

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou
Faculté de Génie Electrique et de l'Informatique
Département d'Electrotechnique



Mémoire

De fin d'étude
En Vue De l'Obtention du Diplôme d'Ingénieur d'Etat En Electrotechnique
Option : Machines Electriques

Thème

*Caractérisation des Différentes Qualités de la Tôle
Magnétique*

Proposé par :

M_r : Dj. Belkacemi (E.I d'AZAZGA)

Dirigé par :

M_r : Z. Sahli (UMMTO)

Etudié par :

M^{elle} : Messaoudi Sarah

M_r : Djouadi Rachid

Promotion : 2007 - 2008

REMERCIEMENTS

Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude à M.BELKACEMI Djamel, chef du service « Etude Unité Transformateur-Electro-Industries » d'AZAZGA, qui nous a proposé ce thème et nous avoir conseillé tout au long du travail.

Nous adressons nos remerciements aux responsables du laboratoire de mesure d'Electro-Industries d'AZAZGA dont l'accueil fût toujours chaleureux. Que Monsieur IDIR Smail, responsable des mesures magnétiques, trouve ici l'expression de notre vive reconnaissance.

Nous remercions notre promoteur Mr. SAHLI, enseignant chargé de cours qui nous a fait l'honneur de nous prendre sous sa responsabilité et de corriger ce modeste travail.

Enfin nous tenons à remercier tous ceux et celles qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce projet de fin d'études.

Sarah et Rachid

Dédicaces

Je dédie ce travail à ma famille, mon Liebe et tous mes amis (es), j'apprends de vous, je vous admire et vous aime.

Sarah

Je dédie ce modeste travail à :

- ❖ Mon très cher père et ma très chère mère qui m'ont encouragé dans des moments les plus difficiles qui ont souffert pour me voir arriver à cette position, et dieu merci, ils sont présents aujourd'hui.*
- ❖ Mes très chers frères (Youcef et Abdesselam).*
- ❖ Mes oncles ; tantes ; et mes grands parents.*
- ❖ Toute ma famille et tous mes amis (es) : Farid, Mourad, Lynda avec sa famille et toute la promotion 2008.*

D.Rachid

Sommaire

Introduction générale	1
CHAPITRE I	
Matériaux Magnétiques	
Introduction	3
I.1 Rappels historiques	3
I.2 Matériaux magnétiques	5
I.2.1 Définition	5
I.2.2 Origine du magnétisme	5
I.3 Classe des matériaux magnétiques	10
I.3.1 Matériaux diamagnétiques	10
I.3.2 Matériaux paramagnétiques	10
I.3.3 Matériaux antiferromagnétiques	12
I.3.4 Matériaux ferrimagnétiques	12
I.3.5 Matériaux ferromagnétiques	13
I.4 Théorie du ferromagnétisme des corps ferromagnétiques	14
I.4.1 Interprétation du ferromagnétisme par la théorie quantique	15
I.4.2 Interprétation du ferromagnétisme par la théorie de Weiss	16
I.5 Domaines magnétiques	16
I.5.1 Origine des domaines	17
I.5.2 Influence d'un champ magnétique extérieur	19
I.5.3 Techniques d'observation des domaines	20
I.6 Processus d'aimantation et cycle d'hystérésis	21
I.6.1 Courbe de première aimantation	22
I.6.2 Cycle d'hystérésis	23
I.6.3 Hystérésis définition et discussion	24
I.7 Classification des matériaux ferromagnétiques	24
I.7.1 Matériaux doux	25
I.7.2 Matériaux durs	26
I.7.3 Matériaux pour l'enregistrement magnétique	27
I.7.4 Matériaux magnétostrictifs	28
I.7.5 Matériaux magnéto-résistifs	28
I.8 L'alliage fer-silicium	28
I.8.1 L'orientation des grains dans les alliages fer-silicium	28
I.9 Les alliages fer-silicium industriels	30
I.9.1 Présentation	30
I.9.1.1 Tôles à grains non orientés (Tôles NO)	30
I.9.1.2 Tôles à grains orientés (Tôles GO)	30
I.9.2 Isolation des tôles	31
I.9.3 Les principales garanties et désignations	31
Conclusion	32

CHAPITRE II

Caractérisation des Matériaux Ferromagnétiques Doux

Introduction	34
II.1 Principe de la caractérisation	34
II.2 Dispositifs de caractérisation des matériaux magnétiques doux	35
II.2.1 Les Hystérésismètres	35
II.2.2 Les Magnétomètres	35
II.3 Circuits de mesures des caractéristiques des matériaux doux	36
II.3.1 Le tore	36
II.3.2 Le cadre d'Epstein	38
II.3.3 Le cadre à bande unique	39
II.4 Contrôle de la forme d'onde B(t)	41
II.4.1 Technique simple d'excitation d'un circuit en régime sinusoïdal	41
II.4.2 Utilisation d'une alimentation électronique asservie	42
II.5 Montage en exploitation	43
II.6 Banc d'essai à deux bobines avec capteurs	43
II.7 Quantification des pertes dans les matériaux magnétiques doux	46
II.7.1 Pertes totales dans les tôles	46
II.7.2 La séparation des pertes	47
II.7.3 Modèles pour l'interprétation des pertes	48
II.7.4 Prédiction des pertes fer en régime d'induction sinusoïdale	51
II.7.5 Procédés de mesure des pertes	52
Conclusion	53

CHAPITRE III

Banc d'Essai Expérimental et Acquisition de Données

Introduction	54
III.1 Mesures magnétiques	54
III.2 Description du banc d'essai	54
III.2.1 Dimensions et principe du cadre d'Epstein	55
III.2.2 Caractéristiques du cadre d'Epstein	56
III.3 Echantillons test	56
III.3.1 L'excitation des échantillons	57
III.3.1.1 Générateur d'ondes	57
III.4 Essais pratiques	58
III.5 Résultats expérimentaux	58
III.6 Pertes spécifiques pour une induction B (1, 1.5, 1.7 T) et un champ H=800A/m	75
III.7 Calcul des pertes	77
III.7.1 Pertes à vide	77
III.7.1.1 Poids du circuit magnétique	77
III.7.2 Pertes principales	80
III.7.2.1 Calcul de K_{BP}	80
III.7.3 Pertes supplémentaires à vides	82

III.7.3.1 Pertes supplémentaires dans les coins	82
III.7.3.2 Pertes supplémentaires dans les colonnes et les culasses	83
III.7.3.3 Pertes à vide totales (pertes fer)	83
III.8 Comparaison des résultats	84
III.9 Redimensionnement de la partie active du transformateur 100/30 (exemple)	87
III.9.1 Calcul de la tension de spire	87
III.9.2 Recalcule de la section du fer	88
III.9.3 Recalcule de B_{cr}	88
III.9.4 Dimensionnement radial des enroulements	89
III.9.5 Recalcule de la longueur entre les axes des la colonne E_c	89
III.9.6 Recalcule du poids du fer	90
III.9.7 Recalcule du poids du cuivre	90
III.9.8 Calcul de la différence entre le poids donnée par l'E.I et celui trouvé	91
III.9.9 Recalcule des pertes à vide	91
III.9.10 Gain en noyau	92
III.9.11 Gain en cuivre	92
Conclusion	93
Conclusion générale	94
Références bibliographiques	95



Introduction Générale

Introduction générale

Le phénomène du magnétisme est connu depuis l'Antiquité, les Grecs, les Romains et les chinois avaient remarqués que l'oxyde de fer magnétique, la magnétite, avait la faculté d'attirer les objets contenant du fer. Ils avaient également constatés qu'un morceau de fer mis en contact avec la magnétite acquérait la même propriété. Au XI^e siècle, les Arabes appliquèrent le magnétisme à la navigation en inventant la boussole.

Le magnétisme et les matériaux magnétiques suscitent un intérêt de plus en plus soutenu aussi bien pour le physicien que pour l'ingénieur. Des résultats concrets sont aujourd'hui obtenus grâce à une avancée remarquable, couronnée par des réalisations innombrables enregistrées dans le domaine des matériaux magnétiques. Les recherches et les conceptions modernes entamées avant, ont considérablement contribué à l'avancement de la technique des équipements électriques.

Certains matériaux magnétiques doux, tels les alliages fer-silicium à grains orientés, constituant les circuits magnétiques des transformateurs, ont pu réduire leurs pertes, ce qui a permis d'obtenir d'excellents rendements et de meilleurs fonctionnements.

La grande variété de matériaux dont disposent maintenant l'ingénieur et le constructeur électriciens exige des connaissances approfondies. Sur le plan pratique, l'ingénieur est intéressé par des grandeurs macroscopiques telles l'induction B ou la perméabilité μ . Or, la structure d'une substance magnétique, est décrite et mesurée par des grandeurs microscopiques comme les dimensions d'une maille ou le moment atomique.

Pour la maîtrise des matériaux magnétiques, les recherches s'orientent ces dernière années vers le développement de :

- Modèles pour la quantification des pertes d'énergie dans ces matériaux pendant leur fonctionnement.
- Nouveaux matériaux plus performants.

La modélisation des pertes magnétiques permet la prédiction et la quantification de ces pertes pendant le fonctionnement des systèmes électromagnétiques tels que les machines électriques et par conséquent ouvre la voie à une amélioration des performances et du rendement des machines en utilisant des matériaux performants caractérisés par des pertes faibles, [8, 9, 10], qui est entre

autre l'objectif de ce travail ainsi que la recherche bibliographique sur ces matériaux magnétiques et leur caractérisation.

Pour aboutir aux objectifs de ce travail, notre mémoire sera structuré en trois chapitres comme suit :

- Le premier chapitre passera en revue les matériaux magnétiques. Il présentera un rappel historique sur l'évolution des recherches dans le domaine du magnétisme, l'interprétation du magnétisme à différentes échelles, à savoir l'échelle microscopique et macroscopique. On terminera le chapitre par la classification des matériaux magnétiques ainsi que la définition de l'alliage fer-silicium, l'orientation des grains dans cet alliage et enfin les différentes tôles magnétiques industrielles.
- Le deuxième chapitre, sera consacré à la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux. Il sera composé de deux parties principales. La première, présentera le principe de la caractérisation, les principaux dispositifs et circuits utilisés, ainsi que les méthodes exploitables au niveau du laboratoire de l'E.I (Electro-Industries) d'Azazga. La deuxième, présentera les différents modèles pour la prédiction des pertes, ainsi que le montage utilisé pour les mesurer.
- Dans le dernier chapitre qui sera décomposé en deux parties. La première, présentera le banc d'essais expérimental utilisé au niveau du laboratoire de l'E.I d'AZAZGA pour la caractérisation des tôles et le relevé de leurs caractéristiques magnétiques. La deuxième, sera consacrée à la mesure des pertes fer dans les tôles à partir des résultats obtenus dans la première partie.
- On terminera par une conclusion générale.



CHAPITRE I

Matériaux Magnétiques

Introduction

Les matériaux magnétiques sont actuellement au cœur du développement scientifique et de la technologie moderne. Leur utilisation est étendue à travers les champs d'applications les plus innovateurs à savoir, l'énergie électrique, l'informatique, la télécommunication, ..., [1, 2, 3, 4]. Cela revient aux propriétés magnétiques très variées que possèdent ces matériaux, propriétés qui se manifestent à différentes échelles telles que l'échelle atomique, microscopique, mésoscopique et macroscopique, ce qui les rend un vaste domaine de recherche que ce soit pour les physiciens ou pour les technologues.

I . 1 Rappels historiques

L'étude des propriétés et comportements des matériaux magnétiques est toujours d'actualité à travers le monde offrant toujours de nouvelles perspectives. Cette étude a commencé durant les moyens âges, [1, 6]. A la fin du 16^{ème} siècle le médecin anglais *William Gilbert* (1544-1603) réalisait une étude expérimentale du champ magnétique d'une sphère aimantée que l'amenait à assimiler la terre elle-même à un grand aimant sphérique.

Les travaux de recherche basés sur les méthodes scientifiques modernes dataient de la deuxième moitié du 18^{ème} siècle où la théorie des moments magnétiques et de l'aimantation était introduite;

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (I.1)$$

Les équations de *Maxwell* (*James Clerk Maxwell*, 1831-1879) étaient formulées avec l'établissement de l'électrodynamique et l'introduction du potentiel magnétique scalaire Ψ et le vecteur potentiel magnétique A d'où dérivent le champ magnétique H et le champ d'induction magnétique B ;

$$\begin{cases} H = -\nabla\Psi \\ B = \nabla \times A \end{cases} \quad (I.2)$$

Où le signe \times désigne ici et dans toute la suite le produit vectoriel.

L'électron ($e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, $m = 9.109 \cdot 10^{-28} \text{ g}$) était découvert comme unité de charges naturelles et la source élémentaire du champ électrique. L'effet des champs électrique et magnétique sur une particule de charge électrique (Q) animée d'une vitesse (v) était formulée par la force de *Lorentz* (*Hendrik Antoon Lorentz*, 1853-1928);

$$F = Q(E + v \times B) \quad (I.3)$$

Dans cette formule; F , Q et v sont exprimés en SI. E et B sont les deux composantes du champ électromagnétique appelées respectivement le champ électrique et le champ d'induction magnétique; E s'exprime en volt par mètre (V/m) et B en tesla(T).

Les propriétés thermiques des matériaux magnétiques étaient étudiées par *Pierre Curie* (1859-1906). Les expériences ont montré que dans les matériaux magnétiques, l'aimantation diminue avec l'augmentation de la température (T). Au dessus d'une température critique T_c (température de *Curie*), les matériaux magnétiques perdent leurs propriétés ferromagnétiques et se comportent comme des substances paramagnétiques. Curie formulait sa théorie pour la susceptibilité magnétique des particules magnétiques indépendantes (absence d'interaction);

$$\chi = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{M}{H} = \frac{C}{T} \quad (I.4)$$

Où C est la constante de *Curie* qui dépend du type du matériau, la température est mesurée à partir de $0^\circ K$.

L'étape suivante dans les recherches des matériaux magnétiques était faite par *Paul Langevin* (1872-1946) qui a expliqué le diamagnétisme et introduit sa fameuse théorie décrivant par une fonction dépareillée (intuitive) la relation entre l'aimantation M , le champ magnétique appliqué H et la température T .

$$M = \mathcal{L} \left[a \frac{H}{kT} \right] \quad (I.5)$$

Où $\mathcal{L}(x)$ est la fonction de *Langevin*, définie par :

$$\mathcal{L}(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (I.6)$$

Et ' $k = 1.381 \cdot 10^{-23} J/K$ ', est la constante de *Boltzmann* (*Ludvig Eduard Boltzmann, 1844-1906*), ' a ' est une constante exprimée en $1/Vms$.

La plus grande étape dans la théorie moderne des matériaux magnétiques résulte dans la prise en considération de l'interaction entre les particules magnétiques. *Pierre Weiss* (1865-1940) simulait cette interaction entre les dipôles magnétiques et leurs moments avec une boucle fermée en modifiant la formulation de *Langevin*;

$$M = \mathcal{L} \left(a \frac{H + \alpha M}{kT} \right) \quad (I.7)$$

Où αM est le champ d'interaction et α paramètre de bouclage (facteur de correction de *Weiss*).

A haute température au dessus du point de *Curie* la relation précédente nous ramène à la fameuse loi de *Curie-Weiss* ;

$$\chi = \frac{C}{T - T_c}, \quad T > T_c \quad (I.8)$$

Cette loi par coïncidence avec les expériences, décrit le comportement des matériaux ferromagnétiques, avec T_c la température critique, [6].

De nos jours l'intérêt des physiciens pour le magnétisme n'a pas diminué. Comprendre les propriétés magnétiques des solides, l'origine des moments magnétiques et leurs arrangements naturels, mobilise toujours les efforts de nombreux spécialistes de la matière condensée. Le fer n'occupe plus le rôle de vedette, mais on découvre tous les jours de nouveaux matériaux, avec une prodigieuse variété d'arrangements d'atomes et de moments atomiques.

I .2 Matériaux magnétiques

I .2.1 Définition

Soumises à une induction magnétique, certaines substances se mettent à produire elles mêmes, dans le volume qu'elles occupent et à l'extérieur, une induction magnétique. On dit qu'elles s'aimantent ou se polarisent magnétiquement. Cette propriété se manifeste très visiblement dans certains matériaux appelés *matériaux magnétiques*, [1, 4, 5, 6].

I .2.2 Origine du magnétisme

Les propriétés magnétiques d'un matériau sont attribuables au spin des électrons et à leur mouvement orbital autour du noyau (Figure I .1)

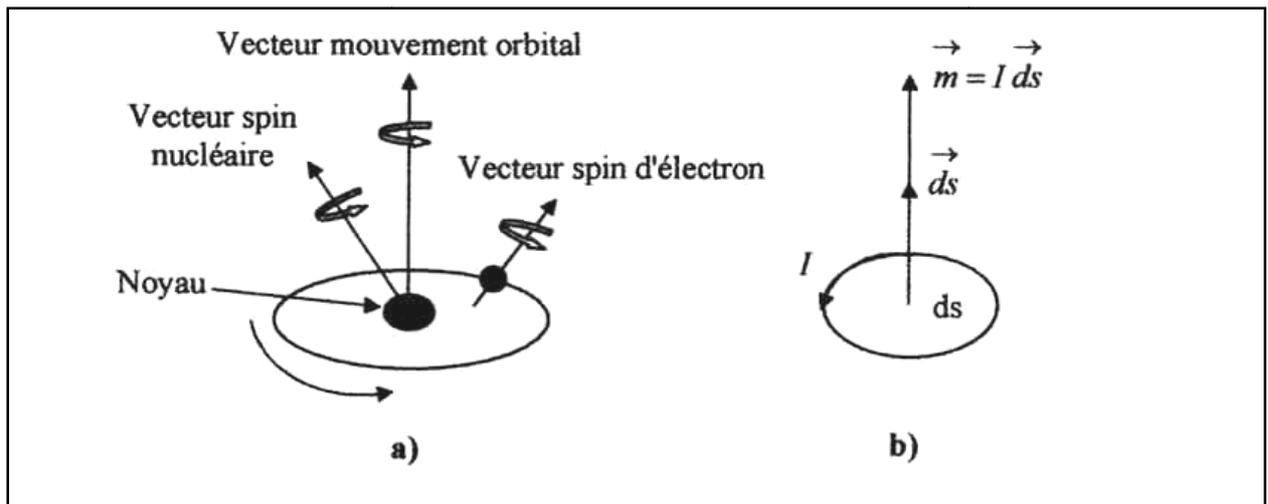


Fig. I.1 Structure atomique

a) Moment magnétique élémentaire, **b)** Mouvement des électrons

Les électrons qui tournent sur eux même (spin) et autour du noyau (orbital) forment de petits dipôles magnétiques qui peuvent être simulés par des moments magnétiques engendrés par des boucles élémentaires de courant (Figure I .1.b)

I .2.2.1 Moment magnétique orbital

Ce moment est lié au moment cinétique (G_l) résultant du mouvement orbital par la relation :

$$M_l = - \left(\frac{e}{2m} \right) G_l \quad (I .9)$$

La direction opposée des deux moments est due à la charge négative de l'électron.

Pour rendre compte du spectre de l'atome H (hydrogène), Bohr a introduit une idée, consiste à imposer que le module du moment cinétique orbital de l'électron soit un multiple entier de ($h/2\pi$), où h désigne la constante de Planck, [2]:

$$G_l = l \frac{h}{2\pi} \quad (l \text{ entier} = 0, 1, 2, \dots) \quad (I .10)$$

Le moment magnétique m_l est alors nécessairement un multiple entier d'un moment unité qu'on appelle le *magnéton de Bohr*,

$$G_l = l \mu_B \quad (I .11)$$

Où :

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m} \quad (I .12)$$

Le magnéton de Bohr est une grandeur fondamentale en magnétisme. Il vaut :

$1 \mu_B = 9,273 \cdot 10^{-24} \text{ A.m}^2$. C'est l'unité de moment magnétique à l'échelle atomique.

I .2.2.2 Moment magnétique de spin

En tournant sur lui-même l'électron crée un moment cinétique de spin G_s qui peut prendre

$$\text{deux valeurs distinctes } G_s = +\frac{1}{2} \left(\frac{h}{2\pi} \right) \text{ et } G_s = -\frac{1}{2} \left(\frac{h}{2\pi} \right)$$

Proposée initialement par *S.A Goudsmit* et *G.Uhlenbeck* pour rendre compte des spectres atomiques (1925), la notion de spin a été justifiée ensuite par *Dirac* en application de la mécanique quantique, [2, 4]. A ce moment cinétique de spin est associé un moment magnétique de spin tel que :

$$m_s = - \left(\frac{e}{m} \right) G_s \quad (I .13)$$

Il apparaît que le spin est deux fois plus efficace qu'un moment orbital dans la production du moment magnétique (anomalie magnéto mécanique), [3].

I .2.2.3 Moment magnétique total

Le moment magnétique atomique total est la somme des moments magnétiques orbitaux et de ceux produits par le spin. Dans une situation fréquemment rencontrée appelée « *couplage de Russel-Saunders* » ou couplage *L.S*, les moments de spin se couplent entre eux pour donner le moment de spin total:

$$S = \sum_i S_i \quad (I .14)$$

Il est de même que pour les moments orbitaux, ils se couplent entre eux pour donner le moment orbital:

$$L = \sum_i m l_i \quad (I .15)$$

Enfin les moments orbitaux totaux et de spin *L* et *S* se couplent entre eux pour aboutir à un moment cinétique total *J* qui peut prendre toutes les valeurs comprises entre

$$J = |L + S| \quad \text{et} \quad J = |L - S|$$

A partir du moment cinétique total *J*, on obtient facilement le moment magnétique de l'atome ;

$$m = Jg \mu_B \quad (I .16)$$

Où g est un nombre qu'on appelle « *facteur gyromagnétique de Lande* » qui vaut :

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (I.17)$$

Les éléments dont le moment cinétique total est nul (couches et sous couches complètes) ont également un moment magnétique nul. Le moment magnétique permanent d'un atome isolé ne provient que de ses seuls électrons non appariés (électrons célibataires).

I .2.2.4 Définition de l'aimantation

Un atome avec des moments non compensés, issus du mouvement de spin et orbital des électrons est dit *atome magnétique*, [6]. Le moment magnétique total de ces atomes est égal à la somme vectorielle de tout les moments magnétiques provenant du mouvement de spin ou orbital des électrons.

Soit l'élément de volume (ΔV) constitué d'un nombre N d'atomes magnétiques chaque atome est représenté par le moment magnétique m_i , $i = 1, \dots, N$. La somme vectorielle de ces moments donne le moment magnétique m comme suit :

$$m = \sum_{i=1}^N m_i \quad (I.18)$$

L'aimantation du matériau ou le vecteur aimantation M est caractérisée par la densité volumique des moments magnétiques et on écrit :

$$M = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N m_i \right) \quad (I.19)$$

A la place de l'aimantation, les spécialistes des matériaux qui travaillent en construction électrique préfèrent utiliser généralement la *polarisation magnétique* :

$$J = \mu_0 \cdot M \quad (I.20)$$

J s'exprime en Tesla, unité commode pour évaluer les performances de nombreux matériaux magnétiques industriels.

I .2.2.5 Aimantation d'un milieu matériel

La réaction d'un matériau à l'application d'un champ magnétique extérieur H est caractérisée par l'*induction magnétique* B , laquelle représente l'intensité du champ magnétique à l'intérieur du matériau. A la présence de cette induction magnétique, un couple s'exerce sur le dipôle magnétique du moment m :

$$\Gamma = m \times B \quad (I.21)$$

Ce qui signifie que l'induction magnétique B tend à aligner le dipôle de façon que le moment m soit parallèle à l'induction. L'énergie potentielle du moment magnétique est donnée par :

$$W = -m \cdot B \quad (I.22)$$

Dans le vide, cette énergie peut être exprimée par $W = \mu_0 mH$, où $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ est la perméabilité du vide (l'air).

Pour évaluer la réaction d'un matériau (mesurée par B) à l'application d'un champ magnétique excitateur H , on la compare à la réaction du vide à l'application du même champ. Dans ce cas, l'induction magnétique est égale à la somme de l'induction magnétique du vide $\mu_0 H$ et de l'aimantation du matériau $\mu_0 M$:

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (I.23)$$

Où $H = \frac{B}{\mu_0} - M$ est l'intensité du champ magnétique.

Pour nombreuses substances magnétiques, M est reliée à H par l'égalité suivante :

$$M = \chi H \quad (I.24)$$

Où χ est la susceptibilité magnétique de la substance. Cette susceptibilité n'est pas nécessairement constante. Elle peut varier en fonction du champ appliqué et présente un comportement normal à haute température (dans la région de la température critique T_c). Ainsi, dans les matériaux anisotropes la susceptibilité a la forme d'un tenseur $M = [\chi] H$;

$$\begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} \quad (I.25)$$

Dans ce cas, le champ H et le vecteur aimantation M , ont différentes directions. La susceptibilité mesurée varie de 10^{-5} pour les matériaux magnétiques doux jusqu'à 10^6 pour les matériaux durs (aimants permanents). Dans certains cas elle peut prendre des valeurs négatives.

En substituant l'équation (I.24) dans (I.23) on peut écrire :

$$B = \mu_0 (1 + \chi)H = \mu_0 \mu_r H \quad (I.26)$$

On caractérise souvent une substance par sa perméabilité magnétique relative par rapport au vide, μ_r laquelle est déterminée par la relation :

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (I.27)$$

I . 3 Classes des matériaux magnétiques

Selon la susceptibilité magnétique, les matériaux magnétiques peuvent être classés en matériaux; *Diamagnétiques*, *paramagnétiques*, *Antiferromagnétiques*, *Ferromagnétiques* et *Ferrimagnétiques*, [1, 11, 12].

I . 3.1 Matériaux diamagnétiques

Dans ce type de matériaux, deux électrons de spins opposés occupent le même niveau d'énergie (principe d'exclusion de *Pauli*).

L'application d'un champ magnétique extérieur produit un couple agissant sur le mouvement orbital des électrons. Ce changement du mouvement orbital provoque un moment magnétique de direction opposée au champ extérieur en vertu de la loi de *Lenz*.

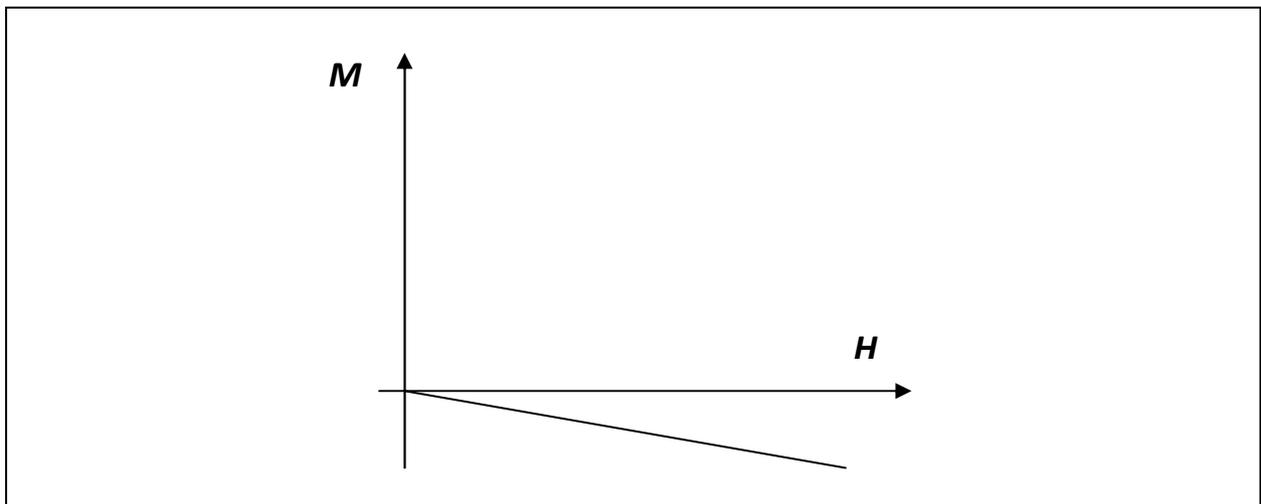


Fig I.2 Caractéristique magnétique des matériaux diamagnétique.

Ce type de matériaux est caractérisé par une susceptibilité χ négative, de faible amplitude et indépendante de la température et de l'intensité du champ magnétique exciteur.

Sur le plan technologique les matériaux diamagnétique ne présente aucun intérêt, [1, 4, 5, 6].

I .3.2 Matériaux paramagnétiques

Ces matériaux sont caractérisés par une susceptibilité relative positive, de faible amplitude (10^{-6} à 10^{-2}). On les rencontre dans les substances dont les atomes possèdent un moment magnétique permanent. Lorsque ces moments sont indépendants les uns des autres.

Sous l'action d'un champ magnétique ces moments tendent à s'aligner selon la direction du champ appliqué H , ce qui fait augmenter l'aimantation du matériau (Figure. I.3).

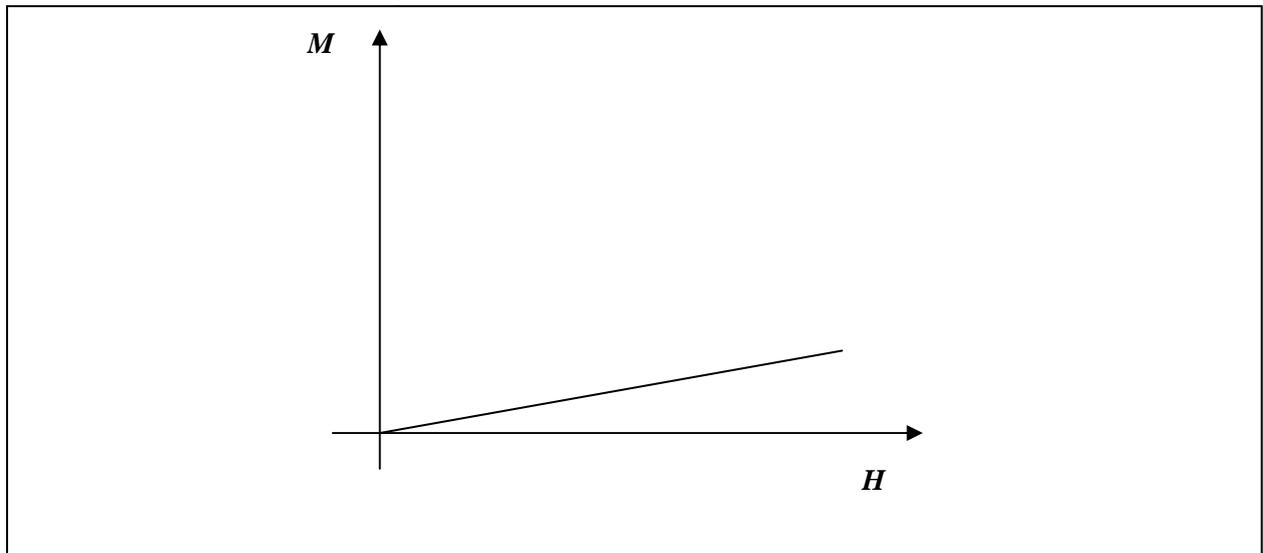


Fig. I.3 Caractéristique magnétique des matériaux paramagnétiques

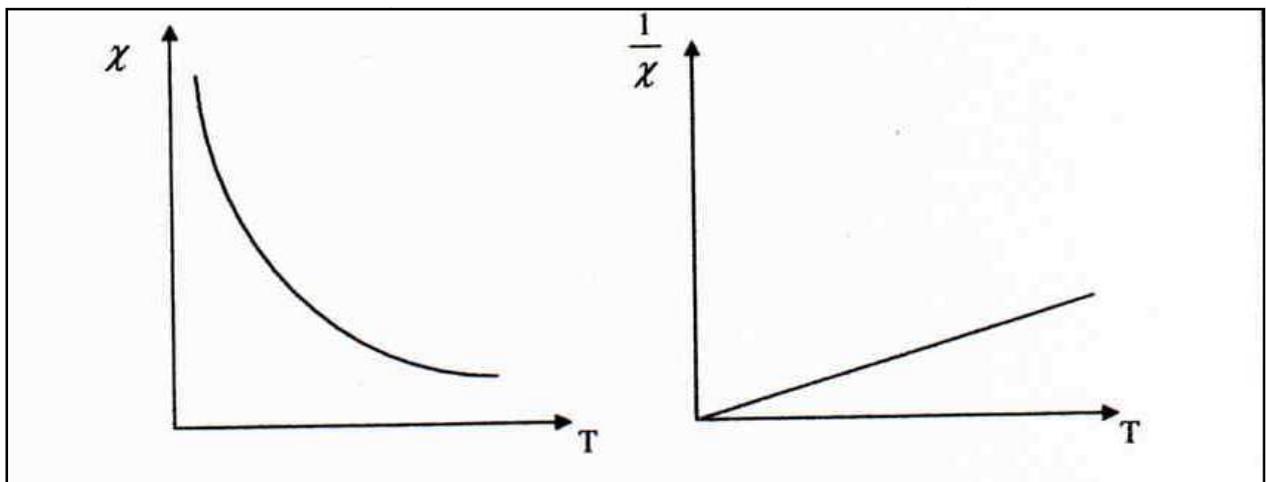


Fig I.4 Susceptibilité en fonction de la température dans les matériaux paramagnétiques

I .3.3 Matériaux antiferromagnétiques

Comme les matériaux paramagnétiques, ces matériaux présentent une susceptibilité positive faible et leurs atomes portent des moments magnétiques permanents, toutefois ces moments magnétiques ne sont plus indépendants les uns des autres mais au contraire fortement liés.

De l'interaction, qui porte le nom de couplage antiferromagnétique résulte un arrangement antiparallèle des moments (Figure I .5.a).

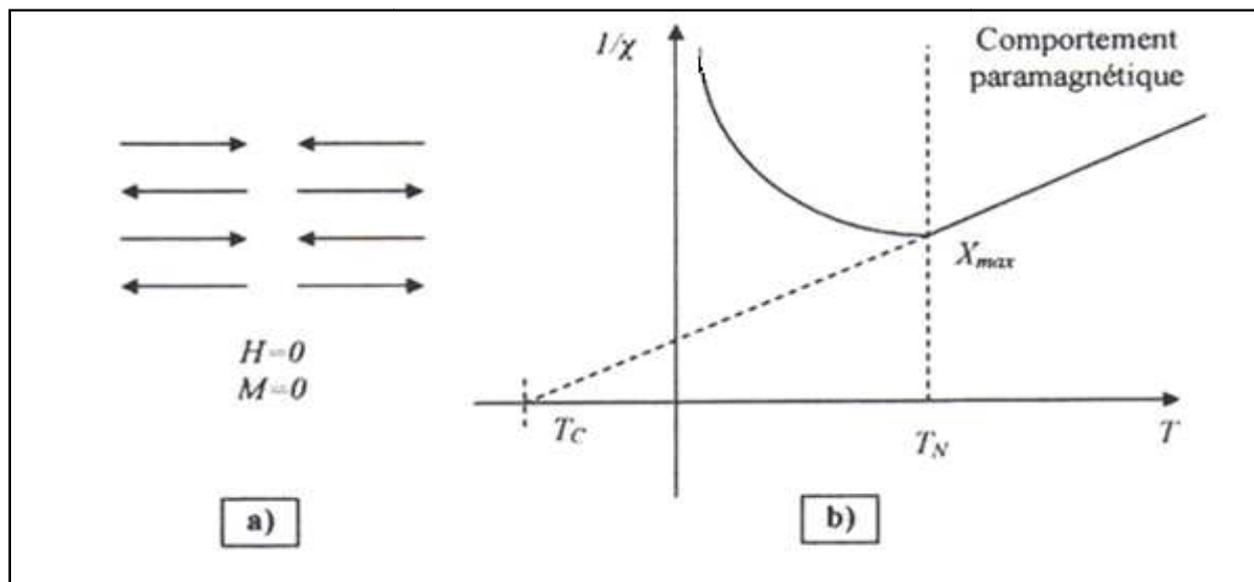


Fig. I.5 Matériau antiferromagnétique,
a) Configuration des moments magnétiques, b) Variation de la susceptibilité avec la température.

Lorsque la température augmente, cet arrangement se dégrade. La diminution de l'effet de force d'alignement rend plus sensible l'action d'un champ extérieur. Cela explique la décroissance de $1/\chi$ en fonction de la température, jusqu'à une température T_N appelée température de Néel, à laquelle le couplage antiferromagnétique disparaît. Au delà de T_N , le comportement des matériaux antiferromagnétiques devient comparable à celui des matériaux paramagnétiques, mais en général l'extrapolation de $1/\chi$ ne passe pas par l'origine (Figure (I . 5.b)). Les composés de Manganèse (MnO , MnS), de Chrome ($NiCr$, Cr_2O_3), de Vanadium (VO_2) et de fer (FeS_2) sont antiferromagnétiques, [20].

I .3.4 Matériaux ferrimagnétiques

Ces matériaux sont d'une classe d'oxydes appelés *ferrites*. Dans la structure cristalline de ces matériaux, on peut distinguer deux familles de sites A et B (deux réseaux) occupés par des ions

possédant des moments magnétiques m_A et m_B respectivement. Le nombre de sites A diffère du nombre de sites B et le plus souvent $m_A \neq m_B$. Le fort couplage antiferromagnétique existant entre les sites A et B provoque une aimantation spontanée M même en l'absence d'un champ magnétique appliqué.

L'interprétation détaillée du comportement ferrimagnétique est donnée par la théorie de Néel (1947), [4].

I .3.5 Matériaux ferromagnétiques

Dans certains milieux, au contraire des matériaux précédents, on a pu observer des susceptibilités très élevées, elles peuvent atteindre jusqu'à $+10^6$ pour certains. Ces substances sont dites *ferromagnétiques* dont leur comportement résulte de l'alignement de moments magnétiques permanents, ces moments étant orientés parallèlement les uns aux autres par une interaction mutuelle (d'échange) appelée '*couplage ferromagnétique*' (Figure I.6). les matériaux ferromagnétiques présentent donc également une aimantation spontanée importante indispensable dans les applications en génie électrique. Ils ont aussi une température de *Curie* T_c , au dessus de laquelle ils deviennent paramagnétiques, leur susceptibilité suivant alors la loi de *Curie- Weiss* (Figure I.7).

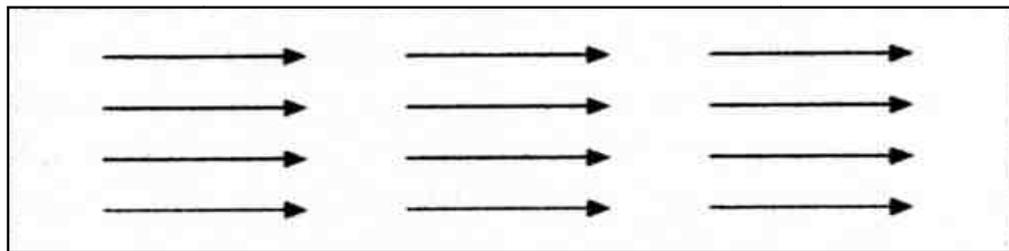


Fig. I.6 Représentation schématique de l'alignement des moments magnétiques dans un matériau Ferromagnétique

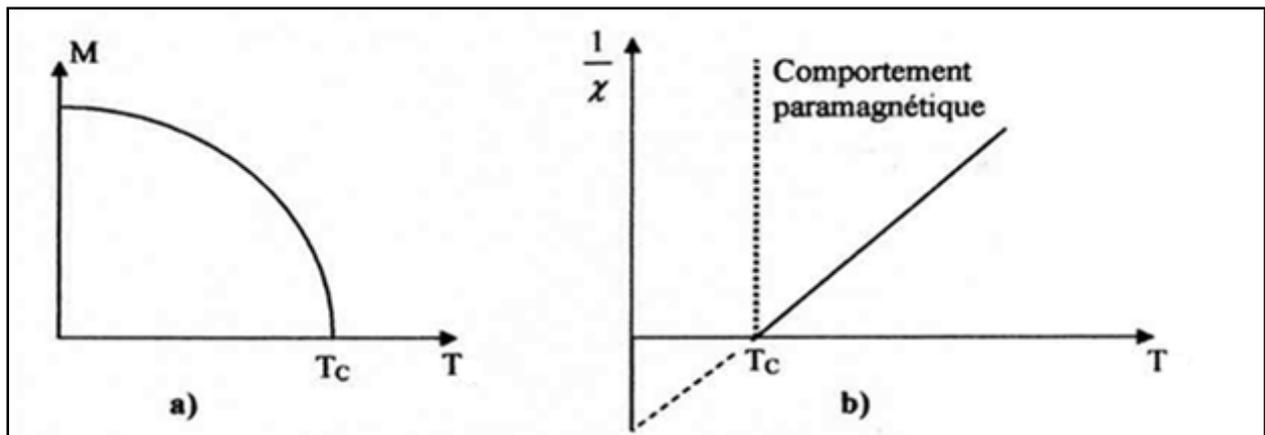


Fig. 1.7 a) Variation de l'aimantation b) La susceptibilité en fonction de la température dans les matériaux ferromagnétiques.

La perméabilité des matériaux ferromagnétiques varie de façon importante avec l'induction et dépend du passé magnétique de l'échantillon étudié, avec des valeurs différentes selon que le champ est obtenu par valeurs croissantes ou décroissantes (*Phénomène d'hystérésis*). En particulier une substance ferromagnétique vierge soumise à l'influence d'un champ magnétique conserve une aimantation plus ou moins importante après disparition du champ extérieur (*Phénomène de rémanence*) et un champ inverse est nécessaire pour la faire disparaître (*Phénomène de coercivité*).

Le Fer (Fe), le cobalt (Co), le Nickel (Ni) et un certain nombre de leurs alliages sont ferromagnétiques. Quelques terres rares et certains alliages de Manganèse avec l'Aluminium et le Cuivre le sont aussi, [1, 4, 5].

I .4 Théorie du ferromagnétiques des corps ferromagnétiques

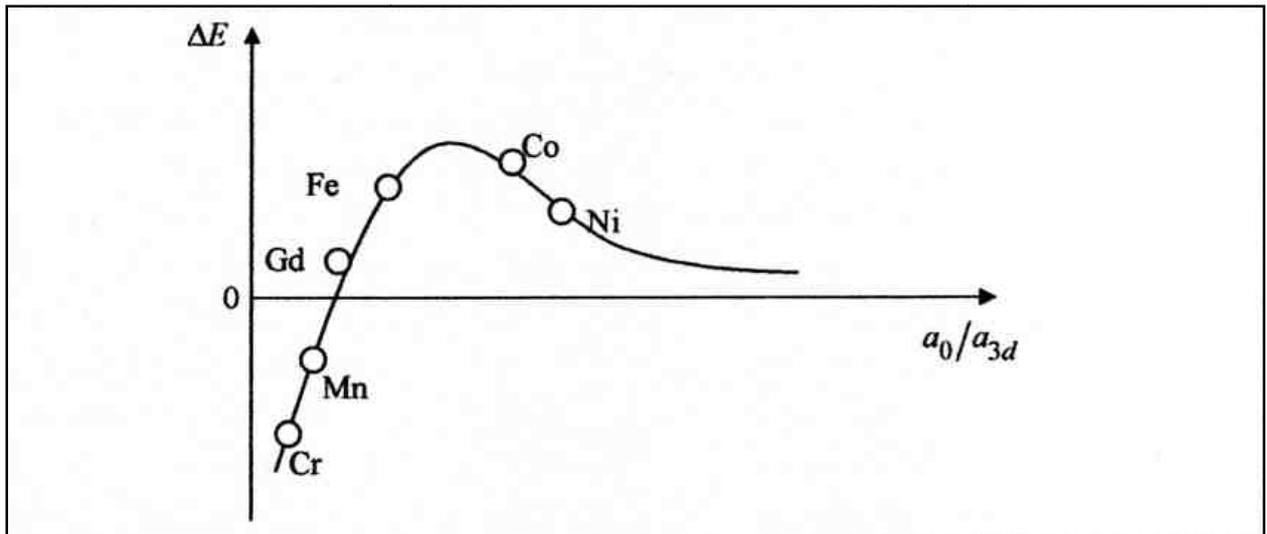
L'explication de la raison pour laquelle les moments magnétiques s'alignent parallèlement les uns aux autres dans les matériaux ferromagnétiques dépend évidemment du modèle choisi pour décrire le phénomène. La théorie quantique fait appel aux notions d'énergie d'échange entre moments magnétiques voisins et de chevauchements d'orbitales cristallines. La théorie de *Weiss* est une approche phénoménologique beaucoup plus simple et de portée générale. Elle donne une première approximation valable de la variation de la polarisation spontanée en fonction de la température, [1].

I .4.1 Interprétation du ferromagnétisme par la théorie quantique

L'expérience montre que le ferromagnétisme est une propriété liée à la structure électronique caractéristique des métaux de transition (1^{ère} série) et des terres rares. Ces matériaux ont en commun la particularité de présenter une couche électronique interne non complètement remplie, correspondants aux niveaux $3d$ pour les premiers, $4f$ pour les seconds. En effet pour qu'un corps soit ferromagnétique, il faut d'abord, une condition nécessaire mais non suffisante, que le moment magnétique atomique ne soit pas nul. Cette condition est satisfaite lorsque les sous-couches d et f sont partiellement remplies et que la somme des moments magnétiques dus aux spins est non nulle. Un électron dont l'orbital est sphérique n'a aucun moment magnétique dû au spin. Seuls les électrons dont les orbitales sont non sphérique (sous-couches d et f) peuvent contribuer à l'apparition du moment magnétique de l'atome, à condition toutefois que ces électrons ne soient pas appariés.

La deuxième condition nécessaire pour que le ferromagnétisme apparaisse est une condition « *thermodynamique* » dite « *condition de l'énergie d'échange* ». Les électrons des couches $3d$ d'un atome ont tendance à s'écarter légèrement des électrons des couches $3d$ de l'atome voisin, lorsque ces électrons voisins ont le même spin (principe d'exclusion de *Pauli*).

L'énergie due à la répulsion électrostatique des deux nuages électroniques des couches $3d$ diminue lorsque les moments magnétiques des atomes sont parallèles ; en effet, les deux s'étant légèrement éloignés l'un de l'autre, l'énergie totale du système diminue. Par ailleurs, l'énergie due à la répulsion des électrons de même spin des couches $3d$ est modifiée lorsque les atomes sont voisins (principe de *Pauli*). La variation totale d'énergie, ΔE correspond donc à la différence entre la diminution d'énergie due à la répulsion électrostatique des nuages et le gain d'énergie due à la répulsion des électrons de mêmes spins. S'il y a diminution de l'énergie totale (ΔE positive), le matériau est ferromagnétique (Exemples ; Gd, Fe, Co ou Ni). Par contre s'il y a augmentation de l'énergie totale (ΔE négative), le matériau n'est pas ferromagnétique (Exemples ; Mn ou Cr). Ces données sont illustrées graphiquement sur la figure (I .8), qui montre la variation de ΔE en fonction du rapport a_0/a_{3d} où a_0 est la distance d'équilibre entre les atomes, et a_{3d} est le rayon orbital moyen des électrons des couches $3d$. Lorsque ce rapport est supérieur à 3, le matériau est ferromagnétique. Dans le cas contraire, le matériau n'est affecté d'aucune aimantation spontanée (Critère de *Slater*). A partir de ce critère, on peut prévoir que certains alliages dont les éléments ne sont pas eux-mêmes ferromagnétiques peuvent devenir ferromagnétiques (Exemples ; les alliages Cu-Mn, Cu-Mn-Sn ou Cu-Mn-Al, dits alliages d'*Heusler*).



*Fig. I.8 Aimantation spontanée (Critère de Slater)
Basé sur la variation de l'énergie d'échange.*

I .4.2 Interprétation du ferromagnétisme par la théorie de Weiss

La théorie du ferromagnétisme due à *Weiss*, s'appuie sur le formalisme développé par *Langevin* dans le cas du paramagnétisme, [1, 2, 4, 6]. Les moments magnétiques atomiques M_i étant directement liés aux moments cinétiques de spin S_i , une simplification consiste à remplacer l'interaction d'échange par l'action directrice d'un champ magnétique fictif interne H_m , qu'on appelle « *champ moléculaire de Weiss* » (1907), [2]. C'est ce champ moléculaire très intense qui tendrait à conserver le parallélisme des moments magnétiques des atomes voisins. H_m est lié à l'aimantation par la relation ;

$$H_m = \alpha M \quad (I .28)$$

La constante de proportionnalité α est indépendante de la température. Le couplage d'un moment magnétique avec ses voisins est représenté, grâce à (I .28), sous la forme d'un couplage avec H_m . dans ce cas le champ effectif H_e agissant sur les moments magnétiques vaut :

$$H_e = H + \alpha M \quad (I .29)$$

Où H est le champ extérieur appliqué.

I . 5 Domaines magnétiques

Le phénomène d'orientation des moments magnétiques à l'intérieur des matériaux ferromagnétiques se produit de manière localisée. L'expérience montre que tous les matériaux magnétiques de volume suffisant se divisent spontanément en régions plus petites qu'on appelle

« *domaines magnétiques* » ou « *domaines de Weiss* » (ils peuvent mesurer jusqu'à 1mm). A l'intérieur d'un domaine tous les moments magnétiques atomiques sont maintenus parallèles par les forces d'échange, de telle sorte que chaque domaine se présente comme un petit volume aimanté à saturation (J_s) avec une orientation différente de celles de ces voisins de telle sorte que la polarisation globale de l'échantillon peut fort et bien être nulle. Historiquement, cette idée d'une structure en domaine a été introduite pour la première fois par *P. Weiss* en 1907 pour lever l'incompatibilité entre l'existence d'un arrangement ordonné des moments atomiques et la possibilité d'un état désaimanté. Les interfaces entre les domaines sont appelées « *parois de Bloch* » (1932) à travers lesquelles l'orientation des moments magnétiques passe progressivement d'un domaine à l'autre (Figure I .9).

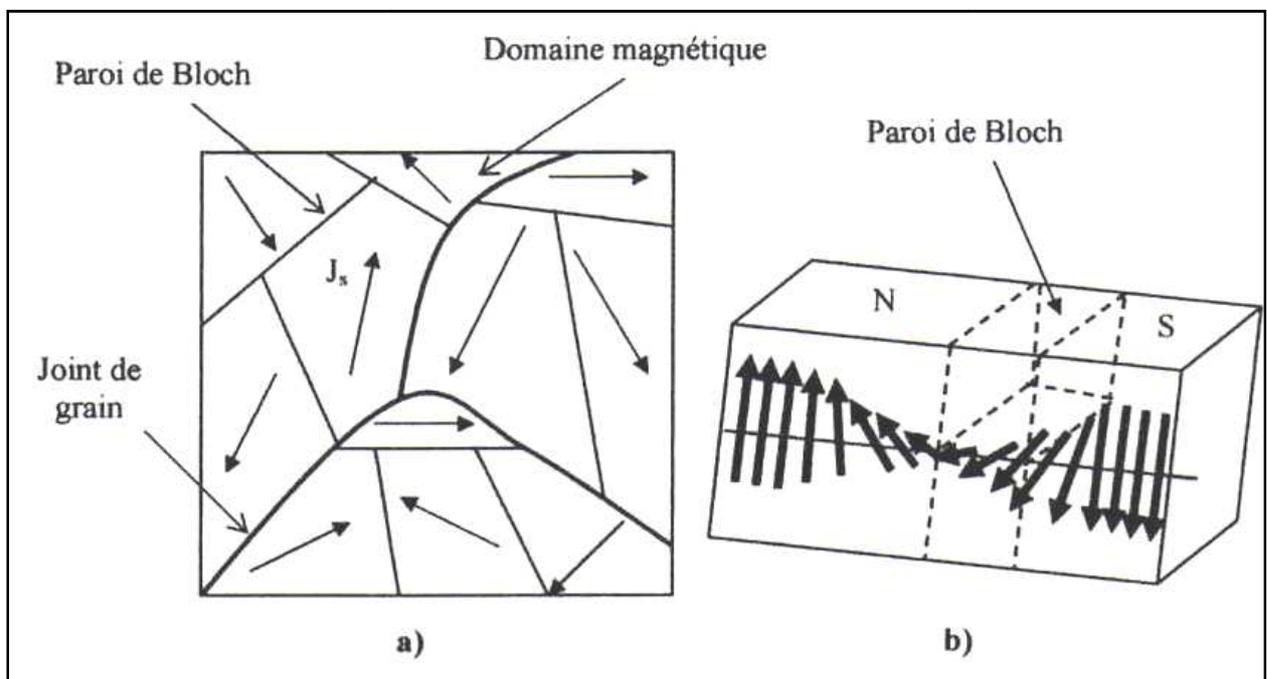


Fig I.9 a) domaines magnétiques, b) Changement d'orientation des moments magnétique à travers une paroi de Bloch

I .5.1 Origine des domaines

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

L'énergie interne associée à la structure des domaines, W_{in} comprend 4 termes :

$$W_{in} = W_{an} + W_{ms} + W_{ec} + W_{mt} \quad (I .30)$$

Avec W_{an} est l'énergie d'anisotropie, W_{ms} l'énergie magnétostatique, W_{ec} l'énergie d'échange et W_{mt} l'énergie magnétostrictive.

I .5.1.1 Energie d'anisotropie magnétocristaline W_{an}

Elle est liée à l'orientation de la polarisation J_s . En d'autres termes, il existe des directions cristallographiques privilégiées, dans lesquelles les moments s'orientent de préférence, les arrêtes de la maille cubique par exemple dans le cas du Fer. On les appelle des « *directions de facile aimantation* » ; pour amener l'aimantation à saturation dans une autre direction moins favorable, il faut fournir au cristal une énergie supplémentaire. Pour un cristal cubique, l'énergie d'anisotropie magnétocristalline est exprimée par :

$$W_K = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \quad (I.31)$$

Où K_1, K_2, \dots sont des coefficients appelés constantes d'anisotropie, homogène à des énergies volumiques, positifs ou négatifs, variables avec la température, et $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ les cosinus directeurs de la polarisation J_s par rapport aux axes quaternaires (les arrêtes du cube).

Il existe toutefois d'autres types d'anisotropie telles que l'anisotropie de forme, l'anisotropie de tension, ... , etc.

I .5.1.2 Energie magnétostatique W_{ms}

Elle résulte des interactions entre chaque moment atomique et le champ local où est placé ce moment. Ce champ local étant la composition du champ créé par les atomes voisins (champ démagnétisant) et du champ magnétique extérieur. Elle est exprimée par :

$$W_{ms} = \frac{1}{2} \iiint_{\text{espace}} \mu_0 H^2 dv \quad (I.32)$$

Où H est le champ magnétique existant dans l'espace.

I .5.1.3 Energie d'échange W_{ec}

Cette énergie résulte de l'interaction des moments magnétiques. Elle passe par un minimum lorsqu'ils sont parallèles ; toutefois, dans les parois, les moments magnétiques ne sont plus parallèles et la réaction d'une paroi exige une certaine énergie d'échange.

I .5.1.4 Energie magnétostrictive W_{mt}

Cette énergie traduit la relation existant entre la polarisation magnétique et les déformations géométriques du réseau cristallin. C'est une énergie élastique associée aux déformations et contraintes que les domaines exercent les uns sur les autres. Le cristal peut s'allonger ou se contracter selon la direction de la polarisation par rapport à la déformation. D'autres effets magnétoélastiques peuvent également apparaître dans un matériau : ce sont les déformations libres qui donnent lieu à des allongements spontanés. Les causes sont d'origines diverses (contraintes résiduelles de fabrication, contraintes thermiques, etc ...).

I .5.2 Influence d'un champ magnétique extérieur

L'application d'un champ magnétique extérieur se traduit par l'introduction d'un nouveau terme d'énergie qui détruit l'état primitif d'équilibre énergétique du matériau pour en créer un nouveau amenant à une nouvelle configuration, [4].

Il se produit d'abord une augmentation de certains domaines au détriment de leurs voisins par déplacement des parois. Les domaines favorisés sont ceux qui sont orientés dans le sens le plus proche de celui du champ extérieur.

Pour des champs faibles, ce déplacement reste réversible. Pour des champs plus forts, les déplacements deviennent irréversibles. Ensuite, en même temps que les domaines deviennent moins nombreux, la direction de l'aimantation spontanée commence à s'orienter vers la direction du champ appliqué. Pour des champs importants, les dernières parois disparaissent et l'on finit par obtenir la saturation macroscopique de la substance (figure I .10).

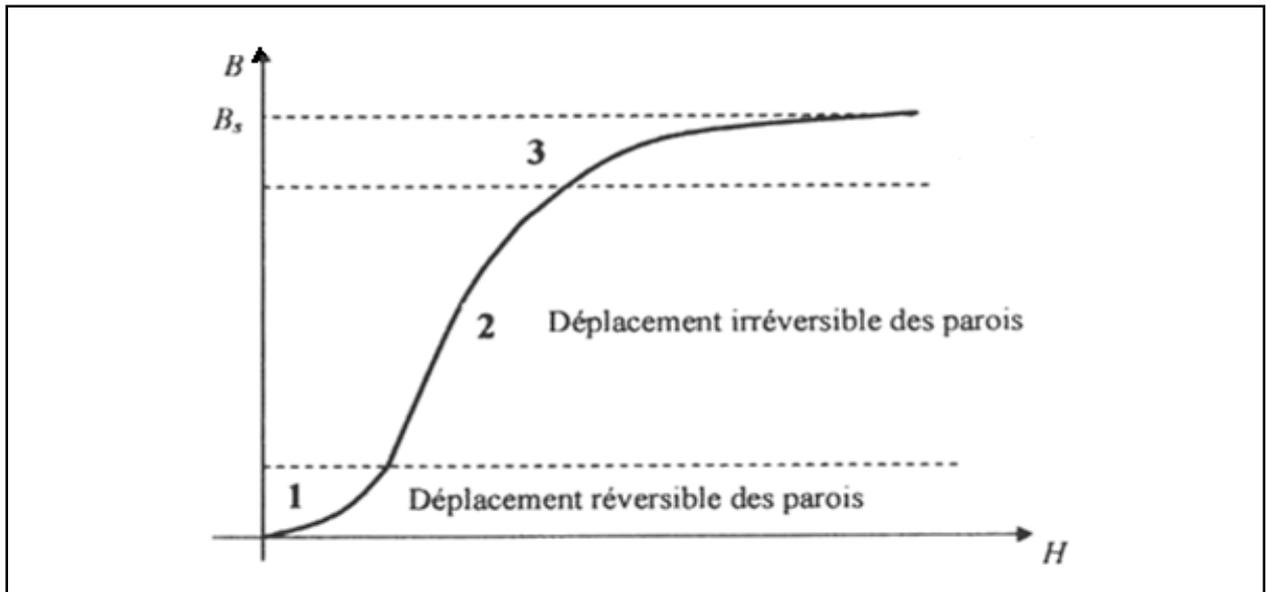


Fig. I.10 Effet de l'application d'un champ extérieur sur une substance ferromagnétique

I .5.3 Techniques d'observation des domaines

L'existence des domaines élémentaires ne fait aucun doute pour tous ceux qui s'intéressent à l'aimantation des matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques. Ces domaines furent mis en évidence, de façon indirecte et pour la première fois en 1919, par l'expérience de *Barkhausen*, [1, 4].

Les premières observations directes sont attribuées à *F. Bitter* (méthode des poudres), [2]. La méthode utilisée consistait à répandre à la surface de l'échantillon une poudre magnétique très fine en suspension dans un liquide. Les grains se rassemblent spontanément là où le gradient du champ magnétique est le plus intense, en particulier à l'intersection des parois avec la surface.

Récemment plusieurs méthodes plus performantes sont utilisées ; on peut citer, [11, 12] :

I .5.3.1 Les méthodes magnéto-optiques (effet *Faraday*, effet *Kerr*)

Le principe de ces méthodes est que certains matériaux peuvent faire tourner la polarisation d'une onde électromagnétique, d'un angle qui dépend de l'aimantation du matériau (Effet *Faraday*). S'il y a des domaines d'orientation différente, la polarisation n'aura pas tournée de la même façon en traversant les différents domaines. En plaçant la lame du matériau magnétique entre analyseur et polariseur, on peut reconstituer la carte des domaines magnétiques. Si le matériau magnétique n'est pas transparent et on fait le même type de mesure sur la lumière réfléchie, c'est l'effet *Kerr*. Ces méthodes sont de plus en plus utilisées, leur avantage est qu'elles sont rapides et non destructives.

I .5.3.2 La microscopie à balayage (MEB)

Depuis son invention dans les années 1960, le microscope électronique à balayage (MEB) est sorti des laboratoires obscurs de spécialistes pour devenir, au sein des entreprises, un outil quotidien de caractérisation des matériaux. Là où microscopie optique vient s'essouffler vers des résolutions de l'ordre du micromètre, le MEB conventionnel vient jouer avec les 3 nm voir 8 Angstrom pour les canons à effet de champ. Outre une profondeur de champ bien supérieure, l'interaction électron matière permet d'extraire de nombreuses informations.

I .5.3.3 La microscopie électronique STM (Scanning Tunnel Microscope)

Une pointe métallique est guidée avec une grande précision par des actionneurs, en général piézoélectriques, et balaie la surface à étudier. Dans un STM, on détecte les variations de courant tunnel entre le matériau à étudier et la pointe, une tension connue étant imposée entre pointe et surface. Ce courant tunnel est une fonction exponentielle de la distance de séparation matériau-pointe. C'est une technique très sensible pour cartographier une surface conductrice à des hauteurs de l'ordre de nm (résolution atomique). Nécessite une surface très propre et lisse. Si la pointe est un métal ferromagnétique, ou supraconducteur, le courant tunnel $I(V)$ peut dépendre aussi de la polarisation magnétique des électrons de conduction dans le matériau imagé.

I .6 Processus d'aimantation et cycle d'hystérésis

Dans les paragraphes précédents, nous avons vu la structure en domaines des matériaux ferromagnétiques. Cette structure se manifeste à une échelle qu'on appelle échelle mésoscopique (entre l'échelle atomique et le domaine visible). Dans ce présent paragraphe nous abordons comment une telle structure rend compte, à notre échelle (macroscopique), des lois d'aimantation observées. Pour se faire, considérons un monocristal ferromagnétique dont l'orientation moyenne des domaines est globalement nulle en l'absence de champ magnétique extérieur H . (figure I .11)

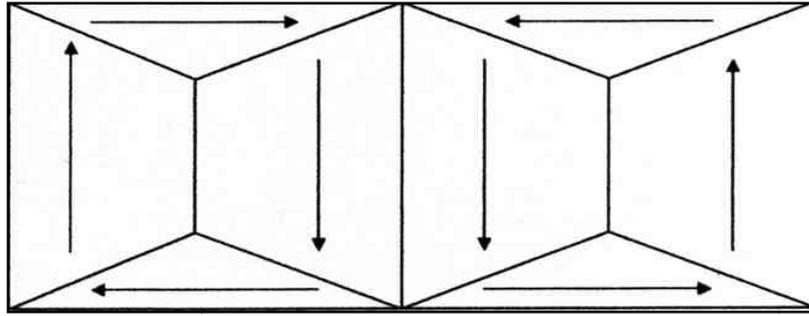


Fig. I.11 En l'absence de champ magnétique extérieur, la résultante de l'orientation des domaines magnétiques d'un monocristal Ferromagnétique est nulle.

I .6.1 Courbe de première aimantation

Lorsqu'on applique un champ magnétique extérieur à ce matériau, les domaines magnétiques dont l'orientation est voisine de celle de H croissant aux dépens de ceux dont l'orientation est opposée à celle de H . les parois de Bloch se déplacent donc dans le matériau. A la limite, lorsque le champ magnétique extérieur atteint une valeur critique H_s , le monocristal n'est plus constitué que d'un seul domaine ferromagnétique, dont l'orientation est la même que celle de H ; l'induction atteint alors une valeur maximale, B_s , appelée *induction à saturation*. Ce phénomène est représenté par la courbe OA de la figure (I.12), courbe appelée *courbe de première aimantation* ou *courbe de magnétisation*, [5].

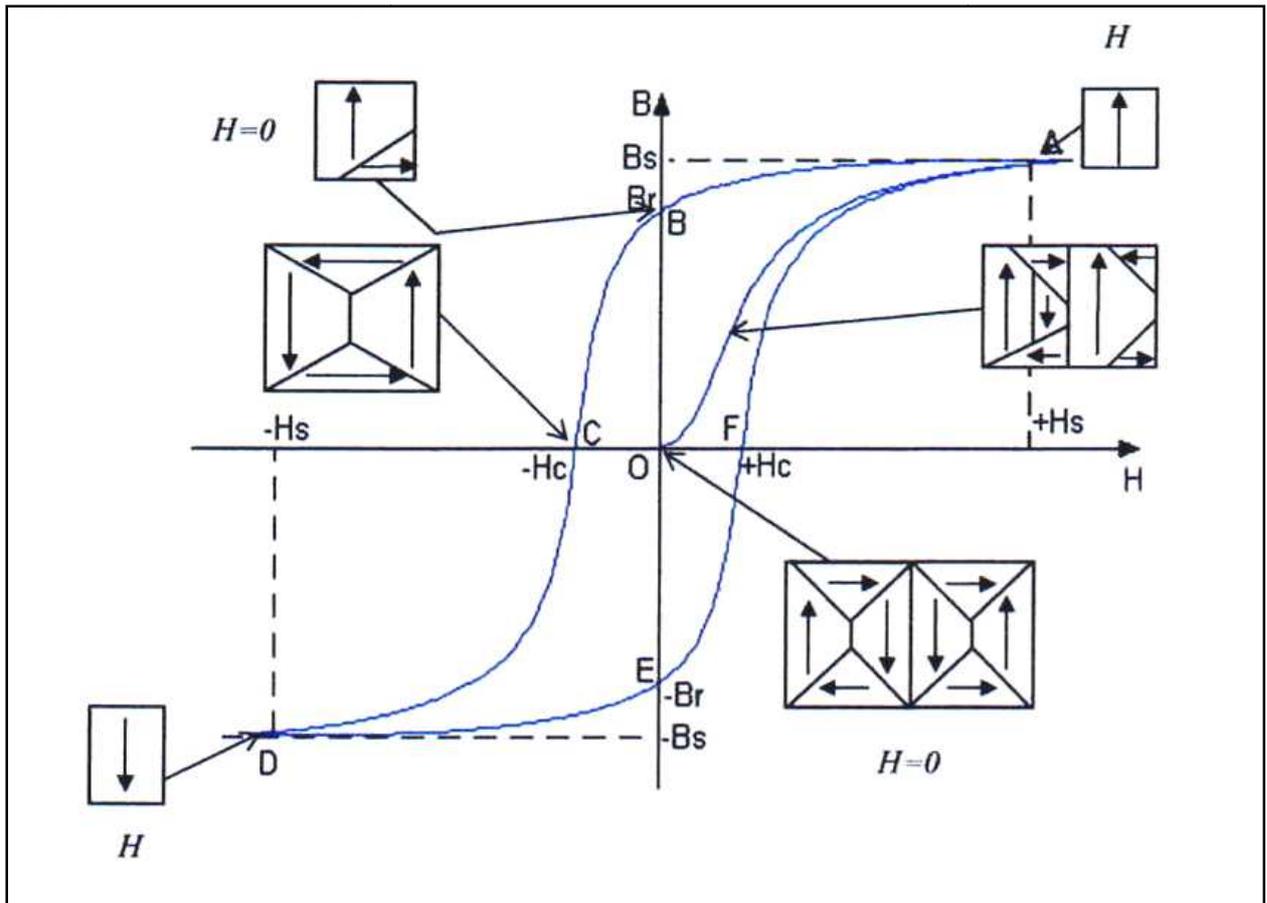


Fig. I.12 Courbe de première aimantation (OA) d'un matériau ferromagnétique, et cycle d'hystérésis (ABCDEFA) de ce matériau, lorsque le champ extérieur varie alternativement de $+H_s$ à $-H_s$

I .6.2 Cycle d'hystérésis

Lorsque l'intensité du champ H diminue pour atteindre une valeur nulle, les domaines magnétiques ont tendance à réapparaître (courbe AB, figure (I.12)) ; toutefois, puisque le déplacement des parois de Bloch n'est pas instantané à cause de l'anisotropie magnétique, une induction non nulle B_r , se manifeste dans le matériau (point B, figure (I.12)). Cette valeur B_r est appelée *induction rémanente*. Il faut en fait appliquer un champ magnétique de sens opposé à celui du champ de première aimantation pour que l'induction soit nulle (courbe BC, figure (I.12)). La valeur H_c du champ qui engendre cette induction nulle correspond au *champ coercitif* (point C, figure (I.12)). Lorsque l'intensité du champ H croît, l'induction atteint de nouveau la valeur maximale B_s (courbe CD, figure (I.12)). Enfin, lorsqu'on change le sens du champ et qu'on fait varier son intensité ; on obtient la courbe DEFA (figure (I.12)). La courbe

d'aimantation ainsi obtenue est une *boucle d'hystérésis* ou *cycle d'hystérésis* (ABCDEF) ; dont les paramètres caractéristiques sont les grandeurs B_s , B_r et H_c .

L'aire du cycle d'hystérésis représente l'énergie dépensée, par unité de volume du matériau, pour réorienter les moments magnétiques des domaines et déplacer les parois de *Bloch*, au cours d'un cycle complet de variation de champ magnétique extérieur. Cette énergie se dissipe sous forme de chaleur, [5].

I .6.3 Hystérésis : définition et discussions

Le cycle d'hystérésis est la courbe de réponse des matériaux magnétiques, à travers laquelle, ils gardent la mémoire de tous leurs états d'aimantation antérieurs par l'intermédiaire des domaines élémentaires. C'est *J.A.Ewing* qui a montré ce comportement spécifique dans le cas du fer et qu'il l'a appelé *hystérésis* qui signifie retard de l'effet sur la cause (ici, l'aimantation sur le champ appliqué), [1, 2].

Le cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique dépend de la mobilité des parois de *Bloch*, elle-même est fonction des énergies W_{an} , W_{ms} , W_{ec} , W_{mt} et du champ appliqué. Donc il ne peut être considéré comme une caractéristique du matériau, et dans tous les cas un modèle mathématique bien détaillé est nécessaire.

Dans plusieurs documents les auteurs utilisent la courbe $M(H)$, pour exprimer le cycle d'hystérésis. Cela vient du fait que les deux courbes $B(H)$ et $M(H)$ nous donnent le même cycle c-à-d que les aires des deux cycles sont identiques. La seule différence peut être distingué au point du champ coercitif H_c où l'induction magnétique est nulle $B=0$, alors que sur le cycle $M(H)$

$$\text{l'aimantation } M = \frac{B}{\mu_0} - H_c = -H_c.$$

L'hystérésis est une conséquence directe de l'existence des domaines élémentaires et des processus d'aimantation par déplacements et déformations des parois de *Bloch* dans un matériau toujours imparfait (anisotrope). Quand il n'y a plus de domaines, comme par exemple à l'approche immédiate de la saturation, alors il n'existe plus aucune hystérésis, [2].

I .7 Classification des matériaux ferromagnétiques

Selon les utilisations et leurs propriétés magnétiques, on peut regrouper les matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques (matériaux magnétiques) en : matériaux doux, matériaux durs, matériaux pour l'enregistrement magnétique, matériaux magnétostrictifs et matériaux magnéto-résistifs.

I .7.1 Matériaux doux

On appelle matériaux magnétiques doux ceux dans lesquels le champ coercitifs est faible (en générale inférieur à 1000 A/m). Pour ces matériaux, il faut que, lorsque le champ extérieur varie, aucun obstacle ne s'oppose au déplacement des parois de *Bloch* et à la réorientation des domaines magnétiques. En d'autres termes ces matériaux présentent peu de défauts dans leur structure cristalline, ainsi qu'une anisotropie réduite. Ils sont caractérisés par une très haute perméabilité, une induction à saturation B_s élevée, un faible champ coercitif et des faibles pertes par hystérésis (faible surface du cycle d'hystérésis).

On utilise un matériau magnétique doux lorsque celui-ci doit canaliser un flux magnétique variable à de hautes fréquences. Le matériau magnétique doit réagir rapidement et franchement à de faibles variations du champ inducteur sans subir d'échauffement ou sans que sa réaction soit trop sensible à la fréquence du champ. Pour cela les matériaux doux sont utilisés dans les noyaux (ou circuits magnétiques) des transformateurs, des moteurs et des générateurs, dans les inductances de précision des circuits électroniques, les écrans magnétiques,...etc. le tableau (I .1) regroupe les matériaux magnétiques doux les plus usuels et leurs propriétés, [1, 3, 5].

Tableau I. 1 Propriétés des matériaux magnétiques doux les plus usuels,[4].

Matériau	Composition (%)	Permittivité maximale (μ_r)	Induction rémanente B_r (T)	Champ coercitif H (A/m)
Fer pur	100 Fe	5 000	2.0	80
Fe-Si	Fe-4 Si (non orienté)	8 000	1.4	56
	Fe-4 Si (orienté)	50 000	1.2	7.2
Fermalloy	Fe-45 Ni	30 000	0.8	16
Thermennl	Fe-16 Al-3,5 Mo	60 000	0.2	1.5
16 Alfenol	Fe-16 Al	80 000	0.4	3.5
Ni-Fe	Ni-50 Fe (non orienté)	70 000	0.8	4
	Ni-50 Fe (orienté)	10^5	1.45	0.8 à 1.6
Mumétal	Ni-18 Fe-5 Cu-2Cr	10^5	0.3	0.4
Permalloy	Ni-22 Fe	10^5	0.87	0.6
Supermalloy	Ni-15Fe-5 Mo-0,5Mn	10^6	0.7	0.4
Ferrox cube A	48MnFe ₂ O ₄ -52ZnFe ₂ O ₄	4 000	0.4	8
Ferrox cube B	36 NiFe ₂ O ₄ -64 Zn Fe ₂ O ₄	2 000	0.3	8

I .7.2 Matériaux durs

On appelle matériaux magnétiques durs ceux caractérisés par un champ coercitif élevé (généralement supérieur à 10 kA/m), une induction rémanente élevée et un large cycle d'hystérésis. Dans ces matériaux, on cherche à entraver au maximum la réorientation des moments magnétiques dans les domaines de Weiss, ainsi que le déplacement des parois de Bloch. C'est avec ces matériaux qu'on réalise des aimants permanents. Ainsi un aimant permanent de bonne qualité sera caractérisé par une forte valeur de l'anisotropie magnétique nécessaire à la persistance d'une partie importante de l'aimantation spontanée (rémanente) et à la valeur élevée du champ coercitif.

On utilise les matériaux magnétiques durs lorsque le champ magnétique engendré par le matériau doit rester stable dans le temps et être si possible élevé et ce même en présence de champs magnétiques extérieurs parasites. Ils sont utilisés dans les aimants permanents, les noyaux des hauts parleurs, les moteurs électriques de faibles puissances, les lentilles magnétiques pour tube cathodiques,...etc. le tableau (I .2) regroupe les matériaux magnétiques durs les plus usuels et leurs propriétés, [5, 6].

Tableau I. 2 Propriétés des matériaux magnétiques durs les plus usuels, [5].

Matériau	Composition (%)	Champ coercitif H_c (10^3 A/m)	Induction rémanente B_r (T)	Facteur de mérite, $(BH)_{\max}$ (KJ/m ³)
Acier au carbone	Fe-0.6 C-0.85	3.3	1	1.44
	Fe-1 C-0.5 Mn (trempé)	4	0.95	1.60
Acier au chrome	Fe-0.9 C-0.35Cr-0.3 Mn	5.2	0.97	2.3
Acier au cobalt	Fe-0.7 C-17 Co-8 W-2.5 Cr	11	0.95	5.2
Acier au tungstène	Fe-0.7 C-6 W-0.3 Cr-0.3 Mn	5.6	1.05	2.6
Alni-a	59.5 Fe-20 Ni-13 Al-3.5 Cu	43	0.62	10.0
Alnico-I	63 Fe-20 Ni-12 Al-5 Co	35	0.72	11.0
Alnico-V	51 Fe-24 Co-14 Ni-8 Al-3 Cu	52	1.25	44
Alnico-XII	52Fe-24 Co-14 Ni-8 Al- 2Nb	64	0.6	15
Cunife	60 Cu-20 Ni-20 Fe	44	0.54	11.2
Cunico	50 Cu-29 Co-21 Ni	52.5	0.34	8.5
Co-Pt	77 Pt-23 Co	250	0.52	74
SmCo ₅ (fritté)	-	720	0.92	170
Ferrox dur (fritté)	Ferrite (BaO.6Fe ₂ O ₃)	120	0.2	7.3
Ferrox dur (orienté)	Ferrite (BaO.6Fe ₂ O ₃)	240	0.4	24
NdFeB (fritté)	Nd ₂ Fe ₁₄ B	848	1.16	255

I .7.3 Matériaux pour l'enregistrement magnétique

Ces matériaux ont des caractéristiques similaires à ceux des aimants permanents. Ils doivent avoir une induction rémanente relativement élevée et un champ coercitif suffisamment élevé la perte des informations par des champs démagnétisant parasites.

L'oxyde magnétique est déposé dans un liant plastique adéquat et est ensuite déposé sur une bande ou un disque. Un oxyde de fer, la *maghémite*, est utilisé très couramment. Son champ coercitif est bien adapté aux exigences de l'enregistrement, c'est-à-dire relativement élevé (20-25 kA/m). Il se présente sous la forme de particules allongées de 0.1 µm de diamètre et de 0.6µm de longueur environ, ne contenant qu'un seul domaine magnétique. La dureté magnétique provient donc de l'énergie magnétostatique. C'est ainsi que l'induction rémanente maximum est atteinte,

car la tête d'enregistrement polarise la bande dans son sens de défilement. Le support des enregistrements magnétiques est constitué d'une couche fine. [2, 6, 13].

I .7.4 Matériaux magnétostrictifs

La recherche fondamentale, consacrée aux matériaux magnétostrictifs a été fortement stimulée par la découverte vers 1975 de deux matériaux aux propriétés différentes. Le premier type de ces matériaux est constitué de rubans amorphes de type *Metglas*. Ceux-ci sont obtenus par trempe rapide sur roue. Ils présentent une très forte susceptibilité qui dépend de façon critique de la contrainte. Ils sont à base de Ni, le coefficient de magnétostriction très important obtenu en champs faibles permet des déformations de 10^{-6} m. ils servent presque essentiellement à la fabrication de sonar pour des applications militaires.

Le second type de ces matériaux est représenté par les composés de type RFe_2 , qui présente une magnétostriction géante, ils sont aussi utilisés pour les sources sonores et les actionneurs magnétostrictifs (exemple : le Terfenol-D), [13].

I .7.5 Matériaux magnéto-résistifs

La découverte de la magnéto-résistance en 1988 a constitué l'évènement le plus important de ces dernières années dans le domaine du magnétisme. L'utilisation de ce phénomène est d'une grande importance pour la lecture de l'enregistrement magnétique, les fruits de ce phénomène sont déjà apparus sur le marché, [13].

I .8 L'alliage Fer-silicium

Les alliages fer-silicium ont été créés vers la fin du 19^{ème} siècle, grâce aux importantes recherches effectuées par *Barrett, Brown* et *Hadfield*, qui se sont aperçus que l'addition de 2 à 3% de silicium à du fer suffisamment pur, avait pour effet de réduire considérablement les pertes totales. Cette amélioration était due en partie, à l'accroissement de la résistivité de l'alliage fer-silicium par rapport à celle de l'acier très doux, ce qui entraînait une réduction des pertes par courants de Foucault en régime alternatif.[15].

I .8.1 L'orientation des grains dans les alliages Fe-Si

Les procédés de laminage à froid des alliages Fe-Si conduisent à des matériaux caractérisés par une orientation des grains, qui leur donne, dans la direction de laminage, des propriétés

magnétiques analogues à celles que présentent les monocristaux quand ils sont aimantés, parallèlement à une direction de facile aimantation.

La raison en est que, le laminage à froid provoque une déformation plastique contraignant les atomes à rechercher de nouvelles positions stables préférentielles (minimum d'énergie). C'est la direction de laminage qu'ils choisiront. La figure (I.13), illustre l'alignement des axes cristallins des grains d'un alliage Fe-Si par laminage et traitement thermiques appropriés. Les cristaux ont sensiblement tous la même orientation parallèle à la direction de laminage. La texture est dite de *Goss*. [15]

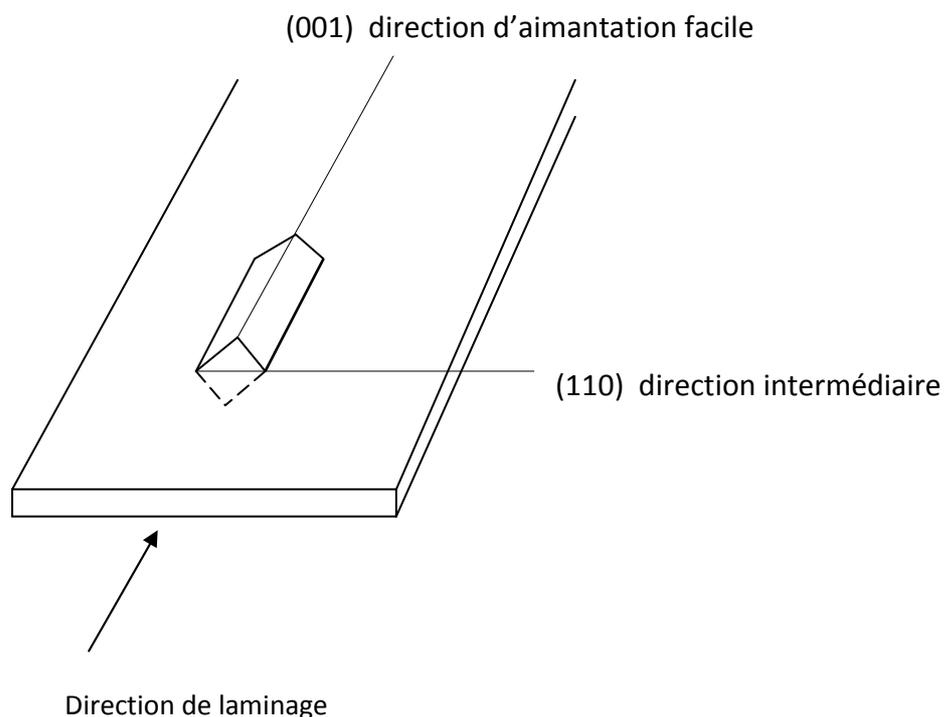


Fig. I.13 Orientation des grains selon la direction de laminage

L'observation de tous ces phénomènes a permis à *Goss*, vers 1935, de d'écrire la méthode permettant aux substances polycristallines d'acquérir des propriétés magnétiques uniaxiales remarquables. Cette méthode consiste à produire des rubans de Fe-Si par laminage à chaud, suivi d'une succession de réduction d'épaisseurs à froid, de recuits intermédiaires et un recuit définitif dans une atmosphère d'hydrogène et sous haute température.

L'ensemble de tous ces traitements provoqueront des transformations substantielles importantes ; notamment la recristallisation, le grossissement du grain et la décarburation. Toutes ces actions conduisent à l'obtention de matériaux présentant des propriétés magnétiques incomparablement supérieures à celles du Fe-Si polycristallin, laminé à chaud [15].

I .9 Les alliages Fer-Silicium industriels

I .9.1 Présentation

Les produits existant sur le marché se divisent en deux catégories : [15]

- Les tôles magnétiques à grains non orientés (tôles NO).
- Les tôles magnétiques à grains orientés (tôles GO).

I .9.1.1 Tôles à grains non orientés (Tôles NO)

Elles sont obtenues par laminage à chaud suivi d'une réduction à froid jusqu'à l'épaisseur finale et de recuit. Cette technique leur confère un excellent état de surface et une épaisseur très régulière. La teneur en silicium des tôles NO reste souvent inférieure à 3%. Elles sont livrées en feuilles ou bobines d'épaisseur 0.35 ; 0.50 ou 0.65 mm. L'utilisateur découpe puis assemble les éléments qui constitueront les circuits magnétiques de tous les générateurs et moteurs à courant alternatif.

Dans ce type de machines le vecteur induction magnétique est tournant, de ce fait, il n'apparaît pas de direction d'aimantation privilégiée qui justifierait l'utilisation de tôles à grains orientés plus performantes mais également plus onéreuses que les tôles NO. [15].

I .9.1.2 Tôles à grains orientés (Tôles GO)

Les tôles à grains orientés (GO) sont des matériaux de grande pureté, contenant entre 3 et 4% de silicium. Leur élaboration nécessite des soins extrêmes et des moyens industriels considérables. Elles sont essentiellement destinées à équiper les circuits magnétiques des transformateurs où les propriétés magnétiques unidirectionnelles sont recherchées, puisque le vecteur induction magnétique subit des variations temporelles tout en gardant une direction fixe. Le processus de fabrication commence à partir d'une masse en fusion d'alliage à base de fer. Les lingots subissent ensuite un laminage à chaud jusqu'à une épaisseur de 2mm. Plusieurs laminages à froid suivis de recuits intermédiaires sous atmosphère protectrice sont minutieusement appliqués par la suite. Un dernier recuit statique de recristallisation secondaire sous haute température et sous atmosphère d'hydrogène durant 4 à 5 jours, permet d'obtenir les textures finales adéquates.

Cette technique d'élaboration permet de présenter aux champs magnétiques extérieurs, appliqués parallèlement à la direction de laminage, des parois de *Bloch* à 180°. Cela permet d'aboutir à des

mécanismes d'aimantation facile et des pertes fortement réduites. De telles tôles sont livrées en bobines de 0.27 ; 0.30 ou 0.35 mm d'épaisseur, elles sont munies d'une couche isolante sur l'une ou sur les deux faces. [15].

I .9.2 Isolation des tôles

Le revêtement final que comportent les tôles orientées classiques provient habituellement de l'industrie des résines synthétiques. Ce sont des vernis appliqués en couches de 0.01 mm d'épaisseur et qui sèchent très rapidement au four.

Aujourd'hui, il existe des matériaux isolants encore plus performants obtenus grâce aux progrès réalisés dans l'industrie chimique. C'est ainsi qu'un film vitrifié, très mince, de l'ordre du micromètre, composé essentiellement de silicate de magnésium et ayant subi une opération de phosphatation, constitue une isolation de bonne adhérence, flexible, unie et brillante capable de résister aux huiles minérales chaudes des transformateurs. L'isolation des tôles à grains non orientés s'effectue le plus souvent à l'aide de l'oxyde de fer (Fe_2O_3), dans un four à haute température et sous atmosphère protectrice.[15].

I .9.3 Les principales garanties et désignations

Les principaux fabricants européens de tôles magnétiques (Allemagne, France, Italie,...), font accompagner leurs produits d'un certain nombre de garanties répondant à des critères de normalisation bien définis.

La commission Electrotechnique Internationale(C.E.I) coordonne et homologue les normes de comités nationaux telles les normes françaises (N.F), les normes allemandes (D.I.N), etc...

Les principales garanties portent sur : [15].

- **Les pertes spécifiques** : mesurées en régime sinusoïdal, à la fréquence industrielle de 50 Hz (60Hz) et pour induction de 1 ; 1.5 et /ou 1.7 tesla.
- **La polarisation** : acquise pour un champ magnétique d'excitation défini.

A ces garanties peuvent s'ajouter d'autres caractéristiques techniques :

- **Le facteur de foisonnement** : ce facteur nous renseigne sur la qualité de l'usinage des tôles.
- **Le nombre de pliages** : Nombre qui garantit combien de pliages alternés, à 90° , peut subir une tôle avant l'apparition de la première fissure.

- **l'anisotropie** : c'est un rapport, exprimé en %, qui caractérise, pour les tôles magnétiques, la différence entre les pertes mesurées respectivement suivant le sens du laminage et suivant la direction perpendiculaire.
- **Désignation et nuances** : la désignation conventionnelle de différentes qualités prend en considération la nuance de l'acier (faiblement ou fortement allié), la nature du laminage (à froid ou à chaud), le mode de livraison (état fini ou semi-fini, avec ou sans recuit final).

Conclusion

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

Cette étude nous a permis aussi de conclure, que les matériaux magnétiques qui nous intéressent dans la construction électrique doivent posséder simultanément plusieurs caractères exceptionnels :

- Ils doivent être porteurs de moments magnétiques atomiques localisés ou non.
- Ces moments doivent s'ordonner spontanément.

Pour expliquer ce comportement très remarqué dans les matériaux ferromagnétiques, nous avons présenté brièvement, deux interprétations différentes. La première donnée par la théorie quantique, est basée sur l'interaction d'échange entre moments atomiques. La deuxième interprétation était donnée par la théorie de *Weiss*.

Nous avons vu que tous les matériaux ferromagnétiques tendent à se subdiviser spontanément à une échelle mésoscopique en régions aimantées à saturation, qu'on appelle des domaines élémentaires ou domaines de *Weiss*. Cette subdivision en domaines permet la diminution de l'énergie interne du système des moments. La rotation des moments entre domaines voisins s'effectue graduellement, dans des couches de transitions appelées parois de *Bloch*.

La structure en domaines nous a permis d'expliquer les, processus d'aimantation à l'échelle macroscopique. En effet, l'aimantation correspond toujours à une modification de l'arrangement des domaines accompagnée d'hystérésis. [20].

Nous nous sommes aussi intéressés aux alliages Fer-Silicium qui ont pour effet de réduire considérablement les pertes totales et ceux utilisés dans l'industriels qui se divisent en deux catégories :

- Les tôles magnétiques à grains non orientés.
- Les tôles magnétiques à grains orientés.

Certaines méthodes et dispositifs de caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux ont été cités et qui seront présentés dans le chapitre suivant.

CHAPITRE II

Caractérisation des Matériaux Ferromagnétiques Doux

Introduction

Un matériau doux idéal est celui qui peut acquérir une polarisation magnétique de très grand module, disons plusieurs Teslas, dans un champ d'excitation très réduit. Il possède donc ce qu'on appelle communément une très grande perméabilité. En outre, et c'est une qualité secondaire, ce matériau idéal n'aurait aucune perte en fonctionnement dynamique, [2]. Malgré les progrès considérables réalisés depuis les débuts de la construction électrique, progrès qui se poursuivent d'ailleurs sans relâche, les matériaux doux utilisés en construction électrique sont encore loin de satisfaire cet idéal. Leurs caractéristiques précises intéressent en particulier les constructeurs, puisqu'elles jouent un rôle déterminant dans les performances des machines électriques. D'ailleurs ces matériaux magnétiques sont commercialisés avec des spécifications garanties. Dans ce présent chapitre nous exposerons quelques méthodes et approches de caractérisation des matériaux magnétiques doux, à savoir la mesure des grandeurs magnétiques et la quantification des pertes en se basant essentiellement sur les techniques exploitables au niveau du laboratoire de *l'Electro-Industries d'AZAZGA*.

II . 1 Principe de la caractérisation

Les propriétés d'un matériau magnétique sont généralement représentées par sa courbe de première aimantation et son cycle d'hystérésis, à partir desquelles on peut avoir quelques paramètres importants tels que le champ coercitif H_c , le champ maximal H_{max} l'induction rémanente B_r , l'induction à saturation B_s et la perméabilité, [13]. Ces paramètres peuvent être utilisés pour la quantification des pertes dans le matériau pour une excitation bien déterminée, ainsi que pour identifier un modèle de son cycle d'hystérésis qui est souvent introduit dans le calcul de champ par la méthode des éléments finis (MEF).

Il existe de nombreuses méthodes et techniques pour mesurer les grandeurs magnétiques et obtenir le cycle d'hystérésis. On peut les classer en deux principales catégories, [14].

- Les méthodes basées sur force exercée sur un matériau magnétique placé dans un gradient de champ.
- Les méthodes basées sur la loi de l'induction, de loin les plus nombreuses. Il s'agit dans ce cas de mesurer la variation du flux issue de l'échantillon, ce qui est obtenu en mesurant la tension induite dans une bobine de lectu

II . 2 Dispositifs de caractérisation des matériaux magnétiques doux.

Le spectre en fréquence et le cycle d'hystérésis constituent des sources d'évaluation de base des matériaux magnétiques utilisés en génie électrique. Pour le relevé des caractéristiques magnétiques, on distingue deux grandes classes de dispositifs : les *hystérésismètres* et les *magnétomètres*, dont la différence essentielle est que les premiers utilisent l'effet qui permet de déterminer l'aimantation qui est due à la variation de l'excitation, [13, 14, 17,18].

II . 2.1 Les hystérésismètres.

Les hystérésismètres plus simples et moins coûteux sont basées sur la lecture des variations du flux dans le matériau provoqué par une excitation H dépendant du temps. Deux méthodes sont utilisées :

- Les hystérésigraphes, qui donnent les cycles statiques où le champ d'excitation varie continûment.
- Les traceurs de cycles qui eux donnent les cycles dynamiques où le champ sont généralement sinusoïdaux.

Ces deux méthodes sont bien adaptées pour les mesures sur des tores, dont la géométrie permet d'affranchir les effets démagnétisant, mais présente l'inconvénient d'avoir autant de bobinage primaire et secondaire que l'échantillon à tester.

II . 2.2 Les Magnétomètres

- **Teslamètre à effet hall** ; le générateur à effet hall fournit le moyen le plus employé pour la mesure des inductions.
- **R.M.N (Résonance Magnétique Nucléaire)** ; procédé très précis de la mesure des inductions magnétiques, ramené à une mesure de fréquence (domaine de laboratoire).
- **Balance de faraday** ; mesure de la force sur un échantillon aimanté et placé dans un gradient de champ. Ce dispositif est mal adapté pour des faibles coercitivités.

- **AFGM (Alternating Field Gradient Magnétomètre)** ; variante moderne de la balance de Faraday, mesure à l'aide d'un bimorphe piézoélectrique la force sur un échantillon aimanté et placé dans un gradient alternatif, mesure en température, n'accepte que des échantillons de masse faible.
- **SCQUID (Super Conducting Quantum Interférence Device)** ; le plus sensible des dispositifs, l'échantillon aimanté est placé entre deux bobines, d'où une variation de flux est détectée par une jonction supraconductrice.
- **VSM (Vibrating Sample Magnétomètre)** ; l'échantillon aimanté vibre devant des bobines de lecture.

Pour ces dispositifs les échantillons peuvent être de forme quelconque, y compris poudres et couche minces, mais les calculs tenant compte des champs démagnétisant peuvent s'avérer délicats. De plus il faut souligner que ces équipements sont lourds et coûteux que beaucoup d'équipes de recherche n'ont pas les moyens financiers pour avoir accès à ces dispositifs de caractérisation. Pour cette raison on s'intéresse beaucoup aux dispositifs qui exigent un circuit magnétique fermé pour éviter le champ démagnétisant, et qui sont plus utilisables et moins coûteux.

II . 3 Circuits de mesure des caractéristiques des matériaux doux

Toute mesure des caractéristiques d'un matériau ferromagnétique doux nécessite impérativement l'utilisation d'un circuit magnétique fermé. Cette obligation vient du fait que, dans tout circuit ouvert, l'échantillon est soumis à un champ démagnétisant interne, indésirable car beaucoup trop important, et le plus souvent inhomogène, [2]. Pour ces raisons, il y a certaines formes de circuits qui sont recommandés pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux, leur fonctionnement est basé sur la loi de l'induction et possèdent en commun deux enroulements, l'un pour l'excitation et le deuxième pour la mesure.

II . 3.1 Le tore

Le procédé le plus pertinent pour relever les caractéristiques magnétiques d'un matériau est de réaliser avec ce dernier *un circuit torique circulatoire* tel que le rayon moyen R_{moy} soit grand vis-à-vis de l'épaisseur β (Figure (II .1), [17]).

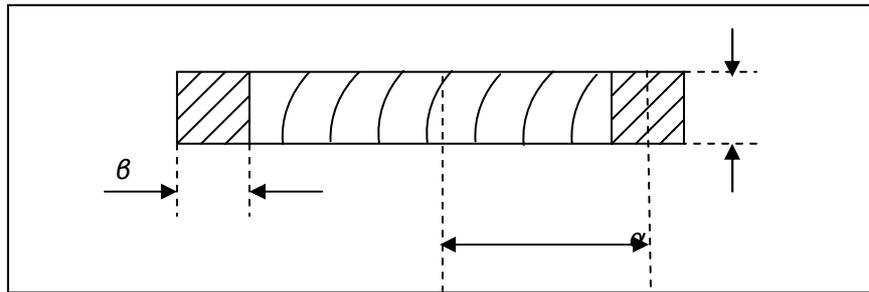


Fig II. 1 Coupe dans un circuit torique.

Le tore est généralement pourvu de deux enroulements régulièrement répartis sur sa circonférence:

- Un bobinage d'excitation comportant N_1 spires, qualifié d'enroulement primaire, et parcouru par un courant d'excitation I .
- Un bobinage de mesure du flux d'induction traversant une section droite du tore est généralement situé au plus près du matériau. Il comporte N_2 spires et on l'appelle l'enroulement secondaire.

D'après la loi d'Ampère :

$$H = \frac{I_1}{2\pi R_{moy}} \quad (\text{II.1})$$

Si le flux ϕ est mesuré par un fluxmètre intégrateur, il vient; $\Phi = N_2 \cdot \alpha\beta \cdot B$, où $\alpha\beta$ est la surface du circuit magnétique, d'où ;

$$B = \frac{\phi}{N_2 \alpha\beta} \quad (\text{II.2})$$

Comme nous l'avons souligné, le circuit torique est le circuit idéal pour la caractéristique des matériaux, mais il est difficile de réaliser un tore représentatif de la qualité des tôles ferromagnétiques à cause :

- De l'anisotropie des tôles, toujours présente dans les tôles non orientées, elle est considérable dans le cas des tôles à cristaux orientés.
- Des contraintes créées lors de l'enroulage de la bande, très difficile à contrôler et à éliminer.
- De l'opération fastidieuse et délicate de mise en place des bobinages qui nécessitent beaucoup de soins.

Alors, l'obtention d'un échantillon représentatif de forme torique demande donc beaucoup de travail. Il n'y a pas de meilleure solution toutes fois pour mesurer des alliages à très haute perméabilité. Cette technique de caractérisation est encore utilisée, [2].

II . 3 .2 Le cadre d'Epstein

C'est un circuit fermé démontable, de forme carrée, utilisé dans le monde entier pour caractériser les tôles magnétiques. D'ailleurs c'est le circuit qu'on va utiliser dans ce présent travail. Sa construction a été soigneusement codifiée par de nombreux organisme de normalisation (CEI, AFNOR, etc.....).

Le noyau magnétique est constitué de N bandes rectangulaires (N étant multiple de 4 et au moins égale à 16). Les dimensions recommandées pour chaque bande étant $280 \times 30 \text{mm}^2$ (figure (II .2)), on utilise environ 0.5Kg de matière par noyau magnétique. Les N bandes sont assemblées en un circuit carré, avec des joints à recouvrement (figure (II .2)), de telle sorte que le périmètre moyen vaux exactement 1m.

L'avantage primordial du circuit Epstein réside dans le fait qu'il s'agit d'un circuit démontable, qu'un technicien bien entraîné peut mettre en place en quelques minutes. Par contre il y a un problème au niveau des coins, ou il n'y a plus d'enroulement et une épaisseur double de la matière. Pour traiter en pratique ce système comme un circuit homogène, on a établi par des mesures comparatives soignées autour de $B_{max} = 1.5T$ qu'il se comportait comme un circuit

fermé ayant pour section la section moyenne d'un côté (c à d la section de $N/4$) et pour longueur ce qu'on appelle la longueur conventionnelle du circuit L_m , établie à $L_m=0.94m$, [2].

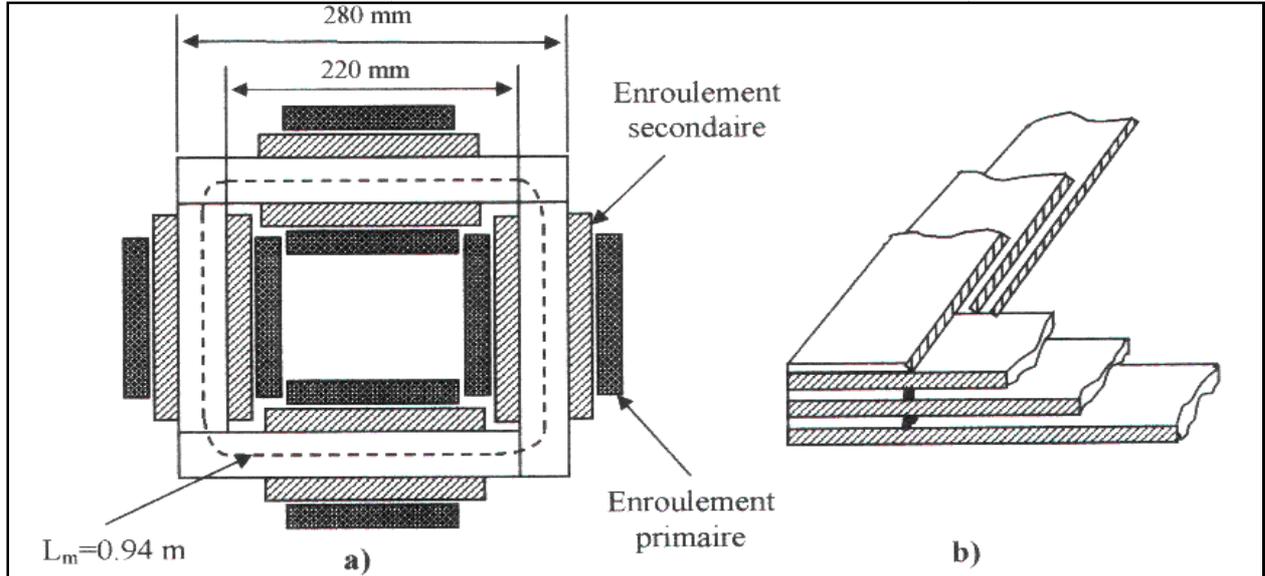


Fig II.2 Cadre Epstein, **a)** dimensions, **b)** joints de recouvrement

Les quatre prismes du cadre Epstein sont munis chacun de deux enroulements ; primaire et secondaire. Les quatre enroulements primaires, respectivement secondaires sont branchés en série et intégrés dans le circuit de mesure, [13]. De ce fait le cadre Epstein fonctionne donc comme un transformateur à vide. L'enroulement primaire est parcouru par le courant d'excitation $I_1(t)$. La variation du flux induit dans l'enroulement secondaire une tension $V_2(t)$. Dans ce cas le champ magnétique est relié au courant primaire $I_1(t)$ par la relation :

$$H(t) = \frac{N_1}{L_m} \cdot I_1(t) \quad (\text{II.3})$$

Ou N_1 est le nombre de spires de l'enroulement primaire, et L_m la longueur moyenne du circuit magnétique. L'induction magnétique est obtenue en intégrant la tension secondaire $V_2(t)$:

$$B(t) = \frac{1}{N_2 \cdot S} \int V_2(t) dt \quad (\text{II.4})$$

Où N_2 est le nombre de spires de l'enroulement secondaire, et S la section du circuit magnétique du cadre. Actuellement, le cadre d'Epstein est utilisé avec des équipements d'acquisition de données, permettant l'analyse des résultats directement sur ordinateur.

II.3.3 Le cadre à bande unique :

L'échantillon de mesure est constitué par une seule tôle, de forme carrée ou rectangulaire, de dimensions suffisantes pour représenter un lot commercial, [2]. La fermeture du circuit magnétique aux extrémités de la bande est assurée par un, ou de préférence deux culasses mobiles, construite en matériau de grande perméabilité (figure (II.3)).

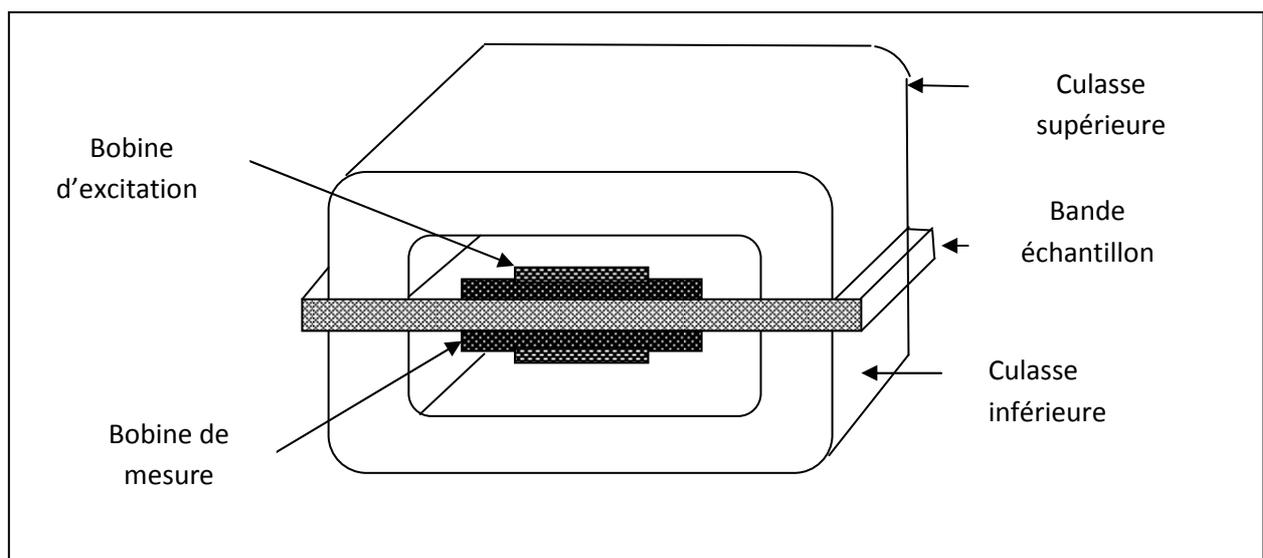


Fig. II.3 Schéma de principe d'un cadre à bande unique comportant deux culasses de fermeture du flux.

La section des culasses est choisie très supérieure à celle de l'échantillon, par exemple 30 fois ou 50 fois plus grande. En utilisation dynamique les culasses doivent être feuilletées. Elles peuvent être réalisées en tôles FeSi de bonne qualité, ou mieux en alliage FeNi à haute perméabilité. Si on choisit d'effectuer les mesures sur les tôles échantillon de grandes dimensions, par exemple $500 \times 500 \text{ mm}^2$ (norme CEI 68-404-3), alors les culasses sont obligatoirement très lourdes. Une

bonne fermeture du circuit magnétique, avec contrôle du parallélisme des faces d'appui et contrôle de la pression d'appui nécessite une construction mécanique très soignée.

Pour la mise en place d'une bande échantillon, on commence par ouvrir le circuit magnétique, puis on glisse la bande d'un fourreau qui supporte les bobinages d'excitation et de la mesure, et on referme ensuite le circuit. L'aimantation de la bande est uniforme par construction dans sa partie centrale.

Parfaitement réalisé, le cadre à bande unique constitue avec ses accessoires un dispositif complexe mais très performant. Il permet en particulier la mesure absolue de toutes les grandeurs magnétiques caractéristiques des matériaux doux.

II.4 Contrôle de la forme d'onde $B(t)$

Les propriétés magnétiques d'un matériau quelconque en régime dynamique dépendent de ses conditions d'excitation. On peut indifféremment imposer l'onde d'excitation $H(t)$ à laquelle le matériau répond par une certaine polarisation $J(t)$ et une certaine induction $B(t)$, ou inversement imposer l'onde d'induction $B(t)$. Les constructeurs électriciens s'intéressent de façon privilégiée au fonctionnement du circuit magnétique en régime d'induction sinusoïdale. Imposer une induction $B(t)$ sinusoïdale, $H(t)$ est alors une fonction périodique très riche en harmoniques de rangs impairs (3, 5, 7, ..., $(2n+1)$), comme l'indique la figure (II.4). Elle est d'autant plus riche qu'on approche la saturation, [2].

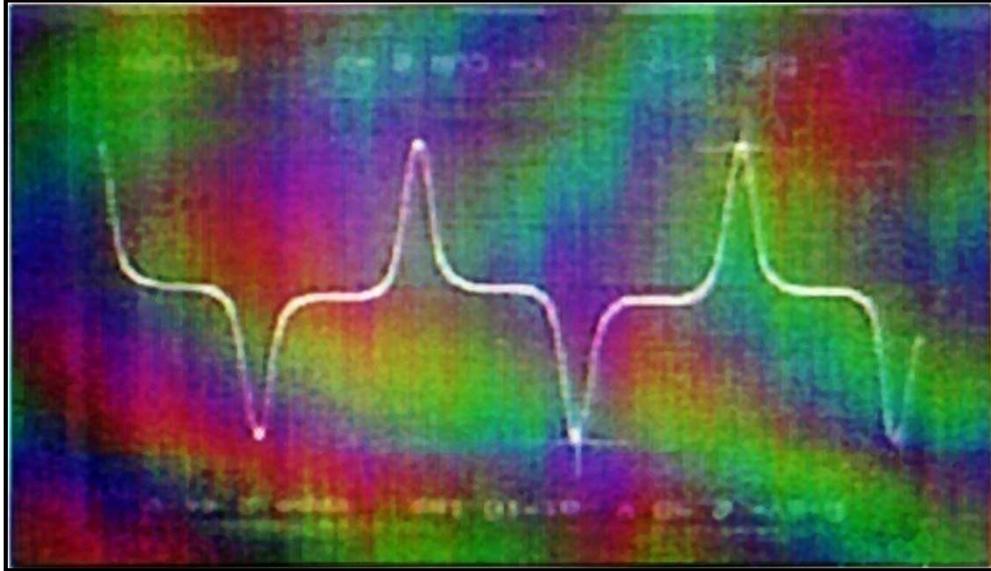


Fig II.4 Allure du champ d'excitation $H(t)$ pour une induction sinusoïdale.

II .4.1 Technique simple d'excitation d'un circuit en régime sinusoïdal

Pour assurer une induction $B(t)$ sinusoïdal, il suffit d'alimenter l'enroulement primaire par un générateur de force électromotrice sinusoïdale à la fréquence désirée, et d'impédance interne négligeable. Par application de la loi d'Ohm, il vient en effet :

$$e - \frac{d\Phi_1}{dt} = R_1 \cdot I_1 \quad (\text{II.5})$$

Où e désigne la force électromotrice du générateur, Φ_1 le flux magnétique d'induction embrassé par le circuit primaire de résistance totale R_1 et I_1 l'intensité du courant qui le parcourt.

$B(t)$ est sinusoïdal tant que le produit $R_1 I_1$ peut être considéré comme négligeable vis-à-vis de e . On peut s'assurer que $B(t)$ est bien sinusoïdal en procédant à une analyse de *Fourier* de la tension $V_2(t)$ induite dans l'enroulement secondaire. Une pratique courante consiste aussi à faire une mesure simultanée des valeurs moyenne ($\overline{V_2}$) et efficace (V_{2eff}), par des appareils de grande

précision. Le rapport $V_{2eff}/\overline{V_2}$ est appelé facteur de forme de l'onde $V_2(t)$ il vaut : $\frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1.111$

pour un signal sinusoïdal.

II.4.2 Utilisation d'une alimentation électronique asservie

Lorsque l'induction approche la saturation B_s , le courant d'excitation augmente très vite, comme le montre la figure (II.4). Alors il arrive un moment où la condition $R_l I_l$ négligeable devant $(d\Phi/dt)$ exposée précédemment ne peut plus être satisfaite. $B(t)$ commence à se déformer et le facteur de forme de $V_2(t)$ augmente. Pour retrouver des conditions d'expérience acceptable jusqu'à des valeurs B_{max} de l'ordre de $1,9T$ dans le cas des tôles fer-silicium à grains orientés et $1,7$ ou $1,8 T$ dans le cas des tôles fer-silicium à grains non orientés, on utilise généralement une alimentation électronique asservie. La figure (II.5) indique le principe d'une telle alimentation.

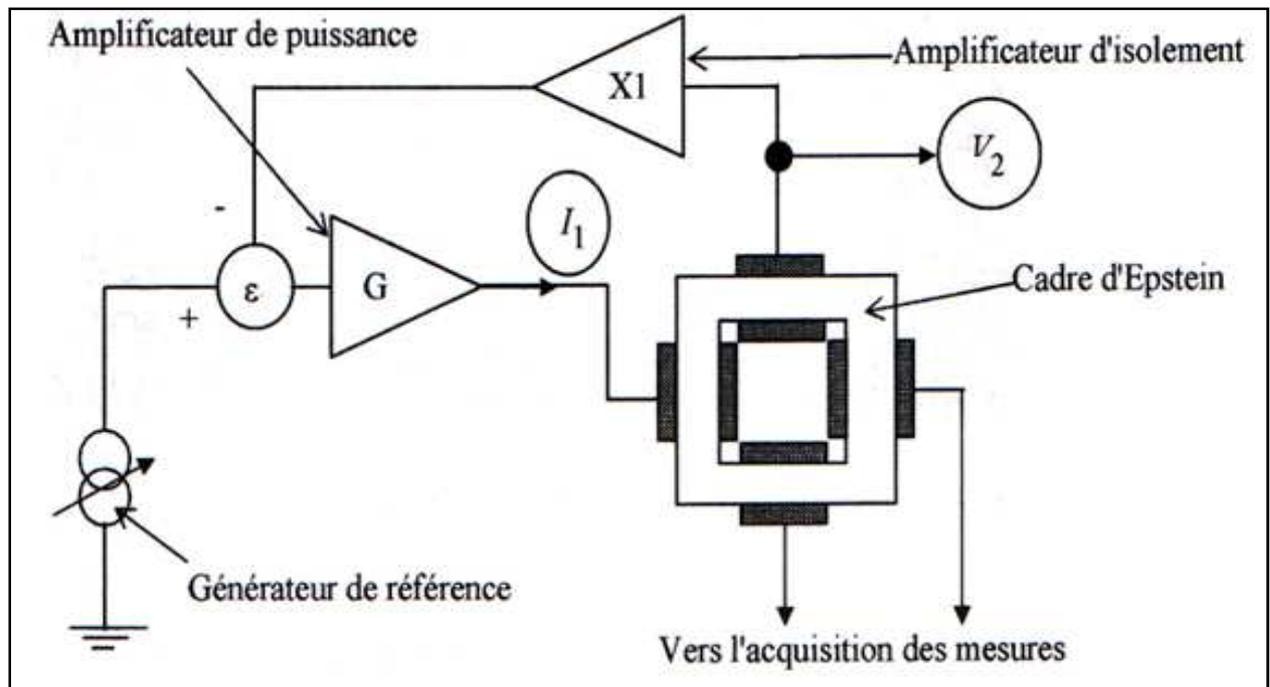


Fig II.5 Schéma de principe du dispositif de contrôle de la forme d'onde au secondaire, [2].

Le résultat obtenu dépend en tout premier lieu des performances de l'amplificateur de puissance utilisé qui doit être capable de délivrer des pointes de courants très importantes, et n'amener aucune composante continue. Le générateur de référence, en principe parfaitement stable en tension et fréquence, assure la pureté harmonique de l'onde $B(t)$. Cette même disposition permet, en modifiant l'allure de tension délivrée par le générateur de référence, d'imposer des contraintes $B(t)$ ou $H(t)$ très variées, et en particulier de désaimanter l'échantillon avant toute mesure.

II.5 Montage en exploitation

Plusieurs bancs d'essai ont été élaborés pour le relevé des caractéristiques magnétiques des matériaux, [13-16]. Parmi ces montages on peut citer :

- Banc d'essais à deux bobines sans capteurs <M-2B>.
- Banc d'essais à deux bobines avec capteurs <M-2B-C>.
- Banc d'essais à cadre d'Epstein avec capteurs <C.E-C>.
- Banc d'essais avec cadre à bande unique <M-2B-C>.

II.6 Banc d'essai à deux bobines avec capteurs

Le banc d'essai est constitué d'un circuit magnétique représentant l'échantillon à caractériser, de deux bobines l'une représente le bobinage d'excitation comportant N_1 spires, parcouru par un courant I_1 . L'autre comportant N_2 spires pour la lecture de la tension induit V_2 . Pour avoir plusieurs cycles d'hystérésis et plusieurs points de mesure, l'utilisation d'une source de tension variable est nécessaire. Un capteur de courant (CI) est placé du côté primaire permettant le relevé instantané du courant primaire $I_1(t)$ image du champ d'excitation $H(t)$. Un capteur de tension (CV) muni d'un intégrateur sert au relevé instantané de la tension secondaire $V_2(t)$ image de l'induction magnétique $B(t)$. La visualisation des signaux est faite à l'aide oscilloscope à mémoire à partir duquel le relevé des courbes peut être effectué selon les moyens disponibles à l'aide d'une table traçante ou une caméra web. Des appareils de mesure permettant le relevé des valeurs efficaces du courant et la tension primaire, ainsi que la tension secondaire. Le banc d'essai en question est illustré sur le schéma de principe de la figure (II.6).

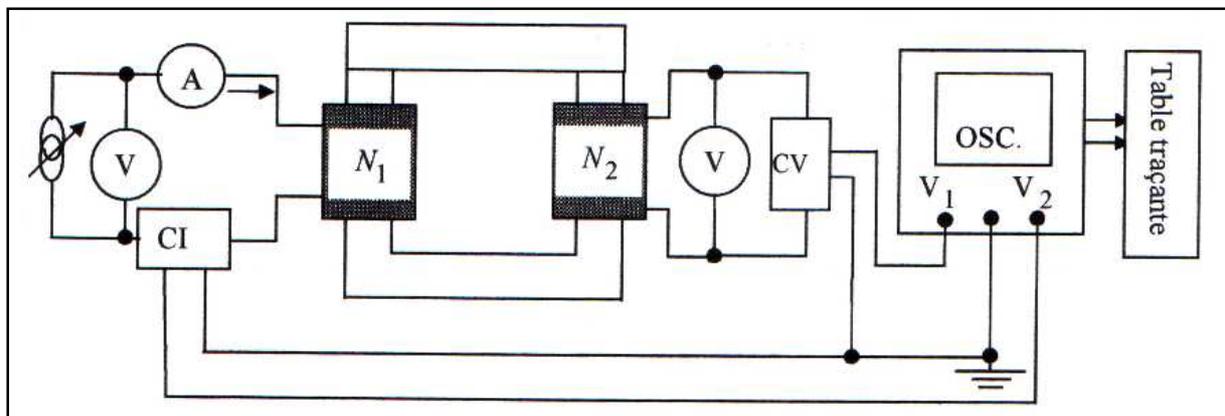


Fig. II. 6 Schéma de principe du banc d'essais à deux bobines avec capteurs «M-2B »

Les paramètres qui décrivent les caractéristiques du matériau peuvent être déterminés comme suit :

II.6.1 Détermination de l'intensité du champ maximal H_{max}

Par application du théorème d'Ampère le long du circuit magnétique, il vient :

$$\int H(t)dt = N_1 \cdot I_1(t) \quad (\text{II.6})$$

D'où

$$H(t) = \frac{N_1}{L_m} \cdot I_1(t) \quad (\text{II.7})$$

Avec : N_1 : Nombre de spires de l'enroulement primaire

L_m : Longueur moyenne du le circuit magnétique

$I_1(t)$: Valeur instantanée du courant primaire

Alors, pour déterminer l'intensité du champ maximal, il faut connaître la valeur du courant maximal I_{max} , tel que :

$$I_{max} = \frac{V_{pp}(I_1)}{2} \cdot Ech_{osc} \cdot G_{CI} \quad (\text{II.8})$$

Avec : I_{max} : Courant maximal qui traverse l'enroulement primaire.

$V_{pp}(I_1)$: Tension crête à crête indiquée par l'oscilloscope.

Ech_{osc} : Echelle utilisée pour une bonne visualisation à l'oscilloscope et une erreur de lecture minimale.

G_{CI} : Gain du capteur de courant.

Donc à partir de l'équation (II.7), on peut écrire :

$$H_{max} = \frac{N_1}{L_m} \cdot I_{max} \quad (\text{II.9})$$

II .6.2 Détermination de l'induction maximale B_{max}

En fonction du flux $\Phi(t)$ dans le circuit magnétique, la tension d'alimentation $V_1(t)$ s'écrit :

$$V_1(t) = N_1 \frac{d\Phi(t)}{dt} \quad (\text{II .10})$$

De même la conservation du flux nous permet d'exprimer la tension au secondaire comme suit :

$$V_2(t) = -N_2 \frac{d\Phi(t)}{dt} \quad (\text{II .11})$$

En fonction de l'induction magnétique $B(t)$, l'expression de $V_2(t)$ s'écrit :

$$V_2(t) = -N_2 \cdot S \cdot \frac{dB(t)}{dt} \quad (\text{II .12})$$

Où S est la section du circuit magnétique.

Etant donné que $V_2(t)$ et $B(t)$ sont des fonctions sinusoïdales, en utilisant les valeurs maximales, on peut écrire :

$$V_{2max} = N_2 \cdot S \cdot \omega B_{max} \quad (\text{II .13})$$

Alors il vient:

$$B_{max} = \frac{V_{2max}}{N_2 \cdot S \cdot \omega} \quad (\text{II .14})$$

Tel que : V_{2max} : Valeur maximale de la tension secondaire

B_{max} : Induction maximale correspondante.

ω : Pulsation des courants.

II .6.3 Détermination du flux maximal, la force magnétomotrice et la réluctance

- Le flux maximal Φ_{max}

D'après (II .11), on obtient :

$$\Phi(t) = -\frac{1}{N_2} \int V_2(t) dt \quad (\text{II} .15)$$

Etant donné que $V_2(t)$ est sinusoïdal à partir de l'équation (II .15) on peut écrire :

$$\Phi_{\max} = \frac{V_{2\max}}{N_2 \cdot \omega} \quad (\text{II} .16)$$

- La force magnétomotrice $F_{mm} = N_1 \cdot I_1$
- La réluctance \mathfrak{R}

$$\mathfrak{R} = \frac{L_m}{\mu \cdot S} = \frac{N_1 \cdot I_{\max}}{\Phi_{\max}} \quad (\text{II} .17)$$

II .6.4 Détermination des perméabilités

a. La perméabilité relative μ_r

$$\mu_r = \frac{B}{\mu_0 \cdot H} \quad (\text{II} .18)$$

b. La perméabilité absolue μ

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (\text{II} .19)$$

II .6.5 Détermination du facteur de pointe F_p

$$F_p = \frac{I_{1\max}}{I_{1\text{eff}}} \quad (\text{II} .20)$$

II .7 Quantification des pertes dans les matériaux magnétique doux

La plupart des matériaux magnétiques doux utilisés en construction électrique sont des métaux, donc conducteur d'électricité. En régime d'induction variable, ils sont le siège de courant induit, qui provoquent des pertes d'énergie dissipée sous forme de chaleur. D'ailleurs, la qualité des tôles utilisées dans la construction électrique est mesurée par la valeur des pertes qu'elles dissipent par unité de masse (1kg) lorsqu'elles sont soumises à une induction de travail de référence à la fréquence du réseau, [1, 2,17].

II.7.1 Pertes totales dans les tôles

Le cycle d'hystérésis dynamique contient toute l'information nécessaire à un utilisateur éventuel du matériau, c'est-à-dire à la fois, [2] :

- L'induction moyenne $B(H)$,
- Et les pertes totales P_t .

Ainsi, sur un cycle complet, le milieu extérieur fournit, par unité de volume de matière, le travail :

$$W = P_t = \oint H.dB \quad (\text{II.21})$$

Ce travail représente les pertes totales volumiques par cycle. Il est converti en chaleur.

Pour évaluer les pertes dans un matériau magnétique, il suffit donc de déterminer son cycle d'hystérésis. Mais il faut bien sûr que le cycle d'hystérésis dynamique soit déterminé dans les conditions réelles d'utilisation, ainsi qu'il est évident que le cycle ne peut être parcouru que dans un seul sens, correspondant à une dégradation de l'énergie électromagnétique en chaleur.

II.7.2 La séparation des pertes

Pour expliquer l'allure générale des courbes $P_t/f(f)$, les techniciens ont adopté un principe phénoménologique important appelé *séparation des pertes*, [1, 2,8]. A partir de ce principe, les pertes moyennes d'énergie par unité de volume P_t d'un matériau donné sont égales à la somme des pertes statiques ou pertes par hystérésis d'une part, et les pertes dynamiques d'autre par :

$$P_t = P_h + P_d \quad (\text{II.22})$$

Les pertes dynamiques P_d sont décomposées en pertes classiques par courant induit ou pertes par courant de *Foucault* P_c , et pertes supplémentaires P_s , et on écrit :

$$P_t = P_h + P_c + P_s \quad (\text{II.23})$$

La figure (II.7) montre une telle décomposition des pertes totales par cycle.

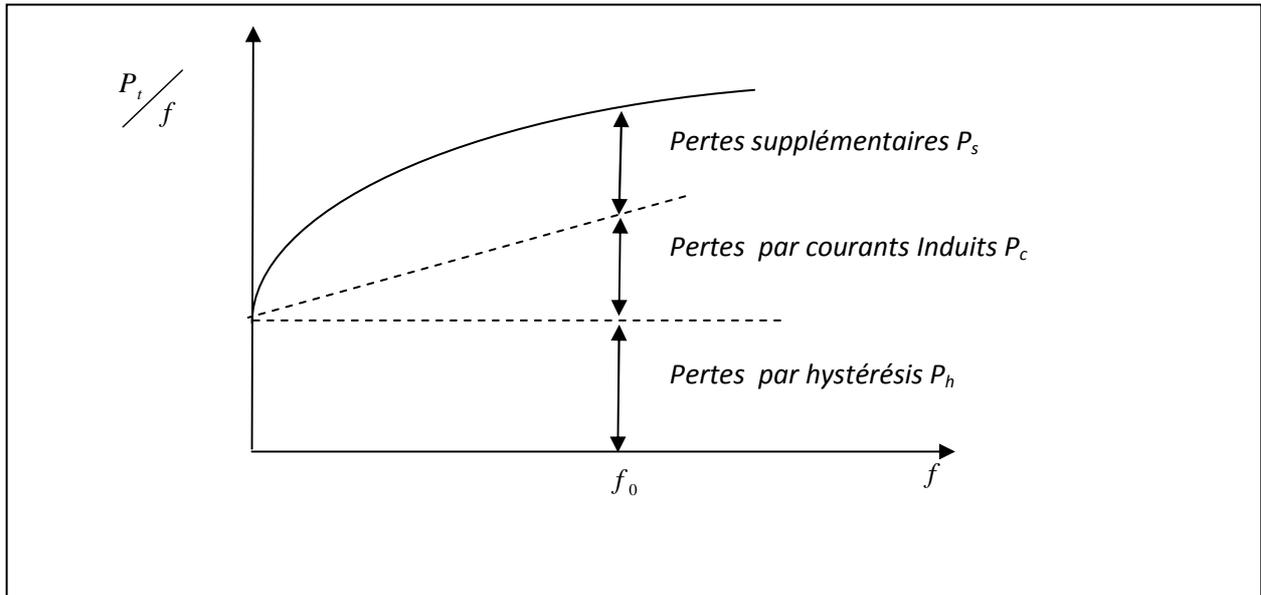


Fig II .7 Décomposition des pertes totales par cycle

II .7.2.1 Pertes statiques ou pertes par *hystérésis*

P_h sont égales à la surface de la boucle d’hystérésis quasi-statique. Elles sont mesurées en traçant un cycle fréquence aussi réduite que possible (pratiquement au dessous de 1Hz)

Les pertes par hystérésis sont proportionnelles à f . Dans la variation $P_t/f(f)$, la partie due à l’hystérésis est alors une constante. Ces pertes trouvent leur origine dans les processus discontinus d’aimantation à une échelle inférieure à l’épaisseur de parois. Pour le matériau souvent utilisés en construction des machines électriques, une relation d’approximation est donnée par, [9] :

$$P_h = K_h \cdot f \cdot B_m^n \text{ (W / Kg)}, (1.5 < n < 2.5) \quad (\text{II .24})$$

Où K_h est une constante déterminée à partir de la nature du matériau.

II .7.2.2 Perte classique par courant induits (ou courants de Foucault)

P_c sont calculables facilement à partir de la géométrie de l’échantillon et varient proportionnellement à f^2 , ce qui amène une contribution proportionnelle à f dans la variation de

$\frac{P_t}{f}$ (f). Elles ne forment toutes fois qu'une fraction des pertes dynamiques. Une approche pour le calcul de ces pertes est donnée par, [8.14] :

$$P_c = K_c \cdot (f \cdot B_m)^2 \quad (\text{II}.25)$$

Où K_c est une constante déterminée par la nature du matériau ferromagnétique et leurs dimensions.

II.7.2.3 Pertes supplémentaire

P_s Qui n'apparaissent ni proportionnelles à f ni à f^2 est bien souvent du même ordre de grandeur que les deux autres termes aux fréquences industrielles. Elles trouvent leur origine au comportement macroscopique à grande échelle de la répartition en domaines magnétiques. On désigne aussi par facteur d'anomalie des pertes le rapport K des pertes dynamique totales aux pertes classiques par courant induits.

Une approximation des pertes supplémentaire est donnée par, [8,9] :

$$P_s = K_s \cdot (f \cdot B_m)^{3/2} \quad (\text{II}.26)$$

II.7.3 Modèle pour l'interprétation des pertes

Les pertes supplémentaires constituent le problème principal dans l'évaluation des pertes. De nombreuses tentatives ont été effectuées pour modéliser ces pertes, il n'existait pas jusqu'à ces dernières années de modèle universel satisfaisant.

II.7.3.1 Model classique

Ce modèle ignore la présence des domaines magnétique et suppose le milieu du processus d'aimantation parfaitement homogène, [8]. Dans le cas d'une tôle d'épaisseur d et dans la gamme des fréquences où l'effet de peau est négligeable, ce modèle prédit (pour une induction sinusoïdale);

$$P_d \cong P_c = \frac{\pi^2 \cdot \sigma \cdot d^2 \cdot B_m^2 \cdot f^2}{6} \quad (\text{II}.28)$$

Où σ est la conductivité électrique du matériau.

Parce qu'il ne tient pas compte de l'existence des domaines, il est absolument évident que le modèle classique entraîne une sous-estimation systématique des pertes par courants induits.

II.7.3.2 Modèle de Prey et Beau (1958)

Ce Modèle souvent cité 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 grain orienté, [2]. La tôle d'épaisseur d est imaginée subdivisée en domaines réguliers de largeur $2L$, infiniment allongés dans la direction de laminage. Les pertes dynamiques dans ce cas, sont calculées à partir des équations de Maxwell dont le paramètre fondamental contrôlant les pertes supplémentaires devrait être le rapport $2L/d$ entre la largeur des domaines et l'épaisseur de la tôle.

$$P_s \ll P_c \quad \text{lorsque: } \frac{2L}{d} \ll 1$$

Et

$$P_s = (1,63 \frac{2L}{d}) P_c, \text{ lorsque } \frac{2L}{d} \gg 1 \quad (\text{II.29})$$

Malgré que le modèle de *Prey et Beau* a joué un rôle très positif concernant la nature des pertes, parce qu'il nous indique que la totalité des pertes trouve leurs origines dans les courants induits, mais sa validité est limitée car reposait sur des bases très imparfaites et qu'il est beaucoup trop simple pour être parfaitement général, [2,8].

II.7.3.3 Théorie unifiée de Bertotti (1984)

Le couplage magnétostatique entre les domaines et le courant induit autour des parois en mouvement sont à l'origine de champs magnétiques de dispersion internes du même ordre de grandeur que le champ appliqué. De ce fait, la matière se présente toujours comme un milieu inhomogène et non linéaire, caractère à l'origine des pertes supplémentaires P_s que *Bertotti* se propose d'évaluer, [2].

Pour rendre compte de ces pertes P_S il faut appliquer au matériau un champ supplémentaire défini par :

$$H_S = \frac{P_S}{B} \quad (\text{II.30})$$

Où \bar{B} est la variation moyenne de l'aimantation ($\bar{B} = 4.B_m.f$) pour une induction sinusoïdale)

Calculer les pertes équivaut à calculer le champ H_S . Pour se faire, *Bertotti* propose une approche statique, et il induit la notion d'*objet magnétique*, [8]. Un objet magnétique est constitué d'une paroi de *Bloch* ou d'un ensemble de parois dont les mouvements sont étroitement corrélés. Le matériau est supposé équivalent à un système comportant n objets magnétique statiquement indépendants. En principe n objets magnétique également actifs et indépendants, le champ supplémentaire H_S Prend la forme, [8,10]

$$H_S = \frac{H^{(w)}}{n} \quad (\text{II.31})$$

Où $H^{(w)}$ est calculable à partir des équations de Maxwell, il est donné par :

$$H^{(w)} = \sigma.G^{(w)}.S.\bar{B} = 4.\sigma.G^{(w)}.S.B_m.f \quad (\text{II.32})$$

Avec $G^{(w)}$ est un coefficient de dimensionnement qui vaut $G^{(w)}=0,1356$.

Alors, le calcul des pertes supplémentaires est ramené dans le cas général à l'évaluation du nombre n d'objets magnétiques participants aux processus d'aimantation.

Pour la plupart des alliages à base de fer, n varie linéairement avec H_S ,

$$n = n_0 + \frac{H_S}{V_0} \quad (\text{II.33})$$

Où n_0 représente le nombre limite d'objets magnétiques également actifs lorsque $f \rightarrow 0$, et V_0 un champ magnétique intrinsèque lié à la microstructure du matériau. Ces deux paramètres peuvent être obtenus graphiquement en traçant les points expérimentaux dans le plan (H_S, n) .

A partir des équations (II.31), (II.32) et (II.33), l'expression non linéaire des pertes supplémentaires s'écrit :

$$P_s = \frac{n_0 \cdot V_0 \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{16 \cdot \sigma \cdot G^{(w)} \cdot S \cdot B_m \cdot f}{n_0^2 \cdot V_0}} - 1 \right)}{2} \quad (\text{II} . 34)$$

- Dans le cas des tôles fer- silicium 3% à grains orientés, les pertes supplémentaires peuvent être approximées par, [8,10] :

$$\frac{P_s}{f} \approx 8 \cdot B_m \cdot \left(\left(\sqrt{\sigma \cdot G^{(w)} \cdot S \cdot V_0 \cdot B_m \cdot f} \right) - \frac{n_0 \cdot V_0}{4} \right) \quad (\text{II} . 35)$$

D'où la dépendance des pertes totales par cycle en fonction de f prend la forme :

$$\frac{P_t}{f} \approx K_0 + K_1 \cdot f + K_2 \cdot \sqrt{f} \quad (\text{II} . 36)$$

Avec K_0 , K_1 , K_2 peuvent être déduits de (II .28), (II .24) et (II .35).

- Dans le cas des tôles fer- silicium 3% à grains non orientés, le terme H_s/ V_0 est largement prépondérant. Le paramètre n_0 n'a aucun rôle significatif et par conséquent peut être négligé dans l'équation (II .33), il vient :

$$n = \frac{H_s}{V_0}$$

(II .37)

Et

$$P_s = 8 \cdot \sqrt{\sigma \cdot G^{(w)} \cdot S \cdot V_0 \cdot (B_m \cdot f)^{3/2}}$$

(II .38)

Il faut noter que ce travail statique important de *Bertotti* rend bien compte à posteriori des comportements qu'on observe, [2].

II .7.4 prédiction des pertes fer en régime d'induction sinusoïdale

Les constructeurs de tôles magnétiques fournissent les caractéristiques énergétiques en régime d'induction sinusoïdale, ces derniers sont souvent utilisés par l'ingénieur afin de prédire les performances de ces tôles sous différentes conditions de fonctionnement.

Pour une induction sinusoïdale, de valeur crête B_m et de fréquence f ($f \geq 20$ Hz), les pertes totales par unité de masse peuvent être exprimées par la relation [8] :

$$\frac{P}{m_v} = C_0 \cdot B_m^2 f + \frac{\sigma \cdot \pi^2 d^2}{6m_v} (B_m f)^2 + C_1 \cdot (B_m f)^{3/2} \quad (\text{II .39})$$

Où les pertes classiques sont exprimées par (II .28), m_v est la masse volumique, C_0 et C_1 sont deux constantes caractérisant le matériau. Pour la détermination des deux paramètres C_0 et C_1 , il suffit de connaître les pertes totales en deux points expérimentaux que ce soit deux fréquences différentes pour la même induction crête, ou bien deux inductions crêtes différentes pour la même fréquence.

Dans ce cas l'expression des deux paramètres, C_0 et C_1 sera donné par :

$$\begin{pmatrix} C_0 \\ C_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f(B_{m1}^2 (f \cdot B_{m1})^{3/2})^{-1} p(B_{m1}) - p_c(B_{m1}) \\ f(B_{m2}^2 (f \cdot B_{m2})^{3/2})^{-1} p(B_{m2}) - p_c(B_{m2}) \end{pmatrix} \quad (\text{II .40})$$

Après la détermination de C_0 et C_1 on peut calculer les pertes totales en fonction de B_m et f en utilisant l'équation (II .39).

II .7.5 Procédés de mesure des pertes

Pour effectuer pratiquement cette mesure, les différents procédés utilisés en ont commun la présence de deux enroulements (voir les paragraphes précédents), [17].

En mesurant avec un wattmètre électronique comportant une entrée tension à haute impédance le produit :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T V_2 \cdot I_1 dt \quad (\text{II.41})$$

Et on en déduit ensuite les pertes fer comme suit :

$$P_{\text{fer}} = P_C + P_h = \frac{N_1}{N_2} \cdot P \quad (\text{II.42})$$

Où N_1 et N_2 sont les nombres de spires respectifs des enroulements primaire et secondaire.

Cette méthode présente l'avantage d'éliminer de la mesure l'influence des résistances des enroulements. Elle utilise principalement le tore et le cadre Epstein comme circuit magnétique de l'échantillon à tester. La figure (II.8) représente le montage utilisé.

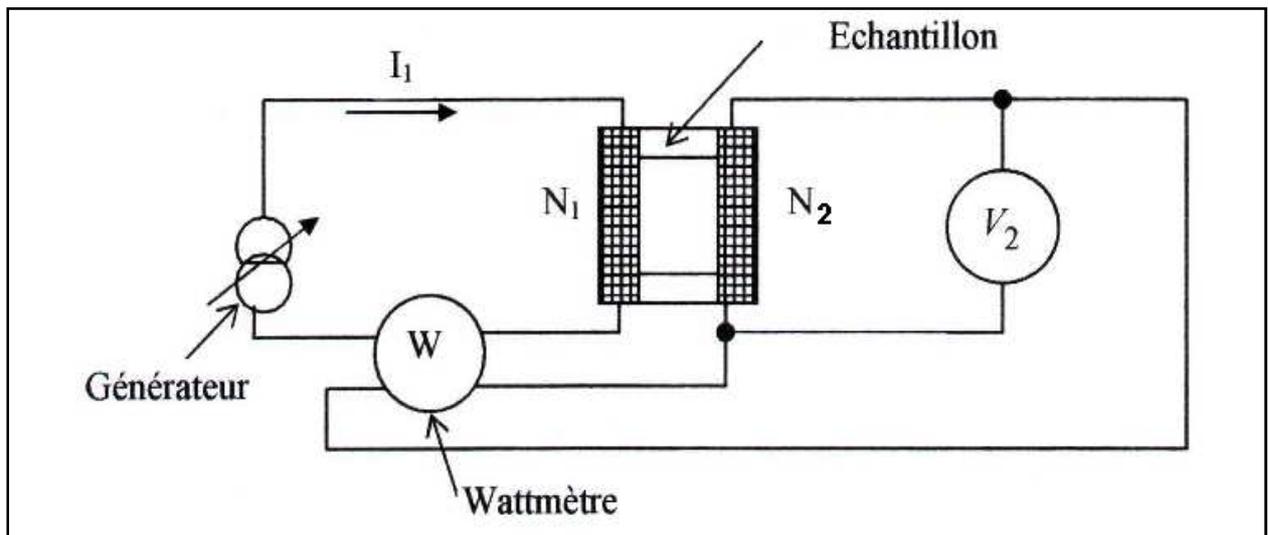


Fig II.8 Montage utilisé pour la mesure des pertes par la méthode du wattmètre, [2].

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé un certain nombre de principes et techniques de mesure des caractéristiques des matériaux ferromagnétique doux.

Nous avons vu aussi les différents modèles pour la quantification et l'interprétation des pertes dans les matériaux magnétiques. Cette quantification des pertes est d'une grande importance, car elle joue un rôle déterminant en l'amélioration des performances de ces matériaux, et par conséquent l'amélioration du rendement des machines électriques et les systèmes électromagnétiques où ils sont utilisés.

Les caractéristiques des matériaux ferromagnétiques sont d'une grande importance, que ce soit pour leur utilisation ou pour leur modélisation.

CHAPITRE III

*Banc d'Essai Expérimental
et Acquisition des Données*

Introduction

Procéder à des mesures magnétiques mène souvent à un paradoxe. En effet la simplicité des méthodes de mesure est toujours contrecarrée par les processus magnétiques eux-mêmes. Les deux problèmes les plus importants que l'on peut éviter proviennent de l'existence d'un champ démagnétisant, dès lors que des entrefers existent dans le circuit magnétique d'une part, et de la variation du champ en alternatif d'autre part, [20].

Toutefois, l'ingénieur électrotechnicien, malgré la complexité de ces phénomènes, s'est donné les moyens d'effectuer diverses mesures sur les matériaux.

Dans ce dernier chapitre nous donnons les résultats expérimentaux que l'on a pu obtenir suite à des manipulations réalisées au laboratoire de l'entreprise Electro-Industries *d'AZAZGA*, ainsi que le calcul des pertes magnétiques à vides dans différents types de transformateurs.

III.1 Mesures magnétiques

Ces mesures on pu être réalisées grâce à un équipement spécial dont la pièce maîtresse est le cadre d'Epstein. La description de cet appareil sera donnée au paragraphe suivant.

Les essais réalisés sont relatifs à la mesure des caractéristiques de différents types de tôles magnétiques à grains orientés cela après avoir subit un recuit et un vieillissement.

III.2 Description du banc d'essai

Les mesures de perméabilités magnétiques par exemple sont réalisées généralement à l'aide du perméamétrie ou du magnétomètre, mais l'appareil le plus utilisé dans la pratique industrielle demeure sans conteste le cadre d'Epstein.

Cet appareil, pour assurer la reproductibilité des mesures, est conçu pour travailler avec des échantillons bien définis. La source de champ ainsi que le capteur de tension ont eux aussi des caractéristiques définies avec rigueur. Ainsi, toutes les caractéristiques électriques et géométriques du cadre d'Epstein sont prescrites par une norme (CEI-82-404-3).

Le dispositif est illustré par la figure (III.1). [15]



Fig. III.1 : Image du cadre d'Epstein

III.2.1 Dimensions et principe du cadre d'Epstein

Les dimensions du cadre son illustrés par la figure (III.2), [15].

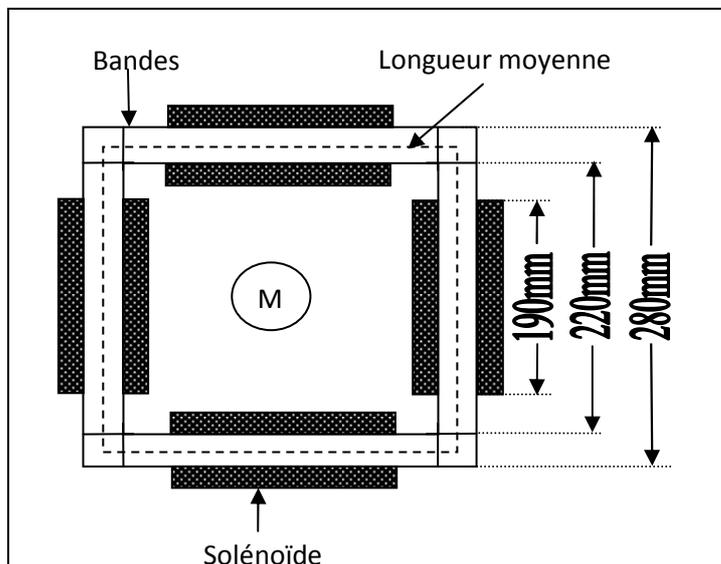


Fig. III.2 : dimensions du cadre

Afin d'éviter toute influence d'un champ extérieur, le cadre est munit d'une bobine compensatrice M. Le cadre est constitué de quatre solénoïdes dans lesquels sont introduites les bandes constituant l'éprouvette, de façon à former un circuit magnétique fermé. Chaque solénoïde comprend deux enroulements concentriques répartis uniformément sur une longueur minimale de 190mm.

- ❖ L'enroulement extérieur constitue le primaire et sert à créer le champ excitateur. On le désigne souvent sous le nom d'enroulement d'aimantation.
- ❖ L'enroulement intérieur constitue le secondaire, on l'appelle enroulement de tension ou de flux car il joue le rôle de capteur de flux par le biais de la tension.

III. 2.2 Caractéristiques du cadre d'Epstein

Le cadre d'Epstein de l'Entreprise Electro-Industries d'AZAZGA possède les caractéristiques suivantes :

- Nombre de spires respectivement primaires et secondaires ; $N_1 = N_2 = 700$ spires.
- Longueur moyenne du circuit magnétique ; $L_m = 0.94$ m
- Le cadre est doté d'une inductance mutuelle de compensation du flux de fuite dû au champ démagnétisant.

La construction du cadre a été réalisée avec un cadre de 25cm, conformément aux normes « CEI-82-404-3 » et « NFC28-911 ».

III.3 Echantillons test

Les trois échantillons test que nous avons étudié (se nomment respectivement Bareks, Ase metal et Wiltan) sont composés de 7 tôles Fer-Silicium à grains orientés (FeSi-GO) dans chaque bobines. Les grandeurs caractérisant les échantillons sont regroupées dans le tableau (III.1). [20].

Tableau III.1 : Propriétés des échantillons utilisés.

Nom du matériau	Type du matériau	Nombre de tôle	Longueur /tôle (mm)	Epaisseur /tôle (mm)	Largeur /tôle (mm)	Masse de l'échantillon (kg)	Masse active (kg)	Section utile (cm ²)
Bareks coil N° 9714273	FeSi- GO.	28	280 ±5	0.285	30	0.5106	0.4285	0.5959
Ase metal coil N° 1058578	FeSi- GO.	28	280 ±5	0.285	30	0.5186	0.4352	0.6052
Wltan coil N° 569038	FeSi- GO.	28	280 ±5	0.285	30	0.5120	0.4297	0.5975

Pour les résultats de la masse active et la section utile, nous avons utilisés les équations suivantes (III.1) et (III.2) respectivement :

$$M_a = \frac{M_{ech}}{4.L} L_m \quad (III.1)$$

Avec

- M_{ech} : masse de l'échantillon.
- L : longueur de l'échantillon.
- L_m : longueur moyenne du circuit magnétique qui vaut 0.94m.

$$S_u = \frac{M_{ech}}{4.L.\rho} \quad (III.2)$$

Avec

- ρ : masse volumique des tôles utilisées qui vaut 7.65 kg/dm³.

III.3.1 L'excitation des échantillons

III.3.1.1 Générateur d'ondes

Les échantillons test sont excités via un transformateur monophasé qui peut générer des tensions sinusoïdales d'amplitude maximale de 10V.

III.4 Essais pratiques

Les différents essais ont été réalisés au laboratoire de mesures de l'Entreprise Electro-Industries d'AZAZGA. Ce laboratoire spécialisé a pu mettre à notre disposition aussi bien les échantillons avec leurs dimensions normalisées, que tous les appareils de mesure nécessaire pour mener à bien les expériences.

Avant tout essai nous avons désaimanté les échantillons.

Essai N°1

Dans cet essai, les échantillons sont étudiés directement après la livraison (après la coupe).

Essai N°2

Ici nous avons soumis les échantillons du premier essai à un recuit qui consiste à mettre les échantillons au four pendant 90s à une température de 810°C. Cela pour une relaxation des contraintes internes, le refroidissement de ces tôles se fait à l'air libre.

Essai N°3

Les échantillons qui ont été soumis à un recuit dans le deuxième essai ont subi cette fois un vieillissement qui consiste à mettre ces échantillons encore une fois au four pendant 24 heures à une température de 220°C.

Dans les trois essais, nous avons placés les échantillons dans le cadre d'Epstein, puis avons effectués les mesures des caractéristiques des tôles ainsi que leurs courbes.

III.5 Résultats expérimentaux

Les valeurs de l'induction B , du champ H , des pertes spécifiques P_s , de la puissance apparente S_s et de la perméabilité relative μ_a , sont regroupés dans les tableaux {(III.2), (III.3), (III.4), (III.5), (III.6), (III.7), (III.8), (III.9) et (III.10)} respectivement et les courbes [$B=f(H)$,

$P_s=f(B)$, $S_s=f(B)$, $\mu_a=f(H)$ sont représentées dans les figures : {(III.3), (III.4), (III.5), (III.6), (III.7), (III.8), (III.9), (III.10), (III.11), (III.12), (III.13) et (III.14)}.

Les résultats ont été donnés directement du bloc de mesure relié au cadre d'Epstein.

Dans les trois premiers tableaux nous avons les résultats du premier essai

Tableau III. 2 : Résultats des mesures obtenus à partir du cadre d'Epstein du laboratoire de l'Electro-Industries d'AZAZGA, pour les tôles magnétiques Bareks (à la livraison)

B(Tesla)	H (A/m)	Ps (w/kg)	Ss (VA/kg)	μ a
0,005	1,8	0	0,000059	2210
0,046	4,2	0,0039	0,008126	8716
0,127	6,7	0,0144	0,02478	15080
0,209	8,9	0,0308	0,04634	18690
0,29	10,9	0,052	0,0736	21100
0,372	12,6	0,078	0,1051	23370
0,454	13,9	0,107	0,138	25880
0,535	15,6	0,142	0,1826	27140
0,617	16,9	0,179	0,2262	28960
0,698	18,9	0,221	0,2807	29300
0,78	20,9	0,267	0,346	29580
0,862	22,9	0,314	0,3988	29850
0,943	25,8	0,365	0,4737	28990
1,026	25,4	0,41	0,5145	32050
1,108	27,6	0,463	0,5857	31830
1,19	31,9	0,529	0,6959	29560
1,27	34,6	0,594	0,7869	29120
1,35	35,5	0,662	0,8611	30220
1,435	36	0,738	0,9362	31610
1,516	41,5	0,832	1,082	28970
1,599	46,8	0,9365	1,243	27090
1,682	61,1	1,059	1,503	22170
1,76	93,7	1,22	2,1	14920
1,847	176,6	1,434	3,437	8291
1,93	409,9	1,715	7,465	3731
2,013	5960	2,039	18,35	267,4

Tableau III. 3 : Résultats des mesures obtenus à partir du cadre d'Epstein du laboratoire de l'Electro-Industries d'AZAZGA pour les tôles magnétiques Ase metal (à la livraison)

B (Tesla)	H (A/m)	Ps (w/kg)	Ss (VA/kg)	μ_a
0,005	1,1	0	0,000011	3617
0,046	3,4	0,0029	0,005507	10770
0,127	5,7	0,0117	0,01858	17730
0,209	7,7	0,0255	0,03775	21600
0,29	9,5	0,0441	0,0622	24290
0,372	11,2	0,0659	0,09011	26430
0,454	12,6	0,0923	0,1219	28670
0,535	14,1	0,122	0,1583	30190
0,617	15,4	0,156	0,1993	31880
0,698	16,7	0,193	0,2433	33260
0,78	17,8	0,233	0,2865	34870
0,862	19,1	0,28	0,3405	35910
0,943	20,3	0,3329	0,3988	36970
1,026	21,6	0,384	0,4565	37800
1,108	23	0,443	0,5259	38340
1,19	25,2	0,509	0,6079	37580
1,27	26,8	0,576	0,6877	37770
1,35	29,1	0,651	0,7807	37000
1,435	32,3	0,734	0,8947	35350
1,516	36,9	0,826	1,031	32690
1,599	45,2	0,931	1,216	28150
1,682	63,8	1,062	1,555	20980
1,76	104	1,23	2,226	13500
1,847	207	1,46	3,899	7100
1,93	513,5	1,759	9,209	2992
2,013	5960	2,056	22,89	268,8

Tableau III. 4 : Résultats des mesures obtenus à partir du cadre d'Epstein du laboratoire de l'Electro-Industries d'AZAZGA pour les tôles magnétiques Wiltan (à la livraison)

B (Tesla)	H (A/m)	Ps (w/Kg)	Ss (VA/kg)	μ a
0,005	1,8	0,0001	0,00067	442,1
0,046	4,5	0,0034	0,008612	8311
0,127	7,5	0,0144	0,02562	13580
0,209	10,2	0,0314	0,05068	16310
0,29	13,3	0,0551	0,08585	17350
0,372	13,6	0,0798	0,1096	21830
0,454	16,8	0,1128	0,1588	21500
0,535	19,4	0,16	0,2104	21950
0,617	20	0,1829	0,2476	24550
0,698	21,1	0,22	0,2932	26360
0,78	22,9	0,2636	0,3535	27100
0,862	23,9	0,3076	0,3965	28730
0,943	22,1	0,3451	0,4168	33990
1,026	27,9	0,4081	0,5275	29240
1,108	30,2	0,4661	0,607	29140
1,19	30,1	0,5245	0,6639	31430
1,27	30	0,5866	0,7237	3369
1,35	37,2	0,6683	0,8852	28920
1,435	40,1	0,7488	1	28480
1,516	46,6	0,8382	1,152	25890
1,599	60,6	0,945	1,421	20970
1,682	88	1,079	1,887	15190
1,76	149,1	1,252	2,89	9404
1,847	306,1	1,481	5,585	4796
1,93	712,7	1,751	13,15	2155
2,013	6020	2,024	30,64	266

Dans les seconds nous avons les résultats du deuxième essai

Tableau III. 5 : Résultats des mesures obtenus à partir du cadre d'Epstein du laboratoire de l'Electro-Industries d'AZAZGA pour les tôles magnétiques Bareks (recuit)

B (Tesla)	H (A/m)	Ps (w/kg)	Ss (VA/kg)	μ_a
0	1,5	0	0,00038	0
0,046	3,2	0,003	0,005941	11440
0,127	5,6	0,0116	0,0188	18050
0,209	7,6	0,0256	0,0387	21880
0,289	9,4	0,0438	0,0622	24550
0,37	11,1	0,0662	0,09	26670
0,452	12,5	0,0935	0,122	28840
0,532	13,9	0,124	0,159	30570
0,615	15,2	0,159	0,199	32300
0,696	16,4	0,1946	0,2406	33870
0,777	17,6	0,234	0,2884	35220
0,859	18,6	0,285	0,3404	36840
0,94	20	0,335	0,4	37480
1,023	21,6	0,3887	0,4646	37760
1,104	21,9	0,4331	0,507	40190
1,18	27,3	0,51	0,629	34600
1,26	28,2	0,5684	0,695	35810
1,34	27,5	0,6296	0,7444	39070
1,43	28,8	0,7066	0,827	39570
1,51	35,5	0,798	0,9785	33940
1,593	40,4	0,899	1,14	31420
1,674	48	1,009	1,324	27800
1,757	66	1,147	1,65	21210
1,84	117,1	1,339	2,473	12520
1,922	267	1,6	4,938	5734
2,003	800	1,962	13,88	1996

Tableau III. 6 : Résultats des mesures obtenus à partir du cadre d'Epstein du laboratoire de l'Electro-Industries d'AZAZGA pour les tôles magnétiques Ase metal (recuit)

B (Tesla)	H (A/m)	Ps (w/kg)	Ss (VA/kg)	μ_a
0	1,5	0	0,00024	0
0,046	3,3	0,0029	0,005652	11090
0,127	5,7	0,0112	0,01853	17730
0,209	7,7	0,0241	0,03768	21600
0,289	9,5	0,0413	0,06139	24290
0,37	11	0,0631	0,08991	26910
0,452	12,6	0,0877	0,12	28550
0,532	13,9	0,118	0,158	30630
0,615	15,3	0,15	0,195	32040
0,696	16,4	0,186	0,238	33820
0,777	17,7	0,227	0,2794	35020
0,859	18,7	0,271	0,3311	36640
0,94	20	0,323	0,3887	37520
1,023	21,1	0,3752	0,4448	38690
1,104	22,5	0,433	0,515	39190
1,18	23,7	0,492	0,58	39920
1,26	25,5	0,558	0,6606	39630
1,34	27,4	0,629	0,7435	39270
1,43	29,7	0,707	0,84	38400
1,51	31,3	0,789	0,9432	38520
1,593	37	0,886	1,09	34330
1,674	48	1	1,312	27820
1,757	70	1,141	1,7	19970
1,84	126,4	1,341	2,596	11600
1,922	304	1,62	5,477	5035
2,003	938	1,969	16	1703

Tableau III. 7 : Résultats des mesures obtenus à partir du cadre d'Epstein du laboratoire de l'Electro-Industries d'AZAZGA pour les tôles magnétiques Wiltan (recuit).

B (Tesla)	H (A/m)	Ps (w/kg)	Ss (VA/kg)	μ a
0	1,4	0	0,00045	0
0,046	2,9	0,0027	0,0049	12620
0,127	4,8	0,0107	0,0165	21220
0,209	6,6	0,0235	0,03265	25320
0,289	8,3	0,0407	0,054	27900
0,37	9,8	0,0626	0,08	30370
0,452	11,2	0,0882	0,1099	32330
0,532	12,7	0,1189	0,1453	33650
0,615	13,9	0,152	0,1822	35490
0,696	15,3	0,19	0,2284	36460
0,777	16,5	0,232	0,2715	37760
0,859	17,9	0,2787	0,324	38450
0,94	19,8	0,329	0,387	38060
1,023	20,4	0,38	0,438	40100
1,104	20,9	0,4335	0,4947	42230
1,18	23,1	0,497	0,575	41060
1,26	23,3	0,56	0,6395	43480
1,34	26,1	0,63	0,7377	41310
1,43	30,1	0,71	0,8559	38020
1,51	36,4	0,8	1	33190
1,593	47,4	0,9	1,218	26840
1,674	69,5	1,028	1,613	19260
1,757	111,3	1,184	2,306	12610
1,84	219,4	1,394	4,081	6699
1,922	552,3	1,671	9,888	2782
2,003	5950	1,954	26,2	269,4

Dans les derniers tableaux nous avons les résultats du troisième essai

Tableau III. 8 : Résultats des mesures obtenus à partir du cadre d'Epstein du laboratoire de l'Electro-Industries d'AZAZGA pour les tôles magnétiques Bareks (recuit et vieillissement)

B (Tesla)	H (A/m)	Ps (w/kg)	Ss (VA/kg)	μ_a
0	1,5	0,0002	0,00033	0
0,033	2,9	0,0028	0,004364	9330
0,101	5	0,0093	0,01428	16230
0,169	6,7	0,0193	0,0279	20070
0,237	8,4	0,0326	0,0416	22550
0,305	9,9	0,049	0,0674	24680
0,373	11,2	0,0686	0,0918	26720
0,441	12,5	0,0905	0,118	28270
0,508	13,6	0,115	0,148	30020
0,576	14,7	0,1423	0,18	31510
0,644	15,7	0,171	0,213	32900
0,713	16,7	0,2039	0,251	34170
0,781	17,6	0,238	0,285	35490
0,849	18,6	0,2756	0,327	36580
0,918	19,5	0,3164	0,372	37670
0,986	20,4	0,36	0,423	38620
1,055	21,3	0,4	0,466	39560
1,123	22,3	0,45	0,524	40220
1,191	23,8	0,5	0,587	39960
1,259	24,5	0,556	0,64	4102
1,327	25,9	0,615	0,71	40930
1,395	27,3	0,6788	0,786	40810
1,464	29,3	0,747	0,868	39870
1,531	31,8	0,823	0,968	38440
1,599	36,3	0,908	1,09	35160
1,667	44	1	1,261	3026
1,736	60	1,117	1,539	2310
1,805	91	1,259	2,051	15820
1,874	164,6	1,452	3,227	90790
1,943	360,7	1,709	6,497	4298
2,012	926	2,028	15,72	1733

Tableau III. 9 : Résultats des mesures obtenus à partir du cadre d'Epstein du laboratoire de l'Electro-Industries d'AZAZGA pour les tôles magnétiques Ase metal (recuit et vieillissement)

B (Tesla)	H (A/m)	Ps (w/kg)	Ss (VA/kg)	μ a
0	1,5	0,0002	0,00028	0
0,033	2,9	0,0025	0,00437	9330
0,101	4,9	0,0087	0,0139	16570
0,169	6,7	0,0183	0,0276	20190
0,237	8,3	0,031	0,0455	22820
0,305	9,8	0,0468	0,0667	25010
0,373	11,1	0,0654	0,0907	26960
0,441	12,4	0,087	0,117	28560
0,508	13,6	0,1116	0,147	29960
0,576	14,7	0,1392	0,18	31510
0,644	15,8	0,1681	0,214	32690
0,713	16,8	0,2005	0,252	34010
0,781	17,7	0,2348	0,286	35340
0,849	18,7	0,2734	0,33	36430
0,918	19,7	0,3136	0,375	37280
0,986	20,7	0,3552	0,42	38140
1,055	21,6	0,4009	0,473	39050
1,123	22,7	0,4482	0,528	39540
1,191	24,2	0,502	0,593	39360
1,259	25,3	0,5553	0,652	39790
1,327	26,9	0,6142	0,719	39430
1,395	27,7	0,6741	0,787	40250
1,464	30,7	0,7454	0,885	38100
1,531	32,7	0,8164	0,975	37430
1,599	38,6	0,9018	1,119	33110
1,667	47,2	0,9947	1,295	28210
1,736	63,7	1,11	1,59	21770
1,805	98	1,261	2,159	14710
1,874	187,4	1,47	3,559	7987
1,943	443,2	1,741	7,679	3505
2,012	5960	2,026	18,86	269,7

Tableau III.10 : Résultats des mesures obtenus à partir du cadre d'Epstein du laboratoire de l'Electro-Industries d'AZAZGA pour les tôles magnétiques Wiltan (recuit et vieillissement)

B(Tesla)	H (A/m)	Ps (w/kg)	Ss (VA/kg)	μ_a
0	1,5	0,0002	0,00041	0
0,033	2,8	0,002	0,0039	9379
0,101	4,5	0,0079	0,0131	17860
0,169	6,3	0,0179	0,027	21350
0,237	7,9	0,031	0,0448	23870
0,305	9,5	0,0486	0,0685	25550
0,373	11	0,0688	0,0905	26980
0,441	12,2	0,091	0,116	28770
0,508	13,3	0,116	0,144	30390
0,576	14,4	0,144	0,177	31830
0,644	15,6	0,175	0,215	32850
0,713	16,9	0,207	0,255	33570
0,781	18	0,2429	0,292	34530
0,849	18,6	0,277	0,329	36320
0,918	20	0,317	0,375	36530
0,986	20,8	0,358	0,422	37720
1,055	22	0,402	0,475	38160
1,123	22,3	0,448	0,519	40070
1,191	23,9	0,5	0,585	39660
1,259	25,2	0,555	0,65	39760
1,327	27,7	0,614	0,734	38120
1,395	29,5	0,676	0,814	37630
1,464	33,5	0,744	0,919	34780
1,531	39,1	0,819	1,048	31160
1,599	50,4	0,907	1,226	25250
1,667	66,5	1	1,548	19950
1,736	96,9	1,13	2,07	14260
1,805	156,2	1,28	3,06	9196
1,874	295,8	1,48	5,37	5042
1,943	677,9	1,71	11,53	2281
2,012	5960	1,954	26,2	2686

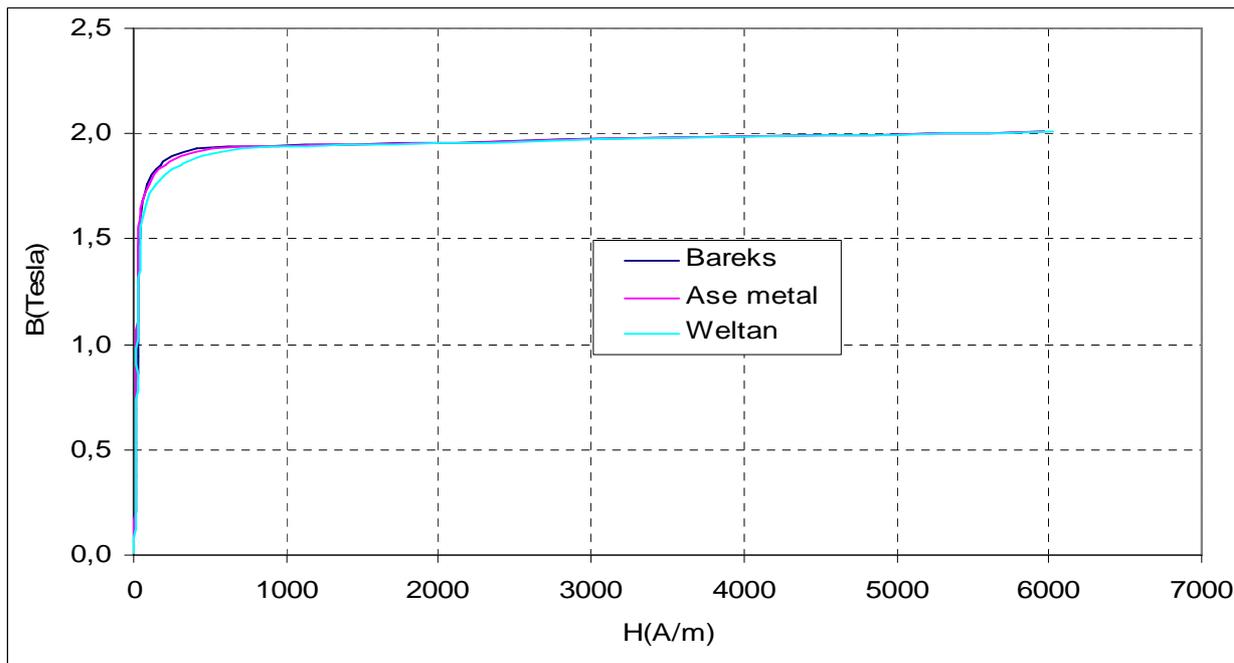


Fig. III.3: Courbe de l'induction B en fonction du champ H (après coupe), pour les trois types de matériaux « Bareks, Ase metal, Weltan »

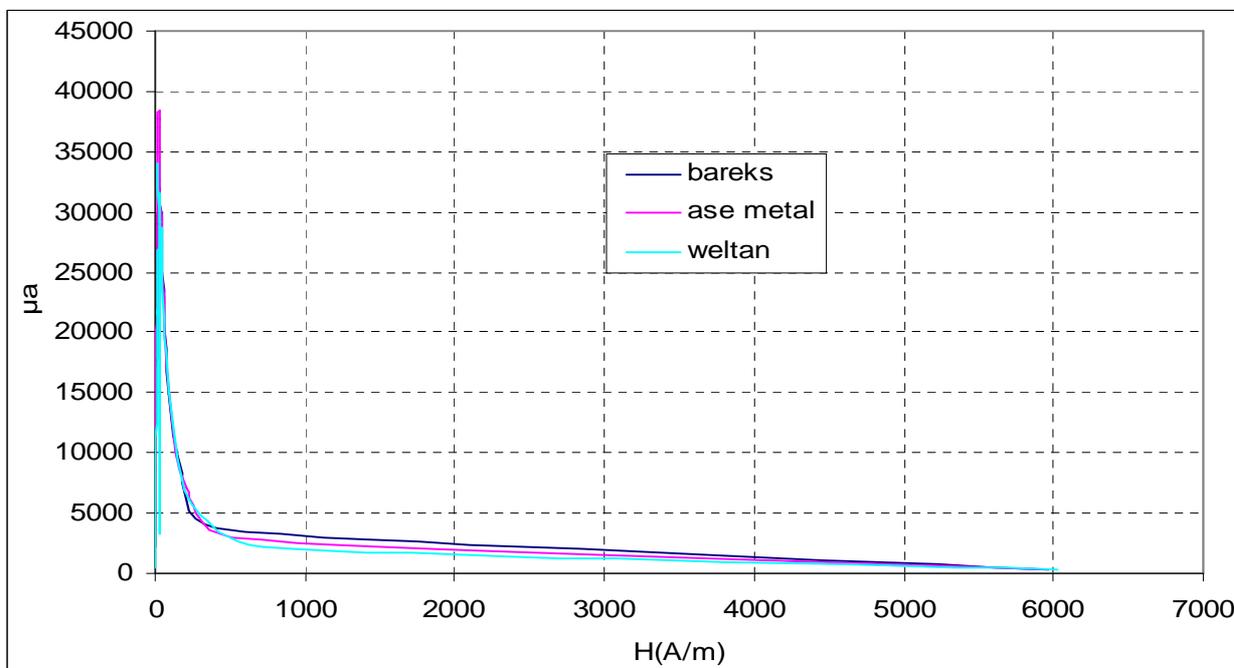


Fig. III.4: Courbe de la perméabilité relative μ_r en fonction du champ H (après coupe), pour les trois types de matériaux « Bareks, Ase metal, Weltan »

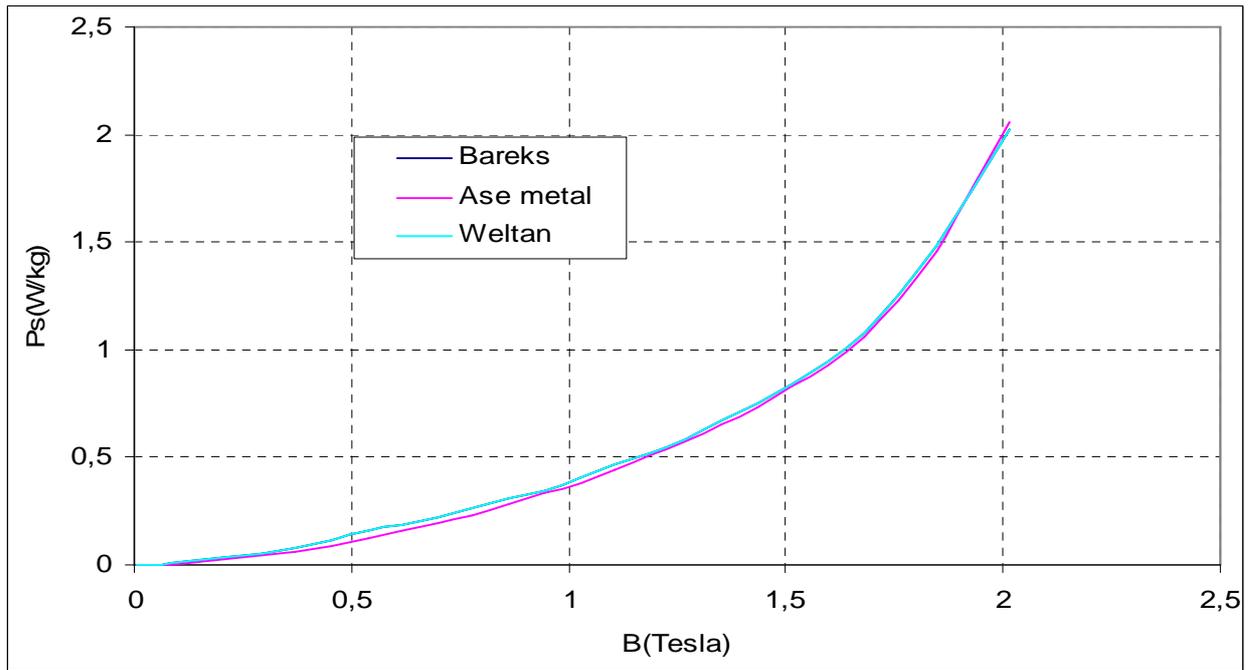


Fig. III.5 : Courbe des pertes spécifiques P_s en fonction de l'induction B (après coupe), pour les trois types de matériaux « Bareks, Ase metal, Weltan »

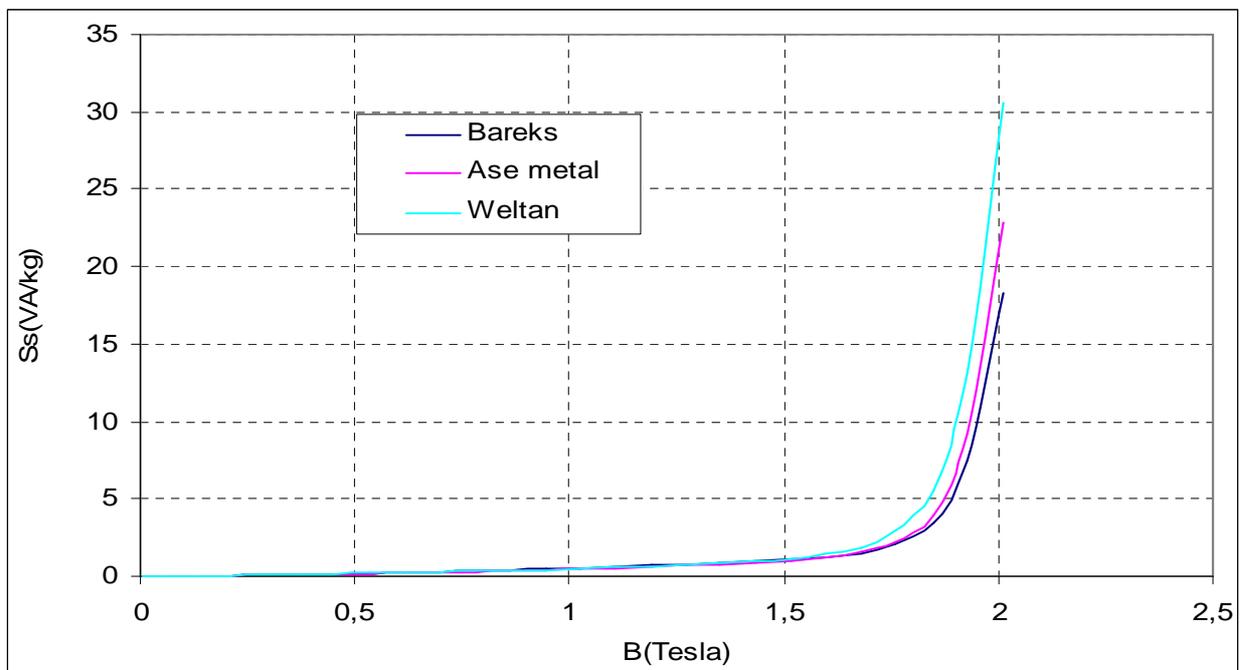


Fig. III.6 : Courbe de la puissance apparente S_s en fonction de l'induction B (après coupe), pour les trois matériaux « Bareks, Ase metal, Weltan »

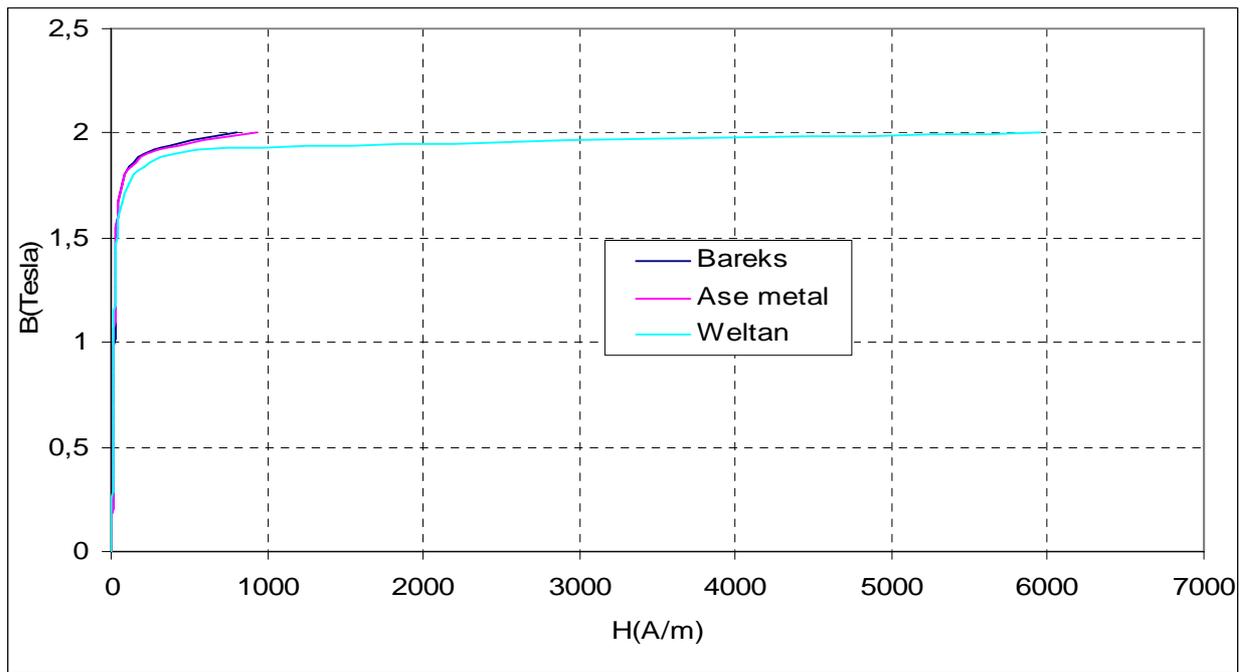


Fig. III.7: Courbe de l'induction B en fonction du champ H (après recuit), pour les trois types de matériaux « Bareks, Ase metal, Weltan »

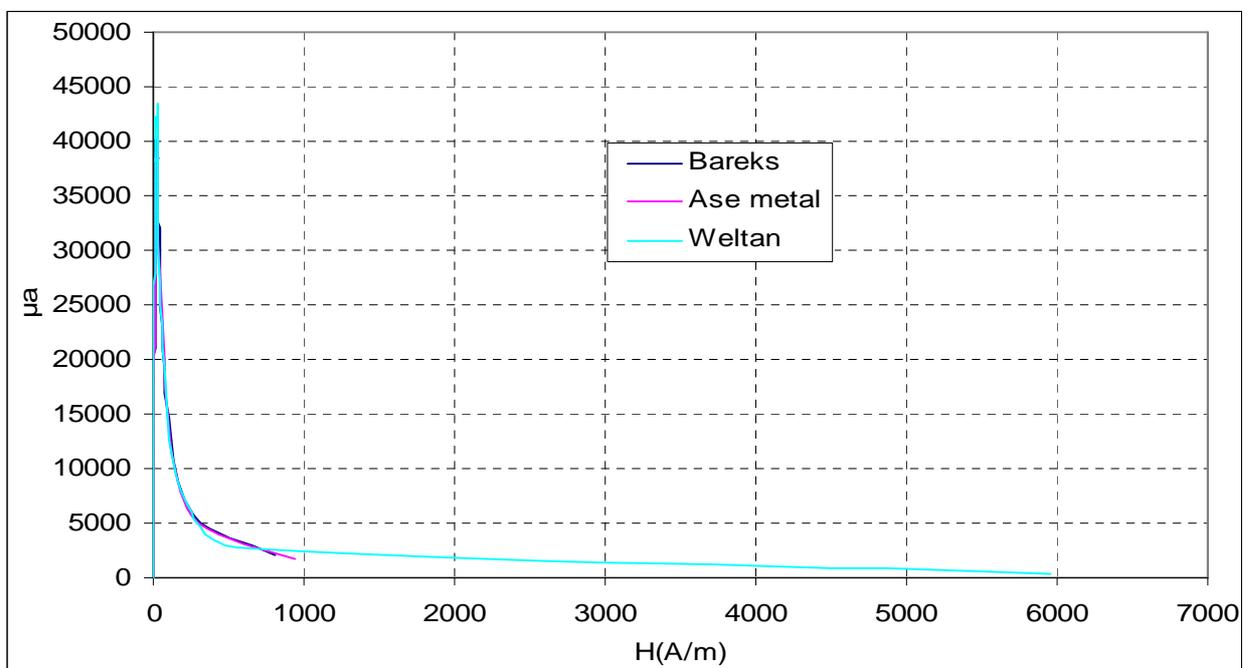


Fig. III.8: Courbe de la perméabilité relative μ_r en fonction du champ H (après recuit), pour les trois types de matériaux « Bareks, Ase metal, Weltan »

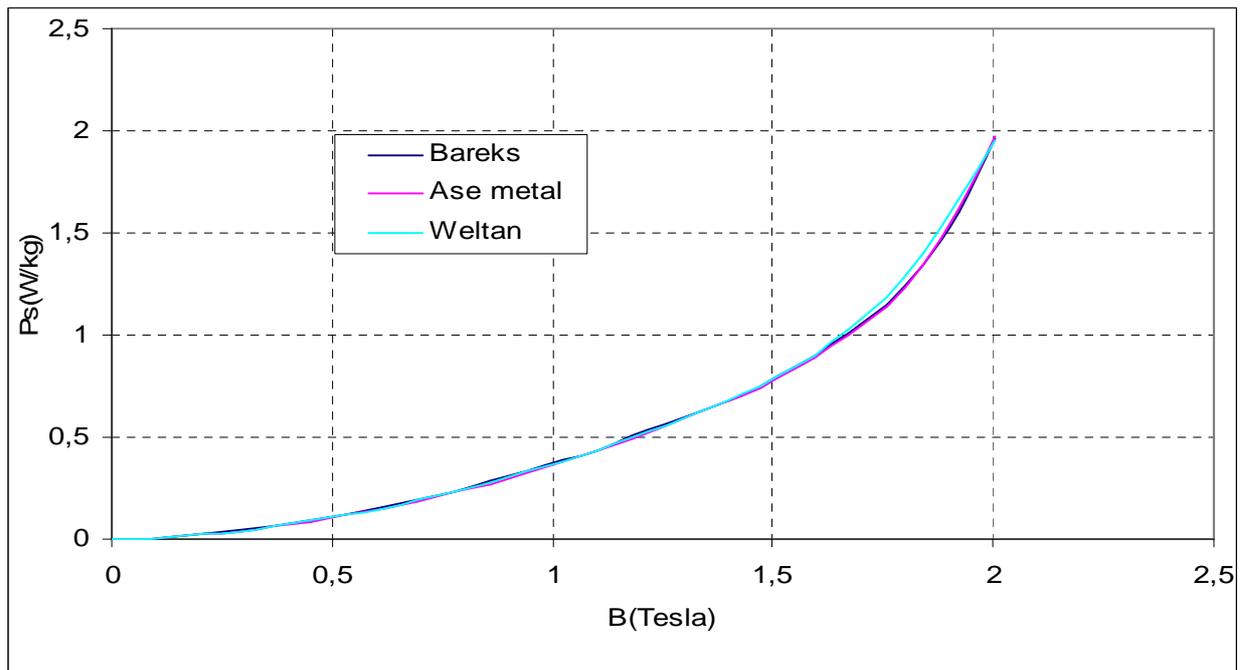


Fig. III.9 : Courbe des pertes spécifiques P_s en fonction de l'induction B (après recuit), pour les trois types de matériaux « Bareks, Ase metal, Weltan »

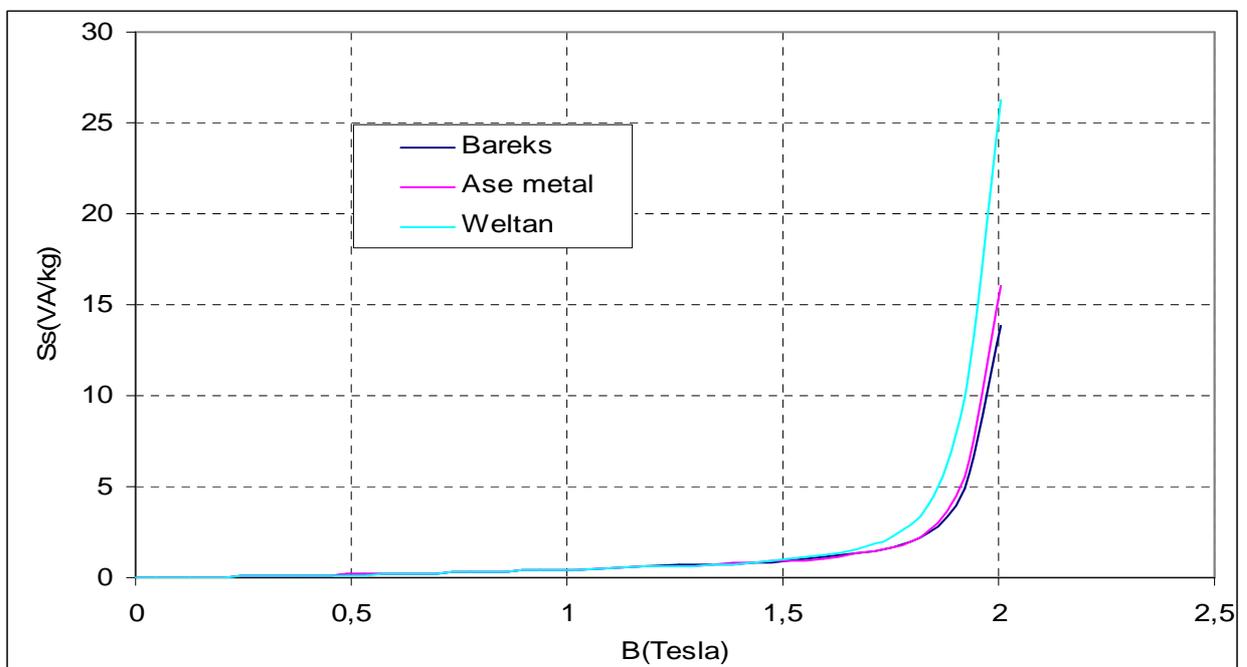


Fig. III.10 : Courbe de la puissance apparente S_s en fonction de l'induction B (après recuit), pour les trois matériaux « Bareks, Ase metal, Weltan »

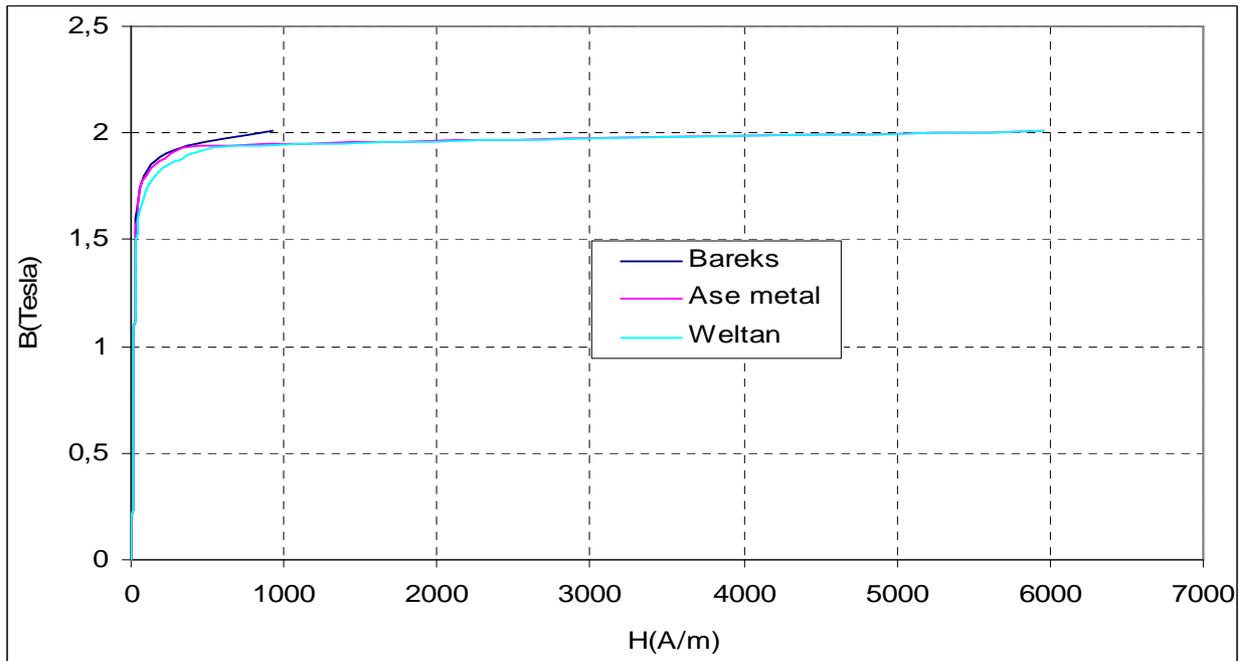


Fig. III.11: Courbe de l'induction B en fonction du champ H (après recuit et pour vieillissement), pour les trois types de matériaux « Bareks, Ase metal, Weltan »

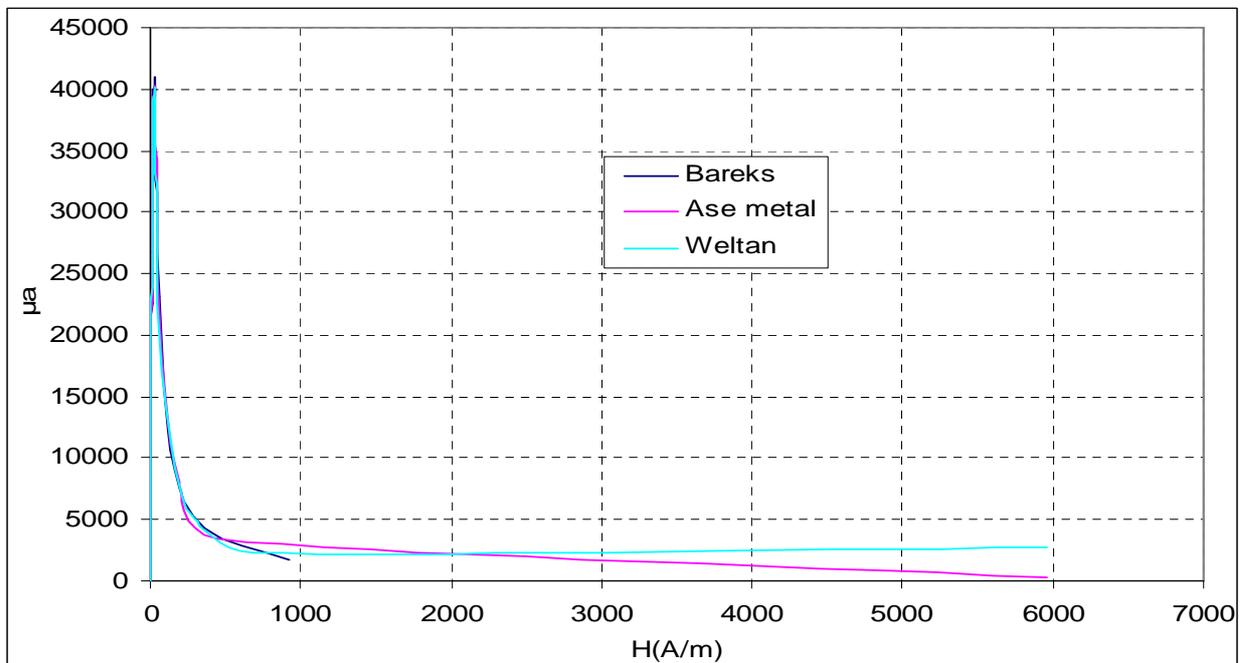


Fig. III.12: Courbe de la perméabilité relative μ_r en fonction du champ H (après recuit et vieillissement), pour les trois types de matériaux « Bareks, Ase metal, Weltan »

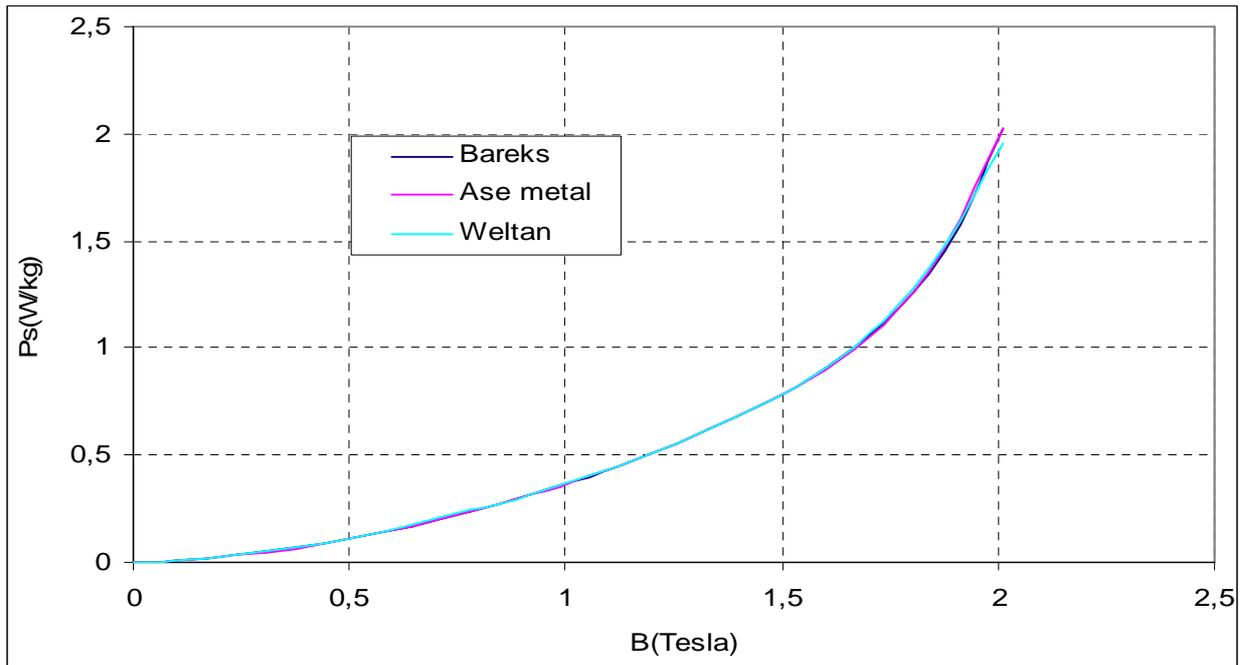


Fig. III.13 : Courbe des pertes spécifique P_s en fonction de l'induction B (après recuit et vieillissement), pour les trois types de matériaux « Bareks, Ase metal, Wiltan »

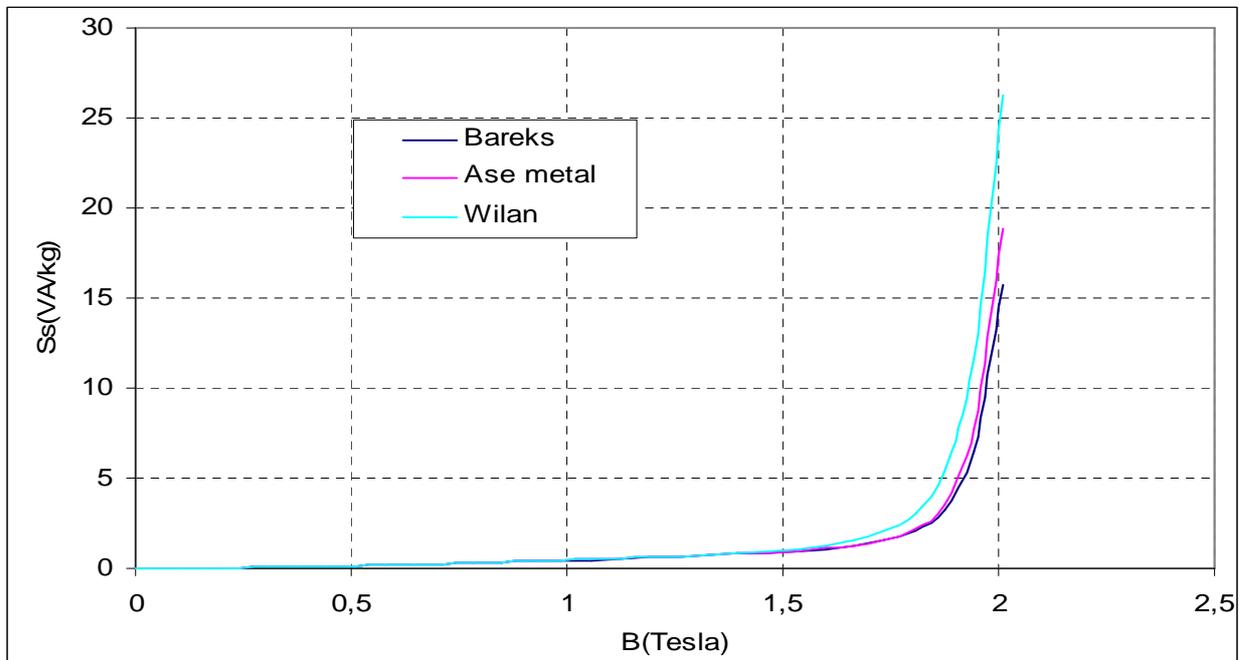


Fig. III.14 : Courbe de la puissance apparente S_s en fonction de l'induction B (après recuit et vieillissement), pour les trois matériaux « Bareks, Ase metal, Wiltan »

Remarque :

D'après les courbes obtenues du cadre d'Epstein, on voit que les trois tôles (Bareks, Ase metal, Wiltan) ont presque les mêmes caractéristiques magnétiques dans les trois cas :

- Après livraison (après coupe).
- Après recuit.
- Après recuit et vieillissement.

III.6 Pertes spécifiques pour une induction B (1, 1.5, 1.7 T) et pour un champ $H = 800$ A/m

Après avoir réalisé chaque essai, on a relevé les mesures manuellement pour plus de précision pour ces quelques valeurs d'induction. Les résultats sont regroupés dans les tableaux suivant :

Tableau. III.11 : Résultats des mesures effectuées manuellement pour les trois tôles « Bareks, Ase metal, Wiltan » (Après livraison).

Nom du matériau	Pertes spécifique pour une induction $B=1$ T [W/kg]	Pertes spécifique pour une induction $B=1.5$ T [W/kg]	Pertes spécifique pour une induction $B=1.7$ T [W/kg]	Induction B pour un champ $H= 800$ A/M [T]
Bareks	0.380	0.772	1.057	1.98
Ase metal	0.3814	0.777	1.051	1.97
Wiltan	0.3772	0.778	1.076	1.94

Tableau. III.12 : Résultats des mesures effectuées manuellement pour les trois tôles « Bareks, Ase metal, Wiltan » (Après Recuit).

Nom du matériau	Pertes spécifique pour une induction B=1T [W/kg]	Pertes spécifique pour une induction B=1.5T [W/kg]	Pertes spécifique pour une induction B=1.7 T [W/kg]	Induction B pour un champ H= 800 A/M [T]
Bareks	0.360	0.740	0.992	2.008
Ase metal	0.350	0.737	0.986	1.996
Wiltan	0.344	0.738	1.006	1.962

Tableau. III.13 : Résultats des mesures effectuées manuellement pour les trois tôles « Bareks, Ase metal, Wiltan » (Après Recuit et vieillissement).

Nom du matériau	Pertes spécifique pour une induction B=1T [W/kg]	Pertes spécifique pour une induction B=1.5T [W/kg]	Pertes spécifique pour une induction B=1.7T [W/kg]	Induction B pour un champ H= 800 A/M [T]
Bareks	0.362	0.736	0.986	2.003
Ase metal	0.346	0.737	0.984	1.995
Wiltan	0.365	0.744	1.012	1.960

Remarque :

- On remarque que dans les tableaux (III. 12) et (III.13) qu'il y a une diminution des pertes spécifiques par rapport aux résultats trouvés dans le tableau (III.11), cela est du au recuit effectué sur les tôles, qui élimine leurs contraintes internes.

- Pour les deux tableaux (III.12) et (III.13) ya pas beaucoup de différence, d'où on constate que les trois types de tôles ont gardés leurs propriétés magnétique.

Pour le reste du travail à faire nous n'allons pas calculer les résultats pour le 3^{ème} essai (les tôles qui ont subit le recuit plus le vieillissement), on va s'arrêter aux résultats du 2^{ème} essai vu qu'on a les mêmes valeurs.

III.7 Calcul des pertes

Le fonctionnement du transformateur engendre des pertes localisées essentiellement dans le fer et dans le cuivre, sans pertes mécaniques puisqu'il est statique.

Dans ce qui suit nous nous intéresseront seulement au calcul des pertes à vide, [19].

III.7.1 Pertes à vide

La marche à vide d'un transformateur engendre :

1. Les pertes joule dans l'enroulement primaire qui sont négligeables vu que le courant à vide est faible.
2. Les pertes principales dans le fer du noyau qui comprennent les pertes par hystérésis et celles par courants de Foucault.
3. Les pertes supplémentaires à vide qui sont localisées dans les coins, les colonnes et les culasses.

III.7.1.1 Poids du circuit magnétique

Le poids total G_n du circuit magnétique d'un transformateur triphasé est donné par la relation suivante :

$$G_n = (3 L_{oc} + 4 E_c + 2,15 B_{s1}) \cdot S_{fer} \cdot \gamma_{fer} \cdot 10^{-4} \quad [kg] \quad (III.3)$$

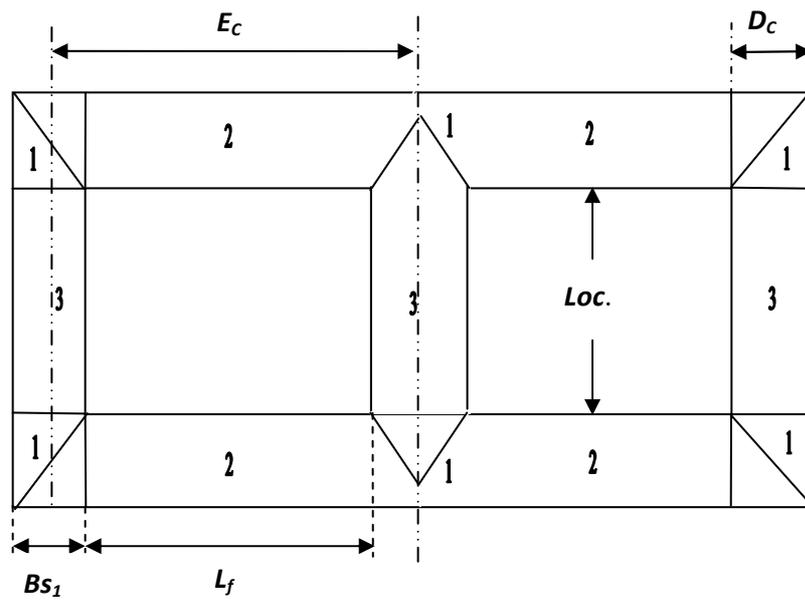


Fig. III.15 : Les parties du circuit magnétique

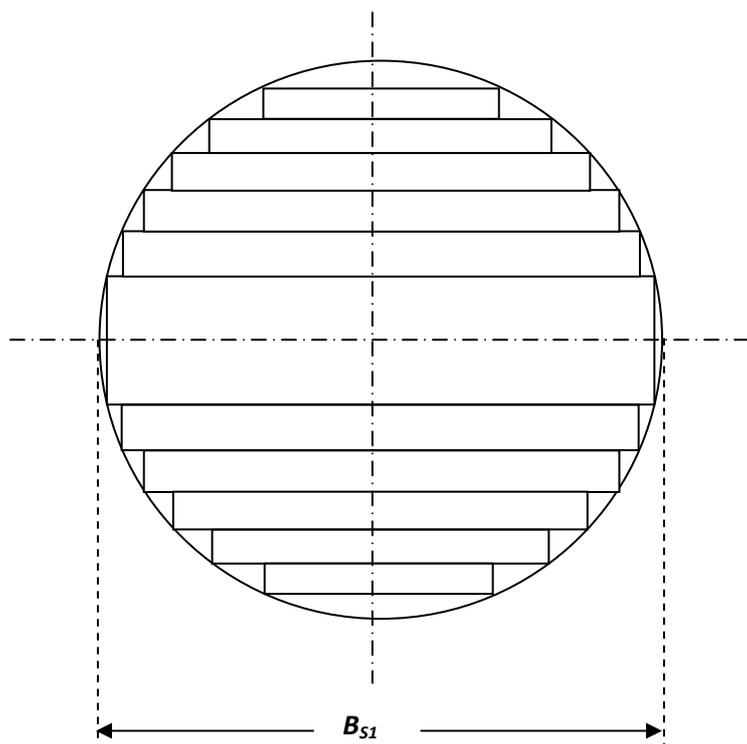


Fig III.16 : Coupe d'une colonne

Avec

L_{oc} : hauteur de la fenêtre en mm

E_c : longueur entre axes des colonnes en mm

B_{s1} : longueur du premier gradin en mm

S_{fer} : section du fer de la colonne en cm^2

γ_{fer} : masse volumique des tôles utilisées.

Ce même poids peut être réparti comme l'indique la figure (15).

$$G_n = G_1 + G_2 + G_3 \quad [kg] \quad (III.4)$$

Où

$$G_1 = \gamma_{fer} \cdot V_1 \quad [kg] \quad (III.5)$$

G_1 : poids total des coins en kg .

γ_{fer} : masse volumique de la tôle utilisée.

V_1 : volume total des coins en dm^3 .

$$V_1 = 6 (B_{s1} \cdot S_{fer}) \quad [dm^3] \quad (III.6)$$

$$G_1 = \gamma_{fer} 6 (B_{s1} \cdot S_{fer}) \quad [kg] \quad (III.7)$$

$$G_2 = \gamma_{fer} \cdot V_2 \quad [kg] \quad (III.8)$$

G_2 : poids des culasses diminuées des coins en kg .

V_2 : volume total des culasses en dm^3 .

$$V_2 = 4 (L_f \cdot S_{fer}) \quad [dm^3] \quad (III.9)$$

$$L_f = E_c - B_{s1} \quad [mm] \quad (III.10)$$

L_f : longueur de la fenêtre en mm

$$G_2 = \gamma_{fer} \cdot 4 (L_f \cdot S_{fer}) \quad [kg] \quad (III.11)$$

$$G_3 = G_n - (G_1 + G_2) \quad [kg] \quad (\text{III.12})$$

G_3 : poids total des colonnes en kg

III.7.2 Pertes principales

Les pertes principales sont les pertes dans le circuit magnétique qu'on rapporte généralement à un Kilogramme de masse du noyau et elles sont en fonction de l'induction.

$$P'_0 = P_{1,5} \cdot K_{BP} \cdot G_n \quad [W] \quad (\text{III.13})$$

Avec

P'_0 : pertes principales.

$P_{1,5}$: pertes spécifiques des tôles pour une induction de 1,5 T.

$P_{1,5} = 0,775 \text{ W/kg}$ pour les tôles après livraison (après coupe) utilisées à l'E.I d'AZAZGA.

$P_{1,5} = 0,739 \text{ W/kg}$ pour les tôles après recuit et recuit plus vieillissement utilisées à l'E.I.

K_{BP} : coefficient correcteur des pertes spécifiques pour une induction différente de 1,5 T.

III.7.2.1 Calcul de K_{BP}

On a la relation suivante :

$$P'_0 = P_{1,5} \cdot K_{BP} \cdot G_n \quad (\text{III.14})$$

$$P'_0 = P_s \cdot G_n \quad (\text{III.15})$$

Avec

$$P_s = P_{1,5} \cdot K_{BP} \quad (\text{III.16})$$

D'où
$$K_{BP} = \frac{P_s}{P_{1,5}} \quad (\text{III.17})$$

Après le calcul de K_{BP} , on trace les courbes tendances du coefficient correcteur en fonction de l'induction $\left[\frac{P_s}{P_{1,5}} = f(B) \right]$ pour avoir les fonctions de K_{BP} , cela après avoir pris la moyenne des

pertes spécifiques des trois tôles (*Bareks, Ase metal, Wiltan*). Pour tracer les courbes nous avons utilisés Microsoft office excel. Les allures des courbes sont représentées sur les figures (III.17) et (III.18).

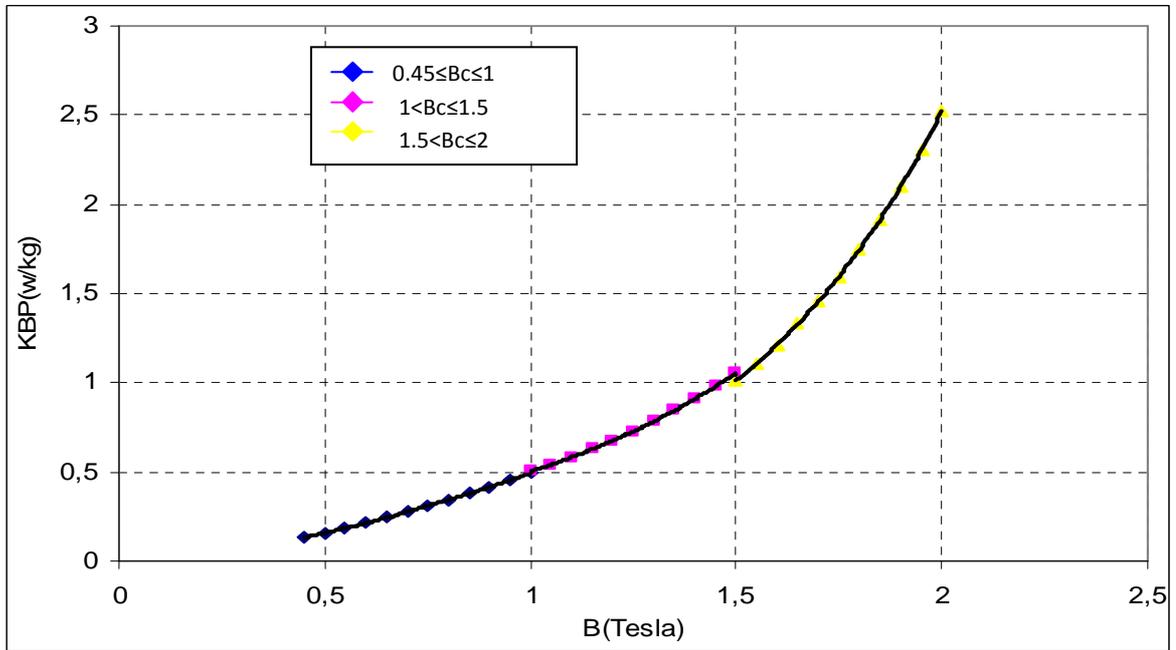


Fig. III.17 : Courbes du coefficient correcteur KBP en fonction de l'induction B (après coupe), pour la moyenne des pertes spécifiques des trois tôles (*Bareks, Ase metal, Wiltan*)

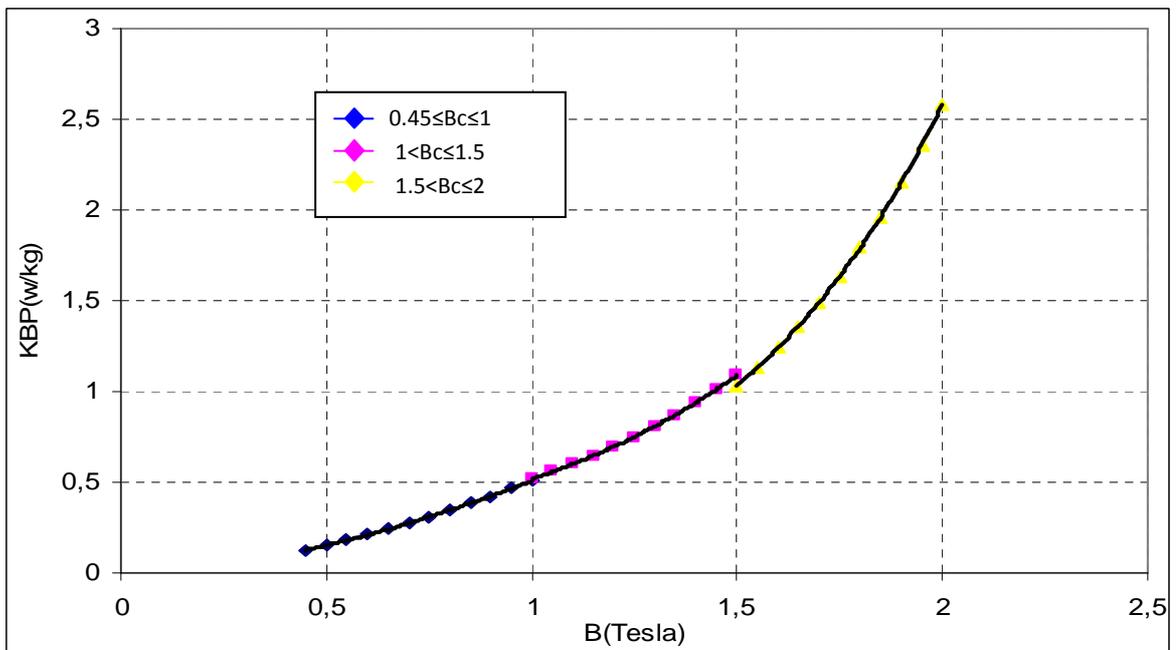


Fig. III.18 : Courbes du coefficient correcteur KBP en fonction de l'induction B (après recuit et recuit plus vieillissement), pour la moyenne des pertes spécifiques des trois tôles (*Bareks, Ase metal, Wiltan*)

De là on obtient les tableaux suivant qui nous donnent les fonctions de K_{BP} pour différentes intervalles de l'induction B_c :

Tableau. III.14 : fonctions de K_{BP} pour les tôles utilisées après coupe (livraison)

$B_c(T)$	K_{BP}
$0.45 \leq B_c \leq 1$	$0,494 B^{1,6352}$
$1 < B_c \leq 1.5$	$0,1138 e^{1,4852 Bc}$
$1.5 < B_c \leq 2$	$0,0649 e^{1,8302 Bc}$

Tableau. III.15: fonctions de K_{BP} pour les tôles utilisées après recuit et recuit plus vieillissement

$B_c(T)$	K_{BP}
$0.45 \leq B_c \leq 1$	$0,5078 B^{1,7357}$
$1 < B_c \leq 1.5$	$0,1161 e^{1,4923 Bc}$
$1.5 < B_c \leq 2$	$0,0661 e^{1,8332 Bc}$

Dans le premier cas (tôles utilisées après livraison), on prendra : $K_{BP} = 0,0649 e^{1,8302 Bc}$

Dans le deuxième cas (tôles utilisées après recuit et recuit plus vieillissement), on prendra :

$$K_{BP} = 0,0661 e^{1,8332 Bc}$$

III.7.3 Pertes supplémentaires à vides

III.7.3.1 Pertes supplémentaires dans les coins

Elles sont dues à une répartition non uniforme de l'induction magnétique. On les détermine expérimentalement. Elles peuvent atteindre 50% des pertes fer dans les coins.

$$P_{S_I} = 0,50 \cdot P_{1,5} \cdot K_{BP} \cdot G_I \quad [W] \quad (III.18)$$

III.7.3.2 Pertes supplémentaires dans les colonnes et les culasses

Elles sont dues à la variation de la structure des tôles lors de leur usinage, elles sont estimées à 15% des pertes fer dans les colonnes et les culasses.

$$P_{S2} = 0,15 \cdot P_{1,5} \cdot K_{BP} \cdot (G_2 + G_3) \quad [\text{W}] \quad (\text{III.19})$$

III.7.3.3 Pertes à vide totales (pertes fer)

$$P_0 = P'_{0+} + P_{S1} + P_{S2} \quad [\text{W}] \quad (\text{III.20})$$

Pour le calcul de toutes ces pertes nous avons pris comme exemple trois types de transformateurs triphasés, 630/30, 400/30 et le 100/30 leurs caractéristiques sont regroupées dans le tableau (III.16) si- dessous :

Tableau. III.16 Les caractéristiques des trois types de transformateurs triphasés, 630/30,400/30 et le 100/30

Nom du transformateur	D_c [mm]	E_c [mm]	L_{oc} [mm]	B_{s1} [mm]	S_{fer} [cm ²]	P_{0g} [w]	\hat{B}_c [T]
630/30	190	375	450	120	250	1400	1,8090
400/30	180	320	410	120	223,9	1050	1,7869
100/30	121	290	360	110	100,5	380	1,7570

Avec D_c : diamètre de la colonne du noyau en mm

P_{0g} : pertes garanties à vide en Watt

\hat{B}_c : induction crête imposée en tesla

Les résultats obtenus du calcul des pertes à vides pour les trois transformateurs triphasés sont regroupés dans le tableau (III.17), pour les trois tôles après livraison :

Tableau. III.17 Les résultats obtenus du calcul des pertes à vides pour les trois transformateurs triphasés, 630/30,400/30 et le 100/30 (tôles utilisées après coupe)

Nom du transformateur	G_n [kg]	G_l [kg]	L_f [mm]	G_2 [kg]	G_3 [kg]	K_{BP}	P'_0 [W]	P_{S1} [W]	P_{S2} [W]	P_0 [W]
630/30	594,4	137,7	255	195	261,6	1,78	820	95	94,5	1009,5
400/30	474,1	123,32	200	137	213,78	1,71	628,3	81,71	69,7	779,71
100/30	190,4	50,74	180	55,35	84,31	1,617	238,6	31,79	26,25	296,64

Les résultats obtenus après recuit des trois tôles sont regroupés dans le tableau (18) :

Tableau III.18 Les résultats obtenus du calcul des pertes à vides pour les trois transformateurs triphasés, 630/30,400/30 et le 100/30 (tôles utilisées après recuit et recuit plus vieillissement)

Nom du transformateur	G_n [kg]	G_l [kg]	L_f [mm]	G_2 [kg]	G_3 [kg]	K_{BP}	P'_0 [W]	P_{S1} [W]	P_{S2} [W]	P_0 [W]
630/30	594,4	137,7	255	195	261,6	1,82	799,45	92,6	92,11	984,16
400/30	474,1	123,32	200	137	213,78	1,749	612,77	79,69	68	760,46
100/30	190,4	50,74	180	55,35	84,31	1,655	232,86	31,02	25,62	289,5

III.8 Comparaison des résultats

On se propose de comparer les résultats qu'on a trouvés avec les trois tôles (*Bareks, Ase metal, Wiltan*) à ceux mesurés et utilisés actuellement à l'Entreprise Electro-Industries d'AZAZGA.

Tableau. III.19 Comparaison entre les Pertes mesurées avec les anciennes tôles et celles mesurées avec les nouvelles tôles

Nom du transformateur	Pertes à vide mesurées avec les anciennes tôles [W]	Pertes à vide mesurées avec les nouvelles tôles [W]	La différence de pertes à vide entre les anciennes et les nouvelles tôles [W]	La diminution relative des pertes à vide en (%)
630/30	1400	1009,5	390.5	27,89
400/30	1050	779,71	270.29	25,74
100/30	380	296,64	83.36	21,94

On remarque qu'il y a bien une diminution des pertes à vide dans les nouvelles tôles utilisées, qui sont des tôles magnétique à grains orientés à haute perméabilité, qui se distinguent des tôles classiques par la valeur de l'induction qui atteint les $2T$ sous un champ magnétique de $800 A/m$. Les résultats obtenus avec ces tôles sont remarquables.

Pour voir l'importance de ces résultats nous allons faire le redimensionnement de la partie active d'un transformateur, prenant par exemple le transformateur (100/30) : (les calculs effectués ne sont pas détaillés).

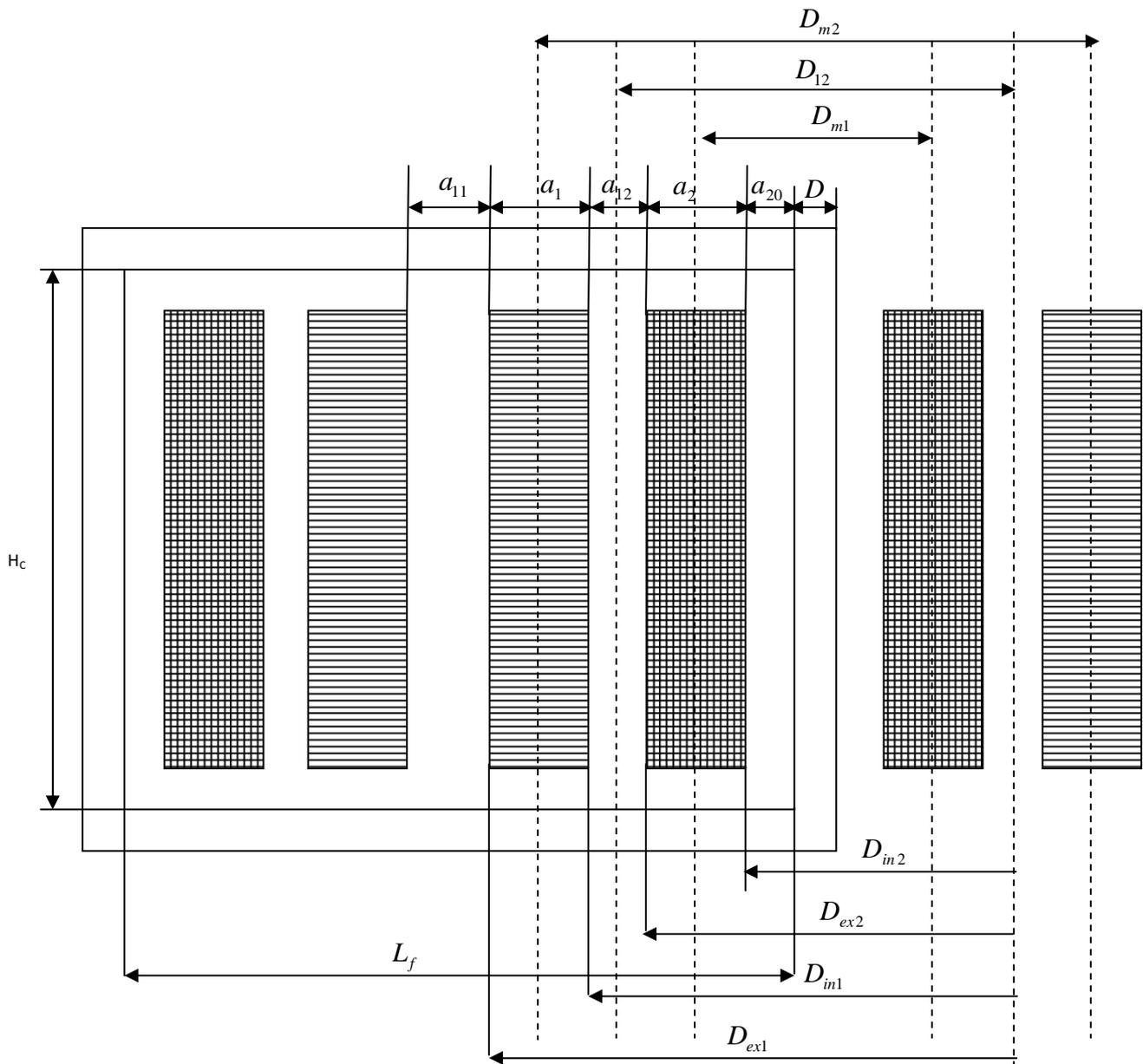


Fig. III.19 : Représentation des dimensions de la partie active du transformateur (100/30)

D : Diamètre de la colonne [mm]

D_{m2} : Diamètre moyen de la spire (Enroulement basse tension) [mm]

D_{m1} : Diamètre moyen de la spire (Enroulement haut tension) [mm]

D_{12} : Diamètre du canal de fuite [mm]

D_{in2} : Diamètre intérieur de l'enroulement basse tension [mm]

D_{ex2} : Diamètre extérieur de l'enroulement basse tension [mm]

D_{in1} : Diamètre intérieur de l'enroulement haut tension	$[mm]$
D_{ex1} : Diamètre extérieur d'Enroulement haut tension	$[mm]$
a_1 : Epaisseur de l'enroulement haut tension	$[cm]$
a_2 : Epaisseur de l'enroulement basse tension	$[cm]$
a_{11} : Distance latéral entre deux enroulements hauts tension voisin	$[cm]$
a_{12} : Largeur du canal de fuite	$[cm]$
a_{20} : Distance entre la colonne et l'enroulement basse tension	$[cm]$
L_f : Longueur de la fenêtre	$[mm]$

III.9 Redimensionnement de la partie active du transformateur 100/30 :

Dans ce qui suit, on redimensionne la partie active du transformateur avec les nouvelles tôles. Pour le même transformateur déjà utilisé nous avons les caractéristiques suivantes : [19]

$E_c = 250$ mm.

$D_c = 121$ mm.

$L_{oc} = 360$ mm.

$G_{fer} = 190,4$ kg, (poids du fer).

$P_{oc} = 380$ Watts (pertes garanties à vide).

Avec les nouvelles tôles nous avons trouvés (tableau III.18) :

$P_{0c} = 290$ Watts

Ce qui est inférieur aux pertes garanties donné par l'Electro-Industries 380 W.

III.9.1 Calcul de la tension de spires

Les tensions de spires sont les mêmes pour les deux enroulements (HT et BT) du fait que ces derniers sont embrassés par le même flux principal canalisé par le circuit magnétique.

Elle est donnée par la relation suivante :

$$U_{sp} = \sqrt{2} \cdot \pi \cdot \hat{B}_{cr} \cdot S_{fer} \quad [\text{V/Spire}] \quad (\text{III.21})$$

Avec $\hat{B}_{cr} = 1,7577$ Tesla

$$U_{sp} = \sqrt{2} \cdot 3,14 \cdot 50 \cdot 1,7577 \cdot 100,5 \cdot 10^{-4}$$

$$U_{sp} = 3,92 \text{ V/Spire}$$

Considérant la tension de spires est constante $U_{sp} = 3,92 \text{ V}$ et $\hat{B}_{cr} = 1,7577$ Tesla nous aurons une section du fer $S_{fer} = 100,5 \text{ cm}^2$.

Maintenant nous voulons fixer la tension de spire, et choisir une induction magnétique B crête qui sera supérieure à celle imposé par l'E.I d'AZAZGA et inférieure à celles de la saturation trouvé précédemment.

III.9.2 Calcul de la nouvelle section du fer

Supposons : $\hat{B} = 1,85\text{T}$ et la tension de spires $U_{sp} = 3,92 \text{ V}$ constante, cherchons la section du fer : La relation (III.21) nous donne :

$$S_{fer} = \frac{3,92 \cdot 10^4}{4,44 \cdot 50 \cdot 1,85} = 95,44 \text{ cm}^2$$

$$S_{fer} = 95,44 \text{ cm}^2 \text{ (résultat théorique)}$$

Il faut prendre une section normalisée : $S_{fer} = 95,5 \text{ cm}^2$.

Nous pouvons maintenant calculer la nouvelle induction \hat{B} crête.

III.9.3 Calcul de la nouvelle induction magnétique \hat{B}_{cr}

La relation (III.21) nous donne :

$$\hat{B}_{cr} = \frac{U_{sp}}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot S_{fer}} \quad [\text{T}]$$

$$\hat{B}_{cr} = \frac{3,92 \cdot 10^4}{4,44 \cdot 50 \cdot 95,5} = 1,8489 \text{ T}$$

$$\hat{B}_{cr} = 1,8489 \text{ T.}$$

Pour pouvoir continuer le calcul, nous devons calculer les paramètres dont on aura besoin, qui est entre autres les différents diamètres de la partie active du transformateur.

III.9.4 Dimensionnement radial des enroulements

III.9.4.1 Diamètre intérieur de l'enroulement basse tension D_{in2}

$$D_{in2} = D + 2 a_{20} \quad [\text{mm}] \quad (\text{III.22})$$

$$D_{in2} = 116 + 2 \times 3 = 122 \text{ mm}$$

III.9.4.2 Diamètre extérieur de l'enroulement basse tension D_{ex2}

$$D_{ex2} = D_{in2} + 2 a_2 \quad [\text{mm}] \quad (\text{III.23})$$

$$D_{ex2} = 122 + 2 \times 13 = 148 \text{ mm}$$

III.9.4.3 Diamètre intérieur de l'enroulement haut tension D_{in1}

$$D_{in1} = D_{ex2} + 2 a_{12} \quad [\text{mm}] \quad (\text{III.24})$$

$$D_{in1} = 148 + 2 \times 12 = 172 \text{ mm}$$

III.9.4.4 Diamètre extérieur de l'enroulement haut tension D_{ex1}

$$D_{ex1} = D_{in1} + 2 a_1 \quad [\text{mm}] \quad (\text{III.25})$$

$$D_{ex1} = 172 + 2 \times 29 = 230 \text{ mm}$$

Avec ces données, nous pouvons recalculer la longueur entre les axes des colonnes E_c , pour pouvoir après recalculer le poids du fer et du cuivre ainsi calculer la différence entre le poids donné par l'E.I et ceux recalculer.

III.9.5 Calcul de la nouvelle longueur entre les axes des colonnes E_c

Elle est donnée par la relation suivante :

$$E_c = D_{ext HT} + a_{11} \quad [\text{mm}] \quad (\text{III.26})$$

$$E_c = 230 + 10$$

$$E_c = 240 \text{ mm}$$

III.9.6 Calcul du nouveau poids du fer

Il est donné par la relation suivante :

$$G_{\text{fer}} = (2,15 \cdot B_{s1} + L_{oc} \cdot 3 + E_c \cdot 4) \cdot S_{\text{fer}} \cdot \gamma_{\text{fer}} \cdot 10^{-4} \quad [\text{kg}] \quad (\text{III.27})$$

Avec

$$E_c = 240 \text{ mm}$$

$$L_{oc} = 360 \text{ mm}$$

$$S_{\text{fer}} = 95,5 \text{ cm}^2$$

$$G_{\text{fer}} = (2,15 \cdot 110 + 360 \cdot 3 + 240 \cdot 4) \cdot 95,5 \cdot 10^{-4} \cdot 7,65$$

$$G_{\text{fer}} = 166,31 \text{ kg}$$

III.9.7 Calcul du nouveau poids du cuivre

III.9.7.1 Côté basse tension

Le poids du cuivre est donné par la relation suivante :

$$G_{\text{cu BT}} = (D_{\text{intBT}} + 1b) \cdot \pi \cdot N_2 \cdot 3 \cdot V_{\text{fil}} \cdot \gamma_{\text{cu}} \quad [\text{kg}] \quad (\text{III.28})$$

$(D_{\text{intBT}} + 1b) \cdot \pi$: Périmètre de la spire

N_2 : nombre de spires.

$$N_2 = 34 \cdot 2 = 68 \text{ spires.}$$

$V_{\text{fil BT}}$: volume du fil

γ_{cu} : masse volumique du cuivre : $8,9 \text{ kg/dm}^3$

3 : nombre de phase.

D'où :

$$G_{\text{cu BT}} = (122 + 13) \cdot 3,14 \cdot 68 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 43,9 \cdot 8,9 \cdot 10^{-6}$$

$G_{cu\ BT} = 33,78\ kg < 35\ kg$ (poids donné par l'E.I d'AZAZGA)

III.9.7.2 Côté haute tension

Nous trouvons avec la même méthode:

$G_{cu\ HT} = 52,74\ kg$

III.9.8 Calcul de la différence entre le poids donnés par l'E.I d'AZAZGA et celui trouvé

III.9.8.1 Pour le fer

$190,4 - 166,31 = 24,09\ kg$

III.9.8.2 Pour le cuivre côté (BT)

$35 - 33,78 = 1,22\ kg$

III.9.8.3 Pour le cuivre côté (HT)

$56,79 - 52,74 = 4\ kg$

Ces résultats trouvés nous permettent de dire qu'il ya de la matière en plus.

Voyons même côté pertes à vide si nous trouvons une différence ou pas.

III.9.9 Recalcule des pertes à vide

On a :

$$P'_0 = P_{1,5} \cdot K_{BP} \cdot G \quad [W]$$

Avec

$$K_{BP} = 0,0649 e^{1,8302 \cdot B_{cr}}$$

$$\hat{B}_{cr} = 1,8489\ T$$

$$K_{BP} = 1,91$$

D'où

$$P'_0 = 244,59 \text{ W}$$

$$P_{T0} = P'_0 + 18\% \text{ des pertes supplémentaires} \quad [\text{W}] \quad (\text{III.29})$$

$$P_{T0} = 298,3 \text{ W} \approx 380 \text{ W}$$

Nous voyons que les pertes à vide sont inférieures à celle donnée par l' E.I d'AZAZGA (380 W), d'où nous concluons que l'induction magnétique B_{cr} peut être encore augmentée. Ce qui nous reste à faire c'est de trouver les différents gains cela pour le noyau et le cuivre côté basse et haute tension.

III.9.10 Gain en noyau

1500 transformateurs réalisés pour une année pour l'entreprise Electro-Industries d'AZAZGA

$$1500 \cdot 24 = 36\,000 \text{ kg} \quad (24 \text{ kg est la différence en kilos entre le poids donné et celui trouvé})$$

Le gain est donné comme suit :

$$g = \frac{\text{le nombre de kilos pour les 1500 transformateurs (par an)}}{\text{poids d'un seul transformateur}}$$

$$g = \frac{36000}{166} = 216 \quad \text{noyau de gagnés}$$

III.9.11 Gain en cuivre

III.9.11.1 Coté basse tension

Qui est donné comme suit:

$$g = 1500 \cdot \text{La différence de kilos entre le poids donné et celui trouvé}$$

$$g = 1500 \cdot 1,21 = 1819 \text{ kg}$$

III.9.11.2 Coté haute tension

Qui est donné comme suit:

$$g = 1500 \cdot \text{La différence de kilos entre le poids donné et celui trouvé}$$

$$g = 1500 \cdot 4 = 6000 \text{ kg}$$

Nous retraçons les gains trouvés pour le fer et le cuivre dans un tableau (III.20) suivant :

Tableau III.20 : gains du fer et du cuivre

Gain en noyau	Gain en cuivre coté basse tension	Gain en cuivre coté haute tension
36 000 kg	1 819 kg	6 000 kg

Ces résultats sont remarquables cela après avoir agit seulement sur un paramètre qui est l'induction magnétique \hat{B} crête.

Conclusion

A travers ce chapitre, nous avons présenté le banc d'essai utilisé au niveau du laboratoire de l'entreprise Electro-industries d'AZAZGA pour la caractérisation des tôles magnétiques. Nous avons relevé les courbes et les mesures nécessaires pour l'estimation des grandeurs magnétiques des tôles Fer-Silicium à grains orientés. Cette mesure nous a permis de tracer les courbes caractéristiques du matériau, à savoir la courbe de première aimantation, la courbe de perméabilité relative, ainsi que le calcul des pertes magnétiques à vide qui nous a permis de faire une comparaison entre les anciennes tôles utilisées à l'Entreprise d'Electro-Industries d'AZAZGA et les nouvelles tôles de meilleures qualités. Nous avons clôturé ce chapitre avec un exemple de calcul de la partie active d'un transformateur (100/30) avec ces nouvelles tôles et les résultats sont vraiment remarquables.



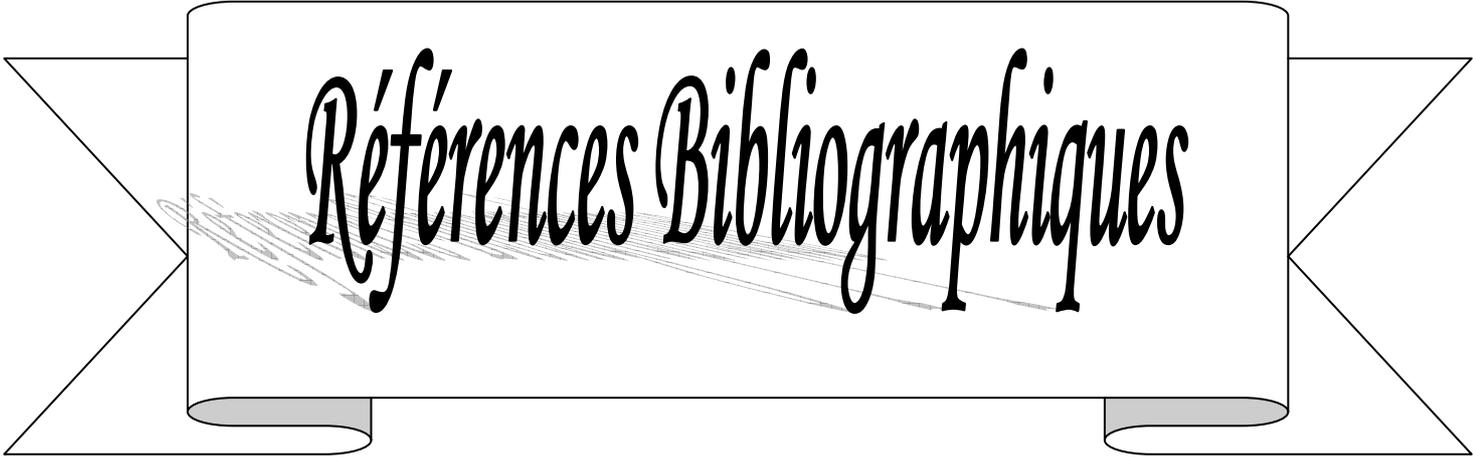
Conclusion Générale

Conclusion générale

L'élaboration de tôles magnétiques aux qualités toujours améliorées demeure le souci majeur de l'ingénieur électricien. La recherche d'une aimantation facile caractérisée par une induction élevée obtenue en champ faible est l'un des buts recherchés à côté de pertes spécifiques réduites. Le chemin menant à la concrétisation de ce double objectif passe nécessairement par une connaissance approfondie des mécanismes d'aimantation que nous avons essayé de développer dans notre travail.

A travers de ce mémoire, nous avons caractérisé un matériau ferromagnétique doux sous forme de tôles magnétique Fer-Silicium 3% à grains orientés et à haute perméabilité. Nous avons effectué une recherche bibliographique sur les notions physiques de base à différentes échelles permettant la compréhension du comportement des matériaux ferromagnétiques, leurs utilisations ainsi que leurs classifications. Pour avoir les mesures et les données expérimentales utilisées dans notre travail nous avons effectués des essais expérimentaux sur un banc d'essai à cadre d'Epstein, qui nous a permit de voir les caractéristiques magnétiques de ces tôles, et nous avons quantifié les pertes magnétiques à vide qui est l'un des principal objectifs de notre travail. Grâce à ces résultats, nous avons pu faire une comparaison entre les tôles utilisées actuellement dans l'Entreprise Electro-Industries d'AZAZGA et ces nouvelles tôles magnétiques à haute perméabilité. Les résultats sont remarquables.

La caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux à haute perméabilité, est d'une grande importance, en vue d'une meilleure exploitation et utilisation dans les circuits magnétiques des transformateurs et des machines électriques.



Références Bibliographiques

Références Bibliographiques

- [1] Ph. Robert, « Matériaux de l'électrotechnique », Traité d'électricité, Presse Polytechniques Romandes, Troisième édition, 1989.
- [2] P. Brissoneau, « Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'Electrotechnique », Edition Hermès, Paris, France, 1997.
- [3] E.D.F. Direction des Etudes et Recherches, 'Matériaux Magnétiques pour l'Electrotechnique', E.D.F, France, 1989.
- [4] G. Lacroux, « Les Aimants permanents », Edition Technique et Documentation, Lavoisier, Paris, France, 1989.
- [5] J. P. Bailon, J. M. Dorlot, « Des Matériaux », Presse Internationale Polytechnique, Troisième édition, Canada 2000.
- [6] A. Ivanyi « Hysteresis models in electromagnetic computation », Academia Kiado, Budapest, Hungary, 1997.
- [7] Y. Ouled Amor, « Contribution à la modélisation de l'hystérésis magnétique en vue de l'analyse par éléments finis des systèmes de chauffage par induction », Mémoire de Doctorat, Ecole Doctorale Science pour l'ingénieur de Nantes, Juin 2000.
- [8] G. Bertotti, « General properties of Power Losses in Soft Ferromagnetic Materials », IEEE. Trans. Magn. Vol.24, No. 1, January 1988.
- [9] D. Lin, P. Zhou, W. N. Fu, Z. J. Cendes, « A Dynamic Core Loss Model for Soft Ferromagnetic and Power Ferrite Materials in transient Finite Element Analysis », IEEE. Trans. Magn. Vol. 40, No. 2, March 2004.
- [10] H. Houassine, « Prediction et Détermination Expérimentale des Pertes Fer dans les Tôles FeSi Soumises à des Tensions Non sinusoïdales », Mémoire de Magister encadré par D. Moussaoui, E.M.P. Alger, 2004.
- [11] W. Kurtz, J. P. Mercier, G. Zambelli, « Introduction à la science des matériaux », Traité des Matériaux, deuxième édition, Presse Polytechniques Romandes, 1995.
- [12] L. Smart, E. Moore, « Introduction à la chimie du solide », deuxième édition, édition Masson, 2000.
- [13] S. Madani, « Etude et réalisation d'un cadre d'Epstein pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux », Mémoire d'Ingénieur, Université de Batna, 2002-2003.

- [14] F. Bekhouche, « Caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux utilisés dans les systèmes électromagnétiques », Mémoire de Magister, Université de Batna, Juin 2002.
- [15] M. Imache, « Etude de la Technologie et des Caractéristiques de l'Alliage Magnétique Fer-Silicium », Mémoire de Magister, Université de Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, 2001.
- [16] A. Hamada, « Asservissement pour la Mesure de l'Hystérésis Magnétique », Mémoire d'Ingénieur, Université de Batna, Juillet 2004.
- [17] « Technique de l'Ingénieur », Revue Internationale, Vol. D 1502, 2000.
- [18] M. Boukezzata, « Méthodes et techniques de mesure électriques », Office des publications Universitaires, Juin 2003.
- [19] N. Boudjenah, O. Akeb, « Calcul et Réalisation d'un Transformateur Triphasé de Distribution MT/BT Immergé dans l'huile (50 kVA-30 kV/0.4 kV) », Mémoire de D.E.U.A, Université de Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, 2004-2005.
- [20] A. Azzouz, « Identification-Optimisation Paramétrique et Quantification des pertes dans les Matériaux Ferromagnétiques Doux », Mémoire de Magister, Université de Batna, Février 2006.