

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Mohamed El Bachir El Ibrahimi, Bordj bou Arréridj

Faculté des Sciences et de la Technologie

Thèse

en vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

**Modélisation du comportement magnétique des matériaux
ferromagnétiques par la méthode des volumes finis couplée avec
le modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton**

Présenté Par

Bachir SELMOUNE

Soutenu le 29-05-2023

Devant le jury composé de :

Président	Pr. KESSAL Abdelhalim	Professeur à l'Université de B. B. Arréridj.
Rapporteur	Pr. HAMIMID Mourad	Professeur à l'Université de B. B. Arréridj.
Examineurs	Pr. NOURI HAMOU	Professeur à l'Université de Sétif.
	Pr. MIMOUNE Sourî Mohamed	Professeur à l'Université de Biskra.
	Pr. BENCHIEKH Abdelhalim	Professeur à l'Université de B. B. Arréridj.

Dédicaces

À mon père et ma mère,

*A toute la famille et tous les proches, A tous mes
amis.*

Remerciements

*Je remercie **Allah** le tout-puissant de m'avoir donné courage et force de pouvoir mener tout ce qu'ils m'ont à bien cet humble travail. Je remercie aussi beaucoup mes parents pour tout ce qu'ils m'ont donné contribué à la réussite de mon financièrement ou moralement, et je remercie vous tous qui avez travaillé. Je commençais par remercier mon directeur de thèse Monsieur Mourad Hamimid professeur à l'Université Bordj Bou Arréridj, et je voudrais le remercier pour toutes les idées et l'aide qu'il j'ai données tout au long de cette thèse, ainsi que pour ses grands encouragements. Je tiens à adresser mes plus sincères remerciements aux membres du jury :*

Pr. KESSALE Abdelhalime professeur à l'Université de Bordj Bou Arréridj,

Pr. HAMIMID Mourad professeur à l'Université de Bordj Bou Arréridj,

Pr. NOURI HAMOU professeur à l'Université de Sétif

Pr. MIMOUNE souri Mohamed professeur à l'Université de Biskra .

Pr. BENCHIEKH Abdelhalime professeur à l'Université de Bordj Bou Arréridj,

Je vous remercie tous qui ont participé au succès de mon travail. Je ne peux pas oublier tous les collègues que j'ai rencontrés au cours de mes études et qui trouvent ici mes remerciements particuliers. Je remercie également tous mes amis chacun en son nom. Enfin, je ne peux conclure sans penser à tous les enseignants estimés auprès desquels j'ai appris dans ma carrière scolaire, grâce à qui j'ai pu écrire ces phrases, et à qui j'exprime mes plus profonds remerciements et ma plus profonde gratitude.

Bordj Bou Arréridj, le 29-05-2023

Résumé

Ce travail présente une modélisation électrique des matériaux ferromagnétiques des dispositifs électromagnétiques utilisés dans de nombreuses applications industrielles où le phénomène d'hystérésis magnétique joue un rôle important dans la détermination de la valeur réelle des pertes fer. Cela affecte l'efficacité et l'efficience de ces appareils. Cela a conduit de nombreux chercheurs à développer de nombreux modèles efficaces pour décrire ce phénomène dans différentes situations. Le but de ce travail est de connaître le comportement physique du phénomène de bobinage magnétique en cas de changement de fréquence ainsi que la présence d'harmoniques. Pour ce faire, le modèle de Jiles-Atherton est intégré dans un code de calcul basé sur la méthode des volumes Finis

Les mots-clés —matériaux ferromagnétiques , phénomène d'hystérésis magnétique, les harmoniques, modèle Jiles – Atherton, la méthode des volumes Finis.

Abstract

This work presents electrical modeling of ferromagnetic materials of electromagnetic devices used in many industrial applications where the phenomenon of magnetic hysteresis plays an important role in determining the real value of losses iron. This affects the effectiveness and efficiency of these devices. This has led many researchers to develop many effective models to describe this phenomenon in different situations. The aim of this work is to know the physical behavior of the magnetic hysteresis phenomenon in case of frequency change and the presence of harmonics. To do this, the Jiles-Atherton model is integrated into a calculation code based on the finite volumes method.

The keywords : ferromagnetic materials, magnetic hysteresis phenomenon, harmonics, Jiles-Atherton model, finite volumes method.

المخلص:

يقدم هذا العمل نمذجة كهربائية للمواد المغناطيسية المكونة للأجهزة الكهرومغناطيسية. التي تستخدم في العديد من التطبيقات الصناعية حيث تلعب ظاهرة التباطؤ المغناطيسي دورًا مهمًا في تحديد القيمة الحقيقية لفقدان الحديد مما يؤثر على فعالية وكفاءة هذه الأجهزة. وقد أدى ذلك بالعديد من الباحثين إلى تطوير العديد من النماذج الفعالة لوصف هذه الظاهرة في مواقف مختلفة الغرض من هذا العمل هو معرفة السلوك الفيزيائي لظاهرة التباطؤ المغناطيسي في حالة حدوث تغير في التردد وكذلك وجود التوافقيات. للقيام بذلك، تم دمج نموذج جايلز-اثيرتون في كود حساب بناءً على طريقة الحجم المنتهية. الكلمات المفتاحية: المواد المغناطيسية. ظاهرة التباطؤ المغناطيسي. التوافقيات. نموذج جايلز-اثيرتون. طريقة الحجم المنتهية.

Table des matières

Résumé	ii
Table des matières	iii
Liste des acronymes	xii
Liste des symboles	xiii
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
1 GÉNÉRALITÉS SUR LE MAGNÉTISMES	4
1.1 Introduction	5
1.2 Rappel historique	5
1.3 Grandeurs magnétiques	5
1.3.1 L'induction magnétique	5
1.3.2 L'intensité du champ magnétique	6
1.3.3 Le flux magnétique	6
1.3.4 L'aimantation et la polarisation magnétique	7
1.3.5 Susceptibilité et perméabilité magnétique	7
1.4 Les matériaux magnétiques	8
1.4.1 Le moment magnétique	8
1.4.2 Du microscopique au macroscopique	9
1.4.3 Classification des matériaux	10
1.4.4 Les matériaux ferromagnétiques	10
1.5 Énergie magnétique	13
1.5.1 Énergie d'échange	13
1.5.2 Énergie d'anisotropie cristalline	14
1.5.3 Énergie magnéto-élastique	15
1.6 Les domaines Weiss et paroi de Bloch	15
1.7 L'hystérésis magnétique	16
1.7.1 Définition	16
1.7.2 Processus de l'aimantation	19
1.7.3 Effet de Barkhausen	21

1.8	Les pertes fer	21
1.8.1	Les pertes par hystérésis	22
1.8.2	Les pertes par courant de Foucault	22
1.8.3	Les pertes par excès	23
1.9	Conclusion	23
2	LES MODÈLES DE L'HYSTÉRÉSIS MAGNÉTIQUE	24
2.1	Introduction	25
2.2	Les modèles analytiques	25
2.2.1	Modèle de Rayleigh	25
2.2.2	Modèle de Fröhlich	27
2.2.2.1	Amélioration d'AKBABA	27
2.2.3	Modèle de polynomial	28
2.2.4	Modèle de fonctions multiples	29
2.3	Les modèles physiques	30
2.3.1	Modèle Énergétique	31
2.3.2	Modèle de Preisach	33
2.3.3	Modèle de Jiles -Atherton	34
2.4	Le choix du modèle	35
2.5	Conclusion	36
3	MODÈLE DE JILES -ATHERTON	37
3.1	INTRODUCTION	38
3.2	Des grandeurs importantes	38
3.2.1	L'équation de type Langevin	38
3.2.2	Le champ effectif H_e	39
3.2.3	La composante Anhystérétique M_{an}	39
3.2.4	Le comportement irréversible de l'aimantation M_{irr}	40
3.2.5	Le comportement réversible de l'aimantation M_{rev}	40
3.2.6	L'aimantation totale	40
3.3	Formulations mathématiques de modèle de Jiles-Atherton	40
3.3.1	Modèle de J-A direct	40
3.3.2	Modèle de J-A inverse	41
3.3.3	Résolution numérique	43
3.4	Détermination des paramètres et leur influence sur le cycle d'hystérésis	45
3.4.1	L'influence des paramètres sur le cycle d'hystérésis	45
3.4.1.1	Facteur de forme pour l'aimantation anhystérétique a	46
3.4.1.2	Coefficient du champ moléculaire α	46
3.4.1.3	Coefficient d'épinglage k	47
3.4.1.4	Coefficient de réversibilité c	47
3.4.2	Détermination des paramètres	48

3.4.3	Résolution numérique des techniques d'identification des paramètres de (J-A) par la méthode itérative	50
3.5	Identification et optimisation paramétriques de modèle (J-A)	51
3.6	Améliorations associées au modèle de (J-A)	51
3.6.1	Le modèle statique de (J-A)	51
3.6.1.1	Le modèle de J-A modifié	52
3.6.1.2	Le comportement non physique ou voisinage de point de saturation	53
3.6.1.3	Les cycles hystérésis mineurs	54
3.6.1.4	L'effet des harmoniques sur le cycle majeur	62
3.6.1.5	Le modèle propose pour les cycles mineurs centrés et non-centrés	64
3.6.2	L'effet de fréquence	72
3.6.2.1	Régime dynamique	72
3.6.2.2	Extension dynamique du modèle J-A	74
3.7	Conclusion	80
4	MODÉLISATION ÉLECTROMAGNÉTIQUE	81
4.1	Introduction	82
4.2	Formulation et modélisation	82
4.2.1	Équations de Maxwell et Lois de constitutive des milieux	82
4.2.2	Le modèle cartésienne en électromagnétique	83
4.2.3	L'équation magnétodynamique d'un système cartésienne	84
4.3	Outils informatiques	85
4.3.1	Méthode des Différences Finis (MDF)	86
4.3.2	Méthode des Éléments Finis (MEF)	86
4.3.3	La Méthode des Volumes Finis (MVF)	87
4.3.3.1	Discrétisation de l'équation Magnétodynamique en 2D	87
4.3.3.2	Le volume élémentaire	88
4.3.3.3	Les conditions au limite	91
4.4	Résultats et discussion	92
4.4.1	Présentation de dispositif	92
4.4.2	Les conditions aux limites utilisées	93
4.4.3	Le maillage de dispositif	94
4.4.4	Analyse du comportement électromagnétique	95
4.4.5	Algorithme général	95
4.4.6	distribution du potentiel vecteur magnétique	97
4.4.7	Distribution de l'induction magnétique	98
4.5	L'intégration de modèle de J-A	100
4.5.1	Régime statique	100
4.5.2	Régime dynamique	105

4.6 Conclusion	110
Conclusion Générale	111
Bibliographie	113

Table des figures

1.1	L'induction magnétique \vec{dB} créée par un élément de courant $I \cdot \vec{dl}$	6
1.2	Le flux magnétique traversant un élément de surface	7
1.3	Variation de la perméabilité magnétique (r) en fonction du champ magnétique \vec{H} dans le cas de l'alliage Fe-Si3% [4]	8
1.4	structure atomique a)moment atomique élémentaire b) mouvement des électrons [42]	9
1.5	Effet de la température sur l'aimantation d'un matériau Ferromagnétique .	11
1.6	Ferromagnétisme	11
1.7	Représente les cycles d'hystérésis des deux substances doux et dur	13
1.8	Mouvement de l'électron commun	14
1.9	Alignement moments magnétiques	14
1.10	L'énergie à fournir est faible car la direction du champ d'excitation est la même que celle des moments magnétiques microscopiques	14
1.11	L'énergie à fournir est importante car la direction du champ d'excitation est Différente de celle des moments magnétiques microscopiques.	15
1.12	Exemple schématise l'influence d'une contrainte mécanique	15
1.13	Configuration en domaines magnétiques, (a) en absence du champ magnétique extérieur (b) en présence du champ magnétique extérieur [4]	16
1.14	Transition graduelle entre deux domaines à 180°	16
1.15	Cycle d'hystérésis d'un matériau aimanté	17
1.16	La courbe de la première aimantation	18
1.17	Cycle d'hystérésis majeur en rouge de $B_{sat} = B_{max} = 1.2T$ et les cycles mineurs en noir (de $B_{max} = 0.2T$ à $1T$, étape $0.2T$)	19
1.18	Hystérésis par déplacement de parois de Bloch. Modification de la structure en domaine	21
1.19	Séparation des pertes : pertes par hystérésis, classiques, et par excès.	22
2.1	Cycle d'hystérésis en utilisant le modèle Rayleigh avec la forme de champ et l'induction magnétique	27
2.2	Cycle hystérésis (c) en utilisant le modèle de Fröhlich avec la forme de champ (a) et l'induction magnétique (b)	28

2.3	Courbe de la première aimantation obtenue par le modèle polynomial pour ($7 < n < 14$)	29
2.4	Cycle hystérésis en utilisant le modèle de fonctions multiples avec la forme du champ et l'induction magnétique	30
2.5	L'induction magnétique d'excitation (a) et le champ magnétique (b) obtenus par le modèle énergétique.	32
2.6	Cycle d'hystérésis généré par le modèle énergétique.	32
2.7	(a) Commutateur magnétique (b) Plan de Preisach	33
2.8	Cycle d'hystérésis (2.8 a) avec l'induction magnétique (2.8 b) et le champ magnétique (2.8 c)obtenus avec le modèle de J-A	35
3.1	Le courbe e de la première aimantation selon le modèle de Langevin pour un matériau ayant $M_s = 1,3 \cdot 10^6 A/m$ et $a = 130 A/m$	39
3.2	Organigramme de calcul du modèle (J-A)	44
3.3	L'induction magnétique d'entrée et le champ magnétique modelé	44
3.4	Les résultats les plus importants extraits de J-A : l'aimantation irréversible (a) l'aimantation réversible (b) l'aimantation anhystérétique (c) Cycle d'hystérésis majeur (d).	45
3.5	Effet d'augmentation du paramètre a	46
3.6	Effet d'augmentation du paramètre α	47
3.7	Effet d'augmentation du paramètre k	47
3.8	Effet d'augmentation du paramètre c	48
3.9	Les susceptibilités différentielles utilisées pour la détermination des paramètres	48
3.10	Organigramme de calcul des paramètres du modèle de J-A par la méthode itérative	50
3.11	Comportement non physique au voisinage de la saturation d'un cycle majeur.	54
3.12	Les cycles d'hystérésis mineurs centrés mesurés et modélisés avec MIJA modèle ($B_{max} = 0.2 T \dots 1.2 T$, étape $0.2 T$)	55
3.13	Cycles d'hystérésis mineurs centrés mesuré et modélisé avec MIJA modèle ($B_{max} = 0.6T$)	56
3.14	Cycles d'hystérésis mineurs non-centrés mesurés et modélisés avec MIJA modèle	56
3.15	Les cycles d'hystérésis mineurs centrés mesurés et modélisés avec le modèle MIJA et ($B_{max} = 0.2 T \dots 1.2T$, étape $0.2T$)	58
3.16	Les cycles d'hystérésis mesurés et modélisés avec le modèle MIJA avant et après la modification $B_{max} = 0,6T$	58
3.17	Les cycles d'hystérésis mineurs centrés mesurés et modélisés avec le modèle MIJA après l'intégration du modèle LT ($B_{max} = 0.15T, 0.25T, 0.5T$). [101]	59
3.18	Les cycles d'hystérésis mineurs centrés mesurés et modélisés avec le modèle MIJA sachant que le paramètre R est variable ($B_{max} = 0.15T, 0.25T, 0.5T$).	60

3.19	Le paramètre R en fonction à l'induction maximale des cycles mineurs . . .	61
3.20	La forme d'onde d'induction magnétique, le champ magnétique et le cycle d'hystérésis dans le cas d'une excitation avec des harmoniques	62
3.21	Un zoom - jusqu'aux cycles d'hystérésis modélisés et mesurés sous une induction de forme d'onde non sinusoïdale	63
3.22	Cycles d'hystérésis mineurs non centrés mesurés et modélisés (a) cycle d'hystérésis mineur non centré modélisé (b)	64
3.23	Le cycle simulé avec le MIJA avant et après modifications comparé avec le cycle mesuré a $B_{max} = 0.6T$	65
3.24	L'erreur quadratique et la meilleure valeur obtenue ou $B_{max} = 0.6T$	66
3.25	Cycles d'hystérésis mineures centrées après l'amélioration de modèle en comparaison avec les mesures	66
3.26	La densité d'énergie volumique obtenue avec et sans modification de modèle par rapport aux mesures	67
3.27	Comparaison entre les cycles d'hystérésis mineurs non-centrés mesurés et modélisés	68
3.28	Zooms d'un cycle d'hystérésis mineur non centré	69
3.29	La forme d'onde d'induction magnétique (b), le champ magnétique (c) et le cycle d'hystérésis (a) dans le cas d'une excitation le 3ème et 5ème harmoniques	70
3.30	Comparaison entre les cycles modelés et mesurés dans le cas de présence des harmoniques dans l'excitation avant la modification de modèle	70
3.31	Comparaison entre les cycles modelés et mesurés dans le cas de présence des harmoniques dans l'excitation après la modification de modèle	71
3.32	Comparaison de la densité d'énergies dissipée dans le cas de présence des harmoniques dans l'excitation avant et après la modification de modèle. . .	71
3.33	L'évolution du cycle d'hystérésis en fonction de la fréquence se compare à la mesure [54].	74
3.34	La comparaison des cycles modélisés et mesurés avec $v=2$ à une fréquence de 10 Hz et 100 Hz	76
3.35	La comparaison des cycles modélisés et mesurés avec $v=2$ à fréquence de 150, 200, 250 et 300 Hz	76
3.36	La comparaison des cycles modélisés et mesurés en régime dynamique à une fréquence de 150, 200, 250 et 300 Hz	77
3.37	Les cycles modélisés et mesurés dans le régime dynamique à une fréquence de 150, 200, 250 et 300 Hz avec la correction de champ moléculaire	78
3.38	Les cycles modélisés avec v et α variable et la mesure du modèle MIJA sans modification à $f = 250Hz$	79
3.39	Parties supérieures de la Figure (3.38)	79
3.40	Les cycles modélisés et mesurés du modèle MIJA avec v et α variable et sans modification de modèle à $f= 300 Hz$	79

4.1	Passer de trois dimensions à deux dimensions	83
4.2	Configuration géométrique en 2D.	86
4.3	Un domaine d'étude discrétisé en Élément finis.	87
4.4	Maillage du domaine d'étude	88
4.5	Description d'un volume fini	89
4.6	Domaine d'étude en bleu et conditions aux limites	92
4.7	Présentation du dispositif	93
4.8	Un quart de dispositif avec les conditions aux limites	94
4.9	Maillage non régulé d'un quart de dispositif	95
4.10	Algorithme général de calcul	96
4.11	Distribution de potentiel magnétique à $t=0.5\text{ms}$	97
4.12	Distribution de potentiel magnétique à $t=1\text{ms}$	97
4.13	Distributions des lignes de champ magnétique	98
4.14	Les directions des lignes magnétiques pour $t=1\text{ms}$	99
4.15	Les directions des lignes magnétique pour $t=1.5\text{ms}$	99
4.16	La distribution des valeurs maximale d'induction magnétique dans la partie étudiée du matériau	100
4.17	Zoome sur la géométrie de dispositif étudiée avec emplacement des points remarquables.	101
4.18	Comparaison des cycles d'hystériques aux points (P1..P6) avec la mesure	101
4.19	La distribution des pertes fer dans le matériau avant l'amélioration du modèle	102
4.20	La distribution des pertes fer dans le matériau avant l'amélioration du modèle	102
4.21	Zoom sur le niveau de matériau de la figure 4.19	103
4.22	Zoom sur le niveau de matériau de la figure 4.20	103
4.23	La distribution des pertes fer à chaque nœud de maillage de matériau avant de l'amélioration de modèle	104
4.24	La distribution des pertes fer à chaque nœud de maillage de matériau après l'amélioration de modèle	104
4.25	Cycle d'hystérésis moyenne de la partie étudiée du dispositif	105
4.26	L'emplacement d'un point remarquable dans le matériau	106
4.27	Cycles d'hystérésis calculées par le modèle J-A couplée avec la MVF com- parer avec les cycles mesurés à différentes fréquences.	106
4.28	La distribution des pertes fer dans le matériau à la fréquence $F=300\text{Hz}$. .	107
4.29	Zoom sur le niveau de matériau de la figure 4.28	107
4.30	La distribution des pertes fer dans le matériau à la fréquence $F=150\text{ Hz}$. .	108
4.31	Zoom sur le niveau de matériau de la figure 4.31	108
4.32	La distribution des pertes fer dans le matériau à dans chaque point de maillage la fréquence $F =10\text{ Hz}$	109
4.33	L'Évolution des pertes fer de dispositif complet en fonction de la fréquence	109

Liste des tableaux

1.1	Susceptibilité magnétique des principaux types de matériaux magnétiques .	10
1.2	Comparaison entre les deux familles des matériaux ferromagnétiques doux et durs	12
1.3	Les étapes de l'aimantation du matériau	20
2.1	Les paramètres de modèle énergétique [60]	32
3.1	Paramètres du modèle de J-A et leurs significations physiques	43
3.2	Paramètres de modèle de J-A	43
3.3	Paramètres de modèle de J-A	55
3.4	Les paramètres optimisés de modèle ET [15].	57
3.5	Les valeurs du paramètre R	60
3.6	Les coefficients optimisés	65
3.7	Comparaison des différent modèles proposés avec notre proposition	72
3.8	les paramètres de modèle en quasi-statique et dynamique [54]	73
3.9	Caractéristiques physiques des tôles.	75
3.10	les paramètres de modèle en quasi statique et dynamique [108]	75
4.1	Les quatre lois de maxwell	82

Liste des acronymes

GNO	Grains Non Orientés
GO	Grains Orientés
2D	Deux dimensions
3D	Trois dimensions
Fe – Si	Fer Silicium
J–A	Modèle d’Hystérésis de Jiles-Atherton
MIJA	Modèle d’Hystérésis de Jiles-Atherton inverse modifié
MJA	Modèle d’Hystérésis de Jiles-Atherton
LT	Transformées de Langevin
ET	Exponentielle Transformation
PS	Pattern Search
EDP	équation des dérive partielle
MVF	la Méthode des Volumes Finis
MEF	Méthode des Éléments Finis
MDF	la Méthode des Différence Finis

Liste des symboles

A	Potentiel vectoriel magnétique
α_{stat}	le paramètre α dans le régime statique
α_{dy}	le paramètre α dans le régime dynamique
J	densité de courant [A/m^2].
$a_{min}, \alpha_{min}, k_{min}$	les paramètres de cycles d'hystérésis mineurs.
$a_{maj}, \alpha_{maj}, k_{maj}$	les paramètres de cycle majeur,
δ	paramètre directionnel
ψ	coefficient lié au matériau et sa géométries
c	Paramètre du modèle de Jiles-Atherton
η	Constante de Rayleigh
H	Champ magnétique
H_m, H_{max}	Champ magnétique maximum
H_c	Champ magnétique coercitif
H_{ext}	Champ magnétique externe
H_d	Champ démagnétisant
H_{int}	Champ magnétique interne
H_{dyn}	Champ magnétique dynamique
H_{stat}	Champ magnétique statique
H_{edd}	Champ magnétique associé aux courants de Foucault
H_{exc}	Champ magnétique associé aux parois de domaines (excédentaires)
H_0	Potentiel interne supporté par les parois
H_{mes}	Champ magnétique mesuré
H_{mod}	Champ magnétique modélisé
K_B	Constante de Boltzmann
K_{fm}	Paramètre du modèle de fonction multiple
K	Paramètre du modèle de Jiles-Atherton
K_p	constante du modèle de fonction polynomiale
M	Aimantation
M_r	Aimantation rémanente
M_s	Aimantation à saturation
M_{rev}	Aimantation réversible
M_{irr}	Aimantation irréversible
m_0	Moment magnétique orbital
μ	Perméabilité magnétique
μ_r	Perméabilité magnétique relative

μ_0	Perméabilité magnétique du vide
μ_{in}	Perméabilité magnétique initiale
W	Énergie
W_f	Énergie fournie au matériau
W_{hyst}	Pertes par hystérésis
W_{edd}	Pertes par courants de Foucault
W_{exc}	Pertes supplémentaires (excédentaires)
χ	Susceptibilité magnétique
χ_{in}	Susceptibilité magnétique initiale
χ_{rev}	Susceptibilité magnétique réversible (incrémentale)
χ_{diff}	Susceptibilité magnétique différentielle
χ_{tot}	Susceptibilité magnétique totale
χ_{max}	Susceptibilité magnétique maximale
T_c	Température de Curie
B_{sat}	Induction magnétique à saturation
B	Induction magnétique
B_{max}, B_m	Induction magnétique maximale
B_r	Induction magnétique rémanente
B_e	Induction magnétique effective
v	Paramètre pour un matériau donné
C_{edd}	Coefficient associé aux pertes par courants de Foucault
C_{hys}	Coefficient associé aux pertes par hystérésis
C_{exc}	Coefficient associé aux pertes excédentaires

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les matériaux ferromagnétiques doux sont largement utilisés dans l'électrotechnique en raison de leurs propriétés magnétiques spécifiques. Ces matériaux possèdent une perméabilité magnétique élevée, ce qui signifie qu'ils peuvent facilement canaliser les lignes de champ magnétique et convertir l'énergie magnétique en énergie électrique. Ils présentent également une facilité d'aimantation, ce qui permet de les magnétiser facilement avec un faible champ magnétique externe.

Lorsqu'un matériau ferromagnétique doux est soumis à un champ magnétique variable, des courants induits se créent à l'intérieur du matériau. Ces courants induits génèrent des champs magnétiques d'opposition, qui s'opposent au champ magnétique appliqué [1, 2]. Ces champs magnétiques d'opposition contribuent à l'amortissement du champ magnétique externe, ce qui se traduit par des pertes d'énergie et une distorsion du champ magnétique.

L'étude approfondie du phénomène d'hystérésis est importante pour comprendre les propriétés magnétiques des matériaux ferromagnétiques en régime statique et dynamique. L'hystérésis fait référence au phénomène dans lequel l'aimantation d'un matériau ferromagnétique ne suit pas immédiatement les variations du champ magnétique appliqué. Lorsqu'un matériau ferromagnétique est soumis à un champ magnétique variable, son aimantation présente une courbe caractéristique en forme de boucle appelée courbe d'hystérésis. Cette courbe d'hystérésis représente la rémanence magnétique, la coercivité et d'autres propriétés magnétiques du matériau.

En étudiant l'hystérésis, on peut comprendre comment les matériaux ferromagnétiques réagissent aux variations du champ magnétique et comment ces variations affectent les pertes d'énergie et la distorsion du champ magnétique dans les applications électrotechniques. Cette compréhension permet de concevoir et d'optimiser les circuits magnétiques des dispositifs électromagnétiques pour minimiser les pertes d'énergie et améliorer leur efficacité globale.

Dans la littérature, plusieurs modèles d'hystérésis ont été proposés pour décrire le phénomène de manière plus précise [1, 3-5]. Certains modèles, tels que ceux cités dans les références [6-8], ignorent les aspects physiques des matériaux ferromagnétiques. Ces modèles peuvent être simplifiés et ne pas capturer tous les phénomènes observés dans la réalité.

En revanche, il existe des modèles d'hystérésis qui sont basés sur des principes physiques plus complets [9-11]. Parmi ces modèles physiques, le modèle de Jiles-Atherton est l'un des plus largement utilisés, comme le mentionnent les références [12-14]. Ce modèle prend en compte des phénomènes microscopiques tels que la rotation du moment magnétique, les domaines magnétiques et les parois de domaines. Il peut fournir des résultats précis lorsque l'induction magnétique maximale est proche de la saturation. Cependant, il convient de noter que le modèle J-A et d'autres modèles physiques peuvent présenter

des limitations ou des comportements non physiques lorsque le niveau de l'induction magnétique est faible, comme indiqué dans les références [15-17]. Ces modèles peuvent ne pas capturer les effets subtils ou les interactions complexes qui se produisent à des faibles niveaux d'induction.

La modélisation des dispositifs magnétiques est essentielle pour une visualisation et une détermination précises des pertes fer et de l'induction magnétique dans différentes régions du dispositif. Les méthodes de discrétisation couramment utilisées, telles que la méthode des éléments finis [18, 19] et la méthode des volumes finis [5, 20-25], sont employées pour modéliser le comportement des matériaux magnétiques. Toutefois, ces approches existantes reposent souvent sur des lois simplifiées qui ne répondent pas aux exigences de précision pour la détermination des pertes fer, des pertes d'énergie spécifiques aux matériaux magnétiques. Par conséquent, des améliorations sont nécessaires pour développer des modèles plus précis et plus adaptés aux pertes fer dans les matériaux magnétiques.

La détermination précise des pertes fer dans les matériaux magnétiques est une étape essentielle dans la conception des dispositifs électromagnétiques [26, 27]. Bien qu'il existe des approches empiriques pour évaluer ces pertes, elles restent souvent approximatives. Cette thèse vise à présenter la modélisation du phénomène d'hystérésis magnétique en tenant compte à la fois le régime quasi-statique et dynamique, ainsi que les faibles niveaux d'induction magnétique (les cycles mineurs). L'objectif principal est de rechercher un modèle d'hystérésis capable de reproduire de manière précise le comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques. Une fois ce modèle identifié, il sera intégré dans un outil de simulation basé sur la méthode des volumes finis. Ainsi, cette étude sera organisée de la manière suivante :

Dans le premier chapitre, les fondements physiques importants liés à ce travail seront présentés afin de faciliter la compréhension du reste des chapitres. Ce chapitre fournira les bases nécessaires pour aborder les modèles d'hystérésis magnétique. Le deuxième chapitre abordera deux types importants de modèles d'hystérésis : les modèles analytiques et les modèles physiques. La première partie de ce chapitre présentera des modèles tels que le modèle de Rayleigh et le modèle de Fröhlich, qui ont des avantages tels qu'une exécution rapide et une utilisation réduite de la mémoire, mais ils ne tiennent pas compte des aspects physiques de la matière tels que les parois de domaines et les domaines magnétiques.

La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée aux modèles physiques tels que le modèle énergétique, le modèle de Preisach et le modèle de J-A. Ces modèles sont basés sur des considérations physiques et, à la fin du chapitre, le modèle de J-A sera considéré comme le choix le plus approprié pour l'étude.

Dans le troisième chapitre, une étude approfondie du modèle de J-A sera présentée. Les méthodes d'identification des paramètres de ce modèle seront examinées, ainsi que leur influence sur la boucle d'hystérésis générée. Les améliorations les plus importantes apportées au modèle dans les régimes statique et dynamique seront également discutées.

Le quatrième et dernier chapitre de ce manuscrit, se concentrera sur l'intégration du

modèle J-A dans un code de calcul utilisant la méthode des volumes finis (MVF). Grâce à cette méthode de discrétisation numérique, l'équation magnétodynamique aux dérivées partielles pourra être résolue en tenant compte des propriétés magnétiques du matériau décrit par le modèle J-A.

L'intégration de ce modèle dans la méthode des volumes finis permettra une résolution précise et efficace des équations magnétodynamiques décrivant le comportement magnétique du matériau. Cette approche prendra en considération les contraintes associées à la modélisation par volumes finis, telles que le temps de calcul et l'utilisation de la mémoire, en cherchant à les minimiser pour obtenir des résultats rapides et plus précis. Ce chapitre présentera les résultats obtenus grâce à cette approche. Les performances du modèle J-A couplé avec la méthode des volumes finis seront évaluées et comparées à des mesures expérimentales. Ces résultats serviront à valider l'efficacité et la précision de l'approche proposée pour la simulation du comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques.

Chapitre 1

GÉNÉRALITÉS SUR LE MAGNÉTISMES

1.1 Introduction

L'importance du magnétisme dans notre vie a incité les physiciens à approfondir leur compréhension des propriétés et du comportement des matériaux magnétiques, ainsi que du phénomène de l'hystérésis à l'échelle microscopique. C'est pourquoi ces domaines de recherche continuent de motiver de nombreux scientifiques spécialisés dans la matière condensée. La découverte de nouveaux matériaux aux arrangements atomiques et aux moments atomiques incroyablement variés a suscité un intérêt croissant, tant pour leur compréhension fondamentale que pour leurs applications pratiques.

Ces applications comprennent leur utilisation comme supports d'information en informatique (enregistrement sonore et vidéo, par exemple), en télécommunication et dans les machines électriques. Le but de ce chapitre est de présenter les concepts fondamentaux du magnétisme afin de mieux comprendre les relations entre les propriétés fondamentales et les propriétés appliquées.

1.2 Rappel historique

La connaissance du magnétisme remonte à 2500 ans [28]. L'observation selon laquelle certains corps attirent le fer a conduit à leur appellation de "corps à aimant permanent". Cependant, il a fallu attendre les 19^{ème} et 20^{ème} siècles pour comprendre et expliquer ce phénomène. Les Chinois ont été les premiers à utiliser la boussole, qui est l'une des premières applications du magnétisme [29]. Au cours du 19^{ème} siècle, notre compréhension des propriétés magnétiques de la matière s'est progressivement affinée, notamment grâce à la théorie de l'électromagnétisme établie par James Clerk Maxwell (1831-1879). Cependant, c'est Pierre Curie qui, pour la première fois en 1895, a clairement distingué le paramagnétisme du diamagnétisme et a mis en évidence la transition du ferromagnétisme au paramagnétisme par élévation de la température. En 1905, Paul Langevin a développé la théorie atomique du diamagnétisme et du paramagnétisme, suivie en 1906 par Pierre Weiss qui a élaboré la théorie du ferromagnétisme. Parallèlement aux avancées de l'électrotechnique, les applications du magnétisme ont commencé à se développer, et le champ de recherche s'est considérablement étendu [30].

1.3 Grandeurs magnétiques

1.3.1 L'induction magnétique

Dans le vide un élément de longueur dl parcouru par une intensité de courant I crée dans le point M de l'espace un champ magnétique qui est donné par la relation suivante [31, 32] :

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{I \cdot d\vec{l} \wedge \vec{u}}{r^2} \right] \quad (1.1)$$

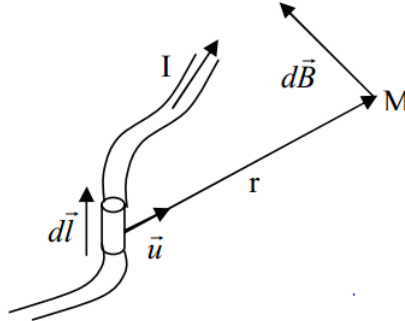


FIGURE 1.1 – L'induction magnétique $d\vec{B}$ créée par un élément de courant $I \cdot d\vec{l}$

1.3.2 L'intensité du champ magnétique

C'est une grandeur vectorielle qui partage avec l'induction magnétique \vec{B} directement lié au courant électrique, si les phénomènes de propagation sont négligés [33], le champ magnétique peut être mesuré dans le vide ; la relation entre l'induction et le champ est la suivante :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1.2)$$

1.3.3 Le flux magnétique

Soit une surface de forme quelconque partagée par un élément de surface $d\vec{S}$ (Fig1.2). S'il existe un champ d'induction magnétique \vec{B} dans la région où se trouve cette surface, alors le flux magnétique traversant cet élément est :

$$d\Phi_m = \vec{B} \cdot d\vec{S} = B \cdot dS \cdot \cos(\theta) \quad (1.3)$$

Le flux magnétique total est :

$$\Phi_m = \int \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (1.4)$$

L'unité de flux magnétique en Weber

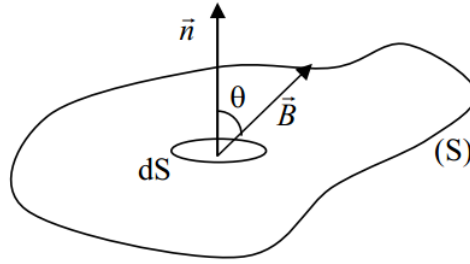


FIGURE 1.2 – Le flux magnétique traversant un élément de surface

1.3.4 L'aimantation et la polarisation magnétique

Dans la matière, une autre grandeur vectorielle, l'aimantation \vec{M} apparaît pour traduire la réaction du milieu au champ électromagnétique, donc l'induction magnétique totale s'écrit

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

Où \vec{M} est l'aimantation, et \vec{J} est la polarisation magnétique [34, 35]. L'aimantation mesurée est le moment magnétique moyen par unité de volume dans le matériau magnétique, elle est une fonction du champ magnétique. C'est ce lien entre le champ magnétique et la polarisation (ou l'aimantation) que nous allons essayer de modéliser dans notre étude[33, 36].

1.3.5 Susceptibilité et perméabilité magnétique

L'aimantation \vec{M} d'un matériau dépend du champ d'excitation \vec{H} au point où il se trouve. Le rapport de ces deux grandeurs permet d'introduire la notation de susceptibilité magnétique relative du corps par :

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

Et pour la perméabilité magnétique absolue pour les matériaux isotropes est définie par :

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (1.7)$$

C'est un critère de qualité pour les substances qui s'aimantent facilement. La perméabilité relative μ_r est la plus utilisée

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (1.8)$$

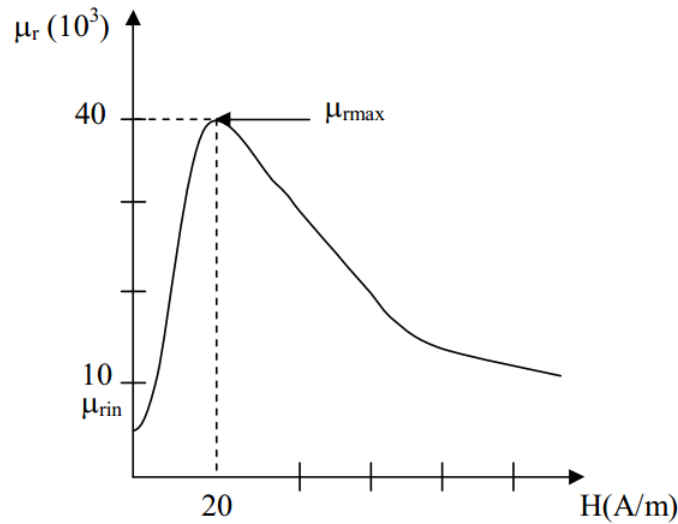


FIGURE 1.3 – Variation de la perméabilité magnétique (μ_r) en fonction du champ magnétique \vec{H} dans le cas de l’alliage Fe-Si3% [4]

1.4 Les matériaux magnétiques

Les matériaux magnétiques jouent un rôle essentiel dans de nombreux dispositifs industriels du domaine de l’ingénierie électrique. Le développement des applications de l’énergie électrique au cours du siècle dernier a été spectaculaire, allant des ordinateurs aux nombreux capteurs et petits servomoteurs présents dans les véhicules modernes [31, 37].

- Définition

Certains matériaux, lorsqu’ils sont soumis à une induction magnétique, ont la capacité de générer à la fois à l’intérieur et à l’extérieur d’eux-mêmes un champ magnétique induit. On dit qu’ils s’aimantent ou se polarisent magnétiquement. Cette propriété est particulièrement visible dans certains matériaux connus sous le nom de matériaux magnétiques [38-42]. Ces matériaux possèdent la capacité de canaliser et de concentrer les lignes de champ magnétique, d’où leur appellation de matériaux magnétiques.

1.4.1 Le moment magnétique

Au niveau atomique, le magnétisme est également présent. De manière similaire à la production d’un moment magnétique par un courant électrique circulant dans une boucle, le mouvement des électrons autour du noyau crée un moment magnétique appelé moment orbital (Fig. 1.4).

En plus de ce moment magnétique orbital, chaque électron possède un moment magnétique intrinsèque appelé moment magnétique de spin [43, 44].

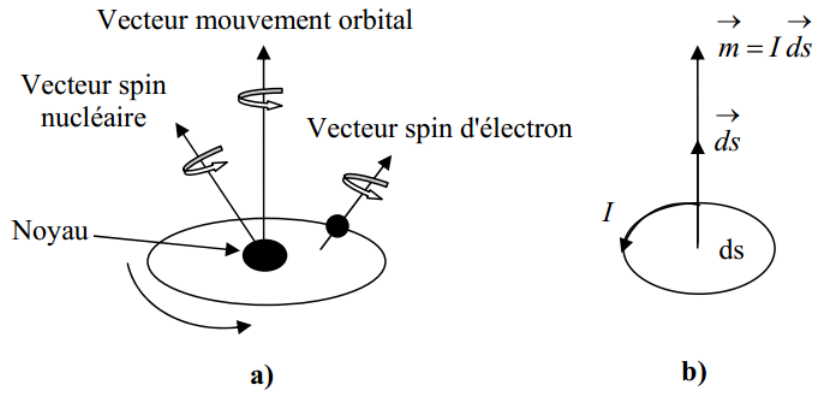


FIGURE 1.4 – structure atomique a) moment atomique élémentaire b) mouvement des électrons [42]

Le moment magnétique total d'un atome est simplement la somme vectorielle des moments magnétiques orbital et de spin de chaque électron, on définit donc le moment magnétique $d\vec{m}$ au moyen. Lorsque la matière est soumise à un champ magnétique, elle s'aimante, c'est-à-dire que chacun de ses éléments de volumes dv contient l'équivalent d'une petite boucle de courant, l'expression du moment magnétique à la moyenne était donnée par les équations suivantes [31] :

$$d\vec{m} = I \cdot d\vec{s} \quad (1.9)$$

1.4.2 Du microscopique au macroscopique

Le moment résultant pour un élément de volume ΔV comportant N atomes de moments magnétiques m_i , peut être exprimé comme :

$$\vec{m} = \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \quad (1.10)$$

L'aimantation \vec{M} d'un matériau est caractérisée par la densité volumique des moments magnétiques [18] :

$$\vec{M} = \lim_{dv \rightarrow 0} \left(\frac{1}{dv} \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \right) \quad (1.11)$$

Au lieu d'utiliser l'aimantation \vec{M} les spécialistes des matériaux, on utilise la polarisation magnétique \vec{J} :

$$\vec{J} = \mu_0 \cdot \vec{M} \quad (1.12)$$

Et comme nous l'avons vu précédemment dans l'équation (1.5) de l'induction magnétique et l'équation de susceptibilité magnétique suivantes

$$\chi_r = \frac{M}{H} \quad (1.13)$$

L'équation résultant des équations (1.5) et (1.13) représente la notion de la perméabilité magnétique relative μ_r d'un matériau :

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi_r) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (1.14)$$

Avec

$$\mu_r = (1 + \chi_r) \quad (1.15)$$

1.4.3 Classification des matériaux

Selon la nature des matériaux la valeur et le signe de la susceptibilité magnétique sont variés, on peut donc considérer la susceptibilité magnétique χ comme une indication de la nature du matériau magnétique les principaux types de comportements magnétiques

- les matériaux diamagnétiques
- les matériaux paramagnétiques
- les matériaux ferrimagnétiques
- les matériaux ferromagnétiques

Type de matériau	Susceptibilité magnétique	Exemples
Diamagnétique	$\sim -1 \times 10^{-5}$	Cu, Au
Ferrimagnétique	~ 3000	FeO, MnO, ZnO
Paramagnétique	10^{-5} à 10^{-3}	Al, Pt
Ferromagnétique	50 à 10000	Fe, Ni, Co

TABLE 1.1 – Susceptibilité magnétique des principaux types de matériaux magnétiques

1.4.4 Les matériaux ferromagnétiques

En vue des machines électromagnétiques telles que les machines tournantes (moteurs, génératrices,) où les machines fixes telles que les transformateurs, le noyau est toujours constitué des matériaux ferromagnétiques, parce que la susceptibilité χ des matériaux ferromagnétiques a une valeur très élevée, jusqu'à $(10k)$ [35], comme le montre le tableau (1.1) ci-dessus, ce qui lui confère la haute efficacité de canalisations et de concentration des lignes de champ magnétique à l'intérieur, ce qui rend le transfert de l'énergie électrique à l'énergie électromagnétique et vice-versa (dans le cas des transformateurs par exemple) plus efficace et moins de pertes magnétiques. Le fer est l'élément de base pour ce type de matériaux, puisque son aimantation de saturation M_s est plus élevée, ce dernier pouvant aller jusqu'à $(2.16T)$ [45], mais il reste un matériau imparfait à utiliser, notamment pour

le fonctionnement alternatif car sa faible résistivité ($10\mu\Omega/cm$) entraîne une valeur faible de perméabilité, qui fait augmenter la valeur des pertes générées par les courants de Foucault, ce qui réduit le rendement des machines fabriquées. Pour éviter ces raisons, les chercheurs ont ajouté un pourcentage de silicium ou d'aluminium, cela fait que la conductivité thermique diminue, ce dernier le facteur qui provoque une diminution des pertes et de dégradations de l'induction de saturation B_{max} jusqu'à (2T) [45], pour les alliages, et ainsi les alliages deviennent une aimantation de saturation élevée et de champs coercitifs faibles, ce qui signifie des pertes magnétiques faible donc on obtient un haut rendement, ainsi qu' une haute résistance qui lui permettent l'alliage d'utiliser dans tous les cas de fonctionnements (soit dans machines tournantes ou fixes).

Pour les matériaux ferromagnétiques, les moments magnétiques sont orientés parallèlement les uns aux autres par une interaction mutuelle appelée couplage ferromagnétique comme illustré sur la Fig.1.6, dans ces matériaux présentés donc également une polarisation spontanée. concernant le retour à une distribution aléatoire des moments magnétiques sous l'effet d'une élévation de températures, s'applique également, les matériaux ferromagnétiques ont aussi une température de curie θ , au-dessus de laquelle ils deviennent paramagnétique (Fig.1.5) [1, 28].

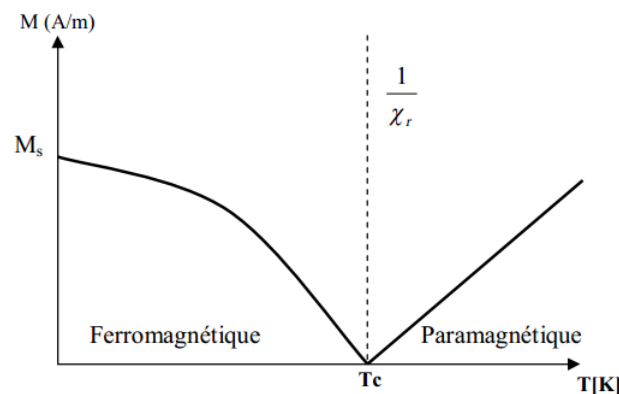


FIGURE 1.5 – Effet de la température sur l'aimantation d'un matériau Ferromagnétique

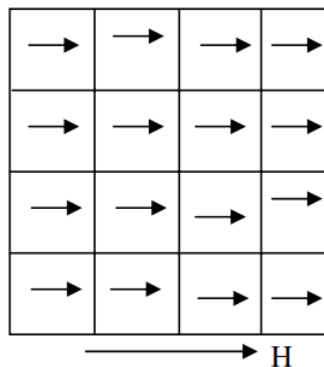


FIGURE 1.6 – Ferromagnétisme

Matériau ferromagnétique doux

Puisque un matériau ferromagnétique doux est caractérisé par susceptibilité initiale très importante, ce type des matériaux possèdent la capacité de réagir à de faibles champs d'excitation. De plus, leur aimantation rémanente est facile à annuler puisque le champ coercitif H_c n'est pas très important [4], ce qui entraîne une réduction des pertes par hystérésis, et il présente un cycle étroit. On l'utilise notamment comme conducteur de flux pour transmettre une information ou convertir de l'énergie. Les matériaux (ex. : Fer) qui possèdent une aimantation rémanente facile à annuler sont donc utilisés dans les nombreux appareils où le champ magnétique varie (transfo, électro-aimant, relais ...).

Les matériaux ferromagnétiques durs

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

Comparaison entre les deux familles

Le tableau Table 1.2 suivant reprend une comparaison entre la plupart des propriétés magnétiques des deux familles des matériaux ferromagnétiques à savoir les matériaux doux et durs et ceci en termes Perméabilité relative μ_r , champ coercitif H_c , l'aimantation de rémanent Mr et les pertes par hystérésis.

Dans la Fig.1.7 représente les cycles d'hystérésis des deux substances (doux et dur), que montre la plupart des différences indiquées dans le tableau Table 1.2, n'oubliez pas que les valeurs des pertes par hystérésis sont la surface de cycle d'hystérésis .

Matériaux	Perméabilité relative μ_r	champ coercitif H_c	l'aimantation de rémanent Mr	Pertes par hystérésis
Doux (ex : fer)	<i>Élevée</i>	<i>Faible</i>	<i>Faible</i>	<i>Faible</i>
Durs (ex : Acier)	<i>Faible</i>	<i>Élevée</i>	<i>Élevée</i>	<i>Élevée</i>

TABLE 1.2 – Comparaison entre les deux familles des matériaux ferromagnétiques doux et durs

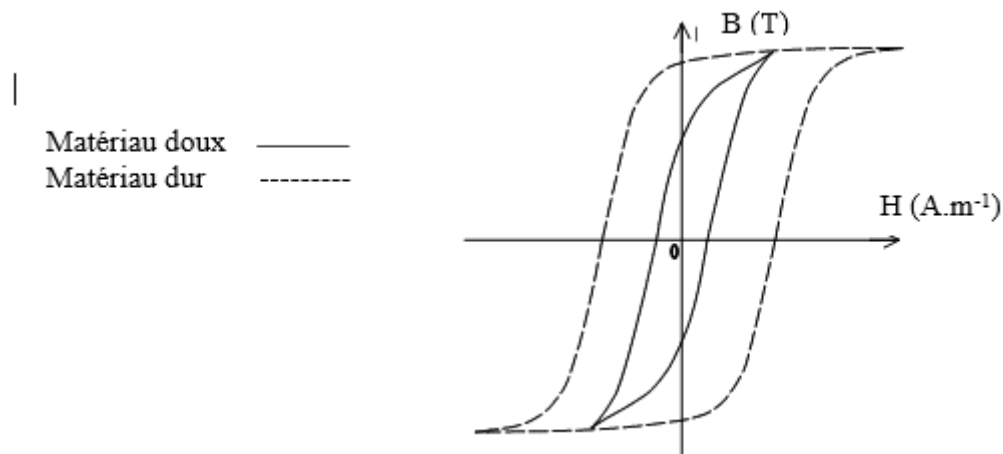


FIGURE 1.7 – Représente les cycles d’hystérésis des deux substances doux et dur

• **Température de Curie** Dans les matériaux ferromagnétiques les propriétés magnétiques dépendent de la température. Expérimentalement, on mesure la valeur de l’induction rémanente d’un matériau en fonction de la température. On note lorsqu’elle s’annule à partir d’une certaine température dite température de Curie. Quand la température augmente, tous les matériaux perdent leurs propriétés magnétiques [33, 46, 47]. Plusieurs phénomènes observés de la variation de l’aimantation des corps en fonction de la température.

- Le diamagnétisme est insensible à la température et indépendant de l’intensité du champ.
- Plus la température n’est pas élevée, plus la susceptibilité n’est pas petite
- Au-delà de la température de curie, les ferromagnétiques perdent leurs propriétés magnétiques et se comportent comme des paramagnétiques Figure 1.5 [48].

1.5 Énergie magnétique

Pour la structure des domaines il existe quatre termes à l’énergie magnétique, ces énergies sont les suivantes :

1.5.1 Énergie d’échange

Au point de vue microscopique, il existe une interaction entre les moments magnétiques des atomes, appelée interaction d’échange, qui résulte de la mise en commun partielle des trajectoires d’un électron périphérique entre deux atomes voisins. La valeur de cette énergie est égale à l’énergie qu’il faudrait fournir pour rompre cette situation Fig. 1.8. Cette énergie d’échange a tendance à aligner les moments magnétiques microscopiques de chaque atome [38].

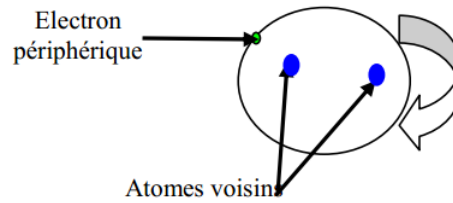


FIGURE 1.8 – Mouvement de l'électron commun

1.5.2 Énergie d'anisotropie cristalline

À l'état solide : le fer, le cobalt et le Nickel (qui sont les principaux éléments des matériaux magnétiques doux) cristallisent respectivement dans les systèmes : cubique centré, hexagonale et cubique face centrée. Prenons le cas d'un matériau qui cristalliserait selon le système cubique centré comme illustré sur la Fig.1.9.

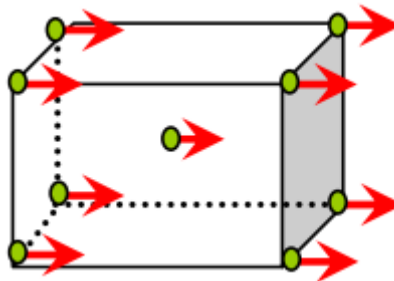


FIGURE 1.9 – Alignement moments magnétiques

Comme on vient de le voir précédemment les moments magnétiques microscopiques ont tendance à s'aligner, en raison de l'énergie d'échange qui règne entre les différents atomes, ainsi : la distance entre deux atomes voisins dépend de leur position relative dans le réseau cristallin. L'énergie d'échange sera donc en fonction de la direction. Ainsi, il existera des directions d'orientations privilégiées de ces moments. L'énergie d'anisotropie représente l'énergie à fournir pour faire tourner l'ensemble de ces moments dans une direction donnée. Si l'on excite le matériau avec un champ d'excitation [38], la direction est :

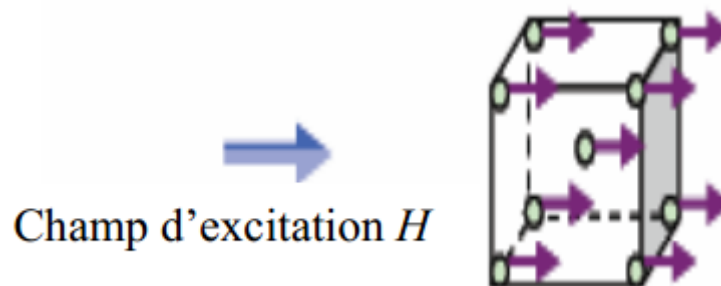


FIGURE 1.10 – L'énergie à fournir est faible car la direction du champ d'excitation est la même que celle des moments magnétiques microscopiques

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

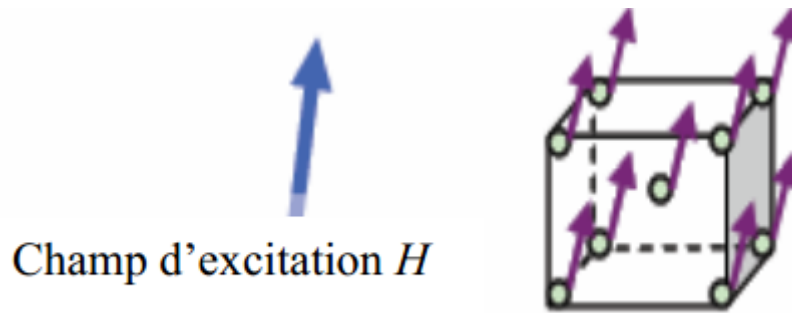


FIGURE 1.11 – L'énergie à fournir est importante car la direction du champ d'excitation est Différente de celle des moments magnétiques microscopiques.

1.5.3 Énergie magnéto-élastique

L'énergie d'échange a pour origine la mise en commun d'un (ou plusieurs) électrons entre deux atomes voisins et par conséquent l'alignement des moments magnétiques microscopiques de ces deux atomes voisins. Ainsi, dans une tôle ferromagnétique, en raison de la structure cristalline des atomes, la distance entre chaque atome est régulière, la mise en commun d'électrons se fera toujours de façon préférentielle entre les atomes les plus proches physiquement (Figure.1.12).

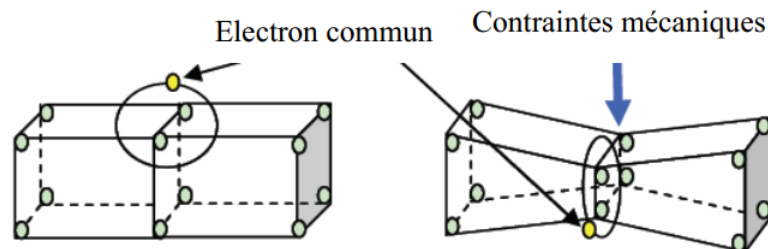


FIGURE 1.12 – Exemple schématisé l'influence d'une contrainte mécanique

Seule une contrainte mécanique peut modifier la distance séparant deux atomes, et par là même la mise en commun d'électrons. Le changement de la distance entre atomes modifie l'état d'énergie et l'anisotropie. L'énergie magnétoélastique correspond à l'énergie mécanique qu'il a fallu fournir au matériau pour modifier les mises en commun d'électrons.

1.6 Les domaines Weiss et paroi de Bloch

La théorie des domaines magnétiques a été élaborée par Pierre Weiss et présentée dans deux articles datant de 1906 et 1907[49, 50] . En général, cette théorie stipule que l'échantillon de matériau ferromagnétique se subdivise en plusieurs domaines est appelée

domaines de Weiss, (Fig.1.13) dans chaque domaine tous les moments magnétiques atomiques sont alignés parallèlement les uns aux autres sous l'effet des forces d'échanges, les domaines magnétiques affectent des formes très variables, dans leur plus grande extension, ils peuvent mesurer jusqu'à 1 mm. et pour le module de polarisation spontanée a la même valeur dans tous les domaines magnétiques [1, 44]. Chaque domaine est séparé d'un voisin par une zone dans laquelle l'orientation des moments magnétiques passe progressivement de la direction de la polarisation dans l'un des domaines, à celle régnant dans l'autre domaine. Cette zone de transition, sorte d'enveloppe délimite les domaines magnétiques portent le nom de paroi de Bloch Fig. 1.13 et Fig. 1.14

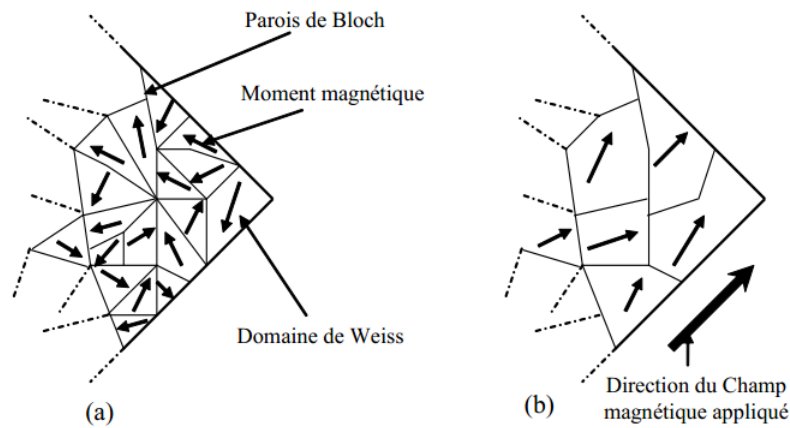


FIGURE 1.13 – Configuration en domaines magnétiques, (a) en absence du champ magnétique extérieur (b) en présence du champ magnétique extérieur [4]

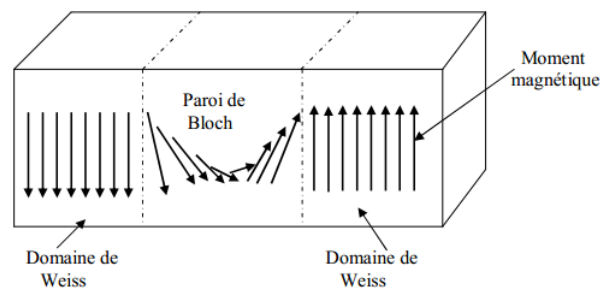


FIGURE 1.14 – Transition graduelle entre deux domaines à 180°

1.7 L'hystérésis magnétique

1.7.1 Définition

La notion d'hystérésis a été introduite en 1883 par J-A. Ewing [51]. L'hystérésis magnétique connue sous plusieurs noms tels que Le diagramme $B - H$, la courbe d'aimantation ou la courbe de réponse de matériaux magnétiques et le plus utilisé est le cycle d'hystérésis magnétique. La relation de milieu suivant $\vec{B} = \mu\vec{H}$ n'est pas linéaire puisque la

perméabilité μ dépend de \vec{H} comme on a déjà vu dans l'équation (1.15). l'hystérésis donc liée à la structure en domaines du matériau et aux déplacements de parois [52]. On peut représenter ce cycle par des fonctions mathématiques (ou modèle de cycle d'hystérésis), le cycle d'hystérésis est caractérisé par plusieurs points remarquables (le champ coercitif H_c , l'induction à saturation B_{sat} , l'induction rémanente B_r .) nous pouvons clairement voir ces points dans la Fig. 1.15 suivantes :

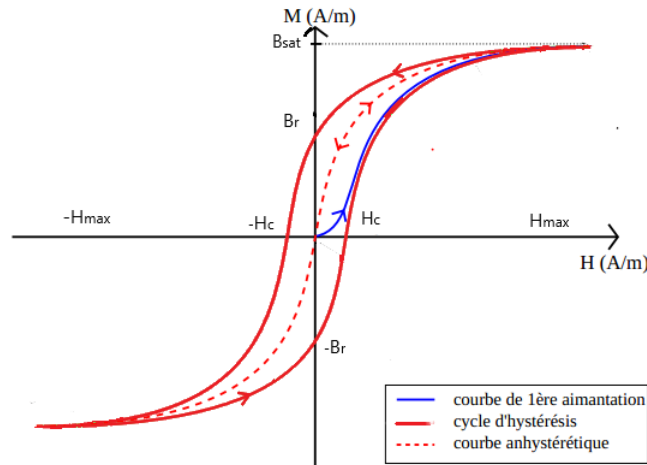


FIGURE 1.15 – Cycle d'hystérésis d'un matériau aimanté

D'après l'allure de la courbe du cycle d'hystérésis Fig.1.15 d'un matériau aimanté on fait quelques descriptions :

- *La courbe anhystérétique*

La courbe anhystérétique est la courbe représentant l'induction en fonction du champ tel qu'il serait si les transformations dans le matériau étaient réversibles (sans perte)

- *La courbe de première Aimantation*

La courbe de la première aimantation présente trois zones comme il est montré dans la Fig.1.16 :

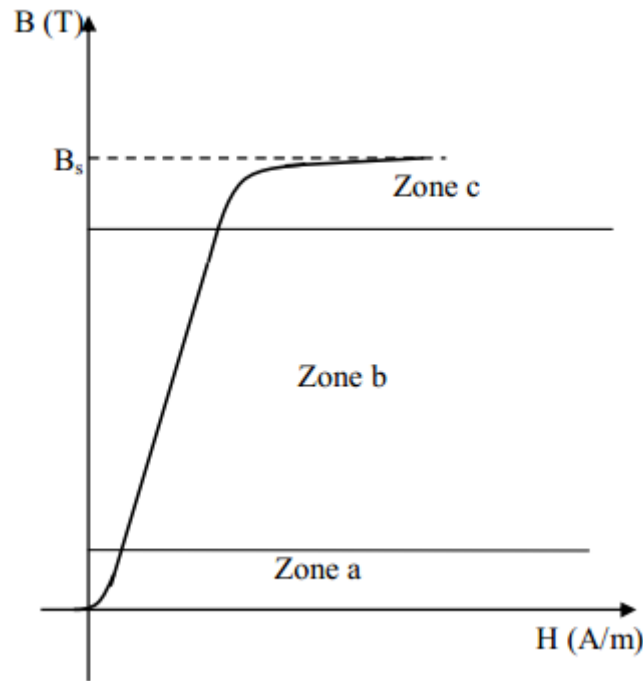


FIGURE 1.16 – La courbe de la première aimantation

Zone a : c'est la zone quasi linéaire ; on aura une déformation réversible des parois , donc l'annulation du champ appliqué permet de revenir de façon approchée à l'état initial.

Zone b : c'est la zone linéaire, l'aimantation augmente proportionnellement avec de champs d'excitation.

Zone c : c'est la zone de saturation l'aimantation varie rapidement avec le champ d'excitation, $M = f(H)$ (non linéaire), pour les valeurs de champ d'excitation élevées la courbe tend vers asymptotiquement horizontal de l'aimantation de saturation M_s est appelée la zone désaturation. Puisque la plupart des parois de Bloch ont disparu, l'échantillon se transforme en un seul domaine. L'aimantation quitte progressivement la direction de facile aimantation pour s'aligner suivant H , le matériau donc totalement aimanté. Figure 1.16 Et pour la pente de la perméabilité initiale est mesurée dans les valeurs faibles de l'aimantation.

- M_r : L'aimantation rémanente dans le matériau est ce qui reste lorsque le champ externe est supprimé.
- M_s : L'aimantation maximale obtenue dans matériau quand le champ extérieur maximale H_{max} .
- H_c : Cette valeur qui annule l'aimantation.

Le cycle d'hystérésis majeure 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. Donc le comportement d'un matériau dépend ainsi non seulement de la valeur courant mais aussi de l'histoire du matériau.

Ce qui distingue le cycle d'hystérésis majeurs et mineurs ?

On appelle un cycle d'hystérésis majeur le cycle d'une induction magnétique maximale B_{max} égale à l'induction dans l'état de saturation du matériau (l'induction de saturation B_{sat}) On appelle un cycle d'hystérésis mineur tous les cycles d'une induction maximale inférieure l'induction de saturation ($B_{max} < B_{sat}$) Tout point (H, B) de la courbe de la première aimantation inférieure au point de saturation est correspondant à la tête d'un cycle d'hystérésis mineur.

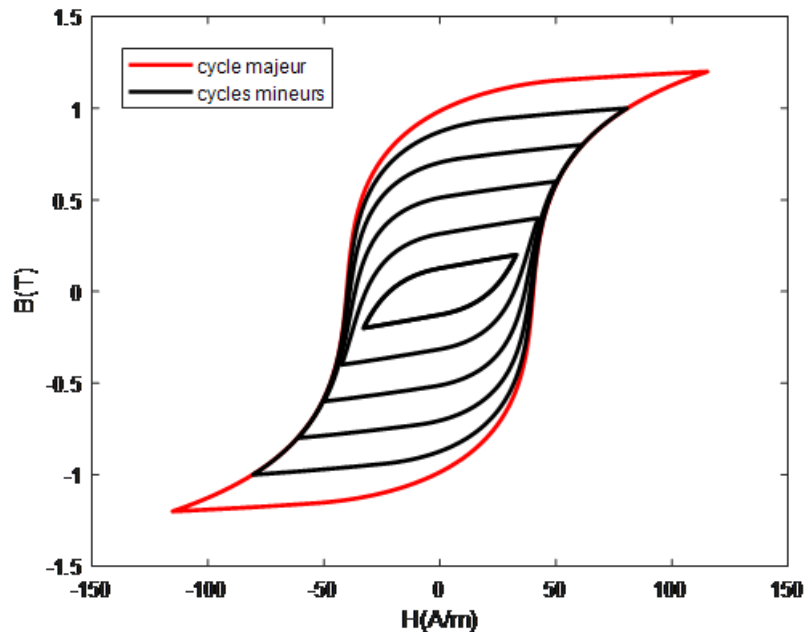


FIGURE 1.17 – Cycle d'hystérésis majeur en rouge de $B_{sat} = B_{max} = 1.2\text{ T}$ et les cycles mineurs en noir (de $B_{max} = 0.2\text{ T}$ à 1 T , étape 0.2 T)

1.7.2 Processus de l'aimantation

Soit un matériau magnétique dans l'état désaimanté, chaque domaine de Weiss les moments magnétiques sont orientés aléatoirement par rapport ses voisines. Quand on applique un champ magnétique, on peut écrire une courbe de la première aimantation en parallèlement avec les mécanismes des moments magnétiques et les défauts paroi de Bloch, on cite les étapes de parcours par matériau magnétique

Les étapes	L'état des parois et domaines dans le matériau	La courbe instantanée
(a)		
(b)		
(c)		
(d)		
(e)		

TABLE 1.3 – Les étapes de l'aimantation du matériau

Étape. (a) : Pour cette structure en domaines typiques, les parois de Bloch, épinglées par deux défauts.

Étape. (b) : Et pour les champs faibles provoquent une déformation réversible des parois qui se comportent comme des membranes élastiques.

Étape. (c) : Aux champs moyens la pression sur les parois fait céder les points d'épinglage, les parois se déplacent par une série de sauts mis en évidence par l'expérience de Barkhausen. Ces mouvements de parois sont irréversibles la pente de $B(H)$ est maximum.

Étape. (d) : La polarisation est maintenue parallèlement à la direction d'aimantation facile la plus proche de H , l'augmentation de la polarisation par déplacements irréversibles des parois est terminées.

Étape. (e) : Pour H augmentant encore, la polarisation s'écarte de la direction d'aimantation facile pour s'aligner sur H . ce phénomène est à nouveau réversible. Les étapes du (a) jusqu'au (e) montrent le processus de l'aimantation dans la premier quart de cycle d'hystérésis (la première aimantation) la figure suivante Fig.1.18 montre ce processus d'un cycle complet .

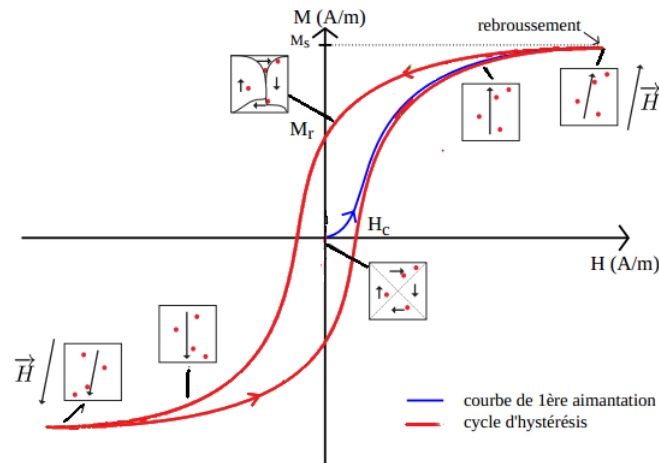


FIGURE 1.18 – Hystérésis par déplacement de parois de Bloch. Modification de la structure en domaine

1.7.3 Effet de Barkhausen

L'effet de Barkhausen est un phénomène de variation de l'induction magnétique B qui s'accompagne systématiquement de la déformation mécanique de matériau. Alors que le champ varie de manière continue. Cet effet est visible sur la courbe de la première aimantation cet effet est causé par un déplacement irréversible de parois, soit du fait de décrochement d'une paroi bloquée par des impuretés, soit d'un saut de paroi dans son avancée .L'effet Barkhausen s'accompagne d'une émission magnéto acoustique (*Bruit de Barkhausen*) .

1.8 Les pertes fer

Les pertes fer d'un matériau c'est une dissipation d'énergie provient de l'irréversibilité inhérente aux mécanismes d'aimantation. Elle se traduit, à l'échelle macroscopique, par l'aire du cycle d'hystérésis [43]. L'équation (1.16) représente sa valeur. En fait, ces pertes sont généralement dans la littérature se divisent aux deux parties : la 1ère partie sont les pertes par hystérésis (déplacement de parois) et la 2^{ème} partie sont les pertes par courants de Foucault (classique) [4]. Mais l'expérience montre l'existence de pertes supérieures à

l'estimation théorique. Cette partie excédentaire de dissipation est communément appelée pertes par excès et causée par les courants induits microscopiques localisés autour des parois [53].

$$W = \oint \vec{H} \cdot d\vec{B} \quad (1.16)$$

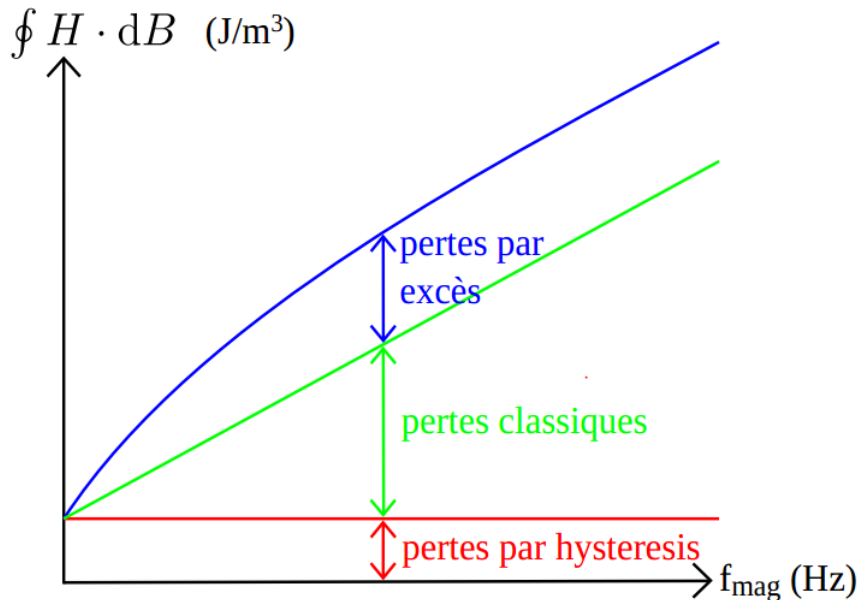


FIGURE 1.19 – Séparation des pertes : pertes par hystérésis, classiques, et par excès.

D'après ce qui précède, l'expression de pertes totales est donnée par l'équation suivante :

$$P_T = P_{\text{hyst}} + P_c + P_{\text{exc}} \quad (1.17)$$

1.8.1 Les pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis sont dues au travail des forces freinages agissant sur les parois de Bloch en mouvement, elles sont donc maximum quand les forces d'épinglage les plus grandes, c'est-à-dire dans les matériaux les pertes par hystérésis correspondent au travail nécessaire pour parcourir lentement la courbe hystérésis [36]. Ces pertes sont donc uniquement liées, de manière intrinsèque, aux propriétés physiques du matériau et sa géométrie .

1.8.2 Les pertes par courant de Foucault

On appelle pertes par courant de Foucault les pertes par effet de joule résultant des courants créés dans toute matière conductrice (magnétique ou non) par un flux variable

dans le temps, ces pertes peuvent être importantes dans les matériaux de faible résistivité électrique comme les alliages magnétiques [36]. Pour réduire ces pertes, en pratique généralement on utilise des circuits magnétiques feuilletés.

1.8.3 Les pertes par excès

Ce type des pertes spécialement n'a pas d'expression spécifique. Il est principalement le résultat de l'expérience et représente la différence résultant des pertes théoriques et totales, la théorie donne la valeur des pertes moins les pertes réelles et cela a été prouvé par plusieurs recherches antérieures telles que [54, 55].

1.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé les informations les plus importantes sur les grandeurs électromagnétiques des concepts de base du magnétisme, tels que le magnétisme et la polarisation magnétique, et la perméabilité magnétique, le flux magnétique et l'intensité du champ magnétique.

Nous avons également expliqué le magnétisme du mouvement des électrons dans l'atome, jusqu'au cycle d'hystérie. Ensuite, nous avons également discuté des matériaux magnétiques et de leur classification, selon leurs propriétés magnétiques, où les types les plus importants de matériaux magnétiques ont été mentionnés.

Afin de bien comprendre ces phénomènes, nous avons bien clarifié le mécanisme physique d'aimantation à l'échelle macroscopique et plus particulièrement dans les matériaux ferromagnétiques, Nous avons également discuté des types les plus importants d'énergie magnétique où ils sont classés en quatre types importants.

À la fin de ce chapitre, nous avons abordé le concept de perte fer et ses classifications les plus importantes. puisque les pertes fer d'un matériau traduisent à l'échelle macroscopique par l'aire du cycle d'hystérésis . Pour cela il faut trouver des modèles capables de représenter ces derniers.

Chapitre 2

LES MODÈLES DE L'HYSTÉRÉSIS MAGNÉTIQUE

2.1 Introduction

La modélisation du phénomène d'hystérésis revêt une grande importance dans divers domaines. En modélisant ce phénomène physique, il est possible d'identifier numériquement plusieurs facteurs et caractéristiques sans avoir à effectuer des mesures à chaque fois. Cela permet d'économiser du temps, des efforts et des coûts. L'un des facteurs les plus importants est la perte de fer dans les matériaux magnétiques. Les chercheurs se sont donc empressés de trouver et de développer plusieurs modèles pour prendre en compte ce facteur.

Les modèles d'hystérésis peuvent être classifiés en trois catégories principales : microscopique, macroscopique et mésoscopique. Dans cette partie, nous présentons deux types de modèles. Le premier type est celui des modèles analytiques. Ces modèles se basent principalement sur des équations mathématiques pour représenter la courbe d'hystérésis magnétique, sans tenir compte du comportement physique des matériaux. Parmi ces modèles, on trouve le modèle de Rayleigh, le modèle de Frolich et les fonctions multiples.

Le deuxième type de modèles est celui des modèles physiques, qui revêtent une importance particulière. Ces modèles dépendent principalement des caractéristiques physiques de la matière. Parmi eux, on trouve le modèle énergétique et Preisach, ainsi que le modèle de Jiles-Atherton.

En résumé, la modélisation de l'hystérésis est un domaine essentiel qui permet de comprendre et de prédire le comportement des matériaux magnétiques. Les modèles analytiques et physiques offrent des approches complémentaires pour représenter ce phénomène de manière précise et efficace.

2.2 Les modèles analytiques

Dans la catégorie des modèles analytiques, on trouve plusieurs approches pour décrire le comportement non linéaire des matériaux ferromagnétiques. Ces modèles se distinguent par leur formulation mathématique et leur capacité à représenter la relation entre l'induction magnétique (B) ou l'aimantation (M) et le champ magnétique (H), sans prendre en compte l'historique ou l'état d'aimantation initial du matériau. Parmi ces modèles on a

2.2.1 Modèle de Rayleigh

Le modèle de Rayleigh, proposé par Lord Rayleigh (1842-1919) [6] est basé sur l'hypothèse selon laquelle la perméabilité magnétique d'un matériau soumis à un faible champ magnétique peut être représentée par les deux premiers termes d'un polynôme de puissance croissante, [2, 41] :

$$\mu(H) = \frac{dB}{dH} = \mu_{in} + \eta H \quad (2.1)$$

A partir de l'équation (2.1), on peut déduire la relation entre B et H :

$$B = \mu_{in}H + \frac{1}{2}\eta H^2 \quad (2.2)$$

Avec :

$$B_{rev} = \mu_{in}H_{et}B_{irr} = \frac{1}{2}\eta H^2 \quad (2.3)$$

Sous l'effet d'un champ magnétique d'excitation H avec une forme d'onde sinusoïdale comme monter la Fig. 2.1.a, l'induction magnétique B sera décrite comme monter les équations suivantes :

a. Si le champ magnétique H est croissant :

$$B = \mu_{in}(H + H_{max}) + \frac{\eta}{2}(H + H_{max})^2 - B_{max} \quad (2.4)$$

b. Si le champ magnétique H est décroissant :

$$B = \mu_{in}(H - H_{max}) - \frac{\eta}{2}(H - H_{max})^2 + B_{max} \quad (2.5)$$

Avec :

$$B_{max} = \mu_{in}H_{max} + \frac{1}{2}\eta H_{max}^2 \quad (2.6)$$

À partir des équations (2.4) et (2.5), on peut déduire la formulation du modèle de Rayleigh, en affectant au deuxième terme un signe (+) pour la branche ascendante et un signe (-) pour la branche descendante du cycle d'hystérésis. Le modèle sera alors décrit par :

$$B = \mu_{in}(H - H_{max}) \pm \frac{\eta}{2}(H - H_{max})^2 \quad (2.7)$$

Les paramètres de ce modèle (μ_{in}, η) sont déterminés par :

$$\eta = \frac{2B_r}{H_{max}^2} \quad (2.8)$$

La perméabilité initiale est donnée par :

$$\mu_{in} = \frac{B_{max}}{H_{max}} - \eta H_{max} \quad (2.9)$$

À partir de l'équation (2.7), on peut représenter le cycle d'hystérésis sur la Fig. (2.1.c), Avec : $H_{max} = 1000(A/m)$; $B_{max} = 0.5T$; $B_r = 0.29T$, Les Fig. 2.1.a et 2.1.b représentent respectivement l'induction magnétique et le champ d'excitation en fonction du temps.

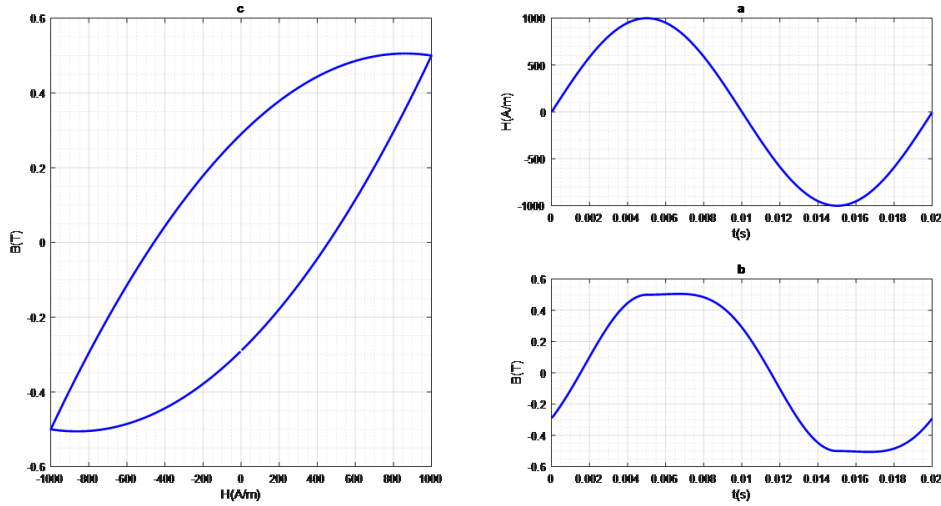


FIGURE 2.1 – Cycle d'hystérésis en utilisant le modèle Rayleigh avec la forme de champ et l'induction magnétique

L'avantage de ce modèle est simple à concevoir et facile à l'intégration dans un calcul numérique et donne de bons résultats pour les cycles mineurs. Malheureusement, le principal inconvénient de ce modèle est qu'il ne modélise pas le phénomène de saturation, et qu'il prend toujours la forme elliptique.

2.2.2 Modèle de Fröhlich

Le modèle de Fröhlich, proposé par Fröhlich [7] est utilisé pour approximer la relation entre l'induction magnétique (B) et le champ magnétique (H). Ce modèle a été développé spécifiquement pour décrire la courbe de la première aimantation d'un matériau.

$$B = \frac{H}{\alpha + \beta |H|} \quad (2.10)$$

Où α et β caractérisent le matériau étudié.

2.2.2.1 Amélioration d'AKBABA

Les travaux de recherches cités dans la littérature, ont amélioré par d'AKBABA [8], le modèle en séparant la caractéristique en deux parties, avant et après la saturation comme suit :

$$B(H) = \begin{cases} \frac{H}{a_1 + b_1 H} & , B \leq B_s \\ B_s + \frac{H - H_s}{a_2 + b_2 (H - H_s)} & , B \geq B_s \end{cases} \quad (2.11)$$

Pour les matériaux ferromagnétique, le champ coercitif a été intégré dans le modèle
Pour la branche descendante :

$$B = \frac{H + H_c}{\alpha + \beta |H + H_c|} \quad (2.12)$$

Pour la branche ascendante :

$$B = \frac{H - H_c}{\alpha + \beta |H - H_c|} \quad (2.13)$$

Les paramètres du modèle (α, β) sont déterminés à partir du point de saturation (B_s, H) et rémanente $(B_r, 0)$.

$$\begin{cases} H = \infty \\ H = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} B(\infty) = B_s \\ B(0) = B_r \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \beta = \frac{1}{B_s} \\ \alpha = H_c \left(\frac{B_s - B_r}{B_s B_r} \right) \end{cases} \quad (2.14)$$

Les Fig. 2.2.a et 2.2.b représentent respectivement l'induction magnétique et le champ d'excitation en fonction du temps.

Avec : $B_s = 0.4T$, $H_c = 235.35A/m$, $B_r = 0.2697T$ et $H_c = 3500A/m$

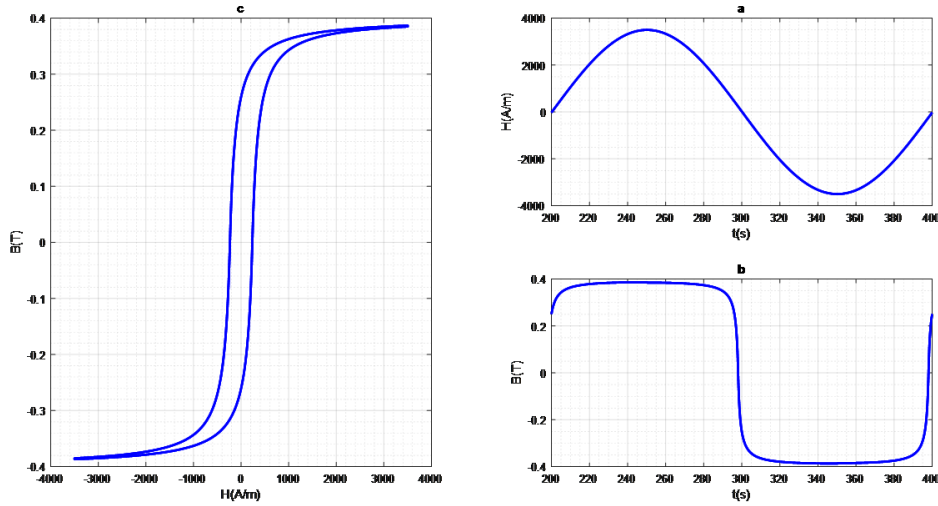


FIGURE 2.2 – Cycle hystérésis (c) en utilisant le modèle de Fröhlich avec la forme de champ (a) et l'induction magnétique (b)

Les modèles du type Fröhlich permettent d'avoir une approximation du phénomène de saturation ainsi qu'une représentation du cycle majeur. Contrairement au modèle de Rayleigh, ce modèle ne peut pas décrire certains phénomènes physiques liés au processus d'aimantation (les cycles mineurs) associée à l'hystérésis magnétique.

2.2.3 Modèle de polynomial

Dans ce modèle la forme générale décrivant l'induction magnétique B en fonction du champ H n'est qu'une représentation de la courbe de la première aimantation

$$B(H) = K_p H^{(1/n)} \quad (2.15)$$

Avec : $5 \leq n \leq 14$

parmi les avantages de ce type du modèle sont l'écriture des comportements magnétiques non linéaire des matériaux ferromagnétiques ainsi que le phénomène de saturation. Mais il y a des inconvénients comme Il ne décrit pas le cycle d'hystérésis avec ses branches montantes et descendantes mais seulement la courbe de la première aimantation. . La Fig 2.3 montre l'évolution de l'induction en fonction du champ pour $K_p = 1$ et pour des valeurs évoluant de 7 jusqu'à 10.

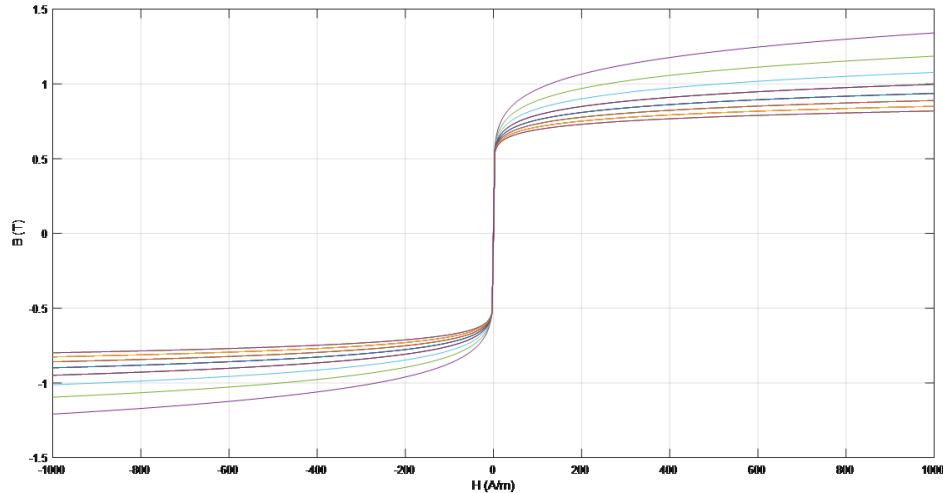


FIGURE 2.3 – Courbe de la première aimantation obtenue par le modèle polynomial pour ($7 < n < 14$)

2.2.4 Modèle de fonctions multiples

Le modèle de fonctions multiples est un type de modèle analytique qui se base sur des relations d'approximation utilisant des formes exponentielles, trigonométriques ou hyperboliques. Ce modèle permet de représenter de manière précise la courbe d'aimantation anhystérétique d'un matériau magnétique.

Dans une étude citée [56], les auteurs ont remarqué que l'utilisation de l'équation 2.16, fournit une bonne approximation de la courbe d'aimantation anhystérétique.

$$B = B_s \exp\left(\frac{H}{a + bH}\right) \quad (2.16)$$

M K. Elsherbiny proposés l'évaluation de l'aimantation anhystérétique sur la base de la somme des séquences exponentielles[57], l'équation suivante :

$$B = \sum_{i=0}^N a_i \exp\left(-\frac{b_i}{H}\right) \quad (2.17)$$

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

$$M = \frac{2}{\pi} M_s \tan^{-1} \left(\frac{H}{H_c} \pm 1 \right) \tan \left(\frac{\pi M_r}{2M_s} \right) \quad (2.18)$$

Les cycles mineurs de l'hystérésis peuvent être calculés par :

$$M = \frac{2K_f}{\pi} M_s \tan^{-1} \left(\frac{H}{H_c} \pm 1 \right) \tan \left(\frac{\pi M_r}{2M_s} \right) \pm (1 - K_f) M_r \quad (2.19)$$

Avec :

$$K_f = \frac{M_r + M_{rm}}{2M_r} \quad (2.20)$$

$$B = \frac{2}{\pi} B_s \tan^{-1} \left(\frac{H}{H_c} \pm 1 \right) \tan \left(\frac{\pi B_r}{2B_s} \right) \quad (2.21)$$

L'équation (2.21) est utilisée pour reproduire le cycle d'hystérésis de la Fig. (2.4) caractérisé pour : $B_s = 1.5T$, $H_c = 1000A/m$, $H_s = 6000A/m$

Les Fig. 2.4.b et 2.4.a représentent respectivement l'induction magnétique et le champ d'excitation en fonction du temps. Et le cycle d'hystérésis obtenu par ce modèle est représenté sur la Fig. 2.4.c

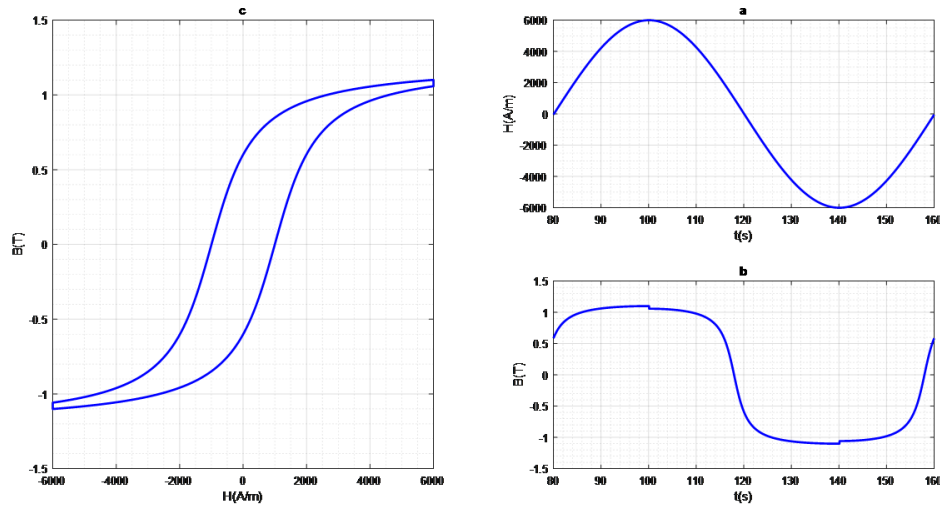


FIGURE 2.4 – Cycle hystérésis en utilisant le modèle de fonctions multiples avec la forme du champ et l'induction magnétique

2.3 Les modèles physiques

Dans la catégorie des modèles physiques, la modélisation du phénomène d'hystérésis repose sur des considérations physiques liées à l'aimantation des microstructures d'un matériau ferromagnétique. Ces modèles prennent en compte les interactions entre les domaines magnétiques et d'autres caractéristiques physiques pour décrire l'hystérésis magnétique de manière plus précise. Parmi les modèles physiques les plus utilisés, on trouve, le modèle de PREISACH, le modèle de JILES-ATHERTON, modèle ENERGETIQUE.

2.3.1 Modèle Énergétique

L'idée principale du modèle énergétique est l'interprétation de l'aimantation en tant que processus de l'ordre du moment magnétique entité (domaines, grains ou particules) [9, 58, 59]. Il calcule l'état magnétique des matériaux magnétiques en minimisant la densité d'énergie totale W_t

$$W_t = W_h + W_d + W_r + W_i \quad (2.22)$$

Où W_h est la densité d'énergie du champ magnétique qui décrit l'interaction entre le champ magnétique appliqué et l'aimantation. W_d représente l'énergie du champ de démagnétisation densité, et W_r, W_i sont l'énergie réversible et irréversible. La densité de la prise en compte de la paroi de domaine réversible et irréversible mouvements décrits par le comportement statistique, respectivement. Sur la base de la dérivation mathématique, la relation obtenue connue comme un modèle énergétique entre le champ magnétique H et l'aimantation M est exprimée comme [58].

$$H = N_e M_s m + \text{sgn}(m) h \left[(1+m)^{(1+m)} (1-m)^{(1-m)} \right]^{(g/2)} - 1 + \text{sgn}(m - m_0) \left(\frac{k}{\mu_0 M_s} + C_r H_r \right) \left[1 - \kappa \exp\left(-\frac{q}{\kappa} |m - m_0|\right) \right] \quad (2.23)$$

Le premier terme de l'équation (2.23) décrit le matériau linéaire comportement (champ démagnétisant H_d) avec N_e et M_s , respectivement, le facteur de démagnétisation et l'aimantation à la saturation. Le second terme (champ réversible H_r) représente comportement non linéaire des matériaux avec h et g relatifs au champ de saturation et à l'anisotropie. Le troisième terme (son champ réversible H_l) décrit les effets d'hystérésis tels que la rémanence, la coercibilité et les pertes statiques avec k relatifs à la perte d'hystérésis, g , à la densité du site d'ancrage et C_r à la géométrie des grains [60-62]. Le champ réversible H_r est calculé par :

$$H_r = h \left[(1+m)^{(1+m)} (1-m)^{(1-m)} \right]^{(g/2)} - 1 \quad (2.24)$$

La fonction κ dans l'équation (2.25) représente l'influence de l'état magnétique total au point d'inversions de champ [10]. La valeur de κ aux points d'inversion de champ est calculée sur la base de sa valeur précédente κ_0 par :

$$\kappa = \left[2 - \kappa_0 \exp\left(-\frac{q}{\kappa_0} |m - m_0|\right) \right] \quad (2.25)$$

Le processus de calcul a commencé avec la démagnétisation états où $m = 0$ et $\kappa = 1$, et l'aimantation relative m augmente progressivement par paliers ce qui donne le champ correspondant par l'équation (2.23). Le paramètre κ est calculé par l'équation (2.25) lorsque le champ atteint le point d'inversion, et m_0 est égal à la valeur réelle de m à ce

point jusqu'au prochain point de retournement, ...etc. [60]. Ce modèle est caractériser par 7 paramètres ces paramètres présenté dans le tableau suivant :

le paramètre	Ne	h	g	k	q	Cr	Ms
La valeur	1.58e-7	4.93876	9.5155	92.1287	12.4047	0.8304	1.185e6

TABLE 2.1 – Les paramètres de modèle énergétique [60]

Les Fig. 2.5a et 2.5b représentent l'induction magnétique d'excitation et le champ magnétique généré par le modèle énergétique avec les valeurs des 7 paramètres. La Fig. 2.6 suivante montre la courbe $B - H$ générée par ce modèle en utilisant les paramètres indiqués dans le Tableau 2.1.

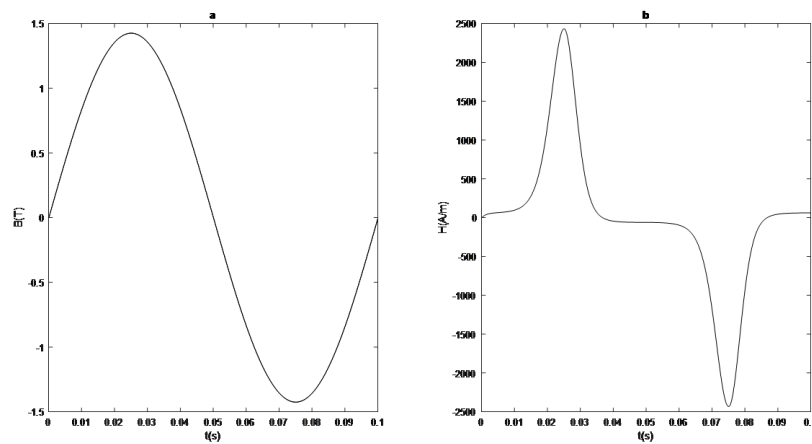


FIGURE 2.5 – L'induction magnétique d'excitation (a) et le champ magnétique (b) obtenus par le modèle énergétique.

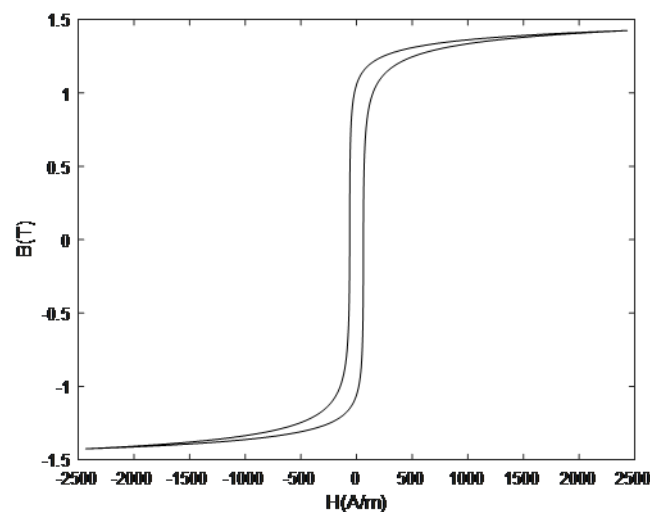


FIGURE 2.6 – Cycle d'hystérésis généré par le modèle énergétique.

2.3.2 Modèle de Preisach

Le modèle de Preisach a été élaboré par le physicien Franz Preisach (1905-1943) en 1935 à partir des travaux de J.A. Ewing [51, 63]. Le modèle Preisach c'est un modèle phénoménologique qui représente le phénomène de dissipation d'énergie par hystérésis. Il ya un certain nombre de publications traitant de ce modèle, la première publication fondée sur ce modèle est pour J. Everett [64, 65]. Puis plusieurs œuvres l'ont suivies, comme Woodward et Della Torre [66], Rado et Folen [67], Benda et Della Torre [68]. Et jusqu'à présent, ce modèle est largement utilisé. Franz Preisach considéré quel système hystérique est vraiment une combinaison de plusieurs éléments du système hystérique aussi simple que possible. En fait, l'état magnétique du matériau est représenté à un moment donné par un ensemble de clés magnétiques qui ont deux états de saturation possibles ($M = \pm 1$). Ce type d'interrupteur est défini par un cycle initial rectangulaire, également appelé hystéron. En présence d'un champ magnétique extérieur H , chaque commutateur peut basculer vers l'un des états stables (± 1), Figure 2.7a. Lorsque la variable d'entrée augmentée dépasse la valeur α , une stabilité élevée est obtenue. Lorsque la variable d'entrée diminue en dessous de la valeur β (la variable d'entrée est l'excitation magnétique H et la variable de sortie est l'aimantation M), une faible stabilité est obtenue. La détermination de l'aimantation d'un matériau nécessite une compréhension complète de la distribution statistique des cycles de base élémentaires. Cette distribution est appelée généralement la fonction de distribution de Preisach $\rho(\alpha, \beta)$. Le domaine de définition de cette fonction est représenté par un triangle de surface (S) limité par la droite $\alpha = \beta$, $\alpha = H_s$, $\beta = -H_s$, dans le plan formé par deux axes ($O\alpha, O\beta$), ce plan est appelé le triangle de Preisach (Figure 2.7 (b)). L'aimantation $M(t)$, résultant de l'application du champ $H(t)$ à l'instant (t), s'écrit alors :

$$M(t) = \iint_S \iint \rho(\alpha, \beta) \gamma_{(\alpha, \beta)}[H(t)] d_\alpha d_\beta \quad (2.26)$$

Avec l'opérateur, $\gamma_{\alpha, \beta}[H(t)]$ 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.



FIGURE 2.7 – (a) Commutateur magnétique (b) Plan de Preisach

2.3.3 Modèle de Jiles –Atherton

Le modèle original J–A présenté dans la référence [12] donne l'aimantation M en fonction du champ magnétique externe H . Ce modèle est basé sur la réponse magnétique du matériau sans perte par hystérésis. Il s'agit du comportement anhystérétique dont la courbe de M_{an} peut être décrite par une équation de Langevin modifiée :

$$M_{an}(H) = M_s \left(\coth \left(\left(\frac{H_e}{a} \right) - \frac{a}{H_e} \right) \right) \quad (2.27)$$

Où H_e est le champ effectif subi par les domaines, H est le champ externe appliqué et au paramètre de champ moyen représentant le couplage inter-domaines. Le paramètre a est une fonction croissante de la température. L'aimantation anhystérétique M_{an} représente les effets de la rotation des moments dans les domaines mais ne tient pas compte des pertes induites par les mouvements des parois des domaines.

Ensuite, en considérant des parois de domaine rigides et pleines, l'énergie dissipée à travers les sites d'ancrage lors d'un déplacement de paroi de domaine est calculée [21]. L'expression de l'énergie d'aimantation est obtenue sous l'hypothèse d'une répartition uniforme des sites d'accrochage. L'énergie de magnétisation est supposée être la différence entre l'énergie qui serait obtenue dans le cas anhystérétique moins de l'énergie due aux pertes induites par les mouvements de paroi de domaine.

Par conséquent, après quelques opérations algébriques, la susceptibilité différentielle de la magnétisation irréversible M_{irr} peut s'écrire :

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k \cdot \delta} \quad (2.28)$$

Où le paramètre k est lié à l'énergie moyenne du site d'ancrage. Le paramètre δ prend la valeur $+1$ quand $dH/dt > 0$ et -1 quand $dH/dt < 0$ par rapport à la force qui s'oppose aux variations d'aimantation. Cependant, au cours du processus de magnétisation, les parois des domaines ne sautent pas simplement d'un site d'épinglage à un autre : elles sont flexibles et se courbent lorsqu'elles sont maintenues sur les sites de d'épinglage. La courbure de la paroi du domaine est associée à des changements réversibles dans le processus de magnétisation. Ensuite, par certaines hypothèses d'énergie physique sur la flexion des parois du domaine, l'aimantation réversible obtenue est linéairement dépendante de différence $(M_{an} - M_{irr})$ [21] :

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (2.29)$$

Où le coefficient de réversibilité c appartient au l'intervalle $[0 \ 1]$

En supposant que l'aimantation totale est la somme des composantes réversibles et irréversibles, on a l'expression suivante :

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (2.30)$$

Avec M_{irr} et M_{ev} définis par les équations (2.28) et (2.29). L'utilisation des équations (2.30) et (2.29) on peut écrire

$$M = c(M_{an} - M_{irr}) + M_{irr} \quad (2.31)$$

Ensuite, en dérivant cette équation par rapport à H , après une certaine opération mathématique, on obtient la susceptibilité différentielle totale du modèle :

$$\frac{dM}{dH} = (1 - c) \frac{M_{an}(H_e) - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an}(H_e) - M_{irr})} + c \frac{dM_{an}(H_e)}{dH} \quad (2.32)$$

La figure suivante montre un cycle d'hystérésis Fig. (2.8a) avec l'induction magnétique Fig. (2.8b) et le champ magnétique Fig. (2.8c) obtenus avec le modèle de J-A.

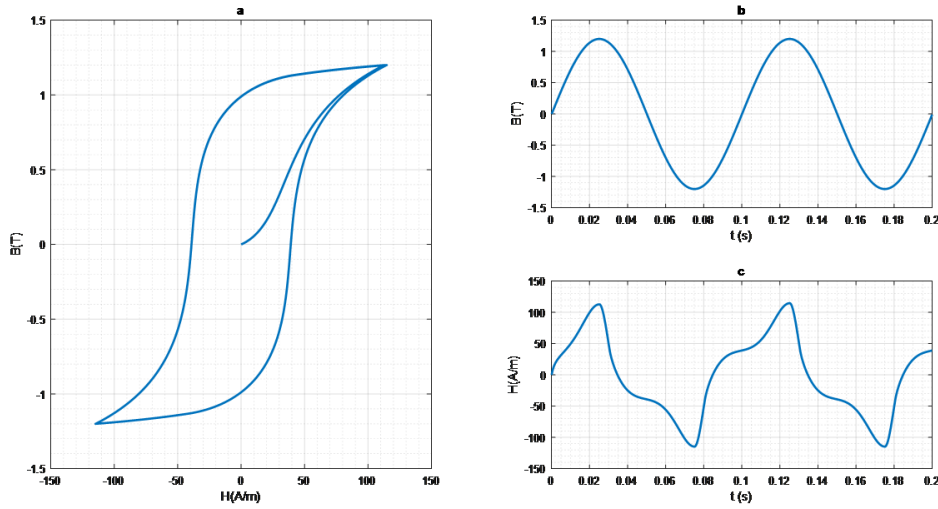


FIGURE 2.8 – Cycle d'hystérésis (2.8 a) avec l'induction magnétique (2.8 b) et le champ magnétique (2.8 c) obtenus avec le modèle de J-A

2.4 Le choix du modèle

Sur la base des résultats de l'étude comparative entre le modèle de J-A et d'autres modèles dans plusieurs travaux antérieurs tels que [1, 42, 69-71], où le premier a fait une comparaison entre le modèle de Jiles-Atherton et le modèle de Preisach en 2006. Comme dans les travaux des chercheurs dans la référence [69], une comparaison a été faite entre plusieurs modèles macroscopiques, nous en déduisons les points suivants :

Le modèle de J-A est :

- à du temps de calcul réduit par rapport des autres modèles
- recommandé pour les matériaux de grains multi-domaines
- représenté le processus de désaimantation, et le comportement anhystérétique.
- A base physique comme il est basé sur des considérations énergétiques liées aux déplacements de parois au sein du système magnétique Puisque dans ce présent travail, nous allons travailler sur des tôles d'alliage Fe-Si 3 % à grains non orientés, et puisque

ce matériau est un matériau multi-domaine, il peut être considéré comme homogène, et donc isotrope. Par conséquent, le modèle de Jiles-Atherton est le modèle préféré pour le phénomène d'hystérésis dans notre matériau.

2.5 Conclusion

En conclusion, ce chapitre a présenté un échantillon de modèles analytiques et physiques utilisés pour modéliser l'hystérésis magnétique. Les modèles analytiques, tels que le modèle de Rayleigh et le modèle de Fröhlich, offrent une approche mathématique simplifiée pour décrire le comportement magnétique, mais présentent des limitations dans la représentation de certains phénomènes, tels que la saturation et les cycles d'hystérésis mineurs.

En revanche, les modèles physiques, tels que le modèle énergétique, le modèle de Preisach et le modèle de Jiles-Atherton, prennent en compte des considérations physiques et offrent une meilleure représentation de l'hystérésis magnétique.

Le choix du modèle dépend du matériau étudié, des objectifs de l'analyse et des contraintes de calcul. Dans ce travail, le modèle de Jiles-Atherton a été choisi pour ses avantages significatifs liés au matériau utilisé, au temps de calcul et à sa simplicité d'implémentation dans un code de calcul du champ.

Dans le prochain chapitre, une étude plus approfondie du modèle de Jiles-Atherton sera réalisée, visant à identifier ses faiblesses et à proposer des modifications pour améliorer son efficacité.

Chapitre 3

MODÈLE DE JILES -ATHERTON

3.1 INTRODUCTION

Le modèle de J-A,[10, 11] est un modèle qui décrit l'origine du phénomène d'hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques isotropes à partir d'une approche physique [12]. Cette description est essentiellement basée sur des considérations énergétiques liées aux déplacements de parois au sein du système magnétique.

Comme nous l'avons discuté dans le chapitre précédent après avoir présenté plusieurs modèles d'hystérie (*analytiques et physiques*). Le modèle de J-A a été choisi pour plusieurs considérations, qui sont mentionnées dans la suite de ce chapitre.

Dans ce chapitre, nous étudierons le modèle J-A de manière plus détaillée, où nous présenterons la formulation mathématique du modèle et nous verrons le modèle J-A (*direct et inverse*) et le processus d'identification de ses paramètres par des méthodes déterministes et stochastiques.

Malgré la large utilisation de ce modèle, il présente encore des lacunes, dont la plupart sont mentionnées dans la référence [69], qui donne des comportements non physiques, à plusieurs points, dont les plus importants sont lorsque le champ d'excitation est faible (*les cycles mineurs centrés*), et lorsque les harmoniques sont présents dans l'excitation (*les cycles mineurs non centrés*), ceci pour le cas de régime statique. Pour le régime dynamique, le modèle original n'est pas en mesure de représenter correctement les cycles d'hystérésis dans la condition de haute fréquence ainsi que le phénomène de gonflement.

Plusieurs travaux importants dans la littérature sont consacrés à l'amélioration de ce modèle pour éviter les comportements non physiques. À la fin de ce chapitre, nous présenterons la plupart de ces travaux et nous comparerons notre contribution avec eux.

3.2 Des grandeurs importantes

3.2.1 L'équation de type Langevin

Le premier modèle de l'aimantation basé sur la microstructure des matériaux est la fonction d'approximation de Langevin pour les matériaux paramagnétiques, [41]. Cette fonction exprime l'aimantation en fonction du champ appliqué, elle est donnée par l'équation (3.1), Ainsi, l'évolution de la courbe de la première aimantation est représentée par la Fig.3.1 :

$$M_{an}(H) = M_s \left(\coth \left(\frac{H}{a} \right) - \frac{a}{H} \right) \quad (3.1)$$

Avec :

$$a = \frac{K_B \cdot T}{m} \quad (3.2)$$

Où M_s est l'aimantation à la saturation du matériau et à un paramètre équivalent à un champ magnétique relié à l'énergie d'agitation thermique selon les statistiques de

Boltzmann [72].

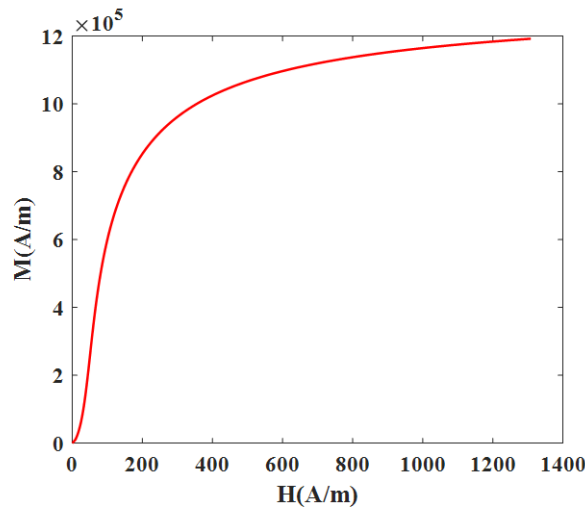


FIGURE 3.1 – Le courbe e de la première aimantation selon le modèle de Langevin pour un matériau ayant $M_s = 1,3 \cdot 10^6 A/m$ et $a = 130 A/m$.

Le modèle de Langevin l'équation (3.1) n'est pas valable pour les matériaux ferromagnétiques. Puisqu'il a été trouvé principalement pour les matériaux paramagnétiques, pour appliquer ce modèle aux matériaux ferromagnétiques des corrections sont nécessaires. P. Weiss 1906 a découvert que le champ agissant sur les moments n'est pas le champ extérieur appliqué, mais le champ effectif H_e .

3.2.2 Le champ effectif H_e

Le champ effectif vu par les moments magnétiques individuels dans un même domaine comme présenté dans la théorie du champ moléculaire H_m de Weiss. La réponse d'un matériau isotrope sous l'action d'un champ effectif H_e , de plus, on suppose que H_m est proportionnel à l'aimantation $M(H_m = \alpha M)$, de sorte que le champ vu par un moment magnétique étant égal à H_e [73].

$$H_e = H + \alpha M \quad (3.3)$$

3.2.3 La composante Anhystrétique M_{an}

Le modèle J-A dépend principalement de l'aimantation anhystrétique comme il est mentionné dans [12], car l'aimantation anhystrétique est une fonction de l'énergie des moments dans un domaine [74]. L'aimantation anhystrétique est donnée dans la plupart des cas par l'équation du type Langevin, cette dernière est l'élément-clé de la modélisation des boucles d'hystérésis magnétiques et elle est caractérisée par trois paramètres comme le montre l'équation 3.4, le paramètre a est un paramètre qui caractérise la pente de l'aimantation anhystrétique, α le paramètre de couplage inter-domaines et M_s l'aimantation de saturation.

$$M_{an}(H_e) = M_s \left(\coth \left(\left(\frac{H + \alpha M}{a} \right) - \frac{a}{H + \alpha M} \right) \right) \quad (3.4)$$

3.2.4 Le comportement irréversible de l'aimantation M_{irr}

L'origine de cette composante est due au phénomène d'accrochage aux parois lors de leurs déplacements sous l'effet du champ extérieur. Ce phénomène est caractérisé par une énergie qui s'écrit comme suit :

$$M_{an} - M_{irr} = \frac{K \delta(dM_{irr})}{(dH_e)} \quad (3.5)$$

3.2.5 Le comportement réversible de l'aimantation M_{rev}

Après quelques considérations énergétiques sur la déformation d'une paroi et pour de légers déplacements, Jiles et Atherton ont montré que l'aimantation réversible est proportionnelle à la différence ($M_{an} - M_{irr}$)

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (3.6)$$

3.2.6 L'aimantation totale

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

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (3.7)$$

Avec :

Les deux termes M_{irr} et M_{rev} définis par les expressions (3.6) et (3.7). Nous pouvons écrire l'aimantation totale à travers de ces équations :

$$M = c(M_{an} - M_{irr}) + M_{irr} \quad (3.8)$$

3.3 Formulations mathématiques de modèle de Jiles-Atherton

3.3.1 Modèle de J-A direct

Le modèle direct calcule l'aimantation M à travers champ magnétique d'entrée H , et calcule ensuite l'induction magnétique B . Ce type de modèle de J-A est utilisé dans le cas d'une excitation causée par une source de courant électrique. En raison de la simplicité de la détermination du champ magnétique par la loi d'ampère.

En utilisant l'équation (3.8), on peut donc obtenir :

$$M = cM_{an} + (1 - c)M_{irr} \quad (3.9)$$

$$M_{an} - M = (1 - c)(M_{an} - M_{irr}) \quad (3.10)$$

En dérivant l'expression (3.3) par rapport à H :

$$\frac{dH_e}{H} = 1 + \alpha \frac{dM}{H} \quad (3.11)$$

En dérive l'expression (3.9) par rapport à H sachant que ;

$$\begin{cases} \frac{dM_{an}}{dH} = \frac{dM_{an}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{H}\right) \\ \frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{H}\right) \end{cases} \quad (3.12)$$

Alors la dérivation de cette équation est :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{c \frac{dM_{an}}{dH_e} + (1 - c) \frac{dM_{irr}}{dH_e}}{1 - \alpha \left(c \frac{dM_{an}}{dH_e} + (1 - c) \frac{dM_{irr}}{dH_e} \right)} \quad (3.13)$$

En remplaçant (3.5) et (3.10) dans l'équation (3.13) on aura donc finalement

$$\frac{dM}{dB} = \frac{ck\delta \frac{dM_{an}}{dH_e} + (M_{an} - M)}{Kc\delta - \alpha \left(ck\delta \frac{dM_{an}}{dH_e} + (M_{an} - M) \right)} \quad (3.14)$$

La dérive de l'aimantation anhystérétique est donnée par l'équation (2.32) :

$$\frac{dM_{an}}{dH_e} = \frac{M_s}{a} \left(1 - \coth^2 \left(\frac{H_e}{a} \right) + \left(\frac{H_e}{a} \right)^2 \right) \quad (3.15)$$

L'expression (3.14) représente le modèle direct de J-A.

3.3.2 Modèle de J-A inverse

Le modèle inverse de J-A calcule le champ magnétique H à travers l'induction magnétique d'entrée B et calcule l'aimantation M . Ce type de modèle de J-A est donc utilisé dans le cas d'une excitation provoquée par une source de tension. Puisque l'induction magnétique dans ce cas est plus facile à obtenir par la loi de Faraday. Selon l'équation (3.5) et la loi de comportement magnétique du matériau ($B(H) = \mu_0(H + M)$) On peut écrire :

$$B(H) = \mu_0(H_e + (1 - \alpha)M) \quad (3.16)$$

La dérivation de l'expression (2.34) par rapport à H_e est :

$$\frac{dB}{dH_e} = \mu_0 \left(1 + (1 - \alpha) \frac{dM}{dH_e} \right) \quad (3.17)$$

La dérivation de M par rapport à H_e est :

$$\frac{dM}{dH_e} = \frac{dB}{dH_e} \frac{dM}{dB} \quad (3.18)$$

En utilisant les équations (3.17) et (3.18), on obtient donc :

$$\frac{dM}{dH_e} = \frac{dM}{dB} \mu_0 \left(1 + (1 - \alpha) \frac{dM}{dH_e} \right) \quad (3.19)$$

$$\frac{dM}{dB} = \frac{\frac{dM}{dH_e}}{\mu_0 \left(1 + (1 - \alpha) \frac{dM}{dH_e} \right)} \quad (3.20)$$

La dérivation de l'expression (3.9) par rapport à H_e est :

$$\frac{dM}{dH_e} = c \frac{dM_{an}}{dH_e} + (1 - c) \frac{dM_{irr}}{dH_e} \quad (3.21)$$

En utilisant les équations (3.20), on obtient donc :

$$\frac{dM}{dB} = \frac{(1 - c) \frac{dM_{irr}}{dH_e} + c \frac{dM_{an}}{dH_e}}{\mu_0 (1 + (1 - \alpha) \left((1 - c) \frac{dM_{irr}}{dH_e} + c \frac{dM_{an}}{dH_e} \right))} \quad (3.22)$$

A partir de cette équation et l'équation (3.5), on obtient alors :

$$\frac{dM}{dB} = \frac{c \frac{dM_{an}}{dH_e} + (1 - c) \left(\frac{1}{K\delta} (M_{an} - M_{irr}) \right)}{\mu_0 (1 + (1 - \alpha) \left(c \frac{dM_{an}}{dH_e} + (1 - c) \left(\frac{1}{K\delta} (M_{an} - M_{irr}) \right) \right))} \quad (3.23)$$

En remplaçant l'équation (3.10) dans l'équation (3.23) on obtient finalement le modèle inverse de J-A.

$$\frac{dM}{dB} = \frac{K\delta c \frac{dM_{an}}{dH_e} + (M_{an} - M)}{\mu_0 (K\delta + (1 - \alpha) (K\delta c \frac{dM_{an}}{dH_e} + (M_{an} - M))} \quad (3.24)$$

NB : Que l'on utilise le modèle direct, $M(H)$ qui est représenté par l'équation (3.14) ou le modèle inverse $M(B)$ qui est représenté par l'équation (3.24), les cinq paramètres a, c, k, α et M_s doivent être déterminés à partir de mesures. Ces paramètres restent les mêmes et ne changent pas en changeant le type de modèle utilisé.

Le tableau suivant représente les cinq paramètres et leur signification physiques [4, 42, 44].

Paramètre	Propriétés physiques
Ms (A/m)	Aimantation à saturation
a (A/m)	Facteur de forme de Man
k (A/m)	Lié à l'irréversibilité du mouvement des parois
α (-)	Lié au couplage entre les moments magnétiques atomiques
c (-)	Coefficient de réversibilité des parois

TABLE 3.1 – Paramètres du modèle de J-A et leurs significations physiques

3.3.3 Résolution numérique

Comme on le sait, le modèle de J-A a été représenté avec une équation différentielle (2.42), les chercheurs ont utilisé plusieurs méthodes numériques pour résoudre cette équation telle que la méthode d'Euler, Runge-Kutta d'ordre4, et Runge-Kutta d'ordre2.

Dans ce travail, le but est de faire une résolution numérique par la méthode d'Euler pour le modèle de J-A, en utilisant le logiciel de *MatLab*[®] comme un outil de développement. Sachant que les cinq paramètres du modèle sont mentionnés dans le tableau (3.2). Le résumé du processus est présenté dans l'organigramme de la Fig. (3.4).

L'équation (3.24) permet de reproduire le cycle d'hystérésis de la Fig. (3.5), pour une $B_{max} = 1.2T$:

Paramètre	Propriétés physiques
Ms (A/m)	$1.48 \cdot 10^6$
a (A/m)	71.33
k (A/m)	62.5
α (-)	$1.47 \cdot 10^{-4}$
c (-)	0.316

TABLE 3.2 – Paramètres de modèle de J-A

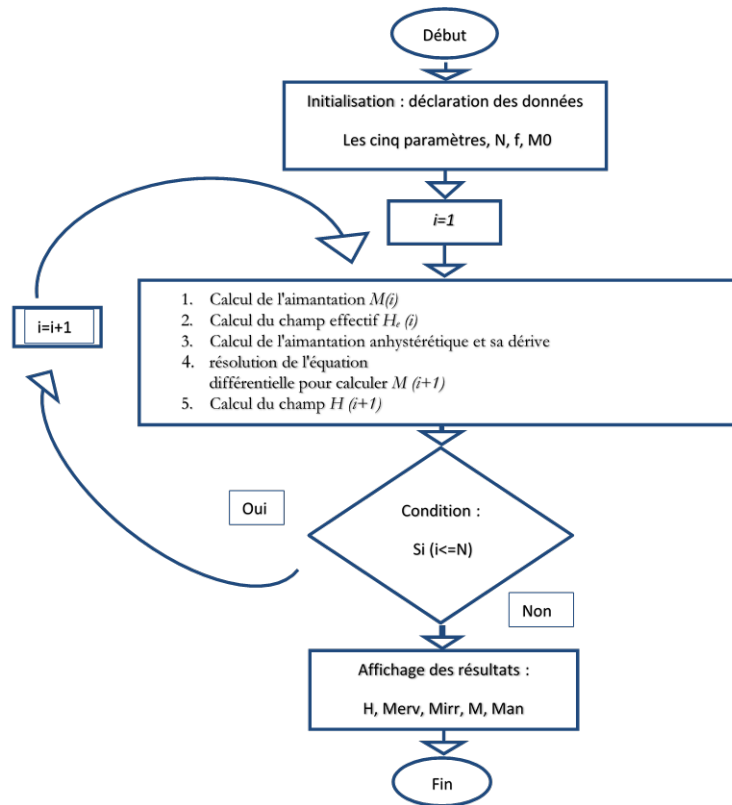


FIGURE 3.2 – Organigramme de calcul du modèle (J-A)

Les figures (3.3.a) et (3.3.b) représentent respectivement l'induction magnétique d'entrée et le champ magnétique résultant en fonction du temps

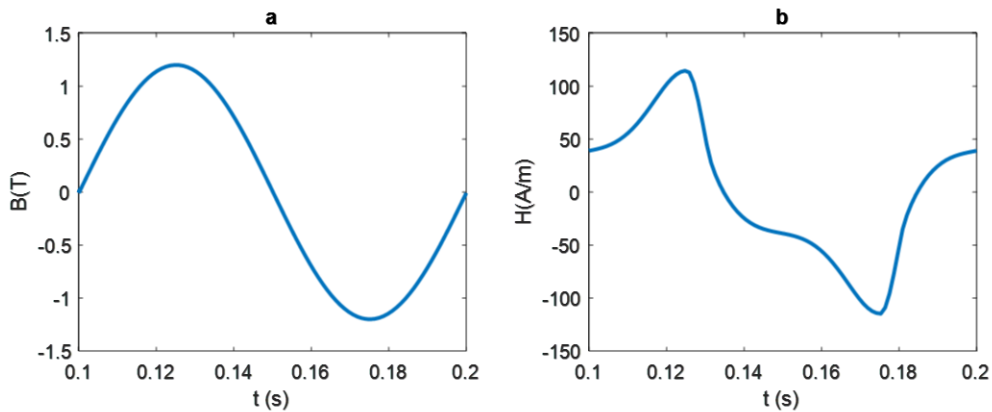


FIGURE 3.3 – L'induction magnétique d'entrée et le champ magnétique modélé

Les Figures (3.4.a) et (3.4.b) représentent respectivement l'aimantation réversible et irréversible en fonction du champ magnétique. Les Figures (3.4.c) et (3.4.d) représentent respectivement l'aimantation anhystérétique et le cycle d'hystérésis majeur (la courbe $B - H$) en fonction du champ magnétique.

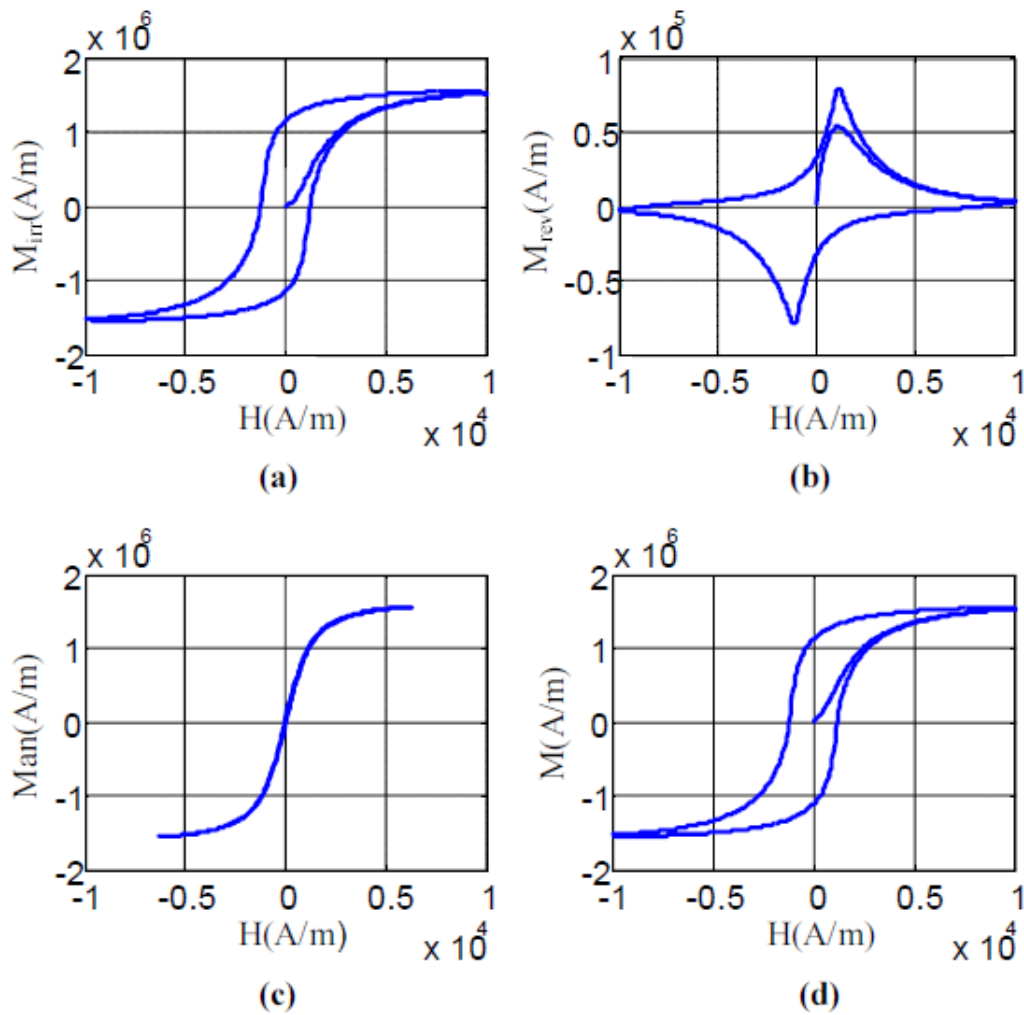


FIGURE 3.4 – Les résultats les plus importants extraits de J-A : l'aimantation irréversible (a) l'aimantation réversible (b) l'aimantation anhystérétique (c) Cycle d'hystérésis majeur (d).

3.4 Détermination des paramètres et leur influence sur le cycle d'hystérésis

3.4.1 L'influence des paramètres sur le cycle d'hystérésis

La forme du cycle d'hystérésis change d'une substance à l'autre et cela est dû à plusieurs facteurs physiques (les domaines, mouvement des parois, ...) car ils diffèrent d'une substance à l'autre, et la plupart de ces facteurs ont été abordés dans le premier chapitre.

Dans la modélisation des matériaux, quelles sont ces propriétés physiques exprimées sont les paramètres du modèle qui a caractérisé le cycle d'hystérésis. Une modification d'un paramètre correspond à une modification d'une ou de plusieurs propriétés physiques de la matière modélisée.

Dans ce travail, étant donné que nous avons utilisé le modèle J-A, les paramètres respectifs sont les cinq paramètres du modèle (M_s, a, α, k, c); afin de voir l'effet de chacun séparément, nous changerons le paramètre pertinent tout en gardant les autres paramètres

fixes avec les mêmes valeurs du cycle original.

3.4.1.1 Facteur de forme pour l'aimantation anhystérétique a

Ce paramètre est étroitement lié à 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

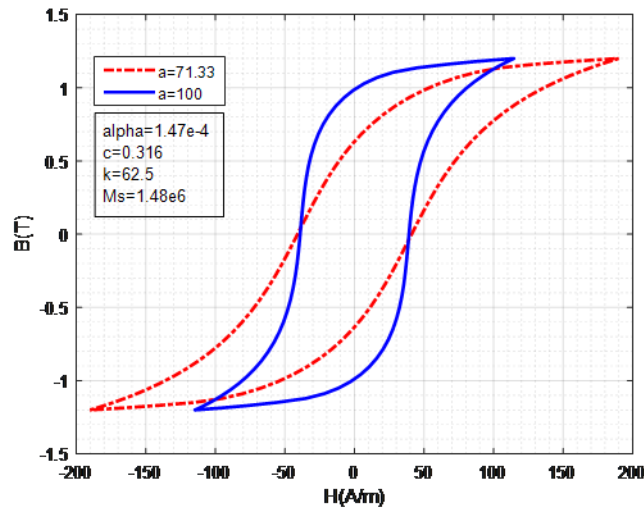


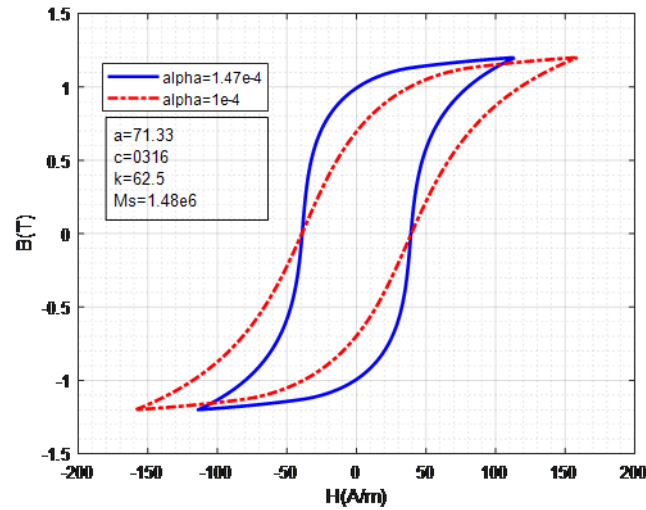
FIGURE 3.5 – Effet d'augmentation du paramètre a

La Fig. 3.5 montre l'effet de ce paramètre, l'augmentation de paramétrer a à diminuer l'induction maximale B_{max} et l'induction rémanente B_r .

À partir d'ici on peut dire que ce paramètre détermine le degré d'inclinaison du cycle d'hystérésis et c'est en modifiant de l'aimantation anhystérétique M_{an} . Ceci est dû à sa relation directe avec lui comme indique l'équation (3.4).

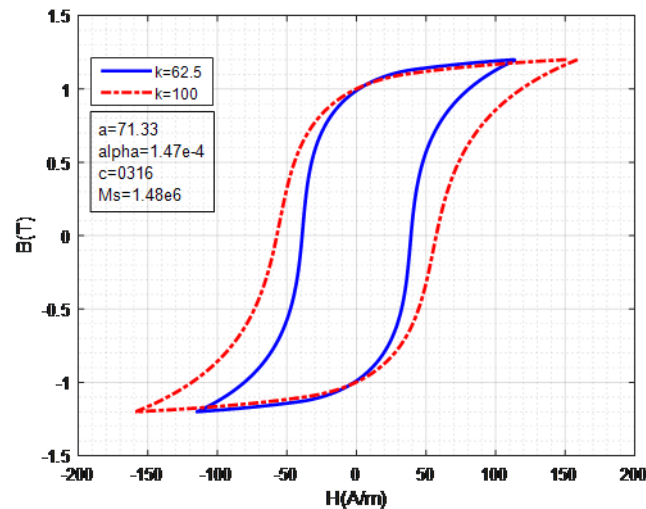
3.4.1.2 Coefficient du champ moléculaire α

Le paramètre α affecte directement le domaine moléculaire H_m , comme on a discuté dans la section que contient l'équation (3.3). Il est donc lié au champ effectif He puis à l'aimantation anhystérétique, donc le paramètre α affecte indirectement à l'aimantation anhystérétique. La figure suivante montre l'effet de ce paramètre sur le cycle d'hystérésis, car il affecte fortement sur l'induction rémanente B_r . Et dans une moindre mesure sur l'induction maximale B_{max} et le champ coercitif H_c .

FIGURE 3.6 – Effet d'augmentation du paramètre α

3.4.1.3 Coefficient d'épinglage k

L'effet du paramètre k est clairement montré dans la Fig. 3.7 car il est directement lié aux champs coercitifs tels que présentés par J-A dans un article de 1991,1992 [13, 14]. Une augmentation de la valeur du paramètre entraîne une forte augmentation du champ coercitif et une faible variation de l'induction magnétique, ce qui a été le point de départ des chercheurs pour modifier le comportement non physique du modèle dans le cas des cycles mineurs, comme nous le verrons dans la prochaine partie.

FIGURE 3.7 – Effet d'augmentation du paramètre k

3.4.1.4 Coefficient de réversibilité c

Le paramètre c , ou le coefficient de réversibilité, il est lié à l'aimantation réversible M_{rev} l'équation (3.6). Le changement de ce dernier est évident sur la Fig. 3.8. Comme l'augmentation de ce coefficient provoque un léger changement de B_{max} et H_c , et cela

indique seulement que l'aimantation réversible représente une valeur très faible par rapport à l'aimantation réversible M_{irr} , et c'est ce qui a poussé le chercheur D.C. Jiles à adopter M_{irr} et à le négliger pour M_{rev} . Parmi les extensions du modèle J-A, nous pouvons citer le modèle modifié par le chercheur Hamimid dans [75]. Nous allons également étudier en détail ce modèle modifié dans la partie 3.6.1.1 ci-dessous.

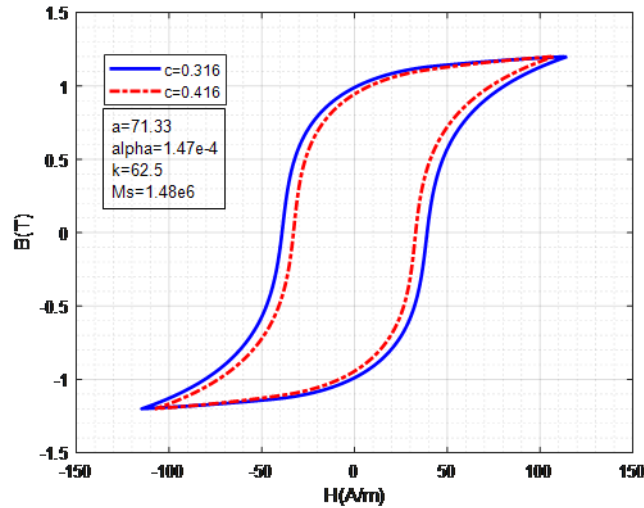


FIGURE 3.8 – Effet d'augmentation du paramètre c

3.4.2 Détermination des paramètres

Partant de ce que précède, le modèle de J-A est très sensible à leur paramètre [1, 4, 5, 42, 76, 77]. Comme nous avons vu dans le premier chapitre spécifiquement dans la section (§1.7.1) chaque matériau correspondant un cycle d'hystérésis ce cycle a été caractérisé par des points remarquables de la susceptibilité Fig. 3.9. Chaque paramètre du modèle J-A a un impact à certaines pointes du cycle d'hystérésis.

De ce point de vue, les chercheurs dans ces références[14, 78] ont déterminé les paramètres comme suit :

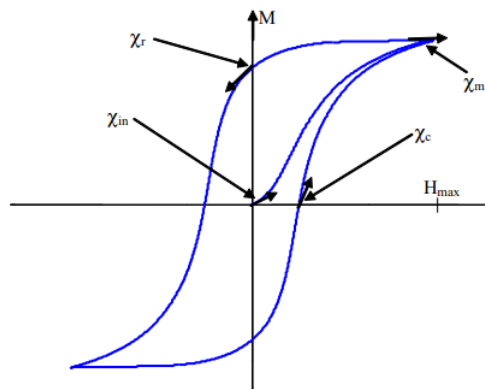


FIGURE 3.9 – Les susceptibilités différentielles utilisées pour la détermination des paramètres

- Les susceptibilités différentielles : initiale χ_{in} et anhystérétique χ_{an} , on détermine le premier point correspondant à $(H = 0, M = 0)$ et au voisinage de l'origine :

$$\left\{ \begin{array}{l} \chi_{in} = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{H=0, M=0} \\ \chi_{an} = \left. \frac{dM_{an}}{dH} \right|_{H=0, M=0} \approx \frac{M_s}{3a}, \quad \chi_{in} = c \left. \frac{dM_{an}}{dH} \right|_{H=0, M=0} \\ M_{irr} = 0, \quad \frac{dM_{irr}}{dH} = 0 \end{array} \right. \quad (3.25)$$

- La susceptibilité différentielle au point maximal χ_m aux coordonnées du point de saturation (M_m, H_m) et la pente de la courbe d'aimantation initiale en ce même point :

$$\left\{ \begin{array}{l} \chi_m = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{H=H_m, M=M_m} = \left. \frac{dM_{an}}{dH} \right|_{H=H_m, \delta=+1} \\ \chi_m = \frac{(1-c)[M_{an}(H_m) - \frac{M_m - cM_{an}(H_m)}{(1-c)}]}{k - \alpha[M_{an}(H_m) - \frac{M_m - cM_{an}(H_m)}{(1-c)}]} \\ M_{irr} = \frac{M_m - cM_{an}(H_m)}{1-c} \end{array} \right. \quad (3.26)$$

- La susceptibilité différentielle χ_r et l'aimantation M_r au point rémanent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \chi_r = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{H=0, M=M_r, \delta=-1} = (1-c) \frac{M_{an}(\alpha M_r) - M_{irr}}{-k - \alpha(M_{an}(\alpha M_r) - M_{irr})} + c \frac{dM_{an}(\alpha M_r)}{dH} \\ M_{irr} = \frac{M_r - cM_{an}(\alpha M_r)}{1-c} \end{array} \right. \quad (3.27)$$

- La susceptibilité différentielle χ_c et le champ H_c au point coercitif correspond à la pente maximale de la courbe :

$$\left\{ \begin{array}{l} \chi_c = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{H=H_c, M=0} = (1-c) \frac{M_{an}(H_c) - M_{irr}}{k - \alpha(M_{an}(H_c) - M_{irr})} + c \frac{dM_{an}(H_c)}{dH} \\ M_{irr} = -\frac{c}{(1-c)} M_{an}(H_c) \end{array} \right. \quad (3.28)$$

L'aimantation à saturation M_s est la valeur de l'aimantation lorsque la substance est saturée, et elle est obtenue par la mesure, en excitant avec un fort champ magnétique du matériau étudié.

Lorsque la zone de saturation est atteinte, on prend la valeur de l'induction magnétique résultante B_{sat} , et on extrait la valeur de l'aimantation par l'équation du milieu suivant $M = \frac{B}{\mu} - H$. En général, les fabricants des tôles fournissent cette valeur.

En ce qui concerne les 4 autres paramètres, ils sont définis par les relations suivantes :

$$a = \frac{M_s}{3} \left(\frac{1}{\chi_{an}} + \alpha \right) \quad (3.29)$$

$$c = \frac{\chi_{in}}{\chi_{an}} = \left(\frac{3a}{M_s} \right) \chi_{in} \quad (3.30)$$

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{(1-c)} \left(\alpha + \frac{(1-c)}{\chi_c - c \frac{dM_{an}(H_c)}{dH}} \right) \quad (3.31)$$

$$M_r = M_{an}(\alpha M_r) + \frac{k}{\left(\frac{\alpha}{1-c} \right) + \frac{1}{\left(\chi_r - c \frac{dM_{an}(\alpha M_r)}{dH} \right)}} \quad (3.32)$$

$$M_m = M_{an}(H_m) - \frac{(1-c)k\chi_m}{\alpha\chi_m + 1} \quad (3.33)$$

3.4.3 Résolution numérique des techniques d'identification des paramètres de (J-A) par la méthode itérative

Aussi, en utilisant le logiciel de *MatLab*[®], nous avons élaboré un programme d'une méthode itérative pour rendre la résolution numérique des techniques d'identification des paramètres J-A qui a été proposée par [14], l'organigramme illustré dans la Fig. 3.10 suivante présente les étapes successives de la résolution.

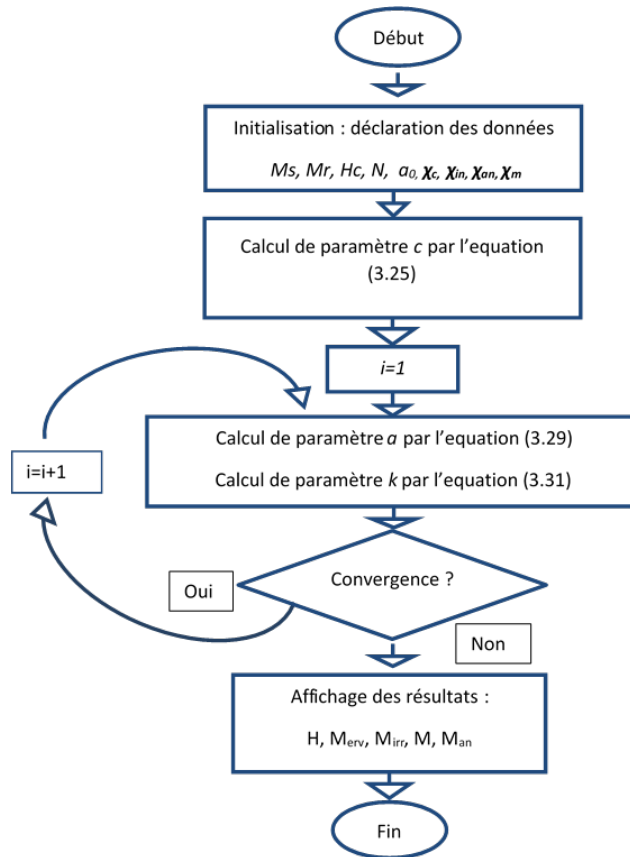


FIGURE 3.10 – Organigramme de calcul des paramètres du modèle de J-A par la méthode itérative

3.5 Identification et optimisation paramétriques de modèle (J-A)

Car le modèle de J-A est très sensible à ses paramètres, comme nous l'avons vu dans la partie (3.4.1) plusieurs travaux sont consacrés à l'application des méthodes les plus récentes et les plus précises à ce modèle afin de déterminer avec précision les paramètres du modèle et de réduire autant que possible l'erreur entre les résultats mesurés et modélisés.

De manière similaire aux méthodes déterministes itératives proposées par D.C. Jiles mentionnées dans la référence [14], et présenté en dernière partie .

Il y a plusieurs méthodes numériques itératives appliquées au modèle et elles ont donné des résultats très acceptables. On peut notamment citer les travaux de et présenté en dernière partie .Il il y a plusieurs méthodes numériques itératives appliquées au modèle et elles ont donné des résultats très acceptables. On peut notamment citer les travaux de [1, 75, 79]. Il existe un autre type d'algorithmes qui peut être plus performant que les méthodes déterministes s'ils ont de bons points de départ. Ces méthodes ont été appelées méthodes stochastiques, telles que la méthode algorithmique génétique (GA) [80-85], la méthode PSO (Particle Swarm Optimisation)[81, 82], l'algorithme Nelder-Mead, aussi appelé méthode simplex.[86-89]. Elles ont été adaptées pour identifier les paramètres du modèle J-A. Ainsi que les méthodes d'intelligences artificielles comme la technique des réseaux neuronaux artificiels [90]. Dans ce travail nous avons utilisé différentes méthodes d'optimisation pour déduire soit les paramètres du modèle ou les coefficients d'optimisé à travers le *Toolbox MatLab*[®].

3.6 Améliorations associées au modèle de (J-A)

3.6.1 Le modèle statique de (J-A)

Depuis sa découverte, le modèle statique original de (J-A) a subi de nombreux développements et améliorations dans ses comportements non physiques, tels que l'affaiblissement de l'induction magnétique au voisinage de la saturation d'un cycle majeur. Où les chercheurs [91] ont trouvé solutions à ce problème en ajoutant un nouveau facteur σ_m .

Et aussi au niveau des cycles mineurs, où cette dernière a connu de nombreux travaux, sont[15, 16, 20, 83, 92, 93]. Ses travaux étaient soit purement mathématiques, soit ils ne répondaient pas à nos besoins, car ils modifient le modèle dans le cas des cycles mineurs centrés, et de ne pas le faire dans le cas des cycles non centrés ou inversement. ce qui nous a fait penser à une solution radicale où le modèle sera corrigé dans les deux types de cycles mineurs , et ce sera une solution physique en même temps et c'est l'idée de référence [17]. On examinera certains de ces travaux en profondeur dans les paragraphes suivants.

3.6.1.1 Le modèle de J-A modifié

Dans le modèle de J-A, l'aimantation M est décomposée en deux composantes :

La composante réversible M_{rev} , représentant la translation et la rotation réversible des parois au sein des matériaux ferromagnétiques, et la composante irréversible M_{irr} qui correspond au déplacement de la paroi du domaine contre l'effet de piégeage. Comme montre la section précédente de l'effet de paramètre c ; l'aimantation réversible représente une valeur faible par rapport à l'aimantation réversible M_{irr} de J-A supposent que l'aimantation M est équivalente à l'aimantation irréversible M_{irr} et ils ont ignoré la composante réversible M_{rev} dans la relation qui lie le champ magnétique effectif H_e et le champ magnétique H [75] :

$$H_e = H + \alpha M_{irr} \quad (3.34)$$

À partir de l'équation présentant la susceptibilité irréversible différentielle peut être donnée par la formule suivante :

$$\chi_{irr} = \frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{(M_{an} - M_{irr})}{k\delta - \alpha(M_{an} - M_{irr})} \quad (3.35)$$

Jiles et Atherton ont déterminé la susceptibilité différentielle totale sous la forme suivante :

$$\chi_T = \frac{dM}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH} + c \left(\frac{dM_{an}}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right) = (1 - c) \frac{dM_{irr}}{dH} + c \frac{dM_{an}}{dH} \quad (3.36)$$

$$\chi_T = \frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{(1 - c)(M_{an} - M_{irr})}{k\delta - \alpha(M_{an} - M_{irr})} + c \frac{dM_{an}}{dH} \quad (3.37)$$

Les chercheurs en 2010 utilisent la relation physique reliant le champ magnétique effectif H_e et le champ magnétique H et ont relevé l'hypothèse de négliger M_{rev} dans la relation (3.33) puisque n'a pas sens physique.

$$H_e = H + \alpha M \quad (3.38)$$

On rappelle que :

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (3.39)$$

En utilisant l'équation (3.37) la susceptibilité irréversible différentielle est obtenue comme suit :

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{(M_{an} - M_{irr})(1 + \alpha c \frac{dM_{an}}{dH})}{k\delta - \alpha(1 - c)(M_{an} - M_{irr})} \quad (3.40)$$

En remarque que l'équation (3.39) est égale à l'équation (3.35) dans un seul cas si le paramètre de réversibilité $c = 0$.

Après quelques opérations mathématiques on obtient le MJA (Modified Jiles–Atherton) modèle de Jiles Atherton modifié comme montre l'équation (3.40)

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c)(M_{an} - M_{irr}) + kc\delta \frac{dM_{an}}{dH_e}}{k\delta - \alpha(1-c)(M_{an} - M_{irr}) - kc\alpha\delta \frac{dM_{an}}{dH_e}} \quad (3.41)$$

À partir de la même forme de modèle inverse J-A manipulée dans les sections précédentes, on obtient le modèle inverse de J-A modifié. Le système d'équations (3.41) montre les étapes de la formulation du modèle inverse de Jiles-Atherton Modifié.

$$\left\{ \begin{array}{l} \xi = (M_{an} - M) + kc\delta \frac{dM_{an}}{dH_e} \\ \frac{dM}{dB} \frac{dB}{dH} = \frac{\xi}{k\delta - \alpha\xi} \\ \frac{dB}{dH} = \mu_0 \left(1 + \frac{\xi}{k\delta - \alpha\xi} \right) \\ \frac{dM}{dB} = \frac{\xi}{\mu_0(k\delta + (1-\alpha)\xi)} \end{array} \right. \quad (3.42)$$

Dorénavant, nous adoptons l'abréviation MIJA (Modified Inverse Jiles–Atherton) pour le modèle inverse modifié de J-A

3.6.1.2 Le comportement non physique ou voisinage de point de saturation

Le modèle produit un phénomène non physique proche de la saturation car il est généré dans certains cas de susceptibilité différentielle négative. Qui à son tour affecte la forme du cycle d'hystérésis. Plusieurs chercheurs [91,94-97], On a travaillé sur le modèle inverse de J-A pour éviter ce comportement. Il a proposé un nouveau coefficient σ_m mis en place à la susceptibilité différentielle définie par les systèmes des équations (3.42) (3.43) et la Fig. 3.11 montre cet effet avant et après la modification.

$$\delta_M = \begin{cases} 0 & \text{Si } \frac{dH}{dt} < 0 \text{ et } M_{an}(H_e) - M(H_e) \geq 0 \\ 0 & \text{Si } \frac{dH}{dt} > 0 \text{ et } M_{an}(H_e) - M(H_e) \leq 0 \\ 1 & \text{Autrement} \end{cases} \quad (3.43)$$

Ce coefficient peut être donné par une forme plus générale :

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_M = 0.5 \left[1 + \text{sign}(M_{an} - M_{irr}) \frac{dH}{dt} \right] \\ \delta_M = 0.5 \left[1 + \text{sign}(M_{an} - M_{irr}) \frac{dB}{dt} \right] \end{array} \right. \quad (3.44)$$

Et l'équation (3.24) devient :

$$\frac{dM}{dB} = \frac{\delta_M (M_{an} - M) + ck\delta \frac{dM_{an}}{dH_e}}{\mu_0 \left[k\delta + (1-\alpha) \left(\delta_M (M_{an} - M) + ck\delta \frac{dM_{an}}{dH_e} \right) \right]} \quad (3.45)$$

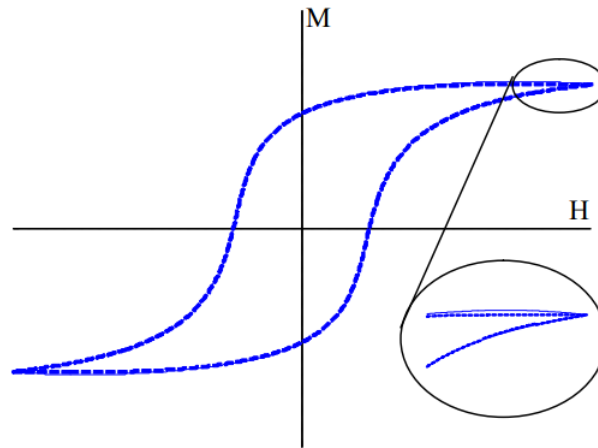


FIGURE 3.11 – Comportement non physique au voisinage de la saturation d'un cycle majeur.

3.6.1.3 Les cycles hystérésis mineurs

Comme discutés précédemment dans le premier chapitre, nous avons défini un cycle mineur comme tout cycle d'hystérésis dont l'induction magnétique maximale est inférieure à l'induction de saturation du matériau.

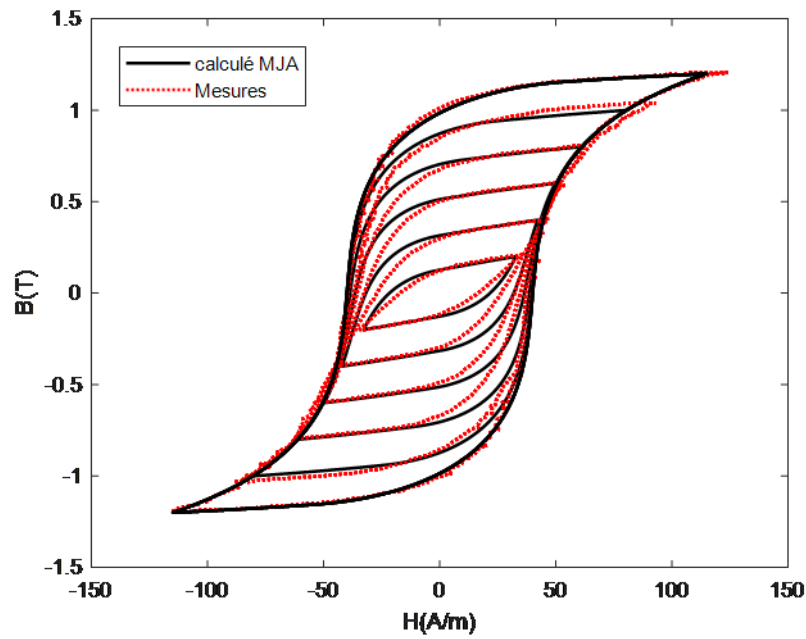
Dans la plupart des applications utilisant des matériaux ferromagnétiques, la saturation est rarement atteinte. Ainsi, la plupart des cycles d'hystérésis sont des cycles mineurs. De plus, à l'intérieur du matériau, lorsque des cycles d'hystérésis majeures sont atteints, ils se produisent généralement près de la bobine d'excitation. À mesure que l'on s'éloigne de la bobine, on observe une diminution progressive de l'induction maximale (nous examinerons cela plus en détail dans le dernier chapitre).

Comme nous le savons déjà, les aires moyennes de ces cycles d'hystérésis mineures représentent l'énergie dissipée par le matériau étudié. Sur cette base, il est nécessaire de trouver une solution pour représenter avec précision les cycles d'hystérésis mineures afin de mener une étude précise des matériaux et de réaliser une conception sur des bases solides. L'objectif principal de la conception est d'obtenir des informations avant la fabrication.

En résumé, pour parvenir à une fabrication identique ou proche de l'identique à la conception, cette dernière doit être correcte, ce qui implique que la modélisation doit être correcte et précise également. Par conséquent, nous pouvons affirmer que la modélisation est d'une importance primordiale car elle constitue le point de départ. Les cycles mineurs peuvent être divisés en deux types : centrés et non centrés. Le premier type est causé par la faiblesse du champ magnétique d'excitation, ce qui fait que le matériau n'atteint pas la zone de saturation, ce qui signifie que l'aimantation maximale est inférieure à sa valeur de saturation Fig. 3.12 et Fig.3.13. Le deuxième type est causé par la présence d'harmoniques dans l'excitation (Fig. 3.14).

Paramètre	Propriétés physiques
M_s (A/m)	$1.58 \cdot 10^6$
a (A/m)	105
k (A/m)	57.2
α (-)	$2 \cdot 10^{-4}$
c (-)	0.27

TABLE 3.3 – Paramètres de modèle de J-A

FIGURE 3.12 – Les cycles d’hystérésis mineurs centrés mesurés et modélisés avec MIJA modèle ($B_{max} = 0.2$ T ... 1.2 T, étape 0.2 T)

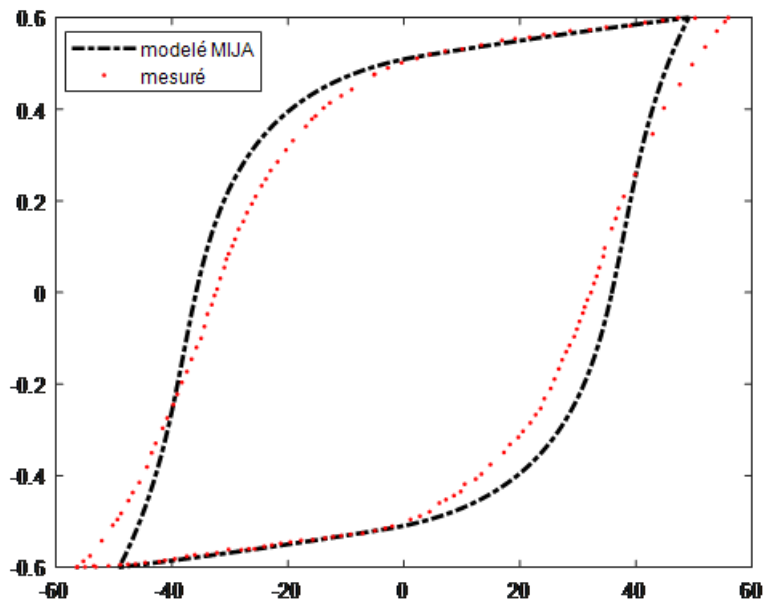


FIGURE 3.13 – Cycles d’hystérésis mineurs centrés mesuré et modélisé avec MIJA modèle ($B_{max} = 0.6T$)

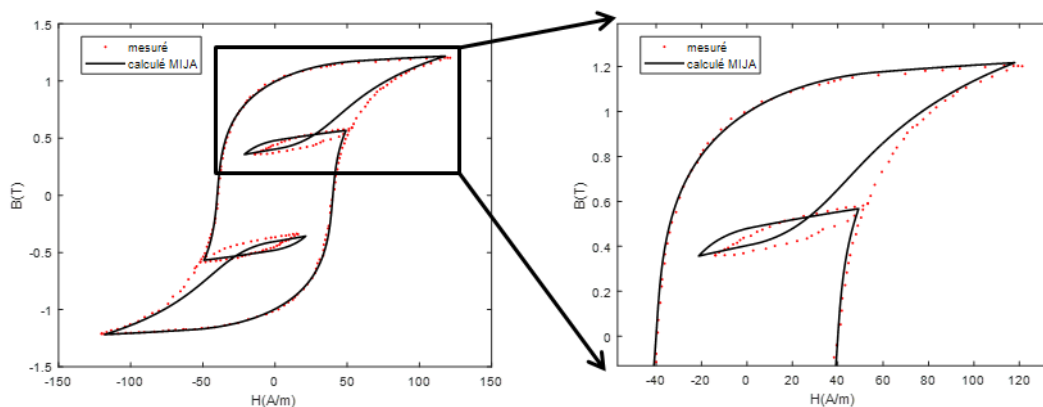


FIGURE 3.14 – Cycles d’hystérésis mineurs non-centrés mesurés et modélisés avec MIJA modèle

Le modèle de J-A originale ne représente pas bien les cycles mineurs la Fig. 3.12 Fig. 3.13 Fig. 3.14 représente une comparaison entre les cycles d’hystérésis mesurés et modélisés avec le modèle de J-A inverse les paramètres utilisés sont indiqués dans le tableau 2.3.

Sachant que les paramètres de modèle et les cycles mesurés sont tirés de la référence [16] à travers le programme GRABIT de *MatLab*[®].

a. Le modèle ET pour les cycles mineurs

Afin de corriger le modèle de MIJA, les chercheurs ont présenté plusieurs façons de le corriger, similaires au modèle ET (Exponentielle Transformation) qui a été présenté dans l’article [15]. Ce modèle des cycles d’hystérésis mineurs est proposé par la mise au niveau des paramètres. La détermination des paramètres du modèle MIJA modifiés pour les cycles

d'hystérésis mineures est effectuée en utilisant des expressions exponentielles l'équation 3.45. L'idée principale est basée sur la considération que l'aimantation anhystérétique est à l'intérieur du cycle d'hystérésis. Ceci peut être fait en déterminant de nouvelles valeurs des trois paramètres α , a et k pour chaque cycle d'hystérésis mineure (3.46 a), (3.46 b), (3.46 c). Les résultats modélisés sont comparés aux mesures, illustrés dans la Fig. 3.15.

$$\begin{cases} a_{min} = a_{maj}e^{\alpha(B_{sat}-B_{rev})} & (a) \\ \alpha_{min} = \alpha_{maj}e^{\beta(B_{sat}-B_{rev})} & (b) \\ k_{min} = k_{maj}e^{\sigma(B_{sat}-B_{rev})} & (c) \end{cases} \quad (3.46)$$

Les coefficients γ, β, σ , sont des constantes, ils sont déterminés par une procédure d'optimisation qui minimise l'erreur entre les cycles d'hystérésis mesurés et calculés pour une induction magnétique maximale $B_{max} = 0.6T$. L'équation (3.47) montre la fonction objective à minimiser, basée sur l'erreur quadratique entre le champ magnétique mesuré et modélisé.

$$err = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N (H_{mes}^i - H_{mod}^i)^2}}{N} \quad (3.47)$$

N représente le nombre de points de mesure et H_{mes} et H_{mod} représentent respectivement le champ magnétique mesuré et modélisé. Les coefficients optimisés sont présentés dans le Tableau (3.4).

Coefficients	Les valeurs
γ	0.252
β	0.058
σ	0.281

TABLE 3.4 – Les paramètres optimisés de modèle ET [15].

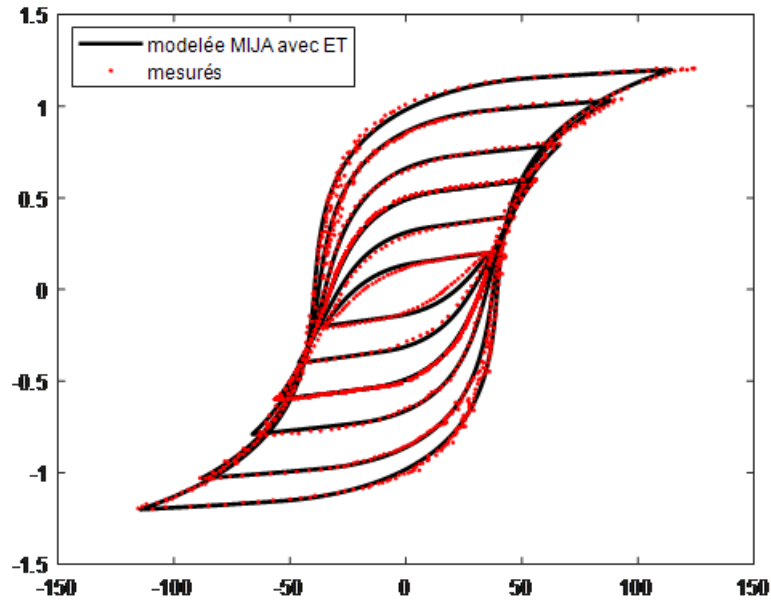


FIGURE 3.15 – Les cycles d’hystérésis mineurs centrés mesurés et modélisés avec le modèle MIJA et ($B_{max} = 0.2 T \dots 1.2T$, étape $0.2T$)

Afin de montrer clairement l’effet de ce modèle sur le comportement du modèle de MIJA original, nous avons inclus la Fig.3.16, où l’on trouve une illustration comparative du modèle de MIJA avant et après la modification avec mesure pour un cycle d’hystérésis léger avec une induction maximale $B_{max} = 0,6T$.

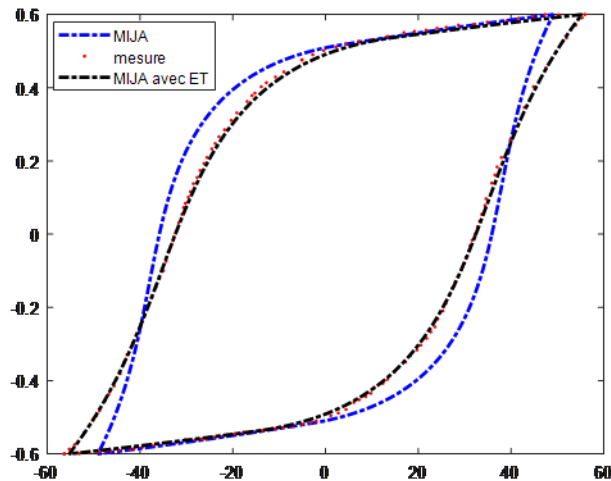


FIGURE 3.16 – Les cycles d’hystérésis mesurés et modélisés avec le modèle MIJA avant et après la modification $B_{max} = 0,6T$.

Les Fig. 3.15 et 3.16 présentent les résultats modélisés comparés aux mesures, comme le montrent ces figures, prouvant l’efficacité de ce modèle dans le cas de cycles mineurs centrés.

b. Le modèle LT pour les cycles mineurs

De la même manière que la section précédente. Et par les mêmes chercheurs, l'évaluation du modèle des cycles d'hystérésis mineurs est proposée en utilisant les Transformées de Langevin (LT) des paramètres du modèle J-A inverse modifié [101]. L'idée principale est basée sur le fait que les paramètres du modèle J-A inverse modifié dépendent de la différence entre l'induction magnétique de saturation et chaque niveau d'induction maximale par des expressions de Langevin appropriées les équations (3.48 a), (3.48 b), (3.48 c). Ce modèle n'a besoin que de deux tests expérimentaux pour générer tous les cycles d'hystérésis. La Fig. 3.17 montre les cycles d'hystérésis mineurs mesurés et modélisés avec le modèle MIJA après l'intégration du modèle LT.

$$\begin{cases} a_{min} = a_{maj} \left(\coth\left(\frac{\Delta B}{\gamma}\right) - \frac{\Delta B}{\gamma} \right) & (a) \\ \alpha_{min} = \alpha_{maj} \left(\coth\left(\frac{\Delta B}{\beta}\right) - \frac{\Delta B}{\beta} \right) & (b) \\ k_{min} = k_{maj} \left(\coth\left(\frac{\Delta B}{\sigma}\right) - \frac{\Delta B}{\sigma} \right) & (c) \end{cases} \quad (3.48)$$

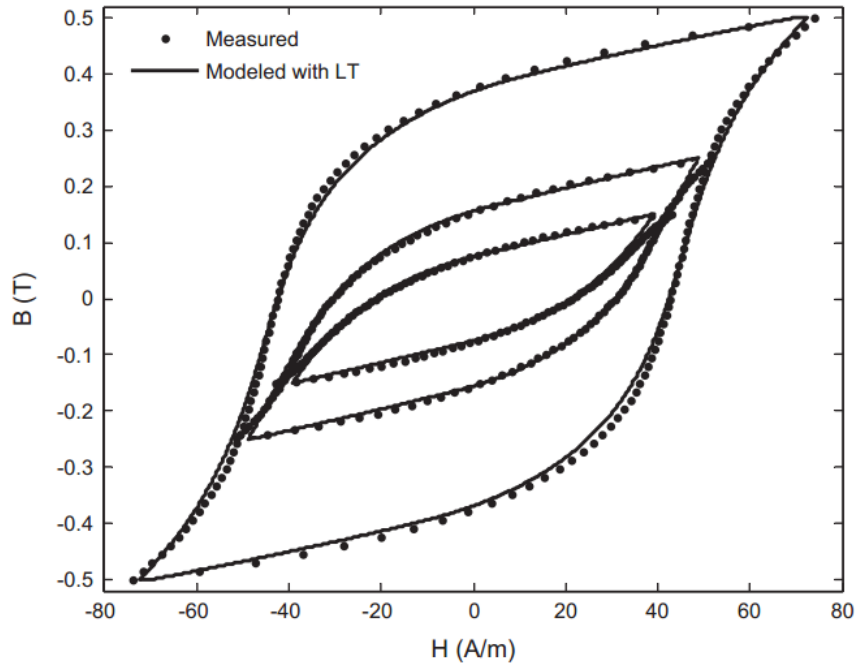


FIGURE 3.17 – Les cycles d'hystérésis mineurs centrés mesurés et modélisés avec le modèle MIJA après l'intégration du modèle LT ($B_{max}=0.15\text{T}$, 0.25T , 0.5T). [101]

Sur la figure ci-dessus, on voit bien que la congruence entre les cycles mesurés et modélisés avec la transformation de Langevin dans le cas des cycles mineurs centrés.

c. Modification de l'aimantation irréversible

Dans les travaux de référence [16], le taux de variation élevé de l'aimantation irréversible, qui provoque le comportement non physique des cycles d'hystérésis mineurs, il est limité en introduisant un nouveau paramètre physique "R" lié aux pertes. L'approche proposée donne des résultats précis dans les deux cas de cycles mineurs centrés et non centrés, mais le processus nécessite plusieurs mesures afin d'identifier le paramètre "R".

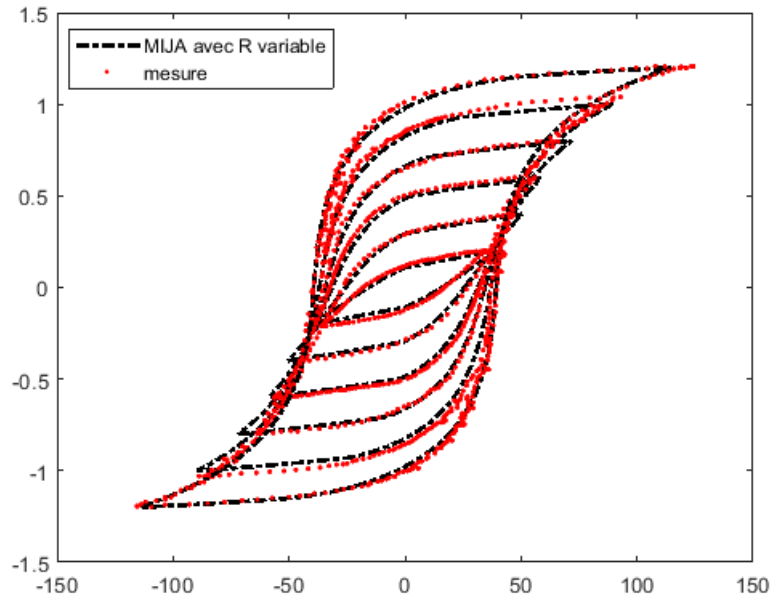


FIGURE 3.18 – Les cycles d'hystérésis mineurs centrés mesurés et modélisés avec le modèle MIJA sachant que le paramètre R est variable ($B_{max} = 0.15T, 0.25T, 0.5T$).

Induction maximale B_{max} (T)	la valeur du paramètre R
0.2	1.63
0.4	1.27
0.6	1.14
0.8	1.095
1	1.044
1.2	1.001

TABLE 3.5 – Les valeurs du paramètre R

Pour une meilleure vue de l'évolution du coefficient R, nous avons illustré la Fig. 3.19 qui résultent de l'utilisation d'un outil d'ajustement de courbe *MatLab*[®](Curve Fitting Tool) qui effectue une interpolation pour faire du paramètre R un polynôme de degré 4.

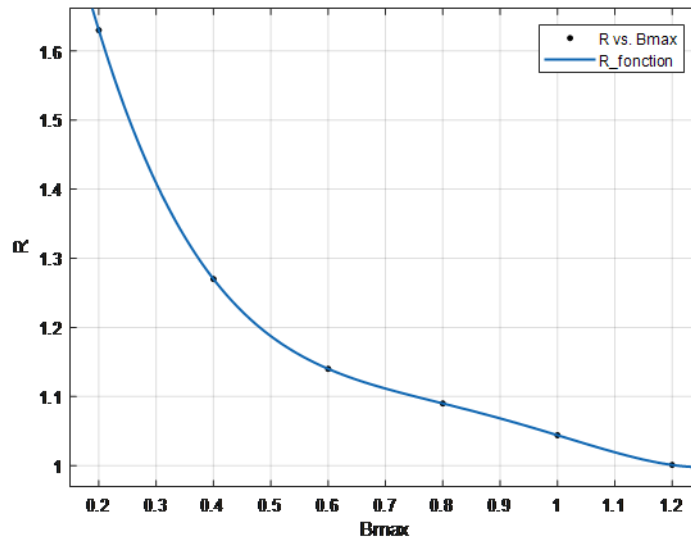


FIGURE 3.19 – Le paramètre R en fonction à l'induction maximale des cycles mineurs

Le message affiché

Linear modele Poly4:

$$f(x) = p1*x^4 + p2*x^3 + p3*x^2 + p4*x + p5$$

Coefficients (with 95% confidence bounds):

$$\begin{aligned} p1 &= 1.94 (1.885, 1.995) \\ p2 &= -7.01 (-7.165, -6.855) \\ p3 &= 9.348 (9.198, 9.497) \\ p4 &= -5.679 (-5.736, -5.622) \\ p5 &= 2.445 (2.438, 2.452) \end{aligned}$$

Goodness of fit:

SSE: 3.968e-09

R-square: 1

Adjusted R-square: 1

RMSE: 6.299e-05

Donc on peut :

$$R = 1.94.Bmax^4 - 7.01.Bmax^3 + 9.348.Bmax^2 - 5.679Bmax + 2.445$$

L'un des inconvénients de cette méthode est qu'elle nécessite de nombreuses mesures pour déterminer le coefficient R . C'est ce qui fait perdre du temps et des efforts, ainsi que la nécessité d'effectuer l'opération d'optimisation à chaque cycle mineur. Dans ce cas, cela doit être fait six fois. Chaque cycle a une valeur différente pour R et aussi pour les cycles non centrés il y a une autre valeur et une autre opération d'optimisation. C'est ce qui rend cette méthode n'est pas recommandée.

3.6.1.4 L'effet des harmoniques sur le cycle majeur

L'évaluation précise des pertes fer dans les dispositifs électromagnétiques joue un rôle important dans la procédure de conception. Afin d'obtenir une conception optimale, il est nécessaire de déterminer ces pertes quel que soit le type d'alimentation. Presque dans tous les dispositifs électromagnétiques la forme d'onde du flux magnétique est non sinusoïdale et contient des harmoniques. Selon l'amplitude et la phase de ces harmoniques, la forme d'onde d'induction magnétique peut être déformée et provoque des cycles d'hystérésis mineurs non centrés.

De nombreux modèles empiriques sont utilisés pour évaluer les pertes provoquées par les cycles d'hystérésis mineurs et ils donnent des résultats appropriés seulement dans certaines conditions [1, 98].

L'utilisation de cinq paramètres de modèle de J-A pour représenter les cycles d'hystérésis, dans lesquels la forme d'onde de l'induction magnétique est non sinusoïdale, ne donne pas des résultats satisfaisants à la réalité physique. Comme le montre la Fig. 3.14.

La Fig. 3.20, représentent la forme d'onde d'induction magnétique, le champ magnétique et le cycle d'hystérésis dans le cas d'une excitation avec des harmoniques (fondamentales avec troisième harmonique) et le cycle d'hystérésis générées à travers ces signaux

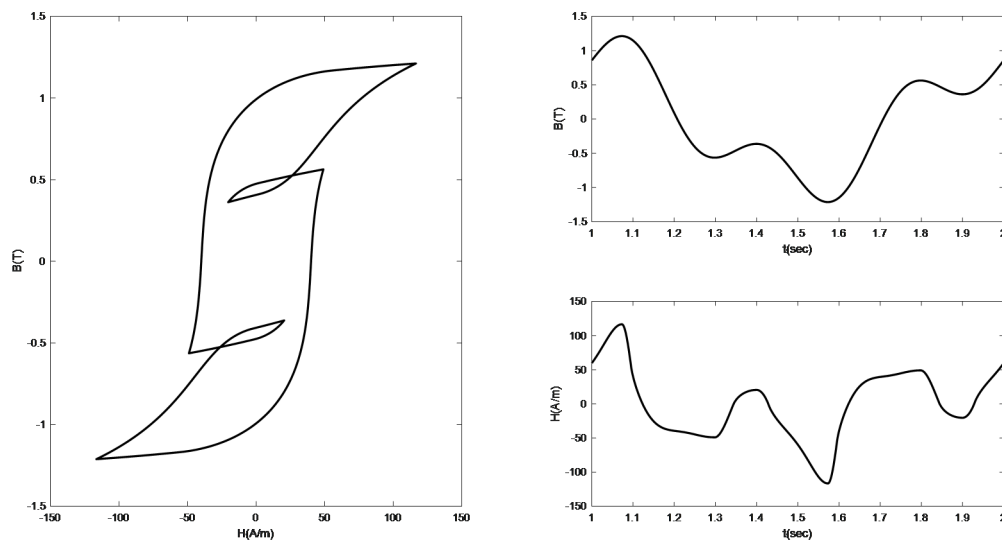


FIGURE 3.20 – La forme d'onde d'induction magnétique, le champ magnétique et le cycle d'hystérésis dans le cas d'une excitation avec des harmoniques

La Fig. 3.14 montre les inconvénients du modèle J-A en présence de cycles mineurs. Ce comportement non physique réduit les utilisations du modèle lorsque l'excitation contient des harmoniques. La Fig. 3.21 montre le zoom - jusqu'aux cycles d'hystérésis modélisés et mesurés sous une induction magnétique de forme d'onde non sinusoïdale. On note clairement que le cycle d'hystérésis mineure non centré est non fermé. On peut également observer que l'induction trop élevée (ΔB) lors de la fermeture du cycle mineur.

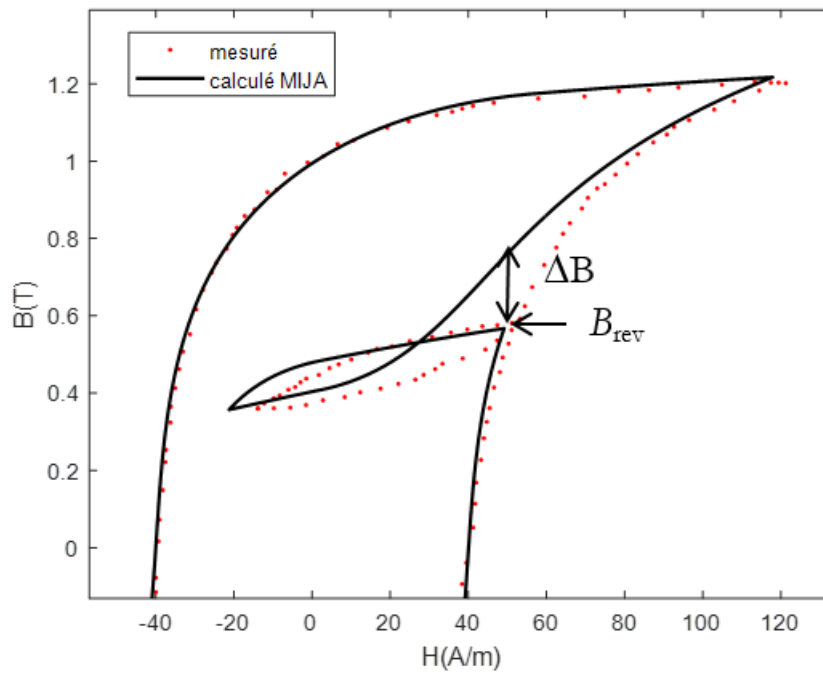


FIGURE 3.21 – Un zoom - jusqu'aux cycles d'hystérésis modélisés et mesurés sous une induction de forme d'onde non sinusoïdale

Les cycles d'hystérésis mineurs non centrés entraînent une augmentation des pertes de fer, le modèle J-A ne peut pas prédire les pertes de fer dans telles situations [99, 100]. De nombreux chercheurs ont suggéré plusieurs façons d'améliorer le modèle J-A, par exemple dans [15, 16, 93, 100, ?], ils ont proposé une modification de trois paramètres du modèle (a, α, k) afin d'améliorer les cycles d'hystérésis mineurs centrés (la section de modèle ET & LT), des résultats précis sont obtenus mais la comparaison était limitée aux cycles mineurs centrés uniquement (Figures (3.15) et (3.17) et (3.18)).

Dans la référence[99] les auteurs ont proposé une modification de quatre paramètres du modèle(a, α, c, k) de la même manière qui est mentionné ci-dessus est exprimé par les équations (3.46) afin d'améliorer les cycles mineurs non centrés, aussi, dans [100] l'auteur a proposé une modification des paramètres c et k en fonction de la variation du champ magnétique, et les résultats acceptables sont obtenus pour les cycles d'hystérésis mineurs non centrés, sans tester le cas des cycles mineurs centrés fig. (3.22b). Dans les travaux de [16], qui sont présentés dans la dernière partie de la précédente section un nouveau paramètre physique "R" lié aux pertes.

L'approche proposée donne des résultats précis dans les deux cas de cycles mineurs centrés et non centrés Figure (3.18) (3.22a), mais le processus nécessite plusieurs mesures afin d'identifier le paramètre 'R'.

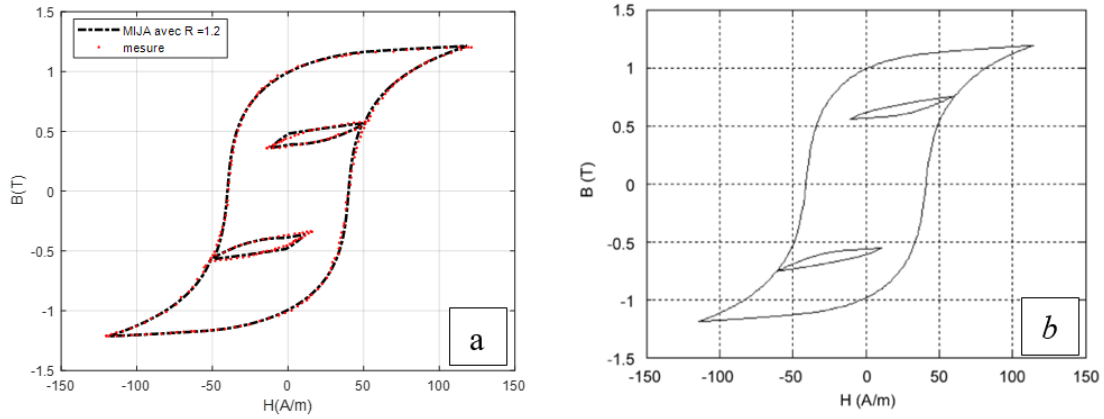


FIGURE 3.22 – Cycles d’hystérésis mineurs non centrés mesurés et modélisés (a) cycle d’hystérésis mineur non centré modélisé (b)

3.6.1.5 Le modèle propose pour les cycles mineurs centrés et non-centrés

Le modèle J-A est établi dans un premier temps sur l’aimantation anhystérétique , cette dernière est donnée dans la plupart des cas par l’équation de Langevin, et il est caractérisé par trois paramètres, (a, α, Ms) . Dans ce travail, une modification de l’aimantation anhystérétique est obtenue en modifiant leurs paramètres. Ces paramètres sont liés aux paramètres majeurs et le rapport entre l’induction magnétique réversible B_{rev} pour le cycle mineur et l’induction de saturation B_{sat} du cycle d’hystérésis majeur. La détermination de la valeur de B_{rev} est très facile dans le cas des cycles mineurs centrés ($B_{rev} = B_{max}$), cependant , dans le cas des cycles mineurs non centrés , on peut identifier B_{rev} aux points tournants par l’ observation du paramètre directionnel δ , si $(\delta = +1)$ l’aimantation est sur sa branche ascendante sinon sur sa branche descendante ($\delta = -1$), le changement de la valeur indique que le point réversible est atteint , à ce moment la valeur de B_{rev} est enregistrée . Pour le modèle non centré, les principaux paramètres influençant sur les cycles d’hystérésis mineurs sont le paramètre de forme de la courbe d’aimantation anhystérétique a et le paramètre de champ moyen α , et ils sont donnés par les équations suivantes :

$$a_{min} = a_{maj} \left(\frac{B_{rev}}{B_{sat}} \right)^\gamma \quad (3.49)$$

$$\alpha_{min} = \alpha_{maj} \left(\frac{B_{rev}}{B_{sat}} \right)^\beta \quad (3.50)$$

a_{min} et α_{min} représentent les paramètres de cycles d’hystérésis mineurs. a_{maj} et α_{maj} représentent les paramètres de cycle majeur, et ils sont donnés dans le Tableau 3.3.

Nous rappelons également que ; la largeur des cycles mineurs centrés augmente avec les niveaux d’excitation magnétique. Il a été mentionné que pour les matériaux magnétiques très doux, le paramètre de piégeage k est proportionnel à la largeur du cycle d’hystérésis [14, 78]. Ainsi, pour ajuster la largeur des cycles mineurs centrés, le paramètre k doit être

modifié avec la même procédure ci-dessus, comme suit :

$$k_{min} = k_{maj} \left(\frac{B_{rev}}{B_{sat}} \right)^\sigma \quad (3.51)$$

Les coefficients γ, β et σ sont des constantes à déterminer par une procédure d'optimisation qui minimise l'erreur entre les cycles d'hystérésis mesurées et calculées. L'équation (3.47) montre la fonction objective à minimiser, basée sur l'erreur quadratique entre le champ magnétique mesuré et modélisé. Ces optimisés une fois en utilisant le Pattern Search (PS) dans les outils d'optimisation de *MatLab*[®], pour l'induction mesurée $B_{max} = 0,6T$. Les coefficients optimisés sont présentés dans le Tableau 3.6.

Les valeurs respectives des paramètres du modèle ont été mis à jour à $a_{min} = 130,98 A/m$, $\alpha_{min} = 2,20 \times 10^{-4} A/m$ et $k_{min} = 44,92 A/m$. La comparaison entre les cycles d'hystérésis mineurs mesurés et optimisés montre un bon accord Fig. 3.23

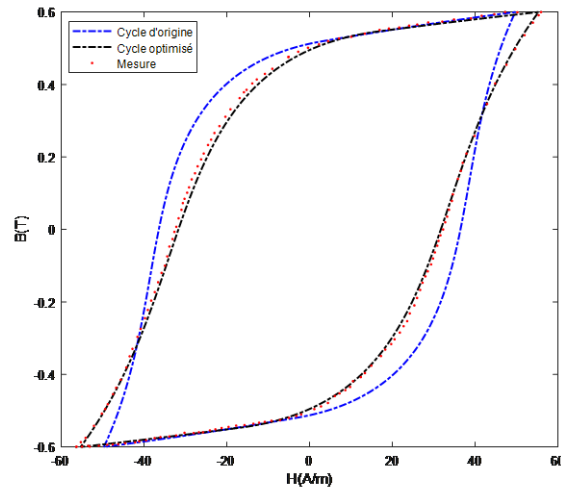


FIGURE 3.23 – Le cycle simulé avec le MIJA avant et après modifications comparé avec le cycle mesuré a $B_{max} = 0.6T$.

La Fig. 3.24 indique l'erreur quadratique entre le champ magnétique mesuré et modélisé, et indique aussi la meilleure valeur obtenue à partir de trois coefficients γ, β et σ .

Coefficients	Les valeurs
γ	-0.319
β	-0.139
σ	0.351

TABLE 3.6 – Les coefficients optimisés

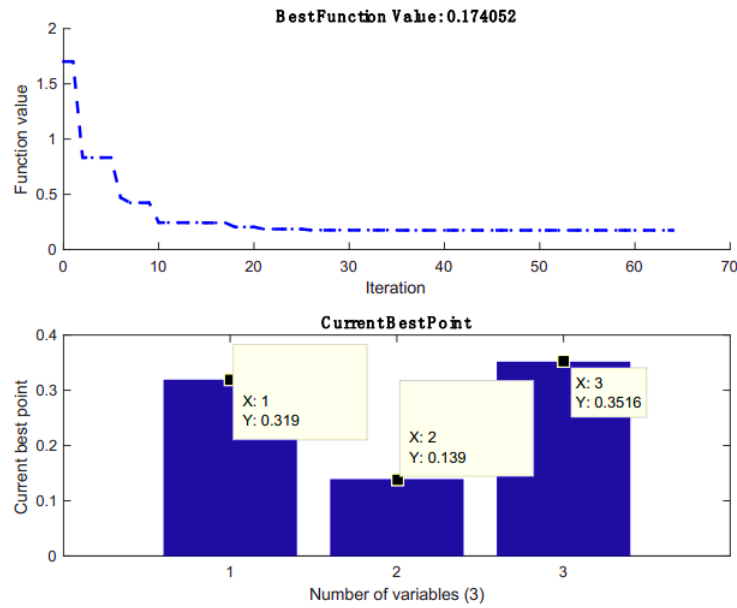


FIGURE 3.24 – L'erreur quadratique et la meilleure valeur obtenue ou $B_{max} = 0.6T$

En utilisant l'ensemble de coefficients présenté dans le tableau 3.6, nous avons déterminé les paramètres a , α et k en utilisant les équations (3.49), (3.50) et (3.51) pour toute induction maximale arbitraire.

La Fig. 3.25 montre les cycles d'hystérésis mineurs centrés obtenus après la modification des paramètres du modèle. Les cycles d'hystérésis modélisés correspondaient à ceux qui sont mesurés par rapport aux résultats présentés.

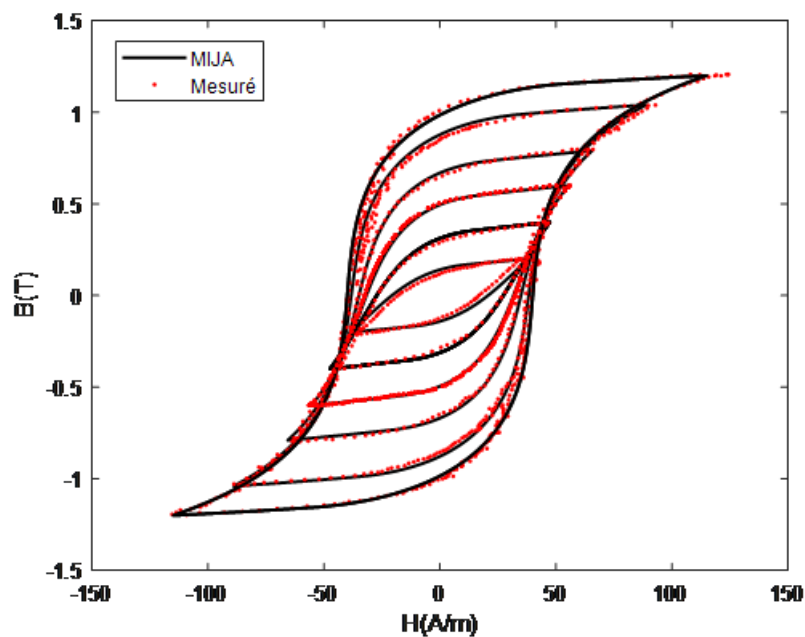


FIGURE 3.25 – Cycles d'hystérésis mineures centrées après l'amélioration de modèle en comparaison avec les mesures

Afin de montrer l'efficacité de l'approche proposée, la densité d'énergie volumique dis-

La densité d'énergie volumique est calculée dans les deux cas, modèle avec et sans modification. La densité d'énergie volumique dissipée s'exprime la surface de cycle d'hystérésis.

La Fig. 3.26 présente la densité d'énergie volumique obtenue ($Joule/m^3$) dans les deux cas par rapport aux mesures. Nous pouvons voir clairement que la densité d'énergie volumique obtenue par le modèle proposé correspond mieux à celles des mesures par rapport à l'énergie volumétrique calculée par le modèle sans modification.

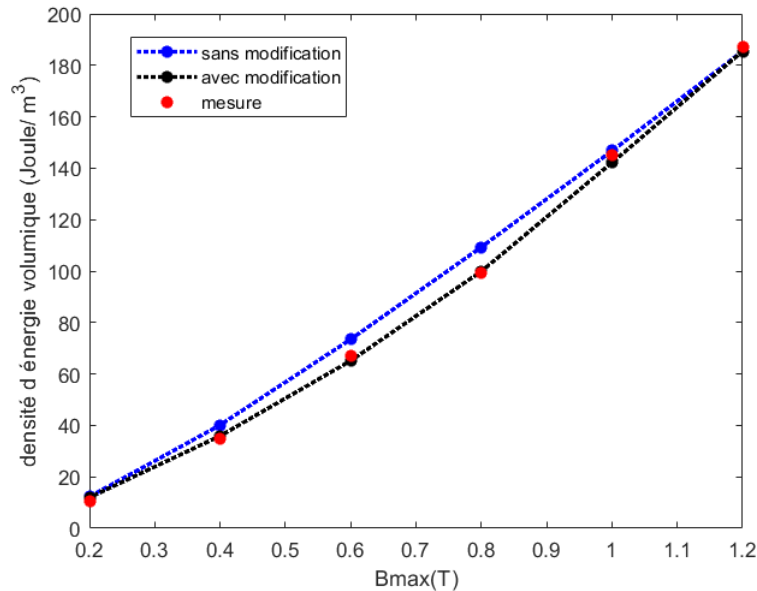


FIGURE 3.26 – La densité d'énergie volumique obtenue avec et sans modification de modèle par rapport aux mesures

La Fig. 3.26 montre une comparaison entre les cycles d'hystérésis mineurs non centrés mesurés et modélisés.

Dans ce cas la modification est faite uniquement pour deux paramètres a et α , c'est-à-dire les paramètres de l'aimantation anhystérétique. Les résultats obtenus représentés sur la Fig. 3.27 montrent clairement que les cycles mineurs non centrés sont complètement fermés, et ils sont en bon accord avec les mesures.

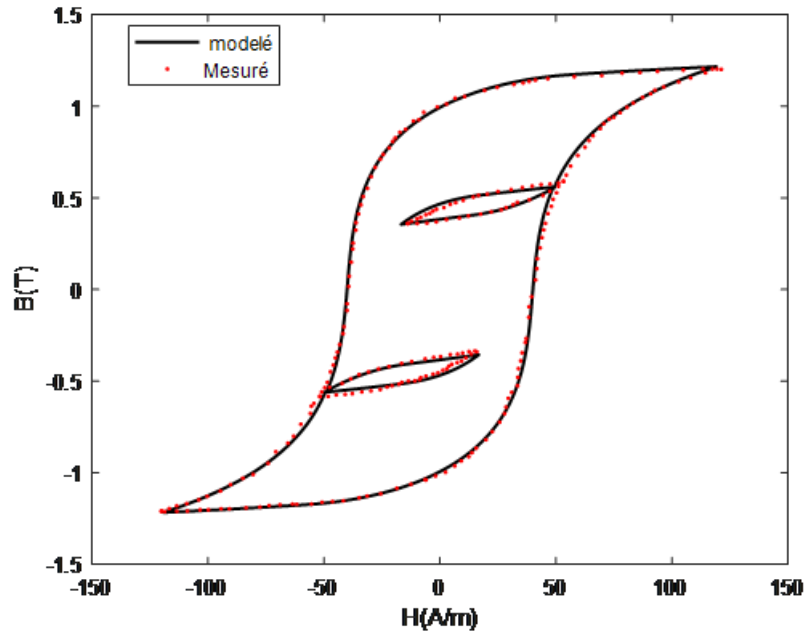


FIGURE 3.27 – Comparaison entre les cycles d’hystérésis mineurs non-centrés mesurés et modélisés

La figure 3.28 suivantes est un zoom d’un cycle d’hystérésis mineur non centré, qui contient les trois courbes : la mesure (en rouge), avant la modification de modèle (en bleu), et après la modification de modèle (en noir). Où l’on voit très clairement la zone d’application de l’amendement proposé. Là où l’on voit la congruence des courbes bleu et noir, dans cette zone aucune modification des paramètres de modèle donc les cinq paramètres de cycle majeur n’est restée constante et dès que l’induction est inversée, la zone d’application du modèle proposé commence les deux paramètres à et modifiant afin de rendre ΔB égal à zéro, c’est-à-dire que la fermeture du cycle non centré.

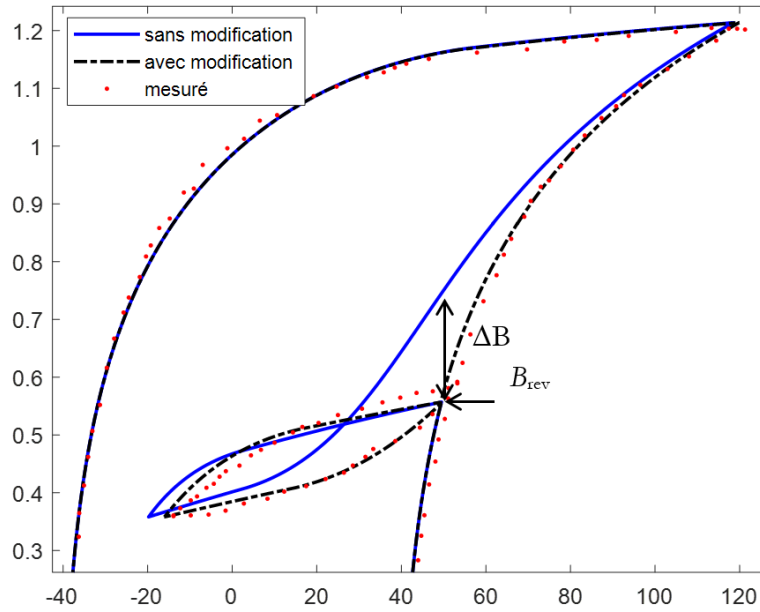


FIGURE 3.28 – Zooms d'un cycle d'hystérésis mineur non centré

Afin de voir l'évolution des pertes fer par rapport à l'augmentation des harmoniques dans l'excitation, nous avons ajouté les cinquième et troisième harmoniques à la fondamentale Fig. 3.29.

Comme on s'y attendait également, le modèle inverse de J-A original dans ce cas est également incapable de modéliser les cycles d'hystérésis non centrés avant la modification de modèle Fig. 3.31.

Et après avoir modifié l'aimantation anhystérétique M_{an} comme nous l'avons mentionné précédemment en modifiant seulement les deux paramètres a , α . nous pouvons voir clairement que le modèle a été modifié et qu'il donne d'excellents résultats.

La Fig. 3.32 présente une comparaison entre le cycle modélisé et mesuré dans le cas de présence des harmoniques dans l'excitation ceci confirme la validité du modèle proposé pour les cycles mineurs.

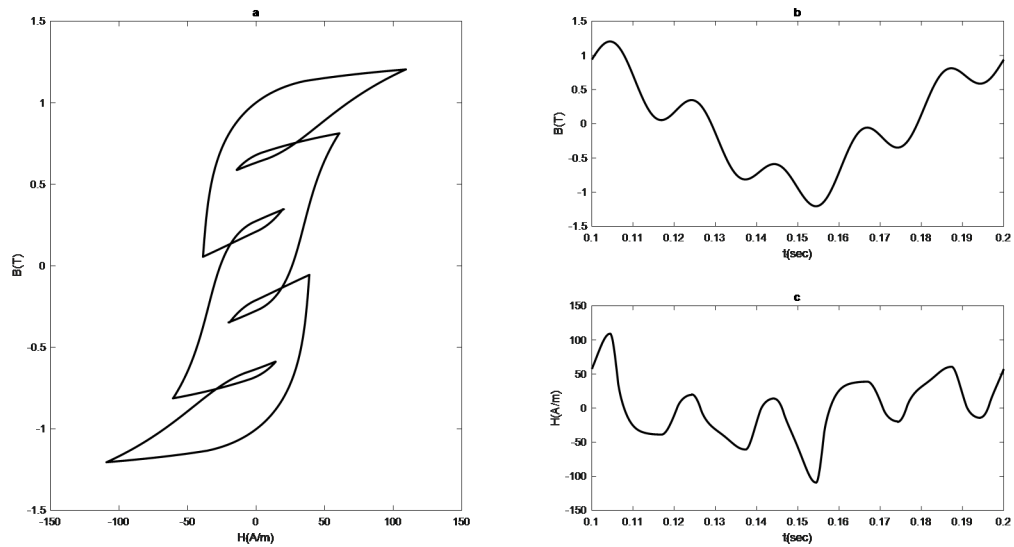


FIGURE 3.29 – La forme d'onde d'induction magnétique (b), le champ magnétique (c) et le cycle d'hystérésis (a) dans le cas d'une excitation le 3^{ème} et 5^{ème} harmoniques

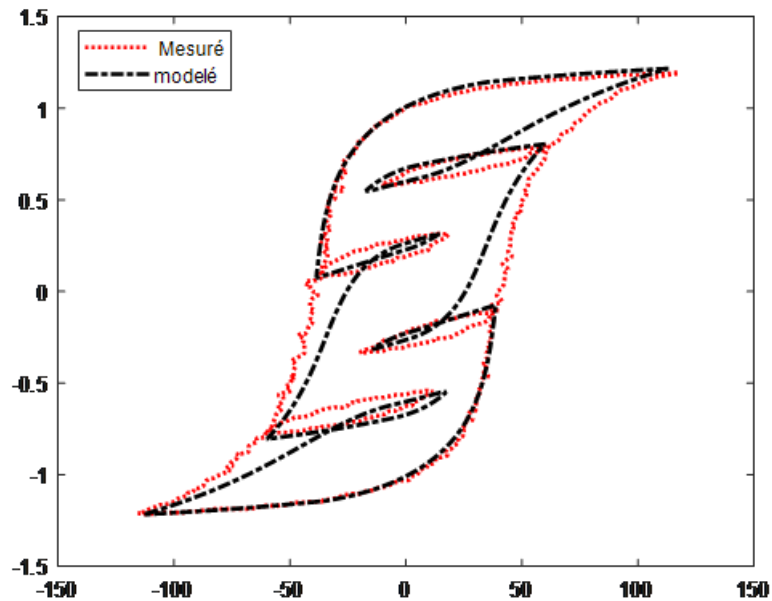


FIGURE 3.30 – Comparaison entre les cycles modelés et mesurés dans le cas de présence des harmoniques dans l'excitation avant la modification de modèle

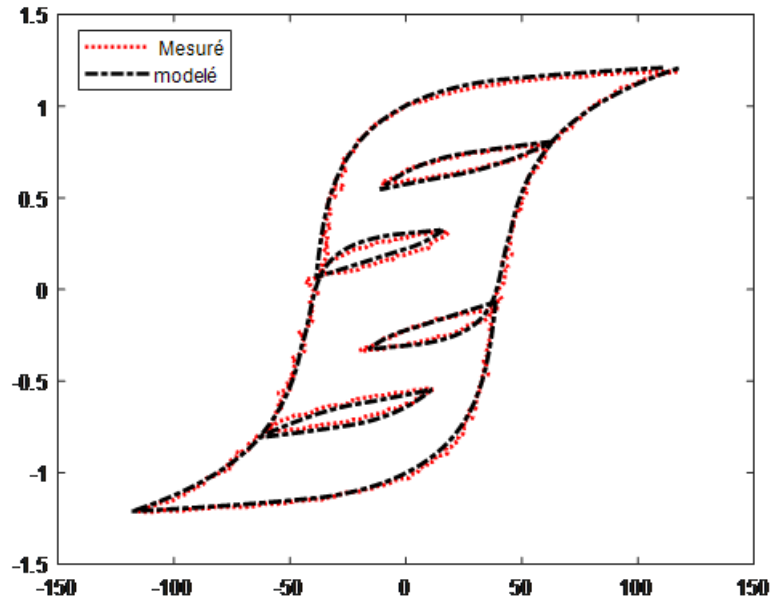


FIGURE 3.31 – Comparaison entre les cycles modelés et mesurés dans le cas de présence des harmoniques dans l’excitation après la modification de modèle

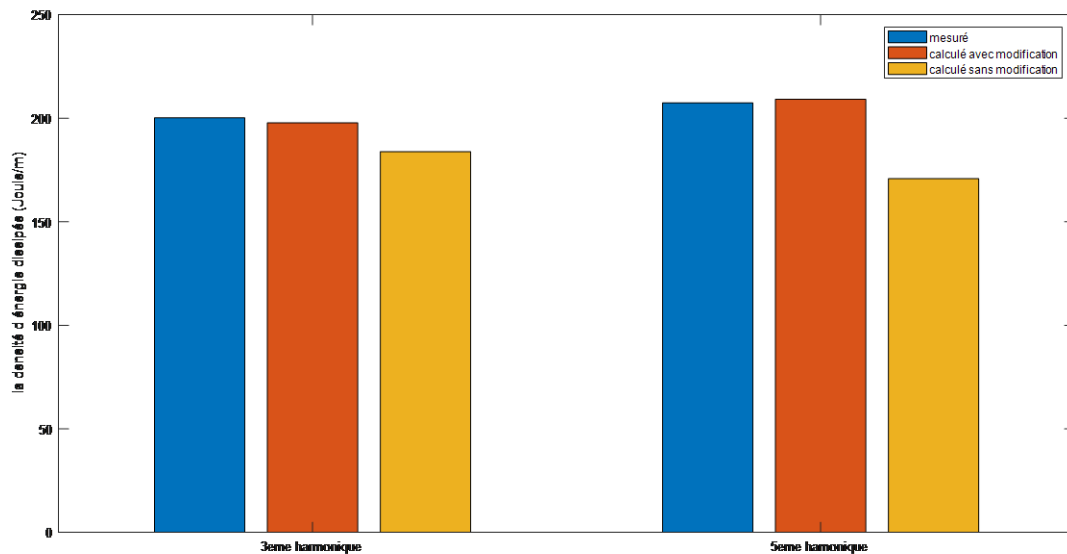


FIGURE 3.32 – Comparaison de la densité d’énergies dissipée dans le cas de présence des harmoniques dans l’excitation avant et après la modification de modèle.

Pour bien voir de l’efficacité de ce modèle par rapport les autres propositions on a fait une comparaison entre ces propositions

Le modèle	L'évaluation	les mesures nécessaires	paramètres que modifiant	Les coefficients d'optimisation
ET centré	<i>Centré uniquement</i>	2	<i>a a et k</i>	3
ET non-centré	<i>Non-centré uniquement</i>	2	<i>a a k et c</i>	4
LT	<i>Centré uniquement</i>	2	<i>a a et k</i>	3
Modification de M_{irr} (paramètre R)	<i>Centré et non centré</i>	<i>plusieurs</i>	<i>Nouveau paramètre R</i>	<i>(plusieurs)</i>
Notre proposition	<i>Centré et non centré</i>	2	<i>a et a, seulement pour les cycles non centré et en ajout k pour les cycles centré</i>	3

TABLE 3.7 – Comparaison des différent modèles proposés avec notre proposition

Le signal contenant des harmoniques est en fait la somme des signes sinusoïdaux de fréquence et de valeurs maximales différentes. À noter que, plus le nombre d'harmoniques est élevé, plus la fréquence de ces derniers est de plus en plus doublé. Par exemple, si la fréquence appliquée est de $50Hz$, la troisième harmonique est de $150Hz$ et la cinquième harmonique a une fréquence de $250Hz...$ Etc. Ces fréquences indiquent que nous sommes passés du régime statique au régime dynamique. Le modèle de J-A a connu plusieurs travaux pour améliorer son comportement en régime dynamique.

3.6.2 L'effet de fréquence

3.6.2.1 Régime dynamique

En régime dynamique, en plus qu'en régime statique, il existe aussi des courants macroscopiques qui se développent dans l'ensemble du système et qui sont directement liés à la conductivité du matériau, au sein des masses métalliques, ces courants sont toujours accompagnés d'une dissipation de chaleur par effet joule dit courant de Foucault [102]. Les pertes par courants de Foucault sont excédentaires provoquent un champ dans la direction opposée des champs effectifs qu'ils se sont déjà présentés précédemment. L'idée principale de modèle dynamique de J-A [54, 103-105], sont basées sur la modification de champs effectifs par l'injection de champ opposé comme montre les équations (3.52),(3.53).[54].

$$H_{opp} = H_{edd} + H_{exc} \quad (3.52)$$

$$H_e = (H + \alpha M) - H_{opp} \quad (3.53)$$

Le premier terme de l'expression (3.53) est le même champ effectif donné par l'équation. (3.3) dans la section 3.2.2 dans le modèle quasi statique tandis que le second terme présente l'effet des courants induits et des pertes excédentaires. H_{edd} et H_{exc} sont respectivement, le champ magnétique produit par les courants de Foucault et le champ magnétique lié aux pertes en excès. Ils sont donnés par [105, 106].

$$H_{edd} = C_{edd} \cdot \frac{dB}{dt} \quad (3.54)$$

$$H_{exc} = C_{exc} \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|^{(-1/2)} \frac{dB}{dt} \quad (3.55)$$

Les coefficients C_{edd} et C_{exc} dans la plupart des cas ne sont pas connus pour tous les matériaux, dans de tels cas, cette difficulté est surmontée par identification de ces coefficients en régime dynamique.

En utilisant les paramètres donnés dans le tableau suivant, nous avons obtenu les cycles montrés dans la Fig 3.33

Paramètre	Propriétés physiques
M_s (A/m)	$1.18 \cdot 10^6$
a (A/m)	45
k (A/m)	60.1
α	$1.5 \cdot 10^{-4}$
c	$1.3 \cdot 10^{-2}$
C_{edd}	$26.8 \cdot 10^{-3}$
C_{exc}	$611.5 \cdot 10^{-3}$

TABLE 3.8 – les paramètres de modèle en quasi-statique et dynamique [54]

La Fig (3.33) montre l'évolution des différents cycles en fonction de la fréquence.

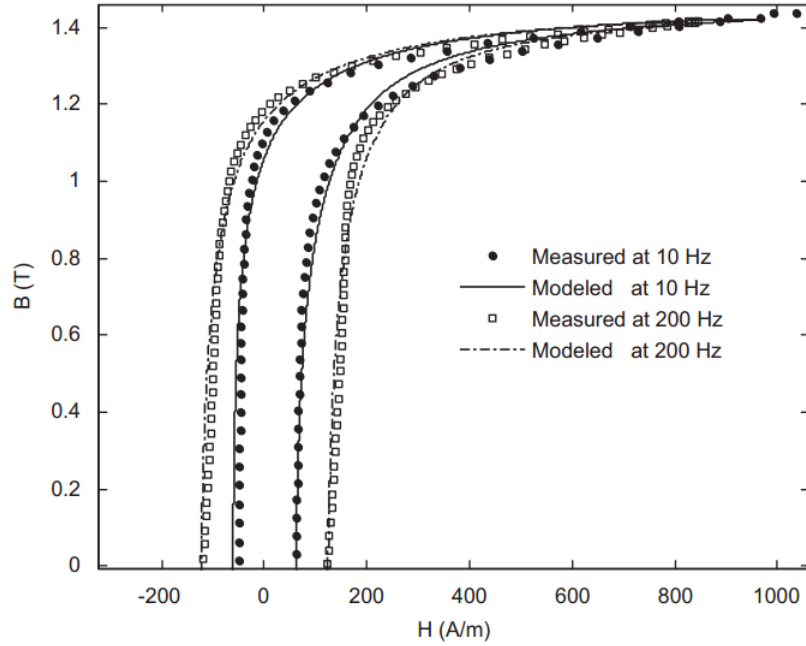


FIGURE 3.33 – L'évolution du cycle d'hystérésis en fonction de la fréquence se compare à la mesure [54].

D'après la Fig. (3.33), on remarque l'évolution des cycles d'hystérésis en fonction de la fréquence et par conséquent l'augmentation des pertes fer dans le matériau.

Dans le travail précède une tentative a été faite pour inclure l'effet du régime dynamique dans MIJA en ajoutant deux champs de réaction résultant de courants de Foucault et les pertes en excès dans l'expression du champ effectif. Ce modèle dynamique donne des résultats acceptables mais la forme de la boucle d'hystérésis n'est pas bien représentée pour les fréquence élevée .

3.6.2.2 Extension dynamique du modèle J-A

le travail de référence [108], a introduit une nouvelle expression pour les pertes excédentaires basées sur une équation du type visqueux décrivant le décalage temporel entre l'induction $B(t)$ et le champ appliqué $H(t)$ [104, 108] comme donné ci-dessous dans l'équation (3.56).

$$H_e = \{H + \alpha M\} - \left\{ C_{edd} \frac{dB(t)}{dt} + \delta \left| g(B) \frac{dB(t)}{dt} \right|^{1/\nu} \right\} \quad (3.56)$$

Dans cette expression, le premier terme est le même que celui donné par l'équation (3.3), le second terme présente la contribution des courants induits et des pertes excédentaires.

Le terme $C_1 \frac{dB(t)}{dt}$ Il est le même que celui donné dans la section précédant que port le nome H_{edd} , et le coefficient de l'équation de type visqueux ν est un paramètre pour un matériau donné[111] . Avec $g(B)$ en général est en fonction de l'induction magnétique B . l'expression la plus répandue de la fonction $g(B)$ est donnée par [110].

$$g(B) = \frac{C_{exc}}{\left[1 - \left(\frac{B(t)}{B_{max}}\right)^2\right]}$$

Il faut noter que la théorie statistique de la séparation des pertes proposé par G. Bertotti [112] ne tient pas si l'effet de peau non négligeable. Les figures suivantes représentent la réaction de modèle après la modification du champ effectif avec le paramètre $\nu = 2$ ce résultat compare avec la mesure.

Il faut noter que les résultats expérimentaux d'échantillon des tôles ferromagnétiques Fe-Si 3% à grains non orientés à l'aide du cadre d'Epstein, chaque côté du cadre est composé de quatre tôles ayant les caractéristiques présentées au tableau (3.9), réalisé par M. Hamimid à laboratoire de IREENA-CRTT en Saint Nazaire, France .

Épaisseur des tôles	0.35 mm
Largeur des tôles	15 mm
Longueur des tôles	160 mm
Masse volumique du matériau	7650 kg/m ³
Conductivité électrique	2.074 • 10 ⁶ Ω ⁻¹ m ⁻¹

TABLE 3.9 – Caractéristiques physiques des tôles.

Les paramètres optimisés avec la même manière que décrit ci-dessus. Dans la première étape, les paramètres du modèle J-A sont identifiés en régime quasi-statique (10Hz) et donné dans le référence [108], et pour obtenir les coefficients C_{edd} et C_{exc} sont optimisés en régime dynamique à une fréquence de 100Hz.

Les paramètres dynamique sont présentés dans le tableau 3.10 les Fig. 3.36 & 3.37 illustrés des résultats obtenus

Paramètre	valeur
C_{edd}	29 . 10 ⁻³
C_{exc}	66 . 10 ⁻³

TABLE 3.10 – les paramètres de modèle en quasi statique et dynamique [108]

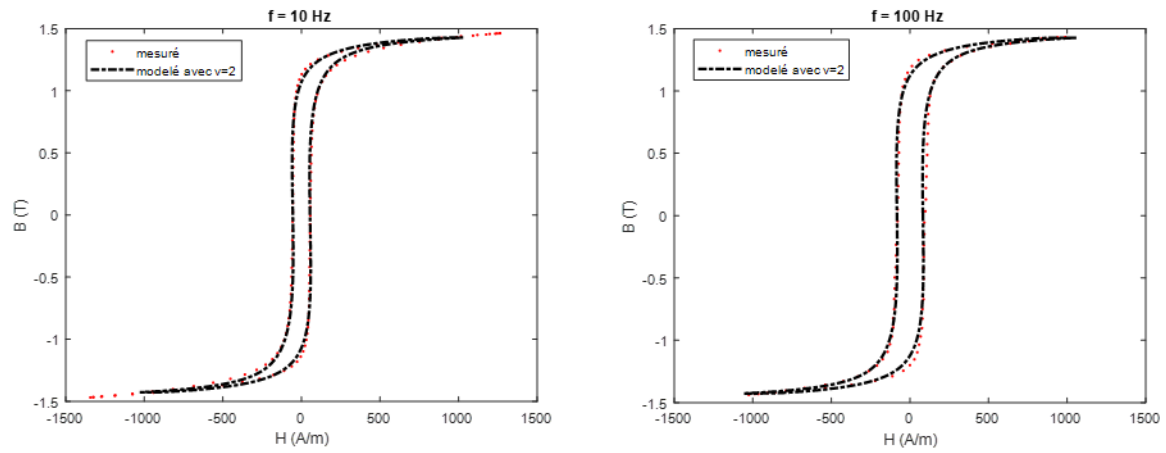


FIGURE 3.34 – La comparaison des cycles modélisés et mesurés avec $\nu=2$ à une fréquence de 10 Hz et 100 Hz

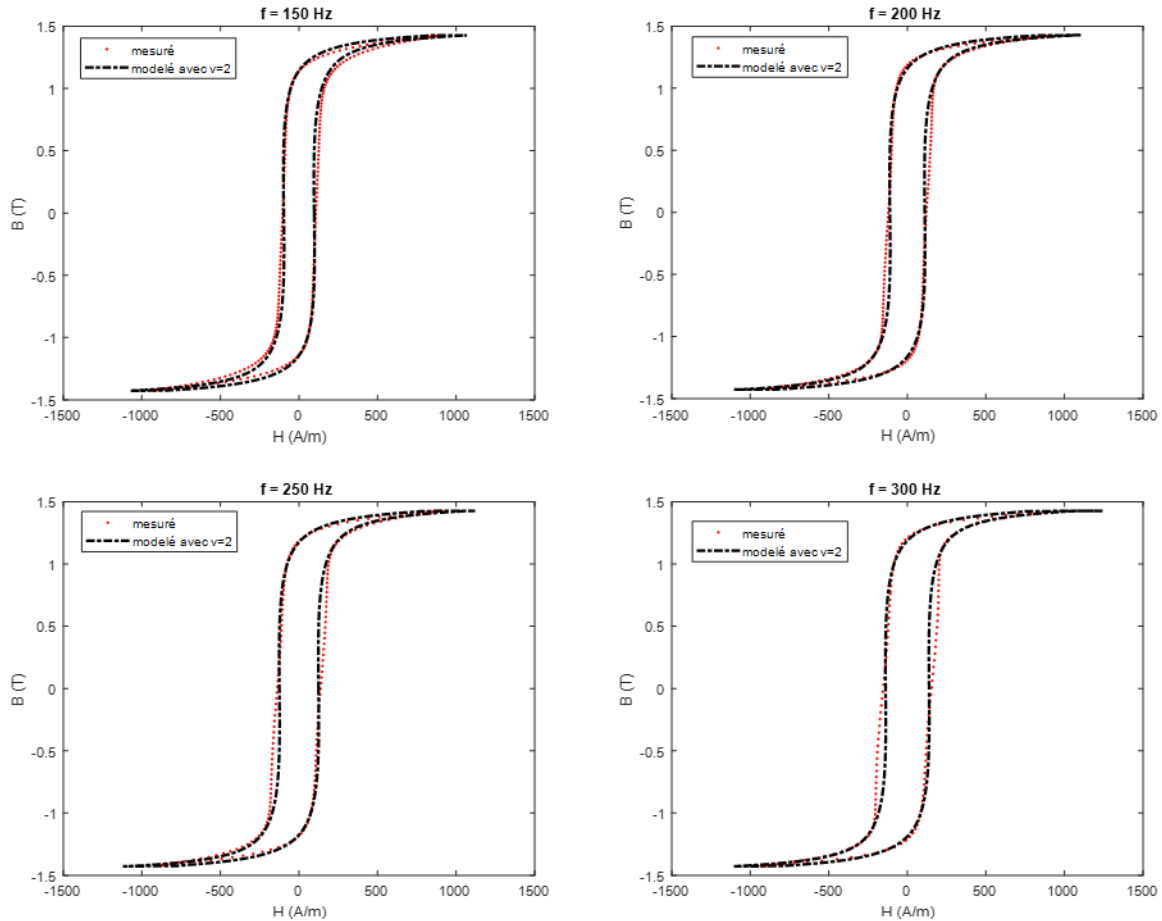


FIGURE 3.35 – La comparaison des cycles modélisés et mesurés avec $\nu=2$ à fréquence de 150, 200, 250 et 300 Hz

On remarque sur la Figure ci-dessus que le modèle réagit bien à l'augmentation de fréquence, mais plus la valeur de fréquence est supérieure à 100 Hz , plus on remarque l'apparition de gonflement dans les cycles et ce gonflement est directement proportionnel à l'augmentation de la valeur de fréquence, ce qui rend le modèle incapable de suivre la mesure.

Pour améliorer le modèle afin de bien représenter le phénomène de gonflement, les chercheurs [108, 109] ont proposé une nouvelle idée basée sur la modification du champ d'excès en modifiant la valeur du paramètre ν le long des parties où le gonflement apparaît.

Cette modification donne un bon résultat, comme le montre la Fig 3.36

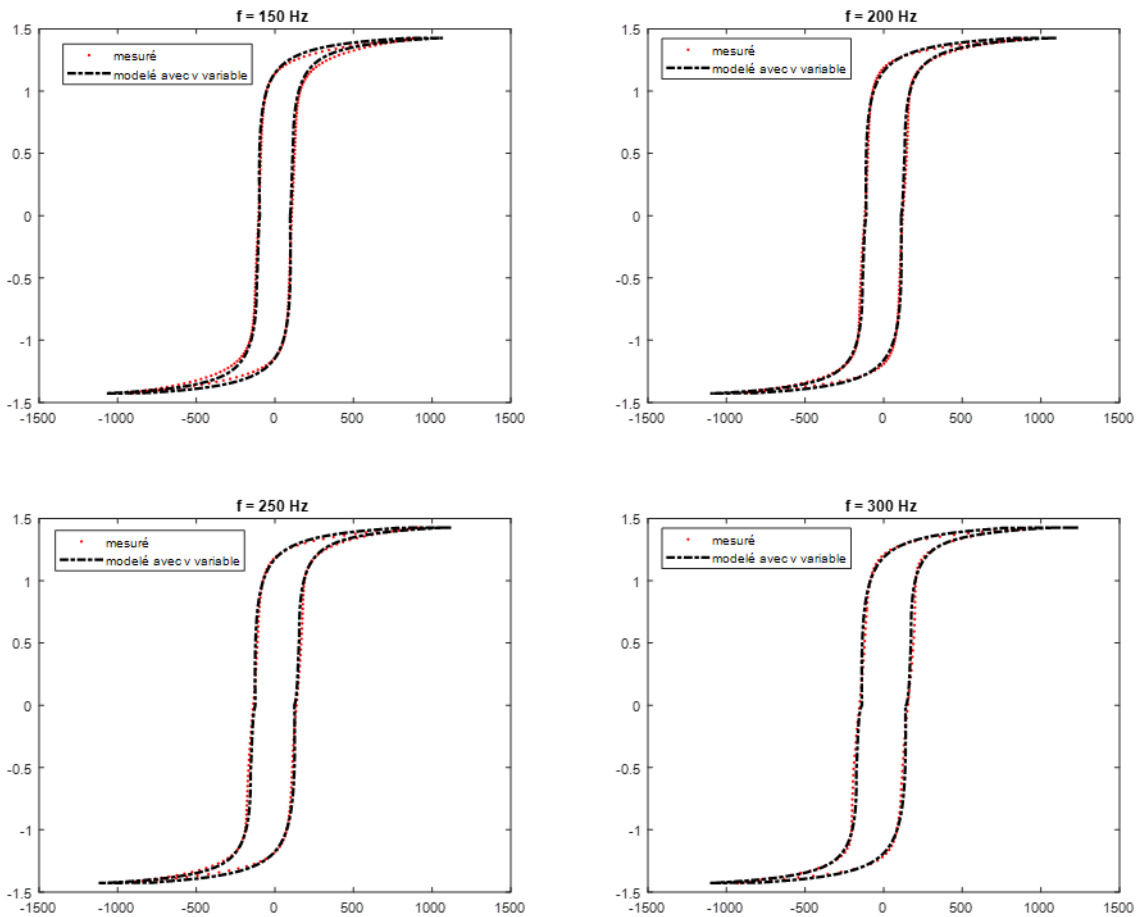


FIGURE 3.36 – La comparaison des cycles modélisés et mesurés en régime dynamique à une fréquence de 150, 200, 250 et 300 Hz

En fait, la véritable raison du phénomène de gonflement dans les cycles d'hystérésis en régime dynamique est le champ moléculaire qui résulte de la correction de Weiss qui a été mentionnée dans la section (3.2.2)

Le domaine moléculaire est caractérisé par le coefficient α et il a une relation directe avec ce coefficient. En général, on prend ce paramètre comme une constante car il est déterminé en régime statique, mais il est en réalité variable en fonction de fréquence et d'induction magnétique appliquée au matériau.

Notre suggestion était que le coefficient α devrait être une fonction plutôt qu'une constante, sans changement pour les autres coefficients, y compris ceux pour les pertes excédentaires ν .

Cette variation est donnée selon la fonction suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{si } (|B(t)| > 0.05T) \quad \text{et } (|B(t)| < 0.6T) \\ \text{Alors} \quad \alpha_{dy} = \quad \alpha_{stat} - \left(\frac{1}{\sqrt{|B(t)|}}\right)^{f/\psi} \\ \text{Sinon} \quad \alpha_{dy} = \quad \alpha_{stat} \end{array} \right. \quad (3.57)$$

Avec $\alpha_{stat}, \alpha_{dy}$ présente respectivement le paramètre α en statique et dynamique f la fréquence et ψ coefficient lie au matériau et sa géométrie. Dans ce travail la valeur optimale de ce coefficient $\psi = 4.7054.10^6$.

La Fig. 3.37 montre le résultat obtenu avec la correction de l'expression du champ moléculaire en modifiant le paramètre α .

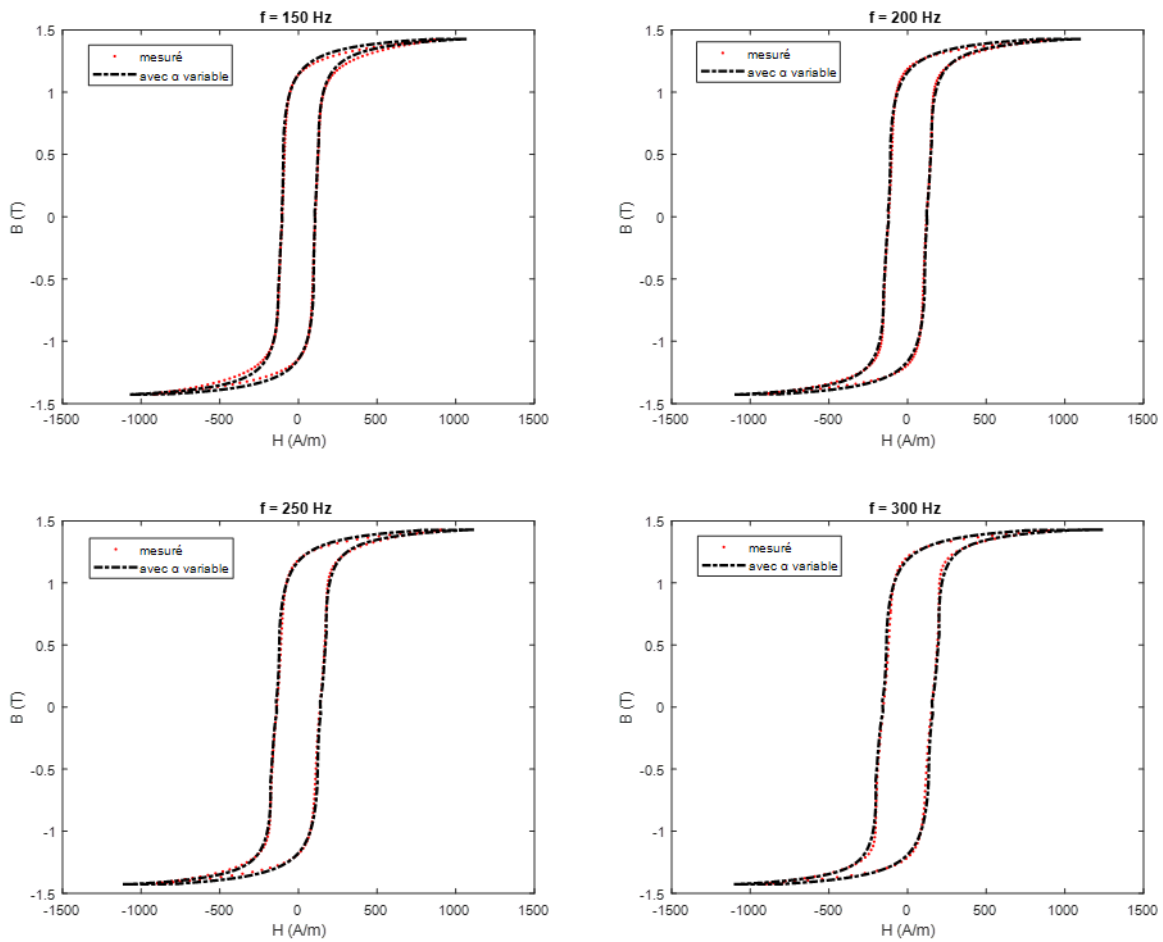


FIGURE 3.37 – Les cycles modélisés et mesurés dans le régime dynamique à une fréquence de 150, 200, 250 et 300 Hz avec la correction de champ moléculaire

Pour voir de plus près l'efficacité de la correction du champ moléculaire sur le modèle, nous avons comparé ce dernier avec le résultat obtenu en faisant varier le facteur v et la mise à l'échelle ainsi que le modèle avant d'apporter des corrections Fig. 3.38 Fig. 3.39 et Fig. 3.39 . On voit que la correction du champ moléculaire en modifiant son paramètre α donne des résultats plus précis et plus efficaces par rapport de changer le coefficient v .

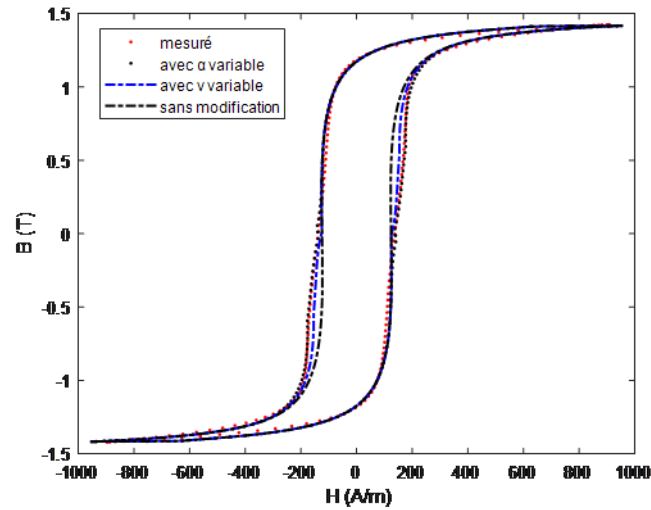


FIGURE 3.38 – Les cycles modélisés avec v et α variable et la mesure du modèle MIJA sans modification à $f = 250Hz$

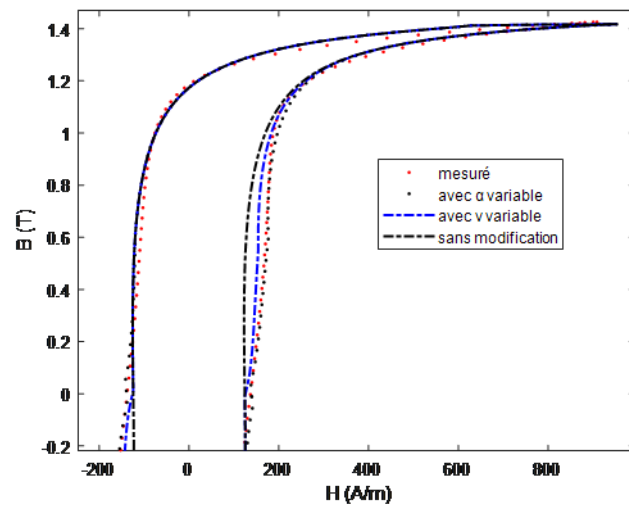


FIGURE 3.39 – Parties supérieures de la Figure (3.38)

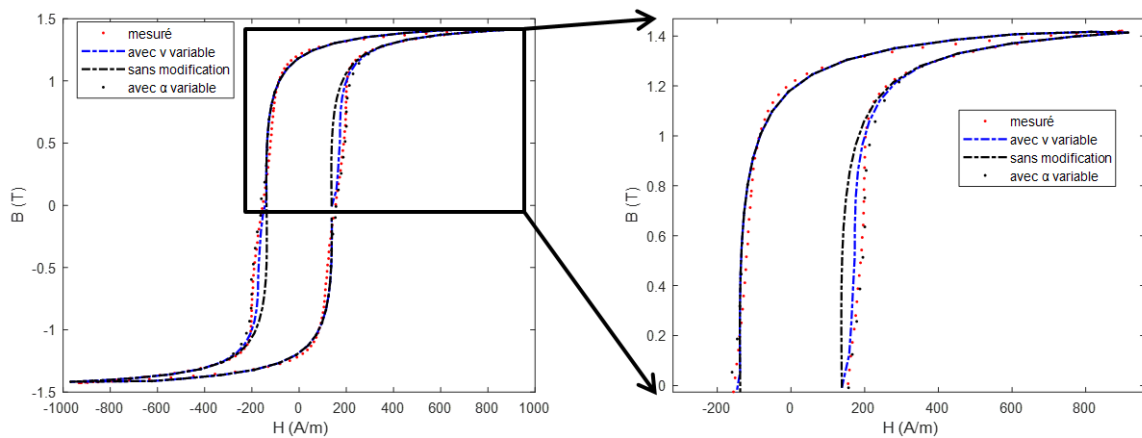


FIGURE 3.40 – Les cycles modélisés et mesurés du modèle MIJA avec v et α variable et sans modification de modèle à $f= 300 Hz$

3.7 Conclusion

Le modèle de J-A est étudié en profondeur dans ce chapitre, où nous avons abordé plusieurs points importants et sensibles de ce modèle. Nous avons vu au cours de nos travaux que ce modèle donne une réponse non physique en plusieurs points, ce qui affaiblit sa précision dans la détermination des vraies valeurs des pertes résultant du matériau étudié, que ce soit dans le système statique ou dynamique. A partir de ces points, les cycles d'hystérésis mineurs centrés et non-centrés, c'est-à-dire lorsque l'excitation est faible, ainsi que dans le cas d'harmoniques en excitation, et ces deux cas sont presque toujours en excitation, du fait de l'utilisation des éléments de l'électroniques de puissance dans les convertisseurs, et comme nous avons vu que plus l'ordre harmonique est élevé, plus sa fréquence est élevée, aussi, dans les applications de chauffage par induction, nous trouvons des fréquences de très haute valeur. Dans ce cas également, le modèle de J-A donne une réponse non physique.

Comme nous l'avons vu dans ce chapitre, les chercheurs ont présenté de nombreux travaux pour améliorer le modèle, certains de ces travaux sont purement mathématiques et d'autres sont des travaux de base physique, et chacun d'eux a des points négatifs qui nous ont fait penser à proposer des solutions et des améliorations avec un principe physique et efficace, pour rendre le modèle plus précis,

À la fin de ce chapitre on peut dire que le modèle de J-A est facile à programmer et basé sur des considérations physiques et ses équations ne sont pas compliquées, ce qui facilite son étude et il est très sensible à ses paramètres. Ce dernier point à ses avantages et ses inconvénients. C'est son inconvénient qui rend assez difficile l'identification des paramètres de ce modèle. Quant aux avantages, il est toujours possible de se référer à ces paramètres pour corriger tout comportement non physique du modèle.

Chapitre 4

MODÉLISATION ÉLECTROMAGNÉTIQUE

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous aborderons la modélisation des phénomènes magnétiques en utilisant les lois de Maxwell ainsi que la loi de comportement des matériaux ferromagnétiques. Nous allons procéder à une discrétisation spatiale et temporelle en utilisant la méthode des volumes finis (MVF). Cette méthode nous permettra de trouver le potentiel vecteur magnétique, à partir duquel nous pourrions extraire la densité du flux magnétique.

À ce stade, afin de modéliser les cycles d'hystérésis, il est nécessaire d'intégrer un modèle d'hystérésis pour obtenir les champs magnétiques résultants. Pour cela, nous avons choisi d'intégrer le modèle inverse de Jiles-Atherton à la fois dans sa forme statique et dynamique.

4.2 Formulation et modélisation

La modélisation numérique des dispositifs électrique est basée sur la reformulation des équations de conservation sur chaque élément du maillage. Il existe de nombreuses méthodes pour représenter les problèmes continus (les phénomènes électromagnétiques) de façon discrète comme par exemple les approximations par les différences finies, par élément fini, par les volumes finis. La méthode de discrétisation utilisée dans le cadre de ces travaux étant celle des volumes finis.

4.2.1 Équations de Maxwell et Lois de constitutive des milieux

Les quatre équations de Maxwell sont à la base de tout phénomène électrique et magnétique. Elles sont aussi fondamentales en électromagnétisme que les lois de Newton en mécanique. Les équations de Maxwell, complétés par la loi de la force de Lorentz permettent de faire une description complète de toutes les interactions électromagnétiques [3].

	Forme différentielles	Forme intégrales
Loi Maxwell-Gousse	$div(\vec{E}) = \rho/\varepsilon$	$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = q/\varepsilon$
Loi de conservation	$div(\vec{B}) = 0$	$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0$
Loi Maxwell-faraday	$\overrightarrow{Rot}(\vec{H}) = \frac{d\vec{E}}{dt}$	$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \cdot \oiint \vec{B} \cdot d\vec{s}$
Loi Maxwell-Ampère	$\overrightarrow{Rot}(\vec{H}) = \vec{J} + \varepsilon \frac{d\vec{E}}{dt}$	$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = \vec{J} + \varepsilon \frac{d\vec{E}}{dt}$

TABLE 4.1 – Les quatre lois de maxwell

- **Les quater loi de maxwell** Avec :

$\varepsilon \frac{d\vec{E}}{dt} [A/m^2]$: Densité de courant de déplacement négligeable à basse fréquence.

Ces équations ne suffisent pas pour résoudre les problèmes électromagnétiques, il faut leurs joindre des relations qui définissent la matière ou le milieu à étudier.

- **Loi de constitutive des milieux**

$$\vec{B} = \mu(H)\vec{H} \quad (4.1)$$

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} \quad (4.2)$$

$$\vec{J}_c = \vec{J}_{ex} + \sigma\vec{E} + \sigma(\vec{V} \wedge \vec{B}) \quad (4.3)$$

- **Loi de comportement magnétique**

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \quad (4.4)$$

- **Loi de comportement électrique**

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} \quad (4.5)$$

4.2.2 Le modèle cartésienne en électromagnétique

La plupart des problèmes électromagnétiques peuvent être étudiés en deux dimensions, car la troisième dimension est en fait une répétition de l'image en 2D. Fig. 4.1.

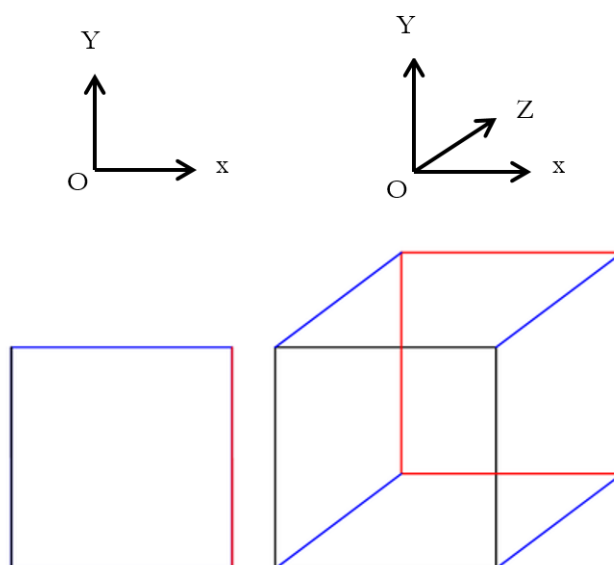


FIGURE 4.1 – Passer de trois dimensions à deux dimensions

Il existe deux types de systèmes bidimensionnels ceux infiniment longs alimentés suivent une direction (oy), et ceux révolution est alimentée selon la direction (ox). Le champ magnétique présenté deux composant suivent (ox) et (oy) dans le plan perpendiculaire à $J_s(A/m^2)$ impliquent ainsi une direction pour le vecteur de potentiel magnétique A suivent la direction (oz). Donc le vecteur de potentiel magnétique A est consisté d'un seul composant (A_z) selon la direction (oz).

4.2.3 L'équation magnétodynamique d'un système cartésienne

La magnétodynamique est l'étude des phénomènes électromagnétiques non stationnaires. Ce modèle est utilisé lorsque le système contient des matériaux conducteurs qui sont le siège de courants induits non négligeables. Les équations de J. C. Maxwell (Tableau 4.1), Décrit l'évolution spatio-temporelle des phénomènes d'électromagnétique. D'après l'équation de Maxwell-Ampère on a :

$$Rot(\vec{H}) = \vec{J}_s \quad (4.6)$$

Et la loi de conservation de flux magnétique

$$div(\vec{B}) = 0 \quad (4.7)$$

Cela implique qu'il existe un potentiel vecteur magnétique tel que

$$\vec{B} = Rot(\vec{A}) \quad (4.8)$$

Avec les lois de caractéristique de milieu

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (4.9)$$

Si on utilisant les équations (4.6) et (4.9) on trouve :

$$\frac{1}{\mu_0} Rot(\vec{B}) - Rot(\vec{M}) = \vec{J}_s \quad (4.10)$$

Si on remplace l'équation (4.8) dans (4.10) on trouve :

$$\frac{1}{\mu_0} Rot(Rot(\vec{A})) - Rot(\vec{M}) = \vec{J}_s \quad (4.11)$$

$$Rot(Rot(\vec{A})) = \mu_0(\vec{J}_s + Rot(\vec{M})) \quad (4.12)$$

Le terme $Rot(\vec{A})$ en coordonnées cartésiennes est donné comme suite :

$$Rot(\vec{A}) = \begin{pmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z \\ 0 & 0 & A \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

Donc on obtient

$$\text{Rot}(\vec{A}) = \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} \vec{i} - \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} \vec{j} \quad (4.14)$$

Les équations (4.14) et (4.8) donnent les deux composantes de l'induction magnétique B_x selon l'axe (ox) et B_y selon l'axe (oy) comme suit

$$\vec{B} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} \vec{i} - \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} \vec{j} \quad (4.15)$$

$$\vec{B} = B_x \vec{i} - B_y \vec{j} \quad (4.16)$$

Le terme gauche de l'équation (4.12) donc peuvent être écrire comme suit :

$$\text{Rot}(\text{Rot}(\vec{A})) = \begin{pmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z \\ \frac{\partial A}{\partial x} & -\frac{\partial A}{\partial y} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

Le développement de l'équation (4.12) donne l'équation suivent :

$$\text{Rot}(\text{Rot}(\vec{A})) = \left[\left(-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial x} \right) \right) - \left(\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial y} \right) \right) \right] \vec{k} \quad (4.18)$$

NB : le terme $\text{Rot}(\text{Rot}(\vec{A}))$ est représenté la densité de courant (A/m) parcourront dans l'enroulement du bobine suivent l'axe (oz).

Le développement du terme $\text{Rot}(\vec{M})$ droit de l'équation (4.12) est donné par :

$$\text{Rot}(\vec{M}) = \begin{pmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z \\ M_x & M_y & 0 \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

Donc

$$\text{Rot}(\vec{M}) = \left[\left(\frac{\partial \vec{M}_y}{\partial x} \right) - \left(\frac{\partial \vec{M}_x}{\partial y} \right) \right] \vec{k} \quad (4.20)$$

Finalement l'équation magnétodynamique obtenue est suivent :

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial y} \right) = \mu_0 \left(\vec{J}_s + \left(\frac{\partial \vec{M}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{M}_x}{\partial y} \right) \right) \quad (4.21)$$

4.3 Outils informatiques

La formulation de l'équation magnétodynamique que déjà présentée dans par l'équation (4.21) c'est une équation des dérivées partielles (EDP), ces types des équations sont

difficiles à résoudre de manière analytique (pratiquement presque impossible) pour des systèmes électromagnétiques complexes. Il est donc nécessaire d'avoir recours à des méthodes numériques. Dans la littérature, il existe plusieurs méthodes numériques capables de résoudre ces équations, telles que la méthode des Différence Finis (MDF), Méthode des éléments finis (MEF), ou la méthode des volumes finis (MVF). Dans ce travail la méthode utilisée est la méthode des volumes Finis pour résoudre l'équation de dérivés partiels obtenus.

4.3.1 Méthode des Différences Finis (MDF)

C'est une méthode basée sur le théorème de Taylor où l'on remplace l'opérateur différentiel par un opérateur aux différences. Le domaine d'étude est découpé au moyen d'une grille carrée dans le cas bidimensionnel et une grille cubique dans le cas tridimensionnel, l'équation à résoudre est écrite pour chaque point où nœud de maillage, pour cela on aura un système d'équations possédant un nombre d'équations égal au nombre de nœuds.

La figure (4.3) représente un exemple de maillage pour le cas bidimensionnel.

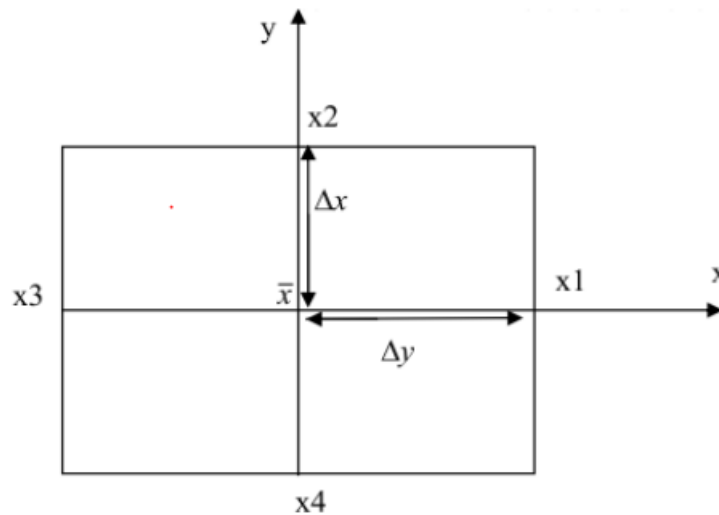


FIGURE 4.2 – Configuration géométrique en 2D.

Où x est le point d'évaluation et x_1 , x_2 , x_3 et x_4 étant les nœuds du maillage.

4.3.2 Méthode des Éléments Finis (MEF)

Le principe de (MEF), est de découper le domaine d'intégration à deux ou trois dimensions, en domaines élémentaires de taille finie. Sur chacun de ces sous-domaines, la fonction inconnue est approchée par une combinaison linéaire de polynômes à une ou plusieurs variables de faible degré. Les coefficients de chaque polynôme sont déterminés par la valeur de la fonction en des points particuliers que l'on appelle les nœuds de l'élément. La condition de minimisation de l'intégrale conduit alors à la résolution du système d'équations algébrique obtenu. Pour des structures bidimensionnelles, les éléments de maillage

sont souvent des triangles, tandis que dans les problèmes tridimensionnels, les éléments sont de forme tétraédrique ou prismatique. L'avantage de s'adapter aux géométries complexes et la prise en considération des non-linéarités ont fait que la méthode des éléments finis soit très utilisée en électromagnétisme bien qu'elle soit quelque peu difficile à mettre en œuvre puisqu'elle requiert une grande capacité de mémoire et un temps de calcul important.

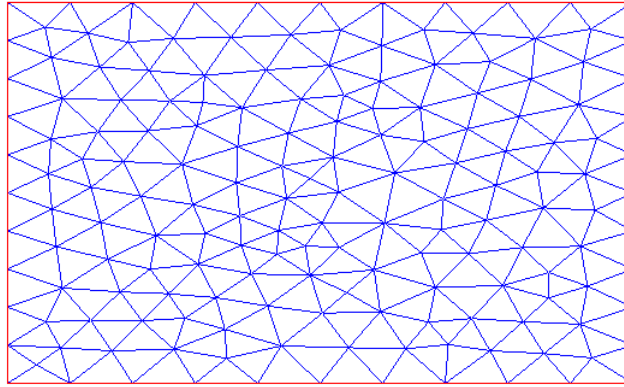


FIGURE 4.3 – Un domaine d'étude discrétisé en Élément finis.

4.3.3 La Méthode des Volumes Finis (MVF)

La méthode des volumes finis consiste à intégrer, sur des volumes élémentaires, les équations écrites sous forme intégrale. C'est une méthode particulièrement bien adaptée à la discrétisation spatiale des lois de conservation, contrairement aux éléments finis, et est ainsi très utilisée en mécanique des fluides, [5, 111]. Cette méthode est utilisée aussi pour la modélisation d'autres branches de l'ingénierie scientifique : transfert thermique, électromagnétisme...etc. [21-25]. Sa mise en œuvre est simple si les volumes élémentaires ou "*volumes de contrôle*" sont des rectangles en 2D. Cependant, la méthode des volumes finis permet d'utiliser des volumes de forme quelconque et donc de traiter des géométries complexes, contrairement aux différences finies. Le domaine de calcul est divisé en un certain nombre de volumes de contrôle non superposés tel que chaque volume entoure chaque point du maillage. L'équation différentielle est intégrée pour chaque volume de contrôle des expressions arbitraires sont choisies exprimer les variations de A entre les différents points du maillage et permette l'intégration.

Le résultat de cette intégration donne l'équation discrète exprimée à l'aide des valeurs de la fonction A pour un ensemble des points du maillage. L'équation discrète obtenue exprime le principe de conservation pour A sur le volume de contrôle de la même manière que l'équation différentielle l'exprime pour un volume de contrôle le infinitésimal[4, 5, 112].

4.3.3.1 Discrétisation de l'équation Magnétodynamique en 2D

La méthode des volumes finis (MVF), consiste à subdiviser le domaine d'étude Ω en volumes élémentaires (tétraèdres, hexaèdres, prismes...etc.) de telle manière que chaque

volume entoure un nœud Fig. 4.4. L'équation EDP du problème est intégrée sur un volume élémentaire. Afin de calculer l'intégrale sur ce volume élémentaire, la fonction inconnue est représentée à l'aide d'une fonction d'approximation (linéaire, parabolique, exponentielle, ...etc.) entre deux nœuds consécutifs. Ensuite, la forme intégrale est discrétisée dans le domaine d'étude. Par rapport aux éléments finis, la discrétisation par la méthode des volumes finis conduit à un système linéaire avec une matrice plus creuse. Cet avantage permet une convergence plus rapide des solveurs itératifs[113, 114].

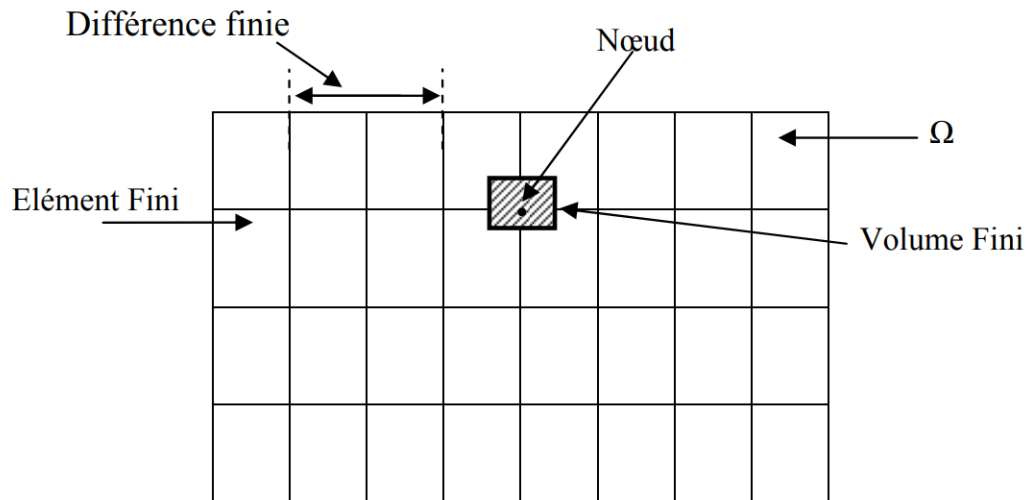


FIGURE 4.4 – Maillage du domaine d'étude

4.3.3.2 Le volume élémentaire

Chaque point de maillage dans le domaine d'étude (Ω) appelée point principal P ce point est entouré par deux points voisins l'axe horizontal x qui sont ouest (w) et Est (e) et deux autres points voisins l'axe vertical y qui sont nord (n) et sud (s). Donc le volume de contrôle est déterminé à deux dimensions Δx et Δy . Comme montré la figure suit.

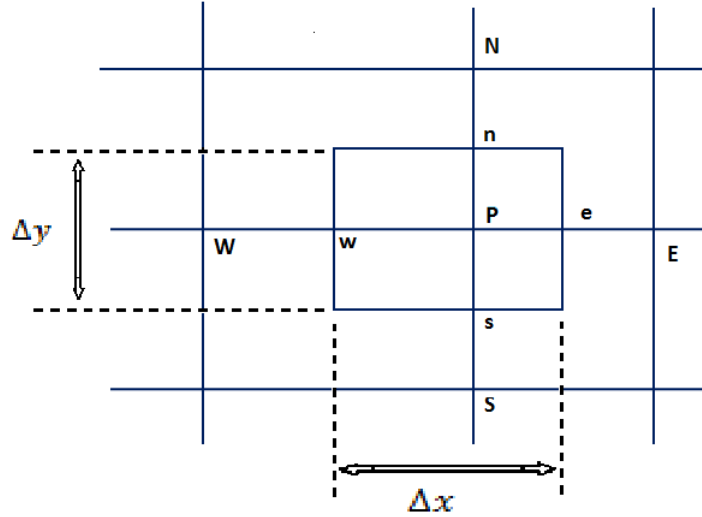


FIGURE 4.5 – Description d'un volume fini

Si on intègre l'équation magnétodynamique d'un système cartésien dans le volume sélectionné on trouve :

$$\int_0^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial A}{\partial x} \right) dx dy dt + \int_0^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial A}{\partial y} \right) dx dy dt = \quad (4.22)$$

$$\int_0^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n -\mu_0 J_s \cos(\omega t) dx dy dt + \int_0^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \mu_0 \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) dx dy dt$$

Le développement de 1^{er} terme gauche de l'équation (4.22) est donné comme suit :

$$\begin{aligned} \int_0^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial A}{\partial x} \right) dx dy dt &= \left(\frac{\partial A}{\partial x} \right) \Big|_w^e \Delta y \Delta t = \\ &= \left(\left(\frac{A_E - A_p}{\Delta x_e} \right) - \left(\frac{A_p - A_w}{\Delta x_w} \right) \right) \Delta y \Delta t \end{aligned} \quad (4.23)$$

Le développement du second terme gauche de l'équation (4.22) est donné comme suit :

$$\begin{aligned} \int_0^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial A}{\partial y} \right) dx dy dt &= \left(\frac{\partial A}{\partial y} \right) \Big|_s^n \Delta x \Delta t = \\ &= \left(\left(\frac{A_N - A_p}{\Delta y_n} \right) - \left(\frac{A_p - A_s}{\Delta y_s} \right) \right) \Delta x \Delta t \end{aligned} \quad (4.24)$$

Le 1^{er} terme droit de l'équation (4.22) est donné comme suit :

$$\begin{aligned} \int_0^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n -\mu_0 J_s \cos(\omega t) dx dy dt &= \\ &= \left(\frac{\mu_0 J_s \Delta x \Delta y}{\omega} \right) \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (4.25)$$

Le second terme droit de l'équation (4.22) est devenu :

$$\int_0^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \mu_0 \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) dx dy dt = \quad (4.26)$$

$$\mu_0 [(M_e - M_w) \Delta y \Delta t - (M_n - M_s) \Delta x \Delta t]$$

Donc l'équation global est donnée par

$$\left(\left(\frac{A_E - A_p}{\Delta x_e} \right) - \left(\frac{A_p - A_w}{\Delta x_w} \right) \right) \Delta y \Delta t + \left(\left(\frac{A_N - A_p}{\Delta y_n} \right) - \left(\frac{A_p - A_s}{\Delta y_s} \right) \right) \Delta x \Delta t = \quad (4.27)$$

$$\left(\frac{\mu_0 J_s \Delta x \Delta y}{\omega} \right) \sin(\omega t) + \mu_0 [(M_e - M_w) \Delta y \Delta t - (M_n - M_s) \Delta x \Delta t]$$

Dans l'équation (3.27), les composants de l'aimantations M sont exprimée aux interfaces des volumes finis comme exemple ; on a M_y représenté la composante de l'aimantation M sur l'axe (Oy) a l'interface e , nous faire une approximation linéaire de l'aimantation enter deux nœuds successifs sur le même axe pour ses composantes aux nœuds principal (W, E, S, N) .

Donc la forme de l'aimantation est donnée comme suit :

$$M = ax + b$$

Est l'aimantation au nœud E et $M_E = ax_E + b$ et au nœud W devient $M_W = ax_W + b$ et au nœud N devient $M_N = ax_N + b$ et au nœud S devient $M_S = ax_S + b$.

À la fin de calcul mathématique on conclut

$$M_e - M_w = \frac{M_E - M_W}{2} \quad (4.28)$$

$$M_n - M_s = \frac{(M_N - M_S)}{2} \quad (4.29)$$

D'après les équations (4.27) et (4.28) et (4.29) on a obtenu l'équation suivante

$$\left(\left(\frac{A_E - A_p}{\Delta x_e} \right) - \left(\frac{A_p - A_w}{\Delta x_w} \right) \right) \Delta y \Delta t + \left(\left(\frac{A_N - A_p}{\Delta y_n} \right) - \left(\frac{A_p - A_s}{\Delta y_s} \right) \right) \Delta x \Delta t = \quad (4.30)$$

$$K_J \sin(\omega t) + K_y (M_E - M_W) - K_x (M_N - M_S)$$

La forme finale de l'équation (4.30) est donnée

$$K_p A_p - K_E A_E - K_W A_W - K_N A_N - K_S A_S = K_J \sin(\omega t) + K_y (M_E - M_W) - K_x (M_N - M_S)$$

Avec :

$$K_E = \frac{(\Delta y \Delta t)}{\Delta x_e}, K_W = \frac{(\Delta y \Delta t)}{\Delta x_w}, K_N = \frac{(\Delta x \Delta t)}{\Delta y_n}, K_S = \frac{(\Delta x \Delta t)}{\Delta y_s},$$

$$K_p = -(K_E + K_W + K_N + K_S)$$

$$K_J = -\frac{(\mu_0 J_s \Delta x \Delta y)}{\omega}$$

$$K_y = \frac{(\mu_0 \Delta y \Delta t)}{2}, K_x = \frac{(\mu_0 \Delta x \Delta t)}{2}$$

l'équation finale peut être représentée sous forme matricielle

$$[K][A] = [F]$$

Avec :

$[K]$: est la matrice qui contient les éléments (matrice de rigidité)

$[A]$: est le potentiel vecteur magnétique

$[F]$: est vecteur source

4.3.3.3 Les conditions au limite

Il existe deux types de conduction à la limite : sur un domaine d'étude Ω Fig. 4.3, les conditions aux limites associées sont des conditions sur les frontières du domaine et elles sont de deux types [114]

a. Condition de Dirichlet Le potentiel vecteur A est imposé $A = 0$ sur Γ_1 et Γ_3 et Γ_4

b. Condition de Neumann Elle est utilisée dans les cas d'étude de systèmes symétriques la dérivée d' A par rapport à la normale est imposée

$$\left(\frac{\partial A}{\partial n}\right) = 0 \text{ Sur } \Gamma_2$$

Ce sont des fonctions connues sur les frontières. La figure suivante est une schématisation d'un domaine d'étude.

Avec n la normale est imposée

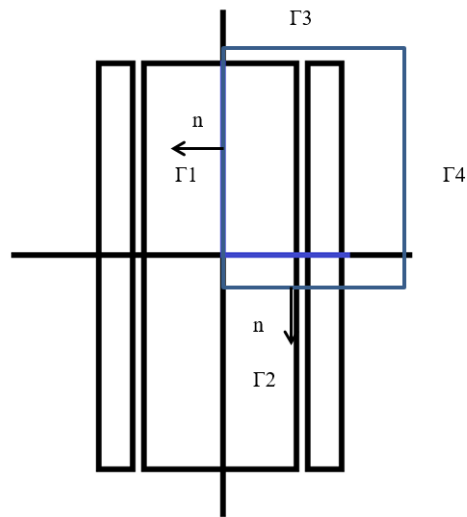


FIGURE 4.6 – Domaine d'étude en bleu et conditions aux limites

4.4 Résultats et discussion

Dans cette partie on va étudier le comportement réel d'un dispositif électromagnétique, nous allons essayer de modéliser une taule d'alliage en ferromagnétique Fe-Si 3% non orientés par la méthode des volumes finis dans le cas bidimensionnel (2~D) modèle d'hystérésis de J-A

4.4.1 Présentation de dispositif

Le dispositif de validation est illustré ci-dessous par la Fig. 4.7, ce dernier est alimenté par une source de tension, le dispositif est constitué d'un matériau ferromagnétique Fe-Si 3% non orientés de longueur (50 mm) et d'une largeur de (10 mm), entouré par une bobine. La Fig 4.7 représenté une coupe longitudinale de ce diapositif. Puisque le dispositif étudié symétrique et pour minimiser le temps de calcul et l'espace mémoire nous ne modélisons que l'un quart (1/4) de ce dernier.

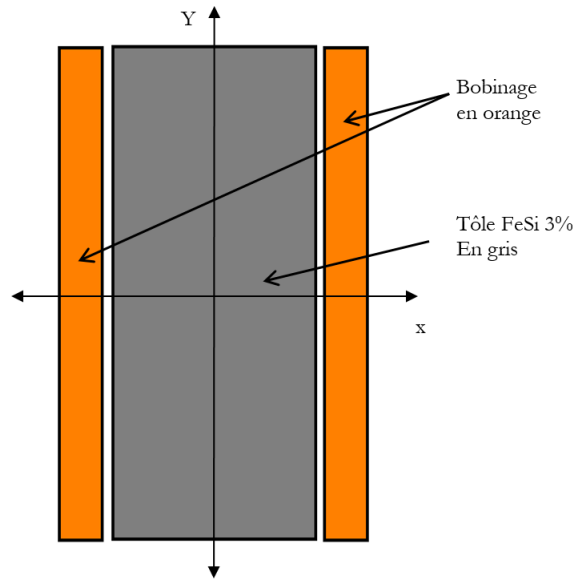


FIGURE 4.7 – Présentation du dispositif

4.4.2 Les conditions aux limites utilisées

Les conditions aux limites associées à l'équation magnétique sont de deux types comme le montre la Fig. (4.8)

— Condition de Neumann

$(\frac{\partial A}{\partial n}) = 0$ Sur l'axe horizontal bas (c_1)

— Condition de Dirichlet

Le potentiel vecteur magnétique A est nul ($A = 0$) est imposé sur l'axe vertical droit et l'axe horizontal haut. (c_2)

— Potentiel vecteur magnétique au centre du dispositif

Le potentiel vecteur magnétique est nul ($A = 0$) au centre du dispositif car ce dernier possède une symétrie de révolution. (c_3)

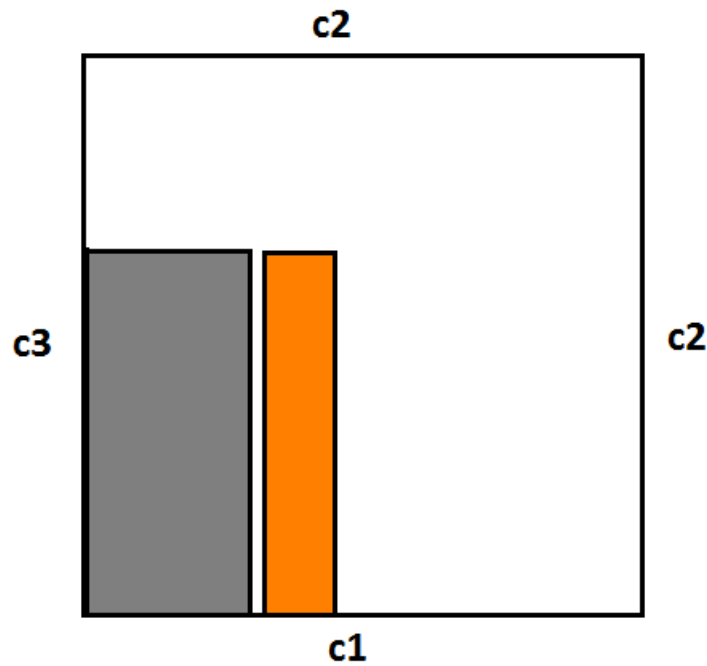


FIGURE 4.8 – Un quart de dispositif avec les conditions aux limites

4.4.3 Le maillage de dispositif

Le maillage utilisé dans notre code de calcul est non régulier, ce maillage est raffiné dans les zones où la connaissance du champ magnétique est importante, comme montre la Fig. 4.9. Comme nous avons vu précédemment le volume de contrôle et autour de chaque nœud donc la réduire des nœuds de maillage conduit à la minimisation de temps et de calculer l'espace mémoire, pour cela nous avons raffiné le maillage à l'intérieur du matériau pour bien représenter la non-linéarité du comportement magnétique. Et à l'exception de cette zone le maillage est non raffiné et plus éloigné qu'été à l'intérieur du matériau puisque dans l'espace comportement magnétique est linéaire. Et la perméabilité constante égale à la perméabilité de vide μ_0 . Ce processus nous permet d'extraire de bons résultats dans le plus bref délai..

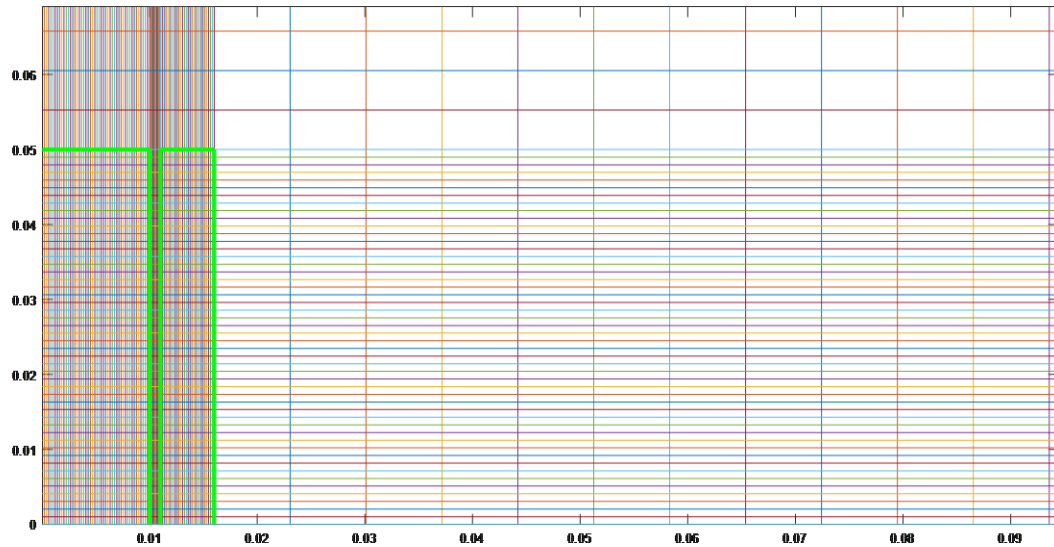


FIGURE 4.9 – Maillage non régulier d'un quart de dispositif

4.4.4 Analyse du comportement électromagnétique

Les matériaux ferromagnétiques utilisés dans la fabrication des dispositifs électromagnétiques sont caractérisés par un comportement magnétique non linéaire. La formulation en potentiel vecteur magnétique a été implémentée afin de modéliser les dispositifs électromagnétiques. Les équations aux dérivées partielles obtenues ont été résolues en utilisant la méthode des volumes finis (MVF). Afin de tenir compte le comportement magnétique réel des matériaux ferromagnétiques, cette méthode est couplée avec le modèle de J-A

4.4.5 Algorithme général

L'algorithme représenté sur la Fig. 4.10, illustre les différentes étapes de notre code de calcul.

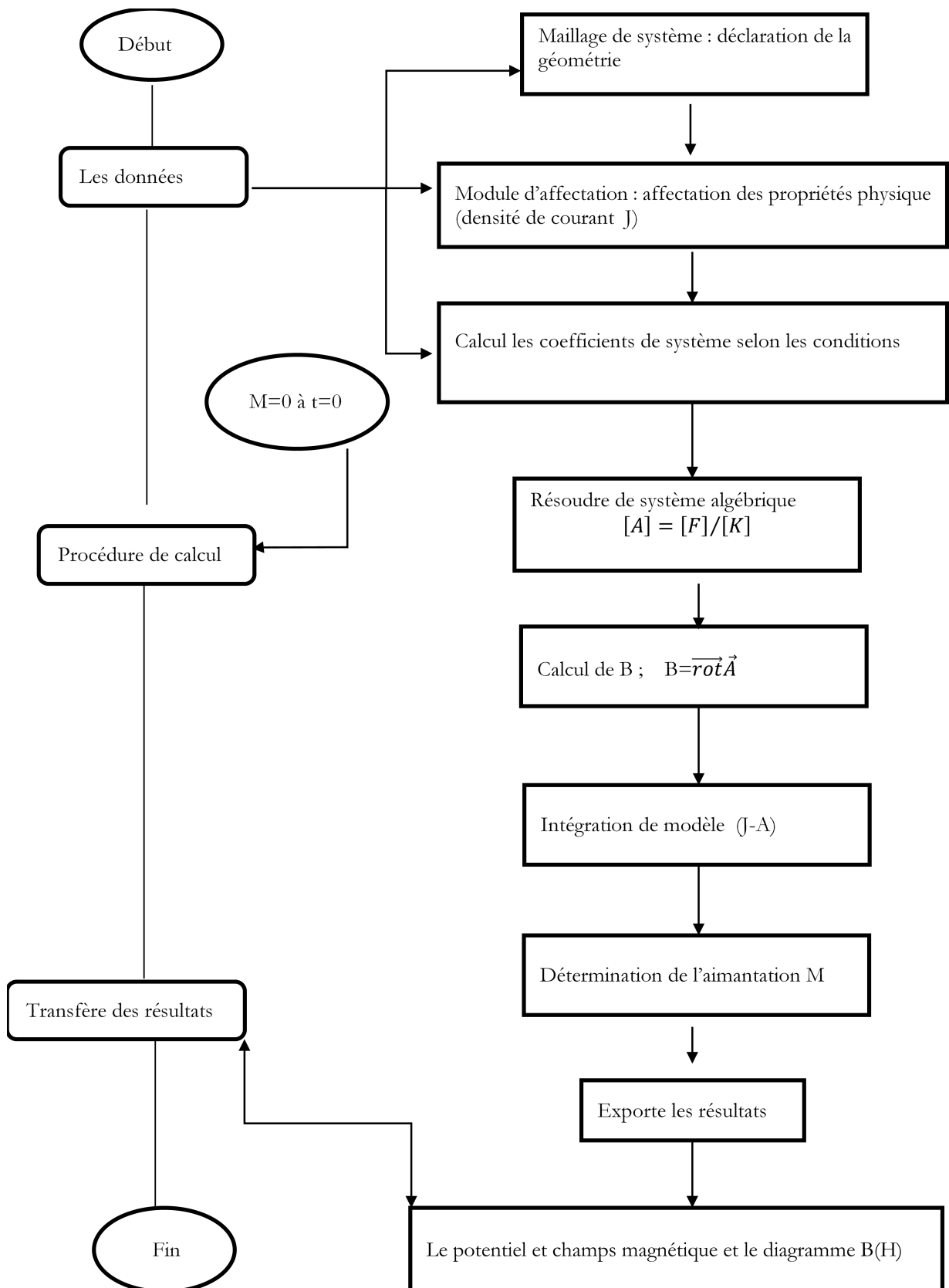


FIGURE 4.10 – Algorithme général de calcul

4.4.6 distribution du potentiel vecteur magnétique

Le code de calcul réalisé nous a permis de visualiser la distribution du potentiel vecteur magnétique pour n'importe quel instant et dans tous les points du dispositif. Ce code est basé sur la méthode des volumes finis. La Fig. 4.11 illustre la distribution de potentiel vecteur magnétique dans le domaine d'étude à l'instant $t = 0.5$ ms, et la Fig. 4.12 montre la distribution de potentiel vecteur magnétique dans le domaine d'étude, à l'instant $t = 1$ ms on utilise une fréquence $f = 50$ Hz et une densité de courant $J = 0.8652 \cdot 10^5$ A/m².

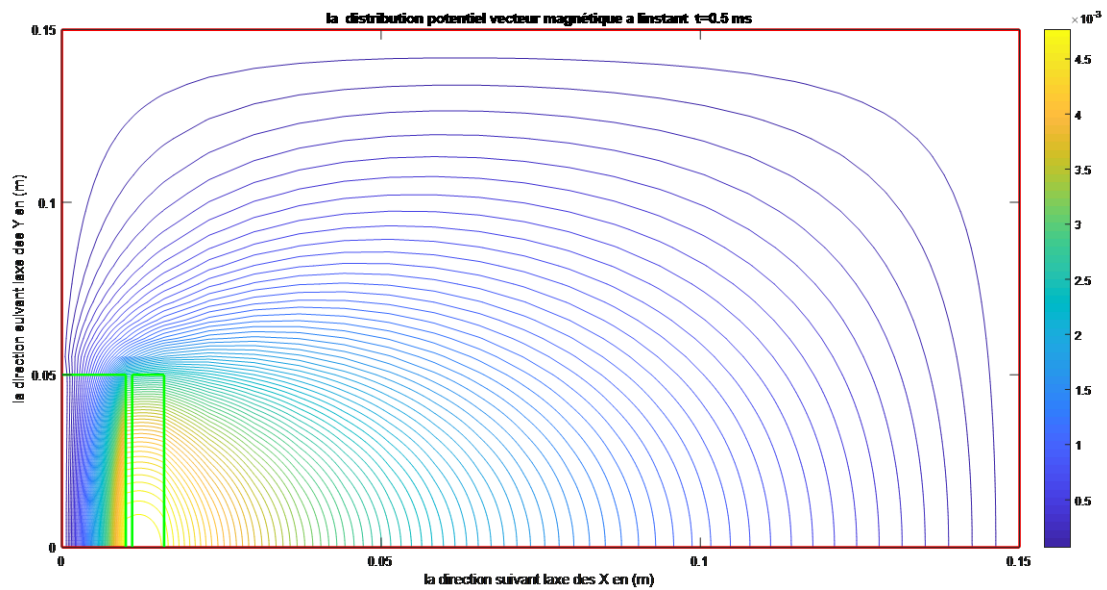


FIGURE 4.11 – Distribution de potentiel magnétique à t=0.5ms

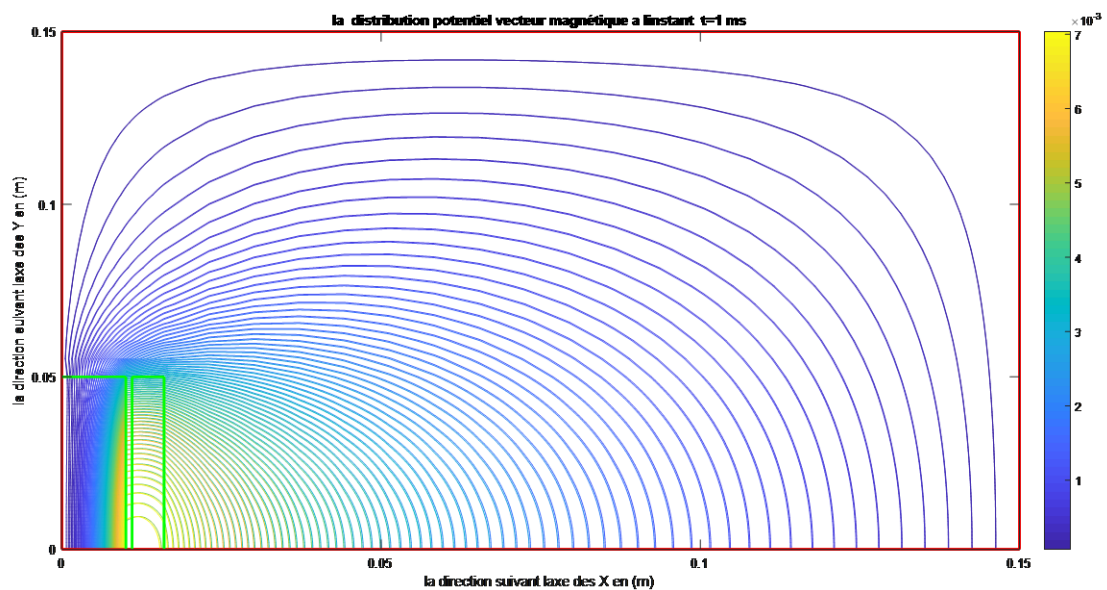


FIGURE 4.12 – Distribution de potentiel magnétique à t=1ms

D'après les courbes présentés dans les Fig. 4.11 et 4.12 on remarque que :

- la trajectoire de potentiel vecteur magnétique de matériau vers l'extérieur, avec une valeur inférieure à celle de pièce magnétique dû à la propriété magnétique.
- la propagation de potentiel vecteur magnétique dépend de la densité de courant, à l'instant $t = 0.5ms$ prendre une faible valeur par rapport à celle obtenue à $t = 1ms$.

4.4.7 Distribution de l'induction magnétique

D'après la relation entre le potentiel magnétique et l'induction magnétique B , on peut modéliser et représenter ce dernier dans notre domaine d'étude. Cette distribution des lignes de l'induction magnétique est tracée pour une fréquence de $50Hz$ Fig. (4.13).

Dans les Fig (4.14) et (4.15) en fait un zoom ou voisinage de dispositif étudiée pour visualiser la distribution des lignes de l'induction magnétique dans le matériau à deux moments différents.

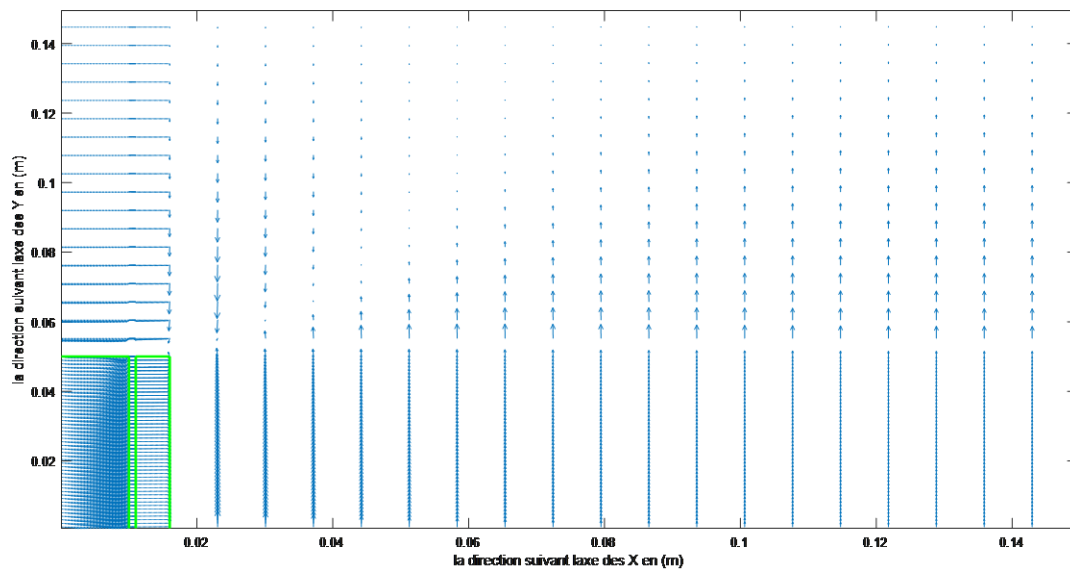
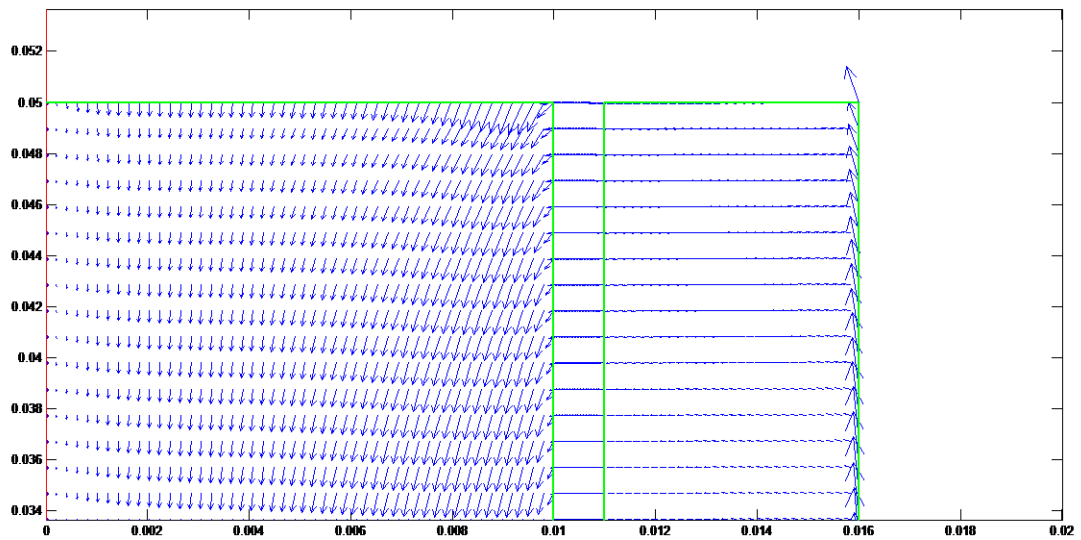
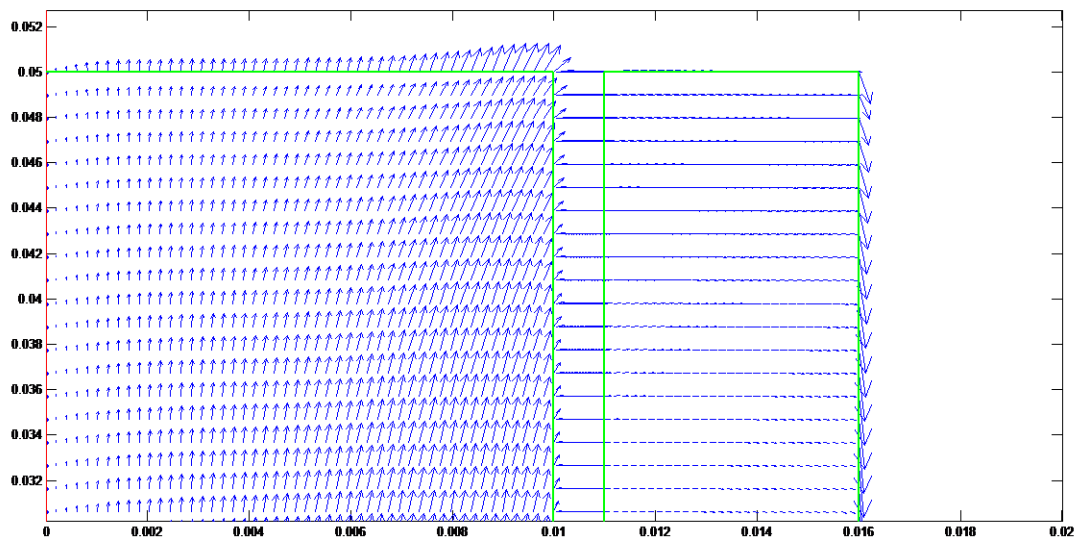


FIGURE 4.13 – Distributions des lignes de champ magnétique

FIGURE 4.14 – Les directions des lignes magnétiques pour $t=1\text{ms}$ FIGURE 4.15 – Les directions des lignes magnétique pour $t=1.5\text{ms}$

On constate que les lignes de champ magnétique sont perpendiculaires de l'axe (OX) et très grandes aux voisines de l'inducteur et petite dans le milieu de dispositif. On peut négliger le champ selon l'axe (OX), la direction des lignes de champ dépend du signe de densité de courant comme indique les figures précédentes.

4.5 L'intégration de modèle de J-A

4.5.1 Régime statique

On entend par régime statique l'absence des phénomènes dynamiques dus à l'apparition des courants 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.

Dans le régime statique l'effet de fréquence est négligeable et la forme du cycle d'hystérésis (pertes fer) est ne variant pas en fonction des fréquences. (Voir troisième chapitre) pour prouver ce qui a été mentionné au chapitre trois, nous avons intégré le modèle statique de J-A améliorée dans le code de calcul basée sur la méthode des volumes finis.

La Fig. 4.16, représente les valeurs maximales d'induction magnétique en chaque point de la partie étudiée du matériau. Il est bien clair que les valeurs maximales sont proches de l'inducteur et diminuent progressivement jusqu'à ce qu'elle atteigne sa valeur la plus basse au centre du matériau. Cela signifie les cycles d'hystériques dans le matériau, dont la plupart sont des cycles mineurs.

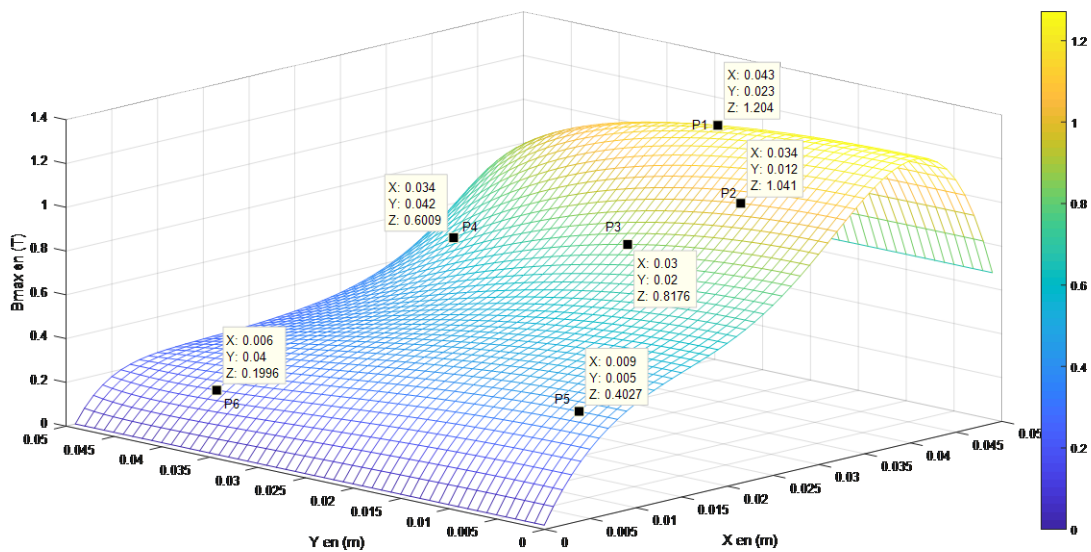


FIGURE 4.16 – La distribution des valeurs maximale d'induction magnétique dans la partie étudiée du matériau

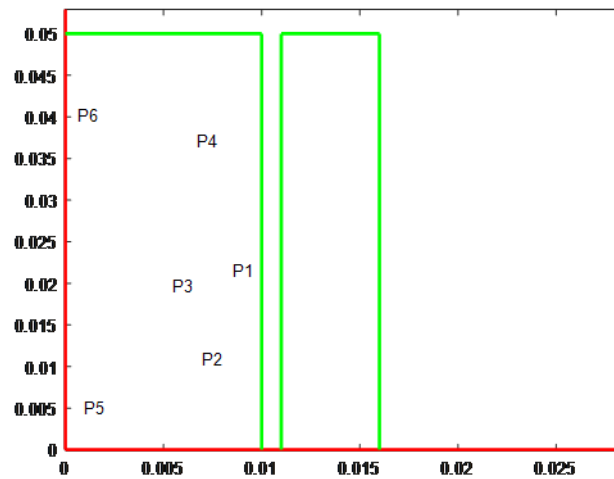


FIGURE 4.17 – Zoome sur la géométrie de dispositif étudiée avec emplacement des points remarquables.

La Fig. 4.18 représente les cycles d'hystérésis aux points marqués sur la géométrie de dispositif qu'illustre dans la Fig. 4.17 ci-dessus avec l'amélioration de modèle que nous avons précédemment suggérée dans le troisième chapitre spécifiquement dans la section (§3.6.1.5). Pour voir l'efficacité de notre proposition nous avons comparé les résultats obtenus avec ceux mesurés.

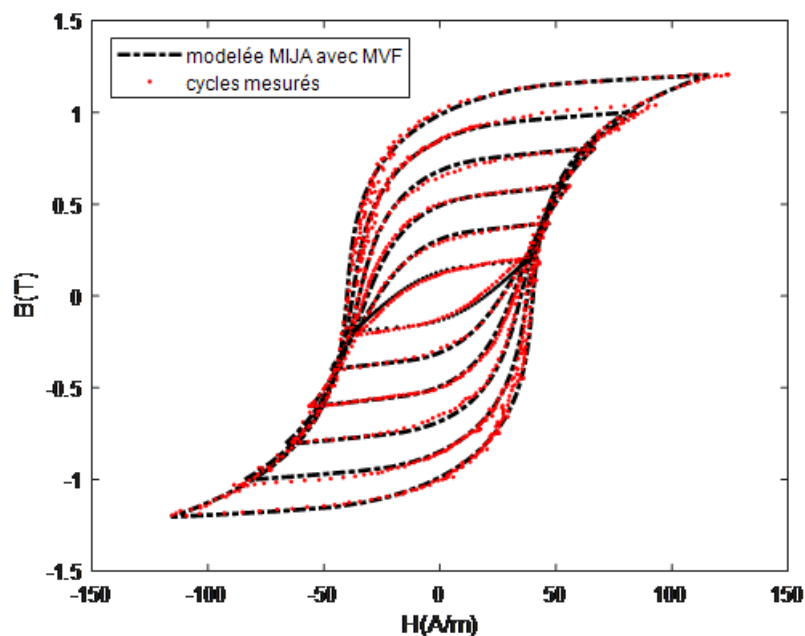


FIGURE 4.18 – Comparaison des cycles d'hystérésis aux points (P1..P6) avec la mesure

Puisque la surface du cycle d'hystérésis représente la densité volumique des pertes en (J/m^3), pour cela nous avons calculé cette densité dans tous les points du matériau, les Fig. 4.19 & 4.20 montrent la distribution des pertes fer dans le matériau, on remarque que les pertes sont très intenses au voisinage de l'inducteur.

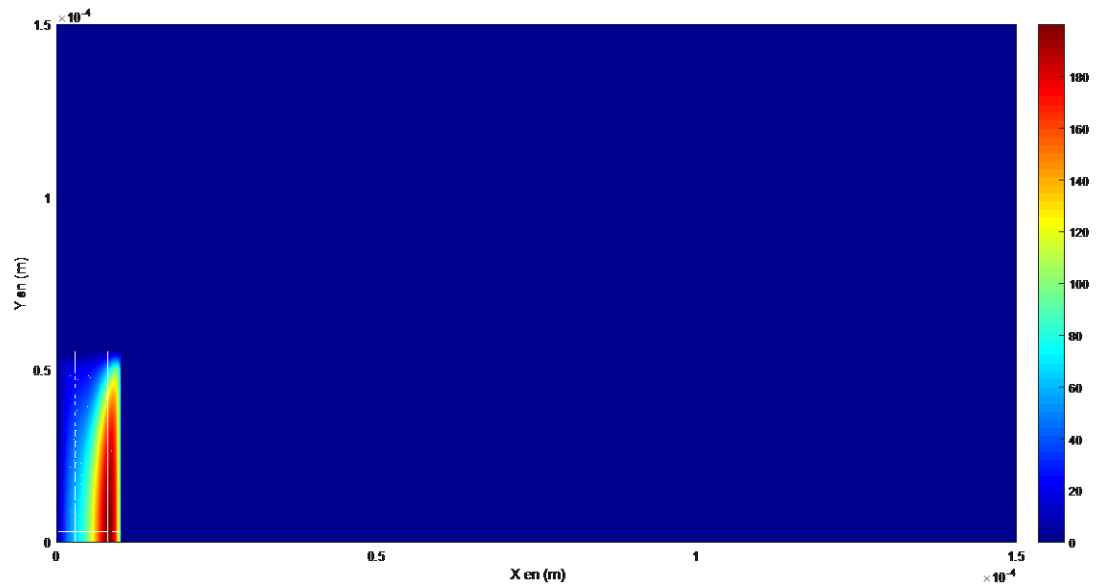


FIGURE 4.19 – La distribution des pertes fer dans le matériau avant l'amélioration du modèle

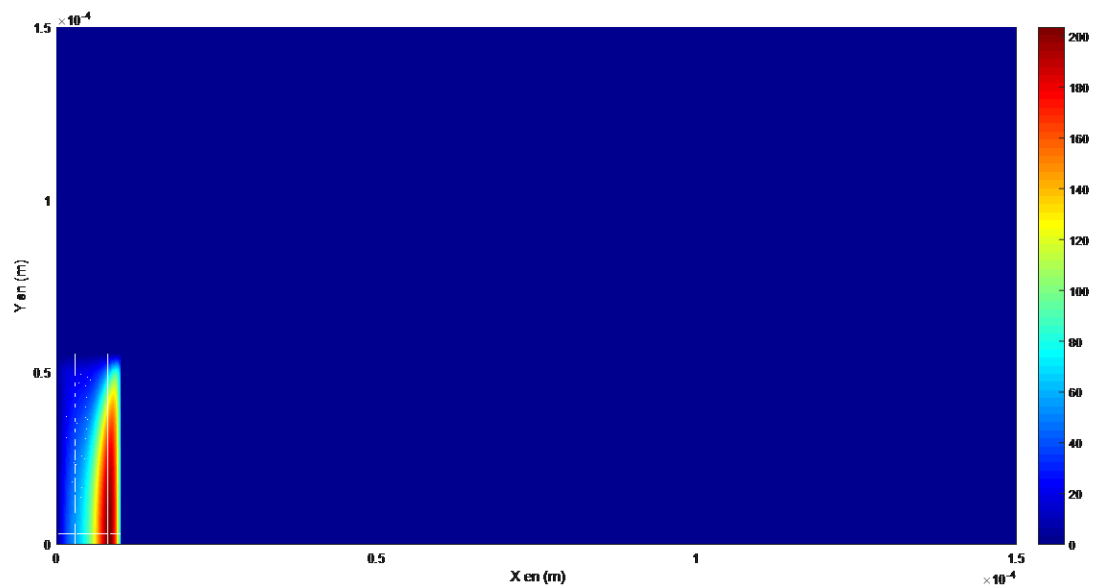


FIGURE 4.20 – La distribution des pertes fer dans le matériau avant l'amélioration du modèle

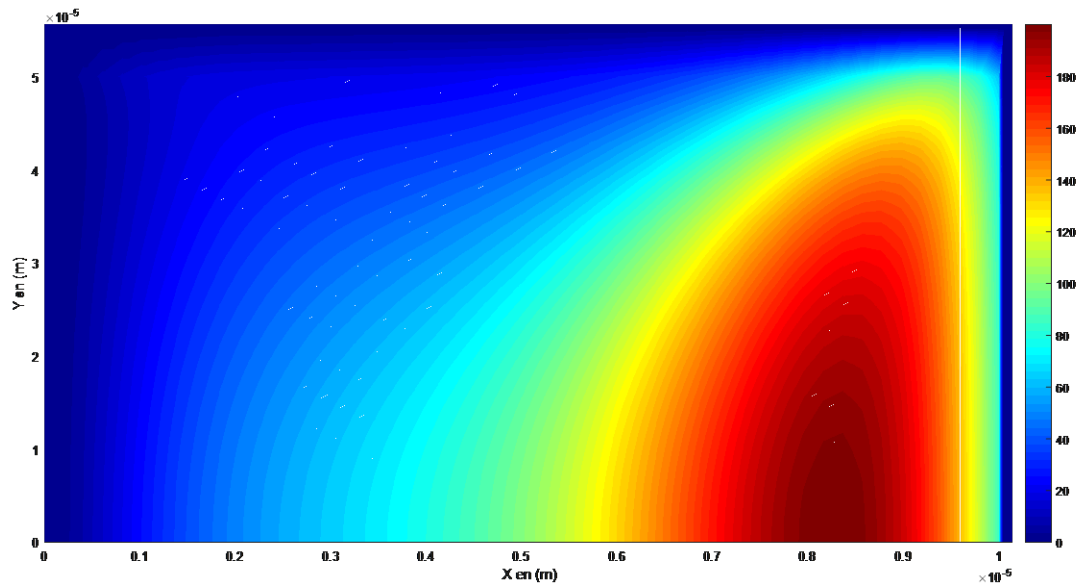


FIGURE 4.21 – Zoom sur le niveau de matériau de la figure 4.19

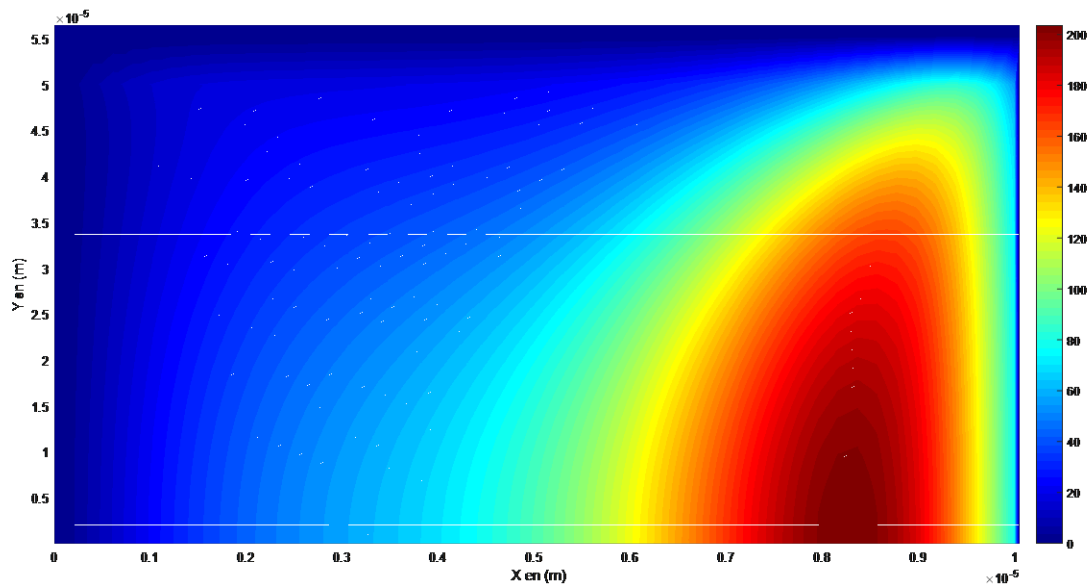


FIGURE 4.22 – Zoom sur le niveau de matériau de la figure 4.20

Afin de mieux voir la distribution des pertes fer dans matériau, nous incluons la Fig 4.23, où cette dernière représente la distribution des pertes fer à chaque nœud de maillage de matériau.

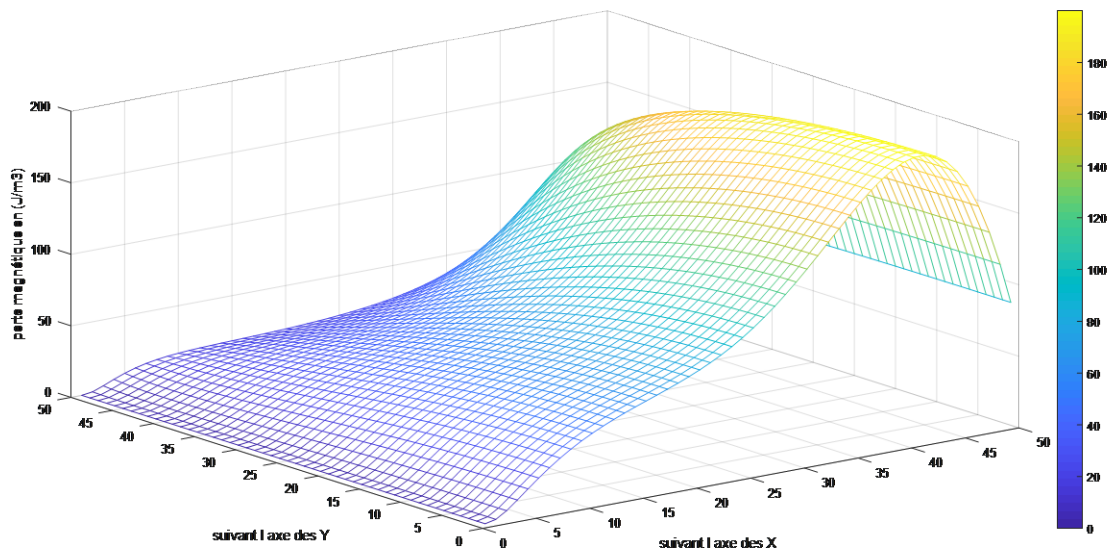


FIGURE 4.23 – La distribution des pertes fer à chaque nœud de maillage de matériau avant de l'amélioration de modèle

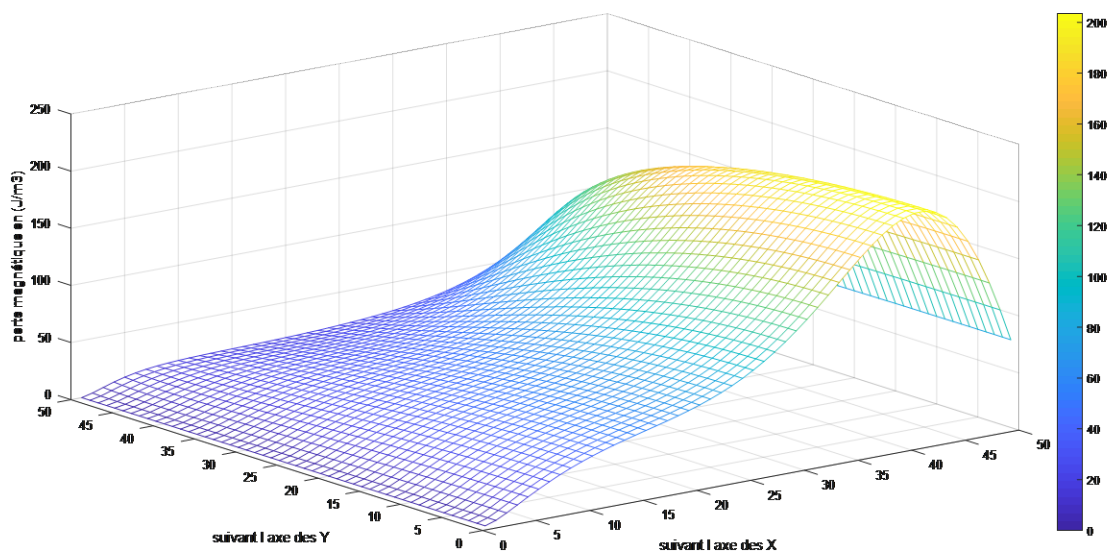


FIGURE 4.24 – La distribution des pertes fer à chaque nœud de maillage de matériau après l'amélioration de modèle

D'après les Fig. 4.23 et 4.24, nous pouvons voir que la distribution des pertes dans le fer prend la même forme que la distribution des valeurs maximales de l'induction magnétique Fig 4.16.

Les Fig. 4.19, 4.20, 4.21, 4.22, 4.23 et 4.24 montrent l'efficacité de notre proposition de modification du modèle, où nous voyons une nette différence entre les valeurs des pertes avant et après l'amélioration du modèle, cette différence parce que la plupart des cycles d'hystérésis dans le matériau sont des cycles mineurs. La Fig. 4.25 montre le cycle

d'hystérésis moyenne de la partie étudiée du dispositif.

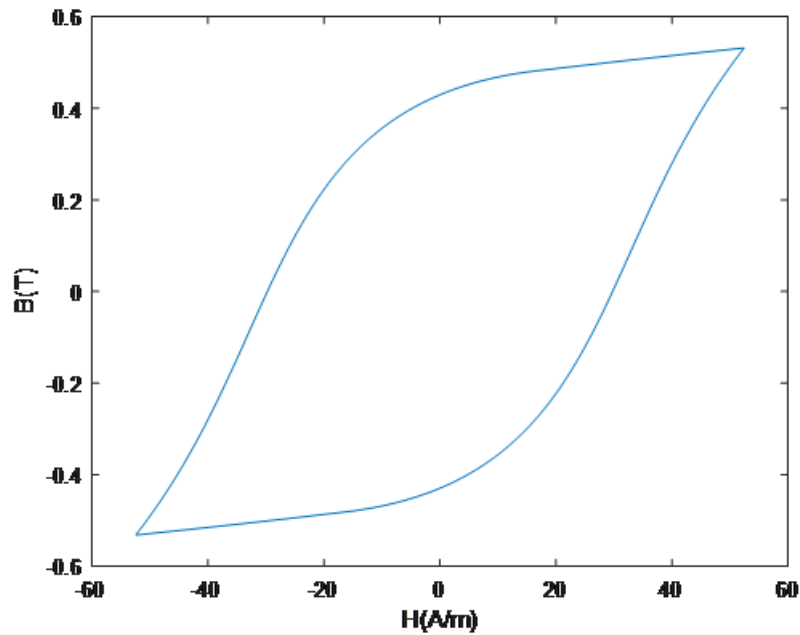


FIGURE 4.25 – Cycle d'hystérésis moyenne de la partie étudiée du dispositif

À l'intégration de la courbe illustrée dans la Fig. 2.25 on a obtenu la valeur de moyenne des pertes fer de $1/4$ de dispositif de validation .

4.5.2 Régime dynamique

Comme ne nous n'avons vu dans le troisième chapitre exactement à la section de régime dynamique, en plus qu'en régime statique, il existe aussi des courants macroscopiques qui se développent dans l'ensemble du système et qui sont directement liés à la conductivité du matériau, au sein des masses métalliques , ces courants sont toujours accompagnés d'une dissipation de chaleur par effet joule dit courant de Foucault. Les pertes par courants de Foucault et excédentaires se provoquent un champ au sens opposé de champs effectifs .

Nous avons intégré le modèle de J-A avec l'extension dynamique que déjà présentée précédemment dans le troisième chapitre avec une excitation d'intensité de courant $J = 1,4 \cdot 10^5 A/m^2$. Les paramètres utilisée dans cette section déjà illustrée dans le tableau 3.8.

Le code de calcul réalisé nous permettons de visualiser le cycle d'hystérésis dans différents points du dispositif étudié, pour illustrer les cycles d'hystérésis pour différentes fréquences un point quelconque a été choisie.

la Fig.2.25 présente l'emplacement de ce point dans le matériau et la Fig.4.26 montre l'évolution des différents cycles en fonction de la fréquence .

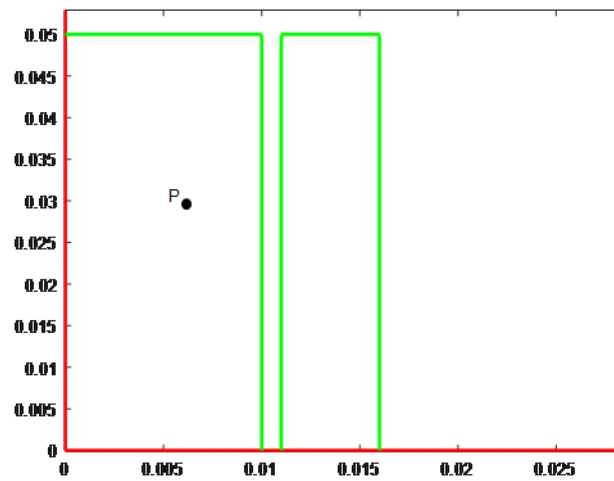


FIGURE 4.26 – L'emplacement d'une point remarquable dans le matériau

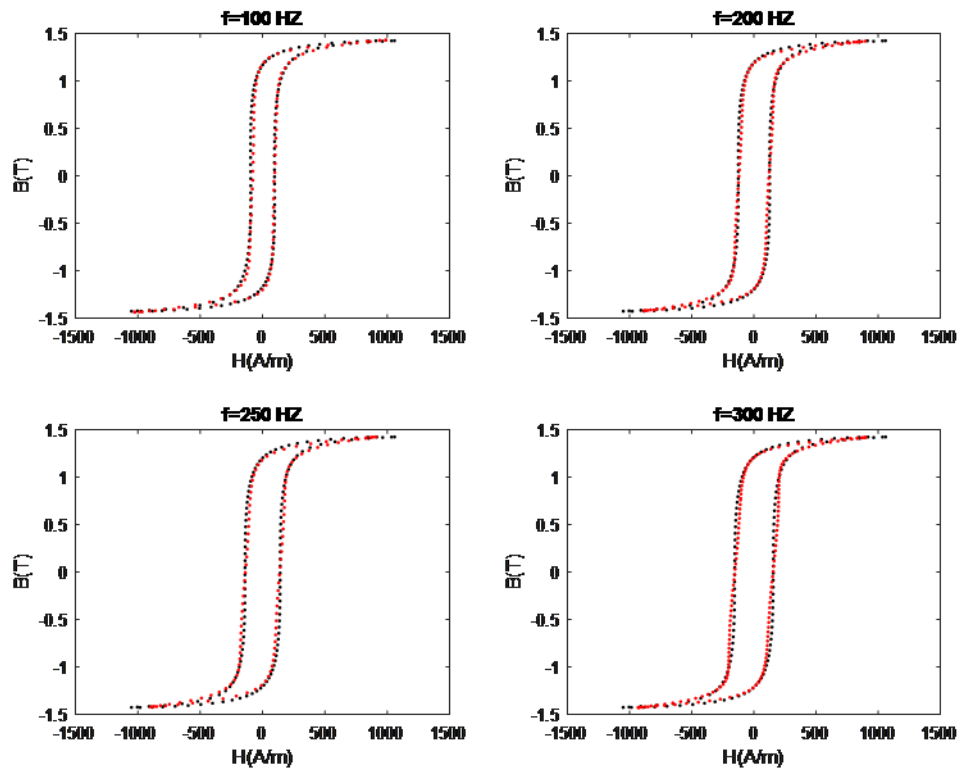


FIGURE 4.27 – Cycles d'hystérésis calculées par le modèle J-A couplée avec la MVF comparer avec les cycles mesurés a diffèrent fréquence.

Pour voir l'effet de la variation de fréquence, on a simulé la distribution des pertes fer au niveau de la partie étudiée du dispositif à différents niveaux de fréquence. Les figures suivantes illustrent cela pour les fréquences $F = 300\text{Hz}$, $F = 150\text{Hz}$, et $F = 10\text{Hz}$,

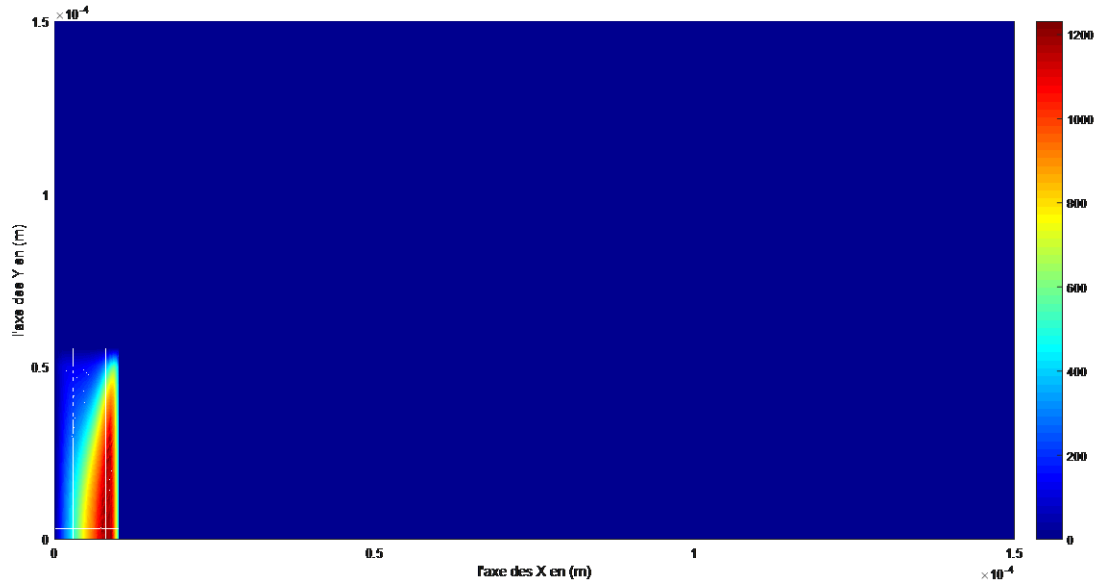
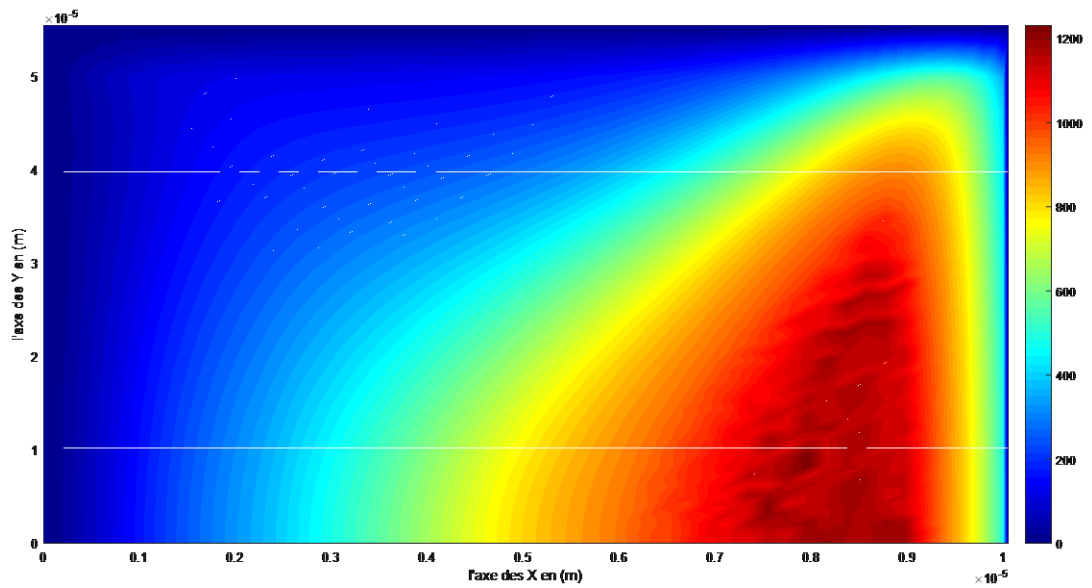
FIGURE 4.28 – La distribution des pertes fer dans le matériau a la fréquence $F=300\text{Hz}$ 

FIGURE 4.29 – Zoom sur le niveau de matériau de la figure 4.28

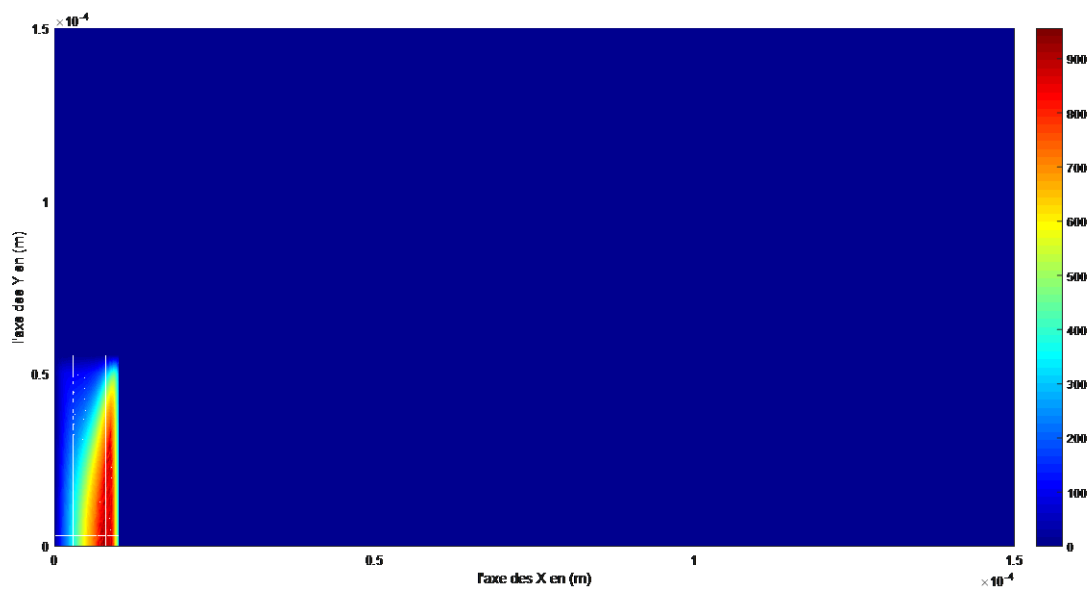
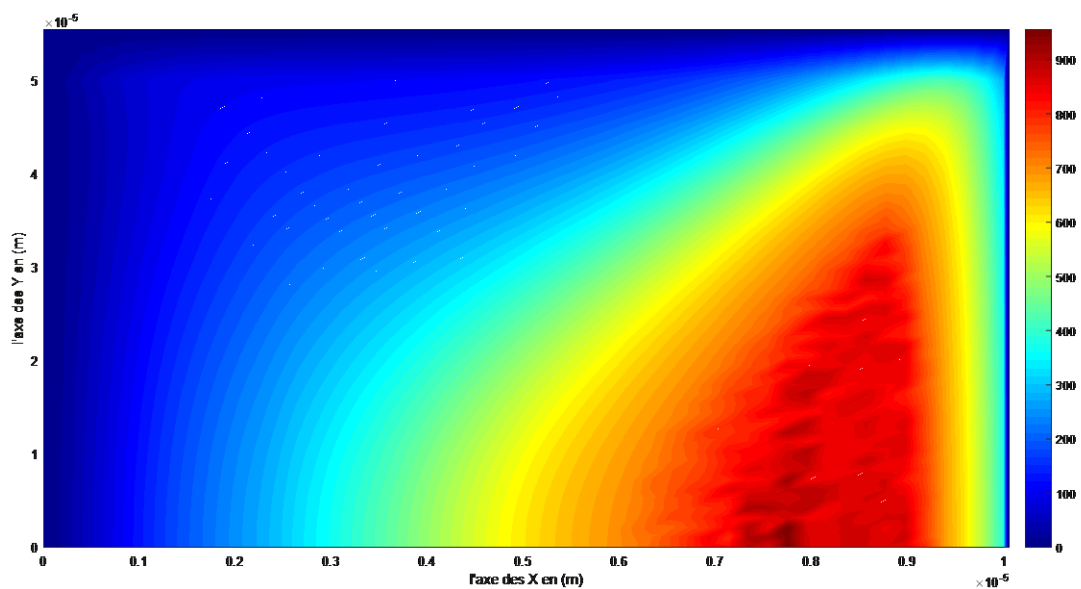
FIGURE 4.30 – La distribution des pertes fer dans le matériau a la fréquence $F=150$ Hz

FIGURE 4.31 – Zoom sur le niveau de matériau de la figure 4.31

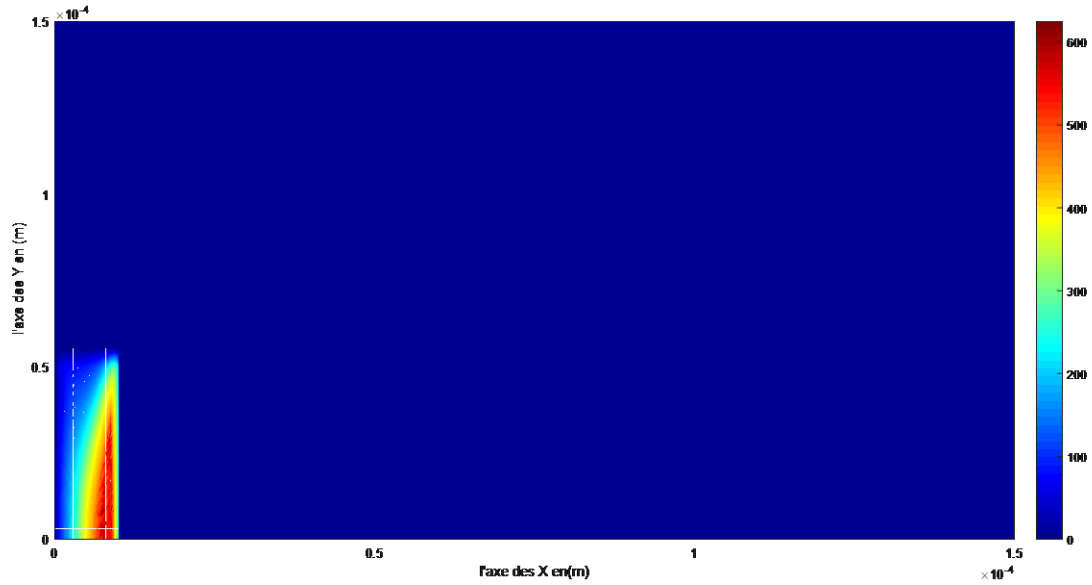


FIGURE 4.32 – La distribution des pertes fer dans le matériau a dans chaque pointe de maillage la fréquence $F = 10$ Hz

D'après les figures ci-dessus, nous concluons que les pertes de fer augmentent avec l'augmentation de la fréquence, c'est-à-dire qu'elle a une relation directe avec la fréquence, et le plus grand volume de cette perte est concentré près de l'inducteur et diminue en s'éloignant progressivement.

La figure suivante représente l'évolution de la valeur des pertes fer moyenne pour le dispositif complet en fonction de la fréquence.

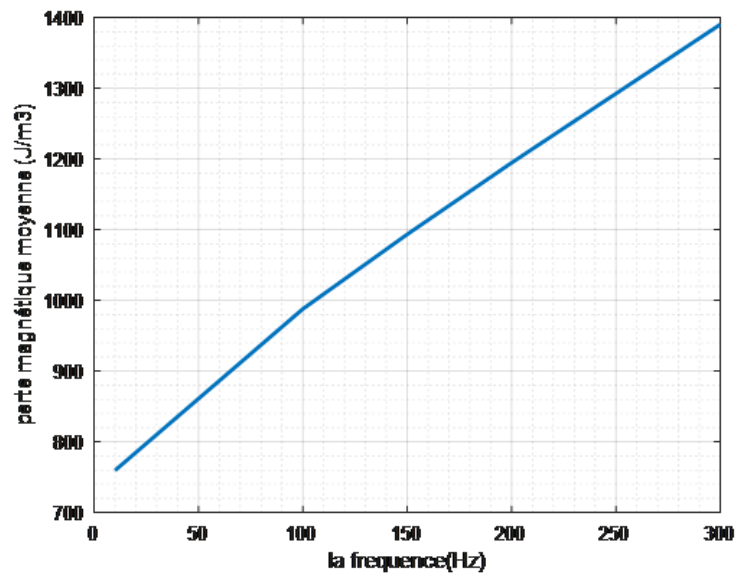


FIGURE 4.33 – L'Évolution des pertes fer de dispositif complet en fonction de la fréquence

D'après la figure ci-dessus, nous pouvons voir que cette dernière est proportionnelle à la fréquence car elle a une relation presque linéaire

4.6 Conclusion

La modélisation du phénomène d'hystérésis constitue la principale difficulté du calcul numérique du champ magnétique dans les matériaux hystérétiques.

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté la stratégie de modélisation électromagnétique à travers les équations de Maxwell et la loi constitutive des milieux.

Nous avons ensuite discuté de la discrétisation spatiale et temporelle des systèmes d'équations aux dérivées partielles résultant de ces modèles.

Dans la deuxième partie, nous avons couplé la méthode des volumes finis avec le modèle de Jiles-Atherton statique. Cette approche de calcul nous a permis de déterminer et de visualiser la distribution du potentiel vecteur magnétique, la densité des pertes fer dans le matériau étudié, ainsi que les cycles d'hystérésis dans chaque point.

Nous avons constaté que le code de calcul avec le modèle statique, avant l'amélioration, produisait des résultats imprécis. Cependant, grâce à l'intégration du modèle amélioré de J-A, le code de calcul a donné des résultats bien plus concordants.

Enfin, nous avons intégré le modèle de J-A avec son extension dynamique à la méthode des volumes finis et étudié l'évolution des pertes fer en fonction des fréquences. Les résultats obtenus sont très satisfaisants, démontrant ainsi l'efficacité de cette approche.

CONCLUSION GÉNÉRALE

La modélisation du phénomène de l'hystérésis magnétique ouvre le chemin à l'implantation du comportement hystérétique des matériaux magnétiques dans l'analyse numérique des champs magnétiques non linéaires rencontrés dans le domaine de l'ingénierie.

Dans ce travail nous avons présenté une modélisation du comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques par la méthode des volumes finis couplée avec le modèle d'hystérésis de J-A . cette modélisation a permis de déterminer avec précision les pertes fer dans ces matériaux. cette dernière et joue un rôle crucial dans les dispositifs électrotechniques comme les machines tournantes ,les transformateurs et les chauffages par induction. Puisque le principe de fonctionnement des dispositifs électromagnétiques est lié à la distribution du champ électromagnétique dans leurs circuits magnétiques. le cycle d'hystérésis a été utilisée comme une représentation des pertes fer dans les matériaux magnétiques.

Le contenu de ce travail est présenté sur quatre parties importantes . Dans la première partie de ce mémoire a été consacré à une étude bibliographique sur les origines du magnétisme les différents types des matières et de leurs propriétés. au deuxième chapitre, il a été consacré à la présentation des échantillons des modèles analytiques et physiques utilisés pour modéliser l'hystérésis magnétique. Sur la base des modèles étudiés ainsi que de plusieurs études antérieures, nous avons choisi le modèle J-A . ce dernier est largement utilisé pour représenter les cycles d'hystérésis, présente néanmoins des limitations.

Dans le troisième chapitre nous avons étudié le modèle de J-A en profondeur. ce modèle n'est pas capable de modéliser l'hystérésis magnétique dans certaines situations, notamment dans les cas d'induction magnétique faible, d'excitations contenant des harmoniques ou de fréquences élevées, où son comportement devient non physique. Dans cette étude, nous avons proposé des solutions pour améliorer le modèle de J-A dans le régime statique que dynamique. Les résultats obtenus avec le modèle modifié ont été comparés à des mesures expérimentales, confirmant ainsi la précision et l'efficacité de notre proposition. Les courbes modélisées ont montré une bonne concordance avec les données expérimentales.

Finalement, pour mieux comprendre les comportements du matériau, sont après l'identification du phénomène physique , nous avons modélisé ce phénomène en utilisant les équations de Maxwell dans le domaine de l'électromagnétique. Après avoir modélisé ce phénomène, nous avons conclu que le modèle magnétodynamique d'un système en coordonnées cartésiennes c'est une équation aux dérivées partielles (EDP), cette équation est non linéaire et difficile à résoudre par des méthodes analytiques, dans le 1^{er} partie de ce chapitre nous avant citer certaines méthodes numériques capables de résoudre ce type des équations comme la MDF, MEF et la MVF. Au cours de ce travail, nous avons implémenté sous l'environnement *MATLAB*[®] un code de calcul dans le cas bidimensionnel basé sur la méthode des volumes finis et le modèle de Jiles-Atherton pour la modélisation des phénomènes d'hystérésis. Cette approche nous a permis d'obtenir une vision détaillée de

plusieurs paramètres, tels que la distribution du potentiel vecteur magnétique, l'induction maximale d'excitation et la répartition des pertes fer dans les tôles magnétiques, dans les deux cas statiques et dynamiques . Ces résultats ont renforcé et validé nos hypothèses de départ, notamment après leur comparaison avec les mesures expérimentales.

En perspective, comme nouveaux objectifs, nous proposons d'étudier l'influence de la température sur les propriétés magnétiques des matériaux ainsi que l'étude de l'effet de peau dans les systèmes à haute fréquence et l'intégrer au modèle de l'hystérésis de Jiles Atherton. et finalement, L'intégration des autres modèles dans la méthode des volumes finit MVF.

Bibliographie

- [1] Abdelkader Benabou, " *Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantati. . .*" (Université de Lille 1, 2002).
- [2] Yassine Ouled Amor, " *Contribution à la modélisation de l'hystérésis magnétique en vue de l'analyse par éléments finis de. . .*" (Université de Nantes, 2000).
- [3] Yamina Belkhiri, " *Modelisation des phenomenese lectromagnetiques et mecaniques couples par la methode des volumes finis (CVM)*" (Universite de Batna 2, 2003).
- [4] Mourad Hamimid, " *Modeles De L'hysteresis Magnetique Et Leurs Implementations Par La Methode Des Volumes Finis Dans Les Dispositifs Electromagnet. . .*" (Université de Mohamed Khider Biskra, 2011).
- [5] Cheriet, Ahmed. Contribution a la modélisation tridimensionnelle par la méthode des volumes finis de dispositifs électromagnétiques. Diss. 2007.
- [6] Néel, Louis. "Théorie des lois d'aimantation de lord rayleigh et les déplacements d'une paroi isolée." Cahiers de physique 12 (1942) : 1-20.
- [7] O Fröhlich, " *Investigations of dynamoelectric machines and electric power transmission and theoretical conclusions therefrom*", Elektrotech. Z 2 (1881), pp. 134--141.
- [8] Mehmet Akbaba, " *A modified Froelich's type equation for accurate modeling of magnetising characteristic of magnetic cores*", Electric machines and power systems 19, 3 (1991), pp. 303--311.
- [9] Hans Hauser, " *Energetic model of ferromagnetic hysteresis*", Journal of applied physics 75, 5 (1994), pp. 2584--2597.
- [10] DC Jiles and D Atherton, " *Ferromagnetic hysteresis*", IEEE Transactions on magnetics 19, 5 (1983), pp. 2183--2185.
- [11] D Atherton and D Jiles, " *Effects of stress on the magnetization of steel*", IEEE Transactions on magnetics 19, 5 (1983), pp. 2021--2023.
- [12] David C Jiles and David L Atherton, " *Theory of ferromagnetic hysteresis*", Journal of magnetism and magnetic materials 61, 1-2 (1986), pp. 48--60.
- [13] David Jiles, " *Introduction to magnetism and magnetic materials*" (CRC press, 2015).
- [14] David C Jiles, JB Thoeke, and MK Devine, " *Numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hyst. . .*", IEEE Transactions on magnetics 28, 1 (1992), pp. 27--35.

-
- [15] M Hamimid, SM Mimoune, and M Feliachi, "*Minor hysteresis loops model based on exponential parameters scaling of the modified Jiles--Atherton model*", *Physica B : Condensed Matter* 407, 13 (2012), pp. 2438--2441.
- [16] Jean V Leite, Nelson Sadowski, Patrick Kuo-Peng, and Abdelkader Benabou, "*Minor loops calculation with a modified Jiles-Atherton hysteresis model*", *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications (JMoe)* 8, 1 (2009), pp. 49S--55S.
- [17] Bachir Selmoune and Mourad Hamimid, "*Anhysteretic Magnetization Effect on the Centered and Non-Centered Minor Hysteresis Loops in Jiles-Atherton Model.*", *Instrumentation, Mesures, Metrologies* 20, 6 (2021).
- [18] SV Patankar, "*Numerical heat transfer and heat flow, series in computational methods in mechanics and thermal science*", Taylor & Francis Editors (1980).
- [19] Gouri Dhatt, Gilbert Touzot, and Emmanuel Le francois, "*Methodes des elements finis*" (Lavoisier, 2005).
- [20] M Hamimid, SM Mimoune, and M Feliachi, "*Incorporation of modified dynamic inverse Jiles-Atherton model in finite volume time domain for nonlinear electromagnetic field...*", *Journal of Applied Physics* 113, 1 (2013), pp. 013915.
- [21] JB Davies and AJ Dean, "*Finite volume with non-uniform mesh for the solution of Maxwell's equations*", *IEEE transactions on magnetics* 32, 3 (1996), pp. 1417--1420.
- [22] Stephane Labbe and Pierre Leca, "*Resolution rapide des equations de Maxwell quasi-stationnaires : matrices Toeplitz multi-niveaux. Application au micromagnetisme*", *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences-Series I-Mathematics* 327, 4 (1998), pp. 415--420.
- [23] Malika Remaki, Loula Fatima Fezoui, and Frédéric Poupaud, "*Un nouveau schéma de type volumes finis appliqué aux équations de Maxwell en milieu hétérogène*" (INRIA, 1998).
- [24] I Popa, I Cautil, and Dan Florica, "*Modele numerique electrothermique pour l'optimisation des contacts demontables de forts courants*", *Annals of the University of Craiova-Electrical Engineering Series* 30, 30 (2006), pp. 330--333.
- [25] J Zou, JS Yuan, XS Ma, X Cui, SM Chen, and JL He, "*Magnetic field analysis of iron-core reactor coils by the finite-volume method*", *IEEE transactions on magnetics* 40, 2 (2004), pp. 814--817.
- [26] G Bertotti, Aldo Boglietti, Mario Chiampi, D Chiarabaglio, F Fiorillo, and M Lazzari, "*An improved estimation of iron losses in rotating electrical machines*", *IEEE Transactions on Magnetics* 27, 6 (1991), pp. 5007--5009.
- [27] Aldo Boglietti, Andrea Cavagnino, Mario Lazzari, and Michele Pastorelli, "*Predicting iron losses in soft magnetic materials with arbitrary voltage supply : An engineering approach*", *IEEE Transactions on magnetics* 39, 2 (2003), pp. 981--989.

-
- [28] Fatma Issaoui, "*Etude des propriétés magnétiques des matériaux à bases des métaux de transition sous forme de poudre (AuBO) et monocristaux*" (Université de Grenoble, 2012).
- [29] A Layadi, "*Introduction au magnétisme*", Alger (2004).
- [30] James Clerk Maxwell, "*VIII. A dynamical theory of the electromagnetic field*", Philosophical transactions of the Royal Society of London (1865), pp. 459--512.
- [31] Marc Séguin, Me Julie Descheneau, and Mr Benjamin Tardif, "*Physique XXI : Électricité et magnétisme*" vol. 2, (De Boeck Supérieur, 2010).
- [32] Nadjet Kissa, "*Modélisation de l'hysteresis magnétique en vue de son intégration dans un code de calcul de champ électromagnétique*" (Université de Batna 2, 2006).
- [33] Amir Nourdine, "*Modélisation de l'hystérésis dans les matériaux magnétiques et introduction de modèles dans le logiciel...*" (Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 2002).
- [34] Richard M Bozorth and D Ferromagnetism, "*van Nostrand*", New York 195 (1951).
- [35] John Michael David Coey, "*Rare-earth iron permanent magnets*" (Oxford University Press, 1996).
- [36] Giorgio Bertotti, "*Hysteresis in magnetism : for physicists, materials scientists, and engineers*" (Gulf Professional Publishing, 1998).
- [37] Charles Cyr, "*Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines él. . .*" (Arts et Métiers ParisTech, 2007).
- [38] Philippe Robert, "*Matériaux de l'électronique*" vol. 2, (PPUR Presses polytechniques, 1999).
- [39] Gérard Lacroux, "*The Permanent Magnets (Les Aimants Permanents)*", Technique et Documentation--Lavoisier, 1989, (1989), pp. 377.
- [40] Jean-Paul Bailon and Jean-Marie Dorlot, "*Des matériaux*" (Presses inter Polytechnique, 2000).
- [41] Amalia Ivanyi, "*Hysteresis models in electromagnetic computation*" (Akadémiai Kiadó Budapest, 1997).
- [42] Azzouz Miouat, "*Identification-optimisation paramétrique et quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux*" (Université El Hadj Lakhder, 2005).
- [43] Michel Cyrot and Etienne Du Tremolet De Lacheisserie, "*Magnétisme. II, Matériaux et applications* (Collection Grenoble sciences) (EDP Sciences, 2000).
- [44] Anh Tuan Bui, "*Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique* (Université Claude Bernard-Lyon I, 2011).
- [45] Alban Marino, "*Caractérisation et modélisation des pertes magnétiques d'une machine asynchrone instrumentée fonctionnant en ch. . .*" (Grenoble INPG, 2003).

-
- [46] Alex Hubert and Rudolf Schafer, "*Magnetic domains : the analysis of magnetic microstructures*" (Springer Science & Business Media, 2008).
- [47] Jacques Benard, Andre Michel, Jean Philibert, and Jean Talbot, "*Metallurgie generale*" vol. 2, (Masson Paris, 1984).
- [48] Mohamed Belkadi, "*Contribution a l'homogeneisation multi-echelle des proprietes electromagnetiques des materiaux en poudre de fer*" (Nantes, 2009).
- [49] Pierre Weiss, "*La variation du ferromagnetisme avec la temperature*", Comptes Rendus 143 (1906), pp. 1136--1139.
- [50] Pierre Weiss, "*L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique*", J. Phys. Theor. Appl. 6, 1 (1907), pp. 661--690.
- [51] James Alfred Ewing, "*VII. On the production of transient electric currents in iron and steel conductors by twisting them when magnetised or by magne. . .*", Proceedings of the Royal Society of London 33, 216-219 (1882), pp. 21--23.
- [52] Cristina Vernescu, "*Contribution a la modelisation de l'hysteresis vectorielle dans les toles magnetiques. Validation en regime d'induction uniaxia. . .*" (Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 2000).
- [53] Olivier Ghibaudo, "*Caracteristiques magnetiques de materiaux doux sous l'action de contraintes mecaniques cycliques*" (Universite Grenoble Alpes (ComUE), 2016).
- [54] M Hamimid, SM Mimoune, and M Feliachi, "*Hybrid magnetic field formulation based on the losses separation method for modified dynamic inverse Jiles--Atherton model*", Physica B : Condensed Matter 406, 14 (2011), pp. 2755--2757.
- [55] Giorgio Bertotti, "*Physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials. I. Theoretical considerations*", Journal of applied Physics 57, 6 (1985), pp. 2110--2117.
- [56] Frederick C Trutt, Edward A Erdelyi, and Ralph E Hopkins, "*Representation of the magnetization characteristic of DC machines for computer use*", IEEE transactions on Power Apparatus and Systems (1968), pp. 665--669.
- [57] MK El-Sherbiny, "*Representation of the magnetization characteristic by a sum of exponentials*", IEEE Transactions on Magnetics 9, 1 (1973), pp. 60--61.
- [58] Hans Hauser, "*Energetic model of ferromagnetic hysteresis : Isotropic magnetization*", Journal of applied physics 96, 5 (2004), pp. 2753--2767.
- [59] Paul Fulmek, Paul Haumer, Hannes Wegleiter, and Bernhard Schweighofer, "*Energetic model of ferromagnetic hysteresis*", COMPEL-The international journal for computation and mathematics in electrical and electronic engineering (2010).
- [60] Mourad Hamimid, Souri Mohamed Mimoune, and Mouloud Feliachi, "*Dynamic formulation for energetic model compared with hybrid magnetic formulation of ferromagnetic hysteresis*", International Journal of Numerical Modelling : Electronic Networks, Devices and Fields 30, 6 (2017), pp. e2225.

-
- [61] Ren Liu and Lin Li, "Accurate symmetrical minor loops calculation with a modified energetic hysteresis model", IEEE Transactions on Magnetics 56, 3 (2020), pp. 1--4.
- [62] Ali Hammouche, Mourad Hamimid, Abdelkader Kansab, and Bachir Belmadani, "Integration of Energetic Model for Ferromagnetic Hysteresis in Finite Volume Method for Electromagnetic Field Calculation.", Instrumentation, Mesures, Metrologies 20, 1 (2021).
- [63] JA Ewing, "XXV Contributions to the molecular theory of induced magnetism", The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 30, 184 (1890), pp. 205--222.
- [64] Douglas H Everett and William Ivo Whitton, "A general approach to hysteresis", Transactions of the Faraday Society 48 (1952), pp. 749--757.
- [65] Douglas Hugh Everett, "A general approach to hysteresis. Part 4. An alternative formulation of the domain model", Transactions of the Faraday Society 51 (1955), pp. 1551--1557.
- [66] JG Woodward and E DellaTorre, "Particle interaction in magnetic recording tapes", Journal of Applied Physics 31, 1 (1960), pp. 56--62.
- [67] GT Rado and VJ Folen, "Determination of molecular field coefficients in ferrimagnets", Journal of Applied Physics 31, 1 (1960), pp. 62--68.
- [68] E Torre, "Effect of interaction on the magnetization of single-domain particles", IEEE Transactions on audio and electroacoustics 14, 2 (1966), pp. 86--92.
- [69] Françoise Liorzou, B Phelps, and DL Atherton, "Macroscopic models of magnetization", IEEE Transactions on Magnetics 36, 2 (2000), pp. 418--428.
- [70] Abdelkader Benabou, Stéphane Clenet, and Francis Piriou, "Comparison of Preisach and Jiles--Atherton models to take into account hysteresis phenomenon for finite element analysis", Journal of magnetism and magnetic materials 261, 1-2 (2003), pp. 139--160.
- [71] Abdelkader Benabou, Stéphane Clenet, and Francis Piriou, "Comparison of the Preisach and Jiles-Atherton models to take hysteresis phenomenon into account in finite element analysis", COMPEL-The international journal for computation and mathematics in electrical and electronic engineering 23, 3 (2004), pp. 825--834.
- [72] Kurt Heinz Jürgen Buschow, Frank R Boer, "Physics of magnetism and magnetic materials" vol. 7, (Springer, 2003).
- [73] Malika YAKHLEF, "Développement d'un Code de Calcul des Phénomènes Electromagnétiques par la Méthode des Eléments Finis..." (Université de Batna 2, 2016).
- [74] Arun Raghunathan, Yevgen Melikhov, John Evan Snyder, and DC Jiles, "Generalized form of anhysteretic magnetization function for Jiles--Atherton theory of hysteresis", Applied Physics Letters 95, 17 (2009), pp. 172510.

-
- [75] M Hamimid, M Feliachi, and SM Mimoune, "*Modified Jiles--Atherton model and parameters identification using false position method*", *Physica B : Condensed Matter* 405, 8 (2010), pp. 1947--1950.
- [76] Romain Marion, "*Contribution à la modélisation du magnétisme statique et dynamique pour le génie électrique*" (Université de Claude Bernard-Lyon I, 2010).
- [77] Seddik Azzaoui, Kamel Srairi, and Mohamed El Hachemi Benbouzid, "*Non linear magnetic hysteresis modelling by Finite Volume Method for Jiles-Atherton model optimizing by a genetic algorithm*", *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications* 2011 (2011).
- [78] David C Jiles and JB Thoelke, "*Theory of ferromagnetic hysteresis : determination of model parameters from experimental hysteresis loops*", *IEEE Transactions on magnetics* 25, 5 (1989), pp. 3928--3930.
- [79] M. Hamimid et S. Mimoune, "*Identification des paramètres du modèle de Jiles-Atherton En utilisant un algorithme itératif couple avec la méthode de Newton-Raphson*", *International Metrology Conference CAFMET22-24*, 2008.
- [80] Peter R Wilson, J Neil Ross, and Andrew D Brown, "*Optimizing the Jiles-Atherton model of hysteresis by a genetic algorithm*", *IEEE Transactions on Magnetism* 37, 2 (2001), pp. 989--993.
- [81] Alessandro Salvini and Francesco Riganti Fulginei, "*Genetic algorithms and neural networks generalizing the Jiles-Atherton model of static hysteresis for dynamic loops*", *IEEE Transactions on Magnetism* 38, 2 (2002), pp. 873--876.
- [82] Shuying Cao, Boweng Wang, Rongge Yan, Wenmei Huang, and Qingxin Yang, "*Optimization of hysteresis parameters for the Jiles-Atherton model using a genetic algorithm*", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 14, 2 (2004), pp. 1157-1160.
- [83] JV Leite, Sergio Luciano Avila, NJ Batistela, Walter P Carpes, Nelson Sadowski, Patrick Kuo-Peng, and Joan Pedro A Bastos, "*Real coded genetic algorithm for Jiles-Atherton model parameters identification*", *IEEE Transactions on magnetics* 40, 2 (2004), pp. 888--891.
- [84] F Riganti Fulginei and Alessandro Salvini, "*Softcomputing for the identification of the Jiles-Atherton model parameters*", *IEEE Transactions on Magnetism* 41, 3 (2005), pp. 1100--1108.
- [85] Krzysztof Chwastek and Jan Szczyglowski, "*Identification of a hysteresis model parameters with genetic algorithms*", *Mathematics and Computers in Simulation* 71, 3 (2006), pp. 206--211.
- [86] Oualid Messal, "*Caractérisation et modélisation du comportement thermomagnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel*" (Université de Claude Bernard-Lyon I, 2013).

-
- [87] John A Nelder and Roger Mead, "*A simplex method for function minimization*", The computer journal 7, 4 (1965), pp. 308--313.
- [88] Jeffrey C Lagarias, James A Reeds, Margaret H Wright, and Paul E Wright, "*Convergence properties of the Nelder--Mead simplex method in low dimensions*", SIAM Journal on optimization 9, 1 (1998), pp. 112--147.
- [89] Alberto Moraglio and Julian Togelius, "*Geometric Nelder-Mead Algorithm for the permutation representation*", in IEEE Congress on Evolutionary Computation (2010), pp. 1--8.
- [90] Marco Trapanese, "*Identification of parameters of the Jiles--Atherton model by neural networks*", Journal of Applied Physics 109, 7 (2011), pp. 07D355.
- [91] Peter Kis, "*Jiles-Atherton model implementation to edge finite element method*", (2006).
- [92] Ajay Pal Singh Baghel, Krzysztof Chwastek, and SV Kulkarni, "*Modelling of minor hysteresis loops in rolling and transverse directions of grain-oriented laminations*", IET Electric Power Applications 9, 4 (2015), pp. 344--348.
- [93] Greeshma Mohan Unniachanparambil and Shrikrishana V Kulkarni, "*Use of a scaling power law to incorporate asymmetrical minor loops in the inverse Jiles--Atherton model*", IET Electric Power Applications 13, 12 (2019), pp. 2090--2095.
- [94] Rodolfo Araneo and Salvatore Celozzi, "*Analysis of the shielding performance of ferromagnetic screens*", IEEE transactions on magnetics 39, 2 (2003), pp. 1046--1052.
- [95] Ramakrishnan Venkataraman, *Modeling and adaptive control of magnetostrictive actuators* (University of Maryland, College Park, 1999).
- [96] Jonathan HB Deane, "*Modeling the dynamics of nonlinear inductor circuits*", IEEE Transactions on Magnetism 30, 5 (1994), pp. 2795--2801.
- [97] Damijan Miljavec and Bogomir Zidarić, "*Introducing a domain flexing function in the Jiles--Atherton hysteresis model*", Journal of magnetism and magnetic materials 320, 5 (2008), pp. 763--768.
- [98] Chuhyun Cho, Derac Son, and Youk Cho, "*Core Loss Analysis of Non-oriented Electrical Steel Under Magnetic Induction Including Higher Harmonics*", Journal of Magnetism 6, 2 (2001), pp. 66--69.
- [99] M Hamimid, SM Mimoune, M Feliachi, and K Atallah, "*Non centered minor hysteresis loops evaluation based on exponential parameters transforms of the modified inverse Jiles--Athert...*", Physica B : Condensed Matter 451 (2014), pp. 16--19.
- [100] Abdelkader Benabou, Jean Viane Leite, Stephane Clenet, C Simao, and Nelson Sadowski, "*Minor loops modelling with a modified Jiles--Atherton model and comparison with the Preisach model*", Journal of magnetism and magnetic materials 320, 20 (2008), pp. e1034--e1038.

-
- [101] M. Hamimid, S. Mimoune, and M. Feliachi, "Evaluation of minor hysteresis loops using Langevin transforms in modified inverse Jiles–Atherton model" *Physica B : Condensed Matter*, vol. 429, pp. 115–118, 2013.
- [102] A Benoudjit, "Introduction aux machines électriques-machines a courant continu", Edition : Presses de l'Université de Batna (Algerie) (1995).
- [103] David C Jiles, "Modelling the effects of eddy current losses on frequency dependent hysteresis in electrically conducting media", *IEEE Transactions on Magnetics* 30, 6 (1994), pp. 4326-4328.
- [104] David C Jiles, "Frequency dependence of hysteresis curves in conducting magnetic materials", *Journal of Applied Physics* 76, 10 (1994), pp. 5849--5855.
- [105] APS Baghel and SV Kulkarni, "Dynamic loss inclusion in the Jiles--Atherton (JA) hysteresis model using the original JA approach and the field separation app...", *IEEE Transactions on Magnetics* 50, 2 (2014), pp. 369--372.
- [106] N Sadowski, NJ Batistela, JPA Bastos, and M Lajoie-Mazenc, "An inverse Jiles-Atherton model to take into account hysteresis in time-stepping finite-element calculations", *IEEE transactions on magnetics* 38, 2 (2002), pp. 797--800.
- [107] LA Righi, Nelson Sadowski, R Carlson, JPA Bastos, and NJ Batislsla, "A new approach for iron losses calculation in voltage fed time stepping finite elements", *IEEE transactions on magnetics* 37, 5 (2001), pp. 3353--3356.
- [108] Ibtissem Belgasmi and Mourad Hamimid, "Accurate Hysteresis Loops Calculation Under the Frequency Effect Using the Inverse Jiles-Atherton Model", *Advanced Electromagnetics* 9, 2 (2020), pp. 93--98.
- [109] B. Ibtissem, "Caractérisation et modélisation du comportement hystéretique des matériaux ferromagnétiques," Université de M'sila, 2022.
- [110] Sergey E Zirka, Yury I Moroz, Philip Marketos, and Anthony J Moses, "Viscosity-based magnetodynamic model of soft magnetic materials", *IEEE transactions on magnetics* 42, 9 (2006), pp. 2121--2132.
- [111] Sergey E Zirka, Yury I Moroz, Philip Marketos, and Anthony J Moses, "A viscous-type dynamic hysteresis model as a tool for loss separation in conducting ferromagnetic laminations", *IEEE transactions on magnetics* 41, 3 (2005), pp. 1109--1111.
- [112] Giorgio Bertotti, "General properties of power losses in soft ferromagnetic materials", *IEEE Transactions on magnetics* 24, 1 (1988), pp. 621--630.
- [113] Eric Goncalves, "Resolution numérique, discretisation des EDP et EDO", Institut national polytechnique de Grenoble (2005).
- [114] Seddik Azzaoui, "Utilisation des Methodes de l'Intelligence Artificielle dans la Modélisation des Phenomenes Electromagnetiques et Thermiques ..." (Université de Biskra, 2017).

- [115] Habiba Becha, " *Application de la méthode des volumes Finis pour la modélisation de configurations de contrôle non destructif par c. . .*" (Université de Biskra, 2018).
- [116] Stella Krell, " *Developpement et analyse de schemas Volumes Finis en mécanique des fluides complexes* " (Universite Cote D'Azur, 2021).

Les travaux effectués dans cette thèse

Publications internationales

- B. SELMOUNE, M. HAMIMID. "Anhysteretic Magnetization Effect on the Centered and Non-Centered Minor Hysteresis Loops in Jiles-Atherton Model" *Instrumentation, Measurements, Métrologies*, 2021, vol. 20, Issue 6, p. 315-319. DOI : <https://doi.org/10.18280/i2m.200604>

Conférences internationales

- Bachir SELMOUNE, Mourad HAMIMID, "The effect of anhysteretic magnetization on the non-centered minor loop in the modified inverse Jiles-Atherton model", 6th Colloquium on Inductique, 28-29 October 2019/ University of Biskra Algeria. <http://univ-biskra.dz/sites/CNI2019/Programme%20%20cni2019.pdf>

- Bachir SELMOUNE, Mourad HAMIMID, "An accurate evaluation of Jiles-Atherton model under harmonics excitation", 7ème Colloque sur l'inductique, 10-11 Mai 2022/ Constantine Algérie.