

**République Algérienne Démocratique et Populaire**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou**



**Faculté de Génie Electrique et d'Informatique**  
**Département d'Electrotechnique**

## **Mémoire de Fin d'Etudes**

En vue de l'obtention du diplôme

*D'Ingénieur d'Etat en Electrotechnique*  
*Option*  
*Réseaux Electriques*

# *Thème*

**Identification et Optimisation par Algorithmes Génétiques des  
Paramètres d'un Modèle de l'Hystérésis Magnétique**

Proposé et dirigé par :

Mr . A. MIOUAT

Etudié par :

M<sup>elle</sup> . A. AÏSSAT

M<sup>elle</sup> . T. GUENDOUD

*Promotion 2011*

# Remerciements

Tout d'abord nous remercions et rendre grâce à Dieu tout puissant de nous avoir donné le courage, la bonne santé, la patience durant toutes ces années d'études, et la volonté de mener à bon terme ce travail.

Nous tenons à remercier vivement notre promoteur Mr A. MIOUAT pour avoir proposé et dirigé notre travail, pour sa disponibilité, son sérieux, sa patience ainsi que ses conseils. Qu'il trouve ici l'expression de notre profonde gratitude pour toute l'aide qu'il nous a prodiguée pendant toute la durée de notre travail.

Nous remercions également tous les membres de jury qui nous feront l'honneur de juger notre travail, et d'apporter leurs éclaircissements.

Nous remercions toutes les personnes qui nous ont aidées de près ou de loin.



## Dédicace

Je dédie ce travail à

Ma très chère mère

La mémoire de mon père

La mémoire de mes frères, Meziane et Ammar

Mes frères, Moh, Hamid, Cherif, Moukrane et Nassim

Mes sœurs Malika et Fazia

Toute la famille

Mes amies « Hassina, Lynda, Kahina, Nassira, et Meriem »

Toute la promotion d'électrotechnique 2011

T.Guendoud

# Sommaire

<b>Introduction générale</b> .....	1
------------------------------------	---

## **CHAPITRE -I- Généralités sur les matériaux ferromagnétiques**

Introduction.....	3
I.1. Définition des grandeurs magnétiques.....	3
I.1.1. Champ magnétique.....	3
I.1.2. L'induction magnétique.....	3
I.1.3. Le flux d'induction magnétique.....	4
I.1.4. La perméabilité magnétique.....	4
I.1.5. Moment magnétique atomique.....	5
I.1.6. Moment magnétique dipolaire.....	6
I.1.7. Moment magnétique Ampérien .....	6
I.1.8. Aimantation.....	6
I.1.9. La polarisation.....	7
I.1.10. La susceptibilité magnétique .....	7
I.2. Classification des matériaux magnétiques .....	8
I.2.1. Matériaux diamagnétiques .....	8
I.2.2. Matériaux paramagnétiques.....	8
I.2.3. Matériaux antiferromagnétiques .....	9
I.2.4. Matériaux ferrimagnétiques .....	10
I.2.5. Matériaux ferromagnétiques .....	11
I.3. Etude des matériaux ferromagnétiques .....	12
I.3.1. Domaine magnétique.....	12
I.3.2. Paroi de Bloch.....	13
I.3.3. Energie interne d'un cristal ferromagnétique.....	14
I.3.3.1. Energie d'anisotropie.....	14
I.3.3.2. Energie magnétostatique.....	15
I.3.3.3. Energie d'échange.....	15
I.3.3.4. Energie magnétostrictive.....	15
I.3.4. Champ moléculaire.....	15
I.3.5. Loi d'aimantation ferromagnétique.....	16

I.3.6. La courbe de première aimantation.....	16
I.3.7. Hystérésis.....	17
I.3.8. Cycle d'hystérésis.....	18
I.3.9. Types du cycle d'hystérésis.....	19
I.3.9.1. Cycle majeur.....	19
I.3.9.2. Cycle mineur.....	19
I.3.10. Cycle d'hystérésis en régime statique et dynamique .....	19
I.3.10.1. Cycle d'hystérésis statique .....	19
I.3.10.2. Cycle d'hystérésis dynamique.....	20
I. 3.11. Classification des matériaux ferromagnétiques.....	21
I.3.11.1. Matériaux doux.....	21
I.3.11.2. Matériaux durs.....	22
I.3.12. Les pertes magnétiques.....	23
I.3.12.1. Les pertes par hystérésis.....	23
I.3.12.2. Pertes par courant de Foucault.....	24
I.3.12.3. Les pertes supplémentaires.....	24
I.3.13. Evaluation des pertes.....	25
Evaluation des pertes selon la formule de Steinmetz.....	25
Evaluation des pertes par hystérésis selon la formule de Richter .....	25
Evaluation des pertes supplémentaires.....	26
Conclusion .....	27

## **CHAPITRE -II-**

### **Caractérisation des Matériaux Ferromagnétiques**

Introduction.....	28
II.1. Principe de la caractérisation.....	28
II.2. Dispositifs de caractérisation des matériaux magnétiques doux.....	29
II.2.1. Les Hystérésismètres.....	29
II.2.2. Les Magnétomètres .....	29
II.3 Circuits de mesure des caractéristiques des matériaux doux.....	30
II.3.1. Le tore.....	30
II.3.2. Le cadre d'Epstein.....	32
II.3.3. Le cadre à bande unique.....	34
II.3.4. Cadre à bande unique pour mesures bi-dimensionnelles.....	35

II.4. Mesure expérimental.....	36
Conclusion.....	40

## CHAPITRE -III-

### Modélisation de l'Hystérésis Magnétique

Introduction.....	41
III.1. Développement des modèles.....	41
III.2. Les modèle analytique.....	43
III.2.1. Modèle de Rayleigh.....	43
III.2.2. Modèle de Frôlich.....	46
III.3. Les modèles physiques.....	48
III.3.1. Modèle d'hystérésis de Preisach.....	48
III.3.2. Modèle de Jiles-Atherton.....	51
III.3.2.1. Aimantation anhystérétique.....	51
III.3.2.2. Epinglage des parois des domaines.....	53
III.3.2.3. Aimantation irréversible.....	54
III.3.2.4. Aimantation réversible.....	54
III.3.2.5. Aimantation totale.....	55
III.3.3. Le modèle inverse de J-A.....	55
III.3.2. Procédure de calcul de H(t) à partir de B(t).....	57
III.4. Simulation numérique de l'hystersis par le modèle inverse de J-A.....	59
III.4.1. Organigramme de résolution.....	60
III.4.2. Résultats de simulation.....	61
III.4.3. Analyse des effets des paramètres.....	62
Conclusion.....	68

## CHAPITRE -IV-

### Identification optimisation paramétrique par algorithmes génétiques

#### du modèle inverse de Jiles-Atherton

Introduction.....	69
IV.1. Optimisation paramétrique par algorithmes génétiques (AG)s.....	69
IV.1.1. Introduction.....	69
IV.1.2. Principe .....	69

IV.1.3. Génération aléatoire de la population initiale .....	71
IV.1.4. Gestion des contraintes.....	72
IV.1.5. Opérateur de Croisement.....	72
IV.1.6. Opérateur de mutation.....	74
IV.1.7. Principes de sélection.....	75
IV.1.8. Améliorations classiques des algorithmes génétiques.....	76
IV.2. Application des algorithmes génétiques à l'identification des paramètres de J-A .....	76
IV.2.1. Procédure d'optimisation.....	77
IV.2.2. Application de l'algorithme génétique pour l'identification du cycle expérimental.	78
IV.2.3. Résultats obtenus .....	79
Conclusion.....	81
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>82</b>

## Introduction générale

Les matériaux magnétiques sont au cœur du développement scientifique et technologique moderne. Actuellement leur maîtrise devient une priorité des recherches planifiées mondialement, et ceci revient à leur utilisation étendue. On rencontre ça dans leurs applications qui se répartissent essentiellement dans trois grands domaines : l'énergie, l'information, et les télécommunications. Cela revient aux propriétés magnétiques très variées que possèdent ces matériaux, comme la température d'ordre magnétique (température de Curie dans les corps ferromagnétiques), l'aimantation spontanée, l'anisotropie magnétique et la coercivité, à partir de la valeur de la coercivité on distingue deux grandes catégories de matériaux, *matériaux doux*, et *matériaux durs*; [19]. Les matériaux ferromagnétiques doux sont utilisés dans les circuits magnétiques des transformateurs et des machines électriques, principalement pour leur capacité à guider le flux magnétique; [12].

Lorsqu'on soumet un matériau ferromagnétique à un champ magnétique alternatif extérieur, sa réponse est décrite par une courbe appelée boucle d'hystérésis. L'hystérésis est au cœur du comportement magnétique des matériaux. La diversité des conditions de fonctionnement des systèmes demande une connaissance approfondie de l'aspect physique de l'hystérésis car il peut guider ou modifier leur comportement magnétique; [9]. La caractérisation des matériaux magnétiques a une grande importance, en vue d'une meilleure exploitation et utilisation[12], les recherches s'orientent vers le développement des modèles caractérisant le cycle d'hystérésis qui est la propriété la plus remarquable. Actuellement, plusieurs modèles sont utilisés tels que le modèle de *Preisach*, le modèle de *Rayleigh*, le modèle de *Jiles-Atherton* ...etc. Ces modèles sont caractérisés par des paramètres qui doivent être identifiés et optimisés pour une meilleure représentation des caractéristiques mesurées dans les codes de calcul et de simulation des dispositifs électromagnétiques.

Les principaux objectifs de notre travail sont la modélisation et la simulation de l'hystérésis magnétique par le modèle inverse de *Jiles-Atherton*, ainsi que l'identification et l'optimisation des paramètres de ce modèle par la méthode des algorithmes génétiques.

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

Le premier chapitre présentera les matériaux magnétiques, on commencera par les définitions des grandeurs magnétiques, classification des matériaux magnétiques, puis une étude des matériaux ferromagnétiques et l'interprétation du magnétisme à différentes échelles, à savoir l'échelle atomique, microscopique, mésoscopique et macroscopique.

Le deuxième chapitre, sera consacré à la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux. Il sera composé de deux parties principales. La première, présentera le principe de la caractérisation, les principales méthodes, les principaux dispositifs et circuits utilisés. La deuxième, c'est une partie expérimentale, présentera le banc d'essais expérimental utilisé au niveau de notre laboratoire pour le relevé du cycle d'hystérésis

Le troisième chapitre, sera consacré à la modélisation de l'hystérésis magnétique. Il présentera en premier lieu un aperçu historique sur le développement des modèles de l'hystérésis dans un tableau, puis on présentera quelques modèles d'hystérésis magnétique, à savoir le modèle de *Rayleigh*, le modèle de *Frölich*, le modèle de *Preisach*, et le modèle de *Jiles-Atherton*. Ce dernier sera présenté de façon détaillée avec la procédure directe et inverse. Enfin, on présentera la simulation du modèle inverse de *Jiles-Atherton* sous environnement MATLAB avec l'analyse des résultats obtenus tels que l'effet des paramètres sur le cycle d'hystérésis.

Dans le dernier chapitre on présentera une méthode d'identification des paramètres du modèle inverse de *Jiles-Atherton*, en utilisant une méthode stochastique d'optimisation par algorithmes génétiques.

On terminera par une conclusion, mettant en relief l'importance et l'intérêt de l'identification et l'optimisation des paramètres pour la reconstitution du cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique.

## Introduction

Les propriétés des matériaux ferromagnétiques, sont exploitées dans de nombreuses applications techniques, leur raisonnable exploitation exige d'une part, une meilleure connaissance des propriétés magnétiques de ces matériaux qui sont plus performants, propriétés qui se manifestent à différentes échelles, telles que l'échelle atomique, microscopique, mésoscopique, et macroscopique, et d'autre part de comprendre les relations entre les propriétés fondamentales et celles d'application; ce qui les rend un vaste domaine de recherche que se soit pour les physiciens ou pour les technologues.

### I.1. Définition des grandeurs magnétiques

#### I.1.2. Champ magnétique [1]

Un matériau de masse magnétique  $m$ , placé en un point  $p$ , subit une force  $\vec{F}$  donnée par la loi de coulomb :

$$\vec{F} = m \cdot \vec{H} \quad (\text{I.1})$$

La force  $\vec{F}$  est une mesure directe du champ magnétique  $\vec{H}$  dont l'unité est l'Ampère par mètre (A/m).

Si le champ est produit par un circuit électrique parcouru par un courant électrique  $I$ , l'ensemble des lignes de champ créées sont enlacées par ce circuit. Le théorème d'Ampère appliqué à une ligne de longueur  $l$  est donné par la relation suivante :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_{K=1}^N I_K = N \cdot I \quad (\text{I.2})$$

$N$  : étant le nombre de spires du circuit :

#### I.1.2. L'induction magnétique [2]

Le champ d'induction magnétique est caractérisé par le vecteur axial  $\vec{B}$  ; il s'exprime en *Tesla* ( $T$ ) ou bien en ( $Wb/m^2$ ).

$\vec{B}$  et  $\vec{H}$  sont liés par les relations suivantes :

Dans le vide :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (\text{I.3})$$

$\mu_0 = 4 \pi 10^{-7}$  H/m est la perméabilité magnétique du vide.

Dans la matière :

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{I.4})$$

$\mu_r$  : la perméabilité relative du matériau.

### I.1.3. Le flux d'induction magnétique [3]

Soit un élément de surface  $\vec{dS}$ . Si on applique un champ d'induction magnétique  $\vec{B}$  dans la région où se trouve cet élément, alors le flux magnétique traversant cet élément est donné par :

$$d\Phi = \vec{B} \cdot \vec{dS} \quad (\text{I.5})$$

On dit du vecteur  $\vec{B}$  qu'il est à flux conservatif, c'est-à-dire que le flux qui sort d'un pôle entre dans le pôle opposé. Ce qui se traduit par la loi de *Gauss* :

$$\oint \vec{B} \cdot \vec{dS} = 0 \quad (\text{I.6})$$

### I.1.4. La perméabilité magnétique [1]

Tout corps placé dans une région où règne un champ magnétique, aura tendance à s'aimanter de façon intrinsèque. Cette tendance est une caractéristique des corps magnétiques et l'on appelle la perméabilité magnétique. Elle caractérise la capacité du corps à canaliser un flux magnétique.

La perméabilité relative  $\mu_r$  mesure l'aptitude magnétique d'un matériau par rapport à celle du vide. Mathématiquement, la perméabilité relative est donnée par la relation suivante :

$$\mu_r = \mu / \mu_0 \quad (\text{I.7})$$

### I.1.5. Moment magnétique atomique [3]

Le moment magnétique atomique résulte des mouvements des électrons qui gravitent autour du noyau et qui en même temps tournent sur eux-mêmes; (figure (I-1)).

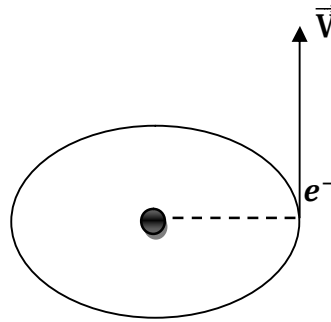


Figure (I.1) : Mouvement de l'électron dans un atome

La rotation de l'électron autour du noyau provoque un moment magnétique orbital  $M_L$ , qui est défini par la relation suivante :

$$\vec{M}_L = e / 2m_e \cdot \vec{L}_{tot} \quad (\text{I.8})$$

Avec :

$\vec{L}_{tot} = \sum \vec{L}_i$  est le moment cinétique orbital de l'atome.

La rotation de l'électron sur lui-même provoque un moment magnétique de spin  $M_s$ , qui est défini par l'expression suivante :

$$\vec{M}_s = e / m_e \cdot \vec{S}_{tot} \quad (\text{I.9})$$

Avec :

$\vec{S}_{tot} = \sum \vec{S}_i$  est le moment cinétique de spin de l'atome.

Le moment magnétique résultant est la somme des deux moments.

$$\vec{M} = \vec{M}_L + \vec{M}_s \quad (\text{I.9})$$

Soit:

$$\vec{M} = \frac{e}{2m_e} \cdot [\vec{L}_{tot} + 2\vec{S}_{tot}] \quad (\text{I.10})$$

$e$  : représente la charge de l'électron,  $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$ .

$m_e$  : représente la masse de l'électron,  $m_e= 9,1 \cdot 10^{-31} \text{Kg}$ .

### I.1.6. Moment magnétique dipolaire [8]

Le dipôle magnétique est constitué de deux masses magnétiques de signes opposés, séparés par une distance  $l$ . Le moment magnétique associé à ce modèle porte le nom de *moment magnétique dipolaire*  $m_d$ .

Il est défini par :

$$\vec{M}_d = m \vec{l} \quad (\text{Wb. m}) \quad (\text{I.11})$$

### I.1.7. Moment magnétique Ampérien [8]

Le courant ampérien est un petit courant censé exister à l'échelle atomique, qui pourrait représenter une résultante des mouvements des électrons autour de noyau.

Le moment magnétique associé à ce modèle porte le nom de *moment magnétique ampérien*  $m_a$  défini par :

$$\vec{M}_a = i \vec{A} \quad (\text{A.m}^2) \quad (\text{I.12})$$

$A$  : est le vecteur représentant la surface délimitée par le courant  $i$ .

### I.1.8. Aimantation [3]

On appelle aimantation magnétique, la valeur du moment magnétique ampérien par unité de volume de substance magnétique.

$$\vec{M} = \Sigma \vec{m}_a / V \quad (\text{I.13})$$

$M$  : aimantation, en A/m.

$m_a$  : moment magnétique ampérien ; en A.m<sup>2</sup>.

$V$  : volume en m<sup>3</sup>.

### I.1.9. La polarisation [3]

On appelle polarisation magnétique, le moment magnétique dipolaire par unité de volume de la substance magnétique. Elle s'exprime en tesla et est définie par :

$$\vec{J} = \Sigma \vec{m}_d / V \quad (\text{I.14})$$

$\vec{J}$  : polarisation exprimée en tesla (T).

$\vec{m}_d$  : le moment magnétique dipolaire.

$V$  : Volume de la substance magnétique.

*La polarisation et l'aimantation sont liées par :*

$$\vec{J} = \mu_0 \vec{M} \quad (\text{I.15})$$

*La relation entre  $\vec{B}$ ,  $\vec{H}$  et  $\vec{M}$*

À l'intérieur d'une substance aimantée les grandeurs  $\vec{B}$ ,  $\vec{H}$  et  $\vec{M}$  sont liées par la relation suivante :

$$\vec{B} = \mu_0 [ \vec{H} + \vec{M} ] = \mu_0 \vec{H} + \vec{J} \quad (\text{I.16})$$

### I.1.10. La susceptibilité magnétique [3]

La susceptibilité magnétique absolue caractérise le comportement magnétique d'une substance. Elle est définie par la relation suivante :

$$\chi = J / H \quad (\text{H/m}) \quad (\text{I.17})$$

La susceptibilité magnétique relative  $\chi_r$  est définie par la relation suivante :

$$\chi_r = M/H \quad (\text{sans unité}) \quad (\text{I.18})$$

## I.2. Classification des matériaux magnétiques

### I.2.1. Les matériaux diamagnétiques

Ce type de magnétisme est caractérisé, par une susceptibilité relative négative de faible amplitude. Le diamagnétisme est dû à un mouvement orbital des électrons provoqué par le champ magnétique appliqué. Ce mouvement peut être assimilé à un courant microscopique dont le comportement serait comparable à celui d'un courant induit dans un solénoïde, en vertu de la loi de *Lenz*. Le courant induit s'oppose au champ qui le produit, ce qui est en accord avec le fait que  $\chi_r$  est négative. Les gaz rares, certains métaux, la plupart des métalloïdes et un grand nombre de composés organiques sont diamagnétiques, et leur susceptibilité relative est de l'ordre de  $(-10^{-5})$  à  $(-10^{-6})$ ; [1].

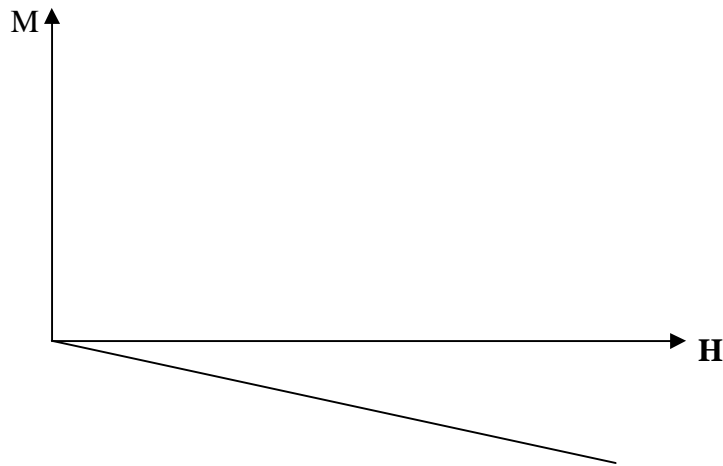


Figure (I.2): Caractéristique magnétique des matériaux diamagnétique

### I.2.2. Les matériaux paramagnétiques

Les matériaux paramagnétiques sont caractérisés par une susceptibilité relative positive de faible amplitude d'ordre de  $10^{-3}$  à  $10^{-6}$ ; [2].

Le paramagnétisme se manifeste dans certaines substances ayant leurs sous couches électroniques incomplètes d'électrons (platine, aluminium, les alcalins), chaque atome de ces substances porte un moment magnétique permanent, ces moments sont indépendants les uns des autres ; sous l'action d'un

champ magnétique extérieur, les moments magnétiques ont tendance à s'orienter dans la direction du champ [1,3].

La susceptibilité varie en raison inverse de la température. Elle obéit à la loi de *Curie* suivante [2] :

$$\chi_r = C/T \quad (\text{I.19})$$

Avec :

C : constante de Curie.

T : température absolue en Kelvin(K).

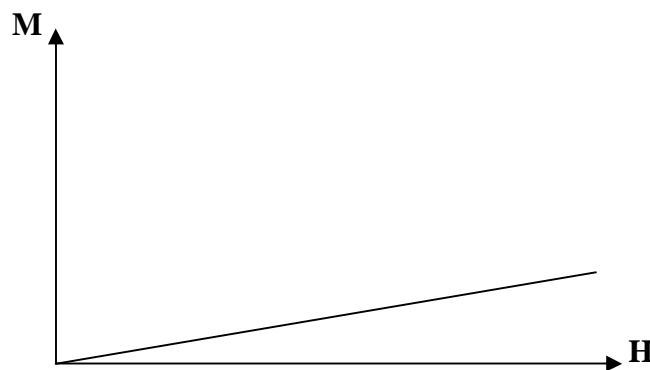


Figure (I.3): Caractéristique magnétique des matériaux paramagnétique

### I.2.3. Les matériaux antiferromagnétiques

Comme les matériaux paramagnétiques ces matériaux présentent une susceptibilité positive faible et leurs atomes portent des moments magnétiques permanents, toute fois ces moments magnétiques ne sont plus indépendants les uns des autres mais au contraire fortement liés. De cette interaction, qui porte le nom de couplage antiferromagnétique, résulte un arrangement antiparallèle des moments, représenté schématiquement sur la figure (I.4).

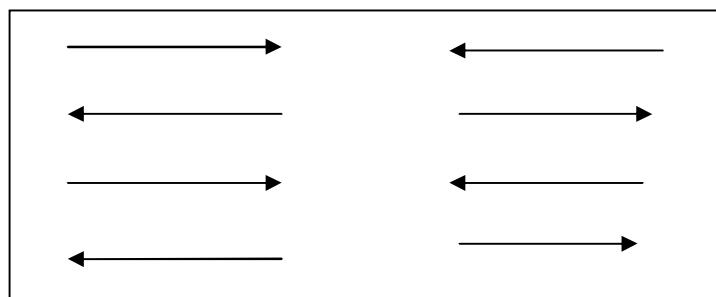
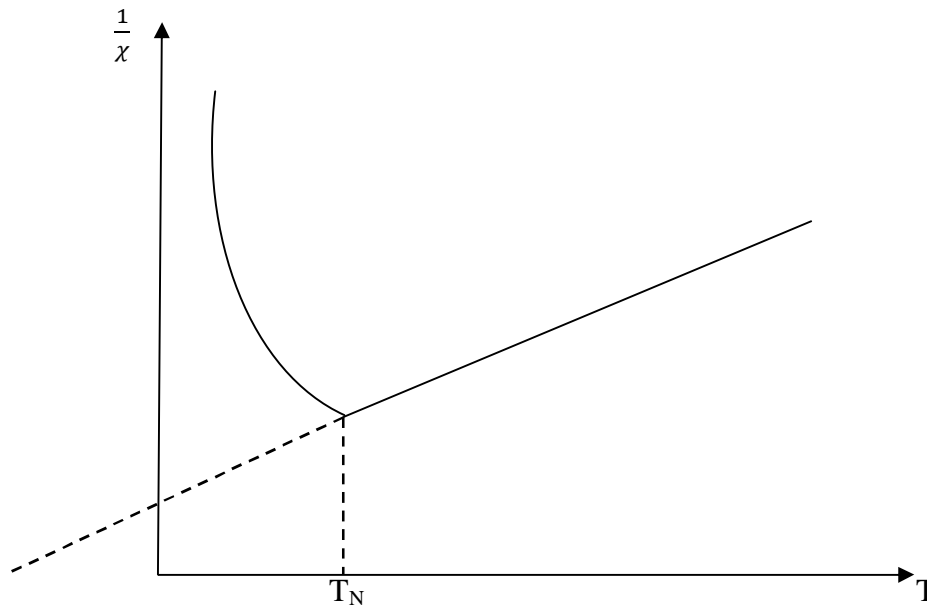


Figure (I.4): Alignement des moments magnétique d'un matériau antiferromagnétique

L'antiferromagnétisme se distingue par une variation de la susceptibilité en fonction de la température d'une allure très particulière. (Figure (I.5)).



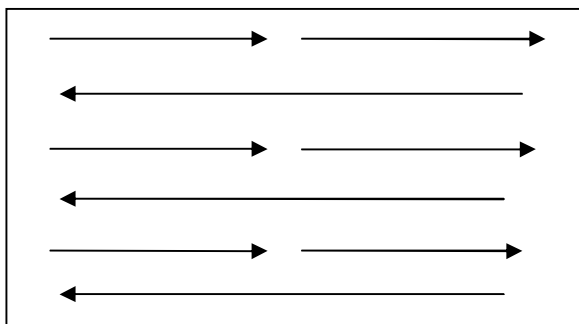
**Figure (I.5): La variation de la susceptibilité en fonction de la température**

Lorsque la température augmente, l'arrangement des moments se dégrade. La diminution de l'effet de force d'alignement rend plus sensible l'action d'un champ extérieur. Cela explique la décroissance de  $\frac{1}{\chi}$  en fonction de la température, jusqu'à une température  $T_N$  appelée température de Néel, à laquelle le couplage antiferromagnétique disparaît. Au-delà de  $T_N$  le comportement des matériaux antiferromagnétiques devient comparable à celui des matériaux paramagnétiques, mais en général l'extrapolation de  $\frac{1}{\chi}$  ne passe pas par l'origine. Les composés de Chrome (NiCr,  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ), de Vanadium ( $\text{VO}_2$ ) et de fer ( $\text{FeS}_2$ ) sont antiferromagnétiques [4].

#### I.2.4. Matériaux ferrimagnétiques

Ces matériaux sont d'une classe d'oxydes appelés ferrites. Dans la structure cristalline de ces matériaux, on peut distinguer deux familles de sites A et B (deux réseaux) occupés par des ions possédant des moments magnétiques  $m_A$  et  $m_B$  respectivement. Le nombre de sites A diffère de nombre de sites B et le plus souvent  $m_A \neq m_B$ . Entre les sites A et B il existe un fort couplage

antiferromagnétique qui provoque une aimantation spontanée même en l'absence d'un champ magnétique appliqué [4] ;(Figure (I-6)).



**Figure (I.6): Alignement des moments magnétiques pour un matériau ferrimagnétique**

### I.2.5. Les matériaux ferromagnétiques

Les matériaux ferromagnétiques possèdent la propriété de devenir magnétiques, c'est-à-dire de s'aimanter, lorsqu'ils sont placés dans un champ magnétique et de conserver une partie de ce magnétisme lorsque le champ est supprimé. Ces matériaux sont constitués d'éléments métalliques tels que le fer (surtout), le nickel et le cobalt qui leur permettent de prendre une forte aimantation.

Les matériaux ferromagnétiques se partagent en petits domaines à l'intérieur des quels tous les atomes ont une aimantation parallèle. Ces domaines tendent à s'aligner dans la direction d'un champ magnétique extérieur, ce qui confère au matériau une forte aimantation.

Les substances ferromagnétiques sont utilisées pour leurs propriétés magnétiques, car non seulement elles peuvent être aimantées fortement, mais encore elles peuvent le rester, grâce au phénomène d'hystérésis magnétique [5].

Les corps ferromagnétiques perdent ce caractère au-dessus d'une certaine température  $T_c$  (température de Curie), pour se comporter comme des substances paramagnétiques. Ils obéissent alors à la loi de *Curie-Weiss* suivante [6].

$$\chi_r = \frac{C}{T - T_c} \quad (\text{I.20})$$

Avec :

$T_c$ : est la température de Curie, qui marque la transition entre l'existence et la disparition de l'aimantation, donnée en Kelvin.

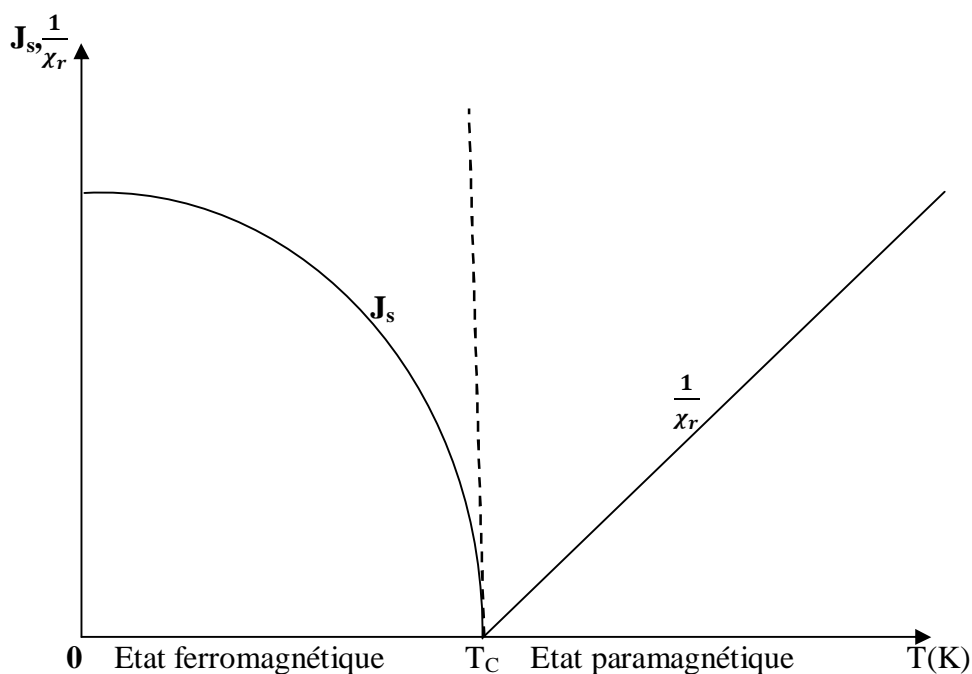


Figure (I .7): Comportement thermique des ferromagnétiques

### I.3. Etude des matériaux ferromagnétiques

#### I.3.1. Domaine magnétique

Les substances ferromagnétiques se distinguent des corps paramagnétiques, par leur propriété de posséder une aimantation permanente spontanée en l'absence de champ magnétique extérieur.

L'expérience montre qu'une substance ferromagnétique se divise spontanément en régions plus petites, qu'on appelle des domaines élémentaires. A l'intérieur d'un domaine tous les moments magnétiques atomiques sont alignés parallèlement les uns aux autres. Ces domaines se différencient par l'orientation de la polarisation magnétique de chacun d'eux, de telle sorte que l'aimantation moyenne

de la substance soit nulle. Entre deux domaines, il existe une zone de transition appelée paroi de Bloch, dans laquelle l'orientation de l'aimantation change progressivement de sens [1, 3]; (Figure (I-8)).

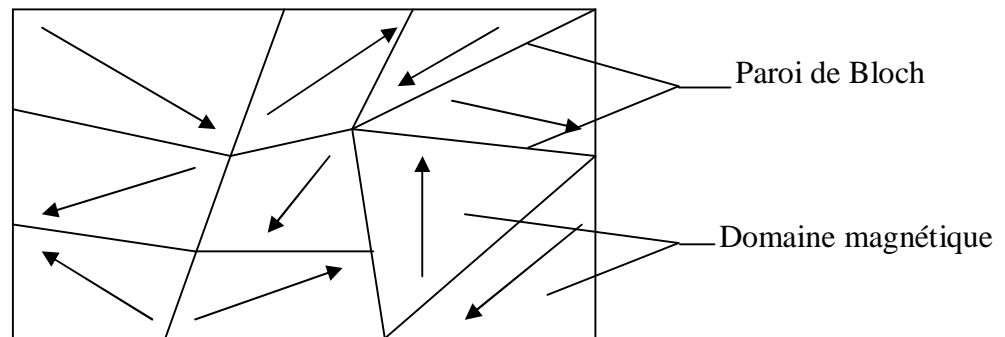


Figure (I.8) : Structure en domaines d'un matériau ferromagnétique

### I.3.2. Parois de Bloch

Les parois de *Bloch* sont les régions de transition entre deux domaines adjacents. Les moments magnétiques ne passent pas brutalement de l'orientation qui les caractérise dans le domaine 1 à l'orientation qui les caractérise dans le domaine 2 voisins [1].

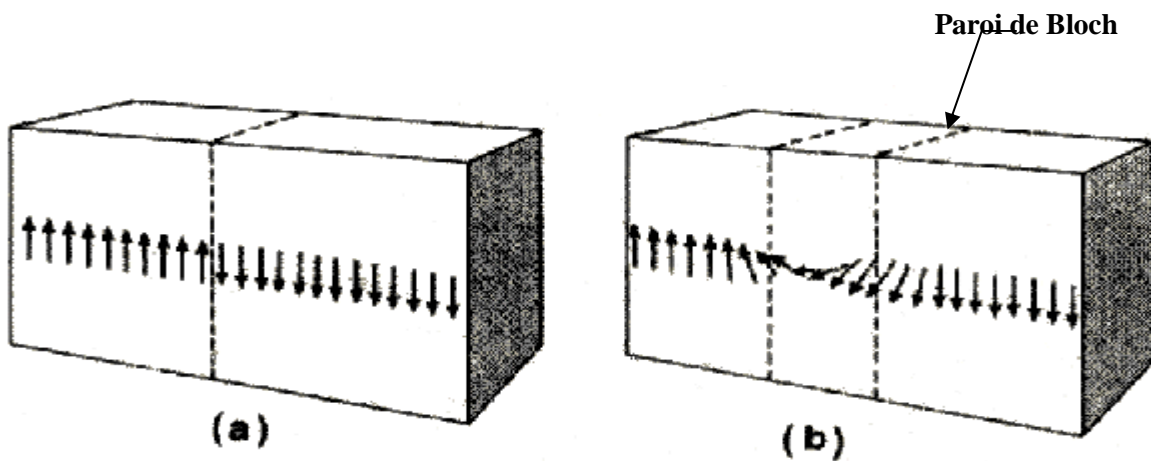


Figure (I.9): Transition entre deux domaines à 180°, (a) la transition est brutale ;(b) la transition est progressive. On dit qu'il existe une paroi de Bloch [7].

L'existence des domaines s'explique par l'établissement d'un état dans le quel la somme des énergies créées par ce phénomène est minimale.

### I.3.3. Energie interne d'un cristal ferromagnétique

L'énergie interne associée à la structure en domaine  $W_{in}$  est donnée par :

$$W_{in} = W_{an} + W_{ms} + W_{ec} + W_{mt} \quad (\text{I.21})$$

Avec:

$W_{an}$  : énergie d'anisotropie.

$W_{ms}$ : énergie magnétostatique.

$W_{ec}$  : énergie d'échange.

$W_{mt}$  : énergie magnétostrictive.

#### I.3.3.1. Energie d'anisotropie [2,3]

Cette énergie caractérise la difficulté avec laquelle pivote l'aimantation vers la direction du champ d'excitation.

Il existe des directions cristallographiques privilégiées, dans lesquelles les moments s'orientent de préférence. On les appelle des directions de facile aimantation, et quand on applique un champ d'excitation le long de l'une de ces directions, la dépense d'énergie est réduite, et le matériau s'aimante facilement. Au contraire, selon une direction moins favorable, la dépense d'énergie est plus importante, et le matériau s'aimante difficilement.

Pour les cristaux cubiques cette énergie s'exprime par la relation :

$$W_{an} = K_0 + K_1(\alpha_1^2 \cdot \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (\text{I.22})$$

Avec :

$\alpha_i$  : sont les cosinus directeurs qui caractérisent la position de vecteur polarisation spontanée par rapport aux axe de facile aimantation.

Pour les cristaux hexagonaux :

$$W_{an} = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \quad (\text{I.23})$$

Avec :

$\theta$ : désigne l'angle que fait l'aimantation spontanée avec l'axe de l'hexagonale

### I.3.3.2. Energie magnétostatique

Elle résulte des interactions entre chaque moment atomique et le champ local où est placé ce moment. Ce champ local est la combinaison du champ créé par les atomes voisins et du champ magnétique extérieur; [2].

### I.3.3.3. Energie d'échange [3]

On appelle énergie d'échange, l'énergie résultant de l'interaction des moments magnétiques. Elle dépend de la distance séparant ces moments ainsi que de leurs orientations relatives. Cette énergie se calcule à l'échelle atomique, par la formule :

$$W_{ec} = - \sum A_{ij} \cdot \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (\text{I.24})$$

$A_{ij}$  : intégrale d'échange caractérisant l'importance de la population d'atomes voisins.

$\vec{S}_i, \vec{S}_j$  : les moments de spins des atomes i et j.

$W_{ec}$  est minimale lorsque ces moments sont parallèles.

### I.3.3.4. Energie magnétostrictive :

L'énergie magnétostrictive est une énergie élastique associée aux déformations et aux contraintes que les domaines exercent les uns sur les autres. Le cristal peut s'allonger ou se contracter selon la direction de la polarisation par rapport à la déformation; [2].

### I.3.4. Champ moléculaire :

Si une substance magnétique est capable d'aligner les moments magnétiques atomiques parallèlement les uns aux autres, alors on admet l'existence, à l'intérieur de la substance d'un champ interne très puissant qui porte le nom de *champ moléculaire* ou champ de Weiss  $\vec{H}_W$ . Ce champ serait proportionnel au vecteur aimantation  $\vec{M}$ ; [3].

$$\vec{H}_w = \lambda \vec{M} \quad (\text{I.25})$$

$\lambda$  : constante de proportionnalité.

### I.3.5. Loi d'aimantation ferromagnétique

Si un champ magnétique est appliqué à une substance ferromagnétique, les domaines aimantés dans le sens du champ vont croître aux dépens des autres, ce qui équivaut à un déplacement des parois sous l'effet du champ.

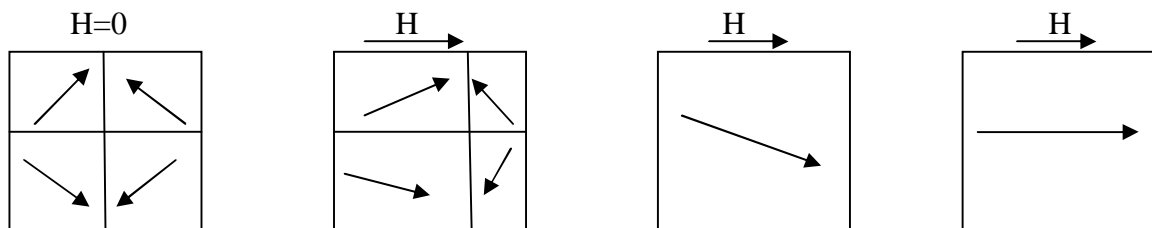


Figure (I.10): Structure en domaine d'une substance au cours du processus de polarisation.

### I.3.6. La courbe de première aimantation

Un matériau ferromagnétique est initialement désaimanté. On lui applique un champ extérieur croissant régulièrement et on obtient le diagramme  $B(H)$ , appelé courbe de première aimantation représentée à la figure (I.11); [1].

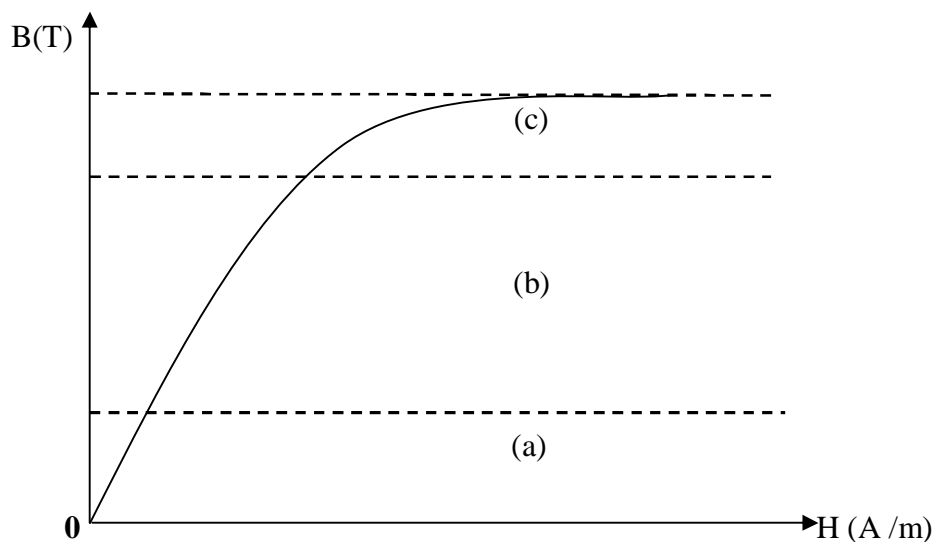


Figure (I.11): Courbe de première aimantation

- ***Zone des champs faibles (a)***

Dans cette zone la structure en domaine reste peu perturbée, les parois de Bloch se déplacent ou se déforment légèrement, sans qu'il y ait bouleversement de la structure en domaines.

Un champ faible provoque une déformation réversible des parois qui se comportent comme des membranes élastique [8].

- ***Zone des champs moyens (b)***

Dans cette zone la répartition en domaine n'est pas la même, et le déplacement des parois est irréversible. Les parois rencontrent des obstacles (défaut de la structure cristalline, inclusion,...) sur les quelles elles peuvent se bloquer lors de l'annulation du champ extérieur, et alors l'apparition d'une aimantation moyenne non nulle qui est qualifié de rémanente plus au moins importante [6].

- ***Zone des champs forts (c)***

La plupart des parois sont disparues, chaque cristal devient un vaste domaine où l'aimantation quitte progressivement la direction de facile aimantation la plus favorable pour s'aligner dans la direction du champ appliqué, lorsque cet alignement est réalisé, on obtient finalement l'aimantation macroscopique à saturation du matériau [8,6].

### **I.3.7. Hystérésis**

L'hystérésis signifie le retard de l'effet sur la cause (ici l'aimantation sur le champ appliqué), est une conséquence directe de l'existence des domaines élémentaires et des processus d'aimantation par déplacement et déformation des parois de Bloch. Quand il n'y a pas des domaines, alors l'hystérésis n'existe plus, comme par exemple à la proche de saturation.

D'une manière générale, un système présente de l'hystérésis si ses propriétés à un instant donné dépendent non seulement des paramètres qui le décrivent à cet instant, mais également de son état antérieur. Les matériaux ferrimagnétiques et ferromagnétiques sont sujets à l'hystérésis [8,9].

### I.3.8. Cycle d'hystérésis

Lorsqu'on fait varier le champ d'excitation  $H$  entre deux limites symétriques  $+H_m$  et  $-H_m$ , on obtient une courbe appelée cycle d'hystérésis à l'intérieur de laquelle on trouve la courbe de première aimantation obtenue pour une variation du champ, de la valeur nulle à la valeur  $H_m$ , ce cycle est non-linéaire et irréversible, après plusieurs cycles, cette courbe est pratiquement fermée et symétrique[3].

Après avoir parcouru la courbe de première aimantation, et à partir d'un point  $(B, H)$  de la zone de saturation. On fait décroître progressivement le champ  $H$ , l'induction  $B$  ne repasse pas sur la même courbe. En conséquence l'induction  $B$  nulle ne correspond pas à un champ  $H$  nul. Il subsiste une induction rémanente  $B_r$ . Cette dernière ne peut être réduite à une induction nulle qu'en appliquant un champ inverse dit champ coercitif  $H_c$  [8] ; (Figure (I.12)).

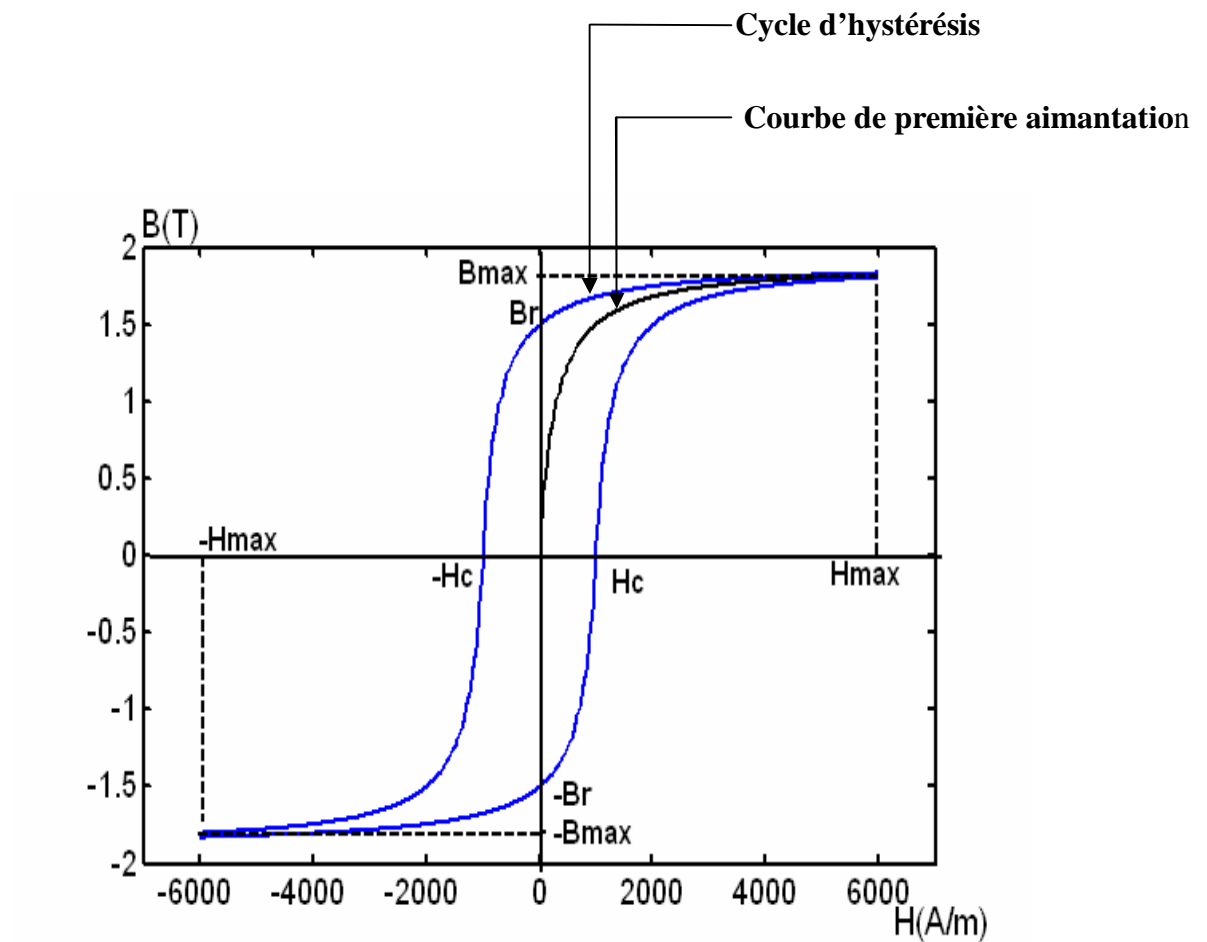


Figure (I.12): Cycle d'hystérésis [9].

Ce cycle d'hystérésis nous permet de définir deux paramètres remarquables, l'induction rémanente, et le champ coercitif.

**Induction rémanente** : on appelle induction rémanente l'induction  $B_r$ , observée en champ d'excitation nul.

**Champ coercitif** : c'est le champ d'excitation qu'il faut appliquer au matériau dans la direction opposée à son aimantation initiale, pour annuler l'induction rémanente.

### **I.3.9. Types du cycle d'hystérésis**

Les principaux types du cycle d'hystérésis sont : cycle majeur, et cycle mineur.

#### **I.3.9.1. Cycle majeur**

Ce cycle est obtenu en faisant varier le champ magnétique d'une valeur suffisamment élevée pour que le matériau soit saturé jusqu'à la saturation opposée du matériau [9].

#### **I.3.9.2. Cycle mineur**

Un cycle d'hystérésis mineur est un cycle d'hystérésis avec un champ appliqué maximal qui est inférieur au champ de saturation [9].

### **I.3.10. Cycle d'hystérésis en régime statique et dynamique**

Le cycle d'hystérésis ne peut être considéré comme une caractéristique de matériau, il varie avec la mode d'excitation utilisé, on distingue, un cycle d'hystérésis statique, et un cycle d'hystérésis dynamique.

#### **I.3.10.1. Cycle d'hystérésis statique :**

En régime statique, les différentes grandeurs ne peuvent varier dans le temps que de façon très lente, donc un matériau dans un état statique, au-dessus d'une certaine fréquence, l'aire de son cycle d'hystérésis n'évolue plus, et on qualifié alors le cycle obtenu de cycle d'hystérésis statique [10,9]. ((Figure (I.13)).

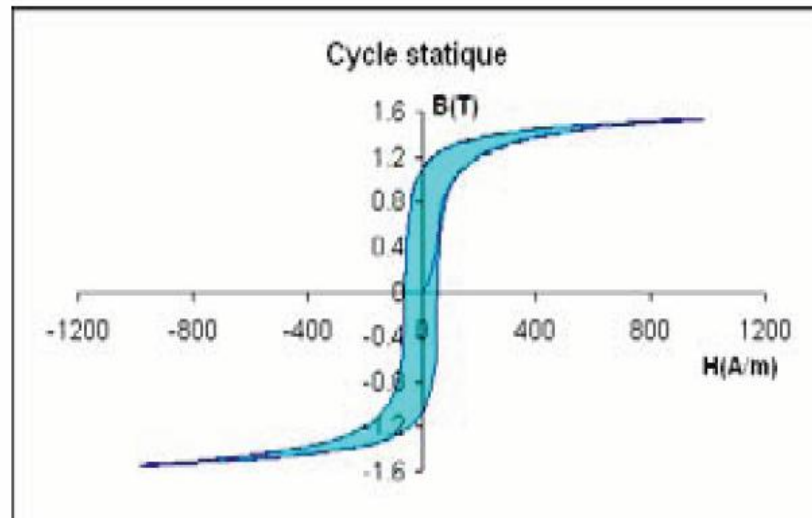


Figure (I.13): Cycle d'hystérésis statique [9].

### ***1.3.10.2. Cycle d'hystérésis dynamique :***

La polarisation magnétique était toujours en retard par rapport à la variation du champ d'excitation, même en régime quasi-statique. En régime d'excitation dynamique, le cycle d'hystérésis varie d'une façon proportionnelle à la variation de la fréquence, donc d'autres causes de retard peuvent s'ajouter (les courants induits par exemple dans les matériaux conducteurs) tendent à accroître le retard de  $J$  par rapport à  $H$ , et tendent par conséquent à augmenter la largeur de cycle d'hystérésis, alors un même matériau, présente un cycle d'hystérésis en régime dynamique beaucoup plus large qu'en régime statique. Les pertes totales seront donc beaucoup plus importantes [9,11]. (Figure (I.14)).

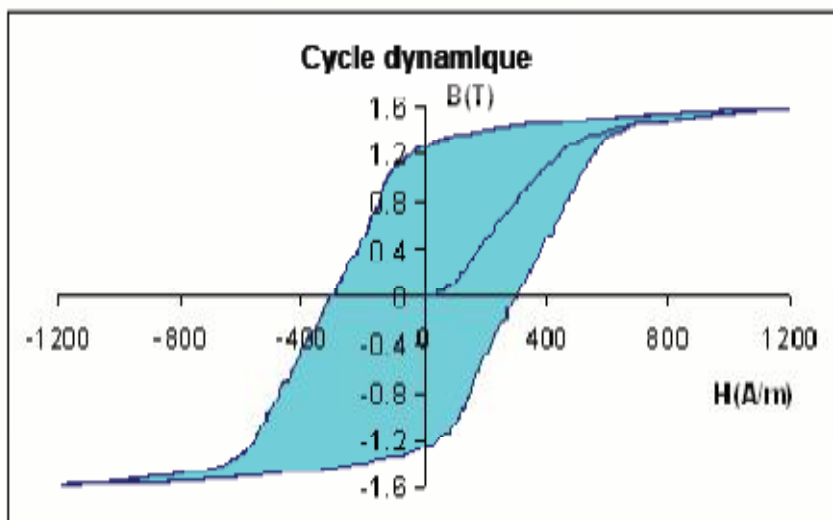


Figure (I.14): Cycle d'hystérésis dynamique [9]

### I.3.11. Classification des matériaux ferromagnétiques

L'observation des cycles d'hystérésis permet de regrouper les matériaux ferromagnétiques en deux catégories.

#### I.3.11.1. Matériaux ferromagnétiques doux

Un matériau ferromagnétique doux est caractérisé par une perméabilité relative élevée, et un champ coercitif faible, et il présente un cycle étroit. Ces matériaux possèdent une aimantation rémanente facile à annuler ( $H_c$  est petit), leur aimantation peut donc être facilement modifiée, ce qui diminue d'autant les pertes par hystérésis. Ils trouvent leurs applications en régime alternatif (transfo, moteurs, générateurs...); [9 ,1].

*Exemples* : le fer, le nickel, le cobalt, et certains de leurs alliages.

Le tableau (I.1), représente quelques matériaux magnétiques doux les plus usuels et certaines de leurs propriétés.

**Tableau (I.1): Certaines propriétés des quelques matériaux magnétiques doux les plus usuels [4].**

Matériau	Composition (%)	Perméabilité maximale ( $\mu_r$ )	Induction rémanente $B_r$ (T)	Champ coercitif H (A/m)
Fer pur	100 Fe	5000	2.0	80
Fe-Si	Fe-4Si (non orienté)	8000	1.4	56
	Fe-4Si (orienté)	50000	1.2	7.2
Permalloy	Ni-22 Fe	$10^5$	0.87	0.6
Supermalloy	Ni-15 Fe-5Mo-0.5Mn	$10^6$	0.7	0.4
16 Alfenol	Fe-16Al	80000	0.4	3.5

### ***1.3.11.2. Matériaux ferromagnétiques durs***

Les matériaux ferromagnétiques "durs" sont caractérisés par une perméabilité relative faible ( $\mu_r \approx 1$ ), et un fort champ coercitif ( $H_c$  est grand); leur magnétisme rémanent est alors assez difficile à supprimer. Les matériaux "durs" présentent un cycle d'hystérésis très large ( $10^4 < H_c < 10^6$  A/m). Ils sont utilisés en général pour faire des aimants permanents; [9].

Exemples : magnétite, alliage Al-Ni-Co, aciers spéciaux.

Le tableau (I.2) représente quelques matériaux magnétiques durs et certaines de leurs propriétés.

**Tableau (I.2): Certaines propriétés des quelques matériaux magnétiques durs les plus usuels [4].**

Matériau	Composition(%)	Champ coercitif $H_c$ ( $10^3$ A/m)	Induction rémanente $B_r$ (T)
Acier au carbone	Fe-0.6 C-0.85	3.3	1
	Fe-1 C-0.5 Mn (trempé)	4	0.95
Acier au chrome	Fe-0.9 C-0.35 Cr-0.3 Mn	5.2	0.97
Alnico-1	63Fe-20Ni-12Al-5Co	35	0.72
Ferrox dur (fritté)	Ferrite ( $BaO.6Fe_2O_3$ )	120	7.3

### I.3.12. Les pertes magnétiques

Toute variation de l'induction dans un matériau magnétique implique une dissipation d'énergie à l'intérieur de celui-ci. Cette énergie apparaît le plus souvent sous forme de chaleur non récupérable; [1].

#### I.3.12.1. Les pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis sont dues au travail des forces de freinage agissant sur les parois de *Bloch* en mouvement, durant les processus d'aimantation et de désaimantation.

Ces pertes correspondent au travail  $W$  nécessaire pour parcourir complètement la boucle d'hystérésis magnétique; [3].

$$W = \oint H dB \quad (I.26)$$

### 1.3.12.2. Pertes par courant de Foucault

Les matériaux ferromagnétiques ont souvent des propriétés conductrices de courant électrique, en présence d'un flux variable, ces matériaux sont le siège des courants induits qui circulent dans la masse même de ces matériaux. L'effet joule dissipe l'énergie sous forme de chaleur appelée pertes classiques par courants induits; [1].

### 1.3.12.3. Les pertes supplémentaires

Elles peuvent être considérées comme les pertes résiduelles, sinon anormales dues à la non sinusoidalité de l'induction  $B$ , plus les pertes par trainage dues au retard de  $B$  par rapport à  $H$  à l'aimantation.

Une approximation des pertes supplémentaire est donnée par,

$$P_s = K_s \cdot (f \cdot B_m)^{3/2} \quad (\text{I.27})$$

$f$ : la fréquence.

$B_m$ : induction maximale.

On définit aussi les pertes dynamiques ( $P_{dyn}$ ) qui sont les pertes totales ( $P_t$ ) auxquelles on fait soustraire les pertes par hystérésis ( $P_h$ ) [1] :

$$P_{dyn} = P_t - P_h \quad (\text{I.28})$$

La relation liant les pertes dynamiques aux pertes par courant de Foucault ( $P_{cF}$ ) dépend de la forme de l'induction [1].

Si l'induction est sinusoïdale

$$P_{dyn} = \eta \cdot P_{cF} \quad (\text{I.29})$$

Si l'induction est non sinusoïdale

$$P_{dyn} = \eta \cdot \left(\frac{F}{F_s}\right)^2 \cdot P_{cF} \quad (\text{I.30})$$

F: facteur de forme de l'induction non sinusoïdale.

$F_s$ : facteur de forme de l'induction sinusoïdale.

$\eta$ : coefficient d'anomalie des pertes.

### I.3.13. Evaluation des pertes

#### *Evaluation des pertes selon la formule de Steinmetz*

Les pertes représentent la somme de deux pertes : pertes par hystérésis, et pertes par courant de Foucault, la formule est donnée par :

$$Pertes = K' f B_M^n + \frac{K e^2 f^2 B_M^2}{\rho} \quad (\text{I.31})$$

Le premier terme représente les pertes par hystérésis, et le deuxième représente les pertes par courants de Foucault; [3].

K et  $K'$  : coefficients de Steinmetz.

e : épaisseur de matériau.

$B_M$  : induction maximale.

$\rho$  : résistivité électrique.

n : nombre réel représentant la dépendance des pertes vis-à-vis de l'induction (sans unité).

#### *Evaluation des pertes par hystérésis selon la formule de Richter*

L'expression de la puissance perdue par hystérésis est donnée par la relation suivante; [3].

$$P_h = b \nu f B_m^2 + a \nu f B_m = \nu f (b B_m^2 + a B_m) \quad \text{en W} \quad (\text{I.32})$$

Avec:

a et b: sont des constantes qui dépendent de la nature du matériau.

f : la fréquence.

v : le volume.

### *Evaluation des pertes supplémentaires*

#### **Ø Modèle statique de Bertotti**

Bertotti a défini une nouvelle entité physique grâce auquel s'inverse l'aimantation. En plus l'état magnétique d'un matériau sera caractérisé par le nombre d'objet magnétique, participant au processus d'aimantation. Pour une induction sinusoïdale, d'amplitude  $B_m$  et la fréquence  $f$ , les pertes par excès par cycle dans une tôle de section  $S$  sont exprimées par la relation suivante [3] :

$$P_{ex} = \frac{8.8}{m_v} \sqrt{\frac{GH_0 S}{\rho}} B_m^{1.5} f^{0.5} \quad (\text{J/Kg}) \quad (\text{I.33})$$

G: coefficient de frottement de l'objet magnétique (G= 0.136 dans le cas où l'objet magnétique correspond à une paroi entière) ;

$H_0$  : est équivalent à un champ coercitif caractérisant la position de l'objet magnétique à s'activer.

$M_v$  : masse volumique de la tôle.

#### **Ø Modèle des domaines**

Dans ce modèle, PRY et BEAN supposent une tôle d'épaisseur  $e$  des domaines à 180 en barres de longueur  $2L$ , séparées par des parois planes perpendiculaires aux forces de la tôle; [3].

Le coefficient d'anomalie  $\eta$  des pertes est alors associé par les auteurs au rapport  $2L/e$ .

$$\eta = \frac{48}{\pi^3} \cdot \frac{2L}{e} \sum \frac{1}{2n-1} \coth \left[ (2n-1) \frac{\pi 2L}{2e} \right] \quad (\text{I.34})$$

Si  $\frac{2l}{e} < 1$  (domaine très étroit), on aura  $\eta \approx 1$ , les pertes dynamiques se confondent aux pertes classiques.

Si  $\frac{2l}{e} > 1$ , on aura  $\eta \approx 1.63 \left(\frac{2l}{e}\right)$ , les pertes dynamiques sont plus importantes que les pertes classiques.

## Conclusion

D'après l'étude des origines du magnétisme et du phénomène magnétique de l'hystérésis on peut dire que :

Le magnétisme du matériau est la conséquence des mouvements des électrons gravitant autour du noyau des atomes de ce matériau. Pour  $T < T_c$ , et en l'absence du champ magnétique exciteur, les matériaux ferromagnétiques se divisent spontanément en régions élémentaires (domaines de Weiss), chaque domaine est aimanté à saturation avec une orientation différente de celles de ces voisins, de telle sorte que la polarisation globale de l'échantillon soit nulle. Cette division en domaines permet la diminution d'énergie interne du système des moments. La zone de transition entre deux domaines est une paroi de *Bloch*; mais en présence d'un champ magnétique exciteur, il y a déplacement des parois de *Bloch* et croissance des domaines les mieux orientés au détriment des autres. La saturation est atteinte lorsque le monocristal (ou le grain) est constitué d'un seul domaine orienté dans le sens du champ exciteur. La surface de la boucle d'hystérésis représente physiquement l'énergie dépensée pour déplacer les parois des domaines ferromagnétiques et réorienter les moments magnétiques du matériau au cours d'un cycle complet du champ magnétique exciteur [9 ,12].

Il est nécessaire de construire des dispositifs expérimentaux nous permettant la caractérisation des matériaux ferromagnétiques, certains de ces dispositifs et méthodes seront présentés dans le prochain chapitre.

## Introduction

Les matériaux ferromagnétiques doux dont la propriété fondamentale est leur capacité à réagir à un champ magnétique extérieur de faible intensité, équipent toutes les machines électriques (transformateurs moteurs...), ce choix réside dans leur efficacité à canaliser et concentrer le flux magnétique, leurs propriétés sont généralement représentées par leurs courbe de première aimantation et leurs cycles d'hystérésis qui permettent la lecture directe des quelques paramètres importants et principales propriétés magnétiques. La courbe d'hystérésis également appelée caractéristique  $B(H)$  constitue une information importante pour un concepteur de dispositif électromagnétique à la recherche d'un matériau pour une application, donc lors de l'utilisation des matériaux ferromagnétiques pour la fabrication des machines électriques, il est indispensable de disposer des méthodes de caractérisation qui sont représentatives des performances du matériau et concevoir des outils permettant le relevé de la caractéristique  $B(H)$  à partir de la mesure des grandeurs magnétiques.

Dans ce chapitre, nous exposerons quelques méthodes et approches de caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux. Avec un assai expérimental de quel nous relèverons la caractéristique  $B(H)$  d'un circuit magnétique avec deux bobines.

### II.1. Principe de la caractérisation

La courbe de première aimantation et le cycle d'hystérésis sont deux propriétés importantes des matériaux ferromagnétiques, à partir desquelles on peut avoir quelques paramètres importants tels que le champ coercitif  $H_c$ , le champ maximal  $H_{max}$ , l'induction rémanente  $B_r$ , l'induction à saturation  $B_s$  et la perméabilité.

Il existe de nombreuses méthodes et techniques pour mesurer les grandeurs magnétiques et obtenir le cycle d'hystérésis. On peut les classer en deux principales catégories.

- Les méthodes basées sur la force exercée sur un matériau magnétique placé dans un gradient de champ.
- Les méthodes basées sur la loi de l'induction, de loin les plus nombreuses. Il s'agit dans ce cas de mesurer la variation du flux issue de l'échantillon, ce qui est obtenu en mesurant la tension induite dans une bobine de lecture; [12].

## II.2. Dispositifs de caractérisation des matériaux magnétiques doux

Pour le relevé des caractéristiques magnétiques, on distingue deux grandes classes de dispositifs: les *hystérésismètres* et les *magnétomètres*; [12].

### II.2.1. Les Hystérésismètres

Les hystérésismètres plus simples et moins coûteux sont basés sur la lecture des variations du flux dans le matériau provoqué par une excitation  $H$  dépendant du temps. Deux méthodes sont utilisées:

- Les hystérésigraphes, qui donnent les cycles statiques où le champ d'excitation varie continûment.
- Les traceurs de cycles qui eux donnent les cycles dynamiques où le champ est généralement sinusoïdal.

Ces deux méthodes sont bien adaptées pour les mesures sur des tores, dont la géométrie permet d'affranchir les effets démagnétisant, mais présente l'inconvénient d'avoir autant de bobinage primaire et secondaire que l'échantillon à tester.

### II.2.2. Les Magnétomètres

- *Teslametre à effet hall*; le générateur à effet hall fournit le moyen le plus employé pour la mesure des inductions.
- *R.M.N (Résonance Magnétique Nucléaire)*; procédé très précis de la mesure des inductions magnétiques, ramené à une mesure de fréquence (domaine de laboratoire).
- *Balance de Faraday*; mesure de la force sur un échantillon aimanté et placé dans un gradient de champ. Ce dispositif est mal adapté pour des faibles coercitivités.
- *AFGM (Alternating Field Gradient Magnetometer)*; variante moderne de la balance de Faraday, mesure à l'aide d'un bimorphe piézoélectrique la force sur un échantillon aimanté et placé dans un gradient alternatif, mesure en température, n'accepte que des échantillons de masse faible.
- *SCQUID (Super Conducting Quantum Interference Device)*; le plus sensible des dispositifs, l'échantillon aimanté est placé entre deux bobines, d'où une variation de flux est détectée par une jonction supraconductrice.

- **VSM (Vibrating Sample Magnetometer)**; l'échantillon aimanté vibre devant des bobines de lecture.

Pour ces dispositifs les échantillons peuvent être de forme quelconque, y compris poudres et couches minces, mais les calculs tenant compte des champs démagnétisants peuvent s'avérer délicats. De plus il faut souligner que ces équipements sont lourds et coûteux que beaucoup d'équipes de recherche n'ont pas les moyens financiers pour avoir accès à ces dispositifs de caractérisation. Pour cette raison on s'intéresse beaucoup aux dispositifs qui exigent un circuit magnétique fermé pour éviter le champ démagnétisant, et qui sont plus utilisables et moins coûteux; [13].

### II.3. Circuits de mesure des caractéristiques des matériaux doux

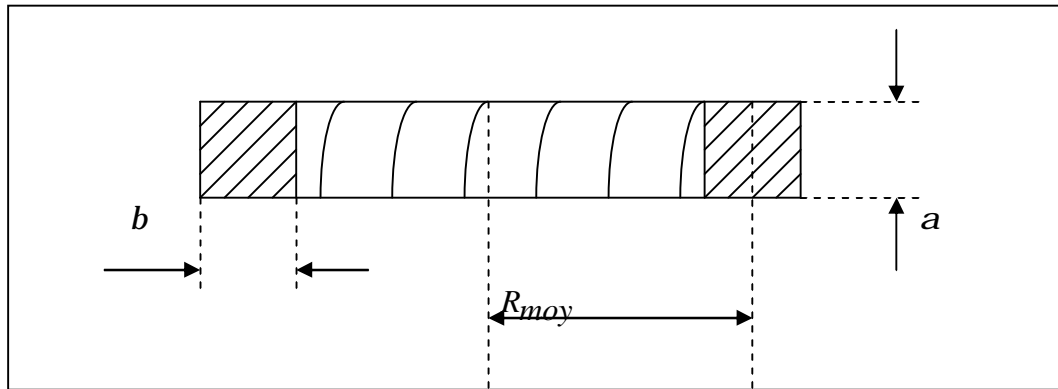
Il existe certaines formes de circuits qui sont recommandés pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux, leur fonctionnement est basé sur la loi de l'induction et possèdent en commun deux enroulements, l'un pour l'excitation et le deuxième pour la mesure.

Toute mesure des caractéristiques d'un matériau ferromagnétique nécessite impérativement l'utilisation d'un circuit fermé. Cette obligation vient du fait que, dans tout circuit ouvert, l'échantillon est soumis à un champ démagnétisant interne, indésirable car beaucoup trop important, et le plus souvent inhomogène [11].

#### II.3.1. Le tore

Le tore est un circuit fermé privilégié, il est généralement pourvu de deux enroulements régulièrement répartis sur sa circonférence:

- Un bobinage d'excitation comportant  $N_1$  spires, qualifié d'enroulement primaire, et parcouru par un courant d'excitation  $I_1$ .
- Un bobinage de mesure du flux d'induction traversant une section droite du tore est généralement situé au plus près du matériau. Il comporte  $N_2$  spires et on l'appelle l'enroulement secondaire.



Figure(2.1): Coupe dans un circuit torique[12].

Le champ appliqué en un point situé à la distance  $r$  de l'axe est un champ tangentiel déduit du théorème d'Ampère par l'équation suivante:

$$H = \frac{N_1 I_1}{2\pi R_{moy}} \quad (\text{II. 1})$$

Si le flux  $f$  est mesuré par un fluxmètre intégrateur, il vient;  $\Phi = N_2 \cdot \alpha\beta \cdot B$ , où  $\alpha\beta$  est la surface du circuit magnétique, d'où;

$$B = \frac{\Phi}{N_2 \alpha\beta} \quad (\text{II. 2})$$

Le circuit torique est le circuit idéal pour la caractérisation des matériaux, mais il est très difficile de réaliser un tore représentatif de la qualité des tôles ferromagnétiques à cause:

- De l'anisotropie des tôles, toujours présente dans les tôles non orientées, elle est considérable dans le cas des tôles à cristaux orientés.
- Des contraintes créées lors de l'enroulage de la bande, très difficile à contrôler et à éliminer.
- De l'opération fastidieuse et délicate de mise en place des deux bobinages qui nécessitent beaucoup de soins.

Donc l'obtention d'un échantillon représentatif de forme torique demande beaucoup de travail. Il n'y a pas de meilleure solution toutefois pour mesurer des alliages à très haute perméabilité. Cette technique de caractérisation est encore utilisée, [5].

### II.3.2. Le cadre Epstein

C'est un circuit fermé démontable, de forme carrée, utilisé dans le monde entier pour caractériser les tôles magnétiques [11]. Sa construction a été soigneusement codifiée par de nombreux organismes de normalisation CEN (Comité Européen de Normalisation). Il se compose de quatre éléments bobinés constituant un noyau magnétique; se dernier comprend  $N$  bandes rectangulaires ( $N$  étant multiple de 4, il est au moins égale à 16). Les dimensions recommandées pour chaque bande étant  $280 \times 30 \text{ mm}^2$  (figure (II.2)), utilisé pour 0.5 à 1,0 Kg de matériau. Les  $N$  bandes sont assemblées en un circuit carré, avec des joints à recouvrement (figure (II.2)), de telle sorte que le périmètre moyen vaut exactement 1m [10]. Une inductance mutuelle de compensation du flux dans l'air est présente au centre de cadre; [4].

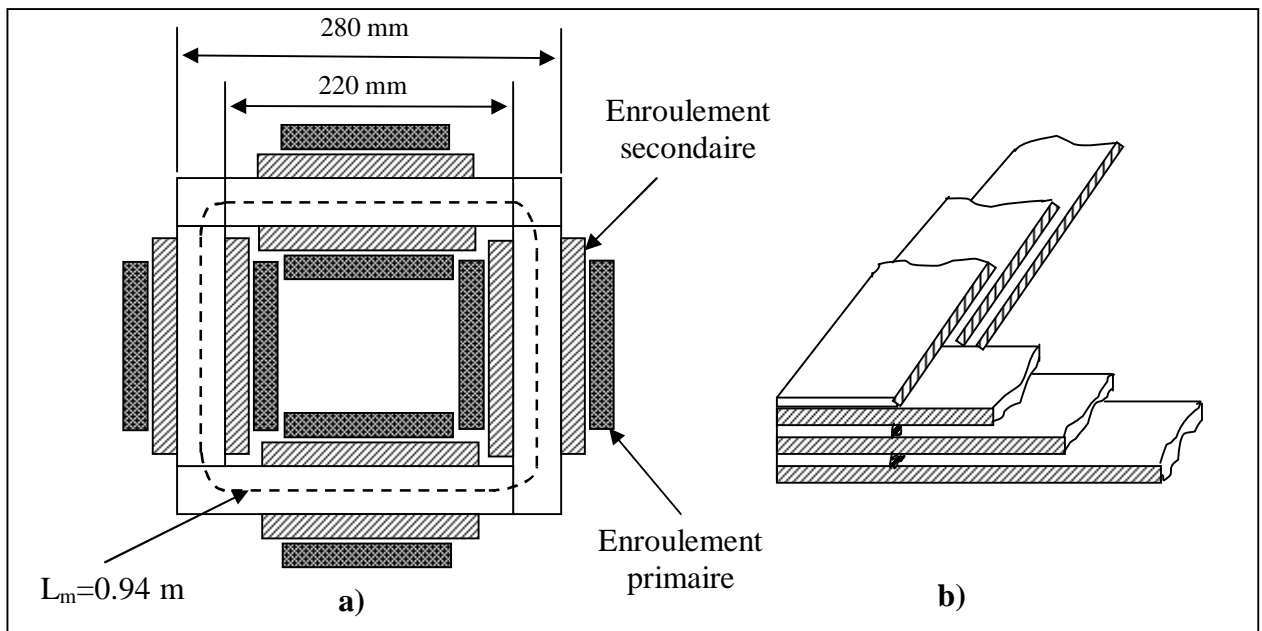


Figure (II.2): Cadre Epstein, a) dimensions, b) joints de recouvrement [12].

Les quatre prismes du cadre Epstein sont munis chacun de deux enroulements; primaire et secondaire. Les quatre enroulements primaires, respectivement secondaires sont branchés en série et intégrés dans le circuit de mesure, [12]. De ce fait le cadre Epstein fonctionne donc comme un transformateur à vide. L'enroulement primaire est parcouru par le courant d'excitation  $I_1(t)$ . La variation du flux induit dans l'enroulement secondaire une tension  $V_2(t)$ . Dans ce cas le champ magnétique est relié au courant primaire  $I_1(t)$  par la relation:

$$H(t) = \frac{N_1}{L_m} \cdot I_1(t) \quad (II.3)$$

Avec

$N_1$  : est le nombre de spires de l'enroulement primaire

$L_m$  : la longueur moyenne du circuit magnétique

L'induction magnétique est obtenue en intégrant la tension secondaire  $V_2(t)$ ;

$$B(t) = \frac{1}{N_2 S} \int V_2(t) dt \quad (\text{II.4})$$

Avec

$N_2$  :est le nombre de spires de l'enroulement secondaire

$S$  : la section du circuit magnétique du cadre.

L'avantage primordial du circuit Epstein réside dans le fait qu'il s'agit d'un circuit démontable, facile à réaliser, qu'un technicien bien entraîné peut mettre en place en quelques minutes. Par contre il y a un problème au niveau des coins, où il n'y a plus d'enroulements et une épaisseur double de la matière. Pour traiter en pratique ce système comme un circuit homogène, on a établi par des mesures comparatives soignées autour de  $B_{\max} = 1.5T$ , qu'il se comportait comme un circuit fermé ayant pour section la section moyenne d'un coté (c-à-d la section de  $N/4$ ) et pour longueur ce qu'on appelle la longueur conventionnelle du circuit  $L_m$ , établie à  $L_m = 0.94$  m, [11 ,1].

Le cadre d'Epstein est l'un des plus anciens moyens de mesure des matériaux magnétique doux, il est encore couramment utilisé mais avec des dispositifs d'acquisitions directes sur micro-ordinateur.



**Figure (II.3): Cadre d'Epstein [14].**

### **II.3.3. Cadre à bande unique**

L'échantillon de mesure est constitué par une seule tôle, de forme carrée ou rectangulaire, et de dimensions suffisantes pour représenter un lot commercial. La fermeture du circuit magnétique aux deux extrémités de la bande est assurée par un, ou de préférence deux culasses mobiles, construites en matériau de grande perméabilité (figure (II.4)).

La section des culasses est choisie très supérieure à celle de l'échantillon, par exemple 30 fois ou 50 fois plus grande. En utilisation dynamique les culasses doivent être feuilletées. Elles peuvent être réalisées en tôles FeSi de bonne qualité, ou mieux en alliage FeNi à haute perméabilité. Si on choisit d'effectuer les mesures sur des tôles échantillon de grandes dimensions, par exemple  $500 \times 500 \text{ mm}^2$  (norme CEI 68-404-3), alors les culasses sont obligatoirement très lourdes. Une bonne fermeture du circuit magnétique, avec contrôle du parallélisme des faces d'appui et contrôle de la pression d'appui nécessite une construction mécanique très soignée.

Pour la mise en place d'une bande échantillon, on commence par ouvrir le circuit magnétique, puis on glisse la bande dans un fourreau qui supporte les bobinages d'excitation et de mesure, et on referme ensuite le circuit. L'aimantation de la bande est uniforme par construction dans sa partie centrale [11,12].

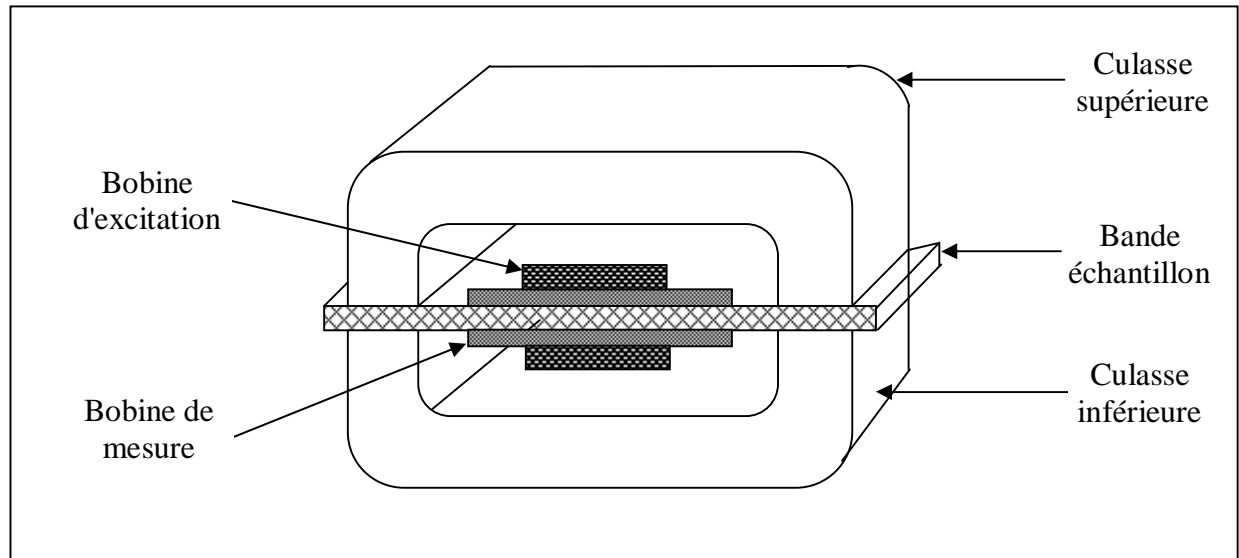
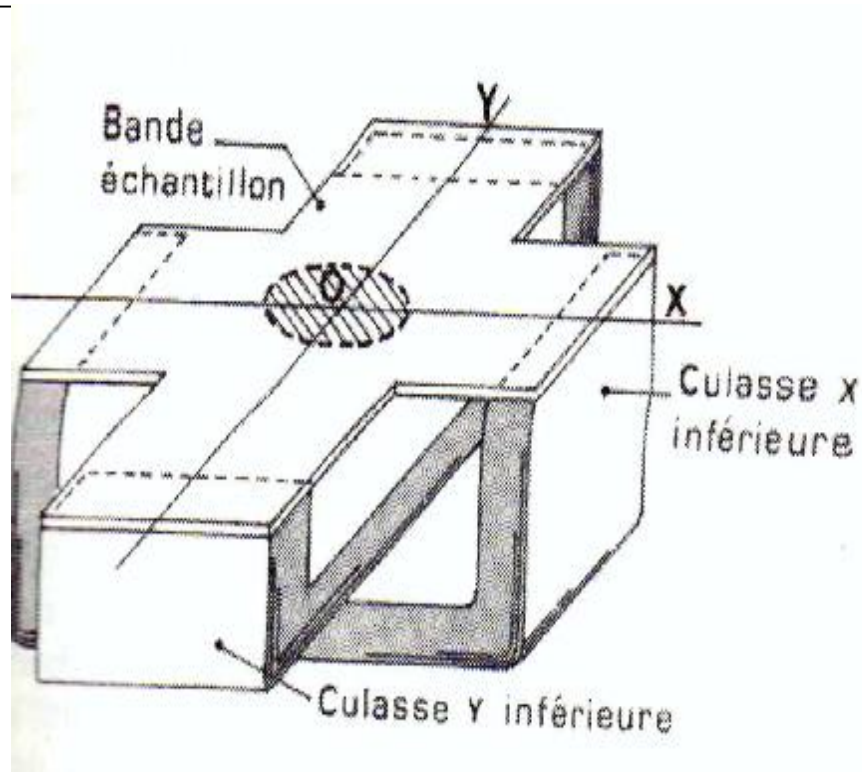


Figure (II.4): Schéma de principe d'un cadre à bande unique [12].

Parfaitement réalisé, le cadre à bande unique constitue avec ses accessoires un dispositif complexe mais très performant. Il permet en particulier la mesure absolue de toutes les grandeurs magnétiques caractéristiques des matériaux doux.

#### II.3.4. Cadre à bande unique pour mesures bi-dimensionnelles

Il s'agit là de circuit magnétique permettant d'étudier le comportement d'une tôle-échantillon quand on impose une loi de variation de l'un des vecteurs magnétiques dans le plan de la tôle, par exemple la polarisation  $J(t)$ . Il est particulièrement adapté aux études en champs tournants, circulaires ou elliptiques, et aux études de tôles anisotropes. La figure (II.5) donne le schéma de principe d'un tel circuit.



**Figure (II.5): Schéma d'un cadre à bonde unique pour effectuer des mesures bidirectionnelles. La zone utile de l'échantillon est limitée à la partie centrale hachurée. Les culasses supérieures de fermeture du flux dans les directions OX et OY ne sont pas représentées, enroulements d'excitation et de mesure [11].**

Par raison de symétrie, la zone utile de l'échantillon se limite à la partie centrale. Son étendue varie selon les caractéristiques de la tôle à mesurer et selon les dispositions prises à la construction pour la fermeture du flux. Les bobines d'excitation suivant les axes privilégiés OX et OY, ainsi que les dispositifs utilisés pour la mesure des composantes  $\bar{B}_X$ ,  $\bar{B}_Y$ ,  $H_{sx}$  et  $H_{sy}$ , n'ont pas été représentés sur la figure (II.5) pour la clarté du dessin. Ils sont en général assez complexes car les signaux mesurés sont alors beaucoup plus petits que dans un cadre à bande unique.

#### II.4. Mesure expérimental

Dans cette partie on présentera un essai expérimental réalisé au niveau du laboratoire de mesure du département d'électrotechnique de l'université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, pour visualiser un cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique.

Le montage utilisé pour la visualisation du cycle d'hystérésis est représenté sur la figure (II.6). Ce montage comporte :

- Une source de tensions variable:0-42 V;

- Un oscilloscope;
- Un Ampèremètre;
- Un Voltmètre;
- Un rhéostat  $R_1$  ;
- Une capacité  $C$ ;
- Une résistance  $R_2$  ;
- Un circuit magnétique avec deux bobines;

Avec:

- $R_1 = 5 \Omega$ ;
- $R_2 = 27 \text{ K}\Omega$  ;
- $C = 0,47 \mu\text{F}$  ;
- $S = 8,7 \text{ cm}^2$  ;
- $L = 35,4 \text{ cm}$  ;
- $n_1 = 300$  spires ;
- $n_2 = 900$  spires ;

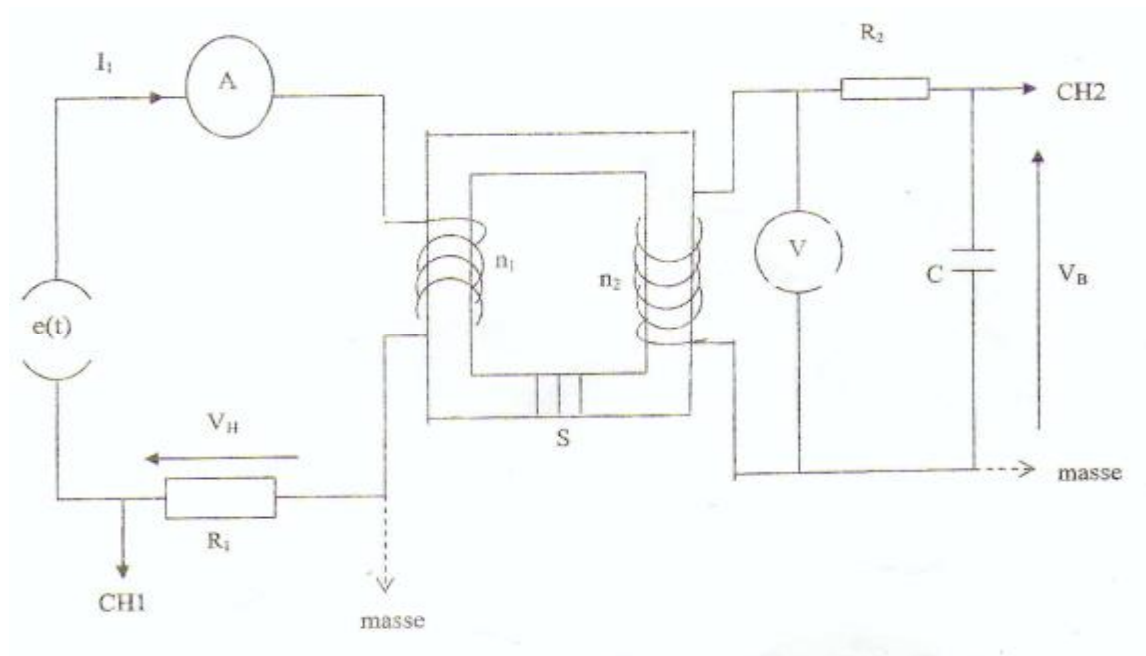


Figure (II.6): schéma du montage

Une image du montage expérimental est représenté sur la figure (II.7) suivante:



**Figure(II.7): Image du montage expérimental**

### **Visualisation du cycle d'hystérésis**

Après avoir réalisé le montage, on alimente la source de tension et on règle la tension aux bornes du secondaire à  $U=110\text{ V}$ .

La tension aux bornes du rhéostat qui est l'image du champ magnétique d'excitation  $H$ , est envoyée sur le canal X de l'oscilloscope, La tension aux bornes de la capacité  $V_B$  qui est l'image de l'induction magnétique  $B$  est envoyée sur le canal Y de l'oscilloscope, le cycle d'hystérésis est obtenu en éliminant la base de temps de l'oscilloscope.

L'image du cycle d'hystérésis obtenu est montrée sur la figure (II.8).



**Figure(II.8): Image du cycle d'hystérésis expérimental**

### *Mesure du champ maximal*

A partir du calibre utilisé pour la voie CH1,  $k_1 = 0,5 \text{ V/div}$ , et la déviation correspondante à  $H_{\max} L_{1m} = 3 \text{ div}$

Le champ d'excitation maximal  $H_{\max}$  est calculé selon le théorème d'Ampere par la relation suivante:

$$H_{\max} = n_1 \cdot V_H / R_1 \cdot L \quad (\text{II.5})$$

Donc on aura:

$$H_{\max} = 300 \cdot 3 \cdot 0,5 / 5 \cdot 35,4 \cdot 10^{-2} = 254,24 \text{ A/m}$$

D'après le cycle d'hystérésis représenté sur la figure (II.8), on remarque que le cycle n'atteint pas la saturation. Cela on peut l'expliquer par la valeur du courant d'excitation qui est faible ce qui nous donne un champ maximal faible  $H_{\max} = 254,24 \text{ A/m}$ . Généralement pour saturer le circuit magnétique on doit utiliser des amplificateurs de puissances, ce qui est non disponible au niveau de notre laboratoire de mesure.

Ce cycle obtenu expérimentalement et qui n'atteint pas la saturation du circuit magnétique, ne peut pas être utilisé pour l'identification et l'optimisation des paramètres du modèle inverse de Jiles-Atherton que nous allons utiliser par la suite de notre travail car ce modèle demande l'utilisation d'un cycle qui atteint bien la saturation. Pour cela dans le quatrième chapitre, on va utiliser un cycle expérimental donné dans la référence [18] pour l'identification et l'optimisation

des paramètres du modèle inverse de Jiles-Atherton. Ce cycle expérimental est donné sur la figure (II.9).

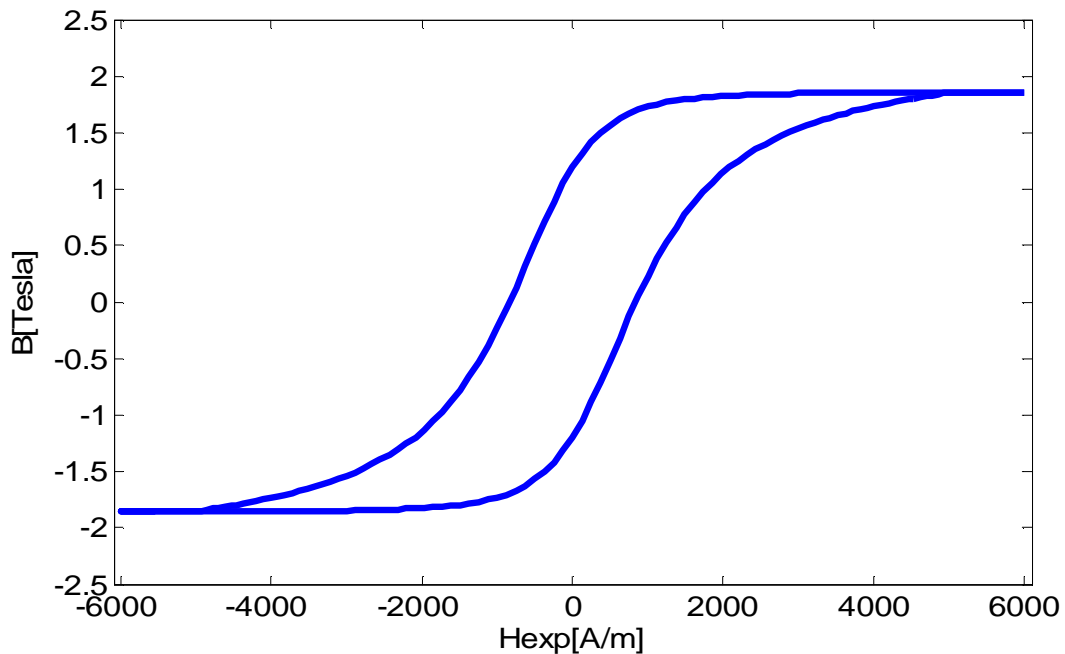


Figure (II.9): cycle expérimental qui atteint bien la saturation [18]

## Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté un certain nombre de principes et techniques de la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux. Ainsi qu'un banc d'essai expérimental utilisé au niveau du laboratoire de mesure du département d'électrotechnique et qui nous a permis de relever la courbe d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique constituant le circuit magnétique d'un transformateur à deux bobines. Le cycle d'hystérésis obtenu n'est pas saturé, ce qui ne permet pas de l'utiliser pour l'identification et l'optimisation des paramètres du modèle inverse de J-A. Le chapitre suivant sera consacré à la modélisation de l'hystérésis magnétique.

## Introduction

Le cycle d'hystérésis est une représentation magnétique du phénomène de l'hystérésis qui permet une lecture énergétique du matériau et aussi des grandeurs magnétiques désirées caractérisant le matériau. Donc l'hystérésis joue un grand rôle dans la compréhension des comportements des dispositifs et des systèmes magnétiques. Pour la compréhension du mécanisme physique responsable de ce phénomène, il est nécessaire dans le domaine électromagnétique de disposer des hypothèses et de modèles permettant de faire le lien entre la structure microscopique du matériau et les lois de comportement macroscopique. Plusieurs modèles ont été développés, on trouve des modèles analytiques basés sur une description du phénomène par des formulations purement mathématiques et ceux phénoménologique ou bien de base physique qui comportent des mécanismes introduits dans l'étude des matériaux ferromagnétiques.

Dans ce chapitre, nous allons présenter quelques modèles d'hystérésis magnétique, à savoir le modèle de *Rayleigh*, le modèle de *Frôlich*, le modèle de *Preisach*, et le modèle de *Jiles-Atherton*, en se basant sur ce dernier car c'est le modèle qu'on utilisera dans la suite de notre travail.

### III.1. Développement des modèles

La dernière période de la recherche sur le magnétisme est caractérisée par le développement de différents modèles basés sur une approche soit mathématique ou physique. Dans le tableau (III.1) nous allons présenter un aperçu historique sur le développement des modèles de l'hystérésis :

Tableau (III.1) Aperçu historique sur le développement des modèles de l'hystérésis [9].

Années	Développement des modèles
1887	<i>L. Rayleigh</i> propose un modèle de l'hystérésis pour les matériaux ferromagnétiques.
1897-1903	<i>Duhem</i> publié un article sur la représentation du processus dynamique du phénomène de l'hystérésis par une équation différentielle.
1906	La théorie de <i>Langevin</i> est basée sur le calcul de l'aimantation des microstructures d'un matériau paramagnétique, (il suppose qu'il n'y a pas d'interactions entre les moments dans un matériau paramagnétique).
1907	<i>P. Weiss</i> corrige la théorie de <i>Langevin</i> (il déduit que le champ effectif appliqué sur l'électron peut s'écrire : $H_e = H + \alpha M$ ).
1908	<i>Heisenberg</i> explique la théorie de <i>Weiss</i> en terme de mécanique quantique.
1916	<i>P. Weiss</i> et <i>Freudenreich</i> proposent un nouveau modèle de l'hystérésis d'un matériau ferromagnétique.
1935	Le modèle de <i>Preisach</i> étudie la production de l'hystérésis (il a essayé de perfectionner le modèle de <i>Weiss</i> ).
1970	<i>Chua et Stromsmoe</i> présentent la première expérience pour modéliser un cycle d'hystérésis avec un circuit électrique.
1971	<i>Bouc</i> présente une forme fonctionnelle pour donner une description mathématique de l'hystérésis.
1972	Le modèle de <i>Chua et Stromsmoe</i> a été amélioré par les travaux de <i>Chua et Bass</i> .
1974	<i>Charap</i> propose un circuit de deux branches avec des résistances linéaires et des inductances non-linéaires.
1975	<i>Semlyen et Castro</i> proposent un modèle hyperbolique pour la saturation qui une fois décalée dans deux directions (parallèle à la pente saturée), donne une représentation de l'hystérésis.
1977	<i>O'Kelly</i> présente une fonction exponentielle pour modéliser le cycle d'hystérésis.
1978-1979	<i>Newbury</i> présente un modèle de boucle d'hystérésis pour l'acier à 3% de silicium à grain orienté avec la forme carrée.
1981	<i>Dick et Watson</i> proposent deux modèles basés sur les observations dérivées des essais, un modèle basé sur des fonctions hyperboliques et l'autre emploie plusieurs branches en série avec les sources du courant.
1982	<i>Burais et Grellet</i> présentent une fonction raisonnable pour modéliser le cycle d'hystérésis par les deux méthodes : (les éléments finis et les différences finies). <i>Zaher et Shobeir</i> présentent un modèle avec simulation sur ordinateur.
1983	<i>Jiles et Atherton</i> présentent un modèle dérivé des propriétés physiques, c.-à-d., les dipôles magnétiques, et le mouvement de <i>Weiss</i> et la rotation des domaines.
1985	<i>Seigneur</i> représente l'hystérésis, avec l'utilisation de série de Fourier.
1988	<i>Green et Gross</i> présentent un modèle de l'hystérésis avec l'étude des harmoniques.
1989	<i>Rajakovic et Semlyen</i> utilisent un polynôme pour la représentation de cycle d'hystérésis dans le domaine harmonique.
1990	<i>Joosten</i> représente un modèle très simple se compose des lignes droites avec deux pentes.
1993-1995	<i>Dolinar</i> représente un modèle d'approximation polynomiale. <i>Jiles-Atherton</i> développent le modèle de <i>Langevin</i> paramagnétiques à travers la théorie de <i>Weiss</i> .
2001	Le modèle de <i>Chua</i> est appliqué dans l'analyse du circuit magnétique basée sur les éléments finis.
2003	<i>Kawashima et Enokizono</i> publient sur l'analyse du champ magnétique d'un noyau de ferrite avec modèle de <i>Chua</i> .
2004	Le modèle de <i>Chua</i> est appliqué dans les problèmes électromagnétiques inverses avec la visualisation du champ.
2005	<i>Endo, Takagi et Saito</i> publient sur le calcul magnétique du champ à partir de la force magnétomotrice.

## III.2. Les modèle analytique

### III.2.1. Modèle de Rayleigh

Lord Rayleigh (1842-1919) suppose que pour des échantillons soumis à un faible champ magnétique, la perméabilité magnétique sur la courbe de première aimantation peut être représentée par les deux premiers termes d'un polynôme de puissance croissante comme suit:

$$\mu(H) = \mu_{in} + \eta H \quad (\text{III.1})$$

$\mu_{in}$  : est la perméabilité initiale.

$\eta$  : est la constante de Rayleigh.

A partir de l'équation (III.1), on peut déduire la relation entre  $B$  et  $H$  :

$$B = \mu_{in} H + \frac{1}{2} \eta H^2 \quad (\text{III.2})$$

Avec

$$B_{rev} = \mu_{in} H \quad (\text{III.3})$$

Et

$$B_{irev} = \frac{1}{2} \eta H^2 \quad (\text{III.4})$$

Où  $B_{rev}$  , et  $B_{irev}$  sont les composantes réversible, et irréversible de l'induction respectivement.

Sous l'effet d'un champ d'excitation sinusoïdale  $H$  (figure (2.2.a)), l'induction magnétique  $B$  sera décrite par :

*Si le champ magnétique  $H$  est croissant :*

$$B = \mu_{in} (H - H_{max}) + \frac{\eta}{2} (H + H_{max})^2 - B_{max} \quad (\text{III.5})$$

*Si le champ magnétique est décroissant :*

$$B = \mu_{in} (H - H_{max}) - \frac{\eta}{2} (H + H_{max})^2 + B_{max} \quad (\text{III.6})$$

Avec :

$$B_{max} = \mu_{in} H_{max} + \eta H_{max}^2 \quad (\text{III.7})$$

A partir de l'équation (III.5) et l'équation (III.6), on peut déduire la formulation du modèle de *Rayleigh*, en affectant au deuxième terme un signe (+) pour la branche ascendante et un signe (-) pour la branche descendante du cycle d'hystérésis. Le modèle sera décrit alors par :

$$B = (\mu_{in} + \eta H_{max}) \pm \frac{\eta}{2} (H^2 - H_{max}^2) \quad (\text{III.8})$$

Les paramètres de ce modèle ( $\eta, \mu_{in}$ ) sont déterminés par :

$$\eta = \frac{2B_r}{H_{max}^2} \quad (\text{III.9})$$

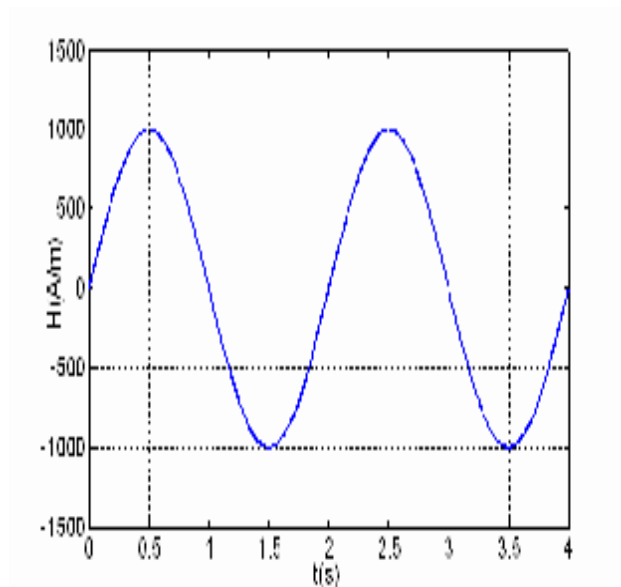
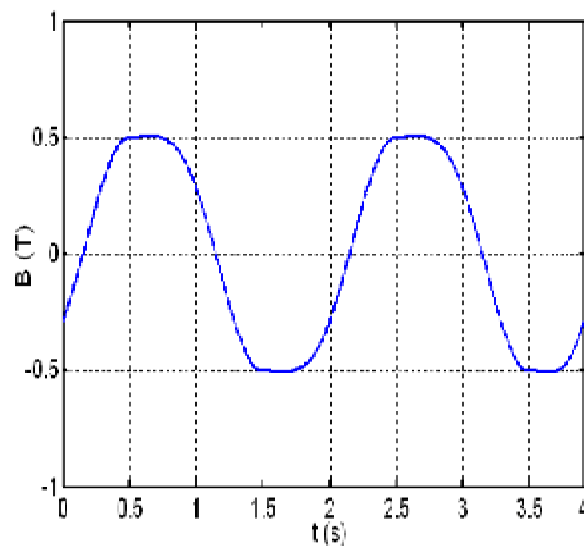
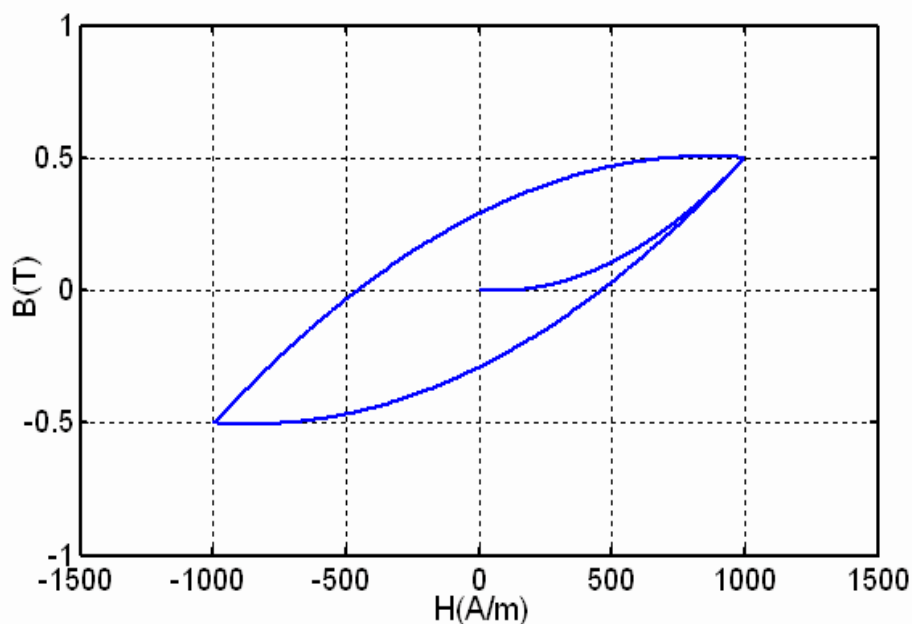
Avec :

$B_r$  : induction rémanente

La perméabilité initiale est donnée par :

$$\mu_{in} = \frac{B_{max}}{H_{max}} - \eta H_{max} \quad (\text{III.10})$$

A partir de l'équation (III.8), on peut représenter le cycle d'hystérésis sur la figure (III.3), pour une évolution temporelle du champ magnétique représentée par la figure(III.1), et une évolution temporelle de l'induction donnée par la figure(III.2). Ce test est effectué avec les données suivantes :  $H_{max}=1000(\text{A/m})$ ;  $B_{max}= 0.5\text{T}$ ;  $B_r=0.29\text{T}$ . [9,14].

Figure (III.1): Champ d'excitation  $H = f(t)$  [9]Figure(III.2) : Induction magnétique  $B = f(t)$  [9]

Figure(III.3): Cycle d'hystérésis avec le modèle de Rayleigh [9].

### *Avantage*

Il est caractérisé par une simplification d'intégration dans un calcul numérique.

### *Inconvénients*

Ce modèle n'a pas le pouvoir de décrire le phénomène de saturation, de plus il prend toujours la forme elliptique [9].

### III.2.2. Modèle de Frôlich

Ce modèle est conçu pour décrire la courbe de première aimantation en agissant sur deux paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ . Il est donné comme suit:

$$B(H) = \frac{H}{\alpha + \beta|H|} \quad (\text{III. 11})$$

*Akbaba* a réussi à introduire le champ coercitif pour la description du cycle majeur de plus il a amélioré la précision de la courbe de première aimantation en considérant deux modèles dont l'un exploité avant le point de saturation et l'autre une fois que la saturation est atteinte. Il ne décrit pas cependant les cycles mineurs;[14].

$$B(H) = \frac{H}{a_1 + b_1|H|} \quad \text{si } B \leq B_s \quad (\text{III. 12})$$

$$B(H) = \frac{H - H_s}{a_2 + b_2|H|} \quad \text{si } B > B_s \quad (\text{III. 13})$$

Pour les matériaux ferromagnétiques le champ coercitif a été intégré dans ce modèle comme suit :

- **Branche montante**

Elle est donnée par l'équation suivante:

$$B(H) = \frac{H + H_c}{\alpha + \beta|H - H_c|} \quad (\text{III. 14})$$

- **Branche descendante**

Elle est donnée par l'équation suivante

$$B(H) = \frac{H - H_s}{\alpha + \beta|H + H_c|} \quad (\text{III. 15})$$

**Détermination de  $\alpha$  et  $\beta$** 

$$\alpha = H_c \left( \frac{1}{B_r} - \frac{1}{B_s} \right) \quad (\text{III.16})$$

$$\beta = \frac{1}{B_s} \quad (\text{III.17})$$

On utilise les équations (III.11), (III.15) et (III.16) pour représenter la courbe de première aimantation et le cycle d'hystérésis (figure (III-4)). Avec :  $B_s=1.9T$ ,  $H_c=1000A/m$  et  $H_s=6000A/m$ , [9,14].

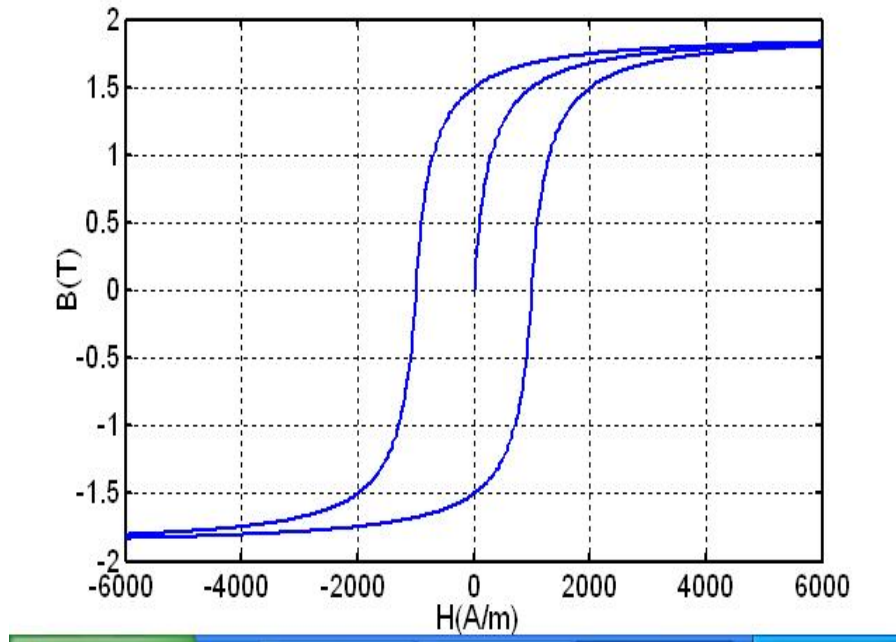


Figure (III-4) : Cycle d'hystérésis généré par le modèle de Frôlich [8].

**Avantages**

Les modèles de type *Frôlich* donnent une approximation du phénomène de saturation ainsi qu'une représentation du cycle majeur.

**Inconvénients**

Ils sont basés seulement sur une représentation mathématique des courbes d'hystérésis. Ainsi, ces modèles ne peuvent décrire un certain nombre de phénomènes physiques (les cycles mineurs...) associés à l'hystérésis magnétique, [9].

### III.3. Les modèles physiques

#### III.3.1. Modèle d'hystérésis de Preisach

Le modèle de Preisach est un modèle phénoménologique proposé par le physicien allemand Frederick Preisach en 1935 pour décrire le phénomène de dissipation d'énergie par hystérésis. Aujourd'hui encore il fait l'objet de nombreuses études pour étendre son domaine d'application. Il est en particulier très utilisé dans le domaine du magnétisme pour la description des matériaux ferromagnétiques [15].

#### Principe du modèle

Dans le modèle scalaire de *Preisach*, le matériau magnétique est subdivisé en toutes petites entités magnétiques indépendantes, chaque entité magnétique possède l'état d'aimantation (cycle élémentaire) représenté sur la figure (III.5).

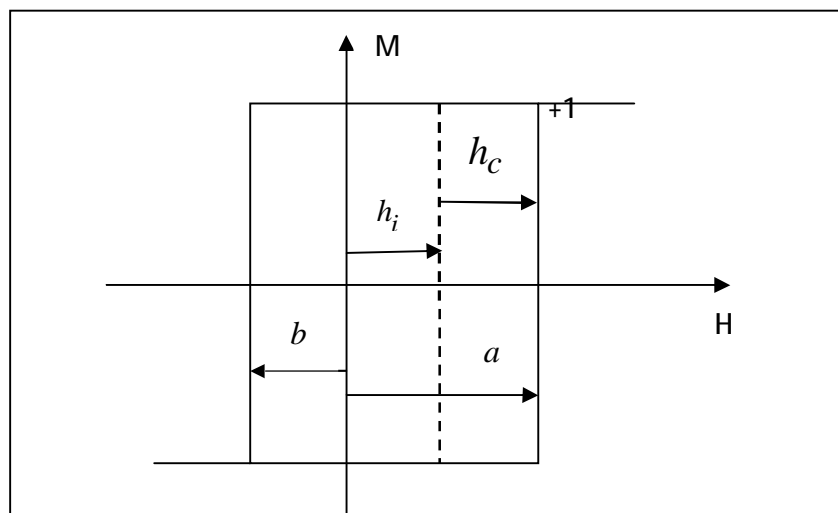


Figure (III.5): Etats d'aimantation d'une entité magnétique de Preisach [12].

Le cycle est caractérisé par les champs de basculement haut et bas respectivement  $a$  et  $b$ , avec  $a \geq b$ , pour lesquels il y a transition irréversible de l'état ( $M = -1$ ) vers l'état ( $M = +1$ ) lorsque le champ augmente vers  $H = a$ , et de l'état ( $M = +1$ ) vers l'état ( $M = -1$ ) lorsque le champ diminue pour atteindre  $H = b$ . Le cas  $a = b$  correspond à un processus réversible. La non symétrie du cycle élémentaire par rapport à  $H=0$ , est sorte d'approximation de l'influence des domaines adjacents qui

vont créer un champ résiduel connu par *champ d'interaction*,  $h_i$  au niveau du domaine en question. A cet effet, le cycle possède une largeur de  $2h_c$ , où  $h_c$  est le champ coercitif.

La détermination de l'aimantation du matériau, nécessite une connaissance complète de la distribution statistique des cycles élémentaires. Cette distribution est appelée généralement *fonction de distribution de Preisach*, et peut être déterminée expérimentalement ou analytiquement. Elle est indépendante de l'état magnétique du matériau. L'aimantation  $M(t)$ , résultant de l'application du champ  $H(t)$  à l'instant  $t$ , s'écrit alors:

$$M(t) = \iint p(a, b) \cdot \Phi_{ab}[H(t)] \cdot da \cdot db \quad (\text{III. 18})$$

$p(a, b)$ , représente la fonction de distribution de *Preisach*,  $\Phi_{ab}[H(t)]$  l'opérateur associé à l'entité magnétique en admettant que les champs de basculement  $a$  et  $b$  valent (+1) dans l'état positif et (-1) dans l'état négatif.

Plusieurs expressions analytiques ont été utilisées pour représenter l'approximation de la fonction de distribution de *Preisach*. Une de ces expressions est la fonction de *Lorentz*:

$$p(a, b) = \frac{K}{\left(1 + \left(\frac{a}{h_c} - 0.5\right)^2\right) \left(1 + \left(\frac{b}{h_c} + 0.5\right)^2\right)} \quad (\text{III. 19})$$

Avec

$H_c$ : le champ coercitif.

$K$ : un coefficient de régulation.

### Définition géométrique

Le domaine de définition de la fonction de distribution de *Preisach*  $p(a, b)$  est représenté par un triangle de surface  $S$  limité par la droite  $a=b$ ,  $a=H_s$  et  $b=-H_s$  dans le plan formé par les deux axes (Oa) et (Ob). Ce plan est appelé le plan de *Preisach* (figure (III.6)).

La surface  $S$  est divisée en deux parties  $S^{(+)}$  et  $S^{(-)}$ , séparées par une frontière  $L(t)$  variable dans le temps. Elles représentent respectivement les opérateurs  $\Phi_{ab}$  dans l'état (+1) et dans l'état (-1). En tenant compte de cette subdivision du plan de *Preisach*, l'expression de l'aimantation totale s'écrit:

$$M(t) = \iint p(a, b). da. db - \iint p(a, b). da. db \quad (\text{III. 20})$$

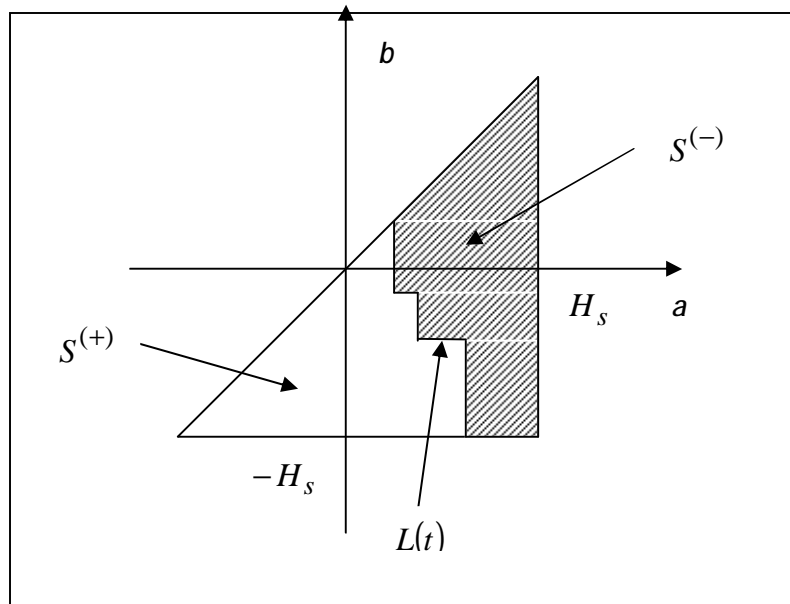


Figure (III-6): Plan de Preisach [12].

D'après l'équation (III.20), l'aimantation du matériau dépend uniquement de la répartition du domaine  $S$ , ou plus exactement de la frontière  $L(t)$  séparant  $S^+(t)$  de  $S^-(t)$ . C'est une frontière qui contient implicitement *l'histoire du matériau*. Elle varie selon l'évolution du champ magnétique appliqué; [12].

La figure (III-7) montre le cycle d'hystérésis de *Preisach* pour une approximation de la fonction de distribution par la fonction de *Lorentz*.

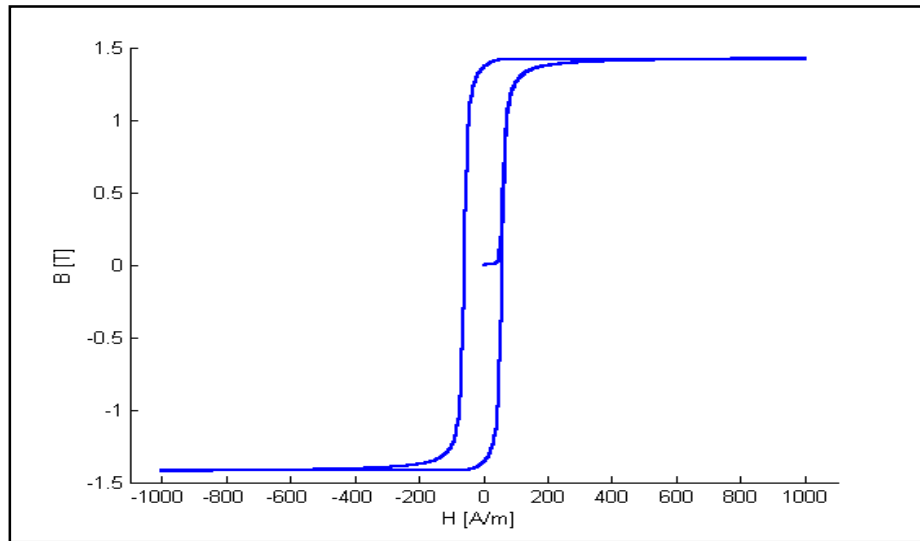


Figure (III-7): Cycle d'hystérésis de Preisach [12].

#### *Avantages*

- Le plus complet sur les plans mathématique et phénoménologique.
- Etudie le phénomène de saturation et la représentation des cycles d'hystérésis mineur et majeur.
- Le plus utilisé dans la modélisation des matériaux magnétiques.

#### *Inconvénients*

- Le problème principal du modèle de *Preisach* réside dans la détermination de la fonction de distribution [9].

### **III.3.2. Modèle de Jiles-Atherton**

Le modèle de Jiles-Atherton est un modèle qui, décrit l'origine du phénomène d'hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques à partir d'une approche physique, Cette description est essentiellement basée sur des considérations énergétiques liées aux déplacements de parois au sein du système magnétique; [15].

#### ***III.3.2.1. Aimantation anhystérétique***

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

$$M = M_s \left( \coth \frac{H}{a} - \frac{a}{H} \right), \quad a = \frac{kT}{\mu_0} \quad (\text{III. 21})$$

Où  $M_s$  est l'aimantation spontanée (à saturation) du matériau correspond à l'alignement des moments suivant le champ appliqué  $H$  et  $a$  un paramètre équivalent à un champ magnétique relié à l'énergie d'agitation thermique selon les statistiques de *Boltzmann* ; [12].

Dans les matériaux ferromagnétiques, *Weiss* avait découvert que les interactions entre moments magnétiques voisins donnent lieu à un champ magnétique  $H_m$  proportionnel à l'aimantation, dont l'effet s'ajoute à celui du champ extérieur  $H$ , et donc le champ agissant sur les moments est un effectif  $H_e$  exprimé par:

$$H_e = H + \alpha M \quad (\text{III. 22})$$

Où le terme  $\alpha M$  représente le champ d'interaction et  $\alpha$  le facteur de correction de *Weiss* représentant le couplage entre domaines et peut être déterminé expérimentalement; [15,16].

En remplaçant  $H_e$  au lieu de  $H$  dans la fonction de *Langevin*, on obtient la fonction de *Langevin* modifiée qui donne l'expression de l'aimantation en tenant compte que de la réponse au champ magnétique et la valeur moyenne des interactions entre domaines sous forme de champ moyen  $\alpha M$ , ce modèle ignore la possibilité de changement de l'aimantation sous l'effet du mouvement des parois freiné par les sites d'épinglage. Il décrit le cas idéal d'un cristal parfait dont les parois des domaines ne rencontrent aucune résistance et se déplacent librement pour atteindre l'équilibre thermodynamique. Ainsi, la courbe obtenue par cette expression est la courbe d'aimantation idéale, connue souvent par l'aimantation *anhystérique*;[12,16].

L'expression de l'aimantation *anhystérique* aura donc la forme suivante :

$$M_{an} = M_s \left( \coth \frac{H + \alpha M}{a} - \frac{a}{H + \alpha M} \right) \quad (\text{III. 23})$$

La courbe de première aimantation d'un ferromagnétique se situe toujours au dessous de la courbe *anhystérique*, et s'approche asymptotiquement d'elle dans la région des champs forts. Dans cette région l'aimantation est bien représentée par l'équation (III.23); [12].

### III.3.2.2. Epingleage des parois des domaines

En considérant  $m$  et  $m'$ , les moments magnétiques par unité de volume de deux domaines adjacents,  $m$  étant aligné suivant le champ d'excitation  $H$  et  $m'$  faisant un angle quelconque  $\theta$  avec  $H$ .

Si  $\varepsilon_\pi$  est l'énergie d'épingleage pour  $\theta = 180^\circ$ , alors :

$$\varepsilon_\pi = \frac{1}{2} \varepsilon_\pi (1 - \cos\theta) \quad (\text{III. 24})$$

L'énergie d'épingleage moyenne sera donnée par :

$$\langle \varepsilon_{epin} \rangle = \frac{1}{2} \langle \varepsilon_\pi \rangle (1 - \cos\theta) \quad (\text{III. 25})$$

Où:  $\langle \varepsilon_\pi \rangle$  est l'énergie d'épingleage moyenne au niveau des sites à  $\theta = 180$  entre les moments magnétiques des domaines adjacents.

La densité d'énergie pour un déplacement de paroi d'un domaine, de région  $A$ , d'une distance  $x$  est donnée par :

$$dE = \frac{\mu_0 n \langle \varepsilon_\pi \rangle}{2} (1 - \cos\theta) AdX \quad (\text{III. 26})$$

Où  $n$  est la densité moyenne des sites d'épingleage

La variation de l'aimantation étant donnée par :

$$dM = m(1 - \cos\theta) AdX \quad (\text{III. 27})$$

En remplaçant(III.27) dans(III.26) et mettant  $k = \frac{n \langle \varepsilon_\pi \rangle}{2m}$ , on obtient:

$$dE = \mu_0 k dM \quad (\text{III. 28})$$

Sachant que l'aimantation est fonction du champ appliqué c'est-à-dire  $dM = dM(H)$ , les pertes d'énergie par unité de volume générées par le déplacement des parois peuvent être exprimées par:

$$dE = \mu_0 k \delta \frac{dM}{dH} dH \quad (\text{III. 29})$$

Où  $k$  est le coefficient d'épingleage, et  $\delta$  un paramètre directionnel peut prendre la valeur (+1) pour  $H$  croissant

$\frac{dH}{dt} > 0$ , et la valeur (-1) pour  $H$  décroissant  $\frac{dH}{dt} < 0$  ; [17,12].

### III.3.2.3. Aimantation irréversible

La composante irréversible représente le déplacement irréversible des parois et des domaines magnétiques [8], elle peut être déterminée à partir de l'équilibre énergétique pendant le processus d'aimantation comme suit:

Dans un processus d'aimantation et en absence des pertes par hystérésis, la variation de l'énergie magnétique doit être égale à l'énergie totale fournie au matériau, et l'aimantation suivra la caractéristique anhystérétique  $M_{an}(H)$  donnée par la fonction de *Langevin* modifiée. Le bilan énergétique dans ce cas est exprimé par:

$$\mu_0 \int M_{an}(H) dH = \mu_0 \int M dH \quad (\text{III. 30})$$

En présence de l'hystérésis due au déplacement des parois, l'équilibre énergétique sera exprimé par:

$$\mu_0 \int M_{an}(H) dH = \mu_0 \int M dH + \mu_0 \int k\delta \frac{dM}{dH} dH \quad (\text{III. 31})$$

De l'équation (III.31) on peut écrire la relation reliant l'intensité du champ magnétique à l'aimantation:

$$M_{an}(H) = M + k\delta \frac{dM}{dH} \quad (\text{III. 32})$$

En tenant compte de l'interaction entre domaines magnétiques à travers le champ effectif de *Weiss* donné par l'équation (III.22), et à partir de l'équation (III.32), la composante irréversible de l'aimantation sera définie par l'équation différentielle suivante:

$$M_{an}(H_e) = M_{irr} + k\delta \frac{dM}{dH_e} \quad (\text{III. 33})$$

En dérivant (III.33) par rapport à  $H$ , la formulation différentielle (susceptibilité différentielle) de la composante irréversible prend la forme:

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an}(H_e) - M_{irr}}{k\delta - \alpha \cdot (M_{an}(H_e) - M_{irr})} \quad (\text{III. 34})$$

### III .3.2.4. Aimantation réversible

La composante réversible représente la translation réversible des parois et la rotation réversible des domaines (rotation de l'aimantation) Après quelques considérations énergétiques sur la

déformation d'une paroi et pour de petits déplacements, *Jiles* et *Atherton* montrent que l'aimantation réversible est proportionnelle à la différence entre l'aimantation anhystérétique et l'aimantation irréversible:

$$M_{rev} = c(M_{an}(H_e) - M_{irr}) \quad (\text{III.35})$$

Où  $c$  est le coefficient de réversibilité. Et la constante  $k$  est liée à la densité d'énergie moyenne d'ancrage des parois [15].

### III.3.2.5. Aimantation totale

L'aimantation totale est la somme des composantes réversibles et irréversibles

$$M = M_{irr} + M_{rev} \quad (\text{III.36})$$

Avec  $M_{irr}$  et  $M_{rev}$  définis par les expressions (III.34) et (III.35). En recombinaison l'équation (III.35) dans l'expression de l'aimantation totale, nous pouvons écrire :

$$M = M_{irr} + M_{rev} = (1 - c)M_{irr} + cM_{an}(H_e) \quad (\text{III.37})$$

D'après (III.37), la susceptibilité différentielle totale  $dM/dH$  s'écrit:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH} + c \left( \frac{dM_{an}(H_e)}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right) \quad (\text{III.38})$$

En tenant compte de l'équation (III.35), la formulation différentielle de l'aimantation totale s'écrit:

$$\frac{dM}{dH} = (1 - c) \frac{M_{an}(H_e) - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an}(H_e) - M_{irr})} + c \frac{dM_{an}(H_e)}{dH} \quad (\text{III.39})$$

### III.3.3. Le Modèle inverse de J-A [17]

Dans cette procédure de calcul, l'induction magnétique  $B$  est connue avant le champ magnétique  $H$ , son intérêt réside dans les formulations en potentiel vecteur magnétique pour

l'intégration directe dans un code de calcul par éléments finis. L'expression de l'aimantation

totale est dérivée par rapport à  $B$ .

Les expressions de  $B$  et de  $\frac{dM_{irr}}{dH_e}$  sont données par

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta} \quad (III.40)$$

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (III.41)$$

On dérive l'équation (III, 37) par rapport à  $B_e$

$$\frac{dM}{dB_e} = (1 - c) \frac{dM_{irr}}{dB_e} + c \frac{dM_{an}}{dB_e} \quad (III.42)$$

On écrit chaque terme de l'équation différentielle(III.42)

$$\frac{dM}{dB_e} = \frac{dM}{dB} \cdot \frac{dB}{dB_e} \quad (III.43)$$

On utilise  $B_e = \mu_0 H_e$ , les équation(III.22) et (III.41) donne

$$B = B_e - \mu_0 \alpha M + \mu_0 M \quad (III.44)$$

On dérive (III.44) par rapport à  $B_e$  et on remplace dans (III.43)

$$\frac{dM}{dB_e} = \frac{dM/dB}{1 - \mu_0(1 - \alpha) \frac{dM}{dB}} \quad (III.45)$$

Le terme  $\frac{dM_{an}}{dB_e}$

$$\frac{dM_{an}}{dB_e} = \frac{dM_{an}}{dH_e} \cdot \frac{dH_e}{dB_e} \quad (III.46)$$

$$\frac{dH_e}{dB_e} = \frac{1}{\mu_0} \quad (III.47)$$

$$\frac{dM_{an}}{dB_e} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{dM_{an}}{dH_e} \quad (III.48)$$

Le terme  $\frac{dM_{an}}{dH_e}$  dans (III.48) est obtenu par la dérivé de (III.23) par rapport à  $H_e$ , après avoir remplacer  $H + \alpha M$  par  $H_e$

$$\frac{dM_{an}}{dH_e} = \frac{M_s}{a} \left[ 1 - \left( \coth \frac{H_e}{a} \right)^2 + \left( \frac{a}{H_e} \right)^2 \right] \quad (III.49)$$

Le terme  $\frac{dM_{irr}}{dB_e}$

On peut écrire

$$\frac{dM_{irr}}{dB_e} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \cdot \frac{dH_e}{dB_e} \quad (III.50)$$

Avec (III.49) donne

$$\frac{dM_{irr}}{dB_e} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{dM_{irr}}{dH_e} \quad (III.51)$$

On remplace (III.40) dans (III.51)

$$\frac{dM_{irr}}{dB_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{\mu_0 k \delta} \quad (III.52)$$

Avec  $\delta=1$  pour  $\frac{dB}{dt} > 0$  et  $\delta=-1$  pour  $\frac{dB}{dt} < 0$

Finalement on écrit (III.42) en utilisant(III.45) et(III.51), on tire  $\frac{dM}{dB}$

Ce qui donne la principale équation pour la procédure inverse de modèle de *Jiles-Atherton*

$$\frac{dM}{dB} = \frac{(1-c) \frac{dM_{irr}}{dB_e} + \frac{c}{\mu_0} \cdot \frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 + c(1-\alpha) \frac{dM_{an}}{dH_e} + \mu_0(1-c)(1-\alpha) \frac{dM_{irr}}{dB_e}} \quad (III.53)$$

### III.3.2.Procédure de calcul de $H(t)$ à partir de $B(t)$

La procédure de calcul de  $H(t)$  à partir de  $B(t)$  par la méthode d'*Euler* est représentée par la figure (III.8).

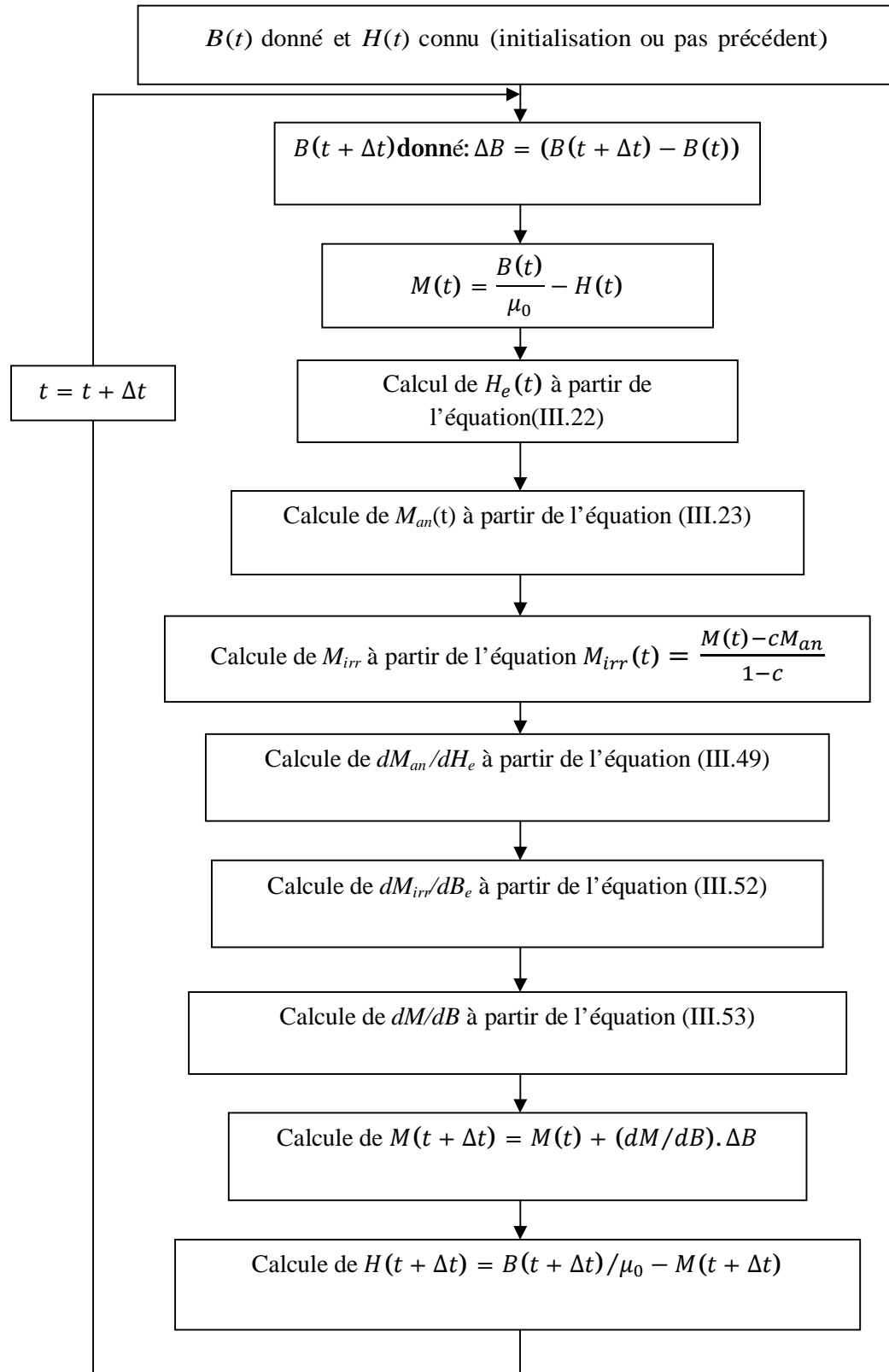


Figure (III.8) : procédure de calcul du modèle inverse de J-A [15].

Dans les deux cas (cas du modèle original ou inverse de  $J-A$ ), les cinq paramètres  $c$ ,  $a$ ,  $k$ ,  $\alpha$  et  $M_{sat}$  doivent être déterminés à partir de mesures expérimentales. Il est important de noter que les paramètres du modèle de Jiles-Atherton sont théoriquement les mêmes quelque soit le modèle utilisé (directe ou inverse). On résume les significations physiques des paramètres dans le tableau (III.2).

**Tableau(III.2): Les significations physiques et les unités pour les différents paramètres de modèle de Jiles-Atherton [12 ,15].**

Les paramètres	Les unités	Les propriétés physiques
$c$	sans unité	Coefficient de réversibilité
$a$	A/m	Facteur de forme pour $M_{an}$
$k$	A/m	Lié aux pertes par hystérésis
$\alpha$	sans unité	Lié à l'interaction entre les domaines
$M_{sat}$	A/m	Aimantation à saturation

### III.4. Simulation numérique de l'hystérésis par le modèle inverse de J-A

Le modèle d'hystérésis de JA est basé sur des considérations physiques lors du processus d'aimantation et par conséquent il est considéré comme un modèle physique de l'hystérésis magnétique possédant les avantages et les inconvénients suivants:

#### *Avantages*

- Le modèle de *Jiles* est certainement le modèle le plus complet déjà rencontré. Il est valable pour une modélisation statique et dynamique pour les matériaux présentant le phénomène d'hystérésis. Sa base théorique lui permet de tenir compte de l'aspect microscopique du phénomène. Ce modèle est formulé par une équation différentielle ordinaire du premier ordre. Et il est caractérisé seulement par cinq paramètres. La détermination de ces paramètres est possible en utilisant seulement un cycle d'hystérésis expérimental qui atteint bien la saturation.

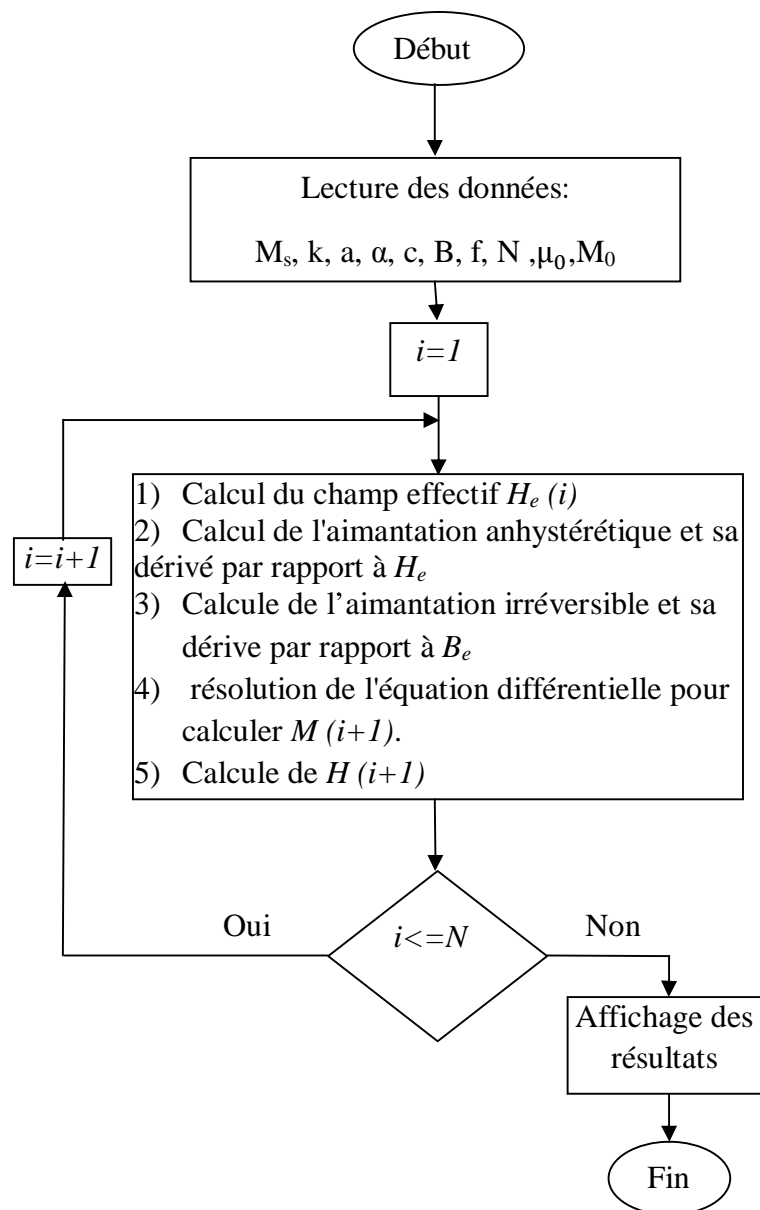
#### *Inconvénients*

- L'identification des paramètres et la génération des cycles dynamiques sont difficiles à réaliser.
- Comportement non physique du modèle au niveau des points maximaux.
- Asymétrie et/ou cycles non fermés si la saturation n'est pas atteinte, [9].

Dans les paragraphes suivants nous allons présenter le développement d'un programme pour la simulation du modèle de JA par la procédure inverse, en utilisant la méthode d'*Euler* et les résultats obtenus sous l'environnement *MATLAB*.

#### III.4.1. Organigramme de résolution

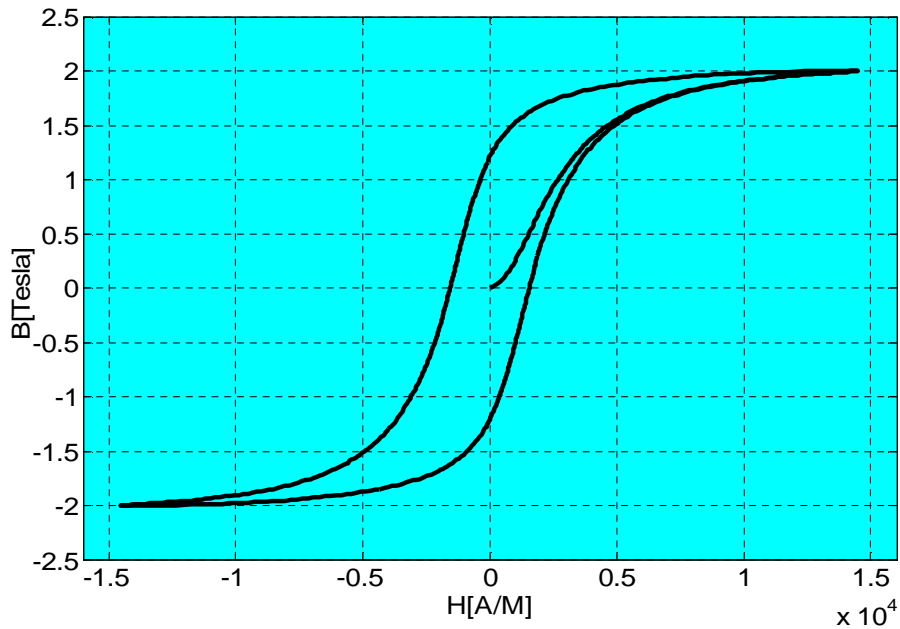
La simulation du modèle de *Jils-Atherton* sous environnement *MATLAB* a été effectuée selon l'organigramme de la figure (III.9). Les données constituées des cinq paramètres du modèle ( $M_s$ ,  $a$ ,  $k$ ,  $\alpha$ ,  $c$ ), l'induction magnétique appliqué ( $B$ ), le nombre d'itérations ( $N$ ) et l'aimantation initiale ( $M_0$ ) sont fournies au programme. Ensuite, pour chaque itération le programme calcule le champ effectif ( $H_e(i)$ ), l'aimantation anhystérétique ( $M_{an}(i)$ ) et sa dérivée et résout l'équation différentielle pour avoir l'aimantation suivante ( $M(i+1)$ ). Si le nombre d'itérations est atteint, le programme affiche les résultats, si non, il reprend le calcul pour l'itération suivante.



Figure(III.9): Organigramme de calcul du modèle inverse de JA.

### III.4.2. Résultats de simulation

L'exécution du programme a donné le cycle de la figure (III.10) pour les paramètres suivants:  $M_s=1.7.10^6$  A/m  $a=1000$  A/m,  $k=2000$  A/m  $\alpha=0.001$ ,  $c=0.1$ , et une induction d'excitation sinusoïdale d'amplitude maximale  $B_{max}=2$  Tesla et de fréquence  $f=50$  Hz, pour un nombre d'itération  $N=1500$



*Figure (III.10) : Cycle de programmation*

### **III.4.3. 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 montrer l'effet des paramètres du modèle inverse de JA sur l'allure du cycle d'hystérésis, nous allons exécuter le programme de simulation pour des vecteurs paramètres différents, en variant le paramètre concerné et en fixant les autres paramètres[12].

- **Effet du paramètre  $k$**

On fixe  $M_s = 1.7 \cdot 10^6$  A/m,  $a = 1000$  A/m,  $\alpha = 0.001$ ,  $c = 0.1$ , en variant  $k$  ( $k = 1000$ ,  $k = 2000$ ). On exécute le programme de simulation pour les deux valeurs de  $k$  et on obtient les figures (III.11.a) pour  $k = 1000$ , et (III.11.b) pour  $k = 2000$ .

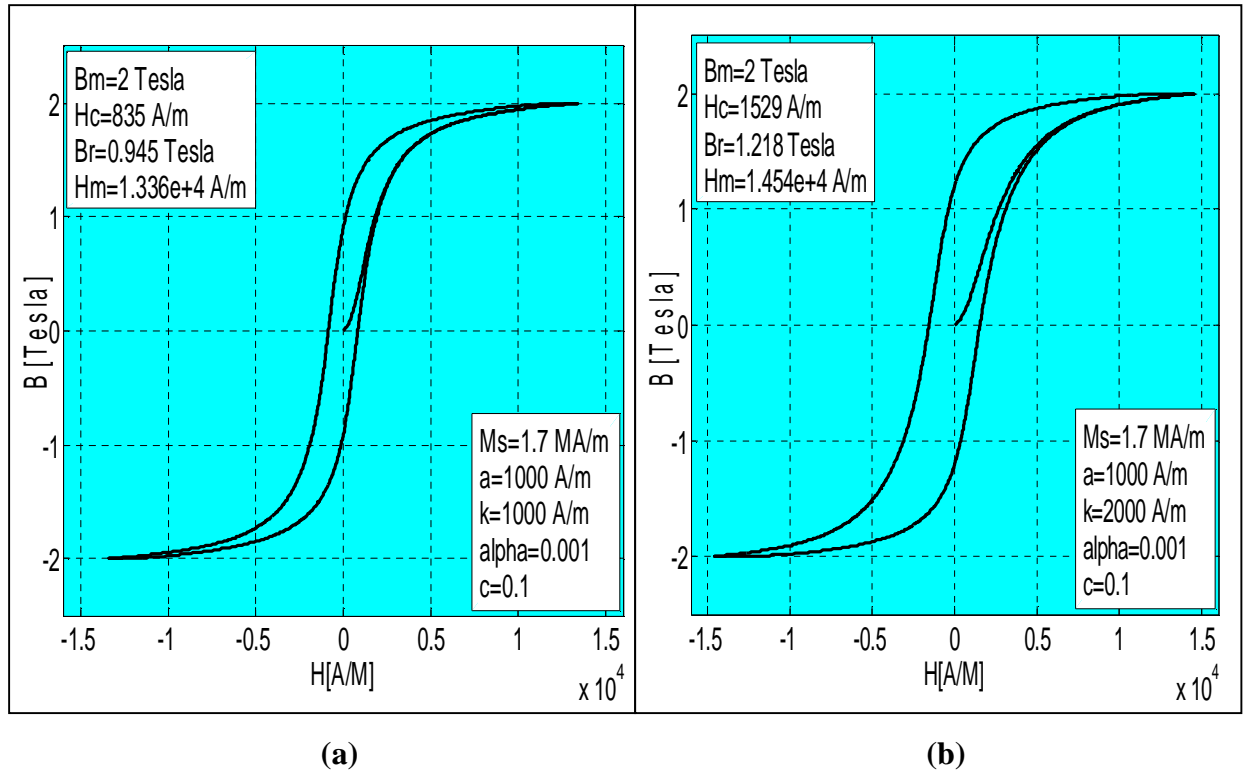
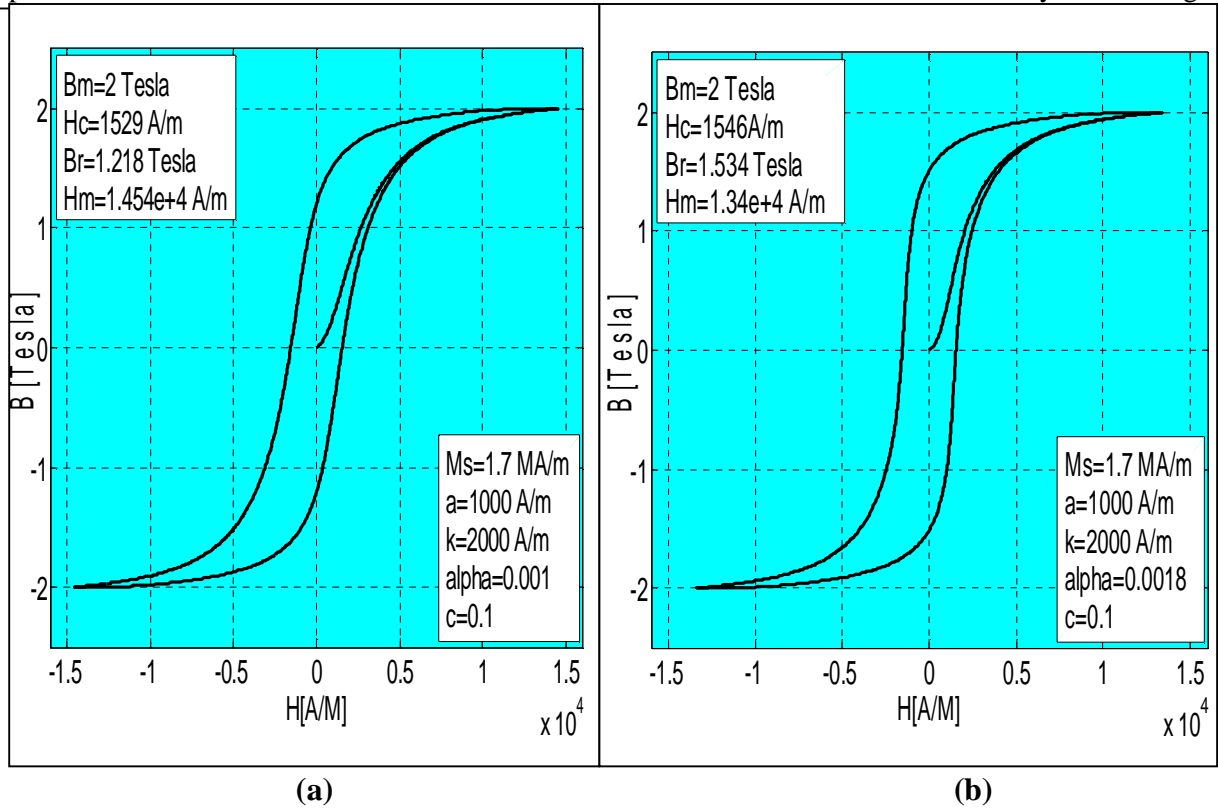


Figure (III.11): Effet du paramètre  $k$  sur le cycle d'hystérésis du modèle inverse de JA.

On voit que l'augmentation de  $k$ , traduit par une augmentation du champ maximal ainsi qu'une augmentation importante du champ coercitif et de l'induction rémanente. En effet, ce paramètre agit fortement sur le champ coercitif et l'induction rémanente. Donc il caractérise la largeur du cycle.

- **Effet du paramètre  $a$**

On fixe  $M_s=1.7 \cdot 10^6$  A/m,  $a=1000$  A/m,  $k=2000$  A/m,  $c=0.1$ , en variant  $\alpha$  ( $\alpha=0.001$ ,  $\alpha=0.0018$ ). On exécute le programme de simulation pour les deux valeurs de  $\alpha$  et on obtient les figures (III.12.a) pour  $\alpha=0.001$ , et (III.12.b) pour  $\alpha=0.0018$ .

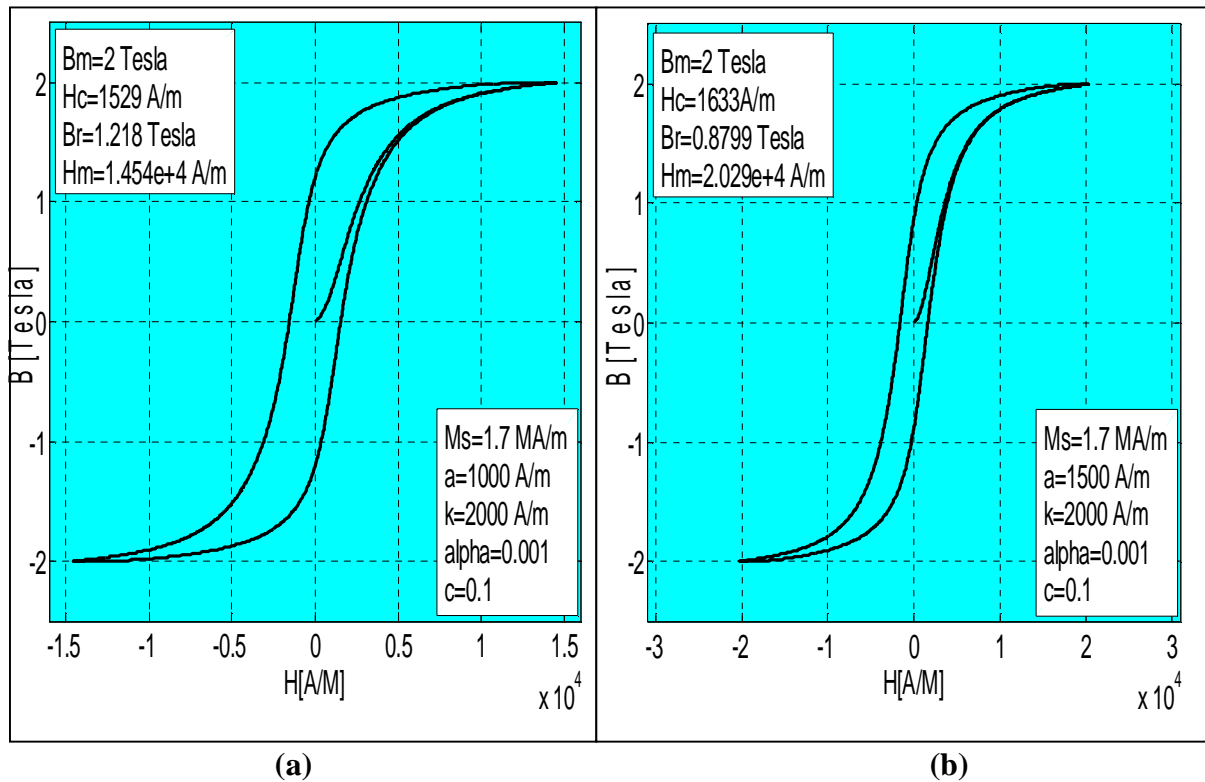


**Figure (III.12): Effet du paramètre  $\alpha$  sur le cycle d'hystérésis du modèle inverse de JA**

L'exécution de programme de simulation pour les deux valeurs de  $\alpha$  nous a permis de voir l'effet de ce paramètre sur le cycle d'hystérésis. En effet, pour une légère augmentation de  $\alpha$ , on remarque une augmentation du champ coercitif, une augmentation importante de l'induction rémanente, ainsi qu'une diminution du champ maximal. Cette sensibilité du cycle d'hystérésis aux variations du paramètre  $\alpha$  doit être prise en considération lors de l'identification des paramètres du modèle à partir des cycles expérimentaux.

- **Effet du paramètre  $a$**

On fixe  $M_s = 1.7 \cdot 10^6$  A/m,  $k = 2000$  A/m,  $\alpha = 0.001$ ,  $c = 0.1$ , et on fait varier le paramètre  $a$  ( $a = 1000$  A/m,  $a = 1500$  A/m). On exécute le programme de simulation pour les deux valeurs de  $a$  et on obtient les figures (III.13.a) pour  $a = 1000$  A/m, et (III.13.b) pour  $a = 3000$  A/m.



Figure(III.13) : Effet du paramètre  $a$  sur le cycle d'hystérésis du modèle inverse de JA

On remarque sur ces deux figures qu'une augmentation du paramètre  $a$  se traduit par une diminution de l'induction rémanente, avec une augmentation du champ coercitif, ainsi qu'une augmentation importante du champ maximal. Le paramètre  $a$  détermine le degré de saturation.

- **Effet du paramètre  $c$**

On fixe  $M_s=1.7 \cdot 10^6$  A/m,  $a=1000$  A/m,  $k=2000$  A/m  $\alpha=0.001$ , et on fait varier le paramètre  $c$  ( $c=0.07$ ,  $c=0.1$ ). On exécute le programme de simulation pour les deux valeurs de  $c$  et on obtient les figures (III.14.a) pour  $c=0.07$ , et (III.14.b) pour  $c=0.1$ .

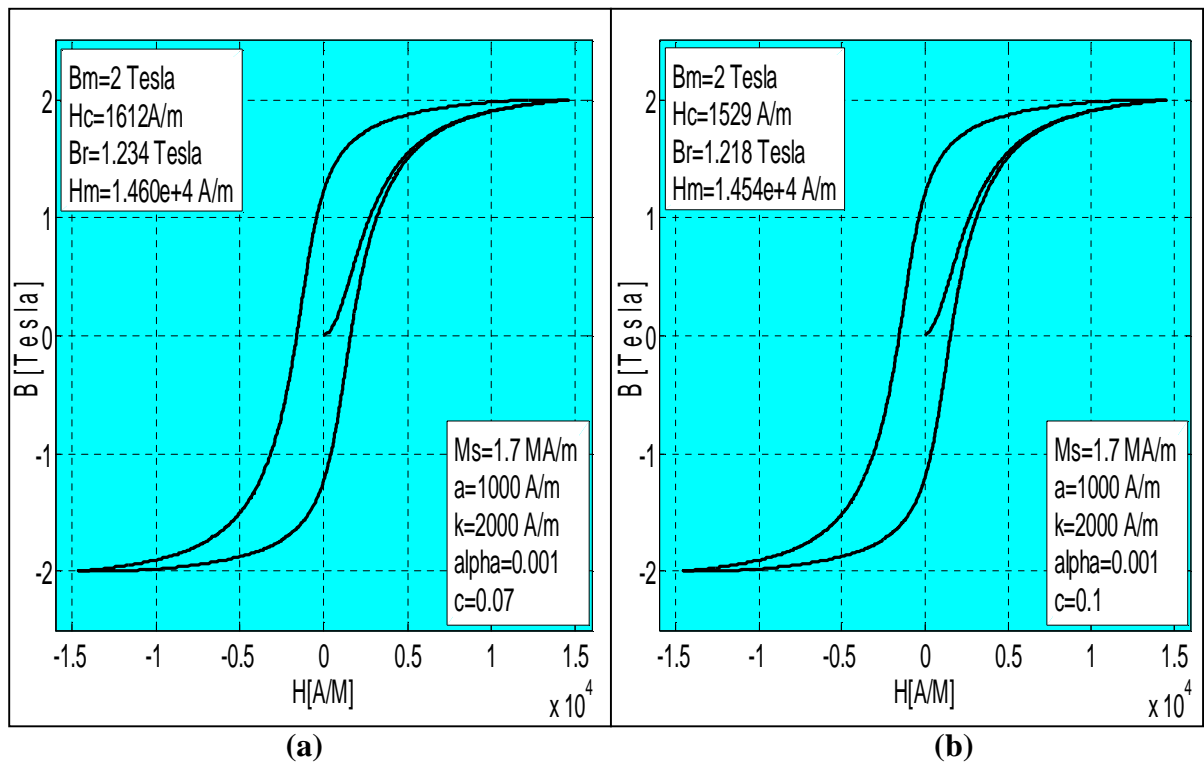
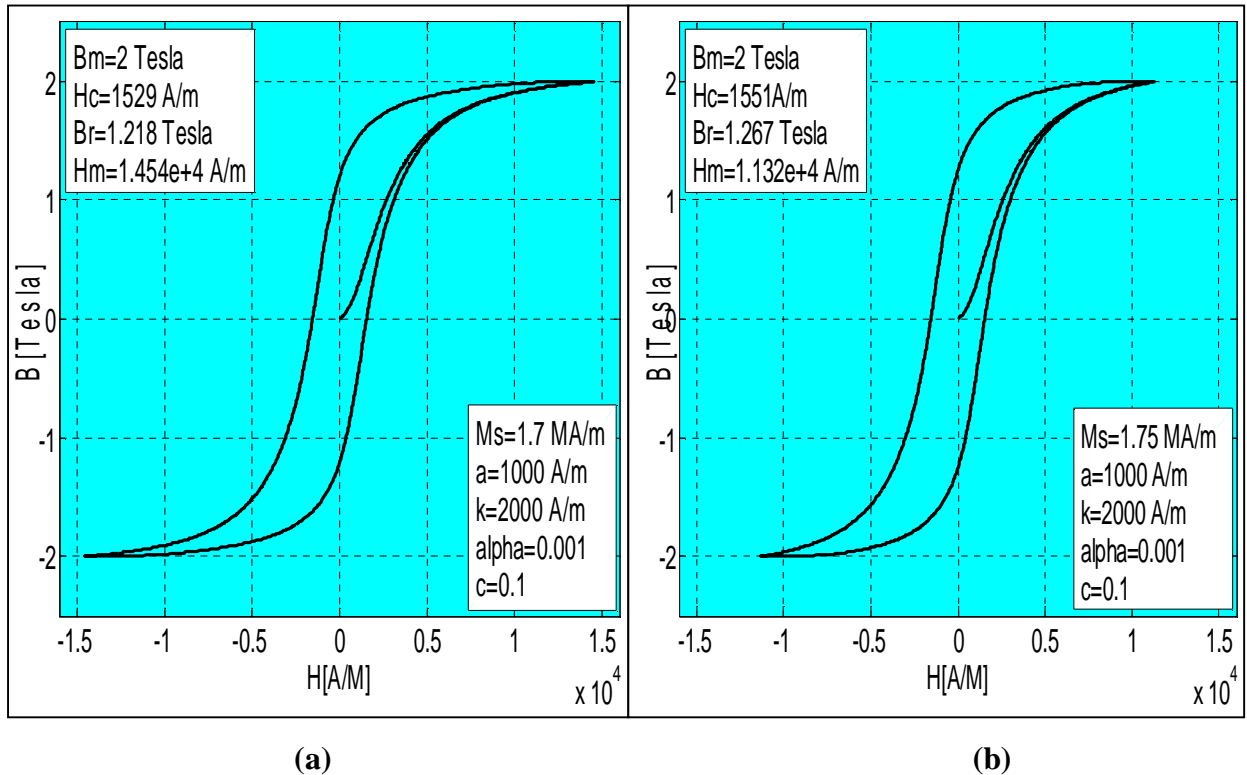


Figure (III.14) Effet du paramètre  $c$  sur le cycle d'hystérésis du modèle inverse de JA

On remarque sur ces deux figures qu'une augmentation du paramètre  $c$  se traduit par une légère diminution de l'induction rémanente, du champ coercitif, et du champ maximal.

- **Effet de la saturation  $M_s$**

On fixe  $a=1000$  A/m,  $k=2000$  A/m,  $\alpha=0.001$ ,  $c=0.1$ , et on fait varier le paramètre  $M_s$  ( $M_s=1.7$  MA/m,  $M_s=1.75$  MA/m). On exécute le programme de simulation pour les deux valeurs de  $\alpha$  et on obtient les figures (III.15.a) pour  $M_s=1.7$  MA/m, et (III.15.b) pour  $M_s=1.75$  MA/m.



**Figure(III.15):** Effet de la saturation  $M_s$  sur le cycle d'hystérésis du modèle inverse de J-A

Cette exécution de programme de simulations pour les deux valeurs de  $M_s$  nous a permis de voir l'effet de ce paramètre sur le cycle d'hystérésis. En effet pour une petite augmentation de l'aimantation à saturation, on remarque une augmentation de l'induction rémanente, et du champ coercitif, avec une diminution du champ maximal.

On peut résumer les effets des cinq paramètres du modèle inverse de J-A, présentés précédemment sur le tableau(III.3).

**Tableau (III.3):** Effets des paramètres du modèle inverse de JA sur le cycle d'hystérésis.

Paramètre	Variation	Effet sur le cycle
$K$	augmentation	Augmentation de l'induction rémanente, du champ coercitif, et de champ maximal.
$\alpha$	augmentation	Augmentation de l'induction rémanente, et du champ coercitif, diminution de champ maximal.
$a$	augmentation	Diminution de l'induction rémanente, augmentation du champ coercitif et de champ maximal
$c$	augmentation	Diminution de l'induction rémanente, du champ coercitif et de champ maximal.
$M_s$	augmentation	Augmentation du champ coercitif, et de l'induction rémanente, diminution de champ maximal.

## Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'avoir une vision globale sur quelques modèles de l'hystérésis magnétique le modèle *Jiles-Atherton*, et *Preisach* sont particulièrement les plus complets sur les plans mathématiques et phénoménologiques. Ces modèles permettent ainsi de concilier les aspects microscopique et macroscopique du phénomène. Ainsi, ils ont la capacité de s'adapter à une large catégorie d'échantillons ferromagnétiques. Pour cette raison Notre choix s'est fixé sur le modèle de *Jiles-Atherton*. La simulation du modèle sous environnement *MATLAB* a montré sa validité pour une modélisation statique de l'hystérésis. L'analyse des effets des paramètres sur le cycle d'hystérésis du modèle de JA a montré une grande sensibilité du cycle à la variation de ces paramètres. Cette sensibilité doit être prise en compte lors de l'identification des paramètres du modèle.

Donc à partir des paramètres du *M.J-A* d'un matériau ferromagnétique, nous sommes arrivés à obtenir plusieurs caractéristiques magnétiques identificatrices de ce matériau, dans le prochain chapitre on abordera le processus inverse c'est -à- dire à partir des caractéristiques magnétiques obtenues expérimentalement on déterminera les paramètres du *M.J-A* d'un matériau ferromagnétique ainsi que leur optimisation; [9,12].

## Introduction

Le modèle inverse de Jiles-Atherton d'un matériau magnétique peut être implanté dans un code de calcul. Donc, l'identification des paramètres du modèle inverse de Jiles-Atherton est nécessaire pour modéliser le phénomène de l'hystérésis. Ce qui impose l'utilisation des méthodes d'optimisation et d'identification. Plusieurs méthodes ont été étudiées et ont donné des résultats satisfaisants dans la détermination des paramètres du modèle. Ces méthodes se basent sur un ensemble des données expérimentales obtenues par mesure ou bien, fournies par le constructeur du matériau pour une connaissance exacte des paramètres du modèle.

L'objectif de ce chapitre est d'identifier les paramètres du modèle inverse de J-A, en utilisant une méthode stochastique d'optimisation par algorithmes génétiques, car c'est une méthode d'identification très proche pour améliorer l'adéquation du modèle. La procédure de l'identification de cette méthode sera développée par un programme sous *MATLAB*.

### IV.1. Optimisation paramétrique par algorithmes génétiques (AG)s

#### IV.1.1. Introduction

Les algorithmes génétiques sont des algorithmes d'optimisation s'appuyant sur des techniques dérivées de la génétique et de l'évolution naturelle: croisements, mutations, sélection, etc. Les algorithmes génétiques ont déjà une histoire relativement ancienne puisque les premiers travaux de *John Holland* sur les systèmes adaptatifs remontent à 1962. L'ouvrage de *David Goldberg* a largement contribué à les vulgariser [12].

#### IV.1.2. Principe

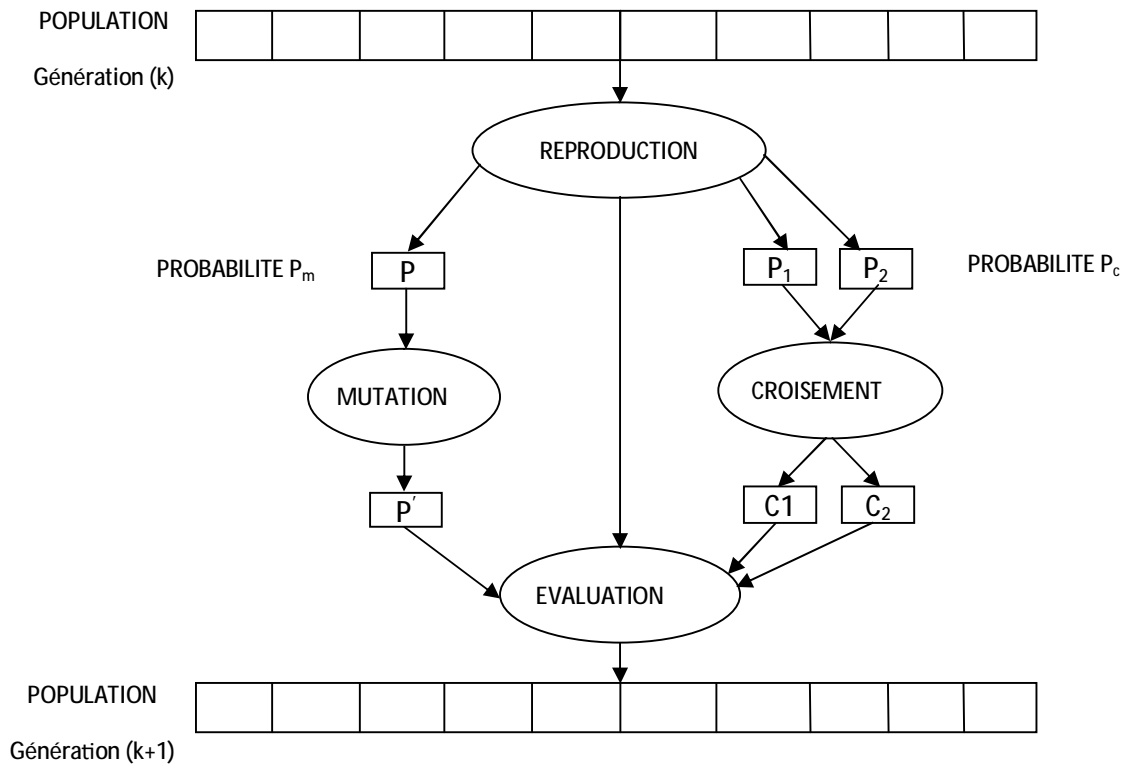
Le but des algorithmes génétiques est de déterminer les extrêmes d'une fonction  $f : X \rightarrow \mathbb{R}$ , où  $X$  est un ensemble quelconque appelé espace de recherche (les paramètres de la fonction  $f$ ) et  $f$  est appelée fonction d'adaptation ou fonction d'évaluation ou encore fonction *fitness*. La fonction agit comme une «boîte noire» pour l'algorithme génétique. Aussi des problèmes très complexes peuvent être approchés par programmation génétique sans avoir de compréhension particulière du problème. Pour utiliser un AG., on doit disposer des cinq éléments suivants:

Ø **Un principe de codage de l'élément de population.** Cette étape associe à chacun des points de l'espace d'état une structure de données. Elle se place généralement après une phase de modélisation mathématique du problème traité. La qualité du codage des données conditionne le succès des algorithmes génétiques. Les codages binaires ont été très utilisés à l'origine. Les codages réels sont

désormais largement utilisés, notamment dans les domaines applicatifs pour l'optimisation de problèmes à variables réelles.

- Ø **Un mécanisme de génération de la population initiale.** Ce mécanisme doit être capable de produire une population d'individus non homogène qui servira de base pour les générations futures. Le choix de la population initiale est important car il peut rendre plus ou moins rapide la convergence vers l'optimum global. Dans le cas où l'on ne connaît rien du problème à résoudre, il est essentiel que la population initiale soit répartie sur tout le domaine de recherche.
- Ø **Une fonction à optimiser.** Celle-ci retourne une valeur de  $\Re^+$  appelée fitness ou fonction d'évaluation de l'individu.
- Ø **Des opérateurs permettant de diversifier la population** au cours des générations et d'explorer l'espace d'état. L'opérateur de croisement recompose les gènes d'individus existant dans la population, l'opérateur de mutation a pour but de garantir l'exploration de l'espace d'états.
- Ø **Des paramètres de dimensionnement** : taille de la population, nombre total de générations ou critère d'arrêt, probabilités d'application des opérateurs de croisement et de mutation.

Le principe général du fonctionnement d'un algorithme génétique est représenté sur la figure (IV.1). On commence par générer une population d'individus de façon aléatoire. Pour passer d'une génération  $k$  à la génération  $k+1$ , les trois opérations suivantes sont répétées pour tous les éléments de la population  $k$ . Des couples de parents  $P_1$  et  $P_2$  sont sélectionnés en fonction de leurs adaptations. L'opérateur de croisement leur est appliqué avec une probabilité  $P_c$  (généralement autour de 0.6) et génère des couples d'enfants  $C_1$  et  $C_2$ . D'autres éléments  $P$  sont sélectionnés en fonction de leur adaptation. L'opérateur de mutation leur est appliqué avec la probabilité  $P_m$  ( $P_m$  est généralement très inférieur à  $P_c$ ) et génère des individus mutés  $P'$ . Le niveau d'adaptation des enfants ( $C_1, C_2$ ) et des individus mutés  $P'$  sont ensuite évalués avant insertion dans la nouvelle population;[12,9].



Figure(IV.1) : Principe général des algorithmes génétiques [12].

Différents critères d'arrêt de l'algorithme peuvent être choisis:

- Le nombre de générations que l'on souhaite exécuter peut être fixé *à priori*. C'est ce que l'on est tenté de faire lorsque l'on doit trouver une solution dans un temps limité.
- L'algorithme peut être arrêté lorsque la population n'évolue plus ou plus suffisamment rapidement.

### IV.1.3. Génération aléatoire de la population initiale

Le choix de la population initiale d'individus conditionne fortement la rapidité de l'algorithme. Si la position de l'optimum dans l'espace d'état est totalement inconnue, il est naturel de générer aléatoirement des individus en faisant des tirages uniformes dans chacun des domaines associés aux composantes de l'espace d'état en veillant à ce que les individus produits respectent les contraintes. Si par contre, des informations a priori sur le problème sont disponibles, il paraît bien évidemment naturel de générer les individus dans un sous domaine particulier afin d'accélérer la convergence. Dans l'hypothèse où la gestion des contraintes ne peut se faire directement, les contraintes sont généralement incluses dans le critère à optimiser sous forme de pénalités. Il est clair qu'il vaut mieux, lorsque c'est possible ne générer que des éléments de population respectant les contraintes.

#### IV.1.4. Gestion des contraintes

Un élément de population qui viole une contrainte se verra attribuer une mauvaise fitness et aura une probabilité forte d'être éliminé par le processus de sélection. Il peut cependant être intéressant de conserver, tout en les pénalisant, les éléments non admissibles car ils peuvent permettre de générer des éléments admissibles de bonne qualité. Pour de nombreux problèmes, l'optimum est atteint lorsque l'une au moins des contraintes de séparation est saturée, c'est à dire sur la frontière de l'espace admissible. Gérer les contraintes en pénalisant la fonction fitness est difficile, un "dosage" s'impose pour ne pas favoriser la recherche de solutions admissibles au détriment de la recherche de l'optimum ou inversement.

Disposant d'une population d'individus non homogène, la diversité de la population doit être entretenue au cours des générations afin de parcourir le plus largement possible l'espace d'état. C'est le rôle des opérateurs de croisement et de mutation.

#### IV.1.5. Opérateur de Croisement

Le croisement a pour but d'enrichir la diversité de la population en manipulant la structure des chromosomes. Classiquement, les croisements sont envisagés avec deux parents et génèrent deux enfants. Initialement, le croisement associé au codage par chaînes de bits est le croisement à découpage de chromosomes (slicing crossover). Pour effectuer ce type de croisement sur des chromosomes constitués de  $M$  gènes, on tire aléatoirement une position dans chacun des parents. On échange ensuite les deux sous chaînes terminales de chacun des deux chromosomes, ce qui produit deux enfants  $C_1$  et  $C_2$  (voir figure IV.2).

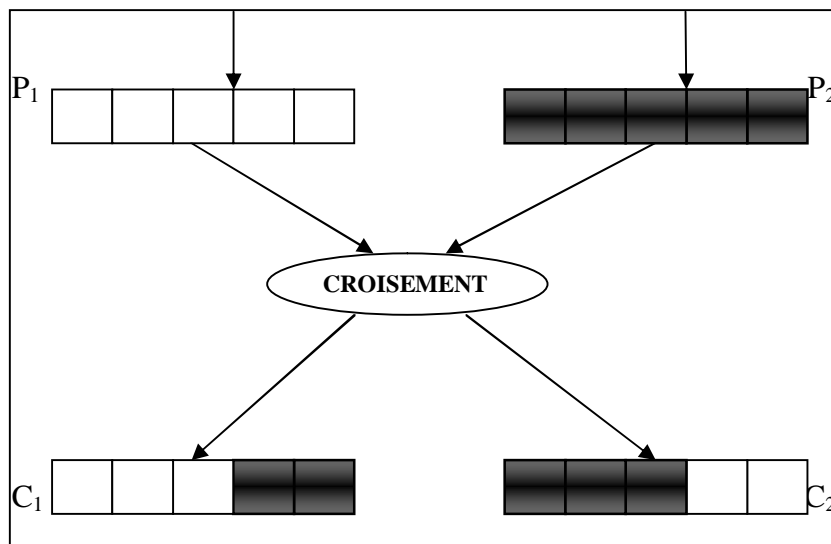
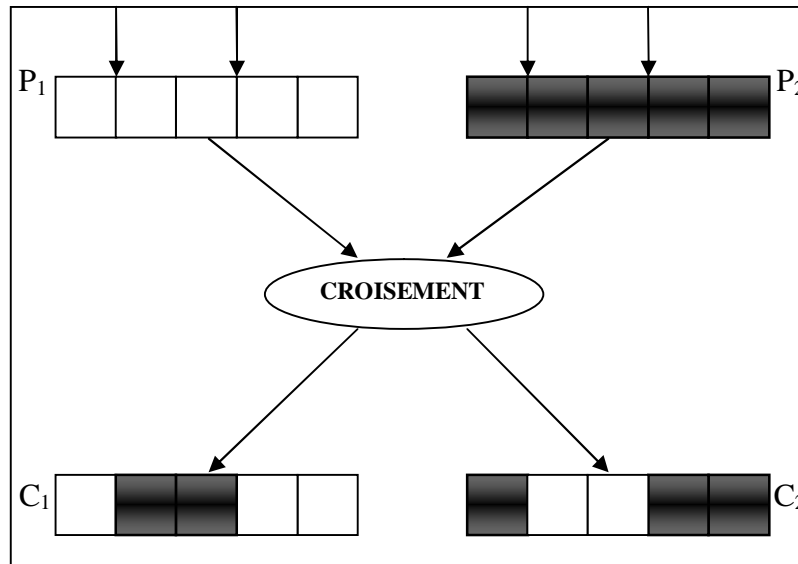


Figure (IV.2): Croisement à découpage de chromosomes (Slicing crossover).

On peut étendre ce principe en découpant le chromosome non pas en 2 sous chaînes mais en 3, 4, etc. (Figure IV.3).



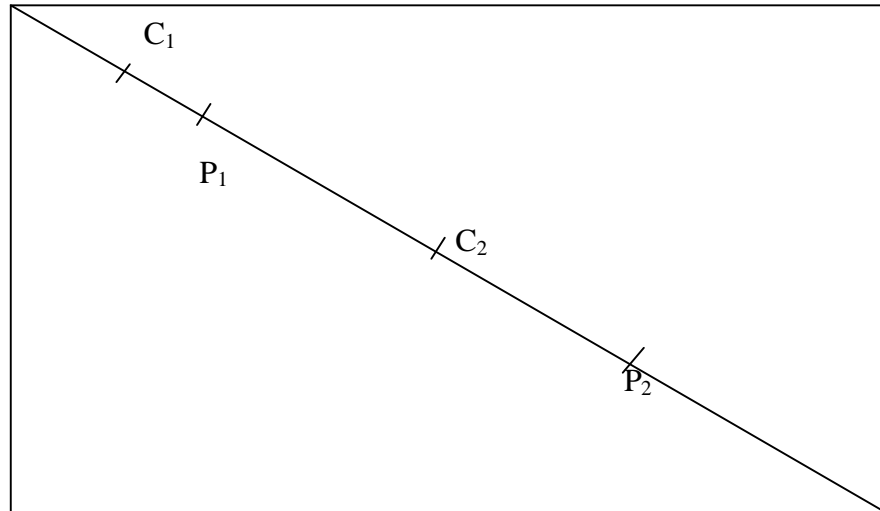
Figure(IV.3) Slicing crossover à 2 points.

Ce type de croisement à découpage de chromosomes est très efficace pour les problèmes discrets. Pour les problèmes continus, un croisement "barycentrique" est souvent utilisé : deux gènes  $P_1(i)$  et  $P_2(i)$  sont sélectionnés dans chacun des parents à la même position  $i$ . Ils définissent deux nouveaux gènes  $C_1(i)$  et  $C_2(i)$  par combinaison linéaire:

$$C_1(i) = \alpha P_1(i) + (1 - \alpha) P_2(i) \quad (IV. 1)$$

$$C_2(i) = (1 - \alpha) P_1(i) + \alpha P_2(i) \quad (IV. 2)$$

Où  $\alpha$  est un coefficient de pondération aléatoire adapté au domaine d'extension des gènes (il n'est pas nécessairement compris entre 0 et 1, il peut par exemple prendre des valeurs dans l'intervalle [-0.5, 1.5] ce qui permet de générer des points entre, ou à l'extérieur des deux gènes considérés). Dans le cas particulier d'un chromosome matriciel constitué par la concaténation de vecteurs, on peut étendre ce principe de croisement aux vecteurs constituant les gènes (figure IV.4).



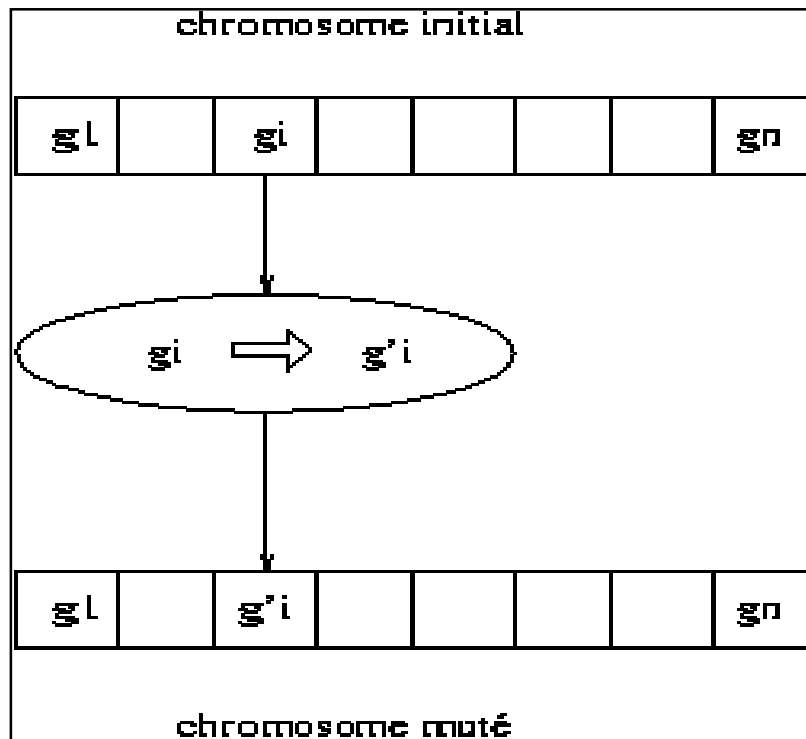
**Figure(IV.4) Croisement barycentrique.**

On peut imaginer et tester des opérateurs de croisement plus ou moins complexes sur un problème donné mais l'efficacité de ce dernier est souvent liée intrinsèquement au problème.

#### **IV.1.6. Opérateur de mutation**

L'opérateur de mutation apporte aux algorithmes génétiques la propriété d'ergodicité de parcours d'espace. Cette propriété indique que l'algorithme génétique sera susceptible d'atteindre tous les points de l'espace d'état, sans pour autant les parcourir tous dans le processus de résolution. Ainsi en toute rigueur, l'algorithme génétique peut converger sans croisement, et certaines implantations fonctionnent de cette manière. Les propriétés de convergence des algorithmes génétiques sont donc fortement dépendantes de cet opérateur sur le plan théorique.

Pour les problèmes discrets, l'opérateur de mutation consiste généralement à tirer aléatoirement un gène dans le chromosome et à le remplacer par une valeur aléatoire (figure (IV.5)). Si la notion de distance existe, cette valeur peut être choisie dans le voisinage de la valeur initiale.



Figure(IV.5) Principe de l'opérateur de mutation [12].

#### IV.1.7. Principes de sélection

A l'inverse d'autres techniques d'optimisation, les algorithmes génétiques ne requièrent pas d'hypothèse particulière sur la régularité de la fonction objective. L'algorithme génétique n'utilise notamment pas ses dérivées successives, ce qui rend très vaste son domaine d'application. Aucune hypothèse sur la continuité n'est non plus requise. Néanmoins, dans la pratique, les algorithmes génétiques sont sensibles à la régularité des fonctions qu'ils optimisent.

Le peu d'hypothèses requises permet de traiter des problèmes très complexes. La fonction à optimiser peut ainsi être le résultat d'une simulation. La sélection permet d'identifier statistiquement les meilleurs individus d'une population et d'éliminer les mauvais. On trouve dans la littérature un nombre important de principes de sélection plus ou moins adaptés aux problèmes qu'ils traitent:

1. Roue de la fortune (*Roulette Wheel Selection*).
2. Roue modifiée (*Stochastic remainder without replacement*).

### IV.1.8. Améliorations classiques des algorithmes génétiques

Les processus de sélection présentés sont très sensibles aux écarts de fitness et dans certains cas, un très bon individu risque d'être reproduit trop souvent et peut même provoquer l'élimination complète de ses congénères; on obtient alors une population homogène contenant un seul type d'individu. Pour éviter ce comportement, il existe d'autres modes de sélection ainsi que des principes qui empêchent les individus "forts" d'éliminer complètement les plus "faibles". Concernant les modes de sélection on peut citer :

1. Sélection par rang (*Ranking*).
2. Sélection par tournoi (*Tournament selection*).
3. Elitisme (*Elitism*).

Pour les principes, il y a:

- **Le scaling**; ou mise à l'échelle, qui modifie les fitnesses afin de réduire ou d'amplifier artificiellement les écarts entre les individus. Le processus de sélection n'opère plus sur la fitness réelle mais sur son image après scaling. Parmi les fonctions de scaling, on peut envisager le scaling linéaire et le scaling exponentiel.
- **Le sharing**; ou partage des modes, qui modifie les fitnesses afin d'éviter le regroupement des individus autour d'un sommet dominant. Le sharing pénalise les fitnesses en fonction du taux d'agrégation de la population dans le voisinage d'un individu : plus un individu a de semblables dans son voisinage, plus sa fitness sera pénalisée, [9,12].

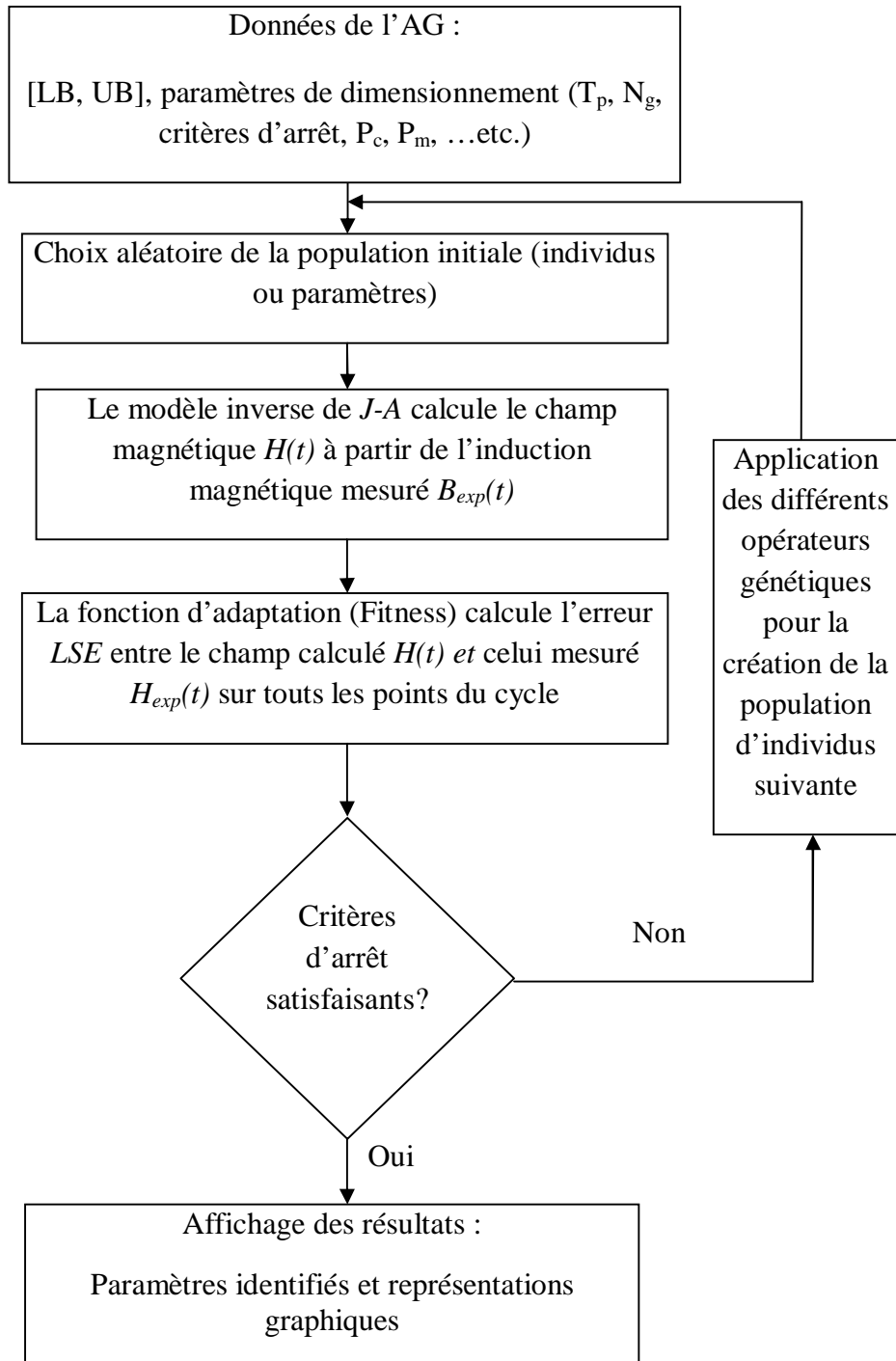
### IV.2. Application des algorithmes génétiques à l'identification des paramètres de J-A

Pour l'application des algorithmes génétiques à l'identification et l'optimisation des paramètres du modèle inverse de JA, la fonction d'adaptation (Fitness) définissant la performance de l'algorithme qu'on a choisi est basée sur une simple erreur LSE calculée comme la somme des moindres carrés entre le champ mesuré et le champ calculé par le modèle inverse de JA. Cette fonction dépend des cinq paramètres du modèle, qui seront par la suite identifiés. L'outil des algorithmes génétiques sous environnement *MATLAB* nous offre la possibilité de choisir les différentes options de tels algorithmes, à savoir la taille de la population, les fonctions de sélection, de croisement et de mutation, le critère d'arrêt, ...etc.

### IV.2.1. Procédure d'optimisation

La procédure d'optimisation et d'identification par algorithme génétique des paramètres du modèle inverse de  $J-A$ , s'effectue selon l'organigramme de la figure (IV.6). L'identification consiste à optimiser la fonction d'adaptation (Fitness) qui est l'erreur des moindres carrées LSE entre le

champ mesurée et celui calculé par le modèle inverse de  $J-A$ . Premièrement, on définit les données de l'algorithme génétique, telles que les valeurs limites bas (LB) et haut (UB) des paramètres, la taille de la population ( $T_p$ ), le nombre total de générations ( $N_g$ ), les critères d'arrêt, la probabilité des opérateurs de croisement ( $P_c$ ) et de mutation ( $P_m$ ), ainsi que les différentes fonctions utilisées pour l'application de ces opérateurs. Deuxièmement, l'algorithme génétique Choisi aléatoirement selon une distribution uniforme les individus (paramètres) formant la population initiale. Ensuite, en utilisant l'induction magnétique mesurée  $B_{exp}(t)$  et les individus de la population initiale, le modèle inverse de  $J-A$  calcule le champ magnétique  $H(t)$ . Finalement, la fonction d'adaptation calcule l'erreur LSE entre le champ magnétique simulé  $H(t)$  et celui mesuré  $H_{exp}(t)$  en tous les points du cycle. Si les critères d'arrêt sont satisfaisants, l'algorithme génétique est arrêté et les résultats sont affichés. Si non, l'algorithme génétique applique les différents opérateurs génétiques pour la création de la population suivante en utilisant les fonctions choisies préalablement.



Figure(IV.6) Organigramme d'identification des paramètres du modèle inverse de JA par AG's

#### IV.2.2. Application de l'algorithme génétique pour l'identification du cycle expérimental

Nous validons l'utilité de l'algorithme génétique en utilisant un cycle expérimental d'un matériau ferromagnétique sous forme des tôles Fe-Si 3% à grains non orientés [18].

Le tableau (IV.1) donne les options de l'algorithme génétique que nous avons utilisé pour optimiser les paramètres du modèle inverse de JA.

**Tableau (IV.1): Options de l’algorithme génétique.**

<b>Champ</b>	<b>Valeur</b>	<b>Commentaire</b>
PopulationType	Double vector	
PopInitRange	LB= [1,5.10 <sup>6</sup> 170 500 1.10 <sup>-6</sup> 1.10 <sup>-3</sup> ] UB= [1,75.10 <sup>6</sup> 740 1100 1.10 <sup>-4</sup> 1.10 <sup>-1</sup> ]	Plage de variation des paramètres (individus)
PopulationSize	50	Taille de la population
ElitCount	2	Le taux d’élitisme
CrossoverFraction	0.8	Probabilité de croisement
Generations	400	Le nombre de générations
StallGenLimit	100	Critère d’arrêt
StallTimeLimit	150	Critère d’arrêt
InitialPopulation	[]	Choix aléatoire
InitialScores	[]	Choix aléatoire
CreationFcn	uniform	Création uniforme (aléatoire) de la population initiale
FitnessScalingFcn	Rank	Variation de la fonction d’adaptation.
SelectionFcn	Stochastic uniform	Fonction de sélection des meilleurs individus
CrossoverFcn	Heuristic	Type de croisement
MutationFcn	Use constraint dependent default	Type de mutation
PlotFcns	[gaplotbestf], [gaplotbestindiv]	Représentation graphique

### IV.2.3. Résultats obtenus

La figure (IV.7) montre les meilleurs individus ainsi que leurs fitness après 256 générations.

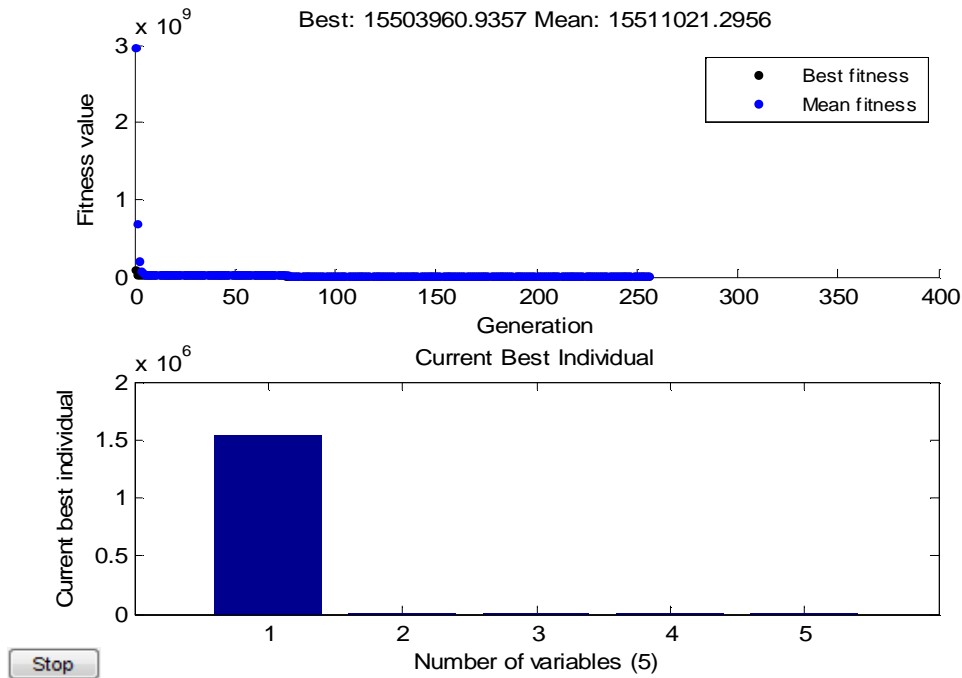


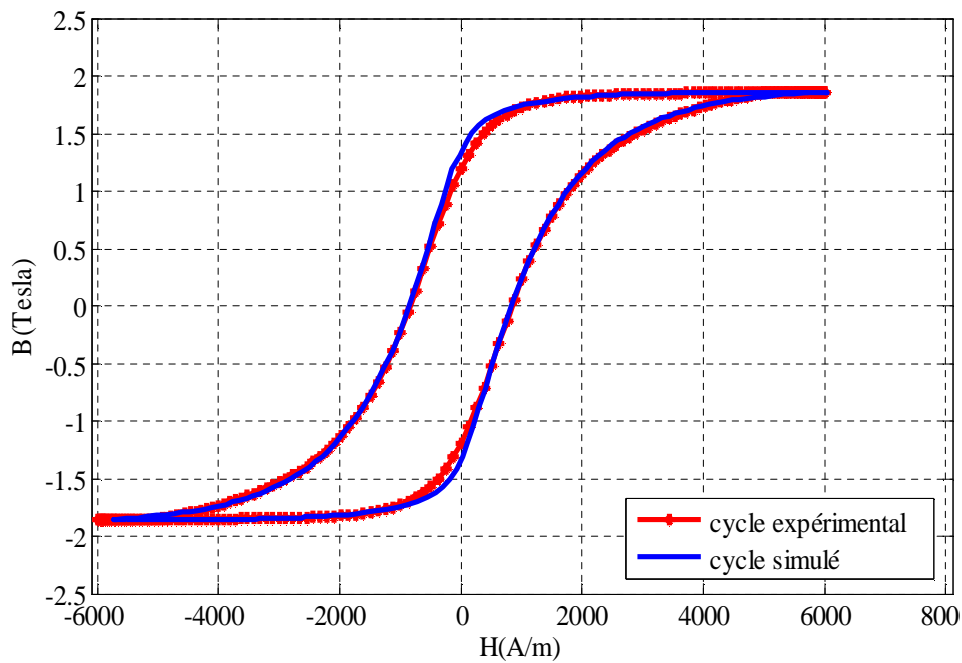
Figure (IV.7): Représentation graphique des résultats d’optimisation après 256 générations

Le tableau (IV.2) représente les résultats finals de l’algorithme génétique

Tableau (IV.2): les résultats finals de l’algorithme génétique

paramètre	$M_S$	$a$	$k$	$\alpha$	$c$
valeur	$1,5475 \cdot 10^6$	183,4577	1105	$3,4087 \cdot 10^{-5}$	0.0287
Fitness	$1,4984 \cdot 10^7$				

Pour la validation des paramètres obtenus, on a superposé sur la figure (IV.7) le cycle expérimental et le cycle de simulation obtenu à partir des paramètres identifiés. Cette superposition montre le degré de précision du cycle identifié par algorithme génétique.



**Figure (IV.8): Validation du cycle d'hystérésis obtenu par algorithme génétique.**

On remarque sur cette figure que le cycle obtenu à partir des paramètres identifiés est bien superposé avec le cycle expérimental, ce qui valide l'utilité de l'AG utilisé, et ces paramètres peuvent être introduits dans un code de calcul par éléments finis pour modéliser le comportement du matériau ferromagnétique.

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons essayé d'identifier et d'optimiser les paramètres du modèle d'hystérésis inverse de *Jiles-Atherton* avec une méthode d'optimisation stochastique qui est la méthode des algorithmes génétiques. Cette méthode se base sur un ensemble de points de mesure effectué sur l'échantillon ferromagnétique. Les paramètres obtenus ont permis d'obtenir un cycle symétrique très proche du cycle mesuré. Donc elle a donnée de bons résultats.

## Conclusion générale

Les matériaux magnétiques sont utilisés pour leur capacité à guider le flux magnétique ou à mémoriser de l'information. Pour les exploiter au mieux de leurs possibilités, il est nécessaire de comprendre leur structure intime puis de mathématiser leur comportement; [9].

Dans le but de comprendre le magnétisme des matériaux, caractérisation, et modélisation des matériaux ferromagnétiques par le modèle inverse de *Jiles-Atherton* ainsi que l'optimisation des paramètres de ce modèle, 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.

Selon les moyens disponibles au niveau de notre laboratoire, nous avons effectué un essai expérimental permettant le relevé de cycle d'hystérésis du matériau ferromagnétique constituant le circuit magnétique d'un transformateur monophasé, ce qui a donné un cycle non saturé.

Nous avons présenté quelques modèles d'hystérésis proposés dans la littérature. Ceci nous a amenés à choisir le modèle inverse de *Jiles-Atherton*. Deux raisons ont motivé ce choix, la première c'est que le modèle inverse de *Jiles-Atherton* est le modèle le plus complet aux niveaux mathématique et phénoménologique. Il tient compte de l'aspect microscopique du phénomène d'hystérésis. La seconde raison réside dans l'utilisation de ce modèle inverse dans les formulations en potentiel vecteur magnétique pour l'intégration directe dans un code de calcul par éléments finis.

L'utilisation de l'outil informatique, nous a permis la simulation du modèle choisi et l'analyse de l'effet de ces paramètres sur son comportement, ainsi que l'utilisation d'un algorithme d'identification et d'optimisation dans un programme sous environnement MATLAB. La méthode utilisée pour l'identification des paramètres du modèle inverse de *Jiles-Atherton* est une méthode stochastique d'optimisation par algorithmes génétiques implantée dans les boîtes à outil de MATLAB. Les paramètres obtenus ont permis d'obtenir un cycle symétrique très proche du cycle mesuré. Donc cette méthode a donnée de bons résultats et ces paramètres peuvent être introduits dans un code de calcul par éléments finis.

A partir de ce travail, on peut conclure que :

- Le modèle inverse de *Jiles-Atherton* est un modèle physique de l'hystérésis magnétique. Il est valable pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux.
- La procédure inverse du modèle de *Jiles-Atherton* permet dans les formulations en potentiel vecteur magnétique l'intégration directe dans un code de calcul par éléments finis.

- Le cycle d'hystérésis du modèle inverse de *Jiles-Atherton* est très sensible à la variation de ses paramètres.
- L'identification des paramètres du modèle inverse de *Jiles-Atherton* est un processus difficile à réaliser, mais l'utilisation des techniques d'optimisation permet d'affranchir cette difficulté.
- La reconstitution du cycle mesuré nécessite l'utilisation d'un banc d'essai bien adapté à la caractérisation des tôles magnétiques et le relevé avec soins des caractéristiques expérimentales.
- La méthode d'identification et d'optimisation par algorithmes génétiques du modèle inverse de *Jiles-Atherton* a donnée de bons résultats, ce qui permet d'introduire les paramètres du cycle pour simuler le comportement du matériau magnétique.

La maîtrise des matériaux ferromagnétiques est une nécessité dans l'industrie de chaque nation, et ceci revient à leur présence dans plusieurs champs d'application. Pour cette maîtrise, la science des matériaux ferromagnétiques ouvre la porte et des perspectives très larges pour les futurs chercheurs qui désirent découvrir la réalité des matériaux doués en mémoire; [19].

# Bibliographie

[01]: G. Leghlid « effet de la contrainte thermique sur les caractéristiques des tôles Fe-Si utilisé dans les circuits magnétiques des machines électriques » mémoire d'ingénieur d'état en électrotechnique, université Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou 2010.

[02]: M<sup>r</sup> M. Imache « Cours 5<sup>ème</sup> année électrotechnique » Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou

[03] : N. Bendif, M. Boudissa, K. Saidani « caractérisation des tôles magnétiques utilisées dans la construction des machines électriques » mémoire d'ingénieur d'état en électrotechnique, université Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou 2009.

[04]: S.Messaudi, R.Djouadi « Caractérisation des différentes qualités de la tôle magnétique » mémoire d'ingénieur d'état en électrotechnique, université Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou, 2008.

[05]: Microsoft. Encarta 2009.

[06]: G.Lacroux « les aimants permanents » éditions Lavoisier, Paris, 1989

[07]: Robert « Matériaux de l'électrotechnique » édition Dunod Paris 1987

[08]:M. Aziri ; S. Tagzirt « Etude des pertes fer et analyse harmonique du champ et de l'induction magnétique dans les tôles FeSi » mémoire d'ingénieur d'état en électrotechnique, université Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou 2006

[09]: A.Belkhebir « modélisation--identification paramétrique de l'hystérésis magnétique modèle de l.o.Chua » mémoire de magister, université El Hadj Lakhdar-Batna, 2006.

[10]:P.B « Élément d'électrotechnique industrielle »édition Lavoisier, France 1982.

[11]: P. Brissoneau « magnétisme et matériaux magnétiques » éditions Hermès, Paris 1997.

- [12]: A.Miouat « identification optimisation paramétrique et quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux » mémoire de magister en électrotechnique, université de Batna 2006.
- [13]: S. Madani « étude et réalisation d'un cadre d'Epstein pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux » mémoire d'ingénieur d'état en électrotechnique, université de Batna 2003.
- [14]: S.H.Ouldouali « intégration de l'hystérésis magnétique dans un calcul éléments finis en vue de l'estimation des pertes dans les tôles des machines électriques » thèse de doctorat en électrotechnique université Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou 2010
- [15]:A. Benabou « contribution à la caractérisation et à la modélisation des matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ» thèse de doctorat en génie électrique, université Lille I , école doctorale des sciences pour l'ingénieur, 2002.
- [16]:B. Nait-kaci «Modélisation de l'hystérésis magnétique en tenant compte des contraintes thermiques » thèse de magister université Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou 2001.
- [17]: Joaopedro A. Bastos; Nelson. Sadowski «électromagnetic modeling by finite element methods »édition Marcel Dekber; 2003.
- [18]: Y. Ouled Amor «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, ecole doctorale sciences pour l'ingénieur de Nantes, juin 2000.
- [19]: A. Merazga « Etude et caractérisation des matériaux ferromagnétique doux»; thèse de magister, université de Batna 2003.