

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université 8Mai 1945 – Guelma

Faculté des Sciences et de la Technologie

Département de Génie Electrotechnique et Automatique

690



**Mémoire de fin d'étude
pour l'obtention du diplôme de Master Académique**

Domaine : Sciences et Techniques

Filière : Electrotechnique

Spécialité : Réseaux Electriques



**MODELISATION DE L'HYSTERESIS
DANS LES MATERIAUX MAGNETIQUES**

Présenté par :
HIMOURA Mounia
NEZZAR Samah

Sous la direction de :
Mr. LADJIMI



JUIN 2011

Remerciements :



Je voudrais tout d'abord exprimer ma profonde reconnaissance à Mr LADJIMI ABD ALAZIZ mon encadreur, qui a dirigé mon travail ; Ses conseils et ses commentaires précieux m'ont permis de surmonter mes difficultés et de progresser dans mes études.

Et nous tenons également à adresser notre remerciements le président et les membres du jury d'avoir accepte lire et critique notre travail

Enfin, je voudrais adresser mes remerciements à Monsieur le chef de département. Qui m'a beaucoup aidé pour mener cette étude.



DÉDICACE



*Je dédie ce modeste travail aux deux qui sont pour moi les plus
chères personnes : mes parents TAHAR et SADIKA*

A mais très chère frères : RADHWANE, AMINE et AKRAM

A mais très chère sœur : SOUMIA et LWIZA et tout ma famille

NEZZAR et ZAIMIA ;

*Je dédie aussi a mais amis les plus intime :zahia,sabah ,nawel
fadia ,souad,sondra,houria,amel,samira,nacira et afaf et tous mais
amis sans exception.*

*A mon l'encadreur Mr LADJIMI ,et mes collègues de 2^{eme}
MASTER RESEAUX ELECTRIQUE promotion JUIN 2010/2011.*



SAMAH

DÉDICACE

*Je remercie mon dieu, les toutes puissances ma donnée le courage
et la patience d'achever ce projet.*

*Je dédie ce modeste travail aux deux qui sont pour moi le plus chères
personnes : mes parents Zohra et Mohamed*

A ma très chères sœurs : Lamia .

Je dédie aussi a marie Razak et mon BÉBÉ

Amis la deuxième mère fila

A tante biya et djahida

A mes grandes parents : Mohamed et Cherifa et Rabah et Aicha

Je dédie aussi mon oncle ABD HAFIDE et ABD AL KADER

Je dédie aussi a toute ma familles HIMOURA et CHADER

*A mes collègues de 2^{eme} MASTER RESEAUX ELECTRIQUE
promotion juin 2010/2011 .*

mouna

Sommaire

Introduction générale.....	01
Chapitre 1 : Matériaux magnétiques	
1. Introduction.....	02
1.1 Une origine microscopique	02
1.2. A l'échelle macroscopique	03
1.2.1 Vue de l'extérieur	03
1.2.2. Vue de l'intérieur	04
1.3. Pertes par hystérésis	08
1.3.1 Origine physique des pertes	08
1.3.2 Processus d'aimantation.....	09
1-4 Classification des matériaux ferromagnétiques.....	13
1.4.1 Pertes par hystérésis.....	13
1.5 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LES PROPRIETES MAGNETIQUES DES MATERIAUX.....	14
1.6 Température de Curie.....	15
1-7 Comportement thermique du phénomène d'hystérésis.....	15
Conclusion.....	16
Chapitre 2 : Les modèles d'hystérésis	
Introduction.....	17
2.1. Modèle de Preisach.....	17
2.1.2 Définition du modèle.....	17
2.1.3. Interprétation géométrique.....	18
2.2 Modèle de Jiles-Atherton.....	19
2.2.1. Interaction entre moments magnétiques.....	19
2.2.2. Cycles d'hystérésis.....	20
2.2.3. Détermination des paramètres de JA.....	22
2.3 Synthèse et choix d'un modèle.....	24
Conclusion	25

Chapitre 3 : Simulation numérique de l'hystérésis par le modèle de JA

Introduction.....	26
3.2. Formulation mathématique du modèle.....	26
3.2.1. Résolution numérique du modèle.....	26
2.3. Validation du programme.....	28
3.3. Analyse des effets des paramètres	29
3.3.1. Effet du paramètre k	29
3.3.2. Effet du paramètre α	29
3.3.3. Effet du paramètre a	30
3.3.4. Effet du paramètre c	31
3.3.5 Effet du paramètre M_s	31
3.4. Effet du nombre d'itérations.....	32
3.5 Introduction de l'effet de la température dans le modèle de JA.....	33
3.6. Résultats de simulation.....	35
Conclusion.....	38
Conclusion Générale	

Chapitre I

matériaux

magnétique

Introduction générale

Thalès de Milet savait déjà il y a 2500 ans que la magnétite ou pierre d'aimant attire le fer.

Au cours du 19^{ème} siècle, les connaissances sur les propriétés magnétiques de la matière se précisent progressivement grâce à d'éminents chercheurs tels que P. Curie, P. Langevin, P. Weiss, F. Bloch, et L. Néel. Ces pionniers ont établi plusieurs théories qui ont contribué à la compréhension du phénomène d'hystérésis [1].

Depuis, les travaux se sont multipliés : plusieurs milliers publications par an témoignent de l'importance des recherches sur le magnétisme.

A l'heure actuelle, les matériaux ferromagnétiques suscitent un très grand intérêt de la part des physiciens et des chercheurs spécialisés dans la matière.

On rencontre l'hystérésis magnétique dans le fonctionnement de la majeure partie des dispositifs du génie électrique (moteurs, transformateurs, enregistrement magnétique...). Le développement d'un modèle capable de décrire fidèlement ce cycle et sa variation en fonction du régime de fonctionnement est toujours une question qui inspire les chercheurs. Parmi ces modèles on trouve le modèle de Jiles-Atherton qui intègre la variation de l'intensité du champ d'excitation dans un régime quasi-statique, cependant il est inadapté dans le cas où la température évolue. Toutes les machines électriques sont le siège de pertes par effet Joule, hystérésis et courant de Foucault, ce qui fait chauffer ces dispositifs. La température dans le modèle d'hystérésis est impérative pour une estimation faible des pertes liées à ce phénomène.

Dans ce travail, trois principaux objectifs étaient fixés à savoir :

- ❖ Recherche bibliographique sur les matériaux magnétiques et leur caractérisation, et la modélisation de l'hystérésis magnétique.
- ❖ Modélisation et simulation numérique de l'hystérésis par le modèle de Jiles-Atherton
- ❖ Introduction de l'effet de la température dans le modèle de JA pour la génération du cycle d'hystérésis en fonction de la température.

Pour obtenir aux objectifs de ce travail, notre mémoire sera structuré en trois chapitres comme suit :

Le premier chapitre donne un aperçu sur les phénomènes d'aimantations dans les matériaux ferromagnétiques.

Le deuxième chapitre est consacré à la description et l'analyse des principaux modèles scalaires l'hystérésis magnétique existant. Notre choix s'étant fixé sur le modèle de JA.

Le chapitre 3 décrit une approche du modèle de Jiles-Atherton scalaire qui sera suivi par les résultats obtenus lors de son implémentation. Nous présenterons aussi la démarche nécessaire à l'introduction de l'effet de la température dans ce modèle.

1. Introduction

Des années de travail sur la physique des phénomènes ont donné naissance à toute une théorie sur l'origine du magnétisme. De nombreux ouvrages traitent du sujet [2] [3].

1.1 Une origine microscopique

Du point de vue microscopique, une tôle est constituée d'atomes ; Ces atomes possèdent un noyau et un certain nombre d'électrons satellites. La charge équivalente de ce noyau est une charge positive, celle des électrons est négative.

Les électrons dotés d'énergie tournent autour du noyau. Cette rotation donne naissance à une force centrifuge qui tend à éloigner les électrons du noyau, mais ils ne peuvent s'en éloigner car la force de Coulomb (liant deux charges électriques) les retient et s'oppose à cette force centrifuge. La rotation des électrons autour du noyau de l'atome signifie le mouvement d'une charge électrique et se traduit par la naissance d'un courant électrique.



Figure 1.1 Représentation atomique

Ce courant électrique circulant suivant un parcours l donne à son tour naissance à un moment magnétique



Figure 1.2 moment magnétique orbital

De plus, les électrons possèdent également un mouvement de rotation qui leur est propre et qui donne également naissance à un moment magnétique (cette rotation est appelée spin de l'électron).

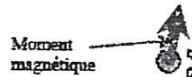


Figure 1.3 Mouvement de spin

Pour un électron donné la valeur analytique respective du moment orbital et de spin montre que le moment de spin apparaît comme prépondérant par rapport au moment orbital dans la production du moment résultant.

1.2. A l'échelle macroscopique

12.1. Vue de l'extérieur

Qu'est-ce qu'un matériau magnétique ?

Les matériaux magnétiques sont des matériaux qui ont la propriété de présenter un moment d'aimantation sous l'influence d'un champ magnétique d'excitation extérieur. On distingue entre autres :

. Les éléments présentant des couches internes électroniques incomplètes :

Les matériaux ferromagnétiques qui sont des matériaux, entre autres composés de fer de nickel ou de cobalt, et dont la résultante globale des moments magnétiques microscopiques (un par atome, comme on vient de le voir) est différente de zéro. De plus, la direction et le sens de ces moments magnétiques microscopiques sont identiques.

Les matériaux ferrimagnétiques (ou antiferromagnétiques imparfaits) présentent eux aussi un moment magnétique résultant différent de zéro, mais ils se distinguent des ferromagnétiques car le sens des moments magnétiques n'est pas le même pour tous les atomes.

Ces deux types de matériaux, sont les seuls intéressants pour le monde du génie électrique. Ils se distinguent notamment des antiferromagnétiques (moments magnétiques atomiques de même direction, de même norme mais de sens différents; la résultante est nulle) et des paramagnétiques (somme des moments magnétiques équivalente qui vaut zéro).

. Les éléments présentant des couches internes électroniques complètes :

Ces matériaux dits «diamagnétiques » ne présentent pas de résultante magnétique, car les moments magnétiques atomiques sont nuls.

Quelle est la différence entre un matériau magnétique doux et un matériau magnétique dur ?

Les matériaux magnétiques ont la propriété de s'aimanter sous l'influence d'un champ d'excitation magnétique H . L'induction locale est la résultante de l'action de la matière aimantée et du champ appliqué (1.1):

$$B = \mu_0 \cdot H + \mu_0 \cdot M \quad (1.1)$$

H : Représente le champ magnétique appliqué (μ_0 est la perméabilité du vide).

M : Représente l'aimantation locale du matériau (aimantation qui distingue les matériaux magnétiques des autres matériaux).

Un matériau ferromagnétique doux est caractérisé par une perméabilité relative élevée et un champ coercitif faible. On l'utilise notamment comme conducteur de flux pour transmettre une information ou convertir de l'énergie.

La loi (1.1) s'approxime dans ce cas par une loi scalaire $B(H)=M(H)$ représentée classiquement par :

$$B = \mu_0 \mu_r H$$

μ_r : Représente la perméabilité relative du matériau, avec $\mu_r \gg 1$ (Relative par rapport à la perméabilité du vide).

Au contraire, un matériau ferromagnétique dur est caractérisé par une perméabilité relative faible ($\mu_r \approx 1$) et un champ coercitif élevé. Les termes $\mu_0 \cdot H$ et $\mu_0 \cdot M$ sont alors du même ordre de grandeur, le matériau ferromagnétique dur est une source de flux, ou un aimant.

Une description de la loi d'aimantation a été clairement établie par Ewing en 1885 et appelée « hystérésis ». M n'est pas fonction uniquement de H , mais dépend aussi de tous les états d'aimantation acquis antérieurement.

Dans le plan (H, M) , le point représentatif de l'état du système en régime alternatif décrit une boucle fermée qu'on appelle le « cycle d'hystérésis ».

1.2.2. Vue de l'intérieur

Origine des domaines de Weiss

L'organisation des atomes pour un matériau obéit au principe général suivant : « Tout système physique se place, s'il est permis, dans un état correspondant à une énergie minimale ».

L'organisation d'un matériau ferromagnétique monocristallin se constitue en domaines qui correspondent à la minimisation des énergies suivantes :

1. l'énergie d'échange :

Energie du type microscopique, qui résulte de la mise en commun partielle des trajectoires d'un électron périphérique entre deux atomes voisins. La valeur de cette énergie est égale à l'énergie qu'il faudrait fournir pour rompre cette situation :

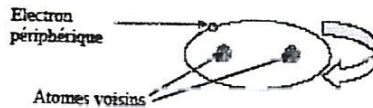


Figure 1.4 Mouvement de l'électron commun

Cette énergie d'échange a tendance à aligner les moments magnétiques microscopiques de chaque atome :

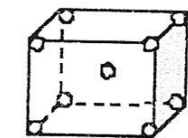


Figure 1.5 : Alignement des moment magnétiques

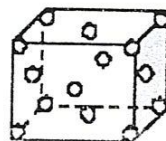


1. l'énergie d'anisotropie cristalline :

A l'état solide le fer, le cobalt et le nickel (qui sont les principaux éléments des matériaux magnétiques doux) cristallisent respectivement dans les systèmes : cubique centré, hexagonal et cubique faces centrées.



Cubique centré



Cubique faces centrées

Figure 1.6 Structures cristallographiques

Prenons le cas d'un matériau qui cristalliserait selon le système cubique centré. Comme on vient de le voir précédemment les moments magnétiques microscopiques ont tendance à s'aligner, en raison de l'énergie d'échange qui règne entre les différents atomes, ainsi

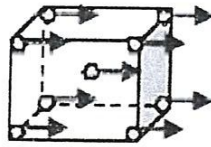


Figure 1.7 Alignements moments magnétiques

La distance entre deux atomes voisins dépend de leur position relative dans le réseau cristallin. L'énergie d'échange sera donc fonction de la direction. Ainsi, il existera des directions d'orientations privilégiées de ces moments. L'énergie d'anisotropie représente l'énergie à fournir pour faire tourner l'ensemble de ces moments dans une direction donnée.

Si l'on excite le matériau avec un champ d'excitation, dont la direction est la suivante :

Figure 1.8. L'énergie à fournir est faible car la direction du champ d'excitation est la même que celle des moments magnétiques microscopiques.



Figure 1.8

Par contre, si l'on excite le matériau avec un champ d'excitation, dont la direction est la suivante

Figure 1.9. L'énergie à fournir est importante car la direction du champ d'excitation est différente de celle des moments magnétiques microscopiques.



Figure 1.9

L'énergie magnéto-élastique :

L'énergie d'échange a pour origine la mise en commun d'un (ou plusieurs) électrons entre deux atomes voisins et pour conséquence l'alignement des moments magnétiques microscopiques de ces deux atomes voisins.

Ainsi, dans une tôle ferromagnétique, en raison de la structure cristalline des atomes, la distance entre chaque atome est régulière, la mise en commun d'électrons se fera toujours de façon préférentielle entre les atomes les plus proches physiquement.

Seule une contrainte mécanique peut modifier la distance séparant deux atomes, et par là même la mise en commun d'électrons.

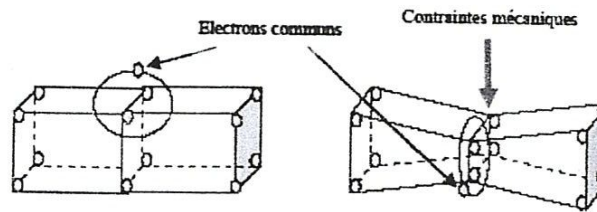


Figure 1.10 Exemple très schématisé de l'influence d'une contrainte mécanique

Le changement de la distance entre atomes modifie l'état d'énergie et l'anisotropie. L'énergie magnéto-élastique correspond à l'énergie mécanique qu'il a fallu fournir au matériau pour modifier les mises en commun d'électrons.

L'énergie magnétostatique :

Cette énergie correspond à l'action sur chaque atome des champs magnétiques créés par tous les atomes voisins (figure 1.11) :

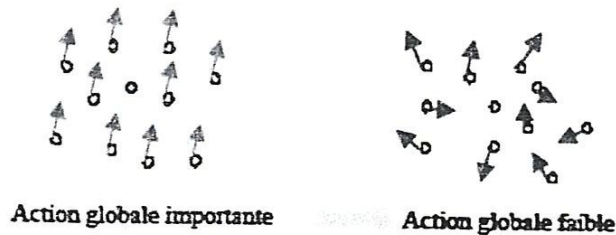


Figure 1.11 Illustration énergie magnétostatique

Dans ce premier cas, l'énergie magnétostatique est importante (son influence sur l'atome victime est importante).

Dans ce deuxième cas, l'énergie magnétostatique est pratiquement nulle (elle a donc peu d'influence sur l'atome victime).

Conclusion sur ces différentes énergies :

La minimisation naturelle de la somme de ces différentes énergies à l'intérieur de la matière a pour conséquence l'apparition des domaines magnétiques élémentaires appelés «domaines de Weiss» (du nom de Pierre Weiss, physicien français (Mulhouse, 1865 — Lyon, 1940) qui s'intéressa au magnétisme, et montra qu'un corps aimanté est divisé en domaines à l'intérieur desquels les moments magnétiques sont ordonnés).

Au sein des «domaines de Weiss» l'aimantation est orientée suivant des directions imposées par la minimisation des différentes énergies. Elles seront majoritairement voisines des directions de facile aimantation.

En l'absence de champ appliqué et de toute autre contrainte, pour un matériau préalablement désaimanté il y a équipartition du volume des domaines entre les diverses directions d'aimantation facile et l'aimantation macroscopique résultante est nulle.

1.3. Pertes par hystérésis

1.3.1 Origine physique des pertes

Les parois de Bloch, origines et mouvements

Origine des parois :

La séparation des différents domaines magnétiques élémentaires «domaines de Weiss» étudiés précédemment est matérialisée par ce que l'on appelle les parois de Bloch. Ces parois correspondent à une zone magnétique où l'aimantation passe d'une direction à une autre.

On distingue principalement:

Les parois à 180° séparent deux domaines de Weiss dont l'angle de la direction d'aimantation est à 180° .

Les parois à 90° séparent deux domaines de Weiss dont l'angle de la direction d'aimantation est à 90° .

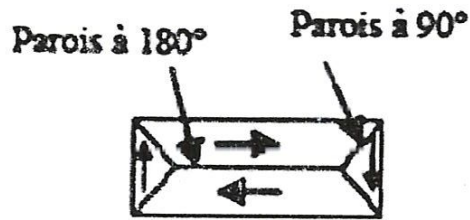


Figure 1.12. a Présentation des parois de Bloch

1.3.2 Processus d'aimantation

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

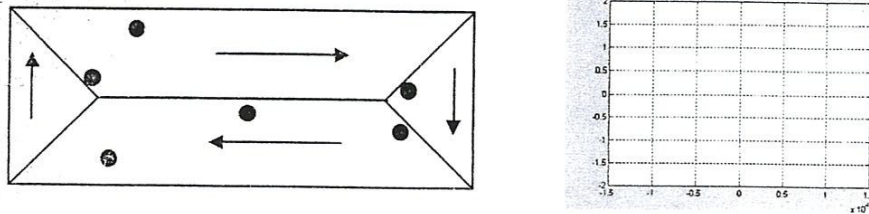


Figure 1.12. b. Echantillon initialement désaimanté, les points figurent des défauts, correspondance dans le plan (M,H)

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

○ Pour les faibles valeurs de l'excitation

Les domaines dont l'aimantation a une direction proche de celle du champ appliqué, vont croître. Cela se fait au détriment des autres domaines. Pour se faire, les parois vont se déplacer (glisser) jusqu'à rencontrer les défauts du matériau (Figure 1.13).

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

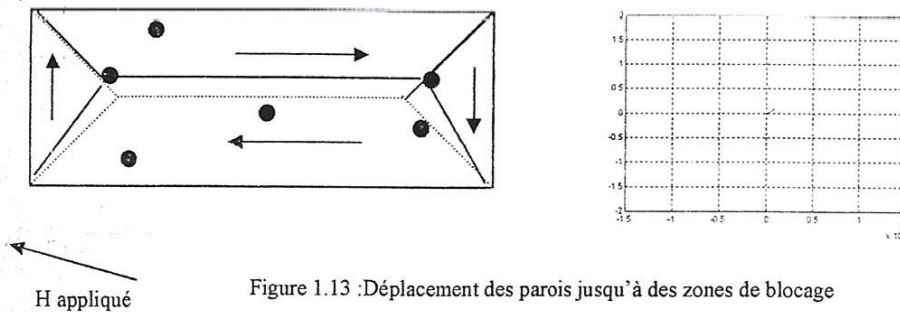


Figure 1.13 : Déplacement des parois jusqu'à des zones de blocage

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

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

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

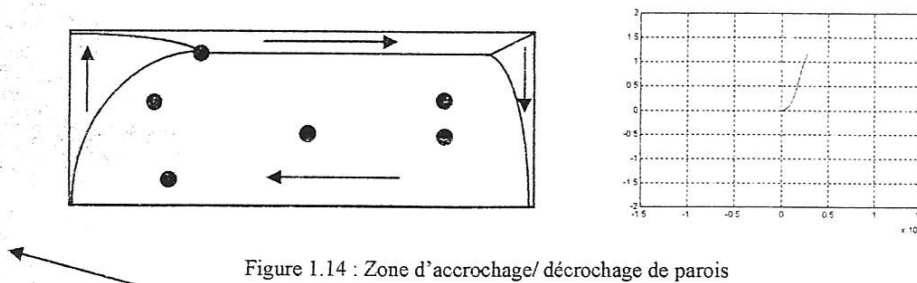
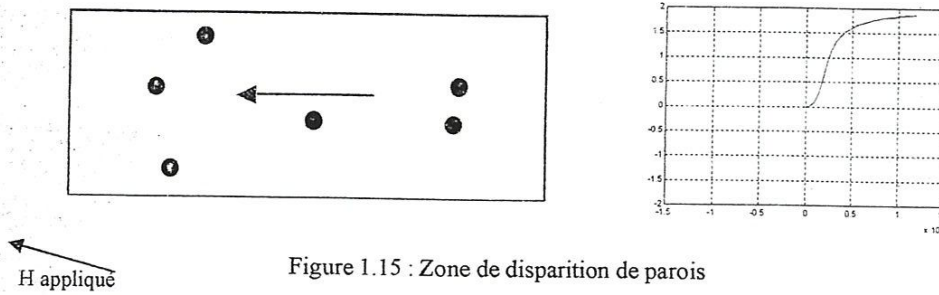
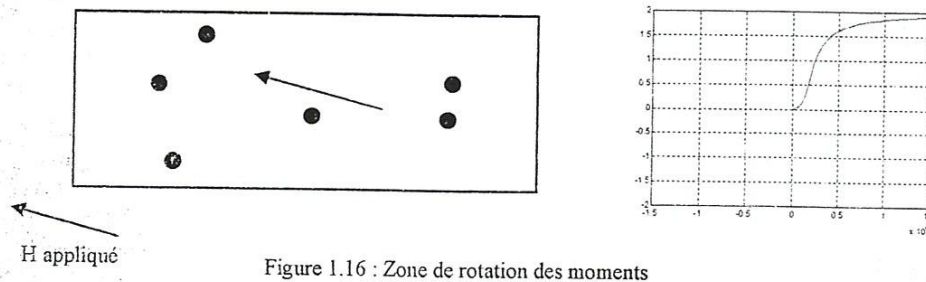


Figure 1.14 : Zone d'accrochage/décrochage de parois



○ **Pour les fortes valeurs de l'excitation**

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



Ici on a atteint ce qu'on appelle l'aimantation à saturation de l'échantillon. C'est une caractéristique intrinsèque et fondamentale du matériau. Elle dépend de la température.

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

○ **Branche descendante du cycle majeur.**

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

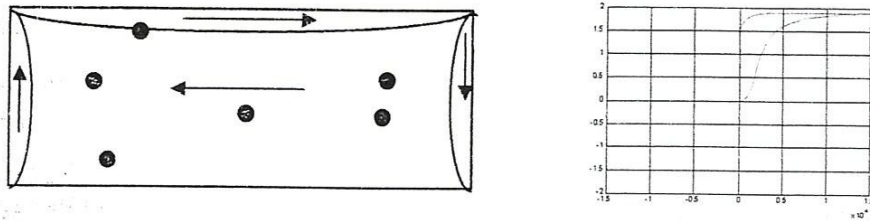


Figure 1.17 Retour au zéro d'excitation

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

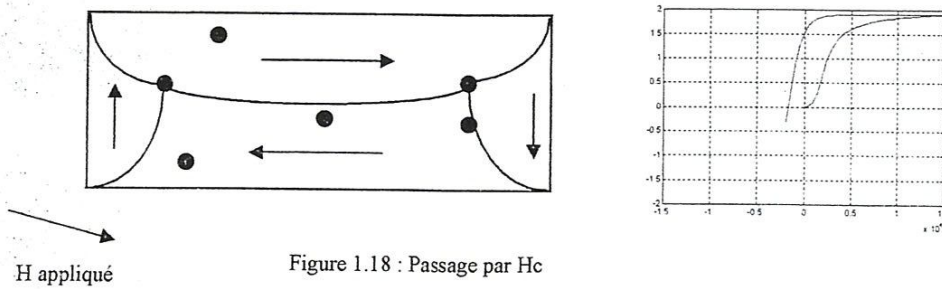


Figure 1.18 : Passage par H_c

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

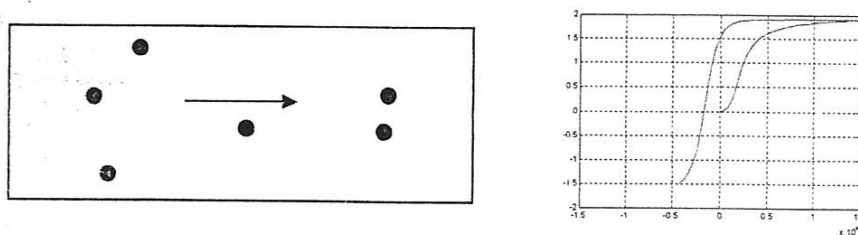


Figure 1.19 : Disparition des parois avant saturation basse

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

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

1.4 Classification des matériaux ferromagnétiques

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

1. Matériaux ferromagnétiques doux :

B_r plutôt élevée

H_c plutôt faible

Surface du cycle d'hystérésis faible

2. Matériaux ferromagnétiques durs :

B_r plutôt faible

H_c plutôt élevée

Surface du cycle d'hystérésis élevée

1.4.1 Pertes par hystérésis

Tout système à base de matériaux magnétiques soumis à un champ d'excitation Extérieur variable, subit des pertes énergétiques appelées pertes fer. On distingue deux phénomènes physiques principaux à l'origine de ces pertes : les pertes par hystérésis (déplacement de parois) et les pertes par courants de Foucault. Il faut toutefois noter que les pertes ont souvent la même origine, à savoir des courants induits mais à des échelles différentes (microscopique et macroscopique). En émet, les déplacements de parois entraînent l'apparition de courants induits microscopiques localisés alors que les courants de Foucault sont plutôt liés au fonctionnement en régime dynamique et se développent à l'échelle macroscopique. On travaillera par la suite avec l'induction magnétique B liée à l'aimantation M par l'équation :

$$P_h = \oint H dB \quad (1.2)$$

1.5 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LES PROPRIETES MAGNETIQUES DES MATERIAUX

L'étude de l'influence de la température sur les matériaux magnétiques a montré par expérience qu'elle dépend énormément du champ d'excitation appliqué, un exemple de ce comportement est représenté sur la figure 1.15 pour le cas du fer.

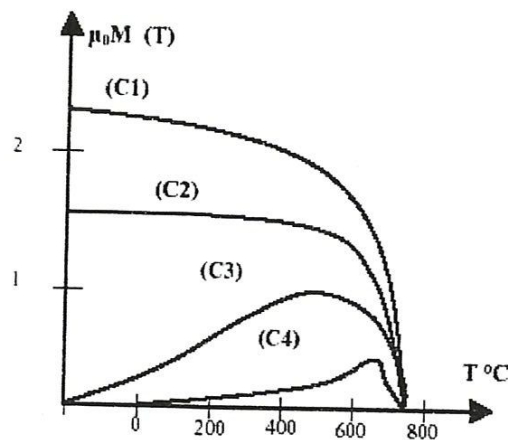


Figure (1.20) : L'évolution de l'aimantation à différent niveau du champ d'excitation
(C1) : $H=8.10^5$ A/m ; (C2) : $H=1600$ A/m ; (C3) : $H=160$ A/m ; (C4) : $H=40$ A/m

Si celui-ci est soumis à un champ intense l'aimantation diminue lentement puis rapidement en fonction de la température, cependant lorsque ce champ est faible l'élévation de la température augmente l'aimantation. Donc, les propriétés magnétiques dépendent de la température. Dans le cadre de cette étude on s'intéresse à des matériaux soumis à des champs suffisamment élevés pour avoir le comportement décrit par les courbes (C₁), (C₂) de la figure 1.15.

1.6. Température de Curie

L'aimantation d'un matériau devient nulle à partir d'une certaine valeur de température appelée, température de Curie, dont les valeurs pour différents matériaux sont donnés sur le tableau 1.2.

Elément	Fer (Fe)	Cobalt (Co)	Nickel (Ni)	(Gd)
Température de Curie	770	1120	360	16

Tableau 1.1 : Température de Curie (C°)

1.7 Comportement thermique du phénomène d'hystérésis

Comme il a été déjà mentionné, la température joue un rôle très important sur les paramètres qui caractérisent les matériaux magnétiques c'est à dire sur le cycle d'hystérésis. La figure 1.16 montre l'évolution de ce dernier en fonction de la température [4]. On remarque qu'il y a diminution de l'aimantation à saturation M_s , du champ coercitif H_c et de l'induction rémanente B_r .

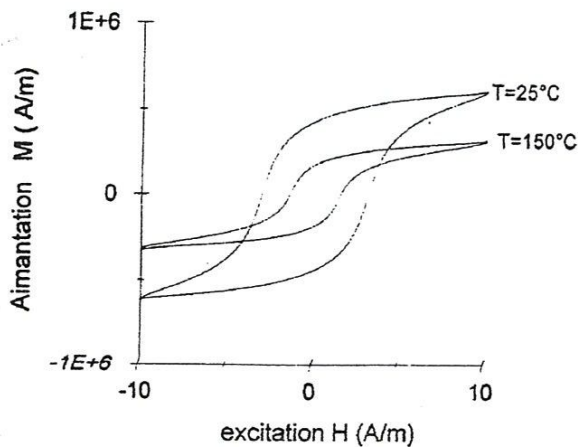


Figure 1.21: Evolution du cycle d'hystérésis en fonction de la température

Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'abord décrire le phénomène d'aimantation, nous avons ensuite conclu la nécessité de l'intégration de l'effet de la température dans les modèles l'hystérésis magnétiques. Dans la prochain chapitre, nous allons décrire les différents type de modèle d'hystérésis fréquemment vus dans la littérature.

Introduction

Dans ce chapitre, nous abordons la description de deux types de modèles décrivant le phénomène d'hystérésis :

- ⊥ les modèles de Preisach,
- ⊥ les modèles Jiles-Atherton

2.1. Modèle de Preisach

L'un des modèles les plus utilisés pour représenter l'hystérésis des matériaux magnétiques est incontestablement le modèle proposé par le physicien allemand Preisach dans les années 30. Son approche purement intuitive est basée sur l'observation du mécanisme d'aimantation [5,6].

2.1.2 Définition du modèle

Dans ce modèle, l'état magnétique du matériau à un instant donné est représenté par un ensemble d'entités magnétiques ayant deux états possibles ($M=+1$ ou $M=-1$) régies par un cycle élémentaire rectangulaire, dissymétrique par rapport à l'origine. Ce cycle est caractérisé par les champs de basculement haut α et bas β , avec $\beta \leq \alpha$, pour lesquels il y a transition irréversible de l'état bas ($M=-1$) vers l'état haut ($M=+1$) ou inversement. Un tel cycle élémentaire est représenté sur la figure 2.1.

Le calcul de l'aimantation du matériau repose sur une distribution statistique des cycles élémentaires (ou opérateurs), dont les variables sont α et β . Soit $\rho(\alpha, \beta)$ cette fonction de distribution appelée aussi densité de Preisach. Elle ne dépend pas de l'état magnétique du matériau.

En appelant :

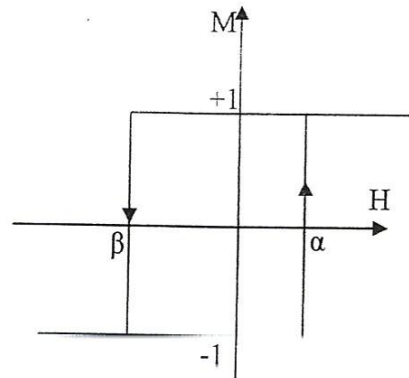
- $\rho(\alpha, \beta)$ la densité de Preisach,
- $\hat{\gamma}_{\alpha\beta}[\mathbf{H}]$ l'opérateur associé à la particule admettant pour champs de basculement α et β , valant (+1) dans l'état positif et (-1) dans l'état négatif,

L'aimantation $\mathbf{M}(\mathbf{t})$, résultant de l'application du champ $\mathbf{H}(\mathbf{t})$ à l'instant t , s'écrit dans le formalisme donné par Preisach :

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

Chapitre II

Les modèles d'hystérésis



2.1.3. Interprétation géométrique

Figure (2.1) cycle élémentaire d'une entité

La densité de Preisach $\rho(\alpha, \beta)$ caractérise le matériau. Nous avons vu qu'elle n'est définie que pour $\alpha \geq \beta$. De plus, pour une certaine valeur du champ H_s , le matériau est saturé et tous les opérateurs du modèle ont la même aimantation (+1 ou -1 suivant le signe de H_s). Ainsi, la densité de Preisach présente les propriétés suivantes :

- Elle est définie dans les domaines $S = \{\alpha \geq \beta, \beta \geq -H_s, \alpha \leq H_s\}$
- Le cycle majeur étant symétrique, la densité est symétrique par rapport à la droite $\alpha = \beta$.
- Le cycle majeur étant fermé, la densité est bornée.

Le domaine S représente un triangle dans le plan cartésien $(\alpha\beta)$ appelé plan de Preisach (figure 2.2).

S est subdivisé en deux parties dont la forme dépend du temps :

- $S^+(t)$ contient tous les opérateurs $\hat{\gamma}_{\alpha\beta}$ dans l'état +1,
- $S^-(t)$ contient tous les opérateurs $\hat{\gamma}_{\alpha\beta}$ dans l'état -1 .

La relation (2.2) peut alors s'écrire :

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

Il apparaît clairement que l'aimantation $\mathbf{M}(t)$ dépend uniquement de la répartition des domaines S , et plus précisément de la frontière $L(t)$, séparant les domaines $S^+(t)$ et $S^-(t)$. Cette frontière contient l'histoire du matériau et évolue avec les variations de champ.

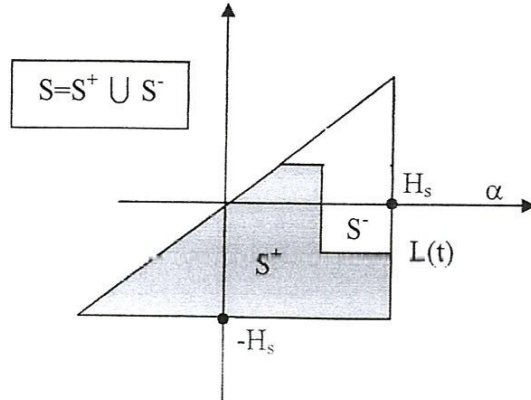


Figure (2.2) : Plan de Preisach

2.2 Modèle de Jiles-Atherton

Le modèle de JA [7-8] a été développé pour décrire le processus dynamique de l'aimantation à partir d'énergie d'échange dans matériaux magnétique. Ce modèle est basé sur les études de weber, Maxwell , Langevin et Weiss. Ainsi Jiles et Atherton publiaient leur modèle en 1983.

2.2.1 Interaction entre moments magnétiques

Le premier modèle de l'aimantation basé sur la microstructure du matériau est la fonction d'approximation de Langevin pour les matériaux paramagnétiques, cette fonction exprime l'aimantation du champ appliqué, elle est donnée par :

$$M_{an} = M_s \left(\coth \frac{H}{a} - \frac{a}{H} \right) \quad (2.3)$$

Où M_s représente l'aimantation à saturation, H est le champ d'excitation appliqué et a un paramètre équivalent à un champ magnétique relié à l'énergie d'agitation thermique selon les statistiques de Boltzmann. Dans les matériaux ferromagnétiques, les moments magnétiques voisins sont en interaction. Weiss avait découvert que le champ agissant sur les moments n'est pas le champ extérieur appliqué, mais un champ effectif H_e exprimé par :

$$H_e = \alpha M + H \quad (2.4)$$

Où le terme αM représente le champ coercitif et α le facteur de correction de Weiss représentant le couplage entre domaines et peut être déterminé expérimentalement.

En remplaçant H_c au lieu de H dans la fonction de Langevin, l'aimantation due à l'interaction entre domaines sera décrite par :

$$M_{an}(H) = M_s \left(\coth \frac{H + \alpha M}{a} - \frac{a}{H + \alpha M} \right) \quad (2.5)$$

La fonction de Langevin modifiée (3.5) n'arrive pas à donner une meilleure description du comportement des matériaux ferromagnétiques parce que ce modèle ignore la possibilité de changement de l'aimantation sous l'effet du mouvement des parois freiné par les sites d'épinglage. Par ailleurs, l'équation (3.5), décrit le cas idéal d'un cristal parfait dont les parois des domaines se déplacent librement pour atteindre l'équilibre thermodynamique. Ainsi, la courbe obtenue par (3.5) est la courbe de l'aimantation idéale, comme souvent par l'aimantation anhystétique.

La courbe de première aimantation d'un ferromagnétique se situe toujours au dessous de la courbe anhystétique, et s'approche d'elle dans la région des champs forts.

Pour décrire correctement le phénomène d'hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques, Jiles et Atherton ont essayé de perfectionner le modèle, décrit par (2.5). Ils supposent que l'échange d'énergie par unité de volume est égal à l'échange d'énergie magnétostatique additionné aux pertes par hystérésis [20]. Pour parcourir les différents cycles d'hystérésis ils ont décomposé l'aimantation M en deux composantes, le premier est la composante réversible M_{rev} et le second est la composante irréversible M_{irr} .

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (2.6)$$

La composante réversible représente la translation et la rotation réversibles des parois au sein des matériaux ferromagnétiques. Par contre, la composante irréversible représente le déplacement irréversible des domaines magnétiques. Dans un processus d'aimantation et en absence du phénomène d'hystérésis l'aimantation suivra la caractéristique anhystétique. L'énergie générée par les déplacements des parois s'écrit :

$$\mu_0 = \int M_{an}(H) \cdot dH = \mu_0 \int M dH + \mu_0 \int k \delta \frac{dM}{dH} dH \quad (2.7)$$

M est l'aimantation totale et δ un facteur qui vaut ∓ 1 selon l'évolution de H . Et on peut écrire la relation reliant le champ magnétique et l'aimantation :

$$M_{an}(H) = M + k \delta \frac{dM}{dH} \quad (2.8)$$

En tenant compte de (2.4) on peut définir l'aimantation irréversible par :

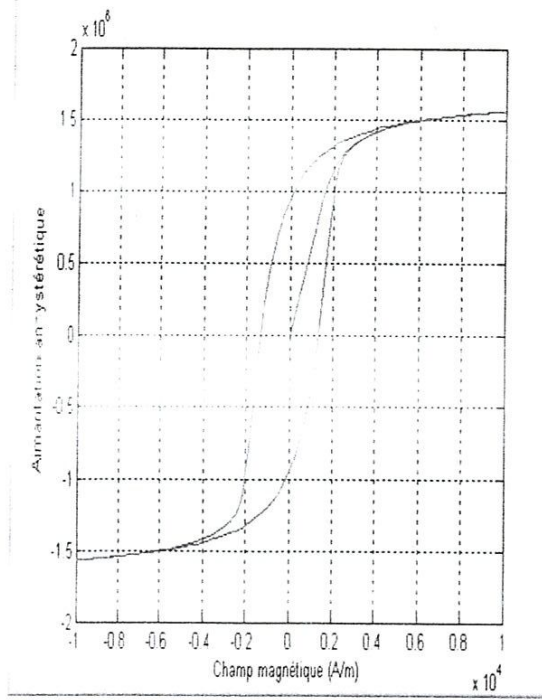


Figure 2.3. La courbe an hystérique

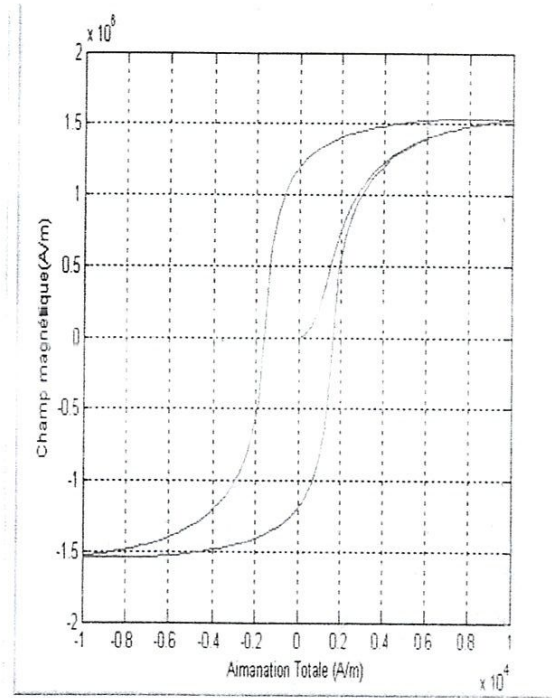


Figure 2.4. Le cycle d'hystérésis

2.2.2.2. Les paramètres de Jiles

La génération du cycle d'hystérésis suppose une connaissance exacte des paramètres du matériau. Il faut alors les déterminer à partir de quelques points de mesures ou bien, à partir des données fournies par le constructeur. Une méthode d'identification de ces paramètres a été développée par Jiles[4].

- *Détermination de M_s*

C'est probablement le paramètre le plus simple à identifier ; dans la plupart des cas il est donné par le constructeur. Sinon, il suffit d'appliquer un magnétique suffisamment élevé et de mesurer ensuite l'aimantation de saturation M_s correspondante.

- *Détermination du facteur de réversible*

La composante réversible de l'aimantation due aux déplacements réversible des parois est déterminée à l'aide du paramètre c . Il est défini par (2.13) comme étant le rapport entre la susceptibilité initiale χ_{in} du matériau et sa susceptibilité an hystérique χ_{an} . L'hypothèse de calcul est que la dérivée de M_{irr} par rapport à H autour de l'origine est nulle.

$$c = \frac{3a}{M_s} x_{in} \quad (2.13)$$

- Détermination entre a et α

Jiles a démontré que les deux paramètres a et α ne peuvent être définis que l'un en fonction de l'autre à partir de la susceptibilité anhystérétique x_{an} . Cette dernière est définie comme étant la limite de la dérivée de M_{an} quand le champ H et l'aimantation totale tendent vers zéro.

$$x_{an} = \lim_{H, M \rightarrow 0} \left\{ \frac{dM_{an}}{dH} \right\} = \frac{M_s}{3a - aM_s} \quad (2.14)$$

On peut déduire donc que :

$$a = \frac{M_s}{3} \left(\frac{1}{x_{an}} + \alpha \right) \quad (2.15)$$

- Détermination du paramètre α

L'aimantation rémanente M_r dépend directement de a , k , c et α . Si valeur est définie, elle peut être utilisée pour déterminer α . On peut exprimer la relation reliant α et M_r en se basant sur (2.8) et (2.9), sachant que l'aimantation rémanente est défini pour $\delta = -1$ et $H=0$ par :

$$M_r = M_{an}(M_r) + k \left[\left(\frac{\alpha}{1-c} \right) + \left(x_r - c \frac{dM_{an}(M_r)}{dH} \right)^{-1} \right]^{-1} \quad (2.16)$$

où x_r est la susceptibilité différentielle du matériau au point $H=0$ et $M=M_r$.

- Détermination du paramètre k

Pour des matériaux ferromagnétiques, k peut être considéré comme étant le champ coercitif dont l'unité est A/m. La relation entre k et H_c peut être déterminé si on connaît la valeur de la susceptibilité maximum x_{max} définie au point $H=H_c$ et $M=0$.

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{1-c} \left[\alpha + \left(\left(\frac{1}{1-c} \right) x_{max} - \left(\frac{c}{1-c} \right) \frac{dM_{an}(H_c)}{dH} \right)^{-1} \right] \quad (2.17)$$

- Relation entre les paramètres du cycle et le point de saturation

Pour le processus de calcul des paramètres a et α , Jiles a trouvé judicieux d'intégrer es coordonnées du point de saturation définis par (M_m, H_m) et la susceptibilité correspondante x_m . supposons que le point de

fonctionnement est au voisinage de la saturation, alors la susceptibilité définie à partir de l'aimantation totale est équivalente à celle définie à partir de l'aimantation an hystérétique, ceci traduit par.

$$x_m = M_{an}(H_m) - \frac{kx_m}{1+\alpha x_m} \quad (2.18)$$

- Procédure d'identification des paramètres

Pour déterminer simplement les différents paramètres d'un modèle il vaut mieux avoir les relations explicites de chacun d'eux. Malheureusement dans ce cas, on ne peut les exprimer que les uns en fonctions des autres D'où la nécessité d'une méthode numérique itérative pour les extraire. Alors Jiles a élaboré un algorithme permettant de définir ces paramètres à partir de quelques points de mesure. Cet algorithme consiste à déterminer le paramètre à partir de la courbe de première aimantation par (2.13). Tandis que les paramètres (a, α, et k) peuvent être obtenus successivement par (2.15), (2.16) et (2.17), l'équation (2.18) permet de définir la relation entre les paramètres de l'hystérésis et le point de saturation. Ces relations sont utilisées successivement dans un algorithme itératif. Une valeur aléatoire de α utilisée pour la première itération de l'algorithme.

2.3 Synthèse et choix d'un modèle

Il est évident que chaque modèle d'hystérésis des deux, présentés précédemment utilise des considérations théoriques différentes, ce qui limite leur performance et applicabilité. Afin de monter ces limites, et permettre la comparaison et le choix d'un tel modèle, on a regroupé les caractéristiques et propriétés principales des deux modèles présentés précédemment dans la tableau (2.1), en indiquant leur importance pour chaque modèle.

Modèles	Preisach	Jiles-Atherton
Caractéristiques		
Anisotropie	N'est pas spécifique	Multi axial
Interaction	Modèle dynamique	oui
Epinglage	N'est pas spécifique	oui

Energie de Parois	non	oui
Cycles mineurs	oui	non
Désaimantation	oui	oui
Anhystérétique	oui	oui
Paramètres	M_s, H_c	M_s, k, a, c, α
Grains	N'est pas spécifique	Multi domaines
Temps de calcul	+++	++
Matériaux	-Enregistremment magnétique -Les films minces	-Gros matériaux - Ferrites
Température	Non	Non

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé deux modèles d'hystérésis magnétique. Ces modèles sont parmi les plus utilisés par les chercheurs pour la caractérisation des matériaux magnétiques. La comparaison des deux modèles nous a permis de choisir le modèle physique de Jiles-Atherton qui répond aux exigences du matériau étudié.

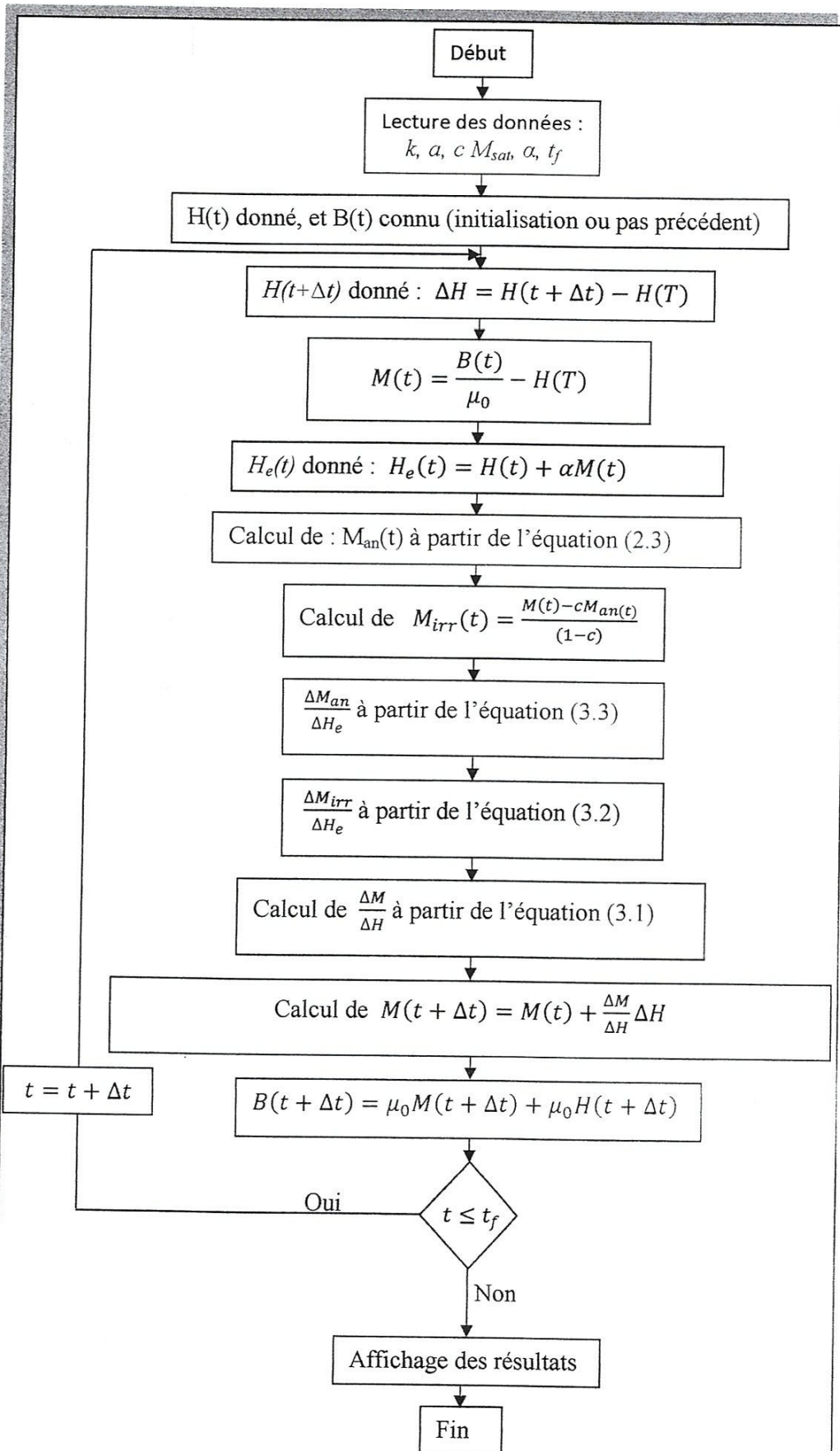


Figure 3.1 : organigramme de calcul du modèle de Jiles-Atherton

2.3. Validation du programme

Pour mettre en valeur le programme développé, nous allons comparer le cycle d'hystérésis obtenu par notre programme avec un cycle caractérisé par les paramètres $M_s = 1.7 \cdot 10^6 \text{ A/m}$, $a = 1000 \text{ A/m}$, $k = 000 \text{ A/m}$, $\alpha = 0.001$, $c = 0.1$ et un champ d'excitation sinusoïdal d'amplitude maximale $H_{max} = 10^4 \text{ A/m}$ et de fréquence $f=50 \text{ Hz}$ [8]. Cette comparaison sera faite uniquement au niveau de quelques points connus sur le cycle de référence, l'exécution du programme nous a donné le cycle d'hystérésis magnétique de la figure 3.2

La comparaison du cycle d'hystérésis obtenu avec celui de la référence [8] au niveau de quelques points de références sur le cycle tels que les valeurs maximales du champ et de l'aimantation rémanente et le champ coercitif nous a donné les résultats regroupés dans le tableau (3.1).

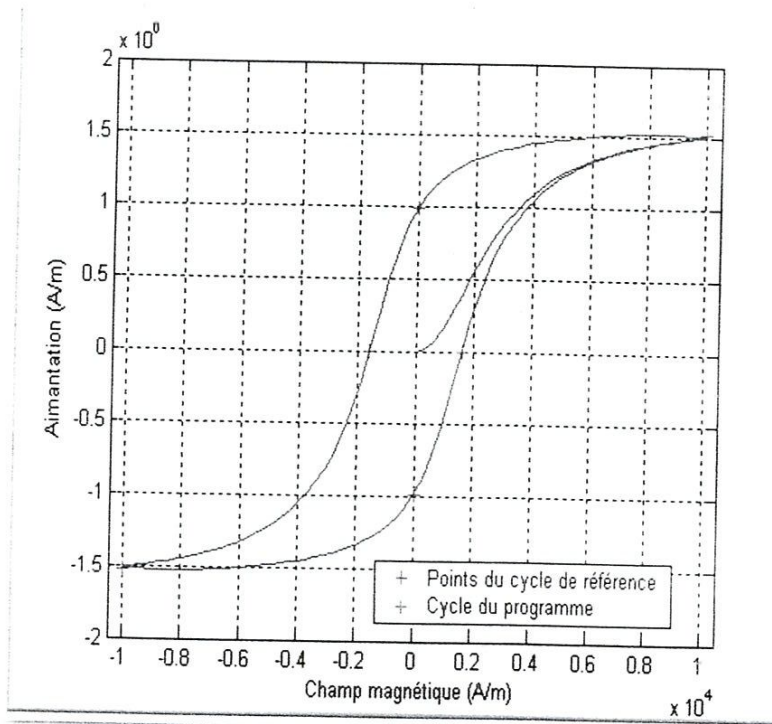


Figure 3.2. Cycle d'hystérésis résultant du programme développé.

Tableau 3.1. Comparaison entre le cycle du programme développé et celui de référence.

Points références	M_m	H_m	M_r	H_c
Cycle de référence	$1,5252 \cdot 10^6$	10^4	$0.9892 \cdot 10^6$	1600
Cycle du programme	$1,5253 \cdot 10^6$	10^4	$0.9893 \cdot 10^6$	1600.56

On remarque à partir du tableau 3.1 que l'ordre de grandeurs des points de références sur les deux cycles est pratiquement le même. Cela veut dire que les deux cycles sont bien superposés, et par conséquent le programme qu'on a développé est valide.

3. Analyse des effets des paramètres

L'allure du cycle d'hystérésis varie d'un matériau à l'autre. Cette variation est liée directement aux paramètres du cycle. Pour monter l'effet des paramètres du modèle de JA sur l'allure du cycle d'hystérésis, nous allons exécuter le programme de simulation pour des vecteurs paramètres différents, en variant le paramètres concerné et en fixant les autres paramètres.

3.1. Effet du paramètre k

La figure 3.3 montrent l'effet du paramètre k sur le cycle d'hystérésis. En effet, ce paramètre caractérise la largeur du cycle, on voit qu'il agit fortement sur le champ coercitif et l'aimantation rémanente.

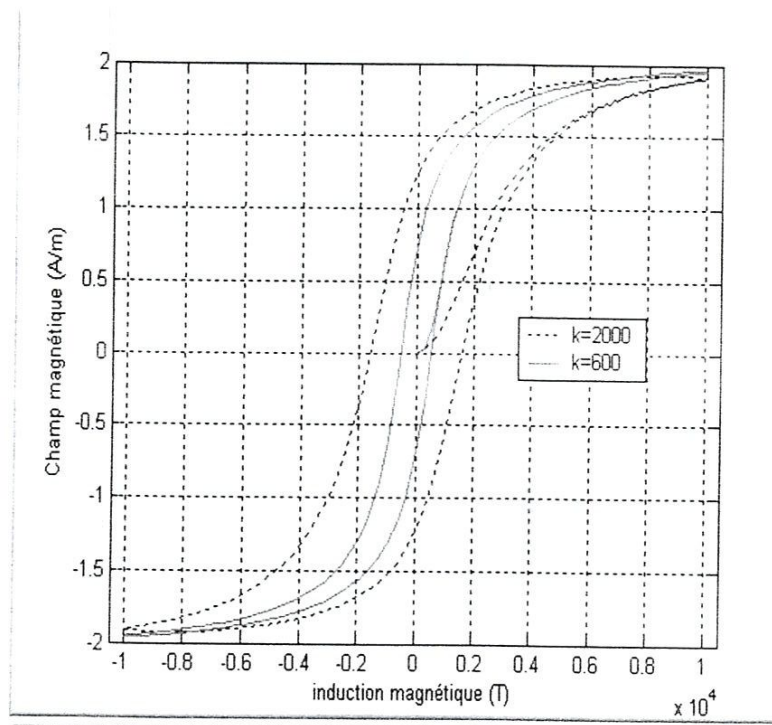


Figure 3.3. Effet du paramètre k sur le cycle d'hystérésis généré par le modèle de JA

3.2. Effet du paramètre α

Le paramètre est le coefficient de correction de Weiss représentant le couplage entre moments magnétiques. Son effet sur le cycle d'hystérésis est montré sur la figure 3.4 en effet, pour une légère augmentation de α , on remarque une augmentation de l'aimantation maximale, ainsi qu'une augmentation importante de l'aimantation rémanente. Cette sensibilité du cycle d'hystérésis aux variations du paramètre α doit être prise en considération lors de l'identification des paramètres du modèle à partir des cycles expérimentaux.

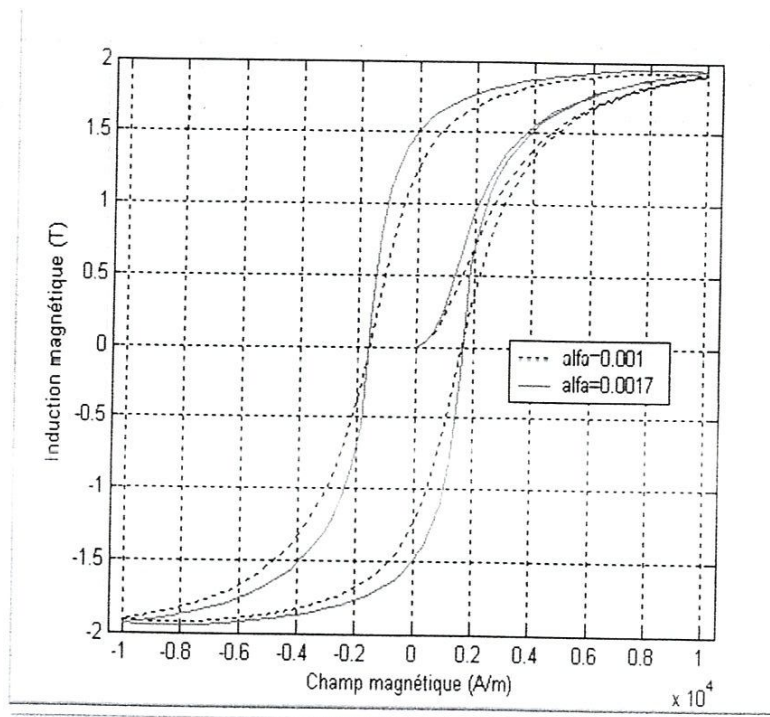


Figure 3.4. Effet du paramètre α sur le cycle d'hystérésis du JA

3.3. Effet du paramètre a

Le paramètre caractérise la variation de l'aimantation an hystérétique en fonction du champ effectif. Son effet sur le cycle d'hystérésis est montré sur la figure 3.5. On remarque sur la figure qu'une augmentation du paramètre a se traduit par une diminution de l'aimantation maximale, de l'aimantation rémanente et du champ coercitif. Cela signifie que le paramètre a détermine le degré de saturation.

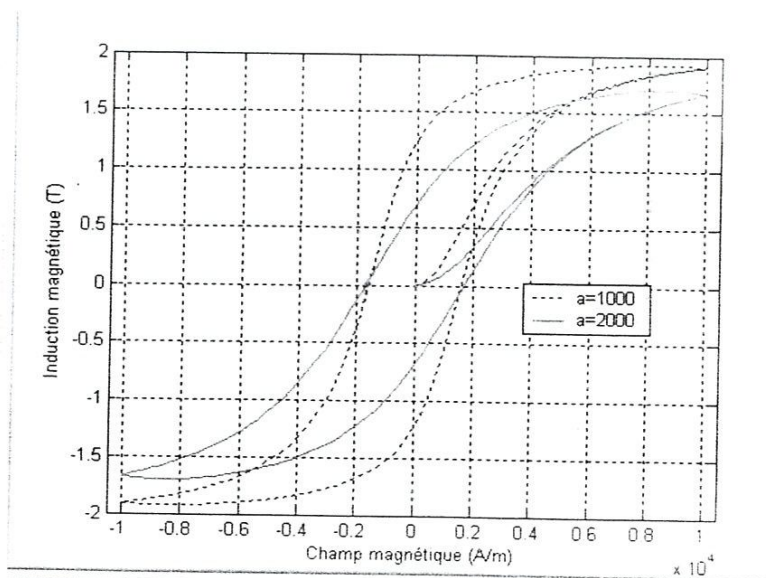
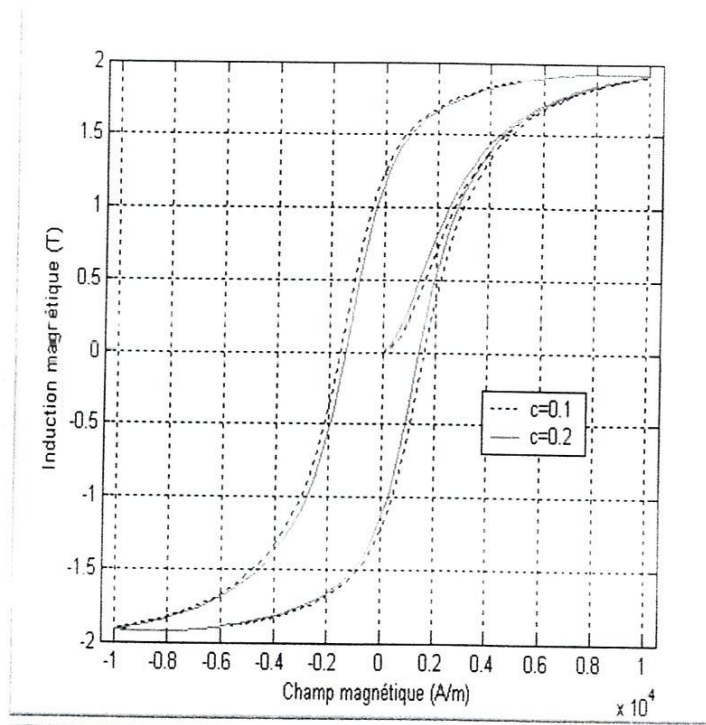


Figure 3.5. Effet du paramètre a sur le cycle du modèle de JA

3.3.4. Effet du paramètre c

Le paramètre caractérise le degré de réversibilité de l'aimantation. La figure 3.6 montrent son effet sur le cycle d'hystérésis. Pour une augmentation du paramètre c , on remarque une légère augmentation maximale et légère diminution de l'induction rémanente et du champ coercitif. Cela peut être expliqué par le fait que c est un taux faible que représente l'aimantation réversible par rapport à l'aimantation irréversible.


 Figure 3.6. Effet du paramètre c sur le cycle d'hystérésis du modèle de JA

 3.5 Effet du paramètre M_s

l'effet de la saturation sur le cycle d'hystérésis est montré sur la figure 3.7. La diminution de l'aimantation de saturation se traduit par une diminution de l'aimantation rémanente et du champ coercitif.

Le tableau 3.2 montre les effets des cinq paramètres du modèle présentés précédemment.

Tableau 3.2. Effet des paramètres de JA sur le cycle d'hystérésis magnétique

Paramètre	Variation	Effet sur le cycle
	Diminution	Diminution de M_r et du champ H_c
	Augmentation	Diminution de M_s , et de M_r et de champ H_c
	Augmentation	Augmentation de M_r , H_c et de diminution de M_s
	Augmentation	Augmentation de M_s , H_c et de M_r
	Augmentation	Augmentation de M_s , diminution de M_r et de H_c

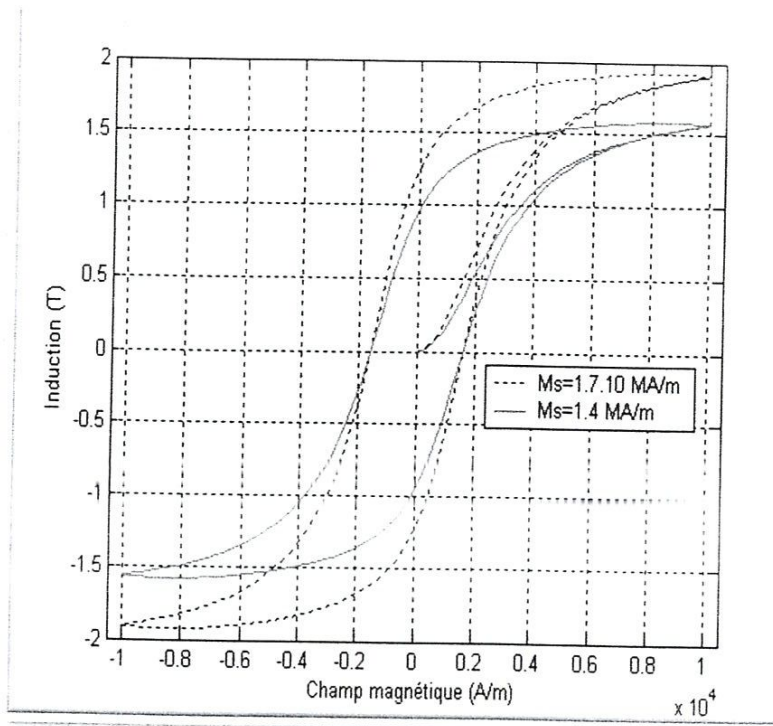


Figure 3.7. Effet de l'aimantation spontanée M_s sur le cycle d'hystérésis

marques

après l'étude des effets des paramètres sur le cycle d'hystérésis du modèle de JA, on peut constater :

- Les paramètres du modèle sont interdépendants, et par conséquent la variation de l'un d'eux entraîne la variation des autres.
- Le cycle d'hystérésis du modèle de JA est très sensible à la variation de ses paramètres, donc il faut tenir compte de cette sensibilité lors de l'identification des paramètres à partir des cycles mesurés, et cela pour ne perdre l'allure du cycle.
- Le modèle de JA est valable pour une gamme de matériaux qui peut varier du plus doux et jusqu'à des matériaux durs.

. Effet du nombre d'itérations

Le nombre d'itération utilisé pour le calcul de l'aimantation a une influence sur l'affinement du cycle d'hystérésis et par conséquent sur sa surface. L'exécution du programme pour différents nombres d'itération nous a permis de déduire les résultats présentés sur le tableau 3.3 et la figure 3.8.

Tableau 3.3. Effet du nombre d'itération sur H_c et M_r

Nombre d'itération	100	500	1000	5000
H_c (A/m)	1700	1568.5	1555.65	1545.4
M_r (T)	1.3	1.22	1.21	1.2

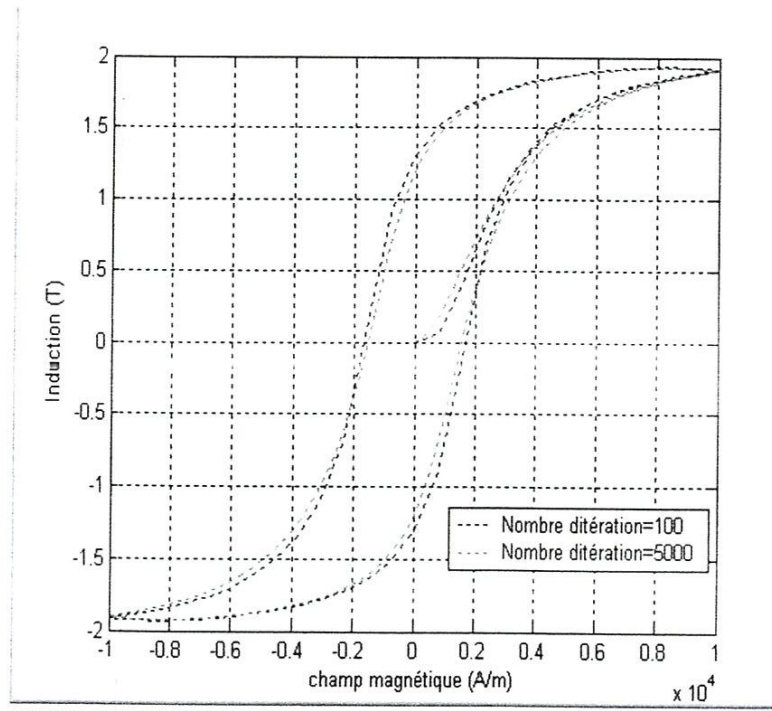


Figure 3.8. Effet du nombre d'itération sur le cycle d'hystérésis

5 Introduction de l'effet de la température dans le modèle de JA

l'introduction de l'effet de la température sur le cycle d'hystérésis généré par le modèle de Jiles – h'erton est introduit par les comportements thermiques des paramètres, l'aimantation à saturation M_s , les paramètres k , α et c .

5.1. Aimantation de saturation M_s

la dépendance de l'aimantation de saturation avec la température peut être exprimée par [9] :

$$M_s(T) = M_s(0) \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta \quad (3.4)$$

où $M_s(0)$ l'aimantation de saturation à la température 0K, T_c est la température de Curie et β est l'exposant critique du matériau [9].

5.2. Paramètre k

Pour les matériaux ferromagnétiques doux le paramètre k peut être approché au champ coercitif $H_c \approx H_c(T)$.

l'évolution du champ coercitif donc le paramètre k en fonction de la température est donné par l'expression suivante [10] :

$$k(T) = k(0) \cdot \exp\left(\frac{-2T}{\beta T_c}\right) \quad (3.5)$$

où $k(0)$ est le paramètre k a la température 0k.

3.5.3. Paramètre a

Le paramètre a est considéré comme constante dans ce modèle, car sa variation en fonction de la température est négligeable [11].

3.5.4. Paramètre α

Le paramètre α représente la force d'interaction magnétique entre les domaines qui, peut être exprimée dans un matériau isotrope comme [12].

$$\alpha = \frac{3.a}{M_s} \cdot \frac{1}{x_{an}} \quad (3.6)$$

La contribution du seconde terme ($\frac{1}{x_{an}}$) dans la valeur de α est négligeable, donc en remplaçant l'expression (3.4) dans l'expression de α :

$$\alpha(T) = \frac{3.a}{M_s(0)} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\beta} \quad (3.7)$$

$$\alpha(T) = \alpha(0) \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\beta} \quad (3.8)$$

où $\alpha(0)$ est le paramètre α a la température 0k.

3.5.5. Paramètre c

Le paramètre c du modèle est traité comme celle de paramètre α , pour les matériaux isotropes ce paramètre est exprimée comme [12]

$$c = \frac{3.a}{M_s} x_{in} \quad (3.9)$$

En supposant que la susceptibilité initiale x_{in} est constante, et remplaçant l'expression (3.4) dans l'équation (3.9), nous obtenons

$$c(T) = \frac{3.a}{M_s(0)} x_{in} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\beta} \quad (3.10)$$

$$c(T) = c(0) \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\beta} \quad (3.11)$$

$c(0)$ est le paramètre c a la température 0K

3.6. Procédure d'identification des paramètres

Les paramètres du modèle $M_s(0)$, $k(0)$, $c(0)$, $\alpha(0)$ et a peuvent être identifiés à partir des propriétés magnétiques du matériau mesurées tels que le champ coercitif H_c et la susceptibilité initiale x_{in} , la susceptibilité an hystérétique x_{an} et l'aimantation rémanente M_r . Les procédures d'identification sont

ien documentées dans [13] et sont suffisantes à des fins de modélisation. L'aimantation de saturation M_s mesurée en fonction de la température a été utilisée pour estimer l'exposant critique β et la température de curie T_c , en ajustant le modèle analytique décrite par (3.4).

ette procédure permettra d'identifier tous les paramètres nécessaires pour décrire le comportement hystérétiques à n'importe quelle température jusqu'à la température de curie.

6. Résultats de simulation

6.1. Validation du modèle

Le modèle de Jiles-Atherton dépendant de la température a été validé par des données expérimentales de matériau ferrite 3F3. Le tableau 3.3 montre les paramètres de JA calculés en fonction de la température. La variation de l'aimantation à saturation en fonction de la température a été utilisée pour identifier la constante β et la température de curie. La figure 3.9 montre l'existence d'une transition d'un état magnétique au point de curie (ferromagnétique) à un état désordonnée (paramagnétique).

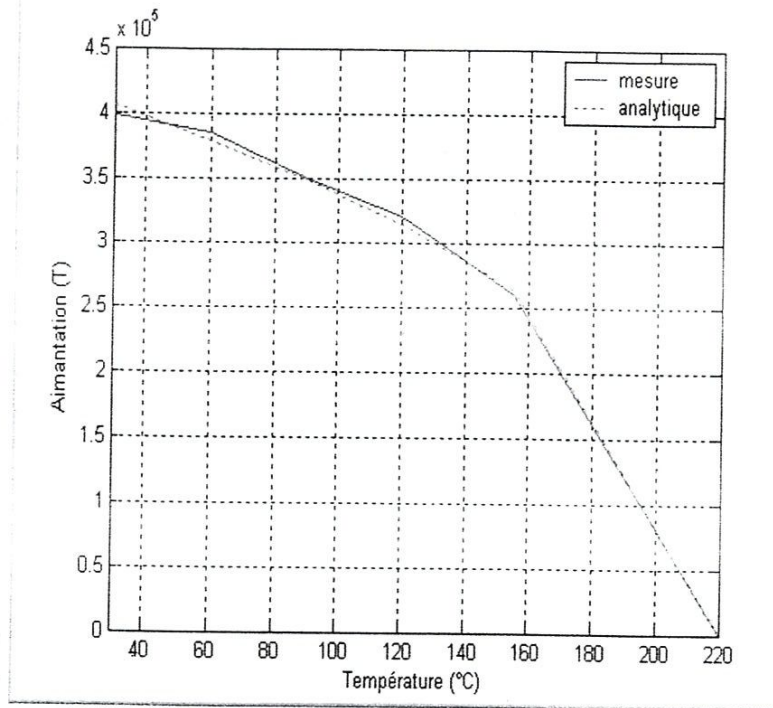


Figure 3.9. Evolution de l'aimantation en fonction de la température ($T_c=220$ °C et $\beta = 0.4$)

Tableau 3.3. Variation des paramètres de JA calculés en fonction de la température.

C_j	27	60	90	120	155
V/m	26	20	18	17	15.5
	0.45	0.45	0.6	0.62	0.65
K_A/m	400	385	350	320	260
I/m	33.5	36.5	37	36	34
α	$3.45 \cdot 10^{-6}$	$3.6 \cdot 10^{-6}$	$3.65 \cdot 10^{-6}$	$3.65 \cdot 10^{-6}$	$3.95 \cdot 10^{-6}$

la variation des paramètres du modèle en fonction de la température est représentée dans la figure 3.10

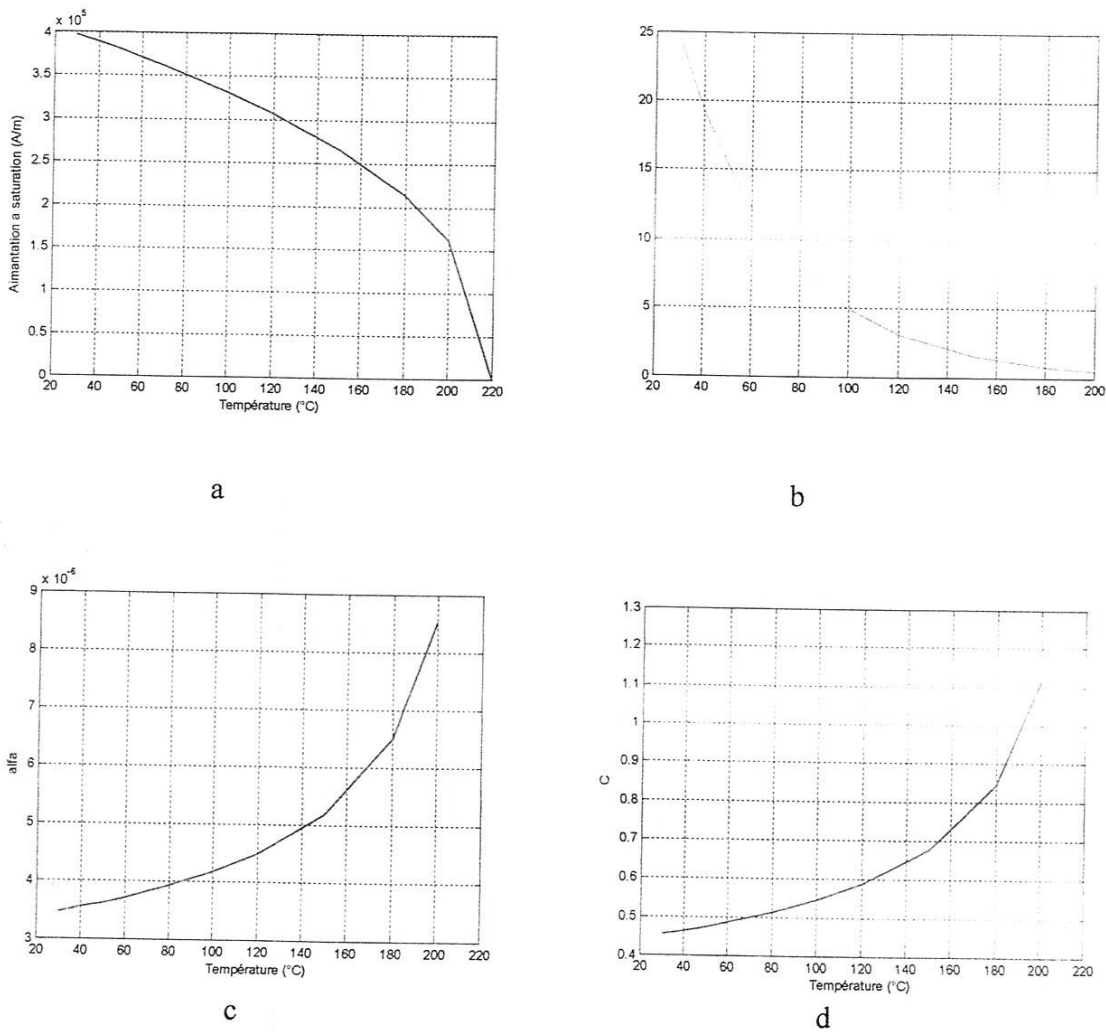


Figure 3.10 : Variation des paramètres calculée (modèle analytique) en fonction de la température ; a. aimantation a saturation ; b. paramètre k, c. Paramètre alfa, d. paramètre c.

Les cycles d'hystérésis du matériau ferrites 3F3 ont été calculés en utilisant le modèle analytique proposé à différentes températures, sachant que la température de curie T_C est 220 °C. Les cycles d'hystérésis en fonction de la température calculés par le modèle proposé ont été comparés aux résultats de mesure présentés dans la référence [14]. La figure 3.11 montre qu'il y a un accord entre les résultats des cycles calculés et les cycles mesurés pour les températures 27 °C, 60 °C et 155 °C.

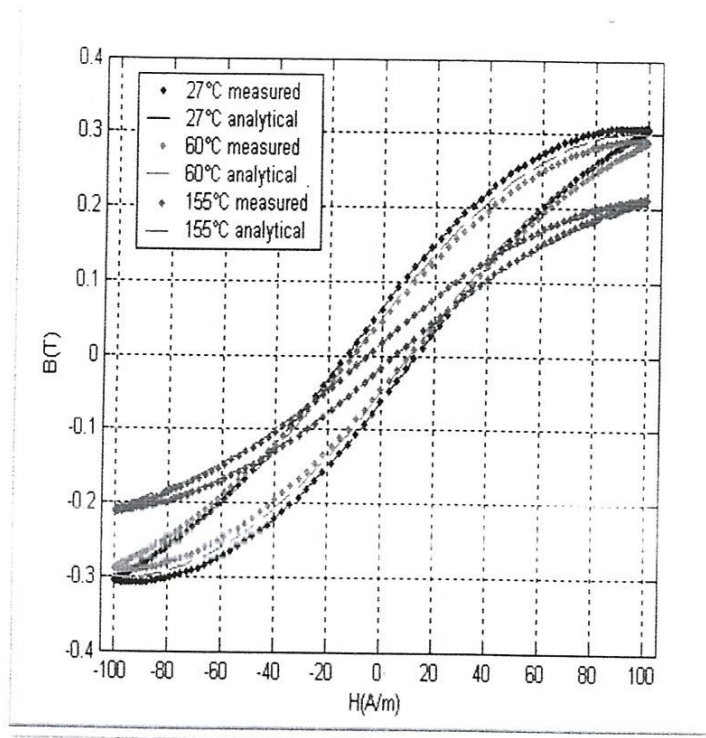


Figure 3.11. Comparaison des cycles d'hystérésis sous l'effet de la température ($T_c=220$ °C, $\beta = 0.4$)

figure 3.12 montre l'évolution du champ coercitif en fonction de la température, en remarque il ya un écart entre les résultats de mesure et le modèle proposés.

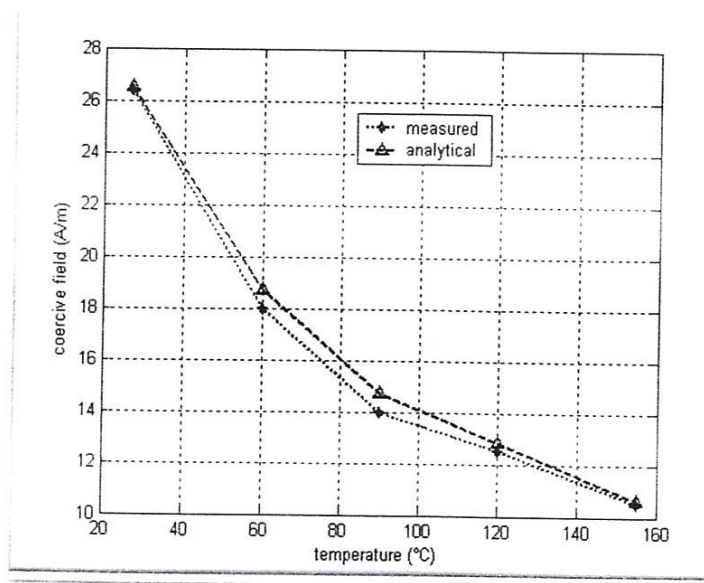


Figure 3.12. Comparaison des champs coercitifs calculés et mesurés

La simulation du phénomène d'hystérésis intégrant le comportement thermique des paramètres M_s , k , c et α permet d'avoir une évolution de l'induction rémanente, l'induction de saturation et le champ coercitif) et par conséquent de l'aire du cycle d'hystérésis (Figure 3.13), ce qui représente mieux la dépendance de l'effet de la température sur le modèle de Jiles-Atherton.

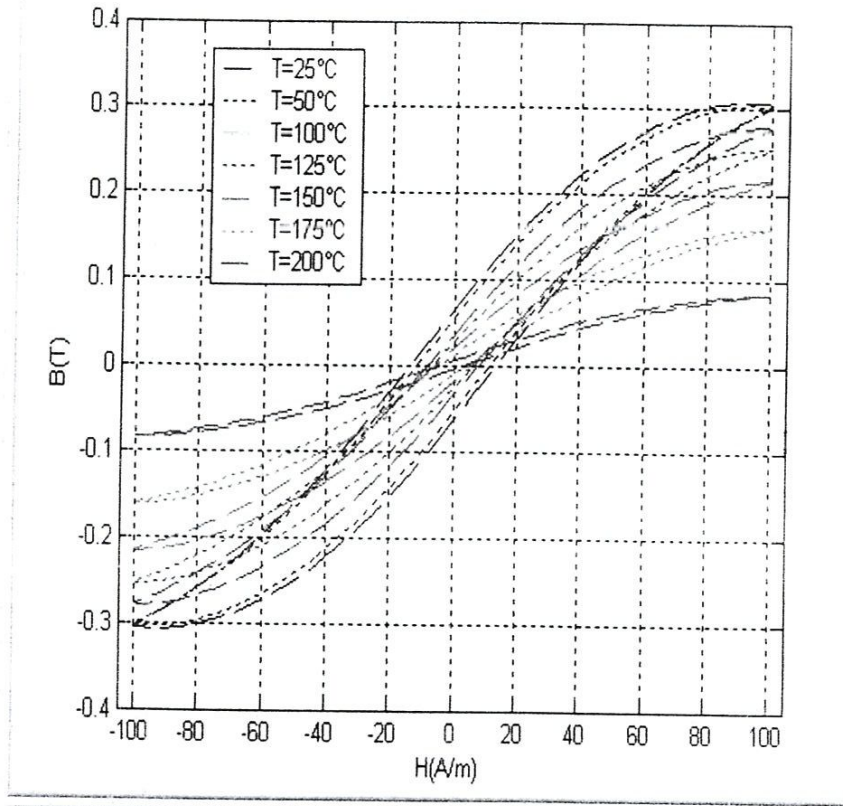


Figure 1.13. Evolution du cycle d'hystérésis sous l'effet de la température

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé un algorithme pour modéliser le phénomène d'hystérésis magnétique par le modèle de JA. La simulation du modèle sous environnement MATLAB a montré sa validité pour une modélisation statique de l'hystérésis. Le modèle analytique proposé dans ce chapitre consiste à intervenir sur les paramètres du modèle de Jiles pour l'introduction de l'effet de la température. Nous avons utilisé l'évolution de l'aimantation de saturation en fonction de la température pour calculer les deux constantes du modèle T_c et β . Ce modèle a été comparé avec les résultats de mesures qui sont opposés dans la référence 5

Conclusion Générale

A travers ce mémoire, nous avons étudié un matériau ferromagnétique doux. Dans cette étude nous avons accompli deux tâches principales. Nous avons identifié les paramètres de son cycle d'hystérésis représenté par le modèle de Jiles-Atherton. Nous avons aussi introduire l'effet de la température dans le modèle de JA. Pour Accomplir ces tâches, nous avons effectué une recherche bibliographique approfondie sur les notions physiques de base à différentes échelles permettant la compréhension du comportement hystérétique des matériaux ferromagnétiques, leur utilisation et leur classification. Une recherche sur les différents modèles utilisés pour la représentation de l'hystérésis magnétique en se basant sur les modèles physiques et en particulier le modèle de Jiles-Atherton. Pour l'introduction de l'effet de la température nous avons utilisé les données de mesure que nous avons trouvée dans la littérature. La mise en jeu de l'outil informatique, nous a permit la simulation du modèle choisi et l'analyse de l'effet de ces paramètres sur son comportement.

A partir de ce travail, on peut conclure que :

- Le modèle de JA est un modèle physique de l'hystérésis magnétique, Il est valable pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux, tels que les ferrites et les aciers utilisés dans la construction électrique.
- Le cycle d'hystérésis du modèle de JA est très sensible à la variation de ses paramètres
- L'identification des paramètres du modèle de JA est un processus difficile à réaliser.
- La reconstitution du cycle mesuré nécessite le relevé avec soins des caractéristiques expérimentales, ce qui demande un système d'acquisition de données informatisé.
- La méthode proposée pour l'introduction de l'effet de la température dans le modèle de JA confirme le résultat de mesure.

Ce travail ouvre de nombreuses perspectives tel que :

- Introduction des cycles mineurs dans la modélisation de l'hystérésis magnétique pour la représentation des différentes conditions d'excitations.
- Introduction du modèle d'hystérésis de JA dans un code de calcul par éléments finis pour l'étude d'un convertisseur électromagnétique
- Utiliser un modèle dynamique de l'hystérésis magnétique pour étudier le comportement du matériau dans les systèmes à hautes fréquences.