

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT GENIE ELECTRIQUE
N°



DOMAINE : SCIENCE ET TECHNOLOGIE
FILIERE : GENIE ELECTOTECHNIQUE
OPTION : RESEAUX ELECTRIQUES

Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique

Par: Harrouche omar

Diafi cherif

Intitulé

Etude des modèles d'hystérésis des matériaux
ferromagnétiques

Soutenu devant le jury composé de:

Mr. Belkhiri Salah	Université de m'sila	Président
Mr. AM. Chouchou	Université de m'sila	Rapporteur
Mr. Belhiteche Elhadi	Université de m'sila	Examineur

Année universitaire : 2018/2019

DEDICACE

*Ce travail est dédié particulièrement à mes Parents
qui m'ont soutenu tout au long de ma vie scolaire et
universitaire.*

*A mes très chers frères et mes très chères sœurs et ses
petites familles.*

A mes oncles et mes tantes

Et la famille HARROUCHE,

A Tous mes amis

*A tous ceux qui mon aider de près ou loin pour la
réalisation de ce Modest travail.*

*A tous mes collègues de la promotion Master II
réseaux électriques*

et tous les autres sans exception.

Harrouche omar

DEDICACE

*Ce travail est dédié particulièrement à mes Parents
qui m'ont soutenu tout au long de ma vie scolaire et
universitaire.*

*À mes très chers frères et mes très chères sœurs et ses
petites familles.*

À mes oncles et mes tantes

Et la famille Diafi,

À Tous mes amis

*À tous ceux qui mon aider de près ou loin pour la
réalisation de ce Modest travail.*

*À tous mes collègues de la promotion Master II
réseaux électriques*

et tous les autres sans exception.

Diafi Cherif



Remerciements

Nous remercions, en premier lieu Allah

Le tout puissant de nous avoir donnés

La volonté et la patience pour mener à bien ce modeste travail

Nous tenons aussi à exprimer notre profonde gratitude à notre encadreur

Mr. AM.chouchou pour le temps qu'il nous a consacré et l'aide qui

Nous a apportés malgré ses occupations

*Nous adressons nos chaleureux remerciements Dr. ROUABHI.R et à l'ensemble des
enseignants du département génie électrique qui ont contribué à notre formation*

Enfin, tous nos remerciements vont à nos familles

Et nos amis qui ont été nombreux

.À nous aider et à nous encourager

Omar, cherif



Sommaire

Introduction générale	1
Chapitre I: Généralités sur les propriétés magnétiques des matériaux	3
Introduction.....	4
I.1 Les grandeurs magnétiques et leurs mesures.....	4
I.2 Matériaux magnétiques.....	5
I.2.2 Différentes classes des matériaux.....	5
I.2.2.1 Diamagnétiques.....	5
I.2.2.2 Paramagnétiques.....	5
I.2.2.3 Ferromagnétiques.....	6
I.2.2.4 Antiferromagnétiques.....	6
I.2.2.5 Ferrimagnétiques.....	6
I.2.3 La différence entre un matériau magnétique doux et dur.....	8
I.2.4 Le ferromagnétisme et la température.....	9
I.3 Hystérésis.....	9
I.3.1 Définition.....	9
I.3.2 Généralités de la courbe d'hystérésis.....	10
I.3.3 Types du cycle d'hystérésis.....	11
I.4 Propriétés magnétiques nécessaires aux simulations.....	12
I.5 Les pertes dans cycle hystérésis.....	14
I.5.1 Expression générale des pertes.....	14
I.5.2 Les pertes en régime statique.....	14
I.5.3 Les pertes par dynamique de parois.....	15
I.5.4 Les pertes par courants de Foucault.....	17
I.6 Applications des matériaux ferromagnétiques.....	19
I.8 conclusion.....	20
Chapitre II: Synthèse bibliographique des modèles d'hystérésis	
II.1 Introduction.....	22
II.2 les modèles analytiques.....	22

II-2-1 Le modèle de Rayleigh.....	22
II.2.1.1 Branche ascendante	23
II.2.1.2 Branche descendante	23
II-2-2 Le modèle polynomial.....	23
II-2-3 Le modèle fractionnel.....	25
II.2.4 Le modèle d’hystérésis de Frolich.....	26
II.2.5 Modèle à fonctions multiples.....	28
II.2.6 Modèle à fonctions auxiliaires.....	29
II.2.7 Le modèle avec séries de Fourier.....	31
II.2.8 Le modèle de Potter.....	32
II.2.9 Modèle de stoner-wohfarth.....	32
II.2.9.1 Principe du modèle.....	32
II.3 Les modèles dynamiques.....	33
II.3.1 Le modèle de Jiles-Atherton.....	33
II.3.1.1 Loi de comportement anhystérétique.....	33
II.3.1.1.a Composante irréversible de l’aimantation.....	34
II.3.1.1.b Composante réversible d’aimantation.....	35
II.3.1.1.c L’aimantation totale.....	35
II.3.1.2 Analyse de l’influence des paramètres.....	36
II.3.1.3 Identification des paramètres.....	38
II.3.1.4 Le modèle dynamique pour des matériaux non-conducteurs.....	40
II.3.1.5 Le modèle dynamique pour des matériaux conducteurs.....	40
II.3.2 Modèle de preisach.....	41
II.3.2.1 Le modèle classique de Preisach.....	41
II.3.2.2 Définition du modèle.....	41
II.3.2.3 Interprétation géométrique.....	42
II.3.2.4 Représentation équivalente.....	43
II.3.2.5 Principe du modèle.....	44
II.3.2.6 Les propriétés du modèle de preisach	51
II.3.2.6.1 L’effacement de l’histoire.....	51
II.3.2.6.2 La congruence.....	52
II.3.2.7 Détermination de la densité de preisach.....	53
II.3.2.7.1 Les méthodes numériques.....	53
II.3.2.7.1.1 La méthode de Mayergoyz.....	53

II.3.2.7.1.2 La méthode de Biorci-pescetti.....	54
II.3.2.7.2 Les méthodes analytiques.....	54
II.3.2.7.2.1 La distribution de type Gauss.....	54
II.3.2.7.2.2 La distribution de type Lorentz.....	54
II.3.2.7.2.3 La distribution de type Lorentz modifiée.....	55
II.4 Les modèles dynamiques.....	59
II.4.1 Modèle de Preisach étendu à la dynamique.....	59
II.4.2 Le modèle dynamique de Jiles – Atherton.....	60
II.5 Synthèse et choix d’un modèle.....	62
II.6 Comparaison entre modèle de Jiles-Atherton et Preisach.....	64
II.7 Conclusion.....	65
Chapitre III: Mise en œuvre du modèle de Jiles Atherton	
III.1 Introduction.....	66
III.2 Mise en œuvre du Modèle de Jiles –Atherton.....	66
III.2.1 L'équation du modèle.....	66
III.3 Cadre d'Epstein.....	68
III.3.1 Principe du cadre d'Epstein.....	68
III.3.2 Caractéristique du cadre utilisé.....	68
III.4 partie simulation.....	70
III.4.1 Identification et optimisation de paramètre de jiles –atherton.....	72
III.5 partie expérimentale.....	73
III.6 Conclusion.....	77

Liste des figures

Figure(I.1): Classification magnétique.....	7
Figure(I.2) : Ferromagnétisme.....	7
Figure (I.4) : Antiferromagnétisme.....	8
Figure(I.5): Ferrimagnétisme.....	8
Figure(I.6) : Cycle d'hystérésis.....	10
Figure(I.7): Cycle hysteresis statique.....	12
Figure(I.8): cycle hysteresis dynamique.....	12
Figure (I.9) : Illustration d'un engrenage modélisé par éléments finis pour simuler l'évolution de la température dans une pièce au cours d'un traitement thermique de surface.....	13
Figure (I.10) : Champ de blocage en fonction de la position x de la paroi en champ extérieur.....	15
Figure (I.11) : Apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois.....	15
Figure(I.12) : Système de deux domaines séparés par une paroi à 180°.....	16
Figure (I.13) : Apparition de courants induits dans les sections droites d'un échantillon torique.....	18
Figure(I.14) : Gonflement du cycle d'hystérésis en régime dynamique.....	18
Figure (I.15): un transformateur de nombre de spire variable.....	19
Figure (II.1) : Cycle d'hystérésis et courbe de première aimantation dans le domaine de Rayleigh.....	23
Figure (II. 2) : La courbe de première aimantation ($K = 1$ et $n = 7 \dots 10$).....	24
Figure (II. 3) : Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de type Frôlich	26
Figure (II.4): Cycle majeur du phénomène de l'hystérésis.....	28
Figure (II.5): Cycle d'hystérésis et les fonctions auxiliaires g_1 et g_2	30
Figure (II.6) : Cycle d'hystérésis du modèle Jiles –Atherton	35
figure(II.7): effet des paramètres (a,b,c,d,e,f,)	36
Figure (II.8): Ensemble des paramètres expérimentaux nécessaires au modèle	38
Figure (II. 9) : Cycle élémentaire d'une entité magnétique	40
Figure (II. 10) : Plan de Preisach.....	41
Figure (II. 11) : Définition de cycle élémentaire et du plan de Preisach en fonction h_i et h_c	42
Figure (II. 12) : Le plan de Preisach sous l'effet de H_1 avec $H_1 > 0$	43
Figure (II. 13) : L'induction sous l'effet de $H_1 < H_s$	44
Figure (II. 14) : L'induction sous l'effet de $H_1 > H_s$	44
Figure (II. 15) : Le plan de Preisach sous l'effet de H_1 et H_2 si $ H_2 > H_1 $	45
Figure (II. 16) : L'aimantation totale sous l'effet de H_2 avec $ H_2 > H_1 $	45
Figure (II. 17) : Le plan de Preisach sous l'effet de H_1 et H_2 si $ H_2 < H_1 $	46
Figure (II. 18) : L'aimantation totale sous l'effet de H_2 avec $ H_2 < H_1 $	46

Figure (II. 19) : Le plan de Preisach sous l'effet de H2.....	47
Figure (II. 20) : Le plan de Preisach sous de L'effet H3.....	47
Figure (II. 21) : L'aimantation totale sous l'effet de H3.....	48
Figure (II. 22) : Le plan de Preisach sous l'effet de H2.....	48
Figure (II. 23) : Le plan de Preisach sous L'effet de H3.....	48
Figure (II. 24) : L'aimantation totale sous l'effet de H3.....	49
Figure (II.25) : Le champ d'excitation Ha.	49
Figure (II. 26) : Le plan de Preisach sous l'effet de Ha.....	49
Figure (II. 27) : L'évolution de l'aimantation sous l'effet du champ d'excitation amortie Ha.....	50
Figure (II. 28) : Le plan de Preisach sous l'effet de Hf et vérification de la propriété d'effacement totale.....	51
Figure (II. 29) : La propriété de congruence.....	51
Figure(II.30): La distribution spatiale pour a=3.....	55
Figure(II.31): Les contours de la distribution pour a=3.....	55
Figure (II.32): La distribution spatiale pour a=3	55
Figure(II.33) : Les contours de la distribution pour a=3	55
Figure(II.34): La distribution spatiale pour a=7	56
Figure (II.35): Les contours de la distribution pour a=7.....	56
Figure (II.36): le cycle d'hystérésis (a,b,c,d).....	56
Figure(II.37): La distribution spatiale pour b=0.1.....	57
Figure(II.38): Les contours de la spatiale pour b=0.1.....	57
Figure(II.39): La distribution spatiale pour b=2.....	58
Figure(II.40): Les contours de la distribution pour b=2.....	58
Figure(II.41): La distribution spatiale pour b=5.....	58
Figure(II.42): Les contours de la distribution pour b=5	58
Figure(II.43): le cycle d'hystérésis (a,b,c,d)	59
Figure(II.44): Commutateur magnétique dynamique.....	60
Figure(III.1) : Organigramme des paramètres du modèle de Jiles Atherton.....	68
Figure(III.2): Les courbes du champ d'induction magnétique et l'aimantation.....	69
Figure(III.3): Hystérésis magnétique a partir du modèle de Jiles Atherton.....	79
Figure(III.4): cadre d'Epstein.....	72
Figure(III.5) : Analyseur d'Epstein.....	72
Figure(III.6) : Schéma de principe d'une mesure flux métrique en champ alternatif.....	73
Figure(III.7) : Matériel utilisé dans la partie expérimentale – Laboratoire de Génie électrique.....	75
Figure(III.8): circuit magnétique.....	75
Figure(III.9) : le courant et la tension en fonction de temps relevées du Cassy-Lab.....	77

Figure(III.10) : Cycle d'hystérésis relevées du Cassy-Lab.....77

Figure(III.11): Cycle d'hystérésis in MATLAB.....78

Liste des tableaux

Tableau (I.1): les symbole magnétique.....	11
Tableau (II.1): Rappels des différents paramètres du modèle de Jiles-Atherton.....	37
Tableau(II.2) Caractéristiques et propriétés des modèles de l'hystérésis	63
Tableau(II.3) Comparaison entre les modèles de Jiles-Atherton, Chua et Preisach	65
Tableau(III.1): paramètre de modèle jiles-atherton.....	68
Tableau(III.2) : les limites des paramètres de J-A.....	71
Tableau(III.3): les données des travaux expérimentales.....	75
Tableau (III.4): les paramètres de cycle hystérésis (I,V).....	77
Tableau (III.5): les paramètres de cycle hystérésis (B, H).....	78

LES SYMBOLES

B	Induction magnétique
B_{\max}	Induction magnétique maximale
B_s	Induction magnétique à saturation
B_r	Induction magnétique rémanente
B^+	Induction magnétique sur les branches montante du cycle majeur
B^-	Induction magnétique sur les branches descendante du cycle majeur
dB	Variation élémentaire de la densité de flux.
U_0	Perméabilité du vide
U_{in}	Perméabilité initiale
H	Champ magnétique
dH	Variation élémentaire de l'intensité de champ
H_0	Champ magnétique de seuil
H_c	Champ magnétique coercitif
H_b	Champ magnétique de blocage
H_{surf}	Champ d'excitation régnant à la surface du système
H_k	Champ d'anisotropie
H_n	Champ supplémentaire
H_e	Champ d'excitation effectif
h_{cm}	Champ coercitif moyen
M	Aimantation magnétique
M_{rev}	Aimantation magnétique réversible
M_{irr}	Aimantation magnétique irréversible
M_s	Aimantation magnétique de saturation
M_r	Aimantation magnétique rémanente
M_{an}	Aimantation magnétique anhystérétique

m	Le moment magnétique
η	Constante de <i>rayleigh</i>
J	Densité de courant
σ	Conductivité électrique
θ	Température en kelvin
c	Constante de courie
\mathcal{L}	La fonction de longevin
ph	Processus hystérétique
a_{fm}	Coefficient du modèle à fonctions multiples
b_{fm}	Coefficient du modèle à fonctions multiples
k_{fm}	Coefficient du modèle à fonctions multiples
x_{in}	La susceptibilité initial
x_{an}	La susceptibilité initial de l'aimantation globale
x_m	La susceptibilité maximal
x_r	La susceptibilité au point rémanence
g_1, g_2	Fonction auxiliaire
W_n	Pulsation naturelle à laquelle les moments magnétiques
λ	Fréquence de relaxation
α	Constante de <i>néel</i>
α_f	Coefficient de <i>Frôlich</i>
α_j	Coefficient de <i>Jiles-Atherton</i>
α_p	Coefficient de <i>Preisach</i>
β_p	Coefficient de <i>Preisach</i>



INTRODUCTION GENERALE

Introduction Générale

Les systèmes électromagnétiques sont omniprésents dans les milieux industriels et domestiques. Ces systèmes, notamment les moteurs, transformateurs, et inductances sont basés sur un transfert d'énergie magnétique. Le circuit magnétique, présent dans ces systèmes, est au cœur de la conversion énergétique et doit être optimisé pour obtenir une conversion énergétique efficace. Outre les effets de forme du circuit magnétique, la maîtrise de l'efficacité énergétique passe par l'utilisation de matériaux magnétiques performants et par une connaissance approfondie de leur comportement.

L'hystérésis est un phénomène complexe, encore assez mal connu à l'heure actuelle, donc difficile à modéliser. On sait toutefois, que ses implications sont multiples, elles sont tantôt recherchées, tantôt indésirables.

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 phénoménologique de l'hystérésis car il peut guider ou modifier leur comportement magnétique.

L'intérêt porté à l'hystérésis n'est pas dû seulement à une urgence techno logique mais aussi au besoin de compréhension du mécanisme physique responsable de ce phénomène. C'est pour cette raison que de nombreux mathématiciens et physiciens se sont intéressés au développement des outils capables de décrire correctement le phénomène, [1].

Les pertes par hystérésis qui s'ajoutent dans le cas des tôles ferromagnétiques aux pertes classiques ayant pour origine les courants induits, constituent le principal effet négatif.

Par contre, dans certaines applications, comme la fabrication d'aimants permanents, l'enregistrement magnétique et les moteurs à hystérésis, les effets de l'hystérésis sont plutôt recherchés et constituent le mécanisme de base du fonctionnement de ces dispositifs.

L'objectif de ce travail peut à présent être défini. Il s'agit donc, d'étudier en vue d'une modélisation, l'hystérésis magnétique, en particulier l'hystérésis scalaire afin de l'intégrer dans un code de calcul de champ. Cette étude permettra de choisir le modèle le mieux adapté du point de vue précision, rapidité de traitement et facilité d'implémentation. Les hypothèses de travail sont restreintes au cas du régime statique et l'équation que l'on résout en deux dimensions, est celle de la magnétostatique non linéaire.

Dans le 1er chapitre, après avoir rappelé très brièvement les principales notions du magnétisme à différentes échelles, les différentes catégories de matériaux, en particulier ferromagnétiques sont présentées, aussi les pertes hystérésis et application de matériaux ferromagnétique.

Le deuxième chapitre sera consacré à l'étude bibliographique des principaux modèles scalaires qui permettent de représenter l'hystérésis.

Le troisième chapitre, quant à lui s'intéresse à l'intégration du modèle de Jiles – Atherton dans un code de calcul du champ et l'induction magnétique, obtenons le cycle d'hystérésis aux deux méthodes modèle de Jiles – Atherton et méthode expérimental.

CHAPITRE I :
***Généralités sur les propriétés magnétiques
des matériaux***

Introduction

Les matériaux magnétiques sont essentiels au transport d'électricité, ils sont au coeur de la propulsion électrique et ils forment la base du stockage de l'information, Pour étudier l'hystérésis dans les matériaux magnétiques, il faut bien comprendre d'abord ce qu'est un matériau magnétique. Ce chapitre présente les connaissances de base nécessaires pour l'étude des matériaux magnétiques .

Nous commencerons cette première partie théorique, en faisant un point historique sur la découverte du magnétisme et ses effets. Comme notre développement portera plus particulièrement sur la caractérisation des matériaux magnétiques, leurs propriétés sont rappelées .Le caractère microscopique du phénomène est enfin mis en évidence.

I.1 Les grandeurs magnétiques et leurs mesures

Tous les principes de la physique sont entachés de doutes et peuvent un jour être révoqués. C'est pourquoi il est important de toujours valider les résultats de la recherche par des observations physiques. Cela veut dire que l'on doit être capable de mesurer les grandeurs physiques étudiées. Présentons les grandeurs magnétiques qui interviennent dans les équations de Maxwell.

• L'induction

Est la grandeur la plus importante dans l'étude du magnétisme. C'est elle qui permet d'évaluer les forces magnétiques. Lorsque l'induction est variable dans le temps elle s'accompagne toujours d'un champ électrique.

On pourra donc la détecter soit par une mesure de force mécanique soit par une mesure de tension électrique.

• Le champ

Le champ magnétique est une grandeur directement liée au courant électrique si les phénomènes de propagation sont négligés. Le champ magnétique ne peut être mesuré directement. Il est déduit de la mesure de l'induction dans le vide, l'induction et le champ sont alors liés par la relation :

$$B = \mu_0 \cdot H \quad (I.1)$$

Où B est l'induction, H est le champ et μ_0 la perméabilité du vide [2].

• L'aimantation

Et la polarisation magnétique Pour un matériau magnétique, l'induction totale s'écrit:

$$B = \mu_0 \cdot (H + M) = \mu_0 \cdot H + J \quad (I.2)$$

Où M est l'aimantation et J est la polarisation magnétique. L'aimantation mesurée est

Le moment magnétique moyen par unité

De volume dans le matériau magnétique, il est fonction entre autre du champ magnétique. C'est ce lien entre le champ magnétique et la polarisation (ou l'aimantation) que l'on va tenter de modéliser dans notre étude [3,4].

• Le moment

Le moment est associé à l'existence de charge en mouvement. Si un courant I parcourt une trajectoire circulaire définissant une surface dS , le moment vaut: $dM=I.dS$

I.2 Matériaux magnétique

I.2.1 Définition et origine des matériaux

Un matériau magnétique apparaît comme un ensemble de moments magnétiques élémentaires (les atomes) interagissant entre eux et organisés en un réseau cristallin. Les moments magnétiques dépendent de l'environnement magnétique de chaque atome à savoir la nature et la position des atomes voisins, la température et le champ magnétique appliqué. Selon le comportement de cet ensemble, on distingue différents types de magnétisme: Ferromagnétisme, Antiferromagnétisme, Ferrimagnétisme.

I.2.2 Différentes classes des matériaux

Nous allons décrire de manière sommaire les principaux types de comportements magnétiques que l'on peut rencontrer dans la matière :

- Les éléments présentant des couches internes électroniques incomplètes: les matériaux Ferromagnétiques, les matériaux ferrimagnétiques et anti-ferromagnétiques et des Paramagnétiques.
- Les éléments présentant des couches internes électroniques complètes ces matériaux dits : diamagnétiques.

I.2.2.1 Diamagnétiques

On appelle diamagnétiques les substances qui présentent une aimantation M proportionnelle au champ H dans lequel elles sont placées et de sens opposé à celui-ci. Comme il est illustré sur la figure (I.1). La susceptibilité de ces corps est négative et faible, de l'ordre de 10^{-6} , c'est à dire que la substance s'aimante en sens inverse du champ magnétisant [5].

I.2.2.2 Paramagnétiques

On appelle paramagnétiques les substances qui présentent une aimantation M Proportionnelle au champ H dans lequel elles sont placées et de même sens que lui. Pour ces substances, χ est positive et faible et de l'ordre de (10^{-6}) (figure (I.1)).

I.2.2.3 Ferromagnétiques

On appelle ferromagnétiques les substances susceptibles d'acquérir une aimantation considérable, beaucoup plus forte que pour les diamagnétique et les paramagnétiques. Les principales substances ferromagnétiques sont le Fer, le Nickel, le Cobalt, le Gadolinium, leurs alliages et certains de leurs

composés. Les substances ferromagnétiques présentent une aimantation élevée, de plus elle n'est pas totalement proportionnelle au champ magnétisant comme pour le cas des autres substances. Elle croît et tend vers une limite dite aimantation de saturation, lorsque le champ H est suffisant comme illustré sur la figure ((I.1), (I.2)). L'aimantation n'est pas une fonction du champ agissant uniquement, mais elle dépend aussi du passé de l'échantillon, ou des traitements magnétiques, mécaniques et thermiques qu'a subi l'échantillon [5].

- Classification des matériaux ferromagnétiques

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés de manière générale au comportement hystérétique des matériaux ferromagnétiques. Cependant, il faut noter qu'il existe de grandes disparités dans la loi de comportement d'un matériau à un autre. Ces différences se situent au niveau de plusieurs paramètres comme les plus notables : l'aimantation à saturation, l'aimantation rémanente, le champ coercitif, l'inclinaison et la surface du cycle d'hystérésis. Toutefois, on peut distinguer deux familles de matériaux magnétiques utilisées en génie électrique : les matériaux durs et les matériaux doux (figure I.3). La classe de chaque type de matériau repose essentiellement sur les valeurs du champ coercitif et de l'aimantation rémanente qui lui sont associées.

I.2.2.4 Antiferromagnétiques

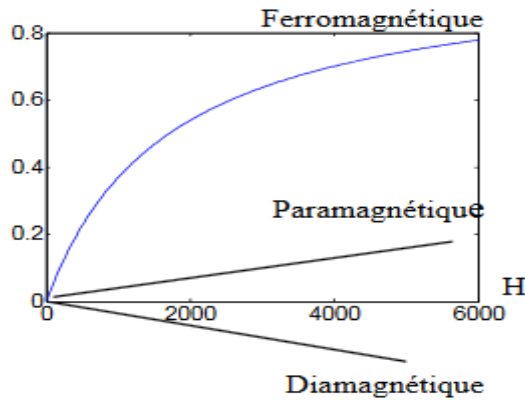
Pour les substances antiferromagnétiques, les moments magnétiques des ions du réseau cristallin sont orientés deux à deux en sens contraire, l'aimantation de l'ensemble est alors nulle (figure (I.4)).

Dans un champ magnétique, il se produit une légère aimantation comme celle des paramagnétiques. On trouve parmi les corps antiferromagnétiques le Chrome, l'Oxyde de Fer « FeO », le Fluorure de Manganèse ' MnF_2 ' et le Sulfure de Manganèse ' MnS ', [5].

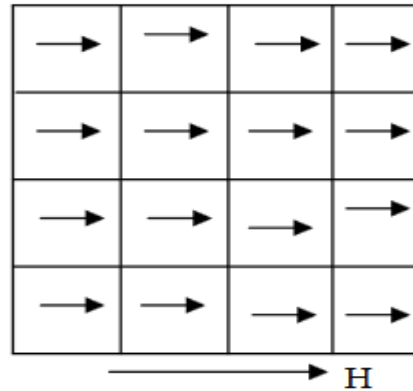
I.2.2.5 Ferrimagnétiques

Pour les substances ferrimagnétiques, les moments magnétiques des ions du réseau cristallin sont opposés et parallèles, mais ils sont inégaux donc le moment magnétiques de

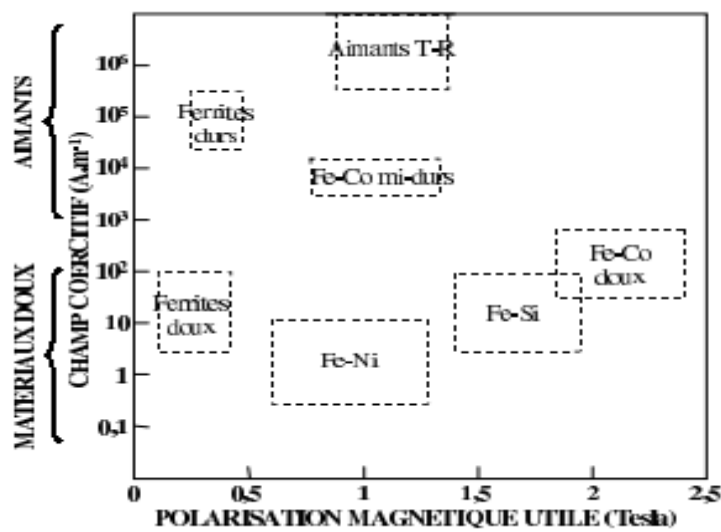
l'ensemble est non nul, comme illustré sur la figure (I.5), c'est le cas des composés de ferrites qui sont très intéressants en électrotechnique, parce qu'ils sont pratiquement isolants. Lorsqu'ils sont placés dans un champ, ils sont aimantés à saturation et d'une manière spontanée. L'aimantation à saturation est plus faible que pour les substances ferromagnétiques. La forme générale de ces corps : $\text{X.Fe}_3\text{O}_4$ où X représente un ou plusieurs métaux bivalents (Cuivre, Zinc, Nickel, Manganèse,), [4].



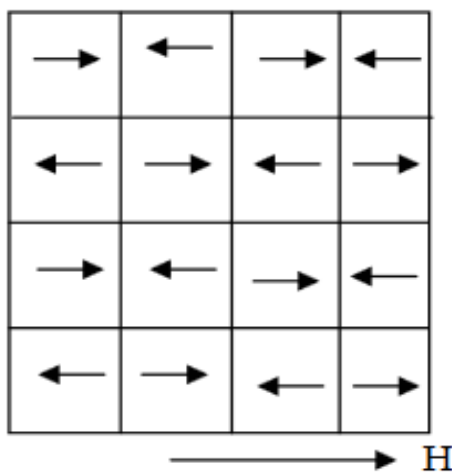
Figure(I.1):Classification magnétique



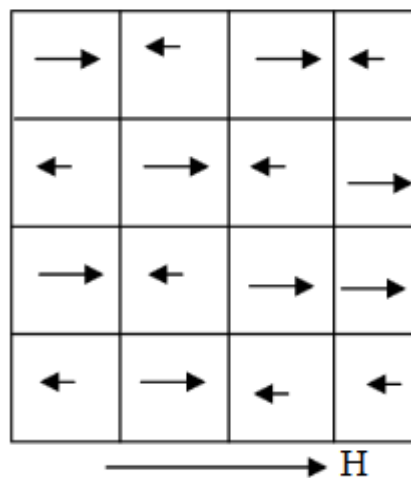
Figure(I.2): Ferromagnétisme



Figure(I.3) : Les grandes classes de matériaux magnétiques industriels[5].



Figure(I.4) : Antiferromagnétisme.



Figure(I.5): Ferrimagnétisme.

I.2.3 La différence entre un matériau magnétique doux et dur

• Matériau magnétique doux

Selon les critères de l'ingénieur électrotechnicien, un bon matériau métallique doux, soumis à l'action des champs magnétiques relativement faibles, doit présenter une aimantation élevée, proche de l'aimantation à saturation. Cette facilité d'aimantation signifie une perméabilité magnétique très élevée.

Le cycle d'hystérésis associé à ce type de matériaux est très étroit, donc un champ coercitif très réduit [6].

Ces matériaux sont généralement très utilisés, dans les applications où il est nécessaire de guider le flux magnétique (transformateurs et moteurs). En cite :

- ✓ Les aciers électriques.
- ✓ Les alliages FeNi et FeCo.
- ✓ Les ferrites.
- ✓ Les matériaux amorphes.

• Matériau magnétique dur

Par opposition aux matériaux magnétiques doux qu'on aimante et désaimante facilement, les matériaux durs ne peuvent être désaimantés qu'avec difficulté, d'où l'intérêt pour la réalisation des aimants permanents [7].

Parmi les matériaux magnétiques durs on a :

- ✓ Matériaux céramiques : ferrites durs.
- ✓ Alliages à base d'éléments des terres rares.
- ✓ Alliages à base de Fer- Nickel- Aluminium (Alnico).

I.2.4 Le ferromagnétisme et la température

Les propriétés thermiques des matériaux magnétiques ont été étudiées par Pierre Curie (1859-1906). Ses expériences ont montré que dans les matériaux magnétiques, l'aimantation diminue avec l'augmentation de la température. Au-dessus d'une température critique θ , C (température de Curie), les matériaux magnétiques perdent leurs propriétés ferromagnétiques et se comportent comme des substances paramagnétiques. La susceptibilité magnétique des particules magnétiques indépendantes était formulée par l'équation :

$$\chi = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{M}{H} = \frac{C}{\theta} \quad (I.3)$$

Avec C, la constante de Curie qui dépend du type de matériau, θ en kelvin.

L'étape suivante dans les recherches des matériaux magnétiques était faite par Paul Langevin (1872-1946) qui a expliqué le paramagnétisme et introduit sa fameuse théorie décrivant par une fonction mathématique la relation entre l'aimantation M, le champ magnétique appliqué H et la température θ :

$$M = \mathcal{L} \left(a \frac{H}{k \cdot \theta} \right) \quad (\text{I.4})$$

Avec:

- $k = 1.381 \times 10^{-23} \text{ (J/K)}$, est la constante de Boltzmann (Ludvig Eduard Boltzmann, 1844-1906)
- a est une constante exprimée en Vm^{-1} .

La fonction de Langevin $\mathcal{L}(x)$ définie par :

$$\mathcal{L}(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (\text{I.5})$$

La plus grande étape dans la théorie moderne des matériaux ferromagnétiques résulte dans la prise en considération de l'interaction entre les particules magnétiques. Pierre Weiss (1865-1940) simulait cette interaction entre les dipôles magnétiques et leurs moments avec une boucle fermée en modifiant la formulation de Langevin :

$$M = \mathcal{L} \left(a \frac{H + \alpha M}{k \cdot \theta} \right) \quad (\text{I.6})$$

Où αM est le champ d'interaction, α le paramètre de bouclage (facteur de correction de Weiss).

A haute température au-dessus du point de Curie [7], la relation précédente nous ramène à la loi de Curie-Weiss :

$$x = \frac{c}{\theta - \theta_c} \quad (\text{I.7})$$

I.3 Hystérésis

I.3.1 Définition

Le cycle d'hystérésis est la courbe de réponse des matériaux magnétiques, à travers laquelle, ils gardent la mémoire de tous leurs états d'aimantation antérieurs par l'intermédiaire des domaines élémentaires. C'est J.A.Ewing qui a montré ce comportement spécifique dans le cas du Fer, et qu'il l'a appelé hystérésis qui signifie retard de l'effet sur la cause (ici, l'aimantation sur le champ appliqué), [8, 9].

Le cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique dépend de la mobilité des parois de Bloch, elle même est fonction des énergies magnétiques et du champ appliqué. Donc il peut être considéré comme une caractéristique du matériau et dans tous les cas un modèle mathématique bien détaillé est nécessaire. L'hystérésis c'est le retard à la désaimantation et le dédoublement de la caractéristique $B(H)$ du matériau magnétique. Donc le cycle d'hystérésis est le tracé de l'induction en fonction du champ extérieur appliqué :

$$B = \mu_0(H + M) = \mu_0(1 + \chi)H = \mu H \quad (\text{I.8})$$

La courbe de première aimantation et le cycle d'hystérésis (figure (I.6)); sont deux propriétés importantes des substances ferromagnétiques. En effet, la plupart des applications technologiques sont basées sur l'existence de ce cycle.

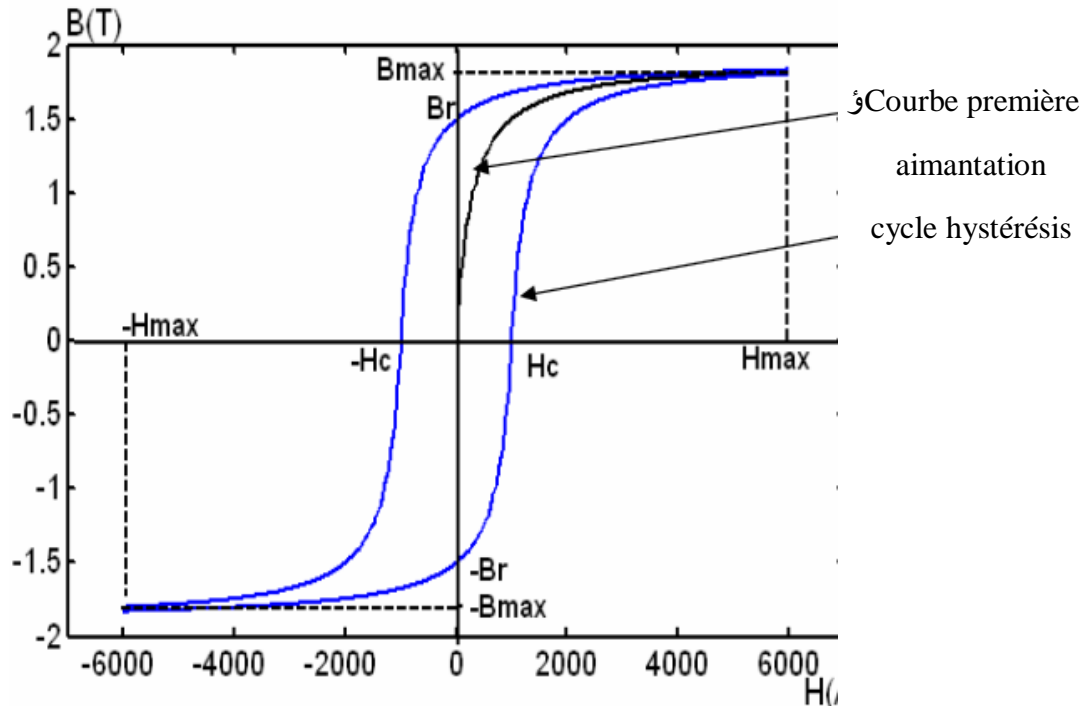


Figure (I.6) : Cycle d'hystérésis [9].

I.3.2 Généralités de la courbe d'hystérésis

Tel qu'énoncé précédemment, les propriétés magnétiques ne se résument pas à une seule quantité. Dans ce travail, on fait référence à la relation entre le champ magnétique H et la densité de flux magnétique B . Pour un matériau ferromagnétique, elle porte le nom de courbe d'hystérésis, ou simplement courbe B-H.

D'abord, cette relation a la propriété d'être non linéaire. Les matériaux ferromagnétiques ont une forte magnétisation à faible champ, puis l'énergie requise pour magnétiser davantage augmente rapidement. Bref, on tend vers la saturation magnétique du matériau. Une deuxième propriété de la courbe B-H d'un ferromagnétique est la présence d'hystérésis magnétique. Bien que le modèle physique soit abordé plus en détails dans la revue de littérature, on peut se limiter à dire que les propriétés magnétiques dépendent de l'historique des états de magnétisation local du matériau. Ceci s'illustre par la présence de branches dans la relation B-H. Lors d'une inversion de la dérivée du champ magnétique, une branche est formée. Pour présenter les diverses définitions du tableau I.1.

Symbole	Unité	Description
H	[A /m]	Champ magnétique
B	[T]	densité de flux magnétique ou induction
H _c	[A /m]	Champ magnétique coercitif
B _r	[T]	Induction rémanente
B _{sat}	[T]	Induction à saturation
μ ₀	[H /m]	Perméabilité du vide
μ _r	[]	Perméabilité relative (au sens large)

Tableau (I.1): les symboles magnétiques

I.3.3 Types du cycle d'hystérésis

• 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. Tout point (**H**, **M**) à l'intérieur du cycle majeur est un état possible du matériau. Le comportement d'un matériau dépend ainsi non seulement de la valeur courante de H mais aussi de l'histoire du matériau, [10].

• Cycle mineur

Un cycle d'hystérésis mineur est un cycle d'hystérésis avec un champ appliqué maximal qui est inférieur au champ de saturation. Un cycle d'hystérésis mineur avec un seul saut d'aimantation est dû soit au changement d'une configuration des parois à une autre configuration, soit au déplacement d'une paroi entre deux centres de piégeage. À l'aide de cycles mineurs, on peut étudier le retournement d'une petite partie de la particule sans faire intervenir la complexité de la particule entière, [11].

I.4 Courants induits

Les mouvements des parois de Bloch créent des courants en régime statique et en régime dynamique.

I.4.1 En régime statique

Après plusieurs essais sur différents matériaux magnétiques en excitation alternative, on constate qu'en dessous d'une certaine fréquence dans le sens décroissant, l'aire du cycle n'évolue plus. On dit alors que le matériau est dans un état quasi statique, et on qualifie alors le cycle obtenu de cycle d'hystérésis quasi-statique (figure (I.7)). L'aire hachurée sur le cycle d'hystérésis quasi - statique représente l'énergie perdue (énergie dissipée) par le matériau, pendant une période d'excitation. À l'origine de cet effet dissipatif, on trouve des courants induits à travers la matière. Ces courants ont comme origine une variation de flux

magnétique interne au matériau. En régime quasi -statique, ces courants induits sont uniquement microscopiques et sont liés aux mouvements irréversibles des parois de Bloch, et ils sont peu dépendants de la fréquence d'excitation de la tôle, car la vitesse propre des parois est principalement imposée par la structure. Ce sont ces courants qui sont à l'origine de ce que l'on appelle l'hystérésis quasi -statique, [15].

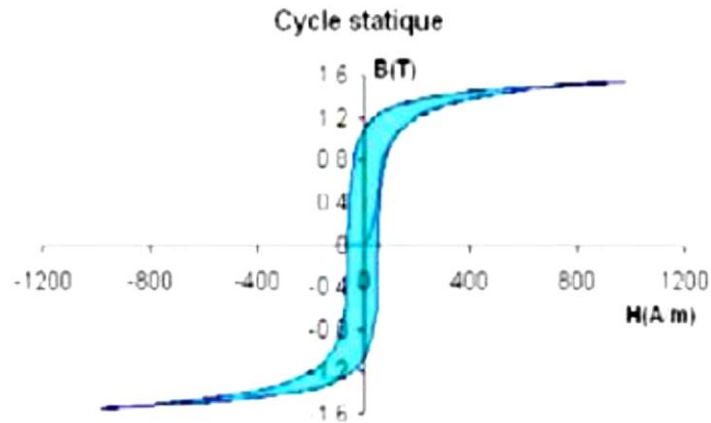


Figure (I.7): Cycle d'hystérésis statique (0.1 Hz)[15].

I.4.2 En régime dynamique

En régime dynamique comme on peut le voir sur la figure suivante (établie pour le même matériau que celui de la figure (I.8) à fréquence plus élevée), le cycle d'hystérésis est beaucoup plus large qu'en régime quasi -statique. Les pertes totales seront donc beaucoup plus importantes, [15].

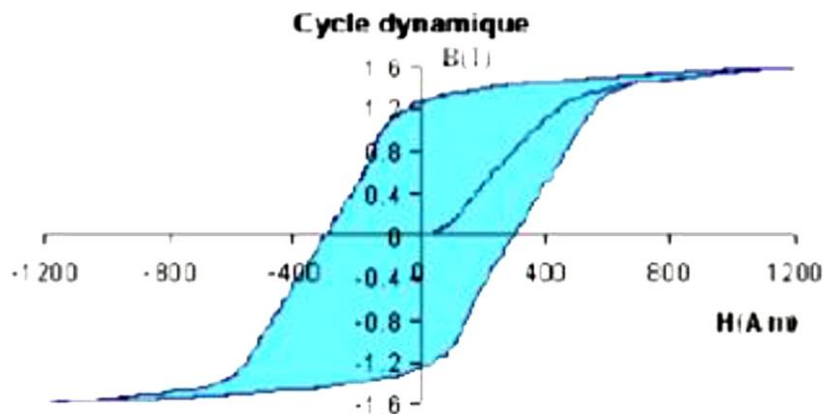
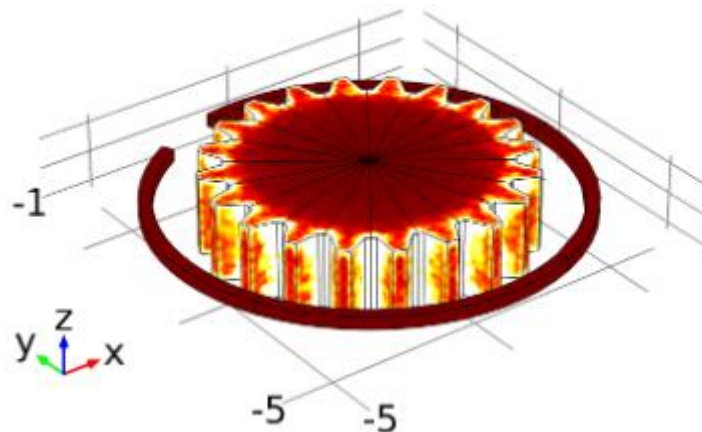


Figure (I.8): cycle hysteresis dynamique (50 Hz)[15].

I.5 Propriétés magnétiques nécessaires aux simulations

Parmi les propriétés qui influencent grandement le cours d'une chauffe, on retrouve la chaleur spécifique, la conductivité thermique, la conductivité électrique et la perméabilité magnétique. Ces quatre

paramètres doivent être modélisés en fonction de la température pour obtenir les meilleures simulations. Du côté du problème électromagnétique, la puissance transmise est fortement liée à densité de flux magnétique maximale. La saturation magnétique du matériau semble donc avoir une importance majeure sur cette puissance. Entres autres, le matériau localement saturé permettra une diffusion rapide du champ magnétique jusqu'en profondeur. On peut alors s'imaginer un front de densité puissance qui avance dans le matériau au même rythme que la profondeur de saturation croît. Ce phénomène a un impact considérable sur la puissance totale injectée ainsi que sur sa distribution spatiale sous la surface, soit deux facteurs qui sont importants à contrôler (et donc à prédire) lors d'un traitement surfacique par induction. Bref, la simulation par éléments finis se complique énormément lorsqu'une relation non-linéaire et hystérétique est considérée entre B et H. Certains modèles se basent sur la réponse magnétique d'un échantillon exposé aux mêmes conditions: l'amplitude du champ magnétique, la fréquence d'excitation et la température. Cependant, lors d'une mesure des propriétés magnétiques dans les 10^4 Hz à 10^5 Hz, il est difficile de retracer la distribution de l'amplitude du champ magnétique à l'intérieur de l'échantillon et donc de calculer le volume affecté par le champ magnétique. On enregistre plutôt la puissance totale absorbée sous la surface en faisant les mesures sur une géométrie simple, soit un volume semi-infini par rapport à la profondeur de pénétration. Ces mesures sont mises à profit avec un modèle d'impédance de surface au sein d'une simulation par éléments finis dans le domaine harmonique. L'intérieur de la pièce ferromagnétique n'est pas simulé, mais une condition frontière sur la surface de la pièce permet de simuler son effet sur le champ magnétique dans l'air environnant. On calcule finalement la distribution de puissance absorbée par la surface en fonction du champ magnétique local de la solution.



Figure(I.9) : Illustration d'un engrenage modélisé par éléments finis pour simuler l'évolution de la température dans une pièce au cours d'un traitement thermique de surface[12].

Les diverses implications d'une relation non-linéaire entre B et H nous encourage à explorer les simulations éléments finis dans le domaine temporel, malgré leurs temps de calcul trop lents pour être compatibles avec les méthodes de prototypage industrielles. On explore l'idée d'un modèle avec une plus

grande plage d'application par la possibilité d'extrapoler la réponse magnétique en fonction de la fréquence. Un point de départ pour un tel modèle est d'employer, en simulations transitoires, la réponse magnétique quasi-statique alors que la dépendance en fréquence est régie par les équations de Maxwell. Ceci permettrait de compléter les mesures effectuées en palliant aux défis de mesure à haute fréquence (>100 kHz), à grande puissance, aux géométries à fort impact sur la distribution de courant induits et aux problèmes multifréquencielles (200 kHz superposé à 10 kHz). On soupçonne que les propriétés quasi-statiques, qu'on nomme intrinsèques dans ce travail, ne sont pas suffisantes en elles-mêmes pour formuler un modèle parfait pour la Chauffe par induction. Certains phénomènes importants échappent à ces mesures et ils ne sont pas pris en compte par les équations de Maxwell. Malgré ce défi, ce travail se concentre à étudier les propriétés magnétiques quasi-statique, et ce, en fonction de la température. Une lacune sur ce modèle influence la profondeur de pénétration du champ et l'amplitude des courants de Foucault. Le point de Curie, souvent rapproché de la température critique d'austénitisation désirée, annonce une baisse considérable de l'efficacité de la chauffe dans les régions affectées. Cette température a une importance cruciale sur la qualité des simulations [12].

I.6 Les pertes dans cycle hystérésis

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

I.6.1 Expression générale des pertes

Il apparaît que, lors d'un parcours complet du cycle d'hystérésis, l'énergie fournie au noyau pour \mathbf{H} croissant est plus importante que l'énergie récupérée pour \mathbf{H} décroissant : cette différence constitue les pertes par hystérésis. On montre que, sur un cycle complet, le travail que doit fournir le milieu extérieur pour parcourir un cycle au sein du matériau, vaut par unité de volume (J/m^3) :

$$W = \oint H \cdot dB \quad (\text{I.9})$$

Ce travail, converti en chaleur par le processus d'aimantation, représente les pertes totales volumiques par cycle. On déduit aussi que, sous l'action d'un champ extérieur périodique de fréquence f , la puissance moyenne totale dissipée (W/m^3) par le processus hystérétique est :

$$P_h = f \oint H \cdot dB \quad (\text{I.10})$$

Il faut noter que la forme du cycle peut fortement évoluer en régime dynamique, en conséquence de quoi le terme $\oint H \cdot dB$ dépend aussi de la fréquence. Dans la suite, nous allons décrire l'origine physique de ces

perdes en distinguant le régime statique du régime dynamique. Nous introduirons ainsi de manière qualitative l'origine de ces pertes au niveau microscopique et macroscopique [13].

I.6.2 Les pertes en régime statique

On entend par régime statique l'absence de phénomènes dynamiques dus, entre autre, à l'apparition des courants de Foucault lorsque le matériau est soumis à une excitation fortement variable dans le temps. Les pertes par hystérésis en régime statique sont donc uniquement liées, de manière intrinsèque, aux propriétés physiques du matériau et à sa géométrie. Le phénomène d'hystérésis peut être expliqué à partir d'une fonction d'opposition qui est liée à l'existence d'impuretés et de défauts au sein du système magnétique. On a vu que la présence de pôles magnétiques produit un champ démagnétisant qui s'oppose au champ extérieur. Ainsi, le retard des variations de l'aimantation \mathbf{M} par rapport aux variations du champ magnétique \mathbf{H} en régime statique est principalement dû à l'existence, au sein du matériau magnétique, d'un champ de blocage \mathbf{H}_b induit par les deux phénomènes précédemment décrits.

Sur la figure I.9, l'évolution du champ de blocage est donnée en fonction de la position x de la paroi dans le matériau. Ce champ s'oppose au déplacement des parois qui sont donc le lieu des variations de l'énergie magnétostatique. En effet, les parois se heurtent à des barrières de potentiel qu'elles ne franchissent qu'avec l'apport d'une énergie supplémentaire. Le champ extérieur H doit donc être supérieur au champ de blocage H_b régnant localement sur la paroi pour permettre à celle-ci de se mouvoir[14].

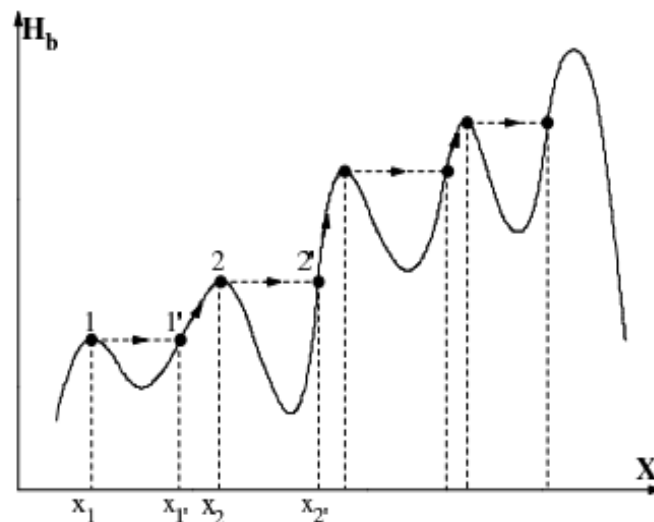


Figure (I.10) : Champ de blocage en fonction de la position x de la paroi en champ extérieur.

les déplacements de parois ne se font pas de manière continue mais par sauts brusques d'un site d'accrochage à un autre. Ceux-ci engendrent donc des pertes ayant pour origine le développement de courants induits microscopiques localisés (figure I.10) qui entraînent des variations de flux locales.

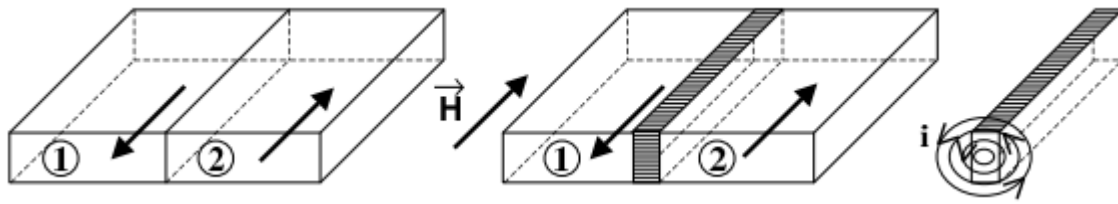


Figure (I.11) : Apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois.

Sur la figure I.8, on considère deux domaines 1 et 2 séparés par une paroi à 180° , i.e. d'aimantations opposées, soumis à un champ extérieur H . Le domaine 2, dont l'aimantation est dans le même sens que le champ extérieur, gagne en volume par saut brusque de la paroi et il apparaît des courants induits locaux qui s'opposent à la variation brutale d'aimantation. Nous développons dans le paragraphe suivant la théorie de Kittel sur le déplacement d'une paroi.

I.6.3 Les pertes par dynamique de parois

Considérons 2 domaines séparés par une paroi à 180° . La dynamique d'une telle paroi dans un circuit magnétique fermé d'épaisseur e , et découpé dans un monocristal en alliage FeSi (figure I.11), a fait l'objet d'une étude de H.J. Williams et C. Kittel en 1950[16].

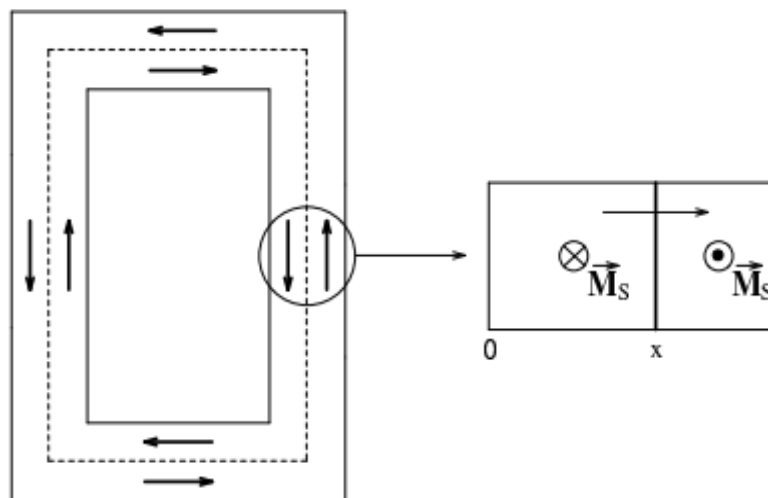


Figure (I.12) : Système de deux domaines séparés par une paroi à 180°

Ils postulent que lorsqu'un matériau ferromagnétique conducteur est soumis à un champ extérieur, celui-ci subit un freinage visqueux dont l'origine est l'apparition de courants induits lors du déplacement de la paroi. La dynamique de cette paroi est régie par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} dx/dt &= \eta[H_{surf}(t)-H_0] \text{ si } H_{surf} > H_0 \\ &= \eta[H_{surf}(t)+H_0] \text{ si } H_{surf} < H_0 \end{aligned} \quad (\text{I.11})$$

Où $H_{\text{surf}}(t)$ est le champ d'excitation régnant à la surface du système, H_0 un champ seuil et η le coefficient de mobilité de paroi ($\text{A}^{-1} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). Dans le cas particulier où $0 < H_{\text{surf}} < H_0$, la paroi reste immobile. L'état d'aimantation du système est entièrement défini par la position x de la paroi. Le coefficient de mobilité η , qu'on peut assimiler au facteur d'amortissement dû aux courants induits, est donné par :

$$\eta = \frac{1}{2\mu_0 M_s \sigma G e} \quad (\text{I.12})$$

Où σ est la conductivité électrique et G est une constante de valeur 0,1356. La variation temporelle de l'aimantation totale dans le cadre de largeur l est proportionnelle à la variation temporelle du déplacement (équation I.8) de la paroi :

$$\frac{dM}{dt} = \frac{2M}{L} \frac{dx}{dt} \quad (\text{I.13})$$

Dans le cas d'une paroi de Bloch évoluant au sein d'un matériau composé de plusieurs domaines de Weiss, les phénomènes qui entrent en jeu sont plus complexes. Néanmoins, on peut généraliser le modèle d'une paroi isolée donné par l'équation (I.9) à une paroi subissant l'influence des autres parois qui constituent le système magnétique. D'où l'équation régissant le déplacement d'une telle paroi :

$$\frac{dx}{dt} = \eta[H(t) - H_b] \quad (\text{I.14})$$

Le champ seuil H_0 de l'équation (I.10) est remplacé par le champ de blocage H_b , tel que le champ $H(t)$ agissant localement sur la paroi vérifie :

$$H(t) = H_{\text{surf}}(t) - H_i(t) \quad (\text{I.15})$$

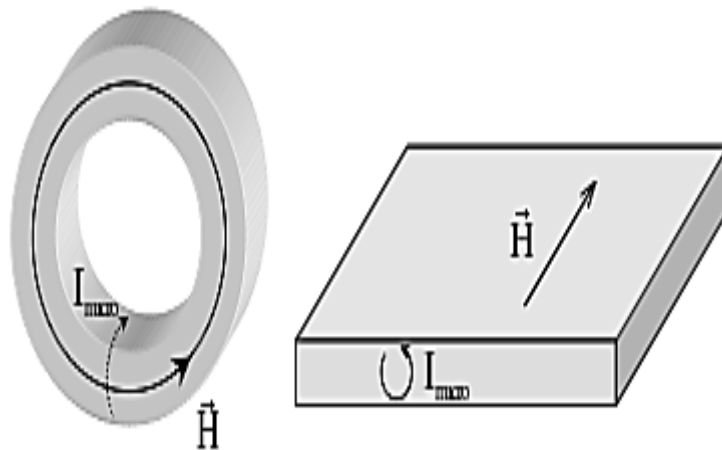
$$\text{et } H(t) > H_b(x,t)$$

Le champ $H_i(t)$ est le champ dû aux courants induits localisés qui sont la conséquence du mouvement des autres parois constituant le système magnétique. Ainsi, on montre que le taux de variation du champ surfacique $H_{\text{surf}}(t)$ conduit à une force de frottement, assimilable à un amortissement visqueux, qui s'oppose aux mouvements des parois de Bloch. Toutefois, il faut noter que dans les matériaux magnétiques à très faible conductivité électrique où il n'existe pas de freinage visqueux dû à des courants induits, la mobilité des parois n'est pas infinie. En effet, certaines forces de frottement, telle que le couplage des moments magnétiques atomiques cité précédemment, qui étaient noyées par l'action des courants induits, deviennent prépondérantes dans ce cas.

I.6.4 Les pertes par courants de Foucault

En régime dynamique, en plus des pertes qui trouvent leurs origines dans le processus statique et les courants induits microscopiques, il existe aussi des courants macroscopiques qui se développent dans l'ensemble du système et directement liés à la conductivité du matériau considéré.

En effet, le champ variable auquel il est soumis engendre une circulation de courant, dont on peut voir très simplement qu'elle se fait selon les sections droites du noyau (figure12). L'utilisation de matériaux magnétiques à résistivité très élevée, les ferrites par exemple, permet de réduire les pertes ayant pour origine ces courants induits macroscopiques. Pour des matériaux tels que les tôles magnétiques à base de fer, la solution classique consiste à feuilletter le matériau afin de réduire ces courants macroscopiques. En effet, la circulation des courants de Foucault se faisant selon les sections droites, ce type de procédé augmente la résistance apparente dans l'épaisseur de la tôle. On peut aussi réduire la conductivité de tels matériaux en y adjoignant des impuretés telles que le Silicium dans les tôles FeSi ou le Nickel dans les tôles FeNi.



Figure(I.13) : Apparition de courants induits dans les sections droites d'un échantillon torique et d'une plaque de tôle.

En régime dynamique, les courants de Foucault produisent un gonflement du cycle d'hystérésis plus ou moins notable selon le matériau étudié. Sur la figure I.11, un exemple de comportement en régime dynamique est présenté. Selon le principe de décomposition des pertes introduit par Bertotti [16], nous pouvons séparer les pertes totales en trois contributions telles que :

$$P_{\text{moy}} = P_{\text{hyst}} + P_{\text{cl}} + P_{\text{exc}} \quad (\text{I.16})$$

Où P_{hyst} représente les pertes statiques par hystérésis, P_{cl} représente les pertes classiques par courants induits macroscopiques et P_{exc} représente la contribution des pertes par excès qui sont liées au comportement dynamique des parois.

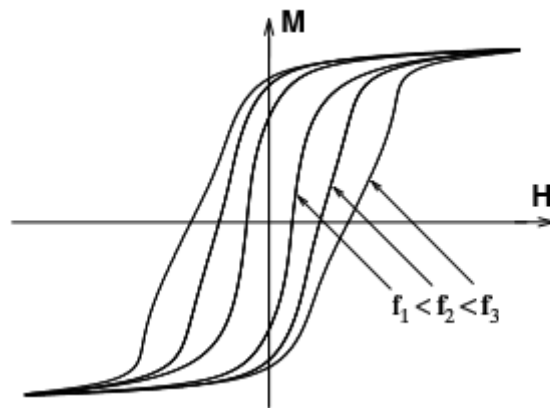
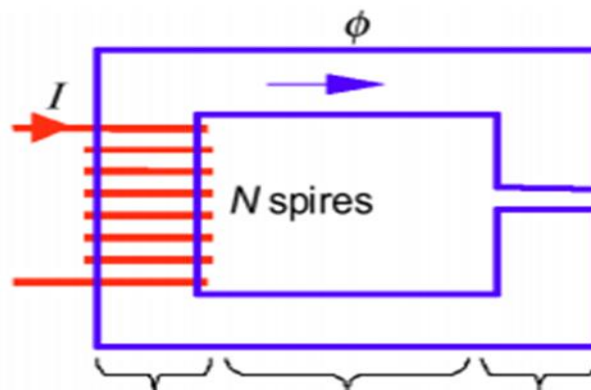


Figure (I.14) : Gonflement du cycle d'hystérésis en régime dynamique.

I.7 Applications des matériaux ferromagnétiques

-Produire et canaliser le champ



Création de H canalisation utilisation(enterfer)

Figure (I.15): un transformateur de nombre de spire variable

-Applications technologiques

Échange d'énergie entre deux enroulements électriques : transformateur

Force portante : électroaimants (contacteurs, relais, vibreurs, levage)

Sustentation : paliers magnétiques, train à sustentation magnétique

Mouvement : rotation dans la machine à courant continu ou dans les appareils de mesure à cadre mobile

Champ tournant : machine asynchrone, machine synchrone, moteur pas à pas

I.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé très sommairement quelques notions de bases de magnétisme, les principales catégories de matériaux, et en particulier les différents matériaux ferromagnétiques très utilisés dans le domaine du génie électrique. Les variations des paramètres magnétiques peuvent être différentes suivant les types de matériaux, leur composition chimique et les conditions d'excitation. Concernant la caractérisation expérimentale des matériaux sous contraintes élevées .Le prochain chapitre sera consacré aux principaux modèles d'hystérésis (statique et dynamique).

CHAPITRE II:
synthèse bibliographique des modèles
d'hystérésis

II.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de faire une synthèse des principaux modèles d'hystérésis et de leurs possibilités de prendre en compte les effets de la température et de la fréquence. Pour cela, les deux types de régimes d'hystérésis seront considérés : «quasi-statique» et «dynamique». Les modèles statiques sont applicables pour le courant continu où pour les champs magnétiques faiblement variables (ex : modèle de Rayleigh), Les modèles de l'hystérésis dynamiques peuvent simuler le processus de magnétisation pour des applications de champ magnétique à courant alternatif. L'objectif de ce deuxième chapitre, est de présenter les différents modèles de l'hystérésis des matériaux ferromagnétiques. On commencera par la présentation des modèles analytiques ensuite les modèles dynamiques. On donnera un bref aperçu sur les deux modèles : Langevin et Preisach et terminer par un rappel théorique sur le modèle de Jiles -Atherton, que nous exploiterons dans le chapitre suivant.

II.2 Les modèles analytiques

Le comportement non linéaire des matériaux ferromagnétiques est généralement représenté par des modèles analytiques simples, caractérisés par la description du phénomène par des formulations purement mathématiques. Cependant, ces expressions ne permettent pas de décrire tous les aspects du phénomène d'hystérésis, ne développant ainsi qu'une relation entre l'induction magnétique B ou l'aimantation M et le champ H sans prendre en compte l'histoire ou l'état d'aimantation initiale du matériau. Parmi ces modèles on a :

II-2-1 Le modèle de RAYLEIGH

C'est probablement le plus ancien des modèles analytiques développé par Lord Rayleigh en 1887. Il fournit une expression mathématique des cycles d'hystérésis caractérisant le comportement des matériaux ferromagnétiques dans le domaine des champs faibles.

Ainsi, la perméabilité magnétique sur la courbe de première aimantation est une fonction linéaire du champ d'excitation et est représentée par l'équation :

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

avec μ_{in} : perméabilité initiale

η : constante de Rayleigh

L'équation (II.1) conduit à une relation parabolique entre B et H sur la première portion de la courbe de première aimantation :

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

Les termes $\mu_{in} H$ et $\frac{1}{2} \eta H^2$ représentent respectivement les composantes réversible et irréversible de l'induction magnétique. Le cycle d'hystérésis décrit dans le domaine de Rayleigh a une forme simple (fig II.1), ses branches ascendante et descendante peuvent être mises en équations :

II.2.1.1 Branche ascendante

A partir d'un état initial $(-H_{max}, -B_{max})$, obtenu par des valeurs décroissantes du champ, toute augmentation du champ appliqué H , entraîne une augmentation de l'induction magnétique[9] :

$$B = \mu_{in}(H + H_{max}) + \frac{\eta}{2}(H + H_{max})^2 - B_{max} \quad (\text{II.3})$$

II.2.1.2 Branche descendante

Si inversement, on part d'un état initial (H_{max}, B_{max}) , obtenu par valeurs croissantes de H , toute diminution du champ appliqué entraîne une diminution de l'induction magnétique :

$$B = \mu_{in}(H - H_{max}) - \frac{\eta}{2}(H - H_{max})^2 + B_{max} \quad (\text{II.4})$$

En appliquant (II.3) au point particulier (H_{max}, B_{max}) on aura :

$$B_{max} = \mu_{in}H_{max} + \eta H_{max}^2 \quad (\text{II.5})$$

En substituant cette équation dans (II.3) et (II.4), on peut déduire la formulation du modèle de Rayleigh qui sera décrit par l'équation suivante :

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

Les paramètres du modèle de Rayleigh peuvent être déterminés à partir des valeurs maximales du champ d'excitation H , de l'induction B et de l'induction rémanente B_r définie au point $H=0$.

Sachant que B_r vérifie :

$$B_r = \frac{2}{\eta} H_{max}^2 \quad (\text{II.7})$$

On peut alors déterminer la constante de Rayleigh η par :

$$\eta = 2 B_r / (H_{max}^2) \quad (\text{II.8})$$

Connaissant la valeur de η , on peut déterminer la perméabilité initiale μ_{in} à partir de (II.5) :

$$\mu_{in} = \frac{B_{max}}{H_{max}} - \eta H_{max} \quad (\text{II.9})$$

Nous pouvons dire donc que le modèle de Rayleigh est caractérisé par une mise en œuvre facile, cependant il reste limité aux faibles valeurs du champ d'excitation puisqu'il ne permet pas de décrire le phénomène de saturation et que le cycle d'hystérésis garde toujours une forme elliptique.

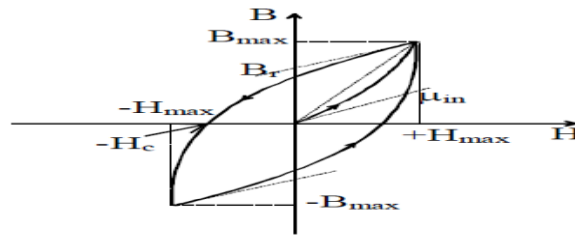


Figure (II.1) : Cycle d'hystérésis et courbe de première aimantation dans le domaine de Rayleigh.

II-2-2 Le modèle polynomial

Pour décrire le comportement magnétique non linéaire des matériaux ferromagnétiques, l'approximation du phénomène par des séries polynomiales a fait l'objet de quelques recherches depuis 50 ans. On peut citer, les travaux de **Neumann** et **Trutt**[16] en 1968 et plus récemment ceux de **Mayergoyz**, **Abdel-Kaderet Emaden** 1984 [17] et **Nasar, Xionget Fu** [18] en 1994. La forme générale décrivant l'induction magnétique **B** en fonction du champ **H** s'écrit :

$$B = Kh^{1/n} \quad (\text{II.10})$$

Un matériau est caractérisé par des valeurs particulières de **K** et **n** qui peuvent être déterminées à partir de la courbe de première aimantation. Pour des matériaux ferromagnétiques **n** est défini tel que ($5 \leq n \leq 14$). La figure (II.2) montre l'évolution de l'induction en fonction du champ pour **K = 1** et pour des valeurs de **n** évoluant de 7 jusqu'à 10.

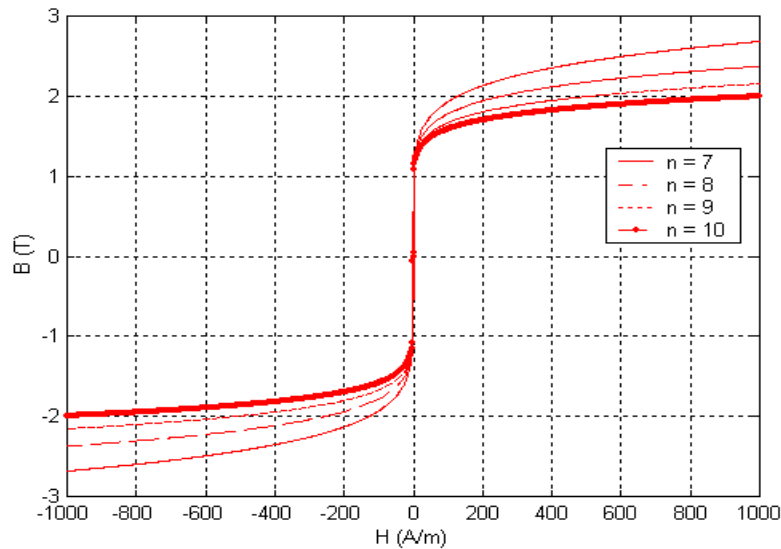


Figure (II. 2) : La courbe de première aimantation ($K = 1$ et $n = 7 \dots 10$).

Remarque : Ce type de modèle nous permet de décrire le comportement magnétique non linéaire des matériaux ferromagnétiques ainsi que le phénomène de saturation. Il ne décrit pas le cycle d'hystérésis avec ses branches montantes et descendantes mais seulement la courbe de première aimantation. Il est évident que ce type de modèle ne permet pas de représenter le phénomène avec toutes ses particularités.

II-2-3 Le modèle fractionnel

Les approximations empiriques des modèles d'hystérésis sont généralement formulées avec des limitations de validité. Certaines ne sont valables que pour des champs faibles, d'autres pour des champs forts. Le modèle de type fractionnel n'échappe pas à ces limitations. En effet, il n'est valable que si les champs appliqués sont au voisinage du champ de saturation. Comme le montre

(II.11), le modèle est une approximation du phénomène d'hystérésis en termes fractionnels ($1/H^i$, $i = 1 \dots n$):

$$B = \mu_0 M_s \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} - \dots - \frac{z}{H^i} \right) + \mu_0 H \quad (\text{II.11})$$

L'association de ce modèle à la loi du comportement du matériau magnétique,

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (\text{II.12})$$

Permet de définir l'évolution de l'aimantation M en fonction du champ sous la forme :

$$M = M_s \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} - \dots - \frac{z}{H^i} \right) \quad (\text{II.13})$$

Les travaux de **Dionne, Weiss et Allen** [19] ont permis d'intégrer avec succès dans ce modèle le champ coercitif H_c , le champ d'anisotropie H_k et un champ supplémentaire H_n , d'où une nouvelle formulation du modèle.

$$M = M_s \left(1 - \frac{a}{(H+H_n \pm H_c)} - \frac{b}{(H+H_k)^2} - \dots \right) \quad (\text{II.14})$$

Les valeurs $\pm H_c$ sont appliquées respectivement sur les branches montante et descendante du cycle d'hystérésis. Les paramètres a et b du modèle sont déterminés aux points ($M=0$, $H=-H_c$) tel que:

$$M(H = -H_c) = M_s \left(1 - \frac{a}{(H_n)} - \frac{b}{(-H_c+H_k)^2} \right) = 0 \quad (\text{II.15})$$

et ($M = M_r$, $H = 0$) tel que,

$$M(H = 0) = M_s \left(1 - \frac{a}{(H_n+H_c)} - \frac{b}{(H_k)^2} \right) = M_r \quad (\text{II.16})$$

Ces paramètres dépendent des aimantations M_s et M_r et du champ coercitif H_c . En précisant les valeurs de (H_c , H_n , H_k) dans un matériau, il est aisé de résoudre le système des équations (II.15) et (II.16) pour déterminer le couple de paramètres (a , b).

II.2.4 Le modèle d'hystérésis de Frolich

Ce modèle est aussi une approximation de la relation entre l'induction magnétique \mathbf{B} et le champ \mathbf{H} . Il a été développé pour décrire seulement la courbe de première aimantation. Les deux paramètres α et β de ce modèle sont les caractéristiques du matériau étudié:

$$B = \frac{H}{\alpha + \beta|H|} \quad (\text{II. 17})$$

Ce modèle a été amélioré par les travaux de Akbaba [20] en subdivisant la caractéristique magnétique en deux parties, la première est définie lorsque $\mathbf{B} \leq \mathbf{B}_s$,

$$B = \frac{H}{a_1 + b_1|H|} \quad (\text{II. 18})$$

et la deuxième est définie lorsque $\mathbf{B} > \mathbf{B}_s$.

$$B = B_s + \frac{H - H_s}{a_2 + b_2|H|} \quad (\text{II. 19})$$

Pour les matériaux ferromagnétiques, le modèle a été reformulé en introduisant le champ coercitif H_c sur les deux branches du cycle majeur. En effet, l'expression du modèle sur la courbe de première aimantation est décrite par (II.17). Mais, sur la courbe montante du cycle majeur elle est décrite par :

$$B = \frac{(H - H_c)}{\alpha + \beta|H - H_c|} \quad (\text{II. 20})$$

Et, sur la courbe descendante du cycle majeur on a :

$$B = \frac{(H + H_c)}{\alpha + \beta|H + H_c|} \quad (\text{II. 21})$$

Les paramètres α et β du modèle sont déterminés à partir des points $\mathbf{A}(\mathbf{B}_s, \mathbf{H} \rightarrow \infty)$ et $\mathbf{B}(\mathbf{B}_r, \mathbf{H} \rightarrow \mathbf{0})$. En effet, α est défini au point \mathbf{B} par :

$$B_r = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{(H + H_c)}{\alpha + \beta(H + H_c)} = \frac{H_c}{\alpha + \beta H_c} \Rightarrow \alpha = H_c \left(\frac{1}{B_r} - \frac{1}{B_s} \right) \quad (\text{II.22})$$

Et β est déterminé au point A par :

$$B_s = \lim_{H \rightarrow \infty} \frac{(H + H_s)}{\alpha + \beta|H + H_c|} = \frac{1}{\beta} \Rightarrow \beta = \frac{1}{B_s} \quad (\text{II.23})$$

Les équations (II.17), (II.20) et (II.21) permettent de reproduire le cycle d'hystérésis de la figure (II.3) caractérisé par $B_s = 1.9T$, $H_c = 1000 A/m$ et $B_r = 1.5T$

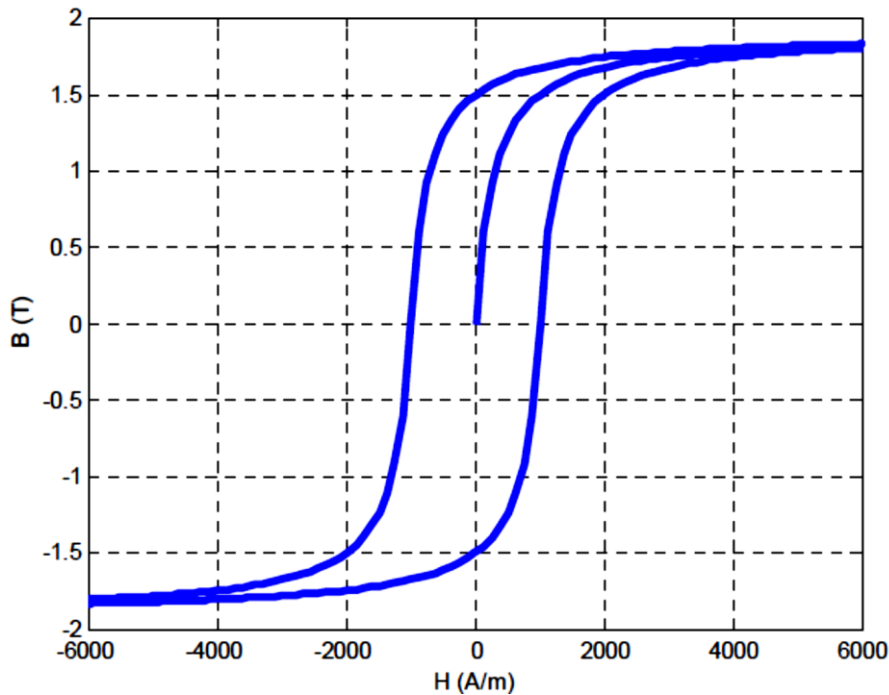


Figure (II. 3) : Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de type Frölich

Remarque : Les modèles de type Frölich donnent une approximation du phénomène de saturation ainsi qu'une représentation du cycle majeur. Mais, 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. Ils présentent alors des limitations sérieuses de validité. Ces dernières ont été quantifiées par les travaux de **Jufer, Apostolides**[21] et **Wong** [22].

II.2.5 Modèle à fonctions multiples

Des relations d'approximation sous formes exponentielles, trigonométriques ou hyperboliques du comportement magnétique ont été présentées au cours de ces dernières années. Et pour chacune d'entre elles, une procédure d'identification de ces paramètres est élaborée. On peut citer à titre indicatif, l'approximation sous forme exponentielle (équation (II.24))

$$B = B_s \exp\left(\frac{H}{a_{fm} + b_{fm}H}\right) \quad (\text{II. 24})$$

L'approximation du cycle en série de fonctions trigonométriques associées à la loi de comportement magnétique du matériau ($B = \mu_0(H + M)$) a donné une aimantation sous la forme :

$$M = \frac{2}{\pi} M_s \tan^{-1}\left(\frac{H}{H_c} \pm 1\right) \tan\left(\frac{\pi M_r}{2M_s}\right) \quad (\text{II. 25})$$

Les cycles mineurs d'hystérésis peuvent être calculés par :

$$M = \frac{2K_{fm}}{\pi} M_s \tan^{-1}\left(\frac{H}{H_c} \pm 1\right) \tan\left(\frac{\pi M_r}{2M_s}\right) \pm (1 - K_{fm})M_r \quad (\text{II. 26})$$

Avec :

$$K_{fm} = \frac{(M + M_{rm})}{2M_r} \quad (\text{II. 27})$$

M_{rm} est l'aimantation rémanente du cycle mineur parcouru. L'équation:

$$B = \frac{2}{\pi} B_s \tan^{-1}\left(\frac{H}{H_c} \pm 1\right) \tan\left(\frac{\pi B_r}{2B_s}\right) \quad (\text{II. 28})$$

permet de reproduire le cycle d'hystérésis de la figure(II.4) caractérisé pour : $B_s = 1.9T$, $H_c = 1000 A/m$ et $H_s = 6000 A/m$, [1].

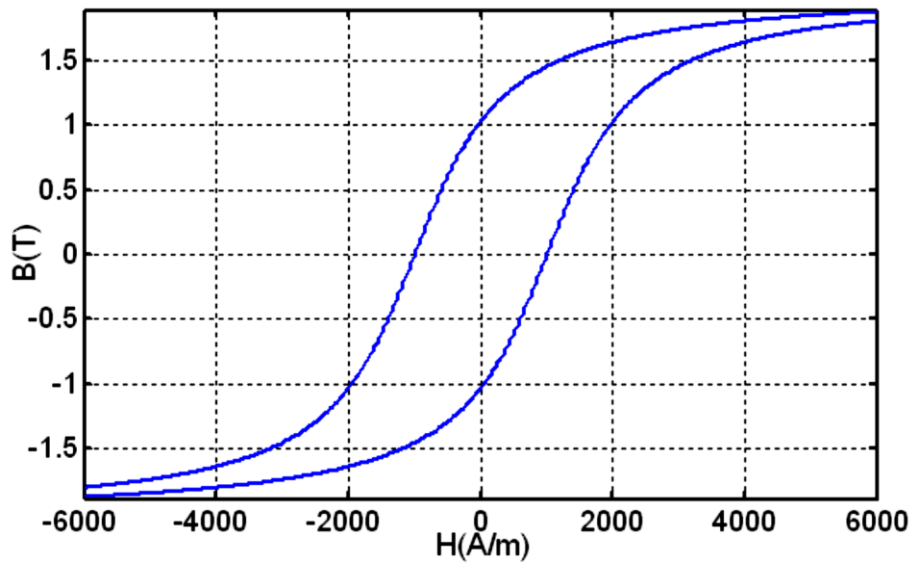


Figure (II.4): Cycle majeur du phénomène de l'hystérésis[22].

Avantages

- ◆ Ce type de modèle permet de donner une approximation correcte du cycle majeur.
- ◆ Certains modèles permettent même de décrire les cycles mineurs du phénomène de l'hystérésis.

Inconvénients

- ◆ Ce type de modèles présente des difficultés pour générer les cycles mineurs dans un système soumis
- ◆ à un champ variable sans connaître au préalable les paramètres K_{fm} et M_{rm} des cycles.

II.2.6 Modèle à fonctions auxiliaires

Ce modèle est basé sur la détermination de l'aimantation M par une fraction de polynôme de second ordre (II.29) dépendant des paramètres $(a_{1fa}, a_{2fa}, b_{1fa}, b_{2f}, H)$.

$$M = \frac{a_{1fa}H + a_{2fa}H^2}{1 + b_{1fa}H + b_{2fa}H^2} \quad (\text{II. 29})$$

Ces paramètres sont déterminés par (II.30) :

$$\begin{cases} a_{1fa} = x_{in} \\ a_{2fa} = \frac{M_s \eta + x_{in}^2}{M_s - x_{in} \alpha} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} b_{1fa} = \frac{x_{in} + \alpha \eta}{M_s - x_{in} \alpha} \\ b_{2fa} = \frac{M_s \eta + x_{in}^2}{M_s (M_s - x_{in} \alpha)} \end{cases} \quad (\text{II. 30})$$

Où: x_{in} : la susceptibilité initiale, α : la constante de Néel, η : la constante de Rayleigh.

\mathbf{M}_s : L'aimantation de saturation. \mathbf{M}_r : L'aimantation rémanente.

Les auteurs : *Rivas, Zamarro, Martin et Pereira* ont construit la boucle d'hystérésis à partir de deux fonctions auxiliaires $g_1(\mathbf{H})$ et $g_2(\mathbf{H})$, [23]. Si dans la boucle d'hystérésis le comportement non linéaire de la branche descendante et de la branche ascendante sont représentés par B^+ et B^- respectivement,

les fonctions auxiliaires peuvent être obtenues à partir de ces branches en tant que :

$g_1 = (B^+ + B^-)/2$, $g_2 = (B^- - B^+)/2$. Alors que la simulation de la boucle d'hystérésis est exécutée comme :

$B = g_1 \pm g_2$. Où le signe (+) pour la branche descendante et le signe (-) pour la branche ascendante.

La formule de g_1 et g_2 en fonction des paramètres de l'équation (II.30) est donnée par l'équation (II.31).

$$\begin{cases} g_1(H) = \mu_0 \left[H + \frac{a_{1fa}H + a_{2fa}H|H|}{1 + b_{1fa}|H| + b_{2fa}H^2} \right] \\ g_2(H) = \mu_0 \left[\frac{c_{1fa}(H_s - |H|) + c_{2fa}(H_s^2 - H^2)}{1 + b_{1fa}|H| + b_{2fa}H^2} \right] \end{cases} \quad (\text{II.31})$$

Où les coefficients a_{1fa} , a_{2fa} , c_{1fa} et c_{2fa} sont déterminés à partir des relevés expérimentaux du cycle d'hystérésis.

$$\frac{dB}{dH} \Big|_{H=0} = \left(\frac{dg_1}{dH} \pm \frac{dg_2}{dH} \right) \Big|_{H=0} \quad (\text{II.32})$$

Quand : $H=0$ et $B = B_r$: $g_2(H) = 0$ et $\frac{dB}{dH} = \mu_{diff}$. Donc : l'équation (II.32) devient :

$$\mu_{diff} \Big|_{H=0, B=B_r} = \frac{dg_1}{dH} \Big|_{H=0} = \mu_0(1 + a_{1fa}) \quad (\text{II.33})$$

Au point de saturation, la perméabilité différentielle est égale : $\frac{dB_s}{dH_s}$

$$\frac{B_s}{H_s} = \mu_0(1 + a_{1fa}) \quad (\text{II.34})$$

$$a_{1fa} = \frac{B_s}{\mu_0 H_s} - 1 \quad (\text{II.35})$$

On peut déterminer la valeur de a_{2fa} à partir de l'équation (II.36)

$$B_s = \mu_0 (H_s + M_s) \quad (\text{II.36})$$

Avec :

$$M_s = \frac{\left(\frac{B_s}{\mu_0 H_s} - 1\right) H_s + a_{2fa} H_s^2}{1 + b_{1fa} H_s + b_{2fa} H_s^2} \quad (\text{II.37})$$

Donc :

$$a_{2fa} = \frac{B_s - \mu_0 H_s}{\mu_0 H_s^2} (b_{1fa} H_s + b_{2fa} H_s^2) \quad (\text{II.38})$$

Une autre identification des fonctions auxiliaires permet de donner :

$$\begin{cases} g_1(H) = B_s \tan^{-1}\left(\frac{H}{H_s}\right) \\ g_2(H) = \frac{B_s}{H_s} \frac{1}{1 + [H/H_s]^2} - \frac{\partial g_1}{\partial H} \Big|_{H=H_s} \end{cases} \quad (\text{II.39})$$

La figure (II.5) représente les deux fonctions g_1 et g_2 et le cycle $B=f(H)$.

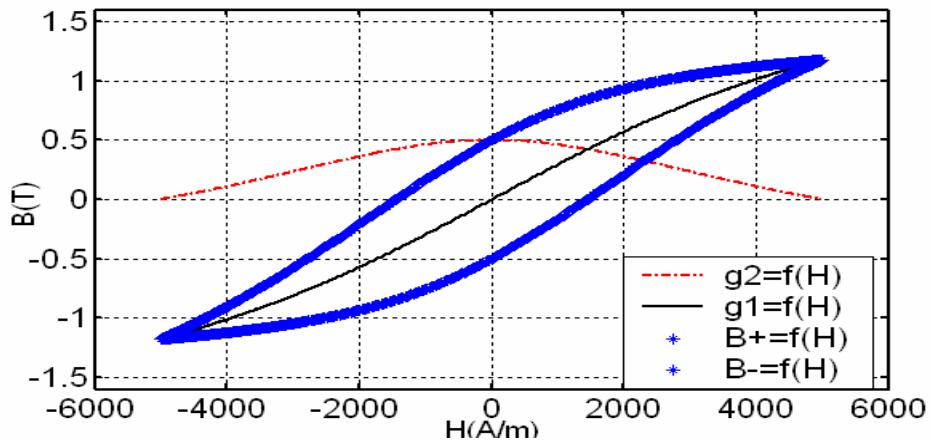


Figure (II.5): Cycle d'hystérésis et les fonctions auxiliaires g_1 et g_2 .

Avantages

Ce modèle de l'hystérésis permet de décrire le cycle à partir des fonctions auxiliaires définies au préalable. Il se base sur quelques paramètres de la caractéristique du cycle expérimental. Il est facile à mettre en œuvre grâce à la simplicité de ses fonctions auxiliaires, [24].

Inconvénients

Ce modèle n'est valable que pour un certain nombre limité d'échantillons ferromagnétiques et il ne permet pas non plus de décrire les boucles mineures du cycle d'hystérésis, [24].

II.2.7 Le modèle avec séries de Fourier

L'application à un échantillon ferromagnétique d'un champ d'excitation sinusoïdal a pour résultat une induction magnétique non sinusoïdale et de forme complexe (comportement non linéaire du matériau) qui va être représentée à l'aide des séries de Fourier basée sur des points expérimentaux de la courbe de première aimantation[24] :

$$B - B_s = \sum_{j=0}^n \gamma_{2j+1} \left(\sin \frac{(2j+1)\pi}{4H_s} (H - H_s) \right) \quad (\text{II.40})$$

Avec H_s le champ de saturation, B_s l'induction de saturation, et n le nombre de termes de la série. Les coefficients γ_{2j+1} sont donnés par :

$$\gamma_{2j+1} = \frac{16H_{max}}{(2j+1)\pi^2} \left(\alpha_n \sin \left((2j+1) \frac{\pi}{2} \right) + \sum_{k=1}^{n-1} (\alpha_k - \alpha_{k+1}) \sin \left((2j+1) \frac{\pi}{4} \right) \right) \quad (\text{II.41})$$

Les paramètres α_k ($k = 1 \dots n$) représentent les pentes des segments reliant les points de mesure de la courbe de première aimantation, qui est généralement donnée par le constructeur.

Ce type de modèle permet d'approximer le cycle majeur à partir de paramètres déduits de la courbe de première aimantation sans pouvoir décrire les cycles mineurs du phénomène d'hystérésis, il est également dénué de toute interprétation du phénomène physique.

II.2.8 Le modèle de Potter

Les travaux de Potter [1] ont permis de définir ce modèle basé sur des relevés expérimentaux de l'aimantation de saturation M_s , de l'aimantation rémanente M_r , du champ de saturation H_s et du champ coercitif H_c :

$$M(H, \alpha) = M_s \left(\text{sign}(\alpha) - \alpha \left(1 + \tanh \left(\frac{H_c - H \text{sign}(\alpha)}{H_c} \tanh^{-1} \left(\frac{M_r}{M_s} \right) \right) \right) \right) \quad (\text{II.42})$$

Le facteur α vaut ± 1 sur le cycle majeur et est redéfini par (II.43) à chaque point de renversement caractérisé par H^* et par α^* . L'aimantation M sera alors calculée en fonction de H et de α^* et sera positive quand H est croissant et négative quand H est décroissant tel que $|\alpha| \leq 1$.

$$\alpha^* = - \frac{2 \operatorname{sign}(\alpha) - \alpha \left[1 + \tanh \left[\left[1 - \operatorname{sign}(\alpha) \frac{H^*}{H_c} \right] \tanh^{-1} \frac{M_r}{M_s} \right] \right]}{1 + \tanh \left[\left[1 + \operatorname{sign}(\alpha) \frac{H^*}{M_c} \right] \tanh^{-1} \frac{M_r}{M_s} \right]} \quad (\text{II.43})$$

Caractérisé par une mise en oeuvre facile, ce modèle décrit le cycle d'hystérésis à partir d'une fonction analytique paramétrée en α évoluant à chaque point de renversement, cependant, il ne décrit pas vraiment les cycles mineurs s'ils ne sont pas centrés autour de zéro.

II.2.9 Modèle de stoner-wohfarth [25]

C'est modèle phénoménologique statique qui est utilisé pour la représentation et la simulation vectorielle du phénomène d'hystérésis .Ce modèle stipule que le matériau magnétique est composé de petites particules monodomains indépendants et possédant une anisotropie uniaxiale.

II.2.9.1 Principe du modèle

Considérons la particule mono domaine de SW, caractérisée par les angles θ et η qui représentent les angles entre le vecteur aimantation à saturation M_s de la particule et l'axe de facile aimantation et entre le champ appliqué H et l'axe de facile aimantation respectivement.

L'aimantation est supposée de module constant et de direction variable. La direction de l'aimantation est déterminée par l'énergie minimale de la particule .Cette énergie est composée de deux termes : l'énergie magnéto-cristalline et l'énergie magnétostatique .Elle

Peut être exprimée par :

$$w = k_u \sin^2 \theta - \mu_0 \cdot M_s \cdot H \cdot \cos(\eta - \theta) \quad (\text{II.44})$$

Avec

K_u : Constante d'anisotropie uniaxiale.

μ_0 : Perméabilité du vide.

La position d'équilibre de M_s sous les conditions extrêmes de l'énergie est vérifiée pour :

$$\frac{\partial w}{\partial \theta} = 0 \quad (\text{II.45})$$

$$\text{Ce qui donne : } \frac{\partial w}{\partial \theta} = 2k_u \sin \theta \cos \theta - \mu_0 H M_s - \sin(\eta - \theta) = 0 \quad (\text{II.46})$$

Cet équilibre est stable lorsque l'énergie est minimale.

II.3 Les modèles dynamiques

II.3.1 Le modèle de Jiles-Atherton

Le modèle de Jiles-Atherton, est un modèle qui décrit l'origine du phénomène d'hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques isotropes 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 [12].

II.3.1.1 Loi de comportement anhystérétique

Considérons un échantillon de matériau paramagnétique constitué d'un ensemble de moments magnétiques permanents \mathbf{m} n'interagissant pas entre eux.

En l'absence du champ appliqué, ces moments s'orientent aléatoirement dans toutes les directions et l'aimantation macroscopique résultante est nulle.

Lorsqu'on applique un champ d'excitation, les moments magnétiques tendent à s'orienter dans la même direction que le champ mais ce mécanisme est perturbé par l'agitation thermique. Un calcul statistique basé sur la théorie de Maxwell-Boltzmann conduit à l'équation de Langevin qui donne l'aimantation M des matériaux paramagnétiques en fonction du champ d'excitation H et de la température T . On écrit :

$$M(H) = M_s L\left(\frac{H}{a}\right) \quad (\text{II.47})$$

avec
$$a = \frac{kT}{\mu_0 m}$$

où $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ désigne la constante de Boltzmann,

- T la température en degré Kelvin,

- μ_0 la perméabilité du vide,

- m le moment magnétique,

- M_s l'aimantation de saturation,

et $\mathcal{L}(x)$ la fonction de Langevin telle que :

$$\mathcal{L}(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (\text{II.48})$$

L'équation (II.47), n'est valable que pour les matériaux paramagnétiques. En effet, dans le cas des matériaux ferromagnétiques, on constate que le champ d'excitation nécessaire pour atteindre la saturation est considérablement plus important que celui prédit par la théorie de Langevin. Cela s'explique par l'existence d'un couplage intense entre les moments magnétiques de spin des atomes voisins (interaction d'échange) qui ont tendance à s'aligner dans la même direction privilégiée en formant les domaines de Weiss. Tout se passe comme s'il existait au sein du

matériau, en plus du champ appliqué extérieurement, un champ magnétique interne, très intense, agissant en permanence sur les moments. Il s'agit du champ moléculaire qu'on note $H_m = \alpha M$.

Ainsi, on peut dire que le modèle de Jiles-Atherton se structure autour de la loi de comportement qu'on obtiendrait en l'absence du phénomène hystérétique, c'est à dire sans l'existence du retard des variations de l'aimantation M par rapport aux variations du champ magnétique H qui est dû aux obstacles rencontrés par les parois de Bloch lors de leurs déplacements. Il s'agit donc de la loi de comportement anhystérétique donnée sous forme d'une équation de type Langevin modifiée:

$$M = M_{an}(H) = M_s \left(\coth \left(\frac{H + \alpha M}{a} \right) - \left(\frac{a}{H + \alpha M} \right) \right) \quad (\text{II.49})$$

Avec : $H + \alpha M = H_e$ (champ d'excitation effectif) et H le champ appliqué.

Sur la base de considérations physiques décrivant l'origine du phénomène d'hystérésis, deux contributions à l'aimantation totale du système sont déterminées:

II.3.1.1.a Composante irréversible de l'aimantation

C'est une composante qui trouve son origine dans le phénomène d'accrochage des parois lors du déplacement de celles-ci sous l'action du champ extérieur.

Ce phénomène est caractérisé par une énergie de la forme :

$$E = \mu_0 \int k \delta \frac{dM}{dH} dH \quad (\text{II.50})$$

Où k est une grandeur positive constante appelée coefficient d'hystérésis en $[A.m^{-1}]$. δ est un paramètre qui vaut ± 1 selon le sens d'évolution de H .

L'énergie emmagasinée dans le matériau est alors égale à l'énergie associée au comportement anhystérétique, diminuée des pertes dues au processus d'ancrage des parois :

$$\mu_0 \int M dH = \mu_0 \int M_{an} dH - \mu_0 \int k \delta \frac{dM}{dH} dM \quad (\text{II.51})$$

La relation entre l'intensité du champ magnétique et l'aimantation peut être déduite de l'équation (II.51):

$$M_{an}(H) = M + k \delta \frac{dM}{dH} \quad (\text{II.52})$$

En tenant compte du champ effectif H_e et à partir de l'équation (II.53), la composante irréversible de l'aimantation est définie par l'équation différentielle suivante:

$$M_{an}(H_e) = M_{irr} + k \delta \frac{dM_{irr}}{dH} \quad (\text{II.53})$$

En dérivant (II.54) par rapport au champ H, on obtient :

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an}(H_e) - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an}(H_e) - M_{irr})} \quad (\text{II. 54})$$

II.3.1.1.b Composante réversible d'aimantation

C'est une composante qui est liée à la déformation des parois sur les sites d'accrochage. Jiles et Atherton montrent que l'aimantation réversible est proportionnelle à la différence ($M_{an} - M_{irr}$) :

$$M_{rev} = c(M_{an}(H_e) - M_{irr}) \quad (\text{II.55})$$

où c'est un coefficient de réversibilité.

II.3.1.1.c L'aimantation totale

L'aimantation totale est la somme des composantes réversible et irréversible :

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (\text{II.56})$$

En combinant l'équation (II.54) dans l'expression de l'aimantation totale, nous pouvons écrire :

$$M = M_{irr} + c(M_{an}(H_e) - M_{irr}) \quad (\text{II.57})$$

Par conséquent, la formulation différentielle de l'aimantation s'écrit :

$$\frac{dM}{dH} = c \frac{dM_{an}(H_e)}{dH} + (1 - c) \frac{M_{an}(H_e) - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an}(H_e) - M_{irr})} \quad (\text{II. 58})$$

L'application d'un tel algorithme pour la détermination des cycles d'hystérésis suppose la connaissance des différents paramètres $M_s, k_j, c_j, \alpha_j, \delta_j$ et $a_j M_s$. Ces paramètres sont déterminés à partir des valeurs expérimentales du champ coercitif H_c , de l'aimantation rémanente M_r , de l'aimantation à saturation M_s , de la susceptibilité initiale de l'aimantation globale X_{an} , de la susceptibilité initiale X_i , mesurée à partir de la courbe de première aimantation, de la susceptibilité différentielle maximale X_m et de la susceptibilité différentielle au point de rémanence X_r . La figure (II.6) montre le cycle majeur du phénomène de l'hystérésis pour

$k_j = 2000, c_j = 0.1, \alpha_j = 0.001, a_j = 1000, H_s = 1000 \text{ A/m}$ et $B_s = 1.9$, [22].

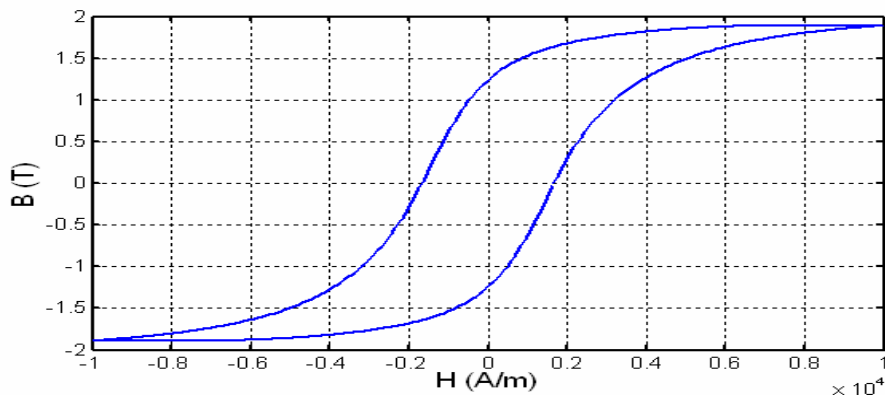


Figure (II.6) : Cycle d'hystérésis du modèle Jiles -Atherton

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, [26].

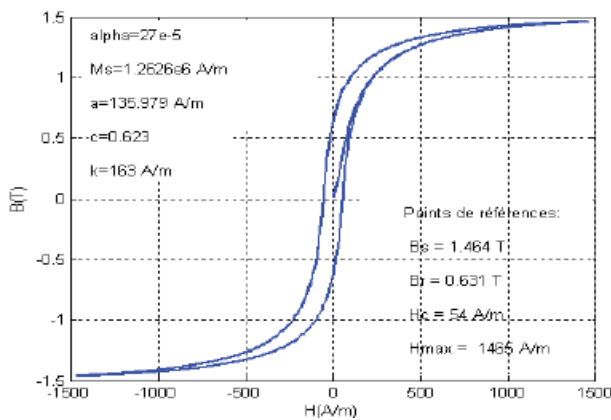
Inconvénients

L'identification des paramètres ($M_s, k_j, c_j, \alpha_j, \delta_j$ et a_j) et la génération des cycles dynamiques sont difficiles à réaliser.

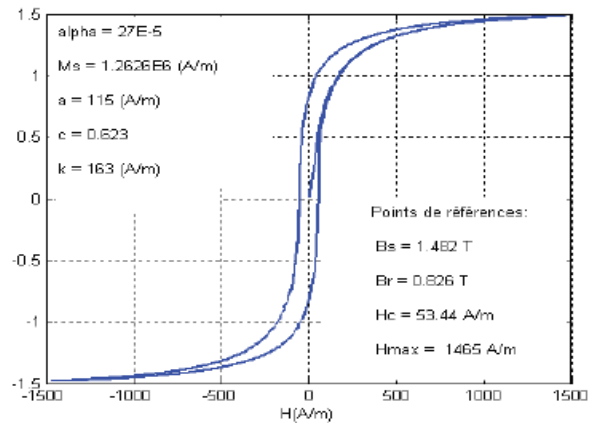
- ◆ Comportement non physique du modèle au niveau des points maximaux.
- ◆ Asymétrie et/ou cycles non fermés si la saturation n'est pas atteinte, [26]

II.3.1.2 Analyse de l'influence des paramètres

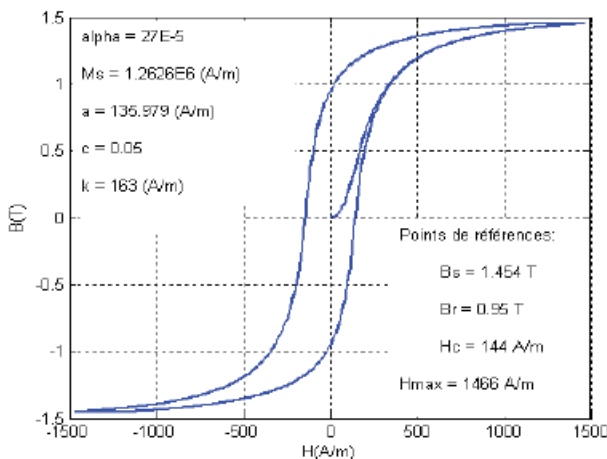
Pour étudier les effets séparés des paramètres (a, c, k, α, M_{sat}), nous avons utilisé le module de simulation développé par R. Marion [27].



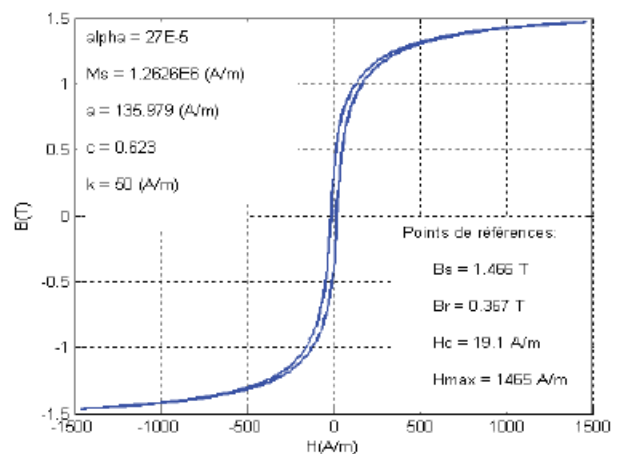
a. Cycle d'hystérésis de référence



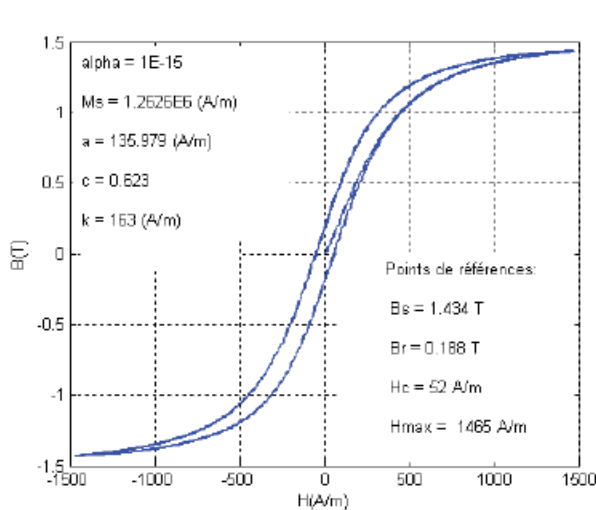
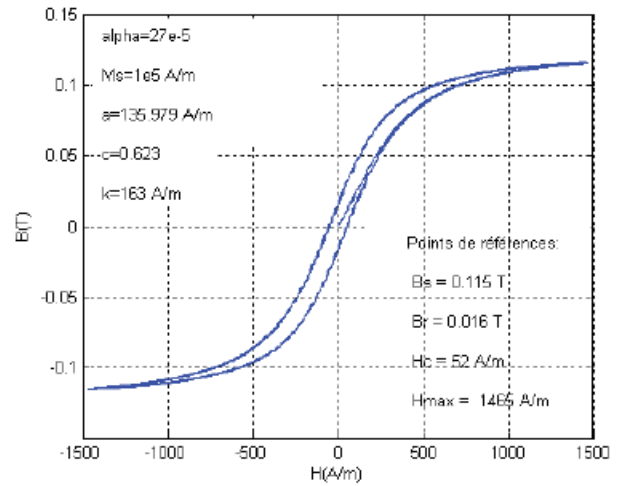
b. Effet du paramètre a



c. Effet du paramètre c



d. Effet du paramètre k

e. Effet du paramètre α f. Effet du paramètre M_s

figure(II.7):effet des paramètres (a,b,c,d,e,f,)

◆ **Paramètre a**: il caractérise la variation de l'aimantation an hystérique en fonction du champ effectif. La figure (II .7) montre qu'une diminution du paramètre a se traduit par une augmentation de l'induction maximale B_s , de l'induction rémanente B_r et une légère diminution du champ coercitif H_s . Cela signifie que ce paramètre détermine le degré d'inclinaison du cycle et par conséquent de saturation.

◆ **Paramètre c** : il caractérise le processus de réversibilité de l'aimantation. La figure (II.7) montre qu'une diminution de ce paramètre entraîne une légère diminution de B_s , une augmentation de B_r et de H_c . Cela peut être expliqué par le taux faible qui représente l'aimantation réversible par rapport à l'aimantation irréversible.

◆ **Paramètre k** : il caractérise la largeur du cycle (figure II.7). H_c et B_r diminuent fortement lorsque ce paramètre diminue.

◆ **Paramètre α** : il correspond au couplage entre des moments magnétiques (figure II.7). Quand sa valeur diminue, il amène une diminution de B_s , B_r et H_c .

◆ **Paramètre M_s** : La diminution de la saturation se traduit par une diminution de B_r et de H_c (figure II.7).

Remarque : Les paramètres du modèle sont interdépendants, la variation de l'un d'eux entraînant la variation des autres. Le cycle est très sensible à la variation de ses paramètres [28].

II.3.1.3 Identification des paramètres

Des paramètres Le modèle est entièrement défini par cinq paramètres (tableau II.1).

Tableau (II.1)	
Paramètre	Propriété physique
a	Facteur de forme de M_{an}
C	Coefficient de réversibilité des parois
K	Lié à l'irréversibilité du mouvement des parois
α	Lié au couplage entre les moments magnétiques atomiques
M_S	Aimantation à saturation

Tableau (II.1):Rappels des différents paramètres du modèle de Jiles-Atherton

Jiles [29] a développé une méthode d'identification de ces paramètres à partir de quelques points de mesures. Après transformations des équations (II.48), (II.52), (II.56) aux voisinages de quelques points caractéristiques du cycle, les expressions implicites des cinq paramètres sont obtenues. Le paramètre M_S est déduit directement de l'aimantation à saturation mesurée. Les 4 autres sont déterminés par les relations suivantes :

$$a = \frac{M_S}{3} \left(\frac{1}{X'_{an}} + \alpha \right) \quad (\text{II. 59})$$

$$c = \frac{3aX'_{ini}}{M_S} \quad (\text{II. 60})$$

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{1-c} \left(\alpha + \frac{1}{\frac{1}{1-c} X'_c - \frac{c}{1-c} \frac{dM_{an}(H_c)}{dH}} \right) \quad (\text{II. 61})$$

$$M_r = M_{an}(M_r) + \frac{k}{\frac{\alpha}{1-c} + \frac{1}{X'_r - c \frac{dM_{an}(M_r)}{dH}}} \quad (\text{II. 62})$$

Avec

- H_c : champ coercitif
- M_s et M_r : aimantations à saturation et rémanente
- X'_{an} et X'_{ini} : susceptibilités différentielles anhystérétique et initiale
- X'_c et X'_r : susceptibilités différentielles au coercitif et rémanent.

Il faut donc mesurer un cycle majeur, la courbe de 1ère aimantation et la courbe anhystérétique pour déterminer ces paramètres. Les points caractéristiques utilisés sont indiqués sur la figure II.13.

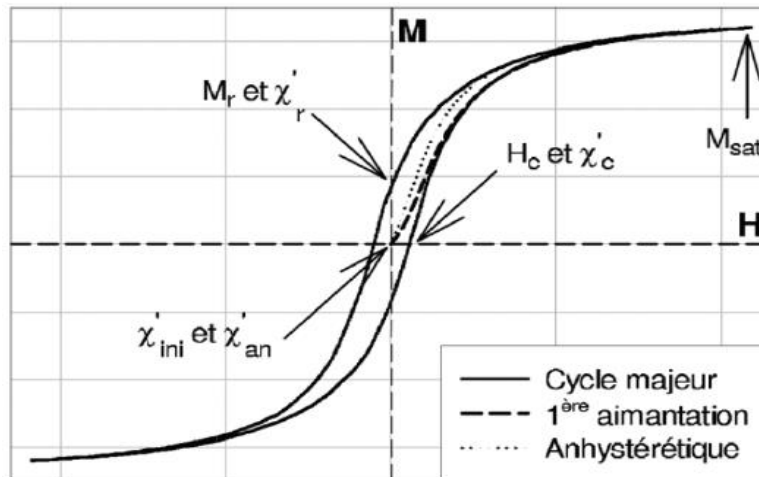


Figure (II.8): Ensemble des paramètres expérimentaux nécessaires au modèle [12].

La procédure d'identification proposée par [12] et [30] se décline comme suit :

.1. Choix arbitraire d'une valeur initiale de α .

.2. Calcul de a

.3. Calcul de c

.4. Calcul de k

.5. Calcul de α

jusqu'à la convergence de la procédure. Mais cette méthode peut se révéler très instable numériquement et conduire à des solutions non physiques, en particulier pour les paramètres c et α .

II.3.1.4 Le modèle dynamique pour des matériaux non-conducteurs [22]

La variation de l'aimantation à un instant t sous l'effet du champ magnétique H est donné par l'équation (II-63):

$$\Delta M(t, H) = M(t) - M_\infty(H) \quad (\text{II.63})$$

$$\text{Avec} \quad M_\infty(H) = \lim_{t \rightarrow \infty} M(t) \quad (\text{II.64})$$

Cette aimantation est déterminée en résolvant l'équation suivante:

$$\frac{d^2}{dt^2}(\Delta M(t, H)) + 2\lambda \frac{d}{dt}(\Delta M(t, H)) + w_n^2 \Delta M(t, H) = 0 \quad (\text{II.65})$$

La dérivée de $M_\infty(H)$ par rapport au temps est nulle, ce qui donne :

$$\frac{d^2}{dt^2} M(t, H) + 2\lambda \frac{d}{dt} M(t, H) + w_n^2 \Delta M(t, H) = 0 \quad (\text{II.66})$$

w_n : pulsation naturelle à laquelle les moments magnétiques dans le matériau peuvent osciller en l'absence de toute excitation extérieur .

λ : fréquence de relaxation.

II.3.1.5 Le modèle dynamique pour des matériaux conducteurs [22]

En négligeant l'effet de peau et en se basant sur le principe de séparation des pertes par hystérésis et courants de Foucault , la densité des pertes par courants de Foucault pour un échantillon traversé par un champ uniforme est donnée comme suit :

$$\frac{dw_{ec}}{dt} = \frac{d^2}{2\rho\beta} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 = \frac{\mu_0^2 d^2}{2\rho\beta} \left(\frac{dM}{dt} \right)^2 \quad (\text{II.67})$$

II.3.2 Modèle de preisach

II.3.2.1 Le modèle classique de Preisach

C'est certainement l'un des modèles les plus utilisés dans la modélisation des matériaux magnétiques. D'après **O.Bottauscio, M.Chiampi, D.Chiarabaglio, C.Ragusa, M.Repetto** [31], 60% des modèles d'hystérésis utilisés dans les travaux publiés dans des revues de renommée internationale sont de type Preisach. Ce modèle a été proposé par le physicien allemand **Preisach** en 1935 [32]. L'approche de ce modèle est totalement intuitive, elle est basée sur la compréhension du mécanisme d'aimantation.

II.3.2.2 Définition du modèle

Pour définir ce modèle, l'état magnétique du matériau à un instant donné est représenté par des entités magnétiques ayant deux états de saturation possibles ($M = \pm 1$). Ce type d'entité est défini par un cycle élémentaire rectangulaire, dissymétrique par rapport à l'origine (Figure (II.14)). Ce cycle est caractérisé par les champs de basculement haut et bas respectivement α et,

avec $\beta \leq \alpha$, pour lesquels il y a transition irréversible de l'état ($M = -1$) vers l'état ($M = +1$) ou inversement.

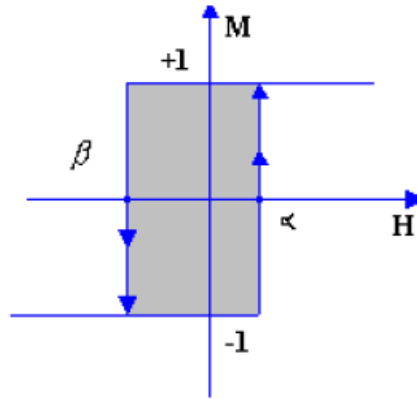


Figure (II. 9) : Cycle élémentaire d'une entité magnétique

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**. 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 :

$$M(t) = \iint \rho(\alpha, \beta) \Phi_{\alpha\beta}[H(t)] d\alpha d\beta \quad (\text{II.68})$$

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

II.3.2.3 Interprétation géométrique

La fonction de distribution de Preisach $\rho(\alpha, \beta)$ dépend de la nature du matériau. Elle est définie pour $\alpha > \beta$. Sachant que pour $|H| \geq H_s$ le matériau est saturé et que tous les dipôles ont l'aimantation (± 1) suivant le signe de H_s . Cette fonction présente les propriétés suivantes :

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

Le domaine de définition de la fonction de distribution est représenté par un triangle de surface S limité par la droite $\alpha = \beta$, $\alpha = H_s$ et $\beta = -H_s$ dans le plan formé par les deux axes ($O\alpha$) et ($O\beta$). Ce plan est appelé **le plan de Preisach** (Figure (II.15)).

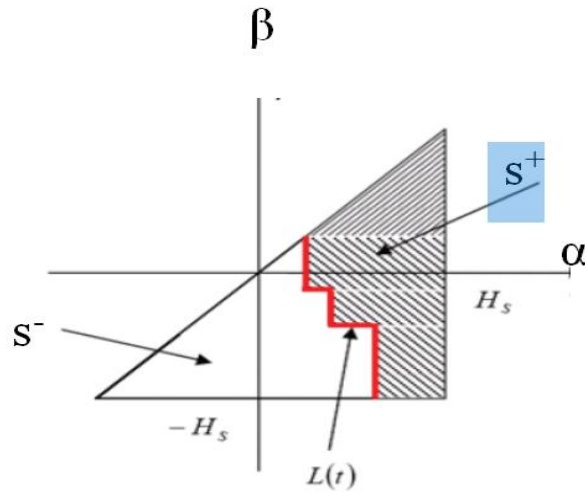


Figure (II. 10) : Plan de Preisach

Sur la figure précédente on remarque que la surface S est divisée en deux parties S^+ et S^- . Elles sont séparées par une frontière $L(t)$ variable dans le temps. Elles représentent respectivement les opérateurs $\Phi_{\alpha\beta}$ dans l'état (+1) et dans l'état (-1).

En tenant compte de cette subdivision du plan de Preisach, on a :

$$M(t) = \iint_{s^+(t)} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{s^-(t)} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (\text{II.69})$$

D'après l'équation précédente, 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.

II.3.2.4 Représentation équivalente

La densité de Preisach peut être représentée de façon équivalente en utilisant comme variables indépendantes à la place de α et de β , le champ coercitif h_c et le champ d'interaction h_i définis par les relations :

$$h_c = \frac{\alpha - \beta}{2} \quad (\text{II.70})$$

et un champ d'interaction h_i défini dans la figure (II.11).

$$h_i = \frac{\alpha + \beta}{2} \tag{II.71}$$

Ceci revient à un changement de coordonnées dans le plan de Preisach illustré par la figure (II.11): En effet, le champ d'interaction h_i représente la grandeur de la dissymétrie du cycle élémentaire par rapport à l'origine ($H=0$). Il traduit l'influence des domaines adjacents constitutifs du matériau magnétique sur le domaine considéré. Quant au champ coercitif h_c , il représente la demi-largeur du cycle élémentaire[33].

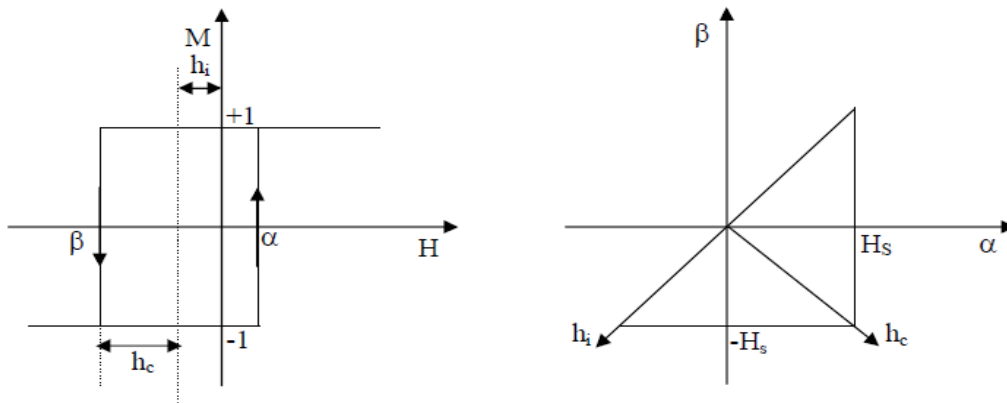


Figure (II. 11) : Définition de cycle élémentaire et du plan de Preisach en fonction h_i et h_c

II.3.2.5 Principe du modèle

L'application du modèle de Preisach (II.68) nécessite une maîtrise du calcul de l'aimantation totale. Supposons qu'initialement à $t_0 = 0$ on a un échantillon dans un état désaimanté ($H = 0, M = 0$), et que la densité de Preisach est symétrique par rapport à la droite $\alpha = -\beta$, alors la frontière $L(t = 0)$ et la droite $\alpha = -\beta$ sont confondues. Par conséquent, les deux surfaces $s^+(t = 0)$ et $s^-(t = 0)$ sont identiques. Alors, on a :

$$M(t) = \iint_{s^+(t)} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta = \iint_{s^-(t)} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \tag{II.72}$$

L'évolution de la frontière qui sépare les deux surfaces sur le triangle de Preisach se fait avec un segment de droite parallèle à l'axe ($O\beta$) si le champ d'excitation est croissant et avec un segment de droite parallèle à l'axe ($O\alpha$) si ce champ est décroissant. Le point d'intersection entre ce segment et la droite ($\alpha = \beta$) est toujours le champ d'excitation courant. Par contre, son point d'intersection avec la frontière $L(t)$ dépend de la valeur actuelle du champ et de l'histoire

enregistrée par le matériau. Appliquons à ce même échantillon à l'instant ($t_1 > t_0$) un champ magnétique $H_1 > 0$. Ensuite, à l'instant ($t_2 > t_1$) un deuxième champ H_2 tel que ($H_2 < H_1$). Au début et sous l'effet de H_1 , toutes les particules associées aux opérateurs $\phi_{\alpha\beta}$ tel que $\alpha \leq H_1$ basculent dans l'état haut. Chaque opérateur vaut alors +1. La différence par rapport à la configuration précédente du plan de Preisach est l'augmentation de la surface S^+ dans le plan de Preisach (OPQ) (Figure (II.12)).

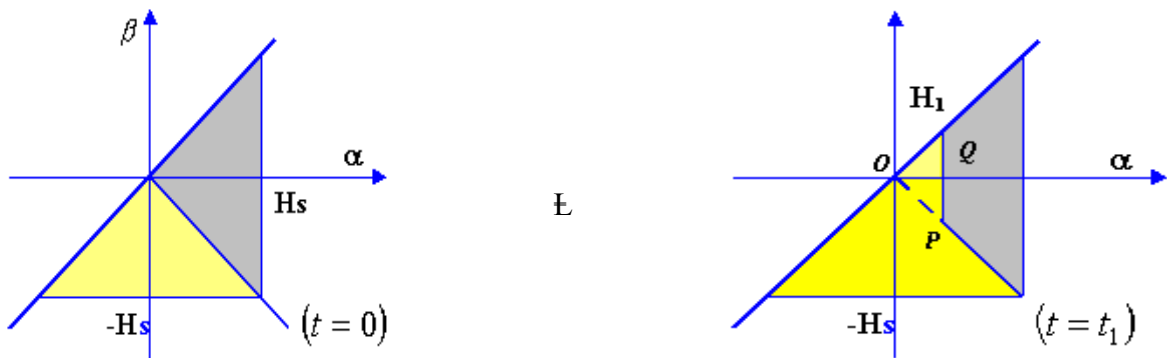


Figure (II. 12) : Le plan de Preisach sous l'effet de H_1 avec $H_1 > 0$

L'aimantation totale de l'échantillon sous l'effet de H_1 ne dépasse pas l'aimantation de saturation M_s si le champ appliqué H_1 est inférieur à H_s . Cette aimantation gardera sa valeur de saturation même si le champ appliqué est supérieur à H_s . Les figures (II.13) et (II.14) nous montrent les deux cas précédemment indiqués.

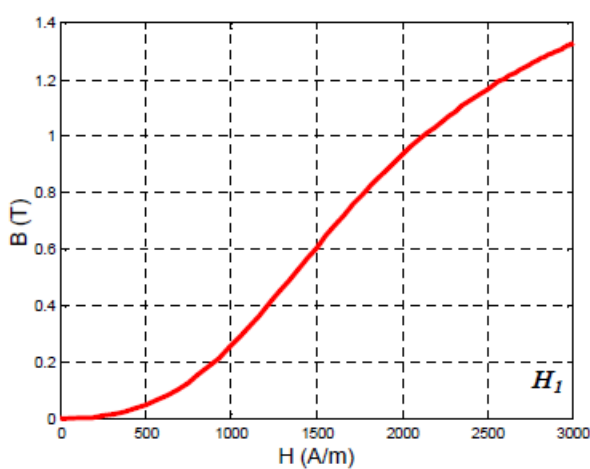


Figure (II. 13) : L'induction sous l'effet de $H_1 < H_s$

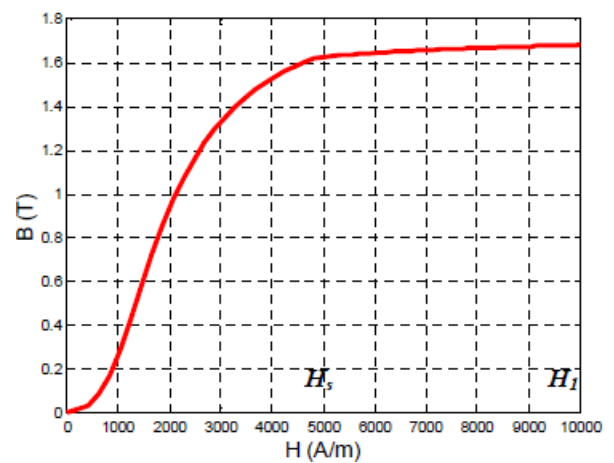


Figure (II. 14) : L'induction sous l'effet de $H_1 > H_s$.

Mais suite à l'application du champ d'excitation H_2 , on aura deux cas de figure à étudier et qui donneront deux aimantations différentes. Le premier est défini lorsque $|H_2| > |H_1|$ et la deuxième lorsque $|H_2| < |H_1|$. Dans les deux cas, l'aimantation résultante est définie selon les modules des champs appliqués et leurs effets sur l'histoire du matériau dans plan de Preisach. Il faut alors définir les extrema relatifs et absolus de la frontière $L(t)$ pour pouvoir appliquer correctement le modèle tel qu'il est défini en (II.68).

II.3.2.5.1 Premier cas : à $t = t_2$ si $|H_2| > |H_1|$

Sous l'effet du champ magnétique H_2 appliqué à l'instant t_2 , toutes les entités magnétiques associées à $\phi_{\alpha\beta}$ ayant $\beta > H_2$ basculeront vers l'état bas de saturation. Chaque opérateur vaut alors (-1) . Donc, la frontière $L(t)$ ne dépendra que du deuxième champ appliqué H_2 et de l'état initial de l'échantillon. Par conséquent, l'aimantation finale du matériau prendra la valeur définie dans le plan de Preisach (figure (II.15)) par (H_2, M_2) . Ainsi, l'état (H_1, M_1) est effacé de l'histoire du matériau.



Figure (II. 15) : Le plan de Preisach sous l'effet de H_1 et H_2 si $|H_2| > |H_1|$

Ainsi, l'allure globale de l'aimantation de l'échantillon sous l'effet de H_1 puis H_2 est donnée dans la figure suivante :

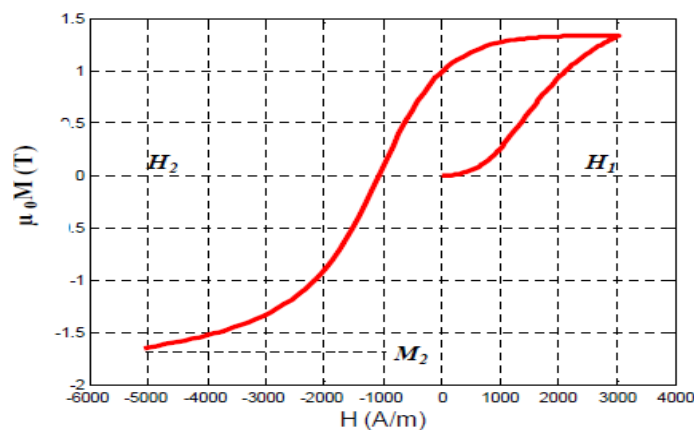


Figure (II. 16) : L'aimantation totale sous l'effet de H_2 avec $|H_2| > |H_1|$

II.3.2.5.2 Deuxième cas : à $t = t_2$ si $|H_2| < H_1$

Comme dans le cas précédent, toutes les particules caractérisées par des cycles élémentaires rectangulaires associées à $\phi_{\alpha\beta}$ ayant $\beta \geq H_2$ basculeront vers l'état bas de saturation. Chaque opérateur vaut alors (-1) . Sauf que, la frontière $L(t)$ dépendra et contrairement à la configuration précédente, de deux états enregistrés par le matériau et appartenant à son histoire $(H_1, M(H_1))$ et $(H_2, M(H_2))$ (Figure (II.22)). Cette frontière dépendra alors de l'état initial et des deux champs appliqués.

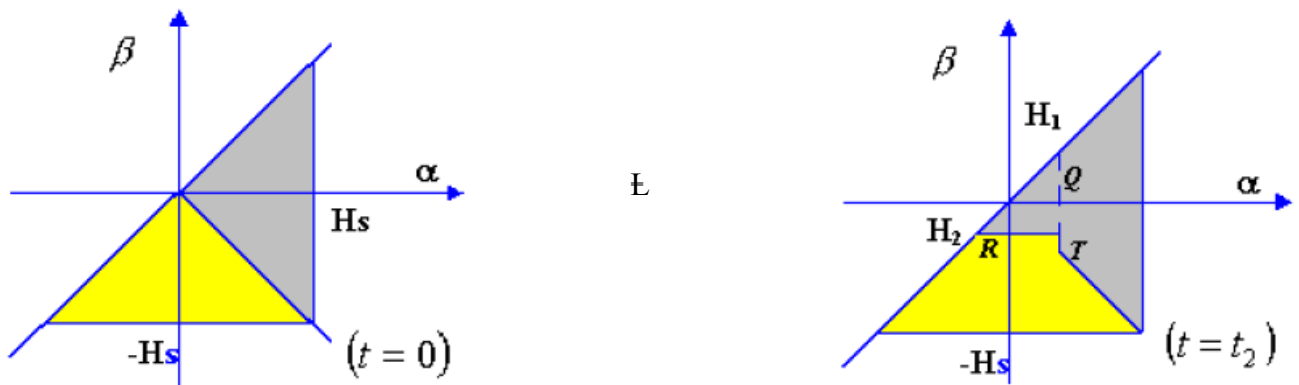


Figure (II. 17) : Le plan de Preisach sous l'effet de H_1 et H_2 si $|H_2| < |H_1|$.

Ainsi, l'allure globale de l'induction sous l'effet de H_1 et H_2 est représentée par la figure (II.18).

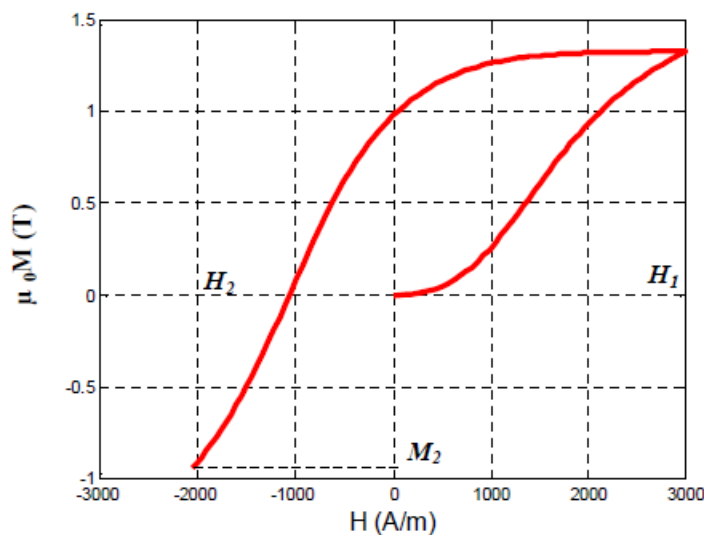


Figure (II. 18) : L'aimantation totale sous l'effet de H_2 avec $|H_2| < |H_1|$

Le même raisonnement peut encore s'appliquer à un champ supérieur à H_2 pour les deux cas

précédemment indiqués (les paragraphes (§.II.4.5.1) et (§.II.4.5.2)). Le plan de Preisach résultant se trouve dans deux configurations différentes. La frontière $L(t)L$ ne garde plus la même forme. Elle présente une nouvelle répartition des surfaces S^+ et S^- . L'étude de l'un des deux cas suffira pour comprendre parfaitement le mécanisme d'aimantation et sa représentation géométrique dans le plan de Preisach. Nous choisissons par souci de généralisation le cas décrit dans le paragraphe (§.II.4.5.2) comme état initial du matériau. Comme le montre la figure (II.17), le plan de Preisach présente deux surfaces S^+ et S^- séparées par une frontière composée de trois segments. Cette frontière est appelée **histoire du matériau**. Selon le module du champ appliqué H_3 , cette histoire se trouve encore modifiée au cours du temps. Deux cas de figure se présentent alors, la première lorsque ($H_3 < H_1$) et la deuxième si ($H_3 > H_1$).

II.3.2.5.3 Troisième cas : à $t = t_3$ si $H_3 < H_1$

Dans ce cas, la frontière entre S^+ et S^- présente quatre segments. L'histoire du matériau est composée des maxima locaux (H_1 et H_3), de ses minima locaux (H_s et H_2) ainsi que de l'état initial d'aimantation. Entre la configuration initiale du plan représentée par la figure (II.19) et la configuration résultante représentée par la figure (II.20) on remarque qu'il n'y a pas eu d'effacement de l'histoire. Cette propriété d'effacement est l'une des propriétés fondamentales du modèle de Preisach. Elle sera définie dans le paragraphe (§.II.4.6.1).

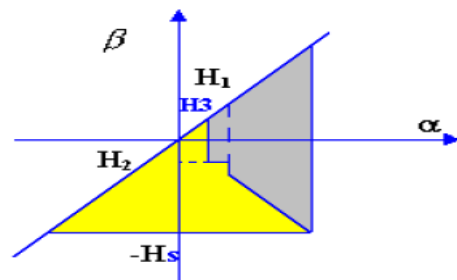
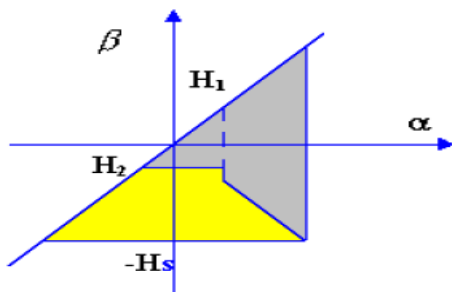


Figure (II. 19) : Le plan de Preisach sous l'effet de H_2 **Figure (II. 20) :** Le plan de Preisach sous de l'effet H_3

La figure (II.21) montre l'allure de l'aimantation globale de l'échantillon après l'application successive de H_1 , H_2 et H_3 .

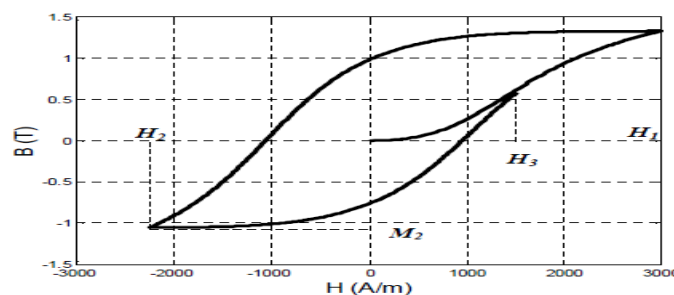


Figure (II. 21) : L'aimantation totale sous l'effet de H_3

II.3.2.5.4 Quatrième cas : à $t = t_3$ si $H_3 > H_1$

Contrairement au cas précédent, la frontière entre les deux surfaces d'aimantation est composée de deux segments représentant l'état de désaimantation initiale et le maximum courant du champ appliqué (Figure (II.23)). Dans ce cas, la propriété d'effacement a été mise en évidence et les deux extrema H_1 et H_2 ont été éliminés de la mémoire du matériau. Ne gardant que le maximum courant du champ appliqué, la frontière $L(t)$ délimitant les deux surfaces du plan de Preisach vont évoluer comme si, pour la première fois et à partir de l'état initial, un champ supérieur à H_3 était appliqué à l'échantillon ferromagnétique.

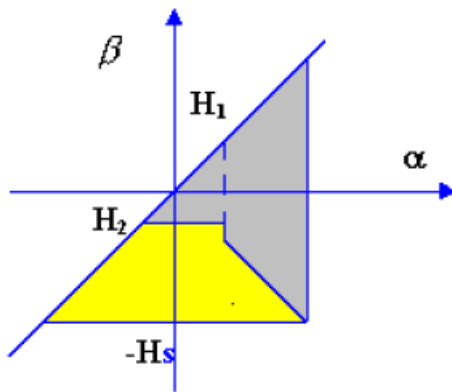


Figure (II. 22) : Le plan de Preisach sous l'effet de H_2

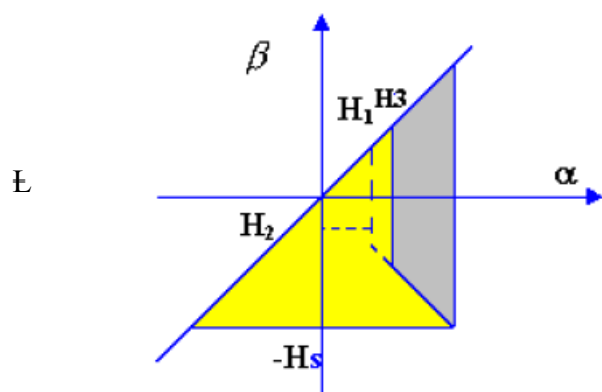


Figure (II. 23) : Le plan de Preisach sous l'effet de H_3

L'allure de l'aimantation sous l'effet de H_1 , H_2 et H_3 est représentée dans la figure suivante :

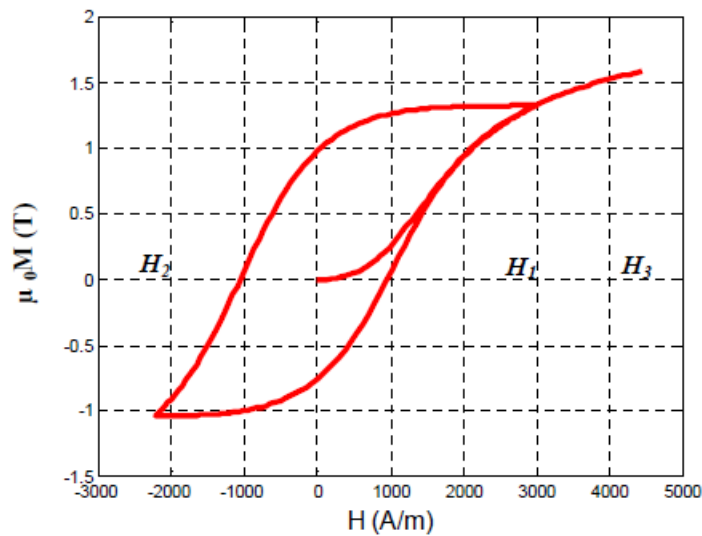


Figure (II. 24) : L'aimantation totale sous l'effet de H_3

Pour mieux étudier le phénomène, un champ d'excitation amortie H_a représenté dans la figure (II.30) est appliqué à l'échantillon ferromagnétique. L'état final de la frontière $L(t)$ prendra une forme en escalier. Ainsi, la mémorisation dans le matériau des extrema locaux du champ est schématisée sur le plan de Preisach dans la figure (II.31).

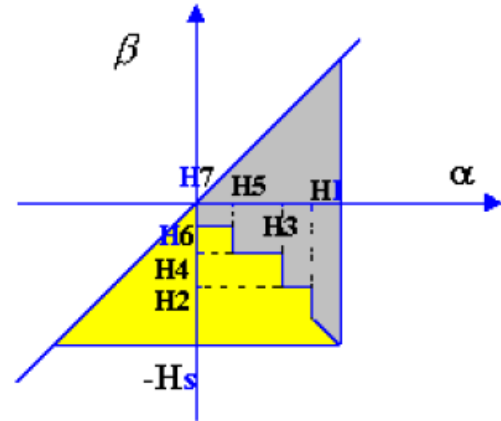
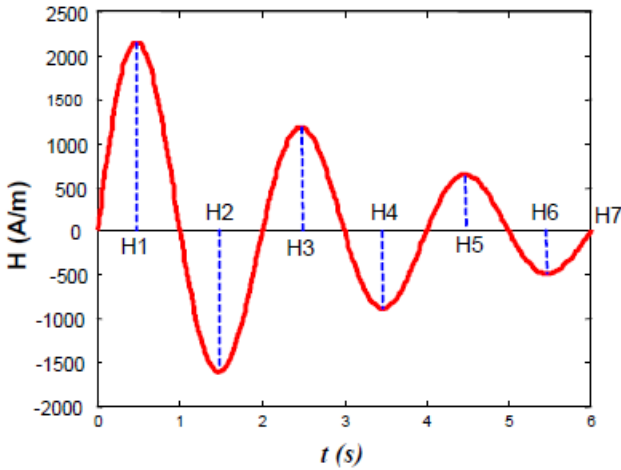


Figure (II.25) : Le champ d'excitation H_a .

Figure (II. 26) : Le plan de Preisach sous l'effet de H_a .

La figure suivante permet de visualiser l'évolution de l'aimantation en fonction de cette excitation amortie et la description des cycles d'hystérésis intermédiaires.

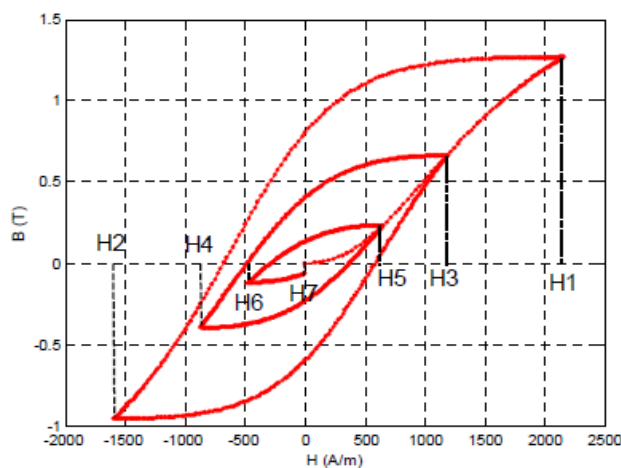


Figure (II. 27) : L'évolution de l'aimantation sous l'effet du champ d'excitation amortie H_a

Enfin, le même raisonnement peut s'appliquer pour tout système présentant le phénomène D'hystérésis en respectant la forme de l'excitation qui lui est appliquée [22].

II.3.2.6 Les propriétés du modèle de Preisach

II.3.2.6.1 Effacement de l'histoire

La définition précédente du modèle nous a permis de rencontrer l'une des deux propriétés fondamentales du modèle de Preisach [34],[35],[36]. C'est la propriété **d'effacement de l'histoire** du matériau. En effet, certains états magnétiques disparaissent de l'histoire du matériau sous l'effet d'un champ appliqué représentant un extremum absolu. Ceci est valable pour l'histoire des minima et des maxima locaux déjà enregistrés par la frontière $L(t)$ sur le plan de Preisach. En particulier, pour un champ d'excitation appliqué supérieur ou égal au champ de saturation H_s , l'histoire du matériau ne gardera que le minimum absolu $-H_s$ et le maximum absolu courant H_s . Cette propriété a été vérifiée dans le cas d'un effacement partiel de l'histoire tel qu'il est décrit dans le paragraphe (§.II.4.5.4). Mais, la notion d'un effacement total de l'histoire magnétique sous l'effet d'un champ d'excitation $H_f \geq H_s$ appliqué à partir de la configuration résultante de l'effet de H_a peut-être illustrée par la figure (II.33). En effet, aucune histoire intermédiaire mémorisée par l'échantillon au cours de l'application de H_a ne peut être considérée une fois que le champ a atteint une valeur supérieure ou égale à H_s . En effet, si un champ magnétique est appliqué pour modifier l'état saturé du matériau, le modèle ne doit tenir compte que d'une histoire limitée à un minimum absolu $-H_s$ et un maximum absolu H_s .

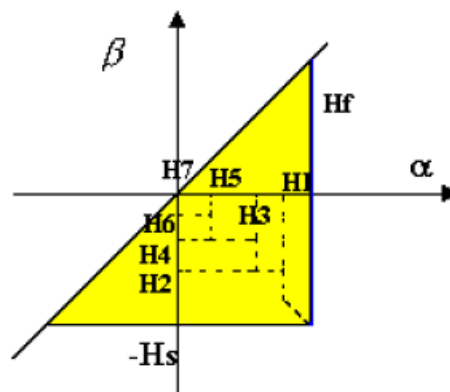


Figure (II. 28) : Le plan de Preisach sous l'effet de H_f et vérification de la propriété d'effacement totale.

II.3.2.6.2 La congruence

La deuxième propriété du modèle de Preisach est celle de la **congruence des cycles mineurs** [37],[38],[39],[40]. Tous les cycles mineurs ayant pour limites les champs H_1 et H_2 sont congruents géométriquement. Quelque soit l'histoire et l'état magnétique initial de l'échantillon, les cycles mineurs décrits entre les champs H_1 et H_2 doivent se superposer géométriquement comme le montre la figure (II.29).

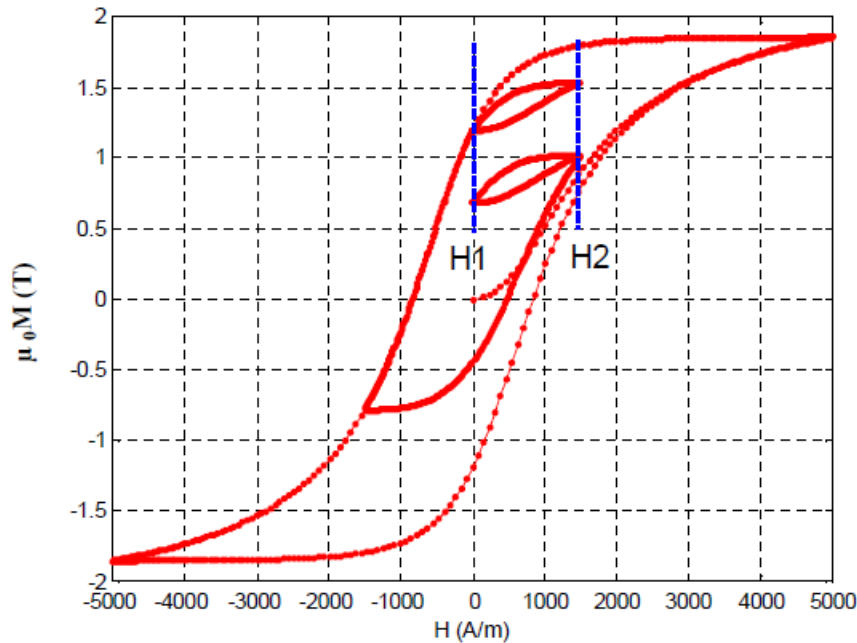


Figure (II. 29) : La propriété de congruence.

Depuis la naissance du modèle de Preisach en 1935 beaucoup de travaux le concernant ont été effectués dans le domaine, on peut citer Néel [41] Woodward et Della Torre [42], Brown [43] et Barker [44]. Mais, en 1970 le mathématicien russe Krasnoselskii a compris que sous ce modèle phénoménologique se cache une idée mathématique nouvelle [45]. Alors, il a extrait le modèle de son aspect initial purement physique et il l'a représenté sous une forme mathématique pure en l'assimilant à une distribution spectrale des opérateurs. C'est la forme du modèle qu'on connaît actuellement. Mayergoyz a poursuivi ces travaux, et il a démontré que les deux propriétés déjà énoncées constituent des conditions **nécessaires et suffisantes** pour représenter un problème hystérétique par le modèle de Preisach [46].

II.3.2.7 Détermination de la densité de preisach

Le problème de l'identification du modèle se ramène à celui de la détermination de la fonction de distribution ou densité de Preisach qui caractérise le matériau ferromagnétique. Il existe deux grandes familles de méthodes pour déterminer la densité de Preisach (α, β) :

les méthodes analytiques et les méthodes numériques [33]. Ainsi, les méthodes analytiques sont des méthodes simples d'applications, elles ne requièrent que des données expérimentales très facilement accessibles (exemple le cycle majeur). Quant aux méthodes numériques, elles ont besoin de relevés supplémentaires et un plus grand nombre de données. Ces méthodes, relient directement certaines mesures aux valeurs de $\rho(\alpha, \beta)$ dans le triangle de Preisach discrétisé[47].

II.3.2.7.1 Les méthodes numériques

Il existe principalement trois méthodes numériques permettant l'identification de la densité de Preisach. On en cite :

- La méthode de Mayergoyz.
- La méthode de Biorci- Pescetti.
- La méthode des cycles centrés.

II.3.2.7.1.1 La méthode de Mayergoyz [40]

Elle est basée sur un ensemble de courbes expérimentales dites courbes de renversement de Premier ordre [19-26]. Elles sont obtenues en faisant décroître l'aimantation jusqu'à $-M_s$, ensuite de la faire croître jusqu'à α' , champ de renversement, et le faire décroître de nouveau jusqu'à $-M_s$. Lorsque le champ d'excitation croît, l'aimantation ne peut suivre que l'unique courbe montante du cycle majeur.

II.3.2.7.1.2 La méthode de Biorci-pescetti [48]

Dans cette méthode, on considère que le matériau est parfaitement isotrope, aussi la densité de Preisach $\rho(\alpha, \beta)$ est considérée comme un produit de deux fonctions indépendantes ρ_1 et ρ_2 en fonction des champs de basculements α et β . ρ_1 et ρ_2 sont déterminées à partir de la courbe de première aimantation et de la branche descendante du cycle majeur.

II.3.2.7.2 Les méthodes analytiques

Certaines formes analytiques (fonctions Gaussienne, fonctions Lorentzienne,...)[49], peuvent servir de fonctions de distributions pour la répartition des hystérons dans le triangle de Preisach. Parmi ces fonctions on a :

II.3.2.7.2.1 La distribution de type Gauss

Dans le cas de la répartition Gaussienne, la fonction de distribution peut s'écrire sous la forme :

$$\rho(h_c, h_i) = \frac{B_s}{2\pi\sigma_c\sigma_i} \exp\left[-\frac{(h_c - h_{cm})^2}{2\sigma_c^2}\right] \exp\left[-\frac{h_i^2}{2\sigma_i^2}\right] \quad (\text{II. 73})$$

Les grandeurs h_c et h_i se rapportent à un changement de repère dans le plan de Preisach (II.4.4). Cinq paramètres sont à déterminer dans cette équation. Il s'agit de B_s (l'induction de saturation), σ_c et σ_i (les écarts types relatifs à h_c et h_i) et h_{cm} (le champ coercitif moyen). Malgré que le nombre de paramètres, permet une relative flexibilité au niveau de la forme des cycles, le choix de cette forme de fonction de distribution reste limité [49].

II.3.2.7.2.2 La distribution de type Lorentz

Celle ci s'écrit sous la forme :

$$\rho(\alpha, \beta) = \frac{k}{\left(1 + \left(\frac{\alpha}{H_c} - 0.5\right)^2\right) \left(1 + \left(\frac{\beta}{H_c} + 0.5\right)^2\right)} \quad (\text{II. 74})$$

Avec H_c le champ coercitif et k un coefficient de régulation ou constante de normalisation. La fonction $\rho(\alpha, \beta)$ paramétré par α et β , doit vérifier les propriétés de la densité de Preisach déjà énoncées.

L'application du modèle de Preisach associé à la fonction de distribution de Lorentz permet de suivre précisément l'évolution de l'aimantation du matériau et de son histoire [49]. Néanmoins, la précision des cycles d'hystérésis reproduits par ce modèle est affectée par l'utilisation de ce type de fonction. Pour remédier à ce problème, et afin d'augmenter le nombre de degrés de liberté, une forme modifiée de la fonction de distribution de Lorentz a été proposée [50].

II.3.2.7.2.3 La distribution de type Lorentz modifiée

Deux échantillons ferromagnétiques présentant les mêmes paramètres k et H_c (précédemment définis), ne possèdent pas forcément le même cycle d'hystérésis. Donc une modification de la fonction de distribution de Lorentz s'impose en introduisant deux nouveaux paramètres d'ajustement a et b . Ceci permet alors d'augmenter la précision du modèle.

$$\rho(\alpha, \beta) = \frac{ka^2}{\left(a + \left(\frac{\alpha}{H_c} - b\right)^2\right) \left(a + \left(\frac{\beta}{H_c} + b\right)^2\right)} \quad (\text{II. 75})$$

Avec $a \in \mathbb{R}_+^*$ et $b \in [1, H_s/H_c]$.

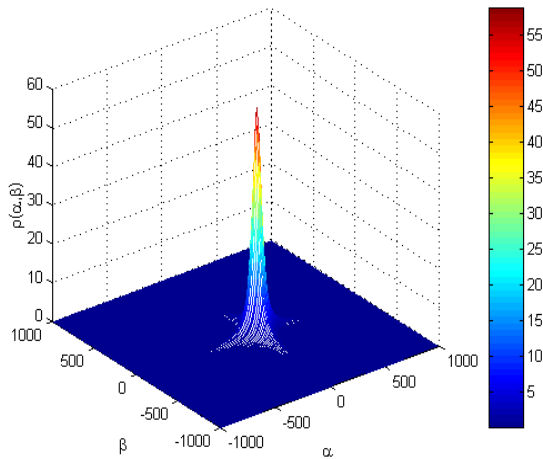
Sachant que la précision de la fonction de distribution de Lorentz est fortement liée aux paramètres d'ajustement a et b , procédons à une analyse permettant de montrer l'influence de ces paramètres sur la distribution et l'allure des cycles.

II.3.2.7.2.3.a Influence du paramètre a (b constant).

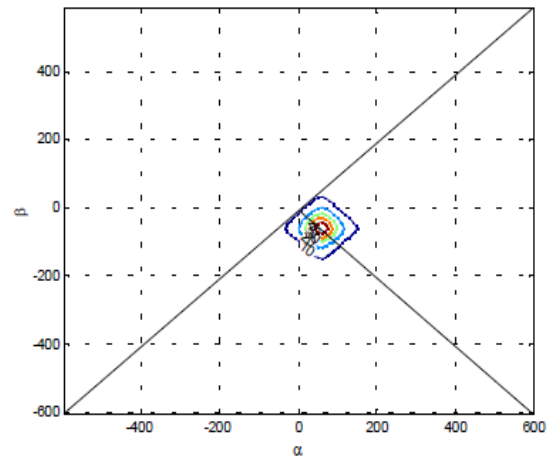
Le paramètre a engendre une certaine modification au niveau de l'allure de la distribution spatiale de la fonction de Lorentz tout en gardant la même amplitude. Ainsi, les figures (II.30),(II.31),(II.32),(II.33),(II.34),(II.35), illustrent l'effet de variation de ce paramètre sur l'évolution de la distribution spatiale de la fonction de Lorentz modifiée et de ses contours

projetés sur le plan de Preisach pour des valeurs constantes de k , b et H_s , ($k=59$, $b=1$ et $H_s=250A/m$).

Nous constatons que pour des valeurs croissantes de a , la distribution garde sa symétrie par rapport à l'axe $\alpha = -\beta$, seulement l'aire délimitée par cette fonction augmente sur le plan de Preisach. D'autre part, la variation du paramètre a , entraîne une augmentation de l'induction maximale, de l'induction rémanente, ainsi qu'une modification de la raideur des cycles, donc c'est la perméabilité initiale qui peut être contrôlée sur la courbe de première aimantation ainsi que sur les branches ascendante et descendante du cycle majeur[22]. Le figure (II.36), représentent la variation du cycle en fonction du paramètre a pour les mêmes valeurs de k , b et H_s .



Figure(II.30): La distribution spatiale pour $a=0.5$



Figure(II.31): Les contours de la distribution pour $a=0.5$

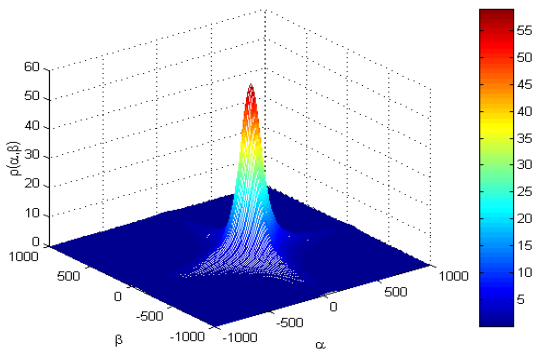
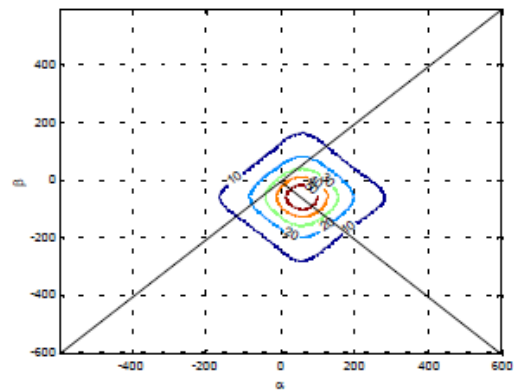
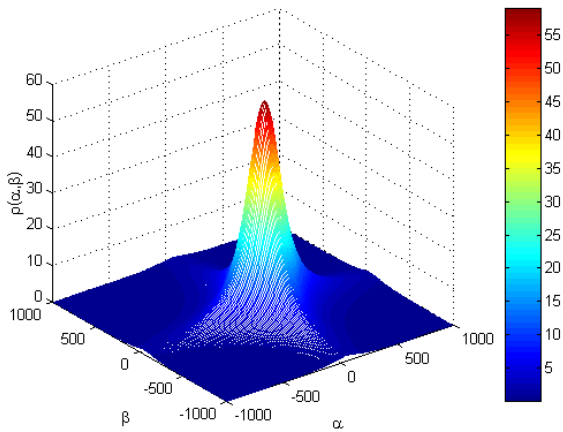


Figure (II.32): La distribution spatiale pour $a=3$



Figure(II.33):Les contours de la spatial pour $a=3$



Figure(II.34): La distribution spatiale pour a=7

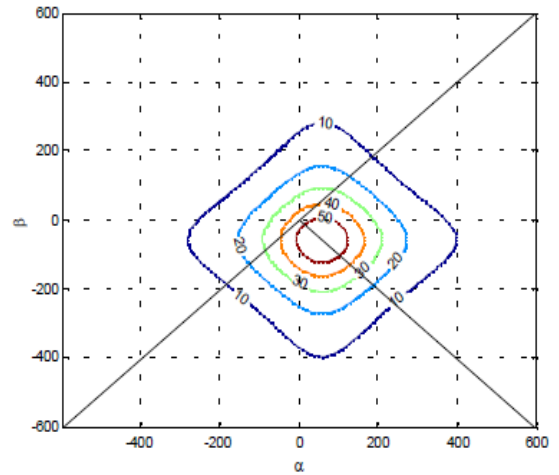
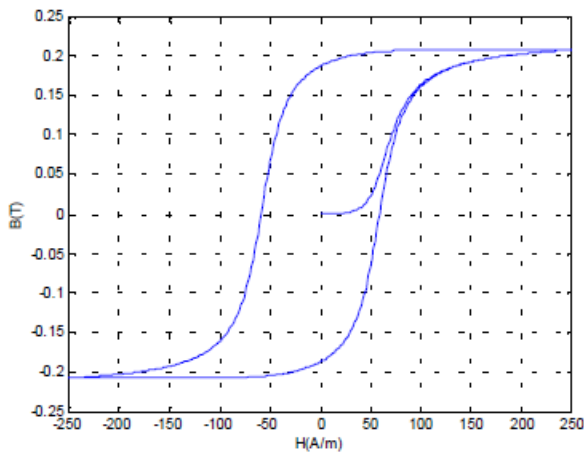
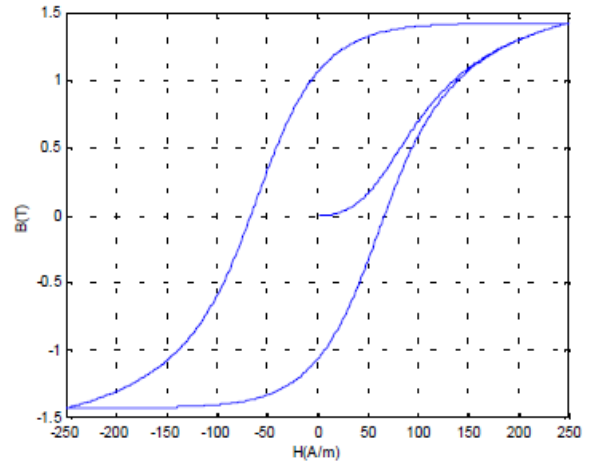


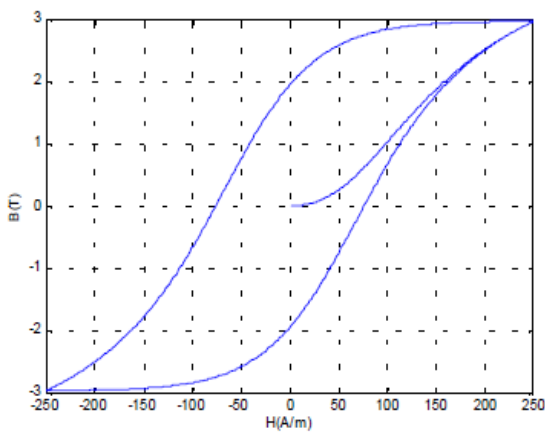
Figure (II.35): Les contours de la distribution pour a=7



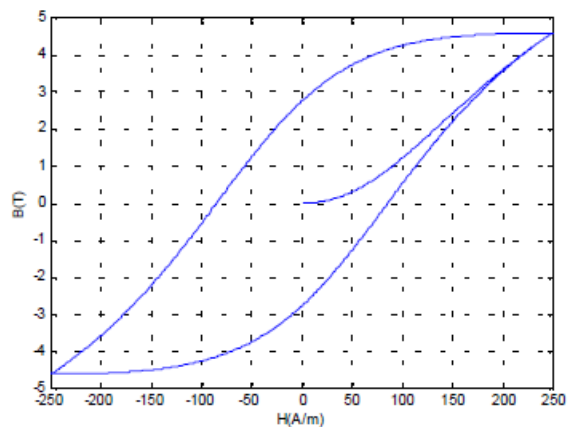
a. Le cycle d'hystérésis pour a= 0.1



b. Le cycle d'hystérésis pour a=1



c. Le cycle d'hystérésis pour

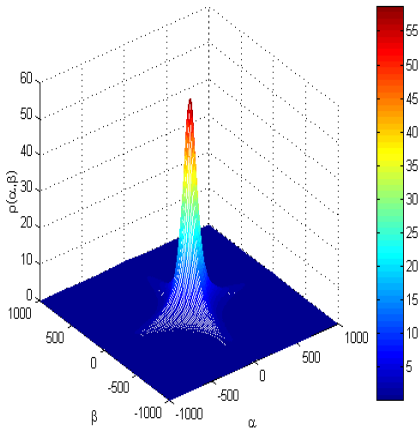


d. Le cycle d'hystérésis pour a=7

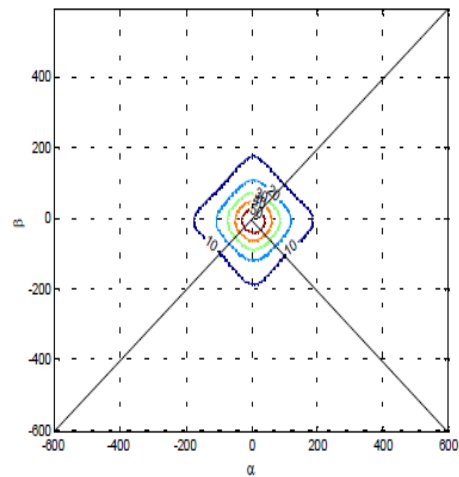
Figure (II.36): le cycle d'hystérésis (a,b,c,d,)

II.3.2.7.2.3.b Influence du paramètre b (a constant).

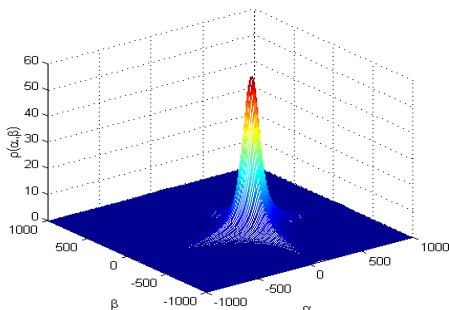
Contrairement au cas précédent, le paramètre b , permet d’une part de garder la même allure de la distribution spatiale avec la même amplitude, d’autre part, l’aire délimitée par cette fonction reste inchangée, tandis que les contours de cette fonction subissent un déplacement sur l’axe $\alpha = -\beta$. Les figures (II.37), (II.38), (II.39), (II.40), (II.41) et (II.42), illustrent l’effet de variation du paramètre b sur la distribution spatiale ainsi que les contours projetés sur le plan de Preisach pour des valeurs constantes de k , a , et H_s ($k=59$, $a=2$, et $H_s=250A/m$). La figure (II.43), montrent l’influence de la variation du paramètre b sur la grandeur du champ coercitif H_c (donc sur la largeur du cycle). En effet, l’augmentation de b , engendre une augmentation de la valeur de H_c . Finalement, on peut dire que les méthodes analytiques et en particulier la fonction de distribution de Lorentz, dépend de paramètres qui sont ajustés afin de reproduire la forme du cycle d’hystérésis généré par le modèle de Preisach[49].



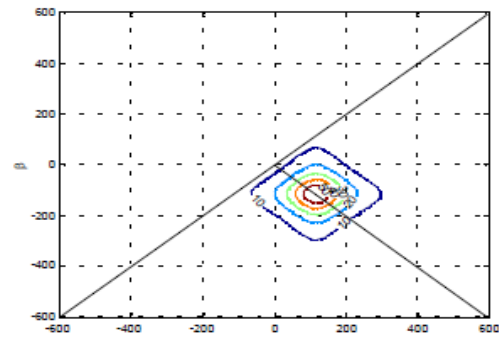
Figure(II.37): La distribution spatiale pour $b=0.1$
pour $b=0.1$



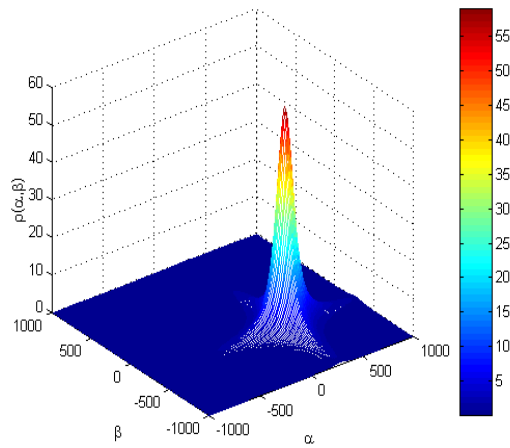
Figure(II.38): Les contours de la spatiale distribution pour $b=0.1$



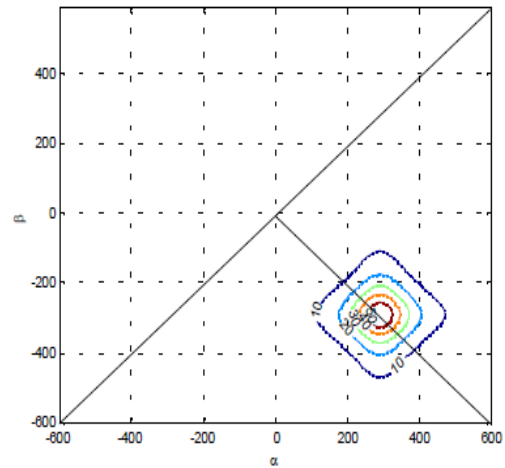
Figure(II.39):La distribution spatiale pour $b=2$



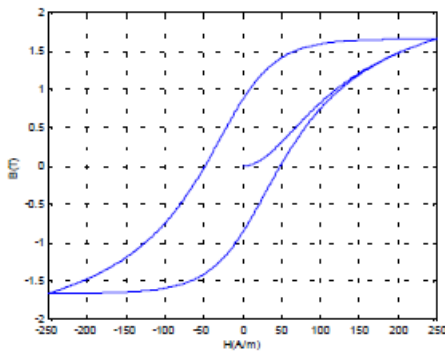
Figure(II.40): Les contours de la distribution pour $b=2$



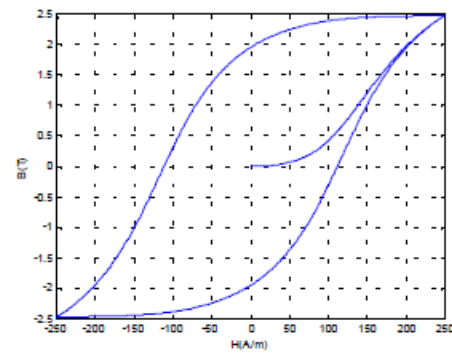
Figure(II.41): La distribution spatiale pour $b=5$



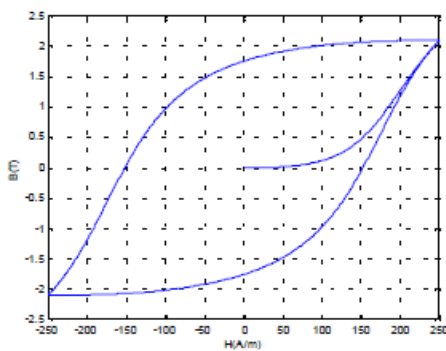
Figure(II.42): Les contours spatial pour $b=5$



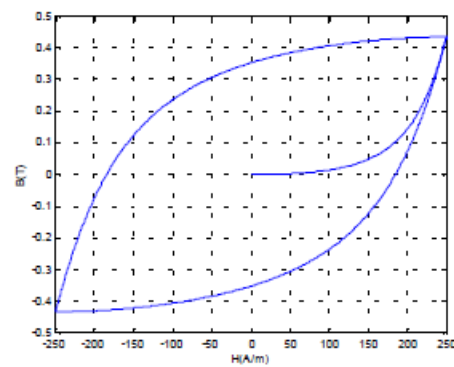
a. Le cycle d'hystérésis pour $b=0.1$



b. Le cycle d'hystérésis pour $b=2$



c. Le cycle d'hystérésis pour $b=3$



d. Le cycle d'hystérésis pour $b=5$

Figure(II.43):le cycle d'hystérésis (a,b,c,d)

II.4 Les modèles dynamiques

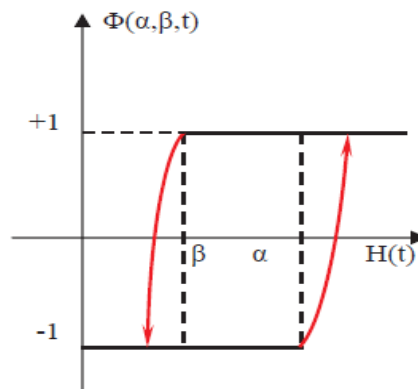
En régime dynamique, la forme du cycle d'hystérésis ne dépend plus seulement des extrema du champ mais aussi de sa dérivée temporelle. Nous présentons les principaux modèles dynamiques référencés dans la littérature ainsi que le modèle appelé « tube de flux » développé au laboratoire Ampère.

II.4.1 Modèle de Preisach étendu à la dynamique

En réalité, les parois de Bloch d'un matériau ferromagnétique ne se déplacent pas de manière indépendante. A cause de certaines corrélations internes d'origine magnétostatique, ces parois ont tendance à se déplacer en groupes. Ces parois sont créés un "objet magnétique" (OM) [51]. La taille d'un OM dépend de la nature du matériau et de l'espace entre les parois. Le modèle de Preisach dynamique est basé sur le concept d'objet magnétique. Un objet magnétique est associé à chaque cycle élémentaire et la variation de flux d'un objet magnétique est en fonction du temps [51], [22]. L'expression de l'aimantation devient donc :

$$M = M_s \int_{-H_m}^{H_m} d\alpha \int_{-H_m}^{\alpha} P(\alpha, \beta) \cdot \Phi_{\alpha\beta}(\alpha, \beta, t) d\beta \quad (\text{II.76})$$

Avec M_s : aimantation de saturation et H_m : champ maximal.



Figure(II.44): Commutateur magnétique dynamique

Dans ce modèle, les commutateurs ont une pente finie (figure II.44) et la variation temporelle du flux est décrite par l'équation [51], [22] :

$$\frac{\partial \Phi(\alpha, \beta, t)}{\partial t} = \begin{cases} k \cdot [H(t) - \alpha] & \text{si } H(t) \geq \alpha & \text{et} & \Phi(\alpha, \beta, t) \leq +1 \\ k \cdot [H(t) - \beta] & \text{si } H(t) \geq \beta & \text{et} & \Phi(\alpha, \beta, t) \geq -1 \\ 0 & & \text{sinon} & \end{cases} \quad (\text{III.77})$$

Avec:

$$k = \frac{N_0}{\sigma G S M_s}$$

où :

- S : section de l'échantillon,
- σ : conductivité,
- N_0 : nombre d'objets magnétique dans la section de l'échantillon,
- G : coefficient d'amortissement sans dimension de valeur 0,1356

L'estimation du paramètre k reste toutefois assez difficile quand la fréquence varie. Dans l'équation (II.75), la densité $\mathbf{P}(\alpha, \beta)$ est identifiée dans le cadre du régime quasistatique. Et un cycle élémentaire est défini par deux surfaces $S^+(t)$ et $S^-(t)$ dans le triangle de Preisach telles que dans $S^+(t)$ les commutateurs sont dans un état intermédiaire entre la saturation négative et la saturation positive, dans $S^-(t)$ les commutateurs sont dans l'état intermédiaire inverse. L'aimantation totale est donc réécrite sous la forme :

$$M = M_{sat} \left(\iint_{S^+(t)} p(\alpha, \beta) \cdot \Phi(\alpha, \beta, t) d\alpha d\beta + \iint_{S^-(t)} p(\alpha, \beta) \cdot \Phi(\alpha, \beta, t) d\alpha d\beta \right) \quad (\text{II.78})$$

A cause de l'existence de la fonction $\mathbf{p}(\alpha, \beta)$ dans le modèle dynamique, ce modèle reste compliqué à mettre en œuvre. De plus, il est très gourmand en temps de calcul (son temps de calcul pour 2000 points soit 3 fois le temps de calcul par rapport du modèle de Jiles- Atherton [51]).

II.4.2 Le modèle dynamique de Jiles – Atherton

Dans [52], Jiles a proposé une extension en dynamique de son modèle. En réécrivant l'équation de bilan énergétique avec les contributions des pertes supplémentaires qui apparaissent en régime dynamique, il aboutit à un modèle dépendant de la fréquence.

Dans ce modèle, les pertes totales sont séparées en trois contributions selon le principe de décomposition des pertes utilisé par Bertotti [14]. La 1^{ère} contribution est celle des pertes statiques (dW_h/dt) dues aux forces de friction lors des déplacements de parois. Ces pertes peuvent être calculées à partir du modèle de Jiles statique. La 2^{ème} contribution aux pertes totales est due à l'apparition de courants induits en régime dynamique (dW_{ec}/dt) et les pertes associées dépendent de la forme de l'échantillon (pertes supplémentaires) (dW_a/dt). Les pertes par courants de Foucault peuvent être définies à partir des équations de Maxwell $rot(E) = -dB/dt$ pour un échantillon d'une géométrie bien définie. Si on néglige l'effet de peau et si on suppose que le champ H traverse est uniforme dans l'échantillon, la densité des pertes par courants de Foucault est alors proportionnelle au carré de la variation de l'aimantation par rapport au temps [52]:

$$\frac{dW_{ec}}{dt} = \frac{d^2}{2\rho\beta} \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 = \frac{\mu_0^2 d^2}{2\rho\beta} \left(\frac{dM}{dt}\right)^2 \quad (\text{II. 79})$$

où :

- ρ : résistivité du matériau (Ωm),
- d : section de l'échantillon (m^2),
- β : facteur géométrie du matériau qui peut être égal à 6 pour les tôles, 16 pour les cylindres et 20 pour les sphères.

En plus des pertes par hystérésis, le matériau peut être le siège de pertes supplémentaires qui seront évaluées par [52]:

$$\frac{dW_a}{dt} = \left(\frac{GdH_0w}{\rho}\right)^{0.5} \left(\frac{dB}{dt}\right)^{1.5} \quad (\text{II. 80})$$

avec :

- w : largeur de l'échantillon,
- H_0 : paramètre lié au potentiel interne que subissent les parois des domaines.

Le développement des calculs est présenté dans l'annexe B. L'équation différentielle du modèle M(H) est donnée par :

$$\left(\frac{dM}{dH}\right) \left[k\delta - \alpha \left(M_{an} - M + kc\delta \frac{dM_{an}}{dH_e} \right) \right] - \left(M_{an} - M + kc\delta \frac{dM_{an}}{dH_e} \right) + D_1 \left(\frac{dH}{dt} \right) \left(\frac{dM}{dH} \right)^2 + D_2 \left(\frac{dH}{dt} \right)^{0.5} \left(\frac{dM}{dH} \right)^{1.5} = 0 \quad (\text{II.81})$$

Avec les paramètres dynamique D_1 et D_2 qui sont donnés par :

$$D_1 = \frac{\mu_0 d^2}{2\rho\beta}$$

$$D_2 = \left(\frac{\mu_0 G d w H_0}{\rho} \right)^{0.5}$$

Dans l'équation (II.80), interviennent aussi les cinq paramètres du modèle statique (α, a, c, k, M_s). Les deux nouveaux paramètres D_1 et D_2 peuvent être déterminés à partir des grandeurs physiques (conductivité,...) et géométriques (facteur de forme, section,...) de l'échantillon considéré.

D'après Jiles, une 1ère approximation du phénomène d'hystérésis sous l'effet des courants de Foucault peut être effectuée à partir de l'équation (II.80). Mais elle n'est valable que pour les basses ou moyennes fréquences lorsque l'effet de peau peut être négligé.

II.5 Synthèse et choix d'un modèle

Modèles	Avantages	Inconvénients
Analytiques	<ul style="list-style-type: none"> * la rapidité de génération du phénomène. * la simplicité de mise en oeuvre. * donnent une approximation du phénomène de saturation ainsi qu'une représentation du cycle majeur (<i>Frôlich</i>). 	<ul style="list-style-type: none"> * valables seulement pour des champs d'excitation proche de la saturation (<i>Frôlich</i>). * ils ne décrivent pas le cycle d'hystérésis avec ses branches montantes et descendantes mais seulement la courbe de première aimantation (<i>Polynomial</i>). * valables seulement pour des champs d'excitation faible (<i>Rayleigh</i>).

Dynamiques	<ul style="list-style-type: none"> * ils sont utilisés où la fréquence du champ d'excitation est plus élevée. * le temps d'excitation est très petit par rapport aux modèles analytiques. * le modèle de <i>Hodgdon</i> est développé par <i>Chua et Saito</i>. 	la difficulté se situe essentiellement au niveau de la détermination des coefficients $c_{1H}, c_{2H}, \text{etc}_{3H}$.
Jiles-Atherton	<ul style="list-style-type: none"> * le plus complet sur les plans physique et phénoménologique. * le plus utilisé jusqu'à présent, [26]. 	<ul style="list-style-type: none"> * le processus d'identification des paramètres est difficile. * le comportement non physique du modèle au niveau des points maximaux.
Preisach	<ul style="list-style-type: none"> * le plus complet sur les plans mathématique et phénoménologique, [22]. * il étudie le phénomène de saturation et la représentation de cycle d'hystérésis mineur et majeur. * le plus utilisés dans la modélisation des matériaux magnétiques, [31]. 	le problème principal du modèle de <i>Preisach</i> c'est la détermination de la fonction de distribution.

Tableau(II.2) Caractéristiques et propriétés des modèles de l'hystérésis

II.6 Comparaison entre modèle de Jiles-Atherton et Preisach

Modèles	Caractéristiques
Jiles-Atherton	Modèle physique
	<i>Jiles et Atherton</i> , ont décomposé l'aimantation en deux composantes, la première est la composante réversible et la deuxième est la composante irréversible.
	Ce modèle est basé sur les études de <i>Weber</i> (1852), <i>Maxwell</i> (1873), <i>Wiedemann</i> (1886), <i>Ewing</i> (1890), <i>Langevin</i> (1905), <i>Weiss</i> (1907,1916), <i>Kersten</i> (1938,1943) et <i>Becker</i> (1939). Ainsi, <i>Jiles et Atherton</i> publiaient leur modèle en 1983.
	Il utilise les formules mathématiques pour représenter le cycle d'hystérésis

	Il est appliqué aux matériaux doux
	Le plus utilisé jusqu'à présent, [26].
	Le modèle est caractérisé par cinq paramètres (M_s , K_j , a_j , c_j , $j \alpha$)
Preisach	Modèle mathématique et physique
	Dans le modèle scalaire de <i>Preisach</i> , le matériau magnétique est subdivisé en toutes petites entités magnétiques indépendantes, chaque entité magnétique possède l'état d'aimantation (cycle élémentaire).
	Ce modèle a été proposé par le physicien allemand <i>Preisach</i> en 1935 en se basant sur les études précédentes de <i>J. A. Ewing</i> . L'approche de ce modèle est totalement intuitive, elle est basée sur la compréhension du mécanisme d'aimantation.
	Il étudie le phénomène de saturation et représente de cycle d'hystérésis mineur et majeur. Ce modèle doit permettre une intégration ultérieure de l'évolution du cycle d'hystérésis en fonction de la température et de la fréquence.
	Les deux principales propriétés du modèle de <i>Preisach</i> sont : l'effacement de l'histoire et la congruence des cycles mineurs.
	Le plus utilisé jusqu'à présent, [31].
	Le modèle est caractérisé par cinq paramètres (k , a , b , α et β)
	Le problème principal du modèle de <i>Preisach</i> , réside dans la détermination de la fonction de distribution.

Tableau(II.3) Comparaison entre les modèles de Jiles-Atherton, Chua et Preisach

Interprétation et Commentaires :

L'objectif de cette comparaison est de sélectionner un modèle aussi complet que possible pour couvrir une large catégorie d'échantillons ferromagnétiques. Ce modèle doit tenir compte de tous les aspects du phénomène tel que la courbe de première aimantation, le cycle majeur ainsi que le cycle mineur. A partir du tableau, on remarque que les trois modèles Jile-Atherton, Preisach sont particulièrement les plus complets sur les plans mathématiques et phénoménologiques, en se basant sur ce dernier car c'est le modèle qu'on utilisera dans la suite de notre travail pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques.

II.7 Conclusion

Le présent chapitre a été consacré à l'étude bibliographique des principaux modèles d'hystérésis scalaires. Ces modèles sont répartis en trois grandes familles :

- Les modèles analytiques sont basés sur des principes simples et leur mise en œuvre est relativement aisée. Cependant et en raison de la mauvaise représentation des cycles mineurs, le domaine d'application de ces modèles est donc particulièrement restreint.
- Le modèle de Jiles-Atherton est bien adapté pour représenter le comportement des matériaux doux, seulement la procédure d'identification des paramètres représentant le modèle peut entraîner des problèmes de convergences.
- Le modèle de Preisach paraît plus apte à représenter la réalité expérimentale car il bénéficie d'une interprétation géométrique particulière commode pour expliquer les mécanismes de variation de l'aimantation. Les différentes étapes de description du modèle de Preisach seront détaillées dans le prochain chapitre.

CHAPITRE III:

Mise en œuvre de Jiles Atherton

III.1 Introduction

Jiles a proposé dans une extension en dynamique du modèle statique de Jiles- Atherton. En réécrivant l'équation de bilan énergétique avec les contributions des pertes supplémentaires qui apparaissent en régime dynamique, il a aboutit à un modèle d'hystérésis dépendant de la fréquence. Celui-ci nécessite le champ magnétique H comme variable d'entrée. Or, pour une utilisation avec une formulation en potentiel vecteur, dans un code de calcul de champ, il est plus commode de disposer d'une présentation du modèle $M(H)$, pour une adaptation dans une utilisation avec l'induction magnétique B comme variable d'entrée.

Ce chapitre, contient deux parties une comporte une simulation numérique du modèle de Jiles en utilisant le Simulink sous Matlab et en utilisant comme entrée la grandeur du champ magnétique avec une fréquence bien déterminée. Alors que la seconde partie consiste en une extraction expérimentale du cycle d'Hystérésis en se basant sur des travaux expérimentaux montrant comment relever un cycle d'hystérésis.

III.2 Mise en œuvre du Modèle de Jiles –Atherton

III.2.1 L'équation du modèle

Le modèle J – A original présenté dans la réf. [53] donne l'aimantation M par rapport à l'extérieur champ magnétique H : Ce modèle est basé sur le réponse du matériau magnétique sans hystérésis pertes. C'est le comportement anhystérétique qui La courbe de $M_{an}(h)$ peut être décrite avec un Équation de Langevin:

$$M_{an}(H) = M_{sat} \left[\coth \left(\frac{H_e}{a} \right) - \left(\frac{a}{H_e} \right) \right] \quad (\text{III.1})$$

$H_e = H + \alpha M$ est le champ effectif expérimenté par les domaines: H est le domaine externe appliqué champ et α un paramètre de champ moyen représentant couplage inter-domaine. La constante a est un fonction croissante de la température. Le la magnétisation anhystérétique représente les effets de la rotation moment dans les domaines, mais ne prendre en compte les pertes induites par le mur de domaine mouvements.

Ensuite, en considérant rigide et plane murs de domaine, l'énergie dissipée à travers épingleur des sites pendant un déplacement de paroi de domaine est calculé [53]. L'expression de l'énergie de magnétisation est obtenue dans l'hypothèse d'une répartition uniforme des sites d'épinglage. L'énergie de magnétisation est supposée être la différence entre l'énergie qui serait obtenue dans le cas anhystérétique moins l'énergie due aux pertes induites par les mouvements de la paroi du domaine. Par conséquent, après quelques opérations algébriques, le susceptibilité différentielle de l'aimantation irréversible M_{irr} peut être écrit comme

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{(M_{an} - M_{irr})}{k\delta} \quad (\text{III.2})$$

où la constante k est liée à la moyenne épingler l'énergie du site. Le paramètre δ prend la valeur +1 lorsque $dH/dt > 0$ et -1 lorsque $dH/dt < 0$ par rapport à la force qui s'oppose aux variations de magnétisation. Cependant, pendant le processus de magnétisation, les murs de domaine ne sautent pas seulement de un site épinglant à un autre: ils sont flexibles et plier quand il est tenu sur des sites d'épinglage. Domaine la flexion des murs est associée à des changements réversibles de processus de magnétisation. Puis, par un physique hypothèses d'énergie sur la flexion de la paroi du domaine, l'aimantation réversible obtenue est linéaire dépendant de $M_{an} - M_{irr}$ [53]:

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (\text{III.3})$$

où le coefficient de réversibilité c appartient à la intervalle $[0,1]$. En supposant que l'aimantation totale soit la somme de l'irréversible et de l'irréversible composants, nous avons l'expression suivante:

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (\text{III.4})$$

avec M_{irr} et M_{rev} définis par Eqs. (8) et (9). (Utilisation des équations. (10) et (9) on peut écrire

$$M = M_{irr} + c(M_{an} - M_{irr}) \quad (\text{III.5})$$

Puis, en différenciant cette équation par rapport à H ; la susceptibilité différentielle totale du système est donné par l'expression suivante qui a déjà été présenté dans la réf. [54]:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{\frac{(1-c)dM_{irr}}{dH_e} + c \frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 - \alpha c \frac{dM_{an}}{dH_e} - \alpha (1-c) \frac{dM_{irr}}{dH_e}} \quad (\text{III.6})$$

C'est l'équation différentielle modèle qui donne l'aimantation en fonction du magnétique champ H , où M_{an} est donné par Eq. (7). Le modèle peut également être adapté avec B comme entrée [15]. En ce qui concerne la modèle précédent et en utilisant le fait que $B_e = u_0 H$, Éq. (6) se différencie par rapport à B :

$$\frac{dM}{dB} = \frac{\frac{(1-c)dM_{irr}}{dB_e} + c \frac{dM_{an}}{dB_e}}{1 + u_0(1-c)(1-\alpha) \frac{dM_{irr}}{dB_e} + u_0 c(1-\alpha) \frac{dM_{an}}{dB_e}} \quad (\text{III.7})$$

Dans les deux cas, cinq paramètres α, a, k, c et M_s doivent être déterminés à partir des résultats expérimentaux. Il est important de noter que les paramètres Jiles Atherton sont

théoriquement les mêmes que B ou H soit le entrée du modèle. Au contraire, le Preisach le modèle nécessite la détermination de deux fonctions indépendantes $E(H_m, H)$ et $E(B_m, B)$.

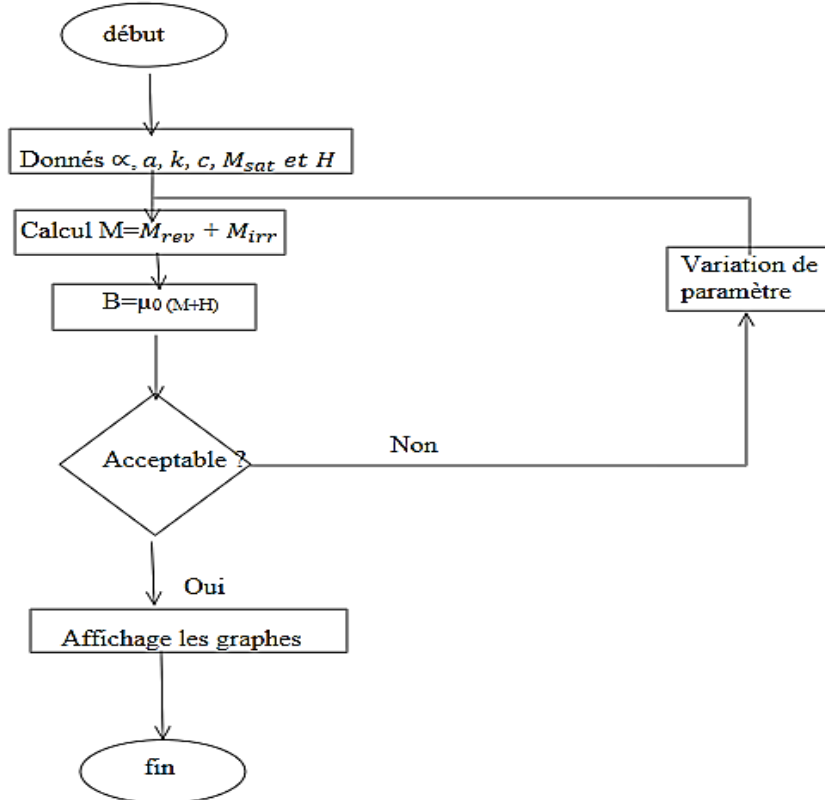
Les propriétés physiques des cinq paramètres sont présentées dans le tableau ci-dessous :

Paramètre	Propriété physique
α	une interaction liée au domaine
a	un paramètre de forme pour l'homme
K	lié aux pertes d'hystérésis
C	coefficient de réversibilité
M_{sat}	Saturation Magnétisation

Tableau(III.1): Paramètre de modèle Jiles-Atherton

III.3 Simulation du modèle de Jiles Atherton :

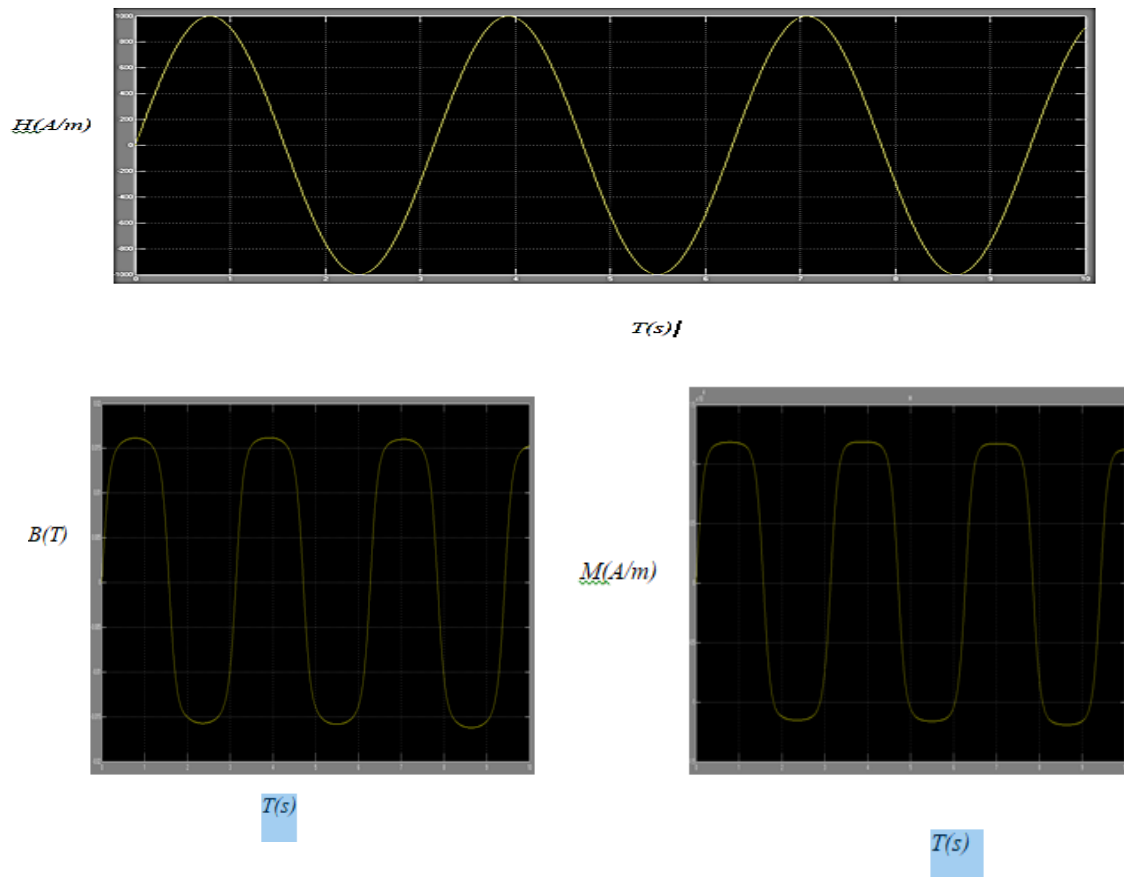
Afin de simuler le modèle de Jiles en utilisant les équations citées précédemment (III.1 à III.7) et en utilisant comme entrée un champ magnétique H. suivant l'organigramme cité ci-dessous.



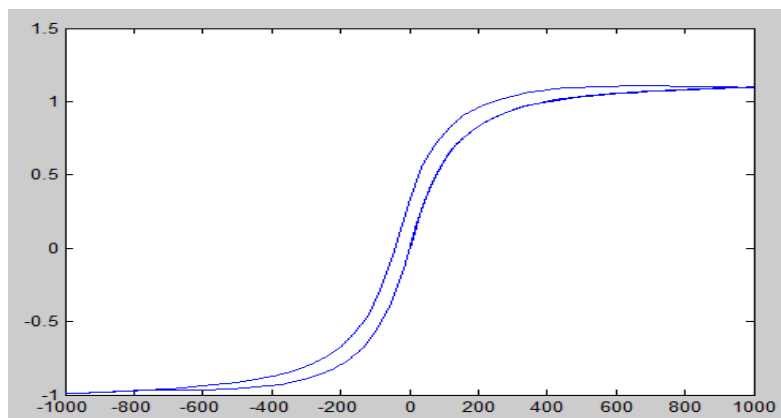
Figure(III.1): Organigramme des paramètres du modèle de Jiles –Atherton

Les courbes illustrées sur la figure (III.2) montrent le champ magnétique en fonction du temps ainsi que l'induction et l'aimantation. Nous constatons l'effet de la saturation du circuit magnétique utilisé sur l'évolution de l'induction magnétique.

La variation des différents paramètres M_s ; α ; a ; c et k influe énormément sur la simulation numérique d'où réside la difficulté de la méthode ou du modèle. La détermination de ces paramètres a été faite sur la base des travaux antérieures dans le même domaine.



Figure(III.2): Les courbes du champ d'induction magnétique et l'aimantation en fonction du temps.



Figure(III.3): Hystérésis magnétique a partir du modèle de Jiles Atherton.

La figure précédente donne le cycle d'hystérésis suivant le modèle de Jiles Atherton ou nous constatons la forme claire du cycle avec la partie saturation. Nous signalons que le matériau utilisé dans cette simulation est différent du matériau utilisé dans la partie expérimentale. Puisque on se trouve dans l'obligation de se référer a des travaux existants dans le domaine.

III.4. Identification et optimization de parameter de Jiles –Atherton

La procédure de représentation schématique des paramètres d'identification est démontrée dans [57], la première étape est la caractérisation des qui forment la population.

Les individus B sont composés par les cinq paramètres du modèle $J-A$ (dans le codage réel, il n'est pas nécessaire pour coder les variables dans la représentation binaire) [58]. Nous considérons le cas où la population est donnée par:

$$\text{pop}^n = \begin{pmatrix} M_s^{n,1} & K^{n,1} & C^{n,1} & a^{n,1} & \alpha^{n,1} \\ M_s^{n,np} & K^{n,np} & C^{n,np} & a^{n,np} & \alpha^{n,np} \end{pmatrix} \quad (\text{III.8})$$

Où chaque ligne représente un individu (un point de l'optimisation dans l'espace), n est la nouvelle génération, et np est la taille de la population.

Pour l'application des algorithmes génétiques à l'identification et l'optimisation des paramètres du modèle de $J-A$, la fonction d'adaptation (Fitness) définissant la performance de l'algorithme qu'on a choisi est basée sur une simple erreur MSE calculée comme la somme des moindres carrés entre l'aimantation mesurée et l'aimantation calculée par le modèle de $J-A$. Cette fonction dépend des cinq paramètres du modèle, qui seront par la suite identifiés [57].

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. Cela réduit au minimum de la fonction d'adaptation donnée par :

$$\text{ff}(B) = \sum_{i=1}^n (M_s(t_i) - M_s(t_i, B))^2 \quad (\text{III.9})$$

Où $M_s(t_i)$ et $M_s(t_i, B)$ représente la magnétisation mesurée et celle estimé, respectivement. Le vecteur de paramètre optimal est obtenue par la solution de $B_{GA} = \min(\text{ff}(B))$ et ainsi sur un nombre maximum des générations. L'AG a été mise en œuvre avec 100 individus (chacun avec cinq variables correspondant aux paramètres de l'hystérésis $J-A$). Le nombre maximum de générations a été fixé à 200. Les options de l'algorithme génétique que nous avons utilisé pour optimiser les paramètres du modèle de JA de notre matériau.

Paramètre de matériau	Plage de variation des paramètres	Valeurs optimisés
M_S	$0.5 \times 10^6 - 2.5 \times 10^6$	1.146×10^6
K	55 - 420	101.24
C	0.15 - 0.65	499×10^{-3}
A	12 - 75	58.2
α	$1 \times 10^{-4} - 2 \times 10^{-4}$	1.35×10^{-4}

Tableau(III.2) : Les limites des paramètres de J-A

III.5 Techniques de caractérisation expérimentales

III.5.1 Cadre d'Epstein

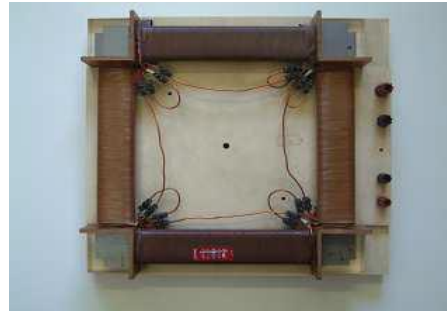
C'est un dispositif de caractérisation de tôles magnétiques. Son principe repose sur le fonctionnement d'un transformateur monophasé dont le circuit magnétique est formé par des lames du matériau à caractériser. Des bobines de compensation du flux de fuite dans l'air sont prévues, afin de considérer que tous les ampères tours sont consommés par les tôles. Ainsi, nous pouvons déterminer le champ magnétique en exploitant la loi d'Ampère. La tension au secondaire étant l'image de la dérivée de l'induction, cette grandeur se détermine aisément par une action d'intégration.

III.5.1.a Principe du cadre d'Epstein

Le principe du cadre Epstein [55] est basé sur celui du transformateur. Il est constitué d'un circuit magnétique carré de longueur L_m composé de bandes du matériau à tester. Les bandes se recouvrent aux extrémités pour assurer la bonne circulation du flux magnétique dans le circuit (Fig.III.1). Aussi, afin de tenir compte de l'anisotropie résiduelle des matériaux non-orientés, une quantité égale de tôles découpées dans le sens de laminage et perpendiculaire est utilisée.

III.5.1.b Caractéristique du cadre utilisé

Le cadre utilisé est un cadre d'Epstein de 25 cm, la longueur moyenne du circuit magnétique est de 0,94 cm. Les dimensions des lames sont de 280x30 mm et leur nombre doit être un multiple de « 4 », cela est imposé par la manière avec laquelle le circuit est constitué. Le nombre idéal pour le cadre est dicté par le poids qui est d'environ 1 kg. Les enroulements primaire et secondaire ont 700 spires chacun, le rapport de transformation est donc égale à l'unité. Ce cadre est donné dans la figure.



Figure(III.4) : cadre d'Epstein

Les lames du circuit magnétique doivent être plaquées pour éviter tout déplacement sous l'effet des forces électrodynamiques, une masse amagnétique est utilisée dans ce cas. Le choix d'un matériau amagnétique est retenu pour éviter toute perturbation de la mesure par cette masse.

En effet, si elle est une pièce d'une autre nature, elle modifierait la cartographie du champ magnétique autour du cadre, donc perturberait la mesure.

Le cadre d' Epstein est relié à un analyseur via une liaison série RS232. Cette liaison permet à l'analyseur d'acquérir les données de mesures et d'imposer les grandeurs de commande de l'essai voulu en termes de fréquence, d'induction maximale...etc. Il contient aussi deux sorties, l'une pour l'induction et l'autre pour le champ magnétique, ce qui permet la visualisation du cycle à l'aide d'un oscilloscope. Cet analyseur est représenté dans la figure [56].

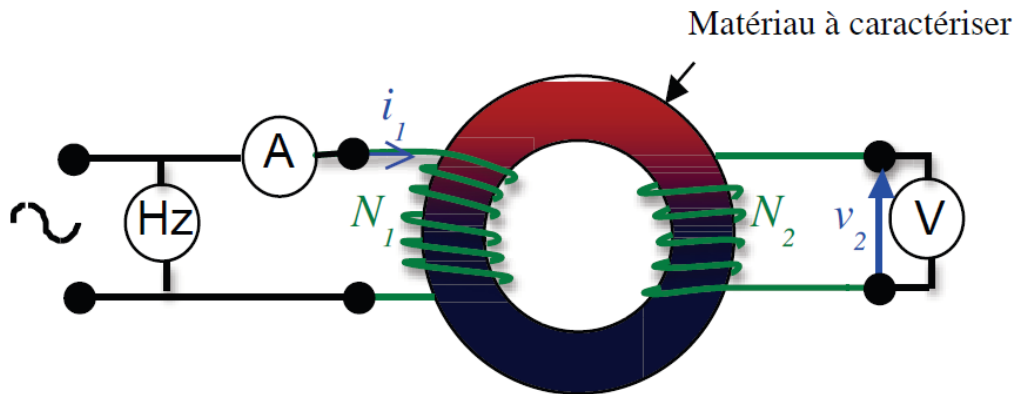


Figure(III.5): Analyseur d'Epstein

III.5.2 : Méthode flux métrique hystérésis type transformateur

Cette méthode est basée sur la mesure du courant primaire et la tension dans un transformateur ce qui permet d'extraire le cycle après changement de grandeurs.

Les dispositifs expérimentaux utilisés sont adaptés à la forme de L'échantillon mais le principe de mesure reste le même. La Figure III.3 montre le schéma de principe dans le cas d'un échantillon torique.



Figure(III .6) : Schéma de principe d'une mesure flux métrique en champ alternatif.

L'échantillon de longueur moyenne L_m et de section S sert de noyau magnétique à un transformateur formé d'un circuit primaire de N_1 spires parcouru par un courant i_1 et d'un circuit secondaire comportant N_2 spires de tension V_2 à ses bornes.

En prenant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices, à savoir une section de flux constante sur le parcours L_m , un champ magnétique homogène dans l'échantillon et des fuites magnétiques négligeables, le théorème d'Ampère, permet d'écrire que:

$$H=N \cdot I_1 / L \quad (III.10)$$

Si i_1 (et donc H) varie dans le temps, alors la polarisation magnétique $J(H)$ (respectivement l'aimantation $M(H)$) l'est également et crée une f.e.m induite, V_2 , au bobinage secondaire.

Mesurant $V_2(t)$, on obtient ainsi l'induction $B(t)$ par intégration :

$$v_c = \frac{1}{RC} \int v_2 dt = -\frac{n_2}{RC} \int \left(\frac{d\phi}{dt} \right) dt = -\frac{n_2}{RC} \phi ; v_c = -\frac{n_2}{RC} S * B \quad (III.11)$$

III.5.3 Caractérisation expérimentale :

Méthode de mesure du champ et de l'induction magnétique:

Il s'agit d'un circuit magnétique fermé constitué d'un matériau ferromagnétique. Ce circuit est menu de

deux bobinages électriques de nombres de spires n_1 et n_2 . Le bobinage (1) est alimenté par une source de tension alternative de fréquence 50 Hz.

✓ Côté primaire:

L'application du théorème d'Ampère sur ce circuit permettra d'écrire la relation entre le champ magnétique H dans le circuit magnétique et le courant I_1 .

En appliquant le théorème d'Ampère sur le circuit, nous aurons:

$H = N \cdot I_1 / L$ où L : est la longueur moyenne du circuit magnétique.

✓ Côté secondaire

Nous avons aux bornes du bobinage (2) : $v_2 = -n_2 \cdot \frac{d\phi}{dt} - v_r + v_c$

Φ est le flux de l'induction magnétique B . La tension aux bornes de la capacité C est : $v_c = \frac{1}{C} \int i_2 dt$

Le choix de R et C est tel que l'impédance $1/C\omega$ soit négligeable devant R .

Ceci nous permettra d'écrire $v_2 \cong v_R = R \cdot I_2$

D'où :

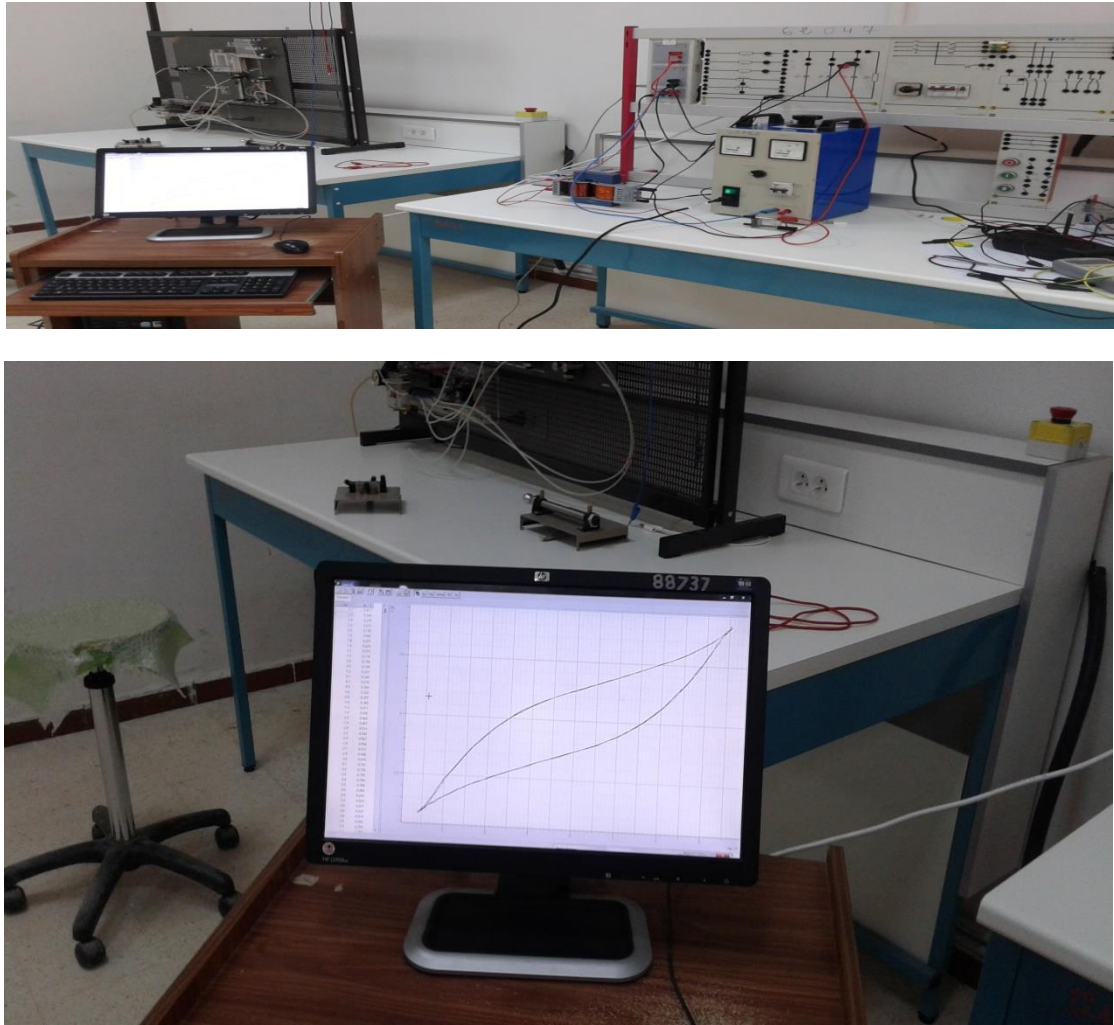
$$v_c = \frac{1}{RC} \int v_2 dt = -\frac{n_2}{RC} \int \left(\frac{d\phi}{dt} \right) dt = -\frac{n_2}{RC} \phi \quad (\text{III.12})$$

Or, on a : $\Phi = B \cdot S$ où S est la section du circuit magnétique. Nous aurons finalement :

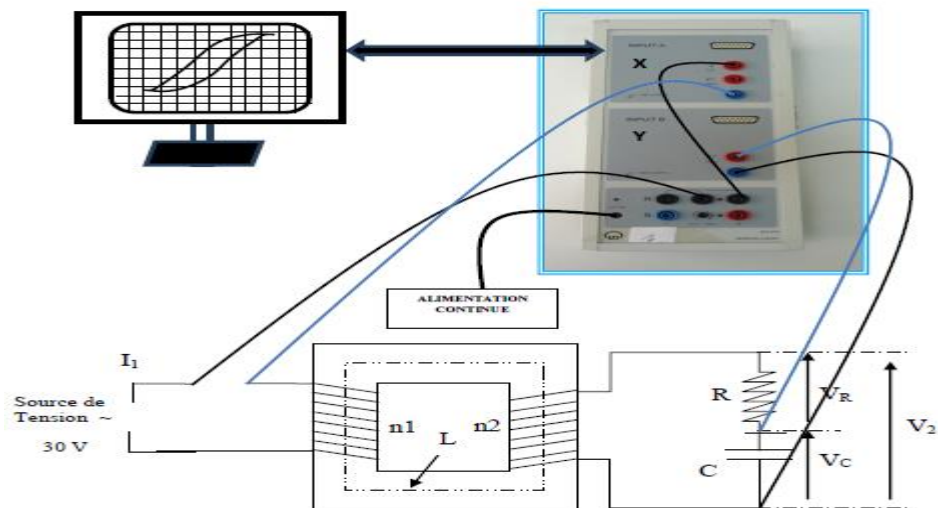
$$v_c = -\frac{n_2}{RC} S \cdot B \quad \text{d'où : } B = -\frac{RC}{n_2 S} v_c \quad (\text{III.13})$$

Caractérisation expérimentale :

La caractérisation expérimentale a été réalisée sur un circuit magnétique sous forme d'un transformateur constitué de deux bobines enroulées sur un noyau magnétique.



Figure(III.7): Matériel utilisé dans la partie expérimentale – Laboratoire de Génie électrique



Figure(III.8) : circuit magnétique

Les caractéristiques du circuit magnétique et du circuit de mesure associé sont donnés sur le tableau ci-dessous Tab

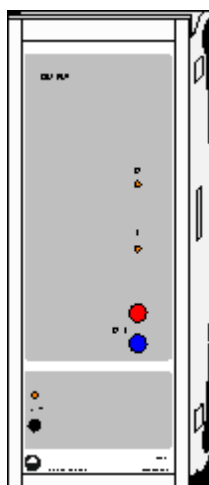
Les paramètres	
$n_1=300$	nombre de spires primaire
$n_2=140$	nombre de spires secondaires
$R=1\text{ k}\Omega$	Résistance
$C=16\text{ }\mu\text{F}$	Capacité
$S=9\text{ cm}^2$	section du circuit magnétique
$L=35,2\text{ cm}$	Longueur moyenne du circuit magnétique

Tableau(III.3): les données des travaux expérimentales

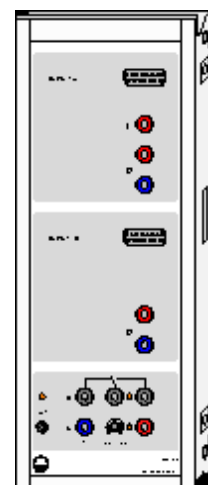
Cassy lab:



Sensore - cassy 2



power- cassy



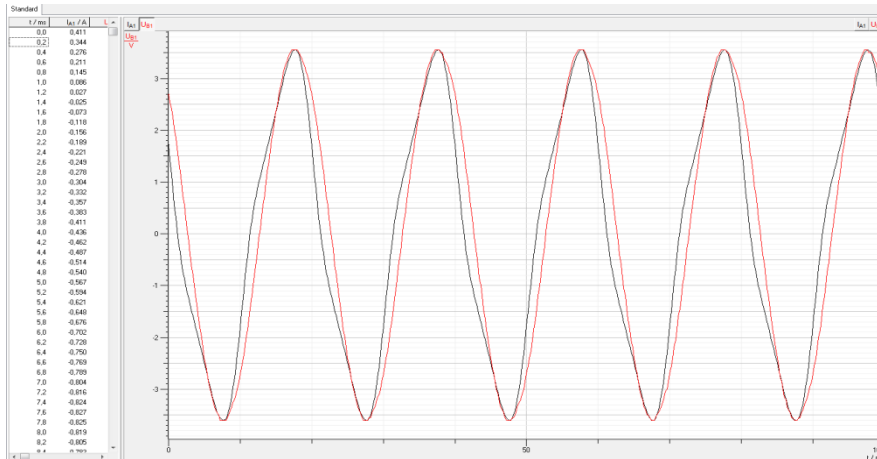
sensore – cassy

Sensore – cassy

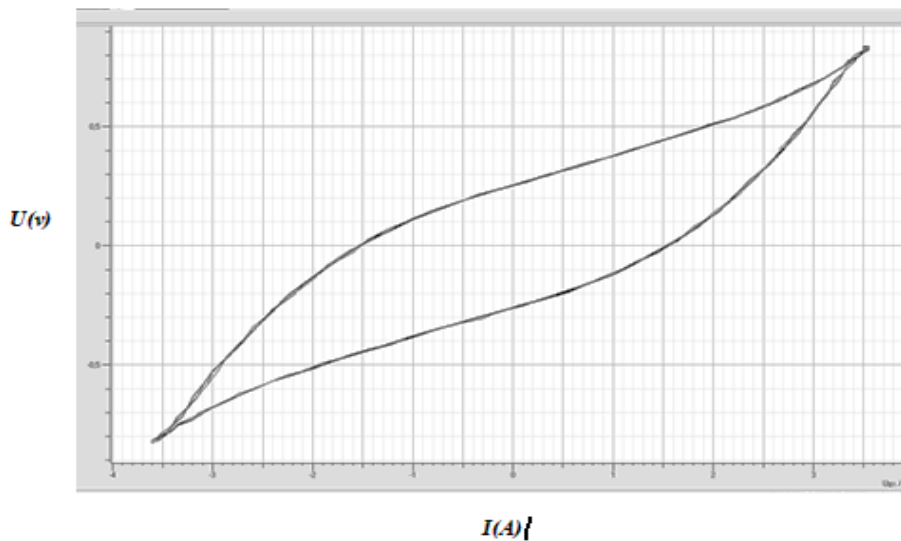
Sensor-CASSY (USB ou série) est une interface connectable en cascade pour l'acquisition des données de mesure.

- Pour le branchement au port USB d'un ordinateur ou au port série RS232, à un autre module CASSY ou au CASSY-Display .
- Avec une séparation galvanique en quatre points (entrées A et B, relais R, source de tension S)
- Avec la possibilité de monter en cascade jusqu'à 8 modules CASSY (d'où la multiplication des entrées et sorties) .
- Avec possibilité d'équiper ultérieurement jusqu'à 8 entrées analogiques par Sensor-CASSY par le biais d'un adaptateur de signaux .
- Avec reconnaissance automatique des adaptateurs de signaux par CASSY Lab (plug & play)
- Commandée par microordinateur de commande avec le système d'exploitation CASSY (facilement actualisable à tout instant via le logiciel pour l'optimisation de la puissance) .

- Utilisable au choix comme appareil de table, de console ou de démonstration (aussi dans le cadre d'expérimentation CPS/TPS) .
- Alimentée en tension 12 V CA/CC par une fiche creusent ou un module CASSY adjacent.



Figure(III.9) : le courant et la tension en fonction de temps relevées du Cassy-Lab



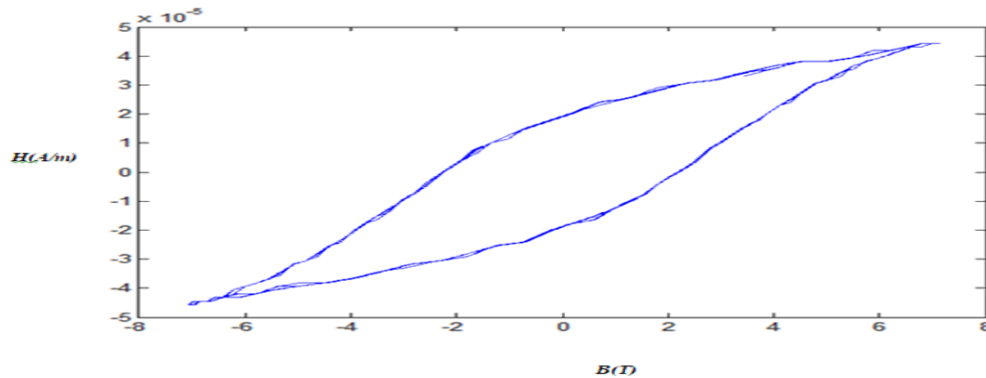
Figure(III.10) : Cycle d'hystérésis relevées du Cassy-Lab

Le courant c'est l'image de champ, et la tension c'est l'image d'induction magnétique.

Dans ce tableau les valeurs de courant et de tension ce trouve in travail expérimentale.

paramètre	les valeurs
I	0.344 0.276 0.211 0.145 0.086.....
V	.9 2 2.3 2.4 2.5 2.7.....

Tableau (III.4): les paramètres de cycle hystérésis (I,V)



Figure(III.11): Cycle d'hystérésis in MATLAB

Dans ce tableau les valeurs de champ et induction magnétique, se trouve de les expressions de H et B.

$H=N1*I/L$	3.5028 2.9318 2.3523 1.7983 1.2358 0.7330.....
$B=-V*(RC)/N2*S$	1.0e-004 *(-0.3429 -0.3175 -0.3048 -0.2921 -0.2540 -0.2413)...

Tableau (III.5): les paramètres de cycle hystérésis (B, H)

III.6 Conclusion

Nous nous sommes intéressés, dans ce chapitre à la description du modèle de Jiles-Atherton, ainsi qu'à son identification c'est à dire la détermination l'aimantation totale.

Différentes méthodes de détermination de celle-ci ont été citées. Nous avons opté pour les méthodes analytiques et en particulier l'aimantation réversible et irréversible.

Une formulation mathématique du modèle de Jiles- Atherton a également été présentée dans le but d'une modélisation du phénomène d'hystérésis.

Aussi, nous nous référons aux travaux expérimentaux montrant comment dessiner un cycle d'hystérésis, ce qui signifie que, dans ce chapitre, deux méthodes permettent d'obtenir ce cycle le premier à la méthode de Jiles Atherton d'une deuxième manière expérimentale et troisième méthode c'est méthode de cadre d'Epstein.



CONCLUSION
GENERALE

Aujourd'hui, les matériaux magnétiques sont utilisés pour leurs capacités à guider le flux magnétique ou à mémoriser l'information. Pour les exploiter au mieux de leurs possibilités, il est nécessaire de comprendre leur structure intime puis de mathématiser leur comportement. Les travaux menés sur les lois de comportement magnétique, en l'occurrence le phénomène d'hystérésis, ont permis de mettre en évidence la difficulté majeure qui existe quant au choix d'un modèle à la fois précis et rapide pour une implantation dans un code de calcul d'induction basé sur la modèle de Jiles Atherton.

En effet, et à travers ce travail, nous avons essayé de mettre en œuvre les moyens d'incorporer le phénomène d'hystérésis dans une modélisation bidimensionnelle du champ magnétique dans les dispositifs électrotechniques en régime statique. Dans une première étape, nous avons rappelé quelques généralités de base concernant le magnétisme. Ainsi, une étude plus ou moins détaillée du comportement de la matière a permis de distinguer les différents types de magnétisme (paramagnétisme, diamagnétisme et ferromagnétisme). Par ailleurs, une description du ferromagnétisme et des mécanismes d'aimantation à différentes échelles a permis d'illustrer la complexité du phénomène d'hystérésis, d'où l'intérêt du choix d'un modèle précis et fiable pour retranscrire fidèlement la loi de comportement magnétique. Pour cette raison, Nous avons effectué une recherche bibliographique sur les principaux modèles scalaires, en se limitant au choix d'un modèle très utilisé pour la modélisation de l'hystérésis à savoir le modèle de Jiles Atherton,.

Le modèle de Jiles Atherton est un modèle phénoménologique permettant de caractériser l'état magnétique d'un matériau en fonction de l'histoire du champ appliqué, par un vecteur d'état. Néanmoins, la difficulté majeure d'utilisation de ce modèle réside dans la détermination d'aimantation totale et également l'aimantation réversible et irréversible et plus précisément les paramètres mises en jeu lors de la mise en œuvre de ce modèle.

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.

Par contre L'identification des paramètres (M_s , k_j , c_j , α_j , δ_j et a_j) et la génération des cycles dynamiques sont difficiles à réaliser. Comportement non physique du modèle au niveau des points maximaux. Asymétrique et/ou cycles non fermés si la saturation n'est pas atteinte.

La simulation numérique sur Simulink sous Matlab du modèle de Jiles- Atherton permet de mettre en œuvre ce modèle et de voir l'influence de la fréquence et des paramètres sur le résultat d'où réside la difficulté de ce modèle.

Enfin ce travail comporte une partie expérimentale qui permet d'extraire le cycle d'hystérésis en utilisant le Cassy Lab sur un circuit magnétique sous forme d'un transformateur constitué de deux bobines en se basant sur la visualisation de la tension et du courant; ces deux grandeurs permettent par la suite d'extraire le cycle B(H).

LES REFERENCES

- [1] **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", Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, France, Thèse de Doctorat, 2000.
- [2] **Richard M. BOZORTH** Ferromagnétisme D. Van nostrand company, 1951.
- [3] **Giorgio BERTOTTI** Hysteresis in magnetism – for physicists, material scientists and engineers .
- [4] **J. COEY Rare-earth** iron permanent magnets Oxford sciences publications, 1996.
- [5] **A. Benoudjit**, " Introduction aux machines électriques - machines à courant continu ", Presses de l'Université de Batna, Octobre 1995.
- [6] **H. GAVRILA**, "Matériaux magnétiques doux", Revue Internationale de Génie Electrique, vol.1, pp.141-188, Université Polytechnica de Bucarest, Roumanie.
- [7] **R. BONNFILLE**, "Technique de L'Ingénieur D2 I, Génie Electrique- matériaux", 1990.
- [8] **Ph. Robert**, "Matériaux de l'électrotechnique", Traité d'électricité, Presse Polytechniques Romandes, Lien, Troisième Edition, 1989.
- [9] **P. Brissonneau**, "Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'Électrotechnique", Edition Hermès, Paris, France, 1997.
- [10] **H. Cramer**, "A moving Preisach vector hysteresis model for magnetic recording media", Journal of Magnetic Materials, Vol. 88, pp.194 -204, 1990.
- [11] **W. Wernsdorfer**, "Magnétométrie à micro-squid pour l'étude de particules ferromagnétiques isolées aux échelles submicroniques ", Université Joseph Fourier - Grenoble, Thèse de Doctorat, Mars 1996.
- [12] **KEVIN MCMEEKIN** mesure d'hystérésis magnétique volumique de l'acier 4340 en fonction de la température.
- [13] Abdelkader BENABOU Soutenu le 16 Décembre 2002
- [14] **H.J. Williams**, W. Shockley et C. Kittel. "Studies of the propagation velocity of a ferromagnetic domain boundary", Phys.

- [15] **G. Bertotti**. "General properties of power losses in soft ferromagnetic materials", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 24, No. 1, pp. 621-630, 1988.
- [16] **Trutt F.C, Erdelyi E.A, Hopkins R.E** Representation of the magnetization characteristics of DC machines for computer use. IEEE Transactions on Power Application and Systems, Vol.87, pp 665-669, 1968.
- [17] **Nasar S.A, Xiong F.U**, Eddy-current losses in a tubular linear induction motor. IEEE Transactions on Magnetics, Vol.30, N° 4, pp 1437-1445, 1994.
- [18] **Mayergoyz, Abdel-Kader, Emad**, On penetration of electromagnetic fields into non linear conducting ferromagnetic media Journal of Applied Physics. Vol.53, pp 618-629, 1984.
- [19] **Dionne, Weiss, Allen**, Hysteresis loops modelled from coercivity, anisotropy, and microstructure parameters. Journal of Applied Physics. Vol.61, pp 3862-3864, 1987.
- [20] **Akbaba**, A modified Frôlich's type equation for accurate modeling of magnetizing characteristics of magnetic cores. Electrical Machines and Power Systems, Vol.19, pp 303-311, 1991
- [21] **Jufer, Apostolides**, An analysis of eddy current and hysteresis losses in solid iron based upon simulation of saturation and hysteresis characteristics. IEEE Transactions on Power Applications and Systems, Vol.95, No.4, pp 1786-1794, 1976.
- [22] **Wong C.C**, *A dynamic hysteresis model* IEEE Transactions on Magnetics, Vol 24 1988 pp 1966-1968.
- [23] **Rivas, J., Zamarro, J.M.,** Martin, E, Pereira, "Simple approximation for magnetization curve and hysteresis loops", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 17, pp.1498-1502, 1981.
- [24] **A. IVANYI**, "Hysteresis models in electromagnetic computation", Akademiai kiado, Budabest, Hungary,1997.
- [25] **I.D Mayergoyz,A.A Adly**,Numerical implementation of the feedback preisach model ,IEEE Transaction on Magnetics,Vol.28,N5,pp2605-2607,1992.
- [26] **A. Miouat**, "**Identification**– optimisation paramétrique et quantification des pertes dans lesmatériaux ferromagnétiques doux", Université de Batna, Mémoire de Magister, 005.
- [27] **Marion Romain**, "Contribution à la modélisation de l'aimantation dynamique: approche bidimensionnelle des systèmes tridimensionnels". Thèse de doctorat, UniversitéClaude Bernard Lyon1, 2010.

- [28] **M. BUI Anh Tuan** "Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique" L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1 soutenue publiquement le 19 avril 2011
- [29] **D.C.Jiles, J.B.Thoelke, M.K.Devine**, "Numerical Determination of Hysteresis Parameters for the Modeling of Magnetic Properties Using The Theory of Ferromagnetic Hysteresis". IEEE Transactions on Magnetics, vol.28, No.1, 01/1992.
- [30] **Marion Romain**, "Contribution à la modélisation de l'aimantation dynamique: approche bidimensionnelle des systèmes tridimensionnels". Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon1, 2010.
- [31] **O.Bottauscio, M.Chiampi, D.Chiarabaglio, C.Ragusa, M.Repetto**, ferromagnetic hysteresis and magnetic field analysis ISC newsletter Technical article pp 3-7
- [32] **F. Leon and A. Semlyen**, "A Simple representation of dynamic hysteresis losses in power transformers", IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 10, No.1, pp.319-320, January 1995.
- [33] **O. DEBLECKER**, "Contribution à la modélisation des champs magnétiques dans les systèmes comportant des milieux non linéaires et hystérétique", Thèse de Doctorat en Sciences Appliquées, Faculté Polytechnique de Mons, Belgique, Mars 2001.
- [34] **F. Vajda, E. Della Torre** Measurements of output dependent Preisach functions. IEEE Transactions on Magnetics, Vol.27, No.6, pp 4757-4762, 1991.
- [35] **E. Della Torre, J. Oti, G. Kadar** Preisach modeling and reversible magnetization. IEEE Transactions on Magnetics, Vol.26, No.6, pp 3052-3058, 1990.
- [36] **E. Della Torre**, Existence of magnetization dependent Preisach models. IEEE Transactions on Magnetics, Vol.27, No.4, pp 3052-3058, 1991.
- [37] **G. Kadar, E. Della Torre**, Hysteresis modeling: noncongruency. IEEE Transactions on Magnetics, Vol.23, No.5, pp 2820-2822, 1987.
- [38] **E. Della Torre, G. Kadar**, Hysteresis modeling: accommodation. IEEE Transactions on Magnetics, Vol.23, No.5, pp 2823-2825, 1987.
- [39] **M. Brokate, E. Della Torre**, The wiping out property of the moving model IEEE Transactions on Magnetics, Vol.27, No.5, pp 2823-2825, 1991.

- [40] **F. Wejda, E. Della Torre**, Minors loops in magnetization dependent Preisach models IEEE Transactions on Magnetics, Vol.28, No.2, pp 1245-1248, 1992.
- [41] **L. Néel**, Sur les effets d'un couplage entre grains ferromagnétique doués d'hystérésis. Académie des Sciences T.246, No.16, pp 2313-2319, 1958.
- [42] **J. G. Woodward, E. Della Torre**, Journal of Applied Physics, Vol.31, pp 56, 1960.
- [43] **W. F. Brown**, Journal of Applied Physics, Vol.33, pp 1308, 1962.
- [44] **J.A.Barker, D.E.Schreiber, B.G.Huth, D.H. Evrett**, Proc. Roy. Soc. London Ser, A.386, pp 251, 1983.
- [45] **Mark A. Krasnosel'skii, Aleksei V. Pokrovskii**, Systems with hysteresis. Nauka, Moscow 1983.
- [46] **Isaak D. Mayergoyz**, Mathematical models of hysteresis IEEE Transactions on Magnetics, Vol.22, No.5, pp 603-608, 1986..
- [47] **B. DUCHARNE**, "Caractérisation et modélisation de circuits magnétiques : du global vers le local", Mémoire de Thèse, Université Claude Bernard-Lyon 1, France, 2003.
- [48] **I. D. Mayergoyz, G. Freidman**. Isotropic vector preisach models of hysteresis Journal of Applied physics. , 61(8). pp 4022-4024, 1987.
- [49] **Y. BERNARD**, "Contribution à la modélisation de systèmes électromagnétiques en tenant compte du phénomène d'hystérésis. Extensions du modèle de Preisach adaptées au calcul de champ", Thèse de Doctorat en Sciences, Université de PARIS –SUD, U.F.R Scientifique D'ORSAY, France, Novembre 2000.
- [50] **B.AHAMADA, F.ALVES, B.BEN ABDALLAH, A.BENABOU, Y.BERNARD, F.BOUILLAUT, J.P.CHABRERIE, S.CLENET, M.FELIACHI, A.LEBOUC, J.P.MASSON, E.MENDES, G.MEUNIER, A.NOURDINE, Y.OULED AMOR, F.PIRIOU, Y.SEGUI**, "Caractérisation et modélisation de l'hystérésis scalaire statique : implantation dans un code de calcul élément finis", Communication à une Journée Scientifique, GDR, Sécurité et Disponibilité des Systèmes Electrotechniques, 2001.
- [51] **A.Benabou**, "Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ". Thèse de doctorat, de l'Université Lille I, 2002.

- [52] **D.C. Jiles**, “Modeling the effects of eddy current losses on frequency dependent hysteresis in electrically conducting media”. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, No. 6, pp. 4326-4328, 1994.
- [53] **D.C. Jiles, D.L. Atherton**, Theory of ferromagnetic hysteresis, J. Magn. Magn. Mater. 61 (1986) 48.
- [54] **G.S. Park, S.Y. Hahn, K.S. Lee, H.K. Jung**, IEEE Trans. Magn. 29 (2) (1993) 1542.
- [55] **N. Sadowski, N.J. Batistela, J.P.A. Bastos, M. Lajoie- Mazenc**, Compumag, France, Evian, Vol. 4, July 2–5, 2001, pp. 246–247.
- [56] **OULD OUALI Samy Hassani** ,(UNIVERSITE MOULOUD MAMMARI TIZI-OUZOU 26 / 09 /2010)
- [57] **Naâs Badreddine** “Etude et réalisation d’un dispositif de contrôle des caractéristiques des tôles des transformateurs de distribution”, Mémoire de Magister, E.M.P ; 2006.
- [58] **Miouat Azzouz**, "Identification-Optimisation Paramétrique et Quantification des Pertes dans les Matériaux Ferromagnétiques Doux", Thèse de Magister, Université de Batna, 2006.

Résumé :

Pour étudier les systèmes électromagnétiques on a de plus en recours à la modélisation numérique. Dans notre étude, nous nous sommes intéressés à la modélisation des matériaux ferromagnétiques utilisés dans les systèmes de conversion d'énergie électrique. La loi de comportement de ces matériaux, de nature hystérétique, doit être prise en compte pour une modélisation plus ne. étudiés en régimes statique et dynamique.

En régime statique, les modèles de Preisach et de Jiles-Atherton ont été comparés en terme de précision et de temps de calcul. Cette comparaison a été étendue à l'étude d'un système modélisé avec la méthode des éléments nis.

En régime dynamique, deux modèles sont comparés : celui de Jiles-Atherton étendu à la dynamique et celui de l'équation de diffusion approximée en basse fréquence.

nous nous référons aux travaux expérimentaux montrant comment dessiner un cycle d'hystérésis, ce qui signifie que, deux méthodes permettent d'obtenir ce cycle le premier au méthode de jiles –atherton d'une deuxième manière expérimentale.

Abstract:

To study electromagnetic systems, digital modeling is also used. In our study, we focused on the modeling of ferromagnetic materials used in electrical energy conversion systems.

The constitutive law of these materials, of a hysteretic nature, must be taken into account for a no longer modeling. studied in static and dynamic regimes.

In static mode, the Preisach and Jiles-Atherton models were compared in terms of accuracy and computation time. This comparison has been extended to the study of a system modeled with the nite element method.

In dynamic mode, two models are compared: that of Jiles-Atherton extended to the dynamics and that of the approximation equation of diffusion in low frequency.

we refer to experimental work showing how to draw a hysteresis cycle, which means that two methods make it possible to obtain this cycle the first to the jiles -atherton method in a second experimental way.

ملخص :

لدراسة النظم الكهرومغناطيسية ، يتم استخدام النمذجة الرقمية أيضًا. في دراستنا ، ركزنا على نمذجة المواد المغناطيسية المستخدمة في أنظمة تحويل الطاقة الكهربائية. يجب أن يؤخذ القانون التأسيسي لهذه المواد ، ذات الطبيعة الهستيرية ، في الحسبان لعدم وجود نموذج. درس في أنظمة ثابتة وديناميكية.

في الوضع الثابت ، تمت مقارنة طرز Preisach و Jiles-Atherton من حيث الدقة ووقت الحساب. امتدت هذه المقارنة لتشمل دراسة نظام مُصمم بطريقة عنصر nite.

في الوضع الديناميكي ، يُقارن نموذجان: نموذج Jiles-Atherton الممتد إلى الديناميات ومعادلة التقريب للنشر في التردد المنخفض.

نشير إلى العمل التجريبي الذي يوضح كيفية رسم دورة التباطؤ ، مما يعني أن طريقتين تجعل من الممكن الحصول على هذه الدورة الأولى إلى طريقة jiles -atherton بطريقة تجريبية ثانية.