

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou
Faculté de Génie Electrique et d'Informatique
Département d'Electrotechnique



Mémoire de fin d'études

**en vue de l'obtention du Diplôme de
Master Académique en Electrotechnique
Option : Machines Electriques**

Thème

***CARACTERISATION DES TOLES
MAGNETIQUES FER-SILICIUM
A GRAINS NON ORIENTES***

***Proposé et dirigé par :
M^{me} F.BITAM-MEGHERBI***

***Présenté par :
M^{lle} S.NAIT Belkacem
M^{lle} L .KELALI***

Promotion 2012/2013

Remerciements

Au terme de cette étude, nous adressons nos vifs remerciements à notre promotrice, madame Ferroudja Bitam-Megherbi, Maître de Conférences, classe A au Département d'Electrotechnique pour sa disponibilité, ses conseils et sa bonne humeur.

Nous remercions également les membres du jury qui nous feront l'honneur de juger notre modeste travail.

Nos remerciements vont aussi aux enseignants du Département d'Electrotechnique qui ont contribué à notre formation.

Nous remercions également tous ceux et celles qui de près ou de loin ont contribué à l'aboutissement de ce travail.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à :

- Ma chère grand-mère
- Mes chers parents
- Mon frère Ali
- Mon frère Karim et sa femme Mounia
- Ma sœur Mounira
- Ma sœur Ouahiba et son époux Salem
- Mon neveu Yacine
- Toute ma famille et toutes mes amies

SAMIA

Je dédie ce modeste travail à :

- Mes chers parents
- Ma sœur Nabila
- Mes deux frères Moumouh et Samir
- Ma famille
- Mes amis (es)

LAMIA

Confidentiel



Sommaire

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

Chapitre I : Notions de base sur le magnétisme et les matériaux magnétiques

I.1. Introduction.....	2
I.2. Définition des matériaux magnétiques.....	2
I.3. Grandeurs fondamentales de l'électromagnétisme	2
I.3.1. Champ d'induction magnétique	2
I.3.2. Champ d'excitation magnétique	3
I.3.3. Flux magnétique.....	4
I.4. Perméabilité magnétique.....	5
I.5. Aimantation, susceptibilité magnétique.....	5
I.6. Moment magnétique	6
I.7. Classe des matériaux selon leurs propriétés magnétiques	7
I.7.1. Matériaux diamagnétiques	7
I.7.2. Matériaux paramagnétiques	7
I.7.3. Matériaux ferromagnétiques	8
I.8. Ordre ferromagnétique.....	9
I.8.1. Domaines de Weiss.....	9
I.8.2. Parois de Bloch	9
I.8.3. Origine des domaines.....	10
I.9. Influence d'un champ magnétique extérieur (polarisation).....	11
I.10. Courbe de première aimantation et cycle d'hystérésis	12
I.10.1. Courbe de première aimantation.....	12
I.10.2. Cycle d'hystérésis	13
I.11. Classification des matériaux magnétiques	13
I.11.1. Matériaux magnétiques doux	14
I.11.2. Matériaux magnétiques durs	14
I.12. Conclusion	15

Chapitre II : Les tôles magnétiques en alliage Fer-Silicium

II.1. Introduction	16
II.2. Le fer, matériau magnétique de base	16

II.3. Principaux alliages magnétiques doux	16
II.3.1. Le fer-Nickel.....	16
II.3.2. Le fer-Cobalt.....	17
II.3.3. Le fer-Silicium.....	17
II.4. Influence du silicium sur les propriétés physiques, mécaniques, métallurgiques et magnétiques .	17
II.5. Effet des impuretés sur les propriétés magnétiques.....	19
II.6. Vieillessement magnétique	19
II.7. Tôles magnétiques en alliage fer-silicium	19
II.7.1. Tôles fer-silicium à grains non orientés (NO)	20
II.7.1.1. Propriétés	20
II.7.1.2. Fabrication	20
II.7.1.3. Epaisseurs conventionnelles	22
II.7.1.4. Isolation des tôles non orienté NO	22
II.7.1.5. Les deux classes d'alliage FeSi non orientés et leurs utilisations	22
II.7.1.6. Caractéristiques magnétiques	23
II.7.2. Tôles fer-silicium à grains orientés (GO)	26
II.7.2.1. Propriétés et constitution	26
II.7.2.2. Fabrication	26
II.7.2.3. Isolation des tôles GO.....	27
II.7.2.4. Utilisations et épaisseurs conventionnelles	27
II.7.2.5. Caractéristiques magnétiques	28
II.8. Choix de l'épaisseur de la tôle fer-silicium	28

Chapitre III : pertes magnétiques en alliage fer-silicium

III.1. Introduction	29
III.2. Pertes par hystérésis (déplacement des parois)	29
III.2.1. Evaluation expérimentale des pertes par hystérésis	30
III.2.1.1. Formule de Steinmetz.....	30
III.2.1.2. Formule de Richter.....	31
III.2.2. Moyens de réduction des pertes par hystérésis	31
III.3. Pertes par courants de Foucault ou courants induits	31
III.3.1. Evaluation des pertes par courants de Foucault	31
III.3.2. Conséquences des courants de Foucault et moyens utilisés pour les réduire.....	33

III.4. Pertes supplémentaires (ou additionnelles).....	34
III.4.1. Phénomène physique et facteur d'anomalie des pertes	34
III.4.2. Evaluation des pertes supplémentaires.....	34
III.4.2.1. Modèle statique de Bertotti	35
III.4.2.2. Modèle des domaines parallèles de Pry et Bean	35
III.5. Globalisation des pertes fer	36

Chapitre IV : Etude expérimentale

IV.1. Introduction.....	37
IV.2. Description du cadre d'Epstein utilisé	37
IV.3. Echantillon des tôles étudiées	39
IV.4. Description du montage expérimental	39
IV.5. Résultats expérimentaux de caractérisation des tôles	40
IV.5.1. Caractéristiques d'aimantation.....	40
IV.5.2. Perméabilité magnétique relative.....	43
IV.5.3. Visualisation des cycles d'hystérésis, forme du champ magnétique et de l'induction magnétique	45
IV.5.4. Mesure de l'induction magnétique et des pertes magnétiques à partir de la tension aux bornes du secondaire	51
IV.5.4.1. Induction magnétique.....	53
IV.5.4.2. Pertes magnétiques.....	55
IV.6. Discussion des résultats	56
Conclusion générale	58
Références bibliographie.....	59

Résumé

L'objectif de notre travail est de caractériser les tôles Fe-Si à grains non orientés en utilisant un intégrateur et en utilisant la tension aux bornes du secondaire à l'aide du cadre d'Epstein.

Nous avons déterminé à travers ce mémoire les principales caractéristiques de la tôle Fe-Si à grains non orientés d'épaisseur 0,5mm.

Les principaux points font ressortir :

- L'allure du champ magnétique se déforme d'une manière considérable Par rapport à celle de l'induction magnétique dès que l'on s'approche des inductions maximales élevées.
- Quand on augmente l'induction maximale, les harmoniques du champ et de l'induction magnétique deviennent plus importantes, par conséquent les allures se déforment.
- Les allures obtenues dans le calcul de correction de section n'apportent aucun effet.
- La comparaison de l'induction déduite de l'intégrateur supérieur à celle obtenue aux bornes du secondaire du cadre d'Epstein.

Mots clés :

Cadre d'Epstein, fer-silicium, tôles magnétiques, grains non orientés, grains orientés, pertes magnétiques.

Confidentiel

**Introduction
Générale**

Les matériaux magnétiques sont un composant de base des machines électriques dont il faut de plus en plus maîtriser le comportement pour répondre à des contraintes économiques, environnementales et de sûreté de fonctionnement.

Les applications des matériaux magnétiques se répartissent pour l'essentiel dans deux grands domaines : l'énergie et l'information. Leur importance économique est souvent méconnue.

L'électrotechnique utilise des matériaux magnétiques caractérisés d'une part par une aimantation à saturation et une perméabilité élevées et d'autre part par une faible coercitivité.

Les matériaux magnétiques doux qui s'aimantent et se désaimantent facilement sont les matériaux constitutifs fondamentaux de toutes les machines électriques conventionnelles. On les trouve dans les moteurs, les générateurs et les transformateurs d'énergie électrique.

Les alliages de la famille du fer (Fer Silicium), produits en gros tonnage, sont les matériaux magnétiques de base pour l'électrotechnique traditionnelle.

Dans ce mémoire, nous présentons une étude à la fois théorique et expérimentale sur les différentes caractéristiques magnétiques des tôles fer silicium à grains non orientés de 0,5mm d'épaisseur. Ces tôles sont utilisées dans la construction des circuits magnétiques des moteurs fabriqués par la firme Electro-Industries. L'objectif de notre travail est de caractériser les tôles objets de notre étude en utilisant différentes techniques et d'apprécier la validité de ces dernières.

Le travail présenté dans ce mémoire se compose de quatre chapitres :

- Le premier chapitre est consacré aux notions de base sur le magnétisme et les matériaux magnétiques.
- Dans le deuxième chapitre, nous donnons les caractéristiques des tôles magnétiques en alliage fer silicium.
- Le troisième chapitre est dédié à l'étude théorique des pertes magnétiques.
- Le quatrième chapitre est réservé à l'étude expérimentale. Nous y donnons une description du banc d'essais expérimentaux que nous avons utilisé pour la caractérisation de nos échantillons. Nous donnons également, dans ce chapitre, les différents résultats de nos essais.

Nous terminons notre étude par une conclusion générale où nous mettons en relief les principaux résultats auxquels nous avons abouti.

Confidentiel

Chapitre I
Notions de base sur le magnétisme
et les matériaux magnétiques

I.1. Introduction

La plupart des appareils qui utilisent l'énergie électrique nécessitent l'emploi de matériaux magnétiques qui sont actuellement au cœur du développement scientifique de la technologie moderne. L'intérêt pour le magnétisme et les matériaux magnétiques est allé croissant aussi pour leurs applications. Cela revient aux propriétés magnétiques très variées que possèdent ces matériaux.

I.2. Définition des matériaux magnétiques

Soumise à une induction magnétique, certaines substances se mettent à produire elles-mêmes dans le volume qu'elles occupent et à l'extérieur, une induction magnétique. On dit qu'elles s'aimantent ou se polarisent magnétiquement. Cette propriété ne se manifeste très visiblement que dans certains matériaux appelés matériaux magnétiques.

I.3. Grandeurs fondamentales de l'électromagnétisme

I.3.1. Champ d'induction magnétique

Le champ d'induction magnétique \vec{B} traduit l'effet du déplacement des charges électriques. Si un courant constant traverse un conducteur électrique de longueur élémentaire $d\vec{l}$, on peut déterminer en chaque point O de l'espace, les éléments d'induction $d\vec{B}$ par la loi de **Biot et Savart** :

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \wedge \vec{u}}{r^2} \quad (I.1)$$

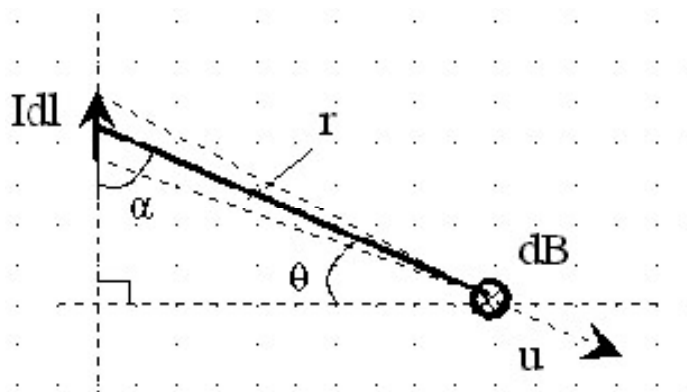


Figure I.1. Schéma montrant la loi de Biot et Savart.

Avec :

$d\vec{l}$: Longueur du circuit soumis au courant I, orienté dans le sens de I ;

r : Distance de l'élément $d\vec{l}$ au point d'expression de l'induction $d\vec{B}$, portée par le vecteur \vec{u} (vecteur unitaire allant de $d\vec{l}$ vers le point d'expression de $d\vec{B}$);

μ_0 : Perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{H/m}$).

L'induction s'exprime en Tesla.

I.3.2. Champ d'excitation magnétique

Le champ d'excitation \vec{H} rend compte de la réponse du milieu magnétique. Il s'exprime en Ampère par mètre.

Dans l'air ou dans le vide, l'induction et l'excitation magnétique sont colinéaires :

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

Dans un matériau magnétique, on fait intervenir la perméabilité relative du matériau μ_r

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

Un champ magnétique statique peut avoir comme origine, soit un courant constant, soit un aimant permanent. Dans le cas d'un courant constant circulant le long d'un contour quelconque, la loi de Biot et Savart permet de calculer les éléments du champ \vec{H} par [1] :

$$d\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \wedge \vec{r}}{r^3} \quad (\text{I.4})$$

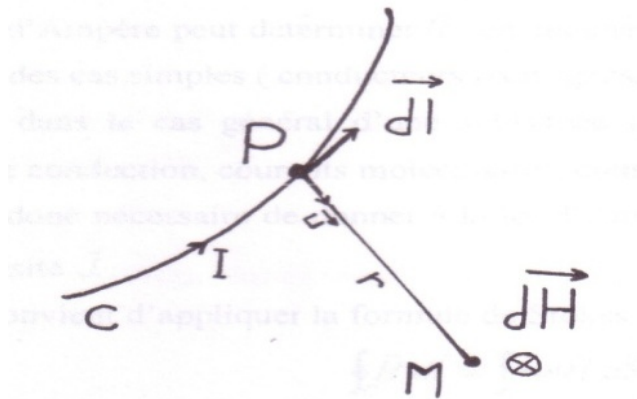


Figure I.2. Schéma pour illustrer la loi de Biot et Savart.

En tenant compte de tous les éléments de courant sur un contour (C) fermé, le vecteur H total s'obtient par intégration :

$$\vec{H} = \oint \frac{I d\vec{l} \wedge \vec{u}}{4\pi r^2} \quad (\text{I.5})$$

On peut obtenir aussi le champ d'excitation magnétique avec le théorème d'Ampère. La circulation du vecteur \vec{H} le long d'une courbe fermée (C) quelconque est égale à la somme algébrique des courants traversant la surface s'appuyant sur le contour (C).

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I \quad (I.6)$$

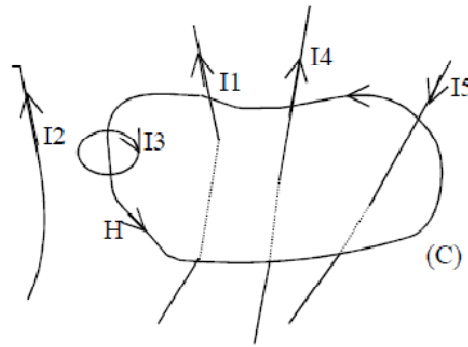


Figure I.3. Exemple d'une application de la loi d'Ampère.

Le courant I_2 n'intervient pas dans le calcul. L'application du théorème d'Ampère donne :

$$\oint_C \vec{H} d\vec{l} = I_1 - I_3 + I_4 - I_5 \quad (I.7)$$

I.3.3. Flux magnétique

Le flux du vecteur d'induction magnétique \vec{B} à travers une surface fermée (S) est définie par :

$$\phi_s = \iint_{(S)} \vec{B} \cdot \vec{n} dS \quad (I.8)$$

Avec \vec{n} vecteur normal à la surface S. Le flux magnétique s'exprime en Weber (Wb).

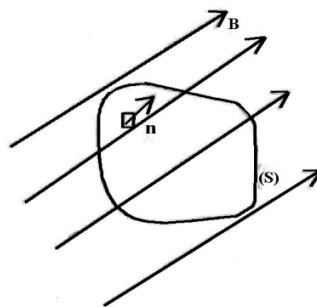


Figure I.4. Flux du vecteur d'induction magnétique \vec{B} à travers une surface fermée.

1.4. Perméabilité magnétique

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

La perméabilité magnétique relative μ_r mesure le gain de l'amplitude magnétique d'un matériau par rapport à celle du vide. Mathématiquement, la perméabilité magnétique est donnée par la relation suivante :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (\text{I.9})$$

1.5. Aimantation, susceptibilité magnétique

Au sein d'un matériau, le champ d'excitation \vec{H} est toujours donné par le théorème d'Ampère. Sous le champ d'excitation \vec{H} , il va se produire une influence du milieu qui va se superposer au champ d'excitation pour produire le champ d'induction. On définit cette réaction à l'aide du vecteur d'aimantation \vec{M} .

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} \quad (\text{I.10})$$

L'unité de l'aimantation est A/m comme le champ \vec{H} .

Les électrotechniciens et producteurs de matériaux préfèrent l'expression :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J} \quad (\text{I.11})$$

\vec{J} que l'on appelle polarisation magnétique, est une grandeur commode pour évaluer les performances des matériaux industriels. Elle est donnée en tesla comme l'induction.

Avec évidemment: $\vec{J} = \mu_0 \vec{M}$.

L'aimantation \vec{M} est proportionnelle au champ d'excitation \vec{H} et peut se mettre sous la forme :

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (\text{I.12})$$

Où χ est la susceptibilité magnétique du matériau.

Ainsi le champ d'induction résultant peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{I.13})$$

Avec : μ_r la perméabilité relative du matériau et $\mu_r = (1 + \chi)$.

On classifera les matériaux suivant la valeur de leur susceptibilité magnétique χ .

I.6. Moment magnétique

Le moment magnétique de l'atome résulte du mouvement orbital de ses électrons qui gravitent autour du noyau et qui en même temps tournent sur eux-mêmes.

Le moment magnétique atomique est la somme de deux moments : le moment magnétique orbital et le moment magnétique de spin.

La rotation de l'électron sur lui-même, provoque un moment cinétique de spin.

A ce dernier est associé un moment magnétique de spin \vec{m}_s [2]:

$$\vec{m}_s = \frac{g e}{2m_e} \vec{S} \quad (\text{I.14})$$

Avec :

g : Le facteur de Landé ;

m_e : La masse de l'électron, $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ Kg.

La rotation de l'électron e^- , charge électrique négative, autour du noyau provoque un moment magnétique orbital \vec{m}_0 :

$$\vec{m}_0 = -\frac{evr}{2} \quad (\text{I.15})$$

Avec :

$|e|$: La charge de l'électron, $|e| = 1,610^{-19}$ Cb ;

v : Vitesse linéaire en (m/s) ;

r : Le rayon vecteur en (m).

Dans un atome, les différents moments magnétiques se composent pour donner le moment atomique total:

$$\vec{m}_a = \sum(\vec{m}_0 + \vec{m}_s)$$

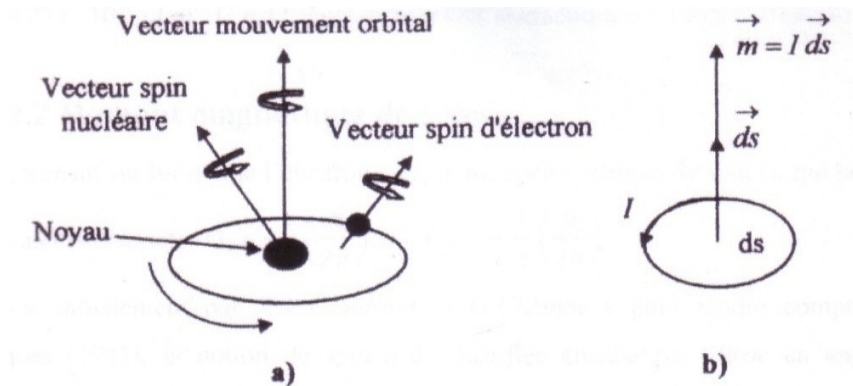


Figure I.5. a) Moment magnétique élémentaire, b) Mouvement des électrons.

I.7. Classe des matériaux selon leurs propriétés magnétiques

Selon la susceptibilité magnétique, les matériaux magnétiques peuvent être classés en matériaux diamagnétiques, paramagnétiques et ferromagnétiques.

I.7.1. Matériaux diamagnétiques

L'application d'un champ magnétique extérieur pour ce type de matériaux conduit le moment magnétique à se diriger dans le sens opposé du champ magnétisant.

Ce type de matériaux se caractérise par une susceptibilité négative de faible amplitude de l'ordre 10^{-5} à 10^{-6} [1,3].

Le tableau I.1 montre les valeurs de la susceptibilité de quelques matériaux diamagnétiques à la température ambiante.

Tableau I.1. Valeurs de la susceptibilité de quelques matériaux diamagnétiques à la température ambiante.

Matière	Susceptibilité χ
Silicium (Si)	$-1,2 \cdot 10^{-6}$
Cuivre (Cu)	$-1,08 \cdot 10^{-6}$
Plomb (Pb)	$-1,4 \cdot 10^{-6}$

I.7.2. Matériaux paramagnétiques

Placés dans un champ magnétique, le moment magnétique s'oriente vers la même direction que celui-ci.

Ils sont caractérisés par une susceptibilité positive de faible amplitude [1].

Le tableau I.2 donne les valeurs de la susceptibilité de quelques matériaux paramagnétiques à la température ambiante.

Tableau I.2. Valeurs de la susceptibilité de quelques matériaux paramagnétiques à la température ambiante.

Matière	Susceptibilité χ
Aluminium (Al)	$7,7 \cdot 10^{-6}$
Tungstène (W)	$3,5 \cdot 10^{-6}$
Platine (Pt)	$1,2 \cdot 10^{-5}$

I.7.3. Matériaux ferromagnétiques

A la différence du diamagnétisme et du paramagnétisme qui sont des manifestations de propriétés individuelles des atomes constituant les substances considérées, les propriétés ferromagnétiques sont liées aux particularités des structures cristallines de ces substances [1].

Dans ce type de matériaux, les moments magnétiques atomiques interagissent entre eux (interaction d'échange) et s'ordonnent parallèlement les uns contre les autres à l'intérieur des régions appelées domaines.

En présence d'un champ magnétique extérieur, les moments magnétiques s'orientent parallèlement à ce champ.

Le Fer(Fe), le cobalt(Co),le nickel (Ni) et un certain nombre de leur alliages sont ferromagnétiques.

Au-dessus d'une température critique dite de Curie (T_C), ces matériaux deviennent paramagnétiques et leur susceptibilité suit alors la loi de Curie-Weiss. Voir figure I.6.

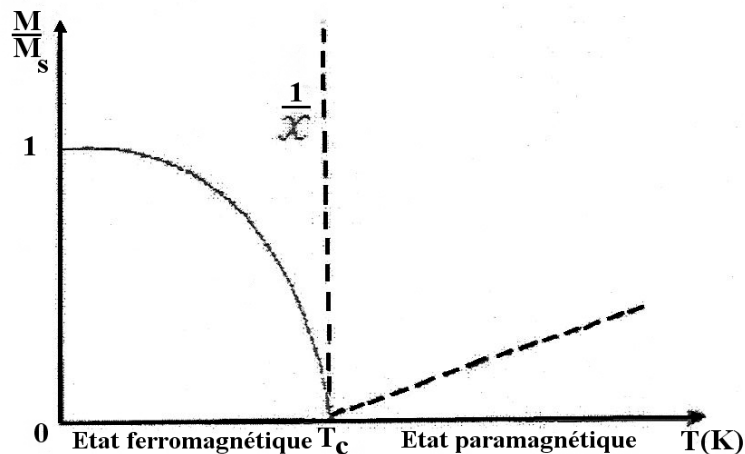


Figure I.6. Etat ferromagnétique et susceptibilité en fonction de T.

Quand on chauffe un solide ferromagnétique, l'agitation croissante des atomes contrarie le couplage entre les moments magnétiques des différents atomes. Ainsi, la perfection de leur alignement décroît avec la température, d'abord lentement, ensuite de façon anarchique.

A l'approche de la température de Curie T_C , l'alignement disparaît pour laisser place au désordre paramagnétique.

Le comportement des matériaux ferromagnétiques employés pour canaliser le flux dans les machines électriques est expliqué à l'aide de la théorie des domaines magnétiques de Weiss.

I.8. Ordre ferromagnétique

I.8.1. Domaines de Weiss[3]

L'orientation parallèle des moments magnétiques est un phénomène local. Des techniques d'observation appropriées ont permis de mettre en évidence la répartition de la polarisation magnétique dans la matière.

Un échantillon de taille macroscopique est généralement divisé en de nombreuses régions polarisées.

Dans chaque région, tous les moments magnétiques atomiques sont alignés parallèlement les uns aux autres et sont orientés suivant la direction de la polarisation de la région à laquelle ils appartiennent (mais de telle sorte que la polarisation globale de l'échantillon soit nulle).

Cette région porte le nom de domaine magnétique ou domaine de Weiss.

Chaque domaine magnétique est séparé d'un voisin par une zone de transition appelée paroi de Bloch à travers laquelle l'orientation des moments magnétiques passe progressivement d'un domaine à l'autre.

Le volume d'un domaine est estimé à environ 10^{-8} cm^3 tandis que l'épaisseur de la paroi de Bloch s'évalue en nanomètres.

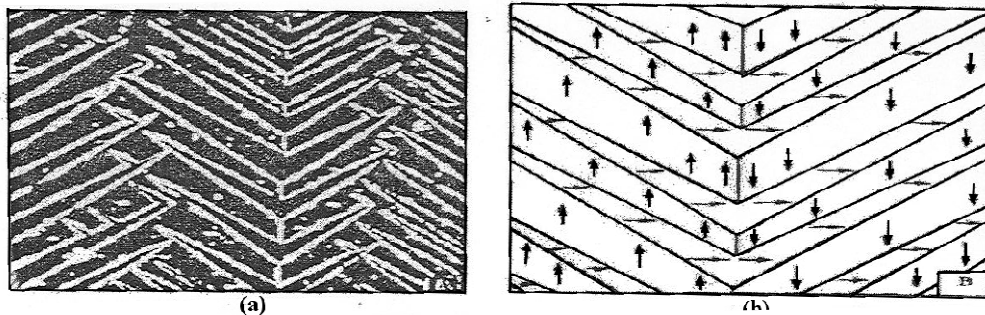


Figure I.7. Représentation des domaines magnétiques à la surface d'un échantillon.

I.8.2. Parois de Bloch

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

Ceci est représenté sur la figure I.8 (b). Il existe toujours une transition graduelle qu'on appelle paroi de Bloch.

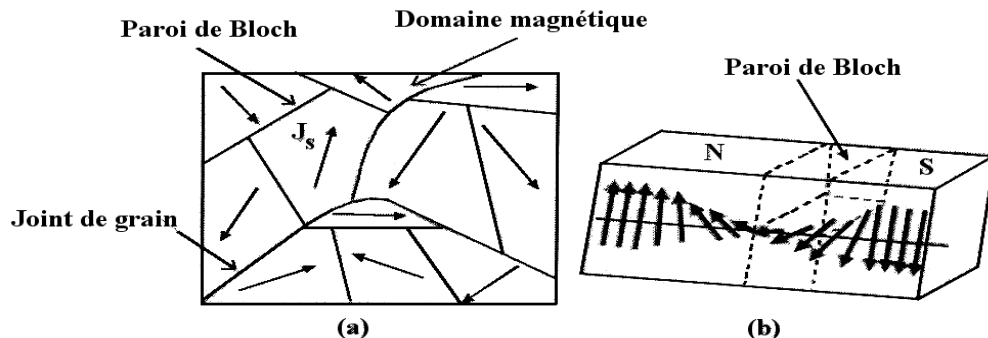


Figure I.8. a) Domaine magnétique, b) Changement d'orientation à travers une paroi de Bloch.

I.8.3. Origine des domaines

L'existence des domaines magnétiques s'explique par l'établissement d'un état dans lequel la somme des énergies créées par ce phénomène est minimale. (L. D. Landau et E. Lifshitz, 1931)[4].

L'énergie interne associée à la structure des domaines W_{in} comprend quatre termes:

$$W_{in} = w_{ec} + w_{an} + w_{mt}$$

Avec:

w_{ec} : Energie d'échange ;

w_{an} : Energie d'anisotropie ;

w_{mt} : Energie magnétostrictive.

a) Energie d'échange[5]

Cette énergie résulte de l'interaction des moments magnétiques. Elle passe par un minimum lorsqu'ils sont parallèles ce qui conduit à un état stable.

Toutefois, dans les parois de Bloch, les moments magnétiques ne sont plus parallèles et la réaction d'une paroi exige une certaine énergie d'échange.

b) Energie d'anisotropie

L'énergie d'anisotropie prend en compte des effets d'anisotropie dus à la structure cristalline du matériau. Cette énergie est minimale dans certaines directions appelées directions de facile aimantation.

c) Energie magnétostrictive [6]

Cette énergie est la relation existant entre la polarisation magnétique et les déformations géométriques du réseau cristallin.

C'est une énergie élastique associée aux déformations et contraintes que les domaines exercent les uns sur les autres.

Le cristal peut s'allonger ou se contracter selon la direction de la polarisation par rapport à la déformation.

I.9. Influence d'un champ magnétique extérieur (polarisation)

L'application d'un champ magnétique extérieur se traduit par l'introduction d'un nouveau terme d'énergie.

Ce dernier traduit l'état primitif d'équilibre énergétique du matériau pour en créer un nouveau, conduisant à une nouvelle configuration [4].

La figure I.9 présente, de manière schématique, le mouvement des parois des domaines magnétiques lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué [7].

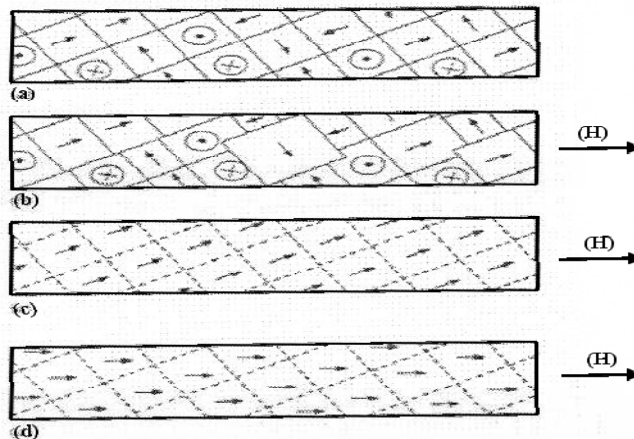


Figure I.9. Mouvement des parois des domaines magnétiques lors de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique

- (a) Etat désaimanté;
- (b) Croissance des domaines dont une composante est alignée avec le champ magnétique appliqué ;
- (c) Rotation de l'aimantation ;
- (d) Etat aimanté à saturation.

I.10. Courbe de première aimantation et cycle d'hystérésis

Considérons un monocristal ferromagnétique dont l'orientation moyenne des domaines est globalement nulle en l'absence de champ magnétique extérieur H .

I.10.1. Courbe de première aimantation

Quand on applique progressivement un champ magnétique extérieur jusqu'à saturation, on obtient une courbe $B(H)$. Cette courbe est appelée "courbe de première aimantation".

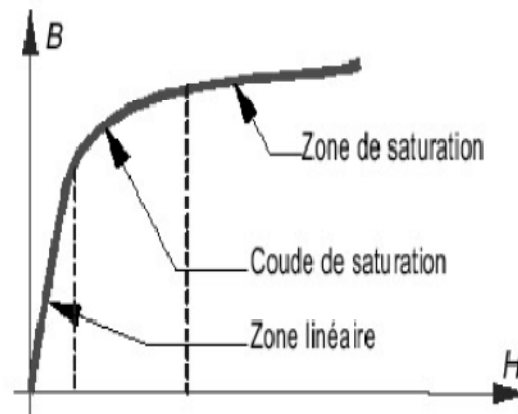


Figure I.10. Décomposition de la courbe de première aimantation.

Avec :

H : Champ magnétique extérieur appliqué en (A/m) ;

B : Induction magnétique en (T).

- **Zone linéaire:** région des champs faibles. C'est cette zone qui est généralement exploitée pour les transformateurs et les machines tournantes. La structure en domaines reste peu perturbée, les parois de Bloch se déplacent légèrement sans aucun bouleversement de la structure en domaines.

- **Coude de saturation:** région des champs moyens. Certaines parois de Bloch disparaissent alors que d'autres vont faire des sauts énormes.

- **Zone de saturation:** région des champs forts. La plupart des parois de Bloch disparaissent et l'échantillon se transforme en un seul domaine. L'aimantation quitte progressivement la direction de facile aimantation pour s'aligner suivant H . Le matériau est saturé.

I.10.2. Cycle d'hystérésis

Après avoir parcouru la courbe de première aimantation, si nous diminuons progressivement la valeur du champ appliqué à partir de la valeur du champ de saturation H_s , nous remarquons une décroissance de la valeur du champ d'induction magnétique.

Cette décroissance est régie par une courbe différente de la courbe de la première aimantation. Lorsque le champ s'annule, il demeure dans le matériau une induction magnétique B_r , appelée induction rémanente.

Elle peut être annulée par l'application d'un champ magnétique, d'une valeur négative, dit champ coercitif H_c .

Si nous continuons à diminuer la valeur du champ magnétique au-delà du champ coercitif, nous aurons une saturation du matériau avec une valeur négative de l'induction de saturation ($-B_s$).

En augmentant progressivement la valeur du champ magnétique à partir de la valeur correspondant à la saturation précédente, nous observons une augmentation de l'induction magnétique. Nous obtenons ainsi, une courbe fermée appelée cycle d'hystérésis.

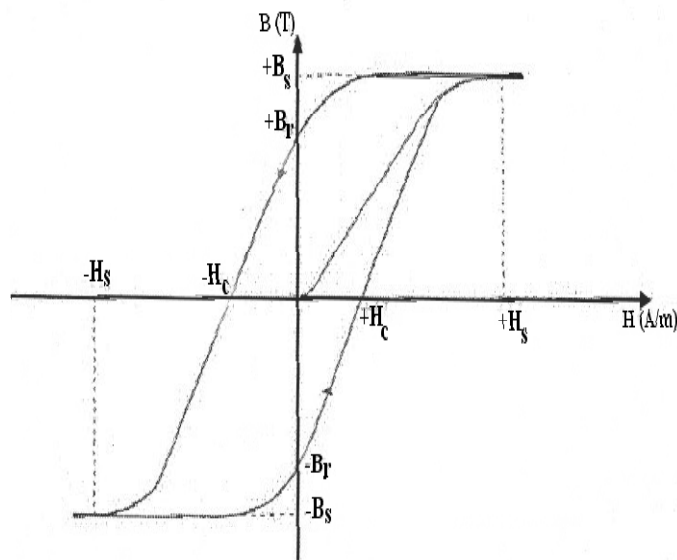


Figure I.11. Cycle d'hystérésis.

I.11. Classification des matériaux magnétiques

Les matériaux magnétiques sont généralement séparés en deux classes : les matériaux doux et les matériaux durs.

I.11.1. Matériaux magnétiques doux

La principale propriété du matériau magnétique doux est qu'il s'aimante facilement et perd rapidement sa capacité de désaimantation une fois qu'il n'est plus soumis à un champ magnétique.

Il est caractérisé par une très haute perméabilité, une induction à saturation B_s élevée, un faible champ coercitif et de faibles pertes par hystérésis (faible surface du cycle d'hystérésis).

Les matériaux magnétiques doux sont généralement utilisés dans les applications où il est nécessaire de canaliser le flux magnétique pour maximiser la conversion d'énergie.

On trouve les matériaux doux dans les noyaux (ou circuits magnétiques) des transformateurs, des moteurs et des générateurs,...

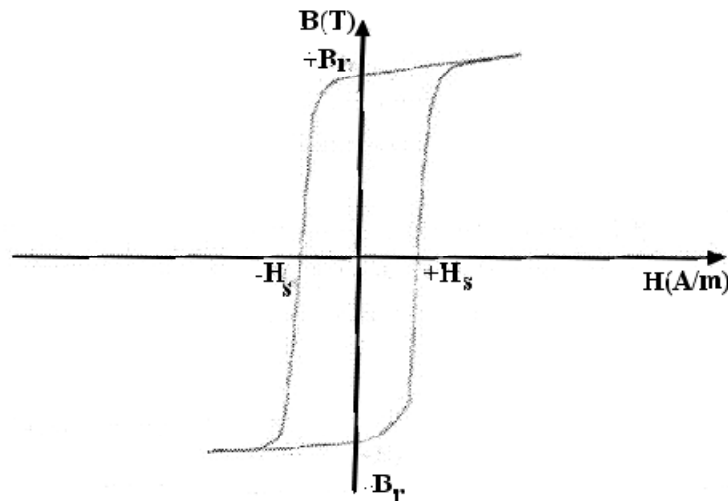


Figure I.12. Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique doux.

I.11.2. Matériaux magnétiques durs

Contrairement aux matériaux magnétiques doux, les matériaux durs s'aimantent et se désaimantent difficilement et sont utilisés pour la fabrication d'aimants permanents.

Ils sont caractérisés par un champ coercitif élevé, une induction rémanente élevée et un large cycle d'hystérésis, d'où des pertes par hystérésis importantes.

On utilise les matériaux magnétiques durs lorsque le champ magnétique engendré par le matériau doit rester stable dans le temps et assez élevé, et ce même en présence des champs magnétiques extérieurs parasites.

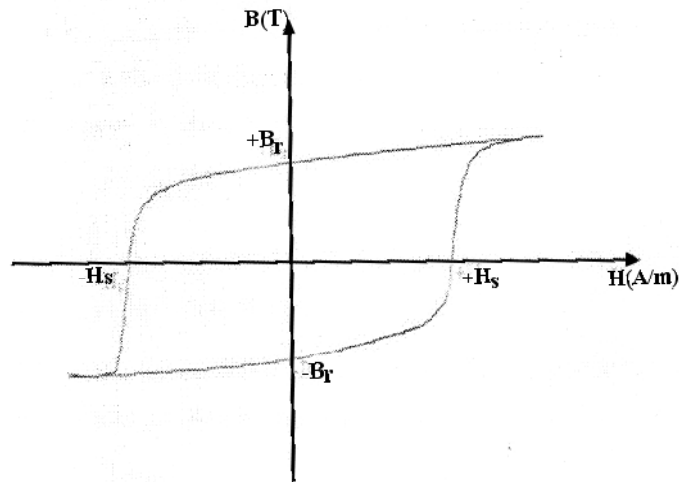


Figure I.13. Cycle d'hystérésis d'un matériau dur.

I.12. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons vu l'importance des matériaux magnétiques, qui mobilisent les chercheurs depuis des siècles. Nous avons présenté les notions de base du point de vue des sciences des matériaux qui nous ont permis de comprendre comment le magnétisme s'insère dans l'ensemble plus vaste de la physique moderne des solides.

Cette étude théorique nous permet de conclure que, les matériaux magnétiques qui nous intéressent dans la construction électrique doivent posséder simultanément plusieurs caractères exceptionnels: ils doivent être porteurs de moments magnétiques qui doivent s'ordonner spontanément.

Les matériaux ferromagnétiques tendent à se subdiviser spontanément en régions aimantées à saturation (domaines de Weiss) et donc la diminution de l'énergie interne du système en domaine. La rotation des moments entre domaines voisins s'effectue graduellement, dans des couches de transition (paroi de Bloch). Cette structure en domaine explique le processus d'aimantation qui correspond à la modification de l'arrangement des domaines accompagnés d'hystérésis.

Confidentiel

Chapitre II
Les tôles magnétiques en alliage
fer-silicium

II.1. Introduction

Le matériau magnétique le plus couramment utilisé en électrotechniques se présente sous forme de tôles minces que l'on empile en les séparant par des couches isolantes.

Ces tôles sont des alliages fer-silicium. Ces matériaux présentent des perméabilités magnétiques très grandes et des cycles d'hystérésis de surfaces très réduites.

Dans les autres domaines de l'électricité où les fréquences d'utilisation sont plus élevées, on utilise d'autres matériaux magnétiques doux comme les alliages fer-nickel et fer-cobalt.

II. 2. Le fer, matériau magnétique de base

Le fer est un métal malléable et ductile. Il a un numéro atomique $Z=26$ et une masse atomique de 55,85g, une densité volumique de 7.86 kg/dm^3 et une température de fusion de 1530°C .

Sa résistivité électrique vaut $1.2 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$ environ à la température ambiante. Ce métal existe en abondance dans la croûte terrestre. L'aimantation à saturation du fer est l'une des plus grandes et vaut 2.16 T à la température ambiante.

La température de Curie du fer est élevée et vaut 1043K et sa structure cristalline de symétrie est cubique. Sans le fer, on imagine que les premiers pas de l'électrotechnique auraient été bien plus lents, et jusqu'au milieu du 20^e siècle, le fer et les aciers ont représenté pratiquement les seuls matériaux magnétiques utilisés en construction électrique.

Le fer industriel ou fer technique contient beaucoup d'impuretés et cela a un effet direct sur les propriétés magnétiques : les pertes par hystérésis augmentent et l'induction à saturation diminue. Les impuretés les plus néfastes sont : le carbone, l'azote, le phosphore, l'oxygène et le soufre.

II.3. Principaux alliages magnétiques doux

Les principaux groupes d'alliages magnétiques doux sont :

II.3.1. Le fer-nickel

Les propriétés magnétiques de l'alliage fer-nickel varient en fonction du pourcentage de nickel dans le fer, qui varie entre 30 et 80%. C'est dans cette plage que l'alliage est très malléable, ce qui permet des laminages jusqu'à de très faibles épaisseurs [8].

Le fer-nickel à 80% Ni ou 'permalloy' peut atteindre une perméabilité magnétique relative maximale de 90000 et un champ coercitif de quelques ampères par mètre. Tandis que le fer-nickel à 50% Ni peut conduire à une induction à saturation de 1.2 à 1.4 T [2].

II.3.2. Le fer-cobalt [5]

Entre 30 et 50% de cobalt, ces alliages possèdent une aimantation spontanée, à température ambiante, supérieure ou égale à 2.4 T qui représente le record absolu de tous les alliages ferromagnétiques. Ces alliages sont particulièrement utilisés dans la réalisation de transformateurs à haute puissance spécifiques.

II.3.3. Le fer-silicium

C'est l'alliage le plus largement utilisé dans la construction électrique. Son intérêt réside dans le fait qu'il présente une perméabilité magnétique élevée et un champ coercitif faible, ce qui conduit à des pertes par hystérésis très réduites. En outre, la résistivité électrique de l'alliage est bien supérieure à celle du fer, ce qui entraîne une réduction des pertes par courant de Foucault.

L'alliage fer-silicium est le matériau le plus indiqué pour tous les circuits excités en courant alternatif allant des basses fréquences jusqu'à des centaines voire des milliers de hertz.

II.4. Influence du silicium sur les propriétés physiques, mécaniques, métallurgiques et magnétiques

L'addition du silicium au fer présente des avantages décisifs :

- Une augmentation considérable de la résistivité électrique de l'alliage qui passe de $10^{-7}\Omega.m$ pour le fer pur, à une valeur 5 fois plus importante pour un alliage ayant une teneur en silicium de 3.2%.

- Une influence sur les propriétés mécaniques du matériau. Ce second avantage dû à la présence de silicium, se traduit par une nette augmentation de la maniabilité et de la ductilité de l'alliage. Ce qui permet de rendre le métal susceptible d'être mieux travaillé au laminage. Le fer pur, trop mou, ne peut se prêter à l'élaboration de tôles de faibles épaisseurs [1].

-L'addition de silicium se trouve être d'un intérêt indiscutable sur le plan de la métallurgie. Le fer pur passe de la structure α cubique centrée à la structure γ cubique à faces centrées à la température de 910°C. Cette transition complique énormément les traitements à températures élevées. L'ajout du silicium stabilise la phase α à toute température à partir de 1.8%, autorisant ainsi toute une gamme de traitement métallurgique sans transformation de phase : laminages, affinages, recristallisation.

-Les techniques classiques de métallurgie ne permettent pas de dépasser un pourcentage de silicium de 3.2 à 3.5%. Au-delà, l'alliage devient trop fragile pour subir un laminage.

-La constante K_1 d'anisotropie magnéto cristalline à la température ambiante passe de $4,8 \cdot 10^4 \text{J.m}^{-3}$ pour le fer pur à $3,4 \cdot 10^4 \text{J.m}^{-3}$ pour l'alliage 3.5% Si.

-La constante de magnétostriction λ_{100} passe de $20 \cdot 10^6$ à $5 \cdot 10^6$ environ.

-L'ajout de silicium induit une légère diminution de l'aimantation à saturation et de la température de Curie de l'alliage par rapport au métal pur, passant respectivement de 2.16 T à environ 2T et de 771 à 760°C. Cet inconvénient demeure tout à fait acceptable compte tenu des avantages cités plus haut.

La figure II.1 ci-dessous montre l'effet de l'addition de silicium sur les propriétés électromagnétiques du fer à 20°C.

Tel que :

X : Pourcentage de silicium (en masse) ;

K_1 : Constante d'anisotropie magnéto cristalline ;

λ_{100} : Magnétostriction ;

ρ : Résistivité électrique ;

J_s : Polarisation à saturation ;

T_c : Température de Curie.

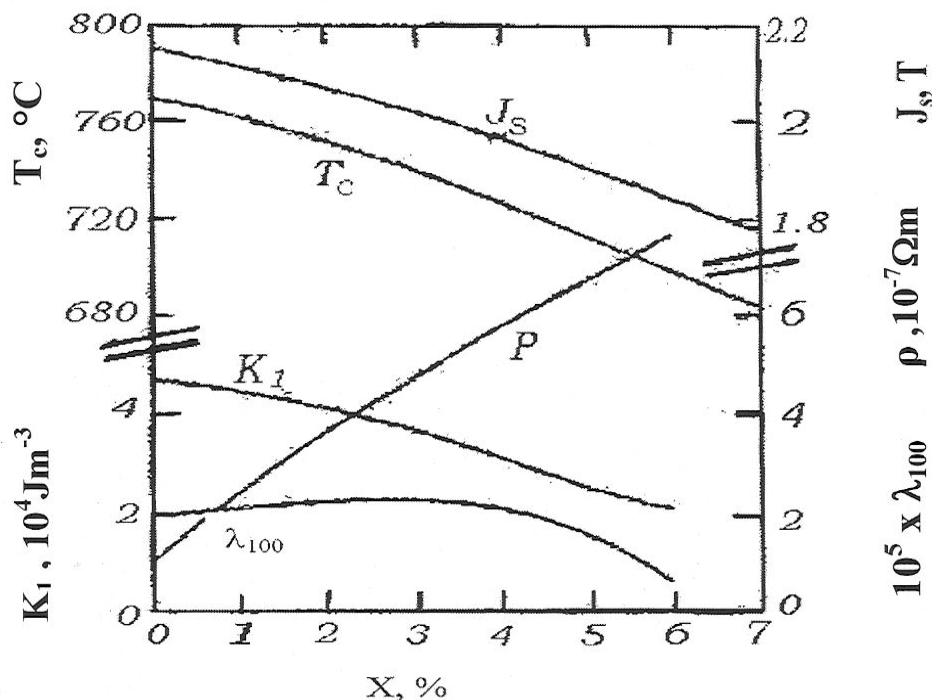


Figure II.1. Effet d'addition du Si [8].

II.5. Effet des impuretés sur les propriétés magnétiques

La présence des impuretés abaisse la polarisation et dégrade la perméabilité. De plus, le fer pur n'est pas malléable d'où la difficulté de laminage.

La solubilité de la plupart des éléments d'impuretés dans le fer est généralement faible, ce qui provoque l'apparition d'inclusions diverses sous forme de carbure (Fe_3C), de nitrure (Fe_4N) et d'oxyde de fer (FeO).

Ces inclusions freinent le mouvement de déplacement des parois de Bloch, ce qui se traduit par une augmentation des pertes par hystérésis et des échauffements du matériau.

Enfin, la précipitation des nitrures provoque également une baisse lente de la perméabilité appelée : vieillissement magnétique.

II.6. Vieillissement magnétique

Les propriétés magnétiques d'un matériau peuvent évoluer avec le temps. Cette évolution est souvent influencée par la température du matériau considéré.

Les modifications inhérentes à ce phénomène que l'on appelle vieillissement magnétique, se traduisent par une augmentation permanente des pertes.

Ce processus de dégradation est la conséquence de l'échauffement des tôles magnétiques ainsi que des alternances d'aimantation et de désaimantation. Le vieillissement magnétique est exprimé par un pourcentage rapporté aux pertes avant vieillissement.

Les échauffements du matériau durant les fonctionnements normaux favorisent l'accumulation des impuretés carbone, oxygène et azote. En particulier la diffusion de l'azote forme des inclusions Fe_4N (nitrure) qui s'accroissent avec le temps et rendent les processus de dégradation irréversibles [1].

Le silicium joue le rôle d'inhibiteur de ces processus en décomposant la cémentite Fe_3C et les oxydes FeO , mais surtout en favorisant la formation de composés Si_3N moins nuisible que Fe_4N .

II.7. Tôles magnétiques en alliages fer-silicium

La tôle magnétique Fe-Si est le matériau essentiel pour la production, le transport et la transformation de l'énergie électrique. Les tôles fer-silicium classiques se subdivisent en deux grandes catégories suivant leurs textures en grains orientés ou non.

Dans les transformateurs, le vecteur induction magnétique en chaque point garde une direction fixe et varie de manière sinusoïdale (sauf dans les coins). Il est alors intéressant d'utiliser la tôle à grains

orientés, dite tôle GO. Les grains cristallins auront ainsi une direction privilégiée dite direction de facile aimantation.

Dans les machines tournantes (alternateur, génératrice, moteur...), au contraire, on rencontre souvent des champs tournants et la tôle GO ne présente pas alors des avantages déterminants. Les constructeurs utilisent alors la tôle à grain non orientés, dite NO, qui est moins chère.

Ainsi les deux qualités (GO et NO) s'intéressent à deux marchés distincts entre lesquels il n'y a pas réellement de concurrence [6].

II.7.1. Les tôles fer-silicium à grains non orientés (NO)

II.7.1.1. Propriétés

Il existe un large éventail de qualités qui diffèrent par :

- Le taux en silicium toujours inférieur à 3.2% limite au-delà laquelle on ne peut plus laminier à froid [6].

- Eventuellement un taux d'aluminium voisin de 0.3% [6].

- La cristallisation : d'une part, les joints de grains provoquent par effet magnétostatique l'ancrage des parois de Bloch. Il est donc préférable d'avoir des cristaux des tailles assez grandes pour diminuer l'importance des joints de grains. D'autre part, les orientations des cristaux ne sont jamais exactement au hasard. En effet, les traitements métallurgiques successifs et la présence inévitable d'impuretés conduisent la plupart du temps à une orientation préférentielle sensible des grains dans la direction de laminage. La conséquence est une anisotropie des pertes atteignant parfois 20% [8].

II.7.1.2. Fabrication

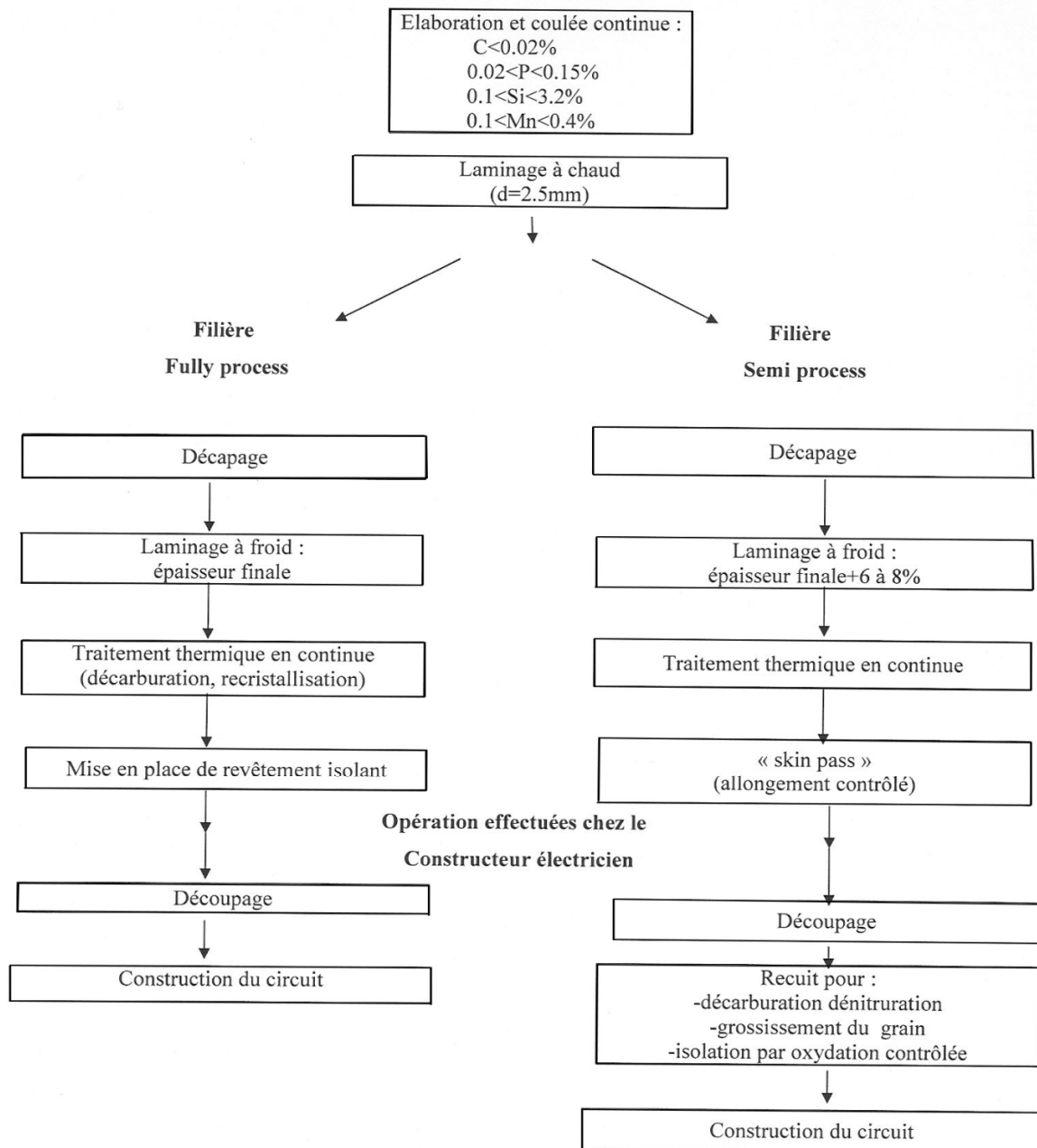
L'élaboration des tôles magnétiques à grains non orientés s'effectue dans des usines spécifiques et sur des équipements lourds, qui œuvrent pour l'obtention de tous les types de tôles magnétiques.

La fusion s'effectue généralement dans un four à induction (haut fourneau) et dans une atmosphère contrôlée. Après fusion, le matériau est coulé en lingots qui sont usinés pour faire disparaître les irrégularités superficielles et les impuretés. On le passe ensuite au laminoir pour obtenir des tôles ou des rubans.

En général, la première partie de cette opération s'effectue à chaud mais, les étapes suivantes de la production comprennent plusieurs laminages à froid. Ce traitement laisse le matériau en bon état, et tout au long du processus de fabrication, on s'assure que le matériau n'est pas exposé à des

atmosphères susceptibles de le contaminer [6]. Le diagramme II.1 montre le principe de fabrication des tôles magnétiques à grains non orientés [9].

Tableau II.1. Principe de fabrication des tôles magnétiques à grains non orientés selon les deux technologies en usage.



II.7.1.3. Epaisseurs conventionnelles

Les épaisseurs utilisées varient de 0.7 mm pour les qualités les moins nobles contenant peu de silicium jusqu'à 0.35 mm pour les qualités les plus performantes. Les épaisseurs les plus utilisées sont 0.5 mm et 0.56mm pour les gros moteurs.

II.7.1.4. Isolation des tôles NO

Dans les applications en alternatif, il est nécessaire d'assurer l'isolation des tôles empilées pour éviter les pertes excessives par courant de Foucault. Les revêtements isolants les plus courants sont les revêtements organiques minces (épaisseur ≈ 2 micromètres), ou des vernis phosphatant qui n'entravent pas la soudure des tôles quand elle est nécessaire.

Le Tableau II.2 montre les principales couches isolantes déposées sur les tôles FeSi non orientées :

Tableau II.2. Principales couches isolantes déposées sur les tôles FeSi non orientées.

Nature	Epaisseur (μm)	Fonction principale
Vernis synthétique	1 à 2	Isolation +amélioration de la découpe
Phosphatation	1 à 2	Isolation+tenue en température
Vernis synthétique+charges minérales	4 à 7	Haute isolation

II.7.1. 5. Les deux classes d'alliages FeSi non orientés et leurs utilisations [9,6]

Les tôles NO sont disponibles sous deux formes nommées « Fully –process » et «Semi-process ».

✓ Tôles semi finies (Semi-process)

Elles sont livrées à l'utilisateur à l'état non traité, ces tôles correspondent souvent à des nuances moins chargées en silicium et dans des épaisseurs plus fortes. Elles sont utilisées principalement dans les petits moteurs à fonctionnement intermittent (électroménager, accessoires d'automobile) de puissance inférieure à une vingtaine de kW.

✓ **Tôles finies (Fully-process)**

Elles sont livrées à l'utilisateur prêt à l'emploi. Elles possèdent toutes leurs caractéristiques magnétiques et il n'est pas nécessaire de les soumettre à un traitement thermique après découpage chez le constructeur de machines électriques.

Les tôles « Fully-process » ont non seulement été recuites chez le fabricant mais, mais elles ont été également revêtues d'une couche isolante fine sur chaque face. Le type d'isolant choisi et son épaisseur dépendent de la machine à construire. Plus la machine est grosse, plus on soigne l'isolation entre tôles.

Elles sont employées dans les machines tournantes (moteurs, dynamo, alternateurs), qui constituent l'utilisation principale, les transformateurs de faible puissance et certains dispositifs comme les contacteurs ou capteurs électriques où l'on met à profit leurs caractéristiques quasi statiques.

II .7.1.6. Caractéristiques magnétiques

Le champ coercitif des tôles NO varie de 80 à 25 Am^{-1} suivant leur qualité. Du fait de la désorientation des grains, la courbe d'aimantation quasi statique telle représentée sur la figure II.2 présente une approche à la saturation assez lente qui nécessite une énergie électrique d'excitation notable pour atteindre des niveaux d'induction élevés.

Les fabricants indiquent les inductions minimales garanties à 2500, 5000 et 10000 Am^{-1} , voisines en général de 1.5, 1.6 et 1.7 Tesla.

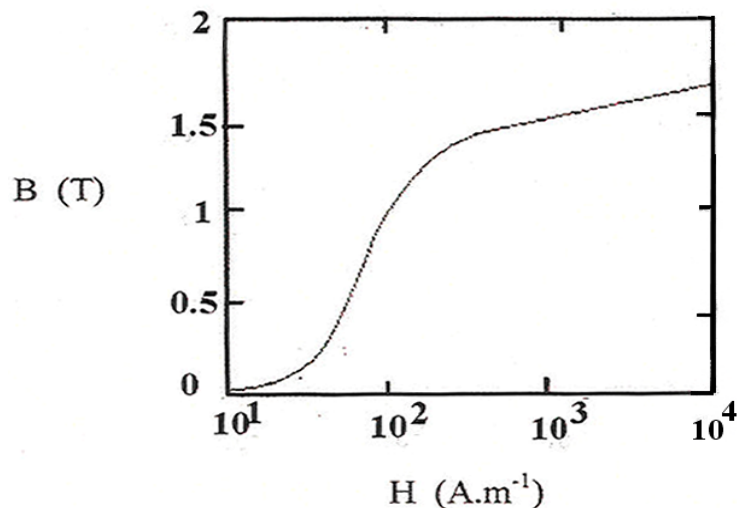


Figure II.2. Courbe B(H) d'une tôle FeSi NO d'épaisseur 0.35mm [6].

Les pertes d'énergie en régime alternatif représentent la caractéristique la plus importante des tôles. Elles augmentent avec la fréquence et le niveau d'induction. Les fabricants indiquent généralement les pertes à 50Hz et 1.5T, qui atteignent une dizaine de $W.kg^{-1}$ pour les plus basses qualités. La figure II.3, montre la croissance des pertes avec l'induction dans les tôles NO.

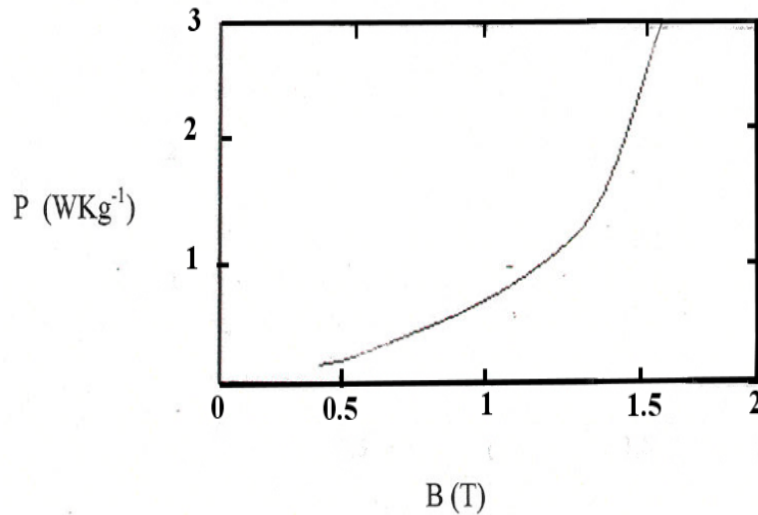


Figure II.3. Pertes massiques à 50 HZ dans une tôle FeSi NO d'épaisseur 0.35mm [6].

Le Tableau II. 2 nous donne les caractéristiques normalisées de quelques qualités de tôles non orientées.

Tableau II.2. Caractéristiques magnétiques normalisées de quelques qualités de tôles non orientées [8].

	Epaisseur nominale (mm)	Pertes spécifiques maximales (W.Kg ⁻¹ pour $\vec{B}=1.5$ T)	Induction minimale (en T) pour un champ \vec{H} (en A.m ⁻¹)			Utilisation principale	Dénomination normalisée
			2500	5000	10 000		
Qualités « fully-process »	0.35	2.50	1.49	1.60	1.71	Grosses machines tournantes	Fe V 250-35 HA Fe V 270-50HA
	0.50	2.70	1.49	1.60	1.71	Grosses machines tournantes	Fe V 470-50 HA
	0.50	4.70	1.52	1.62	1.73	Moteurs de moyenne puissance	Fe V 600-65 HA Fe V 800-65 HA
	0.65	6.00	1.54	1.64	1.75	Petits moteurs Relais appareillage domestique	
	0.65	8.00	1.58	1.68	1.76		
	Qualités « semi-process »	0.50	3.90	1.54	1.64	1.75	Moteurs de moyenne puissance
0.50		6.60	1.60	1.70	1.80	Petits moteurs	Fe V 660-50 HD
0.65		5.20	1.55	1.65	1.76	Relais appareillage domestique	Fe V 520-65 HE Fe V 10000-65 HD
0.65		10.00	1.58	1.68	1.79		

II.7.2. Tôles fer-silicium à grains orientés (Go)

II.7.2.1. Propriétés et constitution

Les tôles FeSi à 3 % Si, élaborées et parachevées dans des conditions particulières, conduisent par recristallisation secondaire à la texture de Gauss ou la texture (110) [001] en notation de Miller. Ainsi la direction de laminage, dans le plan de la tôle est toujours voisine d'une arête du cube, qui est aussi une direction de facile aimantation. Il apparait alors dans la tôle une structure en domaine particulièrement avantageuse, constituée de domaines principaux réguliers en bandes parallèles, d'aimantation alternée, séparées par des parois de Bloch à 180° très mobiles. Cette tôle acquiert donc très facilement une aimantation importante parallèlement à sa direction de laminage et ses pertes sont faibles. Les directions de facile aimantation sont mises en évidence par la figure II.4.

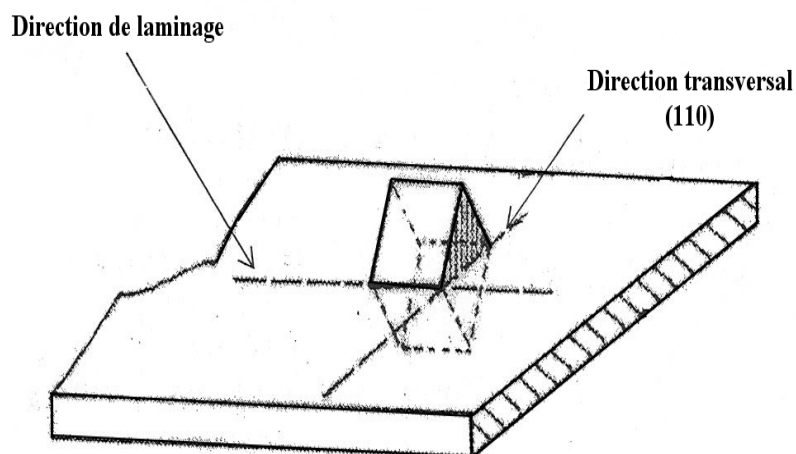


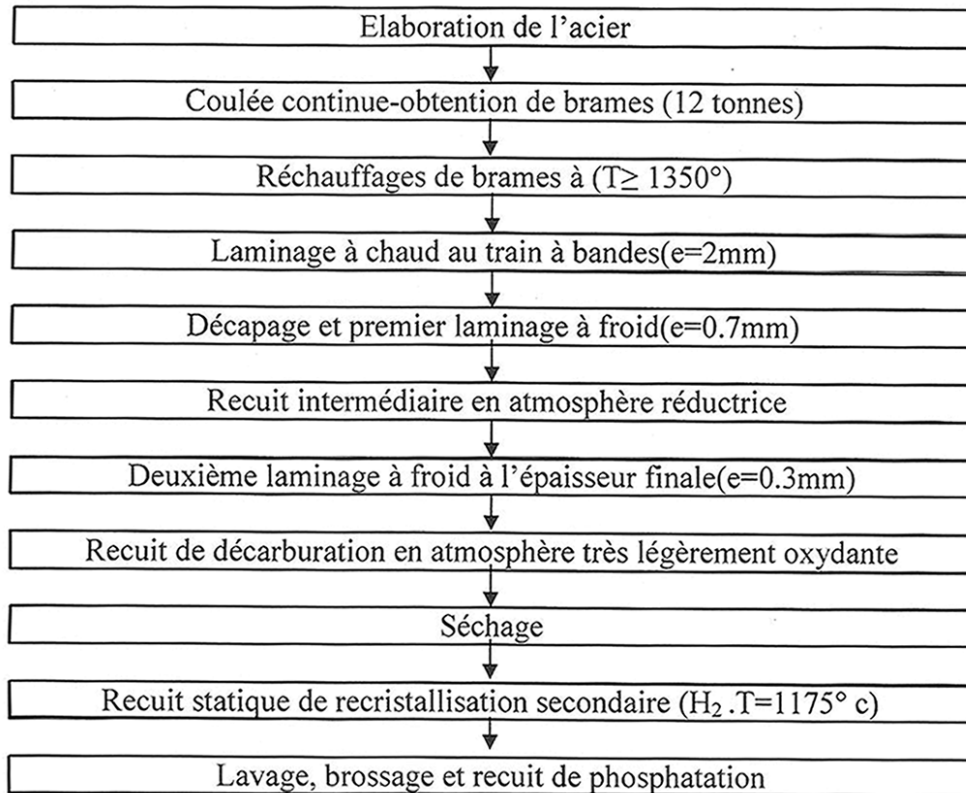
Figure II.4. Orientation idéale des grains cristallins dans une tôle GO

II.7.2.2. Fabrication

Deux familles à grains orientés sont actuellement disponibles sur le marché : les tôles classiques et les tôles dites à haute perméabilité plus performantes.

Le principe de fabrication des tôles magnétiques classiques est résumé dans le Tableau II.3 suivant :

Tableau II.3. Principe de fabrication des tôles magnétiques à grains orientés classiques.



II.7.2.3. Isolation des tôles GO

Les tôles à grains orientés reçoivent un revêtement minéral isolant. Pour les tôles classiques, il s'agit d'un silicate de magnésie ; appelée forstérite (Mg_2SiO_4) qui a subi une phosphatation, ce revêtement est très mince (2 à 5 μm). En pratique, un bon revêtement entraîne une diminution des pertes magnétiques.

II.7.2.4. utilisations et épaisseurs conventionnelles

Ces tôles sont utilisées dans les noyaux magnétiques pour transformateurs de puissance, ainsi que pour de simples noyaux de fer.

Les tôles les plus minces ($e=0.23mm$) ont les pertes spécifiques plus réduites, mais l'utilisation industrielle des qualités les plus performantes comme les tôles haute perméabilité reste relativement limité. Les tôles à grains orientés classiques d'épaisseurs 0.27 ou 0.3mm sont en pratique les plus utilisées.

II.7.2.5. Caractéristiques magnétiques

Le Tableau II.4 donne les caractéristiques magnétiques essentielles de quelques qualités de tôles GO.

Tableau II.4. Caractéristiques magnétiques essentielles de quelques qualités de tôles GO.

Type de tôle	Epaisseur nominale (en mm)	Pertes spécifiques maximales (W.kg ⁻¹ pour $\vec{B}=1.5$ T)	Puissance apparente spécifique $\vec{J}=1,7$ T, 50Hz en VA. Kg ⁻¹	Polarisation J ₈₀₀ en T
Tôle classiques	0.35	1.50	3	1.75
	0.30	1.25	2,70	1.84
	0.23	1.07	2.6–2.7	1.84
Tôle à haute perméabilité	0.30	1.05	1.40	1,92
	0.27	1.03	1.40	1,92
	0.23	0.85	1.40	1,90

II.8. Choix de l'épaisseur de la tôle fer-silicium

Lorsque la fréquence de travail s'accroît, l'utilisation de tôles très épaisses conduit à des pertes électromagnétiques et à des échauffements inadmissibles dans les machines. Par conséquent, le choix de l'épaisseur d'une tôle se fait en tenant compte de sa fréquence de travail.

Celle-ci étant elle-même liée directement à la profondeur de peau notée δ qui constitue une donnée essentielle présidant au choix d'une épaisseur de tôle:

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\mu \pi f}} [\text{m}] \quad (\text{II.1})$$

Avec :

ρ : Résistivité électrique ;

f: Fréquence ;

μ : Perméabilité magnétique.

En général, on choisit une épaisseur de tôle e voisine de l'épaisseur de peau δ . Cette condition permet d'avoir une répartition sensiblement uniforme de l'induction magnétique à travers l'épaisseur de la tôle.

Confidentiel

Chapitre III
Pertes magnétiques
dans les tôles
fer-silicium

III.1.Introduction

Toute variation d'induction dans une matière magnétique provoque, à l'intérieur de celle-ci, une dissipation d'énergie. Cette énergie apparaît le plus souvent sous forme de chaleur et n'est généralement pas récupérable, d'où l'expression de pertes magnétiques utilisée pour désigner le phénomène.

Ces pertes sont appelées aussi pertes fer du fait que les alliages ferromagnétiques utilisés dans les circuits magnétiques sont communément appelés fer, étant donné le fort pourcentage de fer dans ceux-ci. Ce terme (pertes fer) englobe généralement toutes les pertes intervenant dans les pièces ferromagnétiques des organes magnétiques des dispositifs électrotechniques.

Les pertes magnétiques dépendent évidemment de la nature du matériau utilisé mais aussi de la nature des processus dynamiques qui s'y développent et enfin de la géométrie considérée.

On distingue trois types de pertes magnétiques :

- 1- Les pertes par hystérésis.
- 2- Les pertes par courants de Foucault.
- 3- Les pertes excédentaires.

Cette séparation arbitraire n'est pas basée sur le mécanisme physique qui engendre les pertes mais plutôt en fonction des diverses échelles de temps et d'espace qui les concernent.

L'équation classique de séparation des pertes magnétiques est :

$$P_{tot} = P_h + P_{cf} + P_{exc}$$

tel que:

P_{tot} : Densité de pertes magnétiques totales [W/kg] ;

P_h : Densité de pertes par hystérésis [W/kg] ;

P_{fc} : Densité de pertes par courants de Foucault [W/kg] ;

P_{exc} : Densité de pertes excédentaires [W/kg].

III.2.Pertes par hystérésis (déplacement des parois)

Ces pertes sont dues au travail des forces de freinage agissant sur les parois de Bloch en mouvement, c'est-à-dire les frottements des domaines magnétiques les uns contre les autres, ce qui entraîne un échauffement du matériau qu'on appelle pertes par hystérésis.

Elles correspondent au travail nécessaire pour parcourir lentement le cycle d'hystérésis [3].

L'énergie W correspondant aux pertes par hystérésis dissipée par unité de volume, lorsqu'on parcourt une fois le cycle vaut :

$$w_h = \int_{cycle} HdB \quad [J/m^3] \quad (III.1)$$

La surface du cycle rend compte de la difficulté à réalimenter le circuit magnétique, cela se traduit par des pertes proportionnelles à la fréquence f de l'excitation H :

$$P_h = A_h V f \quad (III.2)$$

Avec :

f : Fréquence (Hz) ;

V : Le volume (m^3) ;

A_h : [W/m^3].

III.2.1. Evaluation expérimentales des pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis échappent évidemment à toute expression analytique exacte. Plusieurs formules approximatives ont été néanmoins proposées. Les plus célèbres d'entre elles sont les formules de Steinmetz et Richter.

III.2.1.1. Formule de Steinmetz [2]

La formule de Steinmetz permet de calculer approximativement les pertes par hystérésis dans un circuit magnétique, elle propose une équation de l'induction B . L'équation de Steinmetz est donnée par :

$$P_h = V \eta f B_{max}^\alpha \quad [W] \quad (III.3)$$

Avec :

V : Volume du matériau [m^3] ;

f : Fréquence du champ magnétique [Hz] ;

B_{Max} : Induction magnétique maximale du matériau [T] ;

η : Coefficient de Steinmetz ;

α : Coefficient qui dépend de la nature du matériau et qui est généralement donné par le fabricant ou à défaut déterminé expérimentalement, généralement il prend la valeur 1.6 pour le fer, dans les tôles fer-silicium modernes on prend α égal à 2.

III.2.1.2. Formule de Richter [2]

L'expression de la puissance perdue par hystérésis est donnée par la relation suivante :

$$P_h = aVfB_{Max} + bVfB_{Max}^2 = Vf(bB_{Max}^2 + aB_{Max}) [W] \quad (III.4)$$

Où a, b sont des constantes qui dépendent de la nature du matériau.

Pour de fortes valeurs de l'induction ($B_m \geq 1T$), la formule de Richter se réduit pratiquement à:

$$P_h = bVfB_{Max}^2 \quad (III.5)$$

En général ces pertes sont globalisées comme suit :

$$P_h = \frac{bB_{Max}^2}{m_v} [J/kg] \quad (III.6)$$

Cette dernière expression est généralement la mieux adaptée que celle de Steinmetz aux matériaux ferromagnétiques modernes.

III.2.2. Moyens de réduction des pertes par hystérésis

Pour réduire ces pertes, on a donc intérêt à réduire la surface du cycle d'hystérésis des matériaux destinés à supporter des flux alternatifs, en utilisant par exemple des matériaux ferromagnétiques doux [3].

III.3. Pertes par courants de Foucault ou courants induits

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

III.3.1. Evaluation des pertes par courants de Foucault

On considère une tôle de longueur L, de largeur l et d'épaisseur e, soumise à un champ d'induction uniforme et sinusoïdale: $B(t) = B_{Max} \cos(\omega t)$.

On peut décomposer cette tôle en circuits élémentaires tel que celui hachuré sur la figure III.1.

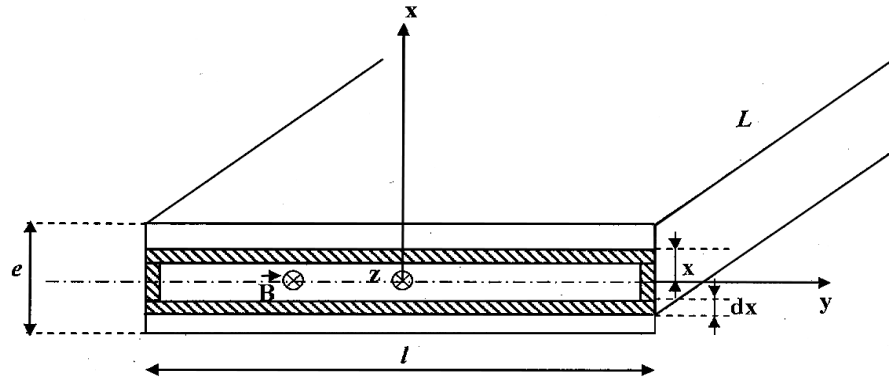


Figure III.1. Représentation d'un circuit élémentaire d'une tôle [8].

La spire conductrice représentée, de résistivité ρ , de longueur $2l$ et de section Ldx , présente une résistance :

$$r = \frac{2l\rho}{Ldx} \quad (\text{III.7})$$

Cette spire embrasse un flux d'induction :

Avec :

$$B = B_{Max} \cos(\omega \cdot t) \quad (\text{III.8})$$

$$S_{sp} = 2xl \quad (\text{III.9})$$

Donc :

$$\Phi = 2xlB_{Max} \cos(\omega t) \quad (\text{III.10})$$

La loi de Lenz nous donne :

$$e = -\frac{d\Phi}{dt} = 2xlB_{Max}\omega \sin(\omega t) \quad (\text{III.11})$$

e : étant la force électromotrice induite dans la spire élémentaire, sa valeur efficace est :

$$E = \sqrt{2}xlB_{Max} \cdot \omega \quad (\text{III.12})$$

$$E = \sqrt{8} \cdot x \cdot l \cdot B_{Max} \cdot \pi \cdot f \quad (\text{III.13})$$

Si on néglige l'inductance de cette spire, l'intensité du courant qui la traverse a pour valeur efficace :

$$I = \frac{E}{r} = \frac{\sqrt{8}xlB_{Max}\pi f L dx}{2l\rho} \quad (\text{III.14})$$

$$I = \frac{\sqrt{2}B_{Max}\pi f L}{\rho} dx \quad (\text{III.15})$$

Et la puissance dissipée par effet joule dans cette spire élémentaire sera :

$$dP_{cF} = rI^2 = EI = \frac{4lB_{Max}^2\pi^2 f^2 Lx^2}{\rho} dx \quad (III.16)$$

Quand à la puissance dissipée dans la tôle, est obtenue, en intégrant l'expression (II.16) sur l'intervalle $[0 \quad \frac{e}{2}]$ de x :

$$P_{cF} = \int dP_{cF} = \int_0^{\frac{e}{2}} \frac{4lB_{Max}^2\pi^2 f^2 L}{\rho} x^2 dx \quad (III.17)$$

$$P_{cF} = \frac{4lB_{Max}^2\pi^2 f^2 L}{\rho} \left[\frac{x^3}{3} \right]_0^{\frac{e}{2}} \quad (III.18)$$

$$P_{cF} = \frac{4lB_{Max}^2\pi^2 f^2 Le^3}{24\rho} \quad (III.19)$$

On sait que : $lle = V$ est le volume de la tôle.

La puissance cherchée devient :

$$P_{cF} = \frac{\pi^2 V e^2}{6\rho} f^2 B_{Max}^2 \quad (III.20)$$

La puissance correspondant aux courants induits s'exprime alors comme l'indique la formule ci-après :

$$P_{cF} = K_1 V f^2 e^2 B_{Max}^2 \quad [W] \quad (III.21)$$

Avec :

$$K_1 = \frac{\pi^2}{6\rho}$$

III.3.2. Conséquences des courants de Foucault et moyens utilisés pour les réduire

Ces courants diminuent le rendement des machines électriques et provoquent un échauffement des pièces dans lesquelles ils se produisent, d'où la nécessité d'utiliser des moyens de réduction de ces pertes.

Dans le but de diminuer les pertes par courant de Foucault, les circuits magnétiques sont le plus souvent divisés en éléments isolés électriquement les uns des autres.

Cette procédure, appelée feuilletage augmente la résistance au passage du courant, d'où la nécessité d'utilisation des tôles Fe-Si de faibles épaisseurs [3].

III.4. Pertes supplémentaires (ou additionnelles)

Elles sont provoquées par des courants induits qui se développent autour des parois de Bloch. Elles tendent à s'opposer à la variation de l'alimentation et par suite au déplacement des parois de Bloch.

III.4.1. Phénomène physique et facteur d'anomalie des pertes

Le déplacement des parois de Bloch engendre des courants qui vont augmenter à leur tour les pertes dynamiques.

Les pertes dynamiques sont obtenues par la différence entre les pertes totales mesurées et les pertes par hystérésis

$$P_{dyn} = P_{fer} - P_h \quad (III.22)$$

La relation liant les pertes dynamiques P_{dyn} aux pertes par courants de Foucault dépend de la forme de l'induction magnétique :

- Si l'induction est sinusoïdale :

$$P_{dyn} = \eta \cdot P_{cF} \quad (III.23)$$

- Si l'induction est non sinusoïdale

$$P_{dyn} = \eta \left(\frac{F}{F_s} \right)^2 \cdot P_{cF} \quad (III.24)$$

Avec :

F : Facteur de forme de l'induction non sinusoïdale ;

F_s : Facteur de forme de l'induction sinusoïdale ;

η : Coefficient d'anomalie des pertes.

III.4.2. Evaluation des pertes supplémentaires [5]

Plusieurs modèles ont été élaborés pour tenter de prédéterminer les pertes supplémentaires, les plus importants sont :

- Modèle statistique de Bertotti ;
- Modèle des domaines parallèles de Pry et Bean.

II.4.2.1. Modèle statistique de Bertotti:

En abordant d'une façon statique le processus d'aimantation dynamique et les pertes supplémentaires qui s'en suivent, Bertotti a fait introduire une nouvelle entité physique « objet magnétique » ou « OM » grâce auquel s'inverse l'aimantation.

Un objet magnétique est constitué d'une paroi ou d'un ensemble de parois dont les mouvements sont étroitement corrélés.

Le matériau est alors supposé équivalent à un système comportant n objets magnétiques.

Les pertes magnétiques supplémentaires dans un matériau seront caractérisées par le nombre n d'objets magnétiques participant au processus d'aimantation.

Pour une induction sinusoïdale de fréquence f et de valeur crête B_{Max} de l'induction, les pertes additionnelles par cycle dans une tôle de section S sont exprimées par la relation suivante :

$$P_{sup} = \frac{8.8}{m_v} \sqrt{\frac{GH_0 S}{\rho}} B_{Max}^{1.5} f^{0.5}, \quad [J/kg] \quad (III.25)$$

Où :

G : Coefficient de frottement de l'OM ;

G=0.136 dans le cas où l'OM correspond à une paroi ;

H_0 : Équivalent à un champ coercitif ;

m_v : La masse volumique de la tôle.

II.4.2.2. Modèle des domaines parallèles de Pry et Bean

Dans ce modèle, PRY et BEAN supposent une tôle d'épaisseur e, des domaines à 180° en forme de barres de largeur 2l, séparées par des parois planes perpendiculaires aux faces de la tôle.

Le coefficient d'anomalie des pertes η est alors associé par les auteurs au rapport $\frac{2l}{e}$.

$$\eta = \frac{48}{\pi^3} \frac{2L}{e} \sum_{n \geq 1} \frac{1}{(2n-1)^3} \coth \left[(2n-1) \frac{\pi 2L}{2e} \right] \quad (III.26)$$

Cas particulier :

- Si $\frac{2l}{e} \ll 1$ (domaines très étroits) ;

$\eta \approx 1$: Les pertes dynamiques se confondent avec les pertes par courant de Foucault.

- Si $\frac{2l}{e} > 1$;

$\eta \approx 1.63 \left(\frac{2l}{e}\right)$: Les pertes dynamiques sont plus importantes que les pertes par courants de Foucault.

III.5. Globalisation des pertes fer [5] :

Les pertes totales s'expriment donc en utilisant la formule de Richter.

$$P_{Fer} = \frac{aB_m + bB^2}{m_v} + k' f B_m^2 e^2 + \frac{8.8}{m_v} \sqrt{\frac{GH_0 S}{\rho}} B_{Max}^{1.5} f^{0.5} [J/kg] \quad (III.27)$$

Pour des valeurs maximales importantes du champ, l'expression devient :

$$P_{Fer} = \frac{aB_m}{m_v} + k' f B_m^2 e^2 + \frac{8.8}{m_v} \sqrt{\frac{GH_0 S}{\rho}} B_{Max}^{1.5} f^{0.5} [J/kg] \quad (III.28)$$

Confidentiel

Chapitre IV
Etude expérimentale

IV.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous présenterons l'étude expérimentale. Cette étude est dédiée à la caractérisation des tôles magnétiques fer-silicium à grains non orientés. Ces tôles sont utilisées pour la construction des circuits magnétiques des machines tournantes. Les tôles objets de nos essais proviennent de la firme Electro-Industries.

IV.2. Description du cadre d'Epstein utilisé

Le cadre d'Epstein contenant les tôles à caractériser constitue un transformateur monophasé. Il se compose de quatre éléments bobinés disposés en forme de carré de dimensions normalisées (figure IV.1).

Les enroulements sont répartis uniformément sur une seule couche pour limiter le flux de fuite. Des bornes d'alimentation et de mesure sont raccordées aux extrémités des enroulements.

Le circuit magnétique du cadre est fermé et a pour section la section moyenne d'un côté (c'est-à-dire la section de $N/4$ bandes) et pour longueur ce qu'on appelle, la longueur conventionnelle du circuit l_m établie à 0.94m. En conséquence, la masse active m_a représentant la masse de l'éprouvette qui intervient magnétiquement, est donnée par :

$$m_a = \frac{l_m}{4l} m \quad (IV.1)$$

Où :

l : Longueur d'une tôle [m] ;

l_m : Longueur effective conventionnelle du circuit magnétique [m] ;

m : Masse totale du circuit magnétique du cadre [kg] ;

La section droite du circuit magnétique est donnée par :

$$S = \frac{m}{4l\rho} \quad (IV.2)$$

Où ρ représente la masse volumique du matériau constituant les tôles objets de notre étude en [kg/m³].

Le noyau magnétique du cadre est constitué de N tôles rectangulaires (N étant un multiple de 4 et au moins égal à 16).

Les tôles sont assemblées en circuit carré, avec des joints de recouvrement, de telle sorte que le périmètre moyen vaille exactement l_m (figure IV.2), des serre joints isolants permettent de serrer les tôles dans les angles. Afin de réduire l'effet de l'anisotropie dans la mesure des pertes fer, les tôles sont découpées en tôles précises et sans bavures dans la tôle qu'il s'agit d'évaluer, parallèlement à la direction de laminage[6].

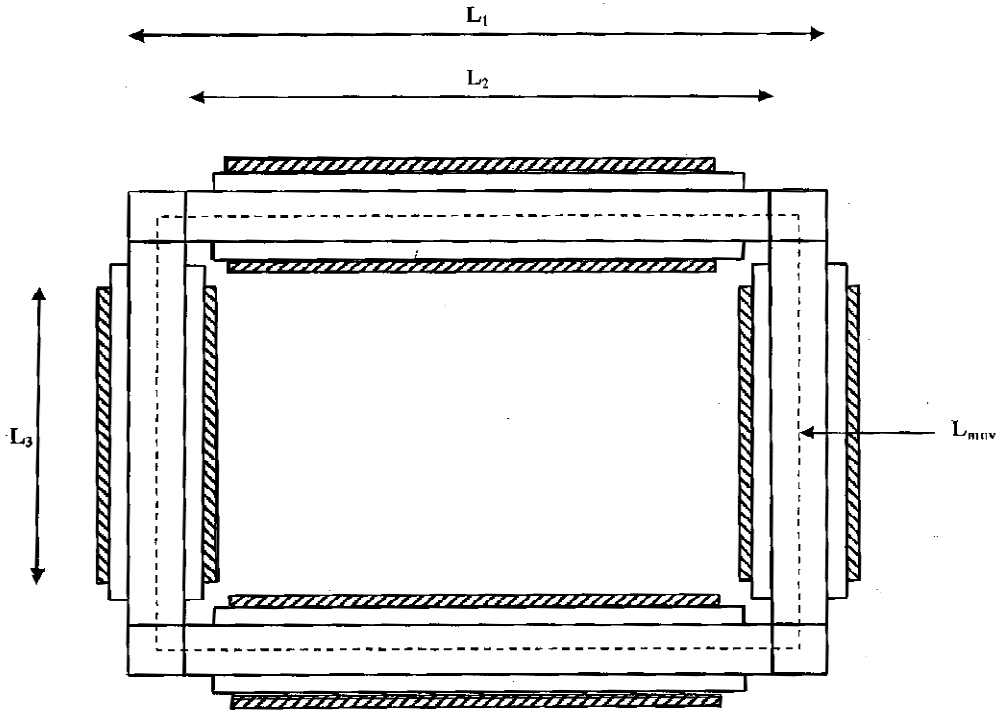


Figure IV.1. Schéma général d'un cadre d'Epstein.

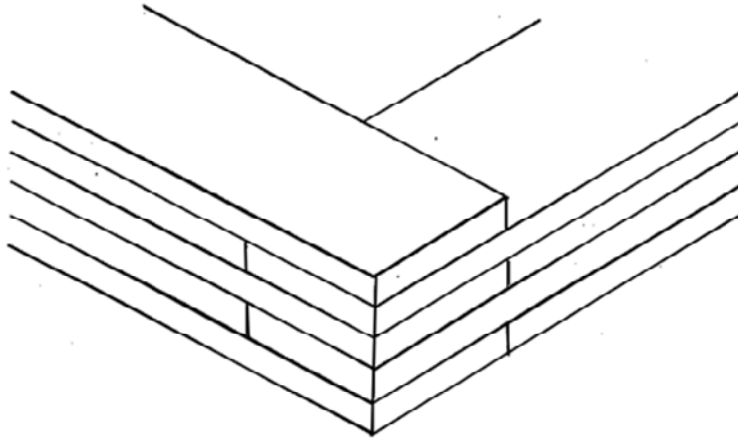


Figure IV.2. Disposition des tôles en joints à double recouvrement.

Le cadre d'Epstein utilisé a les caractéristiques suivantes :

- Enroulement primaire (excitation) : $N_1 = 700$ spires ;
- Enroulement secondaire (mesures) : $N_2 = 700$ spires ;
- Longueur du côté extérieur du cadre : $L_1 = 280$ mm ;
- Longueur du côté intérieur du cadre : $L_2 = 220$ mm ;
- Longueur de la partie bobinée : $L_3 = 190$ mm.

IV.4. Echantillon des tôles étudiées

Nous avons utilisé dans cette étude des tôles fer-silicium à grains non orientés(FeSi-NO).

Nous avons utilisé 32 tôles dont les caractéristiques sont regroupées dans le tableau IV.1.

Tableau IV.1.Caractéristiques des tôles étudiées

Type de matériau	Nombre de tôles N	Longueur d'une tôle L [mm]	Epaisseur d'une tôle e [mm]	Largeur d'une tôle l [mm]	Masse de l'échantillon m [kg]	Section droite S [m ²]	Masse volumique ρ [kg/m ³]
FeSi-NO	32	280	0.5	30	$(32.34*32)*10^{-3}$	$120*10^{-6}$	7700

IV.5. Description du montage expérimental

Pour visualiser l'image du champ magnétique H et celle de l'induction B dans l'échantillon étudié, nous avons utilisé le montage de la figure VI.3 qui est constitué de l'appareillage suivant :

- Une source de tension alternative variable à 50 Hz ;
- Un cadre d'Epstein à 700 spires ;
- Une résistance R_h de 10 Ω ;
- Un ampèremètre.
- Un oscilloscope numérique relié à un micro-ordinateur doté du logiciel « Wavestar for oscilloscopes ».

Pour la visualisation des cycles d'hystérésis, nous avons utilisé un intégrateur constitué d'une résistance r de 200 k Ω et d'un condensateur d'une capacité C de 1 μ F.

L'acquisition de ces grandeurs s'effectue avec un oscilloscope numérique. Les données sont ensuite transférées à un PC pour traitement.

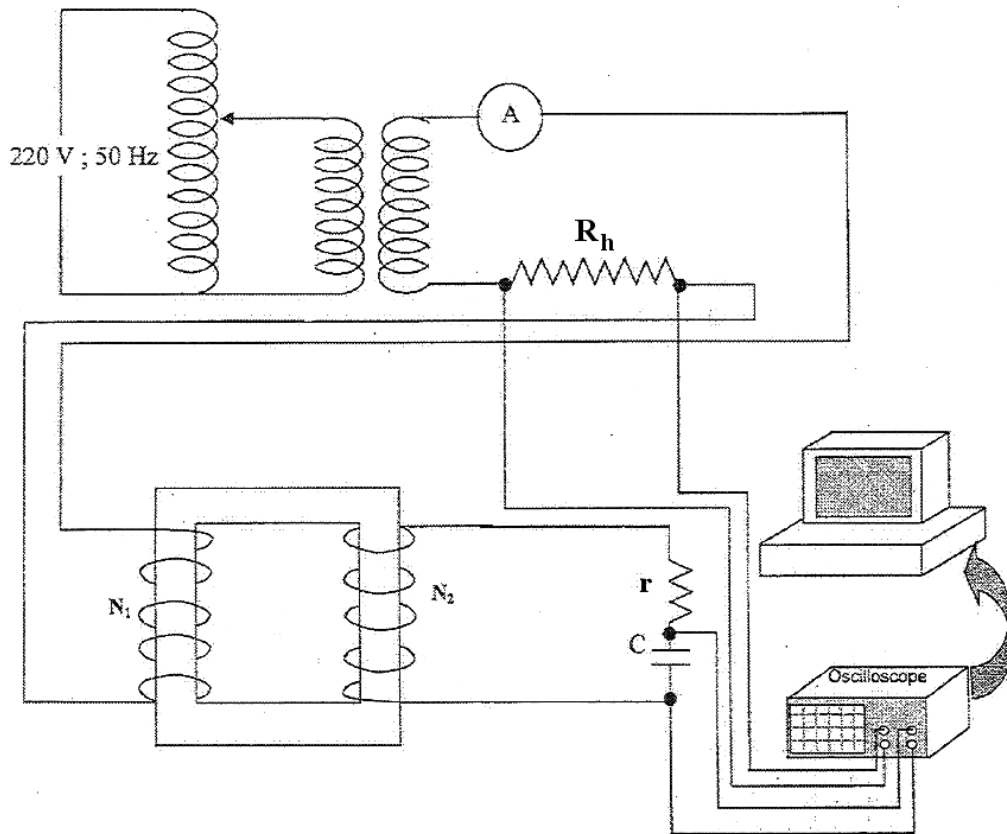


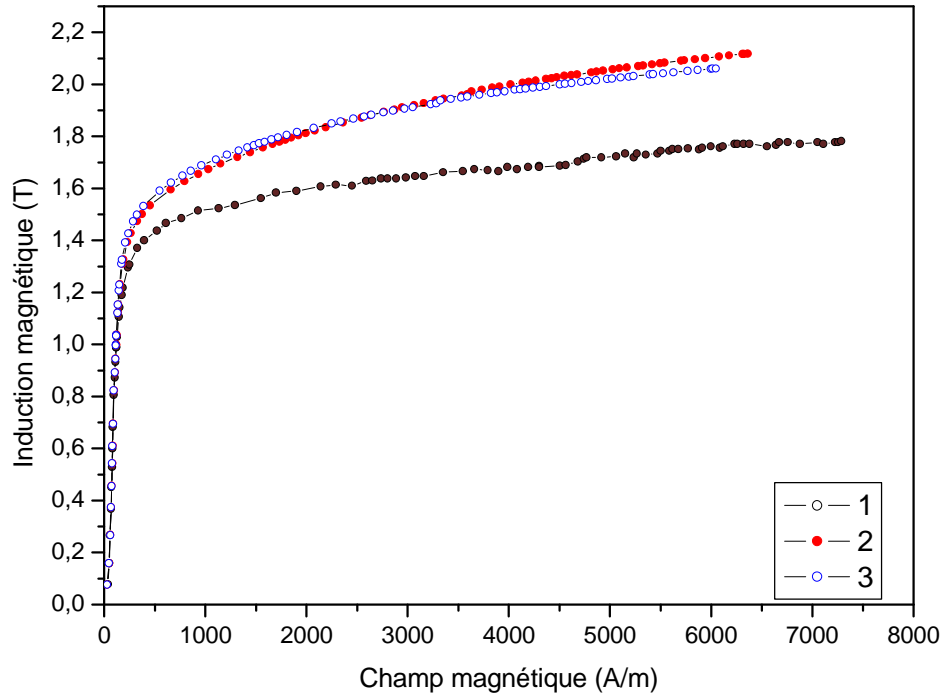
Figure IV.3. Montage utilisé pour la visualisation de la forme du champ magnétique, de l'induction magnétique et des cycles d'hystérésis.

IV.5. Résultats expérimentaux de caractérisation des tôles

En régime sinusoïdal, un matériau magnétique est caractérisé par ses pertes magnétiques spécifiques, son induction à saturation, sa perméabilité magnétique et son cycle d'aimantation à une fréquence donnée pour différentes valeurs de l'induction magnétique maximale.

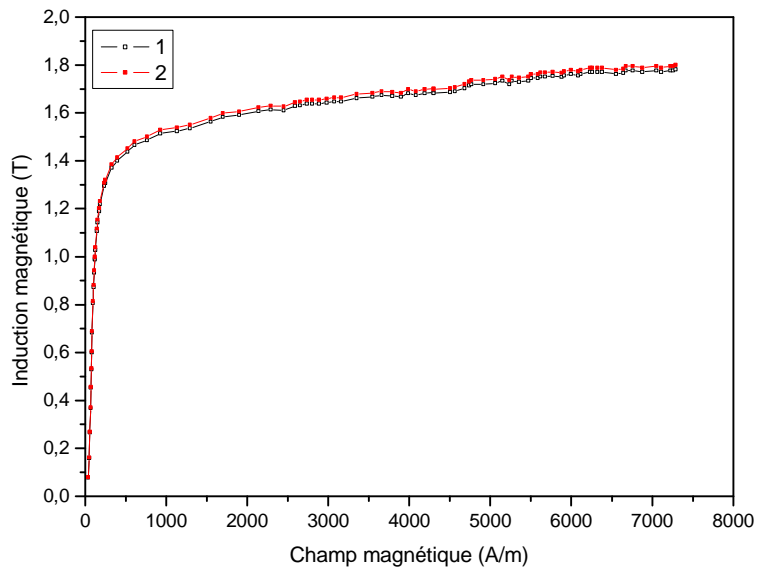
IV.5.1. Caractéristiques d'aimantation

On donne sur la figure IV.4 les caractéristiques d'aimantation de l'échantillon étudié. La section du circuit magnétique est calculée à partir des grandeurs géométriques des tôles. Sur les figures IV.5 à IV.7, nous donnons une comparaison entre les caractéristiques d'aimantation suite à la correction de la section. Cette correction est effectuée en utilisant la masse active du circuit magnétique déduite de l'équation (IV.1). La section corrigée est de $118.8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$



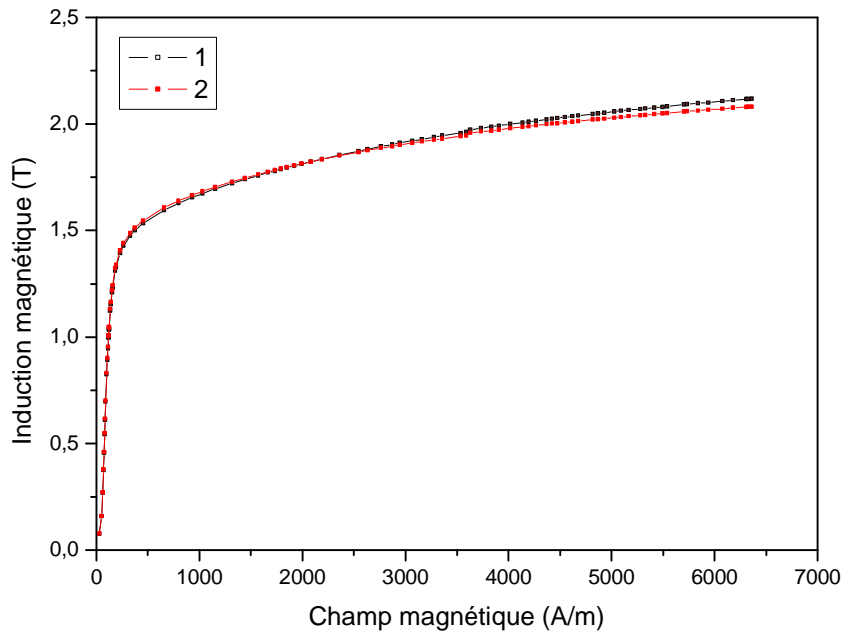
- 1) Induction déduite à partir des grandeurs maximales de l'oscilloscope ;
- 2) Induction déduite à partir des valeurs efficaces totales ;
- 3) Induction déduite à partir des valeurs efficaces fondamentales.

Figure. IV.4. Caractéristiques d'aimantation de l'échantillon.



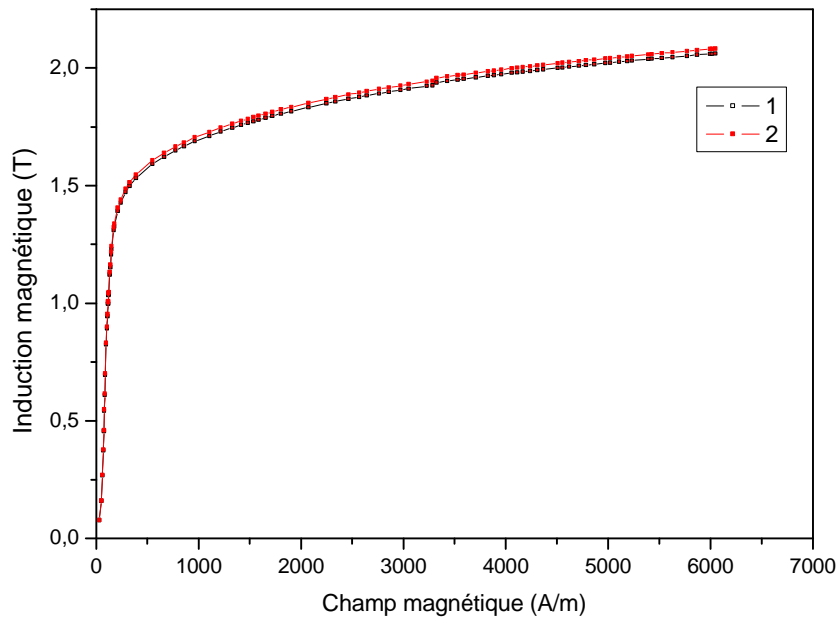
- 1) Sans correction de section ;
- 2) Avec correction de section.

Figure IV.5. Caractéristiques d'aimantation de l'échantillon à partir des grandeurs maximales de l'oscilloscope.



- 1) Sans correction de section ;
- 2) Avec correction de section.

Figure IV.6. Caractéristiques d'aimantation de l'échantillon à partir des valeurs efficaces totales.



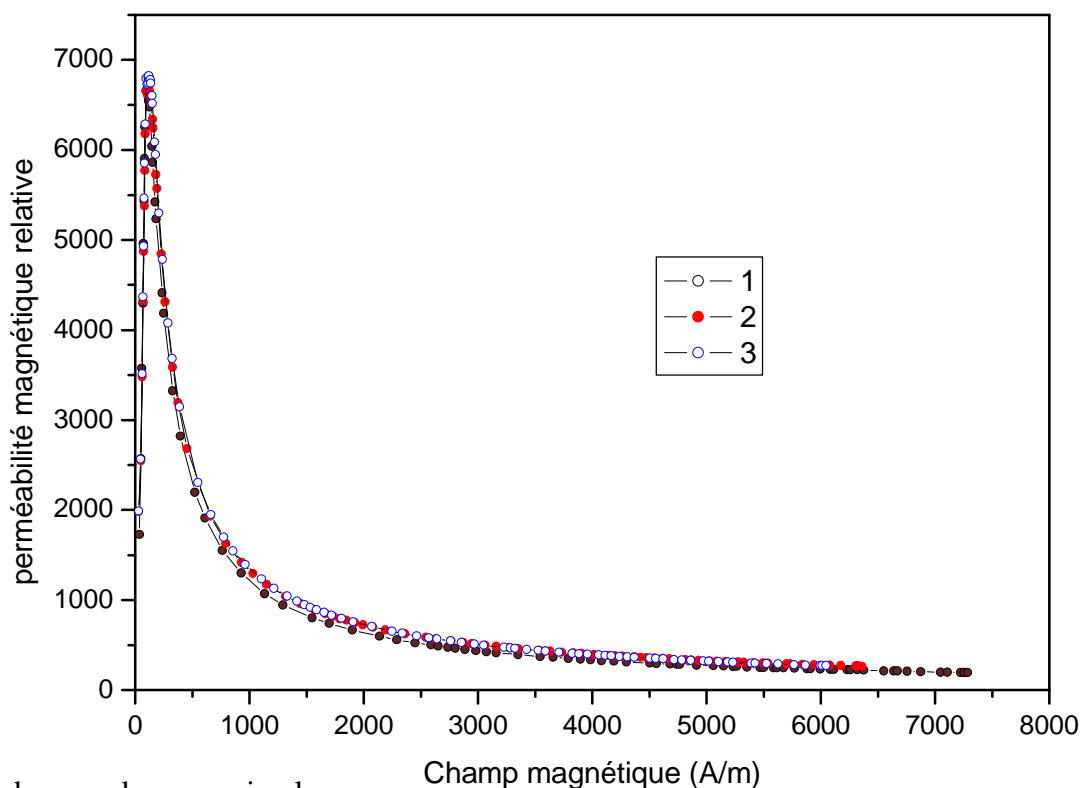
- 1) Sans correction de section ;
- 2) Avec correction de section.

Figure IV.7. Caractéristiques d'aimantation de l'échantillon déterminées à partir des valeurs efficaces fondamentales.

Les caractéristiques $B(H)$ provenant des valeurs efficaces totales, fondamentales et des valeurs maximales des courbes $B(t)$ et $H(t)$ se superposent jusqu'à une induction maximale de 1.4 T. au-delà, les deux premières se superposent tandis que la troisième s'écarte considérablement. Ceci est dû à la présence d'harmoniques à la saturation. Le champ calculé à partir des grandeurs maximales des signaux est élevé étant donné qu'on ne prend que la grande valeur du signal. Une comparaison entre les caractéristiques de magnétisation établies sans correction de section et avec correction montre que l'induction est légèrement supérieure après correction pour les inductions déterminées à partir des grandeurs maximales et fondamentales. Cette tendance s'inverse dans le cas où l'induction calculée tient compte de tous les harmoniques. Ceci serait dû au fait que ces harmoniques n'agissent pas dans le même sens.

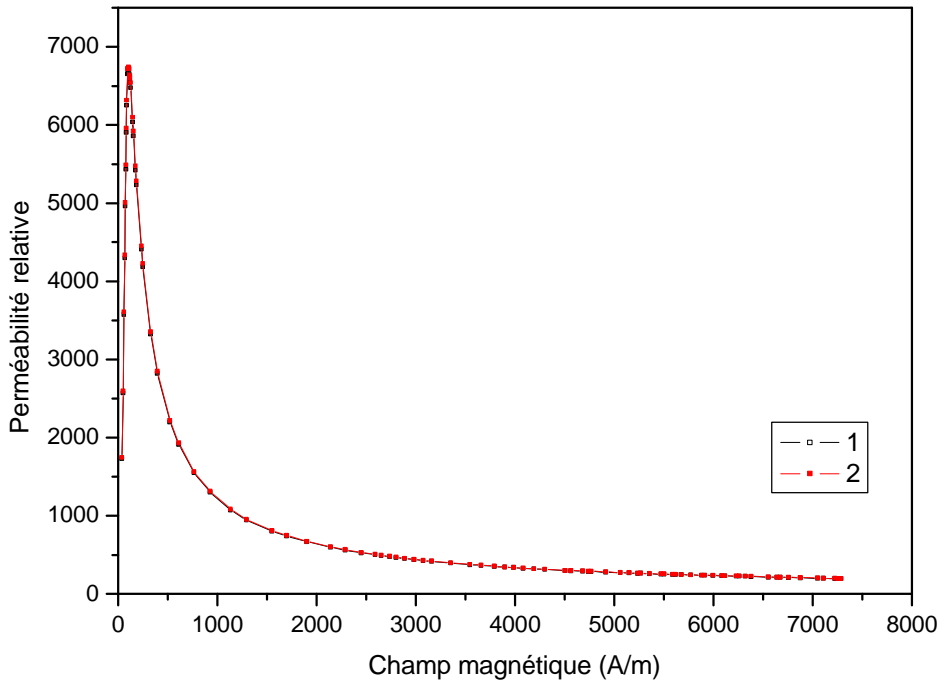
IV.5.3. Perméabilité magnétique relative

Les courbes des perméabilités relatives sont données sur la figure IV.7. Les courbes comparatives des perméabilités relatives avec et sans correction de section sont données sur les figures IV.8 à IV.10.



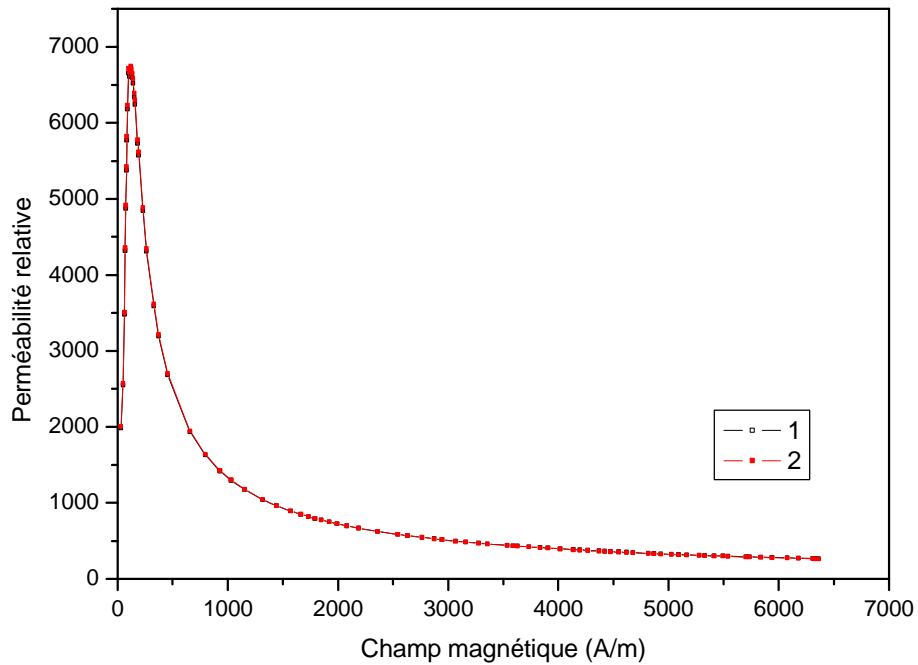
- 1) A partir des grandeurs maximales ;
- 2) A partir des valeurs efficaces totales ;
- 3) A partir des valeurs efficaces fondamentales

Figure IV.8. Allure de la perméabilité magnétique relative.



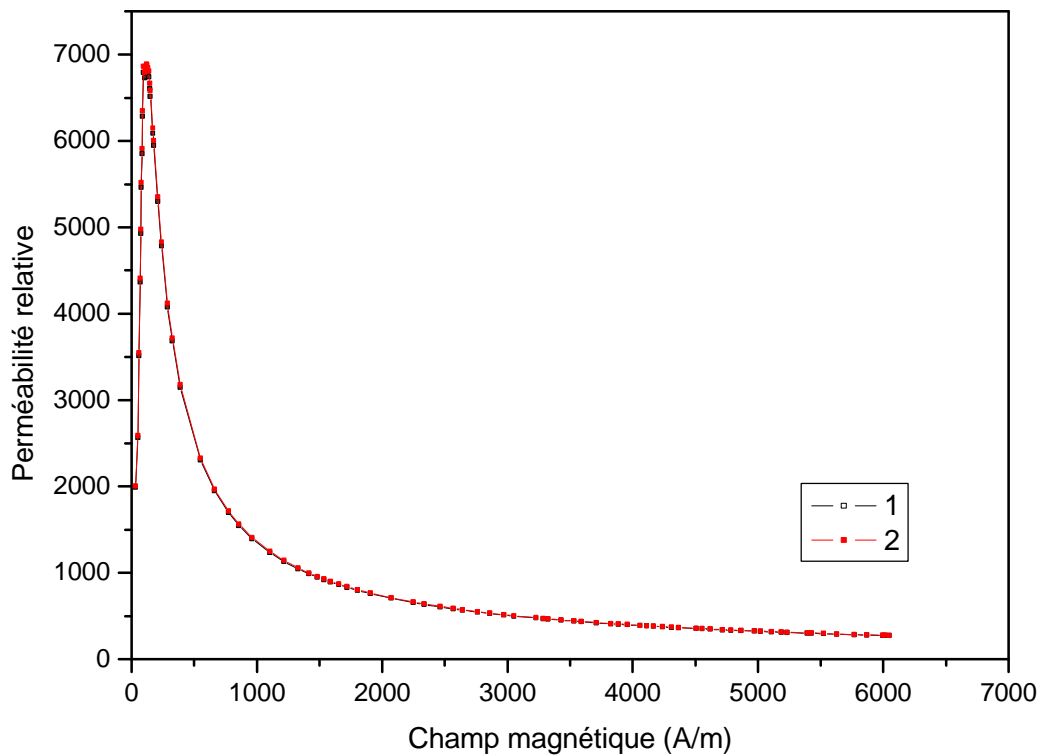
- 1) Sans correction de section ;
- 2) Avec correction de section.

Figure IV.9. Allure de la perméabilité relative magnétique déterminée à partir des grandeurs maximales.



- 1) Sans correction de section
- 2) Avec correction de section.

Figure IV.10. Allure de la perméabilité relative magnétique déterminée à partir des valeurs efficaces totales.



- 1) Sans correction de section ;
- 2) Avec correction de section.

Figure IV.11. Allure de la perméabilité relative magnétique déterminée à partir des valeurs efficaces fondamentales.

Les trois perméabilités magnétiques ont l'air de se superposer. Cette perméabilité présente un maximum de l'ordre de 6800 correspondant à un champ magnétique de l'ordre de 120 A/m. La correction apportée à la section ne semble pas affecter les valeurs des perméabilités.

IV.5.4. Visualisation des cycles d'hystérésis, Forme du champ magnétique et de l'induction magnétique

L'enroulement primaire du cadre est parcouru par le courant d'excitation $i_1(t)$. La variation du flux, induit dans l'enroulement secondaire une tension $v_2(t)$. Ainsi, le champ magnétique $H(t)$ est déterminé à partir de la mesure du courant $i_1(t)$ au primaire en utilisant le théorème d'Ampère :

$$H(t) = \frac{N_1}{l_{moy}} i_1(t) \quad (IV.3)$$

Avec :

$$i_1(t) = \frac{V_{Rh}(t)}{R_h} \quad (IV.4)$$

En remplaçant $i_1(t)$ par sa valeur dans (IV.3), on trouve

$$H(t) = \frac{N_1}{R_h l_{moy}} V_{Rh}(t) \quad (IV.5)$$

Pour visualiser les cycles d'hystérésis de l'échantillon étudié, pour différentes valeurs de l'induction magnétique maximale et du champ magnétique maximal, nous avons utilisé l'intégrateur RC décrit par la figure IV.3.

La tension $V_c(t)$ aux bornes du condensateur est donnée par :

$$V_c(t) = \frac{1}{C\omega} i_2(t) \quad (IV.6)$$

La valeur maximale de la tension $V_2(t)$ peut être donnée par la formule suivante :

$$V_{2m} = N_2 S \omega B_m \quad (IV.7)$$

L'induction maximale en fonction de la tension V_{cm} est donnée par la formule (IV.8) :

$$V_{cm} = \frac{1}{C} \frac{N_2 S}{\sqrt{r^2 + \frac{1}{(C\omega)^2}}} B_m \quad (IV.8)$$

$$B_m = \frac{C \sqrt{r^2 + \frac{1}{(C\omega)^2}}}{N_2 S} V_{cm} \quad (IV.9)$$

Dans les figures(IV.12) à(IV.20), nous donnons les allures de l'induction magnétique $B(t)$ et du champ magnétique $H(t)$ ainsi que celles des cycles d'hystérésis pour différentes valeurs de l'induction magnétique maximale, sous une excitation sinusoïdale de fréquence 50 Hz pour l'échantillon de tôle.

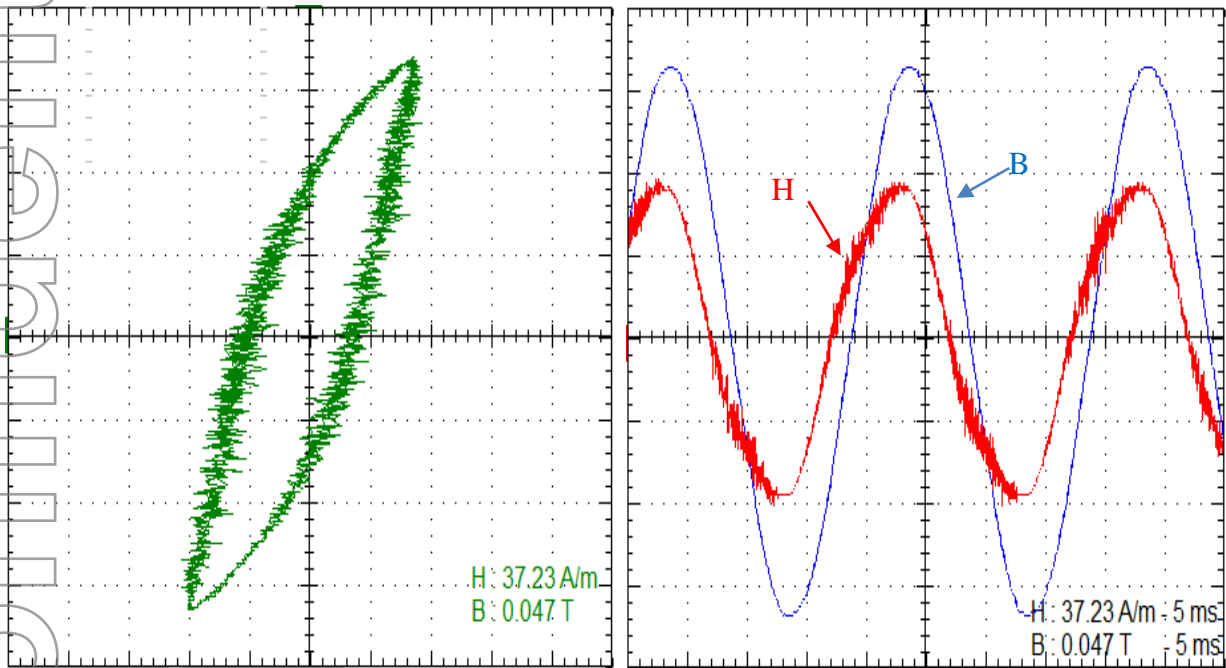


Figure IV.12. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycle d'hystérésis observé à une induction maximale de 0.15979T.

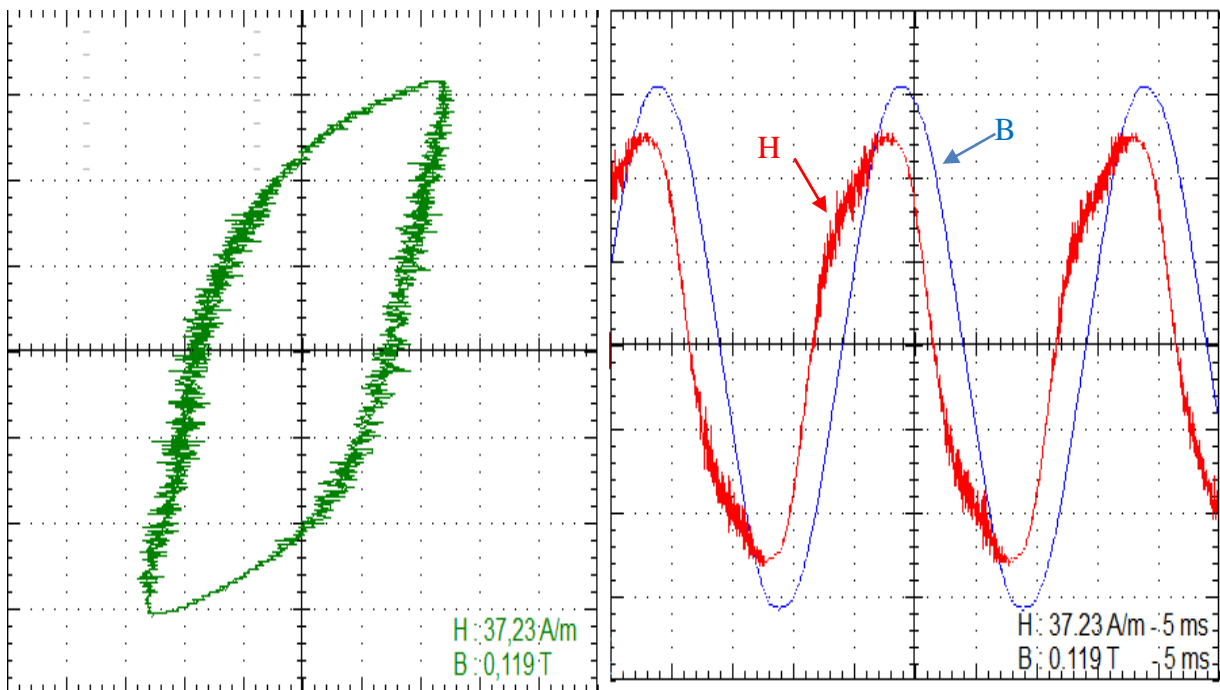


Figure IV.13. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycles d'hystérésis observé à une induction maximale 0.36771T.

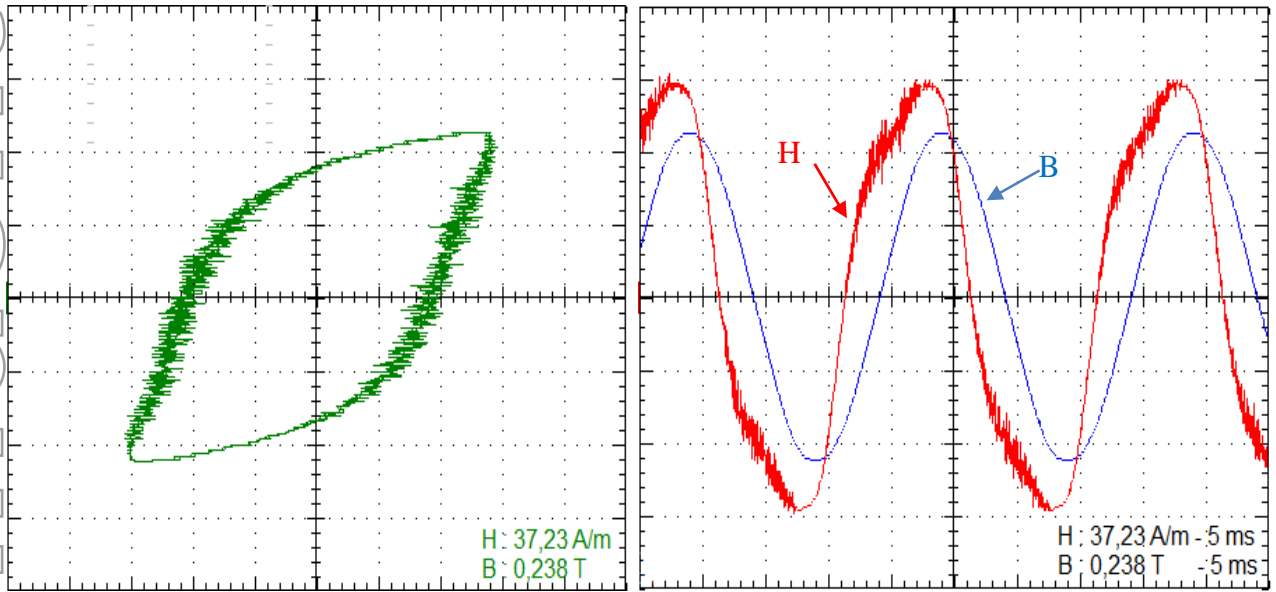


Figure IV.14. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycle d'hystérésis observé à une induction maximale de 0.5291 T.

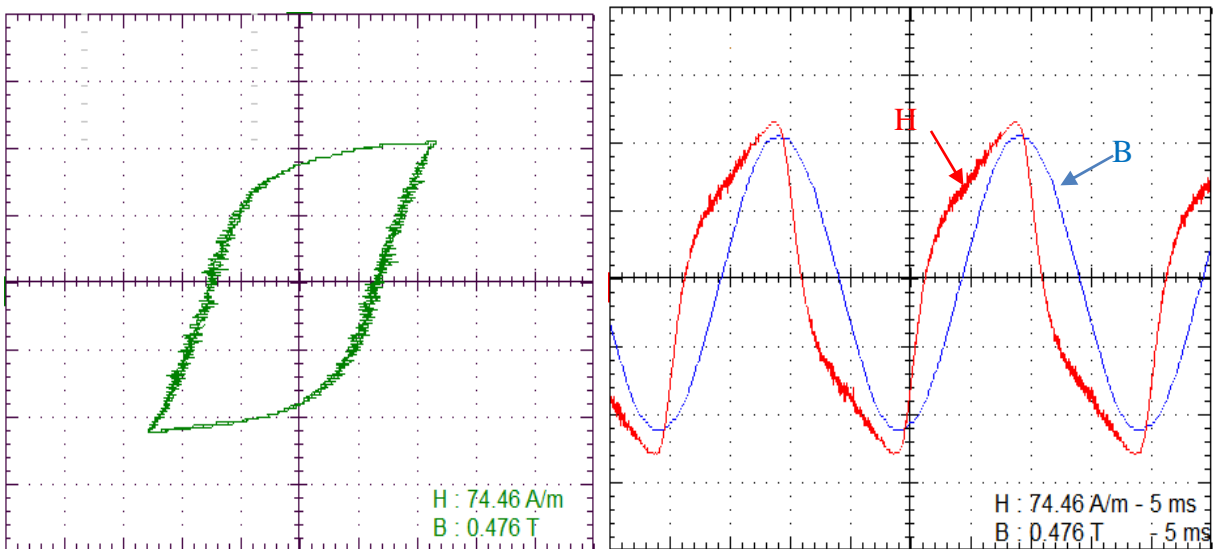


Figure IV.15. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycles d'hystérésis observé à une induction maximale de 1T.

Confidentiel

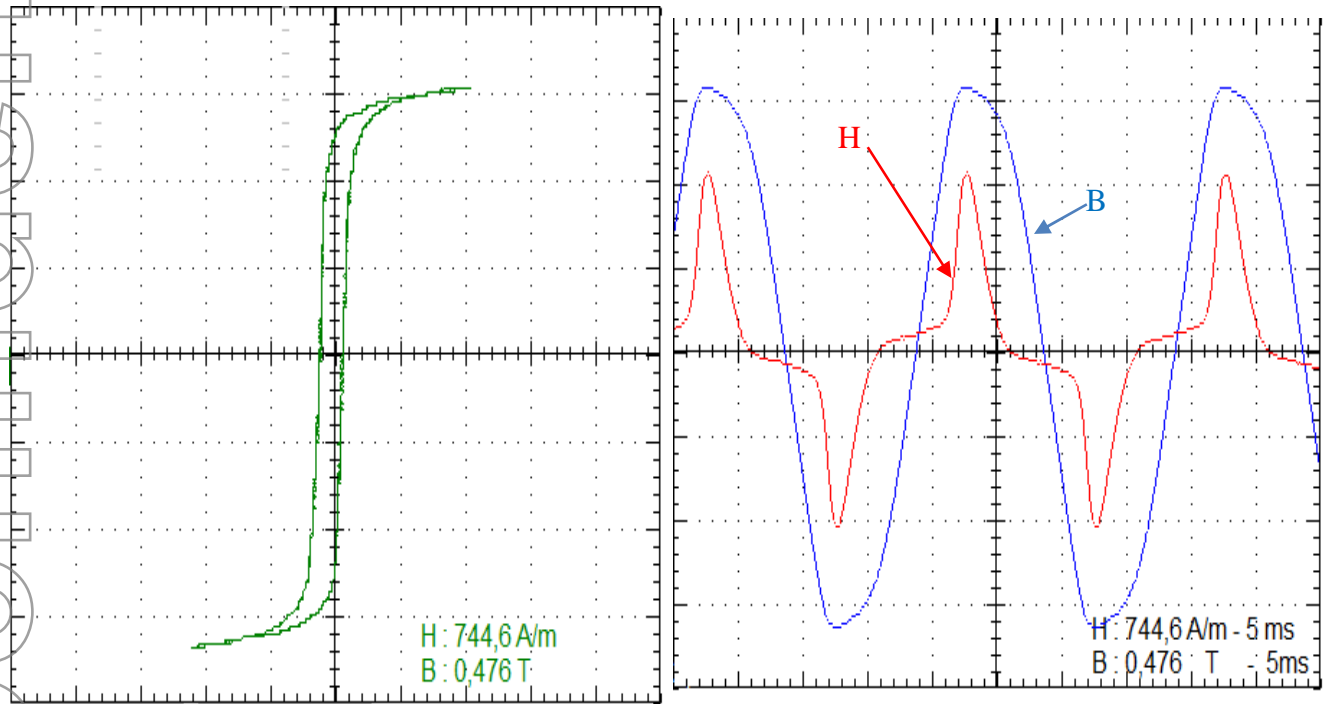


Figure IV.16. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycles d'hystérésis observé à une induction maximale 1.52381 T.

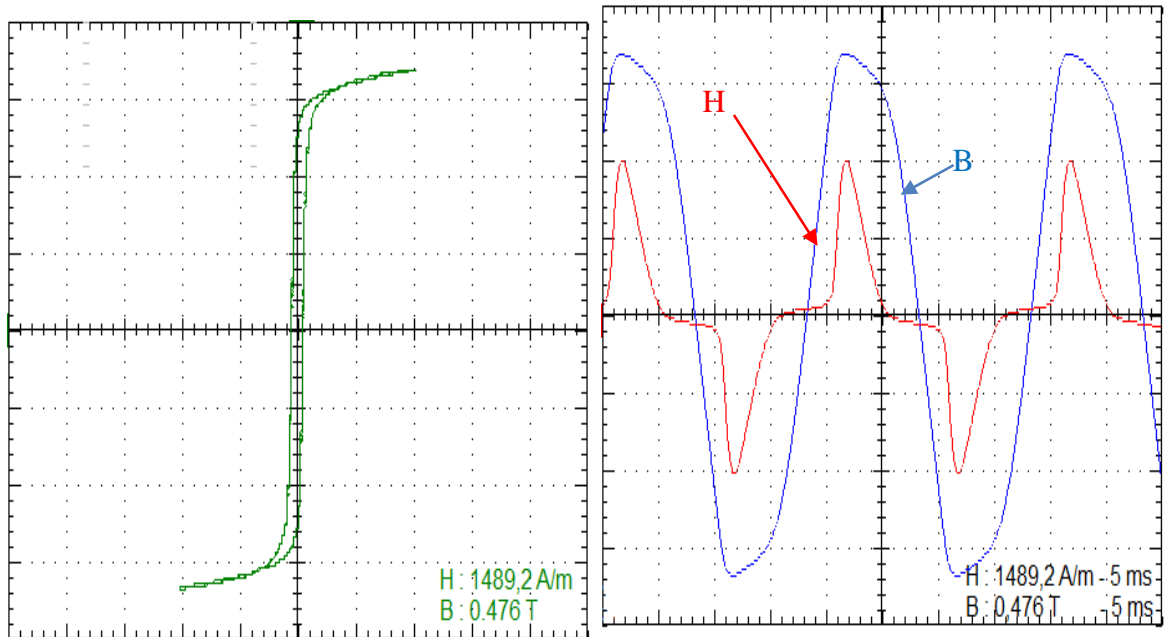


Figure. IV.17. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycles d'hystérésis observé à une induction maximale $B = 1.60714$ T.

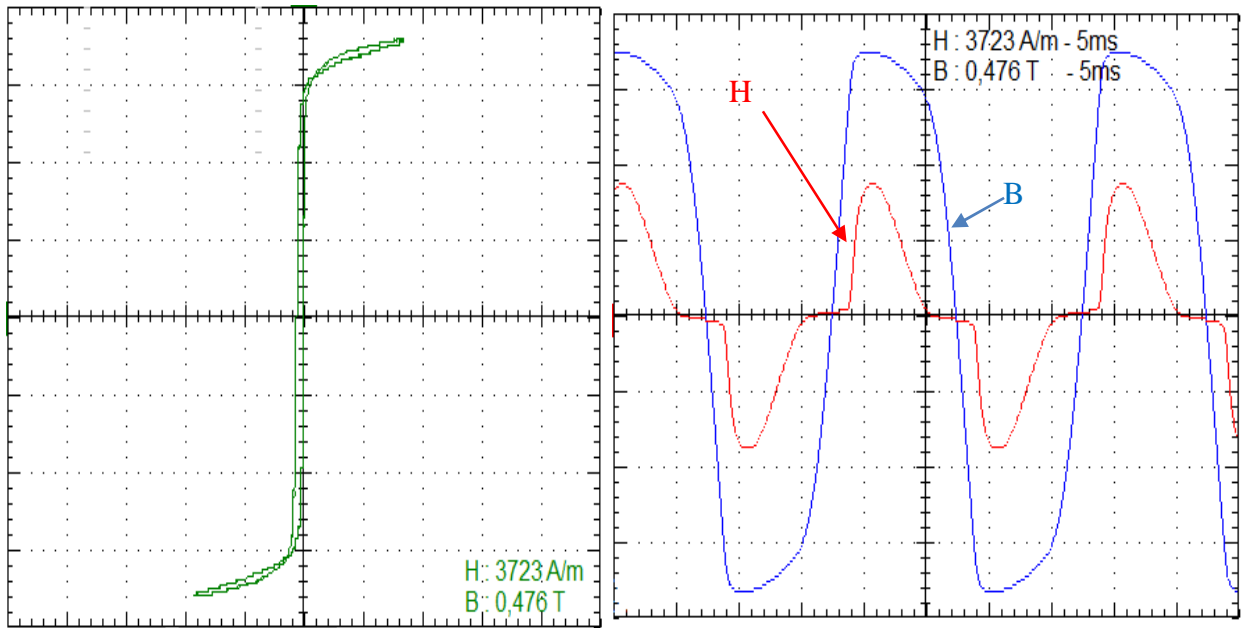


Figure. IV.18. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycle d'hystérésis observé à une induction maximale 1.70357 T.

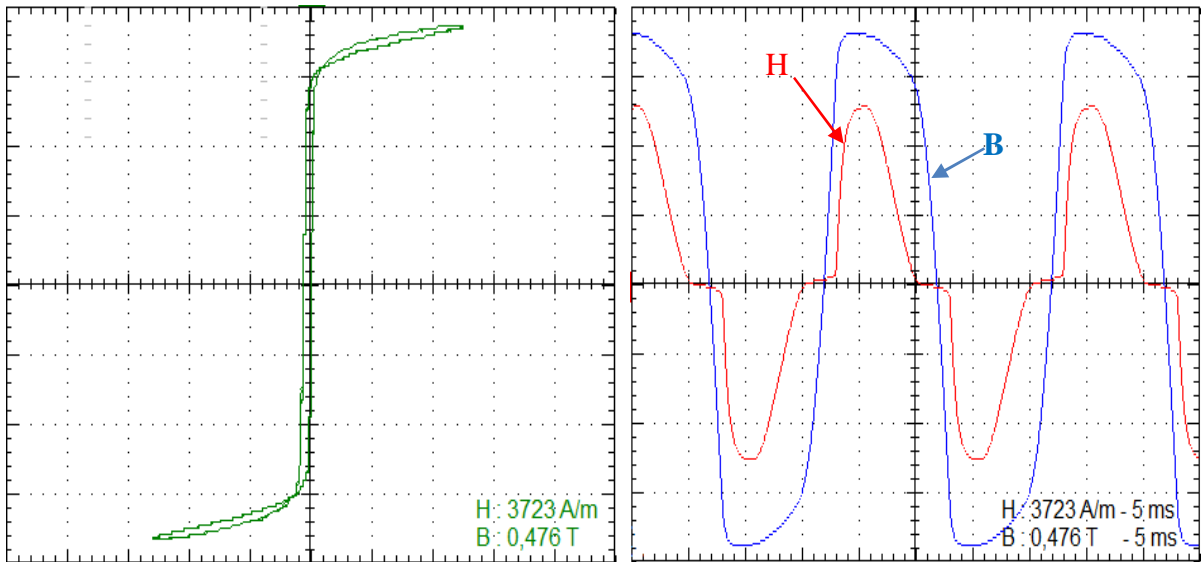


Figure. IV.19. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycles d'hystérésis observé à une induction maximale $B = 1.77738$ T.

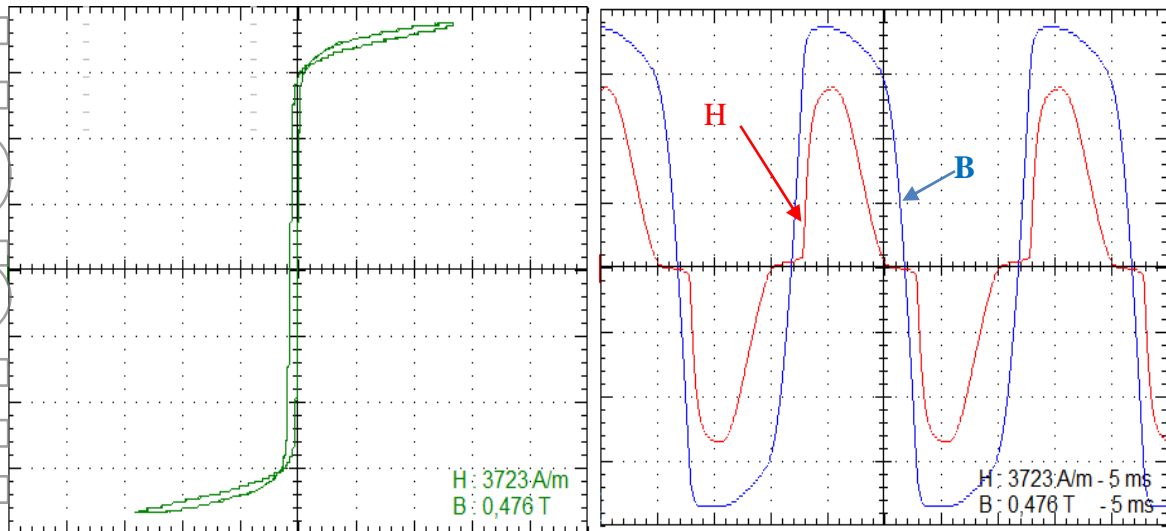


Figure. IV.20. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycles d'hystérésis observé à une induction maximale $B = 1.78214$ T.

- Pour les faibles inductions maximales de l'ordre de 0.16T, l'allure de $B(t)$ est sinusoïdale (TDH de l'ordre de 1%), et celle de $H(t)$ est légèrement déformée (TDH de l'ordre de 8.4%). Pour les inductions moyennes de l'ordre de 1T, l'induction continue à ressembler à une sinusoïde (TDH de l'ordre de 1.1%). Le champ magnétique se déforme (TDH 22.5%).

- Pour les fortes inductions, de l'ordre de 1.8 T, l'induction présente une déformation confirmée par son taux de distorsion harmonique de 23.5%. Le champ magnétique devient complètement déformé et possède un taux de distorsion harmonique avoisinant 32.3%.

Le cycle d'hystérésis est large avec une forme particulière pour les faibles inductions. Il devient étroit pour les moyennes et fortes inductions magnétiques.

IV.5 .5 : Mesures de l'induction magnétique et des pertes magnétiques à partir de la tension aux bornes du secondaire

Il s'agit de mesurer la puissance électrique fournie par le générateur à l'échantillon, c'est une puissance qui est convertie en échauffement par les processus d'aimantation. En principe, la puissance moyenne fournie au noyau vaut :

$$P = \frac{N_2}{N_1} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T i_1(t) \cdot v_2(t) dt \quad (IV .10)$$

Ainsi, les pertes magnétiques (spécifiques) en W/kg sont données par l'équation suivante :

$$P = \frac{N_2}{N_{1.m_a}} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T i_1(t) \cdot v_2(t) dt \quad (IV .11)$$

Où :

$i_1(t)$: Valeur instantané du courant d'excitation (A) ;

$v_2(t)$: Tension aux bornes de l'enroulement secondaire (V) ;

T : Période de la tension d'alimentation ;

Pour la mesure des pertes magnétiques dans le cas des inductions sinusoïdales, ce qui correspond aux faibles inductions, la plupart des wattmètres analogiques donnent des résultats acceptables. En revanche, dès les premières déformations de l'induction, l'indication des wattmètres analogiques n'est plus fiable et il faut faire appel à d'autres dispositifs plus performants qui tiennent compte de la forme de la tension et du courant.

Pour mesurer l'induction magnétique et les pertes magnétiques, nous avons utilisé le montage de la figure IV.21 qui est constitué de l'appareillage suivant :

- Une source de tension alternative variable à 50 Hz ;
- Un cadre d'Epstein à 700 spires ;
- Une résistance R de 10Ω ;
- Un ampèremètre.
- Un wattmètre pour la vérification de l'ordre de grandeur de la puissance.
- Un voltmètre.
- Un oscilloscope numérique relié à un micro-ordinateur doté du logiciel « Wavestar for oscilloscope ».

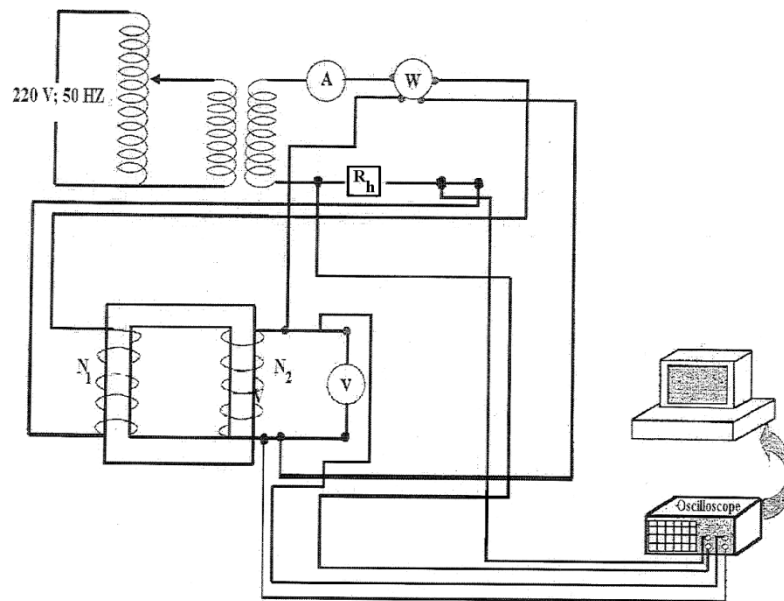


Figure. IV.21. Montage utilisé pour la mesure des pertes magnétiques et la détermination de l'induction magnétique à partir de la tension aux bornes du secondaire du cadre d'Epstein.

L'induction magnétique $B(t)$ est obtenue à partir de l'intégration de la mesure de la tension de $v_2(t)$ au secondaire en utilisant la loi de Faraday.

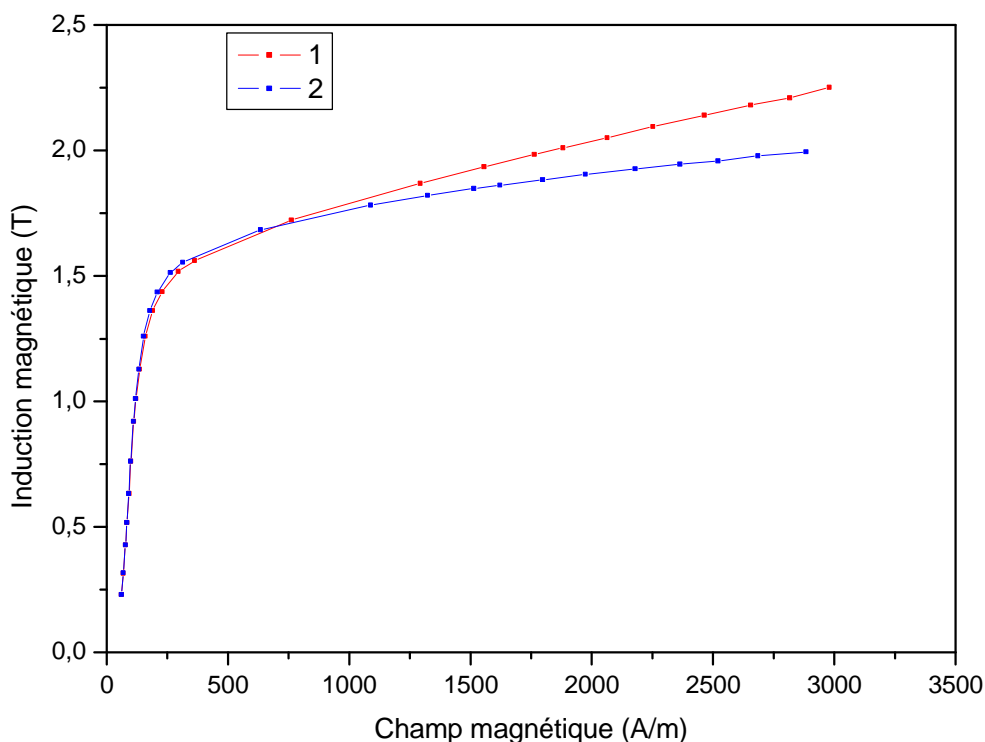
$$v_2(t) = -N_2 \frac{d\phi(t)}{dt} = -N_2 \cdot S \frac{dB(t)}{dt} \quad (\text{IV.12})$$

$$B(t) = \frac{1}{N_2 \cdot S} \int v_2(t) dt \quad (\text{IV.13})$$

S est la section droite du circuit magnétique du cadre.

L'acquisition de ces grandeurs s'effectue avec l'oscilloscope numérique et transférées vers un PC pour traitement.

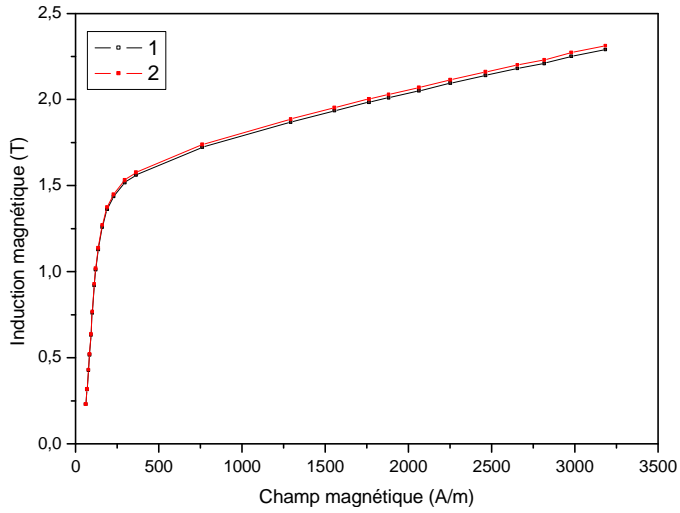
IV.5.4.1. Inductions magnétiques



- 1) Induction déduite à partir des valeurs efficaces totales ;
- 2) Induction déduite à partir des valeurs efficaces fondamentales.

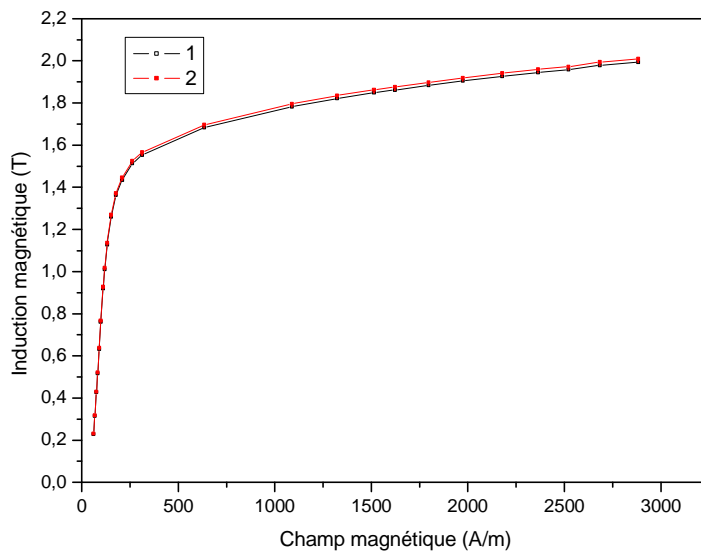
Figure IV.22. Caractéristiques d'aimantation de l'échantillon.

L'écart entre les deux courbes à la saturation est prévisible étant donné l'apparition des harmoniques dans cette zone.



- 1) Sans correction de section ;
- 2) Avec correction de section.

Figure IV.23.Caractéristiques d'aimantation de l'échantillon déterminées à partir des valeurs efficaces totales.



- 1) Sans correction de section ;
- 2) Avec correction de section.

Figure IV.24.Caractéristiques d'aimantation de l'échantillon déterminées A partir des valeurs efficaces fondamentales.

Les deux courbes de l'induction sans et avec correction de la section semblent se superposer au départ pour s'écarter par la suite. Toutefois, l'écart entre les deux caractéristiques semble minimale. Ceci est autant valable pour les inductions associées aux fondamentaux des signaux que pour les inductions qui tiennent compte de tous les harmoniques des signaux.

IV.5.4.2. Pertes magnétiques

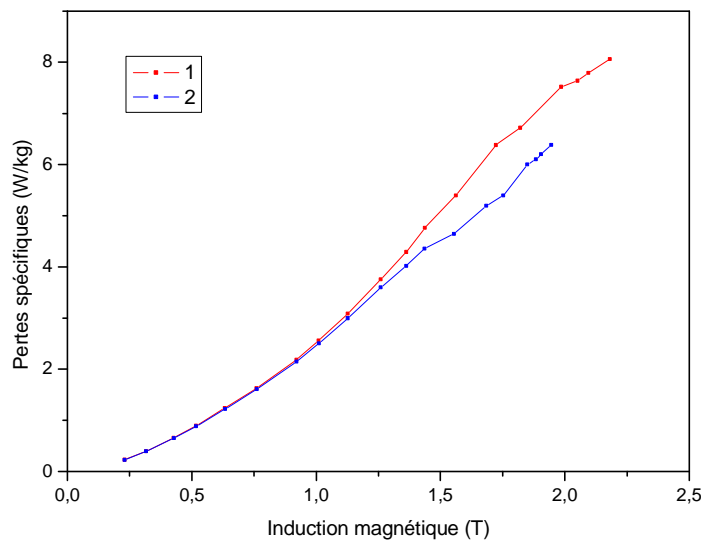
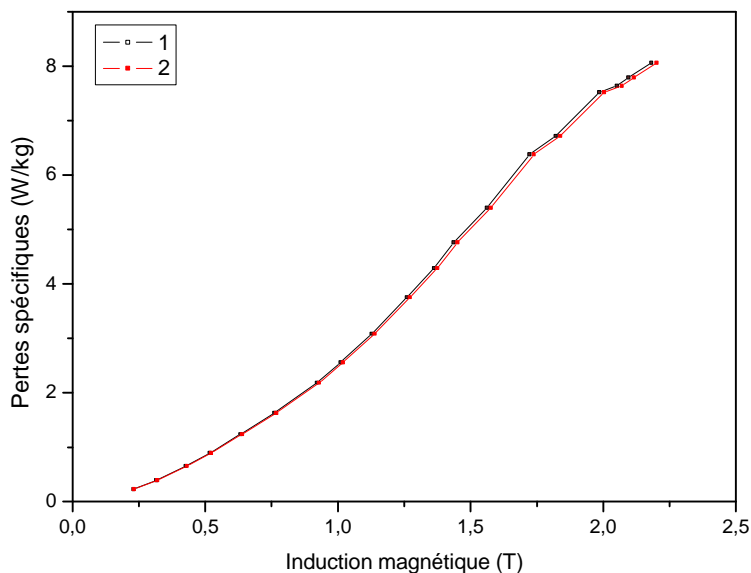
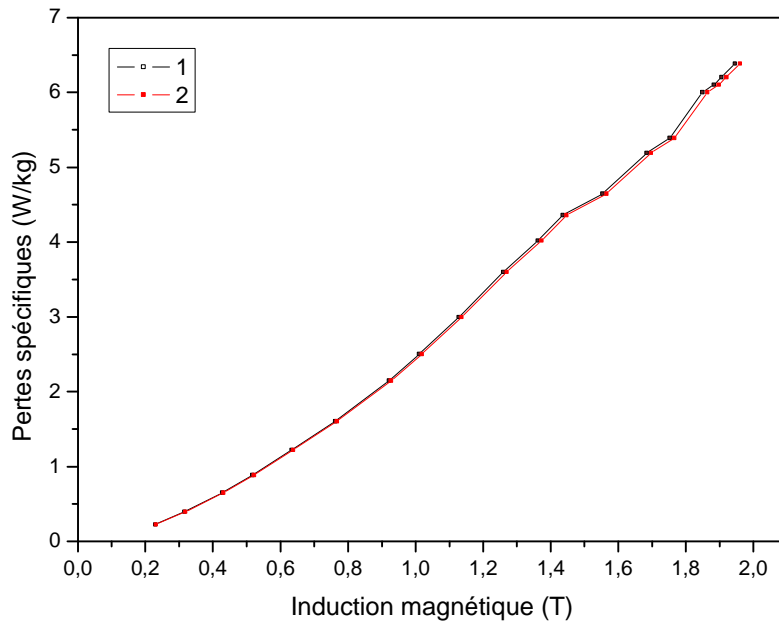


Figure IV.25. Pertes spécifiques totales et pertes spécifiques correspondant au fondamental de la tension aux bornes du secondaire du cadre en fonction de l'induction magnétique.



1) Sans correction de section ; 2) Avec correction de section.

Figure. IV.26. Allure de la variation des pertes spécifiques Totales en fonction de l'induction magnétique.



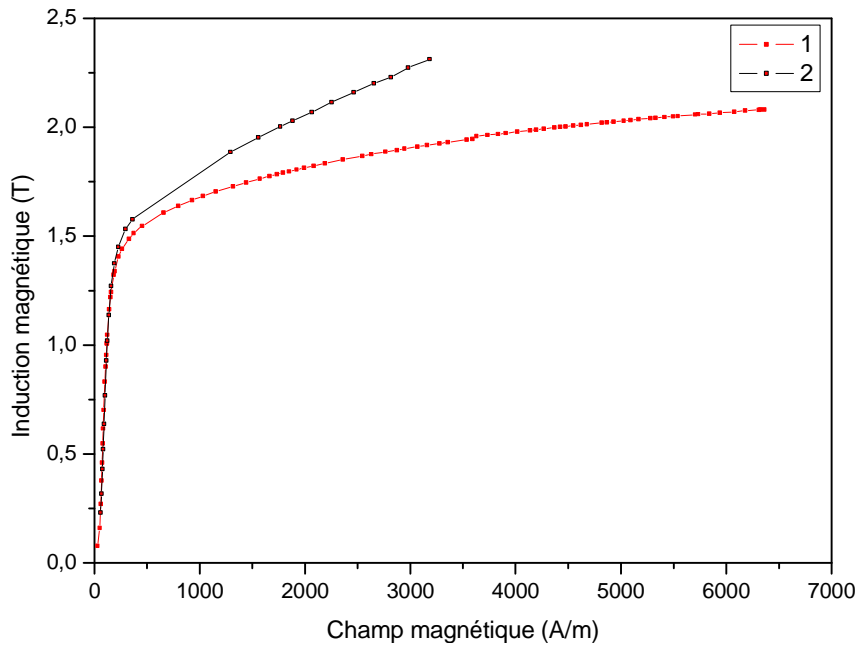
- 1) Sans correction de section ;
- 2) Avec correction de section.

Figure. IV.27. Allure de la variation des pertes spécifiques fondamentales en fonction de l'induction magnétique.

Les pertes spécifiques totales sont supérieures aux pertes fondamentales et ce à partir d'une induction de 1.1 T environ. La différence entre les deux courbes rend compte de la puissance associée aux harmoniques de l'induction magnétique. La correction de la section semble avoir un effet minime sur les pertes.

IV.6. Discussion des résultats

La principale discussion que l'on peut aborder à l'issue de l'étude expérimentale est la comparaison entre les inductions déduites de l'intégrateur et de la tension aux bornes du secondaire du cadre d'Epstein. Cette comparaison entre les inductions totales est représentée sur la figure IV. 28. Nous remarquons que les inductions se superposent dans la zone linéaire de la caractéristique B(H). Dès l'apparition de la saturation, les inductions obtenues à partir de la tension secondaire sont plus élevées. Ceci est dû à la présence des harmoniques et on ne peut pas considérer que la tension au secondaire du cadre est sinusoïdale.



- 1) Avec intégrateur ;
- 2) Avec la tension au secondaire.

Figure IV. 28 : Etude comparative des inductions.

Confidentiel

**Conclusion
générale**

Nous avons déterminé, à travers ce mémoire, les principales caractéristiques de l'échantillon de tôles fer silicium à grains non orientés de 0.5 mm d'épaisseur. Les tôles étudiées sont utilisées dans la construction des circuits magnétiques des moteurs fabriqués par Electro-Industries.

Pour caractériser les tôles magnétiques, nous avons utilisé le cadre d'Epstein comme élément de base de notre dispositif expérimental. Le logiciel dont on dispose nous a permis de tenir compte des harmoniques de l'induction magnétique et du champ magnétique.

Les principaux points qui ressortent de notre étude sont :

- Le champ magnétique subit des déformations considérables au fur et à mesure que le courant augmente. L'induction se déforme dans une mesure moindre. Ces déformations sont liées au fait que le cadre d'Epstein se présente comme une charge non linéaire.

- Les valeurs des inductions magnétiques déterminées à partir des maximums des signaux de l'oscilloscope ne sont exactes que pour les faibles inductions. Dès l'apparition des premières déformations de l'induction, il faudra tenir compte de tous les harmoniques. Il faudra tenir compte de la valeur totale du signal.

- Pour les faibles inductions maximales, l'allure de l'induction magnétique $B(t)$ est sinusoïdale (TDH de l'ordre de 1%), et celle du champ magnétique $H(t)$ est légèrement déformée (TDH de l'ordre de 8.4%). Pour les inductions maximales moyennes, l'allure de l'induction $B(t)$ continue à ressembler à une sinusoïde (TDH de l'ordre de 1.1%). Le champ magnétique $H(t)$ se déforme davantage (TDH de l'ordre de 22.5%).

- Pour les inductions maximales élevées, l'induction magnétique en fonction du temps présente une déformation sensible étant donné que le TDH qui lui est associé vaut 23.5%. Le champ magnétique devient complètement déformé et possède un taux de distorsion harmonique de l'ordre 32.3%.

Les pertes spécifiques totales sont supérieures aux pertes fondamentales et ce à partir d'une induction de 1.1 T environ. La différence entre les deux courbes rend compte de la puissance associée aux harmoniques de l'induction magnétique.

Une comparaison entre les inductions déduites de l'intégrateur et de la tension aux bornes du secondaire du cadre d'Epstein montre que les inductions se superposent dans la zone linéaire de la caractéristique $B(H)$. Par contre, dès le début de la saturation, les inductions obtenues à partir de la tension secondaire sont plus élevées et ceci est dû à la présence des harmoniques.

Comme perspective ouverte par ce travail, une étude des différentes caractéristiques de ces tôles avec une alimentation du cadre sous tension riche en harmonique serait d'une grande utilité à la compréhension du comportement des tôles magnétiques fer silicium à grains non orientés.

Confidentiel

**Références
bibliographiques**

- [1] M. Imache, « Etude de la technologie et des caractéristiques de l'alliage magnétique fer silicium », mémoire de magister, université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2001.
- [2] G. Leghlid, « Effet de la contrainte thermique sur les caractéristiques des tôles Fe-Si utilisées dans les circuits magnétiques des machines électriques », mémoire d'ingénieur d'état en électrotechnique, université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2010.
- [3] P. ROBERT, « Traité d'électricité » matériaux de l'électrotechnique, Edition Georgi, Lausanne, 1979.
- [4] G. Lacroux, « Les aimants permanents », Edition technique et documentation Lavoisier, Paris, France, 1989.
- [5] L. Sedkaoui, « Etude des pertes magnétiques dans les tôles de transformateurs en relation avec la forme de l'induction magnétique », mémoire de magister, université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2012.
- [6] L. Sedkaoui, « Les tôles magnétiques Fe-Si : caractéristiques et processus d'élaboration », mémoire d'ingénieur d'état en électrotechnique, université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2008.
- [7] C. SYR, « Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques », Thèse de doctorat en cotutelle présentée à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval, Québec, 2007.
- [8] P. Brissonneau « Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'Electrotechnique », Edition Hermès, paris, France, 1997.
- [9] G. COUDERCHON, « Alliages magnétiques doux », Techniques de l'Ingénieur, M 350, 1998.
- [10] G. Bertotti, « General properties of power losses in soft ferromagnetic materials », IEEE Trans. on magn, vol.24, N°1 pp621-630, 1988.