

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE 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

Réf:...../2021



## MEMOIRE

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

**Domaine:** Sciences et Technologie

**Filière:** Electrotechnique

**Spécialité:** Réseaux électriques

**Par:** BENZEGHACHE OSEMA et SAKER SALAH EDDINE

### Thème

**Etude et modélisation de l'hystérésis magnétique sous  
contrainte thermique par le modèle de Jiles-Atherton**

Soutenu publiquement, le 14 Juillet 2021 devant le jury composé de:

M. BOUNAYA KAMEL	Professeur	Univ. Guelma	Président
M. MENDACI SOFIANE	MCA	Univ. Guelma	Examineur
M. LADJEMI Abdelaziz	MCA	Univ. Guelma	Encadreur

**Année Universitaire: 2020/2021**

## *Remerciements*

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

*Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude et nos sincères remerciements à notre encadreur **Dr. LADJEMI ABDELAZIZ**, pour sa patience, son soutien, ses précieux conseils, son aide, sa disponibilité tout au long de nos études et sans qui ce mémoire n'aurait jamais vu le jour.*

*Nous tenons tout particulièrement à remercier les enseignants du département de **Génie Électrotechnique et Automatique** et du **Laboratoire de Génie Électrique** de l'**Université 8 Mai 1945 Guelma** pour leur disponibilité et encouragement, ainsi que tous les enseignants qui ont contribué à notre formation.*

*Nos reconnaissances vont aussi à messieurs les membres de jury, pour l'honneur qu'ils auront fait en acceptant de juger ce travail.*

*Nous remercions enfin tous ceux qui, d'une manière ou d'une autre, ont contribué à la réussite de ce travail et qui n'ont pas pu être cités ici.*

# *Tables des matières*

## Tables des matières

Liste des figures.....	
Liste des Tableaux.....	
Introduction générale.....	

### Chapitre I Généralité sur les matériaux magnétiques

1.1. Introduction.....	2
1.1. Généralités sur le Magnétisme.....	3
1.1.2. Aimantation magnétique.....	4
1.1.3. Domaines de Weiss.....	5
1.1.4. Mécanisme d'aimantation et cycle d'hystérésis.....	7
1.2. CLASSIFICATION DES MATERIAUX FERROMAGNETIQUES.....	10
1.3.2. Comportement des matériaux ferromagnétiques.....	11
1.3.3. Comportement thermique du phénomène d'hystérésis.....	12

### Chapitre II Le modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton

2.1. Définition du modèle d'hystérésis de Jiles Atherton.....	14
2.2. Formulation mathématique du Modèle original de Jiles-Atherton.....	14
2.3. Mise en oeuvre du modèle de JA direct.....	16
2.4. Influence des paramètres du modèle de JA sur les cycles d'hystérésis.....	18
2.5. Détermination des paramètres du modèle de JA.....	20
2.5.1. Détermination de $M_s$ .....	21
2.5.2. Détermination de $c$ .....	21
2.5.3. Détermination de $k[8]$ .....	21
2.5.4. Détermination de $\alpha [8]$ .....	22
2.5.6. Détermination du paramètre $a$ .....	22
2.5.7. Relation entre $a$ et $\alpha$ .....	23
2.6. Méthode itérative pour l'identification des paramètres du modèle de JA.....	23
Conclusion.....	24

*Chapitre III. Modélisation des matériaux magnétiques en fonction de la température*

3.1. Introduction .....	26
3.2. Description du banc d'essai.....	26
3.2. Matériau Teste.....	27
3.2.1. Préparation de l'échantillon pour la mesure thermique.....	28
3.3. Comportement thermique d'un matériau ferrite.....	28
3.3.1. Evolution des cycles d'hystérésis en fonction de la température.....	28
3.3.2. Variation des grandeurs magnétiques standards en fonction de la température.....	29
3.4. Modélisation des comportements thermiques des matériaux magnétiques.....	31
3.4.1. Identification des paramètres du modèle de Jiles-Atherton.....	31
Conclusion.....	37
<i>Conclusion generale</i> .....	38
<i>Reference bibliographique</i> .....	38



*Liste des figures*

## Liste des figures

### Chapitre I

- Figure 1.1. Moment magnétique atomique
- Figure 1.2. Structure en domaines d'un monocristal de Fer
- Figure 1.3. Echantillon initialement désaimanté, les points figurent des défauts, correspondance dans le plan (M,H)
- Figure 1.4. Déplacement des parois jusqu'à des zones de blocage
- Figure 1.5. Zone d'accrochage/ décrochage de parois
- Figure 1.6. Zone de disparition de parois
- Figure 1.7. Zone de rotation des moments
- Figure 1.8. Retour au zéro d'excitation
- Figure 1.9. Passage par  $H_c$
- Figure 1.10. Disparition des parois avant saturation basse
- Figure 1.11. Evolution de l'aimantation à saturation en fonction de la température pur Fe, Co, Ni purs
- Figure 1.12. Evolution du cycle d'hystérésis d'un matériau  $NiFe_2O_4$  en fonction de la température

### Chapitre II

- Figure 2.1. Aimantation anystérétique
- Figure 2.2. Aimantation irreversible
- Figure 2.3. Aimantation réversible
- Figure 2.4. Aimantation total
- Figure 2.5. Organigramme de calcul du modèle de JA
- Figure 2.7. Cycles d'hystérésis pour différentes valeur de  $\alpha$
- Figure 2.8. Cycles d'hystérésis pour différentes valeur de  $a$
- Figure 2.9. Cycles d'hystérésis pour différentes valeur de  $c$
- Figure 2.9. Points particuliers sur la boucle d'hystérésis pour la détermination des paramètres du JA
- Figure. 2.10. Méthode itérative pour calculer les paramètres du modèle de JA

### Chapitre III

- Figure 3.1. Schéma synoptique du banc expérimental
- Figure 3.2. Ferrite MnZn après bobinage par le fil de cuivre
- Figure 3.3. Cycle d'hystérésis en fonction de la température du matériau ferrite MnZn
- Figure 3.4. Evolution du champ coercitif en fonction de la température
- Figure 3.5. Evolution de l'induction rémanente en fonction de la température
- Figure 3.6. Evolution de l'induction de saturation en fonction de la température
- Figure 3.6. Evolution de pertes par hystérésis en fonction de la température
- Figure 3.7. Cycle d'hystérésis pour une température  $T=27^\circ C$
- Figure 3.8. Cycle d'hystérésis pour une température  $T=50^\circ C$
- Figure 3.9. Cycle d'hystérésis pour une température  $T=75^\circ C$
- Figure 3.10. Cycle d'hystérésis mesuré et simulé pour une température  $T=100^\circ C$
- Figure 3.11. Erreur relative du champ coercitif en fonction de la température
- Figure 3.12. Erreur relative de l'induction maximale en fonction de la température
- Figure 3.13. Erreur relative de l'induction rémanente en fonction de la température
- Figure 3.14. Erreur relative de l'induction rémanente en fonction de la température
- Figure 3.15. Evolution normalisée des 5 paramètres de JA en fonction de la température



*Liste des Tableaux*



## **Chapitre I**

Tableau 1.1. Susceptibilité des matériaux magnétiques

## **Chapitre III**

Tableau (3.1). Caractéristiques physiques et géométriques du matériau étudié et conditions expérimentales

# *Introduction générale*

Les matériaux magnétiques jouent un rôle crucial dans de nombreuses applications industrielles et technologies modernes. Ils sont utilisés dans l'industrie automobile, l'aviation, l'aérospatiale, les dispositifs médicaux, le stockage de données, et particulièrement dans le domaine de l'électrotechnique, tels que les machines électriques, les transformateurs électriques, la production d'énergie et les capteurs. Ces appareils peuvent fonctionner à des températures élevées, ce qui affecte leur comportement magnétique. En effet, la variation de température peut affecter considérablement la forme des cycles d'hystérésis des matériaux magnétiques.

L'objectif du travail présenté dans ce manuscrit est de modéliser le comportement hystérétique des matériaux magnétiques sous contrainte thermique en utilisant le modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton.

Le travail de notre mémoire est organisé en trois chapitres

Le premier chapitre donne un aperçu sur les phénomènes d'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques doux, puis une analyse bibliographique de l'influence de la température sur les propriétés de ces matériaux.

Dans le 2ème chapitre, nous présentons le modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton

Le chapitre trois concerne tout d'abord le banc d'essais du laboratoire que nous avons utilisé et fait évoluer pour la caractérisation des matériaux magnétiques doux en fonction de la température. Les résultats expérimentaux obtenus sur un matériau ferrite MnZn, illustrent l'évolution des paramètres standards d'hystérésis en fonction de la température. La méthode d'identification des paramètres du modèle de Jiles-Atherton est présentée, ainsi que les variations de ces paramètres en fonction de la température. La robustesse du modèle est testée sur un matériau ferrite MnZn avec différents critères de comparaison.

*Chapitre 1*

*Généralité sur les matériaux  
magnétiques*

## 1.1. Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter les notions de magnétisme, ainsi que le phénomène d'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques et enfin l'influence de la température sur les propriétés de ces matériaux.

## 2.1. Généralités sur le Magnétisme

Le magnétisme est un phénomène par lequel un matériau exerce une force attractive ou répulsive sur un autre.

### 2.1.1. Moment magnétique atomique

Pour comprendre les phénomènes magnétiques dans les matériaux magnétiques, il est nécessaire de définir le concept de moment magnétique atomique.

Dans les matériaux magnétiques et dans un atome isolé, c'est à dire sans interactions avec les atomes voisins, chaque atome possède un moment atomique, contribution d'un moment orbital et d'un moment de spin (Figure 1.1).

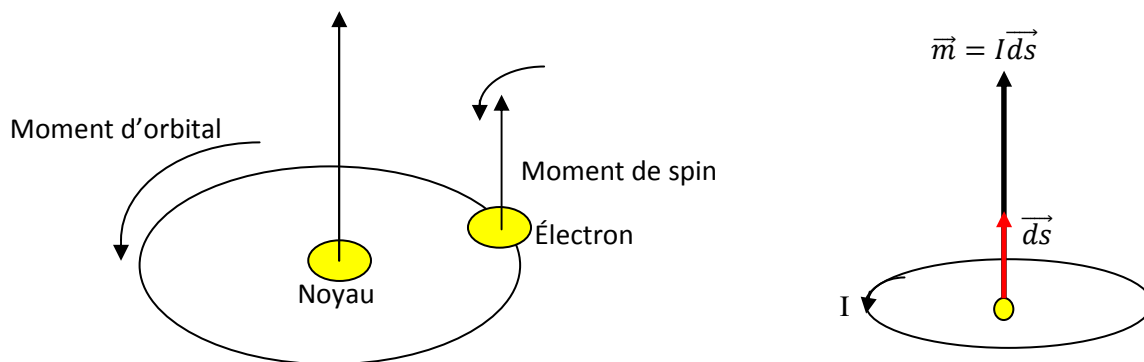


Figure 1.1. Moment magnétique atomique

- Le moment orbital d'un atome résulte de la rotation de ses électrons autour du noyau.
- Le moment de spin résulte de la rotation de ses électrons sur eux-mêmes.
- Le moment magnétique atomique total est la somme vectoriel du moment magnétique orbital et le moment magnétique de spin.

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

### 2.1.2. Aimantation magnétique

Le moment magnétique atomique total pour un échantillon de  $n$  atomes et de volume  $V$ , peut s'exprimer sous la forme :

$$\vec{m}_t = \sum_i^n \vec{m}_i \quad (1.2)$$

L'aimantation magnétique  $\vec{M}$  d'un matériau est l'intensité des moments magnétiques atomiques par unité de volume :

$$\vec{M} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{m}_i}{V} \quad (1.3)$$

On définit aussi la polarisation magnétique  $\vec{J}$  par la relation suivante :

$$\vec{J} = \mu_0 \vec{M} \quad (1.4)$$

où  $\mu_0$  est la perméabilité magnétique du vide.

La réaction d'un matériau à l'application d'un champ magnétique d'excitation  $\vec{H}$  est caractérisée par l'induction magnétique  $\vec{B}$ , qui donné par la relation (1.5) :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.5)$$

On définit ainsi la susceptibilité magnétique  $\chi$  du matériau qui traduisant la relation entre  $\vec{M}$  et  $\vec{H}$  dans un matériau linéaire, homogène et isotrope.

$$\chi = \frac{\vec{M}}{\vec{H}} \quad (1.6)$$

Les matériaux peuvent être classés suivant leur comportement magnétique c'est à dire suivant leur susceptibilité magnétique  $\chi$ .

#### a- Matériaux paramagnétiques

Dans ce type de matériaux, la susceptibilité  $\chi$  est faible, positive et pratiquement constante, les vecteurs  $\mathbf{H}$  et  $\mathbf{M}$  sont de même sens est l'aimantation disparaît avec le champ d'excitation.

Les moments magnétiques portés par les atomes voisins n'interagissent pas entre eux.

#### b- Matériaux diamagnétiques

La susceptibilité  $\chi$  est faible, négative et pratiquement constante. Les vecteurs  $\mathbf{H}$  et  $\mathbf{M}$  sont de sens contraires et l'aimantation disparaît avec le champ d'excitation.

**c- Matériaux ferromagnétiques**

Dans cette catégorie, la susceptibilité  $\chi$  est élevée, positive et variable avec l'excitation magnétique.

Le tableau 1.1 donne des exemples de valeurs de  $\chi$  pour divers matériaux [1].

Tableau 1.1. Susceptibilité des matériaux magnétiques

Matériau	Susceptibilité $\chi$
Silicium (Si)	$-1,2 \cdot 10^{-6}$
Cuivre (Cu)	$-1,08 \cdot 10^{-6}$
Aluminium (AL)	$7,7 \cdot 10^{-6}$
Titanium (Ti)	$1,8 \cdot 10^{-4}$
FeSi (non orienté)	8000
FeSi (orienté)	50000
Amorphe 2605 SA1	$6 \cdot 10^5$
Supermalloy (79 Ni-16Fe-5Mo)	$10^6$

On rappelle que la perméabilité magnétique d'un matériau est donnée par :

$$\mu = \mu_0 \mu_r \tag{1.7}$$

Où  $\mu_r$  perméabilité magnétique relative d'un matériau.

Dans un milieu linéaire, la relation (1.5) devient :

$$\vec{B} = \mu_0 (\chi \vec{H} + \vec{H}) = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H} \tag{1.8}$$

avec :

$$\mu_r = 1 + \chi \tag{1.9}$$

Les matériaux utilisés pour l'électrotechnique aux fréquences industrielles sont de type ferromagnétique, à cause de leur susceptibilité et aimantation à saturation élevées. Pour les fréquences au delà de 10 kHz, les matériaux ferrimagnétiques sont généralement employés [2].

Dans ces matériaux les moments magnétiques atomiques interagissent et tendent à s'aligner. L'expérience montre que tous les matériaux magnétiques de volume suffisant se divisent spontanément en régions plus petites qu'on appelle « domaines de Weiss » pouvant mesurer jusqu'à 1 mm (Figure 1.2) [1].

**2.1.3. Domaines de Weiss**

En 1907. P. Weiss a imaginé un arrangement en domaines dans la matière ferromagnétique pour lever l'incompatibilité entre l'existence de moment atomiques ordonnés et la possibilité d'un état désaimanté. Nous allons énoncer les différentes énergies qui font apparaître ces domaines [3].

Pour cela on s'intéresse aux différentes énergies, liées au magnétisme, mises en jeu dans le cas d'un échantillon ferromagnétique de volume  $V$  (Figure 1.2).

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

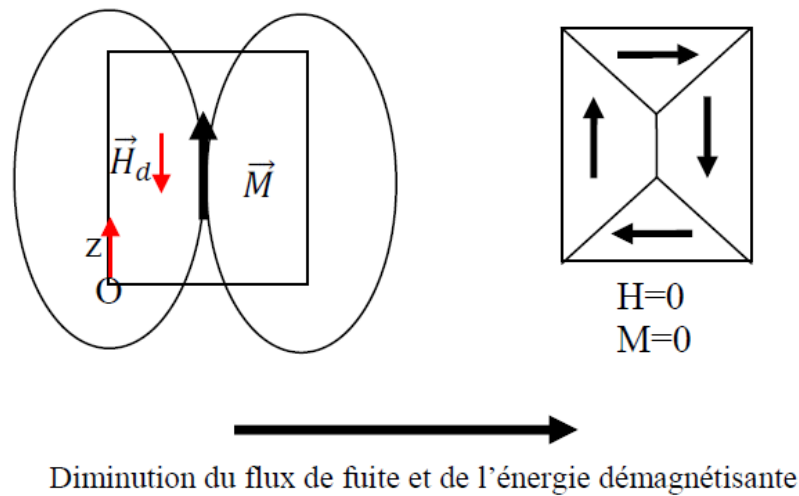


Figure 1.2. Structure en domaines d'un monocristal de Fer

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



### 2.1.4. Mécanisme d'aimantation et cycle d'hystérésis

On suppose un échantillon de matériau ferromagnétique initialement désaimanté. Ce matériau contient des défauts dans son réseau cristallin (Figure 1.3) [3].

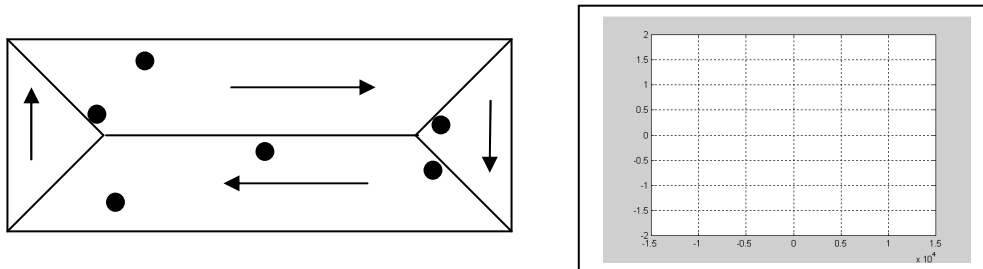


Figure 1.3. Echantillon initialement désaimanté, les points figurent des défauts, correspondance dans le plan (M,H)

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

#### 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 1.4)[3].

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

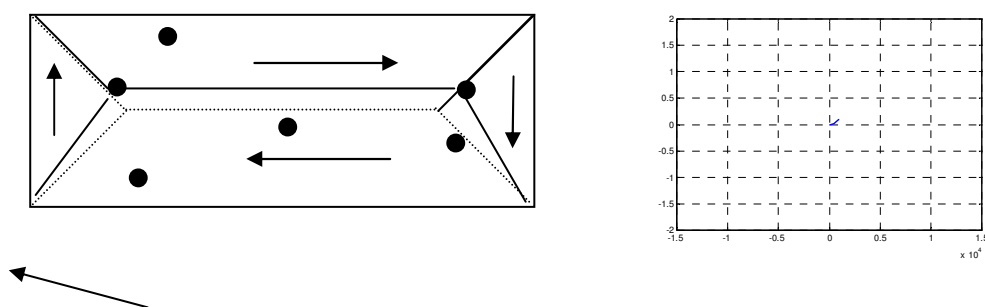
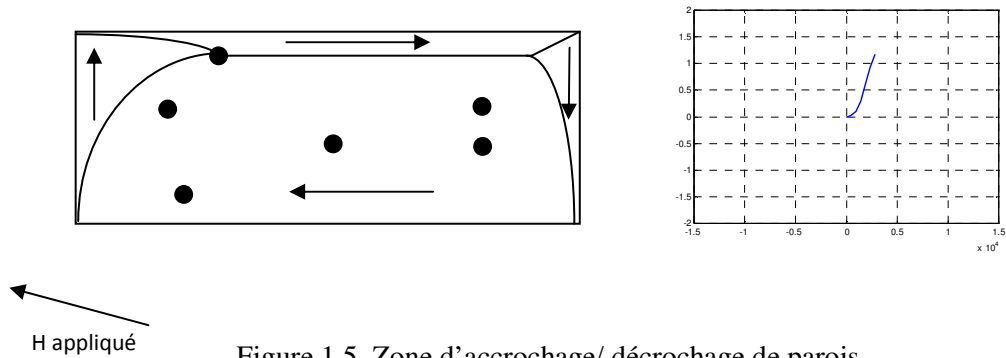


Figure 1.4. Déplacement des parois jusqu'à des zones de blocage

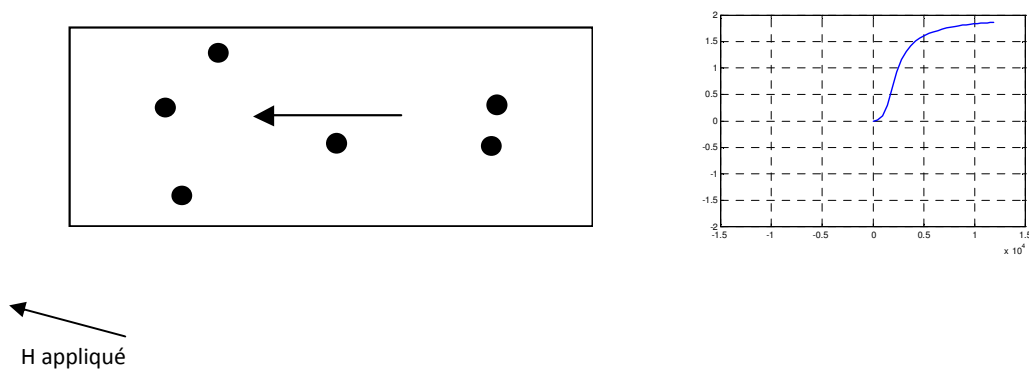
#### Pour les valeurs intermédiaires de l'excitation

Pour ces valeurs de l'excitation, les parois continuent leur déplacement, afin d'augmenter le volume des domaines dont le moment est correctement orienté par rapport au champ appliqué. Elles commencent par se libérer de leurs points d'ancrage, se déplacent, puis, s'accrochent de

nouveau,..., jusqu'à ce que tout le volume de l'échantillon soit occupé par le domaine dont l'aimantation a le sens le plus proche de l'excitation imposée (Figure 1.5). C'est dans cette zone que les pertes électromagnétiques sont les plus fortes [3]

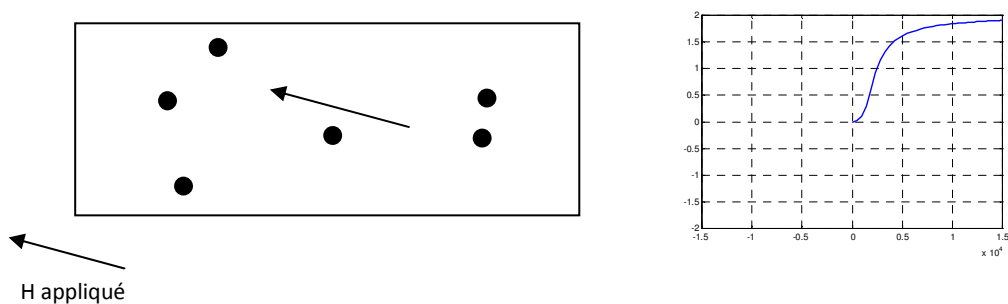


La simple création/disparition de parois (puisque lorsque tout le volume est occupé par le même domaine il n'y a plus de parois) est coûteuse en énergie et irréversible (Figure 1.6) [3].



### Pour les fortes valeurs de L'excitation

Le dernier processus à avoir lieu est réversible, il s'agit de la rotation des moments. Lorsque l'échantillon est mono domaine, l'orientation de son aimantation n'est pas forcément celle de l'excitation appliquée (Figure 1.7). Afin d'orienter les moments, il faut vaincre l'énergie d'anisotropie cristalline [3].



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 [5].

Nous avons à ce niveau décrit entièrement la courbe de 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 1.8) [3].

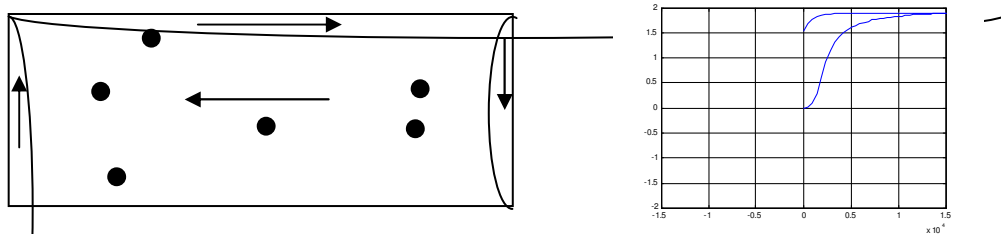


Figure 1.8. Retour au zéro d'excitation

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  $H_c$  [3].

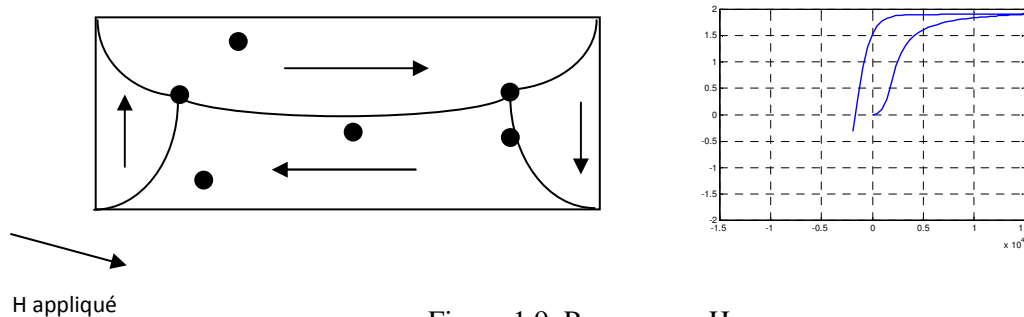


Figure 1.9. Passage par  $H_c$

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 1.10) [3].

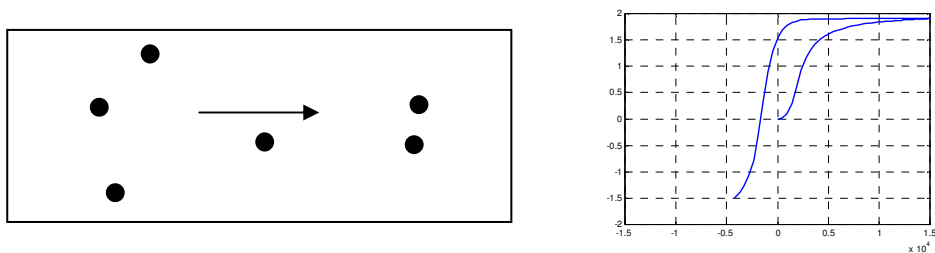


Figure 1.10. Disparition des parois avant saturation basse

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 [3].

## 2.2. CLASSIFICATION DES MATERIAUX FERROMAGNETIQUES

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.

## 2.3. Influence de la température sur les propriétés magnétiques des matériaux

### 2.3.1. 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 données sur le tableau 1.2.

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

### 2.3.2. Comportement des matériaux ferromagnétiques

La température modifier complètement les propriétés magnétiques des matériaux par deux processus [1]:

- Soit par une évolution irréversible de leur composition locale (vieillessement) qui ne. Dans ce cas, la durée de maintien en température du matériau est également importante puisqu'il s'agit d'une réaction chimique lente [1],
- Soit par la variation réversible de leurs paramètres électromagnétiques avec la température [1].

Dans les atomes des matériaux ferromagnétiques, lorsque la température augmente, l'énergie thermique tend de plus à rompre l'alignement spontané des moments magnétiques atomiques. A température de Curie  $T_c$ , les forces d'échanges sont complètement surmontées et le ferromagnétisme disparaît [1]. À des températures supérieures au point de Curie, le matériau ferromagnétique devient un matériau paramagnétique. Cette chute de perméabilité joue bien évidemment sur la valeur de l'aimantation à saturation  $M_s$ , qui décroît quand la température augmente jusqu'à une valeur minimale (égale à  $\mu_0 H$ ) au point de Curie [1].

L'étude de l'influence de la température sur les matériaux magnétiques a montré par expérience que l'aimantation diminue lentement puis rapidement en fonction de la température (Figure 1.11) [1].

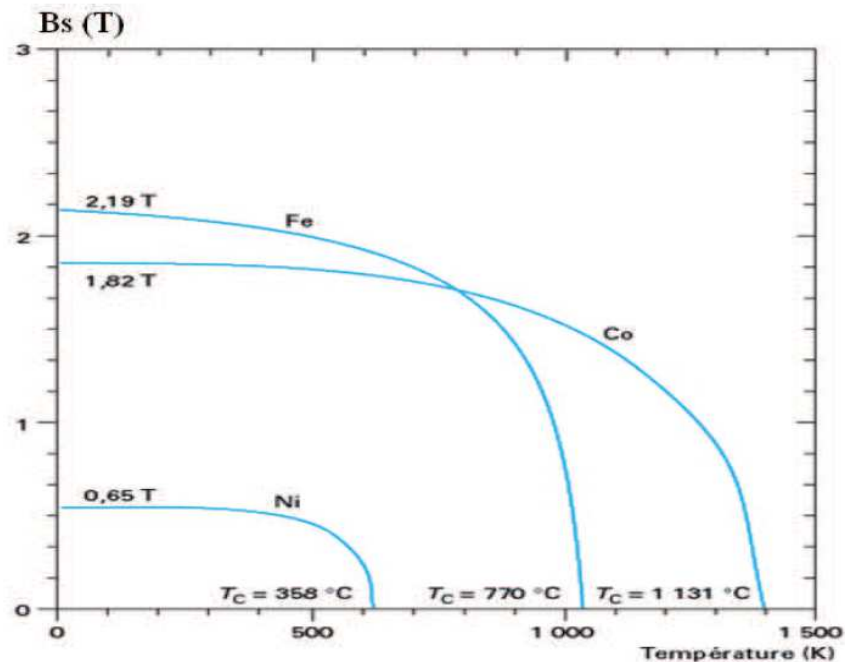


Figure 1.11. Evolution de l'aimantation à saturation en fonction de la température pur Fe, Co, Ni purs [1].

La variation de l'aimantation à saturation peut être donnée par [4] :

$$M_s = M_s^{\tau a} \exp\left(\frac{T-T_c}{\tau}\right) \quad (1.10)$$

où,  $T_c$  est la température de curie,  $M_s^{\tau a}$  est l'aimantation à saturation à la température ambiante et  $\tau$  est constante définie à partir de la courbe expérimentale  $M_s(T)$ .

### 2.3.3. 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 1.12 montre l'évolution de ce dernier en fonction de la température [5]. On remarque qu'il y a diminution de l'aimantation à saturation  $M_s$ , du champ coercitif  $H_c$  et de l'induction rémanente  $B_r$ .

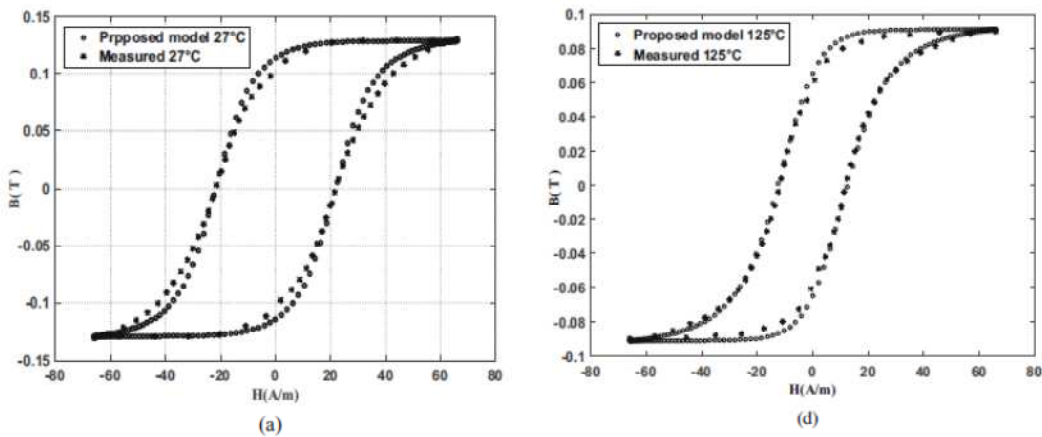


Figure 1.12. Evolution du cycle d'hystérésis d'un matériau  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  en fonction de la température [5]

### Conclusion

Ce chapitre nous a permis de décrire le phénomène d'aimantation, d'avoir une idée sur le comportement hystérique des matériaux ferromagnétiques en fonction de la température.

Le prochain chapitre sera consacré au modèle d'hystérésis magnétique de Jiles Atherton et à leur aptitude à prendre en compte des variations de température.

## *Chapitre II*

*Le modèle d'hystérésis de Jiles-  
Atherton*

## 2.1. Définition du modèle d'hystérésis de Jiles Atherton

Le modèle de Jiles –Atherton [6] (JA), est également le modèle le plus utilisé en génie électrique pour modéliser un cycle d'hystérésis magnétique. Ce modèle, décrit l'origine du phénomène d'hystérésis à partir d'une approche physique [7] est essentiellement basé sur des considérations énergétiques liées aux déplacements de parois au sein du matériau magnétique.

## 2.2. Formulation mathématique du Modèle original de Jiles-Atherton

Dans le modèle JA original, l'aimantation totale  $M$  est la somme de deux contributions : l'aimantation réversible  $M_{rev}$  et l'aimantation irréversible  $M_{irr}$ . L'aimantation réversible représente la rotation réversible des moments magnétiques. Par contre, la composante irréversible représente le déplacement irréversible des domaines magnétiques :

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (2.1)$$

S'il n'y a pas de pertes par hystérésis, l'aimantation totale correspond à la partie anhystérétique. Dans le modèle de JA, l'aimantation anhystérétique est donnée par la fonction de Langevin :

$$M_{an}(H) = M_s \left( \coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \frac{a}{H_e} \right) \quad (2.2)$$

où  $M_s$  représente l'aimantation à saturation,  $a$  paramètre du modèle JA et  $\mathbf{H}$  est le champ effectif est donné par :

$$H_e = H + \alpha M \quad (2.3)$$

où  $\alpha$  est un autre paramètre obtenu à partir des mesures

La dérivée de (2.2) par rapport au champ magnétique effectif  $H_e$  est :

$$\frac{dM_{an}}{dH_e} = \frac{M_s}{a} \left[ 1 - \coth^2\left(\frac{H_e}{a}\right) + \left(\frac{a}{H_e}\right)^2 \right] \quad (2.4)$$

D'autre part, la dérivée de l'aimantation irréversible par rapport à  $H_e$  s'exprime par :

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta} \quad (2.5)$$

où  $\delta$  vaut +1 quand  $d\mathbf{H} > \mathbf{0}$  et -1 quand  $d\mathbf{H} < \mathbf{0}$ ,  $k$  est lié à l'épinglage des parois du domaine.

Dans le modèle JA original, l'aimantation réversible  $M_{rev}$  est donnée par :

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (2.6)$$

et

$$dM_{rev} = c(dM_{an} - dM_{irr}) \quad (2.7)$$



où  $c$  est le cinquième paramètre du modèle. Les cinq paramètres du modèle ( $M_s$ ,  $a$ ,  $k$ ,  $c$  et  $\alpha$ ) peuvent être extraits d'un cycle d'hystérésis expérimentale de différentes manières (méthodes itératives ou méthodes d'optimisations).

Remplaçons l'équation (2.6) dans l'équation (2.1) :

$$M = M_{irr} + c(M_{an} - M_{irr}) \quad (2.8)$$

La dérivée de cette equation par rapport à  $H$  donne:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH} + c \left( \frac{dM_{an}}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right) \quad (2.9)$$

En décrivant les deux termes  $\frac{dM_{an}}{dH}$  et  $\frac{dM_{irr}}{dH}$

- Le terme  $\frac{dM_{an}}{dH}$

$$\frac{dM_{an}}{dH} = \frac{dM_{an}}{dH_e} \quad (2.10)$$

mais, à partir de l'Équation (2.3)

$$\frac{dH_e}{dH} = 1 + \alpha \frac{dM}{dH} \quad (2.11)$$

et alors

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

- Le terme  $\frac{dM_{irr}}{dH}$

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

Remplaçant l'equation. (2.12) et (2.13) dans l'équation (2.9) donne :

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

et, en extraire  $\frac{dM}{dH}$

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c) \frac{dM_{irr}}{dH_e} + c \frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 - \alpha c \frac{dM_{an}}{dH_e} - \alpha (1-c) \frac{dM_{irr}}{dH_e}} \quad (2.15)$$

Il s'agit de l'équation différentielle du modèle de Jiles-Atherton  $M(H)$  direct. L'expression  $\frac{dM_{an}}{dH_e}$  est donnée par l'équation (2.4) et l'expression  $\frac{dM_{irr}}{dH_e}$  est donnée par l'équation (2.5).

Une autre relation importante est obtenue à partir de la substitution de l'équation (2.1) dans l'équation (2.8) [8] :

$$M_{irr} = \frac{M - cM_{an}}{1 - c} \quad (2.16)$$

La génération des cycles d'hystérésis passe par la résolution de (2.15). L'application d'un tel algorithme pour la détermination des cycles d'hystérésis suppose la connaissance des différents paramètres  $M_s$ ,  $K$ ,  $\alpha$ ,  $c$ ,  $\delta$  et  $a$ .

### 2.3. Mise en œuvre du modèle de JA direct

L'organigramme de la figure 2.5 résume les différentes étapes pour la construction du cycle statique du modèle de Jiles-Atherton. A l'aide de cet organigramme on peut réaliser un programme de calcul sous environnement Matlab qui permet de générer des cycles d'hystérésis, ce programme est basé sur la méthode d'Euler pour la résolution de l'équation différentielle donnant l'aimantation globale du matériau [9].

La figure (2. 1) représente l'aimantation anystérétique, la figure (2.2) montre la composante irréversible de l'aimantation, et la figure (2.3) représente la composante réversible. La figure (2.4) montre le cycle majeur du phénomène d'hystérésis pour  $M_s=1.7.10^6$  A/m,  $k=2000$  A/m,  $c=0.1$ ,  $a=1000$  et  $\alpha=0.0017$ .

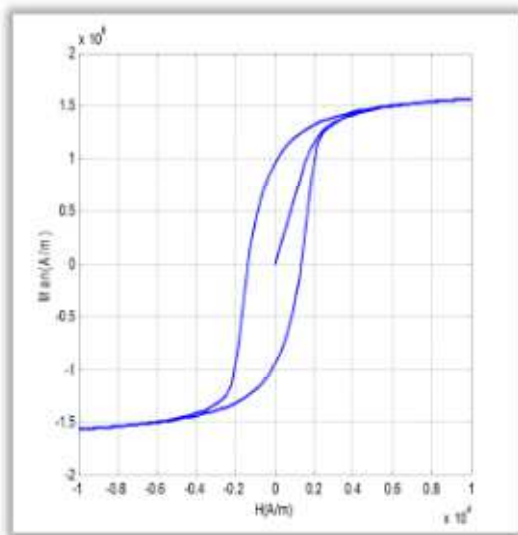


Figure 2.1. Aimantation anystérétique

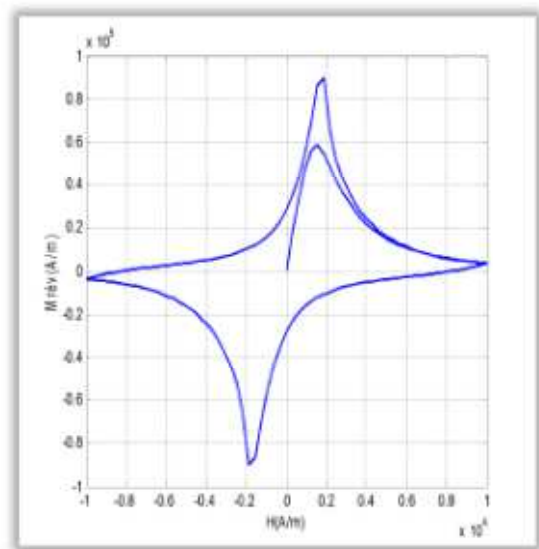


Figure 2.2. Aimantation irreversible

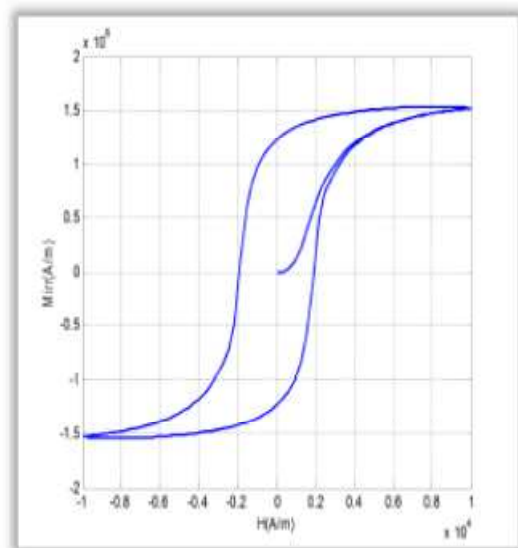


Figure 2.3. Aimantation réversible

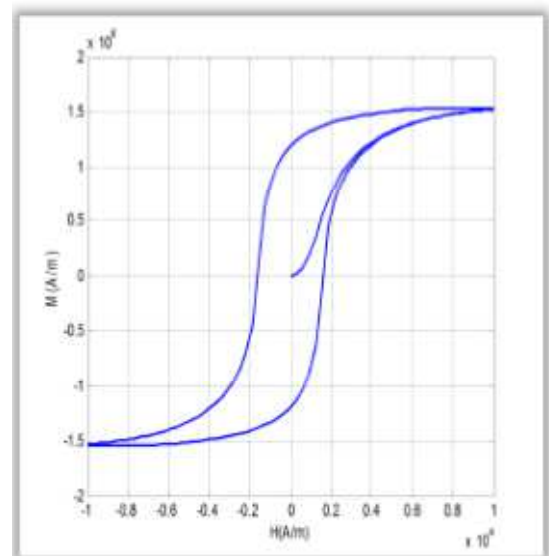


Figure 2.4. Aimantation total

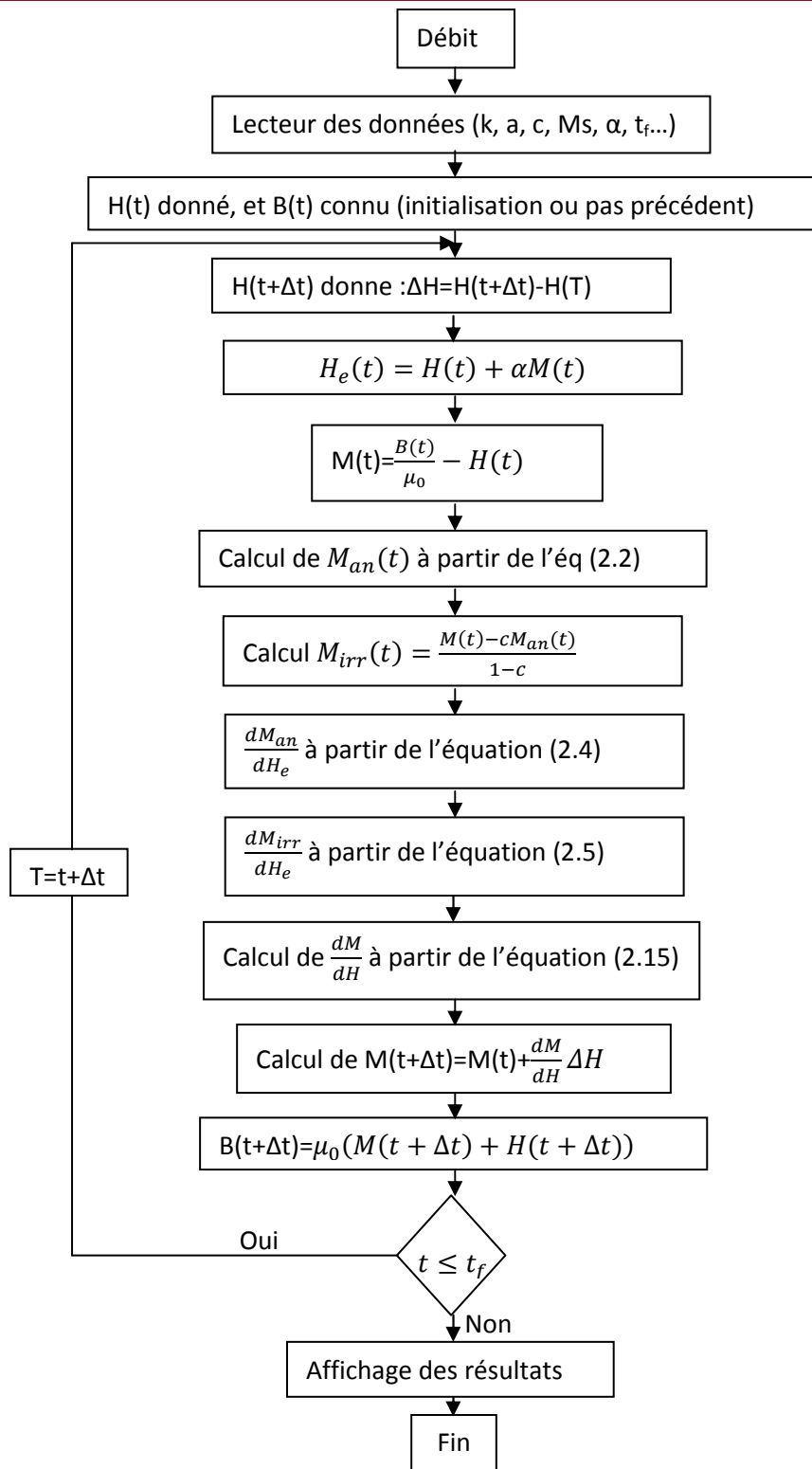


Figure 2.5. Organigramme de calcul du modèle de JA

## 2.4. Influence des paramètres du modèle de JA sur les cycles d'hystérésis

L'impact des paramètres du modèle de JA sur les cycles d'hystérésis est représentée sur les figures 2.6, 2.7, 2.8 et 2.9.

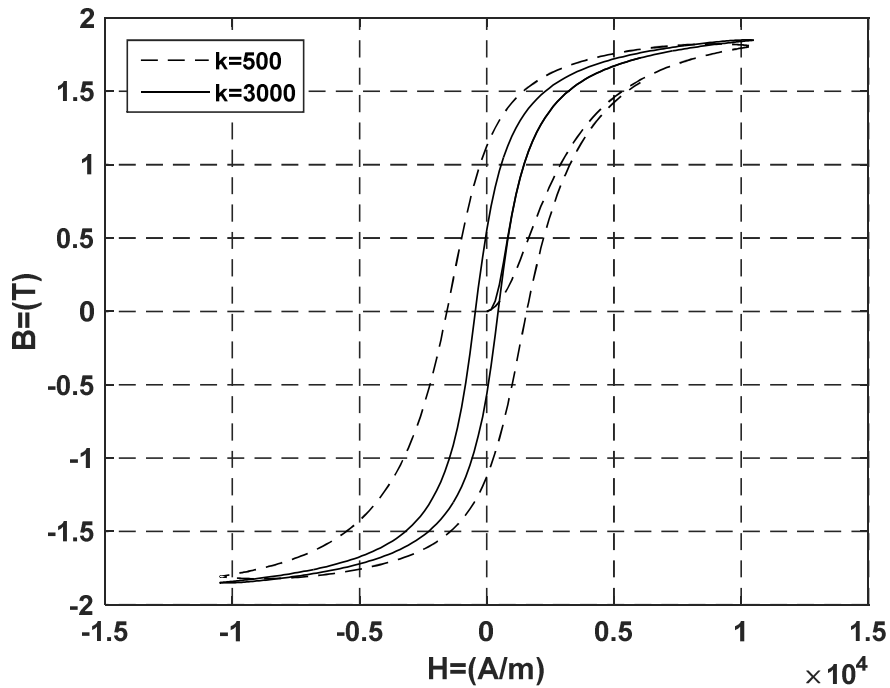


Figure 2.6. Cycles d'hystérésis pour différentes valeur de  $k$

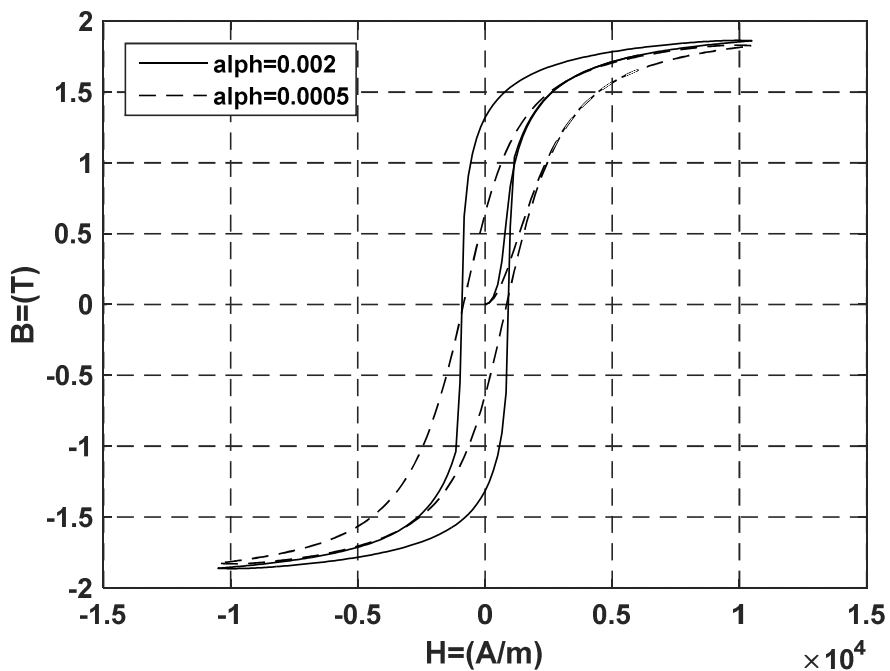
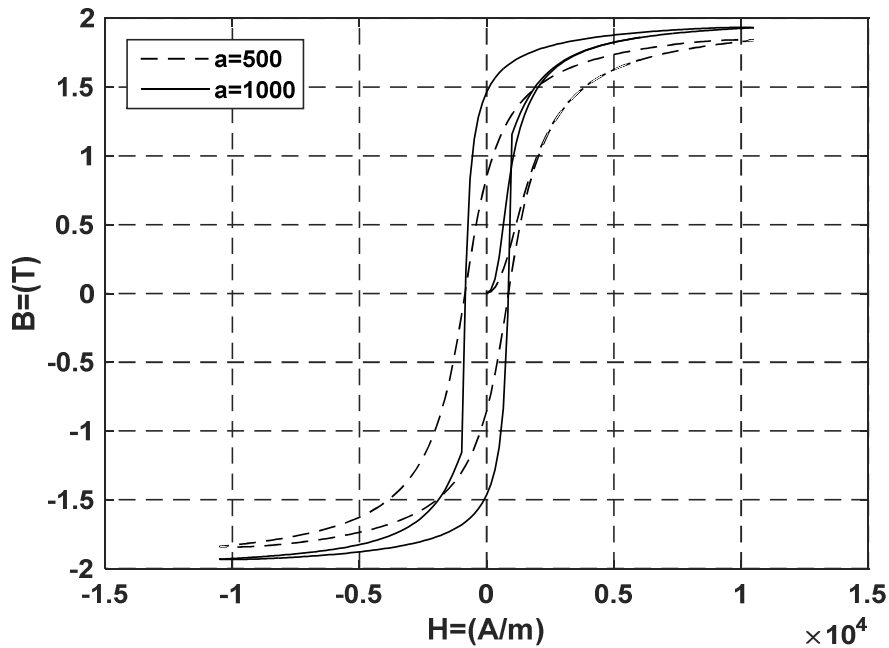
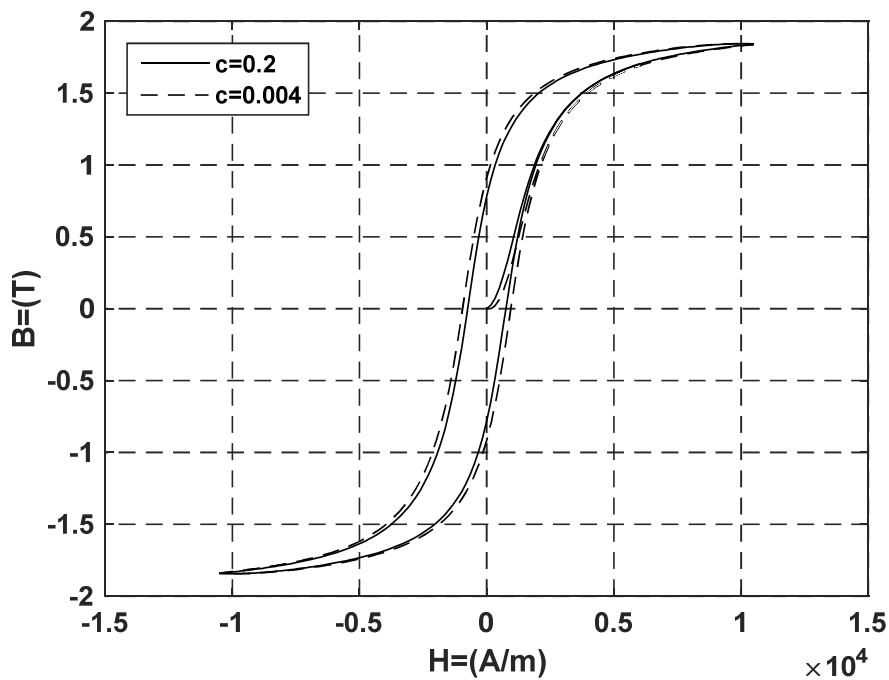


Figure 2.7. . Cycles d'hystérésis pour différentes valeur de  $\alpha$

Figure 2.8. Cycles d'hystérésis pour différentes valeurs de  $a$ Figure 2.9. Cycles d'hystérésis pour différentes valeurs de  $c$ 

D'après ces résultats on constate que :

- L'augmentation du paramètre  $k$  induit :
  - a- une augmentation du champ coercitif
  - b- une augmentation de l'aimantation rémanente

- c- une diminution de l'aimantation maximale
- L'augmentation du paramètre  $\alpha$  produit :
  - a- Une augmentation de l'aimantation rémanente
  - b- Une augmentation de l'aimantation maximale
- L'augmentation du paramètre  $a$  produit :
  - a- Une diminution de l'aimantation maximale
  - b- Une diminution de l'aimantation rémanente
  - c- Une diminution du champ coercitif.
- L'augmentation du paramètre  $c$  provoque :
  - a- Augmentation de l'aimantation maximale
  - b- Une diminution de l'aimantation rémanente
  - c- Une diminution du champ coercitif

### 2.5. Détermination des paramètres du modèle de JA

A partir d'un cycle d'hystérésis expérimental  $B(H)$ , les cinq paramètres du modèle JA ( $M_s$ ,  $a$ ,  $c$ ,  $k$  et  $\alpha$ ). Comme nous l'avons vu à la fin de la section précédente, chaque paramètre a une influence sur certains points du cycle d'hystérésis. Nous utiliserons ces particularités pour les déterminer.

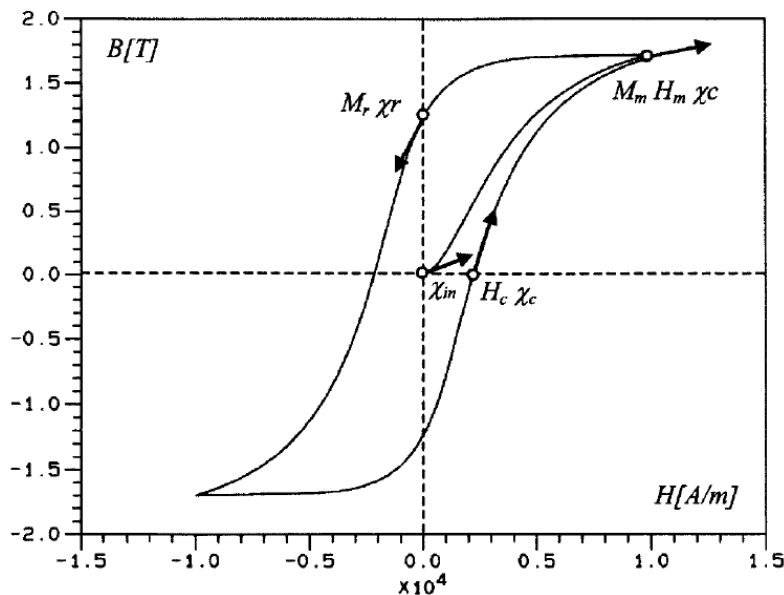


Figure 2.9. Points particuliers sur la boucle d'hystérésis pour la détermination des paramètres du JA [8].

### 2.5.1. Détermination de $M_s$

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

### 2.5.2. Détermination de $c$

Le paramètre  $c$  est associé à l'aimantation réversible. Au début de la courbe d'aimantation initiale, nous avons  $M_{irr} = 0$  et  $\frac{dM_{irr}}{dH} = 0$ . Avec cela, l'équation (2.9) devient :

$$\chi_{in} = \frac{dM}{dH} \lim_{H \rightarrow 0} = c \frac{dM_{an}}{dH} \quad (9.17)$$

Pour de faibles valeurs de  $H$  et, l'aimantation anhystérique peut être exprimée par [livre] :

$$M_{an}(t) = M_s \frac{H + \alpha M}{3a} \quad (9.18)$$

Comme  $M=0$  dans la région de départ de la courbe de l'aimantation initiale, nous avons

$$M_{an}(t) = M_s \frac{H}{3a} \quad (9.19)$$

En substituant la dérivée de l'équation ci-dessus dans (2.17), le paramètre  $c$  du modèle JA est obtenu par :

$$c = \left( \frac{3a}{M_s} \right) \chi_{in} \quad (2.20)$$

### 2.5.3. Détermination de $k$ [8]

De l'équation (2.5)

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta}$$

Et en utilisant

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \frac{dH_e}{dH} \quad (2.21)$$

On obtient :

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an} - M_{irr})} \quad (2.22)$$

En utilisant l'équation (2.9) et en remplaçant l'équation (2.12) dans l'équation ci-dessus donne

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c)(M_{an} - M_{irr})}{k\delta - \alpha(M_{an} - M_{irr})} + c \frac{dM_{an}}{dH} \quad (2.23)$$

Le paramètre  $k$  est déterminé à partir de la susceptibilité  $\chi_c$  au champ coercitif  $H_c$ . Notez que dans ce cas  $\delta = +1$  :

$$\chi_c = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{H = H_c} = \frac{(1-c)[M_{an}(H_c) - M_{irr}]}{k - \alpha[M_{an}(H_c) - M_{irr}]} + c \frac{dM_{an}(H_c)}{dH} \quad (2.24)$$

Comme l'aimantation  $M$  est égale à zéro au champ coercitif, l'équation (2.16) devient :

$$M_{irr} = \frac{-cM_{an}(H_c)}{1-c} \quad (2.25)$$

et ensuite, l'équation (2.24) nous donne

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{1-c} \left[ \alpha + \frac{1-c}{\chi_c - c \frac{dM_{an}(H_c)}{dH}} \right] \quad (2.26)$$

#### 2.5.4. Détermination de $\alpha$ [8]

Ce paramètre est obtenu en utilisant l'aimantation rémanente  $M_r$  de la figure 2.9. A ce point  $\delta = -1$  et le champ est nul. Pour  $M = M_r$ , équation. (2.17) devient

$$M_{irr} = \frac{M_r - cM_{an}(M_r)}{1-c} \quad (2.27)$$

En trouve :

Nous écrivons la susceptibilité  $\chi_r$  à l'aimantation rémanente sous la forme

$$\chi_r = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{M = M_r} = \frac{(1-c)[M_{an}(M_r) - M_{irr}]}{k - \alpha[M_{an}(M_r) - M_{irr}]} + c \frac{dM_{an}(M_r)}{dH} \quad (2.28)$$

Avec l'équation (2.27) dans l'équation. (2.27) nous avons

$$M_r = M_{an}(M_r) + \frac{k}{\frac{\alpha}{(1-c)} + \frac{1}{\chi_r - c \frac{dM_{an}(H_c)}{dH}}} \quad (2.29)$$

#### 2.5.6. Détermination du paramètre $a$

Lorsque  $M = M_m$ , l'équation (2.16) devient

$$M_{irr} = \frac{M_m - cM_{an}(M_m)}{1-c} \quad (2.30)$$

Le paramètre  $a$  est obtenu à partir des données à l'extrémité de la boucle d'hystérésis, en supposant qu'à des niveaux de saturation élevés, les susceptibilités hystérétique et anhystérétique sont égales, ou [8] :

$$\left. \frac{dM}{dH} \right|_{H = H_m} = \left. \frac{dM_{an}}{dH} \right|_{H = H_m}$$

Et, avec l'équation (2.30), la relation équivalente à l'Equation (2.25) est

$$\chi_m = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{H = H_m} = \frac{(1-c) \left[ M_{an}(M_m) - \frac{M_m - cM_{an}(M_m)}{(1-c)} \right]}{k - \alpha \left[ M_{an}(M_m) - \frac{M_m - cM_{an}(M_m)}{(1-c)} \right]} + c \chi_m \quad (2.31)$$

Après quelques opérations mathématiques,  $M_m$  peut s'écrire sous la forme



$$M_m = M_{an}(H_m) - \frac{(1-c)k\chi_m}{\alpha\chi_m+1} \tag{2.32}$$

**2.5.7. Relation entre a et α**

La relation entre *a* et *α* est donnée par la relation (2.33)

$$a = \frac{M_{sat}}{3} \left( \frac{1}{\chi'_{an}} + \alpha \right) \tag{2.33}$$

**2.6. Méthode itérative pour l'identification des paramètres du modèle de JA**

Etant donné que certains paramètres sont exprimés implicitement en fonction des autres, un calcul numérique itératif s'impose pour les extraire. Alors, J-A a élaboré un algorithme permettant de définir ces paramètres à partir de quelque point de mesure. L'organigramme de la figure (2.10) montre les différentes étapes pour déterminées les paramètres du modèles [9].

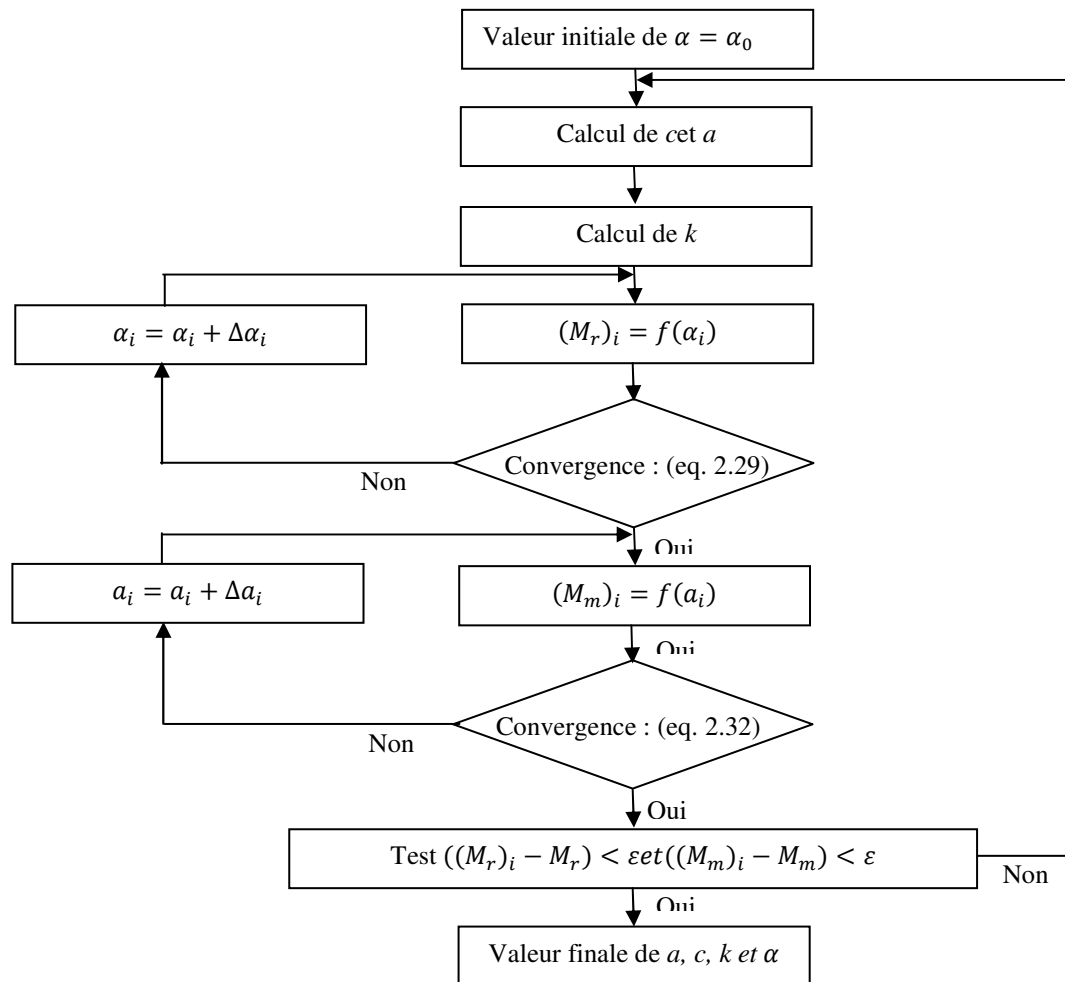


Figure. 2.10. Méthode itérative pour calculer les paramètres du modèle de JA

**Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons présenté le modèle d'hystérésis magnétique de Jiles-Atherton. Ce modèle est parmi le plus utilisé par les chercheurs pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques. L'impact des effets des paramètres du modèle sur le cycle d'hystérésis généré par le modèle de JA a montré une sensibilité du cycle à l'augmentation de ces paramètres. Cette sensibilité doit être prise en compte lors de l'optimisation des paramètres du modèle.

L'identification des paramètres du modèle de JA nécessite le relevé du cycle expérimental. Dans le chapitre suivant, nous allons exposer le banc d'essais expérimental utilisé pour étudier l'évolution des cycles d'hystérésis magnétiques en fonction de la température, et identifier les paramètres du modèle de JA.

*Chapitre III.*

*Modélisation des matériaux  
magnétiques en fonction de la  
température*

### 3.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons en premier temps présenter le banc de mesure réalisé par l'équipe "CEM et systèmes biomédicaux" du laboratoire LGEG pour mesurer et modéliser le comportement de matériaux magnétiques doux en fonction de la température. En suite, nous allons présenter et discuter l'influence de la température sur le cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique. Enfin, la méthode de l'identification et optimisation des paramètres du modèle de JA en fonction de la température sera exposée.

### 3.2. Description du banc d'essai

Le banc d'essai que nous disposons dans notre laboratoire a été conçu à travers plusieurs travaux au niveau du laboratoire LGEG [5], [10-11]. Le circuit est un échantillon torique supportant un bobinage primaire et un bobinage secondaire (Figure 3.1) [10] Un système d'alimentation permet d'imposer des formes d'onde sinusoïdales de courant ou de tension au primaire. Ainsi, Le champ moyen  $H$  est déterminé à partir du courant  $I$  (équation 3.1) (image de la tension  $u(t)$  aux bornes de la résistance « R »), et l'induction moyenne  $B$  à partir de l'intégration de la tension  $e(t)$  aux bornes de l'enroulement secondaire (équation 3.2). L'acquisition de ces grandeurs s'effectue via un oscilloscope numérique à mémoire. Les données sont ensuite transférées à un PC pour le traitement.

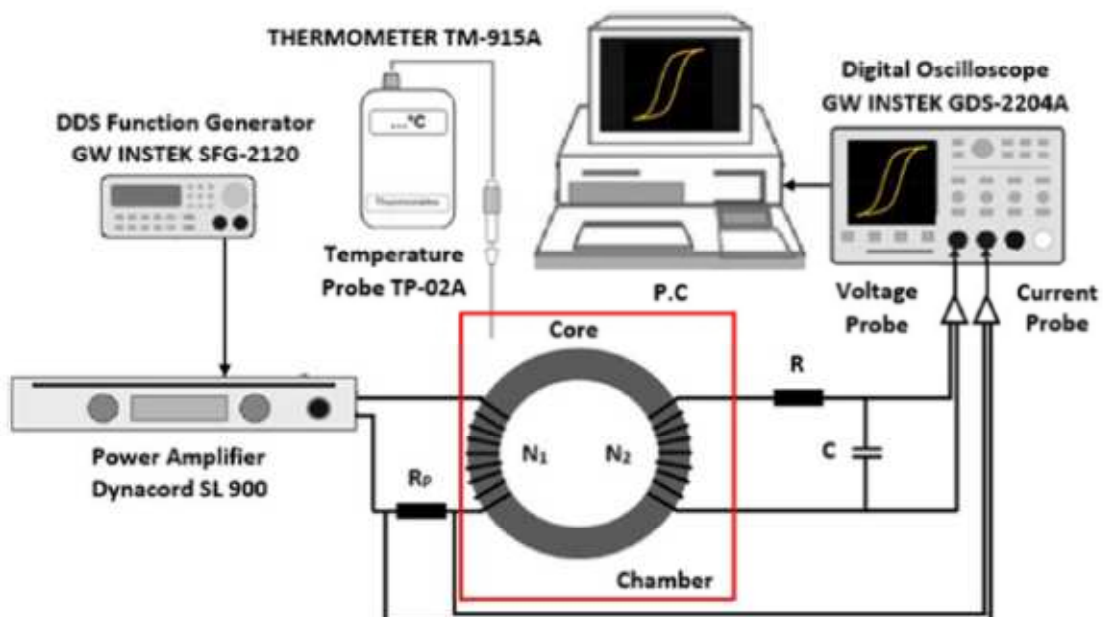


Figure 3.1. Schéma synoptique du banc expérimental [5]

Les détails et performances de ce banc sont :

- Un générateur de fonction (GBF) -GW INSTEK SFG-2120- ?
- Un amplificateur de puissance-SL 900-,
- Un four HOH01 (température max 250 °C),
- Intégrateur
- sonde de température (TM- 915A)
- oscilloscope numérique à mémoire –GW INSTEK GDS-2204A-.

$$H = N_1 \frac{I}{l_m} \quad (3.1)$$

$$B = \frac{1}{N_2 S} \int e(t) \quad (3.2)$$

où :

$N_1, N_2$  : nombre de spire primaire, secondaire ;

$S$  : section du tore,

$l_m$  : longueur moyenne du tore.

### 3.2. Matériau Teste

L'échantillon teste est un matériau ferrite MnZn. La Caractéristiques physiques et géométriques du matériau étudié et les conditions expérimentales sont regroupées dans le tableau (3.1).

Tableau (3.1). Caractéristiques physiques et géométriques du matériau étudié et conditions expérimentales

Matériau ferrite MnZn	Diamètre (diamètre intérieur $d_o$ et diamètre extérieur $d_i$ )	$d_o=15\text{mm}$ $d_i=25\text{mm}$
	Température de Curie ( $T_c$ )	$T_c=140\text{ °C}$
	Induction magnétique maximale $B_s$ ( $M_s$ ) a $27\text{ °C}$	$B_s=0.37\text{T}$
	Induction magnétique rémanente ( $B_r$ ) a $27\text{ °C}$	$B_r=0.0977\text{T}$
	Champ coercitif ( $H_c$ ) a $27\text{ °C}$	$H_c=3.176\text{A/m}$
	Fréquence de la tension d'entrée	$f=200\text{Hz}$

### 3.2.1. Préparation de l'échantillon pour la mesure thermique

Pour ce matériau ferrite MnZn (figure 3.2), les bobinages primaires et secondaires sont bobinés directement sur le tore magnétique en utilisant un fil de cuivre haute température.

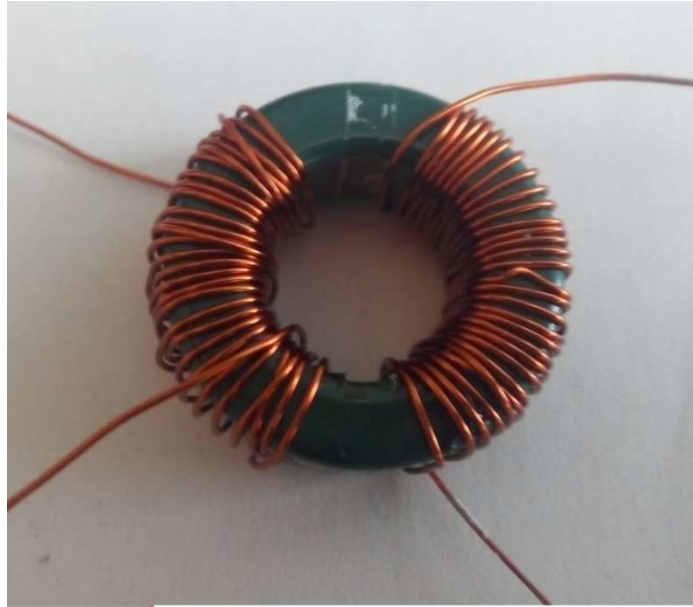


Figure 3.2. Ferrite MnZn après bobinage par le fil de cuivre

### 3.3. Comportement thermique d'un matériau ferrite

#### 3.3.1. Evolution des cycles d'hystérésis en fonction de la température

Nous avons mesuré des cycles  $B(H)$  centrés, par le banc expérimental de la figure (3.1), pour plusieurs valeurs de températures. Les mesures ont été effectuées de la température ambiante jusqu'à une température proche de la température de Curie. Ces mesures confirment bien que le cycle d'hystérésis de ce matériau est très variable avec la variation de la température.

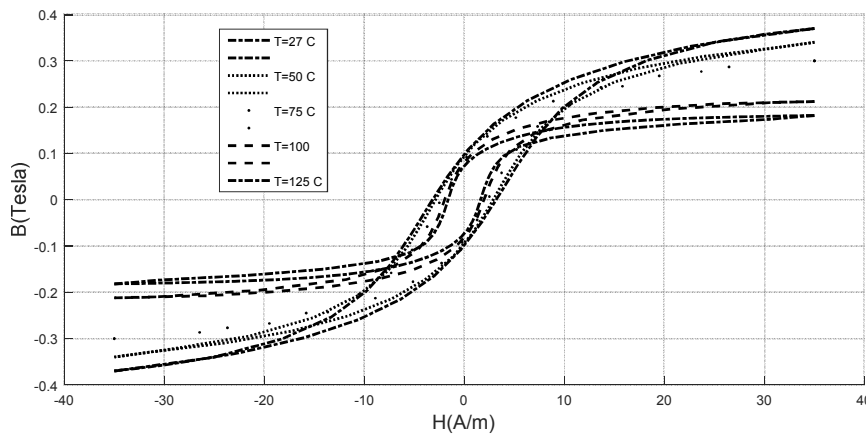


Figure 3.3. Cycle d'hystérésis en fonction de la température du matériau ferrite MnZn

### 3.3.2. Variation des grandeurs magnétiques standards en fonction de la température

A partir des cycles d'hystérésis mesurés en fonction de la température, nous traçons l'évolution de certaines grandeurs en fonction de la température : champ coercitif  $H_c$  (Figure 3.4), induction rémanente  $B_r$  (Figure 3.5), Induction de saturation  $B_s$ (Figure 3.6), pertes par hystérésis  $P_{hys}$ (Figure 3.7).

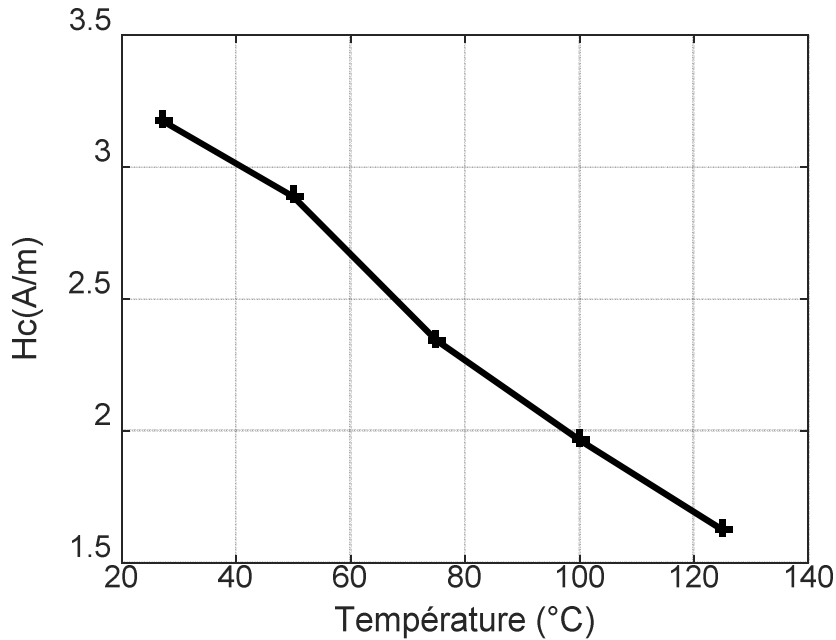


Figure 3.4. Evolution du champ coercitif en fonction de la température

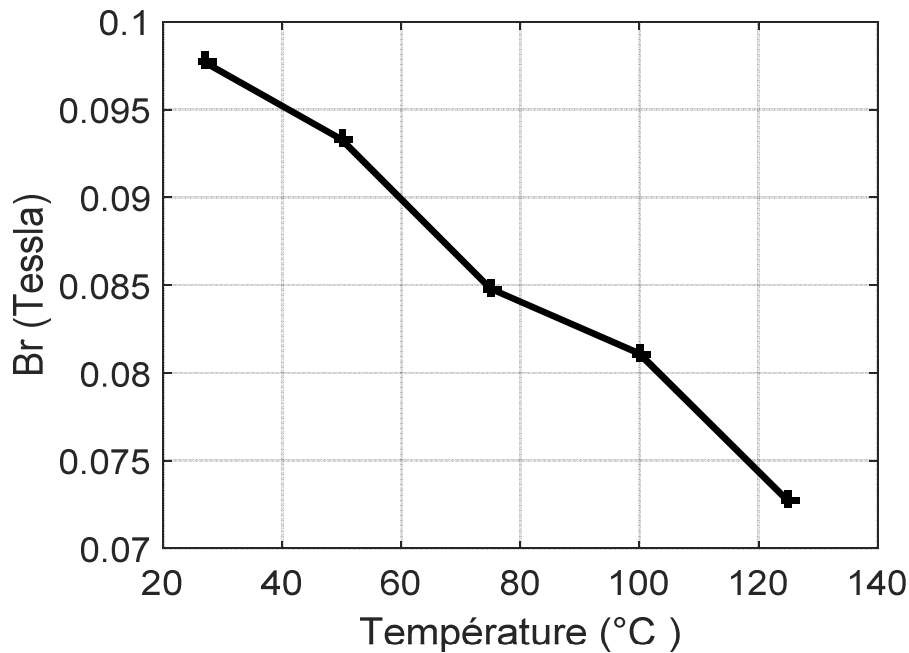


Figure 3.5. Evolution de l'induction rémanente en fonction de la température

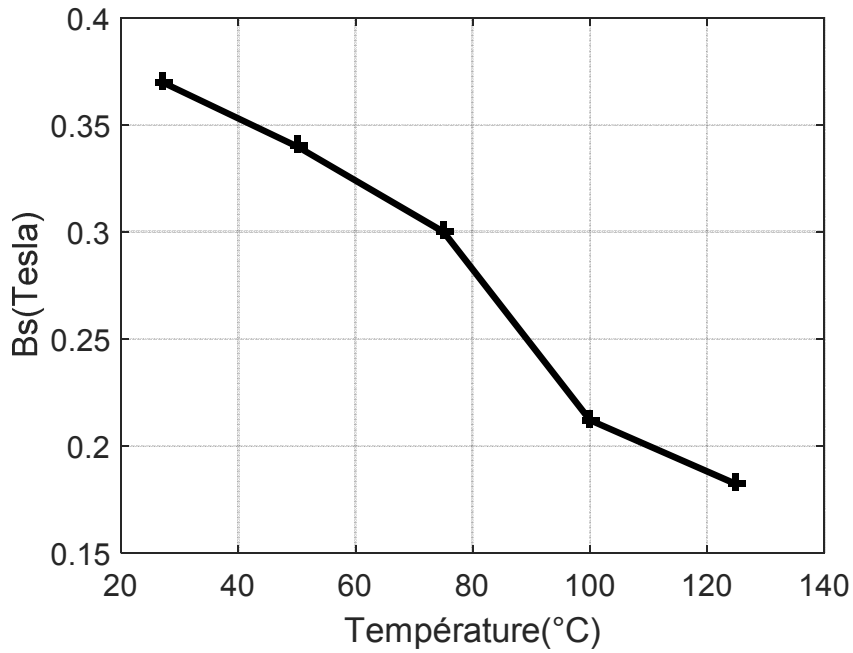


Figure 3.6. Evolution de l'induction de saturation en fonction de la température

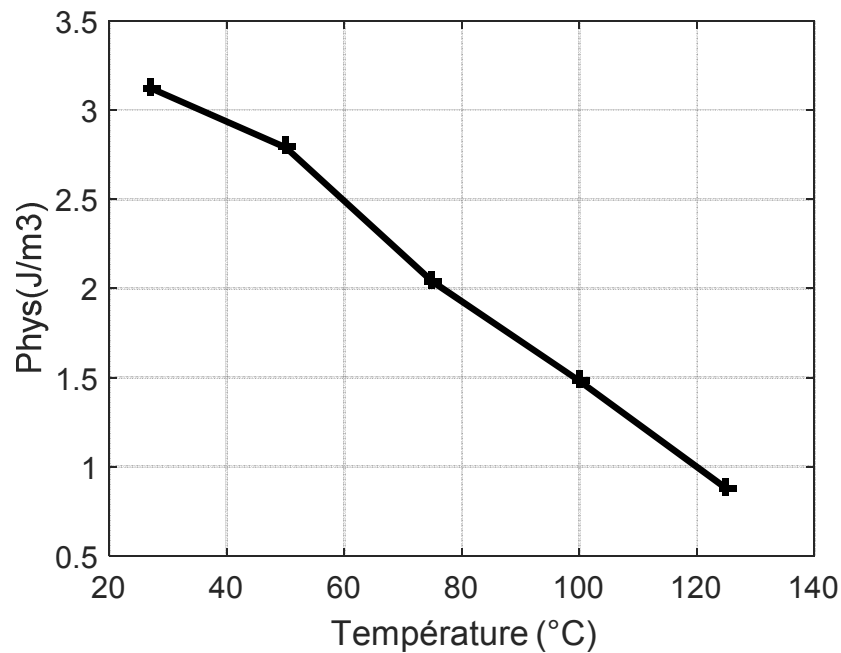


Figure 3.6. Evolution de pertes par hystérésis en fonction de la température

On constate que, lorsque la température augmente, le champ coercitif, l'induction rémanente, l'induction de saturation et les pertes par hystérésis ont tendance à diminuer. La variation de ces propriétés dépend de la structure et de la composition chimique [1]. Le comportement ferromagnétique est perdu complètement à la température de Curie. Ce phénomène important



doit être pris en compte pour une simulation correcte du cycle d'hystérésis en régime d'excitation et pour une température quelconques [1].

### 3.4. Modélisation des comportements thermiques des matériaux magnétiques

L'objectif est de disposer d'un modèle permettant de générer rapidement les cycles d'hystérésis en fonction de la température. Nous allons utiliser les résultats expérimentaux pour l'identification et l'optimisation des paramètres du modèle de Jiles-Atherton.

#### 3.4.1. Identification des paramètres du modèle de Jiles-Atherton

A partir de données expérimentales, il y a plusieurs méthodes pour identifier les cinq paramètres du modèle de Jiles-Atherton. On peut citer:

- La méthode itérative développée par Jiles (Voire paragraphe 2.6 du chapitre 2 )
- La méthode d'optimisation ABC [12]
- Moindres carrées [13].
- Algorithme génétique [13].
- La méthode d'optimisation par essais particuliers PSO [14]

Nous avons utilisé la méthode d'optimisation du PSO développé par R. MARION, dans [15]. Son algorithme permet de déterminer automatiquement les cinq paramètres du modèle de Jiles-Atherton avec la méthode du PSO. Cette méthode d'optimisation s'appuie sur la minimisation d'une fonction objective. Dans notre cas, cette fonction peut être l'erreur quadratique entre le cycle mesuré et celui simulé [1]:

$$F_{obj} = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N \left( \frac{B_{exp}(i) - B_{sim}(i)}{\max(B_{exp})} \right)^2} \quad (3.3)$$

où :

- ✚ N : nombre de points dans une branche (**décadente ou ascendante**) des deux vecteurs  $B_{exp}$  et  $B_{sim}$ ,
- ✚  $B_{exp}$ ,  $B_{sim}$  : inductions mesurée et simulée,
- ✚  $\max(B_{exp})$  : valeur maximale mesurée sur une branche.

#### 3.4.2. Résultats de simulations

A chaque température de mesure, ces cinq paramètres sont optimisés à partir d'un cycle majeur mesuré. Les comparaisons entre les cycles mesurés et simulés avec l'excitation H imposée seront effectuées. Les critères de comparaison sont les grandeurs caractéristiques suivantes :

- ✚ Cycle d'hystérésis
- ✚ l'induction maximale ( $\Delta B_{max}$ )
- ✚ Le champ coercitif ( $\Delta H_c$ )
- ✚ L'induction rémanente ( $\Delta B_r$ )
- ✚ Pertes par hystérésis ( $\Delta P_{hys}$ )

L'erreur relative de l'induction maximale est définie par :

$$\Delta B_{max} = \frac{\max(B_{exp}) - \max(B_{sim})}{\max(B_{exp})} \quad (3.4)$$

L'erreur relative du champ coercitif est définie par :

$$\Delta H_c = \frac{\max(H_{cexp}) - \max(H_{csim})}{\max(H_{cexp})} \quad (3.5)$$

L'erreur relative de l'induction rémanente est définie par :

$$\Delta B_r = \frac{\max(B_{rexp}) - \max(B_{rsim})}{\max(B_{rexp})} \quad (3.6)$$

L'erreur relative de pertes par hystérésis est définie par :

$$\Delta P_{hys} = \frac{\max(H_{cexp}) - \max(H_{csim})}{\max(H_{cexp})} \quad (3.7)$$

- ✚ Cycles d'hystérésis

Les figures 3.7, 3.8, 3.9 et 3.10, montrent la bonne correspondance des cycles d'hystérésis mesurés et simulés à différentes températures avec le même champ magnétique d'excitation.

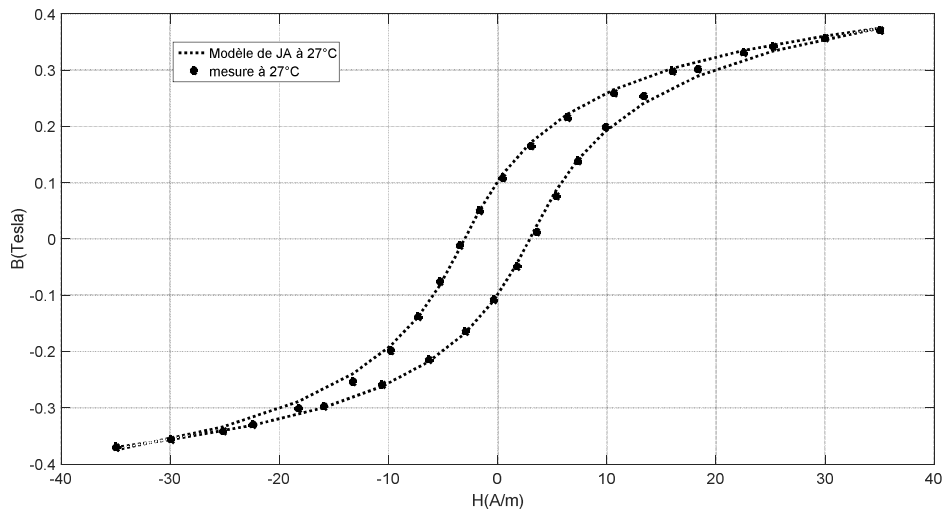


Figure 3.7. Cycle d'hystérésis pour une température  $T=27^{\circ}\text{C}$

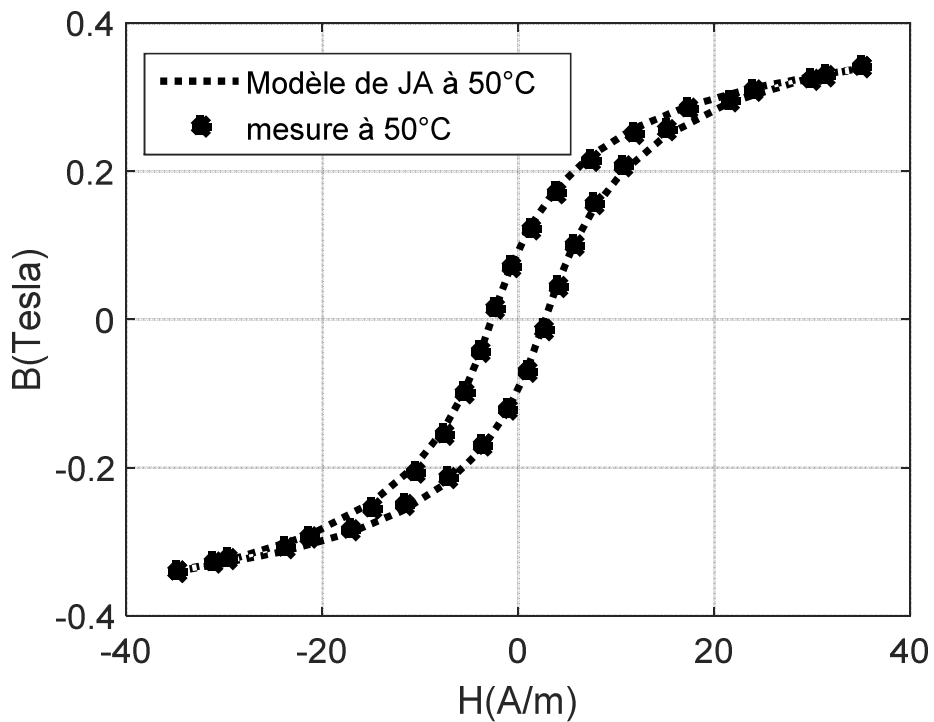


Figure 3.8. Cycle d'hystérésis pour une température  $T=50^{\circ}\text{C}$

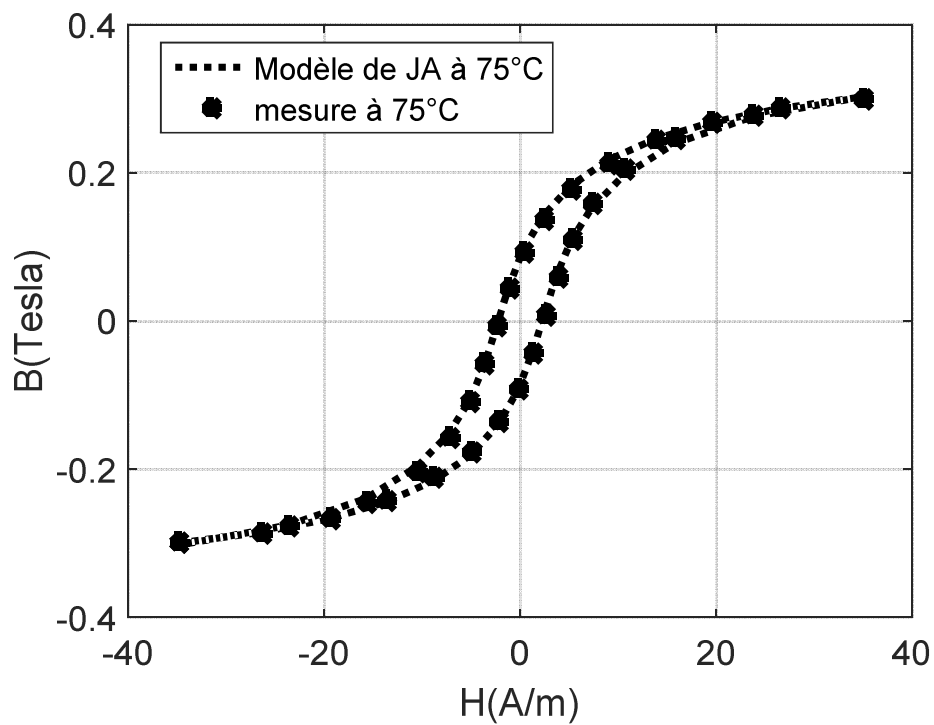


Figure 3.9. Cycle d'hystérésis pour une température  $T=75^{\circ}\text{C}$

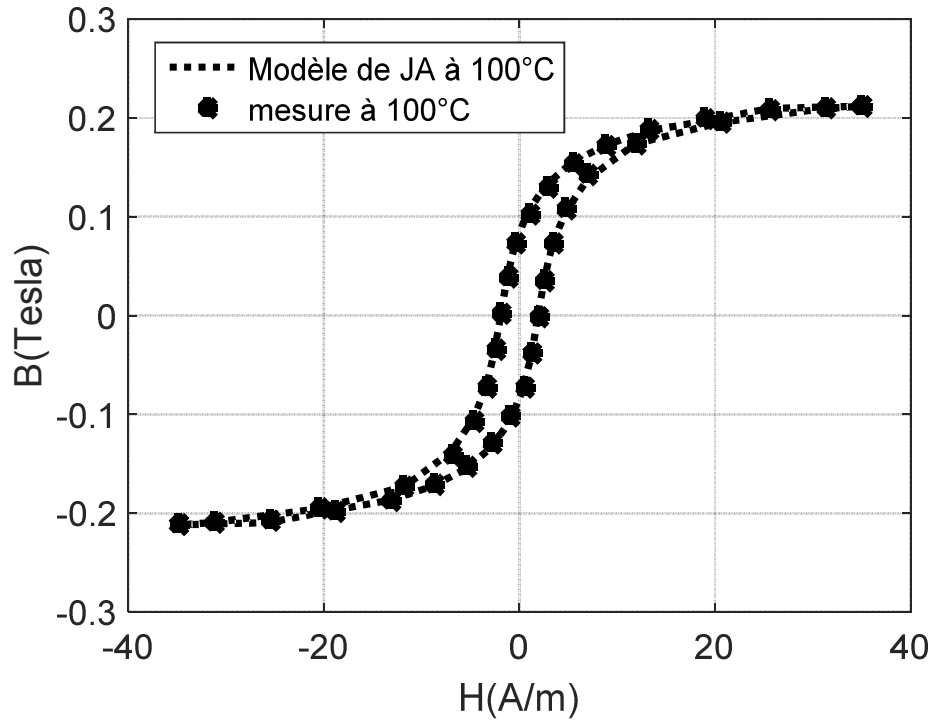


Figure 3.10. Cycle d'hystérésis mesuré et simulé pour une température  $T=100^{\circ}\text{C}$

#### Les grandeurs caractéristiques

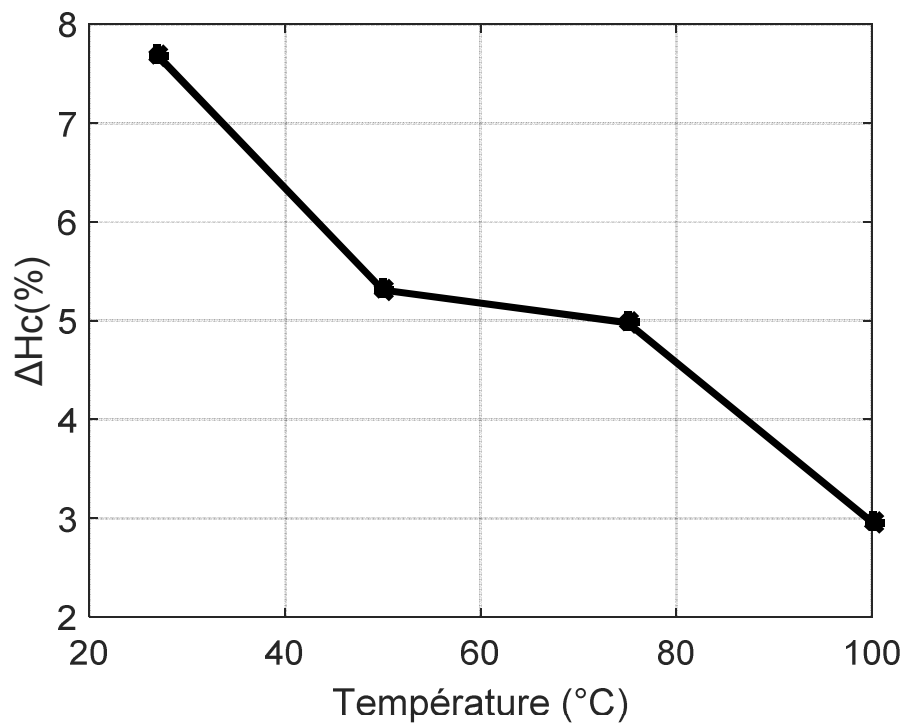


Figure 3.11. Erreur relative du champ coercitif en fonction de la température

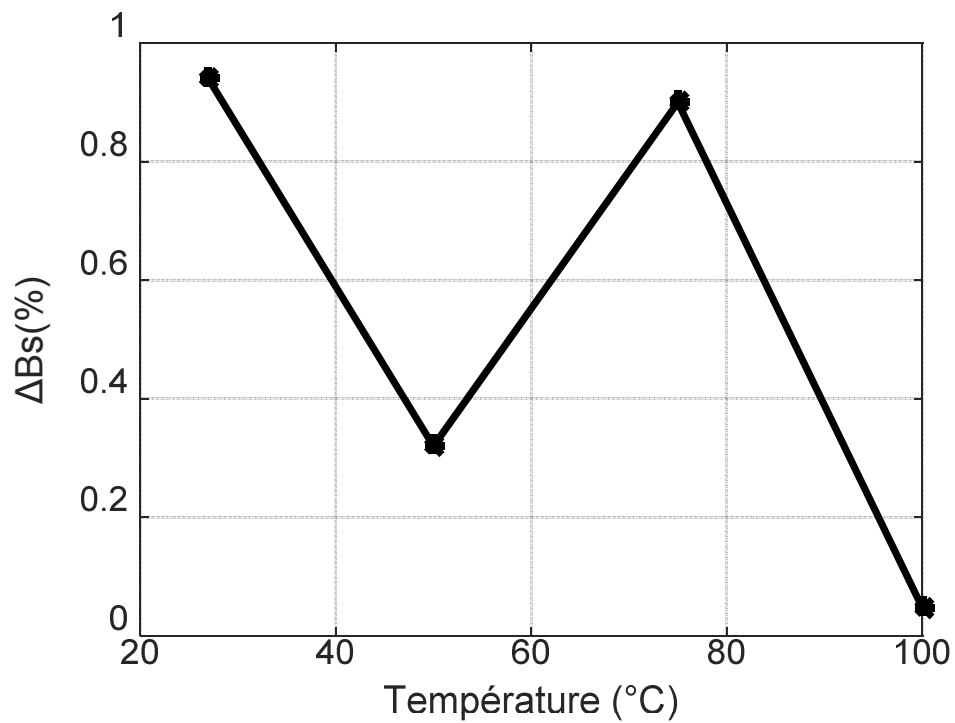


Figure 3.12. Erreur relative de l'induction maximale en fonction de la température

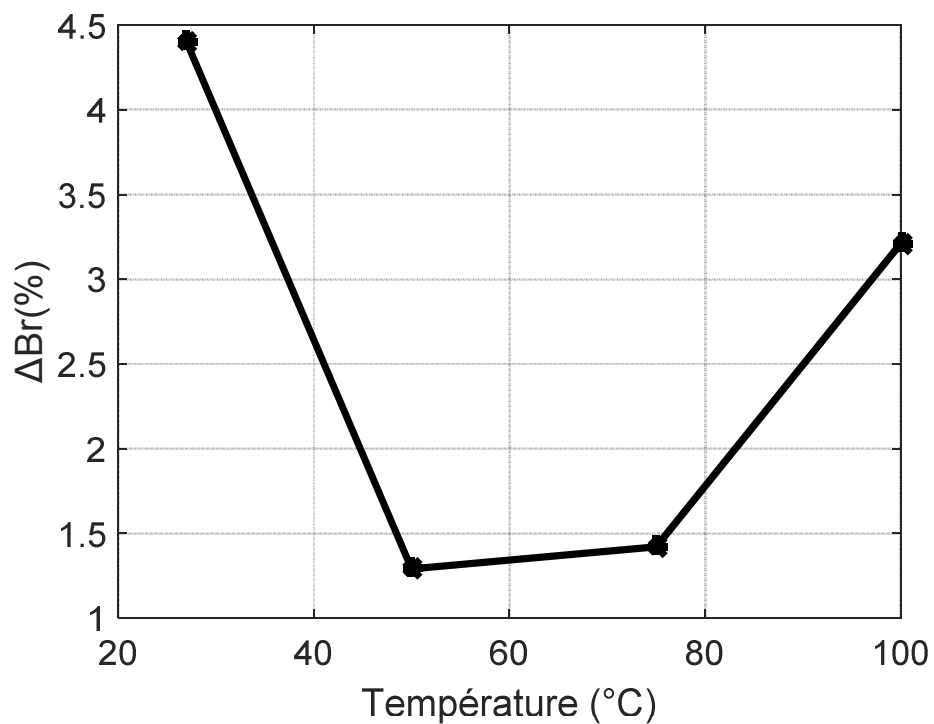


Figure 3.13. Erreur relative de l'induction rémanente en fonction de la température

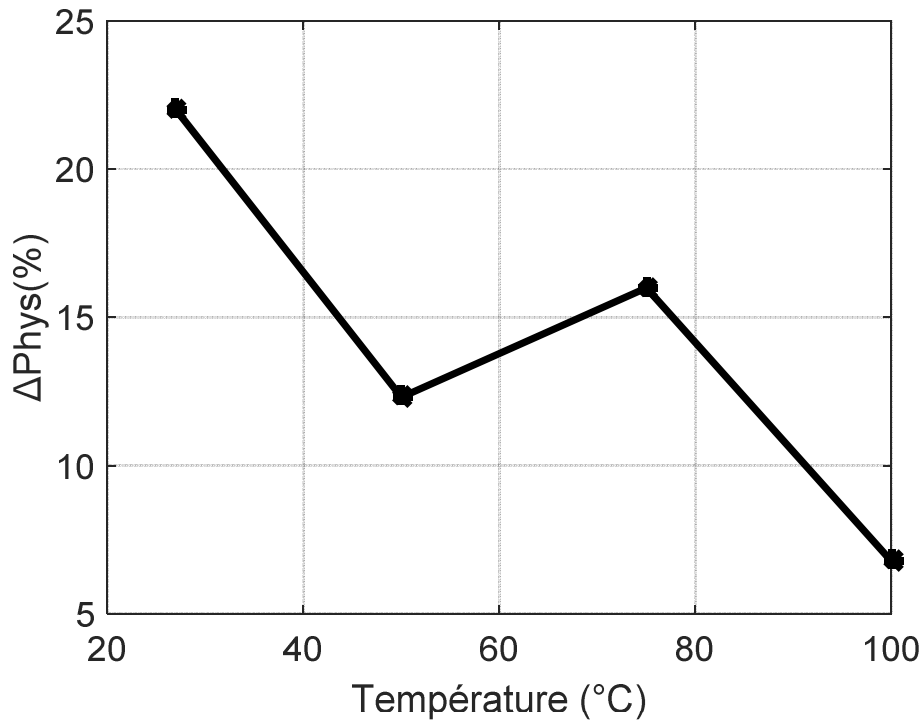


Figure 3.14. Erreur relative de l'induction rémanente en fonction de la température

Sur les figures 3.10, 3.11, 3.12, nous pouvons constater que le modèle de JA donne de bons résultats. Quelle que soit la variation de la température, l'erreur relative moyenne du champ coercitif, l'erreur relative de l'induction maximale, l'erreur relative de l'induction rémanente sont petites, mais l'erreur relative de pertes par hystérésis est inférieure à 22.2%, cela est dû au fait que le calcul de pertes par hystérésis repose sur les trois grandeurs ( $H_c$ ,  $B_r$  et  $B_s$ ).

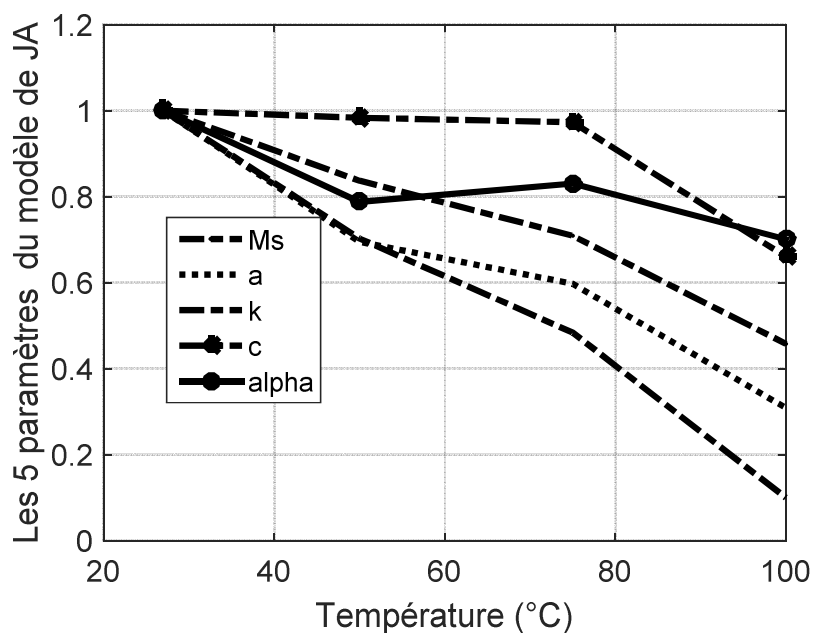


Figure 3.15. Evolution normalisée des 5 paramètres de JA en fonction de la température

La figure 3.15 représente l'évolution des cinq paramètres du modèle de JA en fonction de la température. Ces paramètres ont tendance à diminuer quand la température augmente sauf le paramètre  $\alpha$  n'est pas stable, tel que il augmente à la température 75 °C puis il diminue.

### **Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons mesuré le cycle d'hystérésis d'un matériau ferrite en tenant compte les contraintes thermiques. Nous avons ensuite réalisé l'intégration de l'effet de la température dans le modèle de JA. Les résultats de simulation sont en bon accord avec les résultats mesurés.

*Conclusion*



Dans ce travail, nous avons étudié le comportement d'un matériau magnétique doux en fonction de la température. Sur un sujet multi-physique, notre bibliographie ne pouvait être exhaustive. Dans cette étape, nous nous sommes consacrés aux divers points suivants: Les notions physiques de base à différentes échelles permettant la compréhension du comportement hystérétique en fonction de la température, et le modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton.

Nous avons effectué des essais expérimentaux sur le banc de mesure disponible au notre laboratoire. Nous avons étudié les variations des paramètres standards des matériaux magnétiques en fonction de la température (Cycle d'hystérésis, champ coercitif, induction maximale, induction rémanente et les pertes par hystérésis) . Nous avons pu ainsi dégager des tendances confirmées par la bibliographie.

*La dernière étape* a concerné l'identification et l'optimisation des paramètres du modèle de Jiles-Atherton. L'identification des paramètres de ce modèle a été réalisée à partir de nombreux résultats expérimentaux pour chaque température, et grâce à un algorithme d'optimisation (PSO). Les performances globales de ce modèle ont été quantifiées via plusieurs critères de comparaison entre résultats simulés et mesurés.

*Reference bibliographique*

- [1] M. BUI Anh Tuan, « Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique », thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1, 2011.
- [2] CHARLES CYR, « Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques », thèse de doctorat, Université Laval, Québec, 2007.
- [3] Y. Bernard, "Contribution à la modélisation de systèmes électromagnétiques en tenant compte du phénomène d'hystérésis. Extensions du modèle de Preisach adaptées au calcul de champ", Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 2000.
- [4] Y. Ouled Amour, "Contribution à la modélisation de l'hystérésis magnétique en vue de l'analyse par éléments finis des systèmes de chauffage par induction », Thèse de doctorat Université, Nantes, 2000.
- [5] M. Dafri, A. LADJIMI, M. Sofiane, A. Babouri, « Phenomenological Model of the Temperature Dependence of Hysteresis Based on the Preisach Model », Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, V 34, pages 1453–1458 (2021).
- [6] Jiles, Atherton, "Ferromagnetic hysteresis", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 19, N0, 5, **pages. 2183-2184, 1983.**
- [7] A. Benabou, "Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul par éléments finis", Thèse de doctort, Univ, Lille1, 2002.
- [8] J. Pedro, A. Bastos, N. Sadowski, "Electromagnetic Modeling by finite element methods", Marcel. Dekker, New York, 2003.
- [9]. A. Ladjimi, « Modélisation de L'hystérésis dans les Matériaux magnétiques et Introduction de modèles dans un code de calcul de champ », Thèse de doctorat, Université de Jijel 2013.
- [10] M. Dafri, A. LADJIMI, M. Sofiane, A. Babouri, « Modeling of Magnetic Hysteresis Using Student Distribution », Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, V-33:3865–3869 (2020).
- [11] R. ZAALANI, « Etude de l'hystérésis magnétique dans les matériaux ferromagnétiques », Mémoire de Master, Université 8 mai 1945, Guelma, 2020.

- [12] D. Sedira , Y. Gabi, A. Kedous-Lebouc, K. Jacob, B. Wolter, B. Straß, « ABC method for hysteresis model parameters identification”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, V505 -166724(2020).
- [13] A. MIOUAT, “ Identification-optimisation paramétrique et quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux, Mémoire de Magister, Université de Batna, 2006.
- [14] 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.
- [15] 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.