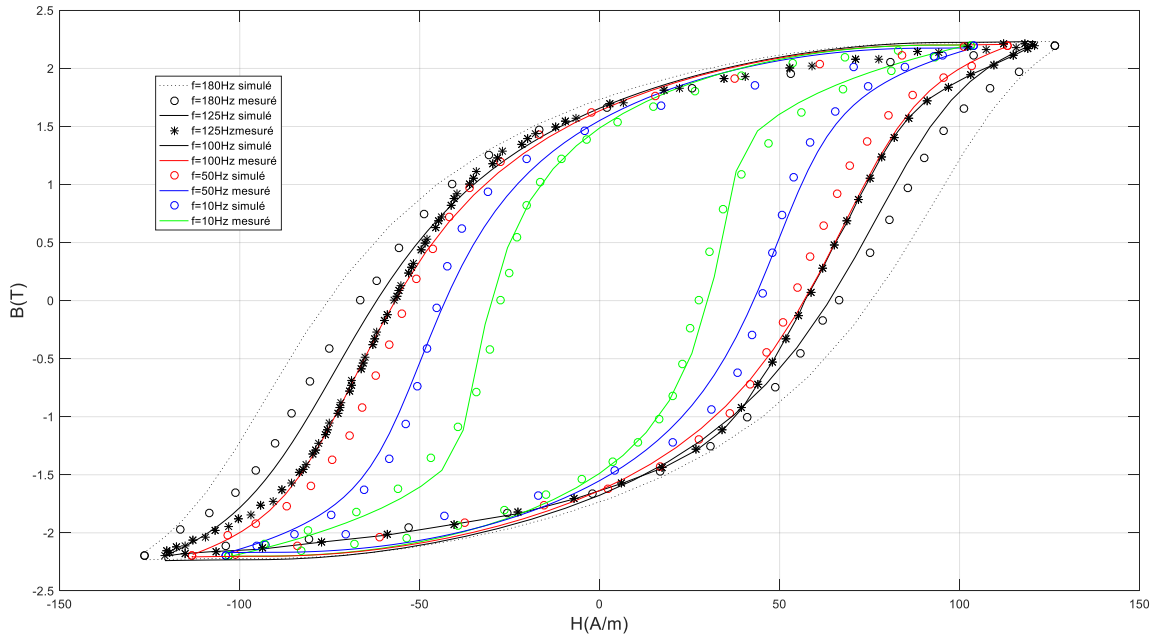


Figure III.14 : Cycles d'hystérésis pour les fréquences 10, 50, 100, 125 et 180 Hz

Le regroupement des courbes des figures III.9-13, représentés sur la figure III.14, montrent le bon accord entre la simulation et les résultats expérimentaux, ce qui confirme la validité du programme de calcul proposé pour le modèle dynamique.

III.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tenté d'identifier les paramètres du modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton à l'aide de cycles expérimentaux obtenus dans notre laboratoire. La méthode utilisée pour identifier les paramètres est une approche d'optimisation stochastique utilisant l'algorithme PSO. Cette méthode a donné de bons résultats en régime statique et dynamique.

Conclusion générale

Conclusion générale

Explorer les paramètres optimaux pour représenter adéquatement les cycles mesurés est une tâche essentielle pour considérer avec précision le comportement magnétique des matériaux dans la modélisation des dispositifs de génie électrique.

Dans une première étape, nous avons caractérisé un matériau ferrite connues sous le nom NiFe_2O_4 . Dans cette étape nous avons optimisé les paramètres de son cycle d'hystérésis représenté par le modèle statique de Jiles-Atherton.

Dans une seconde étape, nous avons caractérisé un matériau ferromagnétique doux sous forme de tôles magnétiques fer silicium appelée Fe-Si. Nous avons optimisé les paramètres de son cycle d'hystérésis représenté par le modèle dynamique de Jiles-Atherton.

Pour accomplir ces étapes, nous avons effectué une recherche bibliographique sur les différents modèles utilisés pour la modélisation de l'hystérésis magnétique en se basant sur le modèle physique de Jiles-Atherton. Afin d'intégrer les valeurs mesurées et les données expérimentales dans l'étude, des tests expérimentaux ont été réalisés sur des bancs d'essais déjà réalisés au niveau du laboratoire LGEG. La mise en jeu de l'outil informatique, nous a permis la simulation du modèle de Jiles-Atherton et l'analyse de l'effet de la fréquence sur son comportement, ainsi que l'implantation d'un algorithme d'identification et d'optimisation dans un programme sous environnement MATLAB. La méthode de PSO a été utilisée pour l'identification et l'optimisation des paramètres du modèle de JA. Notant que cette approche nous a permis d'obtenir le cycle le plus proche du cycle mesuré. Les résultats de cette approche ont donné de bons résultats dans les deux régimes (statique et dynamique).

A partir de ce travail, on conclut que :

- Le modèle de Jiles-Atherton est le modèle physique de L'hystérésis magnétique. Il est valable pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques en régime statique et dynamique.
- La résolution numérique du modèle dynamique de Jiles-Atherton est très délicate.
- La détermination des paramètres du modèle de Jiles-Atherton est un processus difficile, mais des techniques d'optimisations peuvent être utilisées pour surmonter cette difficulté.

En perspective, il serait intéressant de poursuivre cette étude en évaluant les pertes magnétiques à partir du cycle d'hystérésis généré au cours du processus d'aimantation, pourront être mis en évidence.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

[1] : Abdelkader BENABOU, « Contribution a la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ », Thèse de Doctorat, Université Lille I, France, 2002.

[2] : Souad Hamada, «Modélisation dynamique des matériaux magnétiques soumis à des champs moyenne fréquence », Thèse de Doctorat, Université Mustapha Ben Boulaid, Batna -2-, Algérie, 2017.

[3] : Mourad Hmimid, « Modèles de l'hystérésis magnétique et leurs implémentations par la méthodes des volumes finis dans les dispositifs électromagnétiques », Thèse de Doctorat, Université Mohamed Khider, Biskra, Algérie, 2011.

[4] : DAFRI Mourad, « Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques sous effets des contraintes thermique et fréquentielle », Thèse de Doctorat LMD, Université 8 Mai 1945 Guelma, Algérie, 2021.

[5] : Abdelmalek MANSRI, « Processus d'aimantation dans les matériaux doux à base de fer- Représentation des Pertes en régime dynamique », Thèse de doctorat, Université Badji Mokhtar Annaba, Algérie, 2014.

[6] : Osema Benzeghache et Salah Eddine Saker, « Etude et modélisation de l'hystérésis magnétique sous contrainte thermique par le modèle de Jiles –Atherton », Mémoire de Master, Université 8 Mai 1945, Guelma, Algérie, 2021.

[7] : Riane Zaalani, « Etude de l'hystérésis magnétique dans les matériaux ferromagnétiques », Mémoire de Master, Université 8 Mai 1945, Guelma, Algérie, 2020.

[8] : Philippe Robert. "Matériaux de l'électrotechnique", Traité d'électricité, Presse Polytechniques Romandes, Troisième édition, 1989.

[9] : Richard Lebourgeois, Frédéric Nguyen et Van Dau, » Matériaux magnétiques pour l'électronique », l'actualité chimique, Orsay, France, Mars 2002.

[10] : BOUCHAIB Karima, « Modélisation de l'hystérésis magnétique en vue d'une application industrielle », Mémoire de Master, Université Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou, Algérie, 2015.

- [11]: Louis Néel, « Magnétisme-Fondements », EDP Sciences, Grenoble, France, 2000.
- [12]: Anthony VIVIEN, « Complexes de cobalt (I) : synthèse raisonnée de nanocristaux mono- ou bimétalliques et applications catalytiques », Thèse de doctorat, Université de Sorbonne, France, 2018.
- [13]: Louis Néel, « Antiferromagnétisme et métamagnétisme », Université de Grenoble, France, 1954.
- [14]: RICHARD H. BUBE, «Magnetic Properties », Electrons in Solids (Third Edition), 1992.
- [15]: KISSA NADJET, « Modélisation de l'hystérésis magnétique en vue de son intégration dans un code de calcul de champ électromagnétique », Mémoire de Magister, Université de Batna, Algérie, 2006.
- [16]: Bendif Nadia, Boudissa Malika et Saidani Kanza, « Caractérisation des tôles magnétiques utilisées dans la construction des machines électriques », Mémoire d'Ingénieur, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie, 2009.
- [17]: Redouane Maaziz, « Développement et implantation d'un modèle prenant en compte les aspects scalaires vectoriels et dynamiques du modèle d'hystérésis », Mémoire de Magister, Université de Batna, Algérie, 2006.
- [18]: Aya Benzerroug et Assma Safsaf, « Modélisation de l'hystérésis magnétique dans les dispositifs ferromagnétiques par différents modèles », Mémoire de Master, Université Mohamed El Bachir El Ibrahimi, Bordj Bou Arréridj, Algérie, 2021.
- [19]: Guangming Xue, Hongbai Bai, Tuo Li, Zhiying Ren, Xingxing Liu and Chunhong Lu, « Numerical Solving Method for Jiles-Atherton Model and Influence Analysis of the Initial Magnetic Field on Hysteresis », Mathematics 10, 4431, 2022.
- [20]: Xiangkai Peng, Lin Li, Wei Ren, Jingwei Ji, Jingfeng Xiang, Jianbo Zhao, Meifeng Ye, Xin Zhao, Bin Wang, Qiuzhi Qu, Tang Li, Liang Liu, and Desheng Lü, « Jiles–Atherton model prediction and compensation of the hysteresis inside magnetic shields », AIP Advances, **9**, 035222 (2019).

[21] : D.C. Jiles et J.L. Atherton, « Theory of ferromagnetic hysteresis », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol. 61, pp. 48-60, 1986.

[22] : D.C. Jiles, J. B. Thoelke et M. K. Devine, «Numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hysteresis», IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 28, pp. 27-35, 1992.

[23] : Giorgio Bertotti, « General properties of power losses in soft ferromagnetic materials », IEEE Transactions On Magnetics, vol. 24, no. 1, 1988.

[24] : 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, pp, 39-43, 1995.

[25] : R. Marion, R. Scorretti, N. Siauve, M. Raulet and L. Krahenbuhl, «Identification of Jiles–Atherton Model Parameters Using Particle Swarm Optimization», in IEEE Transactions on Magnetics, vol. 44, no. 6, pp. 894-897, June 2008.

[26] : M. MARION Romain, « Contribution à la modélisation du magnétisme statique et dynamique pour le génie électrique », Thèse de doctorat, université de Lyon, 2010.