

UNIVERSITE-KASDI-MERBAH-OUARGLA

Faculté : des mathématiques et des sciences de la matière

Département : de physique



Mémoire de master académique

Domaine : science de la matière

Filière : physique

Spécialité : physique des matériaux

Présenté par :

Bettayeb Samia

Thème

**Représentation des pertes dans les matériaux
ferromagnétiques doux en régime dynamique
(le modèle unifié de Bertotti)**

Soutenu publiquement : 17/06/2021

Devant le jury :

M. BENTOUILA OMAR	MCA	UKM OUARGLA	Président
M.KHODJA SEBTI	MCB	UKM OUARGLA	Examineur
M.MANSRI ABDELMALEK	MCB	UKM OUARGLA	Encadreur
M.ATOUI MOHAMED	MCB	UKM OUARGLA	Co-Encadreur

Année Universitaire : 2020/2021

Dédicace

Dieu soit loué, qui nous a guidés vers cette étape de ma carrière universitaire avec mes mémoires. C'est le fruit de l'effort et du succès, par sa grâce. Il est dédié au maximum. J'ai toujours espéré que ses yeux liraient ma vision un jour comme celui-ci pour ceux qui se sont couverts de poussière avant que son désir ne soit exaucé, pour le secret de mon combat et de mon travail acharné pour ma mère, que Dieu ait pitié d'elle. Mon témoignage et mon succès envers elle. A mes chers frères et sœurs qui m'ont soutenu tout au long de ma vie scolaire et universitaire et

Tous mes amis, surtout Hala Sarah, djamila Jouhaina

A tous ceux qui m'aident à réaliser cet humble exploit, à tous mes collègues MASTER II

Remerciement

Je remercie dieu pour son aide de terminer ce travail de mémoire.

Je tenais à remercier les membres de mon jury de m'avoir fait l'honneur de juger ce travail de mémoire.

Je remercie Dr. OMAR BEN TOUILA de l'Université de KASDI Merbah Ouargla d'avoir bien voulu présider ce jury.

Je remercie Dr. SEBTI KHODJA de l'Université de KASDI Merbah Ouargla, d'avoir accepté d'examiner mon mémoire.

Je tiens à remercier sincèrement mes encadreurs de mémoire Dr. Abdelmalek MANSRI et Dr. MOHAMED ATOUI, pour leur encouragement et support constant et surtout la Confiance et l'autonomie qu'il m'ont accordées au cours de la période de préparation de mémoire. Leurs conseils et leur patience m'ont permis de mener à terme mon travail.

Je voudrais aussi remercier l'ensembles des Professeurs et Docteurs de département de Physique pour leur soutien, encouragement et patience pendant la période de formation pour l'obtention du grade de Master Académique en Physique des Matériaux.

Résumé

Ce travail présente une détermination expérimentale et théorique des pertes magnétiques dans le fer pur, les tôles fer-silicium à grains orientés (Fe3.1%Si-GO) et les tôles fer-silicium à grains non orientés (Fe3.1%Si-NO). Une comparaison des pertes magnétiques obtenues expérimentalement à celles déterminées à partir d'un modèle théorique a été faite. Le premier est le modèle de Bertotti en régime sinusoïdal. Le deuxième est un modèle qui est défini dans le domaine du temps et tient compte de la présence des harmoniques de l'induction magnétique. Les paramètres du modèle théorique sont déterminés à partir de la courbe expérimentale. Une séparation des pertes magnétiques a été faite avec le modèle de Bertotti. Un bon accord entre pratique et théorie a été établi.....

Abstract

This work presents an experimental and theoretical determination of magnetic losses in pure iron, grain-oriented iron-silicon sheets (Fe3.1% Si-GO) and unoriented grain iron-silicon sheets (Fe3.1% Si-NO) A comparison of the magnetic losses obtained experimentally with those determined from a theoretical model was made. The first is the Bertotti model in sinusoidal regime. The second is a model that is defined in the time domain and takes into account the presence of the harmonics of magnetic induction. The parameters of the theoretical model are determined from the experimental curve. A separation of the magnetic losses was made with the Bertotti model. A good agreement between practice and theory has been established

ملخص

يقدم هذا العمل تحديداً تجريبياً ونظرياً للخسائر المغناطيسية في الحديد النقي ، وألواح الحديد والسيليكون الموجهة بالحبوب (Fe3.1%Si-GO) وصفائح الحديد والسيليكون غير الموجهة (Fe3.1%Si-NO) مقارنة المغناطيسية. (تم إجراء خسائر تم الحصول عليها تجريبياً مع تلك التي تم تحديدها من النموذج النظري. الأول هو نموذج بيرتوتي في النظام الجيبي. والثاني هو نموذج محدد في المجال الزمني ويأخذ في الاعتبار وجود توافقيات الحث المغناطيسي. يتم تحديد معالم النموذج النظري من المنحنى التجريبي. تم فصل الخسائر المغناطيسية باستخدام نموذج بيرتوتي. تم إنشاء اتفاق جيد بين الممارسة والنظرية .

Liste des figures

Figures	Texte	Page
Figure I.1	Mouvements de l'électron	06
Figure I.2	Moment magnétique atomique orbital	07
Figure I.3	Mouvement de spin	07
Figure I.4	Paramagnétisme des atomes libres	09
Figure I.5	Comportement des domaines: (a) en l'absence d'un champ magnétique extérieur, (b) en présence d'un champ magnétique extérieur.	10
Figure I.6	Cycle d'hystérésis	13
Figure II.1	Résistivité électrique de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante	18
Figure II.2	Aimantation à saturation de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante	19
Figure II.3	Les deux structures cristallographiques du fer ($Fe \alpha$ et $Fe \gamma$)	20
Figure II.4	Caractéristique d'aimantation du fer en fonction de l'historique de contrainte appliquée	21
Figure II.5	Laminage à chaud des brames de métal	22
Figure II.6	Orientation idéale des grains cristallins dans une tôle GO	24

Figure III.1	Le tore	30
Figure III.2	Cadre Epstein.	31
Figure III.3	Cadre Epstein, a) dimensions, b) Joints à recouvrements réalisés dans un coin de circuit Epstein.	32
Figure III.4	Mode d'assemblage de N bandes unitaires en circuit Epstein : a) cas d'un échantillon de tôles à grains orientés. Les mesures s'effectuent parallèlement à la direction de laminage, b) cas d'un échantillon de tôles non orientées constitué pour moitié de bandes découpées suivant la direction de laminage et pour moitié suivant la direction travers.	32
Figure III.5	Schéma des dispositifs de mesure	34
Figure III.6	Vue générale du fluxmètre	35
Figure III.7	Représentation des directions de facile aimantation	37
Figure III.8	Forme des échantillons.	37
Figure III.9	Décomposition des pertes totales par cycle.	41
Figure IV.1	Cycles d'hystérésis du FeSi NO à la fréquence $f = 50$ Hertz et pour une valeur d'induction $B_{max} = 1,5$.	48
Figure IV.2	Cycles d'hystérésis du FeSi non orienté pour différentes valeurs de la fréquence ($f = 20, 50, 100$ Hertz) à la même valeur de l'induction ($B_{max}=1.5$ Teslas).	49
Figure IV.3	Variation des pertes totales mesurées avec la fréquence dans un matériau FeSi orienté à 1,50 Teslas.	50
Figure IV.4	Comparaison de pertes mesurées et pertes calculées du matériau FeSi orienté à 1,50 Teslas ($P = a f + b f^{3/2} + c f^2$).	52
Figure IV.5	Variation des pertes (P/f) (mesuré) avec la fréquence dans un matériau FeSi orienté à 1,25 Teslas.	52
Figure IV.6	Variation des pertes (P/f) (mesuré) avec la fréquence dans un matériau Fer pur à 1,0 Tesla.	52

Figure IV.7	Comparaison de pertes mesurées et pertes calculés du matériau FeSi GO à 1, 25 Teslas ($P/f = a + b f^{1/2} + c f$).	53
Figure IV.8	Comparaison de pertes mesurées et pertes calculées du matériau Fer pur à 1,0 Teslas ($P/f = a + b f^{1/2} + c f$).	53
Figure IV.9	Comparaison de pertes mesurées et pertes calculées du matériau Fer pur à 1,0 Teslas ($P/f = a + b f^{1/2} + c f$).	55

Liste des tableaux

Tableaux	Titre	Page
Tableau I .1	Caractéristiques des différents types de matériaux	11
Tableau I.2	les symboles magnétiques	14
Tableau III.1	Les différents échantillons étudiés	36
Tableau IV-1	Valeurs des paramètres a, b, c du modèle à partir des mesures fluxmétriques.	54
Tableau IV-2	Tableau comparatif des pertes par cycle à (50 Hertz).	55

Liste des symboles

Le symbole	Signification
M_o	Moment magnétique orbital.
m	Nombre quantique magnétique associé à l'électron. Magnéton de Bohr.
μ_B	Moment magnétique de spin.
M_S	Perméabilité dans le vide.
μ_0	Perméabilité relative.
μ_r	Champ magnétique d'induction.
B	Champ magnétique d'induction à saturation.
B_S	Champ d'induction rémanente.
B_r	Champ magnétique d'excitation.
H	Champ magnétique d'excitation à saturation. Champ coercitif.
H_S	Champ magnétique d'excitation appliqué. L'énergie d'échange entre les atomes i et j. l'intégrale d'échange entre les atomes i et j.
H_C	Moments cinétiques de spin S_i .
H_{app}	Aimantation magnétique. Aimantation à saturation.
W_{ij}	Aimantation rémanente.
J_{ij}	Température de Curie.
S_i	Température de Néel.
M	Polarisation magnétique.
M_S	Polarisation magnétique à saturation.
M_r	Energie magnétostatique de couplage avec le milieu extérieur.
T_C	les pertes totales.
T_N	Pertes par hystérésis.
J	Pertes par courants induits.
J_S	

U_m	Pertes supplémentaires, Pertes anormale.
P_t	L'épaisseur de la tôle.
P_h	L'épaisseur de peau.
P_j	Constante d'anisotropie magnétocristalline. Magnétostriction.
$P_s, P_{an e}$	Résistivité.
\square	Vecteur de Poynting.
K_1	Vecteur densité de courant.
l	Le champ électromoteur induit.
ρP	Le travail fourni par le milieu extérieur.
j	La conductivité.
E	Le module du champ tangentiel.
W	L'amplitude.
$\sigma E_0 \omega L(x)$	la fonction de Langevin.
J	nombre quantique. La fonction de Brillouin.
$B_J(x)$	La susceptibilité magnétique
X	

Table des matières

Resume.....	
Liste des tableaux	
Liste des symboles.....	
Liste des figures	
Introduction générale.....	
Chapitre I	
I.1. Introduction	5
I.2. Origine du magnétisme dans la matière.....	5
I.2.1. Les origines électroniques du magnétisme	6
I.2.1.1. Le moment orbital.....	6
I.2.1.2. Le moment de spin	7
I.2.1.3. Le moment magnétique total	7
I.3 Les grandeurs magnétiques et leurs mesures	8
I.3.1. L'induction magnétique	8
I.3.3. L'aimantation	8
I.4 Comportement magnétique des matériaux.....	9
I.4.2. Paramagnétisme.....	9
I.4.3. Ferromagnétiques	10
I.4.3.a. Les domaines de Weiss	11
I.4.3.b. Les parois de Bloch.....	11
I.5.Hystérésis	12
I.5.1Définition	12
I.5.2 Généralités du cycle d'hystérésis.....	13
Référence	15
Chapitre II.....	
II.1 Introduction.....	16

II. 2. Le fer, matériau magnétique de base	16
II. 2.1 Le fer élément principale.....	16
II. 2.2 Le fer industriel.....	17
II.3 Les alliages cristallins à base de fer : fer-silicium.....	17
II.4 Effet du silicium sur les propriétés électromagnétiques du fer	18
II.5. Influence du travail à froid sur la caractéristique d’aimantation du fer	20
II.6 Tôles magnétiques en alliages fer-silicium	21
II.6.1 Les tôles fer-silicium à grains non orientés (NO)	22
II.6.1.a. Définition	22
II.6.1.b. Propriétés	22
II.6.2. Tôles fer-silicium à grains orientés (Go)	23
II.6.2.a. Définition	23
II.6.2.b. Propriétés	23
Référence	25
Chapitre III
III.1. Introduction	27
III.1.1. But du fluxmètre.....	28
III.1.2. Présentation du circuit magnétique	29
III.1.2.a. Le tore : un circuit fermé privilégié	29
III.1.2.b. Le cadre Epstein	31
III.1.3. Choix du matériau	33
III.2. Description de l’appareillage fluxmétrique	33
III.2.1. Les différents éléments du fluxmètre.....	35
III.2.2. Echantillons.....	36
III.2.3. Les formes des échantillons	37
III.3. Calcul des pertes.....	38
III.3.1. Variation des pertes totales avec la fréquence	39

III.3.2. la séparation des pertes	41
III.3.2.a- Les pertes statiques ou pertes par hystérésis P_h	42
III.3.2.b- Les pertes classiques par courants induits P_j	42
III.3.2.c- Le reste des pertes dynamiques	42
III.3.3. Approche historique	42
III.4. Le Modèle unifié de Bertotti.....	45
Référence	46
Chapitre IV	
IV.1. Introduction	48
IV.2. Le cycle d'hystérésis	48
IV.2.1. Changement de la forme du cycle d'hystérésis avec la valeur de la fréquence	49
IV.3. Les pertes.....	49
IV.3.1. Pertes totales	49
IV.3.1.a. Variation des pertes totales mesurées avec la fréquence.....	50
IV.3.1.b Comparaison de pertes mesurées et pertes calculées	50
IV.3.2. Pertes totales par cycle	51
IV.3.2.a Variation des pertes par cycle (P/f) mesurées avec la fréquence.....	51
IV.3.2.b. Comparaison de pertes par cycle mesurées et calculés	53
IV.3.3. Discussion des résultats des pertes	54
IV.3.3.a. Confrontation des résultats de la séparation des pertes.....	54
IV.3.3.b. Analyse de la séparation des pertes.....	55
Conclusion générale.....	56

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ
بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ
بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ
بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

Introduction générale

Le magnétisme est actuellement au cœur du développement scientifique de la technologie moderne. La découverte du magnétisme est traditionnellement attribuée à Thales de Millet qui, selon la légende, remarqua que sa marche était ralentie par l'attraction des clous de ses sandales sur une roche volcanique. Le phénomène était peut-être connu avant, mais c'est à partir de ce moment (vers 585 av JC) que la magnétite est connue sous le nom de pierre d'aimant. La connaissance du magnétisme jusqu'au XIXe siècle ne va connaître de progrès que très ponctuels.

Au VIe siècle, l'anti-aristotélicien Jean Philopon d'Alexandrie remarque le phénomène d'attraction et répulsion des aimants. Vers le IXe siècle, le chinois Shen Kua s'intéresse à la pierre d'aimant et mentionne l'aimantation d'une aiguille d'acier par l'influence d'un aimant naturel. L'alignement de l'aimant vers le sud est connu semble-t-il au Xe siècle mais il n'est pas exclu que les arabes soient les premiers à avoir exploité le phénomène pour la navigation dès le milieu du XIe siècle avant que la boussole soit connue sous sa forme actuelle en Europe au début du XIIe siècle.

En 1269 Pierre de Maricourt (Moyen Âge) est à l'origine d'une remarquable et sans doute première vraie expérience de magnétisme décrite dans l'Epistola de magnete. Il y décrit les propriétés essentielles de l'aimant. Mais cette découverte ne diffusera pas et restera largement méconnue. La physique des matériaux magnétiques était donc née et plus tard le génie électrique. Les développements prodigieux que l'on a enregistrés depuis la fin du XIXe siècle dans la production, la distribution et l'utilisation de l'énergie électrique n'ont été rendus possibles que grâce à l'existence de matériaux magnétiques de mieux en mieux adaptés à nos besoins. Dans l'histoire du développement des matériaux magnétiques doux il y a quelques étapes qui méritent à ce titre d'être mentionnées : 1900 (les alliages fer-silicium) ; 1920 (les alliages fer-nickel) ; 1950 (les ferrites) ; 1980 (les nanocristallins magnétiques doux). En effet, chaque fois qu'on produit, qu'on transforme ou qu'on utilise de l'énergie électrique, on a besoin de matériaux doux. Ils se trouvent ainsi au cœur de nombreux dispositifs dans des domaines aussi divers que l'électrotechnique, les communications, l'informatique...

Introduction générale

La mesure des propriétés magnétiques et la compréhension physique des processus d'aimantation est une activité stimulée par l'apparition de matériaux nouveaux à faibles pertes et bonne tenue en fréquence. En général, les matériaux doux les plus faciles à aimanter sont les matériaux les plus purs. Tout défaut, comme la présence d'une contrainte locale, ou celle d'une impureté microscopique représente une perturbation qui constitue soit un point d'ancrage, soit un obstacle aux déplacements de parois. La poursuite du processus d'aimantation ne peut être alors obtenue qu'au prix d'un accroissement du champ d'excitation.

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...

En somme, les matériaux doux, pour lesquels le champ coercitif doit être aussi réduit que possible, doivent être homogènes, contenant peu d'inclusions et découpés avec soin pour ne pas introduire de contraintes. Ce n'est pas toujours le cas pour les alliages à base de fer et de silicium que nous nous proposons de tester et d'étudier

Chapitre I

Generalites sur le magnetisme

1.1. Introduction

Un intérêt croissant a été porté sur l'utilisation des matériaux magnétiques dans divers domaines d'application. Cela revient aux propriétés magnétiques très variées que possèdent ces matériaux. Il est alors impératif de connaître les propriétés et les caractéristiques physiques de ces matériaux en particulier leur comportement magnétique.

Dans ce chapitre on s'intéressera à l'étude bibliographique sur le magnétisme dans laquelle nous exposons une description des phénomènes magnétiques et quelques notions de base sur les comportements magnétiques des matériaux, particulièrement le processus d'aimantation et les phénomènes de l'hystérésis magnétique.

1.2. Origine du magnétisme dans la matière

Le mouvement des électrons chargés est à l'origine du magnétisme dans la matière en effet, Chaque substance matérielle est constituée d'atomes qui sont composés à leur tour de noyaux autour duquel gravite un certain nombre d'électrons. La rotation des électrons chargés autour d'eux-mêmes et de noyaux crée le moment magnétique atomique total qui a deux origines (on décrit de manière imagée car il s'agit d'un phénomène quantique) : la rotation des électrons autour d'eux même provoque le moment magnétique de spin, et le mouvement des électrons autour du noyau sur leurs orbites crée le moment magnétique orbital. La somme des deux moments constitue le moment atomique. Son ordre de grandeur est de 10^{-23}A.m^2 . Du point de vue magnétique, chaque atome peut donc être considéré, comme un petit aimant élémentaire. [1,2,3]

I.2.1. Les origines électroniques du magnétisme

On considère, à l'intérieur d'un atome, un électron qui tourne autour du noyau (figure I.1) [4] [5] .

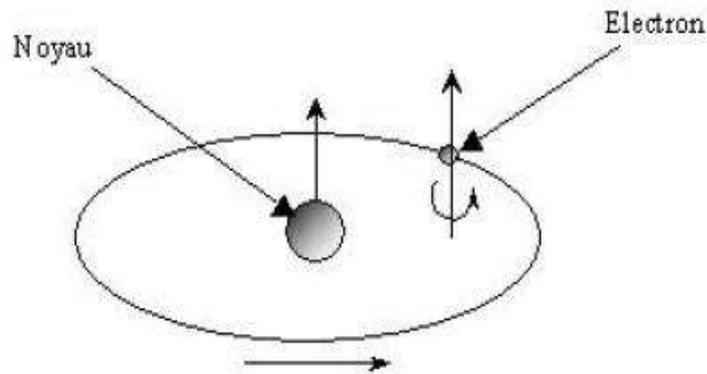


Figure I.1 : Mouvements de l'électron

partir de là on peut définir deux notions élémentaires qui sont **le moment orbital** et **le moment de spin**.

I.2.1.1. Le moment orbital

L'électron de charge e décrit une orbite circulaire à raison de f rotations par seconde. Il est donc équivalent à un courant qui peut s'écrire sous la forme :

$$i = - e . f \quad (\text{I.1})$$

Ce courant, circulant dans une spire confondue avec l'orbite, crée, d'après la loi d'Ampère, un moment magnétique :

$$(\vec{M}_o) : \vec{M}_o = \pi r^2 i \vec{n} \quad (\text{I.2})$$

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

$$(\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{ A.m}^2).$$



Figure I.2: Moment magnétique atomique orbital.

I.2.1.2. Le moment de spin

De plus, nous savons que l'électron tourne aussi sur lui-même c'est-à-dire spin (figure (I-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.

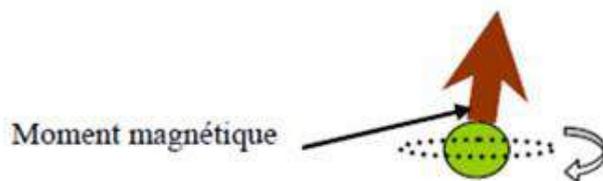


Figure I.3: Mouvement de spin.

I.2.1.3. Le 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 :

$$m = J_g g_L m_s \quad (\text{I.3})$$

Où J_g est un nombre quantique et g_L est le 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.

1.3 Les grandeurs magnétiques et leurs mesures

Tous les principes de la physique sont entachés de doutes et peuvent un jour être révoqués. C'est pourquoi il est important de toujours valider les résultats de la recherche par des observations physiques. Cela veut dire que l'on doit être capable de mesurer les grandeurs physiques étudiées. Présentons les grandeurs magnétiques qui interviennent dans les équations de Maxwell.

1.3.1. L'induction magnétique

Est la grandeur la plus importante dans l'étude du magnétisme. C'est elle qui permet d'évaluer les forces magnétiques. Lorsque l'induction est variable dans le temps elle s'accompagne toujours d'un champ électrique.

On pourra donc la détecter soit par une mesure de force mécanique soit par une mesure de tension électrique.

1.3.2.champ magnétique

Le champ magnétique est une grandeur directement liée au courant électrique si les phénomènes de propagation sont négligés. Le champ magnétique ne peut être mesuré directement. Il est déduit de la mesure de l'induction dans le vide, l'induction et le champ sont alors liés par la relation :

$$B = \mu_0 \cdot H \quad (\text{I.4})$$

Où B est l'induction, H est le champ et μ_0 la perméabilité du vide. [6]

1.3.3. L'aimantation

Et la polarisation magnétique Pour un magnétique, l'induction totale s'écrit:

$$B = \mu_0 \cdot (H + M) = \mu_0 \cdot H + J \quad (\text{I.5})$$

Où M est l'aimantation et J est la polarisation magnétique.

L'aimantation mesurée est Le moment magnétique moyen par unité

De volume dans le matériau magnétique, il est fonction entre autre du champ magnétique. C'est ce lien entre le champ magnétique et la polarisation (ou l'aimantation) que l'on va tenter de modéliser dans notre étude. [7 ,8]

I.4 Comportement magnétique des matériaux

I.4.1. Diamagnétisme

Les matériaux diamagnétiques ont la propriété d'induire un champ magnétique opposé au champ appliqué, le diamagnétisme peut être expliqué par le phénomène quantique de Landau qui se résume par la modification du mouvement orbital des électrons autour du noyau atomique. [9]

La susceptibilité due au diamagnétisme, pratiquement indépendante du champ et de la température, est faible (10^{-5}) et négative. Le diamagnétisme est intrinsèque à toute matière et souvent masqué dans le cas des matériaux para et ferromagnétiques.

I.4.2. Paramagnétisme

Les matériaux paramagnétiques ne possèdent pas d'aimantation spontanée mais , sous un champ magnétique extérieur, ils acquièrent une aimantation dirigée dans le même sens que ce champ appliqué. Cela peut être expliqué par le fait qu'en l'absence d'un champ magnétique extérieur, les moments magnétiques atomiques d'un matériau paramagnétique sont dans un état désordonné donnant une aimantation macroscopique nul.

Lorsqu'un champ est appliqué les moments s'alignent avec la direction de champ appliqué. La susceptibilité magnétique, en cas de paramagnétisme, est positive, en général assez faible et dépendante de la température ($\chi=c/T$, C'est la constante de Curie). [9]

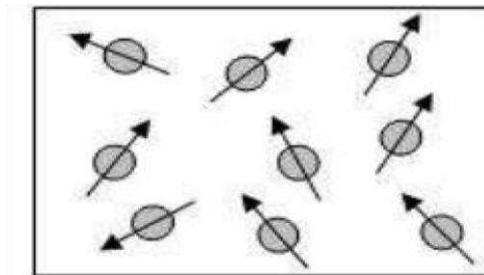


Figure I.4: Paramagnétisme des atomes libres

I.4.3. Ferromagnétiques

Les matériaux ferromagnétiques, comme le fer ou le nickel, possèdent un fort moment magnétique. Les moments magnétiques de leurs atomes sont ordonnés en petites zones uniformément magnétisées, appelées domaines de Weiss. En l'absence d'un champ magnétique extérieur, chaque domaine présente une orientation aléatoire (Fig.I.5.a).

En revanche lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué, les domaines déjà orientés dans la direction du champ s'élargissent au dépend des autres et finalement, tout le matériau s'aimante uniformément dans la direction et le sens du champ appliqué (Fig.I.5.b). Si l'on supprime le champ extérieur, le matériau reste aimanté dans la direction et le sens du champ précédemment appliqué. [10]

Domaines magnétique extérieur de Weiss
(a)

Champ
(b)

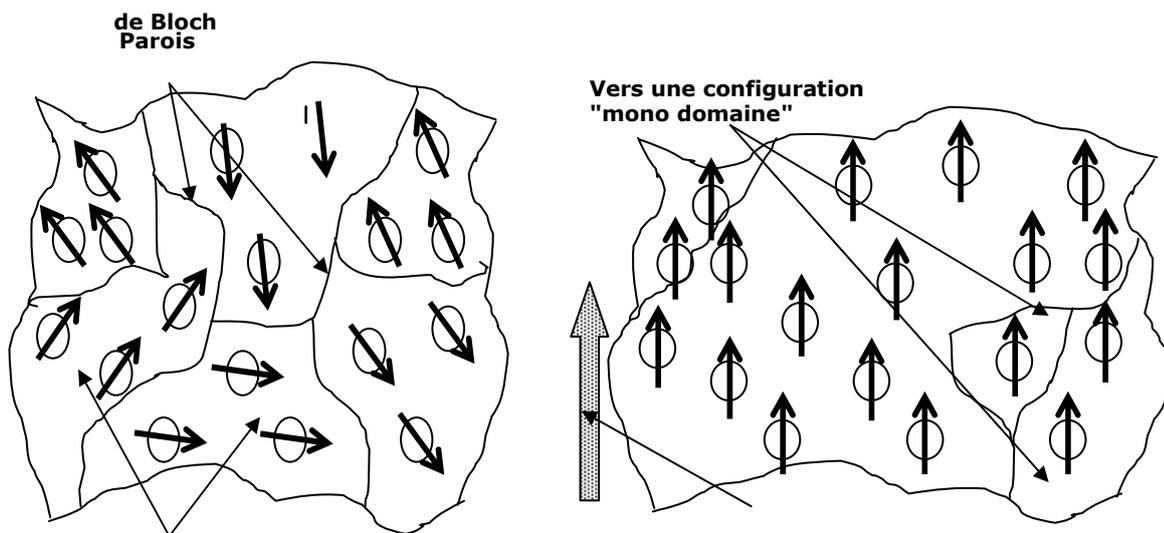


Figure I.5: Comportement des domaines: (a) en l'absence d'un champ magnétique extérieur, (b) en présence d'un champ magnétique extérieur.

On rassemble dans le tableau (I.1) ci-dessus, les principales caractéristiques des différents types de matériaux

Type	Susceptibilité, χ	χ en fonction de la température	Exemples
Diamagnétique	$\sim -10^{-6}$	Indépendant	Cu, Ag, Au
Paramagnétique	$\sim +10^{-3}$	$\chi = C/T$ (loi de Curie) $\chi = C / (T - T_c)$ (loi de Curie -Weiss)	Na, Al
Ferromagnétique	Très grand et positif	$\chi \rightarrow \infty$	Fe, Co, Ni

Tableau I.1: Caractéristiques des différents types de matériaux

I.4.3.a. Les domaines de Weiss

L'organisation des atomes pour un matériau obéit au principe général suivant : « Tout système physique se place, s'il est permis, dans un état correspondant à une énergie minimale ». [11]

I.4.3.b. Les parois de Bloch

La séparation des différents domaines magnétiques élémentaires «domaines de Weiss» étudiés précédemment 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. [11]

On distingue principalement :

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

I.5.Hystérésis

I.5.1Définition

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

Le cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique dépend de la mobilité des parois de Bloch, elle-même est fonction des énergies magnétiques et du champ appliqué. Donc il peut être considéré comme une caractéristique du matériau et dans tous les cas un modèle mathématique bien détaillé est nécessaire. L'hystérésis c'est le retard à la désaimantation et le dédoublement de la caractéristique $B(H)$ du matériau magnétique. Donc le cycle d'hystérésis est le tracé de l'induction en fonction du champ extérieur appliqué. [12, 13]

$$B=\mu_0 (H+M) = \mu_0(1+\chi)H = \mu H \quad \text{(I.6)}$$

La courbe de première aimantation et le cycle d'hystérésis (figure I.6); sont deux propriétés importantes des substances ferromagnétiques. En effet, la plupart des applications technologiques sont basées sur l'existence de ce cycle.

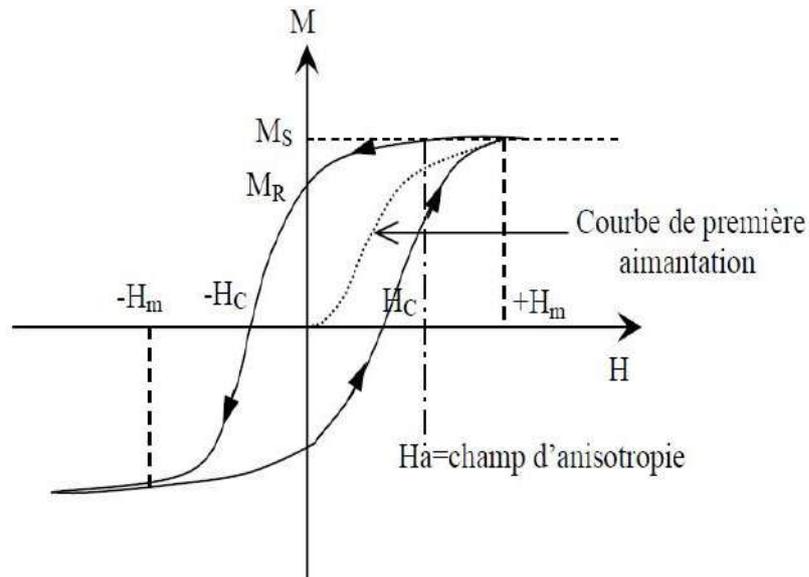


Figure I.6: Cycle d'hystérésis

I.5.2 Généralités du cycle d'hystérésis

Tel qu'énoncé précédemment, les propriétés magnétiques ne se résument pas à une seule quantité. Dans ce travail, on fait référence à la relation entre le champ magnétique H et la densité de flux magnétique B . Pour un matériau ferromagnétique, elle porte le nom de courbe d'hystérésis, ou simplement courbe B - H .

D'abord, cette relation a la propriété d'être non linéaire. Les matériaux ferromagnétiques ont une forte magnétisation à faible champ, puis l'énergie requise pour magnétiser davantage augmente rapidement. Bref, on tend vers la saturation magnétique du matériau. Une deuxième propriété de la courbe B - H d'un ferromagnétique est la présence d'hystérésis magnétique. Bien que le modèle physique soit abordé plus en détails dans la revue de littérature, on peut se limiter à dire que les propriétés magnétiques dépendent de l'historique des états de magnétisation local du matériau. Ceci s'illustre par la présence de branches dans la relation B - H . Lors d'une inversion de la dérivée du champ magnétique, une branche est formée. Pour présenter les diverses définitions du tableau I.2.

Symbole	Unité	Description
H	[A /m]	Champ magnétique
B	[T]	densité de flux magnétique ou induction
H _c	[A /m]	Champ magnétique coercitif
B _r	[T]	Induction rémanente
B _{sat}	[T]	Induction à saturation
μ ₀	[H /m]	Perméabilité du vide
μ _r	[]	Perméabilité relative (au sens large)

Tableau I.2: les symboles magnétiques

Référence

1. **C. Kittel**, "*Introduction à la physique de solide*", Ed. Dunod, Paris, 1972.
2. **E. De Lacheisserie**, "Magnétisme II : matériaux et applications ", EDP science, 2000.
3. **M.Cyrotet al.**, "*Magnétisme, I-Fondements*", Ed. Presses Universitaires de Grenoble 1999, France.
4. **L. Thourel**, « Dispositifs à ferrites pour micro-ondes », Paris, éditions Masson et cie, 1969, pp.1 – 3.
5. **G. Pircher**, « Introduction à l'étude du magnétisme », université de Paris, école supérieure d'électricité, 1966.
6. **Richard M. BOZORTH** Ferromagnetism D. Van no strand company, 1951.
7. **Giorgio BERTOTTI** Hysteresis in magnetism – for physicists, material scientists and engineers.
8. **J. COEY Rare-earth iron permanent magnets** Oxford sciences publications, 1996.
9. **TANTO Amel** "Etude et modélisation d'un micro-résonateur : résonateur micro bande en anneau, pour la caractérisation de ferrites en hyperfréquences " Université Ferhat Abbas SETIF1, thèse de doctorat, juin 2016.
10. **Chelghoum Leila** " Étude de l'hystérésis magnétique par le modèle de Breisach" université de Batna, mémoire de magistère, 2006.
11. **Ducharne Benjamin**, "Caractérisation et modélisation de circuits magnétiques du global vers le local" Thèse de doctorat Université Claude Bernard – Lyon I, France, 2003
12. **Ph. Robert**, "Matériaux de l'électrotechnique " Traité d'électricité, Presse Polytechniques Romandes, Lien, Troisième Edition, 1989.
13. **P. Brissonneau**, "Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique", Edition Hermès, Paris, France, 1997.

Chapiter II
Le fer et les aliages à base de fer
(Fe, FeSi)

II.1 Introduction

Les matériaux magnétiques doux qui s'aimantent et se désaimantent facilement sont les matériaux constitutifs fondamentaux de toutes les machines électriques conventionnelles. Particulièrement, les alliages de la famille du fer (Fer Silicium) sont les matériaux magnétiques de base les plus couramment utilisés en électrotechnique. Ils se présentent généralement sous forme de tôles minces que l'on empile en les séparant par des couches isolantes. Les alliages fer-silicium présentent également, des perméabilités magnétiques très grandes et des cycles d'hystérésis de surfaces très réduites.

II. 2. Le fer, matériau magnétique de base

II.2.1 Le fer élément principale

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

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

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

On ne dira jamais assez de quelle chance a bénéficié l'électrotechnique naissante avec le fer. Voilà un matériau, parmi les plus abondants de l'écorce terrestre, connu et préparé depuis des millénaires avec des techniques sans cesse améliorées, essentiellement comme matériau de construction pour ses qualités mécaniques et qui se révèle de surcroît, posséder des qualités magnétiques exceptionnelles. Sans le fer, on imagine que les premiers pas de l'électrotechnique auraient été bien plus lents, et, jusqu'au milieu du 20^e siècle, le fer et les aciers ont représenté pratiquement les seuls matériaux magnétiques utilisés en construction électrique.

II. 2.2 Le fer industriel

Le fer industriel ou fer technique contient beaucoup d'impuretés et cela a un effet direct sur les propriétés magnétiques : les pertes par hystérésis augmentent et l'induction à saturation diminue. Les impuretés les plus néfastes sont : le carbone, l'azote, le phosphore, l'oxygène et le soufre. Bien que la perméabilité du fer purifié puisse atteindre plusieurs dizaines de milliers de fois celle du vide [1], celle du fer technique est faible et ses pertes magnétiques sont élevées. Ces mauvaises performances magnétiques sont dues à la présence d'impuretés qui gênent le mécanisme d'aimantation par déplacement des parois de Bloch. Une très faible quantité d'impuretés peut être tolérée dans la matrice de fer sans former de précipités et sans altérer les propriétés magnétiques [2].

II.3 Les alliages cristallins à base de fer : fer-silicium

Les matériaux possédant une forte aimantation, tels que le fer pur intéressent les électrotechniciens pour leur pouvoir canalisateur de flux magnétique. Mais un handicap majeur dû à leur faible résistivité (de l'ordre $10^{-7} \mu\Omega.m$) à température ambiante empêche leur utilisation à l'état pur. Afin de tendre vers un matériau idéal, les métallurgistes nous proposent une gamme d'alliages dont, nous citerons les plus utilisés [3]. La découverte des aciers au silicium est généralement attribuée à Hadfield (Sheffield, GB, 1882) qui les avait obtenus par hasard et remarqué leur grande dureté, mais il a fallu encore attendre une vingtaine d'années pour que leur potentiel magnétique soit révélé. Les premiers aciers au silicium industriels ont vu le jour en 1903 en Allemagne et tout de suite après aux Etats-Unis. Le nouveau matériau représentait alors un tel progrès sur les aciers au carbone existant qu'il s'est rapidement imposé dans toute la construction électrique. Et les recherches industrielles pour l'amélioration des tôles fer-silicium ont commencé. Elles se poursuivent encore aujourd'hui.

C'est l'alliage le plus largement utilisé dans la construction électrique. Son intérêt réside dans le fait qu'il présente une perméabilité magnétique élevée et un champ coercitif faible, ce qui conduit à des pertes par hystérésis très réduites. En outre, la résistivité électrique de l'alliage est bien supérieure à celle du fer, ce qui entraîne une réduction des pertes par courant de Foucault. L'alliage fer-silicium est le matériau le plus indiqué pour tous les circuits excités en courant alternatif allant des basses fréquences jusqu'à des centaines voire des milliers de hertz.

II.4 Effet du silicium sur les propriétés électromagnétiques du fer

La présence d'atomes de silicium (Si) dans le fer augmente considérablement sa résistivité, comme le montre la figure II-1. Cette augmentation diminue les pertes dues aux courants de Foucault. Cependant l'addition de silicium ne peut franchir un pourcentage (3 à 4%) imposé par des contraintes technologiques (Laminoir à froid).

De plus, les caractéristiques mécaniques du matériau se trouvent améliorées au fur et à mesure que le pourcentage de silicium augmente. L'addition de silicium fait croître la dureté des matériaux et améliore leur résistance mécanique à la traction.

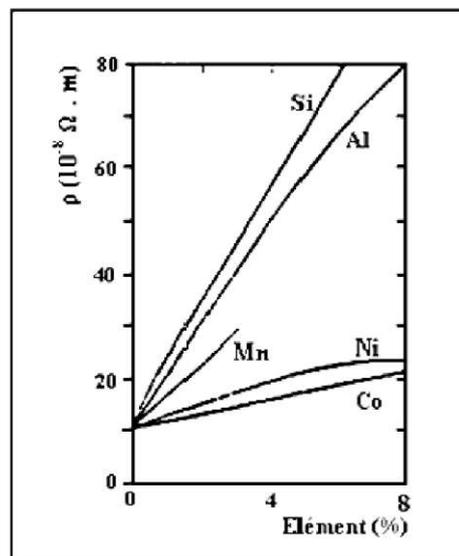


Figure II.1 : Résistivité électrique de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante [4, 5].

Le côté négatif de l'ajout de silicium (ou autres matériaux) réside dans la détérioration de la principale propriété magnétique, l'aimantation à saturation qui se trouve réduite (figure II-2). Un compromis s'impose en conséquence entre les avantages et les inconvénients de l'addition de Silicium (ou autre type). L'addition de Silicium n'est pas seul responsable de la dégradation des propriétés des matériaux magnétiques. La nature et la concentration des impuretés influent considérablement sur les pertes. Des études [3] ont montré que le soufre et l'oxygène sont plus nocifs que l'azote. Il est donc indispensable de préparer un acier d'une grande pureté durant son processus de traitement.

L'augmentation de la température peut réduire également les pertes par hystérésis. Par contre, cette augmentation réduit l'induction B liée à la réduction de l'aimantation à saturation M_s . Ceci est vrai quand H est au delà d'une valeur donnée. Au dessous de cette valeur, B devient proportionnel à la température.

D'autres études ont contredit le résultat précédant, leurs conclusions étant que la proportionnalité entre l'induction et la température n'obéit pas à une loi déterminée (variation aléatoire). Toutefois, il y a toute une "gamme" de paramètres qui agissent sur les propriétés magnétiques, tels que l'induction, la fréquence, la forme de la tôle, etc....

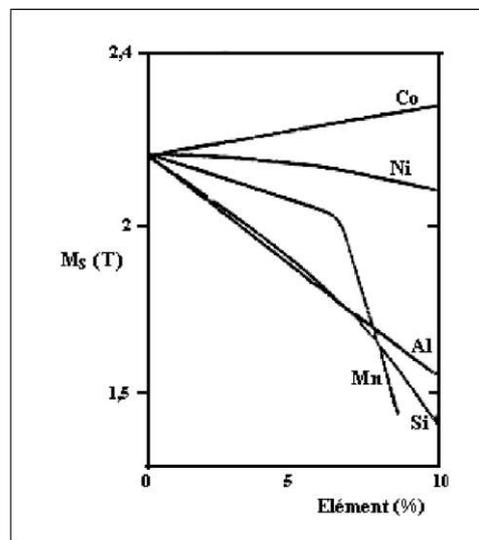


Figure II.2 : Aimantation à saturation de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante [4, 5].

Le fer pur a un comportement cristallographique compliqué, puisqu'il change de structure cristalline entre 910 et 1400°C. Il passe de l'état cubique centré (ferrite ou Fe α) à l'état cubique à faces centrées (austénite ou Fe γ). L'addition de silicium augmente la stabilité de la phase α alors que d'autres impuretés comme le carbone provoquent l'effet inverse. Pour une concentration pondérale en silicium suffisante (Taux de Si > 2,4 % et taux de C < 0,05 %), le changement de phase $\alpha \Leftrightarrow \gamma$ disparaît. Le fait que le métal conserve sa structure α quelle que soit la température facilite les traitements thermiques de l'alliage, (figure II.3).

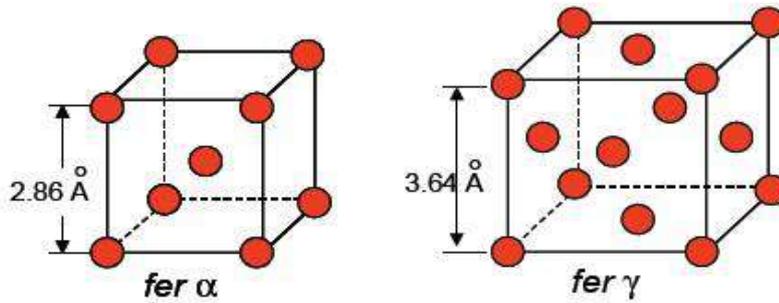


Figure II.3 : Les deux structures cristallographiques du fer (Fe α et Fe γ).

II.5. Influence du travail à froid sur la caractéristique d'aimantation du fer

Un autre facteur déterminant sur les propriétés magnétiques du fer est l'état de son réseau cristallin [6]. Les dislocations de la matrice de fer diminuent grandement les propriétés magnétiques car elles gênent le mouvement des parois de Bloch. La mesure du cycle d'aimantation du fer technique en fonction de l'historique des contraintes appliquées a été étudiée par Makar et Tanner [7]. La déformation plastique engendrée par l'application d'une pression de 160 MPa sur un échantillon cause un changement permanent des propriétés magnétiques. Selon les données de Makar et Tanner, une telle pression dégrade la perméabilité du fer technique d'un facteur 3 à une induction de 1 T et augmente sa coercivité de 68 à 200 A/m (figure II-4).

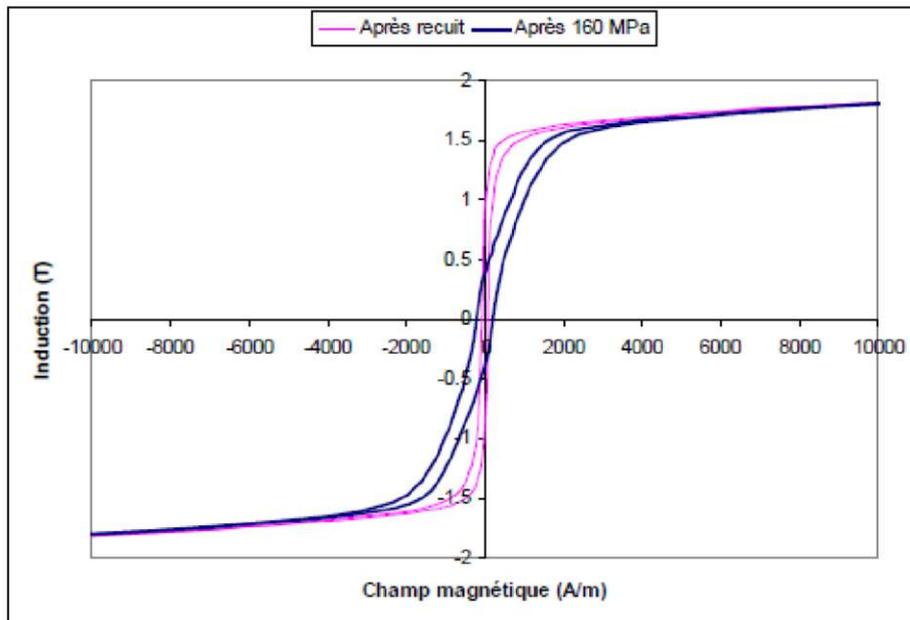


Figure II.4 : Caractéristique d'aimantation du fer en fonction de l'historique de contrainte appliquée [7].

II.6 Tôles magnétiques en alliages fer-silicium

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

Dans les transformateurs, le vecteur induction magnétique en chaque point garde une direction fixe et varie de manière sinusoïdale (sauf dans les coins). Il est alors intéressant d'utiliser la tôle à grains orientés, dite tôle GO. Les grains cristallins auront ainsi une direction privilégiée dite direction de facile aimantation.

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

Ainsi les deux qualités (GO et NO) s'intéressent à deux marchés distincts entre lesquels il n'y a pas réellement de concurrence [8].

II.6.1 Les tôles fer-silicium à grains non orientés (NO)

II.6.1.a. Définition

Les tôles magnétiques fer silicium non orientées, c'est-à-dire sans texture aiguë donc sans anisotropie magnétique marquée, sont des matériaux magnétiques doux cristallins issus de la métallurgie traditionnelle, deviennent après laminage et recuit des poly cristaux plus ou moins faiblement texturés et alliés au silicium selon les besoins applicatifs.

II.6.1.b. Propriétés

Il existe un large éventail de qualités qui diffèrent par :

- Le taux en silicium toujours inférieur à 3.2% limite au-delà laquelle on ne peut plus laminier à froid [8].

- Eventuellement un taux d'aluminium voisin de 0.3% [8].

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

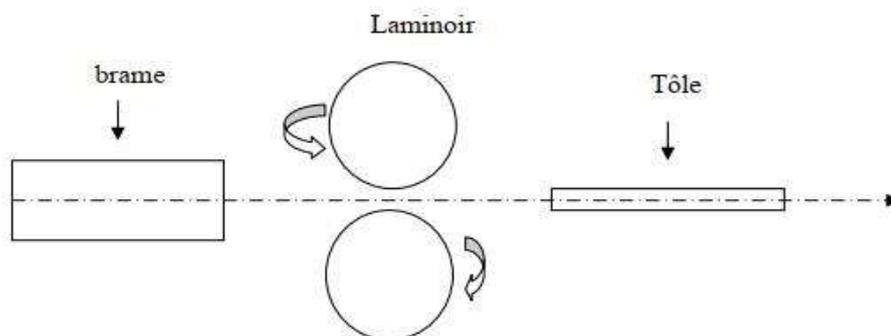


Figure II.5: Laminage à chaud des brames de métal

II.6.2. Tôles fer-silicium à grains orientés (Go)

II.6.2.a. Définition

A l'heure actuelle, les circuits magnétiques des transformateurs sont, le plus souvent, construits avec des tôles FeSi-GO. Ces tôles sont, comme leur nom l'indique, divisées en grains qui sont constitués de domaines magnétiques de Weiss et séparés par les parois de Bloch (définis précédemment dans la section I.4 du chapitre I). Celles-ci se déplacent en fonction du niveau d'induction présent dans la tôle et de l'angle pris par le flux magnétique par rapport à la direction de laminage (DL). Ces tôles présentent des performances remarquables en termes de pertes dans la DL. Dans les tôles GO, les cristaux sont assez gros et ont pratiquement tous la même orientation et la dispersion moyenne autour de l'orientation idéale, qu'on appelle «texture de Goss» ou $(110) \langle 001 \rangle$ n'atteint que 7 à 8° dans les qualités courantes et 2 à 3° dans les qualités les plus performantes [9]. Il en résulte une direction de facile aimantation parallèle à la direction de laminage DL suivant l'arrête $\langle 001 \rangle$ très fortement privilégiée, entraînant de meilleures performances énergétiques. Elle est de difficile aimantation selon la direction transverse DT suivant (110) et de plus difficile aimantation suivant la direction (111) . La structure en domaines comprend de nombreuses parois de Bloch à 180° sensiblement parallèles à la direction de laminage, ce qui entraîne des mécanismes d'aimantation facile et de faibles pertes. [9, 10, 11, 12].

II.6.2.b. Propriétés

Les tôles FeSi à 3 % Si, élaborées et parachevées dans des conditions particulières, conduisent par recristallisation secondaire à la texture de Gauss ou la texture $(110) [001]$ en notation de Miller. Ainsi la direction de laminage, dans le plan de la tôle est toujours voisine d'une arête du cube, qui est aussi une direction de facile aimantation. Il apparaît alors dans la tôle une structure en domaine particulièrement avantageuse, constituée de domaines principaux réguliers en bandes parallèles, d'aimantation alternée, séparées par des parois de Bloch à 180° très mobiles. Cette tôle acquiert donc très facilement une aimantation importante parallèlement à sa direction de laminage et ses pertes sont faibles. Les directions de facile aimantation sont mises en évidence par la figure II.6.

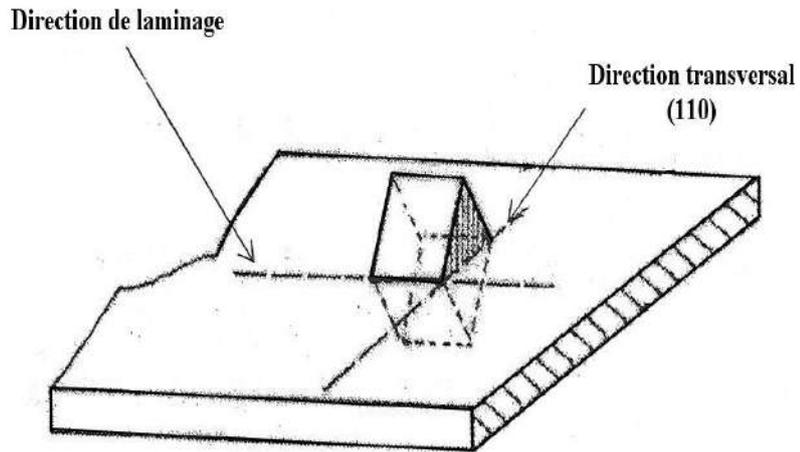


Figure II.6: Orientation idéale des grains cristallins dans une tôle GO

Référence

1. **P. P. Cioffi**, "Hydrogenized Iron," Physical Review, vol. 39, pp. 363-367, 1932.
2. **R. M. Bozorth**, Ferromagnetism. New York: Wiley, 1993.
3. **J.C. Bavay ; J. Verdun** : Alliages Fer-Silicium Technique de l'ingénieur 1-14: D2110 ; 1-18 :D2111 ; 1-6 : D2112.
4. **R.H. Pry, J. Appl. Phys.**, 30, p.189.
5. **R.C.Hal: J. Appl. Phys.**, 31, p.1037.
6. **V. E. Iordache, F. Ossart, and E. Hug**, "Magnetic characterization of elastically and plastically tensile strained non-oriented Fe-3.2%Si steel", J. Magn. Magn. Mater. 254-255 (2003) 57-59.
7. **J. M. Makar and B. K. Tanner**, "The effect of plastic deformation and residual stress on the permeability and magnetostriction of steels", J. Magn. Magn. Mater. 222 (2000) 291-304.
8. **L. Sedkaoui**, « Les tôles magnétiques Fe-Si : caractéristiques et processus d'élaboration », mémoire d'ingénieur d'état en électrotechnique, université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2008.
9. **P. Brissoneau** « Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'Electrotechnique », Edition Hermès, paris, France, 1997.
10. **A. K. Lebouc**, "Matériaux magnétiques en génie électrique 1 ", Lavoisier, 2006.
11. **J. C Perron**, "Matériaux ferromagnétiques amorphes et nanocristallins ", Techniques de l'ingénieur, D2150, pp.1-28.
12. **R. Lemaître T. Belgrand**, "Matériaux magnétiques doux cristallins. Acier électrique à grains orientés", Techniques de l'ingénieur, d2124, May 2014, pp.1-24.

Chapitre III

Mesures magnetiques au meyen d'un flexmeter et calcule des pertes

III.1. Introduction

Il existe de nombreuses méthodes pour obtenir le cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique. Celles-ci peuvent être classées en deux catégories principales. Dans la première catégorie, on trouve les méthodes basées sur la force exercée sur un matériau magnétique placé dans un gradient de champ. Les appareillages utilisant ces méthodes, appelées balances de Faraday, sont précis et sensibles, mais très délicats à utiliser. Ils sont réservés à l'usage des laboratoires spécialisés, plus particulièrement des matériaux faiblement magnétiques. Dans la deuxième catégorie, on trouve les méthodes basées sur la loi de l'induction, de loin les plus nombreuses. Il s'agit dans ce cas de mesurer la variation de flux issue de l'échantillon à tester, ce qui est obtenu en mesurant la tension induite dans une bobine de lecture. Deux types de dispositifs sont plus particulièrement utilisés : les magnétomètres à échantillons vibrants (**VSM**) et les hystérésismètres à induction.

- Les Hystérésismètres

Les hystérésismètres plus simples et moins coûteux sont basés sur la lecture des variations du flux dans le matériau provoquées par une excitation **H** dépendant du temps.

Deux méthodes sont utilisées:

- Les hystérésigraphes : qui donnent les cycles statiques où le champ d'excitation varie continûment.
- Les traceurs de cycles qui eux donnent les cycles dynamiques où le champ est généralement sinusoïdal.

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

- **Teslamètre à effet hall** : le générateur à effet hall fournit le moyen le plus employé pour la mesure des inductions.

- **R.M.N (Résonance Magnétique Nucléaire)** : procédé très précis de la mesure des inductions magnétiques, ramené à une mesure de fréquence (domaine de laboratoire).

- **Balance de Faraday**: mesure de la force sur un échantillon aimanté et placé dans un gradient de champ. Ce dispositif est mal adapté pour des faibles coercitivités.

- **AFGM (Alternating Field Gradient Magnetometer)** : variante moderne de la balance de Faraday, mesure à l'aide d'un bimorphe piézoélectrique la force sur un échantillon aimanté et placé dans un radient alternatif, mesure en température, n'accepte que des échantillons de masse faible.

- **SCQUID (Super Conducting Quantum Interference Device)** : le plus sensible des dispositifs, l'échantillon aimanté est placé entre deux bobines, d'où une variation de flux est détectée par une jonction supraconductrice.

- **VSM (Vibrating Sample Magnetometer)**: l'échantillon aimanté vibre devant des bobines de lecture.

III.1.1. But du fluxmètre

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 [1]. 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. 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 la technique du fluxmètre.

III.1.2. Présentation du circuit magnétique

III.1.2.a. Le tore : un circuit fermé privilégié

Toute mesure de caractéristiques d'un matériau doux nécessite impérativement l'utilisation d'un circuit magnétique fermé. Cette obligation vient du fait que, dans tout circuit ouvert, l'échantillon est soumis à un champ démagnétisant interne, indésirable car beaucoup trop important, et le plus souvent inhomogène. Pour tout matériau homogène et isotrope, l'utilisation d'un échantillon sous forme de tore s'impose naturellement en raison de sa symétrie axiale (figure III-1). Le tore est généralement pourvu de deux enroulements régulièrement répartis sur sa circonférence:

- Un bobinage d'excitation : comportant N_1 spires, qualifié d'enroulement primaire et parcouru par un courant d'excitation I_1 . Le champ appliqué en un point situé à la distance r de l'axe tangentiel déduit du théorème d'Ampère, son module varie donc comme $1/r$ entre le rayon intérieur r_i et le rayon extérieur r_e du tore. Pour limiter ces variations on opère généralement sur tores relativement minces : $r_e / r_i < 1,1$.
- Un bobinage de mesure de 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 enroulement secondaire.
- Le noyau torique : Si la réalisation des bobines se heurte, à un certain nombre de difficultés, la construction du noyau torique proprement dit n'est jamais facile. Nécessairement utilisés en régime dynamique sous forme de tôles et de rubans minces, les matériaux doux métalliques sont systématiquement anisotropes en raison du principe même de leur fabrication par laminage [2].

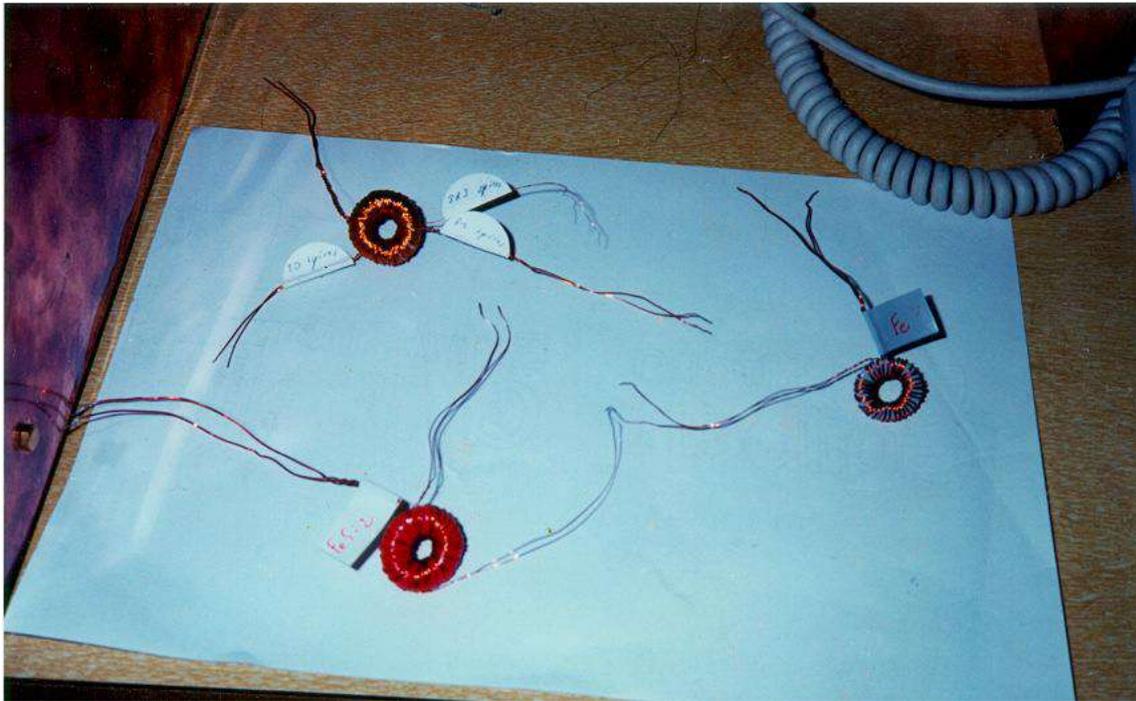
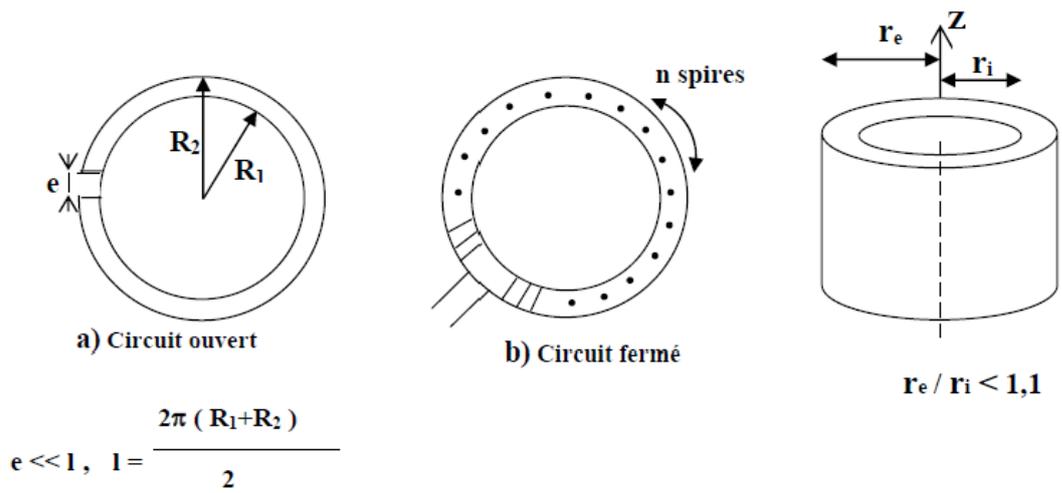


Figure III.1: Le tore.

III.1.2.b. Le cadre Epstein

C'est un circuit fermé démontable, de forme carrée, utilisé dans le monde entier pour caractériser les tôles magnétiques (figure III.2). Sa construction a été soigneusement codifiée par de nombreux organismes de normalisation (CEI, AFNOR, etc....).

Le noyau magnétique est constitué de N bandes rectangulaires (N étant multiple de 4 et au moins égal à 16). Les dimensions recommandées pour chaque bande étant $280 \times 30 \text{ mm}^2$, on utilise environ **0,5 kg** de matière par noyau magnétique. Les N bandes sont assemblées en un circuit carré, avec des joints à recouvrement (figure III-3), de telle sorte que le périmètre moyen vaut exactement 1m. Les bandes sont découpées aux cotes précises et sans bavures dans la tôle qu'il s'agit d'évaluer, soit parallèlement à la direction de laminage s'il s'agit d'une tôle à grains orientés, soit pour moitié seulement dans la direction de laminage et pour moitié dans la direction travers s'il s'agit d'une tôle ordinaire.

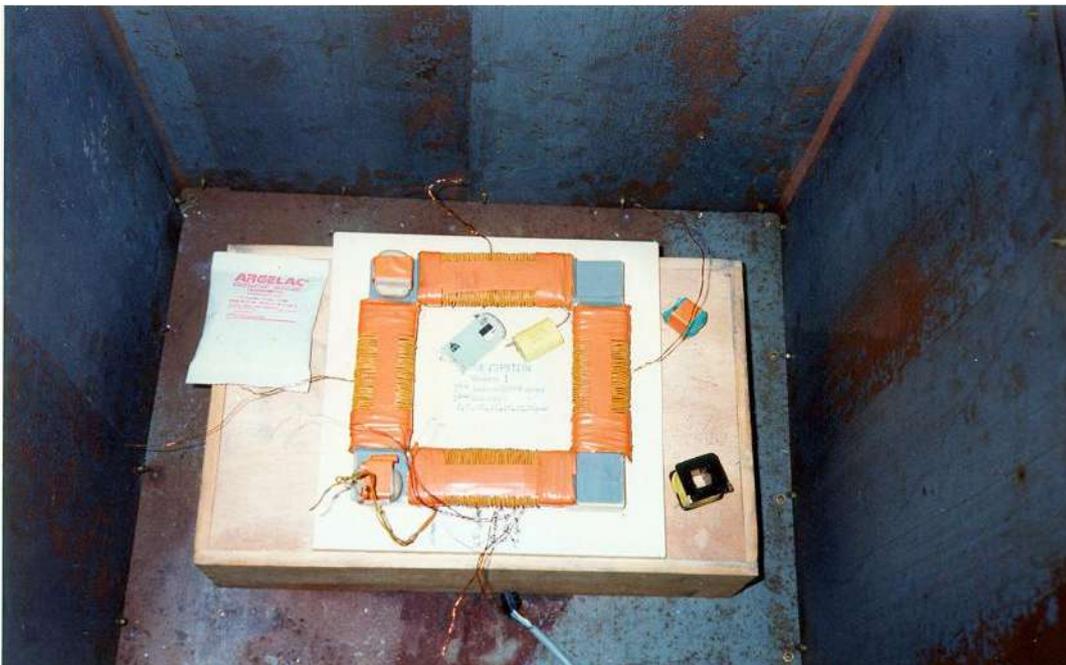


Figure III.2: Cadre Epstein.

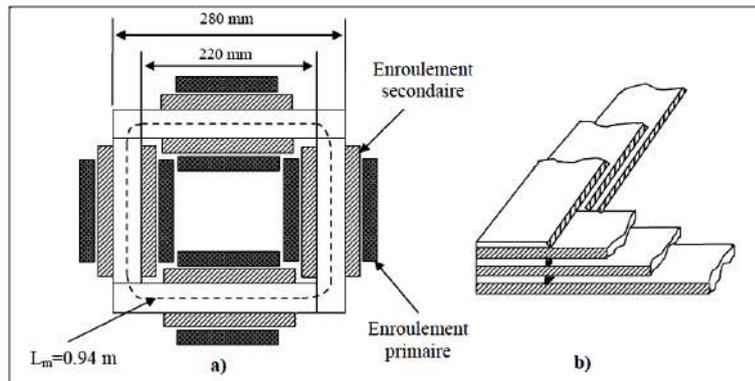


Figure III.3: Cadre Epstein, a) dimensions, b) Joints à recouvrements réalisés dans un coin de circuit Epstein.

Les N bandes sont ensuite assemblées avec des joints à recouvrement selon la disposition indiquée sur la figure III-4, en les glissant dans des fourreaux qui supportent les bobinages fixes d'excitation et de mesure.

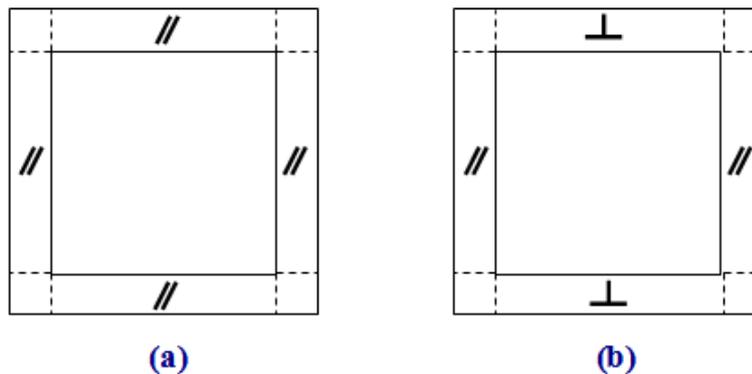


Figure III.4: Mode d'assemblage de N bandes unitaires en circuit Epstein :
a) cas d'un échantillon de tôles à grains orientés. Les mesures s'effectuent parallèlement à la direction de laminage,
b) cas d'un échantillon de tôles non orientées constitué pour moitié de bandes découpées suivant la direction de laminage et pour moitié suivant la direction travers.

L'avantage primordial du circuit Epstein réside dans le fait qu'il s'agit d'un circuit démontable, qu'un technicien bien entraîné peut mettre en place en quelques minutes. Par contre on a perdu beaucoup de la simplicité qu'on avait rencontrée précédemment dans le cas du circuit torique. Dans les coins, il n'y a plus d'enroulements et une épaisseur double de matière. En outre le passage du flux d'induction d'une bande à ses voisines s'effectue

nécessairement à travers le revêtement isolant de la tôle. Pour traiter en pratique ce système comme un circuit homogène, on a établi par des mesures comparatives soignées autour de $\mathbf{B} = 1,5 \text{ T}$, qu'il se comportait comme un circuit fermé ayant pour section la section moyenne d'un côté (c'est à dire la section de $\mathbf{N}/4$ bandes) et pour longueur ce qu'on appelle la longueur conventionnelle du circuit, l_m établie à $l_m = 0,94 \text{ m}$.

Enfin, dernier inconvénient du système, malgré tous les soins apportés au découpage des bandes relativement étroites (30 mm), le cisailage introduit des contraintes locales qui dégradent les performances magnétiques de la tôle de départ, dans une proportion mal connue. Les promoteurs du cadre Epstein avaient donc prévu d'effectuer systématiquement après découpage un traitement thermique des bandes échantillons, à haute température et en atmosphère convenable, pour effacer les contraintes de cisailage. Ces recuits ont été abandonnés par la plupart des constructeurs électriciens ; il existe dans le commerce certaines qualités de tôles qui ne les supportent pas. La solution moderne consiste à abandonner le circuit Epstein et le remplacer par une bande-échantillon unique de dimensions suffisantes pour qu'on puisse négliger les effets du cisailage [2].

III.1.3. Choix du matériau

La quantité μ_r est en fait très dépendante de l'induction \mathbf{B}_m à laquelle travaille le matériau et se dégrade rapidement à partir d'une certaine valeur appelée coude de saturation égale à **1.7 Tesla** pour le fer. On dimensionne le circuit magnétique de sorte que le matériau travaille à une valeur voisine de 1.7 T, ce qui garantit un μ_r de l'ordre de 2000 pour les tôles classiques. En plus de l'utilisation d'un circuit fermé, il sera en fer.

III.2. Description de l'appareillage fluxmétrique

Pour observer expérimentalement la dynamique des parois dans un ferromagnétique on a choisi un dispositif de mesure des cycles d'hystérésis à fréquence et amplitude variables. On a branché un circuit magnétique comme un transformateur, en prenant les valeurs de $\mathbf{H}(t)$ du coté primaire et $\mathbf{B}(t)$ du coté secondaire simultanément. Le signal que l'on choisi triangulaire, ceci afin d'avoir une variation temporelle du champ appliqué constante, est

fourni par un générateur de fonctions à fréquence et amplitude variable. Ces deux grandeurs seront nos paramètres principaux. Suit un amplificateur linéaire de puissance, et deux résistances mises en série avec le bobinage primaire de l'échantillon. Les résistances ont deux fonctions : d'abord elles servent à lier les grandeurs $I_{\text{prim}}(t)$ et $U_{\text{prim}}(t)$ de la façon la plus proche d'une dépendance linéaire possible. Ensuite R_{shn} sert aussi à mesurer le courant primaire.

Du côté secondaire on trouve une chaîne d'amplificateurs, représentée par un seul dans le schéma. Comme il s'agit d'une tension induite, celle-ci est proportionnelle à la variation temporelle de l'induction dans le ferromagnétique. On a donc mis un intégrateur RC avant d'arriver à la carte d'acquisition. L'intégrateur avait une constante de temps assez grande pour être suffisamment linéaire dans le domaine des fréquences appliquées, les deux signaux $H(t)$ et $B(t)$ sont enregistrés simultanément par une carte A/D connectée à un ordinateur, qui enregistre environ 150 points par cycle. Ces données ont après été enregistrées sous forme de fichiers de texte sous DOS.

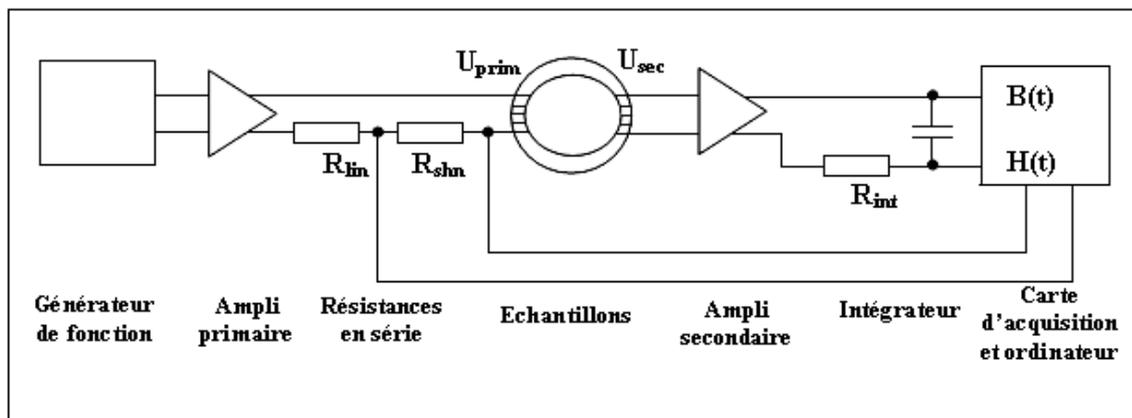


Figure III.5: Schéma des dispositifs de mesure.

Une vue générale de notre fluxmètre est illustrée sur la figure III-6 ci-dessous.

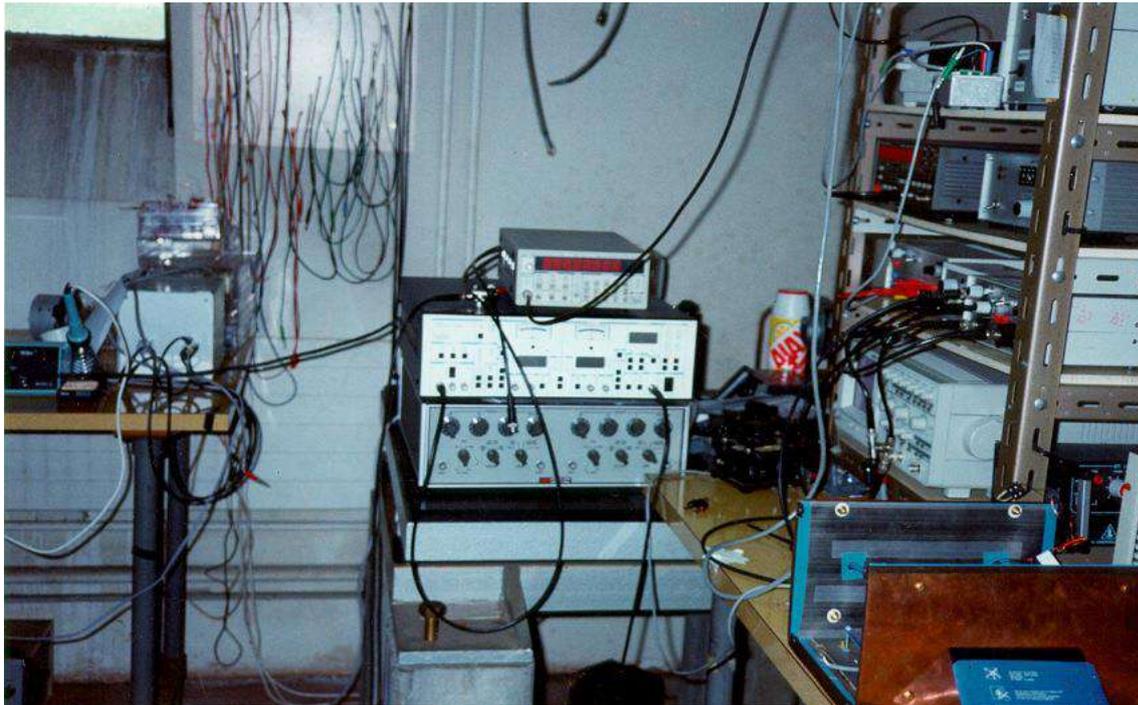


Figure III.6: Vue générale du fluxmètre.

III.2.1. Les différents éléments du fluxmètre

- Le générateur de fonction

Pour assurer une induction $\mathbf{B}(t)$ sinusoïdale il suffit d'alimenter l'enroulement primaire par un générateur de force électromotrice sinusoïdale à la fréquence désirée, et impédance interne négligeable.

- Chaîne d'acquisition numérique

Les signaux $\mathbf{H}(t)$ et $\mathbf{B}(t)$ sont enregistrés numériquement par une carte 8 bits environ 150 fois par cycle, cette procédure est répétée dix fois, et l'ordinateur calcule une moyenne de chaque ensemble de dix mesures correspondantes, ainsi que la surface du cycle. Cette dernière est proportionnelle à l'énergie dissipée par les courants induits au cours d'un cycle.

III.2.2. Echantillons

On utilise trois échantillons différents, dont les paramètres sont :

L'échantillon	Fe pur	FeSi non orienté	FeSi orienté
Longueur moyenne du circuit	47,1 mm	55,2 mm	472 mm (cadre Epstein)
Section droite	7,40 mm ²	2,80 mm ²	8,52 mm ²
Nombre de spires primaire	40	34	4*120
Nombre de spires secondaire	40	34	10
Résistivité du matériau	0,13*10 ⁻⁶ ohm*m	0,48 *10 ⁻⁶ ohm*m	0,48*10 ⁻⁶ ohm*m
Aimantation a saturation	2,10 Tesla	1,94 Tesla	1,94 Tesla

Tableau III.1: Les différents échantillons étudiés.

Les premiers deux échantillons sont des matériaux utilisés dans des moteurs. Metallurgiquement on n'a pas orienté les directions de facile aimantation des grains (régions cristallisées uniformément), car dans les moteurs les directions d'aimantation changent avec la position angulaire du noyau magnétique. Le pourcentage d'atomes qui participent à l'aimantation est alors très inférieur à celui du troisième échantillon : il s'agit d'un matériau de transformateur, dont tous les grains présentent une direction de facile aimantation parallèle à une direction macroscopique imposée (figure III-7).

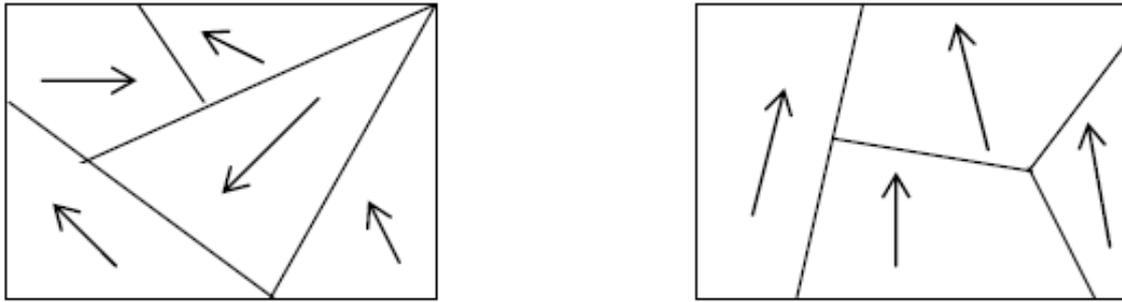


Figure III.7: Représentation des directions de facile aimantation.

III.2.3. Les formes des échantillons

La forme des échantillons était les suivantes (figure III-8):

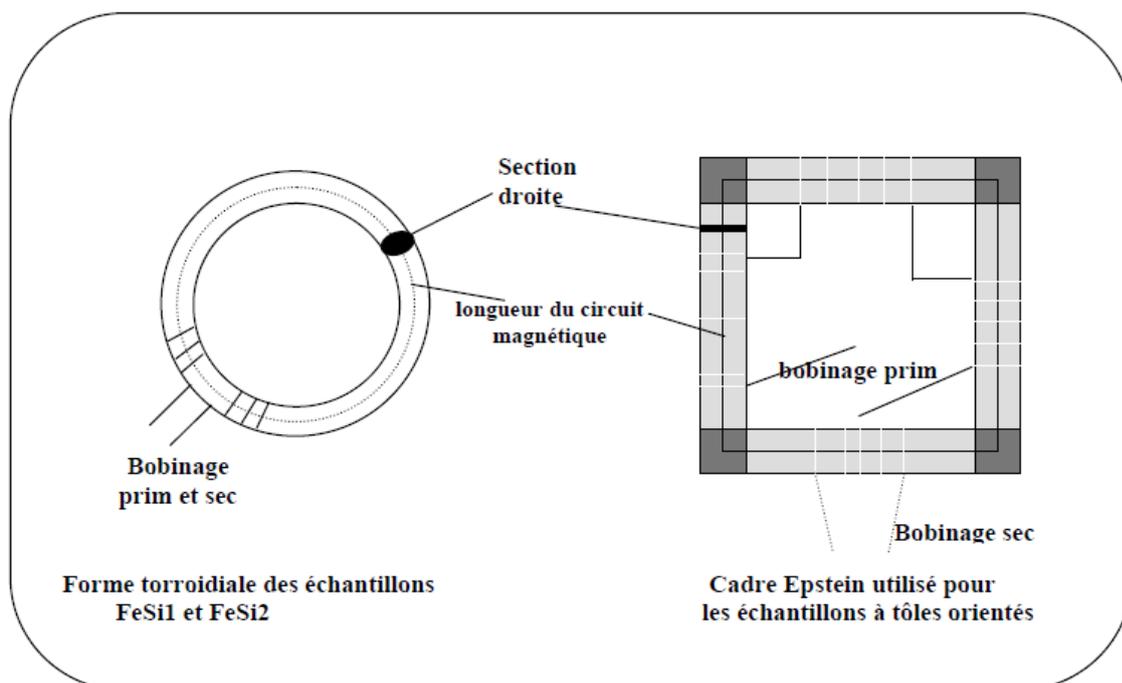


Figure III.8: Forme des échantillons.

III.3. Calcul des pertes

Des modèles théoriques ont été mis au point en vue de prédire les pertes magnétiques. En se basant sur une grande partie de la théorie, il y a trois méthodes principales qui s'occupent de la prédiction des pertes magnétiques: le principe de séparation de pertes, les modèles d'hystérésis et les méthodes empiriques. Les approches empiriques sont basées sur l'équation caractéristique des pertes magnétiques de Steinmetz (1892) régie par l'équation (1). Cette dernière est déterminée d'une manière purement empirique sans lien avec une quelconque explication physique [3].

$$P = k_h B_m^n f \quad (\text{III.1})$$

où f est la fréquence du champ magnétique extérieur, B_m est l'induction magnétique maximale, k_h et n des coefficients qui dépendent du matériau laminé. La formule de Steinmetz est applicable dans le cas de l'hystérésis statique, sous une induction magnétique inférieure ou égale à 1T. Le principe de séparation de pertes introduit par Bertotti (1988) est un excellent outil pour l'évaluation des pertes des matériaux ferromagnétiques [4-5]. Les pertes magnétiques sont 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. Selon ce principe, nous pouvons séparer les pertes totales en trois contributions données par l'équation (2).

$$P_t = P_{\text{hys}} + P_{\text{cl}} + P_{\text{exc}} \quad (\text{III.2})$$

où P_{hys} représente les pertes statiques par hystérésis, P_{cl} représente les pertes classiques par courants induits macroscopiques et P_{exc} représente la contribution des pertes par excès dues aux mécanismes microscopiques dynamiques des parois. La théorie statistique des pertes de Bertotti est aussi généralisée à des formes d'ondes non-sinusoïdales. Quand l'induction magnétique dépasse 1T et la fréquence commence à augmenter, on trouve une grande contradiction entre les calculs basés sur l'expression (1) de Steinmetz et les résultats expérimentaux. Pour cela, divers modèles ont été proposés pour la correction de cette formule, en utilisant la théorie des domaines magnétiques et en se basant sur la théorie de

séparation des pertes pour expliquer les pertes en excès [6-7]. Les pertes fer sous une excitation sinusoïdale sont données par l'expression (3).

$$P_t = k_h f B^n + k_c (f.B)^2 + k_e (f.B)^{3/2} \quad (\text{III.3})$$

k_h , k_c , k_e et n sont des paramètres dépendant du matériau utilisé. Les modèles d'hystérésis sont utilisés pour la prédiction des pertes magnétiques si les cycles d'hystérésis ou même les paramètres du matériau à étudier sont disponibles. En plus des modèles d'hystérésis les plus connus tels le modèle d'hystérésis classique de Preisach (1935) et le modèle de Jiles-Atherton (1986), de nombreux modèles ont été entrepris pour modéliser les pertes magnétiques [8]. Ces dernières années le modèle dynamique de Preisach et le modèle dynamique de Jiles-Atherton sont les plus répandus. En général, ces modèles donnent des résultats satisfaisants en terme d'exactitude et permettent des simulations complexes, mais exigent une série de mesures et des données sur le matériau magnétique. Notre étude consiste en la détermination expérimentale des pertes magnétiques en champ sinusoïdal et la prédiction théorique de ces pertes en se basant sur le principe de séparation des pertes de Bertotti.

III.3.1. Variation des pertes totales avec la fréquence

Le cycle d'hystérésis dynamique contient toutes les informations nécessaires à un utilisateur éventuel du matériau, c'est-à-dire à la fois:

-l'induction moyenne $B(H)$,

-et les pertes totales P_t .

Mais il faut bien sûr que le cycle d'hystérésis soit déterminé dans les conditions réelles d'utilisation, la plupart du temps à $B(t)$ sinusoïdal.

Les pertes totales dans les tôles

Pour simplifier, en régime alternatif, soit un système constitué d'une tôle ferromagnétique et conductrice, d'épaisseur e , soumise à un champ d'excitation H parallèle au plan de la tôle, on démontre à partir des équations de Maxwell (en admettant ici) que

l'énergie fournie par le milieu extérieur à chaque instant est représentée par le flux rentrant du vecteur de Poynting \mathbf{P} , à travers la surface (S) du système de volume v. Par définition :

$$\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

$$\text{L'énergie fournie vaut } \iint_{(S)} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{s} = \iiint_{(v)} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \, dv + \iiint_{(v)} \mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t) \, dv \quad (\text{III.4})$$

Dans ces deux expressions, \mathbf{E} est le champ électromoteur induit, \mathbf{j} le vecteur densité de courant et \mathbf{B} l'induction magnétique ; au second membre de cette dernière expression, le produit scalaire $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ désigne la puissance joule volumique associée localement aux courants induits, et $\mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t)$ désigne la puissance volumique fournie pour modifier l'aimantation locale. En divisant par la période, on obtient la puissance moyenne fournie à l'échantillon :

$$P = (1/T) \int \left[\iint_{(S)} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{s} \right] = \int \left[\iiint_{(v)} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \, dv + \iiint_{(v)} \mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t) \, dv \right] \quad (\text{III.5})$$

Cette expression constitue la décomposition des pertes ; la première intégrale représente les pertes joule dues aux courants induits, et la seconde intégrale les pertes par hystérésis. Cette décomposition est purement théorique, inutilisable en pratique car \mathbf{j} , \mathbf{B} et \mathbf{E} sont des grandeurs locales interdépendantes, et inaccessible directement. On est amené à recourir à la première intégrale ; ainsi sans entrer dans le détail, pour une surface de tôle unité, soit un volume e de matière, le flux de vecteur de Poynting entrant par les deux faces vaut à chaque instant :

$e\mathbf{H}(d\mathbf{B}/dt)$ et sur un cycle complet, le milieu extérieur fournit, par unité de volume de matière, le travail :

$$W = P_t = \int_{(\text{cycle})} \mathbf{H} d\mathbf{B} \quad (\text{III.6})$$

Pour évaluer les pertes dans un matériau magnétique, il suffit donc de déterminer l'aire de son cycle d'hystérésis. On peut choisir indifféremment le cycle $B(H)$ ou le cycle $J(H)$ puisqu'ils sont da surfaces égales. La relation précédente a été obtenue avec des conditions de symétrie qui s'applique à une tôle mais le résultat ne dépend pas de la forme de l'échantillon.

Le paramètre qui va servir comme base essentielle de l'étude, sera la qualité d'énergie dissipée par cycle d'hystérésis. Ce paramètre est accessible expérimentalement. Et la théorie après quelques hypothèses supplémentaires, calculable, ce qui nous amènent à chercher une expression analytique pour la grandeur P/f , ou P est la puissance dissipée moyenne, et f la fréquence de répétition de notre cycle d'hystérésis. P/f représente alors l'énergie électromagnétique transformée en chaleur au cours d'un cycle. Cette grandeur est proportionnelle à la surface d'un cycle représenté dans le schéma $(H, B(H))$: un élément $dB * (H_a - H_{decr})$ représente une partie de la surface ainsi que l'énergie dissipée par un ensemble de moments dipolaires atomiques dJ .

III.3.2. la séparation des pertes

Les pertes constituent un paramètre important en construction électrique. Est-il possible d'expliquer l'allure générale des courbes $P/f(f)$? De nombreuses tentatives ont été faites en ce sens. Très tôt, les techniciens ont introduit pour leurs besoins une subdivision qu'un examen plus approfondi montre relativement arbitraire, mais qu'il faut connaître, car elle est mentionnée par de nombreux auteurs. On pose :

$$P_t = P_h + P_j + P_{an} \quad (III.7)$$

La séparation des pertes correspond à une subdivision en pertes statiques d'une part et pertes dynamiques d'autre part (Figure III-9)

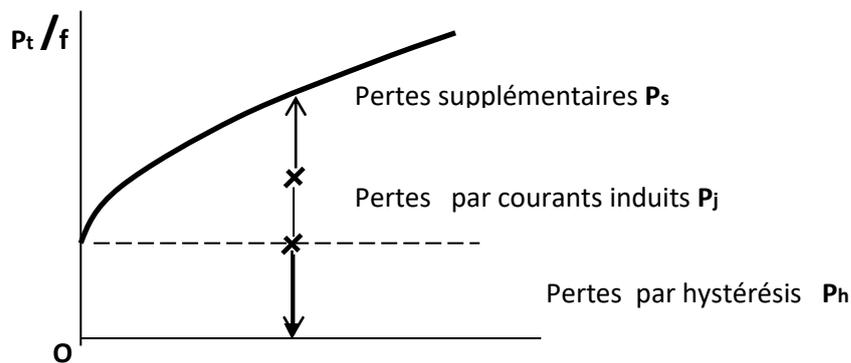


Figure III-9 : Décomposition des pertes totales par cycle.

III.3.2.a- Les pertes statiques ou pertes par hystérésis P_h

Sont mesurées en traçant un cycle à fréquence aussi réduite que possible (pratiquement au-dessous de **1 Hz** par exemple). En admettant que les processus d'hystérésis ne dépendent pas de la fréquence (ce qui constitue a priori une hypothèse très fragile), les pertes par hystérésis sont proportionnelles à **f**. Dans la variation P_t/f (**t**) la part due à l'hystérésis est alors une constante.

III.3.2.b- Les pertes classiques par courants induits P_j

Elles sont calculables facilement à partir de la géométrie de l'échantillon et varient proportionnellement à f^2 , ce qui amène une contribution proportionnelle à **f** dans la variation de P_t/f . Elles ne forment toutefois qu'une fraction des pertes dynamiques.

III.3.2.c- Le reste des pertes dynamiques

Le reste des pertes dynamiques qui n'apparaît ni proportionnel à **f**, ni proportionnel à f^2 est bien souvent du même ordre de grandeur que les deux autres termes aux fréquences industrielles. Les auteurs l'appellent les pertes supplémentaires, P_s , ou les pertes anormale P_{an} .

Cette décomposition trouve une justification dans les échelles distinctes des différents processus physiques mis en jeu. L'hystérésis a son origine dans les processus d'aimantation discontinus à une échelle inférieure à l'épaisseur de parois.

Les pertes classiques dépendent de la géométrie de l'échantillon, et le dernier terme de la répartition en domaines.

III.3.3. Approche historique

Historiquement, on s'est approché des pertes de la façon suivante :

Tout d'abord on a considéré un matériau linéaire, c'est à-dire $B = \mu H$ à chaque endroit et à chaque instant. Un champ appliqué va causer des courants induits à la surface du matériau, qui lui aussi est conducteur (du fer normalement). A cause de la conductivité finie, les courants vont s'affaiblir, le champ pénètre dans le matériau, et de nouveau, induit des courants dans des couches intérieures. Ce processus va finir quand le champ a progressé jusqu'au centre du matériau et les courants sont ainsi annulés.

Appliquons maintenant un champ alternatif, se produisant périodiquement, d'où l'on peut parler d'une moyenne temporelle de la puissance dissipée. Celle-ci a été calculée (très tôt), d'où l'appellation de classique, et elle fournit une dépendance linéaire des pertes par cycle en fonction de la fréquence pour une induction maximale fixe.

$$P_t/f = (1/6) * \pi^2 (f * B_{\max} * d)^2 \quad \text{(III.8)}$$

Comparée à la valeur expérimentale, cette dépendance ne se retrouve pas, surtout dans le domaine des basses fréquences, où l'on constate que les pertes par cycle ne s'annulent pas. De plus, si l'on compare ces pertes calculées aux pertes totales mesurées sur des tôles industrielles, on constate une valeur très basse, de l'ordre du cinquième de la valeur mesurée. On peut estimer que les pertes classiques représentent les pertes minimales qu'on peut obtenir pour le matériau considéré quand ses processus d'aimantation ne sont pas directement dissipatifs, c'est-à-dire quand, localement, il n'y a plus d'hystérésis. Ce cas est exceptionnel.

Pour cette raison, on a introduit un terme correctif sur les pertes classiques, nommé pertes quasi-statiques. On mesure la fréquence presque nulle (quasi-statique) et on les ajoute tout simplement aux pertes classiques. Les pertes quasi-statiques, étant expliquées à l'aide de la notion de paroi, qui saute d'un blocage de champ de dureté à l'autre d'une manière irréversible, en dissipant. On remarque qu'il n'est pas très propre de sommer deux contributions issues de deux modèles différents le matériau linéaire et le modèle des parois. Comme le montre la figure (III-9), cette deuxième approche n'est pas encore suffisante, et la notion des pertes en excès le prouve.

En somme, à regarder la dynamique des parois, où toutes les pertes sont dues aux courants induits et tous les courants induits sont liés aux variations de B, donc aux positions des parois. En quasi-statique, l'énergie dissipée par une paroi au cours d'un saut est proportionnelle à la surface hachurée et limitée par la courbe du champ de dureté. En quasi-statique, l'énergie dissipée par une paroi au cours d'un saut est proportionnelle à la surface hachurée et limitée par la courbe du champ de dureté ; Compte tenu du nombre élevé de parois, on peut raisonner sur la courbe moyenne du champ de dureté. Pour les fréquences non quasi-statiques, on doit prendre en considération l'évolution du champ appliqué au cours du saut [9].

La prise en compte, dans le calcul des pertes classiques par courants induits, de la subdivision en domaines élémentaires modifie considérablement le résultat. C'est ainsi que le calcul de pertes effectué sur deux modèles, l'un qualifié de classique et l'autre par déplacement de paroi. Le premier modèle impose une aimantation uniforme et le second des variations d'aimantation par déplacement d'une paroi de Bloch cylindrique à 180° de rayon $r_1(t)$ convenable [10], cette paroi est intérieure à un cylindre infiniment long, de rayon R_0 , de conductivité σ , soumis à une induction axiale apparente sinusoïdale de module :

$$B = B_{\max} e^{j\omega t} \quad \text{(III.9)}$$

Pour le modèle classique, le champ électrique induit est un champ tangentiel de module $E_{\theta 1}$, calculé, par la loi de Faraday, en un point à la distance r de l'axe :

$$2\pi r E_{\theta 1}(r, t) = (d/dt) (\pi r^2 B_{\max} e^{j\omega t}) \quad \text{(III.10)}$$

Soit :

$$E_{\theta 1}(r, t) = -(j\omega r B_{\max} e^{j\omega t})/2 \quad \text{on en déduit (III.11)}$$

Pour l'ensemble du cylindre (entre 0 et R_0) et une longueur unité de l'échantillon, l'échauffement joule :

$$W_1 = \sigma \omega^2 B_{\max}^2 \int_0^{R_0} r^3 dr = \pi \sigma \omega^2 B_{\max}^2 R_0^4/16 \quad \text{(III.12)}$$

Pour le modèle à déplacement de paroi comportant de domaines de polarisations respectives opposées $+J_s$ et $-J_s$ séparés par une paroi mobile cylindrique de rayon $r_1(t)$, l'induction moyenne apparente est obtenue à chaque instant par la différence des volumes occupés par les deux domaines, soit :

$$B(t) = [1 - (2r_1^2(t)/R_0^2)] J_s \quad \text{(III.13)}$$

Dans la partie du cylindre intérieure à la paroi, aucun courant induit, étant donné qu'aucune variation flux n'existe ; à l'extérieur de la paroi ($r > r_1$) :

$$E_{\theta 1}(r, t) = 2J_s(r_1/r) (dr_1/dt), \quad \text{(III.14)}$$

Pour une unité échantillon, la puissance joule dissipée à chaque instant vaut :

$$dW_2/dt = \int \sigma E_{\theta 2}^2 2\pi r dr = 8\pi \sigma J_s^2 r_1^2 (dr_1/dt)^2 \log(R_0/r_1) \quad (\text{III.15})$$

Après quelques substitutions et si on impose $B_{\max} = J_s r_1(t)$ est complètement défini, entre 0 et R_0 , en moyenne sur la période T ,

$$W_2 = 0,45 \pi \sigma J_s^2 R_0^4 \omega \quad (\text{III.16})$$

Par comparaison, les pertes du modèle comportant une seule paroi sont environ sept fois plus grandes que celles du modèle classique mais le rapport W_2/W_1 n'est pas toujours le même. Ainsi, en prenant en compte l'existence des domaines, on arrive nécessairement à une distribution plus inhomogène des courants induits ce qui entraîne une augmentation des pertes associées.

III.4. Le Modèle unifié de Bertotti

En utilisant une nouvelle approche théorique, Bertotti discute de l'origine microscopique des pertes dynamiques observées et donne une interprétation physique selon laquelle les pertes par cycle sont toujours une fonction non linéaire de la fréquence. La théorie développée [11] conduit à la conclusion selon laquelle un comportement à grande échelle des domaines magnétiques peut être décrit en termes de dynamique de \tilde{n} objets magnétiques statistiquement indépendants (MO); chacun correspondant à un groupe de parois de domaines en interaction. Cette conception réduit le problème des pertes à la recherche des propriétés physiques de \tilde{n} en fonction de la fréquence f , de l'induction B_{\max} et de la microstructure [4].

Référence

1. **M.L. Soltani**, Communication nationale, Journée d'étude sur les Matériaux Magnétiques et les Supraconducteurs **MATELEC'01**, EMP - Alger, 27/03/2001.
2. **P. Brissonneau**, "Magnétisme et matériaux de l'électrotechnique", Hermès 1997.
3. **P. Robert**, "Matériaux de l'électrotechnique", Paris, Dunod 1991.
4. **G.Bertotti**, "General properties of power losses in soft ferromagnetic materials", IEEE,
5. Vol. 24, N°.1, January 1988.
6. **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, Vol. 35,N°.5, September 1999.
7. **Y.Chen, and P.Pillay**, "An improved formula for lamination core loss calculations in machines operating with high frequency and high flux density excitation", IEEE, USA 2002.
8. **J. Mühlethaler, J. W. Kolar, and A. Ecklebe**, "Improved core loss calculation for magnetic components employed in power electronic systems", IEEE, 2011.
9. **K. Chwastek**, "Modelling of dynamic hysteresis loops using the Jiles-Atherton approach", Mathematical and computer modelling of dynamicalsystems, Vol. 15, No. 1, February 2009, 95–105.
10. **O. GEOFFROY**, Thèse de Doctorat, Université de Grenoble (1991)
11. **S. CHIKAZUMI**, Physics of Magnetism, J. Wiley and Son Inc., New York, (1964).
12. **G. BERTOTTI**, J.Appl. Phys. **57** (1985) 532.

Chapitre IV
Resultats experimentaux
et discussions

IV.1. Introduction

Sans rappeler les conditions expérimentales mentionnées au chapitre III, l'intérêt de présenter les cycles d'hystérésis des trois échantillons étudiés est justifié par l'analyse qualitative de leur forme à différentes valeurs de fréquence de travail.

IV.2. Le cycle d'hystérésis

L'induction à saturation représente une limite infranchissable et aussi presque inaccessible. S'y rapprocher coûte en énergie d'excitation. De plus, les pertes qui croissent avec l'induction à saturation constituent un autre facteur limitatif. La saturation est atteinte pour des champs d'excitation nettement plus petits pour des tôles de FeSi NO, montrant l'amélioration des performances de ce type de matériau dont la texture lui confère une anisotropie non négligeable. Les cycles d'hystérésis dynamiques contiennent toutes les informations nécessaires à un utilisateur éventuel du matériau, à savoir, l'induction moyennes $B(H)$ et les pertes totales P_t . l'étude vise à suivre l'évolution de la forme et de la taille du cycle lorsqu'on change l'induction B_m à une fréquence donnée.

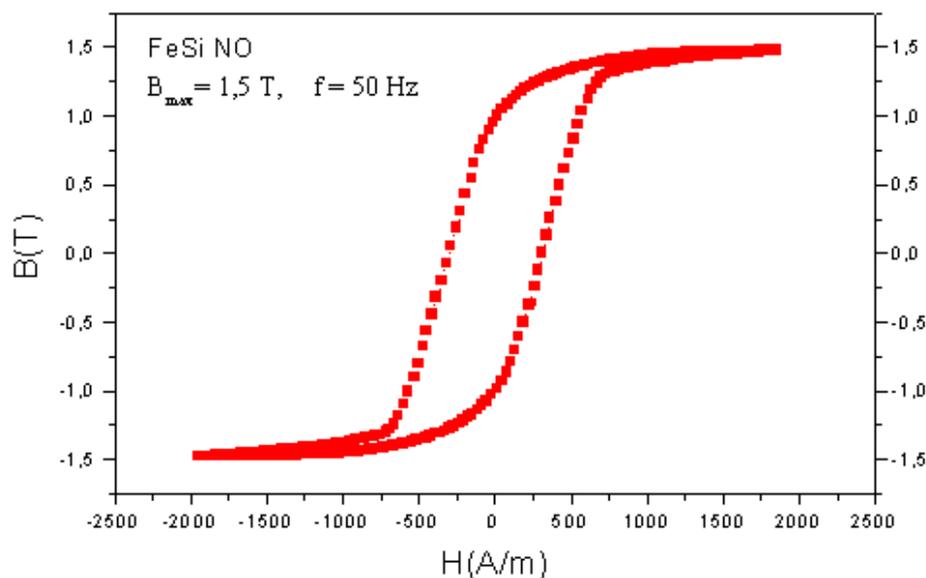


Figure IV.1: Cycles d'hystérésis du FeSi NO à la fréquence $f = 50$ Hertz et pour une valeur d'induction $B_{max} = 1,5$ Teslas.

IV.2.1. Changement de la forme du cycle d'hystérésis avec la valeur de la fréquence

La figure (IV-2) suivante montre le changement de la forme du cycle d'hystérésis avec la valeur de la fréquence ($f=20, 50, 100$ Hertz) pour une valeur de l'induction $B_{\max}=1,5$ Tesla dans le cas du FeSi non orienté.

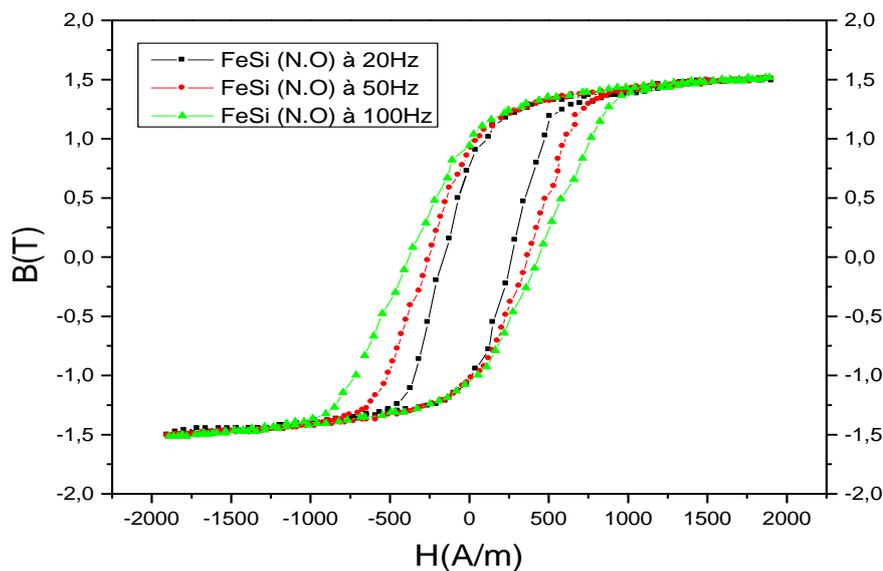


Figure IV-2 : Cycles d'hystérésis du FeSi non orienté pour différentes valeurs de la fréquence ($f = 20, 50, 100$ Hertz) à la même valeur de l'induction ($B_{\max}=1.5$ Teslas).

On remarque que la fréquence affecte profondément les cycles, surtout à une fréquence relativement élevée où l'on peut voir des petites déformations des cycles avec des accidents dans le processus d'aimantation: en effet, la fréquence de travail agit sur la création de champ de dureté dynamique qui accroche les parois et s'oppose plus vite au champ d'excitation, ce qui retarde l'alignement des domaines.

IV.3. Les pertes

IV.3.1. Pertes totales

IV.3.1.a. Variation des pertes totales mesurées avec la fréquence

Nous avons tracé des courbes qui représentent la variation des pertes mesurées avec la fréquence. L'évaluation des pertes est immédiatement estimée par l'aire du cycle et intégrée pour chaque valeur de B_{\max} , f et H_{\max} . Un programme de calcul donne en (mW/Kg) les valeurs de Pertes. La figure V-3 donne l'allure générale de la variation $P(f)$ qui est non linéaire en f .

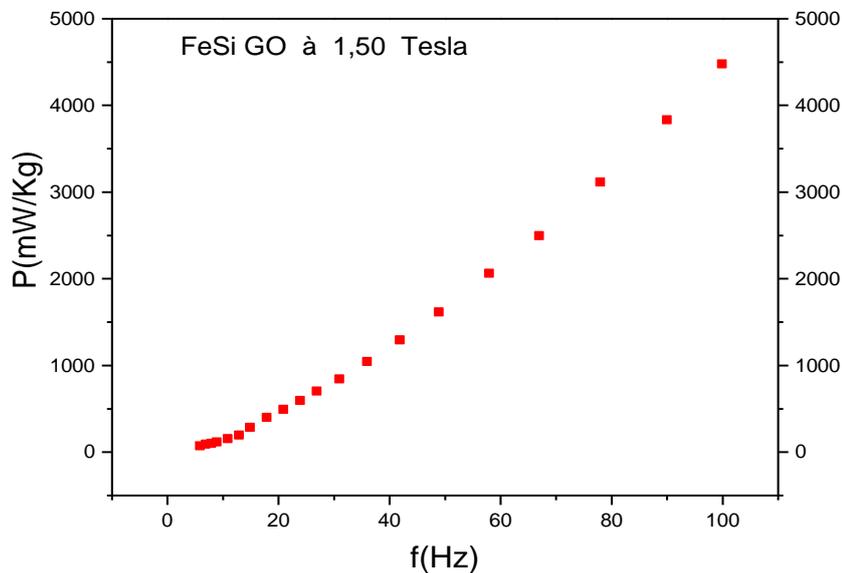


Figure IV-3 : Variation des pertes totales mesurées avec la fréquence dans un matériau FeSi orienté à 1,50 Teslas.

IV.3.1.b Comparaison de pertes mesurées et pertes calculées

La figure (IV-4) représente les pertes totales mesurées comparées aux pertes calculées selon le modèle représenté par l'équation : $P = a f + b f^{3/2} + c f^2$.

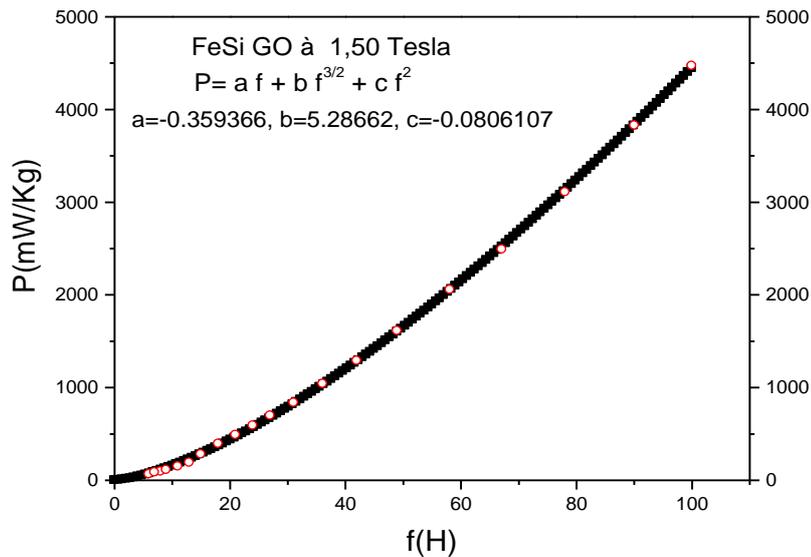


Figure IV-4 : Comparaison de pertes mesurées et pertes calculées du matériau FeSi orienté à 1,50 Teslas ($P = a f + b f^{3/2} + c f^2$).

On remarque un très bon accord entre l'expérience et les prédictions du modèle unifié. Les termes a, b et c sont des constantes dépendantes des grandeurs magnétiques. Cette comparaison va se poursuivre pour les termes de pertes cycle P/f pour des raisons commodes à notre raisonnement.

IV.3.2. Pertes totales par cycle

IV.3.2.a Variation des pertes par cycle (P/f) mesurées avec la fréquence

Les figures (IV-5,6) représentent les pertes totales par cycle mesurées pour le FeSi orienté à 1,25 Tesla et le fer pur à 1,0 Tesla pour différentes fréquences.

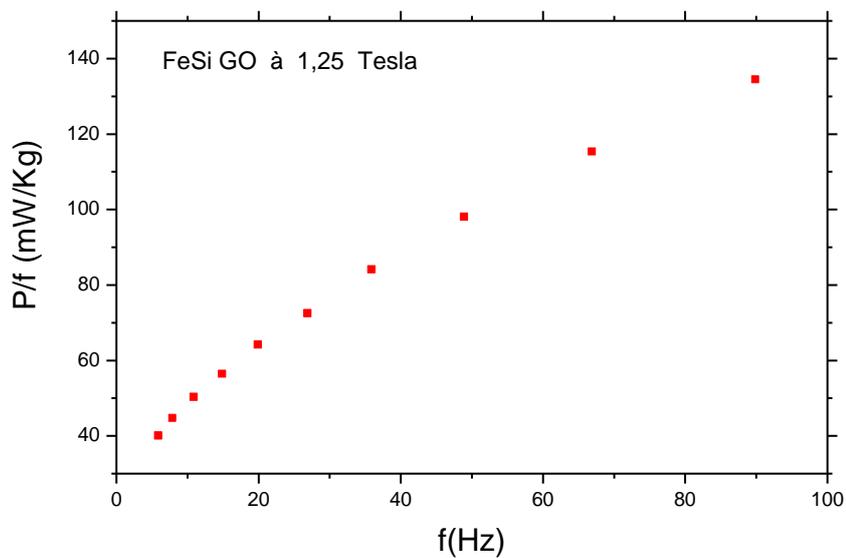


Figure IV-5 : Variation des pertes (P/f) (mesuré) avec la fréquence dans un matériau FeSi orienté à 1,25 Teslas.

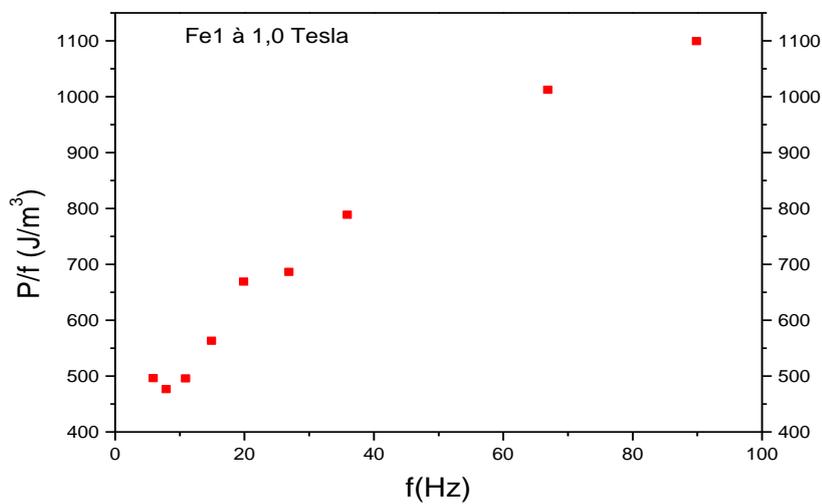


Figure IV-6 : Variation des pertes (P/f) (mesuré) avec la fréquence dans un matériau Fer pur à 1,0 Tesla.

IV.3.2.b. Comparaison de pertes par cycle mesurées et calculés

Les figures (IV-7,8) représente les pertes totales par cycle mesurées comparées aux pertes par cycle calculées selon le modèle représenté par l'équation : $(P/f = a + b f^{1/2} + c f)$.; pour des raisons de commodités, on prend toujours a, b et c comme paramètres.

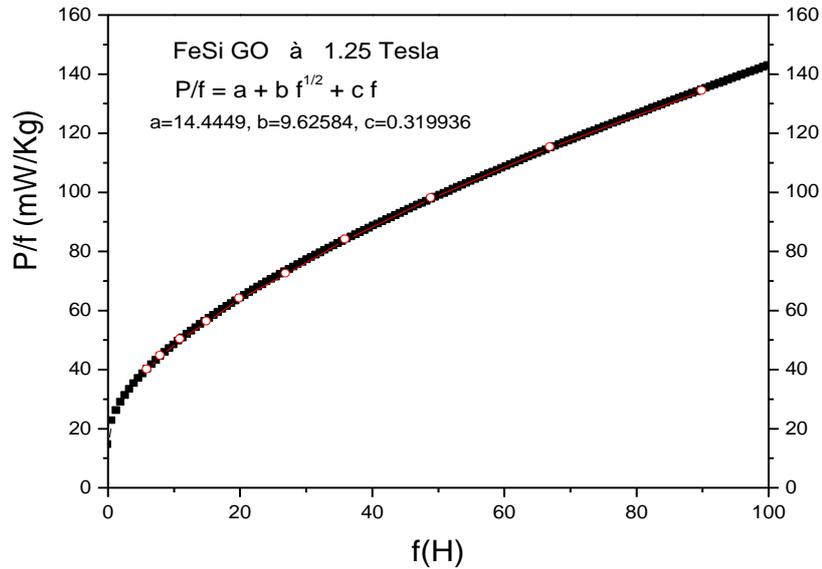


Figure IV-7 : Comparaison de pertes mesurées et pertes calculés du matériau FeSi GO à 1, 25 Teslas ($P/f = a + b f^{1/2} + c f$).

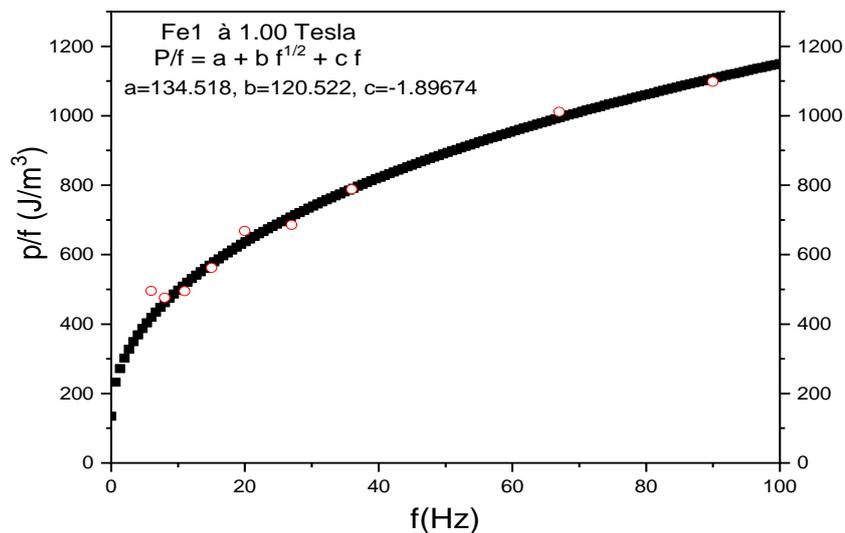


Figure IV.8: Comparaison de pertes mesurées et pertes calculées du matériau Fer pur à 1,0 Teslas ($P/f = a + b f^{1/2} + c f$).

Pour le FeSi orienté, la correspondance est très nette entre les pertes par cycles mesurées et calculées, quant au fer pur, un petit décalage subsiste qu'on pourrait associer à de l'hystérésis dans un matériau inhomogène.

IV.3.3. Discussion des résultats des pertes

Le tableau (IV.1) reflète la validation des pertes totales avec le modèle non linéaire. Les résultats de l'analyse des pertes par cycle obtenus pour le FeSi a grains orientés, pour différentes inductions, font ressortir qu'au delà de $B_{\max} = 1,3$ Tesla, il y'a une divergence concernant la répartition des pertes dans le modèle. Ceci est aussi valable pour le fer pur.

Nom de l'échantillon	B_{\max}	a	b	c
FeSi GO	0,35	1,55474	0,470685	0,0633726
FeSi GO	0,50	2,70513	1,23183	0,090292
FeSi GO	0,75	6,31994	2,22004	0,234056
FeSi GO	1	10,1584	4,85639	0,327907
FeSi GO	1,25	14,4449	9,62584	0,319936
FeSi GO	1,50	12,3901	23,5689	0,195258

Tableau IV-1. Valeurs des paramètres a, b, c du modèle à partir des mesures fluxmétriques.

IV.3.3.a. Confrontation des résultats de la séparation des pertes

Nous avons établi la délimitation des pertes par cycle par la procédure définie précédemment pour le FeSi GO. Les inductions B_{\max} sont choisies telles qu'elles ne dépassent pas une valeur de 1,3 T. La figure V-9 représente les pertes par cycles pour le FeSi GO à 1,3T.

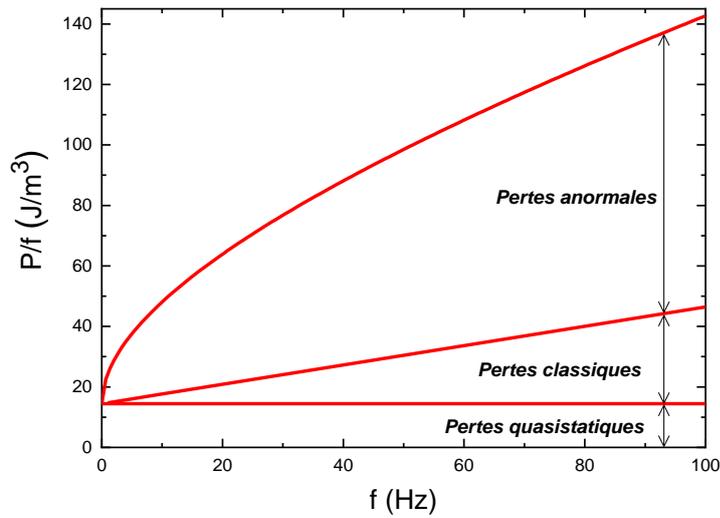


Figure IV.9 : Répartition des pertes par cycle pour le FeSi orienté.

IV.3.3.b. Analyse de la séparation des pertes

L'analyse consiste à prendre pour une fréquence industrielle de 50 Hertz les valeurs des termes de pertes générées comme le montre le tableau IV-2.

Matériau	$B_{max}(T)$	$P_t(j/m^3)$	$P_{quasis}(j/m^3)$	$P_{dyn}(j/m^3)$	$P_{an}(j/m^3)$	$P_{class}(j/m^3)$
FeSi GO	1,25	98,4	14,4	84	68,1	15,9
FeSi NO	1,27	1052,4	389	663,4	465,9	197,5
Fer pur	1,3	1654	524	1130	796	334

Tableau IV-2. Tableau comparatif des pertes par cycle à (50 Hertz).

Commentaires:

- Sur le plan quantitatif, le FeSi non orienté présente des valeurs plus importantes des pertes totales par cycle que celles du FeSi orienté, ce qui est prévisible. De plus, les pertes quasistatiques sont élevées pour des matériaux fortement inhomogènes magnétiquement comme le fer pur et le FeSi NO.
- A partir de 50 Hertz, les pertes quasi-statiques sont plus faibles que les pertes dynamiques pour tous les matériaux.
- Si l'on compare les pertes anormales et les pertes classiques, sauf pour le Fer pur, les pertes classiques sont fortement réduites par rapport aux pertes anormales pour le FeSi non orienté et le FeSi orienté.

Conclusion générale

Dans cette étude consacrée aux “Représentation des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux en régime dynamique (le modèle unifié de Bertotti) “, nous avons tenté d’évaluer les propriétés magnétiques de ces matériaux destinés à l’électrotechnique. Notamment, nous nous sommes intéressés aux grandeurs macroscopiques remarquables, à savoir la saturation et les pertes obtenues à partir des mesures fluxmétriques des cycles d’hystérésis. Ces mesures ont été faites au moyen d’une technique de fluxmétrie à haute résolution.

Le dépouillement des cycles d’hystérésis pour les trois types d’échantillons (FeSi Go, FeSi NO et Fer pur) à différentes fréquences de travail. La diversité des comportements des pertes dans ces ferromagnétiques s’explique par le rôle du silicium, d’abord qui, en concentration croissante, apporte de la résistivité au matériau dont l’effet est d’augmenter la perméabilité (adoucissement magnétique) et de réduire les courants de Foucault tout en réduisant par substitution au fer l’induction moyenne.

Pour enfin démontrer à travers notre étude les principales réalisations expérimentales donnant un caractère assez large à l’étude des pertes en nous servant d’un modèle dit "unifié" développé par l’école italienne, se basant sur le mécanisme de déplacement de parois, et qui donne une bonne corrélation avec la mesure des pertes totales générés dans le domaine dynamique.