



HAL
open science

Étude et réalisation d'un hystérésis-graphe d'un système de mesure du cycle d'hystérésis

Neimat Nahouli

► **To cite this version:**

Neimat Nahouli. Étude et réalisation d'un hystérésis-graphe d'un système de mesure du cycle d'hystérésis. Energie électrique. 2014. dumas-01622088

HAL Id: dumas-01622088

<https://dumas.ccsd.cnrs.fr/dumas-01622088>

Submitted on 24 Oct 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



**UNIVERSITE LIBANAISE
INSTITUT DES SCIENCES APPLIQUEES ET ECONOMIQUES**



Institut des Sciences
Appliquées et Économiques

Centre du Liban Associé

Au Conservatoire National des Arts et Métiers - Paris

Mémoire présenté en vue d'obtenir

Le diplôme d'Ingénieur CNAM

En Electrotechnique

Par

Neimat Nahouli

**Etude et Réalisation d'un hystérésis-graphe
d'un système de mesure du cycle 'hystérésis**

Soutenu le :

2013-2014

JURY

Président :

Membres :

Résumé

Les matériaux magnétiques sont actuellement au cœur du développement scientifique et technologique moderne. Leur utilisation est étendue à travers les champs d'application les plus innovateurs à savoir, l'énergie électrique, télécommunication. La caractérisation des matériaux et la connaissance de leur comportement magnétique sont primordiales dans la conception et l'utilisation dans les circuits basse et haute fréquence. Dans ce mémoire, nous nous intéressons à l'étude des caractéristiques des matériaux magnétiques fer-silicium à grains orientés (FeSi-GO) utilisés dans les transformateurs en tenant compte de la forme de l'induction magnétique.

Une méthode de caractérisation adaptée à l'analyse des caractéristiques des matériaux magnétiques est développée dans cette étude : elle concerne la mesure de la courbe d'aimantation, le cycle d'hystérésis, la perméabilité, et les pertes magnétiques. Pour accéder à ces grandeurs, nous avons réalisé un amplificateur de puissance commandé par un signal triangulaire à basse fréquence qui alimente une bobine d'excitation du noyau magnétique.

L'objectif fixé est la modélisation du cycle d'hystérésis et la quantification des pertes dans le circuit magnétique du noyau magnétique.

Mots clés

Tôle FeSi-GO, forme d'induction magnétique, pertes fer, cycle d'hystérésis, amplificateur de puissance, signal triangulaire.

Abstract

Magnetic materials are currently at the heart of modern scientific and technological development. Their use is extended through the most innovative fields of application namely, electric energy, telecommunications. The characterization of materials and the knowledge of their magnetic behavior are paramount in the design and use in the circuits low and high frequency. In this report, we are interested in the study of the characteristics of iron-silicon magnetic materials with oriented grains (Fe Si-GB) used in the transformers taking into account the form of the magnetic induction.

A method of characterization adapted to the analysis of the characteristics of magnetic materials is developed in this study: it affects the measurement of the magnetization curve, the cycle of hysteresis, the permeability, and the magnetic losses. To access to these parameters, we have realized a power amplifier controlled by a triangular wave at low frequency that supplies an excitation coil of the magnetic core.

The target set is the modeling of the cycle of hysteresis, and the quantification of losses in the magnetic circuit of the magnetic core.

Keywords

FeSi -GO sheet steels, magnetic induction, iron losses, hysteresis loop, power amplifier, triangular wave.

Remerciements

Je remercie en premier lieu Dieu le tout puissant pour m'avoir donné la force, la patience, le courage et la volonté d'accomplir ce travail.

Au terme de mes études, je tiens à remercier spécialement tous ceux qui ont eu le zèle de m'aider à achever ce travail.

Je tiens, avant tout, à exprimer ma profonde gratitude à mes encadreurs:

Mr. Khaled Itani,
Chef de département génie électrique à l'ISAE pour son support.

Professeur Ahmad Jammal,
Directeur général de l'enseignement supérieur au ministère de l'éducation et de l'enseignement supérieur, Professeur à l'ISAE, qui m'a consacré son temps. Ses conseils ont été essentiels pour l'achèvement de ce travail.

Professeur Mohammad Oueidat,
Professeur en Génie Electrique à l'Université Libanaise-IUT-Saida et à l'Université de CNAM Liban, pour ses conseils appréciables et ses critiques constructives.

Mr. Antoine Nohra,
Chef de travaux pratiques à l'ISAE-CNAM, Liban, pour la confiance qu'il m'a prodigué, et pour la direction de ce travail ; sans jamais cesser de m'encourager et de me pousser vers les horizons de la recherche scientifique, je le remercie pour toute l'aide qu'il m'a apportée durant toutes les étapes de ce travail.

Enfin, je remercie les membres de Jury qui ont accepté de juger ce modeste travail.

A ma Famille

Pour la tendresse que vous me donnez, pour la lumière que vous incarnez, pour votre patience dans mon absence, c'est pour vous que je fais tout cela, je vous remercie mes enfants, mes anges, Ryan et Adam.

Mon Amour Paul Ibrahim qui m'a aidé et m'a accompagné avec patience tout le long de mon projet. En reconnaissance de notre amour.

Ma mère, ma reconnaissance, mon admiration et mon amour pour vous, n'a pas de limite. Qu'il me soit permis de vous dédier ce modeste travail.

L'âme de mon père, que Dieu l'accepte dans son vaste paradis.

Je remercie vivement les membres de ma famille pour leur soutien moral et matériel, ainsi qu'à tous ceux qui ont participé de près ou de loin à accomplir ma formation d'Ingénieur.

Table de Matière

Liste des figures	9
Liste des Tableaux.....	10
Notion et symbole :	11
Introduction Generale	13
Chapitre I – Matériaux Magnétiques.....	16
Introduction.....	16
1.1 Magnétisme.....	16
1.1.1 Rappel historique des phénomènes magnétiques.....	16
1.1.1.1 Magnétisme au 19 ^{ème} siècle	16
1.1.1.2 Magnétisme au 20 ^{ème} siècle	17
1.1.2 Origine microscopique du magnétisme	17
1.1.3 Moments magnétiques	18
1.1.3.1 Moment orbital	18
1.1.3.2 Moment de spin	19
1.1.3.3 Moment magnétique total	19
1.1.4 Application du magnétisme.....	19
1.2 Matériaux magnétiques	20
1.2.1 Histoire des matériaux	20
1.2.2 Définition et origine des matériaux.....	20
1.2.3 Différentes classes des matériaux.....	20
1.2.3.1 Diamagnétiques.....	21
1.2.3.2 Paramagnétiques.....	21
1.2.3.3 Ferromagnétiques	22
1.2.3.4 Antiferromagnétiques	22
1.2.3.5 Ferrimagnétiques.....	23
1.3 Classification des matériaux ferromagnétiques.....	23
1.3.1 Matériaux doux	23
1.3.2 Matériaux durs	24
1.4 Hystérésis	26
1.4.1 Définition	26
1.4.2 Courbe de première aimantation.....	27
1.4.3 Cycle d'hystérésis	27
1.4.4 Types du cycle d'hystérésis.....	28
1.4.4.1 Cycle majeur	28
1.4.4.2 Cycle mineur.....	28
1.5 Organisation de la matière	29
1.5.1 Origine des domaines de Weiss.....	29

1.5.2 Energie magnétique	29
1.5.2.1 Energie d'échange	29
1.5.2.2 Energie d'anisotropie cristalline	30
1.5.2.3 Energie magnéto-élastique	31
1.5.2.4 Energie magnétostatique	31
1.5.3 Mécanisme d'hystérésis	32
1.5.4 Parois de Bloch	33
1.5.4.1 Origine des parois.....	33
1.5.4.2 Parois du point de vue atomique	33
1.5.4.3 Mouvements des parois de Bloch	34
1.6 Courants induits.....	34
1.6.1 En régime statique.....	35
1.6.2 En régime dynamique.....	35
1.7 Les pertes magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques	36
1.7.1 Expression générale des pertes.....	37
1.7.2. Les pertes en régime statique	37
1.7.3. Les pertes par dynamique de parois	38
1.7.4 Les pertes par courants de Foucault	40
Conclusion	40
Chapitre 2 Caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux	42
Introduction.....	42
2.1 Principe de la caractérisation	42
2.2 Circuits de mesure des caractéristiques des matériaux doux	43
2.2.1 Le tore.....	43
2.2.2 Le cadre d'Epstein.....	44
2.2.3 Le cadre à bande unique	45
2.3 Contrôle de la forme d'onde B(t).....	46
2.3.1 Technique simple d'excitation d'un circuit en régime sinusoïdal	47
2.3.2 Utilisation d'une alimentation électronique asservie	47
2.4 Montages en exploitation	48
2.5 Banc d'essai à deux bobines avec capteurs.....	48
2.6 Modélisation des pertes dans les matériaux magnétiques doux	51
2.6.1 Modèle classique Equation de diffusion (Courants induits macroscopiques)	52
2.6.2 Approche de Steinmetz (1892).....	53
2.6.3. Modèle de Pry et Bean (1958).....	54
2.6.4 Principe de séparation des pertes Modèle de Bertotti (1988).....	55
2.6.4.1 Les pertes quasi-statiques ou pertes par hystérésis	55
2.6.4.2 Les pertes classiques	55
2.6.4.3. Pertes en excès.....	56

2.6.4.4 Procédés de mesure des pertes	56
2.7 Méthodes de prédiction des pertes magnétiques	57
2.7.1 Approches basées sur le concept de séparation des pertes	57
2.7.2 Approches empiriques basées sur l'équation de Steinmetz	62
Conclusion	68
Chapitre 3 Banc d'essai expérimental et acquisition de données	69
Introduction.....	69
3.1 Description du banc d'essai	69
3.1.1 Caractéristiques d'un Transformateur	70
3.1.2 Echantillon test.....	70
3.1.3 L'excitation de l'échantillon.....	70
3.1.5 Capteur de courant.....	77
3.1.6 Mesure de la tension secondaire	77
3.1.7 Acquisition des données.....	78
3.2 Traitement des signaux acquis	80
3.2.1 Courbe de première aimantation	80
3.2.2 Les cycles d'hystérésis	82
3.2.3 Calcul des pertes.....	83
3.2.3.1 Résultats	84
3.2.3.2 Interprétation des résultats.....	85
Conclusion	85
Conclusion générale	86
Travail effectué.....	86
Suggestions et perspectives.	87
Références Bibliographies	88
Annexe A.....	92
Annexe B.....	94

Liste des figures

Figure 1.1 - Représentation atomique	18
Figure 1.2 - Moment magnétique atomique orbital	18
Figure 1.3 - Mouvement de spin	19
Figure 1.4 - Classification magnétique Des matériaux Figure 1.5 - magnétisation	22
Figure 1.6 – Antiferromagnétisme Figure 1.7 - Ferrimagnétisme	23
Figure 1.8 - courbe de première aimantation(OA) d'un matériaux ferromagnétique et cycle d'hystérésis (ABCDEF) de ce matériau.	26
Figure 1.9 - Gonflement du cycle d'hystérésis	28
Figure 1.10 - Aspect de la répartition des domaines dans un cristal	29
Figure 1.11 - Mouvement de l'électron commun	30
Figure 1.12 - Alignement moments magnétiques	30
Figure 1.13 - Energie d'échange en fonction de la direction donnée du H.....	31
Figure 1.14 - Exemple schématisé l'influence d'une contrainte mécanique	31
Figure 1.15 - Illustration d'énergie magnétostatique.....	32
Figure 1.16 - Cycle d'hystérésis d'un matériau aimante	32
Figure 1.17 - Présentation des parois de Bloch.....	33
Figure 1.18 - Parois de Bloch	34
Figure 1.19 - Perturbation des domaines.....	34
Figure 1.20 - Cycle d'hystérésis statique (0.1 Hz).....	35
Figure 1.21 - cycle d'hystérésis dynamique (50 Hz)	36
Figure 1.22 - Apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois.....	38
Figure 1.23 - Courants de Foucault au voisinage des parois de Bloch à 180°	38
Figure 1.24 - Courants de Foucault dans un noyau magnétique.....	40
Figure 2.1 - coupe dans un circuit torique.....	43
Figure 2.2 - Cadre Epstein, a) dimensions, b) joints de recouvrement	44
Figure 2.3 - Schéma de principe d'un cadre a bande unique	45
Figure 2.4 - Allure du champ d'excitation H(t) pour une induction sinusoïdale	46
Figure 2.5 - Schéma de principe du dispositif de contrôle de la forme d'onde au secondaire [19]	48
Figure 2.6 - schéma de principe du banc d'essais à deux bobines avec capteur de courant.....	49
Figure 2.7 - Disposition utilisée pour calculer l'onde plane, $B_y(x,t)$	52
Figure 2.8 - Modèle de Pry et Bean représentant une section de la tôle	55
Figure 2.9 - Montage utilisé pour la mesure des pertes par la méthode du wattmètre [19]	57
Figure 2.10 - Tension MLI et son induction magnétique résultante.	59
Figure 2.11 - Cycle d'hystérésis	64
Figure 3.1 - Visualisation du cycle à hystérésis.....	69
Figure 3.2 - Génération d'un signal triangulaire.....	71
Figure 3.3 - signal triangulaire en fonction du temps. Calibre 5V/cm.....	71
Figure 3.4 - Alimentation de circuit de puissance	72
Figure 3.5 - Amplificateur de puissance	73
Figure 3.6 - circuit intégrateur.....	77
Figure 3.7 - $I_1(t)$ et $V_s(t)$ en fonction de temps.	79
Figure 3.8 - Cycle d'hystérésis, Tension 1V/cm, Courant 5A/cm	79
Figure 3.9 - Courbe de première aimantation.....	81
Figure 3.10 - Validation de la courbe de la perméabilité relative	81
Figure 3.11 - Cycle d'hystérésis	83
Figure 3.12- validation des pertes spécifiques.....	84

Liste des Tableaux

Tableau 1.1 - historique des matériaux magnétiques.....	20
Tableau 1.2 - Propriétés des matériaux magnétiques doux les plus usuels, [4].	24
Tableau 1.3 - Propriétés des matériaux magnétiques durs les plus usuels, [10].	25
Tableau 3.1 - Propriétés de l'échantillon test utilisé.	70
Tableau 3.2 - valeurs du courant primaire et de la tension secondaire.....	80
Tableau 3.3 - Les pertes fer pour différentes inductions et champs maximums.....	84

Notion et symbole :

B	Induction magnétique. [T]
$B(+)$	Induction magnétique sur les branches montantes du cycle majeur. [T]
$B(-)$	Induction magnétique sur les branches descendantes du cycle majeur. [T]
B_{exp}	Induction magnétique expérimentale [T]
B_{irrev}	Induction irréversible. [T]
B_s	Induction magnétique de saturation [T]
B_r	Induction rémanente [T]
B_{max}	Induction magnétique maximale. [T]
B_{rev}	Induction réversible. [T]
β_p	Champ d'inversion. [A/m]
d	Déviations des points mesurés.
dB	Variation élémentaire de la densité de flux. [T]
dH	Variation élémentaire de l'intensité de champ. [A/m]
dx/dt	Mouvement physique des domaines. [m/s]
J_q	Densité volumique des moments magnétiques dans la matière. [T]
H	Nombre quantique.
H_c	Champ magnétique. [A/m]
H_e	Champ coercitif. [A/m]
H_{eff}	Champ effectif. [A/m]
H_{exp}	Champ magnétique expérimental
H_{max}	Champ maximal. [A/m]
H_n	Intensité du champ tournant. [A/m]
H_0	Champ dynamique. [A/m]
H_p	Intensité du champ appliquée. [A/m]
H_s	Champ de saturation. [A/m]
i	Courant électrique. [A]
μ	Perméabilité magnétique. [H/m]
μ_c	Perméabilité dans le point ($H=H_c$, $B=0$). [H/m]
$(+)\mu_d$	Perméabilité sur les branches montantes. [H/m]
$(-)\mu_d$	Perméabilité sur les branches descendantes. [H/m]
μ_{diff}	Perméabilité différentielle. [H/m]
μ_{in}	Perméabilité initiale. [H/m]
μ_0	Perméabilité magnétique du vide. [H/m]

μ_r	Perméabilité réversible. [H/m]
μ_{re}	Perméabilité magnétique relative du matériau. [H/m]
m	Moment magnétique. [A.m ²]
m_B	Magnéton de Bohr (9.274×10^{-24} A.m ²).
$m_{L \uparrow}$	Moment magnétique orbital. [A.m ²]
m	Moment de spin. [A.m ²]
M	Aimantation magnétique. [T]
M_{irr}	Composante irréversible de l'aimantation. [T]
M_r	Aimantation rémanente. [T]
M_{rev}	Composante réversible de l'aimantation. [T]
M	Aimantation magnétique de saturation [T]
M_{rm}	Aimantation rémanente du cycle mineur. [T]
n	Normale orientée à la surface de la spire.
N	Nombre d'atomes par unité de volume.
P^m	Pertes par hystérésis par unité de volume. [W/m ³]
r	Rayon de l'orbite. [m]
ρ	Fonction de distribution.
T	période. [s]
Tem	Température absolue. [°c]
$u(t)$	Fonction d'entrée.
v	Vitesse du mouvement du mur des domaines. [m/s]
χ	Susceptibilité magnétique du milieu. [H/m]
x_{in}	Susceptibilité initiale [H/m]
w_{pot}	Energie potentielle. [J]
w	Energie d'agitation thermique. [J]
ω	Vitesse angulaire ($\omega = 2\pi f$)
$y(t)$	Fonction de sortie.

Introduction Générale

L'intérêt porté aux phénomènes magnétiques n'a cessé de croître depuis les premiers travaux de Pierre Curie à la fin du siècle dernier. Les chimistes et les métallurgistes, depuis cette époque, ont découvert de nombreuses applications pratiques comme par exemple, la préparation des matériaux pour aimants, celle des tôles au silicium à grains orientés, celle des ferrites, dont on connaît l'intérêt capital en électronique. Mais également, grâce aux méthodes magnétiques, les chimistes ont donné un grand essor à l'étude des réactions à l'état solide et à la préparation de nombreux corps nouveaux. Ces nouveaux matériaux magnétiques ont permis à des physiciens tels que Weiss, Néel ... de créer de nouvelles théories ou de les développer [1]. Du point de vue magnétique, On sait bien qu'on peut classer les corps en trois groupes : les diamagnétiques, les paramagnétiques et les ferromagnétiques. Lorsqu'on soumet un matériau ferromagnétique à un champ magnétique alternatif extérieur, sa réponse peut être décrite par une courbe appelée cycle d'hystérésis. L'hystérésis est au cœur du comportement magnétique des matériaux. La diversité des conditions de fonctionnement des systèmes demande une connaissance approfondie de l'aspect phénoménologique de l'hystérésis car il peut guider ou modifier leur comportement magnétique.

L'intérêt porté à l'hystérésis n'est pas dû seulement à une urgence technologique mais aussi au besoin de compréhension du mécanisme physique responsable de ce phénomène. C'est pour cette raison que de nombreux mathématiciens et physiciens se sont intéressés au développement des outils capables de décrire correctement le phénomène, [2].

Les deux principaux phénomènes pris en considération au niveau du matériau lors de la conception des machines électriques sont l'aimantation et les pertes magnétiques ; si l'alimentation n'est pas sinusoïdale, le cycle d'hystérésis est toujours pris en compte. Pour concevoir une machine électrique performante, il faut disposer d'un matériau dont l'aimantation est importante pour une faible excitation et dont les pertes magnétiques sont faibles. Ainsi, l'évaluation préalable des pertes magnétiques reste aujourd'hui un problème délicat que les constructeurs de dispositifs électriques contournent par l'utilisation de facteurs correctifs empiriques. La prédiction des pertes magnétiques (pertes fer) fait partie des problèmes scientifiques qui nécessitent différentes approches et qui concernent plusieurs domaines de la physique qui vont de l'étude microscopique des interactions au niveau de la matière des éléments constitutifs de l'alliage, jusqu'à l'étude macroscopique du comportement des matériaux magnétiques lors de leur intégration dans un ensemble de conversion d'énergie [1].

Dans toutes les machines électriques, la conversion d'énergie n'est pas parfaite et est le siège de pertes. Ces pertes sont classifiées en 2 parties : les "pertes fer" dans le noyau ferromagnétique et les "pertes cuivre" dans les enroulements. Cependant, les "pertes fer" occupent une grande importance dans les pertes d'une machine.

Lors de l'utilisation des tôles magnétiques pour la fabrication des machines électriques, il est indispensable de disposer des méthodes de caractérisation qui sont représentatives des performances du matériau et acceptées par le concepteur des machines. Ces méthodes doivent présenter une sensibilité maximale à la propriété mesurée et une reproductibilité suffisante pour une éventuelle standardisation. Les caractéristiques de base qu'il faut chercher à établir dans toute étude concernant les tôles magnétiques sont une perméabilité magnétique très élevée pour une haute induction à saturation et les pertes fer. Le cycle d'hystérésis doit être le plus étroit possible afin de minimiser les pertes magnétiques. [1].

Dans notre travail, nous nous intéressons à la Caractérisation des matériaux magnétiques, la quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux, et la modélisation de l'hystérésis magnétique.

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

- Le premier chapitre s'est attaché à rechercher le lien entre les phénomènes physiques et le modèle caractérisant l'hystérésis. Il se décompose en trois parties : la première présente un rappel historique de l'évolution des recherches dans le domaine du magnétisme, l'origine du magnétisme et ses applications ; la deuxième partie présente des généralités sur les matériaux magnétiques et donnera la classification de ces matériaux ; dans la troisième partie, on expose le mécanisme de l'hystérésis et on étudiera l'organisation de la matière, l'existence et le déplacement des parois ainsi que les différents types d'énergie. Les mécanismes d'aimantation et de production des pertes magnétiques sont décrits.
- Le deuxième chapitre est consacré à la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux. Il est composé de deux parties principales : la première présente le principe de la caractérisation, les principaux dispositifs et circuits utilisés, ainsi que les méthodes exploitables au niveau de notre laboratoire ; la deuxième présente les différents modèles pour la prédiction des pertes, ainsi que le montage utilisé pour les mesurer.

- Le dernier chapitre est consacré à la réalisation d'un banc de mesure du cycle d'hystérésis. Ce chapitre est décomposé en trois parties, la première discute l'alimentation électronique du circuit magnétique et en particulier l'application de l'amplificateur assurant ainsi une alimentation triangulaire à faible fréquence ; la deuxième présente le banc d'essai expérimental réalisé au sein du laboratoire électrotechnique du CNAM, pour la caractérisation des tôles et le relevé de leurs caractéristiques magnétiques. La troisième est consacrée à la mesure des pertes fer dans les tôles à partir des résultats obtenus dans la deuxième partie.

Nous terminons notre travail par une conclusion générale, mettant en relief l'importance et l'intérêt de l'identification des paramètres pour la reconstitution du cycle d'hystérésis et pour caractériser les matériaux magnétiques. Nous y donnerons également les différentes perspectives ouvertes par notre travail.

Chapitre I – Matériaux Magnétiques

Introduction

Ce chapitre présente les bases nécessaires à l'étude des matériaux ferromagnétiques doux. Le comportement des matériaux ferromagnétiques doux employés pour canaliser le flux dans les machines électriques est expliqué à l'aide de la théorie des domaines magnétiques de Weiss [3,4,5]. Les deux principaux phénomènes pris en considération au niveau du matériau lors de la conception des machines électriques sont l'aimantation et les pertes magnétiques. Pour concevoir une machine électrique performante, il faut disposer d'un matériau dont l'aimantation est importante pour une faible excitation et dont les pertes magnétiques sont faibles. Nous allons présenter dans ce qui suit les notions théoriques de base sur l'aimantation et les pertes magnétiques des matériaux ferromagnétiques. Nous allons rappeler les différentes composantes des pertes magnétiques. Dans un matériau magnétique, les pertes magnétiques (également appelées pertes fer) dépendent de la forme d'onde de l'induction, du niveau d'induction [1,2], de la fréquence [6,7] et de la température de fonctionnement [1]. Les mécanismes de production des pertes magnétiques sont décrits par différents modèles.

1.1 Magnétisme

1.1.1 Rappel historique des phénomènes magnétiques

Si les origines du magnétisme sont restées longtemps mystérieuses, elles sont bien mieux appréhendées aujourd'hui. Du point de vue historique, nous allons présenter l'évolution du magnétisme au cours des 19^{ème} et 20^{ème} siècles, [1].

1.1.1.1 Magnétisme au 19^{ème} siècle

Les connaissances sur le magnétisme restèrent approximativement en l'état jusqu'au 19^{ème} siècle. Aucune théorie sérieuse ni aucune autre grande application autre que la boussole ne furent inventées durant plus de 21^{ème} siècles. C'était **Coulomb** (1736-1806) qui parla le premier de masses magnétiques à l'origine du magnétisme : c'est ce qu'on a appelé plus tard l'approche coulombienne (Coulomb imagina l'existence de masses magnétiques. Il avait en effet constaté la forte analogie, à longue distance, entre l'induction magnétique créée par une

boucle de courant et le champ électrique engendré par un dipôle électrique). **Poisson** (1781-1840) introduisit la notion du champ magnétique, l'interaction fictive agissant sur les masses magnétiques évoquées précédemment. La plus grande avancée est sans conteste l'expérience d'Oersted en 1820 dans laquelle il montra qu'un courant électrique fait dévier l'aiguille d'une boussole située dans son voisinage immédiat. Cette découverte est révolutionnaire puisqu'elle lie l'électricité et le magnétisme que l'on croyait indépendants l'un de l'autre. **Ampère** (1775-1836) renouvela l'expérience avec une boucle de courant et chercha l'origine du magnétisme dans des boucles de courant moléculaires (l'approche ampérienne du magnétisme consiste à considérer que le magnétisme des corps trouve son explication dans les courants élémentaires créés par les électrons gravitant autour du noyau).

Faraday (1791-1867) mit en évidence, en 1821, l'induction magnétique: un courant électrique apparaît dans un enroulement si l'on approche un aimant; la variation de flux magnétique crée donc une force électromotrice. En 1864, **Maxwell** (1831-1879) parvint à modéliser la constatation d'Oersted avec quatre équations qui lient le champ magnétique et le champ électrique dans le cas d'une onde électromagnétique. Les théories actuelles du magnétisme reposent encore sur elles. Enfin, **Curie** (1859-1906) classa les matériaux en trois catégories: les diamagnétiques, les paramagnétiques et les ferromagnétiques.

1.1.1.2 Magnétisme au 20^{ème} siècle

Le 20^{ème} siècle marqua la réelle naissance de l'étude théorique des matériaux magnétiques sur les bases lancées par les physiciens du 19^{ème} siècle. Le magnétisme est donc une science jeune, encore en pleine évolution actuellement. **Bohr** (1885-1962) expliqua à partir de la classification périodique des éléments, pourquoi le magnétisme est présent dans les éléments de transition, tels que le fer et les lanthanides. **Langevin** (1872-1940) mit en équation le phénomène du diamagnétisme. **Weiss** (1865- 1940) inventa la notion de domaines magnétiques et étudia le ferromagnétisme. **Néel** (1904-2000), enfin, mit en équation l'antiferromagnétisme et le ferrimagnétisme.

1.1.2 Origine microscopique du magnétisme

Du point de vue microscopique, une tôle est constituée d'atomes; ces atomes possèdent un noyau et un certain nombre d'électrons satellites. La charge équivalente de ce noyau est une charge positive, celle des électrons est négative. Les électrons dotés d'énergie tournent autour du noyau. Cette rotation donne naissance à une force centrifuge qui tend à éloigner les électrons du noyau, mais

en fait ils ne peuvent s'en éloigner car la force de Coulomb (liant deux charges électriques) les retient et s'oppose à cette force centrifuge comme illustrée dans la figure (1.1). La rotation des électrons autour du noyau de l'atome montre le mouvement d'une charge électrique et se traduit par la naissance d'un courant électrique, [4].

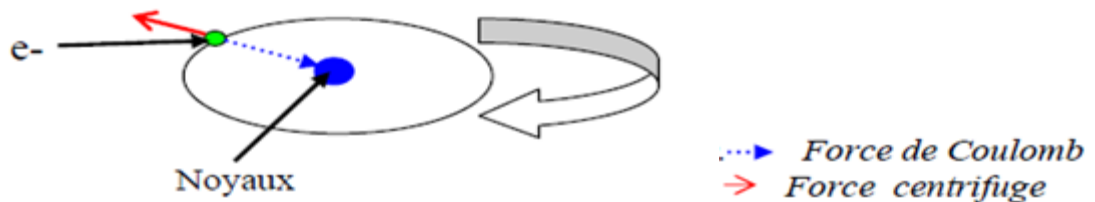


Figure 1.1 - Représentation atomique

1.1.3 Moments magnétiques

A partir de la figure (1.1), on peut définir deux notions élémentaires qui sont le moment orbital et le moment de spin, [1].

1.1.3.1 Moment orbital

L'électron (charge e) décrit une orbite circulaire à raison de n rotations par seconde. Il est donc équivalent à un courant (i). Ce courant, circulant dans une spire confondue avec l'orbite comme illustré dans la figure (1.2), crée d'après la loi d'Ampère, un moment magnétique orbital (\vec{m}_L):

$$\vec{m}_L = \pi r^2 i \vec{n} \quad (1.1)$$

Où r est le rayon de l'orbite et \vec{n} est la normale orientée à la surface de la spire. Ce moment est quantifié et doit être un multiple du Magnéton de Bohr ($m_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{A.m}^2$).



Figure 1.2 - Moment magnétique atomique orbital

1.1.3.2 Moment de spin

De plus, nous savons que l'électron tourne aussi sur lui-même c'est-à-dire spin (figure (1.3)) et présente donc un moment magnétique dit moment de spin (\vec{m}_s). Ce dernier est une propriété purement quantique des électrons et n'est autre que le magnéton de Bohr défini précédemment.

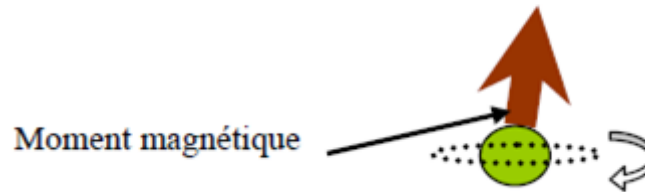


Figure 1.3 - Mouvement de spin

1.1.3.3 Moment magnétique total

Enfin, le moment magnétique total de l'atome est la somme des moments orbitaux et des moments de spin de ses électrons périphériques. La norme de ce moment peut donc s'écrire de la façon suivante :

$$m = J_g g_L m_s \quad (1.2)$$

Où J_q est un nombre quantique et g_L est un facteur de Landé. Chaque atome porte un certain moment magnétique qui dépend de sa configuration électronique. Notamment, des atomes avec des couches complètes ont un moment magnétique nul, car la somme de tous les moments cinétiques s'annule. Cependant, certains atomes sont caractérisés par des couches électroniques incomplètes contenant des électrons non-appariés. Il en résulte un moment magnétique permanent non nul.

1.1.4 Application du magnétisme

D'une façon générale, les applications du magnétisme se répartissent pour l'essentiel dans trois grands domaines, [6].

- L'énergie tant au niveau de sa production (générateurs), de son transport (transformateurs) que de son utilisation (moteurs, actionneurs.....).
- Les télécommunications (radiodiffusion, télévision, téléphonie..).
- L'information (lecture, écriture, support d'enregistrement (bandes et disques magnétiques), capteurs).

1.2 Matériaux magnétiques

1.2.1 Histoire des matériaux

Les chercheurs découvrent continuellement de nouveaux matériaux, avec une prodigieuse variété d'arrangements d'atomes et de moments magnétiques. Le tableau (1. 1), présente un rappel historique de l'apparition des matériaux, [6].

Tableau 1.1 - historique sur les matériaux magnétiques.

Années	Histoire des matériaux
1880	Acier au carbone, aimant (fer à cheval).
1903	Alliage Fe-Si (Allemagne, USA).
1912	Production industrielle de Fe-Si à grains non orientés.
1932-1941	Tôle de Fe-Si à grain orienté (Gauss 1935). Aimants permanents Al-Ni-Co
1946	Aimants ferrites.
1969	Aimant à base de terre rare/Cobalt.
1970-1975	Alliage amorphe, Fe-B-Si. Verre métallique.
1983	Aimants terres rares + Fer (Nd-Fe-B et Sm-Co).
1990	Matériaux ferrite mono qualité haut de gamme

1.2.2 Définition et origine des matériaux

Un matériau magnétique apparaît comme un ensemble de moments magnétiques élémentaires (les atomes) interagissant entre eux et organisés en un réseau cristallin. Les moments magnétiques dépendent de l'environnement magnétique de chaque atome à savoir la nature et la position des atomes voisins, la température et le champ magnétique appliqué. Selon le comportement de cet ensemble, on distingue différents types de magnétisme: *Ferromagnétisme*, *Antiferromagnétisme*, *Ferrimagnétisme*.

1.2.3 Différentes classes des matériaux

Nous allons décrire de manière sommaire les principaux types de comportements magnétiques que l'on peut rencontrer dans la matière:

- ⇒ Les éléments présentant des couches internes électroniques incomplètes, les matériaux ferromagnétiques, les matériaux ferrimagnétiques et antiferromagnétiques et les paramagnétiques.
- ⇒ Les éléments présentant des couches internes électroniques complètes ces matériaux dits diamagnétiques.

Tout d'abord, il est nécessaire de présenter les différentes relations décrivant un matériau magnétique soumis à un champ magnétique extérieur H . L'induction magnétique B à l'intérieur du matériau est liée au champ magnétique H , à l'aimantation M et à l'intensité d'aimantation J de la façon suivante:

$$B = \mu_0(H + M) = \mu_0H + J \quad (1.3)$$

Où μ_0 représente la perméabilité magnétique du vide et J représente la densité volumique de moments magnétiques dans la matière. De plus, par définition, un milieu magnétique placé dans un champ magnétique acquiert un vecteur d'aimantation M tel que:

$$M = \chi H \quad (1.4)$$

Où χ est la susceptibilité magnétique du milieu. Nous pouvons aussi exprimer la perméabilité magnétique relative du matériau à partir de cette susceptibilité:

$$\mu_{re} = 1 + \chi \quad (1.5)$$

Nous allons maintenant présenter de façon plus approfondie ces différents types de matériaux.

1.2.3.1 Diamagnétiques

On appelle diamagnétiques les substances qui présentent une aimantation M proportionnelle au champ H dans lequel elles sont placées et de sens opposé à celui-ci. Comme il est illustré dans la figure (1.4). La susceptibilité de ces corps est négative et faible, de l'ordre de 10^{-6} , c'est-à-dire que la substance s'aimante en sens inverse du champ magnétisant.

Exemple de susceptibilité d'Eau $-0.72 \cdot 10^{-6}$ et de Bismuth $-1.40 \cdot 10^{-6}$.

On retrouve parmi les corps diamagnétiques des gaz, des solides, des liquides, des métalloïdes (autre que l'Oxygène), des métaux, (Or, Argent, Mercure, Cuivre et Plomb), des sels et presque toutes les substances organiques (Benzène, Naphtalène, etc.), [1].

1.2.3.2 Paramagnétiques

On appelle paramagnétiques les substances qui présentent une aimantation M proportionnelle au champ H dans lequel elles sont placées et de même sens que lui. Pour ces substances, χ est positive et faible et de l'ordre de (10^{-6}) (figure (1.4)).

Exemple de susceptibilité de Air $\chi = +3.8 \cdot 10^{-7}$ et de Oxygène $\chi = +2.0 \cdot 10^{-5}$.

On retrouve parmi les substances paramagnétiques l'acide nitrique, l'ozone et un grand nombre de métaux (Platine, Palladium, Potassium,) ainsi que les éléments de la famille des terres rares.

1.2.3.3 Ferromagnétiques

On appelle ferromagnétiques les substances susceptibles d'acquérir une aimantation considérable, beaucoup plus forte que pour les diamagnétique et les paramagnétiques. Les principales substances ferromagnétiques sont le Fer, le Nickel, le Cobalt, le Gadolinium, leurs alliages et certains de leurs composés. Les substances ferromagnétiques présentent une aimantation élevée, de plus elle n'est pas totalement proportionnelle au champ magnétisant comme pour le cas des autres substances. Elle croît et tend vers une limite dite aimantation de saturation, lorsque le champ H est suffisant comme illustré dans la figure (1.5). L'aimantation n'est pas une fonction du champ agissant uniquement, mais elle dépend aussi du passé de l'échantillon, ou des traitements magnétiques, mécaniques et thermiques qu'a subi l'échantillon, [1].

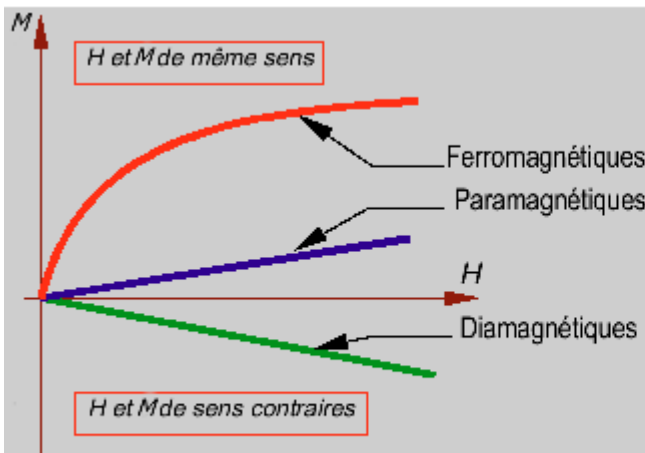


Figure 1.4 - Classification magnétique des matériaux

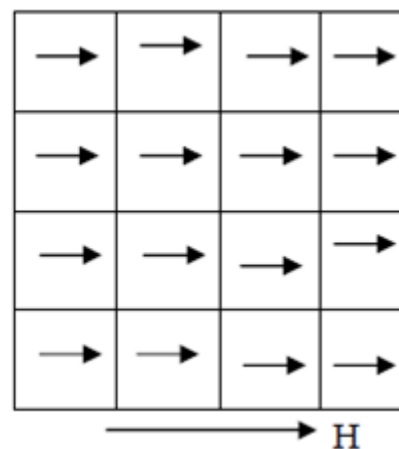


Figure 1.5 - Ferromagnétiques

1.2.3.4 Antiferromagnétiques

Pour les substances antiferromagnétiques, les moments magnétiques des ions du réseau cristallin sont orientés deux à deux en sens contraire; l'aimantation de l'ensemble est alors nulle (figure (1.6)). Dans un champ magnétique, il se produit une légère aimantation comme celle des paramagnétiques. On trouve parmi les corps antiferromagnétiques le Chrome, l'Oxyde de Fer « FeO », le Fluorure de Manganèse 'MnF2' et le Sulfure de Manganèse 'MnS', [1].

1.2.3.5 Ferrimagnétiques

Pour les substances ferrimagnétiques, les moments magnétiques des ions du réseau cristallin sont opposés et parallèles, mais ils sont inégaux donc le moment magnétique de l'ensemble est non nul, comme illustré dans la figure (1.7), c'est le cas des composés de ferrites qui sont très intéressants en électrotechnique, parce qu'ils sont pratiquement isolants. Lorsqu'ils sont placés dans un champ, ils sont aimantés à saturation et d'une manière spontanée. L'aimantation à saturation est plus faible que dans les substances ferromagnétiques.

La forme générale de ces corps $X.Fe_3.O_4$ où X représente un ou plusieurs métaux bivalents (Cuivre, Zinc, Nickel, Manganèse, ...), [1].

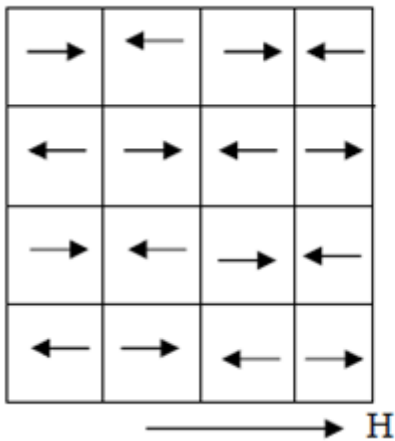


Figure 1.6 - Antiferromagnétisme

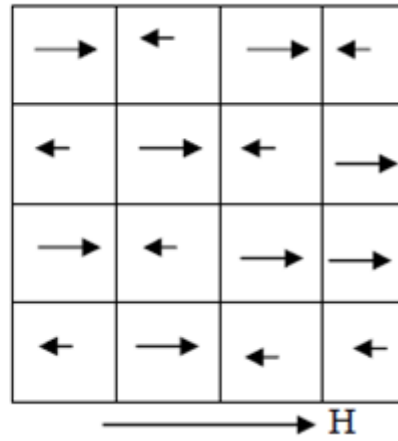


Figure 1.7 - Ferrimagnétisme

1.3 Classification des matériaux ferromagnétiques.

1.3.1 Matériaux doux

On appelle matériaux magnétiques doux ceux dans lesquels le champ coercitif 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 ne soit trop sensible à la fréquence du champ. Pour cela les matériaux magnétiques 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 (1.2) regroupe les matériaux magnétiques doux les plus usuels et leurs propriétés, [8,9,10].

Tableau 1.2 - Propriétés des matériaux magnétiques doux les plus usuels, [4].

Matériaux	Permittivité maximale μ_r	Induction rémanente, Br (T)	Champ coercitif, H_c A/m
Fer pur	5000	2	80
Fe-Si (non orienté)	8000	1,4	56
Fe-Si (orienté)	50 000	1,2	7,2
Fermalloy	30 000	0,8	16
Permalloy	10^5	0,87	0,6
Thermal	60000	0.2	1.5
16 Alfenol	80000	0.4	3.5
Ni-Fe non orienté	70000	0.8	4
Ni-Fe orienté	10^5	1.45	0.8 à 1.6
Mumétal	10^5	0.3	0.4
Permalloy	10^5	0.87	0.6
Supermalloy	10^6	0.7	0.4
Ferrox cube A	4000	0.4	8
Ferrox cube B	2000	0.3	8

1.3.2 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 pourquoi on utilise fréquemment les

aciers eutectoides à l'état trempé (structure martensitique) pour réaliser 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 reste obligatoirement stable dans le temps et demeure si possible élevé, et c'est de même en présence de champs magnétiques extérieurs parasites. Ils sont utilisés dans les aimants permanents, les aimants de levage, les noyaux des haut-parleurs, les moteurs électriques de faible puissance, les lentilles magnétiques pour tube cathodiques, ... etc. Le tableau (1.3) regroupe les matériaux magnétiques durs les plus usuels et leurs propriétés, [10].

Tableau 1.3 - Propriétés des matériaux magnétiques durs les plus usuels, [10].

Matériaux	Champ coercitif, H_c ($10^3 A/m$)	Induction rémanente, B_r (T)	Facteur de mérite, $(BH)_{max}$ (KJ/m_3)
Acier au carbone	3,3	1	1,44
Acier au chrome	5,2	0,97	2,3
Acier au cobalt	11	0.95	5.2
Acier au tungstène	5.6	1.05	2.6
Alni-a	43	0.62	10
Alnico- I	35	0.72	11
Alnico-V	52	1.25	44
Alnico-XII	64	0.6	15
Cunife	44	0.54	11.2
Cunico	52.5	0.34	8.5
Co-Pt	250	0.52	74
$SmCO_5$	720	0.92	170
Ferrox dur (ferrite)	120	0,2	7,3
Ferro dur (orienté)	240	0,4	24
NdFeB(fritté)	848	1.16	255

1.4.2 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 croissent 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 1.8), courbe appelée courbe de première aimantation ou courbe de magnétisation, [10].

1.4.3 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 1.8) 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 1.8). Cette valeur B_r est appelée induction rémanente. Il faut en fait appliquer un champ magnétique de sens opposé à celui du champ de la première aimantation pour que l'induction soit nulle (courbe BC, figure 1.8). La valeur H_c du champ qui engendre cette induction nulle correspond au champ coercitif (point C, figure 1.8). Lorsque l'intensité du champ H croît, l'induction atteint de nouveau la valeur maximale B_s (courbe CD, figure 1.8). Enfin, lorsqu'on change le sens du champ et qu'on fait varier son intensité ; on obtient la courbe DEFA (figure 1.8). La courbe d'aimantation ainsi obtenue est une boucle d'hystérésis ou cycle d'hystérésis (ABCDEFA) dont les paramètres caractéristiques sont les grandeurs B_s , B_r et H_c ..

La forme de ce cycle dépend de la nature du matériau, des processus d'aimantation et d'induction et de la géométrie de l'échantillon. Enfin, ce cycle se déforme en fonction des conditions de flux et de fréquence (figure 1.9). L'hystérésis observée en régime quasi-statique (i.e. fréquence très faible tendant vers 0) est appelée hystérésis statique; elle dépend de la géométrie (en particulier de la pente caractéristique de la courbe anhystérétique), mais surtout de la qualité et de l'histoire du matériau. Les déformations caractéristiques des cycles, observées en régime dynamique, sont regroupées dans un terme générique l'hystérésis dynamique. Cette dernière est essentiellement due aux processus d'aimantation et de diffusion et dépend donc fortement de la géométrie et des variations de champ. La première hystérésis est à rapprocher des pertes

dites quasi-statiques, quant à l'hystérésis dynamique, elle donné lieu aux autres pertes induites dynamiquement [12].

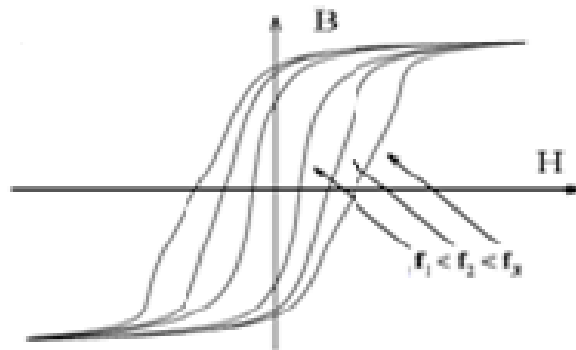


Figure 1.9 - Gonflement du cycle d'hystérésis

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, [10].

1.4.4 Types du cycle d'hystérésis

Les principaux types du cycle d'hystérésis sont cycle majeur, et cycle mineur.

1.4.4.1 Cycle majeur

Ce cycle est obtenu en faisant varier le champ magnétique d'une valeur suffisamment élevée pour que le matériau soit saturé jusqu'à la saturation opposée du matériau. Tout point (H, M) à l'intérieur du cycle majeur est un état possible du matériau. Le comportement d'un matériau dépend ainsi non seulement de la valeur courante de H mais aussi de l'histoire du matériau, [13].

1.4.4.2 Cycle mineur

Un cycle d'hystérésis mineur est un cycle d'hystérésis avec un champ appliqué maximal qui est inférieur au champ de saturation. Un cycle d'hystérésis mineur avec un seul saut d'aimantation est dû soit au changement d'une configuration des parois à une autre configuration, soit au déplacement d'une paroi entre deux centres de piégeage. A l'aide de cycles mineurs, on peut étudier le retournement d'une petite partie de la particule sans faire intervenir la complexité de la particule entière, [3].

1.5 Organisation de la matière

1.5.1 Origine des domaines de Weiss

Un morceau de matériau ferromagnétique n'est pas toujours spontanément aimanté ; il peut présenter un moment magnétique nul. En effet, le matériau est divisé en domaines magnétiques appelés domaines de Weiss regroupant chacun 10^{17} - 10^{21} atomes qui sont aimantés à la saturation, [14]. 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 un autre (figure (1.10)).

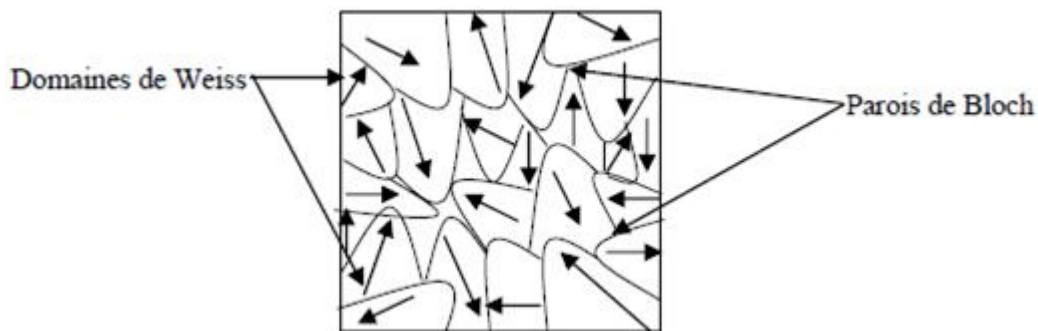


Figure 1.10 - Aspect de la répartition des domaines dans un cristal

L'existence des domaines de Weiss explique également pourquoi tous les corps ferromagnétiques ne sont pas des aimants. L'arrangement de ces domaines n'est en effet pas aléatoire. Chaque corps cherche à organiser ses domaines dans le but de minimiser les énergies magnétiques.

1.5.2 Energie magnétique

L'énergie magnétique c'est l'énergie interne ' W_{in} ' associée à la structure des domaines et elle comprend quatre termes, [7]

1.5.2.1 Energie d'échange

C'est l'énergie du type microscopique, qui résulte de la mise en commun partielle des trajectoires d'un électron périphérique entre deux atomes voisins. La valeur de cette énergie est égale à l'énergie qu'il faudrait fournir pour rompre cette

situation (figure (1.11)). Cette énergie d'échange a tendance à aligner les moments magnétiques microscopiques de chaque atome.

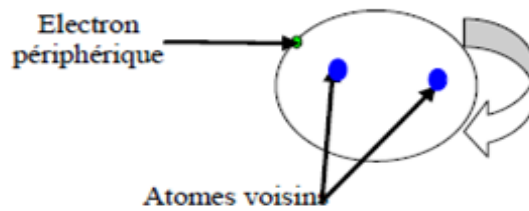


Figure 1.11 - Mouvement de l'électron commun

1.5.2.2 Energie d'anisotropie cristalline

A l'état solide le Fer, le Cobalt et le Nickel (qui sont les principaux éléments des matériaux magnétiques doux) cristallisent respectivement dans les systèmes cubiques centrés, hexagonal et cubique faces centrées. Prenons le cas d'un matériau qui cristalliserait selon le système cubique centré comme illustré dans la figure (1.12).

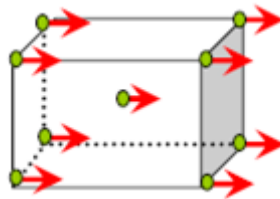


Figure 1.12 - Alignement moments magnétiques

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

Figure (1.13.a) : l'énergie à fournir est faible car la direction du champ d'excitation est la même que celle des moments magnétiques microscopiques.

Figure (1.13.b) : l'énergie à fournir est importante car la direction du champ d'excitation est différente de celle des moments magnétiques microscopiques.

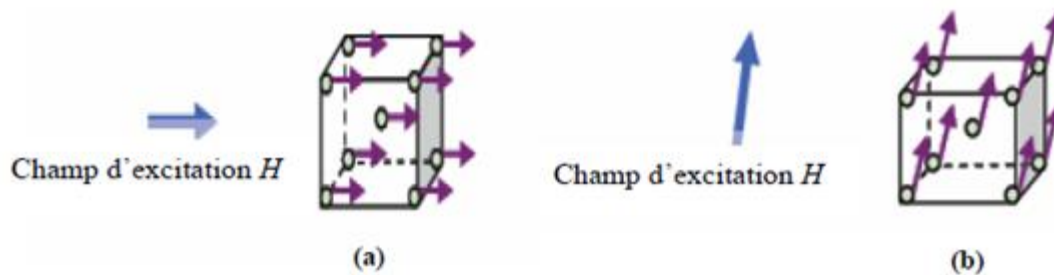


Figure 1.13 - Energie d'échange en fonction de la direction donnée du H

1.5.2.3 Energie magnéto-élastique

L'énergie d'échange a pour origine la mise en commun d'un (ou plusieurs) électrons entre deux atomes voisins et à conséquence l'alignement des moments magnétiques microscopiques de ces deux atomes voisins. Ainsi, dans une tôle ferromagnétique, en raison de la structure cristalline des atomes, la distance entre chaque atome est régulière, la mise en commun d'électrons se fera toujours de façon préférentielle entre les atomes les plus proches physiquement (figure (1.14)).

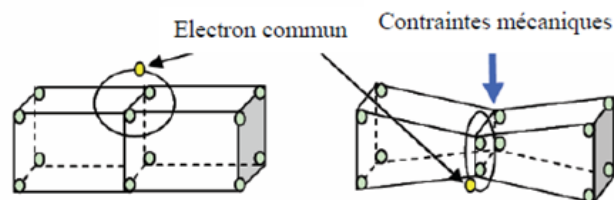


Figure 1.14 - Exemple schématisé l'influence d'une contrainte mécanique

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

1.5.2.4 Energie magnétostatique

Cette énergie correspond à l'action des champs magnétiques créés par tous les atomes voisins sur chacun (figure (1.15)). Dans ce premier cas, l'énergie magnétostatique est importante (son influence sur l'atome victime est importante). Dans ce deuxième cas, l'énergie magnétostatique est pratiquement nulle (elle a donc peu d'influence sur l'atome victime).

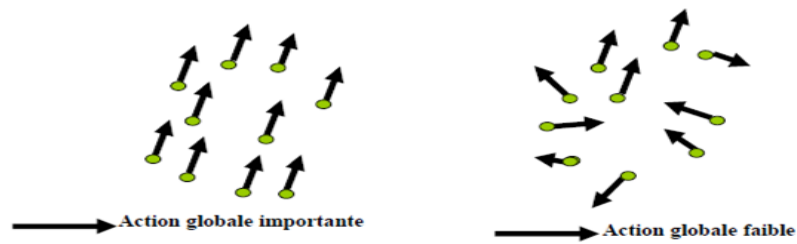


Figure 1.15 - Illustration d'énergie magnétostatique

1.5.3 Mécanisme d'hystérésis

Si on applique un champ à un matériau, on modifie la répartition des domaines par déplacement des parois et il en résulte une variation de l'aimantation. Celle-ci est représentée en pointillés dans la figure (1.16) et est appelée courbe de première aimantation. Si le champ est suffisamment faible, ces déplacements de parois sont réversibles et donc les variations de l'aimantation sont réversibles. Si le champ appliqué H dépasse une certaine valeur critique H_c , les déplacements des parois sont alors brutaux et irréversibles. Si le champ appliqué H est suffisamment élevé, l'aimantation augmente par rotation des domaines de Bloch et tend à atteindre une aimantation maximale qui est l'aimantation à saturation M_s , et donc tous les spins sont parallèles.

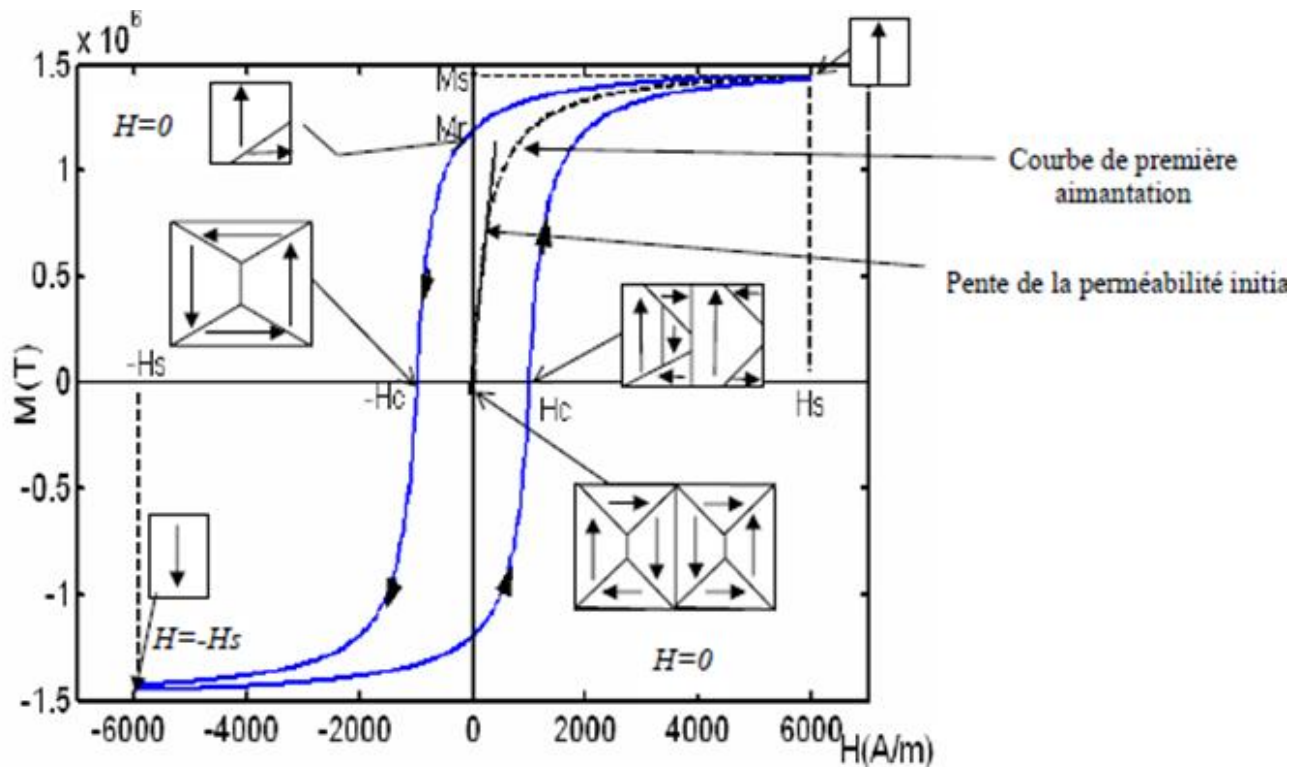


Figure 1.16 - Cycle d'hystérésis d'un matériau aimanté

La pente à l'origine de cette courbe s'appelle la perméabilité initiale du matériau. Cette perméabilité initiale ' μ_{in} ' représente la valeur $(\Delta M/\Delta H)$ dans l'état démagnétisé. Le champ coercitif représente la valeur du champ à partir de laquelle le

retournement des moments devient possible. Les pertes par hystérésis sont la conséquence des mouvements des parois de Bloch.

1.5.4 Parois de Bloch

1.5.4.1 Origine des parois

La séparation des différents domaines magnétiques élémentaires «domaines de Weiss» est matérialisée par ce que l'on appelle les parois de Bloch. Ces parois correspondent à une zone magnétique où l'aimantation passe d'une direction à une autre figure (1.17). On distingue principalement:

- Les parois à 180° qui séparent deux domaines de Weiss dont l'angle de la direction d'aimantation est à 180° .
- Les parois à 90° qui séparent deux domaines de Weiss dont l'angle de la direction d'aimantation est à 90° .

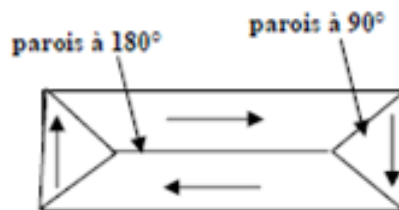


Figure 1.17 - Présentation des parois de Bloch

Il existe également d'autres types de parois correspondant à des structures plus complexes et de plus haute énergie induites par des conditions aux limites particulières.

1.5.4.2 Parois du point de vue atomique

Le nombre d'atomes concernés par une paroi de Bloch peut varier de quelques dizaines à plusieurs centaines. Celui-ci est fonction de l'anisotropie cristalline du matériau. Une transition brutale entre deux domaines de Weiss implique une grosse dépense énergétique. Ainsi pour les aimants dont l'énergie d'anisotropie est élevée, seuls quelques atomes sont concernés par les parois de Bloch. Par contre pour des matériaux doux du type fer silicium à anisotropie faible, la largeur des parois de Bloch est importante, celles-ci peuvent concerner un grand nombre d'atomes. Les moments magnétiques des atomes d'une paroi de Bloch se répartissent de la façon suivante (figure 1.18) Le module reste constant, le moment magnétique des atomes de la paroi n'est plus contenu dans le plan, [4].

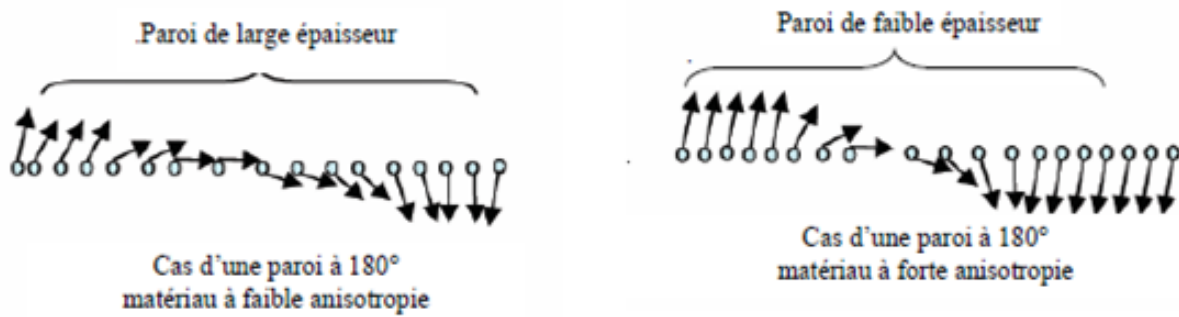


Figure 1.18 - Parois de Bloch

1.5.4.3 Mouvements des parois de Bloch

L'énergie fournie au matériau lorsqu'on l'excite par un champ magnétique extérieur, vient perturber l'équilibre des parois. Les conséquences de cette perturbation sur les domaines magnétiques sont les suivantes. Les domaines dont la direction et le sens privilégiés d'aimantation sont voisins de ceux de l'excitation vont avoir tendance à s'élargir dans un premier temps, au profit des autres domaines.

Si l'excitation est très importante, les domaines de la direction et du sens contraire disparaissent.

Si l'on continue à augmenter l'excitation, celle-ci va provoquer la rotation de l'aimantation des grands domaines résultants.

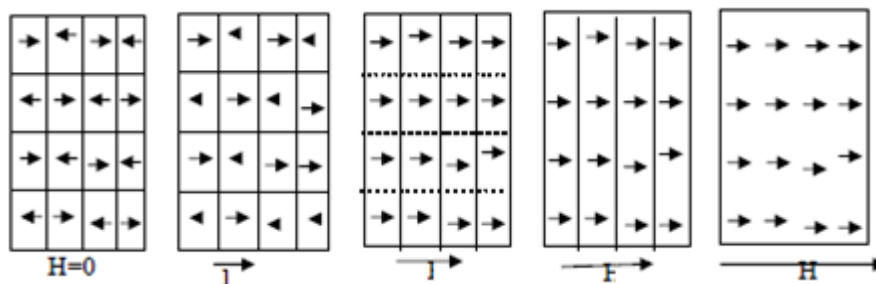


Figure 1.19 - Perturbation des domaines.

1.6 Courants induits

Les mouvements des parois de Bloch créent des courants en régime statique et en régime dynamique.

1.6.1 En régime statique

Après plusieurs essais sur différents matériaux magnétiques en excitation alternative, on constate qu'en dessous d'une certaine fréquence dans le sens décroissant, l'aire du cycle n'évolue plus. On dit alors que le matériau est dans un état quasi statique, et on qualifie alors le cycle obtenu de cycle d'hystérésis quasi-statique (figure (1.20)). L'aire hachurée sur le cycle d'hystérésis quasi-statique représente l'énergie perdue (énergie dissipée) par le matériau, pendant une période d'excitation. A l'origine de cet effet dissipatif, on trouve des courants induits à travers la matière. Ces courants ont comme origine une variation de flux magnétique interne au matériau. En régime quasi-statique, ces courants induits sont uniquement microscopiques et sont liés aux mouvements irréversibles des parois de Bloch, et ils sont peu dépendants de la fréquence d'excitation de la tôle, car la vitesse propre des parois est principalement imposée par la structure. Ce sont ces courants qui sont à l'origine de ce que l'on appelle l'hystérésis quasi-statique, [4].

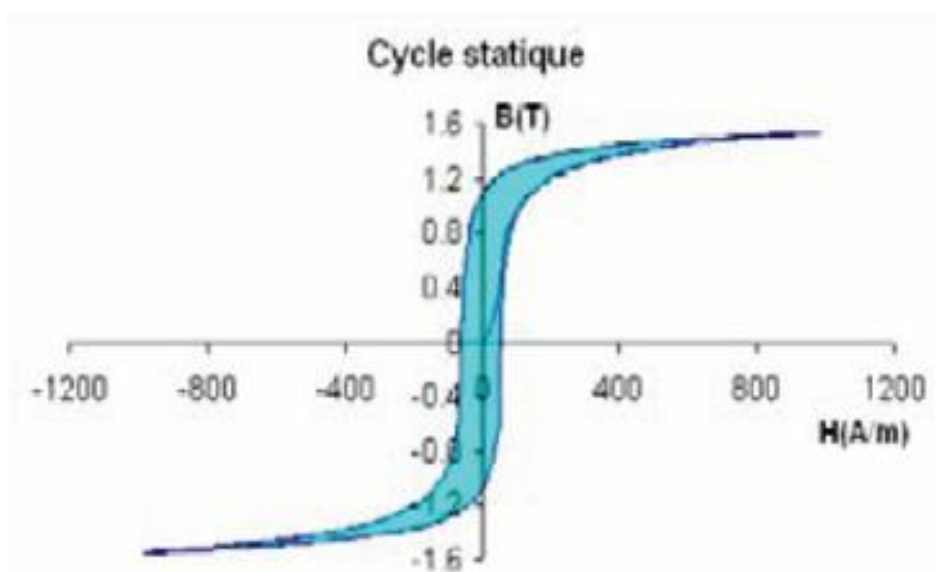


Figure 1.20 - Cycle d'hystérésis statique (0.1 Hz)

1.6.2 En régime dynamique

En régime dynamique comme on peut le voir sur la figure suivante (établie pour le même matériau que celui de la figure (1.21) à fréquence plus élevée), le cycle d'hystérésis est beaucoup plus large qu'en régime quasi-statique. Les pertes totales seront donc beaucoup plus importantes, [4].

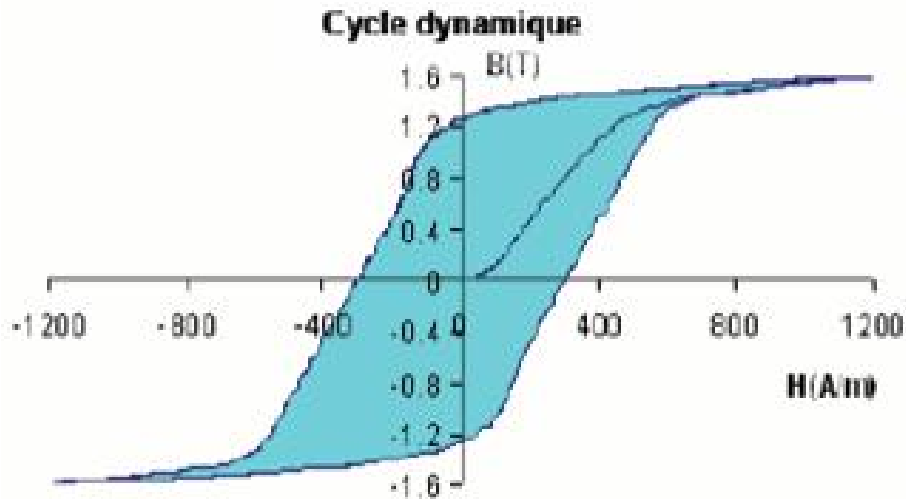


Figure 1.21 - cycle d'hystérésis dynamique (50 Hz)

1.7 Les pertes magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques

Toute variation d'induction dans une matière magnétique provoque, à l'intérieur de celle-ci, une dissipation d'énergie. Cette énergie apparaît le plus souvent sous forme de chaleur et n'est généralement pas récupérable, d'où l'expression de pertes magnétiques utilisée pour désigner le phénomène [1]. Ces pertes sont appelées aussi pertes fer du fait que les alliages ferromagnétiques utilisés dans les circuits magnétiques sont communément appelés fer, étant donné le fort pourcentage de fer dans ceux-ci. Ce terme (pertes fer) englobe généralement toutes les pertes intervenant dans les pièces ferromagnétiques des organes magnétiques des dispositifs électrotechniques [1]. Evidemment, Les pertes magnétiques ne dépendent pas seulement de la nature du matériau utilisé mais aussi de la nature des processus dynamiques qui s'y développent et enfin de la géométrie considérée.

On distingue deux phénomènes physiques principaux à l'origine des pertes magnétiques : les pertes par hystérésis (déplacement de parois de Bloch) et les pertes par courants de Foucault. Il faut toutefois noter que ces pertes ont souvent la même origine, à savoir des courants induits mais à des échelles différentes (microscopique et macroscopique). En effet, les déplacements des parois Bloch entraînent l'apparition de courants induits microscopiques localisés alors que les courants de Foucault sont plutôt liés au fonctionnement en régime dynamique et se développent à l'échelle macroscopique du matériau magnétique [4].

1.7.1 Expression générale des pertes

Lors d'un parcours complet du cycle d'hystérésis, l'énergie fournie au noyau des champs magnétiques H croissants est plus importante que l'énergie récupérée pour H décroissants. Cette différence constitue les pertes par hystérésis. Ainsi, sur un cycle complet, le milieu extérieur fournit par unité de volume de la matière, le travail [2]:

$$W = \int H. dB \quad (1.7)$$

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

$$P_h = f \int H. dB \quad (1.8)$$

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

1.7.2. Les pertes en régime statique

On parle du régime statique en absence de phénomènes dynamiques qui sont dus à l'apparition des courants de Foucault lorsque le matériau est soumis à une excitation fortement variable dans le temps. Les pertes par hystérésis sont donc uniquement liées aux propriétés physiques du matériau et à sa géométrie. Le phénomène d'hystérésis peut être expliqué par la présence d'impuretés et de défauts au sein du matériau magnétique et par l'existence d'un champ de blocage H_b qui est la composition d'un champ démagnétisant dû à la présence des dipôles magnétiques voisins et d'un champ extérieur. Ce dernier s'oppose au champ extérieur et c'est ainsi qu'apparaît le retard de l'aimantation M par rapport au champ magnétique H [1].

En effet, il y a une énergie d'interaction mise en jeu entre la paroi en mouvement et chacun des défauts du matériau, si bien qu'en arrivant à chacun d'eux, la paroi se bloque. Pour surmonter l'action de ces défauts, la paroi doit recevoir une énergie suffisamment grande à partir du champ extérieur qui doit être supérieur au champ de blocage [1].

Les déplacements réversibles puis irréversibles et discontinus du parois d'un site d'accrochage à un autre (sauts de Barkhausen), jusqu'à l'obtention d'une

structure mono domaine pour des valeurs de H suffisantes, entraînent des pertes ayant pour origine les courants induits microscopiques localisés (figure. 1.22) [1].

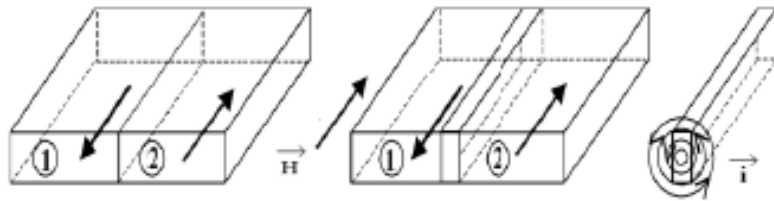


Figure 1.22 - Apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois

On considère deux domaines 1 et 2 séparés par une paroi à 180° (figure 1.22) d'aimantations opposées, soumis à un champ extérieur H. Le domaine 2 dont l'aimantation est dans le même sens que le champ extérieur, gagne en volume par saut brusque de la paroi et il y a apparition de courants induits locaux qui s'opposent à la variation brutale de l'aimantation.

I.7.3. Les pertes par dynamique de parois

Lorsqu'un matériau ferromagnétique est soumis à un champ extérieur, celui-ci subit un freinage visqueux dont l'origine est l'apparition de courants induits au voisinage des parois en mouvement au sein de la matière aimantée. Afin de comprendre la dynamique de parois, H.J. Williams avait mis au point une excellente technique d'observation des domaines et des parois de Bloch par la méthode de Bitteer. Il considère des circuits fermés découpés dans des monocristaux à 180°, en alliage Fe-Si (figure 1.23) [1,4]

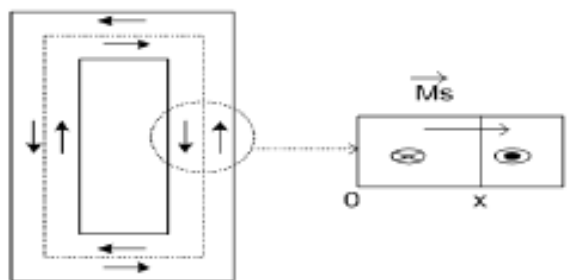


Figure 1.23 - Courants de Foucault au voisinage des parois de Bloch à 180°.

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

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \eta [H_{surf}(t) - H_0] \text{ si } H_{surf} > H_0 \\ \frac{dx}{dt} &= \eta [H_{surf}(t) + H_0] \text{ si } H_{surf} < H_0 \end{aligned} \quad (1.9)$$

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

Le coefficient de mobilité η , qu'on peut assimiler au facteur d'amortissement dû aux courants induits, est donné par :

$$\eta = \frac{1}{2\mu_0 M_s \sigma G e} \quad (1.10)$$

Où σ est la conductivité électrique et G est une constante de valeur 0,1356. La variation temporelle de l'aimantation totale dans le cadre de largeur l est proportionnelle à la variation temporelle du déplacement (équation 1.9) de la paroi:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{2M_s}{l} \frac{dx}{dt} \quad (1.11)$$

Dans le cas d'une paroi de Bloch évoluant au sein d'un matériau composé de plusieurs domaines de Weiss, on peut généraliser le modèle d'une paroi isolée donné par l'équation (1.9) à une paroi subissant l'influence des autres parois qui constituent le matériau magnétique. D'où l'équation régissant le déplacement d'une telle paroi:

$$\frac{dx}{dt} = \eta [H(t) - H_b] \quad (1.12)$$

Le champ seuil H_0 de l'équation (1.9) est remplacé par le champ de blocage H_b . Le champ $H(t)$ agissant localement sur la paroi vérifie l'équation:

$$H(t) = H_{\text{surf}}(t) - H_i(t) \quad (1.13)$$

$$H(t) > H_b(x,t) \quad (1.14)$$

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

I.7.4 Les pertes par courants de Foucault

En régime dynamique, en plus des pertes qui trouvent leurs origines dans le processus statique et les courants induits microscopiques, il existe aussi des courants macroscopiques qui se développent dans l'ensemble du système et qui sont directement liés à la conductivité du matériau considéré. En régime d'induction variable, le matériau magnétique est le siège de courants induits qui circulent autour des lignes de flux magnétique. La circulation de ces courants qui se fait selon des sections droites dans le noyau (figure 1.24) s'oppose à la pénétration du flux et génère des pertes appelées pertes par courants de Foucault.

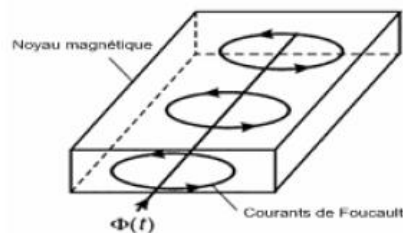


Figure 1.24 - Courants de Foucault dans un noyau magnétique.

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

Conclusion

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

Les domaines et les parois sont et seront toujours à l'origine des propriétés magnétiques des matériaux les plus performants. Les matériaux doivent être utilisés nécessairement sous forme de tôles minces ou rubans, d'autant plus minces que la fréquence de travail est plus élevée. Ces matériaux sont le siège de pertes volumiques d'autant plus importantes que leur conductibilité électrique

est plus élevée. On comprend relativement bien l'origine physique des pertes magnétiques même si on ne sait pas les prédéterminer avec précision. Des modèles macroscopiques sont étudiés et exploités pour la compréhension et la modélisation des pertes magnétiques dans les tôles de transformateurs par beaucoup d'auteurs ; ces modèles font l'objet d'études dans le chapitre suivant.

Chapitre 2 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, [4,5]. 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 de notre laboratoire.

2.1 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, [15,16]. 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, [6,15]:

- Les méthodes basées sur la 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 lecture.

2.2 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 mais trop important et il est inhomogène le plus souvent [14,15]. Pour ces raisons, il y a certaines formes de circuits qui sont recommandées pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux; leur fonctionnement est basé sur la loi de l'induction et ils possèdent en commun deux enroulements, le premier pour l'excitation et le deuxième pour la mesure.

2.2.1 Le tore

Le procédé le plus pertinent pour relever les caractéristiques magnétiques d'un matériau est de réaliser avec ce dernier un circuit torique circulaire tel que le rayon moyen R_{moy} soit grand vis-à-vis de l'épaisseur β (figure 2.1), [17].

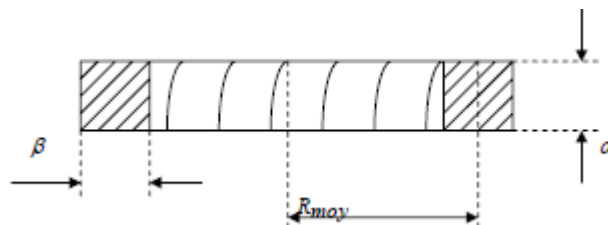


Figure 2.1 - coupe dans un circuit torique

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

1. Un bobinage d'excitation comportant N_1 spires, qualifié d'enroulement primaire, et parcouru par un courant d'excitation I_1 .
2. 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:

$$H = \frac{N_1 I_1}{2\pi R_{moy}} \quad (2.1)$$

Comme nous l'avons souligné, le circuit torique est le circuit idéal pour la caractérisation des matériaux, mais il est très difficile de réaliser un tore représentatif de la qualité des tôles ferromagnétiques pour les raisons suivantes:

- L'anisotropie des tôles, toujours présente dans les tôles non orientées, est considérable dans le cas des tôles à cristaux orientés,
- Les contraintes créées lors de l'enroulage de la bande qui sont très difficiles à contrôler et à éliminer,
- L'opération fastidieuse et délicate de mise en place des deux 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 toutefois pour mesurer des alliages à très haute perméabilité, cette technique de caractérisation est encore utilisée, [14,15].

2.2.2 Le cadre d'Epstein

C'est un circuit fermé démontable, de forme carrée, utilisé dans le monde entier pour caractériser les tôles magnétiques. Le noyau magnétique est constitué de N bandes rectangulaires (figure 2.2).

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.

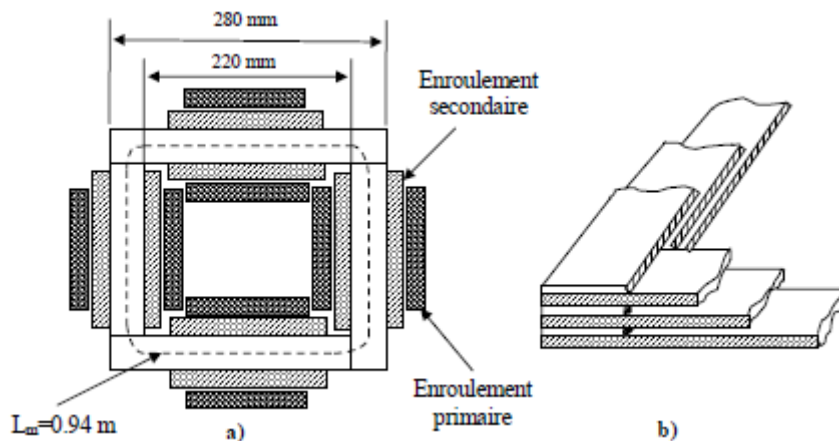


Figure 2.2 - Cadre Epstein, a) dimensions, b) joints de recouvrement

Les quatre prismes du cadre Epstein sont munis chacun de deux enroulements; primaire et secondaire. 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

$$H(t) = \frac{N_1}{L_m} I_1(t) \quad (2.2)$$

Où 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 $V_2(t)$;

$$B(t) = \frac{1}{N_2 S} \int V_2 dt \quad (2.3)$$

Où, N_2 est le nombre de spires de l'enroulement secondaire, et S la section du circuit magnétique du cadre.

2.2.3 Le cadre à bande unique

L'échantillon de mesure est constitué par une seule tôle, de forme carrée ou rectangulaire, et de dimensions suffisantes pour représenter un lot commercial [18]. La fermeture du circuit magnétique aux deux extrémités de la bande est assurée par un, ou de préférence deux culasses mobiles, construites en matériau de grande perméabilité (figure 2.3).

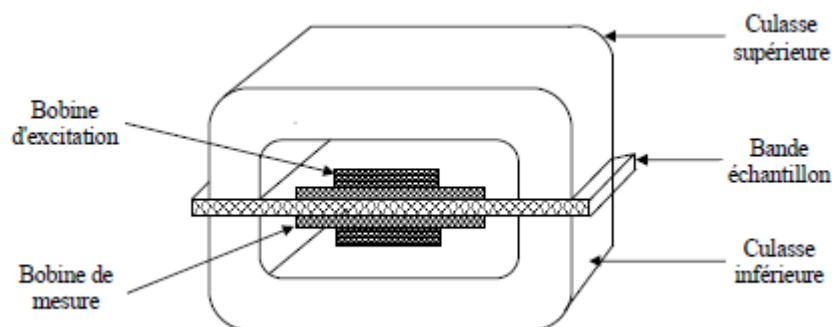


Figure 2.3 - Schéma de principe d'un cadre a bande unique

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 des tôles échantillon de grandes dimensions, par exemple 500 x 500 mm² (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 dans un fourreau qui supporte les bobinages d'excitation et de 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.

2.3 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 des circuits magnétiques 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 (2.4). Elle est d'autant plus riche quand on approche la saturation, [14,15].

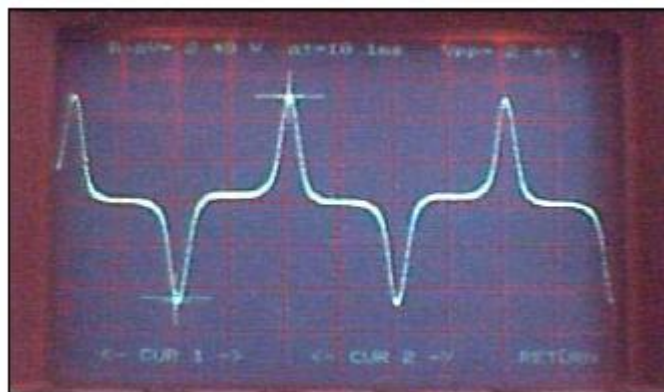


Figure 2.4 - Allure du champ d'excitation $H(t)$ pour une induction sinusoïdale

2.3.1 Technique simple d'excitation d'un circuit en régime sinusoïdal

Pour assurer une induction $B(t)$ sinusoïdale, 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:

$$e - \left(\frac{d\phi_1}{dt} \right) = R_1 I_1 \quad (2.4)$$

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 (V_2) et efficace ($V_{2\text{eff}}$), par des appareils de grande précision.

2.3.2 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 (2.5). Alors il arrive un moment où la condition $R_1 I_1$ 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 acceptables 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 non orientés, on utilise généralement une alimentation électronique asservie. La figure (2.5) indique le principe d'une telle alimentation.

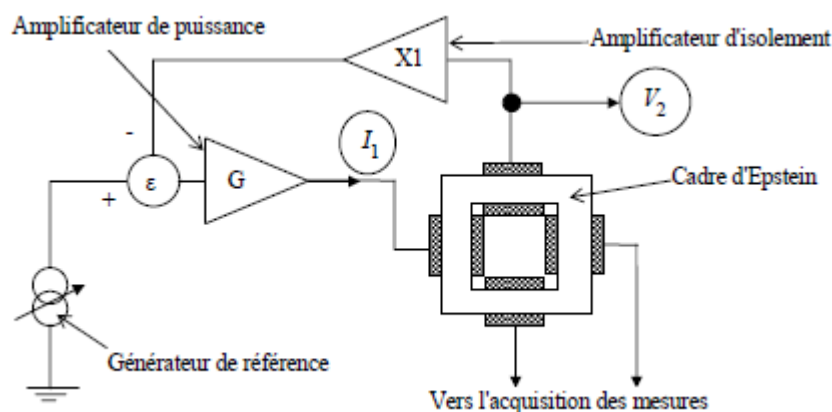


Figure 2.5 - Schéma de principe du dispositif de contrôle de la forme d'onde au secondaire [19]

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 qui n'amène 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.

2.4 Montages en exploitation

Au niveau de notre Laboratoire, le banc d'essai a été élaboré pour le relevé des caractéristiques magnétiques de matériaux ; le montage de transformateur avec capteur de courant.

Pour la mise en jeu de la procédure de calcul des différentes grandeurs magnétiques, nous allons présenter le montage à deux bobines. Le montage de transformateur avec capteur sera bien exposé au chapitre 3.

2.5 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 , l'autre comportant N_2 spires pour la lecture de la tension induite V_2 . Un capteur de courant (CI) est placé du côté primaire permettant le relevé le courant primaire $I_1(t)$ image du champ d'excitation $H(t)$. Le secondaire de transformateur est muni d'un intégrateur qui sert au relevé de la tension secondaire $V_2(t)$ image de l'induction magnétique $B(t)$. La

visualisation des signaux est faite à l'aide d'un oscilloscope à mémoire USB (DSO 2100) à partir duquel le relevé des courbes peut être effectué directement sur l'ordinateur. Des appareils de mesure permettent le relevé des valeurs efficaces du courant et la tension primaire, ainsi que la tension secondaire. Le banc d'essai en question est illustré dans le schéma de principe de la figure (2.6).

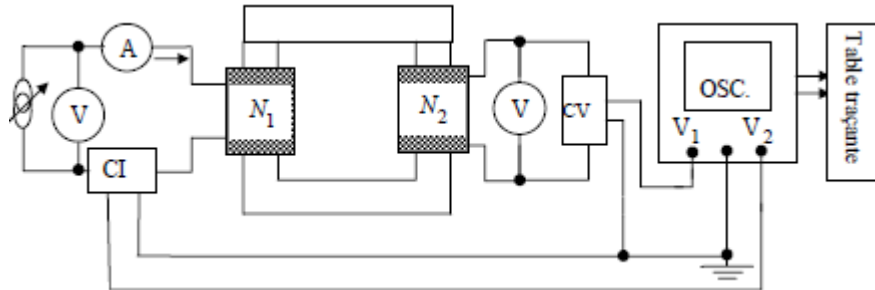


Figure 2.6 - schéma de principe du banc d'essais à deux bobines avec capteur de courant

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

1) Détermination de l'intensité du champ maximal H_{max} .

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

$$\int H(t)dl = N_1 I_1(t) \quad (2.5)$$

D'où:

$$H(t) = \frac{N_1}{L_m} I_1(t) \quad (2.6)$$

Avec: N_1 Nombre de spires de l'enroulement primaire.
 L_m Longueur moyenne du 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:

$$I_{max} = \frac{V_{pp}(I_1)}{2} G_{c1} \quad (2.7)$$

Avec:

I_{max} Courant maximal qui traverse l'enroulement primaire.
 $V_{pp}(I_1)$ Tension crête à crête indiquée par l'oscilloscope.

GCI: Gain du capteur de courant.

Donc à partir de l'équation (2.6), on peut écrire:

$$H_{max} = \frac{N_1}{L_m} I_{max} \quad (2.8)$$

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:

$$V_1(t) = N_1 \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (2.9)$$

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

$$V_2(t) = -N_2 \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (2.10)$$

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

$$V_2(t) = -N_2 S \frac{dB(t)}{dt} \quad (2.11)$$

Où S est la section du circuit magnétique,

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

$$V_{2max} = N_2 S \omega B_{max} \quad (2.12)$$

Alors il vient:

$$B_{max} = \frac{V_{2max}}{N_2 S \omega} \quad (2.13)$$

Tel que:

V_{2max} Valeur maximale de la tension secondaire.

B_{max} Induction maximale correspondante.

ω Pulsation des courants pour une fréquence d'alimentation industrielle.

3) Détermination du flux maximal, la force magnétomotrice et la réluctance

- Le flux maximal Φ_{max}

D'après (2.10), on obtient:

$$\Phi(t) = (-1/N_2) \int V_2(t)dt \quad (2.14)$$

Etant donné que $V_2(t)$ est sinusoïdale et à partir de l'équation (2.14) on peut écrire:

$$\varphi_{max} = \frac{V_{2max}}{N_2\omega} \quad (2.15)$$

- La force magnétomotrice F_{mm} ;

$$F_{mm} = N_1 I_1 \quad (2.16)$$

- La reluctance \mathfrak{R} ;

$$\mathfrak{R} = \frac{L_m}{\mu S} = \frac{N_1 I_{max}}{\varphi_{max}} \quad (2.17)$$

Détermination des perméabilités;

- La perméabilité relative μ_r ;

$$\mu_r = \frac{B}{\mu_0 H} \quad (2.18)$$

- La perméabilité absolue μ ;

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (2.19)$$

2.6 Modélisation des pertes dans les matériaux magnétiques doux

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

2.6.1 Modèle classique Equation de diffusion (Courants induits macroscopiques)

On considère une tôle mince magnétique et conductrice, de conductivité électrique σ et dotée d'une loi de comportement magnétique linéaire. La tôle est de dimensions infinies parallèlement à OY et OZZ et d'épaisseur e suivant OX. L'origine des axes est choisie dans le plan médian de la tôle (Figure 2.7). La tôle est soumise à un champ d'excitation sinusoïdal uniforme qu'on écrit, en notation complexe [5,20]:

$$H = \widehat{H} e^{j\omega t} \quad (2.20)$$

Où ω désigne la pulsation du champ et H son amplitude.

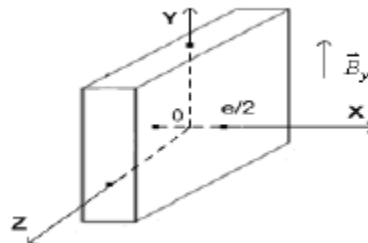


Figure 2.7 - Disposition utilisée pour calculer l'onde plane, $B_y(x,t)$

La variation de l'induction crée une force électromotrice qui entraîne l'apparition de courants induits. Ceux-ci créent un champ qui s'oppose au champ d'excitation. La répartition de ce champ dans l'épaisseur de la tôle est non homogène. En effet, le module de l'induction magnétique B est tel que sur la surface de la tôle; nous pouvons écrire $B_y(e/2,t) = B_y(-e/2,t) = B_s(t)$. L'amplitude de l'induction décroît et son déphasage augmente, d'autant plus qu'on s'approche du centre de la tôle (2.21).

$$B_y(x,t) = \widehat{B}_s \frac{\cosh[(1+j)x/\delta]}{\cosh[(1+j)e/2\delta]} e^{j\omega t} \quad (2.21)$$

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

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

Expérimentalement, on considère une induction, qui globalise les effets dynamiques et associée au champ surfacique et qui donne des cycles d'hystérésis apparents dépendants de la fréquence. La valeur moyenne de cette induction est [5,20] :

$$B_{\text{moy}} = \tilde{B}_s \frac{\sqrt{2\delta}}{e} \sqrt{\frac{\cosh\left(\frac{e}{\delta}\right) - \cos\left(\frac{e}{\delta}\right)}{\cosh\left(\frac{e}{\delta}\right) + \cos\left(\frac{e}{\delta}\right)}} \quad (2.22)$$

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

$$P = \frac{\pi e \tilde{B}_s^2}{2\mu\delta\rho} \left(\frac{\text{sh}\frac{e}{\delta} - \sin\frac{e}{\delta}}{\text{ch}\frac{e}{\delta} - \cos\frac{e}{\delta}} \right) \quad (2.23)$$

Pour les matériaux utilisés à une fréquence assez faible ($\delta > e$), il est important pour les applications de pouvoir négliger les effets d'écrantage et considérer l'induction uniforme. On obtient alors pour une tôle semi-infinie une puissance volumique P_c :

$$P_c = (\sigma\pi^2 f^2 B_m^2 e^2)/6 \quad (2.24)$$

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

2.6.2 Approche de Steinmetz (1892)

Steinmetz propose une équation caractéristique des pertes fer en fonction de l'induction magnétique B et de la fréquence f . Il s'agit alors d'une relation

déterminée de manière purement empirique sans lien avec une quelconque explication physique (les processus microscopiques étaient en effet à l'époque inobservables) [5]. L'équation de Steinmetz est donnée par:

$$P = K_h B_m^n f \quad (2.25)$$

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

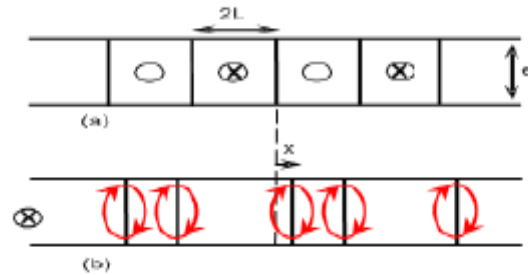
La formule de Steinmetz est applicable dans le cas de l'hystérésis statique, sous une induction magnétique inférieure ou égale à 1T.

2.6.3. Modèle de Pry et Bean (1958)

Ce modèle représente l'une des premières tentatives pour rendre compte du comportement d'une tôle comportant un grand nombre de domaines et pour en évaluer les pertes. Il est inspiré par l'observation des domaines à 180°, en bandes parallèles, bien connus dans les tôles fer silicium à grains orientés. La tôle d'épaisseur e est imaginée subdivisée en domaines réguliers, infiniment allongés dans la direction de laminage. Les parois de Bloch à 180° sont supposées rigides et toujours perpendiculaires à la surface de la tôle. A l'état désaimanté, tous les domaines positifs et négatifs ont la même largeur $2L$ (figure 2.8).

En régime de polarisation sinusoïdale, le mouvement de ces parois donne naissance à des courants induits. Les pertes Joule sont évaluées à partir d'un facteur d'anomalie K qui dépend notamment de la largeur relative des domaines $2L/e$ ainsi que de l'amplitude relative de polarisation [2,21].

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



**Figure 2.8 - Modèle de Pry et Bean représentant une section de la tôle
(a) état désaimanté, (b) état aimanté.**

2.6.4 Principe de séparation des pertes Modèle de Bertotti (1988)

Le principe de séparation des pertes est un excellent outil pour l'évaluation des mécanismes de pertes des matériaux ferromagnétiques et l'optimisation des machines électriques et leur modélisation. Les pertes magnétiques sont alors expliquées à l'aide d'une étude statistique de pertes locales par courants induits microscopiques autour des divers objets magnétiques en mouvement tels que les parois de Bloch. Un lien est alors établi entre la contribution purement empirique du modèle de Steinmetz et la physique microscopique des matériaux magnétiques. La forme et les dépendances de ces dissipations sont alors explicitées et exprimées en fonction de paramètres physiques qu'il est alors possible d'identifier par de simples corrélations et d'utiliser dans la compréhension, la métallurgie des matériaux [22,23].

Selon le principe de décomposition des pertes introduit par Bertotti [20], nous pouvons séparer les pertes totales en trois contributions.

2.6.4.1 Les pertes quasi-statiques ou pertes par hystérésis

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

2.6.4.2 Les pertes classiques

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

2.6.4.3. Pertes en excès

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

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

$$P_c / f \cong 8B_m (\sqrt{\sigma G S V_0 B_m f} - (\widehat{n}_0 V_0)/4) \quad (2.26)$$

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

Finalement, pour une induction de valeur crête B_m et de fréquence f ($f \geq 20$ Hz), les pertes totales par unité de masse peuvent être données par l'équation (2.27). Cette équation montre que les pertes par courants induits sont dominantes en hautes fréquences:

$$P_c / mv = C_0 B_m^2 f + \frac{\pi^2 e^2 \sigma}{6 mv} (B_m f)^2 + C_1 B_m^\alpha f^\beta \quad (2.27)$$

Dans l'équation (2.27), m est la masse volumique du matériau, B_m est l'induction magnétique crête, e est l'épaisseur de la tôle, σ la conductivité électrique et f la fréquence. Les exposants α et β dépendent de la nature de matériau et valent 1.5 pour les tôles fer silicium.

Le premier terme de l'équation (2.27) correspond aux pertes quasi-statiques par hystérésis, le second aux pertes par courants induits classiques macroscopiques et le troisième terme correspond aux pertes en excès liées aux courants induits microscopiques.

2.6.4.4 Procédés de mesure des pertes

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

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

$$P = \left(\frac{1}{T}\right) \int_0^T V_2 I_1 dt \quad (2.28)$$

Et on en déduit ensuite les pertes fer comme suit :

$$P_{\text{fer}} = P_c + P_h = (N_1/N_2).P \quad (2.29)$$

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 (2.9) représente le montage utilisé.

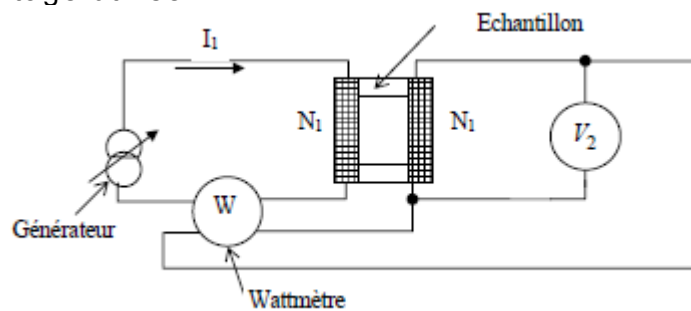


Figure 2-9 - Montage utilisé pour la mesure des pertes par la méthode du wattmètre [19]

2.7 Méthodes de prédiction des pertes magnétiques

En se basant sur une grande partie de la théorie, il y a trois méthodes qui permettent de prédire les pertes magnétiques. Ces méthodes sont toutes basées sur les modèles précédemment décrits: le principe de séparation de pertes, les méthodes empiriques et les modèles d'hystérésis [20].

2.7.1 Approches basées sur le concept de séparation des pertes

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

$$B(t) = \sum_n B_{mn} \sin(2\pi nft + \varphi_n) \quad (2.30)$$

Dans le cas habituel de cycles d'hystérésis symétriques, seuls les harmoniques impairs sont considérés. La théorie montre que l'expression des pertes volumiques locales est donnée par (2.31):

$$P_t(f) = P_h + \frac{\sigma \pi^2 s^2 f^2}{6} \sum_n n^2 B_{mn}^2 + \sqrt{\sigma GSV} \int_0^{1/f} |\sum_n 2\pi n f \cos(2\pi n f B_{mn} + \varphi_n)|^{3/2} dt \quad (2.31)$$

Il est important de noter que l'expression des pertes classiques néglige la réaction des courants induits dans la distribution du champ magnétique, c'est-à-dire qu'elle suppose une induction uniforme dans la section de la tôle, cela est approximativement correct quand la tôle est mince. Quand la fréquence augmente ou les tôles sont plus épaisses, des erreurs peuvent se produire. Ceci peut expliquer la différence entre les résultats prédits et ceux mesurés et étudiés. Une grande différence entre les pertes calculées sous une excitation en tension carrée et les pertes sous une excitation sinusoïdale a été rapportée [20].

Un nombre croissant de transformateurs alimentés par des convertisseurs statiques voient leurs circuits magnétiques excités, au moins partiellement, en créneaux. Un circuit magnétique excité avec une tension en créneaux MLI (modulation de la largeur d'impulsion) ou PWM (« Pulse Width Modulation ») sera le siège d'une induction trapézoïdale (figure 2.10). Pour une induction crête donnée, la valeur des pertes par cycle qu'on mesure, ne dépend que de la vitesse de variation dB/dt et non pas de la fréquence utilisée. Par rapport à un fonctionnement en régime sinusoïdal à la même fréquence, l'accroissement des pertes apparaît considérable [5].

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

$$\left| \frac{dB(t)}{dt} \right| = \frac{2B_m}{\sum_{i=1}^n \tau_i} \quad (2.32)$$

$$P_t = P_h + \sigma \frac{s^2}{12 m_v f T} \int_0^T \left(\frac{dB(t)}{dt} \right)^2 dt + \frac{1}{f m_v} \sqrt{\sigma G V_0 S} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB(t)}{dt} \right|^{1.5} dt \quad (2.33)$$

En utilisant l'expression (2.32) et l'expression des pertes totales souvent rencontrée dans la littérature (2.33), les pertes totales sous une tension MLI sont données comme suit:

$$P_t^{MLI}(\sum_{i=1}^n \tau_i) = P_h + \frac{2\sigma s^2}{3 m_v} B_m^2 \frac{1}{\sum_{i=1}^n \tau_i} + \frac{4\sqrt{2}}{m_v} \sqrt{\sigma S G V_0} B_m^{1.5} \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^n \tau_i}} \quad (2.34)$$

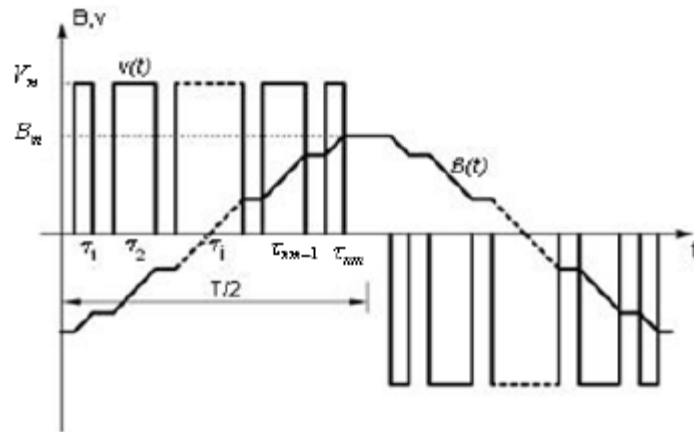


Figure 2.10 - Tension MLI et son induction magnétique résultante.

Dans la littérature, il y a trois méthodes basées sur le concept de séparation de pertes pour la prédiction des pertes fer dans les tôles magnétiques excités avec une forme d'onde MLI. La tension de sortie de ces convertisseurs MLI est riche en harmoniques de haute fréquence, ce qui augmente les pertes fer dans les circuits magnétiques [5].

- La première méthode (développée par Kaczmarek et autres, 1955) donne la formule des pertes totales par cycle et par unité de masse et est donnée par l'expression (2.32) décrite précédemment.

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

$$P_c^s = P_h + \frac{(\pi s)^2}{6 m_v} \sigma B_m^2 f_0 + \frac{8.8}{m_v} \sqrt{\sigma G V_0 S} B_m^{1.5} \sqrt{f_0} \quad (2.35)$$

Où s signifie une excitation sinusoïdale.

On prend B constante, on peut évaluer les pertes par cycle pour une fréquence f différente de f_0 en utilisant l'expression (2.36) :

$$P_c^s = P_h + P_c^s(f_0) \frac{f}{f_0} + P_e(f_0) \sqrt{\frac{f}{f_0}} \quad (2.36)$$

L'expression (2.36) peut être considérée comme un point de départ pour une tension d'alimentation en impulsions rectangulaires ou triangulaire présentant un coefficient de facteur de forme :

$$F_c = \frac{2}{\pi \sqrt{f \tau}} \quad (2.37)$$

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

L'expression (2.36) peut être écrite comme suit:

$$P_t^{imp}(f, F_c) = P_h + P_e^s(f_0) F_c^2 \frac{f}{f_0} + P_e^s(f_0) F_c \sqrt{\frac{f}{f_0}} \quad (2.38)$$

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

$$F_c = \frac{2}{\pi \sqrt{f \sum_{i=1}^n \tau_i}} \quad (2.39)$$

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

En conséquence, (2.38) elle peut être réécrite comme suit:

$$P_t^{MLI}(f, F_c) = P_h + P_e^s(f_0) F_c^2 \frac{f}{f_0} + P_e^s(f_0) F_c \sqrt{\frac{f}{f_0}} \quad (2.40)$$

- La deuxième méthode (proposée par Barbisio et autres) est aussi basée sur le principe de séparation de pertes mais la détermination de chaque contribution de pertes est différente de la première méthode. Dans cette méthode les pertes classiques par cycle peuvent être calculées en utilisant l'expression (2.41):

$$P_e(t) = \frac{1}{12} \sigma e^2 B^2(t) \cong \frac{1}{12} \sigma e^2 J^2 \quad (2.41)$$

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

Les pertes par hystérésis sont indépendantes de la forme d'onde de l'induction magnétique. Avec une excitation sinusoïdale, la contribution P_h peut représenter la différence entre les pertes totales et les pertes classiques en fonction de $f^{1/2}$. Les pertes en excès peuvent être données par l'expression (2.42) et les pertes totales par l'expression (2.43):

$$P_e^s = 8.76 \sqrt{\sigma G S V_0} J_p^{3/2} f^{1/2} \quad (2.42)$$

$$P_t^s = P_h + \left(\frac{\pi^2}{6} \right) \sigma e^2 J_p^2 f + 8.76 \sqrt{\sigma GSV_0} J_p^{3/2} f^{1/2} \quad (2.43)$$

D'où:

$$P_t^{MLI} = P_h + P_c + P_e = P_h + \frac{\sigma e^2}{12} \int_0^T J(t)^2 dt + \sqrt{\sigma GSV_0} \int_0^T |J(t)|^{3/2} dt \quad (2.44)$$

- La troisième méthode (réalisée par Boglietti et autres) est aussi basée sur la séparation de trois contributions de pertes. Avec une excitation sinusoïdale, les pertes par hystérésis sont données par la formule de Steinmetz (2.25) Les pertes classiques sont données par l'expression (2.45). L'expression (2.46) nous donne les pertes classiques en prenant en considération l'effet de peau:

$$P_c = b f^2 B_m^2 \quad (2.45)$$

$$P_e = b f^{1.5} B_m^2 \frac{\text{sh}(e\sqrt{f}) - \sin(e\sqrt{f})}{\text{ch}(e\sqrt{f}) - \cos(e\sqrt{f})} \quad (2.46)$$

Les pertes en excès peuvent être évaluées par l'expression (2.47):

$$P_e = e f^{1.5} B_m^{1.5} \quad (2.47)$$

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

$$P_t^s = a f B_m^x + b f^{1.5} B_m^2 \frac{\text{sh}(e\sqrt{f}) - \sin(e\sqrt{f})}{\text{ch}(e\sqrt{f}) - \cos(e\sqrt{f})} + e f^{1.5} B_m^{1.5} \quad (2.48)$$

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

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

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

2.7.2 Approches empiriques basées sur l'équation de Steinmetz

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

Quand l'induction magnétique dépasse 1T et la fréquence commence à augmenter, on trouve une grande contradiction entre les calculs basés sur l'expression (2.25) et les résultats expérimentaux. Pour cela, divers modèles utilisant la théorie des domaines magnétiques et se basant sur la théorie de séparation de pertes pour expliquer les pertes en excès, ont été proposés pour la correction de la formule (2.25). Les pertes fer sous une excitation sinusoïdale sont données par l'expression (2.49) [5,20]:

$$P_m = K_h f (B)^n + K_c (f (B))^2 + K_e (f (B))^{3/2} \quad (2.49)$$

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

Les modèles basés sur l'équation de Steinmetz proposés pour les formes d'ondes non sinusoïdales supposent que les pertes dynamiques peuvent être exprimées en termes de la vitesse de variation de l'induction magnétique dB/dt . Du point de vue des phénomènes d'hystérésis, la variation non sinusoïdale de l'induction magnétique est telle qu'elle peut causer des boucles mineures dans le cycle d'hystérésis. En effet, dans le cas d'une onde d'excitation très déformée, rien ne s'oppose à l'apparition de cycles de recul, ou cycles mineurs qui s'imbriquent dans le cycle majeur. L'aire du cycle mineur intervient deux fois dans la détermination des pertes totales, une fois au titre du cycle majeur et une fois au titre du cycle mineur [5].

Dans le cas où les boucles mineures ne se produisent pas dans le cycle d'hystérésis majeur, les pertes par hystérésis ne dépendent pas de la forme de l'induction magnétique et sont seulement liées à sa valeur maximale B_m . Dans ce cas les pertes par hystérésis peuvent être calculées en utilisant la formule de Steinmetz (2.25) précédemment décrite.

D'autres ont proposé une méthode simple et pratique pour la correction des pertes par hystérésis dans les tôles à faibles épaisseurs, pour les effets des boucles mineures et suggèrent une correction pour la formule de Steinmetz comme suit [5]:

$$P_h = C_h K_h f B_m^n \quad (2.50)$$

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

$$C_h = 1 + \frac{K}{B_m} \sum_1^n dbi \quad (2.51)$$

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

La formule de Steinmetz (2.25) en régime sinusoïdal peut être aussi donnée sous la forme suivante [5,20]:

$$P_v = K f^\alpha (\Delta B/2)^\beta \quad (2.52)$$

Où K , α , β sont des constantes données par le constructeur, ΔB est la valeur crête-crête de l'induction magnétique (figure 2.11) et qui peut être obtenue par la loi de Faraday:

$$\Delta B = \frac{V \Delta t}{NA} \quad (2.53)$$

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

Cependant, l'expression (2.52) est seulement valable pour des inductions sinusoïdales. Les caractérisations en tension sinusoïdale ne sont pas représentatives pour les sollicitations rencontrées en électronique de puissance. Il a été montré expérimentalement que les pertes fer, sous une excitation non sinusoïdale, sont plus grandes que les pertes sous une excitation sinusoïdale, dans les conditions du même produit ($f \cdot B_m$) [5]. Pour cette raison, des modèles

adaptés à des sollicitations périodiques non-sinusoïdales sont indispensables. Une des voies de conception de ces modèles est basée sur l'équation de Steinmetz et s'appuie sur les abaques fournis par les constructeurs. Les principaux modèles développés à partir de l'équation de Steinmetz sont l'équation de Steinmetz modifiée (MSE), l'équation de Steinmetz généralisée (GSE), l'équation de Steinmetz généralisée améliorée (IGSE), l'extension naturelle de Steinmetz (NSE), le cycle elliptique équivalent (EEL), la forme d'onde du coefficient de l'équation de Steinmetz (WCSE) et l'amélioration de l'équation de Steinmetz généralisée améliorée (i2GSE).

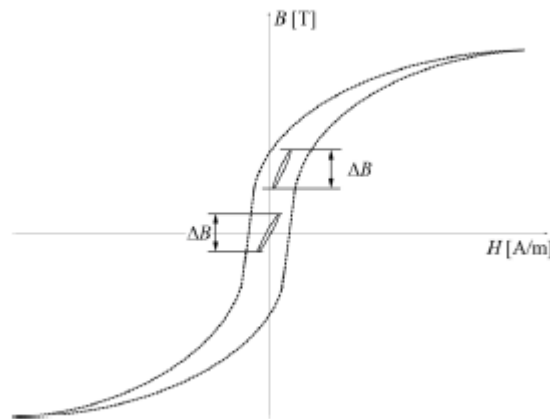


Figure 2.11 - Cycle d'hystérésis

a) Equation de Steinmetz modifiée (MSE)

Cette approche est basée sur l'idée que les pertes fer dépendent de la vitesse de variation de l'induction magnétique dB/dt [5].

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

$$\left\langle \frac{dB}{dt} \right\rangle = \frac{1}{\Delta B} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (2.54)$$

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

- La deuxième étape une relation entre la fréquence f et dB/dt est trouvée, en normalisant l'équation (2.55) par la constante $2/\Delta B\pi^2$. Ainsi, une fréquence équivalente est définie sous la forme suivante:

$$f_{eq} = \frac{2}{\pi^2 \Delta B^2} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (2.55)$$

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

$$\bar{P}_v = K f_{eq}^{\alpha-1} B_{crsts}^{\beta} f_r \quad (2.56)$$

Où f_r est la fréquence de répétition. La MSE ne permet le calcul prédictif des pertes fer que dans un cadre restreint de sollicitations [5,20].

Pour que la formule (2.56) s'adapte aux distorsions du courant, la constante (k) est donnée par la formule suivante [20] :

$$K_{nouveau} = K_{ancien} \left(1 - c_1 B_{dc} e^{\frac{-B_{ac}}{c_2}} \right) \quad (2.57)$$

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

b) Equation de Steinmetz généralisée (GSE)

Dans cette approche, les pertes magnétiques sont supposées fonction de l'induction magnétique B et de sa vitesse de variation dB/dt en valeurs instantanées [5]:

$$P_v(t) = K_1 \left| \frac{dB}{dt} \right|^{\alpha} B(t)^{\beta-\alpha} \quad (2.58)$$

Les pertes magnétiques moyennes peuvent être calculées par le GSE :

$$\bar{P}_v(t) = \frac{1}{T} \int_0^T K_1 \left| \frac{dB}{dt} \right|^{\alpha} B(t)^{\beta-\alpha} dt \quad (2.59)$$

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

$$K_1 = \frac{K}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos\theta|^{\alpha} |\sin\theta|^{\beta-\alpha} d\theta} \quad (2.60)$$

La GSE peut être considérée comme une généralisation de l'équation de Steinmetz et peut être appliquée à toute forme de l'induction magnétique. Ainsi, elle s'accorde avec l'équation de Steinmetz pour les formes d'ondes sinusoïdales. La GSE ignore les états d'aimantation précédents du matériau [20].

c) GSE améliorée (iGSE)

Pour tenir compte de l'historique de l'aimantation, la méthode iGSE propose de substituer la valeur instantanée de B par sa valeur crête-crête (ΔB). Ce modèle est régi par l'équation [5] :

$$P_v(t) = K_i \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha B(t)^{\beta-\alpha} \quad (2.61)$$

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

$$\bar{P}_v(t) = \frac{1}{T} \int_0^T K_i \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha B(t)^{\beta-\alpha} dt \quad (2.62)$$

le coefficient k_i de l'équation (2.61) est défini par :

$$K_i = \frac{K}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos\theta|^\alpha 2^{\beta-\alpha} d\theta} \quad (2.63)$$

Dans l'équation (2.62), le calcul des pertes est segmenté et il tient compte des cycles d'hystérésis majeurs et mineurs, ce qui est primordial dans le cadre des sollicitations harmoniques.

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

$$P_{tot} = \sum_i P_i \frac{T}{T_i} \quad 2.64$$

Où P_i sont les pertes du $i^{\text{ème}}$ cycle majeur ou mineur, calculées en utilisant l'équation (2.61), T_i est la période du cycle i et T la période de la forme d'onde de l'induction magnétique.

La méthode iGSE permet de calculer les pertes avec exactitude pour toute forme d'induction. Néanmoins, iGSE néglige le fait que les pertes fer varient sous les conditions de distorsion du flux, c'est-à-dire que les paramètres de Steinmetz varient avec les conditions de distorsion du flux. Le calcul des pertes fer sous une induction distordue est entièrement clarifié en se basant sur le SPG (Steinmetz pre-magnetization graph) [5]. Le graphique est indépendant de la fréquence et par conséquent applicable pur un grand choix de fréquences. Cette nouvelle approche est prometteuse en raison de sa simplicité et doit être ajoutée dans la fiche technique du matériau magnétique.

d) Extension Naturelle de Steinmetz (NSE)

Ce modèle présenté ne sépare pas les cycles mineurs des cycles d'hystérésis majeurs et peut être appliqué pour toute forme d'onde d'induction magnétique [5,20]. Ce modèle peut être représenté par l'équation suivante :

$$\bar{P}_v(t) = \left[\frac{\Delta B}{2} \right]^{\beta-\alpha} \frac{K_n}{T} \int_0^T K_1 \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha dt \quad (2.65)$$

où

$$K_N = \frac{K}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos\theta|^\alpha d\theta} \quad (2.66)$$

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

e) Amélioration de GSE améliorée (i^2 GSE)

Le modèle i^2 GSE, qui est une version améliorée du modèle iGSE, augmente sensiblement l'exactitude de la prédiction des pertes magnétiques [5]. Il a été vérifié expérimentalement que les pertes magnétiques ne sont pas nécessairement nulles, quand on applique une tension nulle à travers un transformateur ou un enroulement inducteur après un intervalle de variation de l'induction. Après une petite période de commutation de l'enroulement de la tension à zéro, les pertes se produisent dans le matériau. Ce travail suppose que ces pertes sont dues aux phénomènes de relaxation magnétique qui sont la cause des pertes en excès.

Les pertes magnétiques moyennes sont données par:

$$\bar{P}_v(t) = \frac{1}{T} \int_0^T K_i \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha (\Delta B)^{\beta-\alpha} dt + \sum_{i=1}^n Q_{ri} P_{ri} \quad (2.67)$$

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

$$P_{ri} = \frac{1}{T} K_r \left| \frac{dB}{dt} B(t-) \right|^{\alpha_r} (\Delta B)^{\beta_r} \left(1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}} \right) \quad (2.68)$$

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

$$Q_{ri} = e^{-q_r \tau \left| \frac{dB(t-)/dt}{dB(t)/dt} \right|} \quad (2.69)$$

α_r , β_r , K_r , q_r sont les paramètres du matériau.

Pour obtenir une exactitude plus élevée pour la prédiction des pertes fer, les modèles mathématiques d'hystérésis peuvent être utilisés si les cycles d'hystérésis ou même les paramètres du matériau à étudier sont disponibles. En plus, des modèles d'hystérésis les plus connus (le modèle d'hystérésis classique de Preisach (1935) et le modèle de Jiles-Atherton (1986)), de nombreux modèles ont été entrepris pour expliquer et modéliser les pertes fer. En général, ces modèles exigent une série de mesures et des données sur le matériau de la tôle magnétique mais donnent des meilleurs résultats en terme d'exactitude et permettent des simulations complexes.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé un certain nombre de principes et techniques de mesure des caractéristiques des matériaux ferromagnétiques doux. Nous avons constaté que malgré le manque des moyens utilisés par les laboratoires spécialisés, on a pu recourir à des moyens simples et disponibles au niveau de nos laboratoires.

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.

Chapitre 3 Banc d'essai expérimental et acquisition de données

Introduction

Pour répondre aux besoins des industriels dans les domaines des inductions proches de la saturation, les laboratoires spécialisés s'orientent (dès 1995) vers l'acquisition de données. Une bonne connaissance des grandeurs simultanées $B(t)$ et $H(t)$ permet d'accéder ensuite à de nombreuses caractéristiques en particulier les pertes volumiques [19].

Dans ce chapitre on présentera le banc d'essai expérimental réalisé au laboratoire électrotechnique de l'ISAE-CNAM permettant le relevé et l'acquisition de données nécessaires pour la caractérisation des tôles magnétiques, à savoir la courbe de première aimantation et les cycles d'hystérésis. Par la suite, les pertes volumiques seront calculées pour différentes valeurs crêtes de l'induction magnétique.

3.1 Description du banc d'essai

Le banc d'essai a été conçu dans notre laboratoire à travers plusieurs travaux au niveau du département électrotechnique. Le circuit principal utilisé est un Transformateur qui est l'outil le plus réputé dans le domaine de la caractérisation des tôles magnétiques. Une amélioration a été apportée à la chaîne de mesure par l'introduction d'une boucle d'asservissement afin de préserver le plus possible la forme triangulaire de l'induction magnétique. Le schéma de principe illustrant le banc de mesure est donné par la figure (3.1).

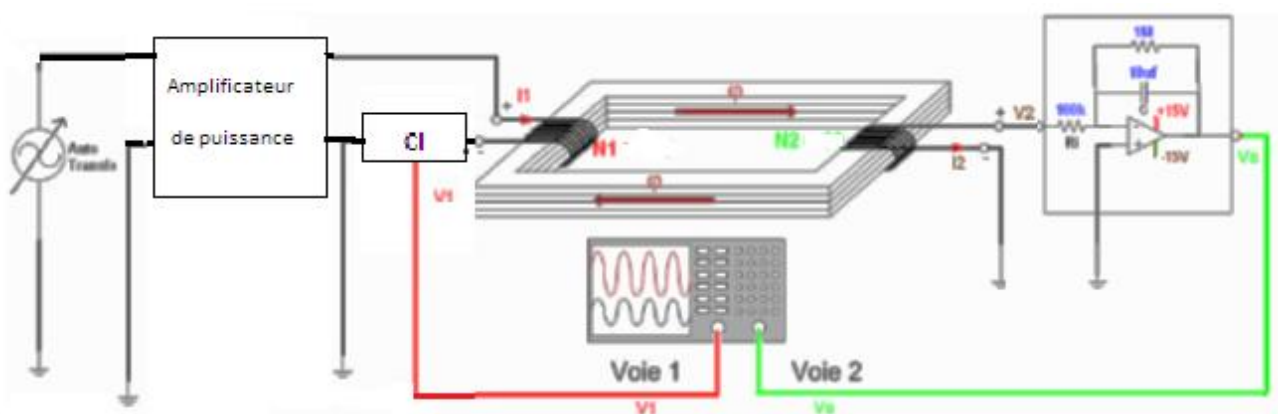


Figure 3.1 - Visualisation du cycle à hystérésis

3.1.1 Caractéristiques d'un Transformateur

Le transformateur réalisé dans le laboratoire possède les caractéristiques suivantes;

- Tôle Fer-Si 120*100 mm
- Nombre de spires primaires $N_1 = 42$ spires.
- Nombre de spires secondaires $N_2 = 18$ spires.
- Longueur moyenne du circuit magnétique; $L_m = 0.52$ m

3.1.2 Echantillon test

L'échantillon test formant le circuit magnétique de transformateur est composé de 80 tôles Fer-Silicium à grains orientés dans chaque bobine. Les grandeurs caractérisant l'échantillon sont regroupées dans le tableau (3.1).

Tableau 3.1 - Propriétés de l'échantillon test utilisé.

Type de matériau	Masse volumique (kg/m^3)	Nombre de tôles	Longueur/tôle (mm)	Epaisseur/tôle (mm)	Largeur/tôle (mm)	Masse de l'échantillon (kg)	Surface droite (m^2)
FeSi-GO	7650	80	120	0.5	100	3.5	8.10^{-4}

3.1.3 L'excitation de l'échantillon

a) Générateur d'ondes

L'échantillon test est excité via un amplificateur de puissance commandé par un signal triangulaire à basse fréquence qui peut générer une tension triangulaire d'amplitude maximale de $\pm 15\text{V}$.

b) L'oscillateur d'un signal triangulaire

Le signal triangulaire est généré par un montage à amplificateur opérationnel (AOp) figure (3.2) produisant un signal d'amplitude et de fréquence réglable. Il sera possible de changer la fréquence à l'aide d'un potentiomètre P1, et l'amplitude des signaux générés à l'aide d'un potentiomètre P2 figure (3.3). L'oscillateur d'un signal triangulaire se compose de circuit de Schmitt et de circuit d'intégration qui est expliqué ci-dessous;

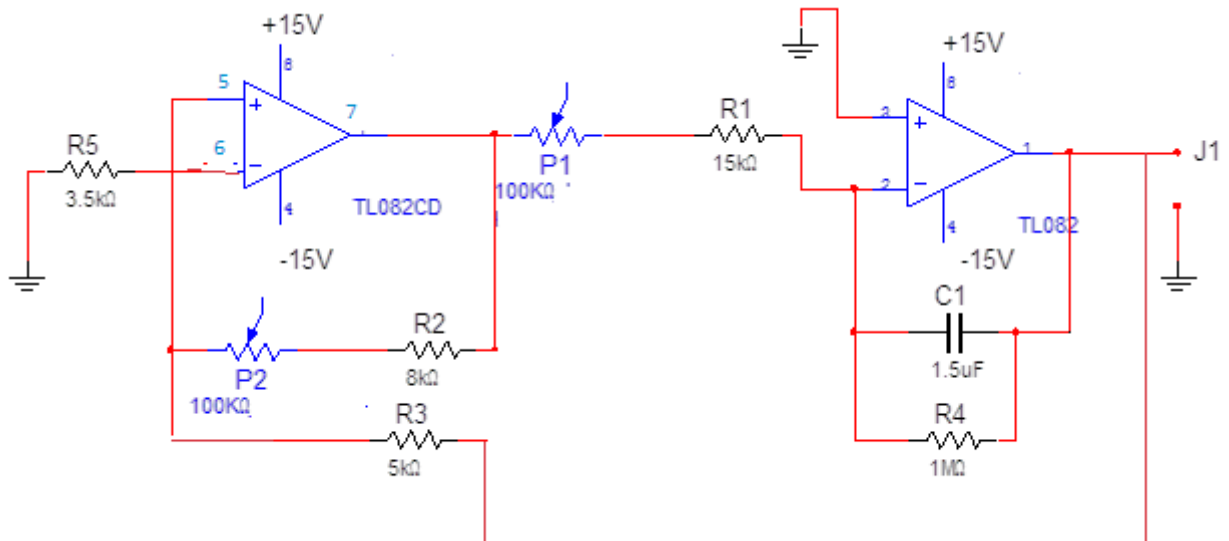


Figure 3.2 - Génération d'un signal triangulaire



Figure 3.3 - signal triangulaire en fonction du temps $V_e(t)$. Calibre 5V/cm

Le circuit utilise deux amplificateurs AOp (TL082). L'AOp1 travaille comme "le circuit de Schmitt"; l'autre AOp2 travaille comme "le circuit d'intégration". La sortie du circuit de Schmitt rend le signal carré. La sortie du circuit de Schmitt est l'entrée du circuit d'intégration. La sortie du circuit d'intégration rend le signal triangulaire.

$$V_{T+} = \frac{R_3}{R_2} (V_{sat}) \quad (3.1)$$

$$V_{T-} = -\frac{R_3}{R_2} (V_{sat}) \quad (3.2)$$

$$i = -C \left(\frac{dV_c}{dt} \right) \quad (3.3)$$

$$i = I = -\frac{V_{sat}}{R_1} \quad (3.4)$$

$$\frac{dV_e}{dt} = \frac{(V_{T+} - V_{T-})}{T/2} = \left(\frac{4V_{sat}R_3}{TR_2} \right) \quad (3.5)$$

$$T = \left(\frac{4R_1R_3C}{R_2} \right) \quad (3.6)$$

$$f = \left(\frac{R_2}{4R_1R_3C} \right) \quad (3.7)$$

La condition de $R_2 > R_3$ est nécessaire à travailler dans l'oscillation. Cependant, rendre la valeur de R_3 faible devant R_2 , réduit la valeur de la tension de sortie c'est pour cela que nous choisissons des valeurs proches de R_2 et R_3 tout en respectant la condition de $R_2 > R_3$. Pour remédier les défauts de courant de polarisation et de la tension de décalage présentant à l'entrée, on ajoute une résistance R_4 en parallèle à la capacité C_1 .

Liste des composants (voir annexe A)

C) Amplificateur de puissance

La figure (3.4) assure l'alimentation de circuit de puissance et des composants électroniques.

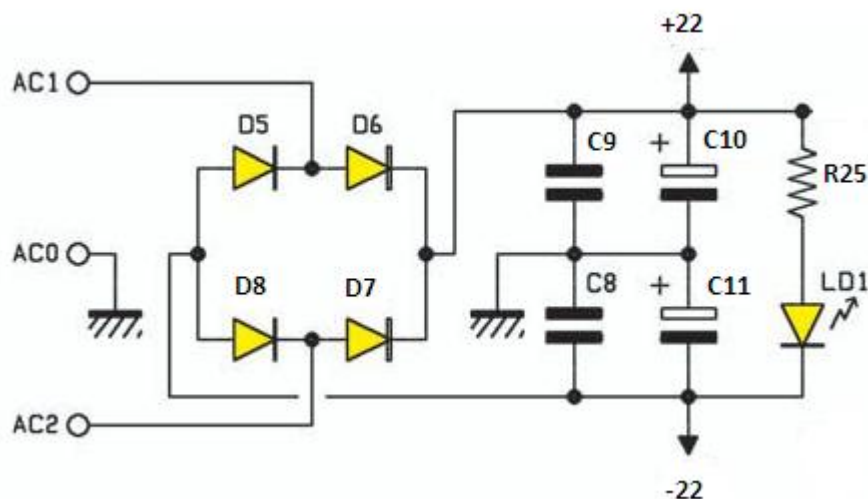


Figure 3.4 - Alimentation de circuit de puissance

Le signal issu du générateur, est envoyé à travers l'amplificateur inverseur Figure (3.5). L'amplificateur fournit ainsi le courant magnétisant nécessaire à la production du champ d'excitation dans le circuit magnétique. Cet amplificateur doit fournir une tension susceptible de commander notre échantillon; on désire un montage avec une faible impédance de sortie.

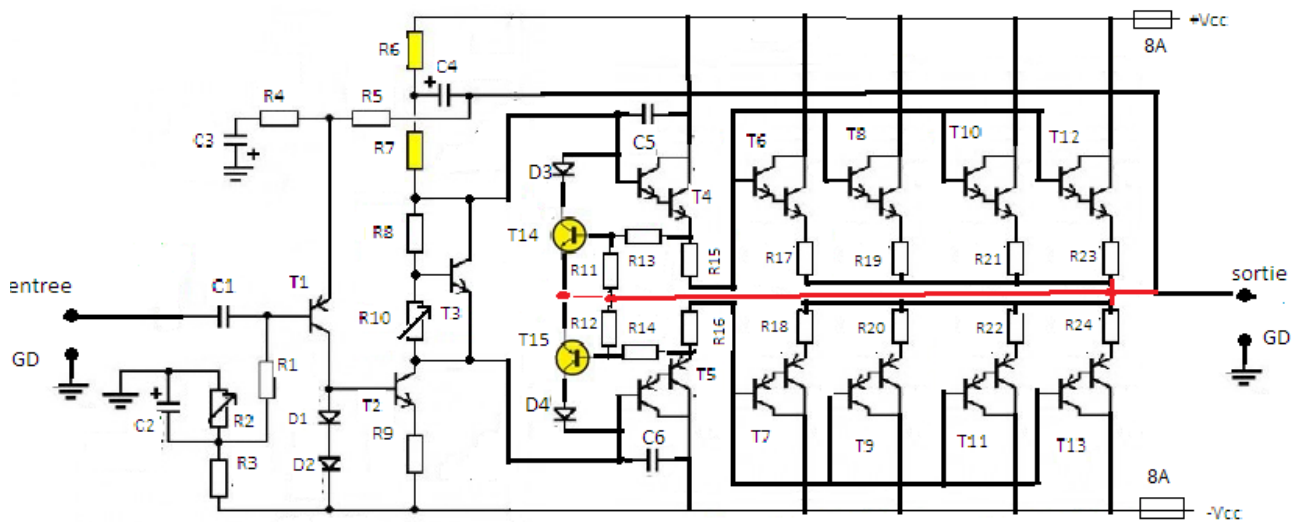


Figure 3.5 - Amplificateur de puissance

Le schéma électrique

Les figures (3.4) et (3.5) montrent l'alimentation du circuit de puissance et l'amplificateur de puissance. Nous les décomposons en bloc ; nous avons le bloc d'alimentation double symétrique qui convertit l'AC en DC, le différentiel d'entrée, l'étage amplificateur pilote, la section finale de puissance, le rôle de T3 (régulateur du courant de repos et protection thermique) et la protection en courant.

Liste des composants (voir annexe A)

L'alimentation électrique

L'alimentation électrique est constituée d'un pont de Graëtz à quatre diodes au silicium (D_5 à D_8) travaillant à partir d'un transformateur secteur à secondaire double symétrique $18 + 18$ V (enroulement à prise centrale). Le courant consommé pouvant atteindre 5 A, prévoit une puissance de 120 VA pour un module mono. Les deux tensions alternatives alimentent l'une l'anode de D_6 et la cathode de D_5 et l'autre l'anode de D_7 et la cathode de D_8 . Les deux étant en phase, quand une est positive par rapport à la prise centrale (reliée à la masse de l'amplificateur) l'autre est négative et vice-versa ; le fonctionnement suivant en découle : supposons la borne AC_1 positive par rapport à la borne AC_0 , D_6 conduit et laisse passer le courant vers C_9 et C_{10} qui se chargent.

En même temps l'autre tension, positive à la masse par rapport à AC_2 , fait passer le courant vers C_8 et C_{11} et de là à travers D_8 ; D_7 et D_5 , en polarisation inverse, ne conduisent pas. Dans la demi onde opposée, la première tension devient positive à la masse et force le passage du courant vers C_8 et C_{11} , courant qui se ferme sur la moitié du secondaire en passant à travers D_5 ; la seconde,

maintenant positive sur AC_2 , traverse D_7 , C_9 et C_{10} pour se fermer à travers la masse sur l'autre moitié du secondaire. D_8 et D_6 sont à leur tour interdites. Ce processus s'inverse à chaque demi période de la tension alternative présente aux bornes du secondaire du transformateur secteur 50 Hz ; les impulsions sont donc d'une fréquence double, soit 100 Hz et elles chargent les condensateurs de filtrage C_8 , C_9 , C_{10} et C_{11} , ce qui détermine à leurs bornes deux tensions, une positive, l'autre négative par rapport à la masse, de 22V chacune, utilisées pour faire fonctionner tout l'amplificateur.

Le différentiel d'entrée et l'étage amplificateur pilote

C'est la section qui reçoit le signal BF et qui doit l'amplifier. Cet amplificateur est différentiel et l'entrée est constituée par la base de T1. Le signal triangulaire arrive à la base de T1 via le condensateur de liaison C_1 . R_1/C_1 forme un filtre, passe haut pour éliminer les fréquences indésirables et inaudibles. Un seul transistor (T1) remplace l'habituelle "paire différentielle". La contre réaction (C_3 , R_4 et R_5) est connectée à son émetteur. Cependant, la tension V_{be} de T1 induit un décalage (0.7V typique) ainsi que la tension aux bornes de R_5 (0.6V typique). Cette tension vaut $R_5 \times I_b(T2)$. Le courant de base de T2 est en effet égal au courant d'émetteur de T1. La tension de sortie se trouve donc environ 1.3V plus haut que la base de T1. La tension aux bornes de R_1 est négligeable. On doit donc compenser en décalant la base de T1 de -1.3V. C_2 assure une liaison dynamique à la masse. R_2 doit être réglé pour obtenir 0V en sortie au repos (pas d'offset).

Gain de L'ampli; Dans la bande passante de l'ampli, le gain est défini par $G = 1 + R_5/R_4$. On peut le modifier en jouant sur R_4 .

L'Amplificateur en tension; C'est l'ensemble T2, R_8 , R_7 , R_6 et C_4 . R_6 , R_7 et C_4 qui créent une source de courant par montage (Bootstrap). Le courant est fixé à 7mA pour le montage. C_4 doit être suffisamment grand pour qu'aux plus basses fréquences, la tension à ses bornes ne varie pas sensiblement. T2 est l'ampli en tension à proprement parler, dont le collecteur est "chargé" par la source de courant Bootstrap.

Ampli au repos ; Aucun courant de base ne va vers l'étage de sortie. T2 est traversé par le courant issu de la source de courant.

Ampli en fonctionnement ; Lorsque le courant sort de la sortie (tension de sortie positive), le Darlington NPN consomme un courant de base. Il vaut 3mA, T2 est traversé par le "reste" des 7mA, soit $7 - 3 = 4$ mA. En butée, T2 se bloque si T3 dévie

la totalité des 7mA. Lorsque le courant rentre dans la sortie (tension de sortie négative), le Darlington PNP renvoie un courant de base. Il vaut 3mA, T2 est traversé par la somme des courants ($I_b(T3) + \text{source de courant}$), soit $3+7=10\text{mA}$. En butée, R_9 et les deux diodes vont limiter le courant traversant T2. T2 devient alors une "source" de courant, c'est à dire un limiteur de courant. La tension aux bornes de R_9 peut monter jusqu'à 0.6V environ, ce qui correspond à 18mA environ.

T3 est la composante qui crée la tension de polarisation des bases de T4 et T5. Le pont de résistances R_{10} et R_8 ajuste la tension V_{ce} de T3.

Etage de sortie

C_5 et C_6 stabilisent l'ampli en termes de marge de phase (et diminuent le slew rate). Il faut les placer au plus près des transistors de sortie. L'étage de sortie est formé des Darlington TIP142 (100V, 10A, 125W, $h_{fe}=1000$) et TIP147.

La section finale de puissance

Les deux éléments de puissance sont des Darlington ; chacun d'eux contient deux transistors bipolaires de mêmes polarités montés en configuration Darlington. Les collecteurs sont communs et l'émetteur du premier est relié à la base du second, comme le montre la figure (3.5). Nous avons choisi des TIP142 et TIP147, respectivement NPN et PNP, constituant une paire complémentaire. Ce choix est dû au gain en courant élevé que peut donner un Darlington, ce qui nous a permis de simplifier l'amplificateur et d'épargner une paire de transistors complémentaires nécessaires pour fournir un courant élevé. Le montage en parallèle des transistors permet le partage de la puissance dissipée et offre une marge de sécurité thermique suffisante pour la puissance demandée. De plus, le courant est lui aussi partagé. Ceci améliore la caractéristique de transfert de l'amplificateur de manière très significative et Les résistances d'émetteur (R_{19} à R_{24}) permettent une répartition correcte des courants si les transistors ont été convenablement appariés (à $\pm 5\%$).

Le rôle de T3 régulateur du courant de repos et protection thermique

T3 a une double fonction de régulateur du courant de repos et de stabilisateur thermique ; le courant de repos est le courant que le circuit consomme quand il n'amplifie pas le signal BF et il sert à s'assurer que les transistors répondent tout de suite au signal sans attendre à ce que ce signal dépasse leurs tensions de seuil (fonctionnement en classe AB) ; le circuit est polarisé de manière à ce que tous soient justes en conduction, ce qui détermine une consommation fictive due principalement aux finaux, dont le courant est déterminé par la chute de tension collecteur / émetteur de T3, tension dépendant de la polarisation que le trimmer

R8 opère sur la base de ce dernier. Pour plus d'exactitude plus on place le curseur de R8 vers le collecteur, plus le V_{be} augmente, ce qui produit une augmentation du courant de collecteur et une diminution du V_{ce} de T3 ; ce qui réduit le V_{be} des finaux et en diminue la tension de polarisation de base et donc le courant consommé ; inversement, quand la tension entre, base et émetteur diminue, T3 entre en interdiction et son V_{ce} , la tension polarisant T4 et T5 et le courant de repos augmentent. Disons que, afin de minimiser la distorsion de croisement (celle qui se produit quand un final arrête de conduire au profit de l'autre) due au dépassement du V_{be} des Darlington, l'intensité mesurée sur la branche positive d'alimentation doit être de l'ordre de 3 mA. On l'a dit, T3 a une autre fonction, stabiliser thermiquement l'étage de puissance, car les transistors bipolaires, bien entendu ont un coefficient de température négatif et quand ils se chauffent, ils tendent à conduire de plus en plus jusqu'à l'autodestruction. En effet, la tension de seuil (V_{be} nécessaire pour entrer en conduction) diminue de 2,5 mV / °C d'augmentation de la température et I_{cbo} (courant de saturation inverse de la jonction base / collecteur) double tous les 10 °C. Si l'on ne met pas un frein au phénomène, les finaux se réchauffant sous l'effet de la puissance dissipée, entrent dans une spirale dangereuse pour leur survie. Or là, T3 joue son rôle salutaire en contact thermique avec le dissipateur sur lequel il s'appuie et où sont montés également les finaux de puissance, il se réchauffe en même temps qu'eux ; quand la température augmente, sa tension de seuil s'abaisse et le courant de collecteur augmente, tandis que la chute de tension entre son collecteur et son émetteur diminue, ce qui réduit dans la même proportion la tension polarisant T4 et T5 et donc leur courant et leur puissance dissipée. T3 fonctionne comme un limiteur dynamique du courant de collecteur des finaux, c'est-à-dire de stabilisateur thermique capable de prévenir leur dérive thermique.

La protection en courant

La protection en courant a été insérée pour assister les transistors de sortie en cas de consommation excessive due, par exemple, à la connexion d'un transformateur d'impédance trop faible ou à un court-circuit des bornes de sortie. La protection est symétrique, en ce sens qu'il y en a une par Darlington. Prenons T4, normalement le courant d'émetteur (pratiquement celui qui traverse le transformateur en demi-onde négative) est tel que la chute de tension aux extrémités de R_{16} ne permet pas le dépassement de V_{be} de seuil de T15. Quand un pic de courant se produit, la tension aux extrémités de R_{16} devient suffisante pour une chute de tension sur R_{12} de plus de 0,6 V, si bien que T15 se met à conduire et que son collecteur ajoute du courant, ce qui augmente le potentiel de la base de T5 proportionnellement à la surcharge ; cela suffit à limiter le courant

circulant entre collecteur et émetteur du Darlington et à le ramener dans les limites de sécurité.

Notez que D_4 a pour fonction d'éviter que l'entrée en conduction de T15 ne soit trop rapide ; le réseau de protection est dimensionné de telle manière que le transistor commence à conduire lorsque le courant d'émetteur du final dépasse 5 A, soit au-delà de la limite correspondant à la puissance maximale.

3.1.5 Capteur de courant

Le capteur de courant (CI) utilisé est LA55-N (voir Annexe B); il permet la mesure du courant injecté dans l'enroulement primaire du transformateur. Il possède les caractéristiques suivantes:

- un gain en courant $G_{c1} = 5$, c.-à-d. pour 5A le capteur délivre 1V;
- un courant nominal de sorti de 25mA;
- une résistance interne de 150Ω .

3.1.6 Mesure de la tension secondaire

Le circuit d'intégrateur que nous avons réalisé pour la mesure de l'induction B, figure (3.6).

Circuit intégrateur

La relation liant la tension induite U dans le circuit secondaire et l'induction magnétique B circulant dans le circuit magnétique est donnée par la loi de Faraday. Un circuit intégrateur est composé d'un amplificateur opérationnel modélisé comme étant une source de tension commandée en tension dont la boucle est composée d'une capacité et d'une résistance en parallèle, pour des raisons de non-idéalité de l'amplificateur, (figure 3.6);

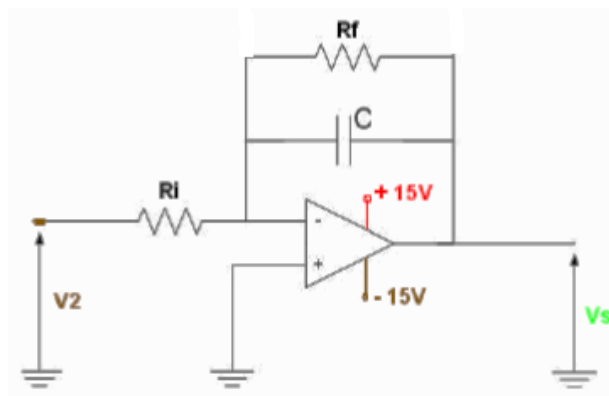


Figure 3.6 - circuit intégrateur

$$V_s = -\frac{1}{C} \int i_c dt = -\frac{1}{Ri_c} \int V_2 dt \quad (3.8)$$

La tension V_2 a donc été intégrée et la tension V_s est l'image du champ B. Afin de pouvoir mesurer le maximum de V_s , qui nous donnera ensuite par calcul la valeur maximale du champ B,

à partir de l'expression de $\phi_B = B.S$, la valeur de B déduite de V_s est :

$$B = \frac{V_s Ri_c}{N_2 S} \quad (3.9)$$

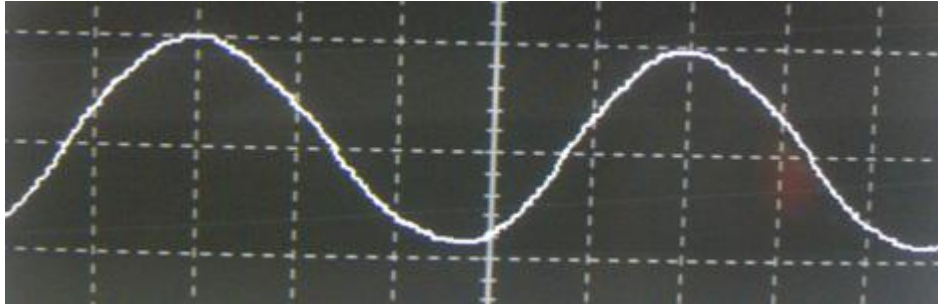
Donc, dans le montage intégrateur, c'est très important de tenir compte de la tension d'offset et du courant de polarisation car ils seront intégrés et généreront un terme croissant linéairement dans la tension de sortie. L'amplificateur sera alors amené inévitablement à saturation. Afin d'éviter ce comportement, on place une résistance R_f , qui fait office de shunt pour le condensateur, déviant ainsi les courants résultants des imperfections de l'amplificateur.

Liste des composants (voir annexe A).

3.1.7 Acquisition des données

Pour effectuer l'acquisition des deux signaux, on a utilisé un oscilloscope numérique à mémoire USB DSO 2100 relié directement à un PC; l'acquisition se fait comme suit :

après avoir visualisé les deux signaux, courant primaire et tension secondaire sur les deux voies de l'oscilloscope, on utilise un webcam relié à un PC, pour sauvegarder les signaux visualisés. La figure (3.7) illustre les courbes de la tension secondaire en fonction de temps $V_s(t)$ et du courant primaire en fonction de temps $I_1(t)$.



(a) $I_1(t)$ en fonction de temps.

(b) Courant Calibre 5A/cm



(b) $V_s(t)$ en fonction de temps.

Tension Calibre 1V/cm

Figure 3.7 - $I_1(t)$ et $V_s(t)$ en fonction de temps.

La figure (3.8), montre le cycle d'hystérésis $V_s=f(I_1)$.



Figure 3.8 - Cycle d'hystérésis, Tension 1V/cm, Courant 5A/cm

Les valeurs du courant primaire et de la tension secondaire sont déterminées à partir de la lecture directe sur l'oscilloscope. Les résultats sont regroupés dans le tableau (3.2) :

Tableau 3.2 - valeurs du courant primaire et de la tension secondaire

n° de la mesure	I ₁ [A]	H [A/m]	V ₂ [V]	B [T]	μ _r estimé
1	0.3	62.8	0.5	0.42	1925
2	0.6	98.95	0.57	0.48	1801
3	1.6	253.8	0.67	0.56	1755
4	2	311	0.84	0.7	1737
5	2.2	355	0.91	0.76	1719
6	2.49	403	0.96	0.8	1703
7	2.5	416	1.04	0.87	1665
8	2.6	432	1.05	0.88	1620
9	2.9	476	1.11	0.92	1536
10	3.1	510	1.12	0.94	1471
11	3.2	532	1.13	0.95	1422
12	3.3	545	1.14	0.96	1400
13	3.46	559	1.15	0.968	1375
14	3.54	572	1.16	0.976	1355
15	3.69	597	1.18	0.98	1310
16	3.99	619	1.19	0.99	1273
17	4	645	1.2	1	1232

3.2 Traitement des signaux acquis

Les valeurs crêtes du courant et de la tension ainsi que les images du cycle $V_2=f(I_1)$ nous permettent de déterminer la courbe de première aimantation, la courbe de la perméabilité relative et le cycle d'hystérésis expérimentalement.

3.2.1 Courbe de première aimantation

Cette courbe est déterminée en utilisant les valeurs maximales du champ (H_m) et de l'induction magnétique (B_m) calculées à partir des valeurs crêtes du courant primaire et de la tension secondaire selon les deux équations suivantes :

$$H_m = \frac{N_1}{L_m} I_{max} G_{c1} \quad [A/m] \quad (3.10)$$

$$B_m = \frac{V_{max}}{N_2 S \omega} \quad [T] \quad (3.11)$$

Où

N_1 nombre de spires primaires.

N_2 nombre de spires secondaires.

L_m la longueur moyenne en m.

S aire de la section droite de l'éprouvette en m^2 .

GC1 gain du capteur de courant

La figure (3.9) donne la courbe de première aimantation calculée à partir des valeurs maximales du courant et de la tension.

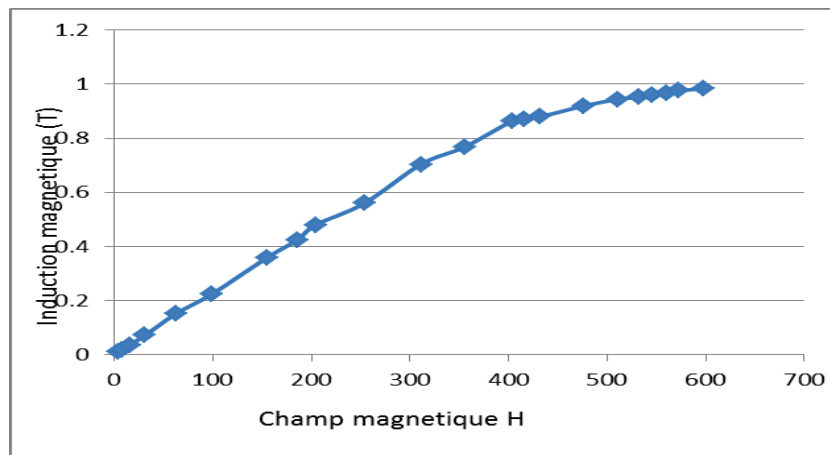


Figure 3.9 - Courbe de première aimantation.

La figure (3.10) montre les courbes de la perméabilité relative calculée à partir des points expérimentaux. La perméabilité est plus élevée dans la région des champs faibles et diminue avec l'augmentation du champ magnétique sous l'effet de la saturation du matériau.

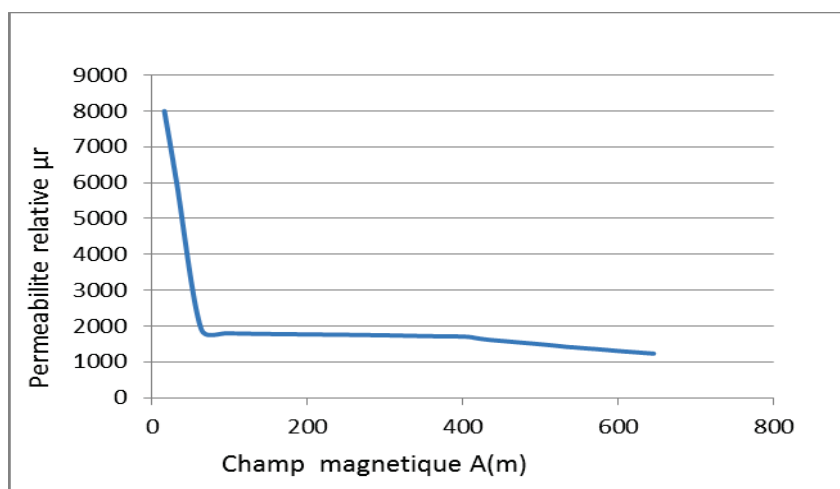


Figure 3.10 - Validation de la courbe de la perméabilité relative

3.2.2 Les cycles d'hystérésis

A partir des points relevés sur les cycles $V_2 = f(I_1)$, on calcule le champ et l'induction magnétique comme suit :

- la détermination du champ $H(t)$ s'effectue à partir de la mesure du courant au primaire du transformateur. Selon la loi d'Ampère, on peut écrire;

$$H(t) = \frac{N_1}{L_m} I_1(t) \quad [A/m] \quad (3.12)$$

- la détermination de l'induction magnétique $B(t)$ s'effectue à partir de la tension mesurée au secondaire du transformateur $V_2(t)$, et à partir de la loi de Faraday, on peut écrire:

$$B(t) = \frac{1}{N_2 S} \int V_2 dt = \frac{V_2}{N_2 S \omega} \quad [T] \quad (3.13)$$

Les figures (3.11) illustrent d'exemples de cycle d'hystérésis expérimentaux relevés, avec l'ordre de grandeur de leurs champs coercitifs mettant ainsi en relief l'effet du champ et de l'induction maximale sur la surface du cycle, et par conséquent sur les pertes par cycle. En effet, lorsque le matériau est saturé, l'augmentation du champ magnétique appliqué se traduit par l'augmentation du champ coercitif c'est-à-dire par la largeur du cycle. Cela signifie que l'énergie supplémentaire fournie au matériau se transforme en pertes par hystérésis.

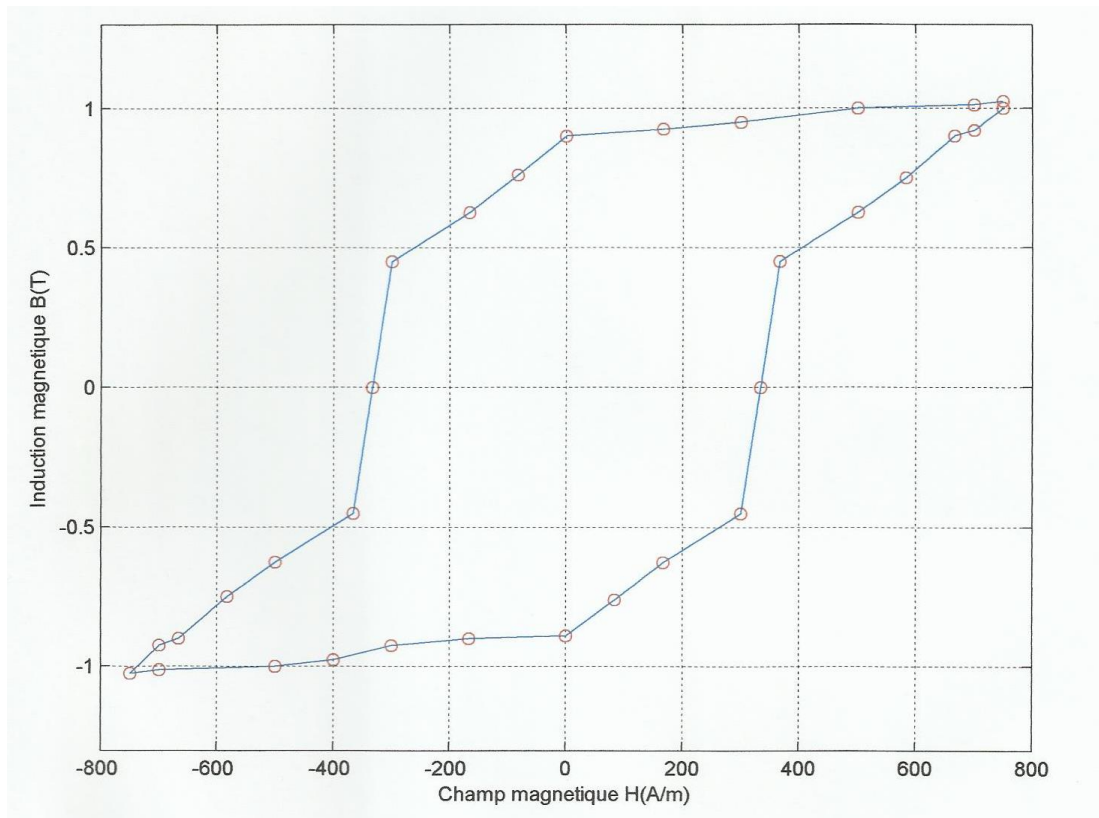


Figure 3.11 - Cycle d'hystérésis

3.2.3 Calcul des pertes

Les pertes spécifiques sont obtenues en divisant les pertes totales par la masse active de l'éprouvette, [10]

$$\rho_m = \frac{m_a}{V} \quad (3.14)$$

m_a masse active de l'éprouvette Kg

V volume de l'éprouvette en m^3

ρ_m masse volumique en Kg/m^3

L'expression des pertes massiques est donnée par la relation :

$$W_m = \frac{1}{\rho_m T} \int_0^T H dB \quad (3.15)$$

Avec:

$$dB = \frac{1}{N_2 S} V_2(t) dt \quad (3.16)$$

Et:

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{L_m S}{m_a} \quad (3.17)$$

D'où l'expression utilisée pour le calcul des pertes sera donnée par :

$$W_m = \frac{1}{N_2 S \rho_m} \left[\frac{1}{T} \int_0^T H(t) V_2(t) dt \right] \quad [W/Kg] \quad (3.18)$$

Avec $T=1/f$ la période du signal.

Les moyens d'acquisition dont nous disposons dans notre laboratoire ne nous ont pas permis d'intégrer directement les signaux, pour cela nous avons utilisé une approche pratique pour calculer les pertes (réfère paragraphe 2.6.4.4, chapitre 2) Cette approche est exprimée par la formule (3.19).

$$P_{fer} = P_c + P_h = \frac{N_1}{N_2} P \quad (3.19)$$

3.2.3.1 Résultats

Les résultats de mesure des pertes pour différentes valeurs crêtes de l'induction et du champ magnétique pour les tôles à grains orientés de masse 3.5Kg sont regroupés dans le tableau (3.3).

Tableau 3.3 - Les pertes fer pour différentes inductions et champs maximums

Induction crête (T)	1.05	1	1	0.99	0.98	0.97	0.96
Pertes fer mesurées W/Kg	4.2	3.8	3.55	3.5	3.21	3	2.89
Champ maximal (A/m)	750	700	646	619	597	572	559

La figure (3.12) montre les courbes des pertes spécifiques expérimentales en fonction de l'induction magnétique.

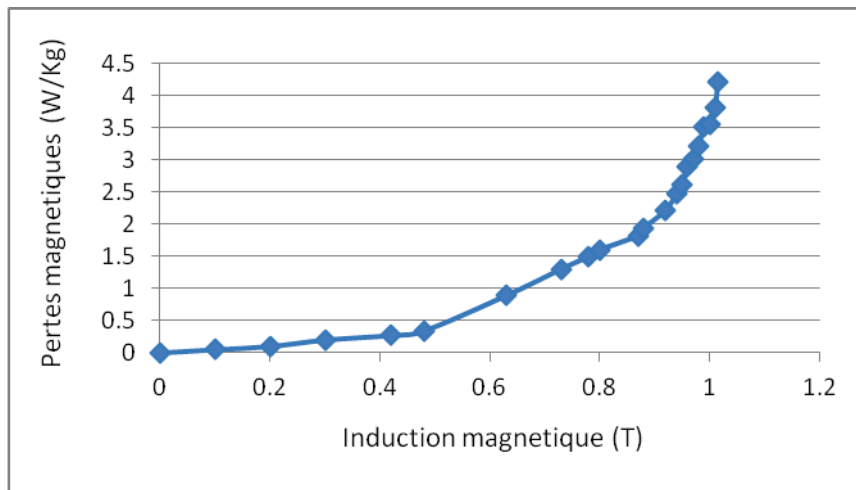


Figure 3.12- validation des pertes spécifiques.

3.2.3.2 Interprétation des résultats

Les pertes magnétiques augmentent avec l'élévation de l'induction et du champ magnétique maximum, ce qui est traduit par l'augmentation de la surface du cycle d'hystérésis. À partir des résultats obtenus, les pertes magnétiques dans cette grandeur sont de l'ordre de 4.2 W/Kg pour une induction crête de 1 T et un champ magnétique maximal de 650 A/m. Alors, on peut constater que lors de notre essai expérimental, nous avons surexcité le matériau ferromagnétique. Cette surexcitation se traduit par le champ magnétique intense appliqué au matériau (750 A/m), ce qui représente une grande quantité d'énergie fournie au matériau dont il n'a pas besoin, car il est déjà saturé à un champ magnétique d'environ 650 A/m. L'énergie supplémentaire va être transformée par les processus d'aimantation en pertes magnétiques dans les tôles, ce qui explique les valeurs élevées de nos résultats.

Pour la valeur des pertes (4 W/Kg) à $H=650$ A/m et $B=1$ T, on remarque que les valeurs restent légèrement grandes. Cela peut être expliqué par la détérioration des caractéristiques du matériau due à un échauffement exagéré lors des essais en partie saturée, ainsi qu'il peut être due à l'amplificateur de puissance fournissant des courants riches en harmoniques ; ce qui augmente les pertes.

Conclusion

A travers ce chapitre, nous avons présenté le banc d'essai utilisé dans le laboratoire de l'ISAE pour la caractérisation des tôles magnétiques. Nous avons relevé les signaux nécessaires pour la mesure des grandeurs magnétiques des tôles Fer Silicium à gains orientés. Cette mesure nous a permis de tracer les courbes caractéristiques du matériau, à savoir la courbe de première aimantation, les cycles d'hystérésis, la courbe de la perméabilité relative ainsi c'est le calcul des pertes massiques pour différentes valeurs maximales du champ et de l'induction.

Conclusion générale

Travail effectué

A travers ce mémoire, nous avons caractérisé un matériau ferromagnétique doux sous forme de tôles magnétiques fer-silicium à grains orientés (Fe3%Si-GO). Dans cette caractérisation nous avons accompli deux tâches principales. Nous avons identifié et optimisé les paramètres de son cycle d'hystérésis. Nous avons aussi quantifié les pertes magnétiques pour une induction maximale en régime saturé d'induction sinusoïdale. Pour accomplir ces tâches, Nous avons effectué une étude bibliographique approfondie pour mieux cerner les phénomènes magnétiques dans les matériaux et le comportement des matériaux dans un champ magnétique. Une étude et une réalisation d'un amplificateur de puissance qui alimente l'échantillon (circuit magnétique) à basse fréquence pour une tension d'excitation triangulaire étaient aussi faites. Pour avoir les mesures et les données expérimentales utilisés dans notre travail, nous avons effectué un essai expérimental sur un banc d'essais dans le circuit magnétique de transformateur excité via un amplificateur de puissance commandé par un signal triangulaire à basse fréquence.

A partir de ce travail, on peut conclure que :

- la valeur élevée de pertes magnétiques peut être due à :
 1. la surexcitation du matériau lors des essais expérimentaux;
 2. les erreurs introduites par le relevé manuel des caractéristiques;
- pour une meilleure quantification des pertes magnétiques, on doit les mesurer dans les conditions normales d'excitation dont l'induction crête ne dépasse pas 0.8T pour les tôles fer silicium à grain orientés.

Difficultés rencontrées

On a rencontré beaucoup de difficultés durant la mise en œuvre pratique du projet, d'après lesquels on peut citer:

- les matériaux magnétiques qui ont des caractéristiques (un dossier technique spécifiant les caractéristiques) n'existaient pas dans le marché libanais, d'où l'impossibilité de comparer les résultats obtenus d'après le système avec les valeurs du dossier technique des matériaux;

- les appareils de mesures utilisés dans le laboratoire ont une grande marge d'erreur, spécialement l'appareil de mesure de la tension en fonctionnant à basse fréquence;
- les livres discutant le sujet étudié en détail n'existaient pas dans la bibliothèque de l'Université, et en fait j'étais obligée de prendre la permission pour entrer aux bibliothèques d'autres Universités, donc beaucoup d'informations trouvées ont pour origine les sources de l'internet, et spécialement les thèses de doctorat et des publications concernant le sujet.

Suggestions et perspectives.

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

Les suggestions qu'on peut apporter pour la continuité de ce travail sont:

- Introduction des cycles mineurs dans la modélisation de l'hystérésis magnétique pour la représentation des différentes conditions d'excitation.
- Développer un système pour mesurer le cycle dynamique de l'hystérésis magnétiques pour étudier le comportement du matériau à hautes fréquences, ce qui permet d'identifier aussi les pertes par courants de Foucault dans les matériaux.
- L'étude de l'effet des harmoniques sur les pertes magnétiques dans les circuits magnétiques alimentés avec des tensions fortement déformées.
- Utilisation d'autres modèles pour la prédiction des pertes magnétiques.
- Etude expérimentale des différentes contributions de pertes.

Références Bibliographiques

- [01] Mlle. Amel BELKEBIR, Modélisation-Identification Paramétrique de L'hystérésis Magnétique, Mémoire de Magister, Université de Batna, Novembre 2006.
- [02] 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", Thèse de Doctorat, Ecole Doctorale Sciences pour l'Ingénieur de Nantes, Juin 2000.
- [03] W. Wernsdorfer, " Magnétométrie à micro-squid pour l'étude de particules ferromagnétiques isolées aux échelles submicroniques », Université Joseph Fourier -Grenoble, Thèse de Doctorat, Mars 1996.
- [04] D. Benjamin, " Caractérisation et modélisation de circuits magnétiques : du global vers le local " , Mémoire de Magister, Université Claude Bernard – Lyon, 2003.
- [05] Jonas Mühlethaler, Improved Core-Loss Calculation for Magnetic Components Employed in Power Electronic Systems, Laboratory for high power electronic systems,ETH.
- [06] F. Bekhouche, "Caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux utilisés dans les systèmes électromagnétiques", Thèse de Magister Encadrés par A. Benoudjit et N. Nait-Said, Université de Batna, Juin 2002.
- [07] P. Brissonneau, "Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'Electrotechnique", Edition Hermès, Paris, France, 1997.
- [08] Ph. Robert, "Matériaux de l'électrotechnique", Traité d'électricité, Presse Polytechniques Romandes, Troisième édition, 1989.
- [09] E.D.F, Direction des Etudes et Recherches, 'Matériaux Magnétiques pour l'Electrotechnique',E.D.F, France, 1994.
- [10] J.P. Bailon, J. M. Dorlot, "Des Matériaux", Presse Internationale Polytechnique, Troisième édition, Canada 2000.
- [11] P. Brissonneau, " Aimants permanents - principes et travail des circuits magnétiques", Edition Techniques de l'ingénieur, Swiss, 1990.
- [12] O.DEBLECKER, « Contribution à la modélisation des champs magnétiques dans les systèmes comportant des milieux non linéaires et hystérétique », thèse de Doctorat en Sciences Appliquées, Faculté Polytechnique de Mons, Belgique, Mars 2001.
- [13] H. Cramer, " A moving Preisach vector hysteresis model for magnetic recording media" , Journal of Magnetic Materials, Vol. 88, pp.194 -204, 1990.
- [14] Charles Cyr, Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques, Thèse de doctorat

en cotutelle présentée à la Faculté des études supérieures de L'Université Laval, 2007.

- [15] Miouat azzouz, Identification-optimisation paramétrique et quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux, Mémoire de Magister, Université de Batna, 2006.
- [16] S.Madani, "Etude et réalisation d'un cadre d'Epstein pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux", Thèse d'Ingénieur encadrée par A.Benoudjit et N. Nait-Said, Université de Batna, 2002-2003.
- [17] "Technique de l'Ingénieur", Revue Internationale, Vol. D1502, 2000.
- [18] A. BENABOU, « Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ » thèse de Doctorat en Génie Electrique, Ecole Doctorale des science pour l'Ingénieur, Universités Lille 1, France, Décembre 2002.
- [19] P. Brissonneau, "Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'Electrotechnique", Edition Hermès, Paris, France, 1997.
- [20] SEDKAOUI Lynda, « Etude des pertes magnétiques dans les tôles de transformateurs en relation avec la forme de l'induction magnétique », Mémoire de Magister, Université Mouloud Mammeri de TIZI-OUZOU, octobre 2012.
- [21] Les aimants permanents, G.Lacroux, octobre 1989.
- [22] Y. Zhang, H. Jin and Y. Shi, «General properties of low-frequency power Losses in Fe-based nanocrystalline soft magnetic alloys», J. Mater. Sci.Techno, Vol.16, N°1, 2000.
- [23] L. R. Dupré, O. Bottauscio, M. Chiampi, M. Repetto and J. A. A. Melkebeek, «Modeling of electromagnetic phenomena in soft magnetic materials under unidirectional time periodic flux excitations », IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 35, N°5, September 1999.
- [24] 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.
- [25] M. T. Bouchemal, "Etude et réalisation d'un cadre a bande unique pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux", Thèse d'Ingénieur, encadrée par A. Benoudjit et N. Nait-Said, Université de Batna, 2003.
- [26] A. Hamada, "Asservissement pour la Mesure de l'Hystérésis Magnétique", Thèse d'Ingénieur, encadrée par A. Benoudjit et N. Nait-Said, Université de Batna, Juillet 2004.
- [27] S.Allano, A.Lebouc, R.Perret. Pertes dans les circuits magnétiques, une modélisation complexe. RGE, n°3, 1987.
- [28] Chih-Wen Chen. Magnetism and metallurgy of soft magnetic materials. Dover Publications.1986.

- [29] A.Kedous, D.Lebouc, P.Brissonneau. Etude des pertes dans les tôles soumises à des variations d'induction $B(t)$ de forme trapézoïdale. Revue de Physique appliquée, n°21,986.
- [30] A. Merazga, "Caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux", Mémoire de Magister, Encadré par A. Benoudjit et N. Nait-Said, université de Batna, 2003.
- [31] G. Lacroux, "Les Aimants Permanents", Edition Technique et Documentation, Lavoisier, Paris,France, 1989.
- [32] A. Ivanyi "Hysteresis models in electromagnetic computation", Academia Kiado, Budapest, Hungary, 1997.
- [33] G. Bertotti, "General properties of Power Losses in Soft Ferromagnetic Materials", IEEE.Trans. Magn. Vol. 24, No. 1, January 1988.
- [34] M. Boukezzata, "Méthodes et techniques de mesure électriques", Office des publications Universitaires, Juin 2003.
- [35] F. Liorzou, B. Phelps, D. L. Atherton, "Macroscopic Models of Magnetization", IEEE. Trans. Magn. Vol. 36, No. 2, March 2000.
- [36] N. Piskounov, "Calcul différentiel et intégral", Tome 2, 9 ème édition, édition MIR, Moscou,1980.
- [37] Technique de l'ingénieur, traite Génie Electrique, Propriétés magnétiques par Georges Cauderchon, D2130.
- [38] Ahmad Jammal, cours E.D.P, Université Libanaise, Les hacheurs, Rappels sur le Transformateur.
- [39] SERWEY, « physique 2, Electricité et Magnétisme », 3ème édition, Canada.[36] Albert Paul Malvino, Electronic Principles, 2006.
- [40] G. Bertotti, "General properties of Power Losses in Soft Ferromagnetic Materials",IEEE.Trans. Magn. Vol. 24, No. 1, January 1988.
- [41] LEG,CEGELY,LESIR,LGEP, Caractérisation et Modélisation de l'hystérésis Scalaire statique: Implantation dans un code de calcul Eléments Finis.
- [42] Afef Kedous-lebouc, directeur de recherche CNRS, Laboratoire d'électronique De Grenoble LEG, Electromagnétique and matériaux magnétiques pour le Génie Electrique,2006.
- [43] Le convertisseur analogique-numérique s'entoure d'intelligence, électronique pratique, numéro 107, October 2000.
- [44] Lecture de 16 entrées numériques, Electronique pratique, Numéro 220, Décembre 1997.
- [45] Carte 16 entrées pour interface universelle, Electronique pratique, est un numéro hors-série de l'électronique pratique, Numéro 1, Février 1998.
- [46] La conversion numérique/analogique et la conversion analogique numérique, Electronique pratique, Numéro 223, Mars 1998.

- [47] Interface universelle pour claviers matrices, Electronique pratique, Numéro 229, Octobre 1998.
- [48] Traitement des grandeurs continues, Electronique pratique, Numéro 46, Mars 1996.
- [49] www.esiee.fr/~francaio/enseignement/magnetisme, Olivier. Français, « Introduction aux circuits magnétiques_ électricité et électromagnétisme », Document Internet, 2000.
- [50] www.guill.net/Algogen.html , "Introduction aux Algorithmes Génétiques", Document Internet, 2001.
- [51] <http://sis.univ-tln.fr/tollari/TER/AlgoGen1/node5.html> , "Algorithmes Génétiques".
- [52] www.rehcherche.enac.fr/opti/papers/thesis/HABIT/main002.html , "Les Algorithmes Génétiques".
- [53] www.toulouse.inra.fr/centre/csr/CV/bontemps/WP/AlgoGene.html , "Principes Mathématiques et Utilisations des Algorithmes Génétiques".
- [54] <http://perso.wanadoo.fr/matt95/algogen/AGintro.html> , "Les Algorithmes Génétiques".
- [55] www.google.com, Afec Kedous-Lebouc, LEG-INPG/UJF-CNRS UMR 5529, Electromagnétisme et matériaux magnétiques pour le Génie Electrique, 2006.
- [56] www.google.com, E.Hoang, Modèle pour le calcul des pertes dans le circuit ferromagnétique, LESIR 1995.
- [57] www.electroniquetheorique.fr, les amplificateurs petits signaux, les alimentations à découpage,
- [58] www.google.com, projet d'électronique: l'intégrateur, Nullans Perrine, 14-02-2007.
- [59] www.google.com, conception de systèmes électroniques analogiques, Université Joseph Fourier-polytech Grenoble, cours de deuxième année du département 31, janvier 2007.
- [60] www.googl.com, amplificateur de puissance, lycée E. de Breteuil, génie électronique, 2011.

Annexe A

List de composants de générateur d'un signal triangulaire ;

IC TL082

R1..... 15 k Ω

P1..... 100 k Ω

C1..... 1.5 μ F

R2..... 8 k Ω

R3..... 5 k Ω

R4..... 1M Ω

P2..... 100 k Ω

R5.....3.5 k Ω

List de composants de l'amplificateur de puissance;

R1..... 47 k Ω

RV2..... 50 k Ω

R3..... 1M

RV4.....1 k Ω

R5.... 10 k Ω

R6.... 1 k Ω / 1W

R7.... 2 k Ω /1W

RV8.....1 k Ω

R933 Ω

R10.... 1 k Ω

R11,R12....47 Ω

R13,R14....220 Ω

R15 jusqu'à R24 0.1 Ω /5W

R25.... 33 k Ω

C1..... 1 μ F

C2..... 10000 μ F 35 V

C3.... 10000 μ F 50 V

C4.... 10000 μ F 50 V

C6....4.7nF/ 100V

C7....4.7nF/ 100V

C8,C9100 nF

C10.C11.....1000 μ F 50 V

D1,D2,D3,D4.... 1N4148

D5,D6,D7,D8.....1N5404

T1 Bc556

T2 MJE340

T3.....BD139

T4,T6,T8,T9,T10.T12..... TIP 142

T5,T7,T9,T11,T13 TIP 147

T14....BC547B

T15.....BC557B

LD1.....LED3mm rouge

TR transformateur secteur primaire 220 V / secondaire 2 x 18 V à 180 VA
(mono)

List de composants de l'intégrateur;

Ri..... 8 k Ω

Pf..... 1 M Ω

C..... 1.5 μ F

IC TL082

Capteur de courant LA 55-P/SP11

$$I_{PN} = 50 \text{ A}$$

Pour la mesure électronique des courants : DC, AC, Impulsionnels..., avec une isolation galvanique entre le circuit primaire (courant fort) et le circuit secondaire (circuit électronique).



Caractéristiques électriques principales

I_{PN}	Courant primaire efficace nominal	50	A
I_p	Courant primaire, plage de mesure	0 .. ± 70	A
R_M	Résistance de mesure	R_{Mmin} R_{Mmax}	
	avec $\pm 15 \text{ V}$	@ $\pm 50 \text{ A}_{max}$ @ $\pm 70 \text{ A}_{max}$	50 160 Ω 50 90 Ω
I_{SN}	Courant secondaire efficace nominal	50	mA
K_N	Rapport de transformation	1 : 1000	
V_C	Tension d'alimentation ($\pm 5 \%$)	± 15	V
I_C	Courant de consommation	$10 + I_S$	mA
V_d	Tension d'essai diélectrique efficace, 50 Hz, 1 mn	3	kV

Précision - Performances dynamiques

X	Précision @ I_{PN} , $T_A = 25^\circ\text{C}$	@ $\pm 15 \text{ V}$ ($\pm 5 \%$)	± 0.65	%
ϵ_L	Erreur de linéarité		< 0.15	%
I_0	Courant de décalage @ $I_p = 0$, $T_A = 25^\circ\text{C}$		Typ Max ± 0.2	mA
I_{OM}	Courant résiduel ¹⁾ @ $I_p = 0$, après une surintensité de $3 \times I_{PN}$		± 0.3	mA
I_{OT}	Dérive en température de I_0	$0^\circ\text{C} \dots +70^\circ\text{C}$	± 0.01 ± 0.03	mA
t_{ra}	Temps de réaction @ 10 % de I_{PN}		< 500	ns
t_r	Temps de retard @ 90 % de I_{PN}		< 1	μs
di/dt	di/dt correctement suivi		> 200	A/ μs
f	Bande passante (-1 dB)		DC .. 200	kHz

Caractéristiques générales

T_A	Température ambiante de service	0 .. +70	$^\circ\text{C}$
T_S	Température ambiante de stockage	-25 .. +85	$^\circ\text{C}$
R_S	Résistance bobine secondaire @ $T_A = 70^\circ\text{C}$	80	Ω
m	Masse	18	g
	Normes	EN 50178 : 1997	

Note : ¹⁾ Conséquence du champ coercitif des éléments magnétiques.

Généralités

- Capteur de courant de type boucle fermée (à compensation) utilisant l'effet Hall
- Montage sur circuit imprimé
- Boîtier injecté en matière isolante auto-extinguible de classe UL 94-V0.

Particularités

- $V_C = \pm 15$ ($\pm 5 \%$) V
- $V_d = 3 \text{ kV}$
- $I_{OT} = \pm 0.03 \text{ max}$
- $T_A = 0^\circ\text{C} \dots +70^\circ\text{C}$
- Listing contrôle température.

Avantages

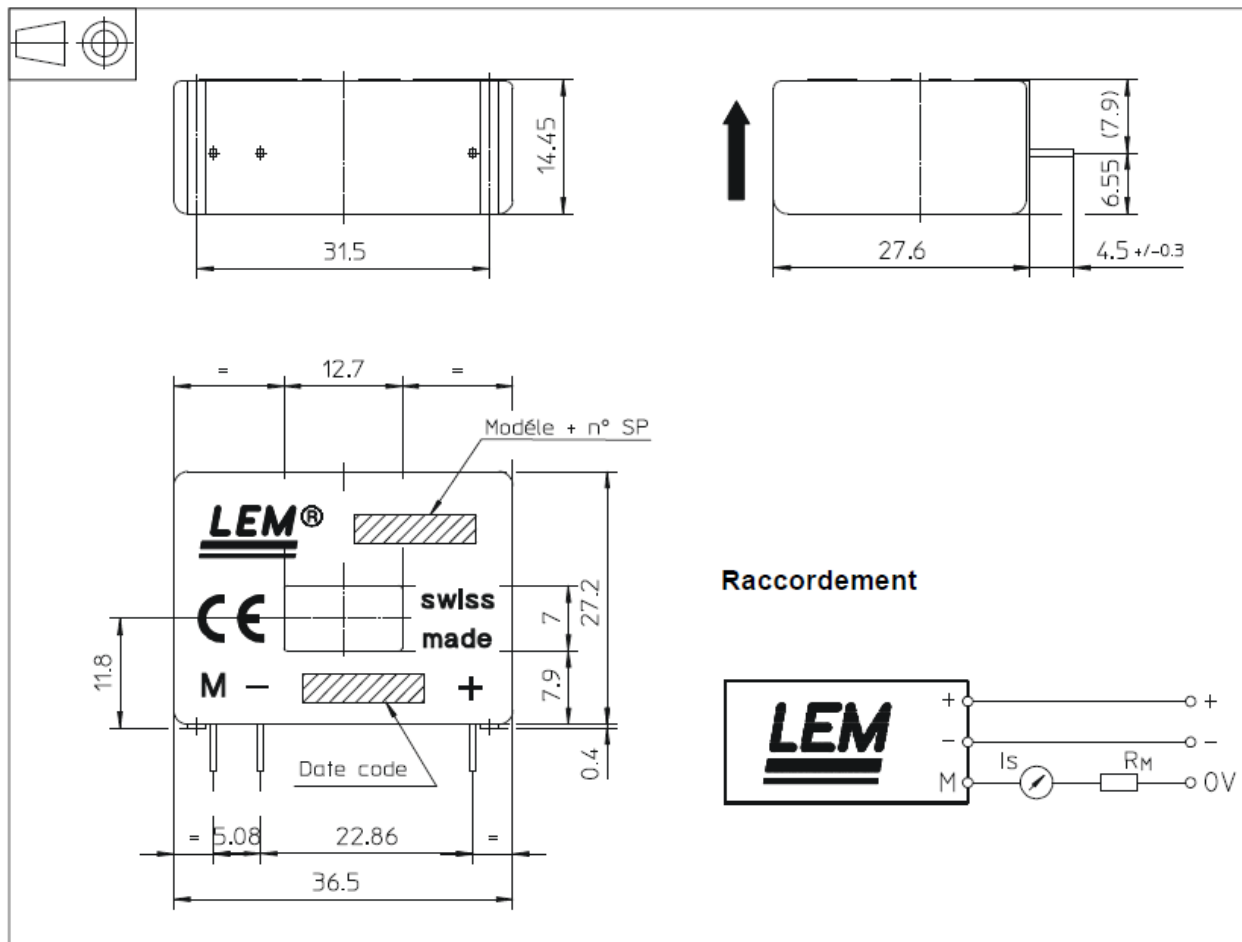
- Excellente précision
- Très bonne linéarité
- Faible dérive en température
- Temps de retard court
- Bande passante élevée
- Pas de pertes d'insertion apportées dans le circuit à mesurer
- Grande immunité aux perturbations extérieures
- Surcharges de courant supportées sans dommage.

Applications

- Variateurs de vitesse et entraînements à servomoteur AC
- Convertisseurs statiques pour entraînements à moteur DC
- Applications alimentées par batteries
- Alimentations Sans Interruption (ASI)
- Alimentations à découpage
- Alimentations pour applications de soudage.

060718/3

Dimensions LA 55-P/SP11 (en mm)



Caractéristiques mécaniques

- | | |
|------------------------------------|----------------|
| • Tolérance générale | ± 0.2 mm |
| • Trou de passage primaire | 12.7 x 7 mm |
| • Fixation et connexion secondaire | 3 picots |
| | 0.63 x 0.56 mm |
| ∅ de perçage recommandé | 0.9 mm |

Remarques générales

- I_s est positif lorsque I_p circule dans le sens de la flèche.
- La température du conducteur primaire ne doit pas dépasser 90°C.
- Les performances dynamiques (temps de réaction et di/dt) sont optimales avec une barre primaire qui remplit parfaitement le trou de passage.
- Lorsque le circuit primaire est constitué d'une ou plusieurs spires, ces dernières seront bobinées autour de la partie supérieure du capteur afin d'entourer le dispositif de mesure de flux.

LEM se réserve le droit d'apporter certaines modifications sur ses capteurs, dans le sens d'une amélioration, ceci sans avis spécial.