

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche scientifique



Université Mohamed Khider Biskra

Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Electrique
Filière : Electrotechnique
Option : Machine Electrique

Réf:.....

**Mémoire de Fin d'Etudes
En vue de l'obtention du diplôme:**

MASTER

Thème

**Etude de l'hystérésis magnétique par le modèle de
JILES-ATHERTON et confrontation à l'expérimental**

**Présenté par :
BELARBI mostafa Sadok
Soutenu le : 07 Juin 2015**

Devant le jury composé de :

Mr. NAIMI Djemai

MAA

Président

Mr. MIMOUNE Sour-Mohamed

Pr

Encadreur

Mr. REZIG Mohamed

MAB

Examineur

Année universitaire : 2014 / 2015

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la recherche scientifique



Université Mohamed Khider Biskra

Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Electrique
Filière : Electrotechnique
Option : Machine Electrique

Mémoire de Fin d'Etudes
En vue de l'obtention du diplôme:

MASTER

Thème

**Etude de l'hystérésis magnétique par le modèle de JILES-
ATHERTON et confrontation à l'expérimental**

Présenté par :

BELARBI Mostafa Sadok

Avis favorable de l'encadreur :

Mr. MIMOUNE S-Med

signature

Avis favorable du Président du Jury

Mr. NAIMI Djemai

Signature

Cachet et signature

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche scientifique



Université Mohamed Khider Biskra

Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Electrique
Filière : Electrotechnique
Option : Machine électrique

Thème :

Etude de l'hystérésis magnétique par le modèle de JILES- ATHERTON et confrontation à l'expérimental

Proposé par : Mr. MIMOUNE S-Med

Dirigé par : Mr. MIMOUNE S-Med

RESUMES (Français et Arabe)

هدفنا في هذا العمل هو تقديم تحديثا لنموذج " Jiles-Atherton " ونأخذ بعين الاعتبار المغنطة الإجمالية لتقييم الحقل المغناطيسي المكافئ والعبارة المتحصل عليها للقابلية التفاضلية الإجمالية هي مختلفة تماما عن تلك التي المحصل عليها في نموذج " Jiles-Atherton " .

Notre objectif dans ce travail est de présenter une mise à jour au modèle "Jiles-Atherton" et prendre en compte l'aimantation totale pour évaluer le champ magnétique équivalent l'expression de la susceptibilité différentielle totale obtenu à partir de cette modification est complètement différent de celui obtenu par Jiles et Atherton.

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein de département d'Electrotechnique, Faculté des sciences et de technologie, Université de Biskra.

Nous tenons à remercier vivement notre promoteur :

Monsieur Sourî_Mohamed MIMOUNE, pour l'intérêt qu'il a porté à nous travail, sa disponibilité, ses idées, leur aide et leurs encouragements.

Nous remercie tous les enseignants du département d'électrotechnique de l'université de Biskra.

Enfin, Nous tenons également à remercier toute personne ayant participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Dédicace

Avec l'aide et par la grâce de dieu, j'ai achevé mon ouvrage pour l'obtention du grade de diplôme Master en électrotechnique.

Je le dédie à ma mère et mon père que dieu me les garde.

Comme je dédie ce modeste travail à mes frères, mes sœurs qui sont très chères et à tout la famille, je le dédie également à tous mes amis.

BELABI MOSTAFA SADOK

Liste des tableaux

Table (2.1): Propriété physique des paramètres $a, \alpha, k, C, M_s, \delta$	15
Table (3.1): Paramètres extraits de l'expérience	27
Table (3.2): Paramètres identifiés	28

Liste des figures

Chapitre 1 : **Rappels sur la physique d'aimantation**

Figure (1.1): moment magnétique atomique orbital et de spin	2
Figure (1.2) : Evolution pour un matériau diamagnétique.....	4
Figure (1.3): Evolution pour un matériau paramagnétique.....	5
Figure (1.4): Evolution de l'induction en fonction du champ magnétique appliqué	6
Figure (1.5): Schématisation des moments magnétiques dans différents corps magnétiques.	7
Figure (1.6): Comportement des domaines.....	7
Figure (1.7): Rotation des moments magnétiques dans une paroi de Bloch à 180°	8

Chapitre 2: **Le modèle de type Langevin**

Figure (2.1): la courbe de première aimantation par le modèle de Langevin	13
Figure (2.2): La courbe $M_{an}(H)$	16
Figure (2.3): L'aimantation réversible	16
Figure (2.4): L'aimantation irréversible.....	16
Figure (2.5): Le cycle d'hystérésis.....	16
Figure (2.6): Effet de paramètre k sur l'allure du cycle d'hystérésis	17
Figure (2.7): Effet de paramètre a sur l'allure du cycle d'hystérésis	18
Figure (2.8): Effet de paramètre c sur l'allure du cycle d'hystérésis	19

Chapitre 3: **Amélioration du modèle de Jiles_Atherton**

Figure (3.1): Cycles d'hystérésis mesurés et simulés	28
Figure (3.2): Le champ magnétique H (A/m) en fonction le temps (s)	29
Figure (3.3): Le champ magnétique H (A/m) en fonction le temps (s)	29
Figure (3.4): B, M, M_{an}, M_{irr} en fonction le temps (s)	30
Figure (3.5): B, M, M_{an} en fonction le temps (s)	30
Figure (3.6): L'aimantation réversible M_{rev} en fonction le temps(s)	31
Figure (3.7): L'aimantation M (A/m) en fonction le champ H (A/m)	31
Figure (3.8): L'aimantation anhystérétique en fonction le champ H (A/m)	32

Figure (3.9): L'aimantation irréversible M_{irr} (A/m) en fonction le champ H (A/m).....	32
Figure (3.10): L'aimantation réversible M_{rev} (A/m) en fonction le champ H (A/m)	33
Figure (3.11): L'induction magnétique B(T) en fonction le temps(s)	33
Figure (3.12): Cycles d'hystérésis mesurés et simulés (Zoom).....	34

Sommaire

Introduction Générale	1
-----------------------------	---

Chapitre1 : **Rappels sur la physique d'aimantation**

1.1. Introduction.....	2
1.2. Les propriétés magnétiques.....	2
1.3. Les matériaux magnétiques:.....	3
1.4. Classification magnétique des matériaux.....	3
1.4.1. Les matériaux diamagnétiques.....	4
1.4.2. Les matériaux paramagnétiques.....	5
1.4.3. Les matériaux ferromagnétiques.....	5
1.4.3 Les matériaux Antiferromagnétique	6
1.4.4 Les matériaux Ferrimagnétisme.....	6
1.5. Théorie des domaines magnétiques	7
1.5.1. Les domaines de Weiss.....	8
1.5.2. Les parois de Bloch.....	8
1.6 Les modèles analytiques	9
1.7 Conclusion	10

Chapitre2: **Les modèles de types Langevin**

2.1. Introduction	11
2.2 Les modèle de type Langevin	11
2.2.1 La théorie de Langevin	11
2.2.2 La correction de Weiss pour les matériaux ferromagnétique	13
2.2.3 Le modèle de Jiles-Atherton	14
2.2.4 Influence des paramètres sur le cycle d'hystérésis	17
2.2.4.1 Effet de paramètre k	17
2.2.4.2 Effet de paramètre a	18
2.2.4.3 Effet de paramètre c	18
2.2.5 La détermination des paramètres du modèle Jiles_Atherton	19
2.2.5.1 La détermination de M_s	19
2.2.5.2 La détermination du facteur réversible C	19

2.2.5.3 la détermination de la relation entre a et α	20
2.2.5.4 La détermination du paramètre α	20
2.2.5.5 La détermination du paramètre k	21
2.2.5.6 La relation entre les paramètres du cycle et le point de saturation	22
2.2.5.7 La procédure d'identification des paramètres	23
2.3 Conclusion	24

Chapitre3: Amélioration du modèle de Jiles_Atherton

3.1 Introduction	25
3.2 Le modèle de Jiles-Atherton modifié.....	25
3.3 Application de la technique d'identification	27
3.4 Conclusion	35
Conclusion Générale	35

Introduction générale

Le principe de fonctionnement des dispositifs d'électrotechniques comme les machines tournantes et les transformateurs est lié à la distribution du champ électromagnétique dans leurs circuits magnétiques. Ces derniers sont fabriqués à partir des matériaux magnétiques, leur principal rôle est la canalisation du flux magnétique. Sans ces matériaux aucune conversion d'énergie n'est possible. La détermination précise du champ magnétique dans ces dispositifs nécessite la connaissance, en premier lieu, du comportement magnétique de ces matériaux.

Si nous nous intéressons à la construction des machines électriques nous constatons que les matériaux utilisés dans la fabrication de leurs circuits magnétiques, sont le plus souvent des matériaux ferromagnétiques où la loi de comportement magnétique est fortement non linéaire et de type hystérétique. De plus ces dispositifs sont soumis à des formes d'ondes très diverses imposées par l'alimentation. Cela pose une grande difficulté pour la modélisation de ces derniers. Néanmoins, des approches analytiques et empiriques sont utilisées dans cette modélisation.

Nous présenterons dans le premier chapitre quelques généralités sur les matériaux magnétiques, ainsi, les notions de bases du point de vue des sciences des matériaux, suivies d'une description détaillée du processus d'aimantation à l'échelle macroscopique dans les matériaux

Ferromagnétiques, ainsi que l'évolution des pertes dans ces matériaux. Enfin, le principe de caractérisation de ces matériaux.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons les différents modèles d'hystérésis magnétiques rencontrés dans la littérature, à la fin de ce chapitre, nous développons le modèle de Jiles-Atherton, ainsi, nous proposons une technique d'identification des paramètres de ce modèle.

Au troisième chapitre, nous développons le modèle de Jiles-Atherton dans le cas statique, Nous modifions ce modèle dans le cas statique en tenant compte des considérations physiques, Les résultats de cette nouvelle formulation seront comparés avec les mesures relevées sur un banc expérimental.

I.1 : Introduction :

De nos jours, l'intérêt des matériaux magnétiques n'a pas cessé de croître à cause de leur importance et de leur utilisation massive dans plusieurs technologies. Les industries du génie électrique et de l'électronique en sont les principales utilisatrices. Il est alors impératif de connaître les caractéristiques physiques et de comprendre le comportement magnétique de ces matériaux. L'explication, la maîtrise et la modélisation de l'ensemble des phénomènes liés au magnétisme restent toujours d'actualité. Ce chapitre est consacré à l'étude des propriétés magnétiques des matériaux. On s'intéressera particulièrement au processus d'aimantation et au phénomène de l'hystérésis (caractéristique des matériaux ferromagnétiques). (À la fin du chapitre, on présentera d'une manière brève les principaux modèles analytiques traitant du phénomène de l'hystérésis magnétique).

I.2. Propriétés magnétiques : [1]

Les propriétés magnétiques d'un matériau sont attribuables au spin des électrons et au moment orbital autour du noyau. Étant donné qu'une charge électrique en mouvement engendre un champ magnétique autour d'elle même, les électrons qui tournent sur eux mêmes (spin) et autour du noyau (orbite) forment de petits dipôles magnétiques. Ces dipôles peuvent réagir à l'application d'un champ magnétique extérieur (Fig.I.1).

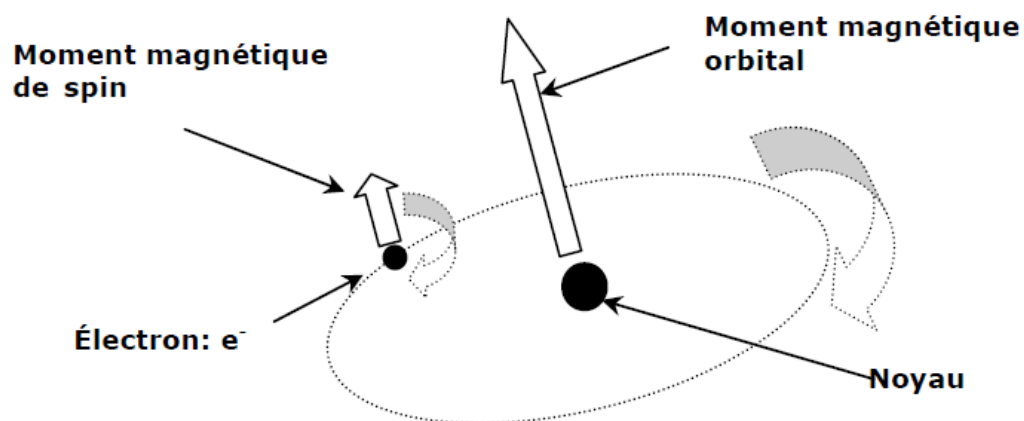


Figure (I.1): moment magnétique atomique orbital et de spin

En présence d'un champ magnétique extérieur, la composante du moment magnétique orbital parallèle au champ extérieur, est égale au magnéton de Bohr (constante fondamentale en magnétisme notée μ_B).

La réponse d'un matériau à l'application d'un champ magnétique extérieur H est caractérisée par l'induction magnétique B , laquelle représente l'intensité du champ magnétique à l'intérieur du matériau

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

μ : représente la perméabilité magnétique du matériau.

L'induction magnétique d'un matériau sous l'action d'un champ magnétique est souvent comparée à celle du vide notée B_0 (sous l'action du même champ H) :

$$B_0 = \mu_0 H \quad (\text{I.2})$$

μ_0 : représente la perméabilité magnétique du vide ($4\pi \cdot 10^{-7}$ Wb/(A.m)).

L'induction dans la matière est donnée par :

$$B_0 = \mu_0 (H + M) \quad (\text{I.3})$$

M : représente l'aimantation du matériau (Ampère /mètre).

H : représente le champ magnétique extérieur (Ampère /mètre).

On définit la susceptibilité X du matériau par :

$$M = X H \quad (\text{I.4})$$

I.3. Matériaux magnétiques :

Soumis à une induction magnétique, certains matériaux se mettent à produire eux mêmes dans le volume qu'ils occupent et à l'extérieur une induction magnétique: on dit qu'ils s'aimantent ou se polarisent magnétiquement. Il s'agit là d'une propriété générale de la matière. Toutefois, cette propriété ne se manifeste très visiblement que pour certains matériaux dits matériaux magnétiques.

I.4. Classification magnétique des matériaux:

Les matériaux magnétiques sont classés en fonction de leur susceptibilité magnétique. Parmi ces matériaux on retrouve :

- Matériaux diamagnétique.
- Matériaux paramagnétique.

- Matériaux antiferromagnétique.
- Matériaux ferrimagnétique.
- Matériaux ferromagnétique.

I.4.1. Matériaux diamagnétiques :

En général, les électrons appartenant aux atomes d'une substance se regroupent par paires, annulant leurs moments magnétiques respectifs, si bien que les atomes de la plupart des corps ne possèdent pas de moment magnétique permanent. Ces substances sont dites diamagnétiques et ne s'aimantent qu'en présence d'un champ magnétique extérieur. Elles induisent dans ce cas un moment magnétique opposé à la direction du champ magnétique, ce qui explique pourquoi les corps diamagnétiques se trouvent repoussés par les aimants. Parmi les substances affichant un diamagnétisme élevé, on peut citer le bismuth métallique et les molécules organiques comme le benzène. La susceptibilité de ces substances est négative (en général de l'ordre de -10^{-6}).

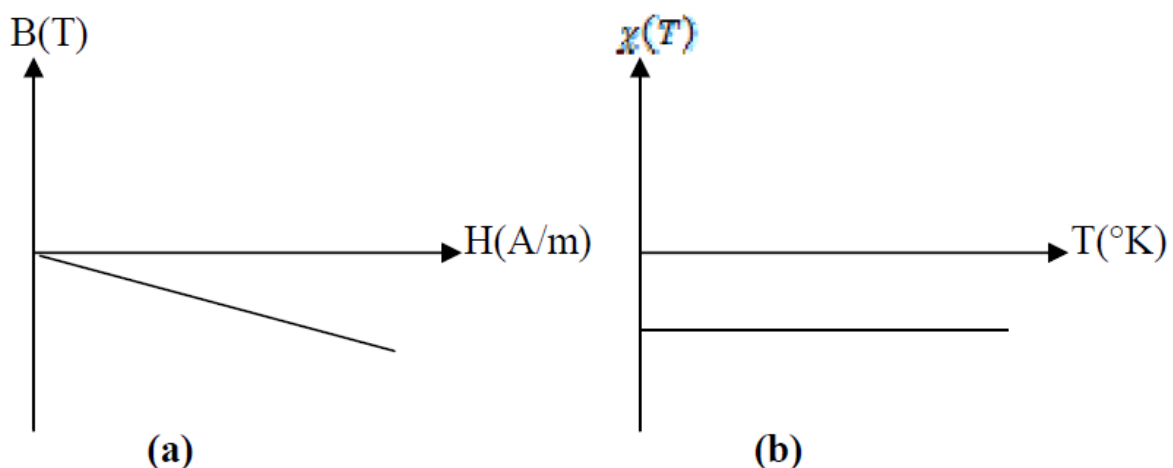


Figure (I.2) : Evolution pour un matériau diamagnétique.

(a): L'induction magnétique en fonction du champ magnétique appliqué.

(b): La susceptibilité magnétique en fonction de la température.

I.4.2. Matériaux paramagnétiques :

Les substances paramagnétiques ne possèdent pas d'aimantation en l'absence de champ magnétique extérieur, car les moments magnétiques de leurs atomes s'orientent au hasard, si bien que le moment magnétique résultant est nul. Placés dans un champ magnétique, ces corps comme l'oxygène ou le platine acquièrent une faible aimantation dans le même sens que le champ. Ils sont donc attirés par les aimants.

Ces substances canalisent un peu les lignes de champ magnétique et leur susceptibilité magnétique est positive comprise entre 10^{-6} et 10^{-3} .

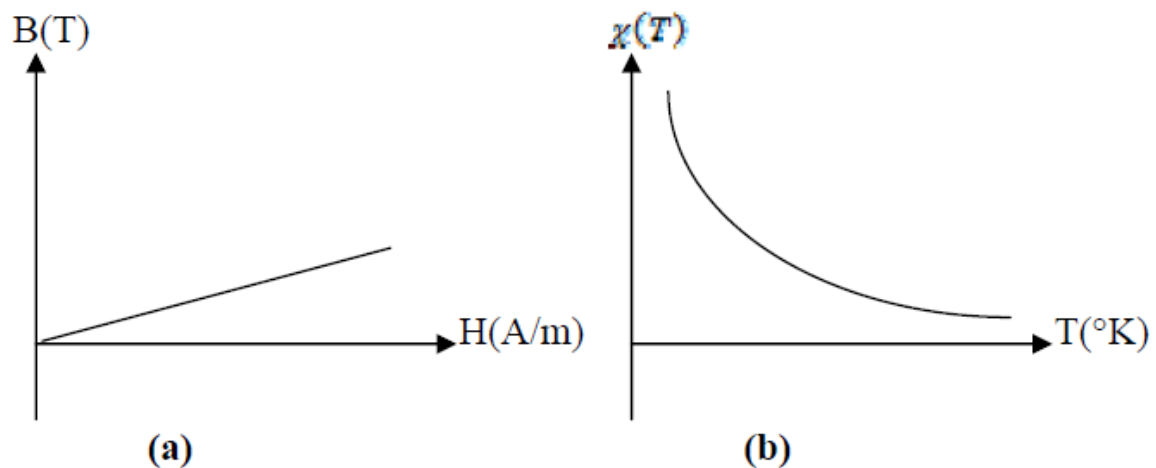


Figure (I.3): Evolution pour un matériau paramagnétique.

(a): L'induction magnétique en fonction du champ magnétique appliqué.

(b): La susceptibilité magnétique en fonction de la température.

I.4.3. Matériaux ferromagnétiques :

Les matériaux ferromagnétiques, comme le fer ou le nickel, possèdent un fort moment magnétique. Les moments magnétiques de leurs atomes sont ordonnés en petites zones uniformément magnétisées, appelées domaines de Weiss. En l'absence d'un champ magnétique extérieur, chaque domaine présente une orientation aléatoire. En revanche

lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué, les domaines déjà orientés dans la direction du champ s'élargissent au dépend des autres et finalement, tout le matériau s'aimante uniformément dans la direction et le sens du champ appliqué.

Si l'on supprime le champ extérieur, le matériau reste aimanté dans la direction et le sens du champ précédemment appliqué

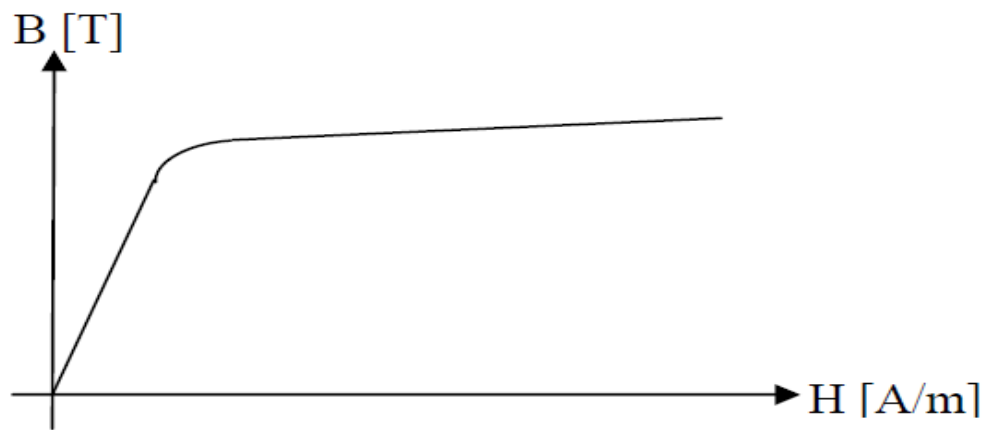


Figure (I.4): Evolution de l'induction en fonction du champ magnétique appliqué

I.4.3 Matériaux Antiferromagnétique :

Dans un corps antiferromagnétique, l'énergie d'échange est forte mais négative de telle sorte que l'état de plus basse énergie est l'alignement antiparallèle. Il en résulte un regroupement des moments en deux sous réseaux ayant des moments opposés (fig I.5). Ceci veut dire que le matériau ne montre aucune aimantation spontanée et son moment magnétique reste très faible ou nul.

I.4.4 Matériaux Ferrimagnétisme

Un tel corps peut être vu comme un antiferromagnétique dont les sous réseaux portent des moments inégaux. Il en résulte un moment magnétique non nul, ces matériaux montrent un champ de saturation relativement faible et une susceptibilité élevée.

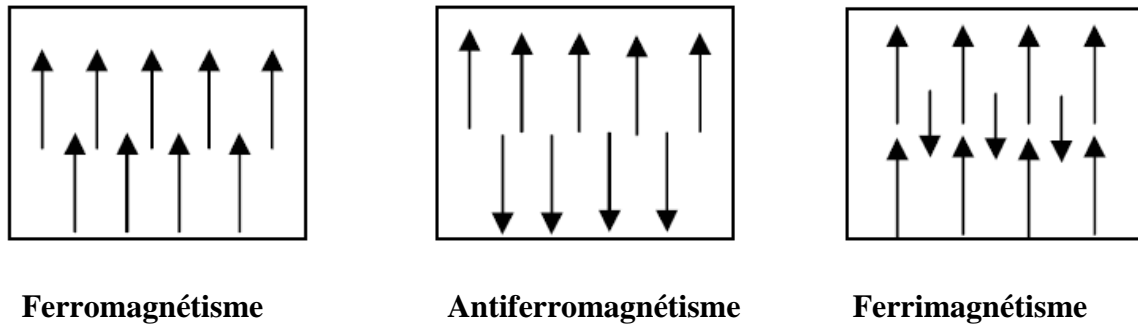


Figure (I.5): Schématisation des moments magnétiques dans différents corps magnétiques.

I.5. Théorie des domaines magnétiques :

La théorie des domaines magnétiques a été élaborée par Pierre Weiss en 1906 et 1907 sa contribution est prémonitoire en ce qui concerne le mécanisme de l'aimantation des matériaux ferromagnétiques. Il considère que le matériau est constitué de domaines où tous les moments atomiques permanents sont orientés dans le même sens ; l'aimantation globale d'un domaine est dite aimantation spontanée. Les domaines sont séparés par des parois qui portent le nom de parois de Bloch, l'orientation de l'aimantation varie rapidement.

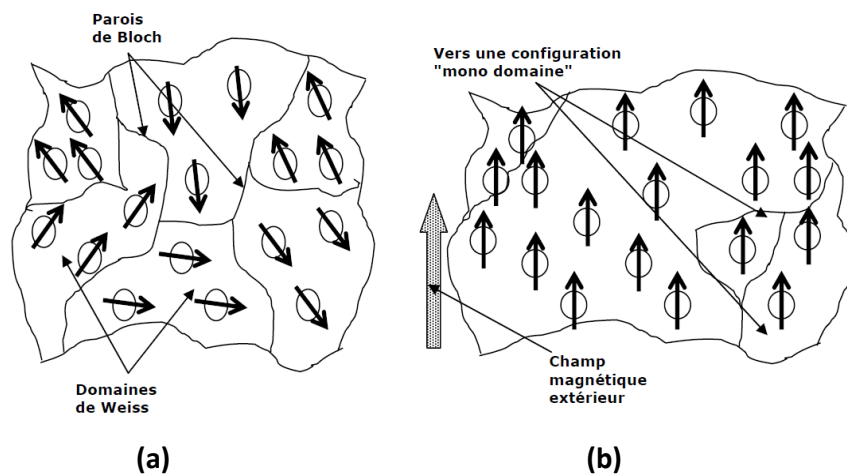


Figure (I.6): Comportement des domaines: (a) en l'absence d'un champ magnétique extérieur, (b) en présence d'un champ magnétique extérieur

I.5.1. Domaines de Weiss :

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

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

- L'énergie d'échange.
- L'énergie d'anisotropie cristalline.
- L'énergie magnéto-élastique.
- L'énergie magnétostatique.

I.5.2. Parois de Bloch : [2]

La séparation des différents domaines magnétiques élémentaires «domaines de Weiss» étudiés précédemment est matérialisée par ce que l'on appelle les parois de Bloch Figure (I.6.a). Ces parois correspondent à une zone magnétique où l'aimantation passe d'une direction à une autre. On distingue principalement:

- Les parois à 180° séparent deux domaines de Weiss dont l'angle de la direction d'aimantation est à 180° .
- Les parois à 90° séparent deux domaines de Weiss dont l'angle de la direction d'aimantation est à 90° .

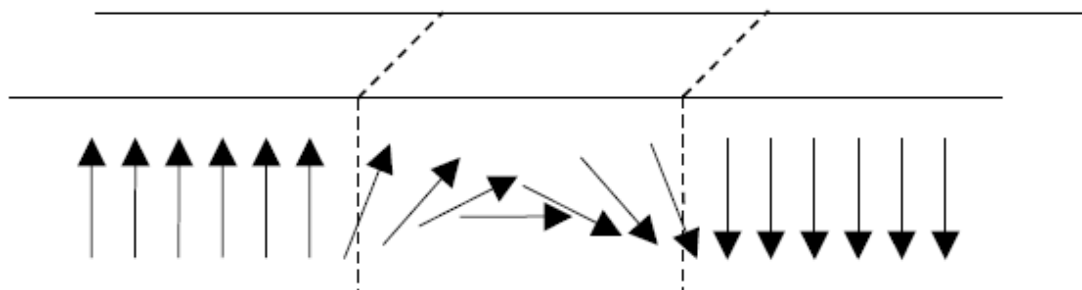


Figure (I.7): Rotation des moments magnétiques dans une paroi de Bloch à 180°

I.6 Modèles analytiques :

Les modèles les plus simples pour décrire le comportement non linéaire des matériaux ferromagnétiques sont généralement des modèles analytiques. Ils se caractérisent par la description du phénomène par des formulations mathématiques généralement empiriques. Ces modèles ne permettent pas de décrire tous les aspects du phénomène d'hystérésis (ils ne tiennent pas compte de l'histoire ou de l'état d'aimantation initiale du matériau).

Parmi ces modèles, nous citerons:

- Le modèle de Rayleigh
- Le modèle polynomial
- Le modèle fractionnel
- Le modèle d'hystérésis de Frôlich
- Le modèle à fonctions multiples
- Le modèle avec séries de Fourier
- Le modèle à fonctions auxiliaires
- Le modèle de Potter
- Les modèles dynamiques sont :
 - Le modèle de Duhem
 - Le modèle de Hodgdon

I.7 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons essayé d'aborder et d'expliquer les différents phénomènes liés au magnétisme. La variété et la complexité des processus y intervenant (à différentes échelles) en font un phénomène dont le comportement est très difficile à approcher aussi bien du côté expérimental que du côté numérique.

L'hystérésis est un phénomène principalement lié aux matériaux ferromagnétiques. Il est caractérisé par sa forte non linéarité et par sa irréversibilité.

Le prochain chapitre sera consacré au modèle de type Langevin. De ce modèle découle le modèle bien connu qui celui de Jiles_Atherton.

II.1. Introduction :

Plusieurs modèles d'hystérésis sont cités dans la littérature scientifique et principalement les modèles de Jiles_Atherton et Preisach. Ces deux modèles de représentation du cycles d'hystérésis associés aux matériaux magnétiques sont les plus répondus dans la littérature scientifique pour la représentation de l'hystérésis magnétique, un grand nombre de modèles scalaires est proposé dans la littérature. Certains sont purement mathématiques, d'autres phénoménologiques, dont l'état magnétique est caractérisé par un vecteur d'état contenant toute l'information relative à l'histoire du champ (modèle de Preisach) et peu sont basés sur des considérations physiques, tel que l'état magnétique est caractérisé par le sens de variation du champ appliqué (modèle de Jiles_Atherton) [3].

II.2 Les modèle de type Langevin:

La théorie de Langevin est basée sur le calcul de l'aimantation des microstructures d'un matériau ferromagnétique. Les travaux les plus importants de modélisation du phénomène ont été effectués par Jiles [4] en se basant sur un calcul d'énergie des moments magnétiques.

II.2.1 La théorie de Langevin :

Soit m le moment magnétique d'un électron dans un atome d'un matériau paramagnétique, si un champ d'excitation magnétique H lui est appliqué alors l'énergie W_m de ce moment s'écrit :

$$W_m = -\mu_0 m H = -\mu_0 m H \cos(\theta) \quad (\text{II.5})$$

θ est l'angle entre la direction du champ et le moment magnétique. L'énergie de l'agitation thermique W_T est :

$$W_T = k T \quad (\text{II.6})$$

Où k est la constante de Boltzmann et T la température en degré Kelvin. **Langevin** suppose qu'il n'y a pas d'interactions entre les moments dans un matériau paramagnétique, donc, on peut utiliser les statistiques classiques de Boltzmann pour déterminer la position $p(W_m)$ d'un électron occupant un niveau d'énergie W_m qui s'exprime par :

$$p(W_m) = \exp\left(-\frac{W_m}{kT}\right) \quad (\text{II.7})$$

Supposons maintenant que dans un volume défini entre θ et $\theta + d\theta$ il existe le nombre dn de particules. Ce dernier est proportionnel à l'angle solide $2\pi \sin(\theta) d\theta$. Sachant que n_0 représente le nombre de particules magnétiques par unité de volume, on peut déduire que :

$$dn = 2\pi n_0 \exp\left(\frac{\mu_0 m H \cos(\theta)}{k T}\right) \sin(\theta) d\theta \quad (\text{II.8})$$

Ainsi le nombre total N de particules.

$$N = 2\pi n_0 \int_0^\pi \exp\left(\frac{\mu_0 m H \cos(\theta)}{k T}\right) \sin(\theta) d\theta \quad (\text{II.9})$$

L'équation de l'aimantation d'un matériau paramagnétique dont les moments sont parallèles au champ d'excitation est :

$$M = N m (\coth(\lambda) - \frac{1}{\lambda}) \text{ avec } \lambda = \frac{\mu_0 m H}{k T} \quad (\text{II.10})$$

La **fonction de Langevin** est donc définie à partir de (II.10) par :

$$L(\lambda) = \coth(\lambda) - \frac{1}{\lambda} \text{ avec } -1 < \lambda < 1 \quad (\text{II.11})$$

En supposons que $M_s = Nm$, on peut définir alors le modèle de Langevin (2.11). Ainsi, l'évolution de la courbe de première aimantation est représentée par la Figure (2.1) pour un matériau ayant $M_s = 15 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ et $a = 50 \text{ A/m}$.

$$M = M_s \left(\coth\left(\frac{H}{a}\right) - \frac{a}{H} \right) \text{ avec } a = \left(\frac{k T}{\mu_0 m} \right) \quad (\text{II.12})$$

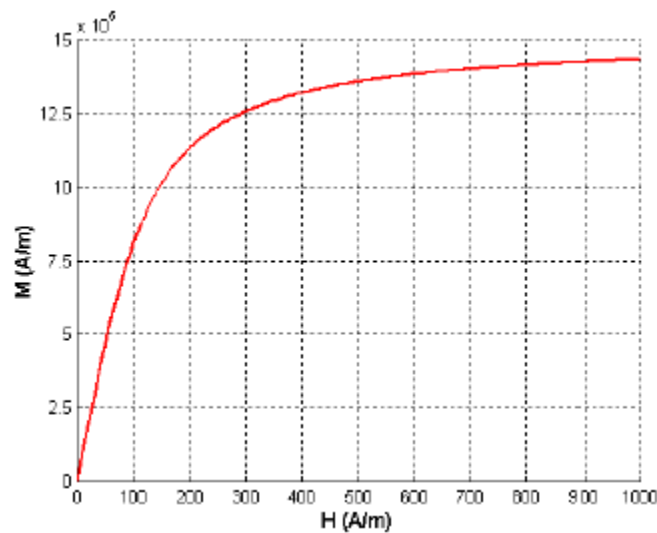


Figure (II.1): la courbe de première aimantation par le modèle de Langevin

II.2.2 La correction de Weiss pour les matériaux ferromagnétique :

Dans un matériau ferromagnétique, des interactions entre les moments magnétiques existent. Ces interactions engendrent un champ d'interaction appelé H_{ex} exprimé par (II.13). **Weiss** l'a défini en supposant que les interactions entre ces moments sont identiques :

$$H_{ex}, j=\alpha \sum_j m_j \Rightarrow H = \alpha \sum_j m_j \quad (\text{II.13})$$

Il en déduit donc que le champ effectif appliqué sur l'électron peut s'écrire :

$$H_e = H + \alpha M \quad (\text{II.14})$$

Dans ce cas, la relation de **Curie** prend la forme :

$$M = \frac{C}{T} (H + \alpha M) \text{ avec } C = \frac{m^2 N}{3k} \quad (\text{II.15})$$

Par conséquent, la caractéristique magnétique du matériau ferromagnétique décrite par la théorie de **Langevin** et corrigée par la théorie de **Weiss** s'écrit :

$$\mathbf{M} = M_s \left(\coth\left(\frac{H + \alpha \mathbf{M}}{a}\right) - \frac{a}{H + \alpha \mathbf{M}} \right) \text{ avec } a = \left(\frac{kT}{\mu_0}\right) \quad (\text{II.16})$$

II.2.3 Le modèle de Jiles-Atherton

Pour décrire correctement le phénomène d'hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques, **Jiles** et **Atherton** ont essayé de perfectionner le modèle [5..9], décrit par (II.16). Ils supposent que l'échange d'énergie par unité de volume est égal à l'échange d'énergie magnétostatique additionné aux pertes par hystérésis [10]. Et pour parcourir les différents cycles d'hystérésis ils ont décomposé l'aimantation \mathbf{M} en deux composantes, la première est la composante réversible \mathbf{M}_{rev} et la seconde est la composante irréversible \mathbf{M}_{irr}

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_{rev} + \mathbf{M}_{irr} \quad (\text{II.17})$$

La composante réversible représente la translation et la rotation réversible des parois au sein des matériaux ferromagnétiques. Par contre, la composante irréversible représente le déplacement irréversible des domaines magnétiques. Dans un processus d'aimantation et en absence du phénomène d'hystérésis l'aimantation suivra la caractéristique $\mathbf{M}_{an}(H)$ (II.16). L'énergie générée par les déplacements des parois s'écrit :

$$\mu_0 \int \mathbf{M}_{an}(H) = \mu_0 \int \mathbf{M} dH + \mu_0 k \delta \frac{d\mathbf{M}}{dH} dH \quad (\text{II.18})$$

\mathbf{M} est l'aimantation totale et δ un facteur qui vaut ± 1 selon le sens d'évolution de H tel que $\delta = \left| \frac{dH}{dH} \right|$. Et on peut écrire la relation reliant le champ magnétique et l'aimantation :

$$\mathbf{M}_{an}(H) = \mathbf{M} + k \delta \frac{d\mathbf{M}}{dH} \quad (\text{II.19})$$

En tenant compte de (2.14) on peut définir l'aimantation irréversible par :

$$\frac{d\mathbf{M}_{irr}}{dH} = \frac{\mathbf{M}_{an}(H_e) - \mathbf{M}_{irr}}{k \delta - \alpha(\mathbf{M}_{an}(H_e) - \mathbf{M}_{irr})} \quad (\text{II.20})$$

Et la composante réversible de l'aimantation par :

$$\mathbf{M}_{rev} = c(\mathbf{M}_{an}(H) - \mathbf{M}_{irr}) \quad (\text{II.21})$$

En combinant (II.17) et (II.21) on peut écrire l'expression générale de l'aimantation sous la forme :

$$M = cM_{an}(H_e) + (1 - c) M_{irr} \quad (\text{II.22})$$

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

$$\frac{dM}{dH} = c \frac{dM_{an}(H_e)}{dH} + (1 - c) \frac{M_{an}(H_e) - M_{irr}}{K \delta - a(M_{an}(H_e) - M_{irr})} \quad (\text{II.23})$$

La génération des cycles d'hystérésis passe par la résolution de (II.20), nous permet de départ d'obtenir la composante irréversible de l'aimantation (Figure (II.4)). Ensuite, à l'aide de (II.21) on peut déduire la composante réversible Figure (II.3) de cette dernière. Enfin, pour trouver l'aimantation totale il suffit d'effectuer la somme de ces deux composantes. Il faut noter aussi que la résolution de l'équation (II.20) passe par la détermination de $M_{an}(H)$ donné par (II.19), Figure (II.2). L'application d'un tel algorithme pour la détermination des cycles d'hystérésis suppose la connaissance des différents paramètres M_s , k , α , c , δ et a . La Figure (II.3) montre le cycle majeur du phénomène d'hystérésis pour $M_s = 1.7 \cdot 10^6 \text{ A/m}$, $k = 2000 \text{ A/m}$, $c = 0.1$, $a = 1000$ et $a = 0.0017$

Paramètres	Propriété physique
a	Facteur de forme pour M_{an}
α	Coefficient du champ moléculaire
k	Coefficient d'épinglage
c	Coefficient de réversibilité
M_s	Aimantation à saturation
δ	un paramètre qui vaut ± 1 selon le sens d'évolution de H

Table (II.1): Propriété physique des paramètres a , α , k , c , M_s , δ

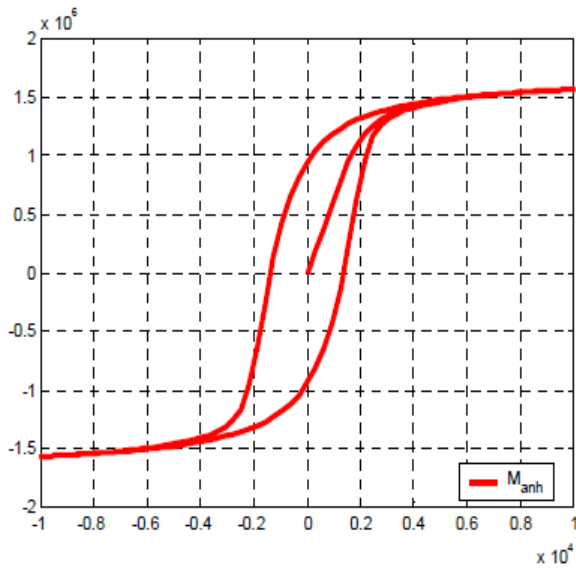


Figure (II.2): La courbe $M_{an}(H)$

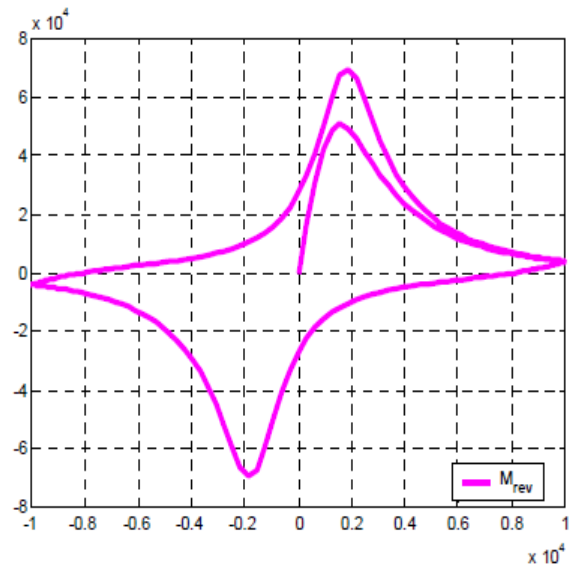


Figure (II.3): L'aimantation réversible

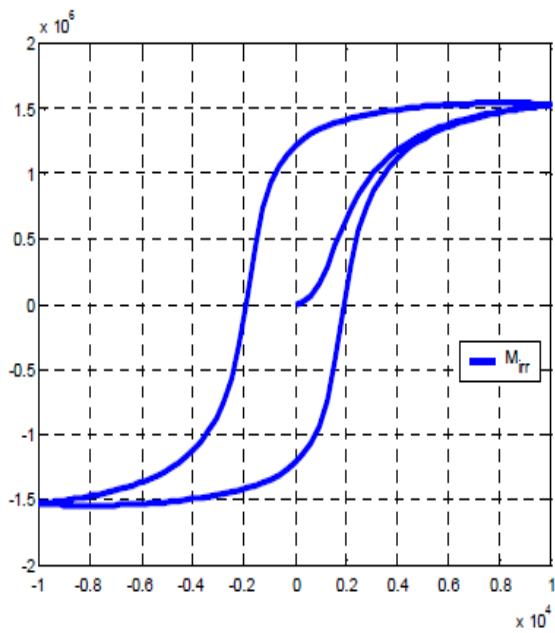


Figure (II.4): L'aimantation irréversible

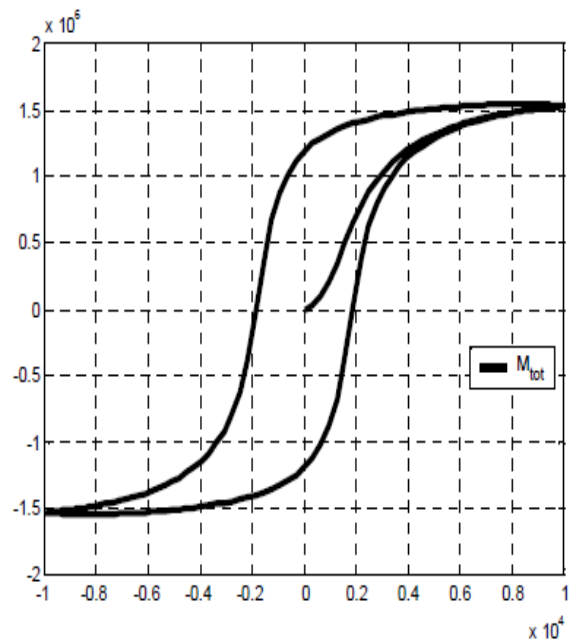


Figure (II.5): Le cycle d'hystérésis

II.2.4 Influence des paramètres sur le cycle d'hystérésis :

Chaque matériau magnétique est caractérisé par son propre cycle d'hystérésis, donc, et d'après le modèle de Jiles-Atherton, chaque matériau est caractérisé aussi par cinq paramètres. Pour voir l'effet des paramètres sur l'allure du cycle d'hystérésis nous varierons chaque paramètre en fixant les autres.

II.2.4.1 Effet de paramètre k :

D'après la figure (II.6) le paramètre k influe directement sur la largeur du cycle, on voit qu'il agit fortement sur le champ coercitif et l'induction rémanente. Son effet sur l'induction maximale est moins important mais on remarque une diminution de celle-ci lors de l'augmentation de paramètre k . Cette remarque doit être prise en compte lors de la procédure d'identification des paramètres. Ce paramètre, dans les matériaux doux, égal au champ coercitif dans une première approximation [11].

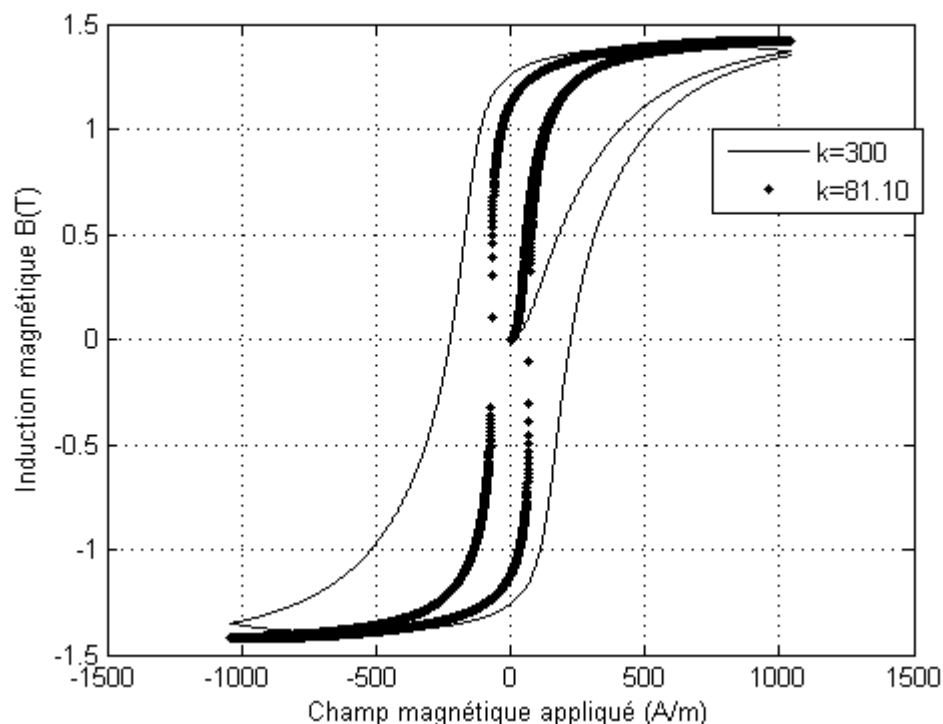


Figure (II.6): Effet de paramètre k sur l'allure du cycle d'hystérésis

II.2.4.2 Effet de paramètre a :

Ce paramètre dépend fortement de la température. En effet, l'influence de la température sur le cycle d'hystérésis est introduite par l'intermédiaire du paramètre a dans l'aimantation anhystérétique. La figure (II.7) montre l'effet de ce paramètre, l'augmentation de ce paramètre traduite par une diminution de l'induction maximale et rémanente.

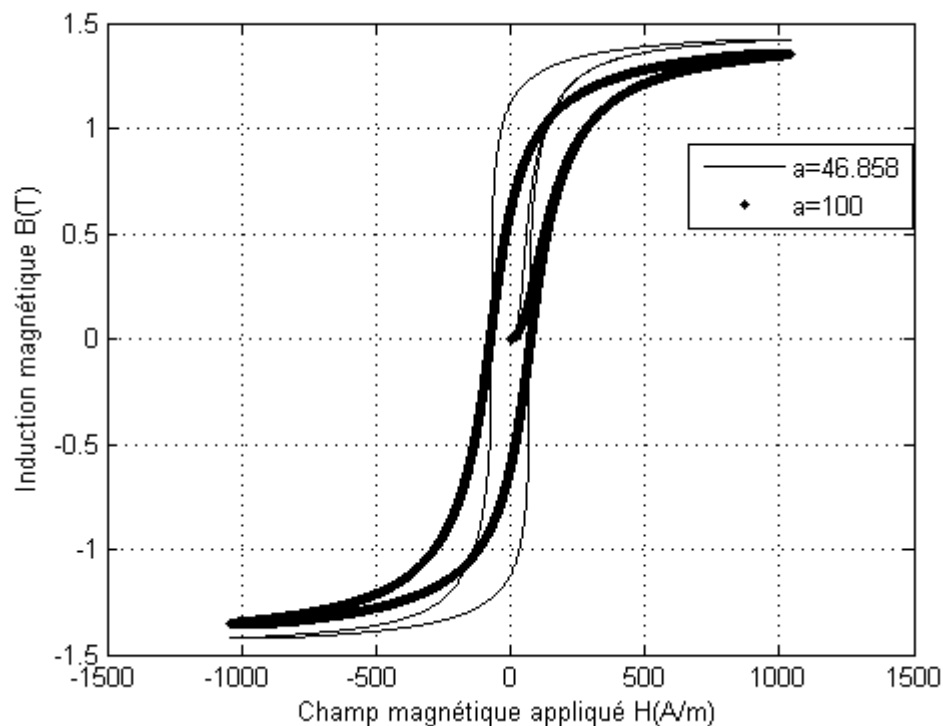


Figure (II.7): Effet de paramètre a sur l'allure du cycle d'hystérésis

II.2.4.3 Effet de paramètre c :

Ce paramètre est lié à l'aimantation réversible, donc il caractérise le degré de la réversibilité de l'aimantation et influe aussi sur l'aimantation initiale. Son effet sur le cycle d'hystérésis est présenté sur la figure (II.8).

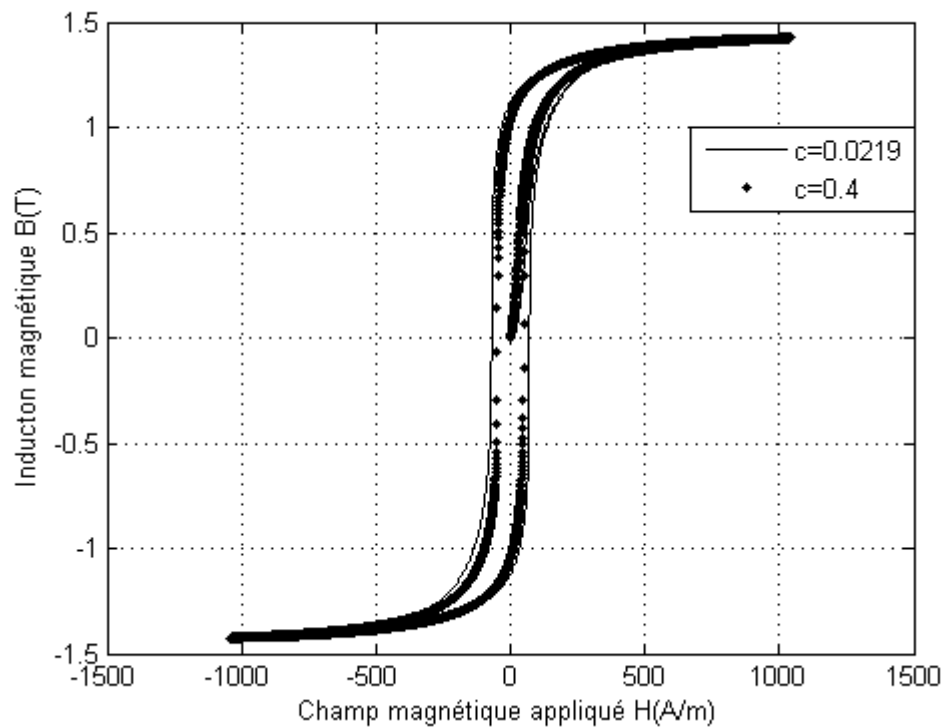


Figure (II.8): Effet de paramètre c sur l'allure du cycle d'hystérésis

II.2.5 La détermination des paramètres du modèle Jiles_Atherton :

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

2.2.5.1 La détermination de M_s :

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

2.2.5.2 La détermination du facteur réversible C :

La composante réversible de l'aimantation due aux déplacements réversibles des parois est déterminée à l'aide du paramètre c . Il est défini par (I.24) comme étant le rapport entre la susceptibilité initiale χ'_{in} du matériau et sa susceptibilité initiale χ'_{an}

anhystérique. L'hypothèse de calcul est que la dérivée de M_{irr} par rapport à H autour de l'origine est nulle.

$$C = \frac{(dM/dH)_{M=0}^{H=0}}{(dM_{an}/dH)_{M=0}^{H=0}} = \frac{\chi'_{in}}{\chi'_{an}} \approx \left(\frac{3a}{M_s}\right) \chi'_{in} \quad (\text{II.24})$$

II.2.5.3 la détermination de la relation entre a et α :

Jiles a démontré que les deux paramètres a et α ne peuvent être définis que l'un en fonction de l'autre à partir de la susceptibilité χ'_{an} (I.25). Cette dernière est définie comme étant la limite de la dérivée de M_{an} quand le champ H et l'aimantation totale M tend vers zéro.

$$\chi'_{an} = \lim_{h,m \rightarrow 0} \left\{ \frac{dM_{an}}{dH} \right\} = \frac{M_s}{3a - \alpha M_s} \quad (\text{II.25})$$

On peut déduire donc que:

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

II.2.5.4 La détermination du paramètre α :

L'aimantation rémanente M_r dépend directement de α , a , k et c . Si sa valeur est définie, elle peut être utilisée pour déterminer α . On peut exprimer la relation reliant α et M_r en se basant sur (II.19) et (II.20), sachant que l'aimantation rémanente est défini pour $\delta = -1$ et $H = 0$ par :

$$M_r = M_{an}(M_r) + k \left(\left(\frac{\alpha}{1-c} \right) + \left(\chi'_r - c \frac{dM_{an}(M_r)}{dH} \right)^{-1} \right)^{-1} \quad (\text{II.27})$$

Où, χ'_r est la susceptibilité différentielle du matériau définie au point $H = 0$ et $M = M_r$.

II.2.5.5 La détermination du paramètre k :

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

$$\chi'_{max} = \frac{1}{k\delta - \alpha(M_{an}(H_c) - M_{irr})} (M_{an}(H_c) - M_{irr}) + \left(\frac{dM_{an}(H_c)}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right) \quad (\text{II. 28})$$

$$k = \left(\chi'_{max} - c \left(\frac{dM_{an}(H_c)}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right) \right)^{-1} (M_{an}(H_c) - M_{irr}) + \alpha(M_{an}(H_c)M_{irr}) \quad (\text{II. 29})$$

Et à partir de (II.17), (II.21) et (II.22) on peut déduire que :

$$M_{irr} = \frac{1}{1-c} (M - cM_{an}) \quad (\text{II. 30})$$

Puisque au point coercitif $M = 0$ alors :

$$M_{irr} = - \frac{cM_{an}}{1-c} \quad (\text{II. 31})$$

On peut obtenir aussi au point H_c :

$$\frac{dM_{irr}(H_c)}{dH} = \frac{\chi'_{max}}{1-c} - \left(\frac{c}{1-c} \right) \frac{dM_{an}(H_c)}{dH} \quad (\text{II. 32})$$

En combinant (II.34) et (II.29) on obtient :

$$k = \left(\left(\frac{1}{1-c} \right) \chi'_{max} - \left(\frac{c}{1-c} \right) \frac{dM_{an}(H_c)}{dH} \right)^{-1} \left(\frac{1}{1-c} \right) M_{an}(H_c) + \left(\frac{a}{1-c} \right) M_{an}(H_c) \quad (\text{II. 33})$$

Soit :

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{1-c} \left\{ a + \left(\left(\frac{1}{1-c} \right) \chi'_{max} - \left(\frac{c}{1-c} \right) \frac{dM_{an}(H_c)}{dH} \right)^{-1} \right\} \quad (\text{II. 34})$$

II.2.5.6 La relation entre les paramètres du cycle et le point de saturation :

Pour le processus de calcul des paramètres a et α , **Jiles** a trouvé judicieux d'intégrer les coordonnées du point de saturation définies par (M_m, H_m) et la susceptibilité correspondante χ'_m .

Supposons que le point de fonctionnement est au voisinage de la saturation, alors la susceptibilité définie à partir de l'aimantation totale est équivalente à celle définie à partir de l'aimantation anhystérétique, ceci se traduit par :

$$\frac{dM}{dH} \approx \frac{dM_{an}(H_m)}{dH} \quad (\text{II. 35})$$

En dérivant la relation (II.30) et en lui substituant (II.35) on peut voir facilement que :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH} \approx \frac{dM_{an}(H_m)}{dH} \quad (\text{II. 36})$$

En utilisant en plus les conditions $M_{irr} \cong M_m$ et $\delta = 1$ on a :

$$\chi'_m = \frac{(M_{an}(H_m) - M_m)}{k - \alpha(M_{an}(H_m) - M_m)} + c \left(\frac{dM_{an}(H_m)}{dH} - \frac{dM_{irr}(H_m)}{dH} \right) \quad (\text{II. 37})$$

En combinant (2.36) et (2.37) on a :

$$\chi'_m = \frac{(M_{an}(H_m) - M_m)}{k - \alpha(M_{an}(H_m) - M_m)} \quad (\text{II. 38})$$

Ceci nous conduit à :

$$M_m = M_{an} (H_m) - \frac{k \chi'_m}{1 + \alpha \chi'_m} \quad (\text{II.39})$$

II.2.5.7 La procédure d'identification des paramètres :

Pour déterminer simplement les différents paramètres d'un modèle il vaut mieux avoir les relations explicites de chacun d'eux. Malheureusement dans ce cas, on ne peut les exprimer que les uns en fonction des autres. D'où la nécessité d'une méthode numérique itérative pour les extraire. Alors, Jiles a élaboré un algorithme permettant de définir ces paramètres à partir de quelques points de mesure. Cet algorithme consiste à déterminer le coefficient c dit coefficient de réversibilité à partir de la courbe de première aimantation par (II.24). Tandis que les paramètres (a , α et k) peuvent être obtenus successivement par (II.26), (II.27) et (II.34), l'équation (II.39) permet de définir la relation entre les paramètres de l'hystérésis et le point de saturation. Ces relations sont utilisées successivement dans un algorithme itératif. Une valeur aléatoire de α est utilisée pour la première itération de l'algorithme.

II.3 Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présenté les différents modèles d'hystérésis magnétiques rencontrés dans la littérature. L'objectif principal de cette recherche bibliographique est La sélection, parmi ces modèles, d'un modèle qui décrit le phénomène d'hystérésis du point de vue mathématique et physique, et cela pour leur intégration dans un code de calcul de champ électromagnétique destiné à la modélisation des dispositifs électromagnétiques.

Parmi les modèles cités, nous avons décrits les modèles analytiques qui présentent certains avantages telles que la rapidité de génération des cycles d'hystérésis et la simplicité de sa mise en ouvre. Cependant, leur inconvénient majeur est qu'ils sont basés sur un développement purement mathématique dénué de toute interprétation physique.

Il semble clair que le modèle de Jiles-Atherton est un modèle basé sur des considérations physiques, et par conséquent des modifications peuvent être s'ajoutées afin d'amélioré ce modèle. Ce modèle fera l'objet du chapitre suivant, dont lequel nous nous intéresserons en particulier à son développement.

III.1 Introduction :

Pour évaluer le champ magnétique effectif, Jiles et Atherton utilise l'aimantation irréversible à la place de l'aimantation totale pour dériver une formule simplifiée de la susceptibilité différentielle totale [12]. Notre objectif dans ce travail est de présenter une mise à jour Jiles-Atherton (MJA) modèle à prendre en compte l'aimantation totale pour évaluer le champ magnétique équivalent l'expression de la susceptibilité différentielle totale obtenu à partir de cette modification est complètement différent de celui obtenu par Jiles et Atherton (JA). L'intégration de ce modèle dans un code calcul nécessite la connaissance des paramètres exactes. Les paramètres des deux modèles JA et MJA nécessitent une identification technique. Plusieurs techniques sont utilisées pour identifier les paramètres du modèle JA [13-14].

III.2 Le modèle de Jiles-Atherton modifié:

Pour évaluer le champ magnétique effectif H_e , Jiles et Atherton utilisent l'aimantation irréversible au lieu de l'aimantation totale, pour décrire une formulation simplifiée de la susceptibilité totale équation (II.23). Dans leur modèle Jiles et Atherton supposent que l'aimantation M équivalente à l'aimantation irréversible M_{irr} dans la relation qui lie le champ effectif H_e et le champ magnétique appliqué H :

$$\mathbf{H}_e = \mathbf{H} + \alpha \mathbf{M}_{irr} \quad (\text{III.1})$$

Dans cette équation (III.1) ils ont supposé que l'aimantation réversible M_{rev} est négligée devant l'aimantation irréversible M_{irr} et ils ont obtenu la susceptibilité irréversible sous la forme de l'équation (II.20). L'hypothèse de négliger M_{rev} dans l'équation (III.1) n'a pas un sens physique et peut influencer sur la précision des résultats dans le cas général. Notre proposition est d'utiliser la relation physique reliant le champ magnétique effectif H_e avec le champ magnétique appliqué H [15] :

$$\mathbf{H}_e = \mathbf{H} + \alpha \mathbf{M} \quad (\text{III.2})$$

Rappelons-nous les équations différentielles (II.19), (II.22), numérotées dans ce chapitre (III.3), (III.4) et (III.5) respectivement.

$$\mathbf{M}_{an}(\mathbf{H}) = \mathbf{M}_{irr} + K \delta \frac{d\mathbf{M}_{irr}}{d\mathbf{H}} \quad (\text{III.3})$$

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \cdot \frac{dH_e}{dH} \quad (III.4)$$

$$M = cM_{an}(H_e) + (1 - c) M_{irr} \quad (III.5)$$

Le deuxième terme de la partie droite de l'équation (III.4) devient, en utilisant l'équation (III.3) :

$$\frac{dH_e}{dH} = 1 + \alpha \frac{dM}{dH} \quad (III.6)$$

Nous pouvons récrire cette équation avec l'utilisation de l'équation (3.5) de la forme suivante :

$$\frac{dH_e}{dH} = 1 + \alpha(1-c) \frac{dM_{irr}}{dH} + \alpha c \frac{dM_{an}}{dH} \quad (III.7)$$

Le terme à gauche de l'équation (III.4) est tiré de (III.3) est donné par :

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta} \quad (III.8)$$

A partir de l'équation (III.7) et (III.8) on peut récrire l'équation (III.4) sous la forme :

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta} \left[1 + \alpha(1 - c) \frac{dM_{irr}}{dH} + \alpha c \frac{dM_{an}}{dH} \right] \quad (III.9)$$

En utilisant cette équation et à partir de quelques manipulations la nouvelle forme de la susceptibilité différentielle irréversible est donnée par :

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{(M_{an} - M_{irr}) \left(1 + \alpha c \frac{dM_{an}}{dH} \right)}{k\delta - \alpha(1-c)(M_{an} - M_{irr})} \quad (III.10)$$

Nous pouvons clairement voir que si ($c = 0$) la relation (III.10) devient la même que celle donnée par Jiles et Atherton, équation (II.20), car l'aimantation réversible M_{rev} est liée directement à ce paramètre par l'équation (II.21).

Après quelques manipulations, nous arrivons à la relation de la susceptibilité magnétique différentielle totale suivante :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c)(M_{an}-M_{irr})+kc\delta\frac{dM_{an}}{dH_e}}{k\delta-\alpha(1-c)(M_{an}-M_{irr})-kc\alpha\delta\frac{dM_{an}}{dH_e}} \quad (\text{III.11})$$

Avec :

$$\frac{dM_{an}}{dH_e} = \frac{Ms}{a} \left(1 - \coth^2 \left(\frac{H_e}{a} \right) + \left(\frac{a}{H_e} \right)^2 \right) \quad (\text{III.12})$$

Comme nous pouvons le voir la relation (III.11) du modèle modifié, on le note par la suite MJA, est complètement différente de la relation (II.23) donnant le modèle originale de Jiles et Atherton, on le note par la suite JA.

III.3. Application de la technique d'identification :

Pour identifier les paramètres du MJA et JA nous avons besoin de quelques points de mesure qui sont présentés au Tableau (III.1). Ceux-ci sont extraits du cycle expérimental. Les paramètres identifiés sont présentés dans le Tableau (III.2).

Paramètres	Mesure
χ_{in}	184.12
χ_m	0.0443
χ_r	1.9725×10^3
χ_c	9.974×10^5
H_m (A/m)	1.039×10^3
H_c (A/m)	69.37
M_m (A/m)	1.134×10^6
M_r (A/m)	8.905×10^5

Table (III.1) : Paramètres extraits de l'expérience

Paramètres identifiés	Modèle JA	Modèle MJA
M_s (A/m)	$1.18 \cdot 10^6$	$1.18 \cdot 10^6$
a (A/m)	46.858	46.9605
k (A/m)	81.10	79.001
α	$1.4843 \cdot 10^{-4}$	$1.507 \cdot 10^{-4}$
C	0.0219	0.0214

Table (III.2) : Paramètres identifiés

Le cycle d'hystérésis obtenu par le modèle de **JA** et **MJA**, en utilisant les paramètres identifiés respectivement, Tableau (III.2) sont comparés à ceux expérimentaux. Figure (III.1) et Figure (III.2), montrent les cycles d'hystérésis de ces deux modèles avec ceux obtenus expérimentalement.

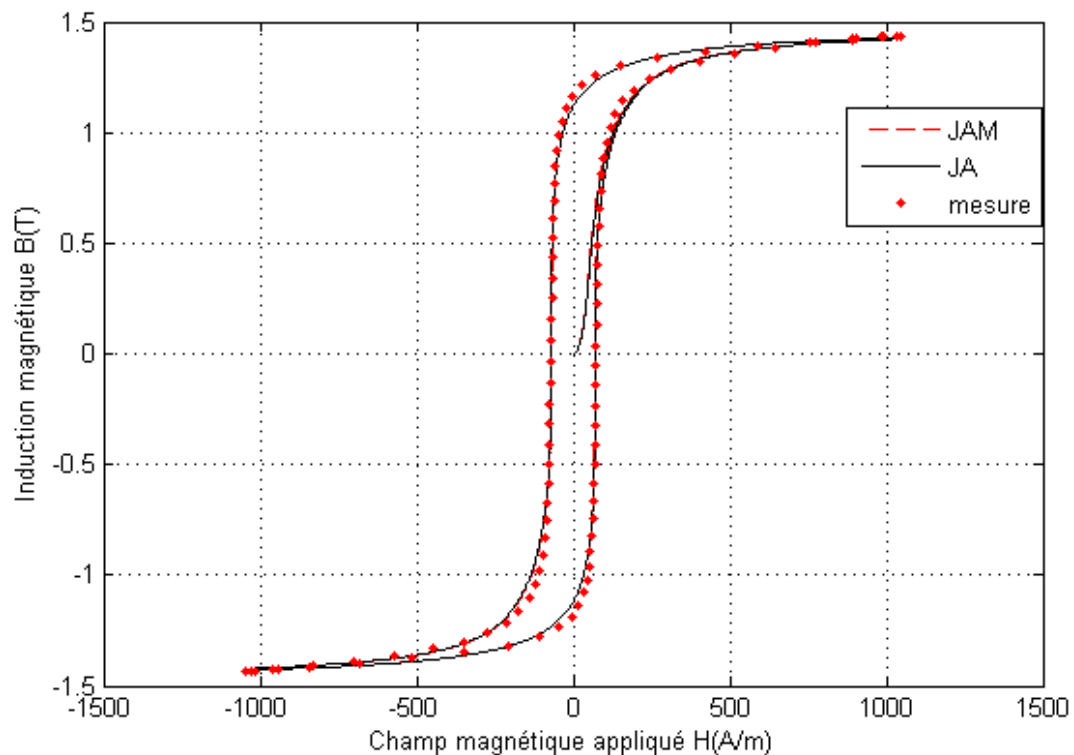


Figure (III.1) : Cycles d'hystérésis mesurés et simulés

Cette figure montre le champ magnétique appliqué H en fonction du temps par le modèle **JA**.

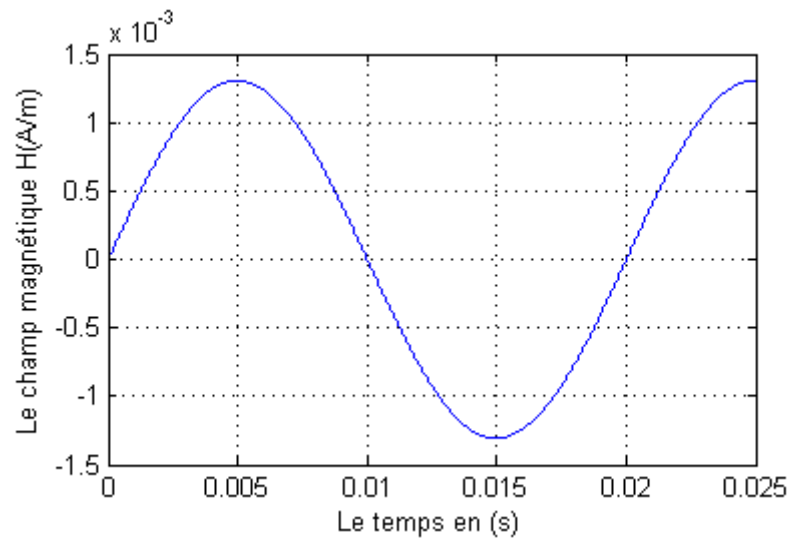


Figure (III.2) : Le champ magnétique H (A/m) en fonction le temps (s)

Cette figure montre le champ magnétique appliqué H en fonction du temps par le modèle **JAM**.

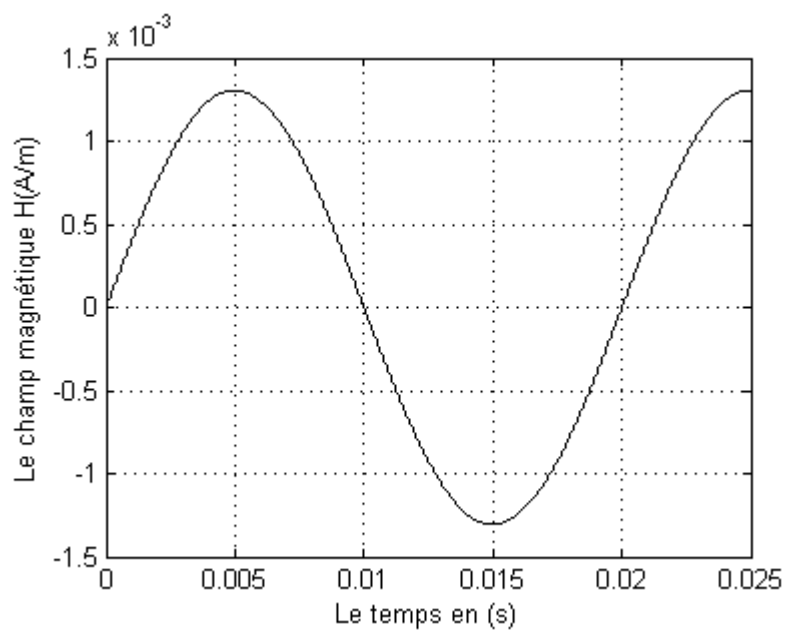


Figure (III.3) : Le champ magnétique H (A/m) en fonction le temps (s)

Cette figure montre B , M , M_{an} , M_{irr} en fonction du temps par le modèle **JA**.

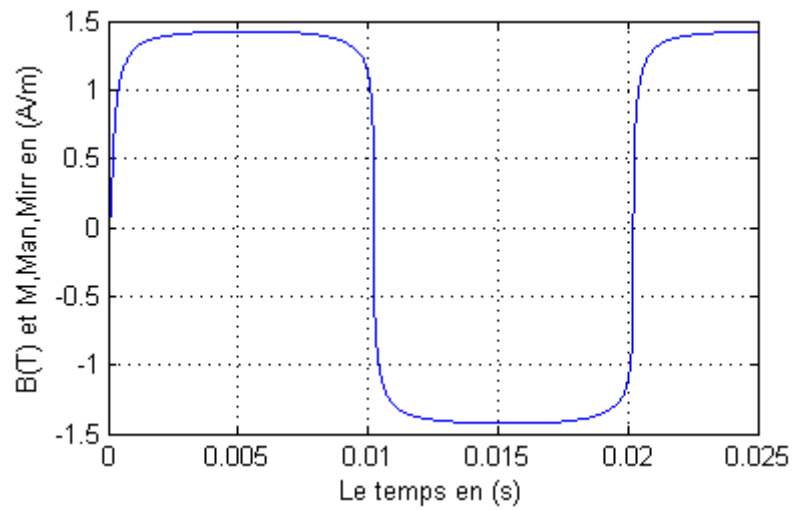


Figure (III.4) : B , M , M_{an} , M_{irr} en fonction le temps (s)

Cette figure montre B , M , M_{an} en fonction du temps par le modèle **JAM**.

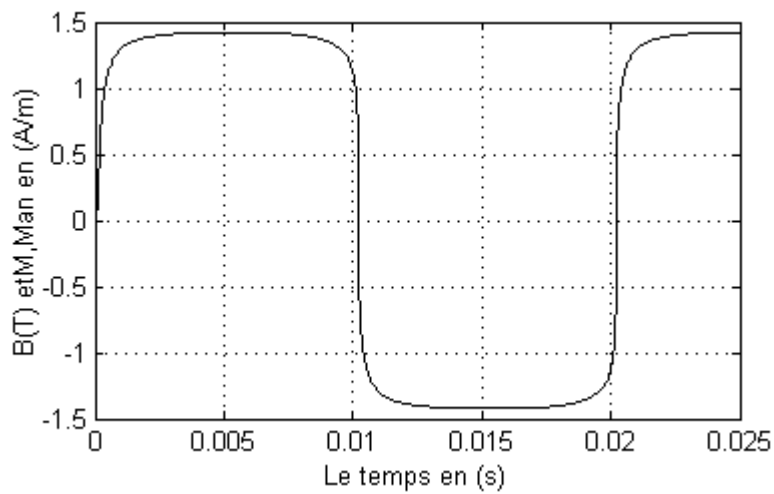


Figure (III.5) : B , M , M_{an} en fonction le temps (s)

Cette figure montre l'aimantation réversible M_{rev} en fonction du temps par le modèle **JA**.

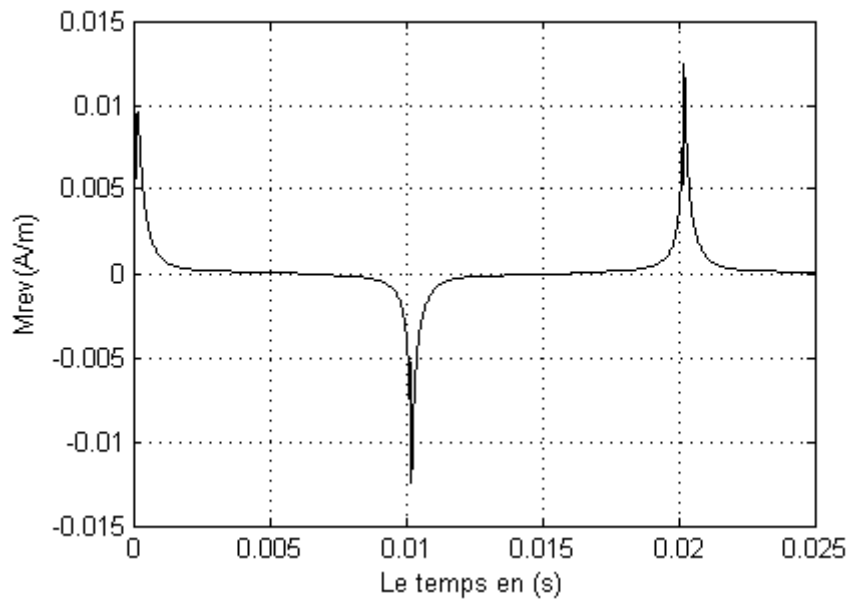


Figure (III.6) : L'aimantation réversible M_{rev} en fonction le temps

L'aimantation M en fonction du champ magnétique appliqué H pour les deux modèles **JA** et **JAM**.

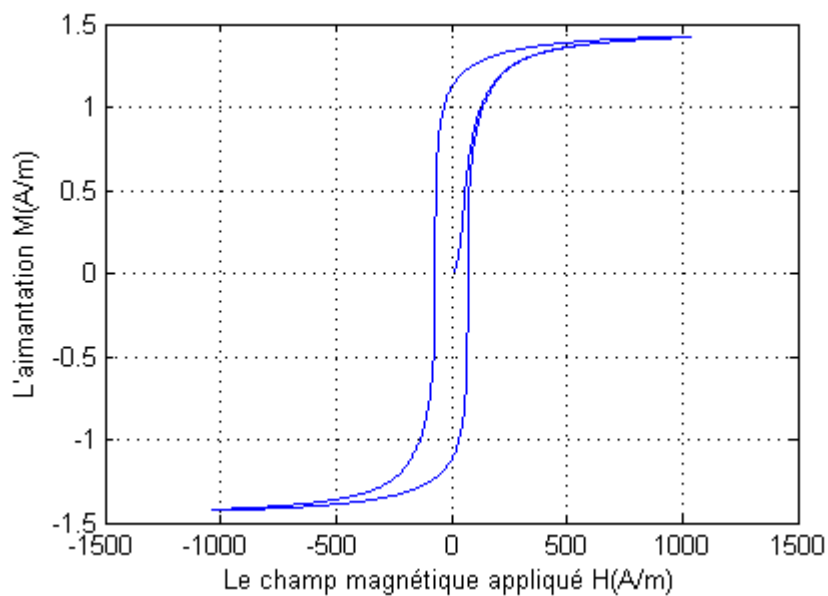


Figure (III.7) : L'aimantation M (A/m) en fonction le champ H (A/m)

L'aimantation anhystérétique M_{an} en fonction le champ magnétique appliqué H pour les deux modèles **JA** et **JAM**.

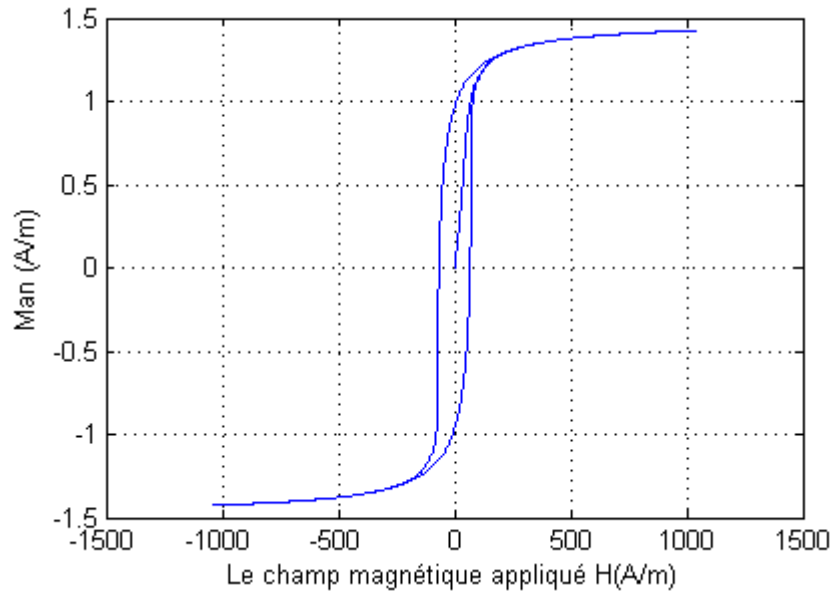


Figure (III.8) : L'aimantation anhystérétique en fonction le champ H (A/m)

L'aimantation irréversible M_{irr} en fonction le champ magnétique appliqué H par le modèle **JA**.

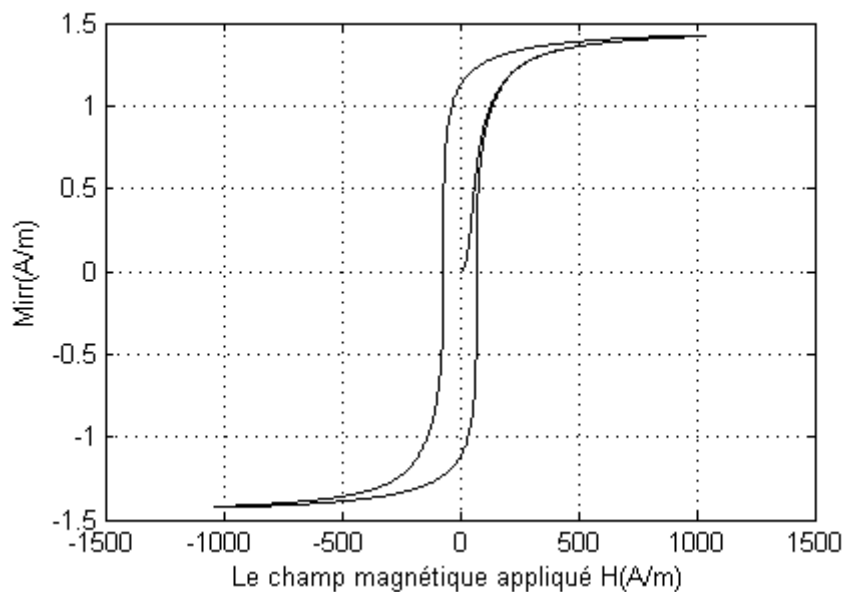


Figure (III.9) : L'aimantation irréversible M_{irr} (A/m) en fonction le champ H (A/m)

L'aimantation réversible M_{rev} en fonction le champ magnétique appliqué H par le modèle **JA**.

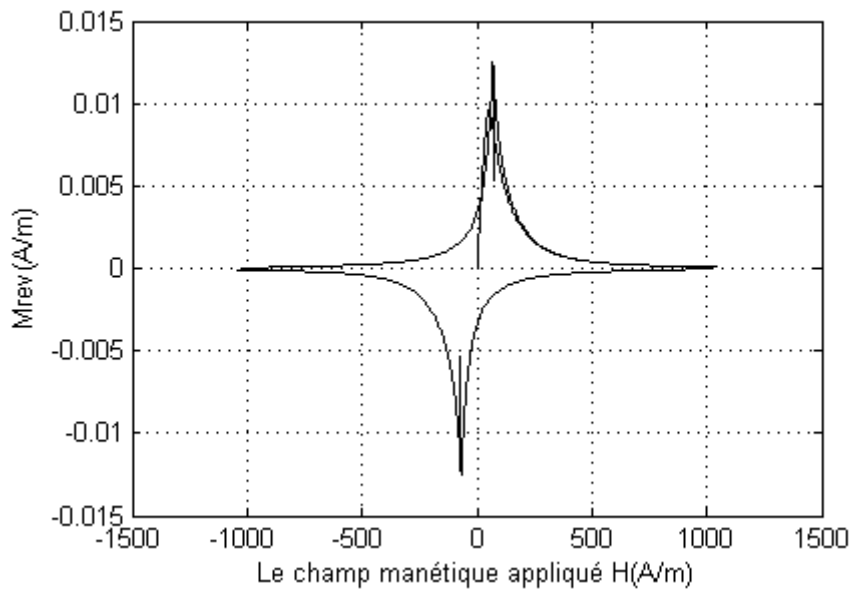


Figure (III.10) : L'aimantation réversible M_{rev} (A/m) en fonction le champ H (A/m)

L'induction magnétique B en fonction le champ magnétique appliqué H pour les deux modèles **JA** et **JAM**.

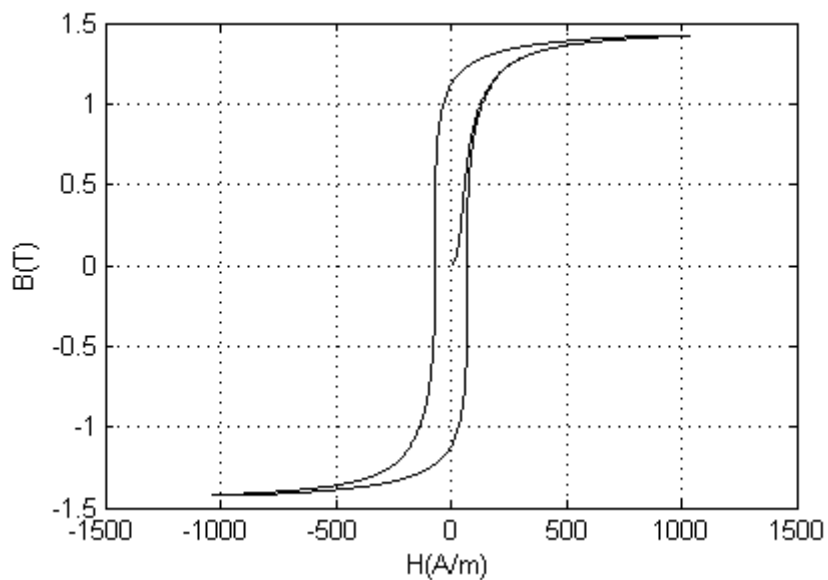


Figure (III.11) : L'induction magnétique B (T) en fonction le temps(s)

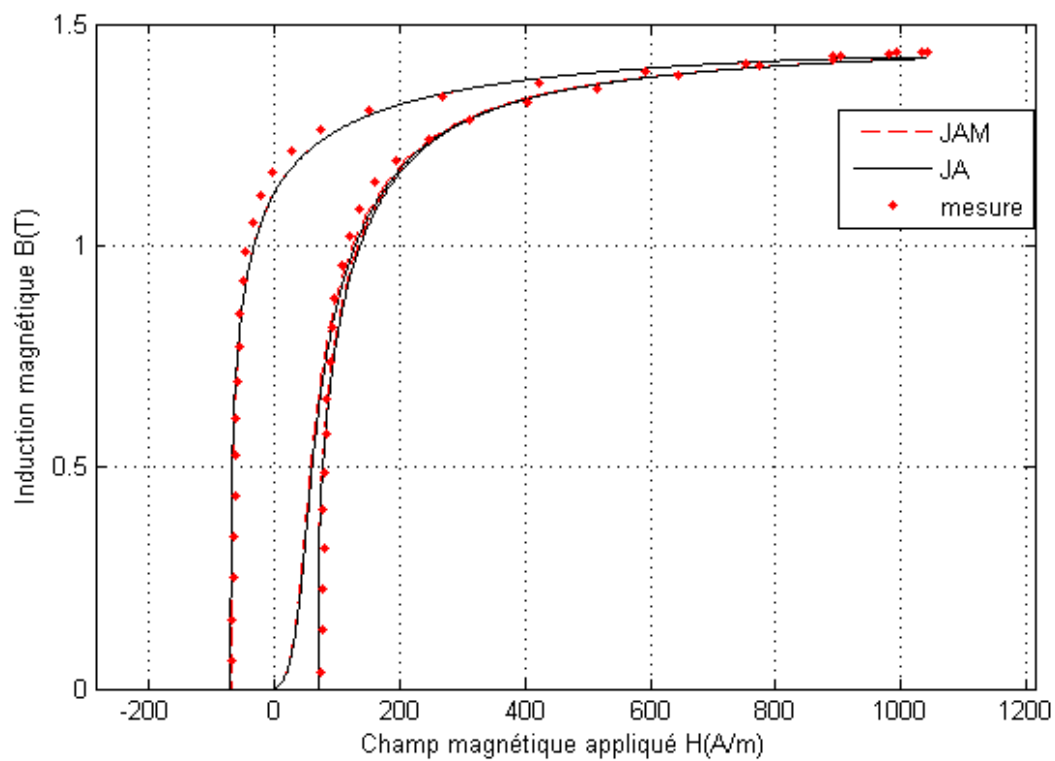


Figure (III.12) : Cycles d'hystérésis mesurés et simulés (Zoom)

Un bon accord entre les cycles mesurés et simulés est obtenu par les deux modèles **JA** et **MJA**, ce qui montre l'efficacité de la technique utilisée pour l'identification des paramètres, d'une part, d'autre part nous pouvons voir que le cycle d'hystérésis obtenu par le modèle **MJA** est mieux adapté au cycle mesuré. Nous concluons que l'utilisation de l'expression exacte reliant le champ effectif par l'aimantation totale au lieu de l'aimantation irréversible améliore les résultats obtenus par le modèle de Jiles-Atherton.

III.4 Conclusion :

L'utilisation de l'expression exacte du champ effectif au lieu de celle simplifiée, nous a permis d'améliorer considérablement les résultats obtenus par le modèle de Jiles-Atherton. La technique de fausse position couplée avec un algorithme itératif est utilisée pour l'identification des paramètres du modèle modifié.

Pour montrer l'efficacité de cette nouvelle formulation nous avons comparé, le modèle de JA et JAM par rapport à celle l'expérimental.

Conclusion Générale

Le choix d'un modèle d'hystérésis, pour représenter le comportement non linéaire des matériaux ferromagnétiques, est un élément essentiel lors de la modélisation des circuits magnétiques. Dans ce travail, nous avons étudié les différents modèles rencontrés dans la littérature. L'objectif de cette étude est le choix d'un modèle qui permet de représenter le comportement hystérétique des dispositifs électromagnétiques dans le cas statique et dynamique. Parmi les modèles cités, dans ce manuscrit, nous avons décrits les modèles analytiques qui présentent certains avantages telles que la rapidité de la génération des cycles d'hystérésis et leurs simplicités de sa mise en oeuvre. Cependant, leur inconvénient majeur est qu'ils sont basés sur un développement purement mathématique dénué de toute interprétation physique. Notre choix est fixé sur le modèle de Jiles-Atherton vu sa base théorique. Ce modèle est basé sur des considérations physiques.

Dans le cas statique nous avons modifié ce modèle en tenant compte la relation physique exacte reliant le champ effectif avec le champ magnétique appliqué, et nous avons proposé une technique d'identification des paramètres de ce modèle dans le cas statique. Nous avons comparé les cycles d'hystérésis obtenues par le modèle originale de Jiles-Atherton et le modèle modifié avec les cycles mesurés.

Cette comparaison montre que les cycles obtenus par le modèle modifié sont mieux adaptés à la mesure.

Bibliographie

- [1] : Jean-Paul Baïlon, Jean-Marie Dorlot, "DES MATÉRIAUX" Presses Internationales POLYTECHNIQUE, Canada, 2000
- [2] : Ducharne Benjamin, "Caractérisation et modélisation de circuits magnétiques du global vers le local", Thèse de doctorat Université Claude Bernard – Lyon I, France, 2003
- [3] : 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 en Génie Electrique, Ecole Doctorale des Sciences pour L'Ingénieur, Université Lille 1, France, Décembre 2002.
- [4] : **Jiles**, *Numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hysteresis.*
- [5] : **Jiles, Atherton**, *Theory of ferromagnetic hysteresis.* Journal of magnetism and magnetic materials Vol.61 1986 pp 48-60
- [6] : **D.C Jiles, Z.Gao**, *Modeling the magnetic properties of materials for circuit simulator applications.* Non linear electromagnetic systems, pp 365-373, 1996
- [7] : **D.C Jiles**, *A self consistent generalized model for the calculation of minor loop excursions in the theory of hysteresis.* IEEE Transactions on Magnetics, Vol.28, No.5, pp 2602-2604, 1992.
- [8] : **D.C Jiles**, *Frequency dependence of hysteresis curves in non-conducting magnetic materials..* IEEE Transactions on Magnetics, Vol.29, No.6, pp 27-35, 1993.
- [9] : **D.C Jiles, J.B Thaelke**, *Theory of ferromagnetic hysteresis: determination of model parameters from experimental hysteresis loops.* IEEE Transactions on Magnetics, Vol.25, No.5, pp 3928-3930, 1993.
- [10] : **Jiles, Atherton**, *Ferromagnetic hysteresis.* IEEE Transactions on Magnetics, Vol.19, No.5, pp 2183-2184, 1983.
- [11] : D.C. JILES, J.B. Thaelke and M.K. Devine, "Numerical determination of hysteresis parameters for the modelling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hysteresis," IEEE Transactions on Magnetics, 1992, vol. 28, pp. 27-35.
- [12] : D.C. Jiles, J.B. Thaelke, M.K. Devine, IEEE Trans. Magn. 28 (1992) 27.
- [13] : J. Izydorczyk, J. Magn. Mater. 302 (2006) 517.
- [14] : A. Salvini, F. Riganti Fulginei, IEEE Trans. Magn. 38 (2002) 873.
- [15] : M. Hamimid, M. Feliachi, S. M. Mimoune _Modi_ed Jiles_Atherton model and parameters identi_cation using false position method_, Physica B., 405 (2010) 1947_1950.