

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOULOU D MAMMERI DE TIZI-OUZOU



FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET D'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

MEMOIRE DE MAGISTER EN ELECTROTECHNIQUE

OPTION : Machines Electriques

Présenté par

SEDKAOUI Lynda

Thème

Etude des pertes magnétiques dans les tôles de transformateurs en relation avec la forme de l'induction magnétique

Soutenu publiquement le 18 octobre 2012 devant le jury composé de :

Mr	BENAMROUCHE	Nacereddine	Professeur, UMMTO	Président
Mme	BITAM-MEGHERBI	Ferroudja	Maître de Conférences A, UMMTO	Rapporteur
Mr	RACHEK	M'hemed	Maître de Conférences A, UMMTO	Examineur
Mr	BOUHRAOUA	Mustapha	Maître de Conférences B, UMMTO	Examineur

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer mes remerciements à madame Ferroudja BITAM-MEGHERBI, Maître de Conférences classe A au Département d'Electrotechnique pour l'encadrement qu'elle m'a assuré et ses précieux et judicieux conseils qu'elle n'a cessé de me prodiguer tout au long de ce mémoire.

J'adresse mes remerciements au Professeur Nacereddine BENAMROUCHE, Président du Comité Scientifique du Département d'Electrotechnique et Directeur du Laboratoire des Technologies Avancées du Génie Electrique (LATAGE) qui a accepté de présider le jury de soutenance.

Je remercie également Monsieur M'hemed RACHEK, Maître de Conférences classe A au Département d'Electrotechnique qui a accepté de faire partie du jury de soutenance.

Monsieur Mustapha BOUHERAOUA, Maître de Conférences classe B au Département d'Electrotechnique a accepté d'être examinateur, qu'il trouve ici l'expression de mes sincères remerciements.

Mes remerciements vont également à Mademoiselle Rahma Kachenoura, Maître Assistante classe A au Département d'Electrotechnique pour m'avoir fait profiter de ses conseils lors de l'utilisation du logiciel Matlab. Je la remercie aussi pour son accueil avec sourire et gentillesse.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à ma très chère famille que je remercie infiniment de m'avoir tout donné, en particulier ma très chère mère pour sa patience, sa compréhension et ses sacrifices, mes frères Djamel et Tayeb, ma sœur Safia et son mari Samir et particulièrement à ma très chère Taous, sans oublier tous mes amis (es)

LYNDA

Table des matières

Introduction générale.....	1
I.1. Introduction	3
Chapitre I : Connaissances de base sur les matériaux ferromagnétiques	
I.2. Propriétés des matériaux ferromagnétiques.....	3
I.3. Principaux types de matériaux ferromagnétiques doux usuels.....	4
I.4. Tôles ferromagnétiques utilisés dans les transformateurs.....	5
I.4.1. Alliages métalliques.....	6
I.4.2. Ferrites doux.....	7
I.5. Aimantation des matériaux ferromagnétiques.....	8
I.5.1. Aimantation en champ magnétique statique et hystérésis magnétique.....	9
I.5.2. Aimantation en champs tournants.....	12
I.6. Les pertes magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques.....	13
I.6.1 Expression générale des pertes	14
I.6.2. Les pertes en régime statique.....	14
I.6.3. Les pertes par dynamique de parois	15
I.6.4. Les pertes par courants de Foucault	17
I.7. Conclusion.....	18

Chapitre II : Etat de l'art des pertes magnétiques dans les tôles pour Transformateurs

II.1. Introduction.....	19
II.2. Modélisation des pertes magnétiques en champ alternatif.....	19
II.2.1. Modèle classique : Equation de diffusion (Courants induits macroscopiques).....	19
II.2.2. Approche de Steinmetz (1892)	21
II.2.3. Modèle de Pry et Bean (1958).....	21
II.2.4. Principe de séparation des pertes : Modèle de Bertotti (1988)	22

II.2.4.1. Les pertes quasi- statiques ou pertes par hystérésis	23
II.2.4.2. Les pertes classiques	23
II.2.4.3. Pertes en excès.....	23
II.3. Méthodes de prédiction des pertes magnétiques.....	24
II.3.1. Approches basées sur le concept de séparation des pertes.....	24
II.3.2. Approches empiriques basées sur l'équation de Steinmetz.....	29
II.3.3. Approches basées sur les modèles d'hystérésis	34
II.4. Modélisation des pertes magnétiques en champ tournant.....	38
II.5. Conclusion.....	40

Chapitre III : Détermination des pertes magnétiques : étude expérimentale et théorique

III.1. Introduction	42
III.2. Dispositif expérimental.....	42
III.2.1. Présentation du cadre d'Epstein utilisé.....	43
III.2.2. Mesure des pertes magnétiques	44
III.2.3. Echantillons de tôles étudiées.....	45
III.3. Résultats expérimentaux.....	46
III.3.1. Caractérisation des échantillons de tôles FeSi-GO en régime d'induction sinusoïdal.....	46
III.3.1.1. Caractéristiques d'aimantation	46
III.3.1.2. Perméabilités magnétiques relatives.....	46
III.3.1.3. Visualisation des cycles d'hystérésis	47
III.3.1.4. Mesure des pertes magnétiques	51
III.3.1.5. Discussion et interprétation des résultats expérimentaux	52
III.4. Caractérisation des tôles FeSi-GO en présence des harmoniques.....	53
III.4.1. Définitions et expressions mathématiques.....	53
III.4.2. Taux d'harmoniques du champ magnétique et de l'induction magnétique.....	54
III.4.2.1. Taux de distorsion harmonique individuel.....	54

III.4.2.2. Taux de distorsion harmonique total.....	57
III.4.2.3. Discussion et interprétation des résultats.....	58
III.5. Etude théorique des pertes magnétiques.....	59
III.5.1. Prédiction des pertes magnétiques en régime sinusoïdal.....	59
III.5.2. Prédiction des pertes magnétiques en régime non sinusoïdal.....	66
III.6. Conclusion.....	68
Conclusion générale.....	70
Références bibliographiques.....	71

Les matériaux magnétiques doux représentent un composant de base des machines électriques dont il faut de plus en plus maîtriser le comportement pour répondre à des contraintes économique, environnementale et de sûreté de fonctionnement. Dans les machines électriques, ces matériaux sont soumis à des sollicitations extrêmes qui sont très différentes des conditions de caractérisation habituelles ou normalisées. Ainsi, outre la fréquence de travail qui peut varier, le matériau est soumis à des formes d'ondes très diverses qui sont imposées par l'alimentation du circuit mais aussi générées par la saturation du matériau, la géométrie du circuit magnétique, les fuites,...etc. [1-3].

Les deux principaux phénomènes pris en considération au niveau du matériau lors de la conception des machines électriques sont l'aimantation et les pertes magnétiques. Pour concevoir une machine électrique performante, il faut disposer d'un matériau dont l'aimantation est importante pour une faible excitation et dont les pertes magnétiques sont faibles. Les caractéristiques standard sont alors insuffisantes pour prédire le comportement du circuit magnétique. Ainsi, l'évaluation préalable des pertes magnétiques reste aujourd'hui un problème délicat que les constructeurs de dispositifs électriques contournent par l'utilisation de facteurs correctifs empiriques [4,5]. La prédiction des pertes magnétiques (pertes fer), fait partie des problèmes scientifiques qui nécessitent différentes approches et qui concernent plusieurs domaines de la physique, qui vont de l'étude microscopique des interactions au niveau de la matière des éléments constitutifs de l'alliage, jusqu'à l'étude macroscopique du comportement des matériaux magnétiques lorsqu'ils sont intégrés dans un ensemble de conversion d'énergie [6-8].

Dans les transformateurs et comme dans toutes les machines électriques, la conversion d'énergie n'est pas parfaite et il est le siège de pertes. Ces pertes sont classifiées de différentes façons. Il est en effet possible de les différencier selon le mode de fonctionnement ou le domaine physique dans lequel elles interviennent. Dans le premier cas, on parle des pertes à vide et en charge et dans le deuxième cas on parle des "pertes fer" dans le noyau ferromagnétique et les "pertes cuivre" dans les enroulements. Cependant, les "pertes fer" occupent une grande importance dans les pertes d'un transformateur [9,10].

Lors de l'utilisation des tôles magnétiques pour la fabrication des transformateurs, il est indispensable de disposer de méthodes de caractérisation qui sont représentatives

des performances du matériau et acceptées par le producteur et l'acheteur du matériau. Ces méthodes doivent présenter une sensibilité maximale à la propriété mesurée et une reproductibilité suffisante pour une éventuelle standardisation. Les caractéristiques de base qu'il faut chercher à établir dans toute étude sur ces tôles magnétiques sont une perméabilité magnétique très élevée pour une haute induction à saturation. Le cycle d'hystérésis doit être le plus étroit possible afin de minimiser les pertes magnétiques. Ces caractéristiques sont recherchées pour la réalisation d'un transformateur présentant une efficacité élevée [11].

Dans ce mémoire, nous nous intéressons à l'étude des pertes magnétiques dans les tôles magnétiques fer-silicium à grains orientés (FeSi-GO) utilisées dans les transformateurs en tenant compte de la forme de l'induction magnétique. Les pertes sont d'abord étudiées expérimentalement. Nous utilisons ensuite deux modèles théoriques pour la prédiction des pertes magnétiques en utilisant le logiciel Matlab. Le premier est le modèle de séparation des pertes de Bertotti, utilisé en champ sinusoïdal. Le deuxième modèle, représentant une extension du modèle de Bertotti, est utilisé pour la prédiction des pertes magnétiques en champ non sinusoïdal. Les paramètres utilisés dans les deux modèles et qui sont liés à la structure du matériau, sont déterminés expérimentalement.

Le chapitre I traite des connaissances de base des matériaux ferromagnétiques doux utilisés dans la construction des machines électriques. Les mécanismes d'aimantation et de production des pertes magnétiques sont décrits.

Le deuxième chapitre présente l'état de l'art des différentes études menées sur la prédiction des pertes magnétiques dans les tôles pour transformateurs.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude expérimentale des pertes magnétiques dans les tôles FeSi-GO. Les pertes déterminées à partir des deux modèles théoriques, décrits brièvement plus haut, sont comparées à celles obtenues expérimentalement.

Nous terminons notre travail par une conclusion générale dans laquelle nous rassemblons nos principaux résultats. Nous y donnons également les différentes perspectives ouvertes par notre travail.

I.1. Introduction

Ce chapitre présente les bases nécessaires à l'étude des matériaux ferromagnétiques doux. Le comportement des matériaux ferromagnétiques doux employés pour canaliser le flux dans les machines électriques est expliqué à l'aide de la théorie des domaines magnétiques de Weiss [4, 12,13]. Les deux principaux phénomènes pris en considération au niveau du matériau lors de la conception des machines électriques sont l'aimantation et les pertes magnétiques. Pour concevoir une machine électrique performante, il faut disposer d'un matériau dont l'aimantation est importante pour une faible excitation et dont les pertes magnétiques sont faibles. Nous allons présenter dans ce qui suit les notions théoriques de base sur l'aimantation et les pertes magnétiques des matériaux ferromagnétiques. Nous allons rappeler les différentes composantes des pertes magnétiques. Dans un matériau magnétique, les pertes magnétiques (également appelées pertes fer) dépendent de la forme d'onde de l'induction, du niveau d'induction [1,2], de la fréquence [6,14] et de la température de fonctionnement [15,16]. Les mécanismes de production des pertes magnétiques sont décrits par différents modèles.

I.2. Propriétés des matériaux ferromagnétiques

L'utilisation d'un matériau ferromagnétique dans une machine électrique vise à canaliser le flux magnétique pour maximiser la conversion d'énergie. Ces matériaux sont classés sur la base de leur comportement en présence d'un champ magnétique d'excitation. Cette réaction est mesurée par l'induction qui est la quantité de flux magnétique par unité de surface. L'équation permettant de relier l'induction au champ magnétique est :

$$B = \mu_0 \mu_r H \quad (\text{I.1})$$

où :

B est l'induction magnétique (T) ;

μ_0 est la perméabilité magnétique du vide qui vaut $4\pi \cdot 10^{-7}$ (H/m) ;

μ_r est la perméabilité magnétique relative ;

H est le Champ magnétique (A/m).

La relation (I.1) permet de remarquer que l'induction pour un champ magnétique donné est d'autant plus grande que la perméabilité relative est élevée. Cette propriété est

recherchée et exploitée lors de la réalisation du circuit magnétique d'une machine électrique. Lorsque la perméabilité du matériau augmente, la force d'attraction des lignes de champ dans le matériau augmente et concentre le champ. Pour cela, seul le matériau ferromagnétique peut canaliser les lignes du champ grâce à sa perméabilité relative [17,18]. Les matériaux ferromagnétiques doux peuvent être aimantés à l'aide de champs magnétiques faibles. Ils sont utilisés dans les différents dispositifs électriques (transformateurs, inductances, électroaimants, relais).

I.3. Principaux types de matériaux ferromagnétiques doux usuels

Il existe deux principaux types de matériaux ferromagnétiques doux permettant de limiter les courants de Foucault dans les applications où l'induction est variable : les matériaux faits de tôles isolées et les matériaux faits de poudre de fer dont les particules sont isolées. Les premiers sont les plus répandus dans les applications à basse fréquence qui représentent la plus grande partie du marché en termes de tonnage. Ils sont généralement à base de Fer, de Nickel et de Cobalt (plus d'autres éléments additionnels, dans la réalisation des alliages afin d'être économiques et performants) qui sont les trois principaux éléments simples ferromagnétiques à l'état naturel [19, 20, 21]. Les seconds sont les plus utilisés aux fréquences élevées. Dans les filtres des étages continus et dans les culasses de rotor à aimants, les matériaux massifs peuvent être utilisés (généralement des aciers faiblement alliés) [5,11].

Les matériaux ferromagnétiques doux usuels peuvent être classés en fonction de leur structure et de leurs constituants suivant le diagramme de la figure I.1.

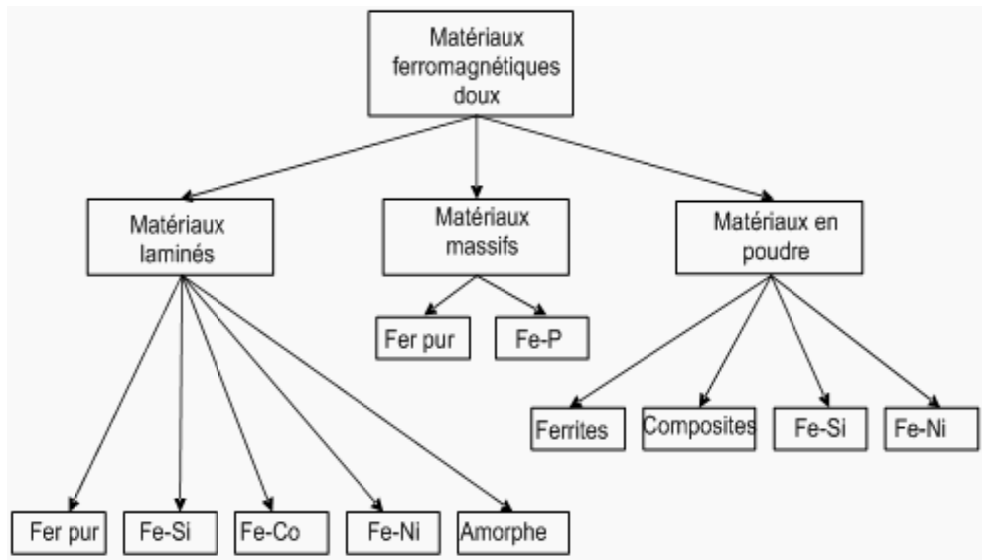


Fig. I.1. Classification des principaux types de matériaux ferromagnétiques doux [5].

I.4. Tôles ferromagnétiques utilisés dans les transformateurs

On peut distinguer trois types d'alliages à base de fer avec addition de silicium, de nickel, de cobalt et avec trois modes de préparation :

- Tôles obtenues par laminage à froid et découpées, on réalise ensuite soit des profils découpés qui seront empilés, soit des circuits enroulés (coupés en circuits dits en C ou en E, soit non coupés tels que les tores).
- Tôles amorphes obtenues par trempe très rapide à environ 10^6 °C/s d'un alliage contenant jusqu'à 70-80 % de Fer, de Nickel ou de Cobalt et 20-30 % de métalloïdes (Bore, Phosphore, Silicium, Carbone,...etc). On obtient ainsi un mince ruban d'épaisseur 20-30 μ m [11,19]. Les alliages amorphes (comme par exemple le matériau amorphe dont la composition est $Fe_{18}B_{13}Si_9$) ont des inductions à saturation comprises entre 0.5 et 1.7 T avec des valeurs de la magnétostriction qui peuvent être voisines de zéro jusqu'à atteindre $35 \cdot 10^{-6}$. Ce grand éventail des propriétés magnétiques fait que les alliages amorphes peuvent, pour certaines applications, rentrer en concurrence avec les tôles classiques [22]. L'induction de travail ne peut guère dépasser 1,7 T, ce qui est faible par rapport aux valeurs obtenues dans les transformateurs de distribution classiques (1,8 T ou plus). Ils sont utilisés dans les transformateurs de distribution de moyenne puissance, dans le domaine des basses fréquences. Il faut cependant remarquer que, dans les pays où l'énergie est chère, il y a une tendance à faire travailler les tôles Fe-Si classiques à des

niveaux d'induction plus faibles pour réduire les pertes magnétiques. Dans ces cas, un niveau de 1,4 T des amorphes est acceptable.

- Tôles nanocristallines : ce sont des tôles amorphes ayant subi un traitement thermique qui a fait cristalliser une partie du matériau en grains cristallins de 10 à 15 nm de diamètre. Le pourcentage d'atomes de fer, de nickel ou de cobalt peut être porté à 80 % dans ce type de tôles. Les nanocristallins permettent la réalisation des transformateurs permettant de véhiculer les puissances élevées des alimentations à découpage que permettent les nouveaux semi-conducteurs de puissance tels les IGBT.

I.4.1. Alliages métalliques

a) Alliages fer-silicium (Fe-Si)

Il existe un large éventail de qualités qui diffèrent par la teneur en silicium qui est inférieure à 3,2%, limite au-delà de laquelle on ne peut plus laminier à froid. Les tôles fer-silicium, dites à grains orientés (GO), servent presque exclusivement à la construction des transformateurs [23]. Elles n'ont jamais cessé, de progresser sur le plan des performances magnétiques et font figure, aujourd'hui, de matériaux nobles. Dans ces tôles, les cristaux qui sont assez gros, ont pratiquement tous la même orientation [24]. La texture des alliages FeSi atteint maintenant un degré de perfection inégalé dans l'ensemble des produits industriels, et atteint les qualités les plus performantes [4, 11, 21, 25]. Il en résulte une direction de facile aimantation parallèle à la direction de laminage très fortement privilégiée. La structure en domaines comprend de nombreuses parois de Bloch sensiblement parallèles à la direction de laminage, ce qui entraîne des mécanismes d'aimantation facile et de faibles pertes.

Le choix de l'épaisseur des tôles ou des bandes est conditionné par la fréquence de travail et le niveau de pertes désiré. Les épaisseurs des tôles FeSi-GO varient de 0.3 mm à 0.23mm dans les applications à basse fréquence et jusqu'à 0.05mm dans les applications à moyenne fréquence. L'épaisseur la plus courante est 0.1mm qui convient particulièrement à une utilisation dans la gamme de fréquence 400 Hz [4].

Des alliages enrichis en silicium notamment l'alliage Fe-6,5%Si sont rapidement apparus et sont aujourd'hui largement utilisés dans la production, le transport et l'utilisation de l'énergie électrique. Ceci permet de miniaturiser et d'alléger les dispositifs

et systèmes électriques tout en préservant les performances et tout en augmentant les fréquences de fonctionnement [11,26].

b) Alliages fer-nickel (Fe-Ni)

Alors que le fer-silicium se présente habituellement comme un produit sidérurgique de grande consommation, les alliages fer-nickel sont des produits plus délicats, élaborés avec les plus grands soins à tous les stades de la fabrication. Ils trouvent leurs applications essentielles dans les champs magnétiques faibles ou moyens. Tous les alliages fer-nickel utilisés ont donc une concentration en nickel comprise entre 30 et 80%. Ces alliages sont très malléables et on peut les laminier jusqu'à de très faibles épaisseurs allant de 5 à 10 μ m. En modifiant la composition de l'alliage, et en jouant sur la texture de recristallisation, on peut ainsi obtenir tout un éventail de propriétés magnétiques intéressantes [4,20].

c) Alliages fer-cobalt (Fe-Co)

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 [4,20].

I.4.2. Ferrites doux

Les ferrites spinelles constituent un groupe d'oxyde de fer de formule générique $MeFe_2O_4$ où Me représente un métal de transitions divalentes ou une combinaison d'ions métalliques. Plus les fréquences sont basses, plus la perméabilité du ferrite est élevée et plus on montera en fréquence, plus on sera obligé de choisir des ferrites à faible perméabilité. Ces limitations sont principalement dues aux mécanismes d'aimantation propres à ces matériaux. Suivant la gamme de fréquence, on utilise [27] :

- Les ferrites spinelles de manganèse-zinc (Mn-Zn) de 10 kHz à 1.5 MHz. Leurs aimantations sont parmi les plus élevées des ferrites (jusqu'à 0.6 T) mais leurs résistivités électriques sont les plus faibles des ferrites. Actuellement, la production mondiale est destinée aux ferrites pour les alimentations à découpage qui fonctionnent entre 30 et

500kHz. Les ferrites de puissance sont optimisés au fur et à mesure de l'évolution des applications. Cette optimisation est surtout fonction de la gamme de fréquence mais aussi de la température et de l'induction de fonctionnement.

- Les ferrites spinelles de nickel-zinc (Ni-Zn) de 1 à 500 MHz. Les aimantations sont plus modestes mais les résistivités atteignent $10^6 \Omega\text{m}$, ce qui en fait des matériaux adaptés pour des fonctionnements à très haute fréquence [27].

I.5. Aimantation des matériaux ferromagnétiques

Un matériau ferromagnétique est un matériau qui, à l'échelle macroscopique, acquiert une forte aimantation sous l'action d'un champ faible et qui possède, à l'échelle mésoscopique, un moment magnétique spontané et cela même en l'absence de champ magnétique appliqué. Cette organisation des moments magnétiques implique qu'il existe des interactions d'échange entre ces moments, capables de s'opposer au désordre que tend à produire l'agitation thermique. Les propriétés ferromagnétiques dépendent de la température. Expérimentalement, on mesure la valeur de l'induction rémanente d'un matériau en fonction de la température. On note alors qu'elle s'annule à partir d'une certaine température dite température de Curie. Quand la température augmente, l'aimantation spontanée de ces corps disparaît brutalement [4,7,12].

Afin de minimiser son énergie globale, un échantillon ferromagnétique se subdivise spontanément en petits volumes élémentaires dits domaines magnétiques élémentaires ou domaines de Weiss dont le volume est environ de 10^{-2} à 10^{-6} cm^3 . Chaque domaine est aimanté à saturation dans une direction de faible aimantation qui diffère de celle des domaines voisins, si bien que l'aimantation résultante du matériau peut être nulle. Deux domaines adjacents sont séparés par une couche de transition appelée paroi de Bloch, à l'intérieur de laquelle l'aimantation tourne progressivement de la direction facile du premier domaine vers celle du deuxième domaine. Dans les structures cubiques comme le fer, les directions faciles imposent des parois à 180° et à 90° [28].

L'origine physique de la structure de Weiss est un équilibre entre les différentes énergies à l'intérieur du matériau. Ces principales énergies sont [7,29-31]:

- **L'énergie d'échange** : elle résulte de l'interaction des moments magnétiques. Elle passe par un minimum lorsqu'ils sont colinéaires, ce qui conduit à un état stable. Vu que les moments magnétiques dans les parois de Bloch ne sont pas parallèles, cette énergie est plus importante dans les parois que dans les domaines.

- **L'énergie d'anisotropie magnétocristalline** : elle représente l'énergie nécessaire pour orienter les moments magnétiques atomiques vers la direction du champ d'excitation extérieur, suivant les directions des axes cristallographiques. La direction suivant laquelle elle est minimale est dite direction de facile aimantation. Pour le fer, qui cristallise dans le système cubique centré, les directions de facile aimantation sont les arêtes du cube, et l'énergie d'anisotropie s'écrit :

$$E_{ani} = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) \quad (I.2)$$

où $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ sont les cosinus directeurs de l'aimantation par rapport aux axes cubiques ; $K_1 = 4.8.10^4 \text{ J/m}^3$ et $K_2 = 5.103 \text{ J/m}^3$ sont les constantes d'anisotropie du matériau, elles dépendent de la température et de la composition des alliages [31].

Une variation maximale de l'aimantation à la saturation est observée entre les directions cristallographiques $\langle 111 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$. Ainsi, un monocristal de fer (système cubique centré), s'aimante plus facilement dans la direction $\langle 100 \rangle$ et plus difficilement dans la direction $\langle 111 \rangle$.

- **L'énergie magnétostatique** : elle résulte des interactions entre les moments magnétiques et le champ local. Ce champ local est la composition du champ démagnétisant interne (créé par les atomes voisins et les inclusions non magnétiques) et du champ magnétique extérieur.

- **L'énergie magnétostrictive** : On appelle énergie magnétostrictive, l'énergie élastique associée aux déformations et aux 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.5.1. Aimantation en champ magnétique statique et hystérésis magnétique

Dans un matériau isotrope, les aimantations des domaines sont orientées dans les directions de facile aimantation et en l'absence de champ extérieur, à l'échelle de plusieurs domaines l'aimantation moyenne est nulle. Cet état est dit état désaimanté

(figure I.2). Lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué au système, on fournit une énergie qui tend à aligner les moments magnétiques. Les domaines, dont l'aimantation est dans le même sens que celui du champ extérieur, vont croître en volume au détriment des autres domaines. Ceci se traduit par un déplacement des parois de Bloch au sein du matériau.

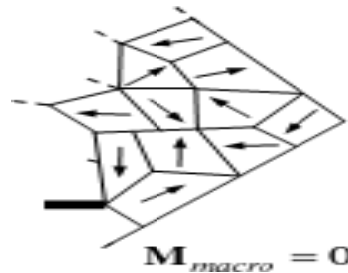


Fig. I.2. Etat désaimanté d'un matériau ferromagnétique [3].

Les parois de Bloch rencontrent, au cours de leurs déplacements, de nombreuses imperfections (défauts) qui agissent comme des points d'ancrage. Ces imperfections sont, entre autres, dues à des impuretés non magnétiques (carbures, nitrures,...etc) et ferromagnétiques (cémentite) ainsi qu'aux contraintes de dislocation, de joints de grains et de traitements métallurgiques. Ces points particuliers constituent des sites d'ancrage et donc, d'un point de vue énergétique, des puits de potentiel pour les parois. Ce phénomène d'accrochage des parois contribue majoritairement au processus d'aimantation hystérétique. On définit par $M(H)$ la loi de comportement hystérétique du matériau qui va décrire la courbe de première aimantation tant que le champ H sera croissant :

- Au fur à mesure que le champ augmente, les parois de Bloch ont d'abord un mouvement dit élastique réversible. L'énergie est insuffisante pour franchir la barrière de potentiel créée par le défaut. Le matériau peut donc retourner à son état magnétique initial si le champ appliqué est annulé.

- Lorsque l'énergie du système devient suffisante pour franchir la première barrière de potentiel, le mouvement des parois devient irréversible. Le matériau ne peut donc pas retourner à son état magnétique initial même si on annule le champ appliqué. L'aimantation résiduelle est dite aimantation rémanente M_r due au fait que les domaines ne peuvent revenir à leurs positions initiales. Pour annuler cette aimantation, il faudrait donc fournir une énergie pour forcer les domaines à revenir à leurs positions initiales et

cela en appliquant un champ magnétique de sens inverse à celui qui a engendré l'aimantation rémanente, ce champ est dit champ coercitif H_c .

Tous les moments spontanés de tous les domaines sont orientés dans le même sens, comme si le matériau n'est qu'un seul domaine. Cependant l'aimantation globale du matériau n'est pas colinéaire avec le champ appliqué.

Enfin, en appliquant un champ très intense, les moments magnétiques des derniers domaines s'orientent parallèlement au champ : c'est la saturation magnétique à laquelle correspond l'aimantation à saturation M_s . Cependant, il est très difficile de faire disparaître ces derniers domaines qui s'accrochent aux joints de grains, aux limites de l'échantillon, aux impuretés et à tous les défauts du réseau cristallin. L'approche à la saturation est donc très lente et pratiquement réversible dans la mesure où cette saturation est réalisée par le mécanisme des rotations cohérentes. En réalité, on ne peut atteindre la saturation que pour des champs magnétiques accessibles seulement au niveau des laboratoires de recherche mais non pas dans les machines industrielles [31].

En l'absence de phénomène d'hystérésis, donc dans un matériau idéal sans impuretés où le déplacement des parois de Bloch est réversible (sans pertes), la loi de comportement magnétique du matériau est la courbe anhystérétique représentée sur la figure I.3 [3].

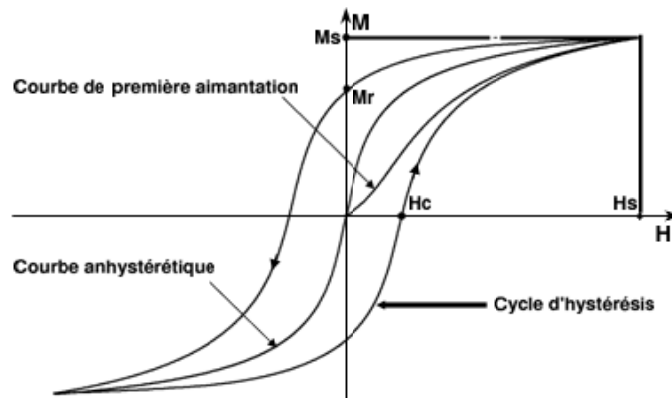


Fig. I.3. Cycle d'hystérésis et courbe de première aimantation.

La forme de ce cycle dépend de la nature du matériau, des processus d'aimantation et d'induction et de la géométrie de l'échantillon. Enfin, il se déforme en fonction des conditions de flux et de fréquence (figure I.4). L'hystérésis observée en régime quasi statique (i.e. fréquence très faible tendant vers 0) est appelée hystérésis statique, elle

dépend de la géométrie (en particulier de la pente caractéristique de la courbe anhystérétique), mais surtout de la qualité et de l'histoire du matériau. Les déformations caractéristiques des cycles, observées en régime dynamique, sont regroupées dans un terme générique : l'hystérésis dynamique. Cette dernière est essentiellement due aux processus d'aimantation et de diffusion et dépend donc fortement de la géométrie et des variations de champ. La première hystérésis est à rapprocher des pertes dites quasi-statiques, quant à l'hystérésis dynamique, elle donne lieu aux autres pertes induites dynamiquement [32].

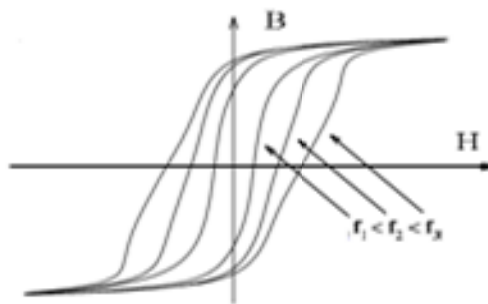


Fig. I.4. Gonflement du cycle d'hystérésis en régime dynamique.

I.5.2. Aimantation en champs tournants

Une approche différente est nécessaire quand, l'amplitude du champ reste constante et son orientation varie dans le temps. Ce cas se rencontre par exemple à la jonction des circuits magnétiques des transformateurs triphasés et dans la denture des machines tournantes. Les signaux qui parcourent les éléments de ces circuits, utilisant des matériaux magnétiques, subissent une distorsion, du fait que $B(H)$ n'est pas une fonction linéaire [33].

On désigne par aimantation en champ tournant un régime dynamique, qui se traduit par un déphasage dans l'espace entre le champ d'excitation H et l'aimantation M ; le retard angulaire ω de M par rapport à H rend compte des pertes. Les mécanismes d'aimantation dynamique et les pertes associées sont alors fondamentalement de même nature qu'en régime sinusoïdal unidirectionnel, mais avec une répartition statistique en domaines spécifiques de l'aimantation tournante. On observe donc des phénomènes d'hystérésis et des pertes originales [4, 31,33].

- **En champs faibles (M/M_s inférieur ou égal à 0.1) :** les pertes en champ tournant dans une tôle de type fer silicium, isotrope, représentent deux fois les pertes en régime d'aimantation unidirectionnelle. Seules les parois les plus mobiles participent à l'aimantation et un comportement linéaire constitue une bonne approximation. Le matériau se comporte comme s'il était le siège de deux aimantations sinusoïdales en quadrature et indépendantes.
- **En champs d'excitation très intenses, près de la saturation (M/M_s est supérieur à 0.9) :** le déphasage entre M et H tend vers zéro. Les pertes en champ tournant décroissent rapidement et tendent vers zéro quand M tend vers M_s alors que les pertes en régime unidirectionnel ne cessent d'augmenter. Ce comportement trouve son origine dans la disparition des parois de Bloch et de l'hystérésis quand on approche la saturation. La décroissance des pertes s'observe pour des champs d'excitation trop intenses pour présenter un intérêt pratique industriel.
- **En champs moyens :** les pertes passent par un maximum, situé dans le cas d'une tôle non orientée en acier au silicium vers M/M_s d'environ 0.75. L'écart entre les pertes en régime tournant et en régime unidirectionnel reste incontestable mais plutôt modeste, de l'ordre de 10 à 25% [4].

I.6. Les pertes magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques

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 [32]. 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 [34]. 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 deux phénomènes physiques principaux à l'origine des pertes magnétiques : les pertes par hystérésis (déplacement de parois de Bloch) et les pertes par courants de Foucault. Il faut toutefois noter que ces pertes ont souvent la même origine, à savoir des courants induits mais à des échelles différentes (microscopique et macroscopique). En effet, les déplacements des parois Bloch entraînent l'apparition de courants induits microscopiques localisés alors que les courants de Foucault sont plutôt liés au fonctionnement en régime dynamique et se développent à l'échelle macroscopique du matériau magnétique [3].

1.6.1 Expression générale des pertes

Lors d'un parcours complet du cycle d'hystérésis, l'énergie fournie au noyau pour les champs magnétiques H croissants est plus importante que l'énergie récupérée pour H décroissants : cette différence constitue les pertes par hystérésis. Ainsi, sur un cycle complet, le milieu extérieur fournit par unité de volume de la matière, le travail [4] :

$$W = \oint H . dB \quad (I.3)$$

Ce travail représente les pertes totales volumiques par cycle et est converti en chaleur par les processus d'aimantation. Sous l'action d'un champ extérieur périodique de fréquence f , la puissance moyenne totale dissipée par le processus hystérétique est :

$$P_h = f \oint H . dB \quad (I.4)$$

Le terme $\oint H . dB$ dépend aussi de la fréquence. Par conséquent, la forme du cycle peut fortement évoluer en régime dynamique. Nous allons décrire dans les paragraphes qui suivent l'origine physique de ces pertes en distinguant le régime statique du régime dynamique.

1.6.2. Les pertes en régime statique

On parle du régime statique en absence de phénomènes dynamiques qui sont dus à l'apparition des courants de Foucault lorsque le matériau est soumis à une excitation fortement variable dans le temps. Les pertes par hystérésis sont donc uniquement liées aux propriétés physiques du matériau et à sa géométrie. Le phénomène d'hystérésis peut

être expliqué par la présence d'impuretés et de défauts au sein du matériau magnétique et par l'existence d'un champ de blocage H_b qui est la composition d'un champ démagnétisant dû à la présence des dipôles magnétiques voisins et le champ extérieur. Ce dernier s'oppose au champ extérieur et c'est ainsi qu'apparaît le retard de l'aimantation M par rapport au champ magnétique H [7].

En effet, il y a une énergie d'interaction mise en jeu entre la paroi en mouvement et chacun des défauts du matériau, si bien qu'en arrivant sur chacun d'eux, la paroi se bloque. Pour surmonter l'action de ces défauts la paroi doit recevoir une énergie suffisamment grande à partir du champ extérieur qui doit être supérieur au champ de blocage [31].

Les déplacements réversibles puis irréversibles et discontinus de parois d'un site d'accrochage à un autre (sauts de Barkhaus), jusqu'à l'obtention d'une structure monodomaine pour des valeurs de H suffisantes, entraîne des pertes ayant pour origine les courants induits microscopiques localisés (figure I.5) [28].

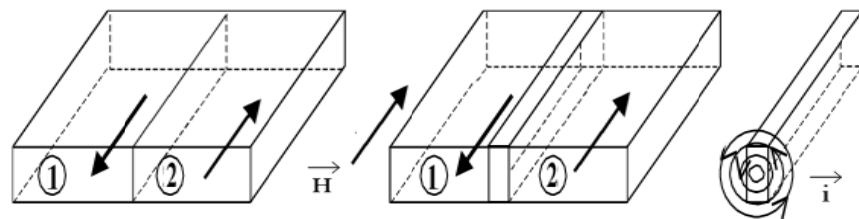


Fig. I.5. Apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois.

On considère deux domaines 1 et 2 séparés par une paroi à 180° (figure I.5), d'aimantations opposées, soumis à un champ extérieur H . Le domaine 2, dont l'aimantation est dans le même sens que le champ extérieur, gagne en volume par saut brusque de la paroi et il y a apparition de courants induits locaux qui s'opposent à la variation brutale de l'aimantation.

I.6.3. Les pertes par dynamique de parois

Lorsqu'un matériau ferromagnétique est soumis à un champ extérieur, celui-ci subit un freinage visqueux dont l'origine est l'apparition de courants induits au voisinage des parois en mouvement au sein de la matière aimantée. Afin de comprendre la dynamique

de parois, H.J. Williams avait mis au point une excellente technique d'observation des domaines et des parois de Bloch par la méthode de Bitter. Il considère des circuits fermés découpés dans des monocristaux à 180°, en alliage Fe-Si (figure I.6) [3,4,7] :

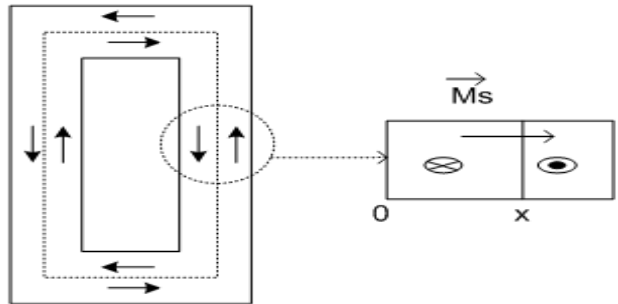


Fig. I.6. Courants de Foucault au voisinage des parois de Bloch à 180°.

La dynamique de cette paroi est régie par l'équation suivante:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \eta [H_{surf}(t) - H_0] \text{ si } H_{surf} > H_0 \\ &= \eta [H_{surf}(t) + H_0] \text{ si } H_{surf} < H_0 \end{aligned} \quad (I.5)$$

où H_{surf} est le champ d'excitation régnant à la surface du système, H_0 un champ seuil qui varie avec la position x de la paroi et η le coefficient de mobilité de la paroi. Dans le cas où $0 < H_{surf}(t) < H_0$, la paroi reste immobile.

L'état d'aimantation du système est entièrement défini par la position x de la paroi. Le coefficient de mobilité η , qu'on peut assimiler au facteur d'amortissement dû aux courants induits, est donné par :

$$\eta = \frac{1}{2\mu_0 M_s \sigma G e} \quad (I.6)$$

où σ est la conductivité électrique et G est une constante de valeur 0,1356. La variation temporelle de l'aimantation totale dans le cadre de largeur l est proportionnelle à la variation temporelle du déplacement (équation I.5) de la paroi :

$$\frac{dM}{dt} = \frac{2M_s}{l} \frac{dx}{dt} \quad (I.7)$$

Dans le cas d'une paroi de Bloch évoluant au sein d'un matériau composé de plusieurs domaines de Weiss, on peut généraliser le modèle d'une paroi isolée donné par

l'équation (I.5) à une paroi subissant l'influence des autres parois qui constituent le matériau magnétique. D'où l'équation régissant le déplacement d'une telle paroi :

$$\frac{dx}{dt} = \eta[H(t) - H_b] \quad (\text{I.8})$$

Le champ seuil H_0 de l'équation (I.5) est remplacé par le champ de blocage H_b . Le champ $H(t)$ agissant localement sur la paroi vérifie l'équation :

$$H(t) = H_{surf}(t) - H_i(t) \quad (\text{I.9})$$

$$H(t) > H_b(x, t) \quad (\text{I.10})$$

Le champ $H_i(t)$ est le champ dû aux courants induits localisés qui sont la conséquence du mouvement des autres parois constituant le matériau magnétique. Ainsi, on montre que le taux de variation du champ surfacique $H_{surf}(t)$ conduit à une force de frottement, assimilable à un amortissement visqueux, qui s'oppose aux mouvements des parois de Bloch.

I.6.4. Les pertes par courants de Foucault

En régime dynamique, en plus des pertes qui trouvent leurs origines dans le processus statique et les courants induits microscopiques, il existe aussi des courants macroscopiques qui se développent dans l'ensemble du système et directement liés à la conductivité du matériau considéré. En régime d'induction variable, le matériau magnétique est le siège de courants induits qui circulent autour des lignes de flux magnétique. La circulation de ces courants qui se fait selon des sections droites dans le noyau (figure I.7) s'oppose à la pénétration du flux et génère des pertes appelées pertes par courants de Foucault.

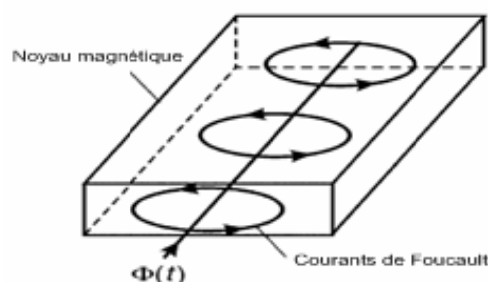


Fig. I.7. Courants de Foucault dans un noyau magnétique.

L'utilisation de matériaux magnétiques à résistivité très élevée, permet de réduire les pertes par courants de Foucault. Pour les matériaux ferromagnétiques, l'addition de quelques pourcentages de Silicium ou de Nickel est efficace pour obtenir une augmentation de la résistivité électrique du métal. Aussi, l'utilisation de ces matériaux sous forme de tôles minces a pour effet de limiter les courants induits macroscopiques dans le matériau [4].

I.7.Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit les matériaux qui nous intéressent en proposant tout d'abord une description simplifiée du ferromagnétisme, puis ensuite une première analyse théorique des processus dynamiques d'aimantation avec dissipation due aux courants induits. La notion d'hystérésis a été explicitée en séparant celle qui est statique de celle qui est dynamique, en proposant des descriptions théoriques trouvées dans la littérature.

Les domaines et les parois sont et seront toujours à l'origine des propriétés magnétiques des matériaux les plus performants. Les matériaux doivent être utilisés nécessairement sous forme de tôles minces ou rubans, d'autant plus minces que la fréquence de travail est plus élevée. Ces matériaux sont le siège de pertes volumiques d'autant plus importantes que leur conductibilité électrique est plus élevée. On comprend relativement bien l'origine physique des pertes magnétiques même si on ne sait pas les prédéterminer avec précision. Des modèles macroscopiques sont étudiés et exploités pour la compréhension et la modélisation des pertes magnétiques dans les tôles de transformateurs par beaucoup d'auteurs (Chapitre II).

II.1. Introduction

Pour étudier l'évolution des pertes magnétiques et les lois physiques qui les régissent, les expérimentateurs ont rationalisé leurs mesures, les deux variables expérimentales d'évolution étant alors la tension (liée à l'induction magnétique et à la fréquence) et le courant d'excitation (lié au champ magnétique). Le flux d'induction magnétique dans les transformateurs peut se diviser en champ alternatif et champ tournant elliptique. Le champ alternatif peut se diviser en champ sinusoïdal et champ non sinusoïdal, en raison de la présence de différents harmoniques.

II.2. Modélisation des pertes magnétiques en champ alternatif

II.2.1. Modèle classique : Equation de diffusion (Courants induits macroscopiques)

On considère une tôle mince magnétique et conductrice, de conductivité électrique σ et dotée d'une loi de comportement magnétique linéaire. La tôle est de dimensions infinies parallèlement à OY et OZ et d'épaisseur e suivant OX. L'origine des axes est choisie dans le plan médian de la tôle (Figure II.1). La tôle est soumise à un champ d'excitation sinusoïdal uniforme qu'on écrit, en notation complexe [4, 7, 35,36] :

$$H = \hat{H} e^{j\omega t} \quad (\text{II.1})$$

où ω désigne la pulsation du champ et \hat{H} son amplitude.

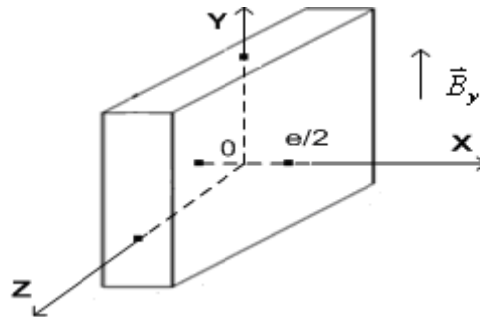


Fig. II.1. Disposition utilisée pour calculer l'onde plane $B_y(x, t)$.

La variation de l'induction crée une force électromotrice qui entraîne l'apparition de courants induits. Ceux-ci créent un champ qui s'oppose au champ d'excitation. La répartition de ce champ dans l'épaisseur de la tôle est non homogène. En effet, le module

de l'induction magnétique B est tel que sur la surface de la tôle, nous pouvons écrire $B_y(e/2, t) = B_y(-e/2, t) = \widehat{B}_s(t)$. L'amplitude de l'induction décroît et son déphasage augmente, d'autant plus qu'on s'approche du centre de la tôle (II.2):

$$B_y(x, t) = \widehat{B}_s \frac{\cosh[(1+j)x/\delta]}{\cosh[(1+j)e/2\delta]} e^{j\omega t} \quad (\text{II.2})$$

δ est l'épaisseur de peau ($\delta = \sqrt{2/\sigma\mu\omega}$).

La vitesse de décroissance de l'amplitude dépend de la fréquence de travail et donc de l'épaisseur de peau qui représente la profondeur à laquelle la densité de courant atteint 37% de sa valeur en périphérie. En pratique, pour réaliser un circuit performant c'est-à-dire pour obtenir une induction de travail élevée et des pertes réduites, il faut éviter de choisir des tôles trop épaisses. L'épaisseur e est environ égale à δ et peut aller jusqu'à 1.5δ . L'utilisation d'épaisseurs supérieures à 2δ est fortement déconseillée.

Expérimentalement, on considère une induction, qui globalise les effets dynamiques et associée au champ surfacique et qui donne des cycles d'hystérésis apparents dépendants de la fréquence. La valeur moyenne de cette induction est [7] :

$$B_{moy} = \widehat{B}_s \frac{\sqrt{2}\delta}{e} \sqrt{\frac{\cosh(e/\delta) - \cos(e/\delta)}{\cosh(e/\delta) + \cos(e/\delta)}} \quad (\text{II.3})$$

Ainsi, les pertes classiques pour le cas d'une tôle semi-infinie épaisseur e , réalisée avec un matériau ferromagnétique doux de perméabilité statique μ , de conductivité électrique σ , de masse volumique ρ et à induction maximale \widehat{B}_s , s'exprime comme suit :

$$P = \frac{\pi e \widehat{B}_s^2}{2 \mu \delta \rho} \left(\frac{\text{sh } e/\delta - \sin e/\delta}{\text{ch } e/\delta - \cos e/\delta} \right) \quad (\text{II.4})$$

Un cas important pour les applications, est celui où le matériau est utilisé à une fréquence assez faible ($\delta > e$) pour que l'on puisse négliger les effets d'écrantage et considérer l'induction uniforme. On obtient alors pour une tôle semi-infinie une puissance volumique P_c :

$$P_c = \sigma \pi^2 f^2 B_m^2 e^2 / 6 \quad (\text{II.5})$$

On remarque que le modèle classique convient bien pour décrire les caractéristiques dynamiques macroscopiques d'un mécanisme d'aimantation cohérente, la rotation de

l'aimantation pouvant être considérée comme la superposition d'une aimantation uniforme et d'une composante alternative de peu de poids. Mais, en relevant la surface des cycles d'hystérésis effectués à différentes fréquences pour des excursions d'inductions identiques, on remarque un désaccord profond entre la loi linéaire et l'expérience. Ceci est valable à basse fréquence où les pertes ne s'annulent pas dans les conditions quasi-statiques et où on observe un écart par rapport aux pertes réelles. Pour appréhender l'origine de l'écart entre calcul et mesure, on doit tenir compte de la nature des mécanismes d'aimantation et des déplacements des parois de Bloch.

II.2.2. Approche de Steinmetz (1892)

Steinmetz propose une équation caractéristique des pertes fer en fonction de l'induction magnétique B et de la fréquence f . Il s'agit alors d'une relation déterminée de manière purement empirique sans lien avec une quelconque explication physique (les processus microscopiques étaient en effet à l'époque inobservables) [33,35]. L'équation de Steinmetz est donnée par :

$$P = k_h B_m^n f \quad (\text{II.6})$$

où f est la fréquence du champ magnétique extérieur, B_m est l'induction magnétique maximale, k_h et n des coefficients qui dépendent du matériau laminé, de l'épaisseur, de la conductivité et d'autres facteurs. L'exposant n est égal à 2 dans le cas des tôles fer silicium et égal à 1.6 dans le cas des tôles fer ordinaires.

La formule de Steinmetz est applicable dans le cas de l'hystérésis statique, sous une induction magnétique inférieure ou égale à 1T.

II.2.3. Modèle de Pry et Bean (1958)

Ce modèle représente l'une des premières tentatives pour rendre compte du comportement d'une tôle comportant un grand nombre de domaines et en évaluer les pertes. Il est inspiré par l'observation des domaines à 180° , en bandes parallèles, bien connus dans les tôles fer silicium à grains orientés. La tôle d'épaisseur e est imaginée subdivisée en domaines réguliers, infiniment allongés dans la direction de laminage. Les parois de Bloch à 180° sont supposées rigides et toujours perpendiculaires à la surface de

la tôle. A l'état désaimanté, tous les domaines positifs et négatifs ont la même largeur $2L$ (figure II.2).

En régime de polarisation sinusoïdale, le mouvement de ces parois donne naissance à des courants induits. Les pertes Joule sont évaluées à partir d'un facteur d'anomalie K qui dépend notamment de la largeur relative des domaines $2L/e$ ainsi que de l'amplitude relative de polarisation [4,32].

Pour ce modèle, les pertes par cycle doivent croître nécessairement comme f , ce qui n'est jamais réalisé en pratique. Ce modèle est d'un grand apport concernant la nature des pertes, puisqu'il nous indique que la totalité des pertes trouve son origine dans les courants induits. Cependant, le modèle paraît inadapté à décrire le comportement des matériaux doux très performants.

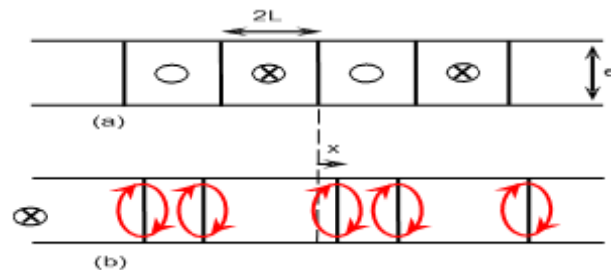


Fig. II.2. Modèle de Pry et Bean représentant une section de la tôle,
(a) état désaimanté, (b) état aimanté.

II.2.4. Principe de séparation des pertes : Modèle de Bertotti (1988)

Le principe de séparation des pertes est un excellent outil pour l'évaluation des mécanismes de pertes des matériaux ferromagnétiques et l'optimisation des machines électriques et leur modélisation. Les pertes magnétiques sont alors expliquées à l'aide d'une étude statistique de pertes locales par courants induits microscopiques autour des divers objets magnétiques en mouvement tels que les parois de Bloch. Un lien est alors établi entre la contribution purement empirique du modèle de Steinmetz et la physique microscopique des matériaux magnétiques. La forme et les dépendances de ces dissipations sont alors explicitées et exprimées en fonction de paramètres physiques qu'il est alors possible d'identifier par de simples corrélations et d'utiliser dans la compréhension, la métallurgie des matériaux [32,37,38].

Selon le principe de décomposition des pertes introduit par Bertotti [39-42], nous pouvons séparer les pertes totales en trois contributions :

II.2.4.1. Les pertes quasi-statiques ou pertes par hystérésis

La contribution dite quasi-statique ne dépend pas de la fréquence, dès lors que nous nous intéressons uniquement aux pertes mesurées par cycle. En effet, cette contribution est obtenue en mesurant une seule fois l'aire du cycle parcouru à très basse fréquence (pratiquement au-dessous de 1 Hz par exemple).

II.2.4.2. Les pertes classiques

En augmentant la fréquence d'utilisation, l'aire des cycles grossit et les pertes augmentent. Selon la théorie statistique de Bertotti, dans le cas d'une tôle d'épaisseur e et dans la gamme de fréquence où l'épaisseur de peau est négligeable, les pertes dynamiques sont égales aux pertes classiques.

II.2.4.3. Pertes en excès

Les pertes totales mesurées excédant la somme des deux contributions précédentes, on appelle la différence perte en excès. Elle peut-être modélisée et expliquée à l'aide de considérations sur les processus microscopiques dissipatifs réels d'aimantation dynamique. Le mécanisme physique de base régissant les pertes en excès dans les matériaux magnétiques doux est identifié par la concurrence entre le champ magnétique extérieur appliqué uniformément à l'échantillon et le champ résistant local fortement inhomogène dû aux courants induits microscopiques.

Pour les tôles fer silicium à grains orientés, Bertotti donne l'expression des pertes en excès par l'expression suivante :

$$P_e / f \cong 8B_m (\sqrt{\sigma G S V_0 B_m f} - \tilde{n}_0 V_0 / 4) \quad (\text{II.7})$$

où G est un coefficient de dimensionnement qui vaut 0.1356, n_0 est le nombre limite d'objets magnétiques également actifs lorsque f tend vers zéro et V_0 est le champ magnétique intrinsèque lié à la microstructure du matériau.

Finalement, pour une induction de valeur crête B_m et de fréquence f ($f \geq 20\text{Hz}$), les pertes totales par unité de masse peuvent être données par l'équation (II.8). Cette équation montre que les pertes par courants induits sont dominantes en hautes fréquences.

$$P_t / m_v = C_0 B_m^2 f + \frac{\pi^2 e^2 \sigma}{6 m_v} (B_m f)^2 + C_1 B_m^\alpha f^\beta \quad (\text{II.8})$$

Dans l'équation (II.8), m_v est la masse volumique du matériau, B_m est l'induction magnétique crête, e est l'épaisseur de la tôle, σ la conductivité électrique et f la fréquence. Les exposants α et β dépendent de la nature de matériau et valent 1.5 pour les tôles fer silicium.

Le premier terme de l'équation II.8 correspond aux pertes quasi-statiques par hystérésis, le second aux pertes par courants induits classiques macroscopiques. Le troisième terme correspond aux pertes en excès liées aux courants induits microscopiques.

II.3. Méthodes de prédiction des pertes magnétiques

En se basant sur une grande partie de la théorie, il y a trois méthodes qui permettent de prédire les pertes magnétiques. Ces méthodes sont toutes basées sur les modèles précédemment décrits : le principe de séparation de pertes, les méthodes empiriques et les modèles d'hystérésis [43, 44].

II.3.1. Approches basées sur le concept de séparation des pertes

La théorie statistique des pertes de Bertotti est aussi généralisée à des formes d'ondes non-sinusoïdales, considérant le cas où la variation périodique de l'induction $B(t)$ avec le temps peut être décrite par la série de Fourier :

$$B(t) = \sum_n B_{mn} \sin(2\pi n f t + \phi_n) \quad (\text{II.9})$$

Dans le cas habituel de cycles d'hystérésis symétriques, seules les harmoniques impairs sont considérés. La théorie montre que l'expression des pertes volumiques locales est donnée par [II.10] :

$$P_t(f) = p_h + \frac{\sigma \pi^2 e^2 f^2}{6} \sum_n n^2 B_{mn}^2 + \sqrt{\sigma GSV} \int_0^f \left| \sum_n 2\pi n f \cos(2\pi n f B_{mn} + \phi_n) \right|^{3/2} dt \quad (\text{II.10})$$

Il est important de noter que l'expression des pertes classiques néglige la réaction des courants induits dans la distribution du champ magnétique, c'est-à-dire qu'elle suppose une induction uniforme dans la section de la tôle, cela est approximativement correct quand la tôle est mince. Quand la fréquence augmente ou les tôles sont plus épaisses, des erreurs peuvent se produire. Ceci peut expliquer la différence entre les résultats prédits et ceux mesurés et étudiés. Une grande différence entre les pertes calculées sous une excitation en tension carrée et les pertes sous une excitation sinusoïdale a été rapportée [45].

Un nombre croissant de transformateurs alimentés par des convertisseurs statiques voient leurs circuits magnétiques excités, au moins partiellement, en créneaux. Un circuit magnétique excité avec une tension en créneaux MLI (modulation de la largeur d'impulsion) ou PWM (« pulse width modulation ») sera le siège d'une induction trapézoïdale (figure. II.3). Pour une induction crête donnée, la valeur des pertes par cycle qu'on mesure, ne dépend, que de la vitesse de variation dB/dt et non pas de la fréquence utilisée. Par rapport à un fonctionnement en régime sinusoïdal à la même fréquence, l'accroissement des pertes apparaît considérable [46].

Le front de montée (de descente) de l'induction magnétique trapézoïdale est d'une valeur nulle ou constante qui est égale à :

$$\left| \frac{dB(t)}{dt} \right| = \frac{2B_m}{\sum_{i=1}^n \tau_i} \quad (\text{II.11})$$

$$P_t = p_h + \sigma \frac{e^2}{12m_v f} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB(t)}{dt} \right)^2 dt + \frac{1}{fm_v} \sqrt{\sigma G V_0 S} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB(t)}{dt} \right|^{1,5} dt \quad (\text{II.12})$$

En utilisant l'expression (II.11) et l'expression des pertes totales souvent rencontrée dans la littérature (II.12), les pertes totales sous une tension MLI sont données comme suit :

$$P_t^{MLI} \left(\sum_{i=1}^n \tau_i \right) = p_h + \frac{2\sigma e^2}{3m_v} B_m^2 \frac{1}{\sum_{i=1}^n \tau_i} + \frac{4\sqrt{2}}{m_v} \sqrt{\sigma S G V_0} B_m^{1,5} \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^n \tau_i}} \quad (\text{II.13})$$

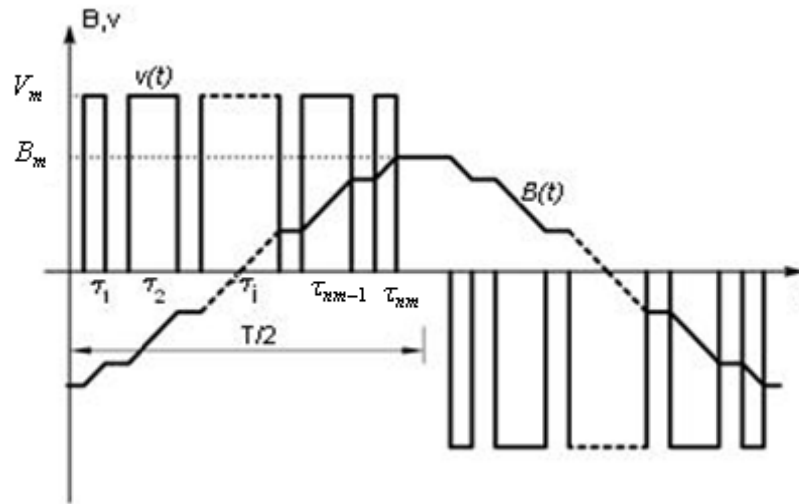


Fig. II.3. Tension MLI et son induction magnétique résultante.

Dans la littérature, il y a trois méthodes basées sur le concept de séparation de pertes pour la prédiction des pertes fer dans les tôles magnétiques excités avec une forme d'onde MLI. La tension de sortie de ces convertisseurs MLI est riche en harmoniques de haute fréquence, ce qui augmente les pertes fer dans les circuits magnétiques [47].

- La première méthode (développée par Kaczmarek et autres, 1995) donne la formule des pertes totales par cycle et par unité de masse et est donnée par l'expression (II.12) décrite précédemment:

Avec une excitation sinusoïdale, à une fréquence f_0 et une induction magnétique B_m , les pertes totales par cycle et par unité de masse peuvent être écrites par:

$$p_i^s = p_h + \frac{(\pi e)^2}{6m_v} \sigma B_m^2 f_0 + \frac{8,8}{m_v} \sqrt{\sigma G V_0 S} B_m^{1,5} \sqrt{f_0} \quad (\text{II.14})$$

où s signifie une excitation sinusoïdale.

On prend B_m constante, on peut évaluer les pertes par cycle pour une fréquence f différente de f_0 en utilisant l'expression (II.15) :

$$p_i^s = p_h + p_c^s(f_0) \frac{f}{f_0} + p_e(f_0) \sqrt{\frac{f}{f_0}} \quad (\text{II.15})$$

L'expression (II.15) peut être considérée comme un point de départ pour une tension d'alimentation en impulsions rectangulaires présentant un coefficient de facteur de forme :

$$F_c = \frac{2}{\pi\sqrt{f\tau}} \quad (\text{II.16})$$

où f est la fréquence fondamentale de la tension en impulsion et τ est la durée de l'impulsion.

L'expression (II.15) peut être écrite comme suit :

$$p_t^{imp}(f, F_c) = p_h + p_c^s(f_0)F_c^2 \frac{f}{f_0} + p_e^s(f_0)F_c \sqrt{\frac{f}{f_0}} \quad (\text{II.17})$$

Comme une excitation MLI peut être considérée comme une addition de plusieurs impulsions avec des durées différentes, le coefficient du facteur de forme peut être recalculé comme suit :

$$F_c = \frac{2}{\pi\sqrt{f\sum_{i=1}^n \tau_i}} \quad (\text{II.18})$$

où τ_i est la durée de la $i^{\text{ème}}$ impulsion.

En conséquence, (II.17) peut être réécrite comme suit :

$$p_t^{MLI}(f, F_c) = p_h + p_c^s(f_0)F_c^2 \frac{f}{f_0} + p_e^s(f_0)F_c \sqrt{\frac{f}{f_0}} \quad (\text{II.19})$$

- La deuxième méthode (proposée par Barbisio et autres) est aussi basée sur le principe de séparation de pertes mais la détermination de chaque contribution de pertes est différente de la première méthode. Dans cette méthode les pertes classiques par cycle peuvent être calculées en utilisant l'expression (II.20) :

$$p_c(t) = \frac{1}{12} \sigma e^2 \dot{B}^2(t) \cong \frac{1}{12} \sigma e^2 j^2 \quad (\text{II.20})$$

$j[T/s]$ est la dérivée temporaire de la polarisation magnétique. Habituellement, dans le calcul des pertes d'énergie, on ne fait pas une distinction entre l'induction magnétique et la polarisation.

Les pertes par hystérésis sont indépendantes de la forme d'onde de l'induction magnétique. Avec une excitation sinusoïdale, la contribution P_h peut représenter la différence entre les pertes totales et les pertes classiques en fonction de $f^{1/2}$. Les pertes en excès peuvent être données par l'expression (II.21) et les pertes totales par l'expression (II.22).

$$p_e^s = 8,76 \sqrt{\sigma GSV_0} J_p^{3/2} f^{1/2} \quad (\text{II.21})$$

$$p_t^s = p_h + (\pi^2 / 6) \sigma e^2 J_p^2 f + 8,76 \sqrt{\sigma GSV_0} J_p^{3/2} f^{1/2} \quad (\text{II.22})$$

D'où :

$$p_t^{MLI} = p_h + p_c + p_e = p_h + \frac{\sigma e^2}{12} \int_0^T j(t)^2 dt + \sqrt{\sigma GSV_0} \int_0^T |j(t)|^{3/2} dt \quad (\text{II.23})$$

- La troisième méthode (réalisée par Boglietti et autres) est aussi basée sur la séparation de trois contributions de pertes :

Avec une excitation sinusoïdale, les pertes par hystérésis sont données par la formule de Steinmetz (II.6) :

Les pertes classiques sont données par l'expression (II.24). L'expression (II.25) nous donne les pertes classiques en prenant en considération l'effet de peau :

$$p_c = bf^2 B_m^2 \quad (\text{II.24})$$

$$p_c = bf^{1,5} B_m^2 \frac{sh(e\sqrt{f}) - \sin(e\sqrt{f})}{ch(e\sqrt{f}) - \cos(e\sqrt{f})} \quad (\text{II.25})$$

Les pertes en excès peuvent être évaluées par l'expression (II.26) :

$$p_e = ef^{1,5} B_m^{1,5} \quad (\text{II.26})$$

Finalement, avec une excitation sinusoïdale, les pertes totales sont données par l'expression suivante :

$$p_t^s = afB_m^x + bf^{1,5} B_m^2 \frac{sh(e\sqrt{f}) - \sin(e\sqrt{f})}{ch(e\sqrt{f}) - \cos(e\sqrt{f})} + ef^{1,5} B_m^{1,5} \quad (\text{II.27})$$

où a, b et e sont des coefficients constants qui dépendent des caractéristiques physiques et chimiques du matériau magnétique.

Dans ces équations on peut fixer le coefficient « e » égal à zéro. La valeur de ce coefficient identifié par beaucoup de compagnies de mesures sur plusieurs types de matériaux magnétiques est toujours très petite et dans certains cas négative. Ce résultat ne signifie pas que les pertes en excès sont nulles, mais l'approche proposée ne permet pas de mettre en valeur la différence entre les courants induits des pertes classiques et les courants induits des pertes en excès. D'après cette approche les effets des pertes en excès sont combinés avec les pertes classiques en identifiant une contribution globale des pertes

par courants induits. Par conséquent, les pertes totales sont la somme de deux contributions, les pertes par hystérésis et les pertes par courants induits.

II.3.2. Approches empiriques basées sur l'équation de Steinmetz

Les modèles d'hystérésis et le principe de séparation de pertes, certes performants, restent compliqués à mettre en œuvre et très gourmands en temps de calcul. Par contre, l'approche empirique nous permet la détermination des pertes en utilisant une expression facile et des données fournies par le constructeur. Actuellement, l'équation de Steinmetz est généralement utilisée dans la conception des composants magnétiques.

Quand l'induction magnétique dépasse 1T et la fréquence commence à augmenter, on trouve une grande contradiction entre les calculs basés sur l'expression (II.6) et les résultats expérimentaux. Pour cela, divers modèles utilisant la théorie des domaines magnétiques et se basant sur la théorie de séparation de pertes pour expliquer les pertes en excès, ont été proposés pour la correction de la formule (II.6). Les pertes fer sous une excitation sinusoïdale sont données par l'expression (II.28) [32, 48] :

$$P_m = k_h f \langle B \rangle^n + k_c (f \langle B \rangle)^2 + k_e (f \langle B \rangle)^{3/2} \quad (\text{II.28})$$

où P_m représente la perte massique, k_h , k_c , k_e et n sont des paramètres caractérisant le matériau. Cette équation empirique est l'outil mathématique le plus efficace et utile pour calculer les pertes par aimantation dynamique. Elle requiert uniquement quatre paramètres, publiés par les métallurgistes. Pour les signaux sinusoïdaux, elle fournit une précision acceptable et reste simple d'utilisation.

Les modèles basés sur l'équation de Steinmetz proposés pour les formes d'ondes non sinusoïdales supposent que les pertes dynamiques peuvent être exprimées en termes de la vitesse de variation de l'induction magnétique dB/dt . Du point de vue des phénomènes d'hystérésis, la variation non sinusoïdale de l'induction magnétique est telle qu'elle peut causer des boucles mineures dans le cycle d'hystérésis. En effet, dans le cas d'une onde d'excitation très déformée, rien ne s'oppose à l'apparition de cycles de recul, ou cycles mineurs qui s'imbriquent dans le cycle majeur. L'aire du cycle mineur intervient deux fois dans la détermination des pertes totales, une fois au titre du cycle majeur et une fois au titre du cycle mineur [4,49].

Dans le cas où les boucles mineures ne se produisent pas dans le cycle d'hystérésis majeur, les pertes par hystérésis ne dépendent pas de la forme de l'induction magnétique et sont seulement liées à sa valeur maximale B_m . Dans ce cas les pertes par hystérésis peuvent être calculées en utilisant la formule de Steinmetz (II.6) précédemment décrite.

Des auteurs ont proposé une méthode simple et pratique pour la correction des pertes par hystérésis dans les tôles à faibles épaisseurs, pour les effets des boucles mineures et suggèrent une correction pour la formule de Steinmetz comme suit [50,51] :

$$P_h = C_h k_h f B_m^n \quad (\text{II.29})$$

où C_h est le coefficient de correction des pertes par d'hystérésis ;

$$C_h = 1 + \frac{K}{B_m} \sum_i^N db_i \quad (\text{II.30})$$

où K varie entre 0.6 et 0.7 et db_i est tel que $i=0.1, \dots, N$ est la forme de l'induction magnétique inverse.

La formule de Steinmetz (II.6) en régime sinusoïdal peut être aussi donnée sous la forme suivante [52]:

$$P_v = k . f^\alpha . (\Delta B / 2)^\beta \quad (\text{II.31})$$

Où k , α et β sont des constantes données par le constructeur, ΔB est la valeur crête-crête de l'induction magnétique et qui peut être obtenue par la loi de Faraday :

$$\Delta B = \frac{V . \Delta t}{N . A} \quad (\text{II.32})$$

Où N est le nombre de spires, A est la section droite du noyau et $V . \Delta t$ est donné en (V.s).

Cependant, l'expression (II.31) est seulement valable pour des inductions sinusoïdales. Les caractérisations en tension sinusoïdale ne sont pas représentatives pour les sollicitations rencontrées en électronique de puissance. Il a été montré expérimentalement que les pertes fer sous une excitation non sinusoïdale sont plus grandes que les pertes sous une excitation sinusoïdale, dans les conditions du même produit $f . B_m$ [53]. Pour cette raison, des modèles adaptés à des sollicitations périodiques non-sinusoïdales sont indispensables. Une des voies de conception de ces modèles est basée sur l'équation de Steinmetz et s'appuie sur les abaques fournis par les constructeurs. Les principaux modèles développés à partir de l'équation de Steinmetz

sont l'équation de Steinmetz modifiée (MSE), l'équation de Steinmetz généralisée (GSE), l'équation de Steinmetz généralisée améliorée (IGSE), l'extension naturelle de Steinmetz (NSE), le cycle elliptique équivalent (EEL), la forme d'onde du coefficient de l'équation de Steinmetz (WCSE) et amélioration de l'équation de Steinmetz généralisée améliorée (i^2 GSE).

a) Equation de Steinmetz modifiée (MSE)

Cette approche est basée sur l'idée que les pertes fer dépendent de la vitesse de variation de l'induction magnétique dB/dt [54].

- La première étape : le dB/dt est moyenné sur une période de la forme d'onde de l'induction :

$$\left\langle \frac{dB}{dt} \right\rangle = \frac{1}{\Delta B} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (\text{II.33})$$

où T est la période de la forme d'onde de l'induction magnétique.

- La deuxième étape : une relation entre la fréquence f et dB/dt est trouvée, en normalisant l'équation (II.34) par la constante $2/\Delta B\pi^2$. Ainsi, une fréquence équivalente est définie sous la forme suivante :

$$f_{eq} = \frac{2}{\Delta B^2 \pi^2} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (\text{II.34})$$

Les pertes magnétiques alors calculées par le biais de l'équation de Steinmetz modifiée, en utilisant la fréquence équivalente sont données par :

$$\overline{P}_v = k \cdot f_{eq}^{\alpha-1} B_{crete}^{\beta} \cdot f_r \quad (\text{II.35})$$

où f_r est la fréquence de répétition. La MSE ne permet le calcul prédictif des pertes fer que dans un cadre restreint de sollicitations [55].

Pour que la formule (II.35) s'adapte aux distorsions du courant, la constante k est donnée par la formule suivante [56] :

$$k_{nouveau} = k_{ancien} \left(1 - c_1 B_{dc} e^{-\frac{B_{ac}}{c_2}} \right) \quad (\text{II.36})$$

où B_{dc} et B_{ac} sont associées respectivement, à la portion de la forme d'onde de l'induction magnétique sinusoïdale et non-sinusoïdale et c_1 , c_2 sont des constantes déterminées expérimentalement.

b) Equation de Steinmetz généralisée (GSE)

Dans cette approche, les pertes magnétiques sont supposées fonction de l'induction magnétique B et de sa vitesse de variation dB/dt en valeurs instantanées [55].

$$P_v(t) = k_1 \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha B(t)^{\beta-\alpha} \quad (\text{II.37})$$

Les pertes magnétiques moyennes peuvent être calculées par le GSE :

$$\bar{P}_v(t) = \frac{1}{T} \int_0^T k_1 \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha |B(t)|^{\beta-\alpha} dt \quad (\text{II.38})$$

Le coefficient k_1 utilise les coefficients de Steinmetz k, α, β provenant de l'excitation sinusoïdale. Il s'exprime par la relation suivante :

$$k_1 = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos \theta|^\alpha |\sin \theta|^{\beta-\alpha} d\theta} \quad (\text{II.39})$$

La GSE peut être considérée comme une généralisation de l'équation de Steinmetz et peut être appliqué à toute forme de l'induction magnétique. Ainsi, il s'accorde avec l'équation de Steinmetz pour les formes d'ondes sinusoïdales. La GSE ignore les états d'aimantation précédents du matériau [52].

c) GSE améliorée (iGSE)

Pour tenir compte de l'historique de l'aimantation, la méthode iGSE propose de substituer la valeur instantanée de B par sa valeur crête-crête (ΔB). Ce modèle est régi par l'équation [57] :

$$P_v(t) = k_i \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha B(t)^{\beta-\alpha} \quad (\text{II.40})$$

A partir de cette relation, les pertes magnétiques moyennes sont calculées par l'équation suivante :

$$\bar{P}_v(t) = \frac{1}{T} \int_0^T k_1 \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha |B(t)|^{\beta-\alpha} dt \quad (\text{II.41})$$

le coefficient k_i de l'équation II.40 est défini par :

$$k_i = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos \theta|^\alpha 2^{\beta-\alpha} d\theta} \quad (\text{II.42})$$

Dans l'équation (II.41), le calcul des pertes est segmenté et il tient compte des cycles d'hystérésis majeurs et mineurs, ce qui est primordial dans le cadre des sollicitations harmoniques.

Une fois les pertes pour chaque cycle sont calculées, les pertes totales sont déterminées en utilisant l'équation :

$$P_{tot} = \sum_i P_i \frac{T}{T_i} \quad (\text{II.43})$$

où P_i sont les pertes du $i^{\text{ème}}$ cycle majeur ou mineur, calculées en utilisant l'équation (II.40), T_i est la période du cycle i et T la période de la forme d'onde de l'induction magnétique.

La méthode iGSE permet de calculer les pertes avec exactitude pour toute forme d'induction. Néanmoins, iGSE néglige le fait que les pertes fer varient sous les conditions de distorsion du flux, c'est-à-dire que les paramètres de Steinmetz varient avec les conditions de distorsion du flux. Le calcul des pertes fer sous une induction distordue est entièrement clarifié en se basant sur le SPG (Steinmetz premagnetization graph) [60]. Le graphique est indépendant de la fréquence et par conséquent applicable pur un grand choix de fréquences. Cette nouvelle approche est prometteuse en raison de sa simplicité et doit être ajoutée dans la fiche technique du matériau magnétique.

d) Extension Naturelle de Steinmetz (NSE)

Ce modèle présenté ne sépare pas les cycles mineurs des cycles d'hystérésis majeurs et peut être appliqué pour toute forme d'onde d'induction magnétique [58,59]. Ce modèle peut être représenté par l'équation suivante :

$$\bar{P}_v(t) = \left[\frac{\Delta B}{2} \right]^{\beta-\alpha} \frac{k_N}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha dt \quad (\text{II.44})$$

où

$$k_N = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos \theta|^\alpha d\theta} \quad (\text{II.45})$$

où k et α sont les paramètres de Steinmetz définis sous une excitation sinusoïdale. Le rapport k_N/k est constant pour une valeur donnée de α .

e) Amélioration de GSE améliorée (i²GSE)

Le modèle i²GSE, qui est une version améliorée du modèle iGSE, augmente sensiblement l'exactitude de la prédiction des pertes magnétiques [61]. Il a été vérifié expérimentalement que les pertes magnétiques ne sont pas nécessairement nulles, quand on applique une tension nulle à travers un transformateur ou un enroulement inducteur après un intervalle de variation de l'induction. Après une petite période de commutation de l'enroulement de la tension à zéro, les pertes se produisent dans le matériau. Ce travail suppose que ces pertes sont dues aux phénomènes de relaxation magnétique, qui sont la cause des pertes en excès.

Les pertes magnétiques moyennes sont données par :

$$\bar{P}_v(t) = \frac{1}{T} \int_0^T k_i \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha (\Delta B)^{\beta-\alpha} dt + \sum_{l=1}^n Q_{rl} P_{rl} \quad (\text{II.46})$$

où P_{rl} est calculée pour chaque changement de tension d'après la formule suivante :

$$P_{rl} = \frac{1}{T} k_r \left| \frac{dB(t-)}{dt} \right|^{\alpha_r} (\Delta B)^{\beta_r} (1 - e^{-\frac{t_l}{\tau}}) \quad (\text{II.47})$$

Q_{rl} est une fonction qui décrit le changement de la tension :

$$Q_{rl} = e^{-qr \left| \frac{dB(t_+)/dt}{dB(t_-)/dt} \right|} \quad (\text{II.48})$$

$\alpha_r, \beta_r, k_r, q_r$ sont les paramètres du matériau.

II.3.3. Approches basées sur les modèles d'hystérésis

Pour obtenir une exactitude plus élevée pour la prédiction des pertes fer, les modèles mathématiques d'hystérésis peuvent être utilisés si les cycles d'hystérésis ou même les paramètres du matériau à étudier sont disponibles. En plus des modèles

d'hystérésis les plus connus (le modèle d'hystérésis classique de Preisach (1935) et le modèle de Jiles-Atherton (1986)), de nombreux modèles ont été entrepris pour expliquer et modéliser les pertes fer. En général, ces modèles exigent une série de mesures et des données sur le matériau de la tôle magnétique mais donnent de meilleurs résultats en terme d'exactitude et permettent des simulations complexes. Parmi les modèles les plus significatifs, mis en œuvre ces dernières années, on trouve le modèle dynamique de Preisach, le modèle dynamique de Jiles-Atherton, le modèle de « loss surface », le modèle basé sur la viscosité magnétodynamique, ...etc.

Le modèle de Preisach dynamique est applicable aux tôles utilisées en construction électrique [32]. Ce modèle est basé sur le concept d'objet magnétique (O.M.), introduit par Bertotti dans sa théorie statistique sur le mouvement des parois de Bloch [41]. Il constitue actuellement le modèle de référence pour la prise en compte des phénomènes dynamiques dans un modèle d'hystérésis. Ce modèle présente un facteur appelé « rate-dependent » pour chaque cycle rectangulaire élémentaire. Ce facteur prend en considération le retard de l'induction magnétique par rapport au champ magnétique. De cette façon, il est possible de considérer le gonflement du cycle d'hystérésis avec l'augmentation de la fréquence et ainsi la modélisation des pertes en excès [18].

Le modèle de Preisach dynamique pour le calcul des pertes fer dans les tôles magnétiques est comparé à deux implémentations numériques utilisant la méthode des éléments finis, en utilisant deux types de matériaux de tôles FeSi sous différentes inductions sinusoïdales et non sinusoïdales [38]. La prédiction des pertes fer avec le modèle dynamique de Preisach s'accorde bien avec les deux types de matériau. Les anomalies qui sont trouvées pour des fréquences élevées s'expliquent par le fait que le modèle dynamique tient compte de l'effet de peau que néglige la théorie statistique. Ainsi, la formule des pertes classiques sur-estime les pertes sous des inductions magnétiques élevées et les sous-estime sous des basses inductions magnétiques.

Afin de voir l'effet de la température sur l'hystérésis magnétique et les pertes magnétiques, il a été montré une dépendance des paramètres des modèles d'hystérésis avec la température dans les ferrites de puissance MnZn [62]. Une méthode de modélisation des effets thermiques sur l'hystérésis magnétique dans les noyaux aux ferrites doux généralement utilisés dans les transformateurs à haute fréquence a été

présentée [16]. Les résultats montrent que l'induction magnétique diminue presque linéairement avec l'augmentation de la température dans l'intervalle de 20 à 100°C. Ainsi, les fabricants des tôles magnétiques peuvent fournir une limitation des cycles d'hystérésis à deux températures typiques. Une méthode de mesure des propriétés magnétiques à haute température a été mise au point [15]. Cette méthode montre que les pertes fer diminuent avec l'augmentation de la température et cette diminution est due à la diminution des pertes par hystérésis avec l'augmentation de la température. Une méthode d'évaluation de pertes, basée sur le modèle de Preisach, qui intègre l'effet de la température et de la fréquence a été élaborée [49]. Ainsi, les modèles de paramètres permettant la prise en compte de la température et la fréquence dans le cycle d'hystérésis ont été proposés.

Une extension en dynamique du modèle statique de Jiles-Atherton (1986) a été réalisée, en réécrivant l'équation du bilan énergétique avec les contributions des pertes supplémentaires qui apparaissent en régime dynamique. On aboutit ainsi à un modèle d'hystérésis dépendant de la fréquence [3,63,64].

Des auteurs utilisent le modèle dynamique de Jiles-Atherton pour décrire le comportement des pertes fer dans le noyau ferromagnétique des transformateurs à basses fréquences [64]. Les résultats obtenus avec ce modèle sont vérifiés expérimentalement.

A. Benabou dans ses travaux de thèse, et en vue de l'implantation du modèle dynamique de Jiles-Atherton dans le code de calcul des champs, présente une application du modèle dynamique de Jiles-Atherton pour le calcul des pertes fer dans les tôles de transformateurs [3]. Il a constaté un gonflement du cycle avec la fréquence en utilisant ce modèle. L'auteur a aussi comparé ce modèle dynamique au modèle éléments finis. Il a constaté que les pertes fréquentielles calculées pour le modèle éléments finis sont inférieures à celles calculées dans le cas du modèle dynamique. En effet, lorsqu'on calcule les pertes par le modèle dynamique, on considère que la masse totale des tôles contribue à cette dissipation d'énergie.

Une modification du modèle de Jiles-Atherton, qui tient compte des boucles mineures dans le cycle d'hystérésis, produites par les harmoniques de l'induction magnétique dans les systèmes alimentés par les convertisseurs statiques, en particulier MLI a été proposée [65].

Parmi les modèles les plus récents, on trouve aussi, le modèle « Loss Surface » développé en se basant sur une superposition de deux inductions macroscopiques permettant de retrouver, par sommation quadratique les pertes totales mesurées. Il s'agit alors de construire une surface de pertes en fonction des couples $(\langle B \rangle, \partial_t \langle B \rangle)$ pour en déduire, à l'aide des mesures, les paramètres du modèle macroscopique. Le modèle « Loss Surface » exprime un champ total nécessaire à la dynamique, qui est la somme d'un champ dit statique, incluant l'effet de l'hystérésis statique et d'un champ dit dynamique, contenant l'effet des courants induits et des processus d'aimantation dynamique [7,32]. Cette modélisation présente deux avantages considérables. Premièrement, elle garde le lien avec les processus microscopiques à l'origine des pertes en excès et deuxièmement, elle fournit une méthode parallèle de détermination simultanée des pertes et des hystérésis dynamiques locale et globale en deux dimensions pour les paquets de tôles. Le modèle est en mesure de décrire non seulement une augmentation des pertes avec la fréquence (grossissement des cycles), mais il est aussi capable de réguler les déformations en cours de cycle en accord avec les observations expérimentales. Tout comme le modèle de Bertotti, le modèle « LS » est encore aujourd'hui largement utilisé à posteriori des calculs numériques pour réévaluer l'hystérésis dynamique et les pertes fer d'un dispositif bidimensionnel. Ce modèle d'hystérésis dynamique semble être le meilleur compromis entre efficacité et exhaustivité en termes d'implantation numérique et de formes de réponse possibles [66].

Les modèles d'hystérésis comme le modèle de Jiles-Atherton et le modèle de Preisach, les plus connus dans la littérature scientifique ont été utilisés pour la prédiction exacte du comportement de l'hystérésis magnétique et les pertes magnétiques. Cependant le temps de calcul requis par ces modèles est un inconvénient pour la conception automatisée. Aussi, les modèles empiriques basés sur l'équation de Steinmetz ne sont pas idéalement adaptés aux algorithmes de la conception automatisée. Pour cela, des auteurs proposent un modèle d'hystérésis basé sur les extrema du champ, utilisé pour la prédiction des pertes à partir des cycles d'hystérésis statiques dans les matériaux ferrimagnétiques à haute fréquence [56]. Les paramètres de ce modèle sont déterminés à partir du modèle de Jiles-Atherton.

II.4. Modélisation des pertes magnétiques en champ tournant

Les pertes du circuit magnétique du transformateur sont en général plus élevées que les pertes qu'on calcule à partir des caractéristiques de la tôle, mesurées au cadre d'Epstein ou au cadre à bande unique. Dans un transformateur triphasé, la polarisation magnétique ne reste alignée parallèlement à la direction de laminage que dans les trois colonnes. Les deux culasses de fermeture du flux sont soumises à une polarisation magnétique plus inhomogène en module et en orientation et en particulier à des champs elliptiques tournants surtout sensibles aux deux extrémités de la colonne centrale.

Pour mieux comprendre l'origine de ces pertes supplémentaires, une analyse fine de leur répartition dans un circuit triphasé montre que ces pertes sont très inégalement réparties et se situent principalement dans les culasses, aux deux extrémités de la colonne centrale [4,67]. Ces régions sont nécessairement le siège de champs tournants elliptiques qui trouvent leur origine dans la répartition du flux d'induction, d'où la nécessité d'une représentation bidimensionnelle.

Dans une tôle plane, d'un noyau magnétique de transformateur triphasé qui est habituellement réalisé avec des tôles fer silicium à grains orientés, comme celui représenté sur la (figure II.4), même si l'anisotropie du matériau privilégie une ou plusieurs directions particulières du plan, on rencontre souvent des régions où les grandeurs B et H occupent des orientations variées dans le plan de la tôle au cours d'un cycle [4,33].

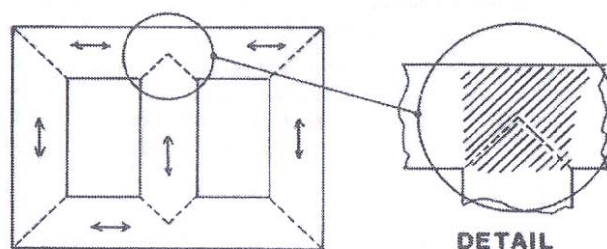


Fig. II.4. Schéma d'un noyau magnétique de transformateur triphasé.

La zone hachurée soumise à des champs d'induction tournants.

Les flux d'induction de chacune des phases parcourent en permanence chacune des colonnes dans la direction de facile aimantation de la tôle. Cette condition ne peut jamais être réalisée en tête et au pied de la colonne centrale car l'écoulement du flux impose

nécessairement des changements de direction de B . Il apparaît alors dans ces régions des champs tournants, et ce, indépendamment des précautions prises dans la construction du noyau [67,68].

Des auteurs donnent des suggestions utiles pour réduire les pertes fer dans les T-joints de noyau de transformateur triphasé où les angles avec la direction de laminage des tôles de recouvrement peuvent atteindre 90° [69]. Des investigations analytiques et expérimentales sont effectuées sur le comportement du flux dans les empilements de tôles où les directions de laminage des tôles adjacentes sont inverses « \times ». Ce type d'empilement présente un mécanisme des caractéristiques magnétiques considérablement différent avec l'empilement habituel où les directions de laminage des tôles adjacentes sont coïncidentes « $//$ » (figure II.5).

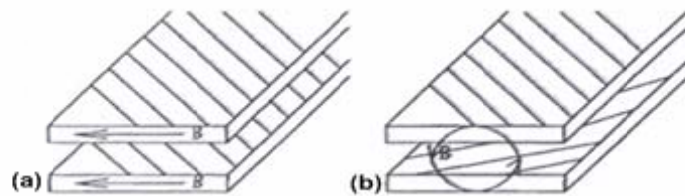


Fig. II.5. Type d'enroulements:(a) type A ($//$) et (b) type C (\times).

Des auteurs montrent que l'utilisation d'un empilement de tôles à grains orientés coupées avec des angles petits avec la direction de laminage, peut réduire les pertes fer dans les noyaux de transformateurs de puissance [70]. Dans ce cas, les pertes par hystérésis diminuent comparativement aux pertes par hystérésis obtenues avec un empilement standard. Ces pertes diminuent quand on atteint la saturation à un bas niveau de l'aimantation, les pertes par courants de Foucault augmentent dans ces empilements de tôles à cause des harmoniques générés à la saturation. Par conséquent, les pertes totales diminuent avec la diminution de l'angle avec la direction de laminage.

A. J. Moses a étudié les pertes fer, en champ tournant, des aciers amorphes et des aciers à grains orientés, et a montré le besoin de la normalisation de la mesure des pertes fer en champ tournant [71].

Des auteurs donnent sur la figure II.6, des mesures de pertes magnétiques de l'alliage FeNi en champ tournant et en champ alternatif à 50 Hz où $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 90^\circ$

sont respectivement la direction de laminage et la direction transversale (43). Leurs résultats montrent que les pertes par hystérésis en champ tournant se comportent très différemment de celles en champ alternatif. Le champ tournant produit plus de pertes fer que le champ alternatif avec la même valeur de l'induction magnétique maximale. Cependant, à la saturation les pertes fer cessent d'augmenter et commencent à diminuer. Dans ce cas, le vecteur champ magnétique et induction magnétique deviennent parallèles et les pertes produites par le champ tournant deviennent nettement inférieures à celles produites par le champ alternatif. Les pertes fer totales sont données, en utilisant le théorème du vecteur de Poynting, par l'expression :

$$P_t = \frac{1}{T} \int_T H \cdot \frac{dB}{dt} dt = \frac{1}{T} \int (H_x \frac{dB_x}{dt} + H_y \frac{dB_y}{dt}) dt \quad (\text{II.49})$$

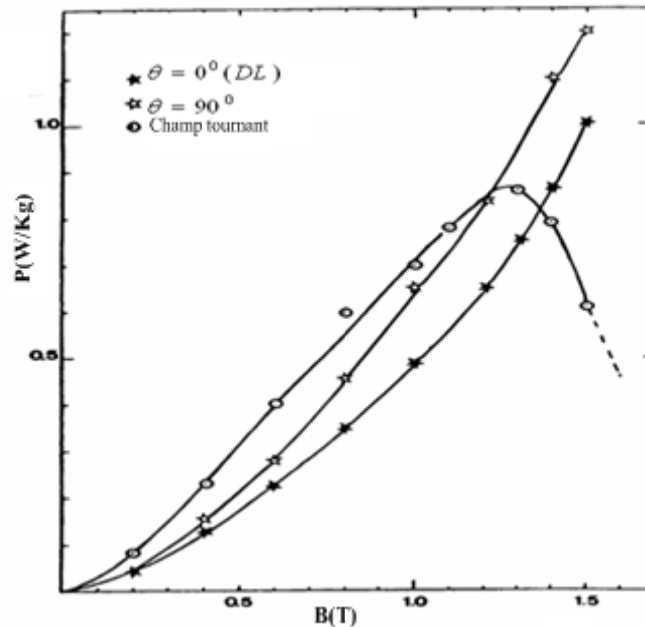


Fig. II.6. Pertes fer en champ alternatif et tournant des tôles FeNi à 50 Hz [45].

II.5. Conclusion

Dans ce chapitre et en se basant sur une grande partie de la théorie, nous avons présenté les trois méthodes qui s'occupent de la prédiction des pertes magnétiques et les études qui sont faites à la base de ces méthodes : La première méthode qui est la séparation des pertes de Bertotti, correspond à une subdivision en pertes statiques d'une part et pertes dynamiques d'autre part. La deuxième méthode englobe les modèles d'hystérésis qui sont habituellement basés sur les modèles de Jiles-Atherton et de

Preisach qui sont les plus répandus dans la représentation des cycles d'hystérésis associés aux matériaux magnétiques. La troisième méthode est basée sur les approches empiriques reposantes sur l'équation de Steinmetz. La prédiction des pertes magnétiques en champ alternatif est généralement acceptée et essentiellement basée sur ces trois méthodes. Quant aux pertes magnétiques en champ tournant, la situation n'est pas aussi claire et le problème de mesure et de calcul des pertes magnétiques n'est pas encore complètement résolu. Il serait très avantageux si les pertes magnétiques en champ tournant peuvent être considérées correctement dans la conception des transformateurs.

III.1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est la détermination expérimentale des pertes magnétiques des tôles fer-silicium à grains orientés (FeSi-GO), utilisées dans la construction des noyaux des transformateurs. Une comparaison avec les pertes magnétiques déterminées à partir de deux modèles théoriques est également envisagée. Les tôles étudiées proviennent de la firme Electro-industries d'Azazga. La caractérisation de ces tôles est faite à l'aide du cadre d'Epstein en champ alternatif à la fréquence 50 Hz.

III.2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental, représenté sur la figure III.1, est constitué de :

- Une source de tension alternative variable à 50 Hz ;
- Un cadre d'Epstein à 700 spires ;
- Une résistance R de 10Ω ;
- 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 $2.10^5 \Omega$;
- Un condensateur d'une capacité de $8.10^{-6} F$ pour l'échantillon 1 et un autre d'une capacité de $1.08.10^{-6} F$ pour l'échantillon 2.

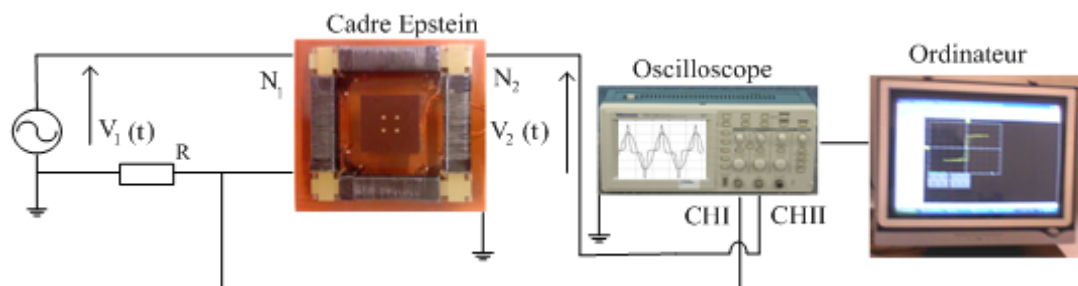


Fig. III.1. Schéma synoptique du dispositif expérimental.

III.2.1. Présentation du cadre d'Epstein utilisé

Le circuit constituant le cadre d'Epstein utilisé dans notre travail est un dispositif normalisé dont l'avantage primordial réside dans le fait qu'il s'agit d'un circuit démontable et facile à mettre en place. Sa construction est conforme à celle codifiée par de nombreux organismes de normalisation (CEI, AFNOR, CEN,...etc.) [72]. Le cadre est constitué d'un circuit fermé (homogène) ayant 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 :

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

où :

l est la longueur d'une tôle (m) ;

l_m est la longueur effective conventionnelle du circuit magnétique (m) ;

m est la masse totale du circuit magnétique du cadre (kg) ;

La section droite du circuit magnétique est donnée par :

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

où ρ représente la masse volumique du matériau constituant les tôles objets de notre étude.

Le noyau magnétique du cadre est constitué de N tôles rectangulaires (N étant multiple de 4 et au moins égal à 16). Nous avons utilisé 64 tôles d'une épaisseur de 0.3mm et de 280mm×30mm. Les tôles sont assemblées en un circuit carré, avec des joints de recouvrement, de telle sorte que le périmètre moyen vaille exactement 1m (figure III.2). Afin de réduire l'effet de l'anisotropie dans la mesure des pertes fer, les tôles sont découpées aux cotes précises et sans bavures dans la tôle qu'il s'agit d'évaluer, parallèlement à la direction de laminage. Le nombre de spires de l'enroulement primaire (extérieur ou enroulement d'excitation) est $N_1 = 700$ spires, le nombre de spires de l'enroulement secondaire (intérieur ou enroulement de tension) $N_2 = 700$ spires. La longueur du côté extérieur du cadre $l_1 = 280\text{mm}$ et la longueur du côté intérieur du cadre $l_2 = 220\text{mm}$, la longueur de la partie bobinée est $l_3 = 190\text{mm}$.

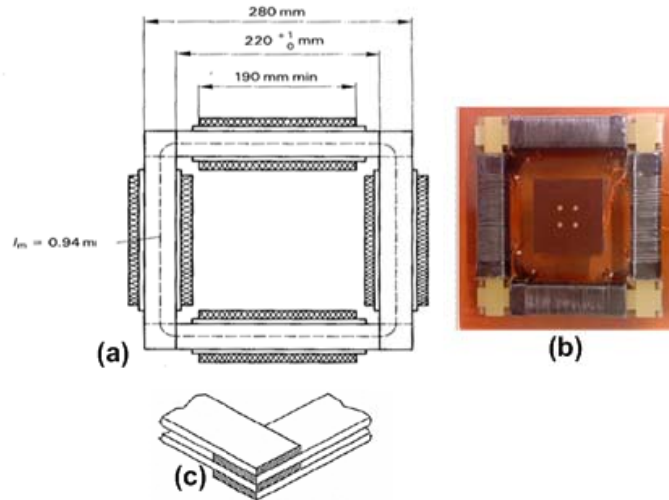


Fig. III.2. (a), (b) respectivement Schéma illustratif et photo du cadre d'Epstein utilisé.
(c) joint de recouvrement.

L'éprouvette à tester constitue le noyau d'un transformateur à vide dont on étudie les caractéristiques magnétiques.

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.

$$H(t) = \frac{N_1 i_1(t)}{l_m} \quad (\text{III.3})$$

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

$$v_2(t) = -\frac{d\phi(t)}{dt} = -N_2 S \frac{dB(t)}{dt} \quad (\text{III.4})$$

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

III.2.2. Mesure des pertes magnétiques

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

$$P = \frac{N_2}{N_1} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T i_1(t) \cdot v_2(t) dt \quad (\text{III.5})$$

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

$$P = \frac{N_2}{N_1 \cdot m_a} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T i_1(t) \cdot v_2(t) dt \quad (\text{III.6})$$

Où $i_1(t)$ et $v_2(t)$ désignent les valeurs instantanées du courant d'excitation et de la tension aux bornes de l'enroulement secondaire, T est la période de la tension d'alimentation.

Pour la mesure des pertes magnétiques dans le cas des inductions magnétiques faibles et moyennes, la plupart des wattmètres analogiques donnent des résultats acceptables, mais ce n'est plus le cas aux grandes valeurs de l'induction magnétique maximale. Il n'existe aucun wattmètre analogique pouvant assurer une mesure précise des pertes magnétiques. On s'oriente alors vers l'acquisition numérique des données pour le calcul de ces pertes magnétiques (équation III.5).

III.2.3. Echantillons de tôles étudiées

Nous nous sommes intéressés à deux échantillons de tôles FeSi 3% à grains orientés finies d'épaisseur 0.3mm de type Asmetal, fournies par l'entreprise Electro-industries d'Azazga. Chaque échantillon est composé de 64 tôles ayant subi un recuit de relaxation à une température de 840°C pendant une minute puis refroidis à une température ambiante de 28.3°C.

Nous appelons échantillon 1, celui dont les tôles sont vierges. L'échantillon 2 est celui dont les tôles ont subi un vieillissement thermique accéléré sous 300°C pendant 30 jours. La conductivité électrique de ces échantillons est $\sigma = 2.2 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ et la masse volumique est $\rho = 7650 \text{ kg/m}^3$.

Les échantillons 1 et 2 sont de masses actives $m_a = 0.973 \text{ kg}$ et $m_a = 0.964 \text{ kg}$ respectivement.

III.3. Résultats expérimentaux

III.3.1. Caractérisation des échantillons de tôles FeSi-GO en régime d'induction sinusoïdal

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.

III.3.1.1. Caractéristiques d'aimantation

On donne sur la figure III.3 les caractéristiques d'aimantation des échantillons 1 et 2.

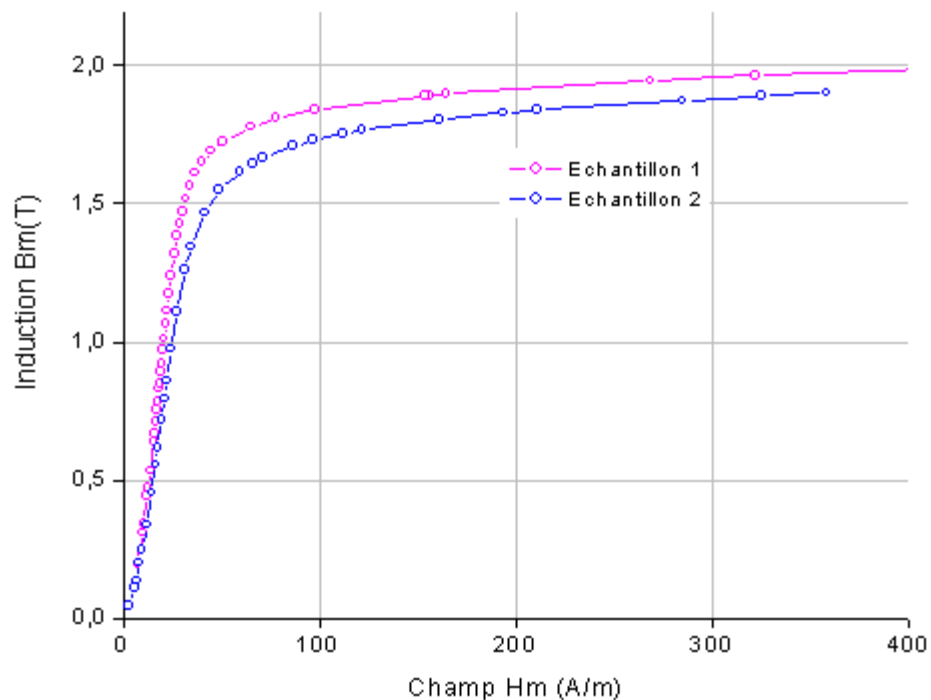


Fig. III.3. Caractéristiques d'aimantation des échantillons 1 et 2.

III.3.1.2. Perméabilités magnétiques relatives

Les courbes des perméabilités relatives des deux échantillons sont données sur la figure III.4.

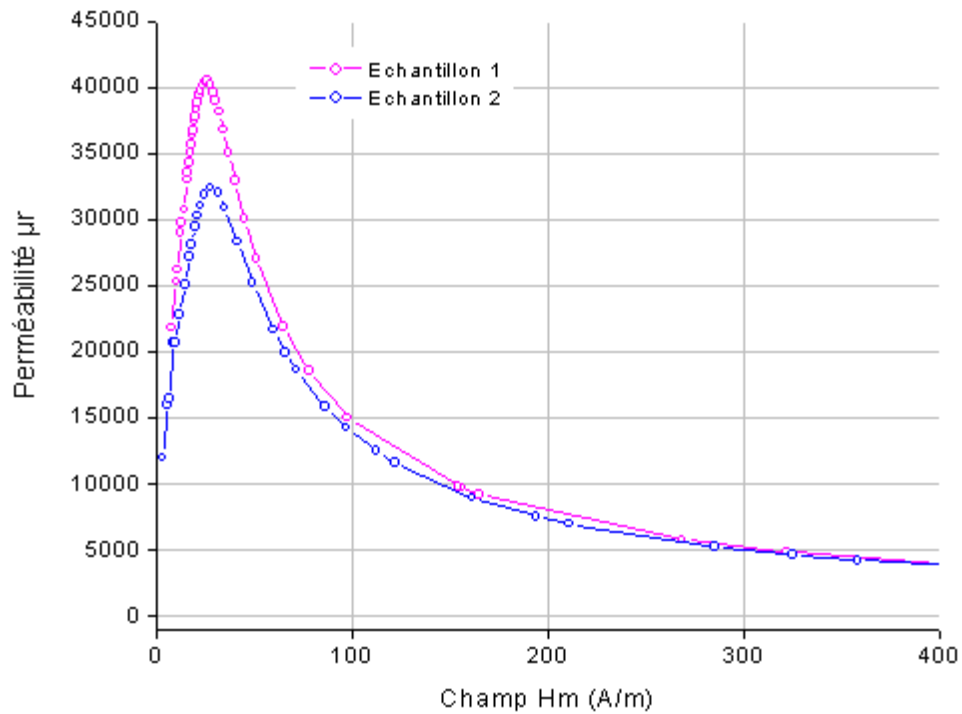


Fig. III.4. Perméabilités magnétiques relatives des deux échantillons.

III.3.1.3. Visualisation des cycles d'hystérésis

Pour visualiser les cycles d'hystérésis des échantillons 1 et 2, pour différentes valeurs d'induction magnétique maximale et champ magnétique maximal, nous avons utilisé l'intégrateur décrit au §.III.2.

La tension $v_c(t)$ aux bornes du condensateur :

$$v_c(t) = \frac{1}{c\omega} i_2(t) \quad (\text{III.8})$$

La valeur maximale de la tension $v_2(t)$ peut être donnée par la formule (III.9).

$$V_{2m} = N_2 S \omega B_m \quad (\text{III.9})$$

La réactance $1/c\omega$ étant négligeable devant r , l'induction maximale en fonction de la tension $v_c(t)$ maximale est donnée par la formule (III.10) :

$$V_{cm} = \frac{N_2 \cdot S}{c \cdot r} B_m \quad (\text{III.10})$$

Dans les figures qui suivent, on donne l'allure de l'induction magnétique $B(t)$, l'allure du champ magnétique $H(t)$ et les cycles d'hystérésis pour différentes valeurs de l'induction magnétique maximale, sous une excitation sinusoïdale de fréquence 50Hz pour les deux échantillons de tôles.

L'allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et les cycles d'hystérésis engendrés pour l'échantillon 1 sont donnés sur les figures III.5 à III.8.

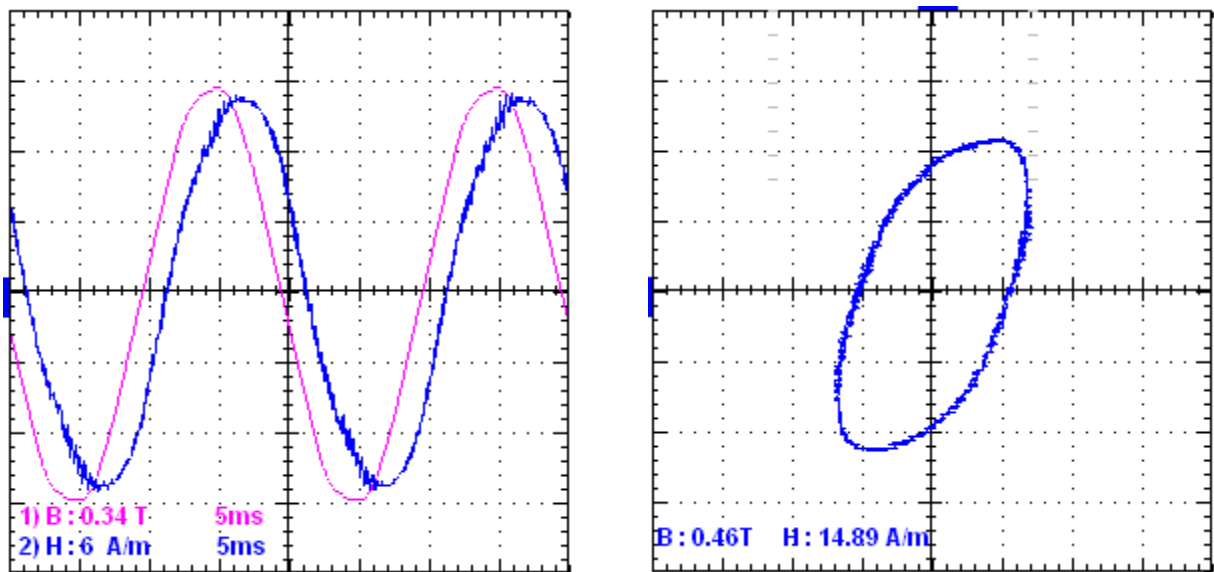


Fig.III.5. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycle d'hystérésis observé à une induction maximale de 1T.

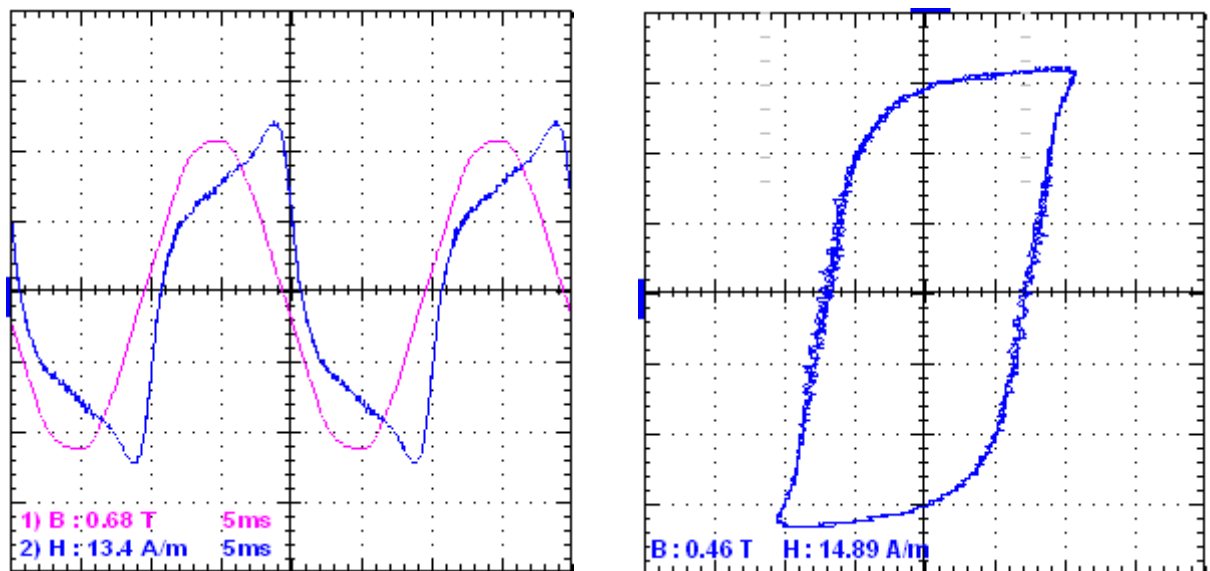


Fig.III.6. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycle d'hystérésis observé à une induction maximale de 1.5T.

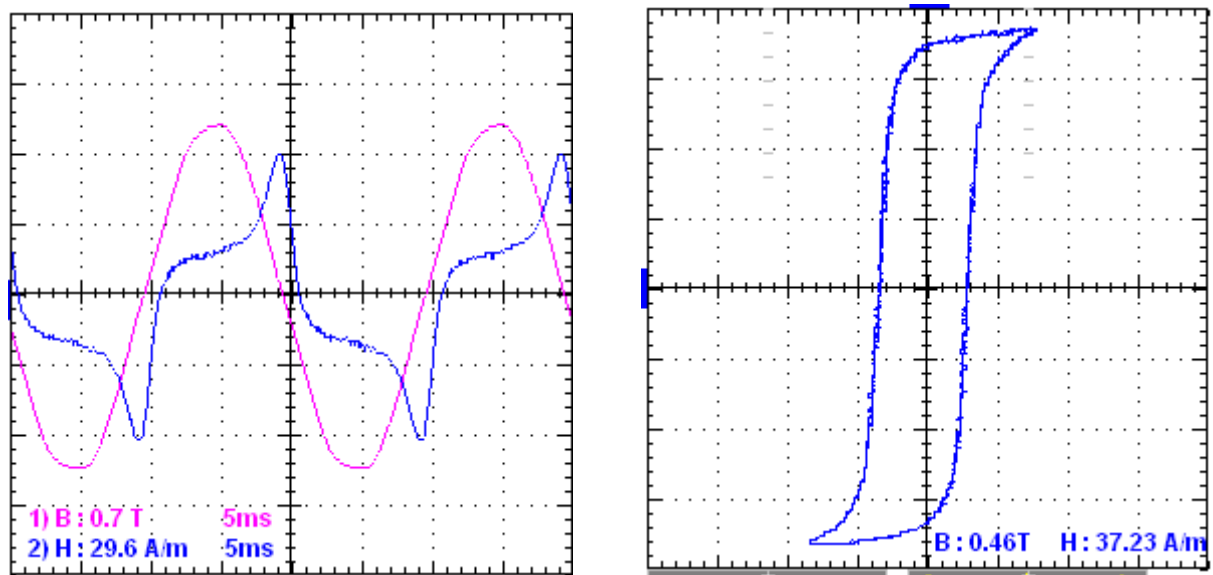


Fig.III.7. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycle d'hystérésis observé à une induction maximale de 1.7T.

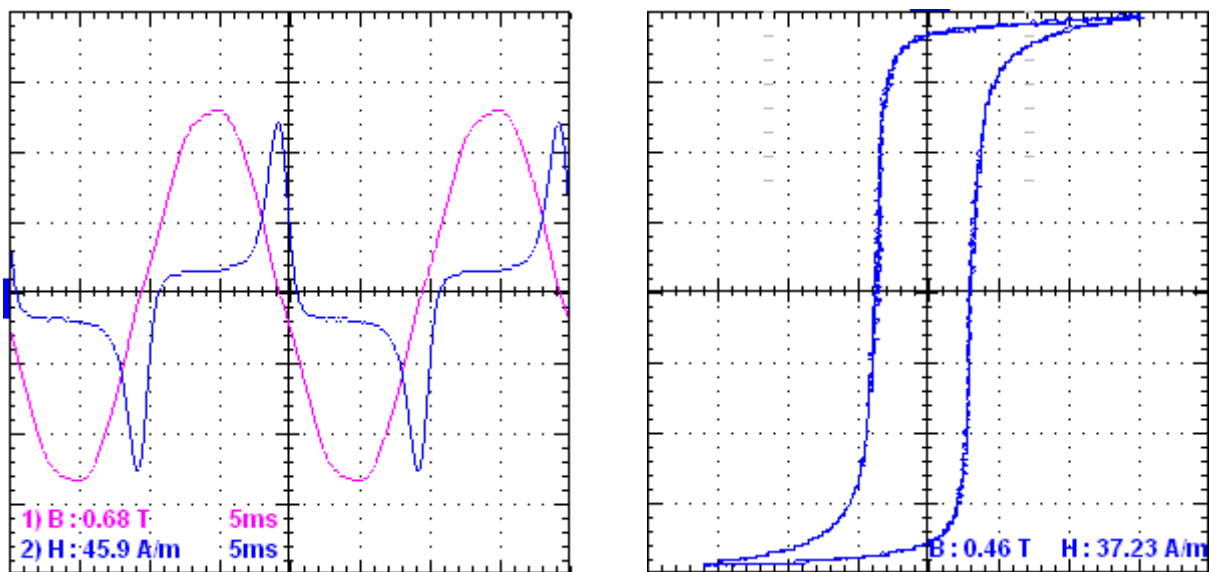


Fig.III.8. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycle d'hystérésis observé à une induction maximale de 1.8T.

L'Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et les cycles d'hystérésis pour l'échantillon 2 sont donnés sur les figures III.9 à III.12.

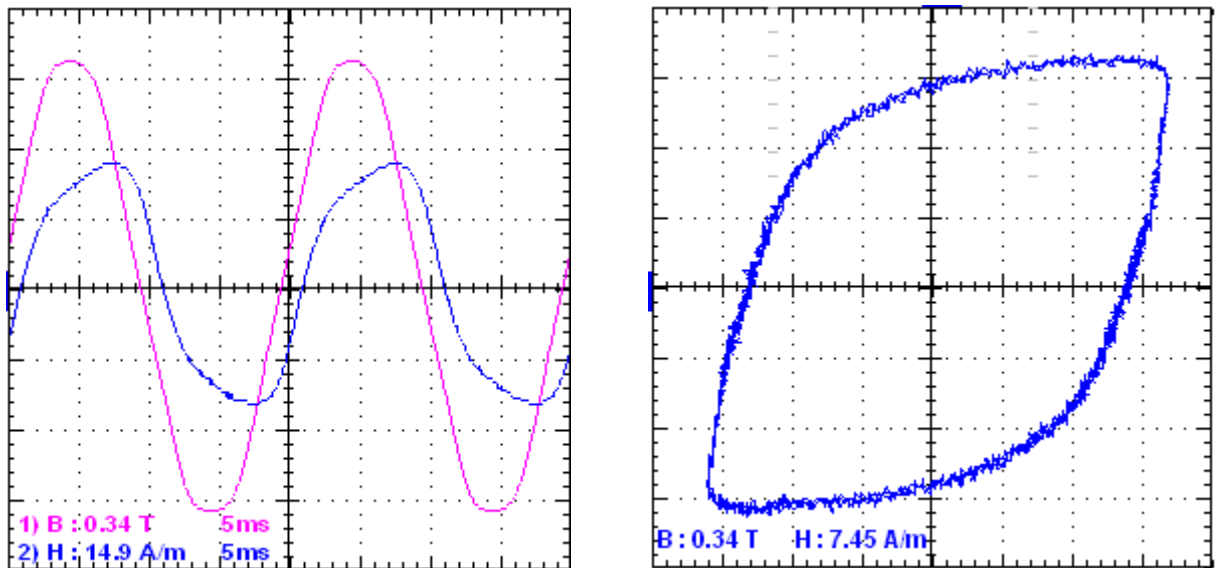


Fig.III.9. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycle d'hystérésis observé à une induction maximale de 1T.

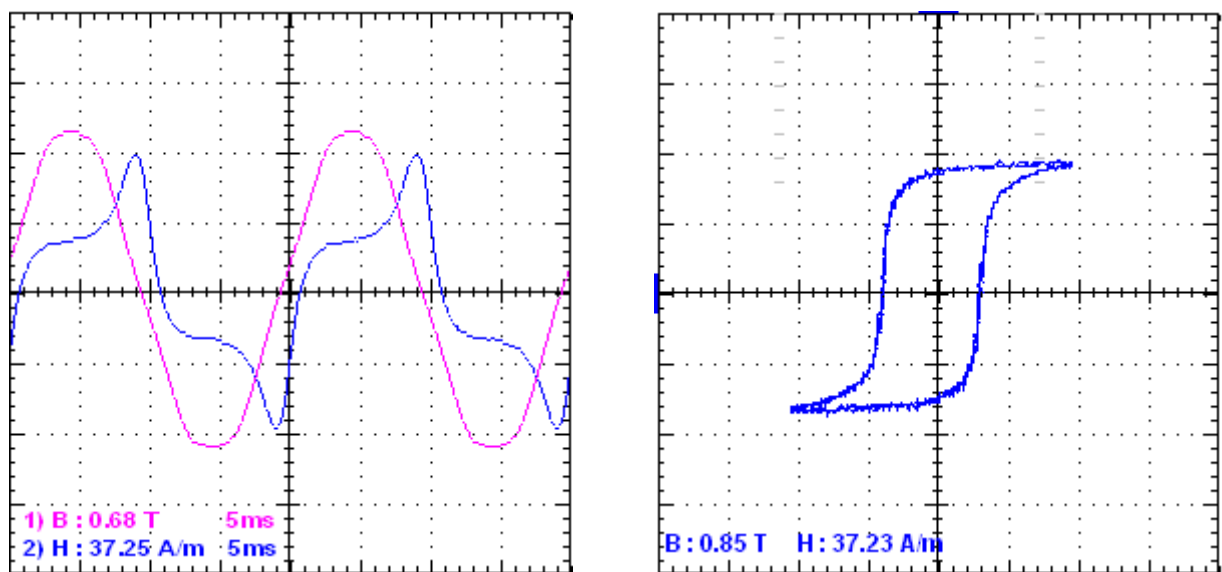


Fig.III.10. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycle d'hystérésis observé à une induction maximale de 1.5T.

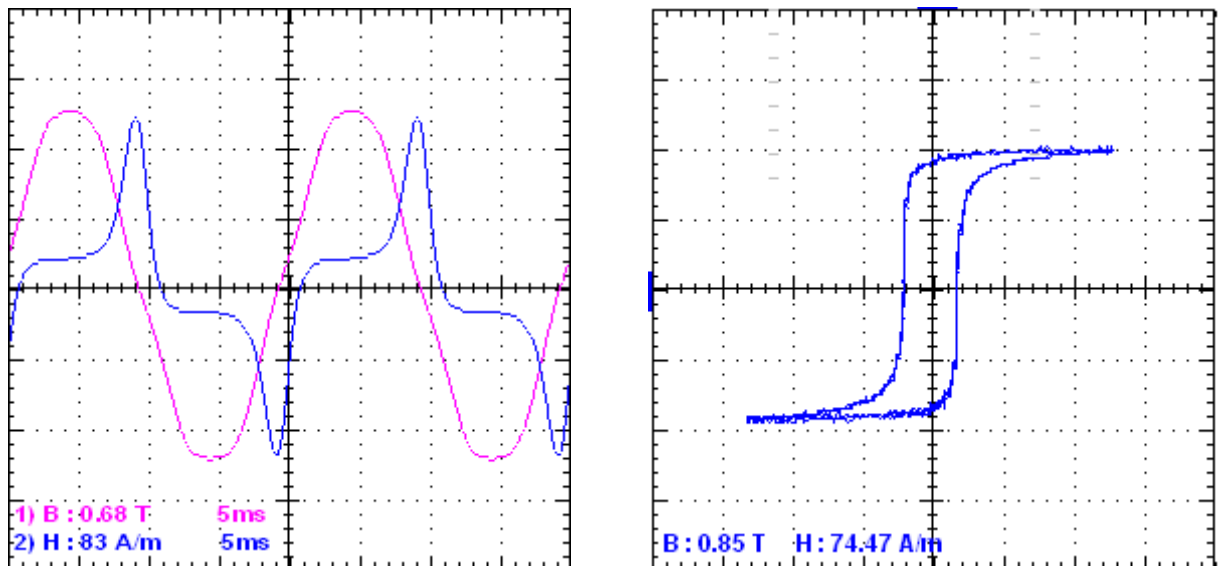


Fig.III.11. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycle d'hystérésis observé à une induction maximale de 1.7T.

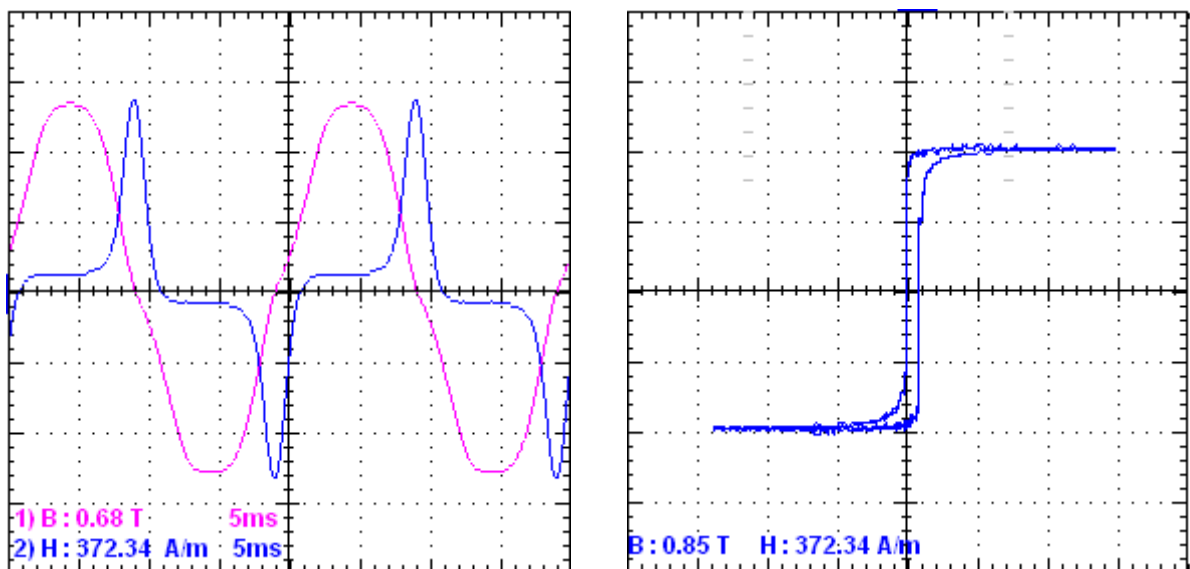


Fig.III.12. Allure de l'induction magnétique, du champ magnétique et cycle d'hystérésis observé à une induction maximale de 1.8T.

III.3.1.4. Mesure des pertes magnétiques

On donne dans la figure III.13 les pertes magnétiques, pour différentes valeurs de l'induction magnétique maximale.

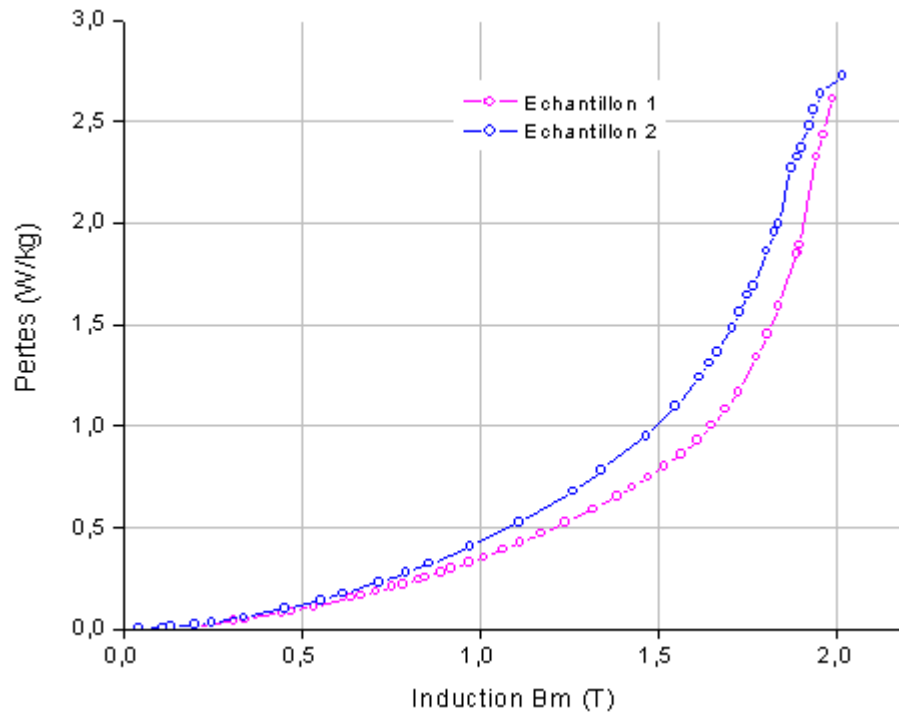


Fig.III.13. Pertes magnétiques des échantillons 1 et 2 de tôles FeSi-GO.

III.3.1.5. Discussion et interprétation des résultats expérimentaux

Les courbes obtenues : $B(H)$, $\mu_r(H)$, et $P(B_m)$ nous donnent les caractéristiques et les propriétés magnétiques des deux échantillons de tôles FeSi-GO.

Pour la courbe d'aimantation, on voit que l'application d'un champ magnétique croissant provoque l'apparition d'une induction magnétique croissante jusqu'à une valeur maximale qui correspond à l'état de saturation. Une comparaison entre l'échantillon vierge (Echantillon 1) et l'échantillon vieilli (Echantillon 2) montre qu'à champs égaux, l'induction à saturation diminue avec le vieillissement.

Pour la courbe de la perméabilité magnétique relative, on peut distinguer deux régions, une région linéaire proportionnelle au champ d'excitation et croissante jusqu'à une valeur maximale, et une région non linéaire décroissante d'une manière exponentielle. La perméabilité magnétique maximale atteint 40509 pour l'échantillon 1 et atteint 32404 pour l'échantillon 2.

Pour la courbe des pertes spécifiques, la variation est donnée en fonction de l'induction. Les pertes spécifiques totales pour l'échantillon 1 sont de 0,8 W/kg à 1,5T et

de 1.08 W/kg pour 1.7T. Pour l'échantillon 2, les pertes augmentent et sont de 0.95 W/kg à 1.5T et 1.48 W/kg à 1.7T.

En conclusion, le vieillissement thermique des tôles a conduit à une baisse des caractéristiques magnétiques (induction à saturation et perméabilité maximale) et une augmentation des pertes magnétiques.

III.4. Caractérisation des tôles FeSi-GO en présence des harmoniques

Quand on alimente le primaire du cadre d'Epstein avec une tension sinusoïdale, le courant primaire et la tension secondaire induite tendent à être distordus et particulièrement en s'approchant de la saturation. Cette déformation affecte l'exactitude de la prédiction des pertes fer. Dans ce cas les deux grandeurs B et H ne ressemblent plus à de simples sinusoïdes. L'analyse de Fourier indique la présence d'un grand nombre d'harmoniques de rang impairs.

III.4.1. Définitions et expressions mathématiques

Si on écrit l'induction magnétique sous la forme (III.11) et en utilisant l'équation (III.4), on aura l'amplitude des harmoniques de l'induction magnétique en fonction de l'amplitude des harmoniques de la tension au secondaire du cadre (III.12) :

$$B(t) = \sum_{n \geq 1} B_n e^{j(n\omega t + \varphi_n)} \quad (III.11)$$

$$B_{nm} = \frac{V_{2nm}}{nN_2S\omega}; \quad n = 1,3,5,\dots \quad (III.13)$$

Où ω est la pulsation de la tension d'alimentation.

La tension secondaire $v_2(t)$ peut être décomposée en séries de Fourier et la valeur efficace V_2 de la tension secondaire distorsionnée est donnée par :

$$V_2 = \sqrt{V_{2f}^2 + V_{2H}^2} \quad (III.14)$$

Le taux de distorsion harmonique totale THD « Total Harmonic Distorsion » est donné par :

$$THD = \frac{V_{2H}}{V_{2f}} \quad (III.15)$$

Où V_{2f} est la valeur efficace du fondamental et V_{2H} est la valeur efficace de l'ensemble des harmoniques.

Dans le cas où la tension et le courant sont parfaitement sinusoïdaux, le facteur de puissance «traditionnel» ou $\cos \varphi$, représente le cosinus du déphasage entre ces deux grandeurs. En présence des harmoniques, ce facteur s'appelle facteur de puissance de déplacement et représente le cosinus du déphasage entre les fondamentaux de la tension et du courant.

$$DPF = \cos \varphi \quad (\text{III.16})$$

Le facteur de puissance total « PF, Power Factor » qui est donné par le rapport de la puissance active totale et de la puissance apparente totale peut être défini comme suit :

$$PF = \frac{P}{S} = DPF \frac{1}{\sqrt{1 + THD^2}} \quad (\text{III.17})$$

Le facteur de crête « CF, Crest factor » de la tension $v_2(t)$ est défini comme étant le rapport entre sa valeur crête et sa valeur efficace :

$$CF = \frac{\hat{V}_2}{V_2} \quad (\text{III.18})$$

Le taux de distorsion individuel qui est le pourcentage de chaque harmonique par rapport au fondamental est défini comme étant le rapport entre la valeur efficace de l'harmonique de rang n et la valeur efficace du fondamental.

$$\tau_n = \frac{V_n}{V_1} \quad (\text{III.19})$$

III.4.2. Taux d'harmoniques du champ magnétique et de l'induction magnétique

Afin de déterminer l'effet des harmoniques du champ magnétique et de l'induction magnétique sur les pertes magnétiques du matériau, nous avons analysé les deux signaux correspondant au champ et à l'induction magnétiques.

III.4.2.1. Taux de distorsion harmonique individuel

Nous donnons dans les figures III.14 et III.15, les taux de distorsion harmonique individuel en pourcentage de l'induction magnétique et du champ magnétique, pour différentes valeurs de l'induction maximale de l'échantillon 1.

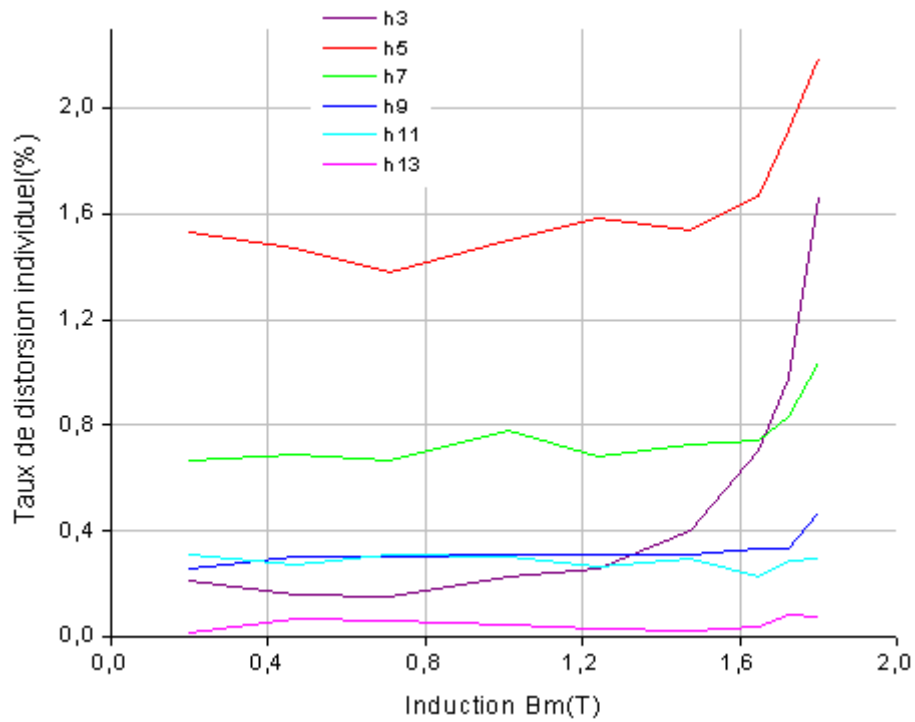


Fig. III.14. Taux de distorsion harmonique individuel de l'induction magnétique en fonction de l'induction magnétique maximale de l'échantillon 1.

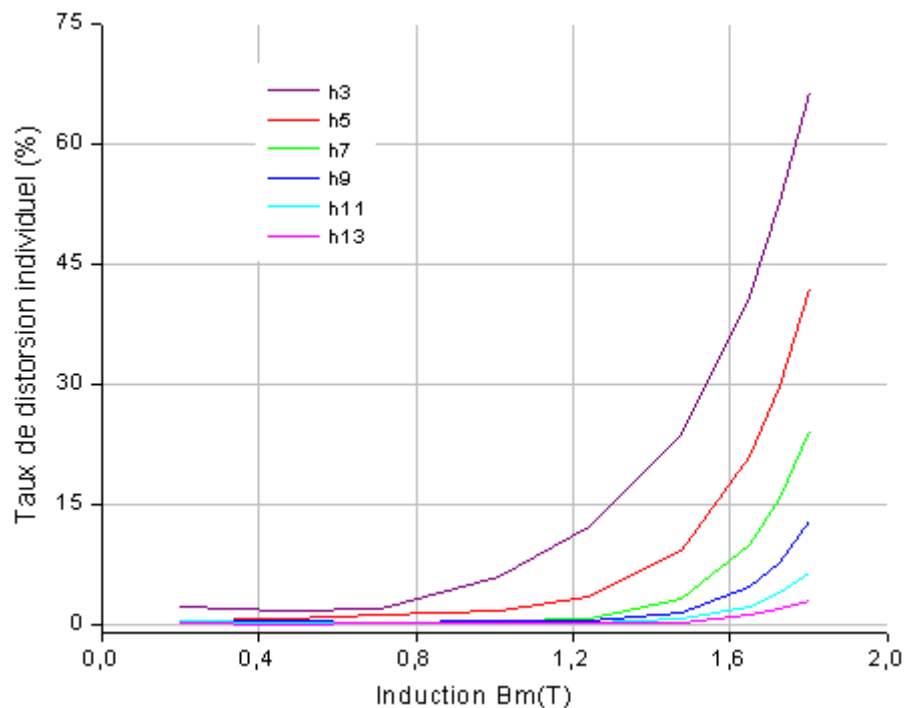


Fig. III.15. Taux de distorsion harmonique individuel du champ magnétique en fonction de l'induction magnétique maximale de l'échantillon 1.

Les taux de distorsion harmonique individuel en pourcentage de l'induction de l'échantillon 2, pour différentes valeurs de l'induction maximale de l'échantillon 2, sont donnés sur les figures III.16 et III.17.

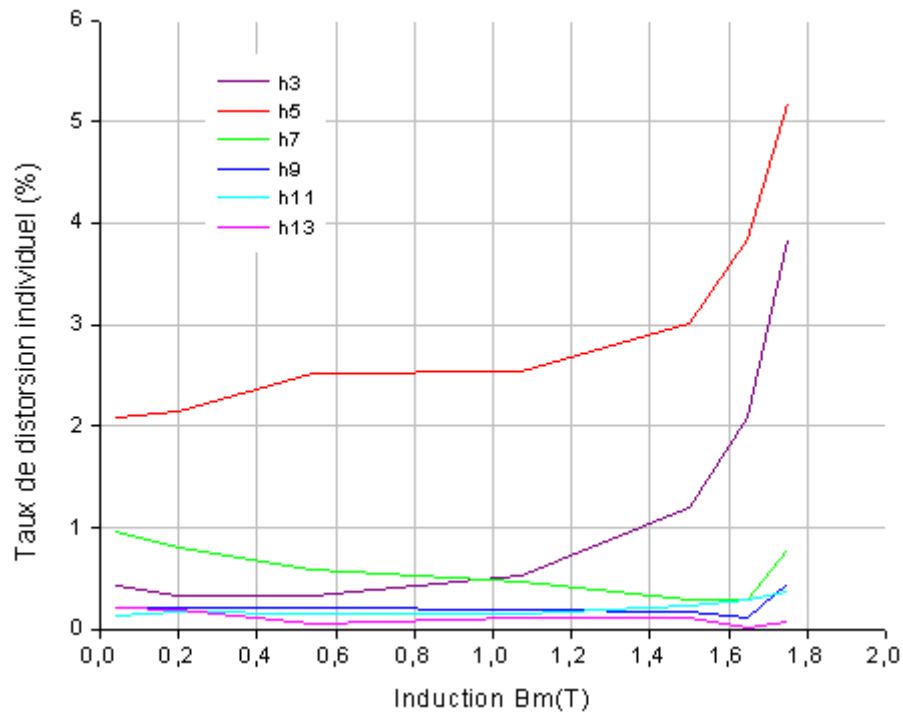


Fig. III.16. Taux de distorsion harmonique individuel de l'induction magnétique en fonction de l'induction magnétique maximale de l'échantillon 2.

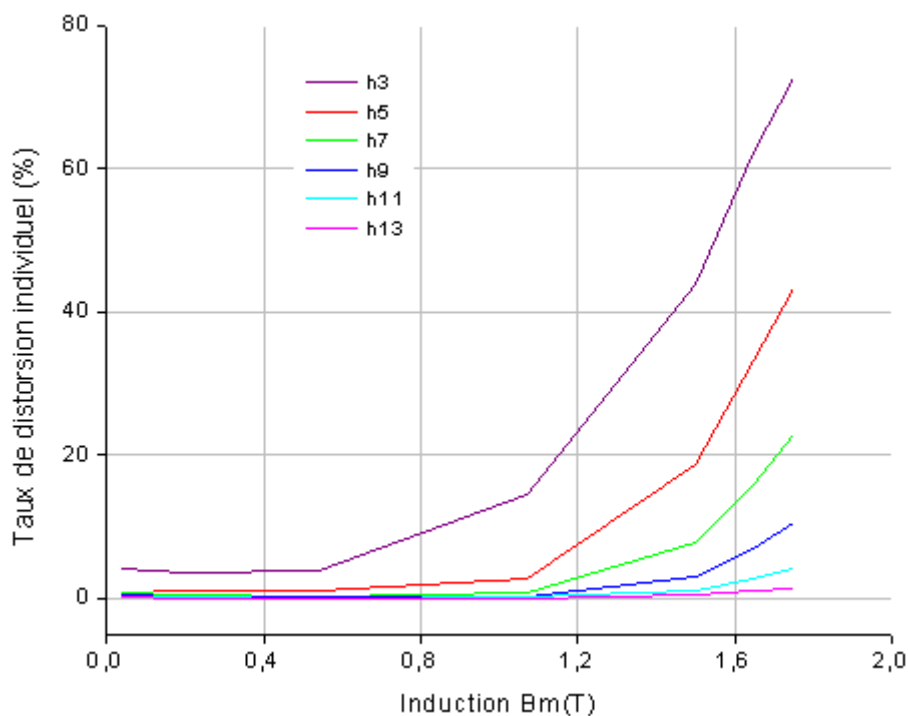


Fig. III.17. Taux de distorsion harmonique individuel du champ magnétique en fonction de l'induction magnétique maximale de l'échantillon 2.

III.4.2.2. Taux de distorsion harmonique total

Le taux de distorsion harmonique total de la tension THD_v en fonction des inductions magnétiques maximales B_m est représenté sur les figures III.18 et III.19 respectivement pour les échantillons 1 et 2 des tôles FeSi-GO.

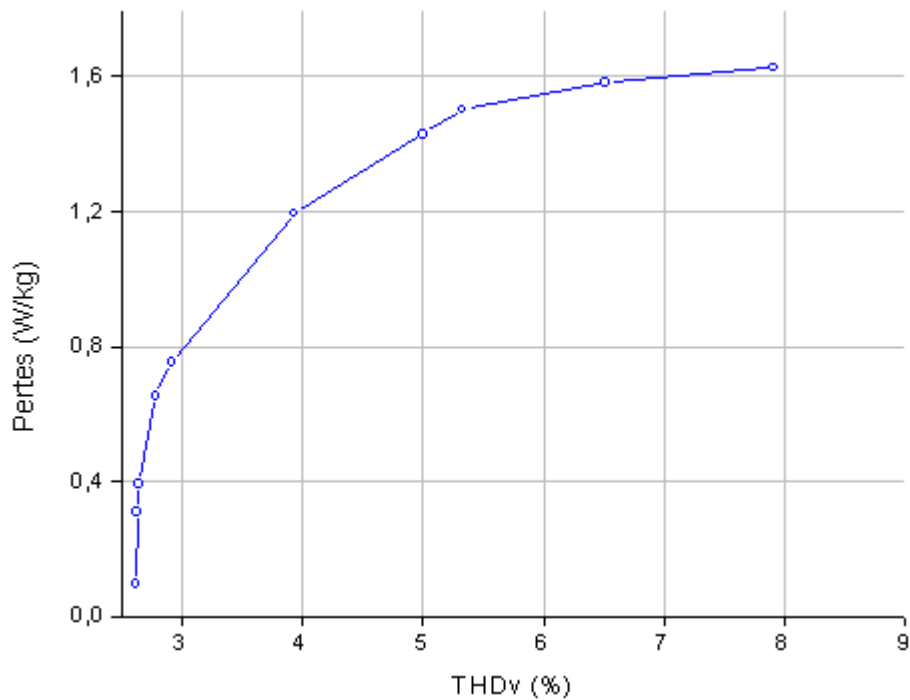


Fig.III.18. Pertes magnétiques en fonction du taux de distorsion harmonique total de la tension de l'échantillon 1.

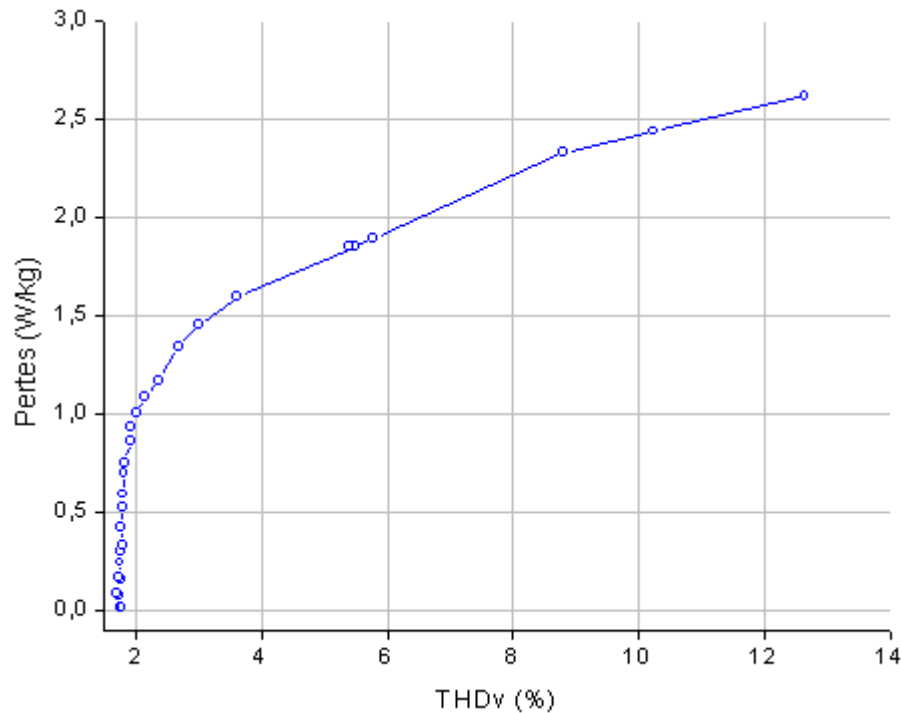


Fig. III.19. Pertes magnétiques en fonction du taux de distorsion harmonique total de la tension de l'échantillon 2.

III.4.2.3. Discussion et interprétation des résultats

1) Concernant l'induction magnétique, le taux de distorsion harmonique individuel augmente avec l'induction magnétique maximale B_m et cela pour tous les harmoniques impairs de rang supérieur ou égal à 3. Les harmoniques 3 et 5 sont les prédominants et le taux de distorsion des autres harmoniques commence à augmenter à partir d'une induction maximale qui dépasse 1.6T (figures III.14 et III.16).

- Les taux de distorsion individuel des harmoniques 3 et 5 pour l'échantillon 1 sont de 0.398% et 1.565% pour une induction maximale de 1.5T. Ces taux sont de 0.832% et 1.783% pour 1.7 T.

- Pour l'échantillon 2, ces taux sont de 0.921% et 2.718% pour 1.5T. Les taux sont de 2.096% et 3.84% pour une induction maximale de 1.7T.

De même pour le champ magnétique, le taux de distorsion harmonique individuel augmente avec l'induction magnétique maximale B_m pour tous les harmoniques impairs

de rang supérieur ou égal à 3. Les harmoniques 3 et 5 sont les prédominants et le taux de distorsion des autres harmoniques commence à augmenter à partir d'une induction maximale de 1.5T (figures III.15 et III.17).

- Pour l'échantillon 1, le taux de distorsion individuel des harmoniques 3 et 5 sont de 27.102% et 11.353% pour 1.5T. Ces taux sont de 47.12% et 25.285% pour 1.7T.
- Pour l'échantillon 2, les taux sont de 35.065% et 13.782% pour 1.5T. Les taux sont de 62.294% et 33.186% pour une induction maximale de 1.7T.

Cela montre que seul l'harmonique de rang 5 a un effet sur les pertes magnétiques et l'harmonique 3 d'un effet moindre, cela à partir des inductions magnétiques maximales qui dépassent 1.6T.

2) L'induction magnétique se déforme de manière sensible. Le taux de distorsion harmonique total de la tension THD_v est de 1.77% à 1T et de 2.14% à 1.7T pour l'échantillon 1. Le THD_v est de 2.64% à 1T et de 4.4% à 1.7T pour l'échantillon 2. D'après les figures III.18 et III.19, on constate bien que les pertes magnétiques augmentent avec le taux de distorsion harmonique total de la tension THD_v.

III.5. Etude théorique des pertes magnétiques

Dans cette partie, nous allons déterminer les pertes magnétiques à partir de deux modèles théoriques. Le premier est le modèle de séparation des pertes de Bertotti destiné aux inductions sinusoïdales. Le deuxième est un modèle qui représente une extension du modèle de Bertotti aux champs non sinusoïdaux.

III.5.1. Prédiction des pertes magnétiques en régime sinusoïdal

Pour une induction sinusoïdale de valeur crête B_m et de fréquence f supérieure ou égale à 20Hz, les pertes totales par unité de masse (W/kg) peuvent-être exprimées par l'équation (III.20) en utilisant le modèle de Bertotti [40] :

$$P_t = C_0 B_m^2 f + \frac{\pi^2 e^2 \sigma}{6m_v} (B_m f)^2 + C_1 (B_m f)^{1.5} \quad (\text{III.20})$$

où m_v est la masse volumique, C_0 et C_1 sont deux constantes caractérisant le matériau. Pour la détermination de ces deux constantes, il suffit de connaître les pertes

totales P_t en deux points expérimentaux, correspondant soit à deux fréquences pour une même induction crête ou bien à deux inductions crêtes pour une même fréquence.

Dans notre travail, nous avons opté pour deux valeurs expérimentales des pertes correspondant à deux inductions maximales B_{m1} et B_{m2} , à une fréquence de 50Hz. On peut déterminer le coefficient C_0 des pertes par hystérésis et le coefficient C_1 des pertes en excès en utilisant le système d'équation suivant :

$$\begin{pmatrix} C_0 \\ C_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{m1}^2 f & (B_{m1} f)^{3/2} \\ B_{m2}^2 f & (B_{m2} f)^{3/2} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} P_t(B_{m1}) - P_c(B_{m1}) \\ P_t(B_{m2}) - P_c(B_{m2}) \end{pmatrix} \quad (\text{III.21})$$

Les paramètres C_0 et C_1 sont déterminés à basses inductions.

Tableau III.2. Paramètres du modèle de Bertotti

Les paramètres	Echantillon 1	Echantillon 2
$C_0 (\text{J.kg}^{-1}.\text{T}^{-2})$	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$
$C_1 (\text{J.s}^{1/2}\text{kg}^{-1}.\text{T}^{-3/2})$	$3 \cdot 10^{-4}$	$4.6 \cdot 10^{-4}$

On donne dans les figures III.20 et III.21 respectivement les trois contributions de pertes magnétiques mesurées à basses inductions des deux échantillons de tôles FeSi-GO d'après le modèle de Bertotti. Dans ces pertes, P_h représentent les pertes statiques, P_c sont les pertes dynamiques classiques et P_e les pertes dynamiques en excès.

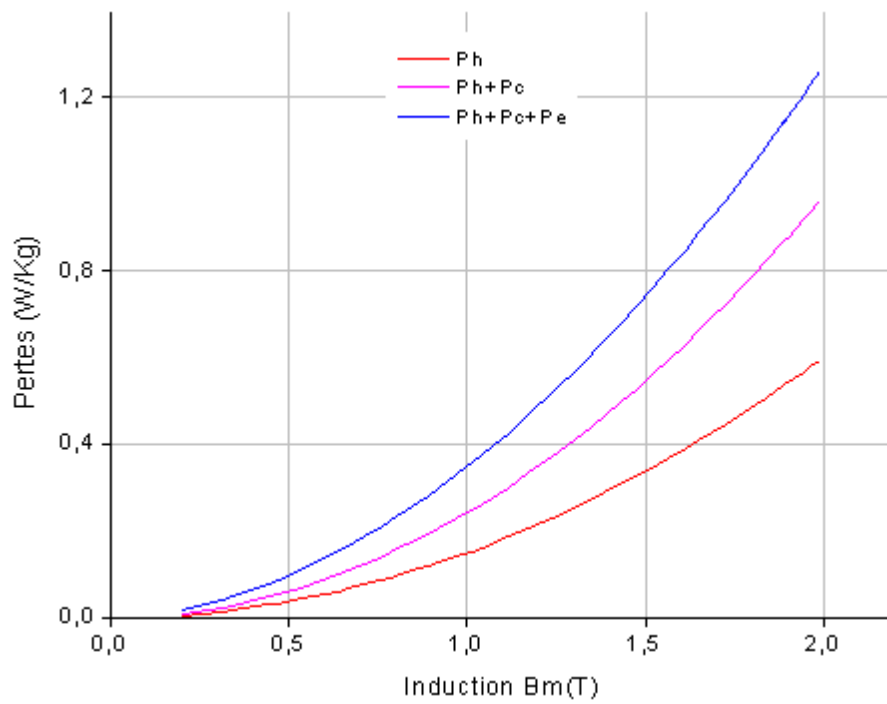


Fig. III.20. Evolution des différentes contributions aux pertes totales en fonction de l'induction maximale de l'échantillon 1.

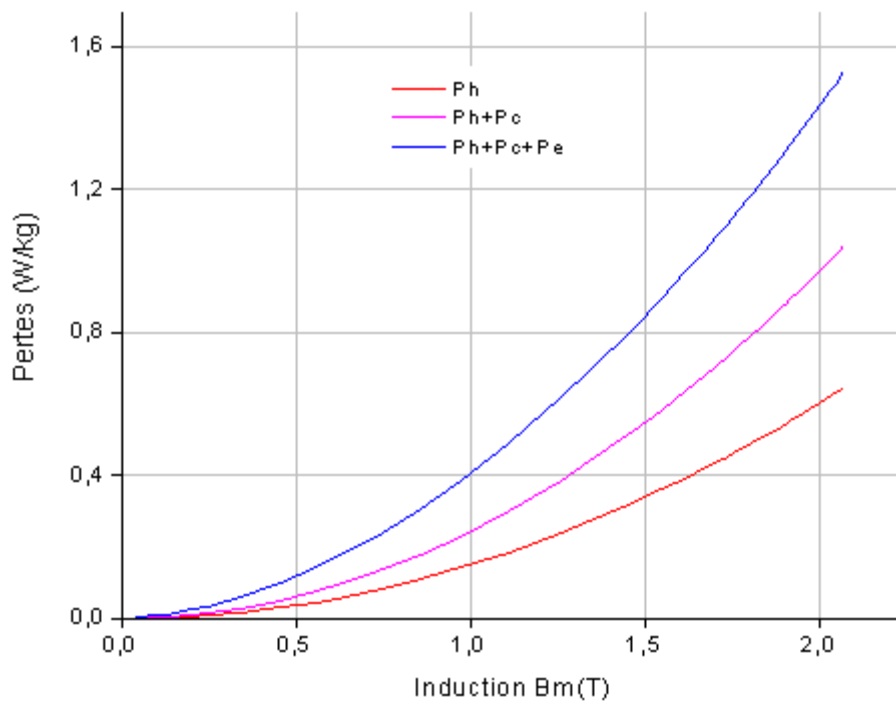


Fig.III.21. Evolution des différentes contributions aux pertes totales en fonction de l'induction maximale de l'échantillon 2.

Après avoir déterminé les coefficients C_0 et C_1 , on peut déduire les pertes pour un régime sinusoïdal de fréquence f à partir d'un régime de référence de fréquence f_0 . On aura ainsi, l'expression des pertes totales suivantes en :

$$P_t(f) = P_h + P_c(f_0) \frac{f}{f_0} + P_e(f_0) \sqrt{\frac{f}{f_0}} \quad (\text{III.22})$$

La décomposition des pertes totales, par cycle en fonction de la fréquence, à une induction de 1T est donnée sur les figures III.22 et III.23. L'évolution des pertes totales pour différentes inductions maximales est donnée sur les figures III.24 et III.25 respectivement pour les deux échantillons de tôles 1 et 2.

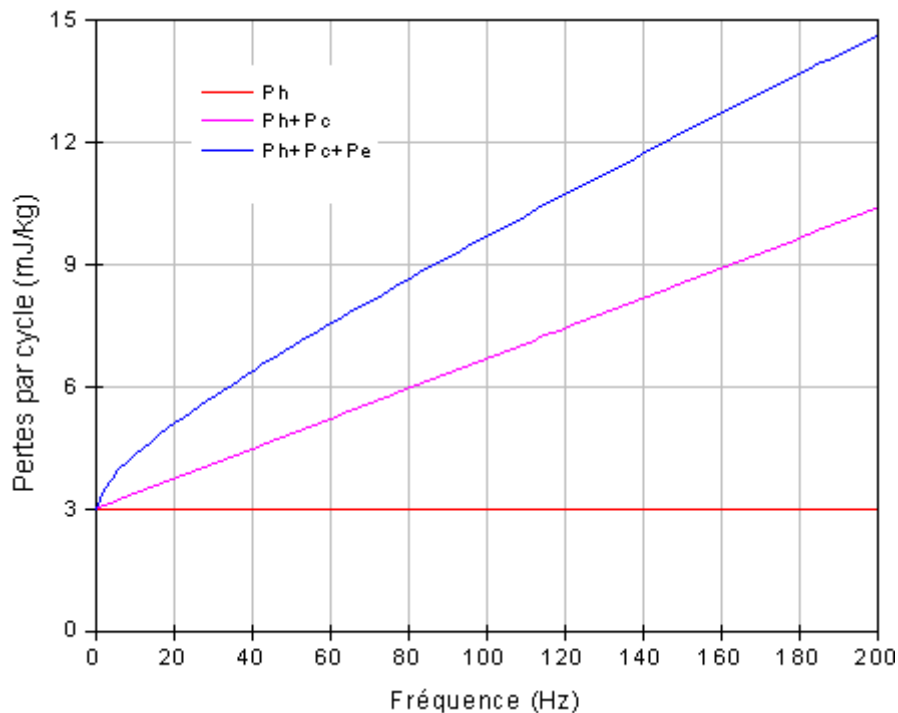


Fig. III.22. Evolution des différentes contributions aux pertes totales en fonction de la fréquence de l'échantillon 1.

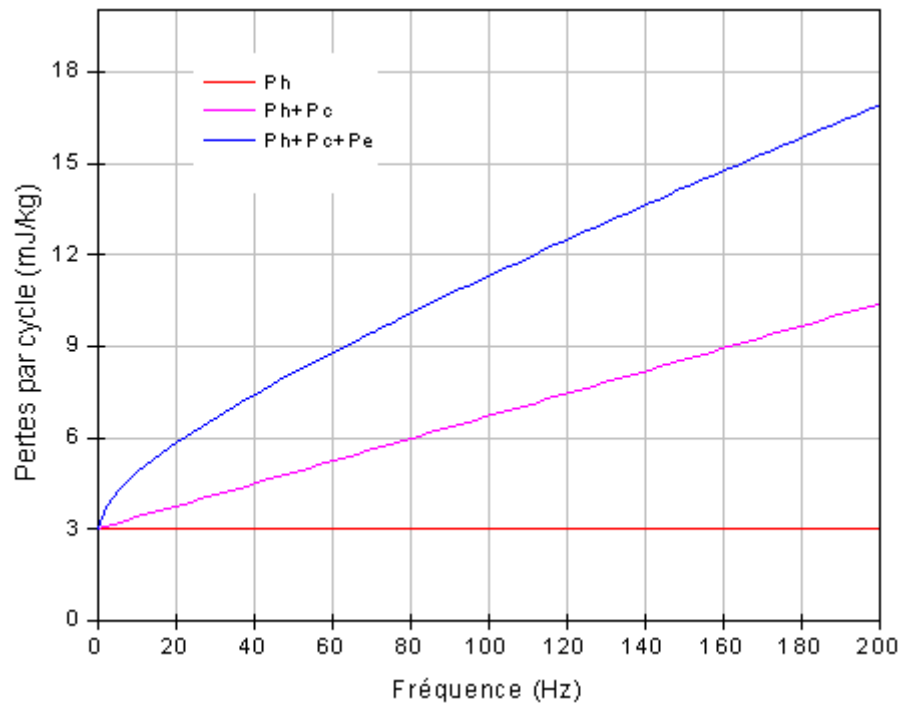


Fig. III.23. Evolution des différentes contributions aux pertes totales en fonction de la fréquence de l'échantillon 2.

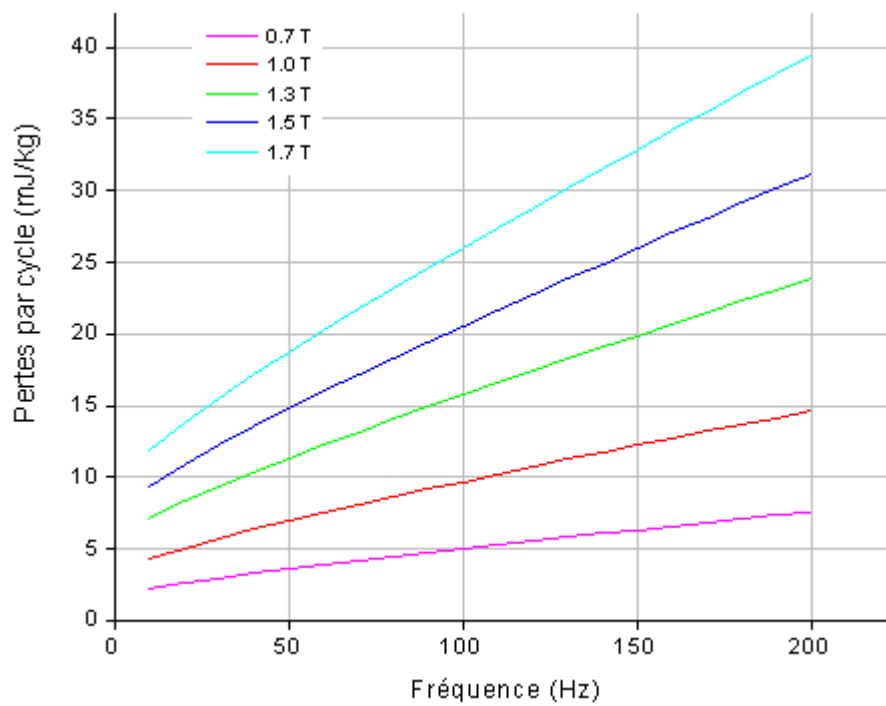


Fig. III.24. Pertes par cycle en fonction de la fréquence pour différentes inductions maximales de l'échantillon 1.

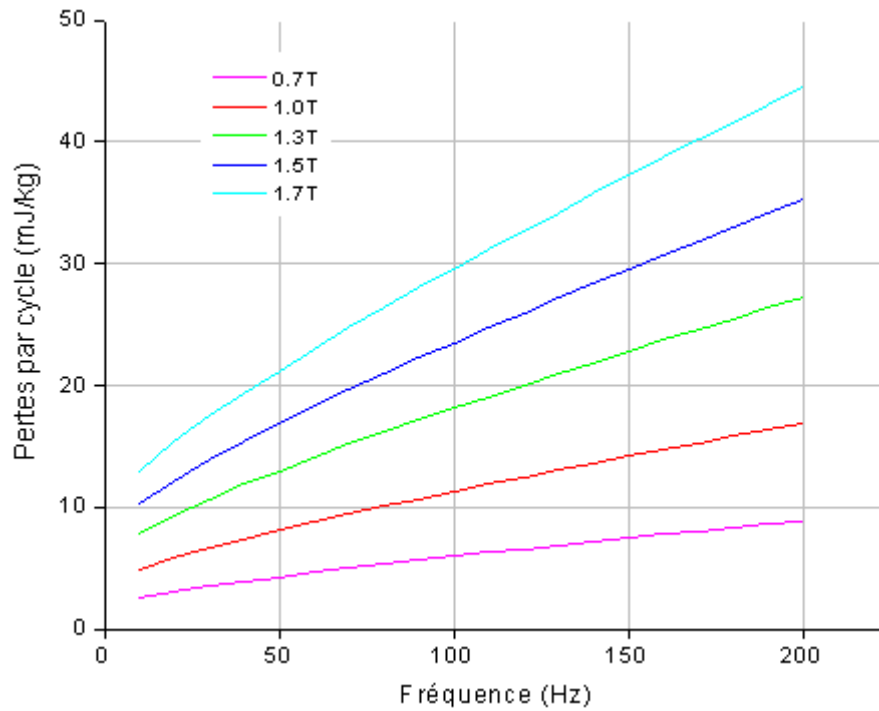


Fig.III.25. Pertes par cycle en fonction de la fréquence pour différentes inductions maximales de l'échantillon 2.

Une comparaison des pertes magnétiques totales déterminées d'après le modèle de Bertotti à celles mesurées sur les deux échantillons de tôles FeSi-GO est mise en évidence dans les figures III.26 et III.27.

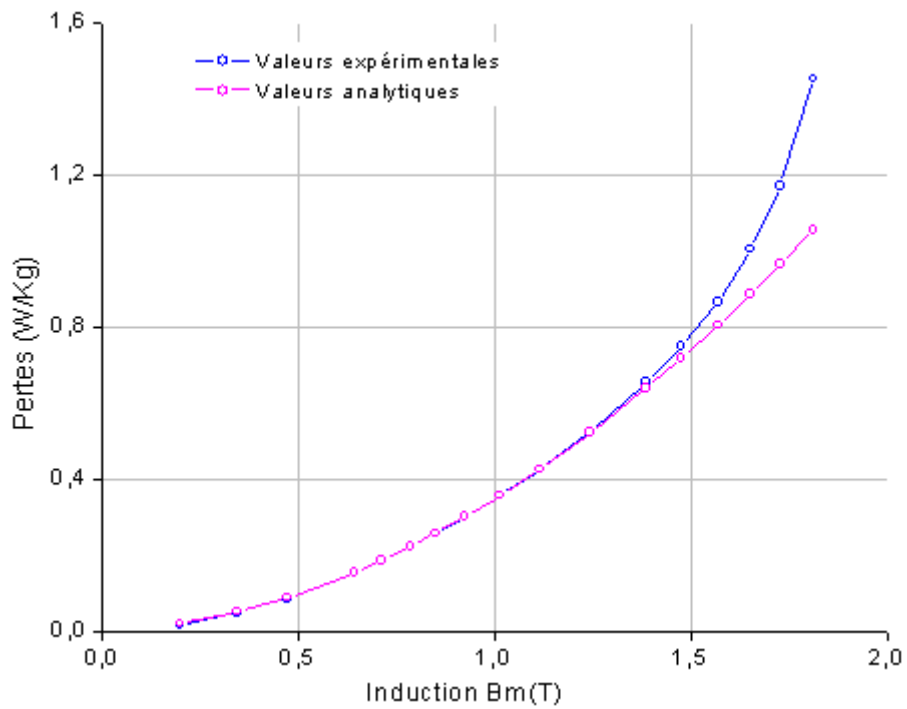


Fig.III.26. Pertes totales déterminées à partir du modèle de Bertotti comparées aux pertes totales mesurées sur l'échantillon 1 de tôles FeSi-GO.

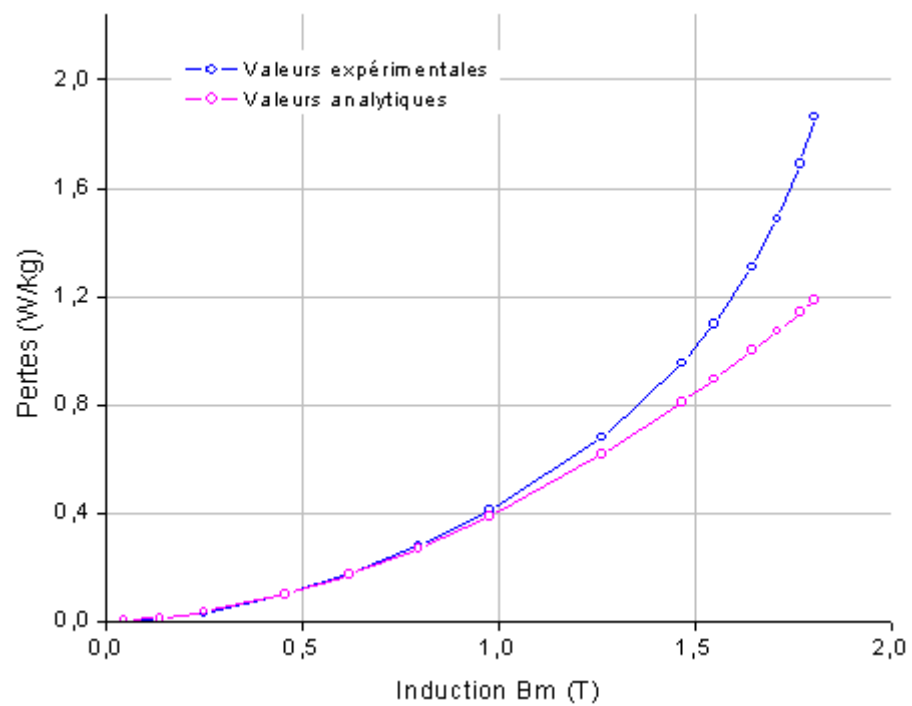


Fig.III.27. Les pertes totales déterminées à partir du modèle de Bertotti comparées aux pertes totales mesurées sur l'échantillon 2 de tôles FeSi-GO.

D'après cette étude de séparation des pertes totales par cycle, on remarque qu'à une fréquence conventionnelle de 50Hz, les trois contributions des pertes ont la même importance à basses inductions (inférieures à 0.5T). On remarque aussi que les pertes dynamiques en excès et les pertes dynamiques classiques sont les contributions majoritaires, ce qui est conforme à la théorie. Les pertes magnétiques par cycle sont principalement divisées en pertes par hystérésis (statiques) qui sont indépendantes de la fréquence et les pertes dynamiques qui varient avec la fréquence. Les pertes par hystérésis trouvent leur origine dans les processus d'aimantation discontinus qui peuvent s'expliquer par la gêne ou impuretés que trouvent les parois de Bloch lors de leur déplacement dans la direction du champ appliqué. Les pertes dynamiques sont plus importantes lorsqu'on monte en fréquence. Les pertes dynamiques classiques dépendent de la géométrie du matériau magnétique et les pertes dynamiques en excès dépendent de la répartition en domaines du matériau magnétique.

Le modèle de Bertotti rend bien compte du vieillissement du matériau. En effet, une comparaison des courbes des figures III.20 et III.21 montre que, pour la même induction maximale, les pertes de l'échantillon 2 sont supérieures à celles de l'échantillon 1.

Les valeurs des pertes totales obtenues expérimentalement et celles obtenues par le modèle de Bertotti, sont en accord. Les déviations aux inductions maximales qui dépassent 1.5T sont expliquées par le fait que ce modèle néglige le terme $\tilde{n}_0 v_0/4$ dans l'expression (III.20) précédemment décrite afin de pouvoir déterminer les constantes C_0 et C_1 . En fait, dans l'expression des pertes en excès (III.23), déjà donnée au chapitre II, ce terme devient plus important aux basses inductions maximales au moment où le premier terme de cette expression diminue avec $\sqrt{B_m}$.

$$P_e / f \cong 8B_m (\sqrt{\sigma GSV_0 B_m f} - \tilde{n}_0 V_0 / 4) \quad (\text{III.23})$$

III.5.2. Prédiction des pertes magnétiques en régime non sinusoïdal

Parmi les méthodes de prédiction des pertes magnétiques citées dans la littérature scientifique [46, 47] on trouve un modèle qui est une extension du modèle de Bertotti en champ non sinusoïdal. A une induction magnétique maximale B_m les pertes totales par cycle et par unité de masse peuvent être écrites par l'équation (III.24), ce qui veut dire que la valeur des pertes par cycle ne dépend que de la vitesse de variation dB/dt. Cette

équation est similaire à l'équation (III.20), la grande différence est que cette équation est dans le domaine du temps, en raison de tenir compte de la présence des harmoniques dans la forme d'onde de l'induction magnétique.

$$P_t = p_h + \sigma \frac{e^2}{12m_v f} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{d}{dt} B(t) \right)^2 dt + \frac{1}{fm_v} \sqrt{\sigma G V_0 S} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{d}{dt} B(t) \right|^{1.5} dt \quad (\text{III.24})$$

L'équation (III.25) peut-être écrite sous la forme suivante :

$$P_t = p_h + k_c \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{d}{dt} B(t) \right)^2 dt + k_e \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{d}{dt} B(t) \right|^{1.5} dt \quad (\text{III.25})$$

Les paramètres de ce modèle sont les mêmes paramètres définis précédemment dans le modèle de Bertotti à l'exception du coefficient des pertes dynamiques classiques qui est divisé par $2\pi^2$ et le coefficient des pertes dynamiques en excès qui est divisé par $\sqrt{2}(\pi)^{1.5}$:

$$\text{En posant : } C = \frac{\pi^2 e^2 \sigma}{6m_v}$$

On aura $k_c = C_2 / 2\pi^2$, $k_e = C_1 / \sqrt{2}\pi^{1.5}$

Dans les figures III.28 et III.29, on compare les valeurs des pertes magnétiques totales calculées d'après ce modèle théorique (modèle 2) avec les pertes magnétiques calculées d'après le modèle de Bertotti (modèle 1) et celles mesurées sur les deux échantillons 1 et 2 des tôles FeSi-GO.

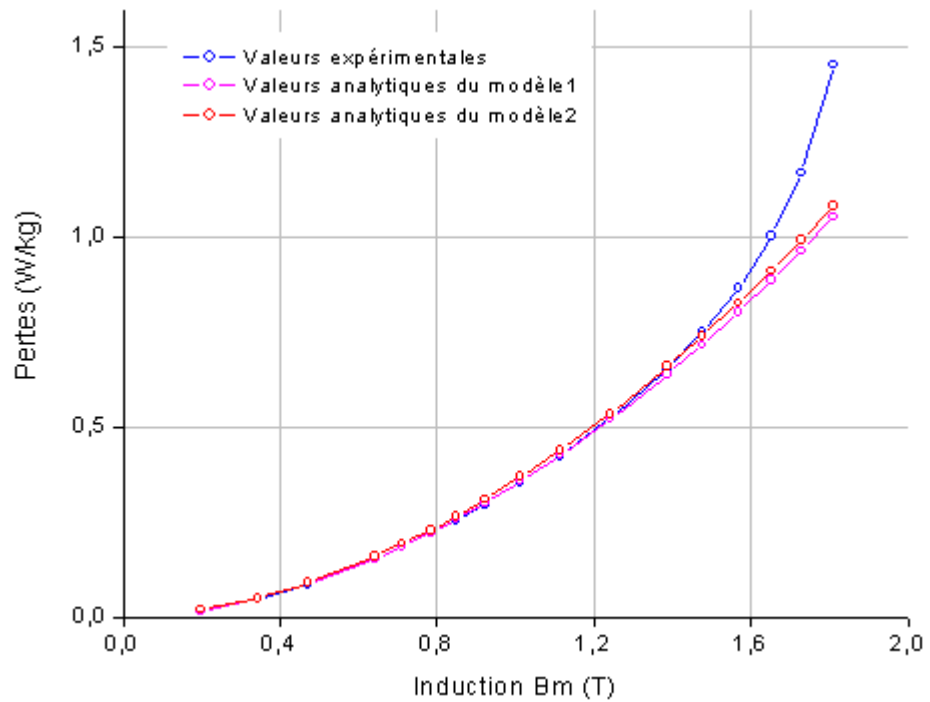


Fig.III.28. Pertes totales calculées à partir des deux modèles théoriques comparées aux pertes totales mesurées sur l'échantillon 1.

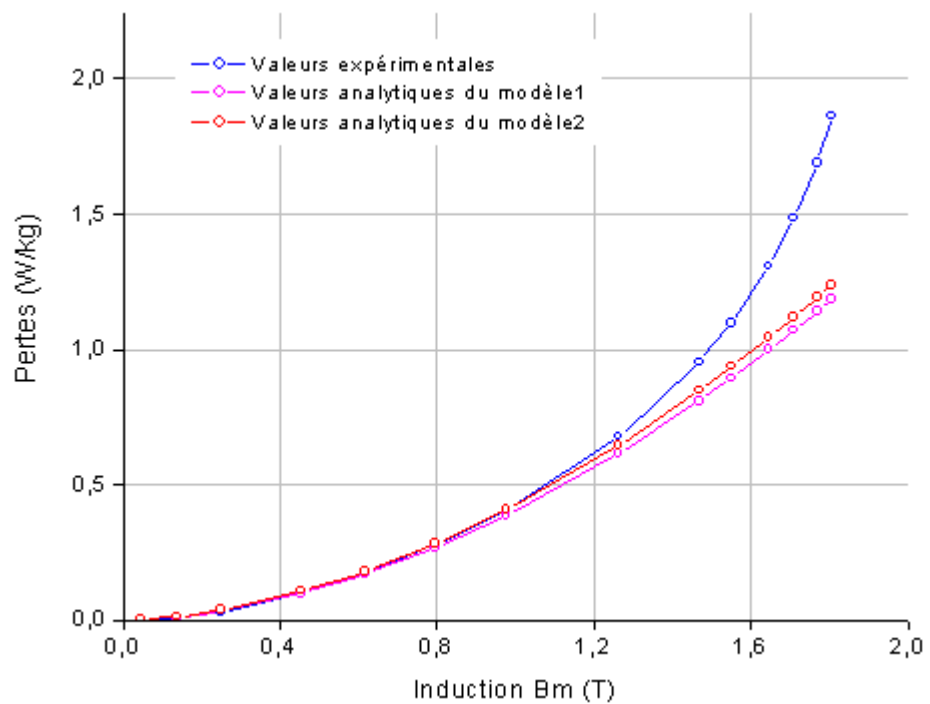


Fig.III.29. Les pertes totales calculées à partir des deux modèles théoriques comparées aux pertes totales mesurées sur l'échantillon 2.

Les valeurs des pertes totales obtenues expérimentalement sont en bon accord avec celles obtenues avec les deux modèles théoriques. Ceci est valable jusqu'à des inductions

maximales de l'ordre de 1.5T. Au-delà, la courbe expérimentale s'écarte des courbes théoriques. Ceci peut trouver son explication dans le fait que les paramètres des deux modèles théoriques ont été calculés aux basses inductions magnétiques.

Le grand rapprochement entre les résultats des deux modèles théoriques est dû au fait que l'induction ne présente pas un taux d'harmoniques élevé.

III.6. Conclusion

Ce chapitre est principalement dédié à l'étude des pertes magnétiques des tôles fer-silicium à grains orientés utilisés dans les transformateurs. L'étude consiste en la comparaison des résultats obtenus expérimentalement à ceux déterminés à partir du modèle théorique de Bertotti applicable en régime sinusoïdal. Une comparaison des résultats expérimentaux avec ceux déterminés à partir d'un modèle tenant compte des harmoniques de l'induction a également été faite. Un bon accord entre pratique et théorie a été établi.

Le travail entrepris dans le cadre de ce mémoire est une étude expérimentale et théorique des pertes magnétiques dans les tôles magnétiques fer-silicium à grains orientés (Fe3%Si-GO) utilisées dans les circuits magnétiques des transformateurs.

Notre étude expérimentale consiste à mesurer les pertes magnétiques dans deux échantillons de tôles fer-silicium à grains orientés d'une épaisseur de 0.3mm, utilisées à basses fréquences par l'entreprise Electro-industries d'Azazga. L'étude a porté sur deux échantillons de 64 tôles chacun, l'un vierge et l'autre ayant subi un vieillissement thermique. Ce dernier a engendré la diminution des performances magnétiques des tôles et l'augmentation des pertes magnétiques.

L'étude théorique consiste en la détermination des pertes magnétiques à partir de deux modèles : le modèle de Bertotti utilisé en régime sinusoïdal et un autre modèle considéré comme une extension du modèle de Bertotti au régime présentant des harmoniques. Les pertes déterminées à partir de ces modèles sont proches de celles obtenues expérimentalement jusqu'à l'induction maximale de 1.5T. Au-delà, les pertes expérimentales s'écartent des pertes théoriques. Ceci peut se justifier par le fait que les paramètres utilisés dans les modèles ont été déterminés aux basses inductions.

Une séparation des pertes a également été faite avec le modèle de Bertotti. Nous avons établi la contribution des pertes par hystérésis, des pertes dynamiques classiques et pertes dynamiques en excès dans les pertes totales des tôles étudiées.

Si l'on compare les résultats donnés par les deux modèles théoriques, on constate qu'ils se rapprochent énormément. Ceci est dû au fait que l'induction ne présente pas un taux de distorsion harmonique élevé.

Les perspectives ouvertes par ce travail sont :

- L'étude de l'effet des harmoniques sur les pertes magnétiques dans les circuits magnétiques alimentés avec des tensions fortement distorsionnées.
- Utilisation d'autres modèles pour la prédiction des pertes magnétiques.
- Etude expérimentale des différentes contributions de pertes.

- [1] **A. Kedous, D. Lebouc et P. Brissonneau**, «Etude des pertes dans les tôles magnétiques soumises à des variations d'induction $B(t)$ de forme trapézoïdale », Revue Phys. Appl. 21, Avril 1986.
- [2] **S. Takada and T. Sasaki**, « Variation of loss per cycle with pause time at the maximum flux density in electrical iron sheets », IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 28, N° 5, September 1992.
- [3] **A. Benabou**, « Contribution à la caractérisation et la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ », thèse de doctorat en génie électrique, université Lille I, 2002.
- [4] **P. Brissonneau**, « Magnétisme et matériaux de l'électrotechnique », Hermès 1997.
- [5] **C. Cyr**, «Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques », Thèse de doctorat en Philosophie (Ph.D), université Laval Québec, 2007.
- [6] **E. Hoang**, «Etude, modélisation et mesure des pertes magnétiques dans les moteurs à réluctances variables à double saillance », Thèse de Doctorat en Electrotechnique, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 1995.
- [7] **A. K. Lebouc**, «Matériaux magnétiques en génie électrique 1 », Lavoisier, 2006.
- [8] **P. Georgilakis, N. Hatziargyriou, D. Papparigas, J. Bakopoulos, S. Elefsiniotis**, « Automatic learning techniques for on-line control and optimization of transformer core manufacturing process », IEEE Transactions on Magnetics, 1999.
- [9] **Y. Han, W. Eberle and Y-F. Liu**, «New measurement methods to characterize transformer core loss and copper loss in high frequency switching mode power supplies», 35th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference, Aachen, Germany, 2004.
- [10] **P. S. Georgilakis, N. D. Hatziargyriou, A. D. Doulamis N. D. Doulamis, S. D. Kollias**, «A neural network framework for predicting transformer core losses», IEEE International Conference, 1999.
- [11] **A. K. Lebouc**, «Matériaux magnétiques en génie électrique 2 », Lavoisier, 2006.
- [12] **C. Kittel**, « Introduction à la physique de l'état solide », Dunod, 1970.
- [13] **M. P. Weiss**, «L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique », J.de Phys, 4^e Série, T-IV, Septembre 1907.

- [14] **F. de Leon, A. Semlyen**, «A simple representation of dynamic hysteresis losses in power transformer», IEEE Transactions on Power, Vol .10, N°.1, January 1999.
- [15] **N. Takahashi, M. Morishita, D. Miyagi, and M.Nakano**, « Examination of magnetic properties of magnetic materials at high temperature using a ring specimen », IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 46, N° 2, February 2010.
- [16] **H. Y. Lu, J. G. Zhu, and S. Y. Ron Hui**, « Measurement and modeling of thermal effects on magnetic hysteresis of soft ferrites », IEEE Transactions on Magnetics, Vol .43, N°.11, pp. 3952-3960, November 2007.
- [17] **H. Gavrila, V. Ionita**, « Crystalline and amorphous soft magnetic materials and their applications-status of art and challenges », Journal of Optoelectronics and Advanced Materials Vol. 4, N° 2, pp. 173-192, June 2002.
- [18] **F. L.Ringuet**, « Matériaux ferromagnétiques usuels », Techniques de l'ingénieur, K718.
- [19] **J. C Perron**, «Matériaux ferromagnétiques amorphes et nanocristallins », Techniques de l'ingénieur, D2150.
- [20] **G. Couderchon**, «Alliages fer-nickel et fer-cobalt », Techniques de l'ingénieur, D2130.
- [21] **J. C. Bavay et J. Verdun**, «Alliages fer-silicium », Techniques de l'ingénieur, D2110.
- [22] **F. Beauclair, J. P. Delvinquier et J. Pgro**s «Transformateurs et inductances », Techniques de l'ingénieur, E2130.
- [23] **A. J. Moses**, «Iron-based amorphous ribbon –challenges and opportunity for power applications », Journal of Optoelectronics and Advanced Materials Vol. 4, N° 2, pp. 231- 236, June 2002.
- [24] **J. C. Bavay et J. Verdun**, «Les aciers électriques pour transformateurs et machines tournantes. Situation actuelle et perspectives », Journal de physique, Décembre 1992.
- [25] **P. Paillard, T. Baudin, et R. Penelle**, « Simulation et caractérisation des textures de recristallisation d'un alliage fer 3% de silicium obtenu par coulée directe en bande mince», Journal de physique, Avril 1995.

- [26] **M. Nakano, H. Fukunaga, K. Ishiyama and K. I. Arai**, « (110) Grain growth and magnetic properties of thin grain-oriented 3 % silicon steel sheets », IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 35, N° 5, September 1999.
- [27] **Y. Gannac, J. Degauque et J.P. Redoules**, « Propriétés magnétiques d'alliages Fe-6,5%Si élaborés par solidification rapide sous atmosphère contrôlée. Comparaison avec des alliages Fe-3,2%Si industriels », Journal de physique IV, C3-79, décembre 1992.
- [28] **J. Degauque**, « Magnétisme et matériaux magnétiques : introduction », Journal de physique IV, C3-1, décembre 1992.
- [29] **G. Couderchon**, « Alliages magnétiques doux », techniques de l'ingénieur, M350.
- [30] **M. Imache**, « Etude de la technologie et des caractéristiques de l'alliage magnétique fer silicium », Mémoire de magister, UMMTO, 2001.
- [31] **M. Sadok**, « Etude de l'influence des paramètres géométriques d'un corps ferromagnétique sur sa réponse à une excitation magnétique », Mémoire de magister en électrotechnique, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 1998.
- [32] **O. Maloberti**, « Contribution à la modélisation de la dynamique d'aimantation dans les matériaux magnétiques doux : Caractérisation et simulation », thèse de doctorat en génie électrique, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2006.
- [33] **P. Robert**, « Matériaux de l'électrotechnique », Paris, Dunod 1991.
- [34] **G. Grellet**, « Pertes dans les machines tournantes », Techniques de l'ingénieur, D3450.
- [35] **J. L. Dalmaso**, « Cours de l'électrotechnique 2. Traitement de l'énergie électrique », Belin 1984.
- [36] **G. Fournet**, « Electromagnétisme », Techniques de l'ingénieur, D1020.
- [37] **Y. Zhang, H. Jin and Y. Shi**, « General properties of low-frequency power losses in Fe-based nanocrystalline soft magnetic alloys », J. Mater. Sci. Techno, Vol.16, N°1, 2000.
- [38] **L. R. Dupré, O. Bottauscio, M. Chiampi, M. Repetto and J. A. A. Melkebeek**, « Modeling of electromagnetic phenomena in soft magnetic materials under unidirectional time periodic flux excitations », IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 35, N°5, September 1999.

- [39] **W. A. Pluta**, «Measurements of magnetic properties of electrical steel sheets for the aim of loss separation», *Journal of Electrical Engineering*, VOL. 61. N° 7/s, pp. 58-61, 2010.
- [40] **G. Bertotti**, « General properties of power losses in soft ferromagnetic materials », *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 24, N°1, January 1988.
- [41] **G. Bertotti**, «Direct relation between hysteresis and dynamic losses in soft magnetic materials», *Journal de physique*, C6-389, Septembre 1985.
- [42] **G. Bertotti, F. Fiorillo and G. P. Soardo**, «The prediction of power losses in soft magnetic materials», *Journal de physique*, Décembre 1988.
- [43] **J. J. Zhong, Y.G. Guo, J.G. Zhu, H.Y. Lu, and J.X. Jin**, «Techniques and apparatus for measuring rotational Core losses of soft magnetic materials», *Journal of Electronic Science and Technology of China*, Vol. 5, N° 3, September 2007.
- [44] **Z. Ouyang, OleC.Thomsen, and M. A. E. Andrsen**, «Optimal design and tradeoffs analysis of planar transformer in high power DC-DC converters», *IEEE Transactions on Magnetics*, 2010.
- [45] **J. G. Zhu**, «Numerical modelling of magnetic materials for computer aided design of electromagnetic devices», doctorate on philosophy, university of technology, Sydney, 1994.
- [46] **R. Liu, C. C. Mi, and D. W. Gao**, «Modeling of eddy-current loss of electrical machines and transformers operated by pulsewidth-modulated inverters», *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 44, N° 8, pp. 2021-2028, August 2008.
- [47] **A. Boglietti, A. Cavagnino**, «Iron loss prediction with PWM supply : an Overview of proposed methods from an engineering application point of view», *IEEE, IAS Conference*, pp. 23-27, September 2007.
- [48] **Y. Chen, and P. Pillay**, « An improved formula for lamination core loss calculations in machines operating with high frequency and high flux density excitation», *IEEE, IA Conference*, pp. 2469-2476, USA 2002.
- [49] **S. H. Ould Ouali**, « Intégration de l'hystérésis magnétique dans un calcul éléments finis en vue de l'estimation des pertes dans les tôles des machines électriques », thèse de doctorat en électrotechnique, faculté de génie électrique et d'informatique, université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2010.

- [50] **M. S. Ahmed**, « Effect of harmonics on iron losses», Master's Thesis in International Master's Programme in Electric Power Engineering, Sweden, 2007.
- [51] **M. Belkacim**, «Identification of loss models from measurements of the magnetic properties of electrical steel sheets», Master's thesis submitted for approval for the degree of Master of Science, December, 2008.
- [52] **J. Mühlethaler, J. W. Kolar, and A. Ecklebe**, «Loss modeling of inductive components employed in power electronic systems», 8th International Conference on Power Electronics, IEEE 2011.
- [53] **W. A. Roshen**, «Magnetic losses for non-sinusoidal waveforms found in AC motors», IEEE Transactions on Power Electronics, Vol.21, N° 4, July 2006.
- [54] **J. Reinert A. Brockmeyer R. W. De Doncker**, «Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation», IEEE, IAS, 1999.
- [55] **Jieli Li, T. Abdallah, C. R. Sullivan**, « Improved Calculation of Core Loss with Nonsinusoidal Waveforms», IEEE, IAS, pp. 2203–2210, October 2001.
- [56] **J. Cale, S. D. Sudhoff, and R. R. Chan**, «A field-extrema hysteresis loss model for high-frequency ferrimagnetic materials», IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 44, N° 7, July 2008.
- [57] **K. Venkatachalam, C. R. Sullivan, T. Abdallah, H. Tacca**, « Accurate prediction of ferrite core loss with nonsinusoidal waveforms using only Steinmetz parameters», 8th IEEE Workshop on Computers in Power Electronics, COMPEL 2002.
- [58] **A. V. D. Bossche, V. C. Valchev and G. B. Georgiev**, «Measurement and loss model of ferrites with non-sinusoidal waveforms», 35th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference, 2004.
- [59] **A. Krings and J. Soulard**, «Overview and comparison of iron loss models for electrical machines », Journal of Electrical Engineering, Vol.10, pp. 162-169, September 2010.
- [60] **J. Mühlethaler, J. W. Kolar, and A. Ecklebe**, « Core losses under DC bias condition based on Steinmetz parameters», International Power Electronics Conference IEEE, 2010.

- [61] **J. Mühlethaler, J. W. Kolar, and A. Ecklebe**, «Improved core loss calculation for magnetic components employed in power electronic systems», IEEE, Transactions on Industrial Electronics, 2011.
- [62] **P. Nakmahachalasint, K. D. T. Ngo, and L. Vu-Quoc**, « Thermal behavior of a dynamic domain-wall motion model for hysteresis in Power Ferrites», IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 41, N°1, January 2005.
- [63] **K. Chwastek**, «Modelling of dynamic hysteresis loops using the Jiles–Atherton approach», Mathematical and computer modelling of dynamical systems, Vol. 15, N° 1, pp. 95-105, February 2009.
- [64] **S. Cundeva**, «A transformer model based on the Jiles–Atherton theory of ferromagnetic hysteresis», Serbian Journal of Electrical Engineering, Vol. 5, N°1, pp. 21-30, May 2008.
- [65] **J V. Leite, N. Sadowski, P. Kuo-Peng, A. Benabou**, «Minor loops calculation with a modified Jiles-Atherton hysteresis model », Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications, Vol. 8, No. 1, June 2009.
- [66] **T. Gautreau**, « Estimation des pertes fer dans les machines électriques. Modèle d’hystérésis loss surface et application aux machines synchrones à aimants », Thèse de Doctorat en Génie Electrique, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2005.
- [67] **H. Pfützner, G. Shilyashki, F. Hofbauer, D. Sabic, E. Mulasalihovic and V. Galabov**, « Effects of DC-Bias on loss distribution of model transformer core », Journal of Electrical Engineering, VOL. 61. N° 7/s, pp. 126-129, 2010.
- [68] **F. Fiorillo, L. R. Dupré, C. Appino, and A. M. Rietto**, « Comprehensive model of magnetization curve, hysteresis loops, and losses in any direction in grain-oriented Fe-Si», IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 38, N°3, MAY 2002.
- [69] **T. Nakata, N. Takahashi, Y. Kawase and N. Nakano**, «Influence of lamination orientation and stacking on magnetic characteristics of grain-oriented silicon steel laminations», IEEE, Vol. MAG-20, N° 5, September 1984.
- [70] **R. Findlay, R. Belmans, and D. Mayo**, « Influence of the staking method on the iron losses in power transformer cores », IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 26, N°5, September 1990.

[71] **A. J. Moses**, «Importance of rotational losses in rotating machines and transformers», *Journal of Materials Engineering and Performance*, Vol. 1, April 1992.

[72] **Norme européenne NF EN 60404-2 (Norme Française)**, «Matériaux magnétique : Méthodes de mesure des propriétés magnétiques des tôles et bandes magnétiques au moyen d'un cadre d'Epstein», Juin 1998.

Résumé

Dans ce travail, nous nous intéressons à l'étude des pertes magnétiques dans les tôles magnétiques fer-silicium à grains orientés (FeSi-GO) utilisées dans les transformateurs en tenant compte de la forme de l'induction magnétique. Les pertes sont d'abord étudiées expérimentalement. Nous utilisons ensuite deux modèles théoriques pour la prédiction des pertes magnétiques en utilisant le logiciel Matlab. Le premier est le modèle de séparation des pertes de Bertotti, utilisé en champ sinusoïdal. Le deuxième modèle, représentant une extension du modèle de Bertotti, est utilisé pour la prédiction des pertes magnétiques en champ non sinusoïdal. Les paramètres utilisés dans les deux modèles et qui sont liés à la structure du matériau, sont déterminés expérimentalement.

Mots clés

Tôle FeSi-GO, forme d'induction magnétique, transformateur, modèle de Bertotti.