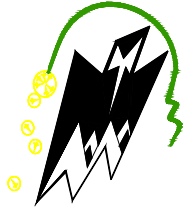


République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou
Faculté de génie électrique et d'informatique
Département d'électrotechnique



Mémoire de fin d'études

En vue de l'obtention du diplôme de
Master Académique en Electrotechnique.
Option : Machines électriques.

THEME

Etude et mesure des pertes magnétiques
dans un noyau de fer

Dirigé par : Mr. M. MEGHERBI

Présenté par:
M^{me}. BENAUDIA Rebiha
M^{elle}. BENMERAH Samira

Promotion 2013

REMERCIEMENTS

Nos vifs remerciements vont à l'endroit de tous nos enseignants et surtout de nos chers parents pour tout ce qu'ils nous ont donné.

Que tous les membres du jury qui ont accepté de juger notre modeste travail trouvent ici l'expression de nos sincères remerciements. Nos remerciements vont aussi vers tous ceux qui nous a aidé, de près ou de loin, à finaliser ce travail.

Nous ne pouvons terminer sans exprimer nos remerciements et notre gratitude à Mr. M. Megherbi qui nous a dirigées dans l'accomplissement de ce travail.

Introduction générale.....	1
Chapitre I: Généralités sur les matériaux magnétiques	
I.1.Introduction.....	3
I.2. Rappels sur le magnétisme.....	3
I.2.1. Champ magnétique	3
I.2.2. L'induction magnétique	4
I.2.3.Le flux d'induction magnétique.....	5
I.2.4.Le moment magnétique atomique.....	6
I.2.4.1. Le moment magnétique orbital	8
I.2.4.2. Le moment magnétique spin.....	8
I.2.5. La susceptibilité et la perméabilité magnétique.....	8
I.2.5.1. La susceptibilité magnétique.....	8
I.2.5.2. La perméabilité magnétique.....	9
I.2.6. Aimantation et polarisation magnétique	10
I.2.6.1. Aimantation.....	10
I.2.6.2. polarisation magnétique	11
I.3. Différents types de magnétisme.....	11
I.3.1. Diamagnétisme	11
I.3.2. Paramagnétisme	12
I.3.3. Le ferromagnétisme	12
I.4. Etude des matériaux ferromagnétiques.....	13
I.4.1. Domaines magnétiques	13
I.4.2. Hystérésis magnétique	14
I.5.3. Adaptation de la théorie de Langevin au ferromagnétisme	16
I.6. Classification des matériaux ferromagnétiques	17
I.6.1. Les matériaux doux.....	17
I.6.2. Les matériaux durs	17
I.7. Les alliages magnétiques	18
I.7.1. Le fer, matériau magnétique de base	18
I.7.2. Les alliages fer cobalt	19

I.7.3. Les alliages FeNi.....	20
I.7.4. Les alliages fer silicium	20
I.7.4.1. Tôles FeSi à grains non orientés	20
I.7.4.2. Tôles Fe Si à grains orientés	20
.7.5. Les ferrites	21
I.8. Conclusion	22

Chapitre II: Etude des pertes magnétiques dans un échantillon

II.1. Introduction	23
II.2. Equation classique de séparation des pertes magnétiques.....	24
II.2.1. Pertes par hystérésis.....	25
II.2.1.1. La formule de Steinmetz	26
II.2.1.2 La formule de Richter.....	26
II.2.2. Pertes par de Foucault.....	27
II.2.3. Pertes excédentaires.....	28
II. 3. La séparation des pertes.....	28
II.4. Conclusion	28

Chapitre III: Etude expérimentale des pertes magnétiques

III.1. Introduction	29
III.2. Circuit de caractérisation des matériaux magnétiques	29
III.3. Dispositif expérimental	29
III.4. Résultats de mesures	32
III.4.1. Pertes dans le fer	32
III.4.2. Cycles d'hystérésis.....	39
III.4.3. Evaluation des pertes à partir du cycle d'hystérésis	40
III.5. Conclusion.....	41
Conclusion générale	42
Bibliographie	43

..... 6

Introduction générale

Les matériaux magnétiques jouent un rôle primordial dans de nombreuses applications industrielles, ils sont utilisés dans la réalisation des circuits magnétiques des machines électriques dont il faut impérativement maîtriser le comportement. Le choix de ces matériaux doit se faire avec le souci de répondre à des contraintes économiques, environnementales et de sûreté de fonctionnement.

Les principaux phénomènes pris en considération au niveau du matériau lors de la conception des machines électriques sont la caractéristique exprimant la loi de l'aimantation en fonction du champ exciteur et les pertes magnétiques engendrées par un fonctionnement en régime variable.

Pour concevoir une machine électrique performante il faut disposer d'un matériau dont l'aimantation est importante c'est-à-dire permettant une induction magnétique élevée pour une faible excitation et cela avec des pertes magnétiques réduites à des niveaux acceptables.

Dans ce mémoire nous nous intéressons à l'étude des pertes magnétiques en utilisant deux méthodes l'une théorique basée sur des modèles établis et l'autre expérimentale sur un circuit magnétique de laboratoire dont les caractéristiques ne sont pas connues. Ce circuit est utilisé comme noyau démontable d'un transformateur avec un rapport de transformation de 2. Pour accomplir notre travail nous avons structuré notre mémoire comme suit :

Un premier chapitre est consacré à un rappel des connaissances de base et des généralités sur les matériaux magnétiques. Ce fût également une occasion de procéder à un rappel de certaines lois de l'électromagnétisme. Ce premier chapitre est suivi d'un second dédié à une étude théorique des pertes magnétiques. La notion de séparation des pertes y est décrite avec les réserves s'y rattachant. Des essais d'explication des pertes magnétiques ont également été faits. C'est ainsi qu'une explication est proposée pour rendre compte des pertes par courants de Foucault en invoquant les fem induites dans la matière conductrice et les pertes Joule qui en découlent. Les pertes par hystérésis magnétique ont été imputées aux mouvements des parois de Bloch. Nous y donnons quelques expressions et nous rappelons les dispositions à prendre pour les réduire.

Le troisième est réservé aux résultats de nos expériences. Nous donnons dans ce chapitre les valeurs des pertes magnétiques pour différentes inductions. Nous avons également essayé de donner une interprétation à nos résultats en évoquant les déformations

des signaux. Ceci nous a amené à mesurer toute la difficulté qu'il y a lorsque nous voulons évaluer les pertes magnétiques.

Nous terminons notre étude par une conclusion générale dans laquelle nous faisons un récapitulatif général de notre travail.

I.1.Introduction

Historiquement la notion de magnétisme remonte à des temps immémoriaux. La magnétite ou pierre d'aimant a toujours étonné l'homme de par son pouvoir à attirer des morceaux de fer. La première application du magnétisme reviendrait aux chinois à travers l'utilisation de la première boussole. Si ce n'est cette unique application pratique, le magnétisme fut confiné à des considérations mystiques durant très longtemps et ce n'est que vers 1600 que des physiciens, dépassant leur fascination, ont entrepris des études systématiques de ce phénomène. S'il est un esprit qui a contribué à la compréhension des phénomènes magnétiques c'est sans conteste le physicien français Ampère. C'est lui qui a mis en évidence le fait que ce sont les courants électriques qui génèrent les champs magnétiques.

I.2. Rappels sur le magnétisme

Partant des connaissances acquises sur l'électrostatique une approche du magnétisme basée sur des masses magnétiques a été proposée dès le début des études relatives au sujet. Toutefois la célèbre expérience dite de l'aimant brisé a montré toute la vanité de la recherche de telles masses magnétiques qui jouiraient de propriétés semblables à celles des charges électriques mais dans les processus magnétiques et non électrostatiques.

I.2.1. Champ magnétique

Le champ magnétique $\vec{H}$ est une propriété de l'espace que nous pouvons mettre en évidence en plaçant en un point P quelconque une masse magnétique m^* , qui subit une force $\vec{F}$ donnée par la loi de Coulomb :

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

La force $\vec{F}$ est une mesure directe du champ magnétique $\vec{H}$ dont l'unité est l'ampère par mètre (A /m). Il est à noter que les masses magnétiques sont données à titre de comparaison avec les charges électriques et qu'elles n'ont aucune réalité physique. L'origine du champ magnétique se trouve dans les courants électriques c'est-à-dire des charges électriques en mouvement. Lorsque le champ magnétique est produit par un circuit électrique parcouru par un courant d'intensité I, les lignes du champ magnétique se referment autour de ce circuit.

La relation reliant le champ magnétique au courant qui le génère est connue sous le nom de théorème ou loi d'Ampère.

Ce théorème appliqué à un contour de longueur l exprime le fait que la circulation du champ magnétique est égale à la somme des courants encerclés par ce contour. Mathématiquement cela se traduit par la relation suivante :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = NI \quad (I.2)$$

dans cette relation N représente le nombre de spires du circuit parcourues par le courant I [3].

La quantité NI est aussi appelée force magnétomotrice.

I.2.2. L'induction magnétique

L'induction magnétique est la manifestation de la déformation de l'espace sous l'effet d'un champ magnétique. Cette manifestation s'exprime soit par l'apparition d'une différence de potentiel électrique soit par celle d'une force mécanique. Ces deux phénomènes répondent à la loi de l'induction de Faraday et à la loi de Laplace respectivement. L'induction magnétique peut également être mise en évidence avec un magnétomètre, mais dans ce cas nous utilisons un aimant permanent ce qui nous ramène, de façon complexe aux cas précédents. De ce qui vient d'être dit, nous déduisons que l'induction magnétique est accessible à la mesure contrairement au champ magnétique que nous déduisons par calcul à l'aide du théorème d'Ampère.

La loi de l'induction de Faraday traduit le fait que toute variation du flux de l'induction magnétique à travers la surface délimitée par un circuit électrique, génère dans ce circuit une différence de potentiel électrique. Mathématiquement et d'une façon très générale cela est traduit par l'équation de Maxwell :

$$\vec{E} = - d\vec{B}/dt \quad (I.3)$$

dans cette équation $\vec{E}$ représente le champ électrique.

La loi de Laplace quant à elle se traduit par la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (I.4)$$

avec :

$\vec{F}$: la force en N.

q : charge électrique de la particule en C.

$\vec{v}$: La vitesse de la particule en m/s.

$\vec{B}$: L'induction magnétique en T.

La loi de Laplace peut être formulée autrement, soit :

$$d\vec{F} = I.d\vec{l} \wedge \vec{B} \quad (I.5)$$

la force $d\vec{F}$ qui agit sur l'élément de longueur $d\vec{l}$ permet une mesure directe de l'induction magnétique $\vec{B}$.

La modification induite par le champ magnétique $\vec{H}$, c'est-à-dire l'induction dépend du milieu considéré. La relation entre cette induction magnétique $\vec{B}$ et le champ magnétique exciteur $\vec{H}$ est donnée par la relation :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (I.6)$$

Où μ représente la perméabilité magnétique du milieu donnée en Henry par mètre (H/m). Par souci d'homogénéisation on attribue au vide une perméabilité

$$\mu_0 = 4\pi.10^{-7} \text{ en H/m} \quad (I.7)$$

Si bien que pour un milieu matériel nous avons:

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (I.8)$$

avec

μ_r la perméabilité relative sans dimensions du milieu [2].

I.2.3. Le flux d'induction magnétique [3]

Le flux du vecteur induction magnétique à travers une surface est une grandeur essentielle en électromagnétisme. Son taux de variation renseigne sur l'importance de la force électromotrice induite, la relation entre la vitesse de variation de ce flux et la f.e.m induite ne font que traduire la forme intégrale de la loi de Faraday dont l'expression locale est donnée par l'équation de Maxwell déjà énoncée. Considérons un élément de surface Soit un élément de surface $d\vec{S}$. Si on applique un champ d'induction magnétique $\vec{B}$ à la portion d'espace où se

trouve cet élément alors le flux de cette induction magnétique à travers l'élément de surface considéré est donné par :

$$d\Phi = \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (I.9)$$

L'induction magnétique $\vec{B}$ possède une propriété intéressante en ce sens qu'elle est à flux conservatif. Cela se traduit par le fait que le flux total de l'induction magnétique à travers une surface fermée est nécessairement nul. Une autre traduction de cette propriété dit que les lignes du champ d'induction magnétique sont nécessairement fermées. Une conséquence mathématique de cette propriété se remarque dans l'application du théorème de la divergence plus connu sous le nom de théorème de Gauss pour l'électrostatique :

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (I.10)$$

C'est cette analogie avec l'électrostatique qui confirme la non-existence des charges magnétiques comme nous l'avons dit précédemment. Ceci se traduit sous une forme locale par :

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (I.11)$$

I.2.4. Le moment magnétique atomique

L'absence de charges ou masses magnétiques conduit inévitablement à la question concernant la source du champ magnétique.

La réponse à une telle question se trouve dans la loi de Biot et Savart exprimant le fait qu'un élément de courant $I d\vec{l}$ génère un élément de champ magnétique $d\vec{H}$

tel que :

$$d\vec{H} = (I d\vec{l} \wedge \vec{r}) / r^3 \quad (I.12)$$

$\vec{r}$ est le rayon vecteur joignant le point où est pris l'élément de longueur $d\vec{l}$ au point d'observation où est mesuré le champ $d\vec{H}$. Ainsi le champ magnétique et conséquemment l'induction magnétique sont créés par des courants électriques. Comme les courants électriques sont le résultat du mouvement des charges électriques, nous arrivons donc à la conclusion que la source des champs magnétiques réside dans les charges électriques dont la réalité physique est incontestable. D'autre part si nous considérons que toute la matière est constituée d'un agencement de charges électriques (électrons, protons) en perpétuel mouvement nous comprenons mieux la nature du magnétisme dans les matériaux. L'une des approches les plus

simples consiste à traiter des effets magnétiques en faisant appel à la notion de moment magnétique atomique.

Le moment magnétique atomique résulte des mouvements des électrons qui gravitent autour du noyau et qui en même temps tournent sur eux-mêmes figure I.1. Le moment magnétique atomique sera donc dû au mouvement orbital des électrons autour du noyau et l'on parlera de moment orbital pour une part alors qu'une autre part sera due à la rotation de l'électron autour de son axe.

La rotation de l'électron sur lui-même, appelée spin, provoque un moment magnétique $\vec{M}_s$

Alors que la rotation de l'électron e^- (charge électrique négative) autour du noyau provoque un moment magnétique $\vec{M}_o$.

Dans un atome, ces différents moments magnétiques se superposent pour donner le moment magnétique atomique :

$$\vec{M}_a = \vec{M}_o + \vec{M}_s \quad (I.13)$$

Avec :

$\vec{M}_a$: moment magnétique atomique

$\vec{M}_o$: moment magnétique orbital

$\vec{M}_s$: moment magnétique spin

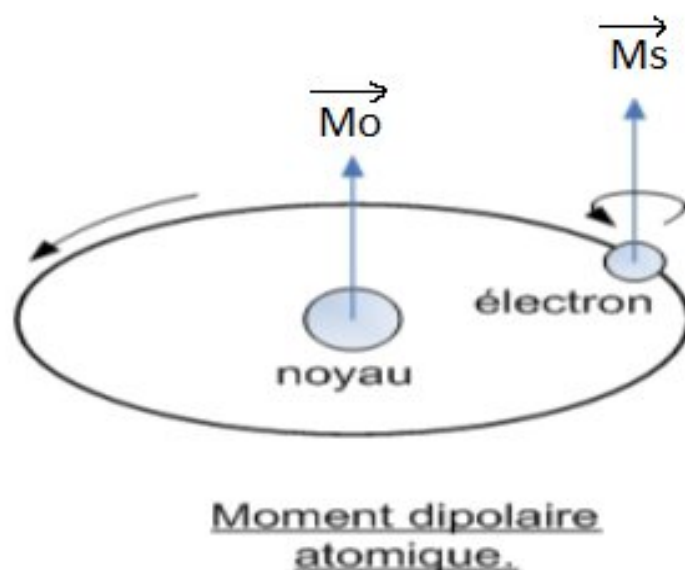


Figure I.1: Représentation schématique de moment magnétique atomique.

I.2.4.1. Le moment magnétique orbital

L'origine de ce moment est établie en s'appuyant sur le modèle du courant ampérien, résultat du déplacement autour du noyau positif, il est défini par :

$$\vec{M}_O = I \cdot \vec{S} \quad (I.14)$$

Le module de ce moment orbital donné par $M_O = I \cdot S$ est le produit du courant I par le vecteur surface S et s'exprime donc en $(A \cdot m^2)$ ou (J/T)

Pour un électron gravitant autour du noyau et si l'on suppose que son orbite est circulaire tel que représenté sur la figure I.1 la valeur algébrique du moment magnétique orbital que l'on appelle aussi moment ampérien est donné par :

$$M_O = \frac{-e \cdot v \cdot r}{2} \quad (I.15)$$

Où e représente la charge de l'électron et vaut $1.6 \cdot 10^{-19}$ C, v est la vitesse de l'électron et r le rayon de l'orbite circulaire. Il est à noter que le moment orbital est quantifié c'est-à-dire qu'il ne peut prendre que des valeurs discrètes.

I.2.4.2. Le moment magnétique spin [3]

La rotation de l'électron sur lui-même provoque un moment magnétique confère à celui-ci un moment magnétique intrinsèque portant le nom de moment magnétique de spin noté M_S . Comme le moment orbital le moment de spin est quantifié, pour un électron unique il ne peut prendre que deux valeurs distinctes. Notons à ce niveau que malgré la difficulté à concevoir le moment magnétique de spin, c'est cette grandeur qui régit le magnétisme le plus important c'est-à-dire le ferromagnétisme.

I.2.5. La susceptibilité et la perméabilité magnétique

I.2.5.1. La susceptibilité magnétique

La susceptibilité magnétique représente le rapport entre l'aimantation J du matériau et l'excitation magnétique H . La susceptibilité magnétique absolue est souvent représentée par la lettre χ et se mesure en Henry par mètre H/m

$$\chi = \frac{J}{H} \quad (I.16)$$

avec :

J : aimantation induite par unité de masse en T.

H : excitation magnétique de champ en A/m.

La susceptibilité magnétique relative χ_r est définie par [2] :

$$\chi_r = \frac{J}{H} \quad (\text{I.17})$$

avec :

M : aimantation induite par unité de volume en Am^{-1} .

I.2.5.2. La perméabilité magnétique

Tout corps, soumis à un champ magnétique, a tendance à s'aimanter de façon intrinsèque. Cette tendance à s'aimanter est une caractéristique des corps magnétiques [2]. Elle est la capacité d'un matériau à augmenter fortement l'induction magnétique en concentrant les lignes de champs.

Cette grandeur désigne la pente du cycle d'hystérésis où on admet que le matériau vérifie une loi de comportement linéaire du type :

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{I.18})$$

La perméabilité magnétique relative μ_r mesure l'aptitude magnétique d'un matériau par rapport à celle du vide. La perméabilité relative est liée à la perméabilité absolue du vide par la relation suivante [2] :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (\text{I.19})$$

Avec :

μ_r : la perméabilité magnétique relative (sans unité).

μ : la perméabilité magnétique absolue (H/m).

μ_0 : la perméabilité magnétique du vide (H/m).

I.2.6. Aimantation et polarisation magnétique

I.2.6.1. Aimantation

Un corps est dit aimanté si dans tout volume donné de ce corps la somme des moments magnétiques atomiques est différente de zéro. L'aimantation magnétique se définit comme étant le moment magnétique ampérien par unité de volume. C'est un vecteur donné par la relation suivante.

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{m}}{V} \quad (\text{I.20})$$

$\vec{m}_{iA}$ est le moment magnétique ampérien élémentaire en A.m

$\vec{M}$: Aimantation en A /m

V: Volume en m

La figure I.2 donne une représentation schématique des différentes zones d'une courbe d'aimantation typique d'un matériau ferromagnétique. Nous remarquons sur cette courbe une première zone correspondant aux champs faibles caractérisée par un comportement linéaire. Pour les champs élevés l'aimantation n'augmente plus avec le champ, c'est la zone de saturation. Les zones de linéarité et de saturation sont séparées par une zone de transition correspondant au coude de saturation.

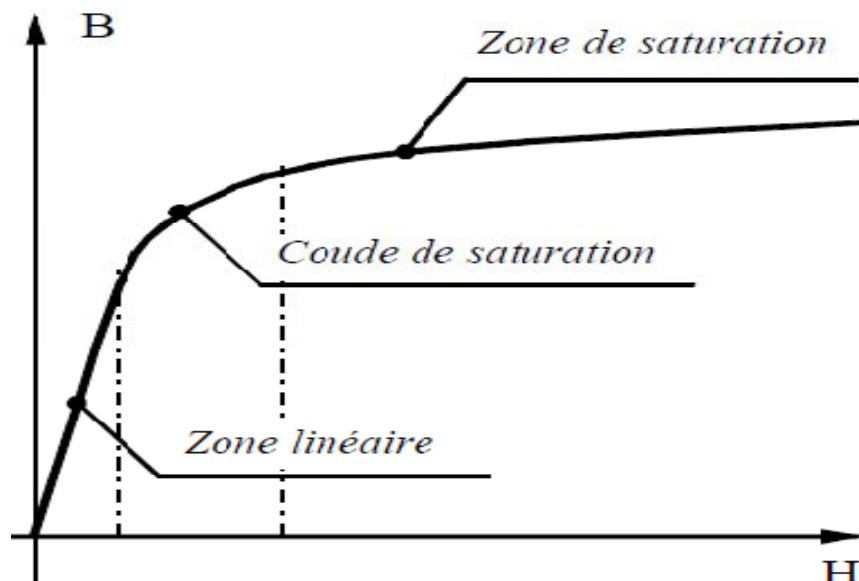


Figure I.2 : Vue générale de la courbe de première aimantation, avec ses différentes régions [8].

I.2.6.2. Polarisation magnétique

Puisque le moment magnétique peut être exprimé de deux façons différentes, soit en terme ampérien soit en terme dipolaire, on peut rendre compte du magnétisme des matériaux en introduisant une autre grandeur qui est la polarisation. La polarisation se définit alors comme étant le moment magnétique dipolaire par unité de volume. Elle s'exprime par :

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{m}}{V} \quad (\text{I.21})$$

$\vec{J}$: Polarisation en T

$\vec{m}$: Moment magnétique dipolaire élémentaire en Wb.m

V: Volume de substance magnétique en m

La polarisation et l'aimantation sont liées par le biais de la perméabilité selon :

$$\vec{J} = \mu_0 \vec{M} \quad (\text{I.22})$$

dans les matériaux ferromagnétiques, l'induction s'exprime par la relation suivante :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{I.23})$$

ou par :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J} \quad (\text{I.24})$$

I.3. Différents types de magnétisme

I.3.1. Diamagnétisme

L'application d'un champ extérieur modifie l'orbite des électrons ce qui a pour effet de produire un champ magnétique $\vec{H}$, le moment magnétique orbital de tels électrons aura un sens opposé à celui du champ qui lui a donné naissance. Dans un tel cas la susceptibilité sera négative et de faible valeur. Il est à noter que ce phénomène concerne toutes les substances à la différence d'autres phénomènes qui ne concernent que certains matériaux comme nous le verrons plus loin. Pour ce genre de matériaux la susceptibilité magnétique sera indépendante de la température puisque il n'existe au préalable aucun moment magnétique que l'énergie

thermique tendrait à orienter de façon aléatoire. Les cas où ces moments magnétiques permanents préexisteraient seront évoqués dans ce qui suit.

I.3.2. Paramagnétisme

Le paramagnétisme se produit dans les matériaux dont chaque entité constitutive (molécule ou atome) possède un moment magnétique permanent. En l'absence de champ magnétique de tels moments s'orienteront librement et de façon aléatoire dans toutes les directions de l'espace, de sorte que le moment magnétique résultant soit nul. La figure I.3 illustre ce phénomène en (a) nous avons un désordre total c'est-à-dire une aimantation nulle, en (b) on note la diminution de l'aimantation avec la température alors qu'en (c) est montré la variation de la susceptibilité linéairement avec l'inverse de la température. Les matériaux paramagnétiques et diamagnétiques ne présentent pas d'intérêt particulier pour l'industrie électrotechnique bien qu'ils soient d'une utilité indiscutable dans d'autres domaines.

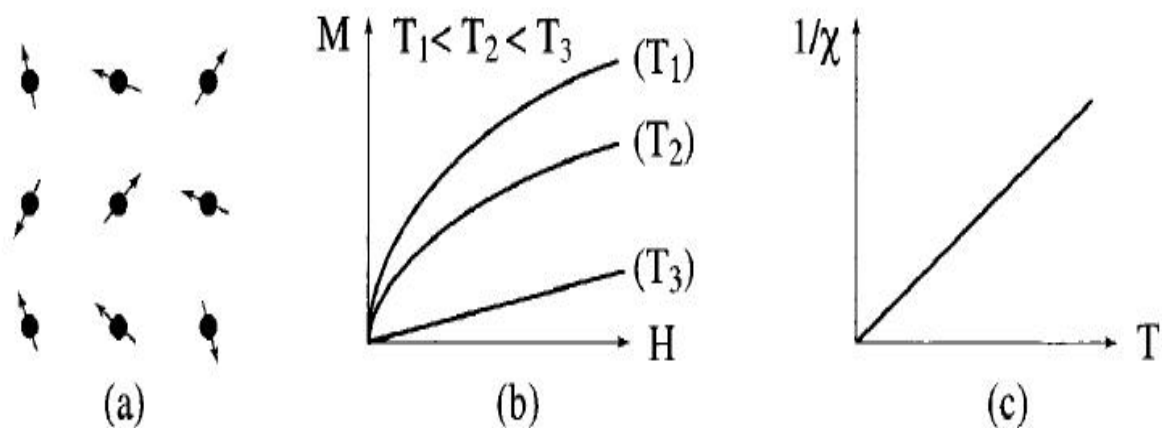


Figure I.3 : Vue schématique du phénomène de paramagnétisme [18].

I.3.3. Le ferromagnétisme

Le ferromagnétisme est une propriété qu'ont certains corps d'avoir une aimantation conséquente sur de petits volumes et cela même en l'absence de champ magnétique extérieur. Ces petits volumes que l'on appelle domaines magnétiques vont se comporter comme les moments permanents des paramagnétiques. Il est à noter toutefois que dans le cas du ferromagnétisme ces moments ont des valeurs beaucoup plus grandes. Lorsque le matériau est excité par un champ d'excitation $\vec{H}$, les moments magnétiques associés aux différents domaines, auront tendance à s'orienter dans la direction de ce champ comme cela se passe avec les paramagnétiques. Les corps ferromagnétiques donnent lieu à des inductions magnétiques très

élevées ce qui les rend pratiquement incontournables dans l'industrie électrotechniques. Les matériaux ferromagnétiques présentent aussi certains inconvénients ce qui rend leur étude nécessaire pour leur utilisation optimale. Ils sont le siège de pertes magnétiques pouvant générer des échauffements prohibitifs. Leur comportement non linéaire génère des distorsions de signaux.

En plus de ces trois types de magnétisme il y a lieu d'en signaler certains autres que sont le ferrimagnétisme et l'antiferromagnétisme qui présentent un intérêt technologique très important mais que nous ne pouvons que citer ici. Leur étude faisant appel à des matériaux dont l'élaboration nécessite des matériaux peu courants tels les poudres et les composites très éloignés de notre domaine d'étude lequel est principalement dédié aux pertes magnétiques dans les circuits magnétiques en fer.

I.4. Etude des matériaux ferromagnétiques

I.4.1. Domaines magnétiques

Pierre Weiss a émis en 1907 l'hypothèse que tous les matériaux magnétiques de volume suffisant se divisent spontanément en région plus petites qu'on appelle « domaines magnétiques » ou « domaines de Weiss ». À l'intérieur d'un domaine tous les moments magnétiques atomiques sont alignés parallèlement les uns aux autres (figure I.4) Chaque domaine se présente comme un petit volume aimanté à saturation avec une orientation différente de celles de ses voisins de telle sorte que la polarisation globale de l'échantillon peut être forte ou bien nulle [10]. Entre deux domaines, il existe une zone de transition appelée paroi de Bloch, dans cette région l'orientation des moments magnétiques passe progressivement d'une direction à une autre. La structure en domaines prend spontanément naissance pour garantir une structure correspondant à un minimum d'énergie. La topographie des domaines cherchant en permanence à minimiser l'énergie, somme des énergies magnétostatique, magnéto cristalline, d'anisotropie et d'échange.

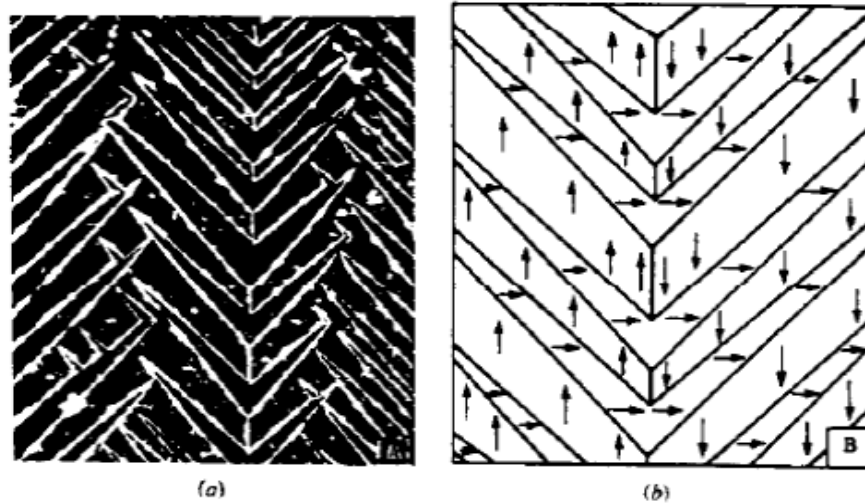


Figure I.4 : Représentation de domaines magnétique

(a) Domaines magnétiques observés à la surface d'un échantillon de fer avec la méthode de Bitter. **(b)** Interprétation de la répartition des domaines, les flèches représentent l'aimantation au sein des domaines.

I.4.2. Hystérésis magnétique

L'état magnétique d'un corps ferromagnétique dépend du champ $\vec{H}$ auquel il est soumis, Si un matériau ferromagnétique est placé dans un champ $\vec{H}$ extérieur, les parois de Bloch vont se déplacer de manière à renforcer le champ $\vec{H}$ extérieur. Si $\vec{H}$ augmente beaucoup, le domaine présentant l'orientation aura tendance à augmenter de volume. Cette augmentation de volume pour les domaines présentant l'orientation favorable est limitée. Nous parlons alors de saturation. Lorsque nous diminuons le champ d'excitation les domaines ne reprennent pas la configuration qui était la leur avant l'application du champ. Ce phénomène est connu sous le nom d'hystérésis magnétique. Le cycle d'hystérésis est obtenu à partir de la courbe d'aimantation, c'est-à-dire de la fonction liant le champ excitation à l'induction magnétique en utilisant la branche ascendante de l'induction et sa branche descendante [7], [9].

A l'annulation du champ, du fait de l'hystérésis l'induction ne s'annule pas, l'induction qui reste après l'annulation du champ porte le nom d'induction rémanente B_r . Si l'on souhaite annuler B_r , il faut inverser le champ d'excitation H et lui faire prendre la valeur $-H_c$, la quantité H_c porte le nom de champ coercitif.

La forme des cycles d'hystérésis dépend de la nature du matériau considéré, des processus d'aimantation, de l'induction maximale et de la géométrie de l'échantillon. Il se déforme en fonction des conditions de flux et de la fréquence. L'hystérésis est une conséquence

directe de l'existence des domaines élémentaires et des processus d'aimantation par déplacement et déformations des parois du Bloch [10].

Sur la figure I.5 nous donnons la représentation d'un cycle d'hystérésis avec les différentes parties. On y voit le champ coercitif, l'aimantation rémanente ainsi que les deux branches ascendante et descendante de l'aimantation.

On y voit également l'aimantation à saturation M_{fs} ainsi qu'une image représentant le comportement des domaines pour différents états magnétiques.

Pour $H=0$ désordre total

Pour $H=H_{sat}$ un seul domaine

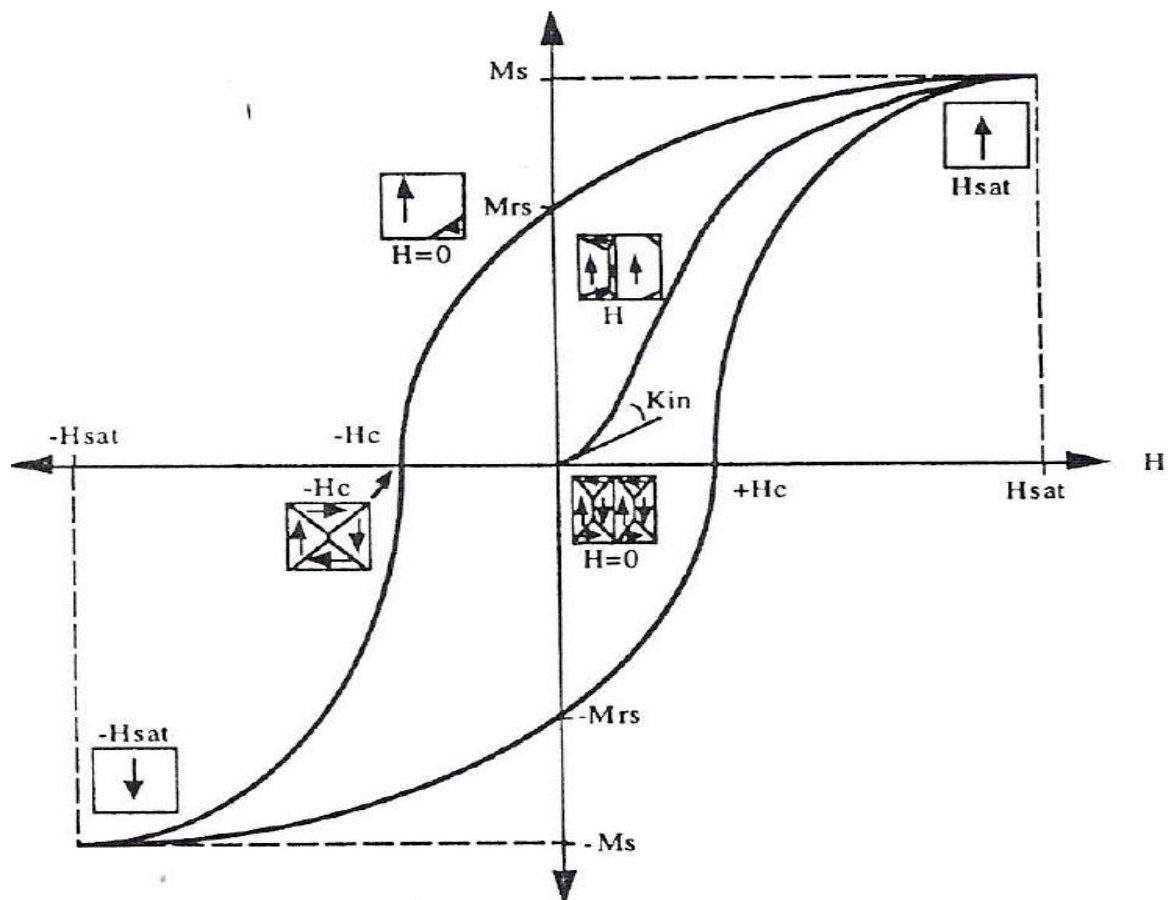


Figure I.5 : Courbe d'aimantation M et état des domaines magnétiques en fonction du champ appliqué H pour un matériau ferromagnétique [9].

La figure I.6, représente l'évolution de la courbe $B=f(H)$ pour différentes amplitudes d'excitation. Nous remarquons sur cette figure les formes très différentes des cycles d'hystérésis lorsque l'induction maximale change [8] :

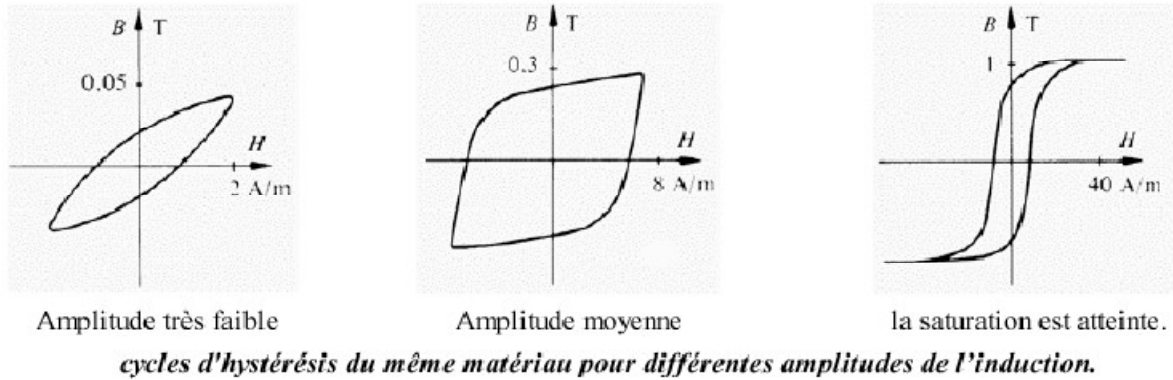


Figure I.6 : Caractéristiques de cycles d'hystérésis d'un matériau
pour différentes amplitudes l'induction [8].

I.5.3. Adaptation de la théorie de Langevin au ferromagnétisme

Dans le cas de corps paramagnétiques les moments magnétiques permanents tendent à s'aligner le long du champ magnétique. Ce processus survient également dans le cas du ferromagnétisme de façon assez différente. Dans le cas du paramagnétisme les moments magnétiques ont des comportements individuels. Cela fait que leur répartition spatiale sera régie par la théorie statistique de Boltzmann. Le paramagnétisme est donc correctement décrit par la théorie de Langevin décrivant la polarisation magnétique à partir des effets contradictoires de l'énergie du champ et de l'énergie d'agitation thermique [13].

Dans le cas du ferromagnétisme les moments magnétiques élémentaires n'ont pas de comportement individuel. Ils interagissent pour s'aligner selon une direction déterminée et constituer des ensembles appelés domaines magnétiques. Nous parlons dans ce cas de couplage ferromagnétique. Il est toujours possible d'imaginer les domaines comme les moments du paramagnétisme et essayer de leur appliquer la théorie de Langevin. Cela ne peut pas se faire de façon simple car là aussi nous sommes confrontés au fait que même les domaines n'ont pas un comportement individuel mais un comportement de groupe. En d'autres termes le comportement d'un domaine est influencé par le domaine voisin. Dans une telle circonstance l'adaptation de la théorie de Langevin au ferromagnétisme doit faire intervenir une énergie d'échange ainsi que d'autres énergies propres au ferromagnétisme et liées à l'anisotropie, à la magnétostriction et phénomène de démagnétisation. Notons que l'introduction laborieuse de tous ces paramètres pour appliquer la théorie de Langevin au ferromagnétisme demeure insuffisante pour rendre compte du ferromagnétisme dont les fondements relèvent de la mécanique quantique.

I.6. Classification des matériaux ferromagnétiques

Selon les utilisations et leurs propriétés magnétiques, il existe deux classes principales de matériaux ferromagnétiques : matériaux doux et matériaux durs.

I.6.1. Les matériaux doux

Ces matériaux possèdent une aimantation rémanente facile à annuler du fait de leur champ coercitif H_c faible, ils sont connus pour leur facilité à s'aimanter et à se désaimanter. Ils ont des cycles d'hystérésis étroits à surface réduite, traduisant des pertes par hystérésis faibles. Ces matériaux sont également caractérisés par une très haute perméabilité, une induction à saturation B_s élevée, cela ajouté à leur faible champ coercitif les prédispose à un emploi quasi exclusif dans la construction des machines. Des cycles typiques de ces matériaux sont donnés sur la figure I.7.

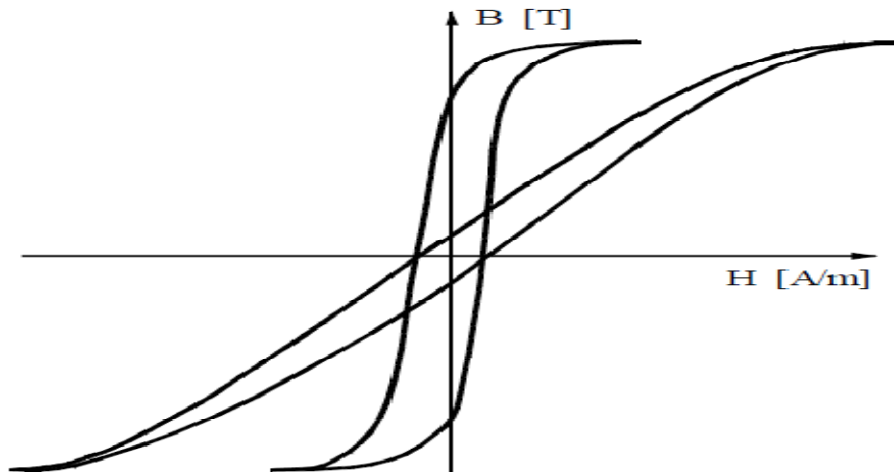


Figure I.7: Cycles d'hystérésis pour quelques matériaux doux [8].

I.6.2. Les matériaux durs

Ce sont des matériaux à large d'hystérésis (figure I.8.a), caractérisés par une forte aimantation rémanente et un champ coercitif important [8].

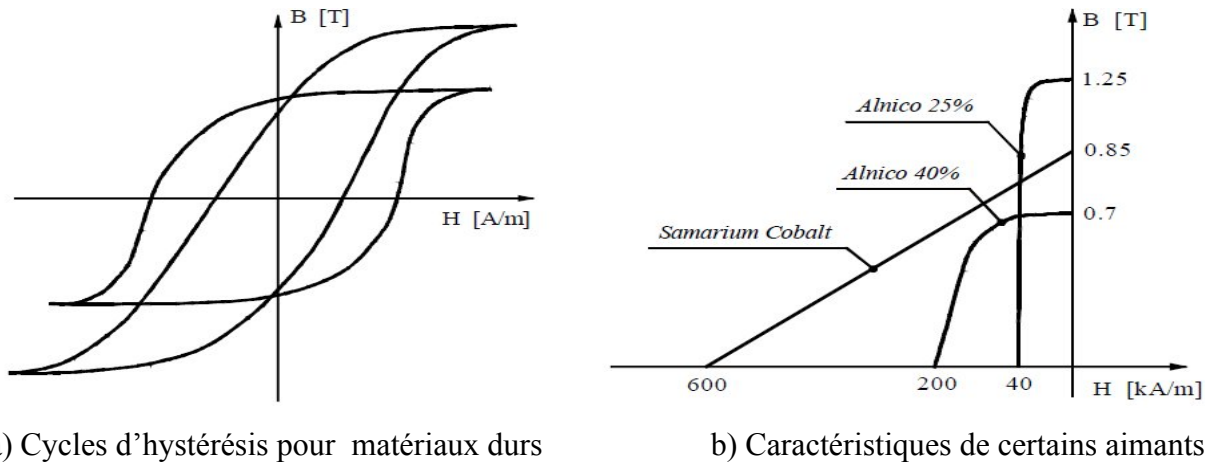


Figure I.8: caractéristiques magnétiques $B(H)$ pour matériaux durs [8].

Contrairement aux matériaux doux ils s'aimantent et se désaimantent très difficilement. Cette propriété les prédestine naturellement à la fabrication d'aimants permanents dont des caractéristiques sont données à titre illustratif sur la figure (I.8.b.) Notons toutefois que si les matériaux doux sont préférés dans la construction des machines, les matériaux durs commencent à prendre une place non négligeable dans ce domaine avec l'avènement des machines à aimants permanents [10].

I.7. Les alliages magnétiques

Les matériaux magnétiques sont en général constitués par des alliages. Dans le cas des machines électriques de conversion de l'énergie fonctionnant essentiellement en régime alternatif et afin de limiter les courants de Foucault dans les culasses et avoir une résistivité élevée sans trop diminuer l'aimantation de saturation, on utilise les alliages magnétiques sous forme de tôles isolées les unes des autres. Le matériau le plus utilisé demeure l'acier doux avec différentes teneur en silicium. Dans le cas des aimants permanents la gamme des matériaux est plus large. Les matériaux mis en jeu sont alors le fer, le cobalt, le nickel et leurs alliages, quelques fois d'autres métaux sont utilisés. Le choix des alliages est fait sur la base de considérations techniques mais également économiques.

I.7.1. Le fer, matériau magnétique de base

Le fer pur est à priori un matériau de choix. Il possède une induction à saturation de 2.15T à la température ambiante, une température de curie élevée 770°C et une structure cristalline de symétrie cubique [16]. Malheureusement, le fer technique, se présente pratiquement toujours avec un cortège d'impuretés qui compromettent son utilisation en

électrotechnique et sa faible résistivité conduit à des pertes élevées en régime alternatif, pour l'accroître on recourt à l'addition de certains éléments conduisant à des alliages [12].

I.7.2. Les alliages fer cobalt

Pour répondre aux besoins de miniaturisation et à la diminution de l'encombrement dans les systèmes électromagnétiques on utilise des alliages qui offrent une grande possibilité d'exploitation dans ce sens. L'utilisation de l'alliage fer cobalt diminue considérablement le poids des dispositifs électromagnétiques ce qui permet la réduction du volume des machines électriques [14]. Ces alliages possèdent une aimantation spontanée à températures ambiante, supérieure ou égale à 2.4T qui représente le record absolu de tous les alliages ferromagnétiques. Ces alliages sont particulièrement utilisés dans la réalisation de transformateurs à haute fréquence [1]. Le phénomène lié aux fréquences élevées est bien connu, il correspond à la diminution des perméabilités et à l'accroissement des pertes comme montré sur la figure I.9. Il faut noter enfin que le cobalt est un élément beaucoup plus cher que le Nickel, car moins bien réparti sur la terre. A chaque fois, on diminue l'épaisseur de ce matériau les pertes deviennent plus faible avec variation de la fréquence, comme présente la figure ci-dessus :

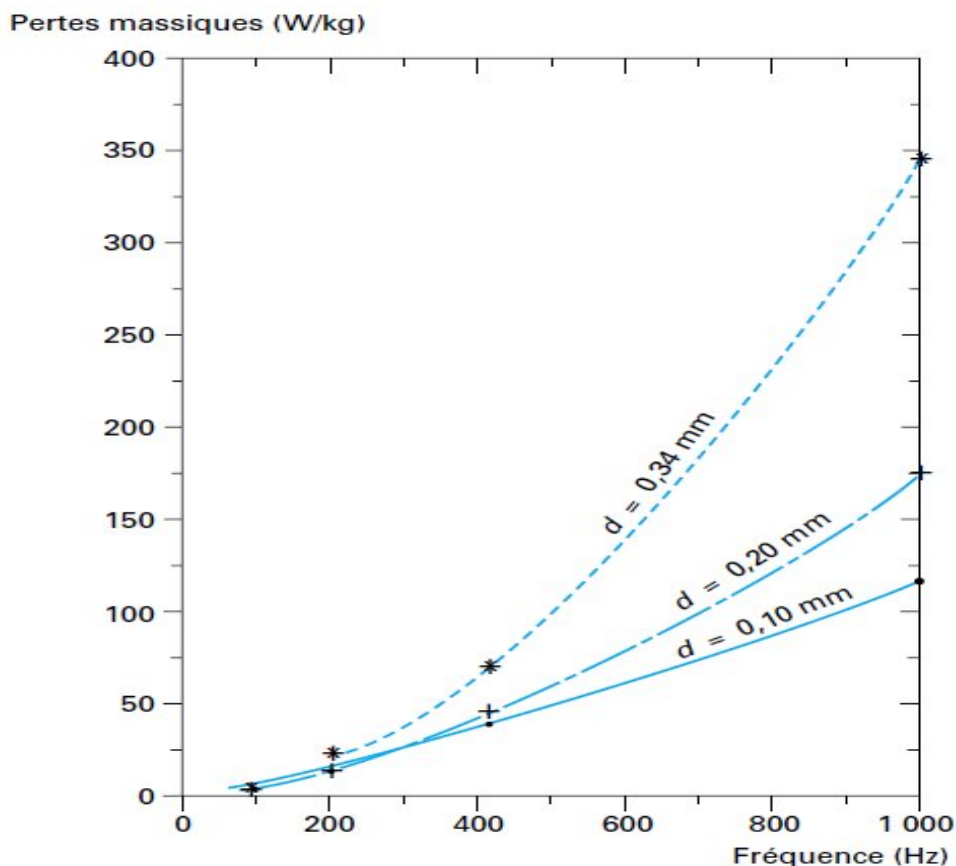


Figure I.9 : Courbes pertes-fréquence à $B = 2T$ dans le Fe Co pour trois épaisseurs [12].

I.7.3. Les alliages FeNi

Les alliages Fer-nickel sont des produits de qualité moindre, ils trouvent leurs applications essentielles dans les champs magnétiques faibles ou moyens. La structure FeNi est très souple et permet des laminages réduisant les épaisseurs de tôles jusqu'à des valeurs très faibles avoisinant les 25 μ m [21]. Cette particularité permet son utilisation dans différents appareils comme les transformateurs de signaux, les capteurs ou les disjoncteurs.

I.7.4. Les alliages fer silicium

Les aciers contenant du silicium ne sont pas des alliages à proprement parler mais l'usage fait qu'ils soient souvent désignés ainsi. Ces alliages FeSi sont les matériaux magnétiques de base pour l'électrotechnique. L'addition de Silicium augmente la résistivité électrique, ce qui permet de réduire les pertes par courants de Foucault, elle permet d'améliorer la perméabilité magnétique et de diminuer le champ coercitif réduisant ainsi les pertes par hystérésis. Toutefois l'ajout de silicium influe défavorablement sur l'induction à saturation et la température de curie qui chutent légèrement [14]. Les alliages FeSi utilisés en tôles sont classés en deux familles selon qu'ils soient à grains non orientés ou à grains orientés.

I.7.4.1. Tôles FeSi à grains non orientés

Les alliages FeSi actuels en tôles à grains non orientés contiennent de 0.1% à 3.2% de silicium [14]. Elles sont obtenues par un laminage à chaud suivi d'un décapage chimique, d'un dernier laminage à froid et d'un traitement thermique. Les tôles FeSi non orientées s'utilisent essentiellement dans les machines tournantes où l'aimantation du matériau n'est pas toujours colinéaire au champ d'excitation.

I.7.4.2. Tôles Fe Si à grains orientés

Le procédé de fabrication est plus complexe et comporte un laminage à froid suivi d'un recuit. L'anisotropie de telles tôles est très marquée et elles sont utilisées dans les transformateurs dans les quels le flux garde une direction fixe [17]. La teneur en silicium est toujours voisine de 3 %, l'orientation des grains conduit à une structure magnétique particulièrement simple avec des domaines en bandes parallèles séparés par des parois à 180° très mobiles qui permettent d'obtenir des propriétés magnétiques excellentes dans la direction de laminage figure (I.10).

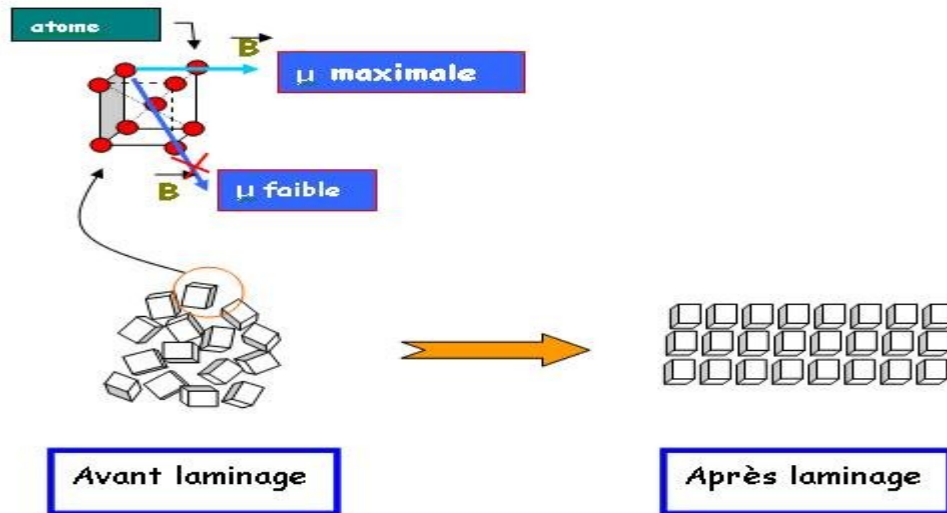


Figure I.10 : Effet du laminage à froid pour la tôle Fe Si à grains orientés.

I.7.5. Les ferrites

Les ferrites sont des alliages caractérisés par des résistivités élevées ce qui les rend parfaitement utiles dans les fonctionnements aux fréquences élevées. Ces alliages sont réputés être sans concurrents pour les fréquences dépassant le mégahertz [17]. Outre leur résistivité importante, les paramètres principaux qui caractérisent les ferrites sont une aimantation à saturation variant de 0.15 T à 0.6T et une structure cristallographique cubique qui en fait des matériaux isotropes donc faciles à aimanter dans toutes les directions. Le tableau I.1 permet d'avoir une idée sur les perméabilités et les domaines d'utilisation de ces matériaux.

Famille de ferrite à utiliser en fonction de la perméabilité.		
Perméabilité	Ferrite	Fréquence
1 000 à 15 000	MnZn	Continu à 1 MHz
10 à 1 000	NiZn	1 à 500 MHz
100 à 300	$Y_3Fe_5O_{12}$	Hyperfréquence

Tableau I.1: Perméabilité de quelques ferrites et leurs fréquences d'utilisation [6].

I.8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait un rapide exposé sur les matériaux magnétiques en donnant une description très simplifiée du ferromagnétisme, au préalable nous avons fait quelques rapides rappels des lois relatives au magnétisme. Les alliages magnétiques étant les matériaux les plus répandus, nous en avons donné un aperçu.

II.1. Introduction

En accord avec l'une des lois fondamentales de l'électromagnétisme toute variation du flux de l'induction magnétique s'accompagne de l'apparition d'une différence de potentiel électrique. L'un des problèmes cruciaux qui se posent à l'utilisateur de l'énergie électrique réside dans le fait que la majorité des applications de cette énergie sont justement basées sur ces variations de flux. C'est ainsi, comme souvent, l'exploitation de l'énergie électrique entraînera nécessairement des pertes que l'on s'emploiera à minimiser autant que faire se peut. Cette dissipation d'énergie se manifestera sous forme calorifique, aussi assisterons-nous à des échauffements qui peuvent s'avérer prohibitifs pour la sécurité des installations ou cause d'une perte d'énergie qu'il faudra payer d'une manière ou d'une autre. Ces pertes ayant lieu dans les circuits magnétiques constitués généralement de fer ou d'acier contenant de petites proportions de silicium, la tradition leur a consacré le terme de pertes fer ou pertes dans le fer.

Ce terme est d'autant plus accepté qu'il se décline correctement en apposition à celui de pertes par effet Joule dans les conducteurs des différents enroulements. L'électrotechnicien parlera donc de deux types de pertes dans les installations auxquelles il a affaire : les pertes fer et les pertes Joule souvent dénommées pertes cuivre là aussi par ce que le cuivre demeure le conducteur le plus utilisé. Le sujet traité dans le présent travail se rapporte aux pertes magnétiques dans un circuit destiné à des expériences de laboratoire. De ce fait notre attention est principalement dirigée vers ce type de pertes. Les pertes magnétiques dépendent du retard de l'établissement de l'induction sous l'effet d'un champ magnétique c'est-à-dire du phénomène d'hystérésis magnétique. Ces pertes seront donc influencées par l'étendue de la surface du cycle d'hystérésis mais également par le nombre de cycles décrits durant l'unité de temps. Cela se traduit par le fait qu'une partie des pertes magnétiques sera dépendante de la fréquence de variation de l'induction. Il est à noter que la forme et a fortiori la surface du cycle dépendent de la caractéristique magnétique du matériau considéré, caractéristique déterminée par le diagramme $B(H)$.

Une autre partie des pertes est tout simplement due aux courants générés dans un matériau conducteur par une variation de flux d'induction magnétique. La puissance dissipée par effet Joule étant proportionnelle à la tension élevée au carré, il devient évident que de telles pertes doivent varier, en première approximation, avec carré de la fréquence de variation de l'induction.

Le fait que les pertes magnétiques dépendent pour une part de la fréquence et pour une autre part de la fréquence au carré, le praticien est vite amené à faire une discrimination des pertes en essayant à l'aide de divers artifices de faire la distinction entre ce qui varie avec la fréquence et ce qui varie avec le carré de celle-ci. Nous parlons alors, assez improprement, de séparation des pertes, notion sur laquelle nous allons revenir.

Notons au passage que la quantification des pertes n'a de sens que si elle ramenées à l'unité de masse du matériau étudié et en précisant la forme de l'induction, sa valeur de crête et la fréquence de travail, si bien que dans la documentation technique nous trouvons les pertes exprimées en W/kg pour une induction donnée (généralement 1.5T et 1.0T) et une fréquence de 50 ou 60Hz.

II.2. Equation classique de séparation des pertes magnétiques

Sans perdre de vue la nature foncièrement quantique des pertes magnétiques rendant illusoire une réelle séparation des pertes magnétiques en pertes dues à l'hystérésis et en pertes dues aux courants tourbillonnaires de Foucault, nous nous conformons dans ce qui suit à une habitude faisant que, souvent l'on est amené à parler de séparation ou discrimination des pertes. Ainsi pouvons-nous décomposer les pertes magnétiques en trois parties et exprimer celles-ci

$$P_{\text{Magn}} = P_{\text{hys}} + P_{\text{F}} + P_{\text{Exc}} \quad (\text{II.1})$$

Dans cette expression P_{hys} représente les pertes dues à l'hystérésis magnétiques. Elles sont attribuées aux mouvements des parois de Bloch se produisant lors de la recherche d'une répartition en domaines répondant à un minimum d'énergie.

Le terme P_{F} correspond aux pertes causées par les courants de Foucault. Ils sont régis par la loi de l'induction de Faraday. Ainsi toute variation de flux d'induction magnétique génère l'apparition d'une f.e.m laquelle donnera naissance à un courant si le matériau ou le phénomène se produit présente une résistivité électrique finie.

La quantité P_{Exc} représente ce que l'on appelle par convention les pertes par excès. En d'autres termes cette quantité mesurera l'excédent de pertes que les différents modèles servant à modéliser les pertes magnétiques ne peuvent pas ranger dans l'une des deux catégories précédemment énoncées.

De toute évidence le terme P_{Magn} correspond à l'ensemble de toutes les pertes magnétiques.

II.2.1. Pertes par hystérésis [2]

Sur le plan phénoménologique et par analogie aux forces de frottement mécanique, ces pertes sont attribuées au travail des forces de freinage agissant sur les parois de Bloch en mouvement. Cela revient à considérer les domaines magnétiques comme des entités solides, à volume bien défini, pouvant subir des effets de frottement les uns contre les autres. Une telle approche phénoménologique donne une image tout à fait acceptable mais manque de rigueur sur le plan théorique. L'énergie W correspondant aux pertes par hystérésis dissipée par unité de volume lorsqu'on parcourt une le cycle vaut :

$$W = \oint H dB \quad [\text{J/m}^3] \quad (\text{II.2})$$

Cette intégrale étendue à un cycle dans la figure II-1 a pour valeur l'aire limitée par ce cycle dans le plan (H, B) .

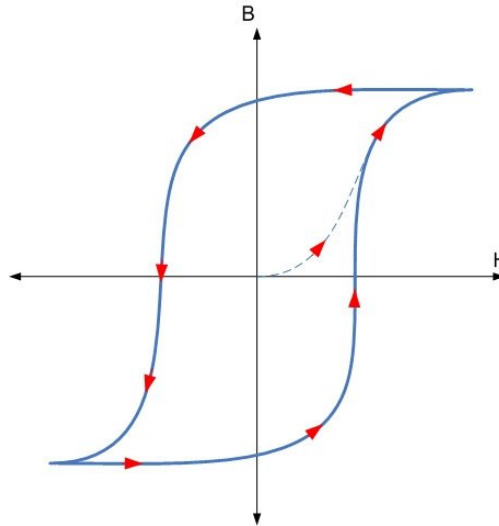


Figure II.1 : Caractéristique $B(H)$ des matériaux magnétiques [6].

Du fait même de leur nature les pertes par hystérésis ne peuvent être exprimées par une relation analytique classique simple. En effet les effets magnétiques ne peuvent être correctement décrits si l'on fait abstraction de considérations quantiques. Toutefois pour des besoins technologiques plusieurs formules approximatives, donnant des résultats acceptables ont été proposées. Les plus usitées parmi ces formules ce sont, sans doute, celles dues à Steinmetz et à Richter.

II.2.1.1. La formule de Steinmetz

La puissance dissipée par hystérésis peut également être exprimée sous une autre forme par la relation (II .1) connue sous le nom de formule de Steinmetz [2].

$$\left. \begin{array}{l} P_{\text{hys}} = \eta B^{\gamma} V f \quad \text{en W} \\ \text{L'énergie ainsi perdue est} \\ \text{Souvent rapportée à l'unité de} \\ \text{Masse du matériau selon :} \\ W = (\eta B^{\gamma}) / \rho \quad \text{en J /kg} \end{array} \right\} \quad (\text{II .3})$$

Dans ces deux expressions η représente le coefficient de Steinmetz, B_{Max} l'amplitude de l'induction .L'exposant γ dépend du matériau utilisé. Généralement $\gamma=1,6$ pour le fer et 2 dans le cas de tôles de fer au silicium [11].

V est le volume du matériau, f la fréquence de variation de l'induction alors que ρ est la masse volumique du matériau. La formule de Steinmetz utilisable en régime dynamique demeure applicable dans le cas de l'hystérésis statique pour peu que l'induction reste inférieure ou égale à 1T [25].

II.2.1.2. La formule de Richter

Nous pouvons aussi exprimer cette puissance due à l'hystérésis à l'aide de la formule de Richter [2]. Cette formule nous permet d'accéder aux pertes par hystérésis selon deux voies conduisant soit directement à la puissance soit, comme le cas précédent, à l'énergie par unité de masse, comme l'expriment les équations (II.4).

$$\left. \begin{array}{l} P_{\text{hys}} = (aB_{\text{Max}} + bB^{\gamma}) V . f \quad \text{en W} \\ \text{en termes de puissance} \\ \text{Ou} \\ W = (aB_{\text{Max}} + bB^{\gamma}) / \rho \quad \text{en J/kg} \\ \text{en termes de densité d'énergie} \end{array} \right\} \quad (\text{II.4})$$

Dans ces expressions les coefficients a et b sont des constantes qui dépendent de la nature du matériau, les autres termes sont ceux définis précédemment. Il est à remarquer que

pour les fortes valeurs de l'induction magnétique (ie $B_{\text{Max}} \geq 1\text{T}$), la formule de Richter se réduit pratiquement à l'expression (II.5):

$$\text{Ou} \quad \left. \begin{array}{l} P_{\text{hys}} = b \cdot V \cdot f \cdot B \quad \text{en W} \\ W = (bB^x) / \rho \quad \text{en J/kg} \end{array} \right\} \quad (\text{II.5})$$

Cette dernière expression est généralement mieux adaptée que la formule de Steinmetz lorsque nous traitons des matériaux ferromagnétiques doux (1).

Les pertes par hystérésis peuvent être calculées à l'aide de la formule (II.6):

$$P_{\text{hys}} = C_{\text{hys}} f B^x \quad (\text{II.6})$$

C_{hys} représente le coefficient des pertes par hystérésis

f fréquence d'excitation en Hz

B_{Max} induction crête en T

x est un nombre réel représentant la dépendance des pertes vis à vis de l'induction.

Le produit BH exprimant l'énergie perdue par hystérésis nous avons donc intérêt à réduire le plus possible la surface du cycle d'hystérésis, cela est obtenu avec des matériaux ferromagnétiques doux à cycle très étroit [23].

II.2.2. Pertes par courants de Foucault

Les matériaux ferromagnétiques ont des propriétés conductrices de courant électrique, et on appelle courants de Foucault les courants électriques créés dans une masse conductrice, soit par la variation au cours du temps d'un champ magnétique extérieur traversant ce milieu, soit par un déplacement de cette masse dans un champ magnétique constant. Ils sont une conséquence de l'induction magnétique.

Les courants de Foucault sont responsables d'une partie des pertes (pertes par courants de Foucault) dans les circuits magnétiques des machines électriques alternatives et des transformateurs. C'est la raison pour laquelle 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 de l'utilisation des tôles FeSi de faible épaisseur, c'est pour limiter ces courants et éviter trop de pertes par effet Joule. On améliore ainsi le rendement des transformateurs. La formule analytique des pertes par courants de Foucault est [23]:

$$p = C \cdot f \cdot B^2 \quad (\text{II.7})$$

C_{fouc} représente le coefficient des pertes par courants de Foucault

II.2.3. Pertes excédentaires [23]

Les pertes dites excédentaires sont dues aux interactions spatio-temporelles entre les domaines lors de l'aimantation du matériau qui causent une augmentation locale des pertes magnétiques autour des parois en déplacement. Bertotti a montré que ce phénomène est proportionnel à la fréquence avec un exposant de 1.5 pour une aimantation sinusoïdale.

L'expression analytique des pertes excédentaires est :

$$P = C \cdot f^{1.5} \cdot B^2 \quad (\text{II.8})$$

C représente le Coefficient des pertes excédentaires

II. 3.La séparation des pertes

La séparation des pertes magnétiques est artificielle car les diverses composantes de perte ne sont pas indépendantes. Tous les mécanismes de dissipation par courants induits créent un effet d'écran et diminuent l'induction résultante à l'intérieur du matériau magnétique. Dans le cas des machines électriques usuelles, la géométrie des circuits magnétiques est choisie de manière à limiter cet effet d'écran; les pertes magnétiques peuvent alors être séparées suivant la théorie précédente.

Référence Bibliographiques

[1] BRISSONNEAU, P.

« Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique. »,

Editions Hermès, Paris 1997.

[2] BOURRAI, O ; SADAOUI, A.

« Étude des pertes fer dans les circuits magnétiques de transformateurs monophasés. »,

mémoire de fin d'études d'Ingénieur d'Etat en Electrotechnique, faculté de génie électrique et d'informatique, Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, 2011.

[3] LEGHLID, G.

« Effet de la contrainte thermique sur les caractéristiques des tôles Fe-Si utilisées dans les circuits magnétiques des machines électriques. », mémoire de fin d'études d'Ingénieur d'Etat en Electrotechnique, faculté de génie électrique et d'informatique, Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, 2010.

[4] LABEGURIE, P.

« Les matériaux magnétiques hyperfréquences : des ferrites aux Meta matériaux, Concept et Application en Electrotechnique CEA-N°56- HIVER, 2007-2008.

[6] DUBOIS, M

« Matériaux de l'électrotechnique »,
Institut de Génie Electrique et Electronique **IGEE** 403, 2006.

[7] Critical Dimension/ Scanning Electron Microscopy CD/SEM/COURS/CHAP1.doc.

[8] FRANCAIS, O

« Introduction aux circuits magnétiques »,
Ecole Supérieure d'Ingénieur en Electronique et Electrotechnique ESIEE – Amiens, 2000.

[9] MOHSINE, Y

« Application du magnétisme de l'environnement pour la caractérisation de l'état d'Evolution et/ou de Dégradation des sols. Application aux Sous Bassin Versants de MEZGUIDA et AZZOUZ de Bouregreg. », Thèse de doctorat en Radiochimie et Magnétisme de l'Environnement, faculté des sciences, Rabat, 2009.

[10] MIOUAT, A

« Identification- optimisation paramétrique et quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux. », mémoire de magister en électrotechnique, faculté des sciences de l'ingénieur, département d'électrotechnique, université de Batna, 2006.

[11] ahdid .H et Khelil.M

<<Etude des pertes fer et des harmoniques du champ et de l'induction magnétique dans les tôles FeSi 0,35 et 0,50mm >>

Mémoire d'ingénieurs, UMMTO 1998 .

[12] COUDERCHON, G

Responsable du groupe alliages magnétiques, département recherche et développement de la société IMPHY SA (groupe USINOR).

[13] thèse jean yves

[14] OUDNI, Z ; MOHELLEBI, H

« Caractérisation de la tôle magnétique en vue du calcul du champ magnétique dans un moteur asynchrone : cas d'un moteur électro-industries », mémoire de fin d'étude d'ingénieur d'état en électrotechnique, faculté de génie électrique et d'informatique, Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, 2008.

[15] SULTAN, B

« Direction magnétique de matériaux Enterrés », thèse de doctorat en génie informatique, automatique et traitement du signal, Université de Reims Champagne Ardenne, 2009.

[16] BENDIF, N ; BOUDISSA, M ; SAIDANI, K

« Caractérisation des tôles magnétiques utilisées dans la construction des machines électriques. », mémoire de fin d'étude d'ingénieur d'état en électrotechnique, faculté de génie électrique et d'informatique, Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, 2008/2009.

[17] GIVORD, D

« Principaux axes de recherche, contribution française dans le contexte international, propositions d'actions », rapport rédigé sous la responsabilité de laboratoire Louis Néel, CNRS, 166X, 38042-Grenoble cedex.

[18] ROUABHIA, A

« Étude ab initio des propriétés structurales et magnétiques des anti pérovskites Fe₃ MC (M= Zn, Al, Ga et Sn). », mémoire de fin d'étude de Magister, faculté des sciences, université des sciences et de la technologie d'Oran- Mohamed Boudiaf, 2010.

[19] BENABOU, A

« Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ. », thèse doctorat, école doctorale des sciences pour ingénieur doctorat génie électrique, Université Lille I, 2002.

[20] GIMENO, A

« Contribution à l'étude d'alternateurs automobiles : caractérisation des pertes en vue d'un dimensionnement optimale. », thèse doctorat, Université de Technologie de Compiègne en Technologie de l'information et des systèmes, 2011.

[21] ALHASSOUN, Y

« étude et mise en œuvre de machines à aimantation induite fonctionnant à haute vitesse. », thèse pour obtenir le grade de doctorat, spécialité : génie électrique, TOULOUSE, 2005.

[22] « circuits magnétiques » Ecole National de Statistique et d'Economie ENSEA, 2009-2010.

[23] CHARLES, C

« Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques. », Thèse pour obtenir le grade de doctorat en philosophie, faculté des sciences et de génie, département de génie électrique et de génie informatique, LAVAL, 2007.

[24] « Etude d'un transformateur », ENCPB, à LEQUITTE, 2006-2007.

[25] SEDKAOUI, L

«Etude des pertes magnétiques dans les tôles transformateurs en relation avec la forme de l'induction magnétique» Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, 20012.

III.1. Introduction

Dans le présent chapitre nous donnons les résultats expérimentaux auxquels nous avons abouti. Nous donnons les caractéristiques de notre montage de mesure. Les points importants du travail concernent les inductions de crête et les pertes magnétiques nous avons aussi examiné les cycles d'hystérésis.

III.2. Circuit de caractérisation des matériaux magnétiques

Un circuit magnétique est un ensemble fermé en matériau magnétique à haute perméabilité destiné à offrir un chemin privilégié au flux d'induction magnétique créée par un enroulement [22]. Généralement le circuit magnétique utilisé à cet effet est fermé pour se prémunir de tout effet démagnétisant [2]. Le système fonctionnera donc comme un transformateur dont le principe est très connu pour les modifications qu'il entraîne pour les tensions [25]. D'une manière générale, un transformateur est constitué d'un circuit magnétique fermé feuillète et un ensemble de bobines séparées par des écrans électrostatiques qui entourent des noyaux magnétiques (figure III.1). Le premier de ces enroulements ou primaire, est alimenté par une tension alternative sinusoïdale et comporte N_1 spires, il crée un champ magnétique alternatif sinusoïdal. L'enroulement secondaire comporte N_2 spires dans lesquelles le flux Φ varie toujours avec variation du champ magnétique créée par le primaire.

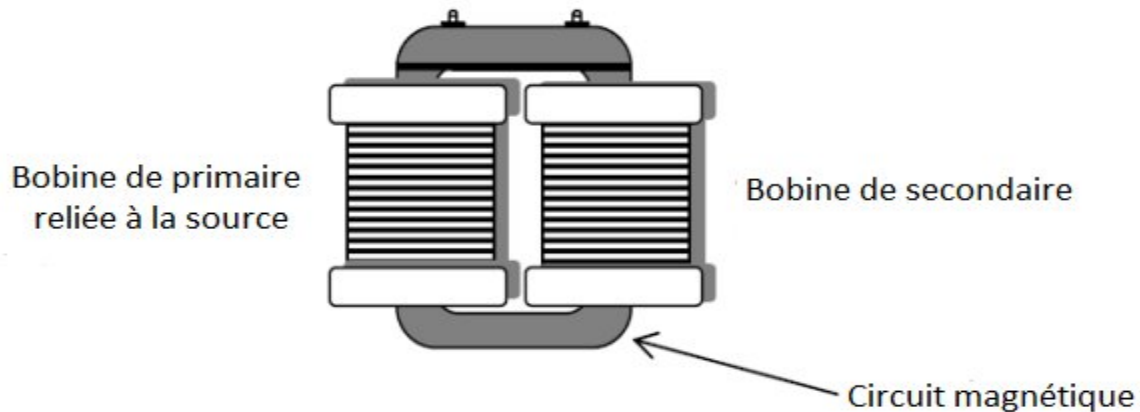


Figure III.1 : Représentation d'un transformateur démontable [24].

III.3. Dispositif expérimental

Notre dispositif expérimental est constitué d'un ensemble de deux bobines monté sur un circuit magnétique de laboratoire. Ces deux bobines comportent 300 spires pour celle qui joue le rôle de primaire et 600 spires pour celle jouant le rôle du secondaire. La bobine primaire est alimentée à travers une résistance de 4Ω . La tension aux bornes de cette résistance V_{R1} est injectée à une entrée d'oscilloscope et permet donc de visualiser la forme du champ magnétique. La longueur moyenne du circuit magnétique étant de 35.3 cm il est aisé d'établir la relation entre la tension V_{R1} et le champ magnétique par :

$$H \cdot 35.3 \cdot 10^{-2} = 300 I \quad (\text{III.1})$$

Ce qui donne :

$$H = (3 \cdot 10^3 V_{R1}) / 14 \quad \text{A/m} \quad (\text{III.2})$$

La valeur de l'induction magnétique quant à elle peut être obtenue soit directement à partir de la tension secondaire V_2 soit à partir de la tension aux bornes de la capacité d'un circuit intégrateur branché sur le secondaire du transformateur que constitue notre montage expérimental dont une vue synoptique est donnée sur la figure III.2

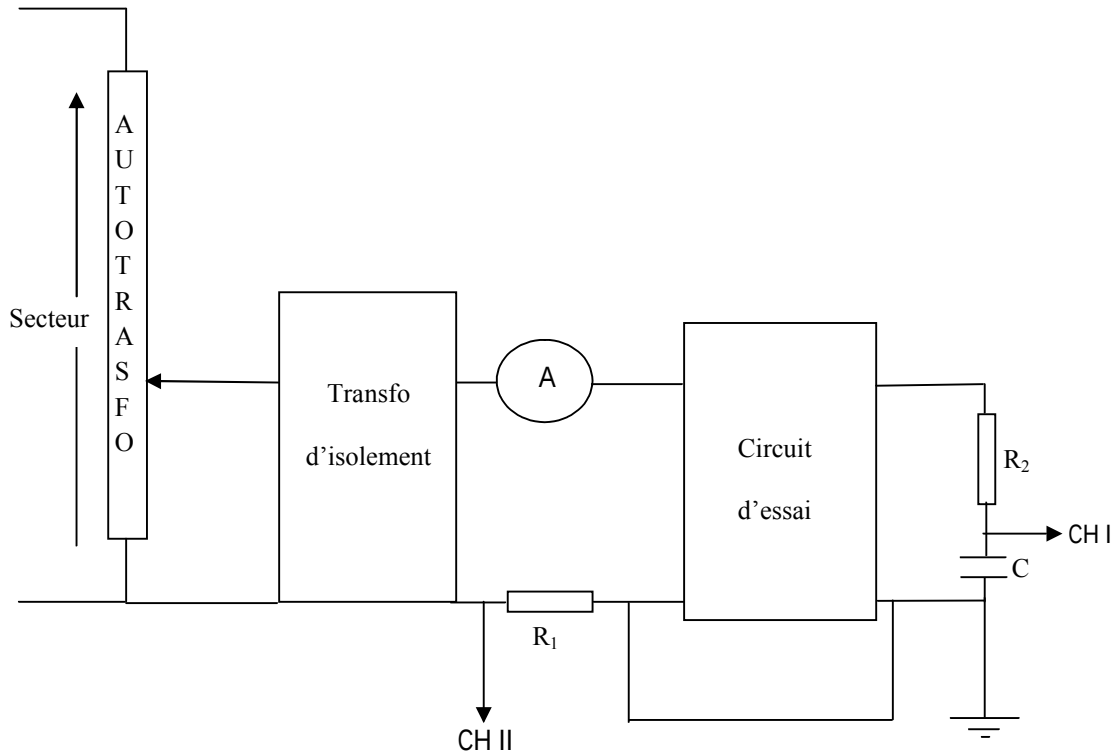


Figure III.2 : Schéma synoptique du dispositif expérimental
Sur la figure III.3 nous donnons une photographie du circuit magnétique utilisé

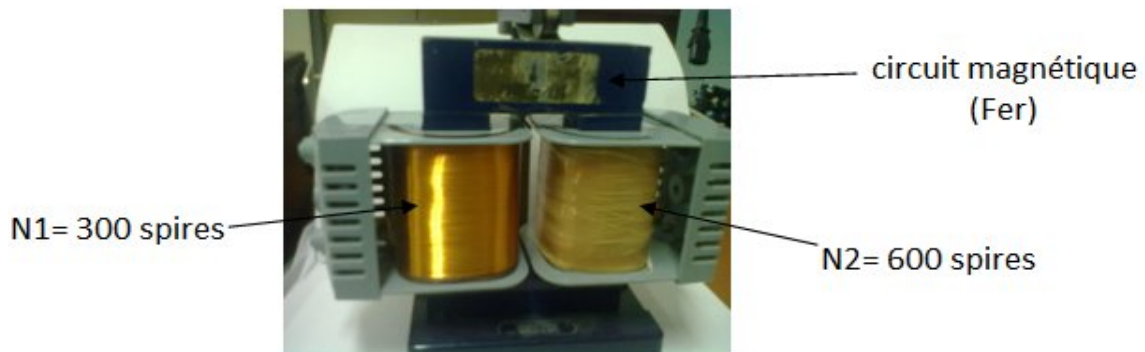


Figure III.3 : photographie du circuit magnétique utilisé.

Sur la figure III.4 nous donnons une photographie de l'ensemble de notre dispositif expérimental pour mettre en évidence les matériels utilisés.



Figure III.4 : vue d'ensemble des appareils de mesure.

Pour avoir l'induction à partir de la tension secondaire V_2 nous partons du nombre de spires secondaires $N_2=600$, de la section utile de fer $S= 8.73 \text{ cm}^2$ et du fait que la tension V_2 est obtenue par dérivation par rapport au temps du flux d'induction magnétique Φ . On considérant les valeurs crête à crête ou pic-pic de la tension V_2 facilement mesurable à l'oscilloscope nous pouvons avoir l'induction maximum B_{cMax} à partir de l'expression (III.3)

$$V_{2Max} = V_{2pp}/2 = N_2 \frac{d\Phi}{dt} = N_2 S \omega B_{cMax} \quad (\text{III.3})$$

Ce qui nous donne :

$$V_{2pp} = 2N_2 S \omega B_{cMax} \quad (\text{III.4})$$

ω étant la pulsation du secteur, soit $\omega = 2\pi f$ pour la fréquence de 50Hz nous aurons $\omega = 100\pi$.
Finalement nous aboutissons à :

$$B_{cMax} = (V_{2pp}) / (2N_2 S \omega) \quad (\text{III.5})$$

Notons que du fait de son obtention par dérivation du flux la tension V_2 n'est pas en phase avec celui-ci. La tension V_2 retarde de $\pi/2$ par rapport à l'induction, elle ne peut donc en être une image fidèle. Pour obtenir une image fidèle en termes de phase nous utilisons le circuit intégrateur déjà mentionné. De plus la tension aux bornes de la capacité est moins distordue que la tension V_2 ce qui rend les calculs de dérivées plus exacts. L'induction de crête est obtenue à partir de la tension V_{cpp} , valeur crête à crête de la tension V_c aux bornes de la capacité C selon :

$$V_{cMax} = [(1/C\omega) \cdot (N_2 S \omega B_{cMax})] / [(R_2)^2 + (1/C\omega)^2]^{1/2} \quad (\text{III.6})$$

Ce qui, on négligeant la réactance capacitive devant la résistance R_2 nous donne :

$$V_{cpp} = (2N_2 S B_{cMax}) / R_2 C \quad (\text{III.7})$$

III.4. Résultats de mesures

III.4.1. Pertes dans le fer

Ces pertes sont calculées sous Excel et sont données le tableau III.1 pour différents courants efficaces absorbés au primaire.

$I_{\text{eff}}(\text{mA})$	0	46.6	80.3	94.6	110	127	146.3	126.6	183.3	202.6	227.3	239.3
$P_{\text{Magn}}(\text{W})$	0	0.14	0.84	1.32	1.95	2.71	3.52	4.31	5.04	5.69	6.50	6.88
$I_{\text{eff}}(\text{mA})$	284.3	319	361	406	481	592	685	847	1070	1420	2100	2700
$P_{\text{Magn}}(\text{W})$	7.97	8.91	9.55	10.13	11.10	11.96	12.21	12.80	13.61	14.51	14.55	15.08

Tableau III.1 : Valeur des pertes dans le fer en fonction du courant efficace primaire.

A ces différents courants correspondent des inductions magnétiques, celles-ci sont consignées dans le tableau III.2

$I_{\text{eff}}(\text{mA})$	0	46.6	80.3	94.6	110	127	146.3	126.6	183.3	202.6	227.3	239.3
$B_{\text{cMax}}(\text{T})$	0	0.12	0.31	0.39	0.50	0.63	0.76	0.82	0.92	1	1.07	1.09
$I_{\text{eff}}(\text{mA})$	284.3	319	361	406	481	592	685	847	1070	1420	2100	2700
$B_{\text{cMax}}(\text{T})$	1.18	1.23	1.27	1.31	1.37	1.40	1.42	1.45	1.48	1.51	1.53	1.58

Tableau III.2 : Valeur de l'induction de crête dans le fer en fonction du courant efficace primaire.

Nous avons aussi les pertes en fonction de l'induction et du carré de l'induction dans le tableau III.3

$B_{\text{cMax}}(\text{T})$	0	0.12	0.31	0.39	0.50	0.63	0.66	0.82	0.92	1	1.07	1.09
$B_{\text{cMax}}^2(\text{T}^2)$	0	0.014	0.09	0.15	0.25	0.39	0.58	0.67	0.86	1	1.15	1.19
$P_{\text{Magn}}(\text{W})$	0	0.14	0.84	1.32	1.95	2.71	3.52	4.31	5.04	5.69	6.50	6.88
$B_{\text{cMax}}(\text{T})$	1.18	1.23	1.27	1.31	1.37	1.40	1.42	1.45	1.48	1.51	1.53	1.58
$B_{\text{cMax}}^2(\text{T}^2)$	1.40	1.52	1.64	1.73	1.87	1.98	2.03	2.11	2.19	2.30	2.36	2.50
$P_{\text{Magn}}(\text{W})$	7.97	8.91	9.55	10.13	11.10	11.96	12.21	12.80	13.61	14.51	14.55	15.08

Nous donnons sur les figures III.5 et III.6 les courbes représentant les pertes magnétiques en fonction de l'induction magnétique de crête et en fonction du carré de cette induction de crête respectivement.

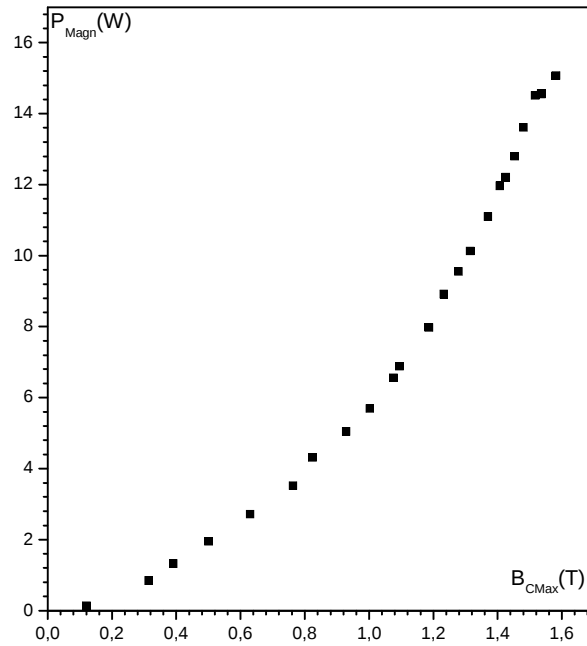


Figure III.5 : Variation des pertes en fonction de l'induction de crête.

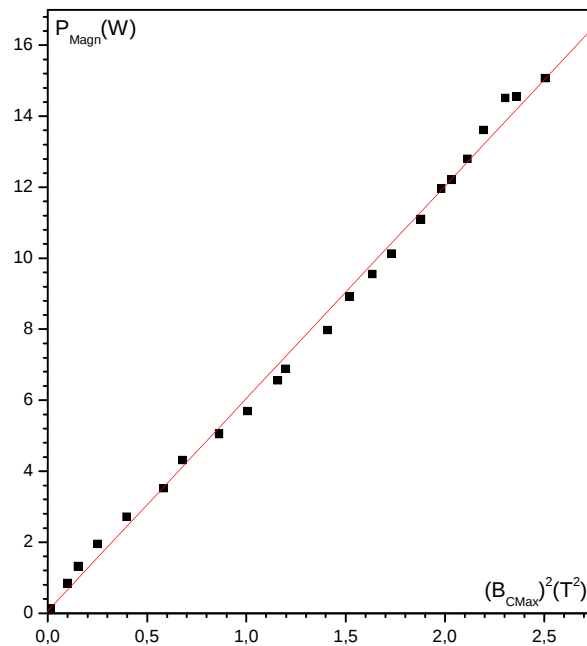


Figure III.6 : Variation des pertes en fonction de l'induction de crête au carré.

Nous remarquons que les pertes en fonction de l'induction semblent suivre une loi parabolique. Cela se confirme sur la figure III.6 où nous avons une quasi-linéarité entre l'induction crête élevée au carré et les pertes magnétiques.

Ceci est en accord avec la formule de Steinmetz, donnée au chapitre précédent, exprimant des pertes magnétiques proportionnelles à $(B_{CMax})^\gamma$ le facteur γ compris entre 1.6 et 2 avec une forte probabilité pour la valeur 2 recommandée pour le fer silicié matériaux le plus utilisé en électrotechnique.

Comme nous l'avons signalé plus haut nous pouvons tirer l'induction de la tension secondaire V_2 au lieu de la tension V_c aux bornes de la capacité. Si nous traçons les courbes reliant les pertes aux inductions relevées de ces deux façons et élevées au carré comme le montre la figure III.7 nous constatons que la linéarité est mieux assurée pour les inductions obtenues à partir de la tension V_c aux bornes de la capacité.

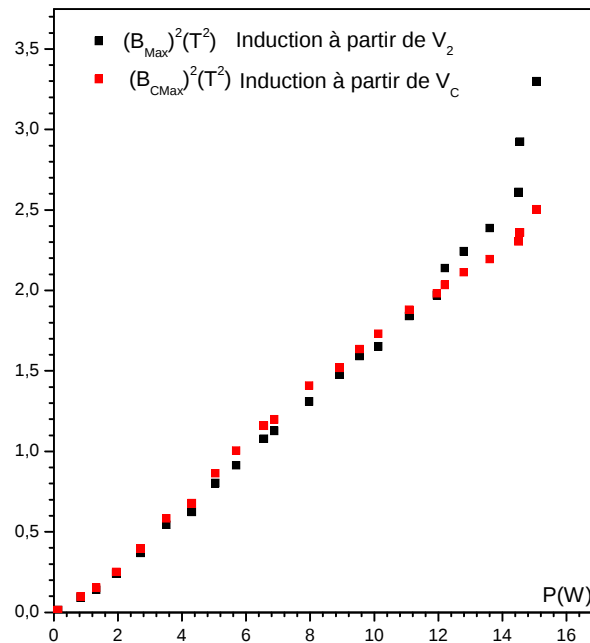


Figure III.7: Représentation des pertes pour des inductions calculées de différentes manières.

Nous remarquons, en examinant les courbes de la figure III.7 que celles-ci coïncident parfaitement pour les faibles inductions (ie. Inférieures à 1.2T), au delà nous constatons un écart entre les graphes, écart allant en s'accroissant. Les valeurs des inductions aussi très proches pour les petites inductions alors que pour les grandes nous trouvons des valeurs plus élevées avec la tension V_2 . Cela semble lié au fait que pour les valeurs élevées de l'induction celle-ci présente un caractère fortement distordu avec un fort taux d'harmoniques. La distorsion est beaucoup moins affirmée avec la tension V_c puisque l'impédance de la capacité est inversement proportionnelle à la fréquence, ce qui a pour résultat d'atténuer les tensions générées par les harmoniques.

Pour rendre compte du fait que la distorsion harmonique joue un rôle nous donnons dans ce qui suit deux cas représentatifs de signaux avec des déformations harmoniques différentes. Nous avons examiné le cas des inductions faibles et celui des inductions élevées pour mieux rendre compte des effets de la distorsion harmonique.

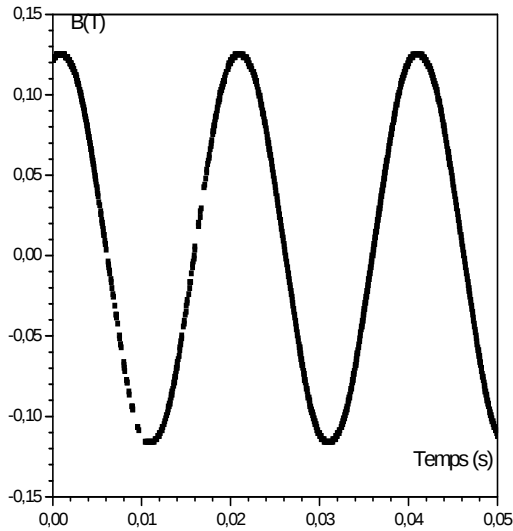


Figure III.8: Forme de l'induction pour $B=0.12\text{T}$ tirée de V_C

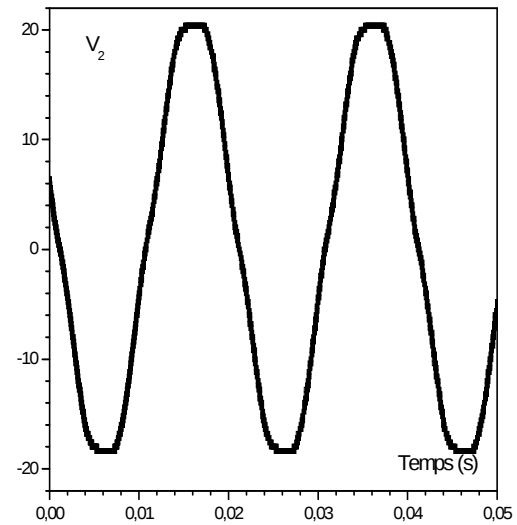


Figure III.9: Forme de l'induction pour $B=0.12\text{T}$ tirée de V_2

Nous constatons sur les figures III.8 et III.9 que les inductions obtenues à partir de la tension V_C aux bornes de la capacité (Fig. III.8) et celle obtenue avec la tension V_2 (Fig. III.9) ne sont fortement déformées. La tension V_2 étant un peu plus affectée à cause du réseau.

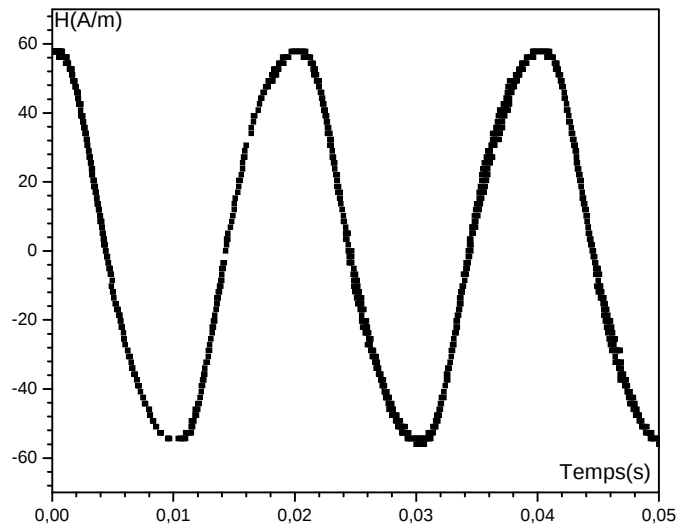


Figure III.10: Forme du champ H pour $B=0.12\text{T}$

Sur la figure III.10 nous donnons la forme du champ magnétique (courant primaire) qui nous indique un début de distorsion du signal. Cette distorsion provient de la non-linéarité de la courbe de magnétisation, mais comme l'induction est faible cette non-linéarité influe peu.

Les figures III.11 à III.13 sont établies pour des inductions élevées pour lesquelles le phénomène de saturation est prépondérant. Dans une telle situation la méthode consistant à dériver l'induction comme si nous étions en configuration sinusoïdale pure n'est plus exacte.

Nous ne pouvons plus considérer, avec une précision acceptable, que la valeur maximale de la dérivée de l'induction soit égale à la valeur de cette induction multipliée par la pulsation. Une telle situation est illustrée par la figure III.12 sur laquelle nous remarquons une déformation de l'induction (en réalité déformation de la tension V_2 injectée à l'oscilloscope)

L'application d'une telle méthode introduit des erreurs qui, pour les fortes inductions sont très grandes. A titre d'exemple, nous obtenons une induction qui serait de 1.82T, valeur difficilement envisageable avec le matériau examiné qui est un acier quelconque destiné à des expériences pédagogiques.

Par contre lorsque nous calculons l'induction de crête à partir de la tension aux bornes de la capacité de l'intégrateur l'erreur devient moindre. Cela est dû au fait que la capacité présente une impédance plus grande pour le fondamental que pour les harmoniques d'ordre supérieur. Dans une telle circonstance l'utilisation d'une pulsation relative à 50Hz est assez correcte.

Ceci est confirmé par la figure III.11 sur laquelle nous avons une induction (en réalité la tension V_C aux bornes de la capacité que nous injectons à l'oscilloscope) assez proche d'une sinusoïde. Dans ce cas l'induction obtenue dans les mêmes circonstances a une valeur de 1.58T ce qui est plus conforme à la réalité.

Ce que nous venons de dire peut donc, dans une certaine mesure expliquer les écarts constatés au niveau de la variation de la puissance avec le carré de l'induction, comme signalé auparavant.

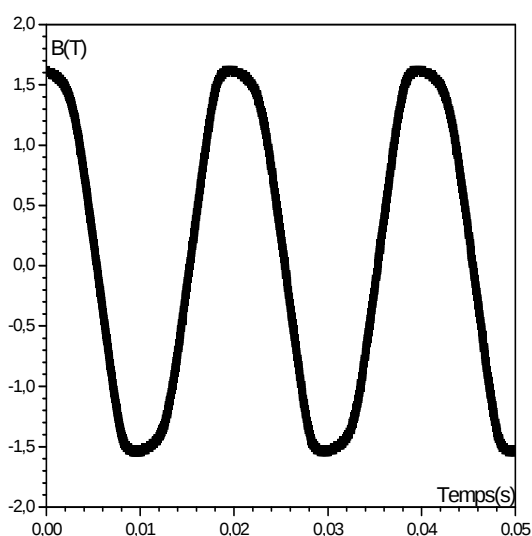


Figure III.11: Forme de l'induction pour $B=1.58$ tirée de V_C

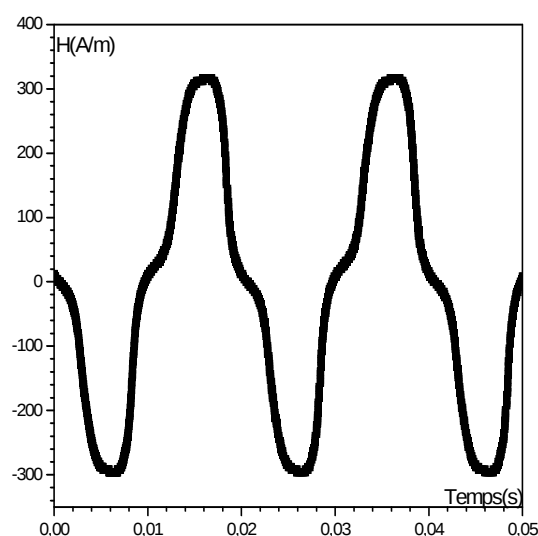


Figure III.12: Forme de l'induction pour $B=1.82$ T tirée de V_2

Ces deux figures donnent l'induction dans les mêmes conditions et la figure III.11 est la plus proche de la réalité.

Sur la figure III.13 nous donnons un oscillogramme du champ magnétique pour l'induction élevée de la figure III.11. Nous constatons sur cette figure la forte distorsion qui n'est autre que celle du courant magnétisant circulant dans la résistance R_1 du circuit primaire.

Il est utile de noter à ce niveau que nous ne pouvons pas nous affranchir totalement de distorsion de l'induction. En effet la tension aux bornes de l'enroulement primaire ne peut pas être sinusoïdale, et cela même si la tension délivrée par le secteur l'est totalement. Cela est dû

au fait que la tension qui doit être équilibrée par les variations de flux est égale à la tension du secteur diminuée de la chute ohmique :

$$V_{R1} = R_1 I \quad (\text{III.8})$$

Or le courant primaire I ne peut être sinusoïdal du fait de la non-linéarité de courbe de magnétisation que nous donnerons ultérieurement.

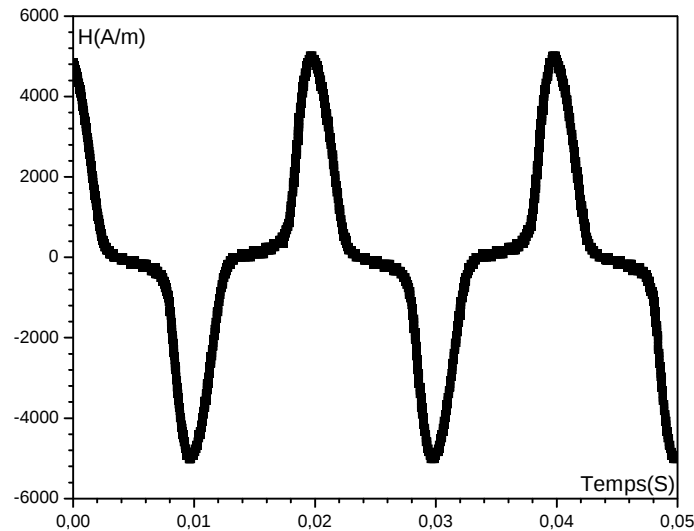


Figure III.13: Forme du champ H pour $B=1.58T$

Dès lors que l'induction est mieux appréciée avec la tension prise aux bornes de la capacité, l'on pourrait se poser la question sur l'opportunité de s'intéresser aussi à la tension totale secondaire V_2 . La réponse réside dans le fait que l'utilisation permet de fait apparaître les effets de la non-linéarité de la magnétisation du fer, elle réside également dans la nécessité de disposer de cette grandeur pour appréhender la puissance correspondant aux pertes dans le fer.

La puissance perdue sous forme de pertes dans le fer est obtenue, comme indiqué auparavant, par la puissance moyenne calculée à partir des valeurs de I et V_2 enregistrées sur Excel.

Maintenant que nous avons décrit certains phénomènes nous allons nous atteler à donner certains résultats concernant la courbe de magnétisation du fer étudié ainsi que les variations avec le champ de la perméabilité magnétique du matériau objet de l'étude.

Sur la figure III.14 nous donnons la courbe de magnétisation du matériau alors que sur la figure III.16 nous représentons la perméabilité magnétique relative de notre matériau.

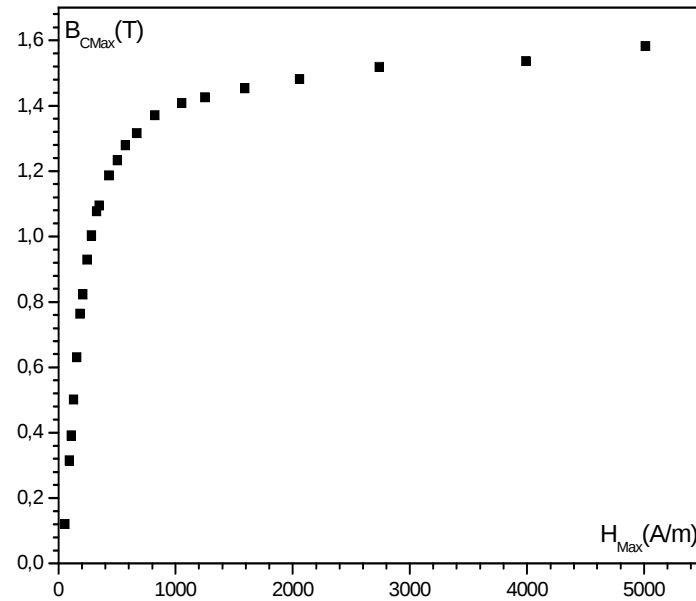


Figure III.14 : Courbe de magnétisation du fer étudié.

Cette courbe présente une allure classique avec une linéarité pour les inductions faibles de l'ordre de 0,8T tel que montré par la figure III.15

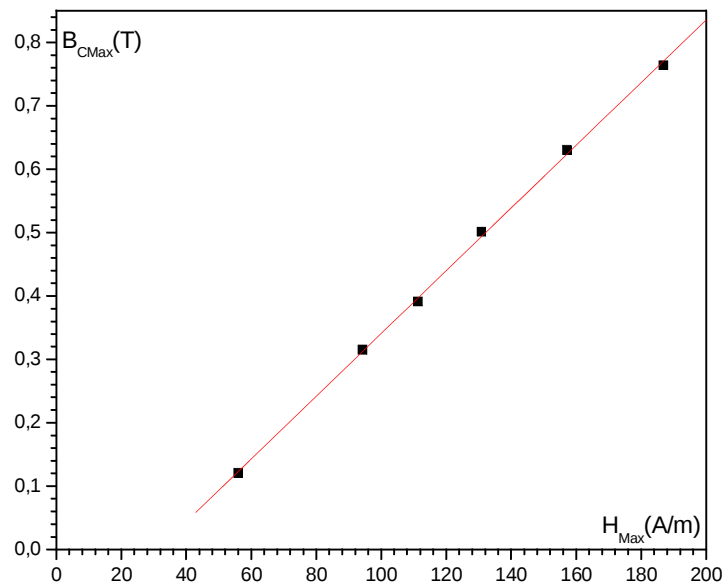


Figure III.15: Partie linéaire de la courbe de magnétisation.

Pour les inductions beaucoup plus faibles la théorie prévoit une courbe non linéaire mais avec une augmentation plus forte que la linéarité, pratiquement de forme parabolique.

La perméabilité magnétique est également une grandeur essentielle pour le concepteur de matériel électrique. C'est à partir de la courbe donnant cette perméabilité que l'on pourra choisir le champ auquel on travaillera. Dans notre cas nous avons établi cette courbe pour permettre une connaissance la plus complète possible du matériau.

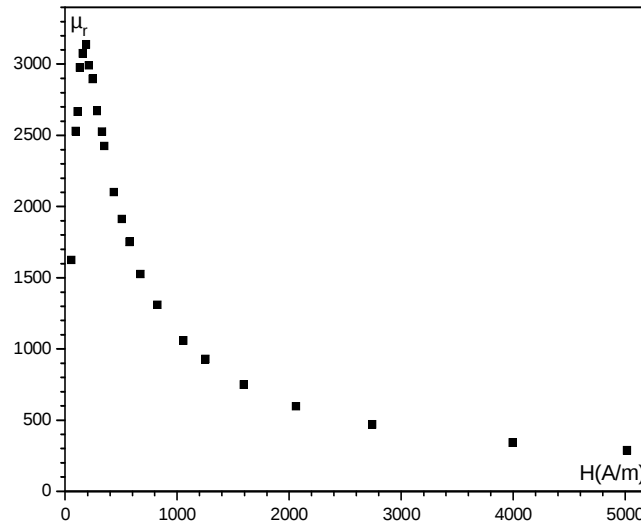


Figure III.16: Courbe donnant la perméabilité magnétique.

III.4.2. Cycles d'hystérésis

Les cycles d'hystérésis donnent une très bonne image du matériau magnétique considéré. En effet plus le cycle est étroit et effilé, indiquant des pertes réduites, plus le matériau présente un caractère doux et se prête à des utilisations dans la construction des machines électriques. Dans cette partie du travail nous présentons des cycles pour différentes inductions magnétiques parmi les plus faibles, les moyennes et les fortes. Ces cycles sont donnés sur les figures III.17 à III.20

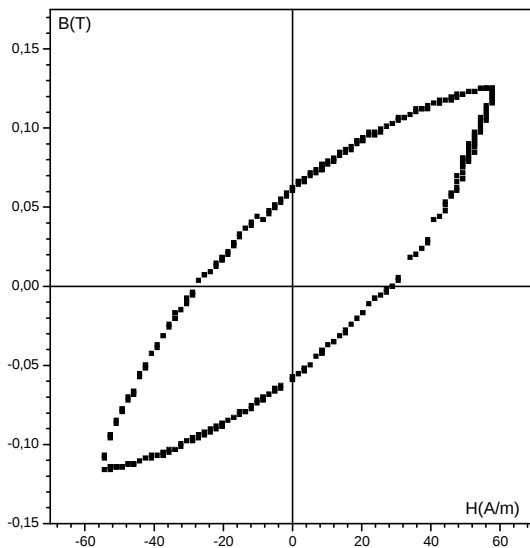


Figure III.17: Cycle B=0.12T

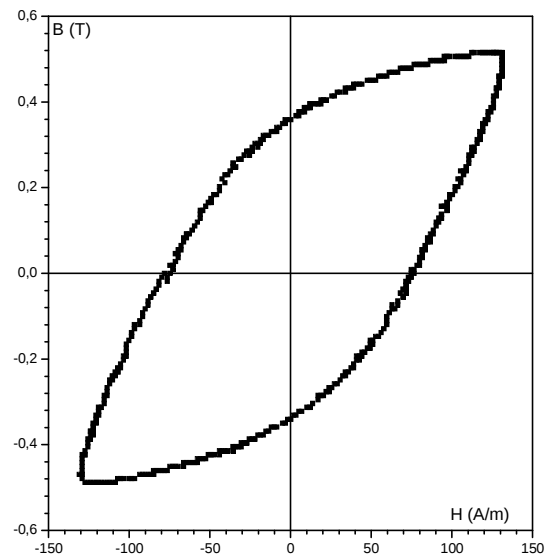


Figure III.18: Cycle B=0.5T

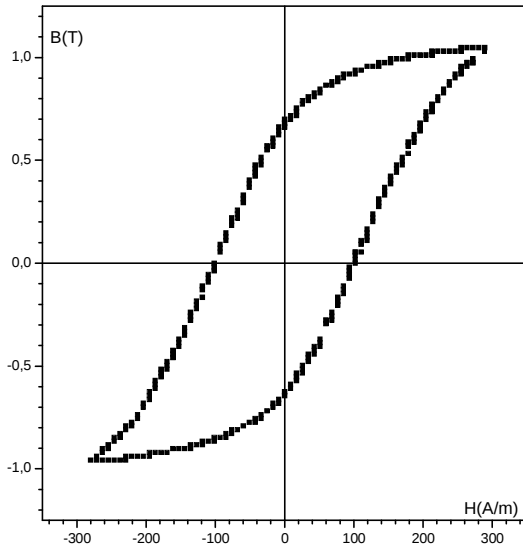


Figure III.19: Cycle B=1T

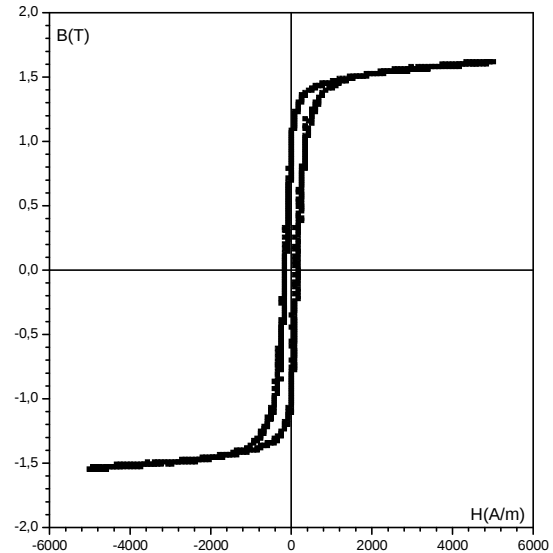


Figure III.20: Cycle B=1.58T

III.4.3. Evaluation des pertes à partir du cycle d'hystérésis

Afin de vérifier que les résultats obtenus pour les inductions sont acceptables nous avons essayé de calculer les pertes magnétiques à partir du cycle d'hystérésis. Pour cela nous ne devons pas perdre de vue que l'aire géométrique du cycle donne les pertes en joules par unité de volume.

Le volume de l'échantillon est calculé par la section et la longueur moyenne qui exprimé par l'expression :

$$V = S \cdot L_{\text{moy}} \quad (\text{III.9})$$

Sur la figure III.21 nous revenons sur le cycle correspondant à 1 T en mettant en évidence les deux branches que nous différencions par la couleur. Alors que la figure III.22 donne le même cycle translaté de 1.2 T vers les inductions positives.

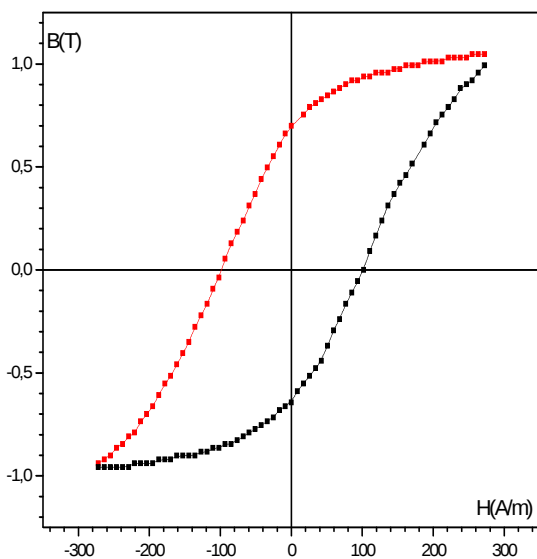


Figure III.21: Cycle d'hystérésis pour B=1T

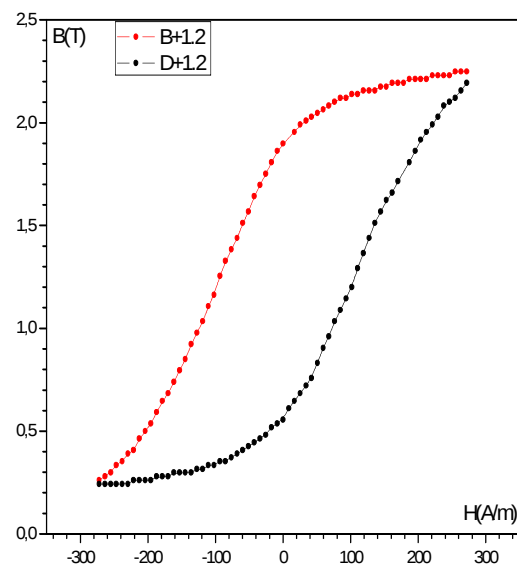


Figure III.22: Cycle B=1T décalé de 1.2 T

L'aire sous la courbe à l'aller est de 481.69932 J/m^3

L'aire géométrique sous la courbe au retour est 848.86232 J/m^3

L'aire correspondant au cycle est alors égale à la différence des deux premières, soit :

$$A = 367.163 \text{ J/m}^3$$

En multipliant cette valeur par le volume du noyau étudié qui vaut

$$V = 8,73 \cdot 10^{-4} \cdot 35,3 \cdot 10^{-2} = 308,17 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \quad (\text{III.10})$$

nous arrivons à des pertes évaluées

$$P_{\text{Magn}} = 367,163 \cdot 50 \cdot 308,17 \cdot 10^{-6} = 5,66 \text{ W} \quad (\text{III.11})$$

L'aire géométrique du cycle est obtenue par intégration après séparation de celui- en deux branches après avoir procédé à une translation selon l'axe des inductions pour éviter les valeurs négatives de celle-ci

III.5. Conclusion

Au terme de ce chapitre nous avons pu établir le lien entre les pertes magnétiques dans le fer et l'induction de crête.

L'examen des cycles d'hystérésis révèle une grande différence de forme avec le niveau de l'induction maximale.

Nous avons confirmé nos résultats avec des calculs basés sur les aires du cycle d'hystérésis pour certaines valeurs de l'induction. Nous avons explicité la manière de faire pour l'induction caractéristique de 1T crête, réputée être une induction de référence pour les tôles magnétiques.

Notons aussi que la masse de notre noyau est de 2.315 kg, ce qui nous donne des pertes spécifiques de 2.45 W/kg ce qui une valeur tout-à-fait correcte pour le genre de matériau étudié.

Conclusion générale

A l'issue de notre travail nous avons pu déterminer à travers le présent mémoire les principales caractéristiques d'un circuit magnétique en fer destiné à des travaux pratiques de pédagogie en laboratoire.

Pour accomplir cette tâche nous avons effectué une recherche bibliographique sur les notions de base de magnétisme à différentes échelles permettant, dans un souci de compréhension du comportement des matériaux ferromagnétiques. Ces connaissances nous ont permis de confectionner notre montage expérimental.

La disponibilité d'un logiciel pouvant transférer les données depuis un oscilloscope à mémoire vers un micro ordinateur nous a été d'une grande utilité. Nous avons pu ainsi observer les formes des inductions et apprécier les effets de la saturation et la non-linéarité des phénomènes magnétiques.

Ces mesures nous ont permis de tracer les courbes de l'induction et du champ magnétique on utilisant un logiciel Origin et calculé les pertes magnétiques pour différentes valeurs de l'induction crête à l'aide d'une application Excel.

Nous avons pu constater que l'allure du champ se déforme et perd son caractère sinusoïdal pour les inductions de crête élevées.

Nous avons aussi confirmé que les pertes magnétiques évoluaient de façon pratiquement linéaire avec le carré de l'induction maximale.

Bibliographie

[1] BRISSONNEAU, P.

« Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique. »

Editions Hermès, Paris 1997.

[2] BOURRAI, O ; SADAoui, A.

« Étude des pertes fer dans les circuits magnétiques de transformateurs monophasés. », mémoire de fin d'études d'Ingénieur d'Etat en Electrotechnique, faculté de génie électrique et d'informatique, Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, 2011.

[3] LEGHLID, G.

« Effet de la contrainte thermique sur les caractéristiques des tôles Fe-Si utilisées dans les circuits magnétiques des machines électriques. », mémoire de fin d'études d'Ingénieur d'Etat en Electrotechnique, faculté de génie électrique et d'informatique, Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, 2010.

[4] LABEGUERIE, P.

« Les matériaux magnétiques en hyperfréquences : des ferrites aux Meta matériaux, Concept et Application en Electrotechnique » CLEFS CEA-N°56- HIVER, 2007-2008.

[6] DUBOIS, M.

Cours « Matériaux de l'électrotechnique », IGEE 403, 2006

Institut en Génie de l'Energie Electrique. Canada.

[7] CORREVON, M.

« Systèmes Electromécaniques » Cours de la Haute Ecole Spécialisée de Suisse Occidentale (HES.SO)

[8] FRANCAIS, O.

« Introduction aux circuits magnétiques », Cours de l'Ecole Supérieure d'Ingénieur en Electronique et Electrotechnique ESIEE – Amiens, 2000.

[9] MOHSINE, Y.

« Application du magnétisme de l'environnement pour la caractérisation de l'état d'Evolution et/ou de Dégradation des sols. Application aux Sous Bassin Versants de Mezguida et Azzouz de Bouregreg.», Thèse de doctorat en Radiochimie et Magnétisme de l'Environnement, faculté des sciences, Rabat, 2009.

[10] MIOUAT, A.

« Identification- optimisation paramétrique et quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux. », mémoire de magister en électrotechnique, faculté des sciences de l'ingénieur, département d'électrotechnique, université de Batna, 2006.

[12] COUDERCHON, G.

« Alliages Magnétiques Doux » Technique de l'Ingénieur Dossier M350. EDP Editions 1998

[13] GAUTHIER, J-Y.

« Modélisation des Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques pour la Conversion d'Energie dans les Actionneurs et leur Commande » Thèse de Doctorat en Automatique, Université de Franche Comté, 2007

[14] CHOUBANE, K ; HAMMACHE, T ; HAMMUODA, A.

« Caractérisation de la tôle magnétique en vue du calcul du champ magnétique dans un moteur asynchrone : cas d'un moteur Electro-Industries », mémoire de fin d'étude d'Ingénieur en électrotechnique, faculté de génie électrique et d'informatique, Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, 2008.

[15] SULTAN, B.

« Détection magnétique de matériaux Enterrés », thèse de doctorat en génie informatique, automatique et traitement du signal, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2009.

[16] BENDIF, N ; BOUDISSA, M ; SAIDANI, K.

« Caractérisation des tôles magnétiques utilisées dans la construction des machines électriques. », mémoire de fin d'études d'ingénieur d'état en électrotechnique, faculté de génie électrique et d'informatique, Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, 2008/2009.

[17] GIVORD, D.

« Principaux axes de recherche, contribution française dans le contexte international, propositions d'actions », rapport rédigé sous la responsabilité du laboratoire Louis Néel, CNRS, 166X, 38042-Grenoble cedex.

[18] ROUABHIA, A.

« Étude ab initio des propriétés structurales et magnétiques des anti pérovskites Fe₃MC (M= Zn, Al, Ga et Sn). », mémoire de fin d'étude de Magister, faculté des sciences, université des sciences et de la technologie d'Oran- Mohamed Boudiaf, 2010.

[19] BENABOU, A.

« Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ. », thèse de doctorat en génie électrique, école doctorale des sciences pour l'ingénieur, Université Lille I, 2002.

[20] GIMENO, A.

« Contribution à l'étude d'alternateurs automobiles : caractérisation des pertes en vue d'un dimensionnement optimal. », thèse de doctorat en Technologie de l'information et des systèmes, Université de Technologie de Compiègne, 2011.

[21] ALHASSOUN, Y.

« etude et mise en œuvre de machines à aimantation induite fonctionnant à haute vitesse. », thèse pour obtenir le grade de doctorat, spécialité : génie électrique, TOULOUSE, 2005.

[22] « circuits magnétiques » Cours de l'Ecole Nationale Supérieure Et ses Applications (ENSEA), Cergy-Pontoise 2009-2010.

[23] CYR, C.

« Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques. », Thèse de doctorat, Faculté des Etudes Supérieures de l'Université de Laval, Québec, 2007.

[24] SEDKAOUI, L.

« Etude des pertes magnétiques dans les tôles de transformateurs en relation avec la forme de l'induction magnétique. » Mémoire de Magister en électrotechnique, faculté de génie électrique et d'informatique université de Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2012.