

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

UNIVERSITE BADJI MOKHTAR
BADJI MOKHTAR UNIVERSITY



جامعة باجي مختار – عنابة -

Faculté des Sciences
Département de Physique

Année 2014

THESE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de
Doctorat en sciences physiques

**Processus d'aimantation dans les matériaux doux à base
de fer- Représentation des Pertes en régime dynamique**

Présenté par

Abdelmalek MANSRI

Jury de soutenance :

Président	Mahieddine LAHOUBI	Pr	U. Badji Mokhtar Annaba
Rapporteur	Mohamed Larbi SOLTANI	Pr	U. Badji Mokhtar Annaba
Examineur	Amar BRAGHTA	Pr	Université 8 mai 1945 Guelma
Examineur	Soltane LEBAILI	Pr	U.S.T.H.B. Alger
Examineur	Abed Djebar BENSALAH	M.C.A.	Université Hadj Lakhdar Batna
Invité	Ali GASMI	Pr	U. Badji Mokhtar Annaba

(Thèse préparée au laboratoire de Physique des Solides L.P.S.)

Table des matières

Introduction générale	6
Chapitre I : Introduction au magnétisme macroscopique et à l'hystérésis	
I.1. Introduction	9
I.2. Origine du magnétisme	9
I.3. Les matériaux magnétiques (comportement magnétique d'un matériau)	10
I.3.1. Matériaux paramagnétiques	
I.3.2. Matériaux diamagnétiques	
I.3.3. Matériaux antiferromagnétiques	11
I.3.4. Matériaux ferrimagnétiques	
I.3.5. Matériaux ferromagnétiques	
I.4. L'anisotropie	13
I.5. L'échange	14
I.5.1. Approche microscopique avec l'énergie d'échange	
I.5.2. Etude du comportement ferromagnétique d'un système de moments, Dans l'approximation du champ moléculaire	
I.5.2.a- Les effets d'un champ magnétique appliqué à une population de moments Indépendants	
I.5.2.b- Le champ moléculaire de Weiss	15
I.5.2.c- La température de Curie T_C	16
I.6. Grandeurs magnétiques	18
I.6.1. La perméabilité magnétique	19
I.6.2. La partie initiale de la courbe de perméabilité	20
I.7. La courbe de première aimantation d'un ferromagnétique	21
I.7.1. Le domaine de l'aimantation initiale ou des champs faibles ($B / B_s < 0,1 ; H \ll H_C$)	22
I.7.2. Les champs intermédiaires	
I.7.3. Les champs forts ($B/B_s > 0,9$)	
I.8. L'hystérésis	23
I.8.1. Quelques définitions	
I.8.2. L'origine de l'hystérésis	24
I.8.3. Mécanismes de l'aimantation	25
I.9. Les différentes formes du cycle d'hystérésis	28
I.9.1. Cycles d'hystérésis des matériaux soumis à des traitements thermiques	
I.9.2. Cycles d'hystérésis rectangulaire	29

Chapitre II : Processus d'aimantation des matériaux doux en régime dynamique

II.1. Introduction	31
II.2. Les pertes en régime statique	
II.3. Modèles d'une paroi isolée	33
II.3.1. Modèle classique	
II.3.2. Les pertes par déformation de paroi	34
II.3.2.a- Bishop	
II.4. Modèles de parois multiples	
II.4.1. Modèle de Pry et Bean : parois multiples	
II.5. Le Modèle unifié de Bertotti	35
II.6. Expression générale des pertes	38
II.6.1. Les pertes totales dans les tôles	
II.6.2. la séparation des pertes	39
II.6.2.a- Les pertes statiques ou pertes par hystérésis P_h	40
II.6.2.b- Les pertes classiques par courants induits P_j	
II.6.2.c- Le reste des pertes dynamiques	
II.6.3. Approche historique	

Chapitre III : Le fer et les alliages à base de fer

III.1. Historique du fer	44
III.2. Les alliages cristallins à base de fer : fer-silicium	
III.2.1. Effet de l'addition de silicium sur les propriétés électromagnétiques (et autres) de fer	
III.2.2. Influence du travail à froid sur la caractéristique d'aimantation du fer	46
III.2.3. Les tôles Fe-Si à grains orientés (GO)	47
III.2.3.a- Optimisation de la structure en domaines	48
III.2.3.b- Caractéristiques magnétiques	49
III.3. Les alliages amorphes à base de fer	50
III.3.1. Méthodes d'élaboration des amorphes	
III.3.1.a- Méthode du melt-spinning	
III.3.1.b- Méthode du flot planaire	51
III.3.2. Familles d'alliages amorphes à base de fer	52
III.3.2.a- Les alliages amorphes FeBSi	
III.3.2.b- L'alliage amorphe "METGLAS" 2605-S2	55
III.3.3. comparaison entre les alliages cristallins et les alliages amorphes à base de fer	56
III.4. Les alliages nanocristallins	57

III.4.1. Introduction	
III.4.2. La structure du "Finemet"	58
III.4.3. Caractéristiques électromagnétiques	59
III.4.4. Le modèle d'anisotropie aléatoire	60

Chapitre IV : Mesures magnétiques au moyen d'un fluxmètre

IV.1. Introduction	64
IV.1.1. But du fluxmètre	65
IV.1.2. Présentation du circuit magnétique	
IV.1.2.a. Le tore : un circuit fermé privilégié	
IV.1.2.b. Le cadre Epstein	66
IV.1.3. Choix du matériau	68
IV.2. Description de l'appareillage fluxmétrique	
IV.2.1. Les différents éléments du fluxmètre	69
IV.2.2. Echantillons	70
IV.2.3. Les formes des échantillons	

Chapitre V : Processus d'aimantation et pertes magnétiques dans les matériaux à base fer (Résultats expérimentaux et discussions)

V.1. les matériaux cristallins à base de fer (le FeSi GO)	72
V.1.1. L'hystérésis	
V.1.2. La perméabilité	74
V.1.3. Les pertes	76
V.1.3.a- Introduction à la mesure des pertes (approche expérimentale)	
V.1.3.b- Pertes en fonction de B et loi empirique en puissance $P = a.B^{\beta}$ (avec $a = f^{\alpha}$)	
V.1.3.c- Variation des pertes totales mesurées avec la fréquence	79
V.1.3.d- Comparaison de pertes mesurées et pertes calculées	81
V.1.4. Pertes totales par cycle	
V.1.4.a- Variation des pertes par cycle (P/f) mesurées avec la fréquence	
V.1.5. Discussion des résultats des pertes	82
V.1.6. Séparation des pertes	
V.1.6.a- Introduction	
V.1.6.b- Confrontation des résultats de la séparation des pertes	83
V.1.6.c- Analyse de la séparation des pertes	84
V.1.6.d- Conclusion sur l'analyse des pertes	86
V.2. les matériaux amorphes à base de fer (MG 2605 S2)	
V.2.1. Propriétés thermomagnétiques et structurales l'amorphe MG 2605 S2	
V.2.1.a- Procédure expérimentale	87

V.2.2. Processus d'aimantation, perméabilité et pertes magnétiques dans l'amorphe MG 2605 S2	89
V.2.2.a- L'hystérésis	
V.2.2.b- La perméabilité	91
V.2.2.c- Pertes totales et pertes totales par cycle	92
▪ Pertes en fonction de B et loi empirique en puissance $P = a.B^b$ (avec $a = f^\alpha$)	
▪ Variation des pertes totales et pertes totales par cycle avec la fréquence	93
V.2.3. Séparation des pertes	94
V.2.3.a- Analyse de la séparation des pertes	
a-Pour une induction de 0.5 T	
b-Pour une induction de 1 T	96
V.3. les matériaux nanocristallins à base de fer (Finemet)	97
V.3.1 Introduction	
V.3.2 Procédure expérimentale	
V.3.3 Résultats et discussions	98
V.3.3.a-Effet du recuit sur le cycle d'hystérésis (processus d'aimantation)	
V.3.3.b-Effet du recuit sur la microstructure	99
V.3.3.c-Effet du recuit sur la coercivité	100
V.3.3.d-Analyse des pertes	101
Conclusion générale	102
Références	105
Liste des figures	109
Liste des tableaux	114
Liste des symboles	115
Annexe	117

Introduction générale

Le domaine des matériaux magnétiques fonctionnels utilisés en électrotechnique, i.e., pour la transformation électrique, regroupe différentes applications que l'on peut distinguer comme suit : de l'énergie électrique en énergie électrique (transformateurs, onduleurs, redresseurs, hacheurs,...); de l'énergie électrique en énergie mécanique (moteurs); de l'énergie mécanique en énergie électrique (alternateurs, dynamos). Pour cela, on exige de ces matériaux certaines caractéristiques que nous allons établir au travers de l'exemple de l'alternateur en régime sinusoïdal, la tension crête disponible aux bornes de chaque enroulement s'écrit : $\hat{e} = 2\pi f n S B$ où f est la fréquence de la tension, proportionnelle à la vitesse de rotation du rotor, n le nombre de spires de l'enroulement, S la section d'une spire et B l'induction crête vue par un enroulement. Pour optimiser le rapport tension fournie/volume de la machine, on cherchera donc à maximiser le paramètre B . Ceci explique que l'on doive s'intéresser en premier lieu aux matériaux à forte induction, donc essentiellement au matériau à base de fer, porteur du plus grand moment magnétique.

D'autre part, la transformation de l'énergie mécanique en énergie électrique s'accompagne de pertes que l'on s'efforce de minimiser. Les pertes, d'origines diverses, incluent la dissipation d'énergie dans le matériau magnétique lors de l'aimantation. Cette contribution liée à la fréquence, est négligeable dans le cas d'un gros alternateur producteur d'énergie, mais devient plus importante pour les moteurs électriques qui, souvent alimentés par l'intermédiaire de convertisseurs statiques (hacheurs, onduleurs,...) travaillent dans des conditions difficiles.

Les machines embarquées qui, afin de minimiser leur volume, travaillent à des fréquences de 400 Hz, dissipent également beaucoup d'énergie dans le matériau.

Enfin de manière plus générale, les progrès de l'électronique de puissance permettent l'alimentation des machines électriques par des tensions de fréquences variables et invitent à la mise au point de machines destinées à travailler à des hautes fréquences avec un gain considérable en encombrement et en coût de fabrication.

Les propriétés de pertes apparaît ici en premier plan, et motive les nombreuses recherches sur l'élaboration des matériaux à hautes induction (High B) et à faible dissipation.

L'étude proposée a pour but d'établir le lien entre les mécanismes fondamentaux gouvernant les variations d'aimantation et les propriétés macroscopiques associées. Plus, particulièrement, l'accent sera mis sur les pertes magnétiques. L'origine des pertes étant

rappelées dans ce qui suit, nous nous limiterons ici à les lier aux courants induits qui se développent dans le matériau afin de minimiser les variations de flux auxquels il est soumis (loi de Lenz) : un morceau de cuivre plongé dans un champ magnétique variable s'échauffera par simple effet Joule sous l'effet des courants internes liés à ce phénomène. Le cas d'un ferromagnétique est plus complexe car, plongé dans un champ magnétique variable, il va lui-même induire une aimantation variable et générer en son sein des variations de flux bien supérieures aux variations de champs appliqués. Les courants induits auront deux conséquences immédiates néfastes tendant à retarder l'établissement du flux dans le matériau et dissiper de l'énergie par effet Joule.

Dans ce travail, nous aborderons les processus magnétiques siégeant dans les matériaux ferromagnétiques afin de préciser les principales caractéristiques de la première aimantation, de l'hystérésis magnétique ainsi que des paramètres macroscopiques définis dans un cycle d'hystérésis, tels que l'induction à saturation, la coercivité, la perméabilité et le comportement en fréquence. Ceci nous amène à une deuxième étape qui concerne l'évaluation des pertes et leur signification physique. Dans un chapitre destiné à la qualification de nos matériaux basée sur leur utilisation, soit à basse fréquence (fer-silicium orienté et amorphe), à moyenne fréquence (amorphe FeBSi) et à haute et très haute fréquence (FeSiBNbCu nanocristallin). Ces matériaux présentent chacun dans son domaine d'utilisation de bonnes propriétés de pertes et de perméabilité. Ces matériaux sont étudiés principalement grâce au fluxmètre à haute résolution spécialement conçu pour analyser le comportement des matériaux doux avec une précision nécessaire à ce genre d'étude. 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.

Chapitre I

Introduction au magnétisme macroscopique et à l'hystérésis

I.1. Introduction

Moment magnétique, anisotropie, facile aimantation, hystérésis, pertes fer, Ferro-Ferri-Dia magnétique ne sont pas des mots familiers aux non- spécialistes.

Afin de faciliter la reconnaissance du magnétisme macroscopique, nous avons jugé utile de commencer par un rappel du vocabulaire le plus usuel utilisé pour décrire les phénomènes électromagnétiques et les processus d'aimantations.

Il existe dans les matériaux magnétiques des atomes constitutifs porteurs de moments, et que ces moments s'ordonnaient spontanément pour constituer des domaines élémentaires. Il nous faut comprendre maintenant comment une telle structure rend compte à l'échelle macroscopique, des lois d'aimantation observées.

I.2. Origine du magnétisme

Le magnétisme de matériau et la conséquence des mouvements des électrons gravitant autour du noyau des atomes de ce matériau. On effet un électron tournant sur une orbitale est une charge électrique en mouvement qui engendre un champ magnétique, de plus l'électron tourne sur lui même, c'est le spin de l'électron, cette rotation de spin engendrera aussi un champ magnétique, le mouvement orbital et le spin génère donc des dipôles magnétiques qui sont caractérisés par un moment magnétique et qui seront influencer par l'application d'un champ magnétique extérieur (figure I-1).

Le moment magnétique orbital : $M_o = m\mu_B$, ou m est le nombre quantique magnétique associé à l'électron et $\mu_B = (eh / 4\pi m_e)$, est le magnéton de Bohr.

Le moment magnétique de spin est : $M_S = \pm \mu_B$, selon que le spin de l'électron est égal à $\pm 1/2$

Le moment magnétique net de l'atome sera égal à la somme vectorielle des moments magnétiques orbitaux et de spins de tous les électrons gravitant autour du noyau de cet atome.

Si deux électrons sont appariés, c'est-à-dire ont de spins opposés, leurs moments magnétiques de spins sont des signes opposés et s'annulent, ces deux électrons ne contribuent pas au moment magnétique global de l'atome, de plus le moment magnétique résultant des électrons de toute couche ou sous-couche électrique est nulle, le moment magnétique nette de l'atome dépendra donc seulement des électrons appartenant aux couches électroniques extérieures pour lesquelles la somme des nombres quantiques m n'est pas nulles.

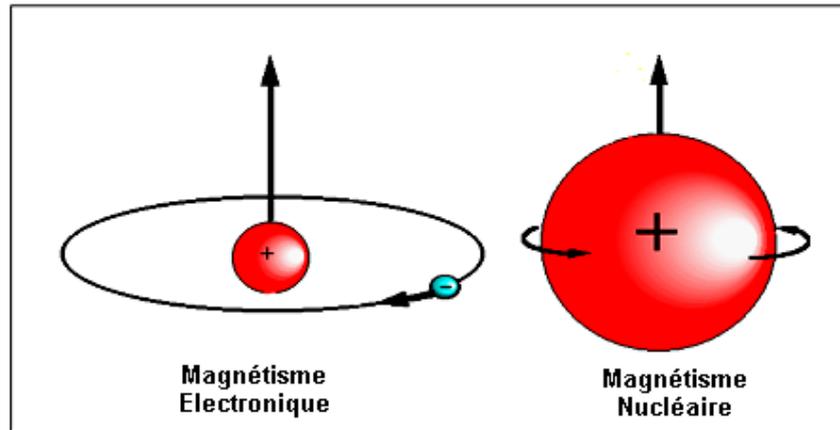


Figure I.1 : Origine du magnétisme dans la matière.

I.3. Les matériaux magnétiques (comportement magnétique d'un matériau)

I.3.1. Matériaux paramagnétiques

Dans la nature, il existe certains matériaux à couches non remplies. Il en résulte la non compensation des moments orbitaux et de spin. Une telle situation donne naissance à un moment magnétique résultant pour chaque atome. Ces moments ont tendance à s'orienter dans le sens du champ excitant et provoquent l'aimantation globale du matériau. Ce dernier est appelé matériau paramagnétique.

L'effet orienteur du champ étant limité par l'agitation thermique, le moment résultant par unité de volume est une fonction de la température. Toutefois, il y a certains types de paramagnétisme qui sont indépendants de la température, en particulier celui qui est dû au spin des électrons libres dans les métaux (terres rares, sel du groupe fer, Cr) [1].

I.3.2. Matériaux diamagnétiques

La structure atomique de certains matériaux fait que les moments magnétiques dus aux moments orbitaux des électrons se compensent avec ceux attribués aux moments du spin. Il en découle un moment magnétique résultant nul. Par conséquent, quelle que soit l'intensité du champ appliqué, aucun alignement des moments n'aura lieu. Ce phénomène se trouve souvent dans les matériaux qui possèdent des couches électroniques complètement remplies par les électrons.

On sait depuis la loi de Lenz, que la variation temporelle de champ B induit un champ électrique, par ses conséquences en qu'elles existent, qui tend à s'opposer à l'action du champ initial B. Donc, si on applique un champ variable à un matériau, un courant (donc un dipôle magnétique) apparaîtra. Celui-ci cause l'aimantation de matériau, dont la direction est opposée au champ appliqué. Le diamagnétisme est une propriété générale de la matière. Dans tous les matériaux dont les atomes possèdent un moment magnétique (couche externe non pleine), le diamagnétisme est masqué par un phénomène en général plus intense. Pour simplifier, le diamagnétisme est particulièrement apparent dans les substances constituées d'atomes à couche électronique remplie puisque le paramagnétisme y est alors absent [2].

En conclusion, dans les substances para-diamagnétiques; l'aimantation est très faible. Elle est proportionnelle au champ magnétique macroscopique et disparaît donc avec celui-ci. Les moments magnétiques des matériaux diamagnétiques sont induits par un champ appliqué. Ceux de milieux paramagnétiques sont, en l'absence de champ extérieur, orienté de façon aléatoire.

I.3.3. Matériaux antiferromagnétiques

Dans le cas où les atomes voisins sont très proches, les forces inter-atomiques ne renforcent pas indéfiniment l'alignement parallèle des moments atomiques, le couplage antiparallèle entre spin voisin est dans ce cas favorisé. Il en résulte que tous les moments magnétiques élémentaires parallèles sont orientés alternativement dans un sens ou dans l'autre. Un tel phénomène s'appelle antiferromagnétique. L'aimantation moyenne de ce dernier est nulle. L'état ordonné du moment disparaît au dessus d'une température T_N dite "de Néel".

I.3.4. Matériaux ferrimagnétiques

On rencontre des corps où les moments atomiques se partagent en deux familles "parallèle et antiparallèle". C'est le cas notamment dans certains composés comportant deux types d'atomes de moments magnétiques de spin différents. Donc tous les moments magnétiques d'un même type ont tendance à s'orienter dans un sens et ceux de l'autre type dans le sens opposé. Il en résulte une aimantation spontanée non nulle. Les matériaux se comportent de façon très semblable aux ferromagnétiques. Cependant, leur aimantation à saturation est en générale plus faible.

Mais à la différence de ferromagnétiques, les ferrimagnétiques sont en général des isolants. Ceci peut être un avantage pour certaines applications. En effet, leur résistivité (ferrite douce) étant de l'ordre de $1 \Omega m$ cela réduit les pertes par courant de Foucault et permet de les utiliser dans la fabrication de transformateurs ou d'inductances à hautes fréquences, là où les ferromagnétiques sont inutilisables.

Quant aux ferrites dures elles répondent actuellement à plus de la moitié des besoins industriels [1] bien que leur aimantation rémanente soit modeste. Elles sont utilisables dans la fermeture magnétique des portes, dans les mémoires à tore magnétique, etc.

I.3.5. Matériaux ferromagnétiques

Ce sont des corps qui possèdent la propriété de s'aimanter très fortement sous l'effet d'un champ extérieur et d'entretenir leur aimantation même en absence de champ. Ces corps modifient considérablement le champ qui les a aimantés, leur aimantation est nettement supérieure à celle acquise par les corps paramagnétiques.

Le fait fondamental est que les distances inter-atomiques dans les matériaux ferromagnétiques sont telles que se manifeste une tendance des moments magnétiques à s'orienter spontanément dans un sens privilégié (direction de facile aimantation). La difficulté et la facilité de l'alignement des différents moments selon une direction se traduisent par l'anisotropie magnétique du matériau. L'origine de ce comportement ne peut être interprétée de façon classique, et ne peut être décrite que dans le cadre de la théorie quantique [3].

Dans les matériaux ferromagnétiques, les moments magnétiques ont la même direction, même en absence de champ appliqué. Mais comment expliquons-nous la nécessité d'un champ extérieur pour aimanter un ferromagnétique si ce dernier possède sa propre aimantation? La réponse a été formulée par Pierre Weiss dès 1907. En effet, les moments magnétiques de chaque matériau se regroupent dans des volumes qui s'appellent "domaines", selon leurs différentes orientations (figure I-2). Les domaines possédant une orientation aléatoire annulent le champ macroscopique.

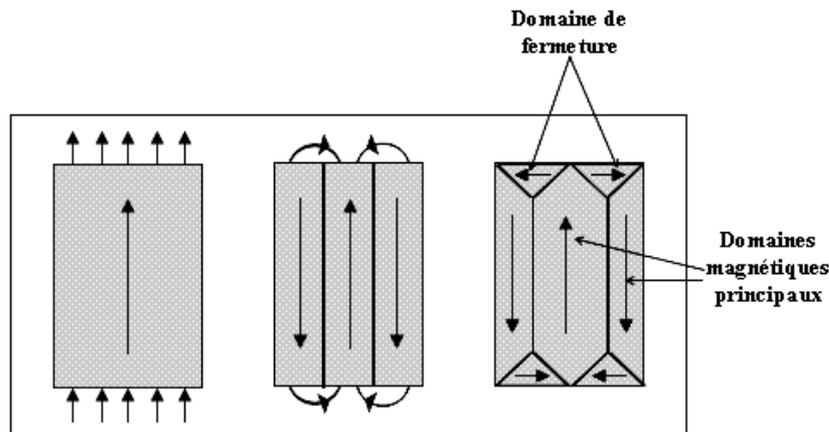


Figure I.2 : Configuration en domaines dans le matériau ferromagnétique

Les domaines de Weiss sont séparés entre eux par des parois. On peut donc imaginer une subdivision de ces domaines et l'apparition de parois (figure I-3). Cela fait appel à une énergie compensant celle qui devrait être à l'extérieur si tous les moments étaient alignés.

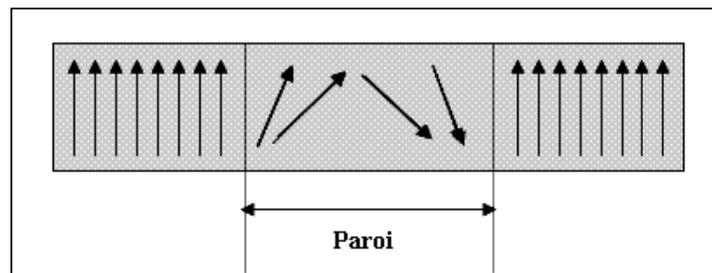


Figure I.3 : La paroi de Bloch

Les parois ont une épaisseur de l'ordre de quelques centaines d'Angström. A l'intérieur de la paroi, le changement d'orientation de l'aimantation se fait quasi continûment. Les moments des différents domaines étant dirigés dans toutes les directions, l'aimantation macroscopique globale est alors nulle [3], ceci malgré l'aimantation spontanée à saturation de chaque domaine pris séparément. Pour obtenir une aimantation macroscopique, un champ appliqué est alors indispensable.

En effet, sous un champ magnétique, tous les domaines dont l'orientation est proche de celle du champ se trouvent favorisés énergiquement: leurs parois se déplacent, les domaines orientés dans le sens du champ croissent au détriment des autres. En outre, les moments des autres domaines tentent de s'orienter dans la même direction que le champ

appliqué. Ces phénomènes contribuent à l'aimantation macroscopique du matériau, ceci dans le même sens que le champ excitant. Si on augmente davantage ce dernier, la substance tend alors vers un domaine unique, et l'aimantation tend à la saturation.

Les principaux matériaux ferromagnétiques sont le fer, le cobalt, le nickel, le gadolinium, et leurs alliages. Il faut toutefois signaler que certains alliages de fer ne sont pratiquement pas ferromagnétique, tels que l'alliage 80% fer 12%Mn et l'alliage 68%Fe 32%Ni qui se comportent comme des matériaux paramagnétiques. Il en est d'ailleurs de même pour tous les matériaux ferromagnétiques au dessus d'une température dite "de Curie" exemple : (T_C : fer = 770°C, Ni=358°C, Co=1 127°C). Par contre, certains alliages comme l'alliage 61%Cu 23,5%Mn 15%Al sont fortement ferromagnétiques alors que, tous les constituants pris séparément, ne possèdent pas des propriétés ferromagnétiques [4].

I.4. L'anisotropie

Dans un matériau anisotrope, les propriétés magnétiques dépendent de la direction suivant laquelle elles sont mesurées. Dans le cas des matériaux ferromagnétiques, l'anisotropie peut fortement influencer la loi de comportement. L'anisotropie peut avoir des origines diverses.

Tout d'abord, l'anisotropie peut-être d'origine cristallographique ou magnétocristalline. Cette origine est intrinsèque au matériau magnétique et se situe au niveau atomique. Dans les matériaux dont l'anisotropie est très prononcée, pour un atome donné, il existe un couplage important entre le moment magnétique de spin et les moments magnétiques orbitaux. A cela s'ajoutent des orbitales atomiques généralement non sphériques. Ceci entraîne un alignement des orbitales suivant une ou plusieurs directions cristallographiques préférentielles. Le couplage spin-orbite crée donc une direction d'aimantation préférentielle, dite direction de facile aimantation, pour les moments magnétiques atomiques (Figure I-4). Ainsi, écarter l'aimantation de cette direction coûte de l'énergie : c'est l'énergie d'anisotropie. Cette énergie dépend aussi de la structure cristallographique du matériau.

Enfin, l'anisotropie de contrainte qui est la conséquence d'un changement important dans la structure atomique lorsqu'un matériau est soumis à des contraintes mécaniques extérieures. Cette propriété est directement liée au phénomène de magnétostriction qui est utilisé pour les applications de capteurs et d'actionneurs magnétiques [5].

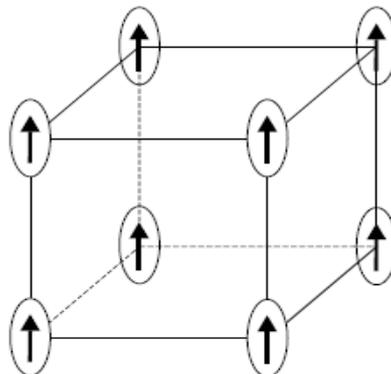


Figure I.4 : Direction de facile aimantation des moments magnétiques atomiques selon les directions de la maille cubique.

I.5. L'échange

Il nous faut comprendre maintenant par quels mécanismes physiques certains matériaux exceptionnels (le fer, par exemple) peuvent acquérir une polarisation magnétique de l'ordre du Tesla indispensable dans les applications en Génie Electrique [6].

Dans la plupart des matériaux, l'ensemble des moments magnétiques sont orientés dans des directions aléatoires et le champ magnétique total résultant est nul. Par contre, les matériaux ferromagnétiques (Fer, Cobalt, Nickel et leurs alliages) présentent une aimantation spontanée à l'échelle macroscopique en l'absence de champ magnétique extérieur.

Tous les matériaux qui nous intéressent, parce qu'ils sont utiles en construction électrique, réunissent simultanément deux caractères spécifiques:

1. Certains atomes ou certains ions qui les composent sont porteurs de moments magnétiques atomiques.
2. Tous ces moments ont un comportement collectif et non pas indépendant. On entend par là qu'ils tendent à s'ordonner spontanément les uns par rapport aux autres, soit parallèlement, soit de façon plus compliquée, et cela même sans application d'un champ extérieur. On dit qu'il existe une interaction d'échange entre eux.

I.5.1. Approche microscopique avec l'énergie d'échange

Dans le cas du ferromagnétisme (ou de l'antiferromagnétisme [6]), il existe une interaction entre les moments magnétiques des atomes, appelée interaction d'échange et d'origine quantique. Celle-ci est de type électrostatique entre atomes proches voisins par l'intermédiaire d'électrons mis en commun. On peut écrire l'énergie d'échange en fonction des moments magnétiques S_i et S_j de deux atomes voisins :

$$W_{ij} = -2 J_{ij} S_i \cdot S_j$$

Dans cette expression, proposée par Heisenberg, J_{ij} désigne l'intégrale d'échange entre les atomes i et j . Selon le signe de ce facteur de couplage, on peut avoir soit un ordre ferromagnétique ($J_{ij} > 0$) ou antiferromagnétique ($J_{ij} < 0$). Le facteur J_{ij} décroît très vite avec la distance entre les atomes i et j , et seules les interactions entre proches voisins peuvent être prises en compte.

Si l'existence d'une énergie d'échange ne fait aucun doute, son calcul est en général très difficile et on la considérera souvent par la suite comme une donnée expérimentale.

Les moments magnétiques atomiques M_i étant directement liés aux moments cinétiques de spin S_i , une simplification consiste à remplacer l'interaction d'échange par l'action directrice d'un champ magnétique fictif interne, appelé couramment *champ moyen ou moléculaire* de Weiss [7].

I.5.2. Etude du comportement ferromagnétique d'un système de moments, dans l'approximation du champ moléculaire

I.5.2.a- Les effets d'un champ magnétique appliqué à une population de moments indépendants

Soit un matériau comportant N moments M par unité de volume [6], et soumis à un champ appliqué H_{app} . Chaque moment d'indice i possède une énergie potentielle :

$$W_i = -M_i \cdot H_{app} \quad (I.1)$$

qui tend à l'aligner parallèlement au champ H_{app} appliqué, et la polarisation moyenne mesurée dans cette direction vaut :

$$J = \mu_0 N M \langle \cos \theta_i \rangle$$

où θ_i est l'angle que fait le moment M_i avec le champ appliqué H_{app} .

L'agitation thermique s'oppose à un alignement parfait et la physique statistique nous apprend qu'à toute température, la répartition d'équilibre satisfait à une statistique de Maxwell-Boltzmann. La probabilité d'observer une orientation θ est donc proportionnelle à $e^{-M \cdot H_{app} \cos \theta / kT}$, où k désigne la constante de Boltzmann. A température ambiante $T = 293$ K, kT vaut sensiblement $4 \cdot 10^{-21}$ Joule. Si on imagine des moments de module $1 \mu_B$ placé dans un champ magnétique valant 1 Tesla, le produit $M \cdot H_{app}$ vaut $9,3 \cdot 10^{-24}$ Joule, ce qui nous indique que l'agitation thermique l'emporte largement sur l'ordre.

Si les moments M_i peuvent prendre toutes les orientations θ_i possibles entre 0 et π comme en physique classique, alors la polarisation magnétique relative calculée vaut :

$$\frac{J}{J_0} = \langle \cos \theta_i \rangle = L\left(\frac{M H_{app}}{k T}\right)$$

où : J_0 désigne la polarisation maximale obtenue dans un champ H_{app} infiniment grand ou au zéro absolu : $J_0 = \mu_0 N M$

et $L(x)$ désigne la fonction de Langevin : $L(x) = \coth x - \frac{1}{x}$

Pour rester cohérent avec : [1 magnéton de Bohr : $\mu_B = (eh / 4\pi m_e) = 9,273 \cdot 10^{-24}$ A.m²], il nous faut prendre en compte la quantification de l'espace. Tout se passe comme s'il y avait obligatoirement précession des moments autour de la direction du champ H appliqué, de telle sorte que la projection des moments M_i dans la direction de H ne peut prendre que $(2J + 1)$ valeurs discrètes allant de $M_z = M \cos \theta = -g J \mu_B$ à $M_z = +g J \mu_B$. (J : nombre quantique).

Dans ces conditions, on calcule une polarisation magnétique relative de la forme :

$$\frac{J}{J_0} = B_J\left(\frac{M H_{app}}{k T}\right)$$

où $B_J(x)$ désigne la fonction de Brillouin :

$$B_J(x) = \left(\frac{2J+1}{2J}\right) \coth\left(\frac{2J+1}{2J} x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{x}{2J}\right)$$

I.5.2.b- Le champ moléculaire de Weiss

P. Weiss émet l'hypothèse que ce sont les interactions entre moments magnétiques qui sont responsables de l'existence d'une aimantation spontanée dans certains solides ferromagnétiques en l'absence de champ extérieur.

L'énergie d'échange entre les moments voisins localisés M_i et M_j est :

$$W_{ij} = -E M_i \cdot M_j \quad (E > 0) \quad (I.2)$$

Dans cette expression (I.2) $E M_i$ est homogène à une induction et par conséquent E s'exprime en Henry.mètre⁻⁴ (H.m⁻⁴). On suppose que le matériau comporte N moments M_i par unité de volume. L'interaction d'échange entre M_i et ses Z voisins j s'écrit :

$$W_i = -E M_i \cdot \sum_{j=1}^Z M_j$$

$$W_i = -E M_i \cdot \langle M_j \rangle$$

où $\langle M_j \rangle$ désigne le moment moyen que voit l'atome i , cette moyenne étant calculée sur ses j voisins.

En toute rigueur $\langle M_j \rangle$ varie d'un point à un autre dans le cristal ; mais on ne sait pas traiter ce problème. Alors on le simplifie en écrivant que $\langle M_j \rangle$ pris sur les Z voisins de l'atome i est identique à $\langle M_j \rangle$ pris sur l'ensemble du cristal. Il vient alors : $\langle M_j \rangle = \frac{J}{\mu_0 N}$

où J désigne la polarisation magnétique du milieu. Finalement, en présence d'un champ d'induction extérieur H_{app} , l'énergie interne du moment M_i prend la forme:

$$W_i = -M_i \cdot \left(H_{app} + \frac{ZE}{\mu_0 N} J \right)$$

En appelant λ le rapport $\lambda = \frac{ZE}{\mu_0 N}$, (λ est un nombre) il vient :

$$W_i = -M_i (H_{app} + \lambda J) \quad (I.3)$$

Tout se passe donc comme si le moment M_i était soumis en permanence, outre le champ extérieur appliqué, à un champ interne λJ proportionnel à l'aimantation, qu'on appelle le *champ moléculaire* de Weiss: $H_{mol} = \lambda J$ [6].

I.5.2.c- La température de Curie T_C

La température de Curie T_C , est la température au-dessus de laquelle le système perd ses propriétés ferromagnétiques et devient paramagnétique.

La nouvelle expression de l'énergie interne (I.3) doit être substituée à l'ancienne (I.1) dans la statistique de Maxwell-Boltzmann qui régit l'orientation statistique des moments. On trouve alors:

$$\frac{J}{J_0} = B_J \left(\frac{M \cdot (H_{app} + \lambda J)}{kT} \right)$$

en passant aux modules de J et M dans la direction du champ H_{app} appliqué. On va discuter maintenant les caractères généraux de cette solution:

1. A très basse température $J = J_0$. Tous les moments magnétiques s'alignent spontanément, même en l'absence de champ H_{app} appliqué, pour réaliser la polarisation magnétique absolue.
2. A température moyenne, il peut exister une aimantation spontanée importante qu'on détermine par une résolution graphique (figure I.5) en posant:

$$\frac{M \cdot (\mathbf{H}_{\text{app}} + \lambda \mathbf{J})}{k T} = x$$

La polarisation relative J/J_0 est donnée par l'intersection de la courbe de Brillouin $B_J(x)$, avec la droite :

$$\frac{J}{J_0} = \frac{k T}{M \lambda J_0} x - \frac{H_{\text{app}}}{\lambda J_0} \quad (\text{I.4})$$

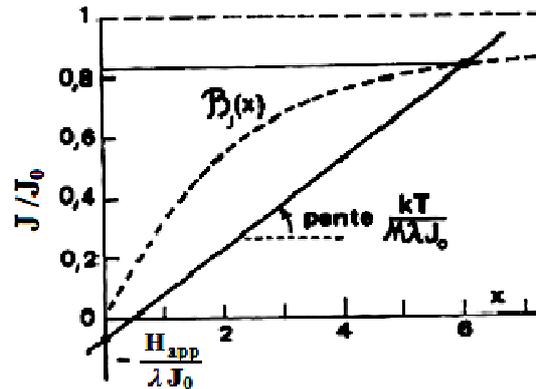


Figure I.5 : Détermination de la polarisation relative J/J_0 dans le champ appliqué H_{app} . Exemple de résolution graphique.

Quand on augmente la température T , l'aimantation J diminue, d'abord lentement, puis de plus en plus vite. Si le champ appliqué H_{app} est faible vis à vis du champ moléculaire, comme c'est pratiquement toujours le cas, la droite d'équation (I.4) passe par l'origine. L'aimantation spontanée disparaît brutalement quand la pente de (la formule I.4) se confond avec la pente de la courbe de Brillouin $B_J(x)$ à l'origine, qui vaut : $[(1 + J)/3J]$

Cette température critique est appelée température de Curie (T_C). On obtient:

$$T_C = \left(\frac{1 + J}{J} \right) \frac{M \lambda J_0}{3k}$$

Cette relation établit le lien entre la température de Curie et le champ moléculaire à très basse température (λJ_0).

3. A plus haute température, c'est-à-dire pour $T > T_C$, le matériau a un comportement paramagnétique, son aimantation est très faible, et proportionnelle au champ appliqué avec une susceptibilité inversement proportionnelle à $(T - T_C)$. On dit qu'il obéit à une loi de

Curie-Weiss. Il vient en effet : $J = \frac{H}{\lambda} \left(\frac{T_C}{T - T_C} \right)$ [6].

- **Comparaison avec l'expérience :**

Trois métaux de transition 3d, le fer, le nickel et le cobalt, manifestent un comportement ferromagnétique à température ambiante, en accord satisfaisant avec tout ce

que prévoit l'approximation du champ moléculaire. Bien sûr il s'agit de métaux, et non pas de composés ioniques constitués d'atomes porteurs de moments magnétiques bien localisés.

La figure I-6 montre l'évolution de l'aimantation à saturation du fer et du nickel en fonction de la température. Les valeurs expérimentales sont portées en coordonnées réduites :

$$\frac{J}{J_0} = f\left(\frac{T}{T_c}\right)$$

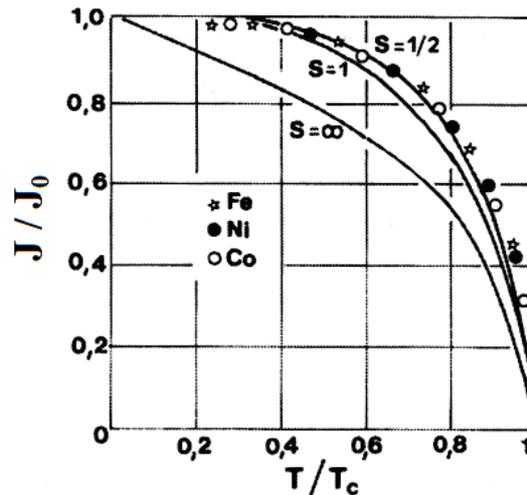


Figure I.6 : Variations thermiques des polarisations magnétiques du fer, du nickel et du cobalt, en coordonnées réduites. Les courbes théoriques sont celles obtenues par la théorie d'Heisenberg basée sur un modèle d'électrons liés [8-9].

I.6. Grandeurs magnétiques

Dans le vide, la relation linéaire $B = \mu_0 H$ lie les grandeurs vectorielles champ d'induction magnétique B et champ d'excitation magnétique H avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide. Dans la matière, une nouvelle grandeur vectorielle, l'aimantation M , apparaît pour traduire la réaction du milieu au champ électromagnétique. Ce comportement macroscopique résulte d'un comportement magnétique collectif au niveau atomique. Ainsi, de la même manière qu'un courant électrique circulant dans une spire produit un moment magnétique, le mouvement des électrons autour du noyau crée un moment magnétique appelé moment orbital. En plus de ce moment magnétique orbital, chaque électron porte un moment magnétique intrinsèque appelé moment magnétique de spin. Le moment magnétique total d'un atome est simplement la somme vectorielle des moments magnétiques orbital et de spin de chaque électron. A l'échelle macroscopique, l'aimantation M du matériau est donnée par :

$$\mathbf{M} = \frac{\partial M}{\partial \mathbf{v}}$$

où M est la somme des moments magnétiques atomiques et ∂v l'élément de volume considéré. Ainsi, l'aimantation M est introduite dans l'équation qui lie les grandeurs B et H de la manière suivante :

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})$$

On définit aussi la polarisation du matériau par $J = \mu_0 M$ et la susceptibilité magnétique χ qui lie le champ H avec l'aimantation M par $M = \chi H$. On a alors :

$$B = \mu_0(1 + \chi)H$$

I.6.1. La perméabilité magnétique

Par définition, la perméabilité magnétique μ est égale pour les matériaux isotropes, au quotient B / H . C'est un critère de qualité pour les substances qui s'aimantent facilement. La perméabilité relative μ_r est plus utilisée

$$\mu_r = \mu / \mu_0$$

où μ_0 est la perméabilité du vide.

Dans un milieu magnétique, le champ magnétique B , l'excitation magnétique H et l'aimantation M , sont liés par l'une des équations de Maxwell (dans le système des unités internationales)

$$B = \mu_0 (H + M), \quad (I-5)$$

Dans certains matériaux, la relation entre H et M est linéaire, $M = \chi H$, ce qui permet d'écrire en utilisant (I-5)

$$B = \mu_0 (1 + \chi) H = \mu_0 \mu_r H = \mu H,$$

χ est la susceptibilité magnétique du matériau. Le comportement de l'aimantation dépend alors de la nature des matériaux, par exemple les matériaux paramagnétiques ($\mu_r \geq 1$), les matériaux diamagnétiques ($\mu_r \leq 1$). Pour les matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques, il en va tout à fait différemment. La relation entre le champ magnétique et l'aimantation devient non linéaire et ($\mu_r \gg 1$ pour les matériaux ferromagnétiques).

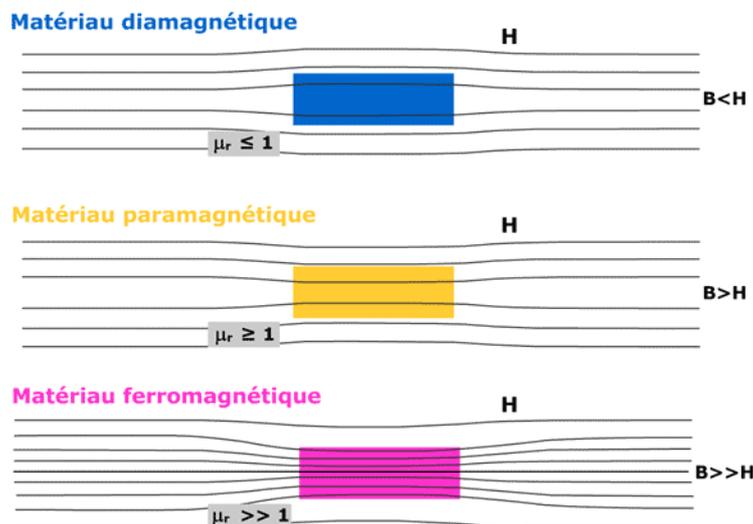


Figure I.7 : Comparaison des perméabilités magnétiques.

Dans la courbe de perméabilité relative, μ_r part pour $H = 0$ d'une valeur μ_{rin} (perméabilité initiale), croît très vite avec H , passe par un maximum et décroît ensuite lentement pour tendre vers l'unité aux grandes valeurs de H (saturation), (Figure I-8). En général μ_{rin} est d'autant plus élevée que le corps ferromagnétique est chimiquement pur [10].

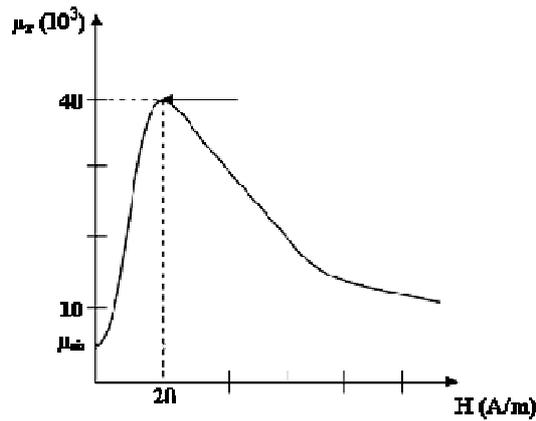


Figure I-8. Variation de la perméabilité magnétique μ_r en fonction du champ magnétique H dans le cas de l'alliage FeSi 3%.

I.6.2. La partie initiale de la courbe de perméabilité :

Rayleigh a montré [11] que, si l'aimantation est très petite, la perméabilité du fer approche à une valeur constante beaucoup plus considérablement que 1. Il a trouvé également que si l'aimantation est suffisamment basse, la loi : $\mu = \mu_0 + \nu H$ est valable, μ_0 la perméabilité initiale, et ν une constante égale à : $d\mu/dH$. Cette relation est maintenant universellement employée pour extrapoler la courbe $\mu(H)$ à l'intensité de champ nulle pour déterminer μ_0 .

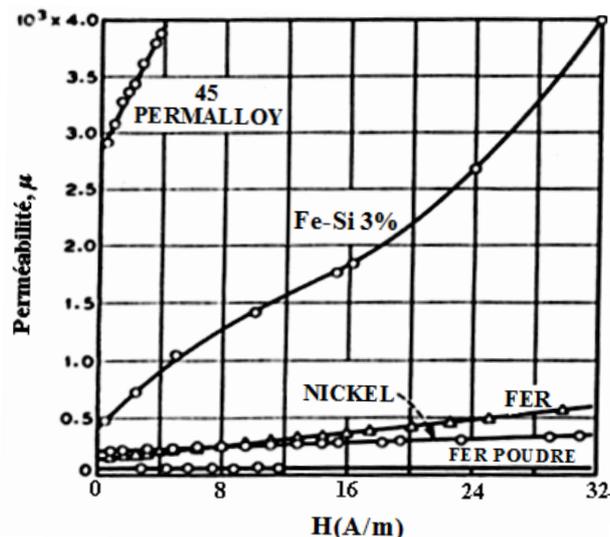


Figure I.9 : Parties initiales de courbes de perméabilité de divers matériaux.

La figure I-9 montre que pour la plupart des matériaux cette courbe est une ligne droite quand B est moins que : $B_s/10$. Cependant, pour quelques matériaux, y compris le Fer-silicium commercialisé, la ligne semble s'écarter des linéarités à de petites inductions et se plier en bas pour approcher une valeur de μ_0 considérablement inférieur à cela prévu des mesures à des inductions plus élevées. Une courbe de cette sorte est incluse dans la figure I-13 et doit être considérée comme exception plutôt qu'une règle parmi les matériaux magnétiques.

Tableau I-1. Perméabilité relative de quelques principaux matériaux magnétiques.

Matériau	Composition	Perméabilité relative μ_r	Utilisation
Fer Armco	Fer pur	10.000	relais, électroaimant
Acier Hypersyl	Si à 3%	40.000 à 50.000	inductances transformateurs
Mumétal Permalloy C	Ni à 80%	70.000 à 130.000	blindages magnétiques relais rapides
Acier au cobalt Permendur V	Co à 35-50%	3.500	tôles pour petites machines tournantes

I.7. La courbe de première aimantation d'un ferromagnétique

A partir d'un état désaimanté ($B = 0$) l'application d'un champ magnétique d'excitation régulièrement croissant provoque l'apparition d'une induction magnétique $B(H)$ (figure I-10). L'énergie de couplage avec le milieu extérieur, comprend en effet le terme supplémentaire d'origine magnétostatique:

$$U_m = - J \cdot H \quad (J \text{ la polarisation magnétique})$$

qui favorise la croissance en volume des domaines favorablement orientés. L'induction magnétique maximale, B_s , dite à saturation, correspond à un alignement parfait de tous les moments atomiques sur le champ appliqué. C'est une grandeur limite, caractéristique intrinsèque du matériau ferro ou ferrimagnétique. Nous verrons ultérieurement qu'on ne l'observe qu'en champ d'excitation très intense.

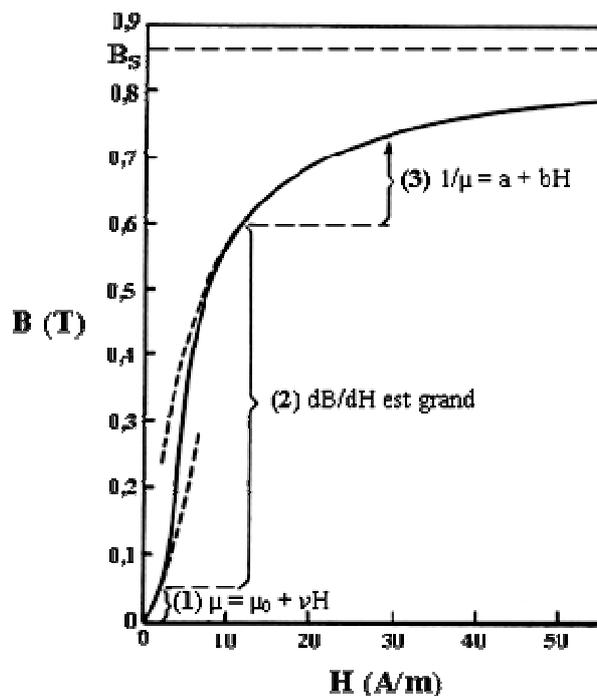


Figure I.10 : Courbe de première aimantation d'un matériau ferromagnétique [11].

L'arrangement des moments en domaines varie tout au long de la courbe d'aimantation. Pour en rendre compte, il est commode de diviser arbitrairement et de façon très artificielle cette courbe en trois parties correspondant chacune à des processus d'aimantation distincts. C'est l'arrangement en domaines qui est caractéristique de chaque partie, et par conséquent la plage de variation de l'aimantation, même si on met en avant, la plupart du temps, le niveau d'excitation utilisé pour l'obtenir.

I.7.1. Le domaine de l'aimantation initiale ou des champs faibles ($B/B_s < 0,1$; $H \ll H_C$)

Le milieu comporte de nombreux domaines séparés par des parois de *Bloch* plus ou moins rigides. Sous l'effet du champ H appliqué, les parois se déplacent un peu ou se déforment un peu, sans qu'il y ait bouleversement de la structure en domaines.

La modification d'aimantation sous l'effet du champ H appliqué ne concerne en réalité qu'une fraction volumique réduite du matériau.

Dans ce domaine des champs faibles, qu'on appelle aussi domaine de *Rayleigh*, du nom du grand physicien anglais qui en a énoncé les lois d'aimantation, l'expérience montre que l'effet statistique du champ appliqué sur le système des parois de *Bloch* n'est déjà pas simple. Dans tous les cas il existe de l'hystérésis, un phénomène sur lequel on va revenir abondamment. Quand on part d'un état désaimanté, et qu'on applique au matériau un champ H régulièrement croissant, la courbe commence à partir de l'origine avec la pente finie $dB/dH = \mu_0$ et se lève de sorte qu'elle soit concave vers le haut, suivant la relation de Rayleigh:

$$\mu = \mu_0 + vH \quad \text{ou} \quad B = \mu_0 H + vH^2$$

Où v est $d\mu/dH$, une valeur constante. On dit habituellement que cette partie de la courbe est réversible parce qu'elle est retracée approximativement (mais pas exactement) quand l'intensité de champ est faible; c'est-à-dire, $dB/dH \approx \mu_r$.

I.7.2. Les champs intermédiaires

Pour 80 ou 90 % de l'aimantation possible, les processus de déplacement et de déformation des parois de *Bloch* sur de grandes distances, allant jusqu'à une réorganisation complète des domaines, restent les mécanismes dominants. Il est courant d'observer des parois à peine mobiles alors que d'autres franchissent rapidement des distances considérables.

Dans cette plage d'aimantation moyenne, les processus d'aimantation irréversibles prennent une importance considérable parce que le chemin suivi quand H est diminué est très différent de la courbe ascendante. Ici $dB/dH \gg \mu_r$, parfois par un facteur de 100 comme dB/dH atteint des valeurs de 10^6 .

I.7.3. Les champs forts ($B/B_s > 0,9$)

La plupart des parois de *Bloch* ont disparu. Chaque cristal est alors un vaste domaine où l'aimantation quitte progressivement la direction de facile aimantation la plus favorable pour se rapprocher de la direction du champ appliqué en luttant contre les forces d'anisotropie magnétocristalline. Quelques domaines de fermeture subsistent longtemps toutefois au voisinage immédiat des défauts du réseau (les impuretés, les joints de grains) essentiellement

à cause de champs démagnétisants locaux, et cela jusqu'à des valeurs élevées du champ appliqué $\mu_0 \hat{H} \approx 0.2$ à 0.5 J_s .

Les mécanismes de rotation des moments étant essentiellement réversibles, il est important de noter que l'induction magnétique $B(H)$ dans le domaine des champs forts ne dépend que de la valeur du champ H appliqué et non pas de ses variations antérieures. Il n'y a donc plus d'hystérésis.

La troisième partie de la courbe d'aimantation à une plus petite pente qui approche à 1 quand B est tracé contre H , et 0 quand M ou le $B-H$ est ordonnée, à mesure que H augmente indéfiniment. La courbe se conforme plus ou moins à la relation de Frölich-Kennelly :

$$(1/\mu) = a + bH$$

Cette section de la courbe est également largement réversible et $dB/dH \approx \mu_r$.

I.8. L'hystérésis

I.8.1. Quelques définitions

C'est un fait d'expérience évident : quand on mesure les variations d'aimantation d'un matériau, on constate que le résultat acquis dépend non seulement des conditions expérimentales utilisées (le champ d'excitation, la température, la pression, etc...) mais aussi de tous les états d'aimantation antérieurs. Les matériaux magnétiques gardent la mémoire de tous leurs états d'aimantation antérieurs par l'intermédiaire des domaines élémentaires. C'est J-A. Ewing, un expérimentateur remarquable, qui a montré ce comportement spécifique dans le cas du fer, et qui l'a appelé "hystérésis"[12].

L'hystérésis est particulièrement évident quand l'échantillon est soumis à un champ d'excitation cyclique, lentement variable entre $+\hat{H}$ et $-\hat{H}$. Le point représentatif de l'état magnétique décrit alors un cycle qu'on appelle le cycle d'hystérésis (figure I-11)

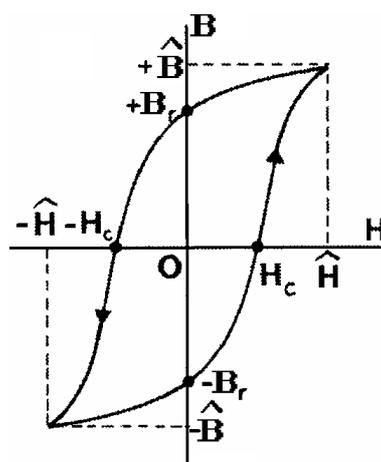


Figure I.11 : Cycle d'hystérésis $B(H)$.

Le cycle d'hystérésis est toujours parcouru dans le même sens, comme si l'effet (ici l'induction magnétique) était toujours en retard sur la cause (ici la variation du champ d'excitation H), même en régime quasi-statique. En régime d'excitation dynamique d'autres causes de retard peuvent s'ajouter (les courants induits par exemple dans les matériaux conducteurs) tendant à accroître le retard de l'effet par rapport à la cause, et tendant par conséquent à augmenter la largeur du cycle d'hystérésis. Le cycle d'hystérésis varie donc avec le mode d'excitation utilisé. Il ne peut être considéré comme une caractéristique du matériau.

Pour chaque cycle d'hystérésis décrit entre $+\hat{H}$ et $-\hat{H}$, l'expérience permet de définir au moins deux paramètres remarquables (figure I-11):

- on appelle induction (ou aimantation) rémanente l'induction B_r (ou l'aimantation M_r) observée en champ d'excitation nul,
- on appelle champ coercitif H_C le champ d'excitation qu'il faut appliquer au matériau dans la direction opposée à son aimantation initiale pour annuler son induction.

En régime d'excitation cyclique infiniment lente, B_r et H_C dépendent du champ maximum appliqué (\hat{H}). Mais l'expérience montre que l'ensemble des cycles possibles est toujours contenu à l'intérieur d'un cycle d'hystérésis limite qu'on observe pour \hat{H} suffisamment grand. B_r approche alors l'induction à saturation B_S . En d'autres termes, B_r et H_C tendent vers des valeurs limites qu'on observe pour \hat{H} suffisamment grand. Ces valeurs limites peuvent être présentées par les fabricants de matériaux magnétiques comme des caractéristiques technologiques importantes des matériaux, en particulier pour ceux qui sont utilisés comme aimants permanents.

I.8.2. L'origine de l'hystérésis

En bref, l'hystérésis est une conséquence directe de l'existence des domaines élémentaires et des processus d'aimantation par déplacements et déformations de parois de Bloch dans un matériau toujours imparfait. A la disparition des domaines, par exemple à l'approche de la saturation, il n'y a plus aucune hystérésis.

Pour être plus complet, on note les travaux de Bloch, Kondorski (1937) et Kersten (1938) où ils ont proposé un modèle basé sur l'existence d'une distribution particulière des contraintes internes pouvant quantifier l'hystérésis. Un autre modèle complétant le premier, basé sur les contraintes, a été proposé par Kirsten (1943) ; c'est un modèle d'inclusions sphériques qui a été sérieusement critiqué par Néel dont les travaux sur l'hystérésis constituent une approche importante et très solide [13-14].

Une autre approche consiste, en la représentation de l'hystérésis par l'extension du modèle de Preisach, initialement développé pour les processus d'aimantation en champs faibles (domaine de Rayleigh), à des champs moyens et forts ; seulement voilà, les résultats les plus probants expérimentalement concernent des matériaux semi-durs, utilisés pour la fabrication des mémoires magnétiques ; Ces matériaux ont deux caractères favorables : un champ coercitif important qui les rapprochent des aimants et des grains relativement bien individualisés, en interaction magnétostatique les uns avec les autres. Pour étudier l'aimantation des matériaux doux il faut utiliser des modèles plus compliqués qui prennent en compte l'aimantation réversible, et le fait que les champs internes vus par les domaines dépendent beaucoup de la dynamique des processus d'aimantation. Ce sera l'objet du chapitre suivant.

I.8.3. Mécanismes de l'aimantation

La théorie des domaines magnétiques permet d'expliquer les mécanismes responsables de l'aimantation des matériaux ferromagnétiques usuels, cette théorie stipule que le matériau est constitué de domaines où l'aimantation interne est alignée selon une direction unique. Cette aimantation à l'intérieur des domaines est appelée aimantation spontanée. Les domaines sont séparés par les parois de Bloch dont l'épaisseur est, dans les matériaux usuels, beaucoup plus petite que la taille des domaines. Les parois de Bloch représentent des régions où l'orientation de l'aimantation varie rapidement.

Des changements de la grandeur d'aimantation spontanée peuvent être effectués par le changement dans la température ou d'une certaine légère mesure par l'application des champs les plus élevés possibles.

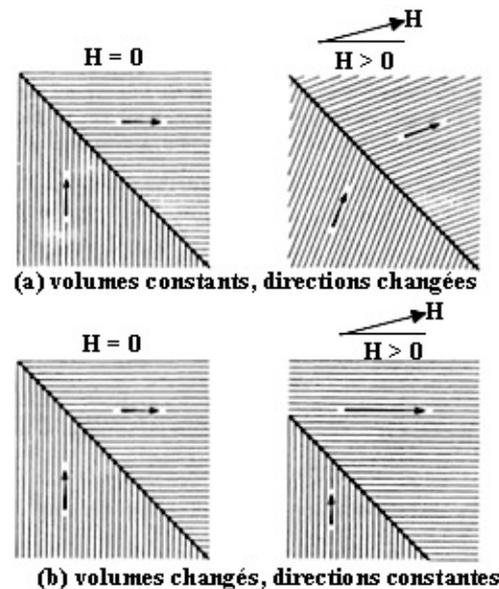


Figure I.12 : Changement d'aimantation : (a) rotation du moment et (b) mouvement de paroi.

R. Becker [11] a montré la nature de ces changements et a prouvé que la paroi mobile, proposée également par *Bloch*, est particulièrement importante pour des changements le cas de bas et moyen champ. L'aimantation d'un matériau du volume V , à l'origine non magnétisé est :

$$M = \frac{\sum_n \delta(M_n V_n)}{\sum V_n} = \frac{M_s \sum (V_n \sin \theta \delta\theta + \cos \theta \delta V)}{V}$$

où M_n et V_n est l'aimantation et le volume du n^{eme} domaine, et θ est l'angle entre la direction de l'aimantation du domaine et la direction du champ. Les limites contenant $\delta\theta$ et δV se réfèrent respectivement aux processus : rotation du moment et mouvement de paroi.

La formation des domaines magnétiques peut être expliquée par la minimisation de la somme de trois formes d'énergie qui sont : l'énergie d'anisotropie, l'énergie magnétique emmagasinée et l'énergie d'échange [15]. L'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline favorise l'alignement des moments magnétiques des atomes avec certains axes

cristallographiques du matériau. L'énergie magnétique emmagasinée favorise le désalignement des moments magnétiques. L'énergie d'échange est responsable de l'ordre ferromagnétique et cherche à maintenir alignés les moments magnétiques à l'intérieur d'un domaine. L'équilibre de ces trois formes d'énergie donne naissance aux domaines magnétiques et dicte leur taille à l'état désaimanté.

L'état global d'aimantation du matériau est donné par l'orientation relative de la direction de l'aimantation des domaines. À l'état désaimanté, l'orientation de l'aimantation de chaque domaine magnétique est non prédictible. La disposition des domaines est telle que la somme des moments magnétique et nulle et l'aimantation globale résultante est nulle. À l'état aimanté à saturation, l'aimantation de tous les domaines magnétiques est alignée selon une direction unique.

Le mouvement des parois des domaines magnétiques, principal mécanisme de variation de l'aimantation aux bas champs, est gêné par la présence de défauts qui se présentent sous forme de précipités ou de dislocations dans le réseau cristallin du matériau, notamment aux joints de grain métallurgiques. Ces défauts entraînent une réduction de la perméabilité et une augmentation des pertes magnétiques.

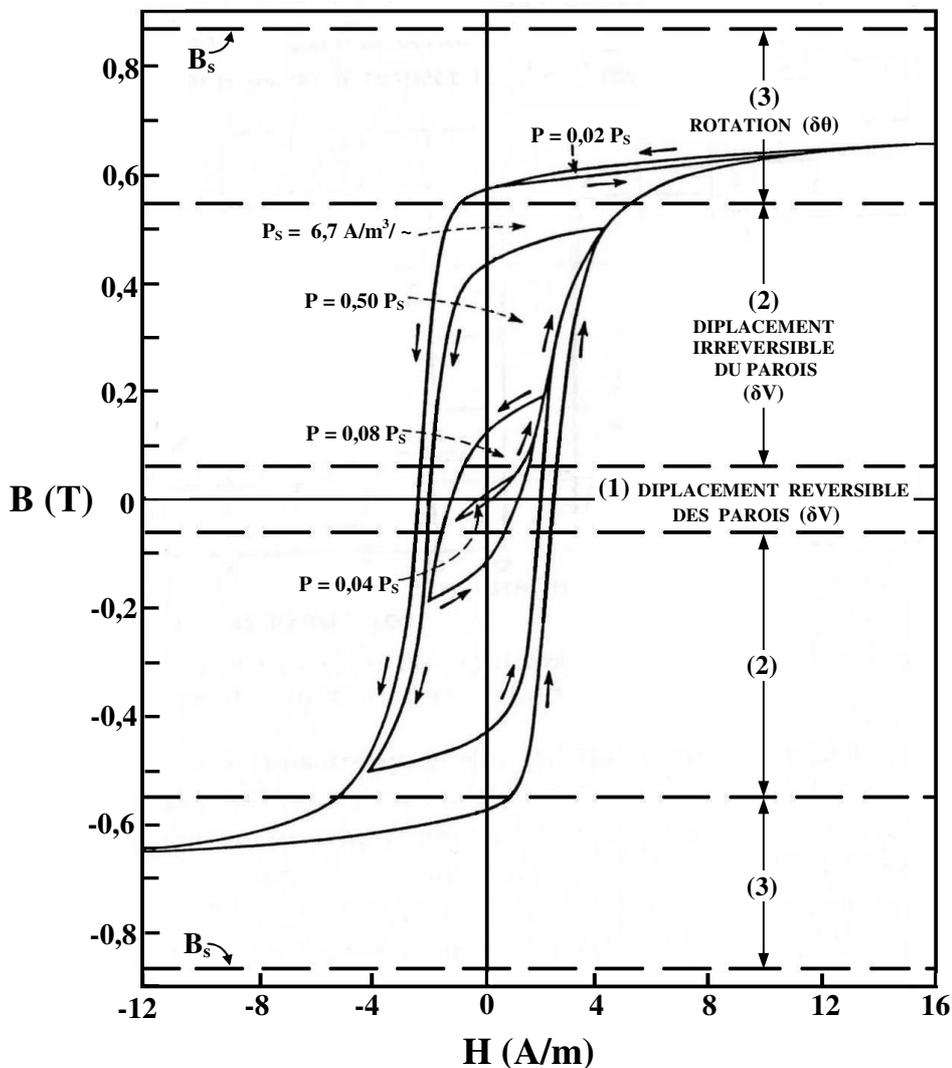


Figure I.13 : La relation de processus d'aimantation avec la courbe d'aimantation et les cycles d'hystérésis. (Permalloy ; 4-79) [11].

Le mécanisme d'aimantation comporte trois principaux phénomènes qui se produisent successivement en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué (figure I-13) :

- 1) Le premier mécanisme d'aimantation est le mouvement élastique des parois de domaines, qui se produit aux bas champs magnétiques et qui représente une aimantation spontanément réversible du matériau. Le mouvement des parois amène une augmentation de l'énergie totale du système mais ne permet pas de franchir la barrière de potentiel créée par le défaut où est ancrée la paroi; le système retourne donc naturellement à l'état initial si le champ appliqué est annulé.
- 2) Le second mécanisme d'aimantation est le mouvement irréversible des parois de domaines, qui provoque le franchissement de certaines barrières de potentiel. Lors du retrait du champ magnétique appliqué, on ne retrouve donc pas la même répartition en domaines. Il existe un nouvel état métastable qui explique l'apparition d'une aimantation moyenne non nulle sous champ nul. Cette aimantation est qualifiée de rémanente.
- 3) Le troisième mécanisme d'aimantation se produit lorsque le matériau ne comporte que des domaines possédant une composante alignée avec les directions d'aimantation facile des cristaux les plus proches de la direction du champ. L'augmentation du champ magnétique appliqué cause alors une rotation de l'orientation de l'aimantation à l'intérieur de ces domaines pour s'aligner avec le champ magnétique appliqué.

La figure I-14 présente de manière schématique le mouvement des parois des domaines magnétiques lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué; la figure I-14-a représente l'état désaimanté; la figure I-14-b représente la croissance des domaines dont une composante est alignée avec le champ magnétique appliqué; la transition entre les figures I-14-c et I-14-d présente la rotation de l'aimantation et la figure I-14-d représente l'état aimanté à saturation [16].

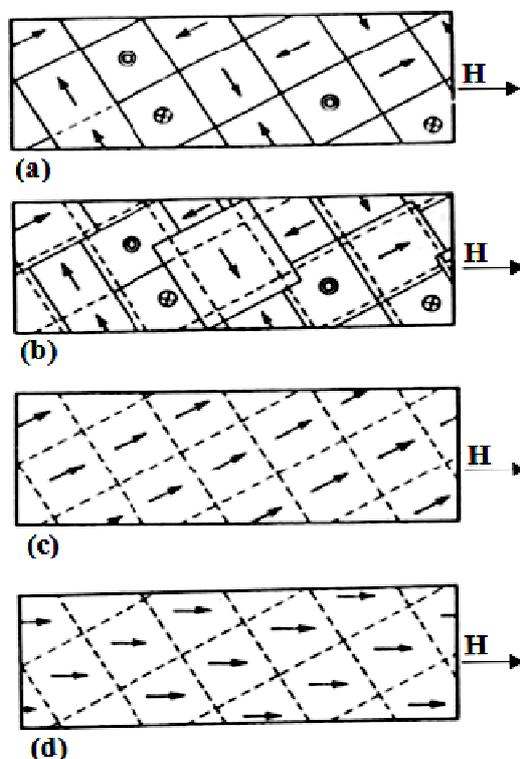


Figure I-14. Mouvement des parois des domaines magnétiques lors de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique.

I.9. Les différents formes du cycle d'hystérésis

I.9.1. Cycles d'hystérésis des matériaux soumis à des traitements thermiques

On observe dans certains matériaux, que si la perméabilité est constante dans les domaines faible et moyen champ, le cycle d'hystérésis est étroit et resserré. Dans la recherche originale [11] est noté que le traitement thermique (c.-à-d., traitement au four) qui a permis l'augmentation de la perméabilité dans les domaines faibles a augmenté également le caractère resserré du cycle. La figure I-15 (b) montre un cycle d'hystérésis étroit pour le matériau (Permalloy 65) qui a été traité au four pendant 24 heures à 425°C, et, pour la comparaison, des cycles pour trois autres traitements thermiques sont données en (a), (c), et (d).

Les matériaux qui ont des cycles d'hystérésis étroits et resserrés, quand ils sont traités au four ont des cycles normaux non resserrés s'ils sont refroidis rapidement. Les perméabilités initiales et maximales, aussi bien que le champ coercitif et la rémanence de tels matériaux, sont sensibles au traitement thermique, mais la mesure ne montre aucun changement de l'induction à saturation. Les alliages qui répondent à la cuisson répondent également au traitement thermique dans un champ magnétique.

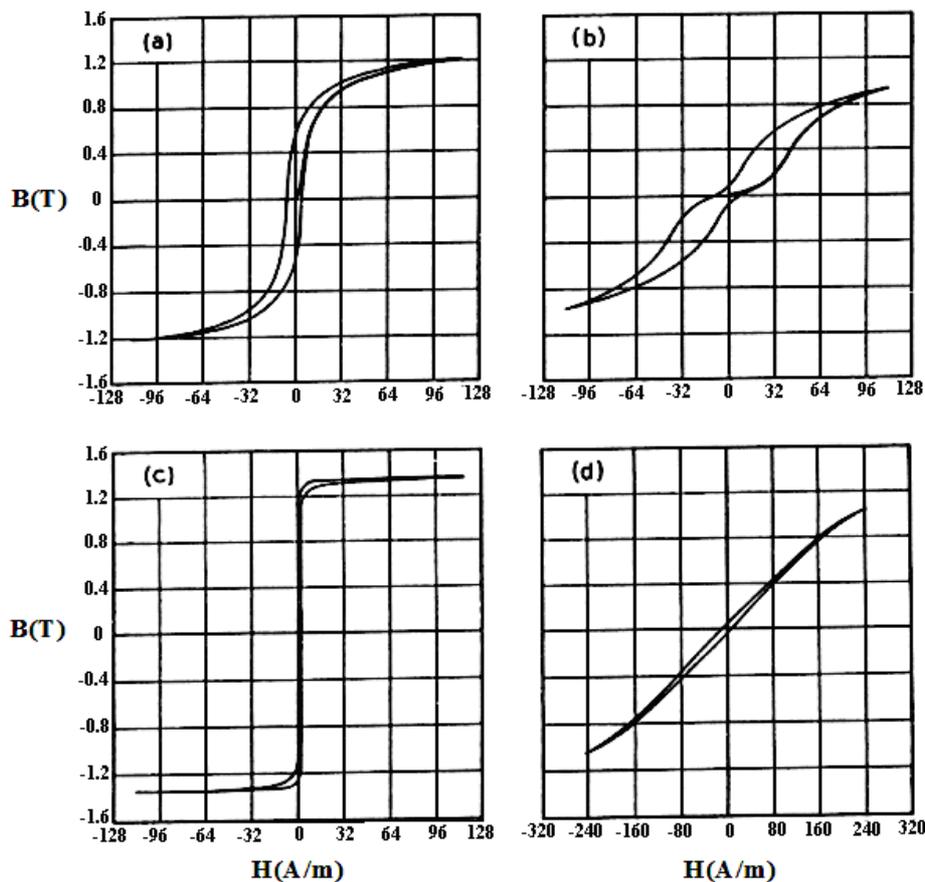


Figure I.15 : Cycles d'hystérésis du Permalloy 65 soumis à un traitement thermique à différentes manières :

- (a) recuit à 1000°C ;
- (b) recuit au four à 425°C pendant 24 heures ;
- (c) soumis à un traitement thermique dans un champ longitudinal ;
- (d) soumis à un traitement thermique dans un champ transversal [11].

I.9.2. Cycles d'hystérésis rectangulaire

Dans quelques matériaux la partie rigide du cycle d'hystérésis devient simplement une ligne verticale lorsque le cycle devient un rectangle, ou presque ainsi, avec des lignes se prolongeant horizontalement des bouts du cycle.

Un tel cycle pour l'alliage 69 Permalloy, sous une tension de 11 kg/mm^2 , est montré dans la figure. I-16, ici le champ coercitif est déterminé de la façon habituelle à la valeur indiquée par H_S , parfois appelé "commencement du champ" parce que c'est le champ nécessaire pour commencer le changement de l'aimantation le long de la partie rigide du cycle. Une valeur différente de H pour lequel $B = 0$ est obtenue si le champ est réduit d'une valeur positive supérieure à zéro, et puis un champ négatif égal ou plus grand que H_S est appliqué pendant une courte période seulement. B diminuera alors légèrement de son valeur B_r mais ne sera pas réduit à zéro jusqu'à ce que le champ négatif soit rendu égal à H_0 , appelé "le champ critique" ; le chemin alors suivi est indiqué dans la même figure.

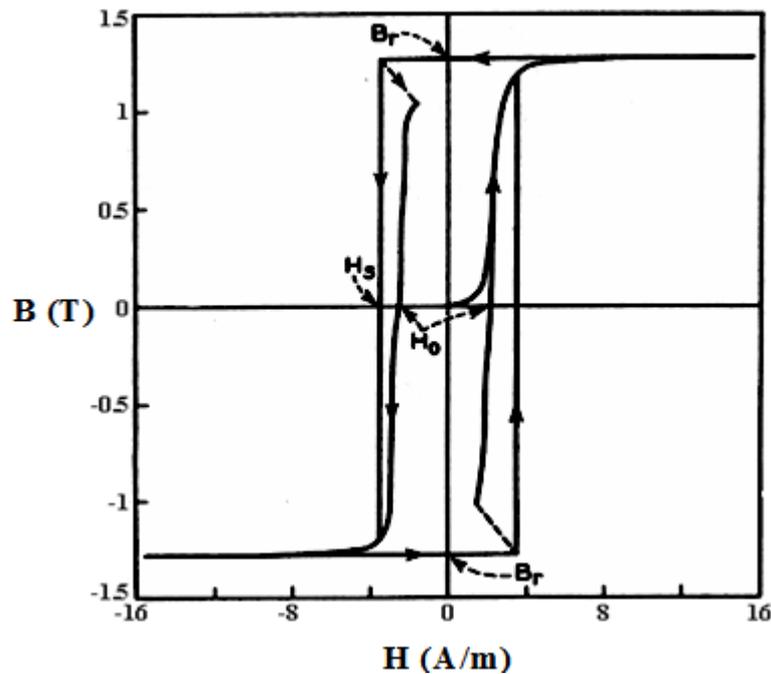


Figure I.16 : Définition de commencement le champ H_S et le champ critique H_0 d'un matériau au cycle d'hystérésis avec des côtés droits. On observe le cycle intérieur quand le H_S n'est appliqué que durant une courte durée seulement (voir la flèche pointillée) [11].

Chapitre II

Processus d'aimantation des matériaux doux en régime dynamique

II.1. Introduction

Tout système à base de matériaux magnétiques soumis à un champ d'excitation extérieur variable, subit des pertes énergétiques appelées pertes fer. On distingue deux phénomènes physiques principaux à l'origine de ces pertes : les pertes par hystérésis (déplacement de parois) et les pertes par courants de Foucault. Il faut toutefois noter que les pertes ont souvent la même origine, à savoir des courants induits mais à des échelles différentes (microscopique et macroscopique). En effet, les déplacements de parois 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.

Les pertes sont dépendantes de la distribution spatiale et temporelle des variations de flux. Après les travaux classiques de *Pry and Bean* [17], un important approfondissement a été réalisé par *Bertotti* [18] qui posa une description générale des pertes dans des matériaux conducteurs en termes d'inhomogénéités spatiales et temporelles des flux magnétiques ; il suggéra l'existence d'objet magnétique (MO) pour représenter une entité physique porteuse de flux magnétique et permit d'apporter un formalisme unifié pour des différentes situations physiques.

II.2. Les pertes en régime statique

On entend par régime statique l'absence de phénomènes dynamiques dus, entre autre, à l'apparition des courants de Foucault lorsque le matériau est soumis à une excitation fortement variable dans le temps. Les pertes par hystérésis en régime statique sont donc uniquement liées, de manière intrinsèque, aux propriétés physiques du matériau et à sa géométrie. Le phénomène d'hystérésis peut être expliqué à partir d'une fonction d'opposition qui est liée à l'existence d'impuretés et de défauts au sein du système magnétique. On sait que la présence de pôles magnétiques produit un champ démagnétisant qui s'oppose au champ extérieur. Ainsi, le retard des variations de l'aimantation M par rapport aux variations du champ magnétique H en régime statique est principalement dû à l'existence, au sein du matériau magnétique, d'un champ de blocage H_b induit par les deux phénomènes précédemment décrits.

Sur la figure II-1, l'évolution du champ de blocage est donnée en fonction de la position x de la paroi dans le matériau. Ce champ s'oppose au déplacement des parois qui sont donc le lieu des variations de l'énergie magnétostatique. En effet, les parois se heurtent à des barrières de potentiel qu'elles ne franchissent qu'avec l'apport d'une énergie supplémentaire. Le champ extérieur H doit donc être supérieur au champ de blocage H_b régnant localement sur la paroi pour permettre à celle-ci de se mouvoir [5].

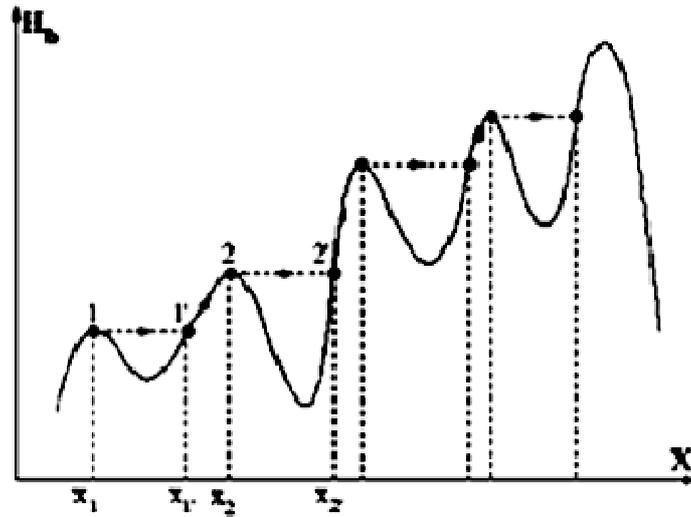


Figure II.1 : Champ de blocage en fonction de la position x de la paroi en champ extérieur croissant.

Les déplacements de parois ne se font pas de manière continue mais par sauts brusques d'un site d'accrochage à un autre (sauts de Barkhausen). Ceux-ci engendrent donc des pertes ayant pour origine le développement de courants induits microscopiques localisés (figure II-2) qui entraînent des variations de flux locales.

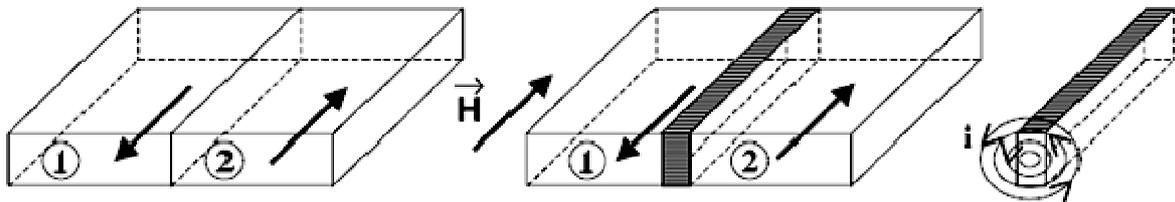


Figure II.2 : Apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois [19].

Sur la figure II-2, on considère deux domaines 1 et 2 séparés par une paroi à 180° , i.e. 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 apparaît des courants induits locaux qui s'opposent à la variation brutale d'aimantation.

Plusieurs modèles sont proposés pour rendre compte de l'hystérésis. On peut citer celui d'un système magnétique pour lequel on rend compte des variations d'aimantation à partir des mouvements d'une seule paroi de Bloch rigide. Dans ce cas de figure ou même dans le cas d'une paroi déformable, on arrive à des conclusions similaires notamment que ces parois mènent donc facilement à des processus d'aimantation successifs réversibles et irréversibles.

II.3. Modèles d'une paroi isolée

La paroi plane et rigide est supposée d'épaisseur infinitésimale, et le temps de renversement de ses moments magnétiques est excessivement rapide. Ainsi il est clair que pour les fréquences usuelles de travail électrotechnique, la masse de la paroi peut être considérée comme nulle. La somme des forces extérieures appliquées sur la paroi est donc nulle.

$$\Sigma F_{\text{ext}} = 0 \quad (\text{II-1})$$

Il en résulte que la somme des champs appliqués sur celle-ci est également nulle.

$$H_{\text{app}} + H_{\text{dem}} + H_b + H_{\text{ind}} = 0 \quad (\text{II-2})$$

Toutefois, la tôle est considérée comme infinie dans le sens de la longueur ; il n'existe donc pas de champ démagnétisant H_{dem} . Le champ de blocage H_b de la paroi par des défauts cristallins est nul, étant donné que la vitesse v de la paroi est considérée supérieure aux vitesses dites statiques, ou la paroi est sensible au terrain dans lequel elle se déplace. L'équation (II-1) devient alors :

$$H_{\text{app}} = - \langle H_{\text{ind}} \rangle \quad (\text{II-3})$$

et le champ moteur peut être identifié au champ appliqué H_{app}

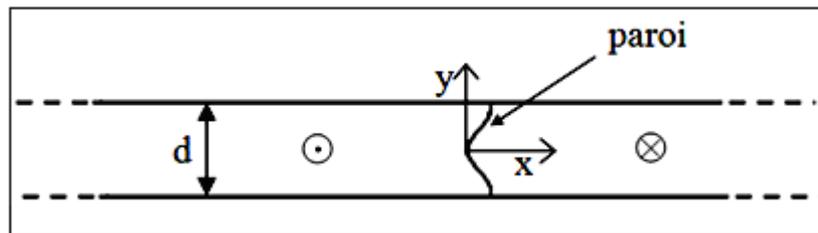


Figure II.3 : Paroi dans une tôle magnétique de largeur infinie, de profondeur infinie et d'épaisseur d .

II.3.1. Modèle classique

Ce modèle ignore la présence des domaines magnétiques et suppose le milieu du processus d'aimantation parfaitement homogène [20]. Dans le cas d'une tôle d'épaisseur d et dans la gamme des fréquences où l'effet de peau est négligeable, ce modèle prédit (pour une induction sinusoïdale).

$$P_d \cong P_C = \frac{\pi^2 \cdot \sigma \cdot d^2 \cdot B_m^2 \cdot f^2}{6} \quad (\text{II-4})$$

Où σ est la conductivité électrique du matériau.

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

II.3.2. Les pertes par déformation de paroi

II.3.2.a- Bishop

En 1971, *Bishop* [21] calcule le profil d'une paroi déformée par ses courants induits développés lors de sa propagation, la paroi se déplace à vitesse constante due à un champ extérieur constant (régime stationnaire). Une paroi est décomposée en une succession de morceaux de parois rigides et reliées par des morceaux élastiques.

En 1973, *Bishop* [22] refait ses calculs lorsque le champ appliqué est cyclique. De ses calculs ressort le fait que les déformations de parois permettent de réduire l'importance des courants induits. Les pertes générées dans le matériau lors d'un cycle (P/f) se trouvent ainsi diminuées, elles varient avec la fréquence en $(f)^{1/3}$.

En 1980, *Bishop* [23] reprend ses calculs en introduisant de très nombreux raffinements liés à la prise en compte des variations de l'énergie de paroi (γ) avec l'orientation de la paroi dans un monocristal de FeSi. Il calcule la surface moyenne d'une paroi sur un cycle et traite le cas de grains cubiques ou Goss. Il montre ensuite que, du point de vue de la minimisation de la surface moyenne des parois, le matériau a intérêt à se subdiviser dès que celles-ci ont tendance à se déformer beaucoup, ce qui se traduit par les conditions limite suivantes :

pour des grains Gauss il obtient :
$$\frac{M_S^2 d^2 (f \cdot x_{\max})_{\text{ct}}}{\rho\gamma} = 6.2 \quad (\text{II} - 5)$$

Pour des grains cubiques :
$$\frac{M_S^2 d^2 (f \cdot x_{\max})_{\text{ct}}}{\rho\gamma} = 4.2 \quad (\text{II} - 6)$$

x_{\max} étant l'excursion maximum de la paroi.

II.4. Modèles de parois multiples

En réalité, un matériau magnétique n'est pas composé d'une seule paroi, mais d'une multitude. C'est pourquoi des modèles permettant d'intégrer cette complexité et les interactions paroi-paroi qui en découlent, sont présentés ci-dessous.

II.4.1. Modèle de Pry et Bean : parois multiples

Ce modèle souvent cité représente l'une des premières tentatives pour rendre compte du comportement d'une tôle comportant un grand nombre de domaines, et en évaluer les pertes. Il est inspiré par l'observation des domaines à 180°, en bandes parallèles, bien connus dans les tôles FeSi à grains orientés (FeSi GO), [6]. La tôle d'épaisseur d est imaginée subdivisée en domaines réguliers de largeur $2L$, infiniment allongés dans la direction de laminage. Les pertes dynamiques dans ce cas, sont calculés à partir des équations de Maxwell dont le paramètre fondamental contrôlant les pertes en excès devrait être le rapport $2L/d$ entre la largeur des domaines et l'épaisseur de la tôle.

$$P_{an} \ll P_j, \text{ lorsque } \frac{2L}{d} \ll 1$$

$$P_{an} \approx \left(1,63 \frac{2L}{d} - 1\right) \cdot P_j, \text{ lorsque } \frac{2L}{d} \gg 1$$

Malgré que le modèle de Pry et Bean a joué un rôle très positif concernant la nature des pertes, parce qu'il nous indique que la totalité des pertes trouve leurs origines dans les courants induits, mais sa validité est limitée car il reposait sur des bases très imparfaites et qu'il est beaucoup trop simple pour être parfaitement général, [6, 20]

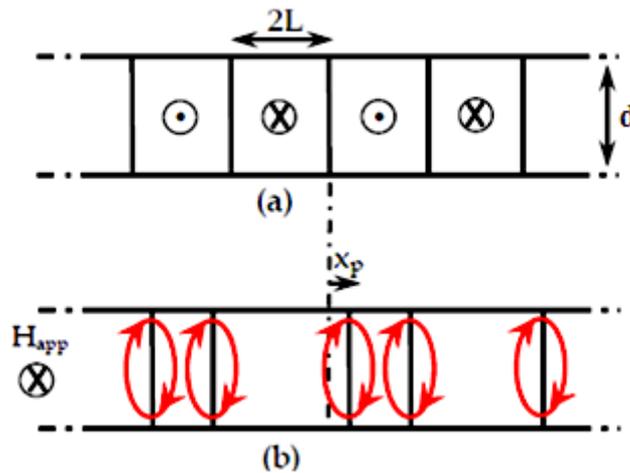


Figure II.4 : Répartition périodique des domaines magnétiques.
 (a) Etat désaimanté ;
 (b) Etat obtenu après application d'un champ extérieur H_{app} ,
 les courants induits sont représentés autour des parois.

II.5. Le Modèle unifié de Bertotti

Les pertes sont bien la manifestation à notre échelle des courants induits qui accompagnent toutes les modifications de la structure en domaines, il n'existait pas "jusqu'à ces dernières années" de modèle universel satisfaisant. Il faut noter que le couplage magnétostatique entre les domaines et les courants induits autour des parois en mouvement sont à l'origine de champs magnétiques de dispersion internes du même ordre de grandeur que le champ appliqué. De ce fait, la matière se présente toujours comme un milieu inhomogène et non linéaire, caractères à l'origine des pertes supplémentaires (anormales) P_{an} que Bertotti se propose d'évaluer.

Pour obtenir des variations d'aimantation sinusoïdales, il faut appliquer au matériau en sus du champ statique (pour l'hystérésis) et d'un champ dynamique (pour les pertes classiques), un champ supplémentaire (anormales) H_{an} rendant compte des pertes anormales, et défini par :

$$\mathbf{H}_{an} = \frac{\mathbf{P}_{an}}{\mathbf{B}} \quad (\text{II} - 7)$$

ou $\overline{\mathbf{B}}$ désigne la variation moyenne de l'aimantation ($\overline{\mathbf{B}} = 4.B_m.f$ pour une induction sinusoïdale). Calculer les pertes équivaut à calculer le champ H_{an} . Pour ce faire, Bertotti propose une approche statistique, et il introduit la notion d'*objet magnétique* [20]. Un objet magnétique est constitué d'une paroi de Bloch ou d'un ensemble de parois dont les mouvements sont étroitement corrélés. Le matériau est supposé équivalent à un système comportant n objets magnétiques statistiquement indépendants. En principe n dépend de tous les paramètres qui caractérisent la microstructure en domaines, ainsi que d'excitation. Pour un système comportant n objets magnétiques également actifs et indépendants, Bertotti a pu montrer que le champ supplémentaire (anormales) H_{an} prenait la forme simple :

$$\mathbf{H}_{an} = \frac{\mathbf{H}^{(w)}}{\mathbf{n}} \quad (\text{II-8})$$

où $H^{(w)}$ n'est autre que le champ d'excitation qu'il faut appliquer à une parois à 180° isolée, pour une vitesse de variation $d\mathbf{J}/dt$. Ce champ $H^{(w)}$ étant calculable à partir des équations de Maxwell (calcul fait initialement par Williams, Shockley et Kittel) :

$$\mathbf{H}^{(w)} = \sigma.G^{(w)}.S.\overline{\mathbf{B}} = 4.\sigma.G^{(w)}.S.B_m.f \quad (\text{II-9})$$

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

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

A partir des mesures de pertes effectuées sur un matériau on peut étudier les variations de $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{H}^{(w)}}{\mathbf{H}_{an}}$ en fonction des conditions expérimentables. Pour la plupart des alliages à base de fer, n varie linéairement avec H_{an} :

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \mathbf{H}_{an} / V_0 \quad (\text{II-10})$$

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

A partir des équations (II-8), (II-9) et (II-10), l'expression non linéaire des pertes en excès s'écrit :

$$P_{an} = \frac{n_0.V_0 \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{16.\sigma.G^{(w)}.S.B_m.f}{n_0^2.V_0}} - 1 \right)}{2} \quad (\text{II-11})$$

• Dans le cas des tôles fer-silicium 3% à grains orientés, les pertes supplémentaires peuvent être approximées par [20] [24].

$$\frac{P_{an}}{f} \approx 8.B_m \cdot \left(\sqrt{\sigma.G^{(w)}.S.V_0.B_m.f} - \frac{n_0.V_0}{4} \right) \quad (\text{II-12})$$

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

$$\frac{P_t}{f} = C_0 + C_1 \cdot f + C_2 \cdot \sqrt{f} \quad (\text{II-13})$$

et la dépendance des pertes totales en fonction de f prend la forme :

$$P_t = P_{qua} + P_{cl} + P_{an} \quad (\text{II-14})$$

Avec C_0, C_1, C_2 des constantes qui peuvent être déduits des termes de répartition des pertes.

• Dans le cas des tôles fer-silicium 3 % à grains non orientés, le terme H_{an}/V_0 est largement prépondérant. Le paramètre n_0 n'a aucun rôle significatif et par conséquent peut être négligé dans l'équation (II-10), il vient:

$$n = \frac{H_{an}}{V_0}$$

et :

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

Il faut noter que ce travail statistique important de *Bertotti* rend bien compte à posteriori des comportements qu'on observe [6].

En régime dynamique, en plus des pertes qui trouvent leurs origines dans le processus statique et les courants induits microscopiques, il existe aussi des courants macroscopiques qui se développent dans l'ensemble du système et directement liés à la conductivité du matériau considéré.

En effet, le champ variable auquel il est soumis engendre une circulation de courant, dont on peut voir très simplement qu'elle se fait selon les sections droites du noyau (figure II-5). L'utilisation de matériaux magnétiques à résistivité très élevée, les ferrites par exemple, permet de réduire les pertes ayant pour origine ces courants induits macroscopiques. Pour des matériaux tels que les tôles magnétiques à base de fer, la solution classique consiste à feuilletter le matériau afin de réduire ces courants macroscopiques. En effet, la circulation des courants de Foucault se faisant selon les sections droites, ce type de procédé augmente la résistance apparente dans l'épaisseur de la tôle. On peut aussi réduire la conductivité de tels matériaux en y adjoignant des impuretés telles que le Silicium dans les tôles FeSi ou le Nickel dans les tôles FeNi.

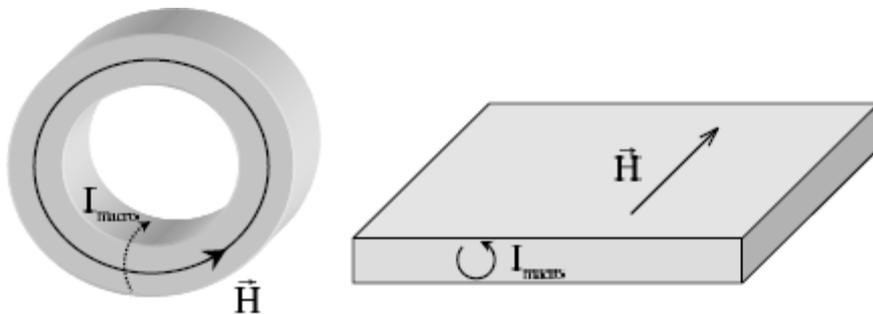


Figure II.5 : Apparition de courants induits dans les sections droites d'un échantillon Torique et d'une plaque de tôle.

En régime dynamique, les courants de Foucault produisent un gonflement du cycle d'hystérésis plus ou moins notable selon le matériau étudié. Sur figure II-6, un exemple de comportement en régime dynamique est présenté.

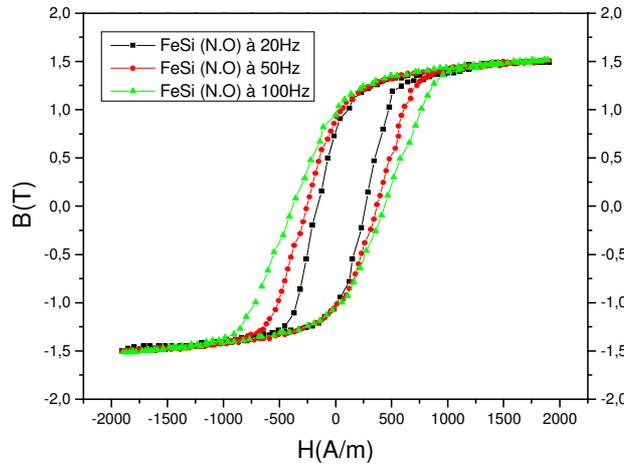


Figure II.6 : Cycles d’hystérésis du FeSi non orienté pour différentes valeurs de la fréquence ($f = 20, 50, 100$ Hertz) à la même valeur de l’induction ($B_{\max}=1.5$ Teslas) [25].

II.6. Expression générale des pertes

II.6.1. 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 P , à travers la surface (S) du système de volume v . Par définition :

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

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

Dans ces deux expressions, E est le champ électromoteur induit, j le vecteur densité de courant et 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 :

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

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 j , B et 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 : $eH(dB/dt)$ et sur un cycle complet, le milieu extérieur fournit, par unité de volume de matière, le travail :

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

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 de 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 amène 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 .

II.6.2. 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 :

$$P_t = P_{qua} + P_{cl} + P_{an}$$

$$\text{et } P_{cl} + P_{an} = P_{dy} \text{ (} P_{dy} \text{: les pertes dynamiques)}$$

La séparation des pertes correspond à une subdivision en pertes statiques d'une part et pertes dynamiques d'autre part (Figure II-7)

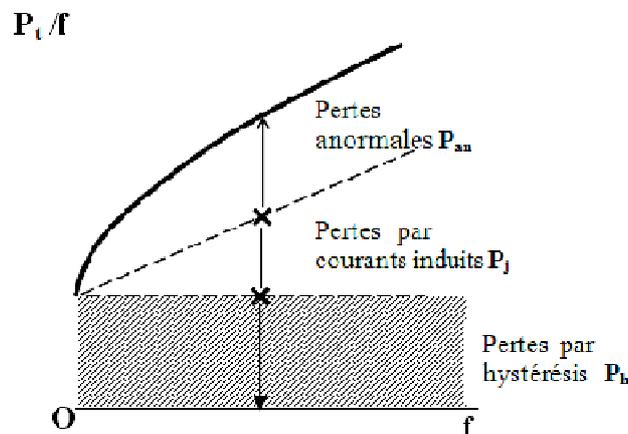


Figure II.7 : Décomposition des pertes totales par cycle.

II.6.2.a- Les pertes statiques ou pertes par hystérésis P_h

Les pertes 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_h/f (f) la part due à l'hystérésis est alors une constante. Ces pertes trouvent leur origine dans les processus discontinus d'aimantation à une échelle inférieure à l'épaisseur de parois. Pour les matériaux souvent utilisés en construction des machines électriques, une relation d'approximation est donnée par, [26].

$$P_h = K_h \cdot f \cdot B_m^n \quad (W / Kg), \quad (1,5 < n < 2,5)$$

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

II.6.2.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_j/f . Elles ne forment toutefois qu'une fraction des pertes dynamiques. Une approche pour le calcul de ces pertes est donnée par, [20]:

$$P_c = K_c \cdot (f \cdot B_m)^2$$

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

II.6.2.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 anormales P_{an} . Une approximation des pertes supplémentaires est donnée par, [20] :

$$P_{an} = K_{an} \cdot (f \cdot B_m)^{3/2}$$

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.

II.6.3. 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 à 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.

$$P_i/f = (1/6) * \pi^2 (f * B_{\max} * d)^2$$

Comparée à la valeur expérimentale, cette dépendance ne se retrouve pas, surtout dans le domaine des basses fréquences, ou 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 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 (II-7), 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 au 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 ; 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 [27].

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 [28], cette paroi est intérieur à un cylindre infiniment long, de rayon R_0 , de conductivité σ , soumis à une induction axiale apparente sinusoïdale de module :

$$B = B_{\max} e^{j\omega t}$$

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 :

$$2\pi r E_{\theta 1}(r, t) = - (d/dt) (\pi r^2 B_{\max} e^{j\omega t}):$$

Soit :

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

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

$$W_1 = \sigma \omega^2 B_{\max}^2 \int_0^{R_0} r^3 dr = \pi \sigma \omega^2 B_{\max}^2 R_0^4 / 16$$

Pour le modèle à déplacement de paroi comportant deux 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 :

$$B(t) = [1 - (2r_1^2(t) / R_0^2)] J_s$$

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 ($r > r_1$) :

$$E_{\theta 1}(r, t) = 2J_s(r_1 / r) (dr_1 / dt),$$

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

$$dW_2 / dt = \int_0^{R_0} \sigma E_{\theta 2}^2 2\pi r dr = 8\pi \sigma J_s^2 r_1^2 (dr_1 / dt)^2 \log(R_0 / r_1)$$

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 ,

$$W_2 = 0,45 \pi \sigma J_s^2 R_0^4 \omega^2$$

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.

Chapitre III
Le Fer et les alliages à base de Fer

III.1. Historique du fer

Le fer est à priori un matériau de choix, il possède des qualités magnétiques exceptionnelles, il a une aimantation à saturation ($M_S = 2,16$ Teslas) à la température ambiante, une température de Curie élevée ($T_C = 1043$ °K) (la température de Curie T_C et la température au-dessus de laquelle l'aimantation spontanée disparaît), et une structure cristalline de symétrie cubique. La construction électrique, générateurs, transformateurs, moteurs....., repose en majeure partie sur l'utilisation des propriétés magnétiques de fer et ces alliages, dans un marché qui dépassait six milliards de dollars en 1990. C'est dire l'importance pour les concepteurs d'une connaissance précise de ces propriétés, notamment du moment atomique et de l'hystérésis. Les premières réalisations en construction électrique, à la fin du 19e siècle, n'ont fait appel qu'à des matériaux déjà existants le fil de cuivre comme conducteur, le papier et le coton comme isolant, et le fer pour la réalisation des noyaux magnétiques. 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 équivalent parmi les autres éléments connus. Son aimantation à saturation est l'une des plus grandes ($M_S = 2,16$ T, à température ambiante). Sans le fer, on imagine que les premiers pas de l'électrotechnique auraient été bien plus lents, et, jusqu'au milieu du 20e siècle, le fer et les aciers ont représenté pratiquement les seuls matériaux magnétiques utilisés en construction électrique.

III.2. 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 [29].

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 existants 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.

III.2.1. Effet de l'addition de silicium sur les propriétés électromagnétiques (et autres) de fer

La présence d'atomes de silicium (Si) dans le fer augmente considérablement sa résistivité, comme le montre la figure III-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.

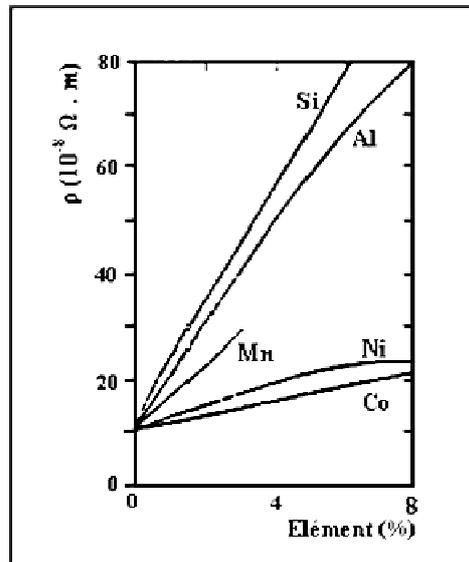


Figure III.1 : Résistivité électrique de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante [30, 31].

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 III-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 [29] 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....

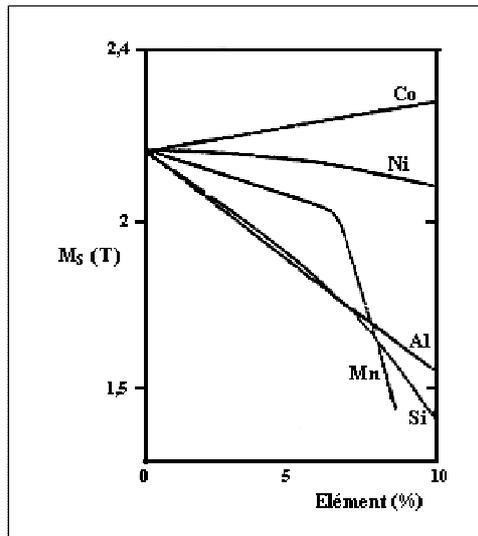


Figure III.2 : Aimantation à saturation de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante [30, 31].

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 III.3).

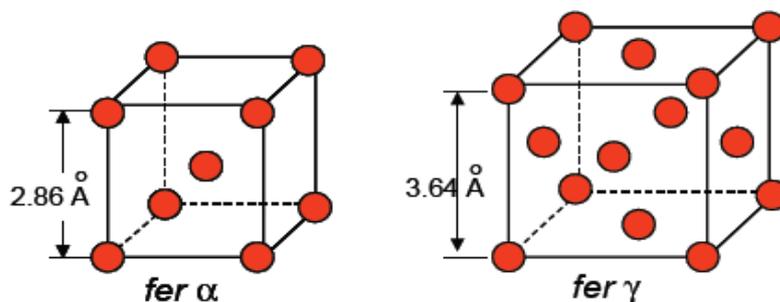


Figure III.3 : Les deux structures cristallographiques du fer (Fe α et Fe γ).

III.2.2. 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 [32]. 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 [33]. 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 III-4).

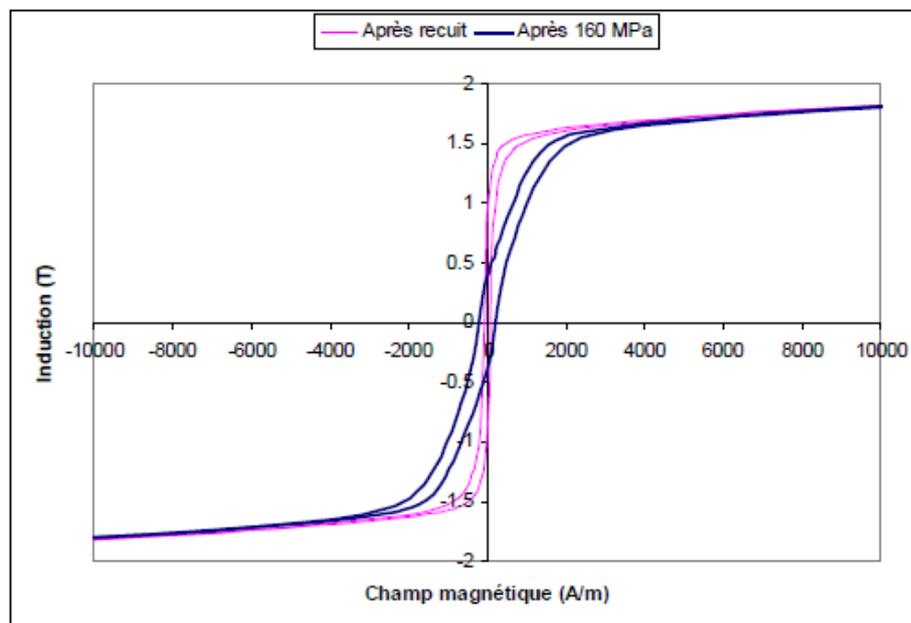


Figure III.4 : Caractéristique d'aimantation du fer en fonction de l'historique de contrainte appliquée [33].

III.2.3. Les tôles Fe-Si à grains orientés (GO)

La métallurgie des tôles GO est basée sur une texture en grains fortement orientée: la texture de Goss. Le cisaillement induit par le laminage provoque dans la structure cubique centrée des glissements le long des plans atomiques de plus haute densité. On obtient ainsi une texture (110)[001] dite "cube sur l'arête", caractérisée par un axe de facile aimantation dans le plan de la tôle et le plus voisin possible de la direction de laminage (figure III-5).

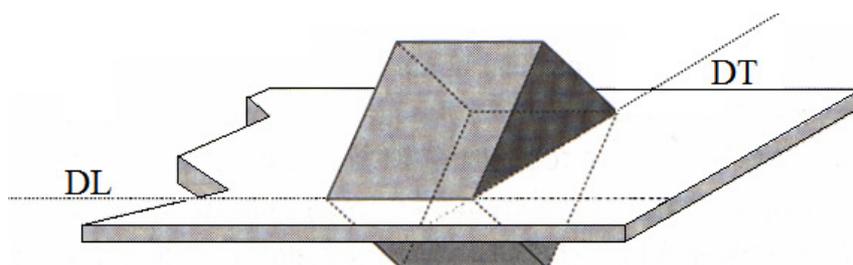


Figure III.5 : Orientation cristalline "cube sur l'arête" dans une tôle GO
(Dans la situation idéale, les axes [001] et [110] sont respectivement parallèles aux directions de laminage (DL) et transverse (DT). Des désorientations de quelques degrés subsistent en pratique.)

Un recuit de recristallisation secondaire provoque un accroissement de la taille des grains par croissance sélective anormale de certains d'entre eux.

On élabore les tôles GO "classiques", d'épaisseur 0,23 à 0,30 mm, par une coulée continue et une série de laminages à chaud et de recuits. L'étape finale est un revêtement par une solution phosphatante.

III.2.3.a- Optimisation de la structure en domaines

La recherche de la texture de Goss vise à obtenir une structure en domaines idéale constituée de longs domaines à 180° parallèles à la direction de laminage. L'histoire de la réduction des pertes dans les tôles GO se confond avec celle de l'optimisation de la texture. La réduction des pertes dynamiques et des pertes par hystérésis passe par l'élimination des obstacles de toute nature freinant les déplacements de parois d'une part, l'affinement de la largeur des domaines d'autre part. Après élimination poussée des impuretés et des contraintes (l'écrouissage, l'ancrage des parois provient essentiellement des effets magnétostatiques).

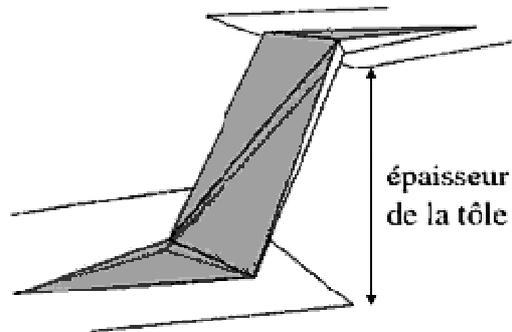


Figure III.6 : Schéma d'un domaine en lancettes apparaissant dans une tôle GO à cause de la désorientation cristalline.

Toute discontinuité trop importante de la composante normale du vecteur aimantation à une surface de séparation entraîne l'apparition de structures secondaires néfastes : domaines de fermeture aux joints de grains, domaines en fer de lance à la surface du matériau (figure III-6).

Enfin, une méthode particulièrement efficace d'affinement des domaines consiste à traiter superficiellement la tôle suivant un réseau de lignes perpendiculaires à la direction de laminage et régulièrement espacées de quelques mm à 30 mm (figure III-7) [34].

Ce traitement peut s'effectuer suivant plusieurs procédés basés sur deux principes différents. Les procédés par rayure mécanique, étincelage, irradiation par laser continu ou pulsé et jet de plasma agissent en créant un système de contraintes de traction parallèles à la direction de laminage. Ces traitements ne résistent pas à un éventuel recuit final de relâchement des contraintes d'usinage.

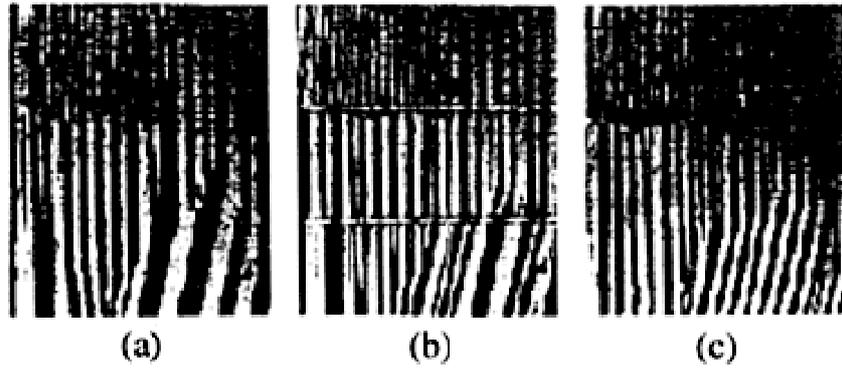


Figure III.7 : Affinement des domaines à 180° dans une tôle GO [35]
 - (a) tôle non traitée
 - (b) tôle gravée électrolytiquement
 - (c) tôle irradiée par un jet de plasma

En revanche, les procédés de gravure par roue cannelée et attaque électrolytique agissent par l'intermédiaire des pôles magnétiques qui apparaissent au voisinage des lignes de gravure (figure III-8) [36]. Ils résistent à un traitement thermique ultérieur.

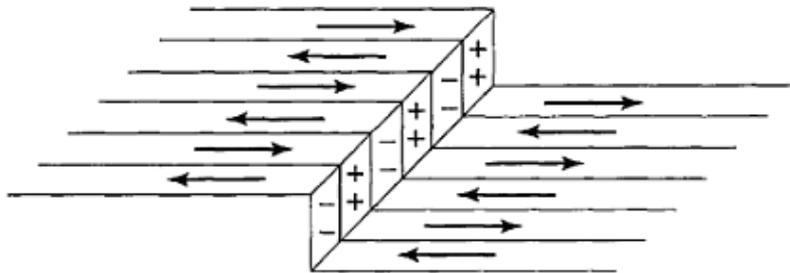


Figure III.8 : Affinement des domaines à 180° dans une tôle GO : modèle de distribution des masses magnétiques apparaissant sur les flancs des gravures [36].

III.2.3.b- Caractéristiques magnétiques

Le champ coercitif des tôles GO vaut typiquement 5 A/m. Du fait de l'orientation presque parfaite des domaines dans la direction du champ magnétisant, les rotations du vecteur aimantation n'interviennent pratiquement pas et la courbe d'aimantation des alliages GO est beaucoup plus rapide que celle des NO. A titre d'exemple, une relation entre le champ magnétisant (H) et l'induction (B) à 50 Hertz a été faite pour une tôle GO "Hi-B" d'épaisseur 0,23 mm. Sous un champ de 800 A/m, l'induction est déjà voisine de 1,75 T pour une tôle normale et 1,85 T pour une tôle à haute perméabilité. (D'après documentation Ugine S.A.) [34].

Le tableau III-1 donne les valeurs maximales garanties des pertes massiques P en W/kg pour plusieurs tôles GO différentes (on n'utilise pas les tôles "Hi-B" au-dessous de 1,6 T environ).

Tableau III-1. Pertes massiques en W/kg et puissance apparente pour des tôles GO [34].

Tôles à grains orientées							
	Désignation Euronorm	Épaisseur mm	Pertes garanties à 50 Hz (W/kg)		Puissance apparente à 50Hz (VA/kg)		B (T) (DC ou 50Hz)
			1.5T	1.7T	1.5T	1.7T	
	* Nippon steel						800A/m
GO conventionnel	130-27S	0,27	0,78	1,30	1,10	2,60	1,84
	140-30S	0,30	0,84	1,40	1,10	2,80	1,83
	150-35S	0,35	1,05	1,50	1,25	3,00	1,82
HiB	100-23P	0,23	0,66	1,00	0,85	1,65	1,90
	103-27P	0,27	0,74	1,03	0,86	1,77	1,90
	117-30P	0,30	0,82	1,17	0,92	1,70	1,87
HiB scratché	23ZDKH90*	0,23	0,60	0,83	0,92	1,80	1,92
	27ZDKH95*	0,27	0,66	0,89	0,84	1,55	1,91

III.3. Les alliages amorphes à base de fer

III.3.1. Méthodes d'élaboration des amorphes

III.3.1.a- Méthode du melt-spinning

C'est la méthode de trempe rapide la plus utilisée dans les laboratoires du fait de la simplicité de mise en oeuvre. Un jet de métal liquide de 0,1 à 1 mm de diamètre est projeté par une pression de 0,4 à 0,6 MPa contre la surface externe d'un tambour en cuivre tournant avec une vitesse linéaire comprise entre 10 et 30 m/s (figure III-9). A l'impact du jet, il se forme une petite boule de liquide ou flaque en équilibre sur le substrat mobile d'où sort le ruban avec une épaisseur de 10 à 30 µm.

Les observations par caméra rapide montrent que le ruban est extrait de la petite bille liquide (H. Hillman, H. Hisinger [37]). Lorsque la vitesse du substrat diminue la bille s'allonge dans la direction du mouvement ce qui augmente le temps de contact et l'épaisseur du ruban (H.H. Lieberman [37]). J.H. Vincent propose une relation empirique pour obtenir l'épaisseur t du ruban à partir des conditions de trempe [38] :

$$t = Q^A \cdot v^{-B} \cdot \theta^m$$

avec : Q débit du liquide,

v vitesse du substrat,
 $\theta = \ell/v$ ℓ : longueur de la flaque,
 A, B, m constantes.

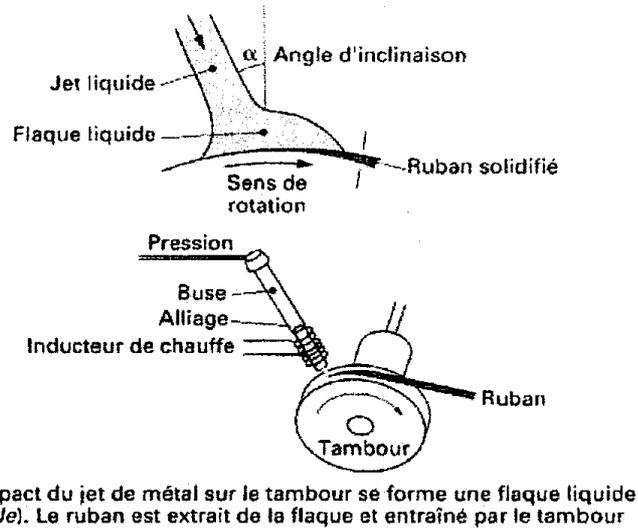
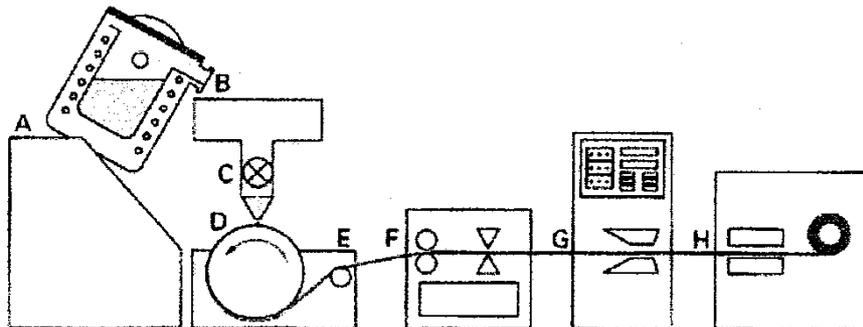


Figure III.9 : Dispositif de trempe par melt-spinning [39].

III.3.1.b- Méthode du flot planaire

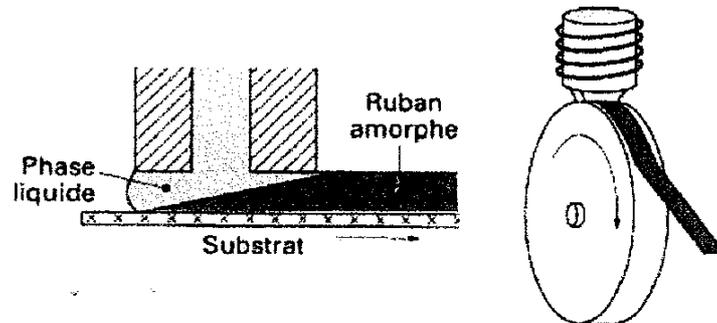
Ce procédé est à l'origine d'un développement industriel de la trempe rapide par la société Allied Chemical (figure III-10)



- A les matériaux sont chargés dans un four à induction puis fondus
- B l'alliage liquide est versé dans un réservoir
- C le métal s'écoule vers la tête d'injection au travers d'un répartiteur
- D le système d'injection projette un film de métal liquide contre la surface de la roue de trempe
- E le film de métal est solidifié sous forme de ruban en 1 ms
- F les dimensions du ruban sont contrôlées puis ajustées par un réglage amont
- G le collecteur récupère le ruban et le dirige vers l'enrouleur
- H l'enrouleur collecte le ruban en bobines destinées au transport

Figure III.10 : Schéma d'une machine de production industrielle de ruban amorphe [39].

Un brevet décrit avec précision les conditions de fonctionnement du système [39]. Le principe de la méthode est issu de celui du melt-spinning avec pour différence essentielle que l'orifice cylindrique à l'extrémité de la buse est remplacé par une fente de quelques dixièmes de millimètre de largeur mais dont la longueur peut atteindre plusieurs centimètres et produire ainsi des rubans larges de 10 cm, voire plus (figure III-11). La buse d'injection est très près de la roue, entre deux et cinq dixièmes de millimètre, la flaque liquide est alors bloquée entre le substrat et le nez de la buse ce qui élimine les instabilités que l'on observe en melt-spinning.



La flaque liquide est maintenue entre le nez de la buse et la surface du tambour

Figure III.11 : Méthode du flot planaire permettant la production de ruban large [39].

III.3.2. Familles d'alliages amorphes à base de fer

Ce sont d'abord des alliages à base de fer ce qui leur assure une assez forte induction à saturation (1,4 à 1,6 T) mais une perméabilité limitée due à une magnétostriction élevée (20 à $30 \cdot 10^{-6}$). Le Metglas 2605 $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ procure la plus haute valeur de l'induction à saturation (1,67 T). Par ailleurs, à l'état brut ou relaxé thermiquement, ils peuvent être plus durs que les aciers martensitiques et présenter une limite élastique élevée (370 kg/mm^2 pour $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$). Avec un B_s respectivement voisin de 1,56 et 1,61 T, les compositions $\text{Fe}_{78}\text{B}_{13}\text{Si}_9$ (Metglas 2605 S2) et $\text{Fe}_{78}\text{B}_{13,5}\text{Si}_{3,5}\text{C}_2$ (Metglas 2605SC) s'avèrent être parmi les plus intéressantes à cause de leur température de Curie (415 et 370°C) et de cristallisation (550 et 480°C) plus élevées et des pertes plus faibles (environ 0,16 et 0,18 W/kg à 1,4 T et 50 Hz, après un recuit sous un champ magnétique longitudinal).

III.3.2.a- Les alliages amorphes FeBSi

Il s'agit d'alliages riches en fer, de composition nominale : Fe-B-Si. Leurs principaux avantages sont une polarisation à saturation relativement élevée et un prix abordable. En revanche, leur forte magnétostriction les rend sensibles aux contraintes résiduelles, d'où des perméabilités relativement réduites.

Luborsky [40, 41] est le premier qui a montré l'utilité potentielle des alliages amorphes dans les applications de transformateur de distribution. Il a déterminé les caractéristiques des basses pertes d'énergie des alliages amorphes en mesurant les pertes d'énergie du ruban amorphe $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$. Selon son étude, une énorme déperdition d'énergie de la valeur : 740×10^6 \$ par an (au Etats-Unis), peut être sauvée, il faut remplacer tous les transformateurs de distribution employés aux Etats-Unis par des transformateurs en alliages amorphes.

En outre, les alliages amorphes promettent d'imposer moins d'énergie dans la production des matériaux, parce qu'ils sont produits par le processus le plus simplifié, c à dire, la méthode d'extinction rapide.

Néanmoins, il est insuffisant d'évaluer l'utilité des matériaux amorphes seulement du point de vue des économies d'énergie. Les matériaux amorphes doivent répondre à beaucoup d'autres exigences en même temps.

- **Etat du développement de l'alliage amorphe FeBSi**

Parmi les exigences d'utilisation des alliages amorphes Fe-B-Si dans les transformateurs on peut citer quelques paramètres importants :

- (1) induction magnétique à saturation B_S élevée ;
- (2) basse perte d'énergie ;
- (3) bas courant d'excitation :

Parmi plusieurs caractéristiques, les trois cités sont très importantes. Dans les alliages amorphes, les basses pertes d'énergie sont normalement garanties par leur bas coercivité, résistivité élevée, et épaisseur mince. Les faibles courants d'excitations peuvent être réalisés facilement aux inductions relativement faibles. Cependant, les inductions à saturation, B_S , sont inférieures à celle de Fe-Si 3%. C'est un problème majeur dans des applications de transformateur par exemple. Par conséquent, à la partie du développement d'alliage, le but immédiat était d'élever les B_S . Les alliages à haute induction à saturation B_S sont présentés dans le tableau III-3, ils sont généralement les alliages à base de fer contenant le bore comme élément de métalloïde. Cependant, si le cobalt n'est pas ajouté (un matériau qui est trop cher pour des dispositifs de puissance), les B_S ne sont pas plus hautes que 1.7 T ou environ (85 pourcents) de Fe-Si 3 % (2,3 T).

Tableau III-2. Inductions magnétiques à saturation à température ambiante pour les alliages amorphes à base de fer [42].

Alliage	B_S(T)
Fe ₈₀ B ₂₀	1,67
Fe ₈₂ Si ₆ B ₁₂	1,65
Fe ₈₄ B ₁₀ C ₆	1,70
Fe ₈₂ Si _{2,5} B ₁₃ C _{2,5}	1,70
Fe ₇₇ Co ₉ B ₈ C ₆	1,84
Fe ₈₀ P ₁₃ C ₇	1,40
Fe-Si 3%	2,03

- **Critères de choix des alliages amorphes pour les différentes utilisations**

Comme mentionné ci-dessus, le but principal dans la recherche des alliages amorphes était à l'origine d'augmenter les B_S . Cependant et actuellement, le but principal est de trouver un alliage bien équilibré qui répond à toutes les exigences suivantes, (même si les B_S sont un peu faibles) :

(1) la facilité de la formation des verres- (glass-forming ability) - pour augmenter les épaisseurs de ruban : c'est la capacité de former du verre indique le degré de faciliter de former la phase amorphe, est une propriété importante liée à la production stable des alliages amorphes, c'est aussi le taux de refroidissement minimum nécessaire pour la formation de la phase amorphe. *Sato et al.* [43] ont étudiés les propriétés magnétiques (à AC) et leurs rapports avec la capacité de verre-formation des alliages Fe-B-Si. Ils ont démontré que les basses pertes d'énergie sont obtenues en concordance avec la capacité de verre-formation élevée, la capacité de verre-formation élevée est définie comme T_x/T_m .

(2) induction magnétique à saturation B_S élevée ;

(3) basse perte d'énergie - pour augmenter l'efficacité ;

(4) stabilité thermique élevée - pour augmenter la durée de vie ;

(5) bonne flexibilité - pour améliorer la capacité de travail des dispositifs.

Les matériaux éventuels qui peuvent répondre à toutes ces exigences sont : Fe-B-Si et Fe-B-Si-C. Les alliages Fe-B et Fe-B-C sont actuellement considérés comme peu convenables du point de vue de la stabilité de formation de verre [44, 45] et stabilité thermique, même s'ils montrent des B_S relativement hauts. Dans ces alliages il paraît qu'impossible de produire des rubans amorphes larges et stables (solide).

- **Recristallisation (traitement thermique)**

Bien que la caractéristique essentielle de l'état amorphe soit l'absence d'ordre à grande distance, les alliages amorphes présentent, pour certaines compositions, des propriétés magnétiques importantes [46]. Ces propriétés peuvent s'expliquer par le fait que l'ordre à courte distance des atomes est comparable dans l'état cristallin et dans l'état amorphe. Comme le magnétisme est associé aux interactions entre proches voisins on trouve des propriétés semblables dans les deux états [47, 48]. Les moments magnétiques du fer dans les alliages Fe_3B et Fe_3P amorphes ou cristallisés sont comparables. Les variations d'induction à saturation en fonction de la température sont également du même ordre.

Si les atomes sont répartis au hasard, on peut supposer qu'il n'y a pas d'anisotropie magnétique. En fait, en raison des conditions de préparation, les alliages amorphes bruts de trempe ont toujours une anisotropie plus ou moins locale. Cette anisotropie peut être réduite par simple traitement thermique en dessous de la température de Curie, ou orientée par traitement thermique sous champ ou sous contrainte. Les valeurs de la constante d'anisotropie induite obtenues varient entre $K_u = 10^5 \text{ J/cm}^3$ et $K_u = 10^3 \text{ J/cm}^3$ [46].

Les coefficients de magnétostriction à saturation λ_S des alliages Fe-B-Si sont positifs, de l'ordre de 20 à 30×10^{-6} mais peuvent être négatifs pour les alliages base cobalt.

Les propriétés des alliages magnétiques amorphes bruts de trempe ne sont pas particulièrement intéressantes d'un point de vue pratique. Par contre, après traitement thermique, ils présentent des propriétés exceptionnelles. L'absence de joint de grain, de

précipités, une anisotropie magnétocristalline faible produisent des cycles d'hystérésis ayant des champs coercitifs très faibles et des perméabilités élevées. La carrure des cycles peut être modifiée par recuit sous champ ou sous contrainte. Ces propriétés associées à une résistivité électrique élevée font que ces matériaux soumis à des champs magnétiques alternatifs seront le siège de pertes faibles, et seront utilisés comme circuits magnétiques dans de nombreuses applications [47].

- **Effet de certaines impuretés sur les matériaux**

Dans le passé, des éléments d'impureté que l'on croit avoir peu d'influence sur les propriétés des matériaux, parce que les deuxièmes phases d'un tel précipité ne peuvent pas former dans des conditions de refroidissement rapide. Toutefois, certains éléments ont été récemment découverts d'avoir un effet délétère sur les propriétés magnétiques. Un élément typique est de l'aluminium, qui, même dans une très petite quantité, se détériore gravement les propriétés en AC. L'influence des éléments d'impureté d'autres est un autre sujet important à examiner. Cependant, aucune étude systématique n'a été signalée pour d'autres éléments que l'aluminium.

- **Condition de traitement de recuit**

Alliages amorphes doivent être recuits, sous un champ magnétique. Au cours de recuit magnétique, les contraintes résiduelles sont libérées et les domaines à 180° sont alignés le long de l'axe du ruban. En conséquence, les propriétés magnétiques sont grandement améliorées. Les problèmes comprennent non seulement l'application du champ magnétique, mais aussi le contrôle critique de la température de recuit. La gamme limitée de la température optimale de recuit est due à l'instabilité des alliages amorphes ; la cristallisation commence parfois avant que les contraintes ne soient complètement libérées.

Dans les alliages amorphes, l'aimantation à saturation diminue sensiblement quand la température augmente. Cela est dû à la température de Curie relativement faible.

III.3.2.b- L'alliage amorphe "METGLAS" 2605-S2

Le ruban MG 2605-S2, à une induction à saturation d'environ 1,56 T. Pour une fréquence de 10 Hz, la perméabilité relative d'impédance maximale est proche de 180 000, l'induction étant de 1T. On constate que la perméabilité décroît rapidement avec la fréquence. Ce comportement est caractéristique des matériaux texturés, la structure magnétique se modifiant selon la fréquence imposée. Ces rubans, destinés aux applications à basse et moyenne fréquence, subissent un traitement sous champ magnétique, destiné à induire une anisotropie longitudinale. La visualisation des domaines fait apparaître une structure magnétique comparable à celle obtenue avec les alliages FeSi GO. [49]. Les tentatives d'applications ont été menées dans plusieurs directions, mais ce sont toujours les propriétés magnétiques douces, faible champ coercitif et perméabilité élevée associées à de fortes résistivités électriques qui sont exploitées [50, 51]. Ces applications concernent les transformateurs, les circuits magnétiques en électronique, les détecteurs, les écrans magnétiques.

III.3.3. comparaison entre les alliages cristallins et les alliages amorphes à base de fer

Par rapport aux résultats obtenus avec les alliages Fe-Si, à structure orientée (ou non-orientée), on remarque que les matériaux amorphes se caractérisent par de plus hautes perméabilités et de plus faibles pertes. Pour ce dernier paramètre, il faut également prendre en compte les épaisseurs relatives des différents échantillons (25 μ m pour les amorphes, 50 μ m pour les alliages Fe-Si les plus minces). Néanmoins, on peut déjà dégager que la structure amorphe permet, du fait de l'absence d'anisotropie magnétocristalline, d'obtenir, selon la nature des traitements thermiques, des champs coercitifs particulièrement faibles. Cela est particulièrement marqué dans le cas du matériau dont le coefficient de magnétostriction est proche de zéro. La possibilité d'induire une anisotropie, à l'aide d'un champ magnétique appliqué pendant le recuit, conduit à des approches à saturation rapides et donc des perméabilités élevées.

En ce qui concerne les pertes, il est nécessaire de séparer le comportement à basse et haute fréquence. Dans tous les cas, la faible épaisseur des échantillons et leur résistivité élevée (100 $\mu\Omega$.cm) sont des éléments favorables pour la minimisation des pertes. Lorsqu'on envisage une application à basse fréquence, la structure en bandes longitudinales induite est caractérisée par des parois suffisamment mobiles, du fait du moindre nombre de causes potentielles de piégeage, pour que les phénomènes dissipatifs soient moins prononcés que dans les alliages fer-silicium. A plus haute fréquence, les pertes essentiellement liées aux mouvements des parois, nécessitent, pour rester à un niveau acceptable, de faire subir aux matériaux des traitements thermiques qui subdivisent les domaines magnétiques [49].

Tableau III-3. Comparaison entre les matériaux ferromagnétiques à base de fer.

Matériau	Pertes en W/kg f (Hz) , B_{\max} (T)	Induction à saturation (T)	Perméabilité relative maximale
Tôle d'acier faiblement allié	7,0 (50/1,5)	2,1	6 500
Tôle Fe-Si 3% à grains non orientés (NO)	2,65 (50/1,5)	2,0	9 000
Tôle Fe-Si 3% à grains orientés (GO)	0,84 - 1,25 (50/1,5 - 50/1,7)	2,0	42 000
Tôle Fe-Si 3% (GO) à haute perméabilité (HiB)	0,72 – 1,00 (50/1,5 - 50/1,7)	2,0	49 000
Fe-Si 6,5% (NO)	0,75 (50/1,5)	1,4/1,7	20 000
Amorphes FeSiB Metglas 2605-S2	0,2 (50/1,4)	1,56	100 000

III.4. Les alliages nanocristallins

III.4.1. Introduction

Les derniers nés des matériaux magnétiques extra-doux sont apparus en 1988 à la suite des travaux effectués par les chercheurs de Hitachi Metals Ltd [52]. Ces alliages qu'on désigne sous le qualificatif de nanocristallins constituent des variantes des alliages amorphes. Les quelques travaux qui leur ont été consacrés permettent d'en comprendre le fonctionnement [6]. La première classe de tels matériaux était les alliages Fe-Si-B contenant un peu de Nb et de Cu.

Les matériaux magnétiques doux à base de fer nanocristallins peuvent être classifiés dans les trois catégories de base typiques :

- 1) Fe(Au, Cu)M(Si)B (M: Ti, Zr, Hf, V, Nb, Ta, Mo, W) ils se composent d'une phase FeSi (bcc), une matrice phase amorphe résiduelle et une phase FeCu (fcc), une phase FeAu (fcc).
- 2) FeMB (M: Ti, Zr, Hf, V, Nb, Ta, Mo, W) ils se composent d'une phase Fe (bcc) et d'une phase amorphe résiduelle.
- 3) FeM(C, N) (M: Ti, Zr, Hf, V, Nb, Ta, Mo, W) ils sont principalement produits par le processus de la couche mince tel que la pulvérisation. Ils se composent d'une phase de Fe (bcc), d'un carbure dispersé de taille de nanomètre ou de la phase de nitrure, qui existent aux points triples de joint de grain.

La figure III-12 montre le rapport entre la perméabilité relative et l'induction magnétique à saturation pour les matériaux magnétiques doux typiques.

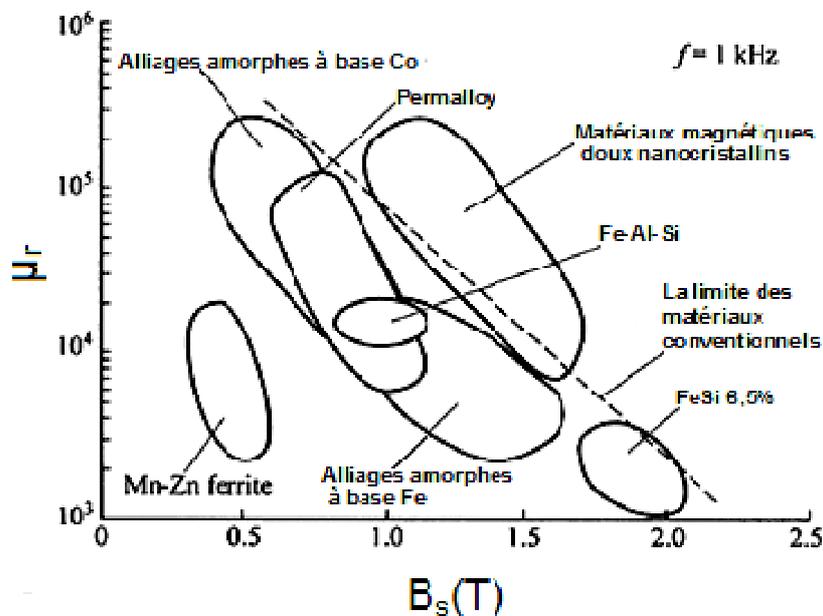


Figure III.12 : Le rapport entre la perméabilité relative et l'induction magnétique à saturation pour les matériaux magnétiques doux typiques [53].

Les matériaux magnétiques doux nanocristallins ont une perméabilité élevée de plusieurs dizaines de milliers ; à environ 2×10^5 combinés avec l'induction magnétique à saturation élevée de 1,0 à 1,7 T.

III.4.2. La structure du "Finemet"

L'élaboration des alliages nanocristallins comporte deux étapes. On prépare tout d'abord, par une technique habituelle de trempe sur roue, un ruban amorphe auquel on fait ensuite subir un recuit de recristallisation vers 500-600°C. Ce dernier entraîne en général des conséquences catastrophiques pour un amorphe doux: effondrement de la perméabilité, éventuellement destruction du matériau. Ce n'est pas le cas pour les alliages considérés ici, de composition type $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$. Bien que certains détails du mécanisme de recristallisation restent obscurs, on admet généralement que les atomes de cuivre, peu solubles dans la phase cristalline, favorisent la ségrégation de nombreux germes de celle-ci, tandis que ceux de Niobium inhibent la croissance des germes. D'autres éléments réfractaires comme Cr, V, Mo, Ta, W peuvent jouer le même rôle que Nb [54, 55]. On obtient ainsi un matériau à structure mixte ou une matrice amorphe enrobe des grains cristallins. La fraction en volume de la phase cristalline varie de 50 à 80%. Un schéma de distribution des nanograins dans la matrice amorphe est présenté ci-dessous figure III.13.

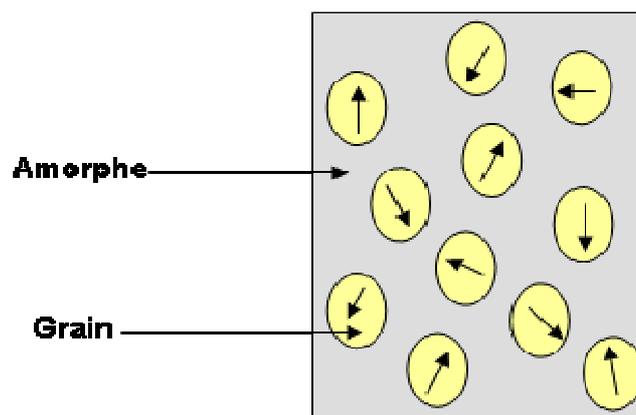


Figure III-13. Alliage nanocristallin isotrope.

La phase amorphe de Fe-Si-B-Nb-Cu transforme à une solution FeSi (bcc) avec des grosseurs du grain environ de 10-15 nanomètres pendant le recuit aux températures au-dessus de la température de cristallisation. Ces alliages de "Finemet" fournissant des basses pertes, ont une induction à saturation d'environ 1.2T, et présentent des très bonnes propriétés aux fréquences, comparables aux meilleurs alliages amorphes à base Co. Ceux-ci ont été développés au Japon et ont stimulé la première fois un grand nombre de recherche et développement dans le monde entier pour optimiser les propriétés magnétiques.

La taille moyenne des grains décroît avec la concentration en élément inhibiteur et croît au contraire avec la température de recuit. Elle est habituellement de 5 à 20 nm.

Les analyses par rayons X, diffraction d'électrons et sonde atomique montrent que la phase cristalline est cubique centrée avec une surstructure de type DO_3 . Il s'agit

essentiellement de Fe-Si dont la teneur en Si peut dépasser 20 %, tout le silicium s'étant regroupé dans les grains. La phase amorphe contient le fer restant, le bore et le niobium, les teneurs de ces deux derniers éléments étant respectivement voisines de 30 et 5 à 15%.

III.4.3. Caractéristiques électromagnétiques

- **Polarisation**

La figure III-14 montre la variation thermique de la polarisation à saturation J_S d'un matériau de composition typique [56]. Voisine de 1,3 Tesla à la température ambiante, elle diminue avec la température en deux stades qui reflètent la structure mixte cristalline-amorphe du matériau. En admettant que la polarisation globale est la somme pondérée de celles des deux phases, on trouve que celles-ci valent environ 1,3 T (cristal) et 1,2 T (amorphe). Les températures de Curie sont proches respectivement de 600°C et 320°C.

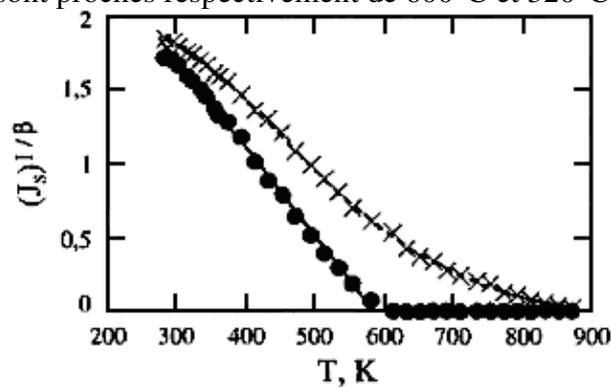


Figure III.14 : Variation thermique de la polarisation à saturation (J_S) de l'alliage $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$ à l'état amorphe (•) et nanocristallin (X). L'ordonnée donne $J_S^{1/\beta}$, $\beta \approx 0,36$, étant l'exposant critique de la polarisation, donné par:

$$J_S \text{ (tesla)} = J_0 \left\{ (T_C - T)/T \right\}^\beta$$
 [56].

- **Anisotropie**

La phase amorphe est isotrope magnétiquement, tandis que la constante d'anisotropie K_1 de la phase cubique Fe-Si vaut 10 kJ/m³ pour une teneur en Si proche de 20%. Un recuit de recristallisation effectué à une température trop élevée (> 600°C) a pour effet fâcheux une précipitation de Fe₂B très anisotrope.

- **Magnétostriction**

La magnétostriction à saturation λ_S de l'alliage amorphe FeCuNbSiB est forte et positive, de l'ordre de 20×10^{-6} , et très peu dépendante de la teneur x en silicium. Elle diminue fortement après recristallisation, décroît en fonction de x , et s'annule au voisinage de $x = 15,5\%$ (figure III-15). Ce comportement peut s'interpréter en supposant que la magnétostriction globale est la somme pondérée des contributions des phases cristalline et amorphe. On trouve ainsi, pour la phase Fe-Si, un coefficient λ_S négatif et voisin de -5×10^{-6} en bon accord avec les déterminations de λ_S pour un polycristal de Fe-Si de même composition.

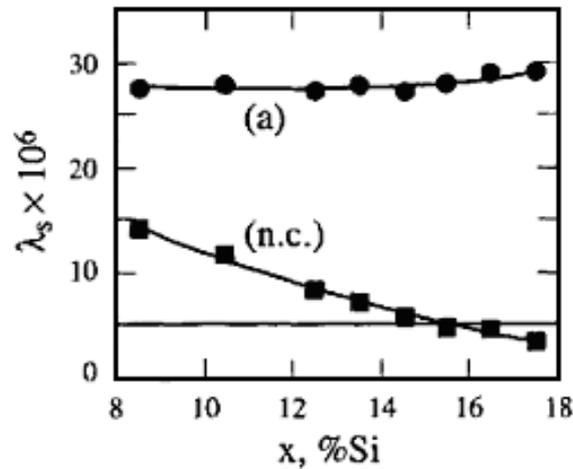


Figure III.15 : magnétostriction à saturation (λ_s) à 20°C des alliages $\text{Fe}_{13,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_x\text{B}_{22,5-x}$ en fonction de la teneur en silicium dans les états amorphe (a) et nanocristallin (n.c.) [57].

- **Résistivité**

La résistivité de ces matériaux est comparable à celle des amorphes, de l'ordre de 1 à $1,5 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$.

- **Anisotropie uniaxiale induite**

Si la recristallisation a lieu sous champ magnétique, le matériau acquiert une anisotropie uniaxiale induite K_u de l'ordre de 10 à 100 $\text{J} \cdot \text{m}^{-3}$ qui dépend essentiellement de la composition (en particulier des teneurs en bore et silicium). On peut aussi recuire sous champ le matériau déjà recristallisé. L'anisotropie induite, plus faible que dans le cas précédent, dépend alors beaucoup de la température de recuit. On pourrait penser à première vue que l'ordre de grandeur des anisotropies induites les rend négligeables par rapport à l'anisotropie magnétocristalline de la phase Fe-Si ($\approx 10^4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$). En fait, il faut comparer K_u à l'anisotropie moyenne effective K du matériau, dont on verra qu'elle est beaucoup plus faible.

Dans un ruban exempt de contraintes, l'effet Kerr révèle de grands domaines séparés par des parois à 180° larges et courbées, tout à fait comparables aux domaines dans les amorphes [55]. Ceci indique une faible anisotropie effective à l'échelle des domaines et parois. En revanche toute contrainte même faible, macroscopique ou localisée autour d'une inclusion, se traduit par la multiplication de petits domaines aux formes irrégulières. Ces observations sont à première vue quelque peu surprenantes pour un matériau à magnétostriction évanescence. En fait, le modèle schématique consistant à pondérer linéairement les magnétostrictions des phases cristalline et amorphe ignore la complexité du comportement magnétoélastique local lié à la coexistence des deux phases [58].

III.4.4. Le modèle d'anisotropie aléatoire

Il s'agit maintenant de comprendre pourquoi le matériau mixte n'a pas l'anisotropie de la phase Fe-Si. Le concept central est celui d'*anisotropie aléatoire*, initialement introduit à propos des amorphes de terres rares à forte anisotropie locale, mais qui s'adapte facilement au

problème des matériaux nanocristallins [59, 60]. En l'absence d'échange, chaque moment magnétique s'orienterait indépendamment des autres suivant la direction locale de facile aimantation. L'énergie d'échange impose le parallélisme des moments à une échelle plus courte que la longueur caractéristique $L = \sqrt{A/K}$, où A et K sont respectivement les constantes d'échange et d'anisotropie. Si L est supérieure à la longueur de corrélation de l'anisotropie, les moments magnétiques ne peuvent plus suivre les fluctuations de la direction facile.

La question se pose de savoir quelle valeur de K doit entrer dans le calcul de L. Le modèle d'anisotropie aléatoire suppose que c'est le résultat de la moyenne des anisotropies locales sur un volume de l'ordre de L^3 . Il s'agit en définitive d'un modèle autocohérent : l'anisotropie effective détermine l'échelle sur laquelle s'effectue l'intégration de l'anisotropie aléatoire locale, le résultat de l'intégration définissant à son tour l'anisotropie effective. On présente ci-dessous l'application de ce modèle aux matériaux nanocristallins. La longueur de corrélation de l'anisotropie est dans ce cas de l'ordre du diamètre moyen D des grains cristallins. Etant donnée la nature schématique du modèle, toutes les constantes numériques sont volontairement assimilées à l'unité.

Soit K_1 la constante d'anisotropie de la phase cristalline. Un volume de côté L contient $N = (L/D)^3$ grains. Si les directions d'anisotropie des grains sont distribuées au hasard, la loi des grands nombres prévoit pour ce volume une anisotropie résultante de moyenne nulle et d'écart type $K = K_1 / \sqrt{N} = K_1 (D/L)^{3/2}$. L'introduction dans l'expression de L de cette valeur, dépendant elle-même de L, donne $L = A^2 K_1^{-2} D^{-3}$, et par suite $K = K_1^4 A^{-3} D^6$. Le point essentiel est la variation très rapide de l'anisotropie effective suivant la sixième puissance de la taille des grains. Avec les ordres de grandeur suivants : $A = 10^{-11} \text{ J.m}^{-1}$, $K_1 = 10 \text{ kJ.m}^{-3}$, $D = 10 \text{ nm}$, $J_s = 1 \text{ T}$, on prévoit une anisotropie effective très faible : $K = 10 \text{ J.m}^{-3}$. Le champ coercitif est le champ typique capable de vaincre cette anisotropie effective. Il est donné par $J_s H_C = K$, soit $H_C = K / J_s$.

Une hypothèse essentielle dans ce modèle est la continuité de l'échange qui permet de considérer le milieu mixte comme un milieu moyen. Sa disparition entraîne celle des propriétés magnétiques douces. C'est le cas en particulier lors d'une élévation de température. La phase amorphe qui a la plus basse température de Curie a tendance à devenir paramagnétique, d'où disparition du couplage d'échange. Le champ coercitif passe ainsi d'une fraction d'ampère par mètre à plusieurs dizaines d'ampères par mètre entre la température ambiante et 400°C.

Au-delà de son caractère schématique, le modèle d'anisotropie aléatoire présente une lacune déjà signalée dans [60] : il ignore les effets dipolaires, pourtant essentiels dans les matériaux doux. Un bilan plus complet des énergies mises en jeu doit inclure le terme magnétostatique lié à la non-uniformité du vecteur aimantation. Ce terme brise en effet l'isotropie statistique des fluctuations de direction des moments en favorisant l'allongement des volumes de corrélation dans la direction de l'aimantation locale. L'effet de filtrage du terrain aléatoire d'anisotropie s'en trouve modifié, probablement dans un sens favorable du fait de l'accroissement du volume d'intégration.

La figure III-16 illustre l'effet de la longueur de corrélation du terrain aléatoire et montre comment deux stratégies opposées conduisent toutes deux à des matériaux très doux. L'une consiste à moyenniser des fluctuations à très courte échelle, 10nm dans les matériaux

nanocristallins, moins de 1 nm dans les amorphes. A l'opposé, les grains les plus gros donnent les plus faibles champs coercitifs dans les matériaux cristallins classiques.

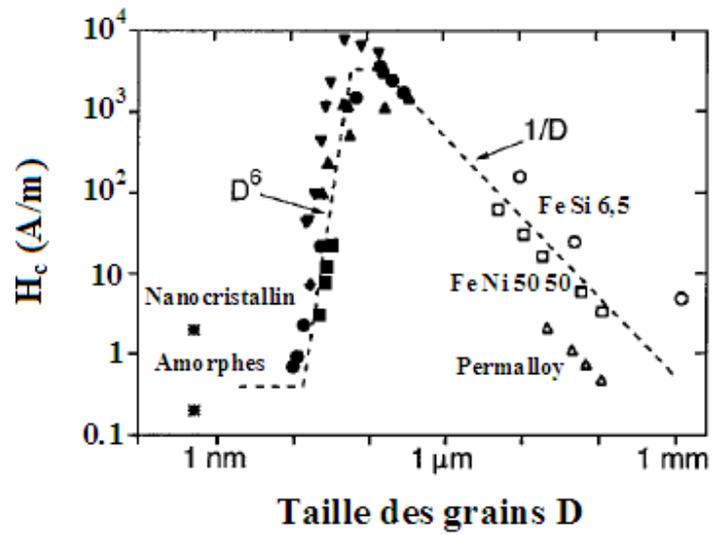


Figure III.16 : Variation du champ coercitif H_c observé en fonction du diamètre D des grains, dans un certain nombre d'alliages magnétiques doux [57].

Chapitre IV

Mesures magnétiques au moyen d'un fluxmètre

IV.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.

- les magnétomètres

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

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

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

- **AFGM (Alternating Field Gradient 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 champ 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.

IV.1.1. But du fluxmètre

Un matériau doux idéal est d'abord celui qui peut acquérir une polarisation magnétique de très grand module, disons plusieurs Teslas, dans un champ d'excitation très réduit, il à pour fonction de renforcer ou canaliser le flux d'induction provenant de courants électriques, d'aimants ou d'ondes extérieures, ce qui nécessite les qualités suivantes [61]:

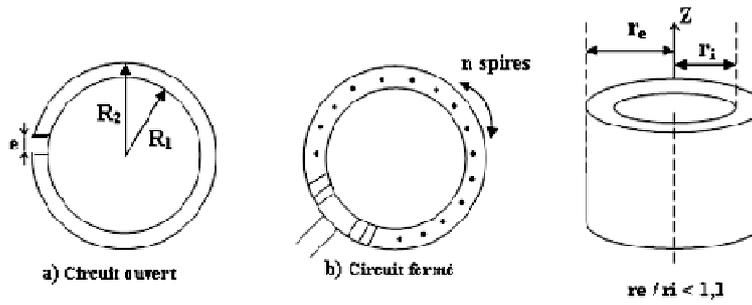
- Une polarisation à saturation $J_S = U_0 M_S$ aussi élevée que possible, la distinction entre polarisation magnétique ($J = U_0 M$) et induction magnétique $B = U_0 (H+M)$ étant ici de peu d'importance, vu les faibles valeurs des champs magnétisants.
- Une forte perméabilité, de faibles variations de champ magnétisant devant créer de grandes variations d'aimantation.
- En outre, et c'est une qualité plus secondaire, ce matériau idéal n'aurait aucune perte en régime dynamique.

IV.1.2. Présentation du circuit magnétique

IV.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 IV-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 [6].



$$e \ll 1 \quad l = \frac{2\pi(R_1 + R_2)}{2}$$

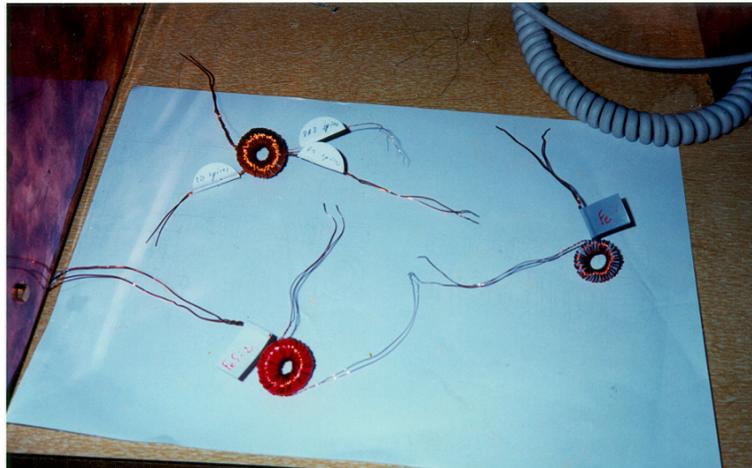


Figure IV.1 : Le tore [25].

IV.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 (IV.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 x 30mm², 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 IV-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 IV.2 : Cadre Epstein [25].

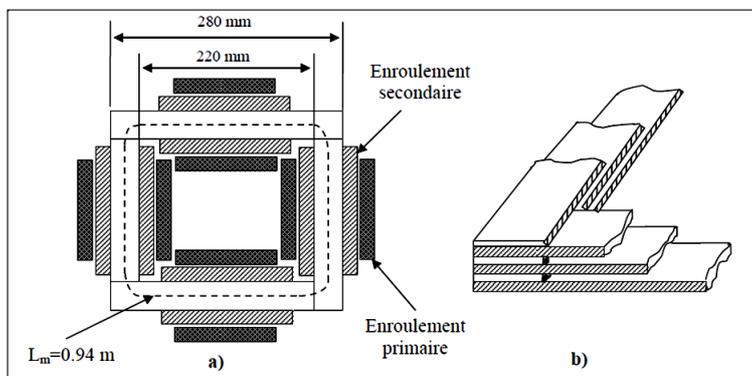


Figure IV.3 : Cadre Epstein, a) dimensions, b) Joints à recouvrements réalisés dans un coin de circuit Epstein.

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

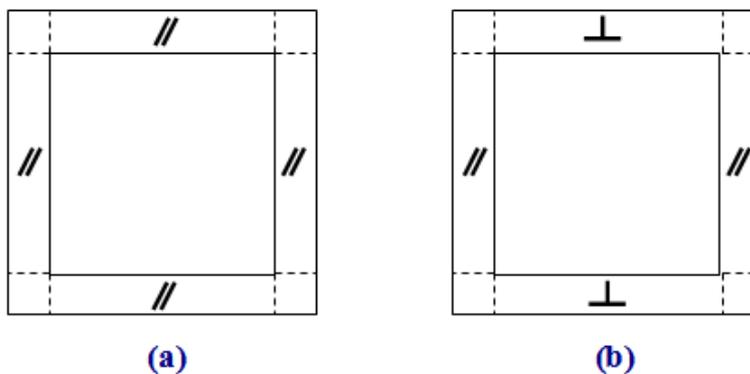


Figure IV.4 : Mode d'assemblage de N bandes unitaires en circuit Epstein : a) cas d'un échantillon de tôles à grains orientés. Les mesures s'effectuent parallèlement à la direction de laminage, b) cas d'un échantillon de tôles non orientées constitué pour moitié de bandes découpées suivant la direction 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 $B = 1,5 \text{ T}$, qu'il se comportait comme un circuit fermé ayant pour section la section moyenne d'un côté (c'est à dire la section de $N/4$ 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 [6].

IV.1.3. Choix du matériau

La quantité μ_r est en fait très dépendante de l'induction 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 donc avec la relation (IV.3) 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.

IV.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 $H(t)$ du côté primaire et $B(t)$ du côté 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 enregistrerait environ 150 points par cycle. Ces données ont après été enregistrées sous forme de fichiers de texte sous DOS.

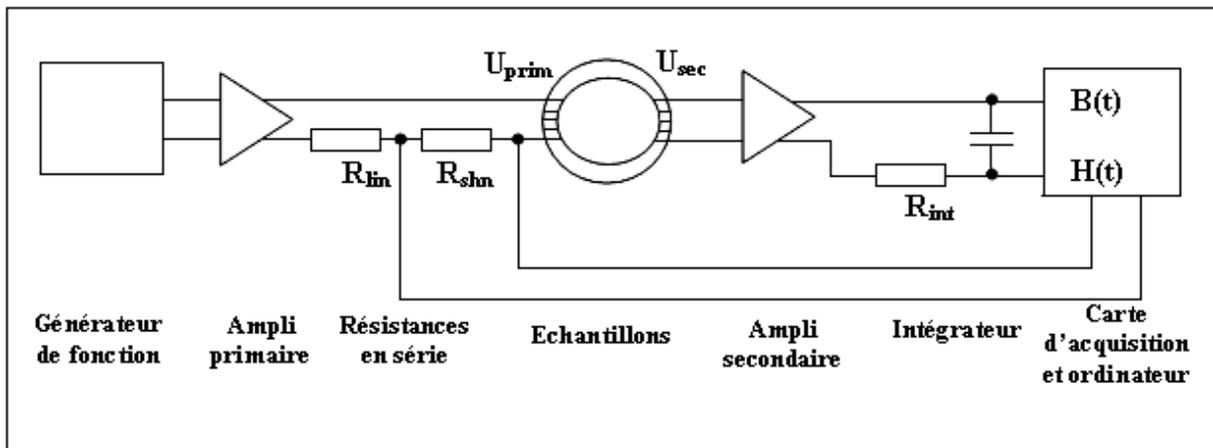


Figure IV.5 : Schéma des dispositifs de mesure.

Une vue générale de notre fluxmètre est illustrée sur la figure IV-10 ci-dessous.

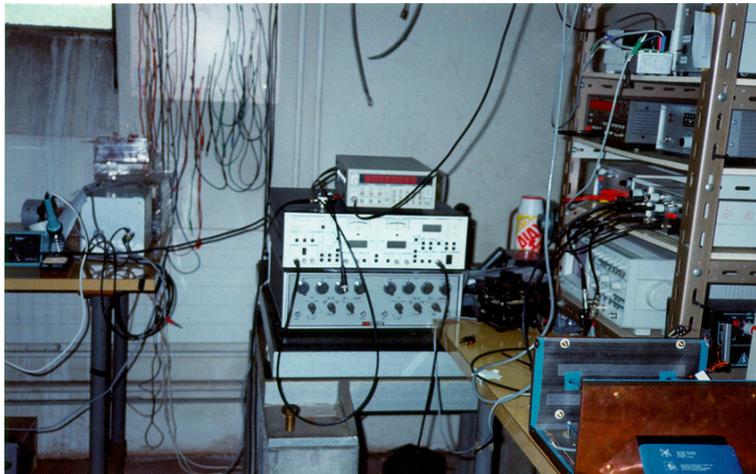


Figure IV.6 : Vue générale du fluxmètre [25].

IV.2.1. Les différents éléments du fluxmètre

- Le générateur de fonction

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 impédance interne négligeable.

- Chaîne d'acquisition numérique

Les signaux $H(t)$ et $B(t)$ 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.

IV.2.2. Echantillons

On utilise trois échantillons différents, dont les paramètres sont :

Tableau IV-1. Les différents échantillons étudiés.

L'échantillon	FeSi orienté	$Fe_{78}Si_9B_{13}$ (MG 2605 S2)	$Fe_{73.5}Nb_3Cu_1Si_{13.5}B_9$
Structure	Polycristalline à grains orientés	Amorphe	Amorphe et nanocristallisé
Mesure	472 mm (cadre Epstein)	(tore)	(tore)
Résistivité du matériau	$0,48 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$	$1,30 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$	$1,20 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$
Aimantation a saturation	1,94 Tesla	1,56 Tesla	1,23 Tesla

IV.2.3. Les formes des échantillons

La forme des échantillons était les suivantes (figure IV-11):

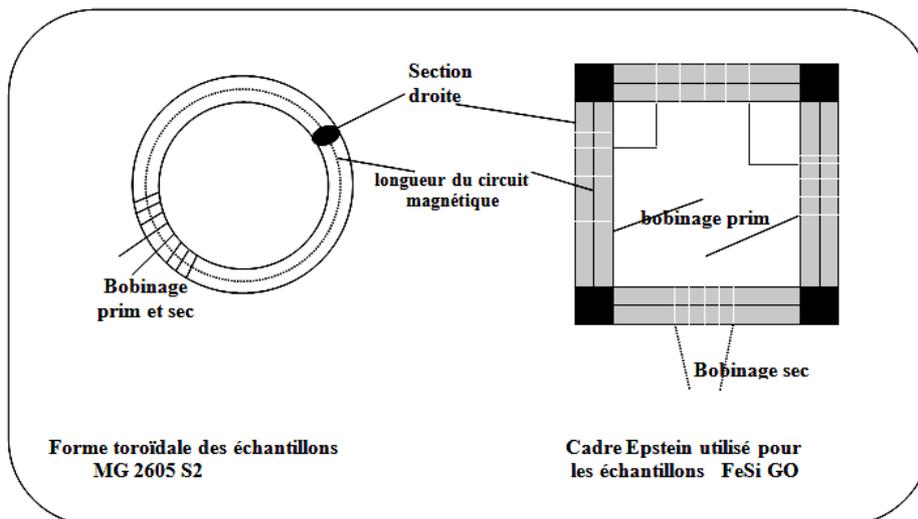


Figure IV.7 : Forme des échantillons.

Chapitre V

*Processus d'aimantation et pertes magnétiques dans
les matériaux à base fer
(Résultats expérimentaux et discussions)*

V.1. les matériaux cristallins à base de fer (le FeSi GO)

V.1.1. L'hystérésis

Sans rappeler les conditions expérimentales mentionnées au chapitre IV, l'intérêt de présenter les cycles d'hystérésis des trois échantillons étudiés est justifié par l'analyse qualitative de leur forme à différentes valeurs d'induction B_{\max} et à différentes fréquence de travail.

Les cycles (B_m , H_m) pour le FeSi GO représentés sur la figure 1 et 2 montrent que les pertes s'accroissent avec les valeurs croissantes de H_m ou B_m . Il faut relever que les cycles majeurs ne représentent pas des cycles à l'approche à la saturation, étant donné que cette approche est possible qu'à des champs magnétiques à 800 A/m désigné par B_{800} .

D'épaisseur d'environ 0.27 mm, ces échantillons sont sous forme de tôles et mesurés sur des cadres Epstein pour minimiser les champs démagnétisant importants à ces épaisseurs. Ces échantillons se présentent sous forme de 4 tôles découpées en rectangles donnant un périmètre moyen de circuit de 472 mm. L'aimantation peut atteindre 1.94 Tesla.

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 GO, 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 moyenne 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. A titre illustratif, deux séries de cycles à B croissants (B varie de 0,35 T à 1,50 T) et à deux fréquences de travail de 6 Hz et 50 Hz (figures V-1 et V-2). Les cycles sont étroits et relativement droits, particulièrement à basse fréquence. Le FeSi GO présente des pertes assez faibles (surface du cycle) et des perméabilités (B/H) assez élevées par rapport au FeSi NO.

Par rapport à la variation de fréquence, les cycles sont profondément affectés notamment pour la fréquence 50 Hz où l'on peut constater des déformations de leurs formes avec des accidents dans le processus d'aimantation. En effet, la fréquence de travail agit sur la création du champ de dureté dynamique qui accroche les parois et s'oppose plus vite au champ d'excitation, ce qui retarde l'alignement des domaines.

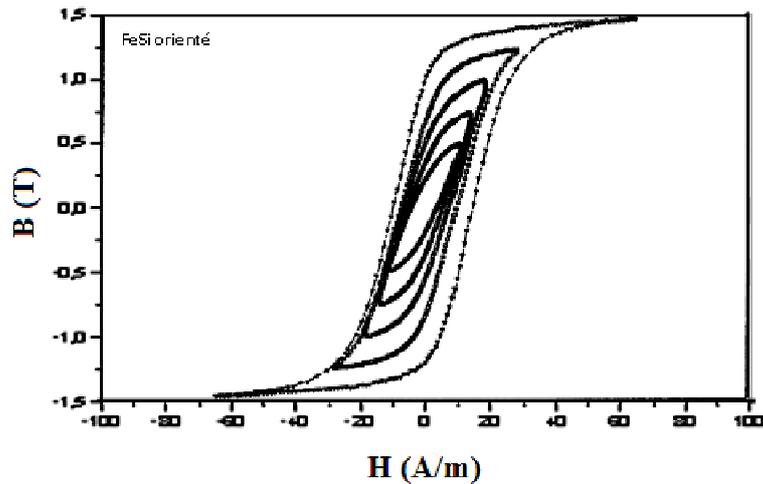


Figure V.1 : Cycles d'hystérésis du FeSi GO à la fréquence $f = 6$ Hertz pour des différentes valeurs d'inductions ($B_{\max} = 0.35, 0.75, 1.0, 1.25, 1.50$ Teslas).

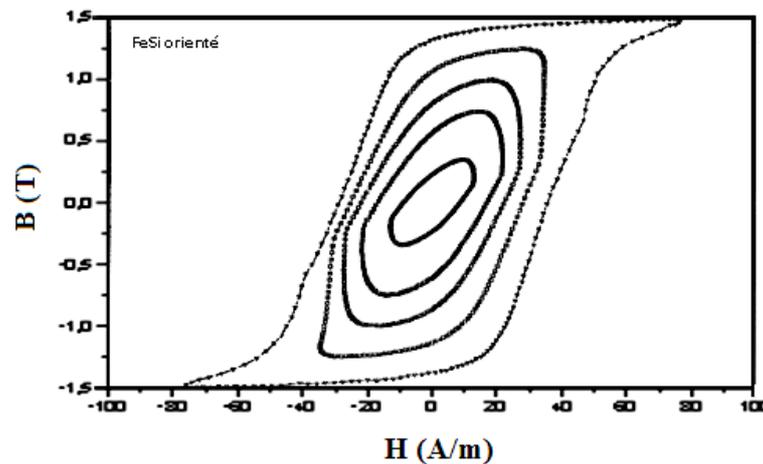


Figure V.2 : Cycles d'hystérésis du FeSi GO à la fréquence $f = 50$ Hz pour des différentes valeurs d'inductions ($B_{\max} = 0.35, 0.75, 1.0, 1.25, 1.50$ Teslas).

Les cycles d'hystérésis à $f = 10$ Hz (figure V-3) dans les directions parallèle et transversale au champ appliqué montrent une anisotropie marquée et une induction vite atteinte dans la direction parallèle contrairement au cycle transversal dont la tendance au retournement des moments est lente. Le champ coercitif est vraiment affecté et le cycle transversal est couché. Manifestement les pertes sont plus importantes dans ce dernier cas.

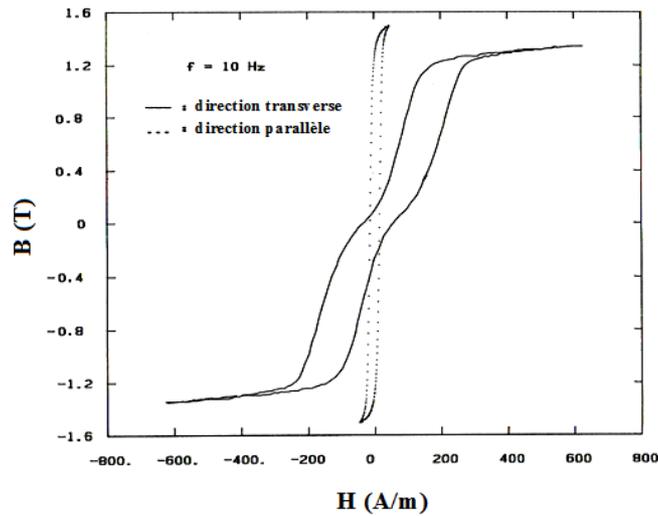


Figure V.3 : Cycle d'hystérésis du FeSi à grains orientés.

V.1.2. La perméabilité

Dans notre étude on s'intéresse à la perméabilité relative μ_r . L'estimation des perméabilités relatives à partir de $B(H)$ telle que $B/H = \mu_r$ pour différentes fréquences ou à fréquence constante telle que présentée sur la figure V-4 ou sur la figure V-7. La figure V-4 donne une évaluation d'une perméabilité absolue à fréquence constante égale à 10 Hz dans le cas du FeSi GO. Cette perméabilité atteint une valeur maximale de 80000 située à un champ d'environ 10A/m. Cette valeur est moins élevée dans le cas du FeSi NO (fig. V-5) où elle atteint une valeur maximale de 8000 à un champ d'environ 150A/m.

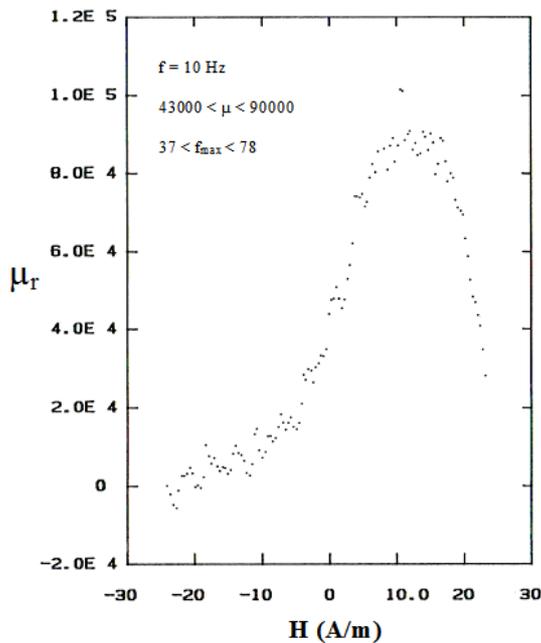


Figure V.4 : Perméabilité relative du FeSi GO pour une fréquence $f = 10$ Hz.

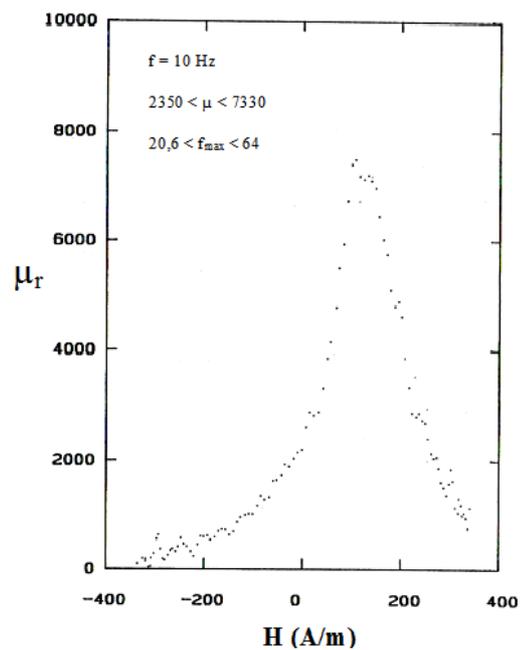


Figure V.5 : Perméabilité relative du FeSi NO pour une fréquence $f = 10$ Hz.

Sur la figure V-6 est présentée les courbes de variation des inductions maximales B_m en fonction des champs d'excitation maximales H_m du FeSi GO à différentes fréquences. Chaque courbe représente l'ensemble des cycles à différentes fréquences. De ces courbes, on peut déduire les perméabilités relatives à partir de tous les points B_m pour chaque cycle en fonction de H_m , représentées sur la figure V-7. A titre d'exemple le maximum atteint est de 36000 pour une fréquence de 6Hz ; à des fréquences plus élevées ce maximum décroît régulièrement et il est atteint pour des champs plus élevés. En somme, il faut dépenser plus d'énergie pour atteindre une valeur optimale de B_m et /ou de la perméabilité. L'évolution de la perméabilité relative avec la fréquence est tracée pour une induction de 1,04T sur la figure V-8. On constate une nette décroissance de μ_r en fonction de la fréquence, en particulier cette valeur est réduite de moitié pour une fréquence 100 Hz.

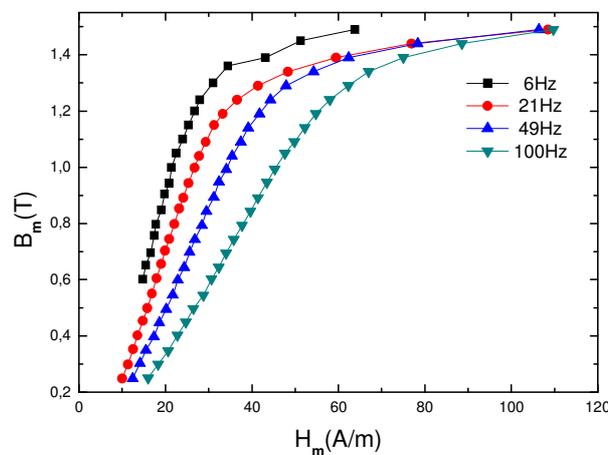


Figure V.6 : Courbes de variation des inductions maximales B_m en fonction des champs d'excitation maximales H_m du FeSi à grains orientés à différentes fréquences.

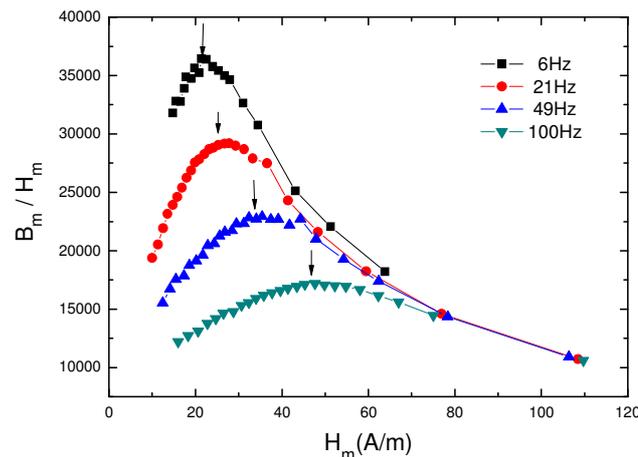


Figure V.7 : Perméabilité relative B_m/H_m en fonction du champ d'excitation maximale à différentes fréquences.

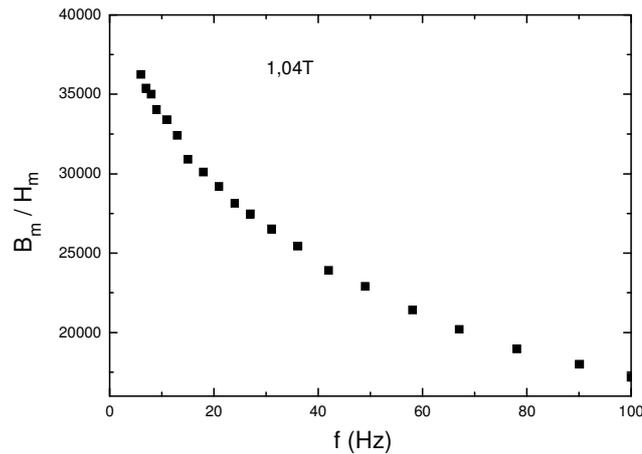


Figure V.8 : Evolution de la perméabilité relative B_m/H_m en fonction de la fréquence.

V.1.3. Les pertes

V.1.3.a- Introduction à la mesure des pertes (approche expérimentale)

Il faut mesurer une série de cycles pour évaluer les paramètres expérimentaux donnant l'induction moyenne, $B(H)$ et P_t .

Les pertes d'énergie par cycle liées au cycle d'hystérésis sont simplement déterminées de la superficie du cycle : loi de Warburg :

$$P_h / f = \left(\frac{1}{4\pi}\right) \int H dB = \int H dM \quad (\text{erg} / \text{cm}^3) \quad (1)$$

$$P_h / f = \oint H dB \quad \text{A} / \text{m}^3 \quad (2)$$

Aux valeurs les plus basses, P_h augmente avec B_m^3 dans le cycle de Rayleigh et pour des valeurs légèrement plus élevées de B_m , la loi de Rayleigh qui s'écrit :

$$P_h = \left(\frac{1}{3\pi}\right) \nu H_m^3 = \left(\frac{1}{3\pi}\right) \nu \frac{B_m^3}{\mu^3}$$

est encore valable, bien que P_h ne soit pas proportionnel à B_m^3 mais presque proportionnel à B_m^2 en raison de la façon dont la perméabilité μ change avec B_m (selon Bertotti, $\mu \cong H_m^{1/2}$)

Dans le cas du Fer, on estime $B_m = 200$ qui est la limite de validité de la loi de Rayleigh et pour $B_m = 1000$, elle est réduite d'un facteur 2.

Pour des champs appliqués de 500 à 1500 A/m les pertes suivent une loi en puissance $P_h = \eta B^{1,6}$.

V.1.3.b- Pertes en fonction de B et loi empirique en puissance $P = a.B^\beta$ (avec $a = f^\alpha$)

Les variations des pertes volumiques en fonction de l'amplitude de l'induction sont représentées sur les figures V-9, V-10 et V-11 pour des fréquences allant de 6 Hz à 100 Hz. Ces pertes expérimentales ont été fittées à une loi en puissance $P = a.B^\beta$ en fonction de B telle que $a = f^\alpha$. Les différentes valeurs β et α sont reporté dans le tableau V-1. L'illustration de la

figure V-12 est donnée pour la courbe de variation des pertes en fonction de l'induction maximale B_m dans un matériau FeSi GO à la fréquence 49 Hz.

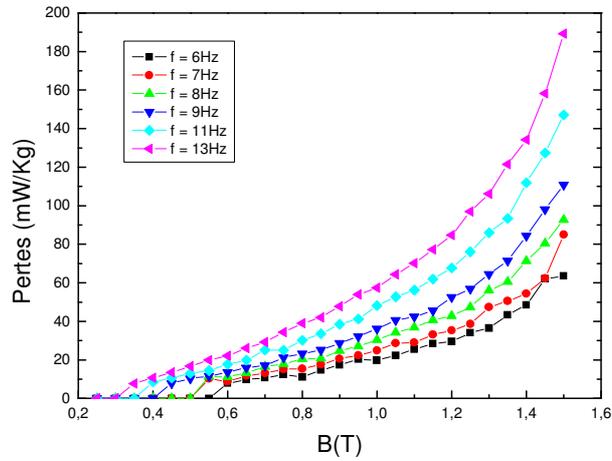


Figure V.9 : Variation des pertes avec l'induction dans un matériau FeSi orienté à des fréquences (6, 7, 8, 9, 11, 13Hz).

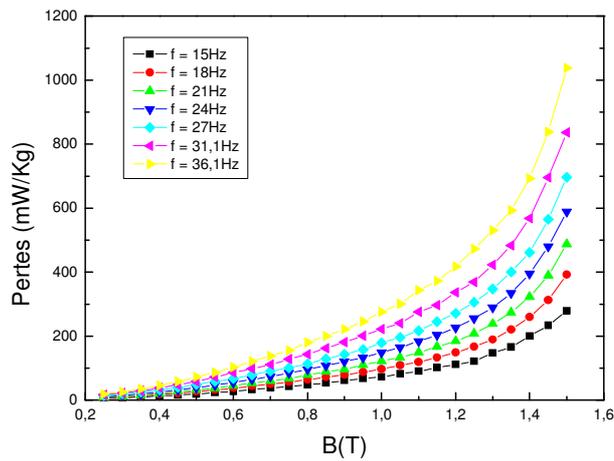


Figure V.10 : Variation des pertes avec l'induction dans un matériau FeSi orienté à des fréquences (15, 18, 21, 24, 27, 31.1, 36.1Hz).

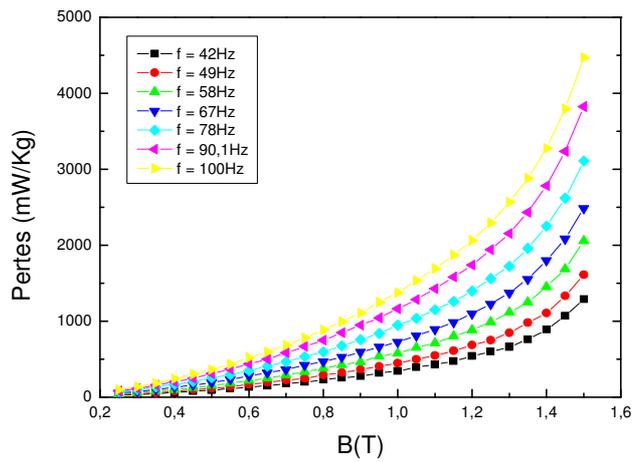


Figure V.11 : Variation des pertes avec l'induction dans un matériau FeSi orienté à des fréquences (42, 49, 58, 67, 78, 90.1, 100Hz).

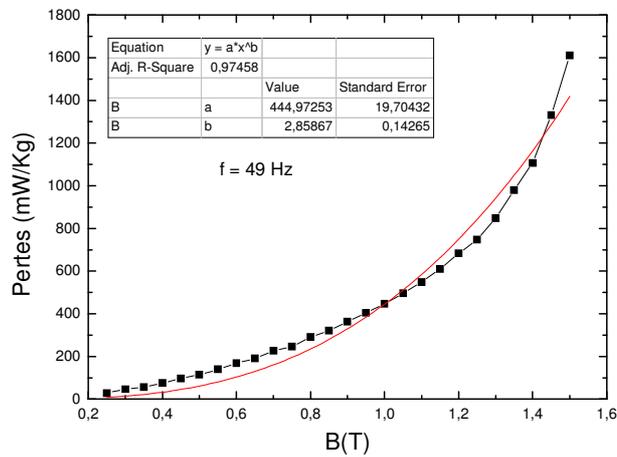


Figure V.12 : Expression de la courbe de variation des pertes en fonction de l'induction dans un matériau FeSi à grains orientés à la fréquence 49 Hz ($P = a \cdot B^b$).

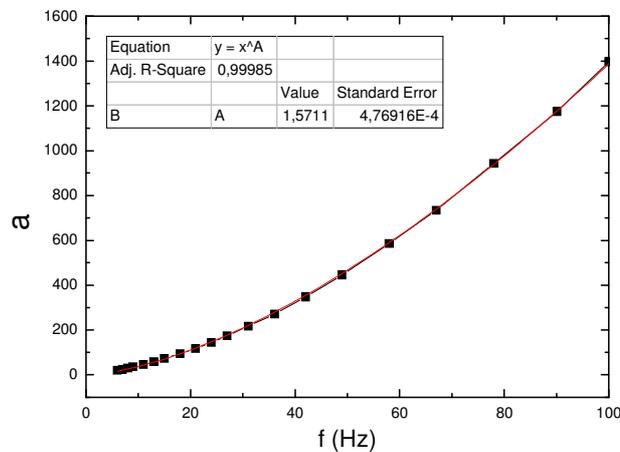


Figure V.13 : Courbe expérimentale de a ($a = f^a$) en fonction de la fréquence.

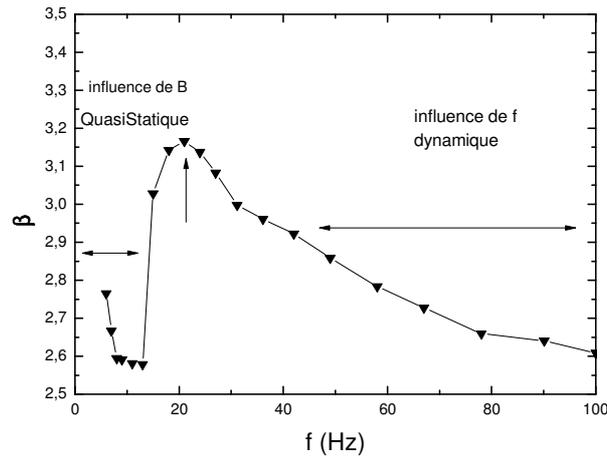


Figure V.14 : Courbe expérimentale de β en fonction de la fréquence.

Nous observons que β et f^α évolue selon la fréquence, tel que décrit par les figures V-13 et V-14.

Nous pouvons relever que β varie selon trois régions déterminées :

- Région 1 : variation décroissante entre 6 et 13 Hz avec un plateau de 8 à 13 Hz.
- Région 2 : variation autour d'une bosse centrée sur $f=21$ Hz et limitée entre 15 et 31 Hz.
- Région 3 : variation décroissante au-delà de 31 Hz.

La première portion peut être assimilée au domaine Quasi-Statique. Au-delà de 50 Hz, le régime dynamique s'installe avec prépondérance de la fréquence. Dans le domaine intermédiaire, les deux rôles sont comparables. Observons f^α , on voit que α peut être fitté avec une valeur α qui varie selon le même mode et confirme la configuration des pertes dans le domaine de fréquence et d'induction. Une valeur de α tirée du fit est estimée à 1,5711.

V.1.3.c- Variation des pertes totales mesurées avec la fréquence

Nous avons tracé des courbes (figures V-15 et V-16) 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. Les figures donnent l'allure générale de la variation $P(f)$ qui est non linéaire en f . le modèle classique a été confronté à l'expérience et semble ne pas refléter la réalité des phénomènes présents au sein du matériau comme le montre l'exemple du fer (figure 17).

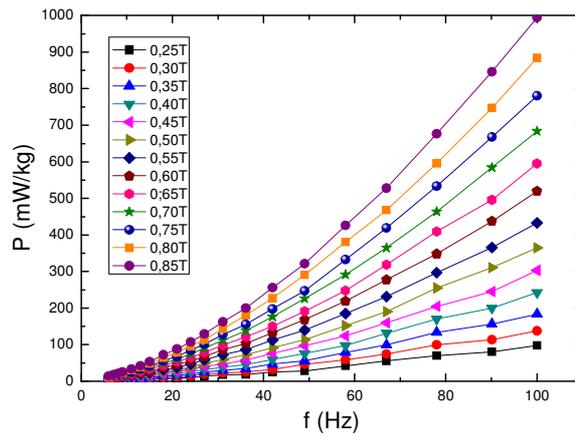


Figure V.15 : Variation des pertes avec la fréquence dans un matériau FeSi à grains orientés à des inductions B_m de 0.25 T à 0.85 T.

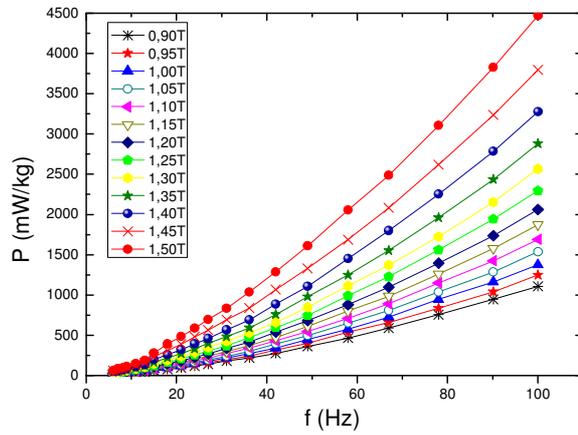


Figure V.16 : Variation des pertes avec la fréquence dans un matériau FeSi à grains orientés à des inductions B_m de 0.90 T à 1.5 T.

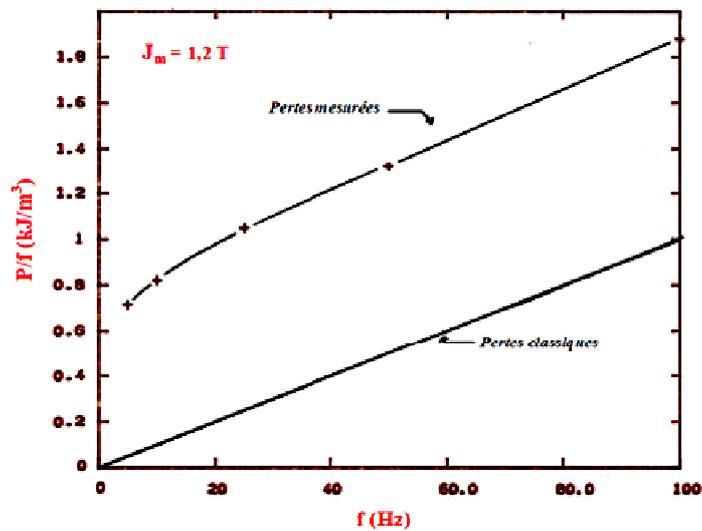


Figure V.17 : Illustration de l'origine des pertes non validité du modèle classique pour un matériau de fer.

V.1.3.d- Comparaison de pertes mesurées et pertes calculées

La figure V-18 représente les pertes totales mesurées comparées aux pertes calculées selon le modèle représenté par l'équation : $P = a f + b f^{3/2} + c f^2$. 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 par cycle P/f pour des raisons commodes à notre raisonnement.

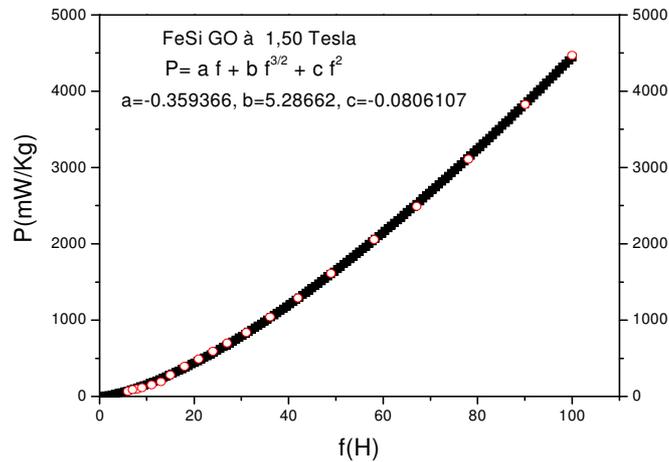


Figure V.18 : Comparaison de pertes mesurées et pertes calculées du matériau FeSi GO à 1,50 Tesla ($P = a f + b f^{3/2} + c f^2$).

V.1.4. Pertes totales par cycle

V.1.4.a- Variation des pertes par cycle (P/f) mesurées avec la fréquence

La figure V-19 représente les pertes totales par cycle mesurées pour le FeSi GO à 1,25 T pour différentes fréquences.

Ces pertes totales par cycle mesurées sont 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.

Pour le FeSi GO, la correspondance est très nette entre les pertes par cycles mesurées et pertes par cycles calculées comparativement au fer pur qui présente un petit décalage qu'on pourrait associer à de l'hystérésis dans un matériau inhomogène [25].

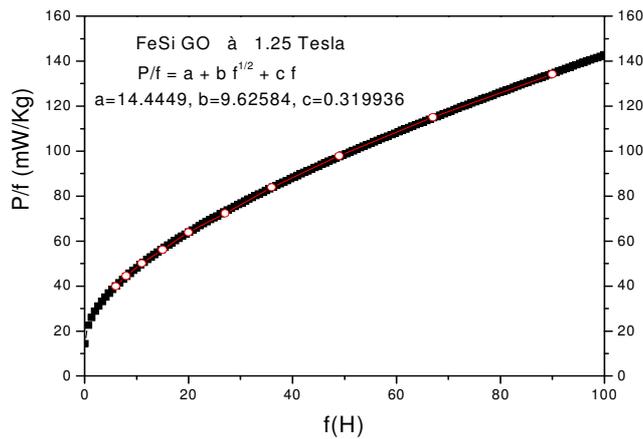


Figure V.19 : Comparaison de pertes par cycle mesurées et calculées du matériau FeSi GO à 1.25 Tesla ($P/f = a + b f^{1/2} + c f$).

V.1.5. Discussion des résultats des pertes

Le tableau V-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 a été vérifié dans le ca du fer pur.

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

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	1.3	21,0000	6,28000	0,841000
FeSi GO	1,50	12,3901	23,5689	0,195258

V.1.6. Séparation des pertes

V.1.6.a- Introduction

La subdivision de pertes mesurées peut être établie selon la procédure suivante : d'abord, on extrapole à fréquence nulle, on peut estimer les pertes quasi-statiques considérées pour une valeur d'induction fixée. Ensuite, on calcule le terme classique P_j tels et on déduit P_{an} de valeurs tirées de la courbe.

$$P_t/f = (P_h + P_j + P_{an})/f \text{ (en joule/m}^3\text{)}$$

Où P_h sont les pertes par hystérésis quasi-statiques, P_j sont les pertes classiques et P_{an} sont les pertes supplémentaires ou anormales.

$$P_t/f = C_0 + (\pi^2 \sigma d^2 B_{\max}^2 / 6\omega) f + C_2 f^{1/2} \text{ (en joule/m}^3\text{)}$$

Par comparaison, le terme C_0 représente les pertes par cycle d'hystérésis quasi-statique, le deuxième terme représente les pertes classiques par cycle, il dépend des paramètres physiques de l'échantillon et le dernier terme $C_2 f^{1/2}$ représente les pertes anormales par cycle. Formalisés par unité de masse, les pertes peuvent donc être subdivisées en exprimant :

$$P_t/\omega = C_0 B_{\max}^2 f + (\pi^2 \sigma d^2 / 6\omega) B_{\max}^2 f^2 + C_1 B_{\max}^{3/2} f^{3/2} \text{ (en W/Kg)}$$

Ainsi, toutes les grandeurs peuvent être connues et on peut procéder par la délimitation des pertes.

La variation non linéaire des pertes totales suggère que le modèle, qui apporte une subdivision des pertes, reflète les valeurs mesurées et permet pour peu qu'on définisse les paramètres a, b et c de distinguer les pertes par hystérésis et les pertes dynamiques avec les prédictions faites par *Bertotti* selon lesquelles, on peut répartir les pertes selon trois mécanisme par déplacement de parois, dissipation géométrique ou par pertes anormales. Ce terme que *Bertotti*, outre les champs statique et dynamique, assimile à une addition d'un champ supplémentaire H_{an} tel que :

$$H_{an} = P_{an} / (dJ/dt)$$

Comportant n objets magnétiques également actifs et indépendants. Après des développements fastidieux, *Bertotti* a pu montrer que ce champ supplémentaire prenait une forme simple :

$$H_{an} = H^{(W)} / n$$

où le champ $H^{(W)}$ n'est autre que le champ d'excitation qu'il faut appliquer à une paroi à 180° isolée, pour une vitesse de variation dJ/dt . Ce champ est calculable au moyen des équations de Maxwell. Pour simplifier, on obtient alors des pertes anormales croissant avec la fréquence en $f^{3/2}$. L'évaluation peut se faire en considérant les relations en référence [18] du chapitre II.

V.1.6.b- 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-20 représente les pertes par cycles pour le FeSi GO à 1,3T.

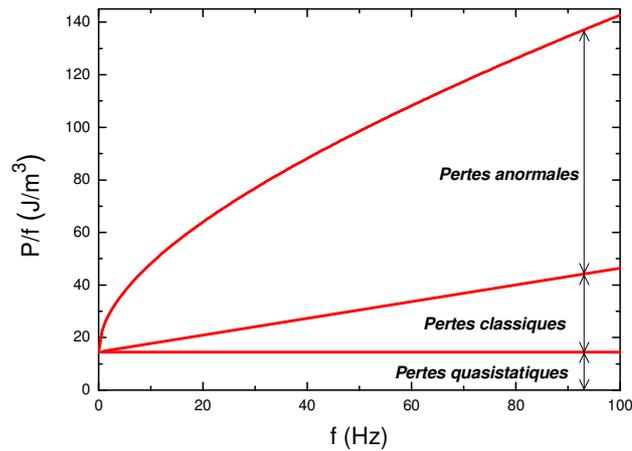


Figure V.20 : Répartition des pertes par cycle pour le FeSi orienté.

V.1.6.c- Analyse de la séparation des pertes

a) La première analyse consiste à prendre pour une fréquence industrielle de 50 Hertz les valeurs des termes de pertes générées comme le montre le tableau V-2.

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

Matériau	B_{max}(T)	P_t	P_{quasis}	P_{dyn}	P_{an}	P_{class}
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

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.

b) La seconde analyse est de comparer les pertes quasi statiques et les pertes dynamiques pour différents domaines de fréquences, comme illustré dans le tableau (V-3).

Tableau V-3. Tableau comparatif des pertes par cycle (P_{hyst} et P_{dyn}) pour différents domaines de fréquences.

Domaine de fréquence	Fer pur	FeSi NO	FeSi GO
$f \leq 10$ Hz	$P_{quasis} > P_{dyn}$	$P_{quasis} > P_{dyn}$	$P_{quasis} \approx P_{dyn}$
$10 \leq f \leq 20$ Hz	$P_{quasis} \approx P_{dyn}$	$P_{quasis} \approx P_{dyn}$	$P_{quasis} < P_{dyn}$
$20 \leq f \leq 50$ Hz	$2P_{quasis} \approx P_{dyn}$	$2P_{quasis} \approx P_{dyn}$	$4P_{quasis} \approx P_{dyn}$

Commentaires :

- En dessous de 10 Hz les pertes quasistatiques sont plus importantes que les pertes dynamiques sauf pour le FeSi GO.
- Au dessus de 10 Hz les pertes dynamiques sont comparables avec les pertes quasi-statiques sauf pour le FeSi GO où les pertes dynamiques sont supérieures aux pertes quasistatiques.
- Dès les basses fréquences, les pertes dynamiques sont prépondérantes surtout pour le FeSi GO.

c) La troisième analyse consiste à évaluer les pertes anormales par cycle et les pertes classiques par cycle pour différents domaines de fréquences jusqu'à 50 Hz, comme illustré dans le tableau V-4 ci-dessous.

Tableau V-4. Tableau comparatif des pertes dynamiques par cycle (P_{an} et P_{class}) à différents domaines de fréquences.

Domaine de fréquence	Fer pur	FeSi NO	FeSi GO
$f \leq 10$ Hz	$P_{an} \approx 5P_{class}$	$P_{an} \approx 5P_{class}$	$P_{an} \approx 2P_{class}$
$10 \leq f \leq 20$ Hz	$P_{an} \approx 4P_{class}$	$P_{an} \approx 4P_{class}$	$P_{an} \approx 2P_{class}$
$20 \leq f \leq 50$ Hz	$P_{an} \approx 2P_{class}$	$P_{an} \approx 3P_{class}$	$P_{an} \approx P_{class}$

Commentaires :

- En dessous de 10 Hz, les pertes anormales sont fortement plus importantes que les pertes classiques.
- Au-delà de 10Hz jusqu'à 20 Hz, les valeurs P_{class} sont réduites par rapport aux P_{an} .
- les pertes classiques sont fortement réduites par rapport aux pertes anormales pour tous les matériaux au-delà de 20 Hz sauf pour le FeSi orienté où les deux termes sont comparables.

V.1.6.d- Conclusion sur l'analyse des pertes

L'analyse de la séparation des pertes par cycle montre que les pertes quasistatiques sont élevées pour des matériaux fortement inhomogènes comme le fer et le FeSi NO. Plus particulièrement, En dessous de 10 Hz les pertes quasi-statiques sont plus importantes que les pertes dynamiques sauf pour le FeSi GO où ces pertes sont comparables ; alors qu'au dessus de 10 Hz les pertes dynamiques sont comparables avec les pertes quasi-statiques sauf pour le FeSi GO où dès les moyennes fréquences les pertes dynamiques sont prépondérantes pour tous les matériaux et surtout pour le FeSi GO.

Quant à la répartition des pertes dynamiques, les pertes classiques sont moins importantes que les pertes anormales dans tout le domaine de fréquences étudiées. Si l'on compare les pertes anormales et les pertes classiques, Quant au FeSi orienté, les pertes anormales sont comparables aux pertes classiques dans le domaine $20 \text{ Hz} < f < 50 \text{ Hz}$. Ceci est probablement dû à l'anisotropie de paroi et à la nucléation de ces parois dans le régime dynamique.

V.2. les matériaux amorphes à base de fer (MG 2605 S2)

V.2.1. Propriétés thermomagnétiques et structurales l'amorphe MG 2605 S2

Les alliages amorphes à base de FeBSi sont utilisés avec succès comme matériaux de noyaux des transformateurs de distribution d'énergie en raison de leurs faibles pertes de base et aimantation relativement élevé de saturation et faible courant d'excitation. L'élimination à la fois des contraintes internes et externes améliorent la mobilité des parois de Bloch de domaines magnétiques et facilite la réorientation des spins et la saturation magnétique sous un champ appliqué H . La relaxation des contraintes est observée par un recuit de l'alliage amorphe à des températures permettant la diffusion atomique suffisante pour la relaxation structurale, mais pas suffisant pour déclencher la cristallisation [62, 63]. En outre, l'optimisation des propriétés magnétiques douces de verre métallique peut être simplifiée en ayant recours au recuit dynamique. Les rubans de verres ferromagnétiques FeSiB, les plus largement utilisés sont préparés par flux planaire et leur relaxation des contraintes est généralement provoquée par de recuit de 2 heures dans un four à des températures proches (380°C - 400°C) sous gaz inerte.

Toutefois, la valeur calculée à partir du modèle de volume libre [63, 64] suggère que, étant donné la dépendance de la température exponentielle de la cinétique de relaxation, ce qui permet une relaxation structurale et de contrainte d'être réalisés dans des temps beaucoup plus courts à une température bien supérieure à celles rapportées par exemple par chauffage

de Joule directe [65, 66]. Aussi, Escobar et al [62] montrent clairement que les rubans amorphes $\text{Fe}_{78}\text{B}_{13}\text{Si}_9$ commercialisés tels que ceux achetés chez *Allied Signal* subissent une relaxation optimale des contraintes à $T \sim 430 \text{ }^\circ\text{C}$ à $\sim 10 \text{ s}$ et qu'il n'est pas nécessaire de recuire les pendant 2 h ou plus dans la gamme T habituelle $380 \text{ }^\circ\text{C} < T < 400 \text{ }^\circ\text{C}$.

Les effets de recuit sur l'évolution thermomagnétique de l'alliage amorphe $\text{Fe}_{78}\text{B}_{13}\text{Si}_9$ ont un désavantage certain : les alliages amorphes tels que Fe-B-Si sont ductiles à l'état brut d'élaboration, mais deviennent fragiles lors du recuit conventionnel [4jmm].: Après cristallisation, les propriétés les plus intéressantes d'un alliage amorphe, tels que le comportement magnétique doux, la haute résistance et la ductilité sont généralement perdus. Ainsi, le facteur limitant de nombreuses applications technologiques de matériaux nanocristallins est leur fragilité [67].

V.2.1.a- Procédure expérimentale

Le matériau utilisé est en forme de ruban d'environ $25 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur et 10 mm de large ont été produites en utilisant par hypertrempe sur roue par *Allied Chemical Ltd* (2605-S2). Une telle faible épaisseur visait, afin de prospective, d'atteindre un bon comportement magnétique à haute fréquence.

La Caractérisation structurale a été effectuée en utilisant la diffraction des rayons X (XRD). Les mesures diffractométriques ont été effectuées dans un diffractomètre Siemens D5000 utilisant le rayonnement $\text{CuK}\alpha$.

La calorimétrie différentielle à balayage est utilisée pour suivre l'évolution thermique de l'échantillon ; L'appareil METLER TOLEDO DSC 822e est utilisé. Les échantillons amorphes ont été chauffés continuellement dans l'appareil à des températures à lesquelles les différentes étapes de cristallisation peuvent être obtenues. Les mesures ont été effectuées à un taux de chauffage continu de 20 K / min jusqu'à $700 \text{ }^\circ\text{C}$ avec une précision de $\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$

Les résultats de diffraction des rayons X donnent l'allure du matériau amorphe dans sa structure relaxée. En effet, l'alliage n'est pas totalement amorphe. Comme le montre la figure V.21, on peut dire que la phase α (Fe) est associée à large pic de l'échantillon issu de la trempe qui a été relaxé par recuit pour améliorer les propriétés magnétiques. Par ailleurs, dans l'échantillon pré-recuit, la phase cristalline est encore dispersée dans la matrice amorphe et le pic centré dans le large pic amorphe correspond à la phase α -Fe. Probablement, l'échantillon venant de la trempe est dominée par les contraintes d'élaboration est entièrement relaxé entre $350 \text{ }^\circ\text{C}$ et $380 \text{ }^\circ\text{C}$, tel que rapporté par Ferrara et al pour le même échantillon. A cette température, toutefois, une perte importante de ductilité a déjà eu lieu [68].

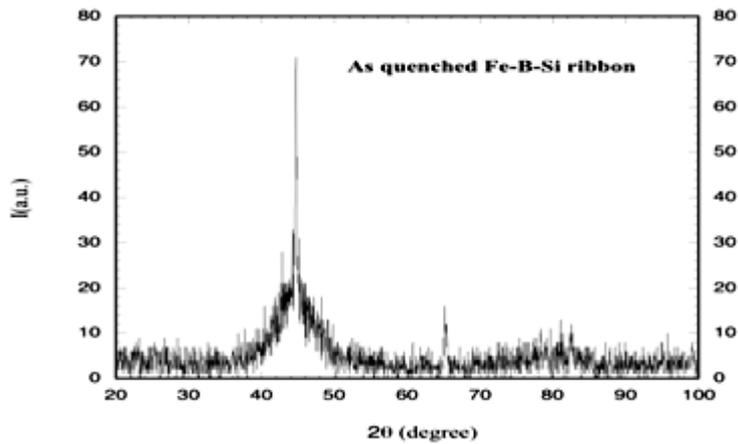


Figure V.21 : Spectre de diffraction du matériau amorphe MG 2605 S2 traité montrant des excroissances de α (Fe) dispersées dans la matrice amorphe.

Les mesures de Calorimétrie différentielle (DSC) sont présentées pour comparaison dans la figure V.22. Le thermogramme de l'alliage amorphe relaxé thermiquement sous champ magnétique $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$ montre deux effets exothermiques distincts. Les pics correspondent à 516 °C et 561 °C, respectivement à la première étape et la deuxième étape de cristallisation.

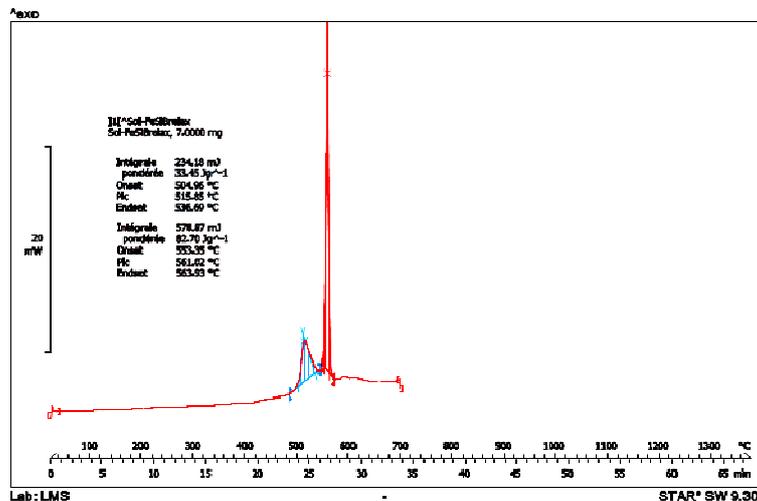


Figure V.22 : Evolution thermique du matériau amorphe relaxé MG 2605 S2 observée par DSC montrant deux pics exothermiques.

Les propriétés magnétiques de base du S2 ont été suivies par Escobar et al, notamment la saturation de l'aimantation [63]. En effet, ils ont optimisé les propriétés magnétiques des alliages FeSiB par un très court recuit à 430 °C. Mais il semble que la saturation magnétique de cet alliage se produit à champ élevé selon des travaux de Pankhurst et al. [69] qui, par des études Mössbauer n'a pas atteint l'état de saturation de la même composition avec le champ appliqué jusqu'à 5T.

La courbe relative au cycle d'hystérésis de l'amorphe MG 2605 S2 montre que l'approche de l'induction à saturation est vite atteinte (cycle1) pour des valeurs de champ magnétique d'excitation assez faible, en comparaison des valeurs trouvées pour les matériaux FeSi GO ou microcristallisés FeSi 6,5% (figure V-23).

En effet, le cycle d'hystérésis de l'amorphe brut de trempe présente une courbure plus lente et n'approche la saturation que d'une manière plus progressive, de même que l'échantillon recuit sans champ présenté par le cycle 2.

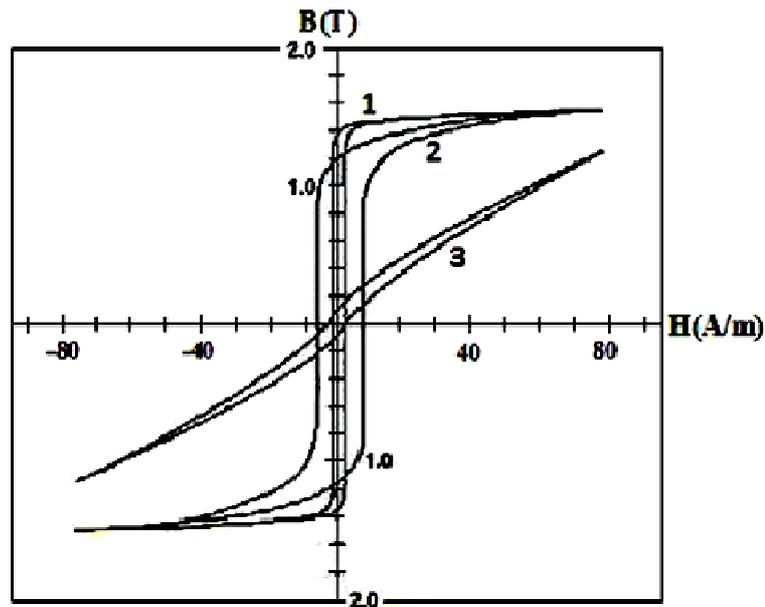


Figure V.23 : Cycles d'hystérésis d'un matériau amorphe MG 2605 S2
 1 : recuit sous champ (relaxation) 2 : recuit sans champ 3 : recuit sous champ transversal

Cela est dû à l'anisotropie uniaxiale induite par le traitement thermique de relaxation sous champ magnétique. Dans la structure amorphe, du fait de l'absence de défauts cristallins, on assiste à moins de blocage des parois de domaines. L'induction à saturation B_s se trouve autour de 1,56 T. Sa résistivité est améliorée à $137 \mu\Omega.cm$ par rapport aux matériaux cristallins, du fait d'un apport supplémentaire de silicium.

D'épaisseur d'environ $25 \mu m$, ces échantillons sont sous forme de rubans et leurs grandeurs magnétiques mesurées sur des tores, car ce matériau est homogène et isotrope, l'utilisation d'un échantillon sous forme de tore s'impose ainsi pour minimiser les champs démagnétisants.

V.2.2. Processus d'aimantation, perméabilité et pertes magnétiques dans l'amorphe MG 2605 S2

V.2.2.a- L'hystérésis

Les mesures de cycles d'aimantation en fonction du champ appliqué H, des couples (B_m, H_m) sont effectuées sur plusieurs régions de H_m de $\pm 12 A/m$, à une fréquence proche

de 50Hz, (48,8) (figures V-24, V-25 et V-26). Cette description montre l'accroissement de pertes avec une modification de la tendance avec les champs plus élevés

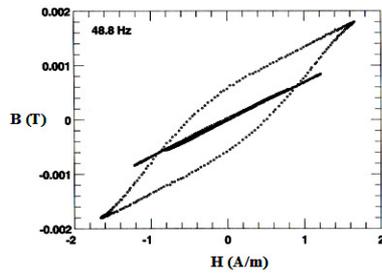


Figure V.24 : Cycle d'hystérésis (à $B_{max} = 0,002T$) du matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ brut à la fréquence $f = 48,8$ Hz.

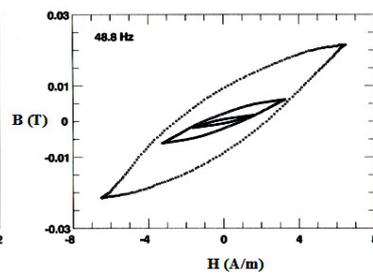


Figure V.25 : Cycle d'hystérésis (à $B_{max} = 0,024T$) du matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ brut à la fréquence $f = 48,8$ Hz.

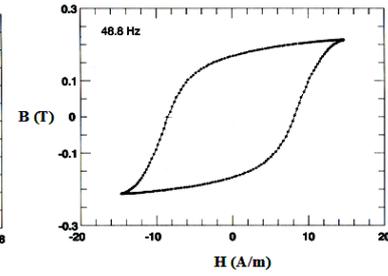


Figure V.26 : Cycle d'hystérésis (à $B_{max} = 0,23T$) du matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ brut à la fréquence $f = 48,8$ Hz.

Nous constatons que l'évolution à bas champ de l'induction, donc de la perméabilité ne suit pas une loi linéaire du type loi de Rayleigh mais évolue selon une loi non linéaire $\mu = a + bH^{1/2}$.

Les cycles à bas champ montrés sur la figure V-27 illustre le processus magnétique suivi par l'aimantation dans un domaine de champ supérieur au domaine de Rayleigh et qui préfigure de la coercivité du matériau S2 traité sous champ. A noter le caractère rectangulaire des cycles.

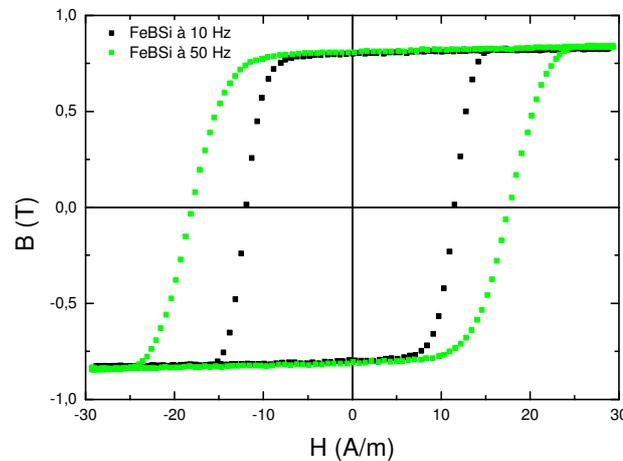


Figure V.27 : Deux cycles d'hystérésis du matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à deux fréquences différentes : $f = 10$ et 50 Hz.

On évalue à B_{100} , l'induction $B_m \approx 0,8$ T à 100 A/m. Avec $H_m = 30$ A/m, on atteint $B_{30} \approx 0,77$ T. On estime la saturation technique à B_{2500} . Les pertes $P_{1,4/50}$ est estimé à $0,5$ W/kg. Nous évaluerons, plus loin, les pertes pour différentes fréquences et différentes inductions de travail. La figure V-28 résume les mesures de cycles pour des champs maximum jusqu'à 700 A/m. Il apparaît que l'accroissement des B_m est très rapide pour des bas champs et on observe que le coude de saturation (alignement des moments dans la direction du champ appliqué) ne commence qu'à des valeurs au delà de 30 A/m.

V.2.2.b- La perméabilité

Les perméabilités relatives mesurées à 10 Hz, donnant un maximum μ_r à 70000, avec un fléchissement à 50 A/m (≈ 20000), le maximum est trouvé à ≈ 12 A/m (figure V-29).

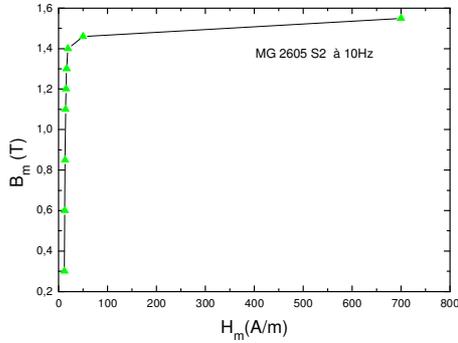


Figure V.28 : Courbe $B_m(H_m)$ du $Fe_{78}Si_{13}B_9$ traité pour une fréquence $f = 10$ Hz

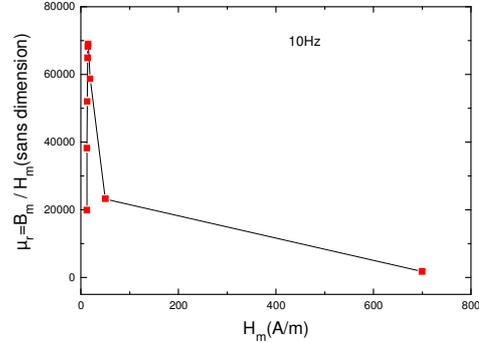


Figure V.29 : Perméabilité relative du $Fe_{78}Si_{13}B_9$ traité pour une fréquence $f = 10$ Hz.

Sur la figure V-30 est présentée les perméabilités relatives maximales μ_{max} tracées pour différentes inductions, le maximum est trouvé dans un palier entre 0,9 T et 1,2 T ($\mu_{max} \approx 180000$). A 10 kHz (figure V-31), μ_{max} est environ 28000 pour une induction de 1 T. Aussi, les perméabilités absolues maximales évoluent d'une manière exponentielle en fonction de la fréquence, elles passent de 180000 à 30000 entre 10 Hz et 10000 Hz (figure V-32).

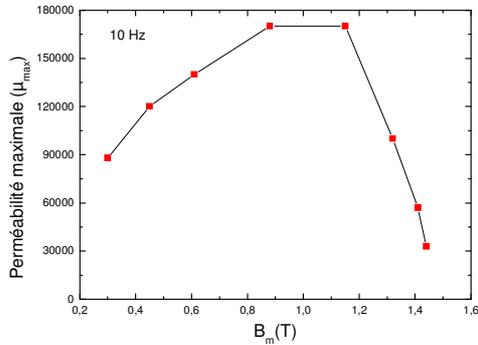


Figure V.30 : Perméabilité relative du $Fe_{78}Si_{13}B_9$ traité en fonction de l'induction pour une fréquence $f = 10$ Hz.

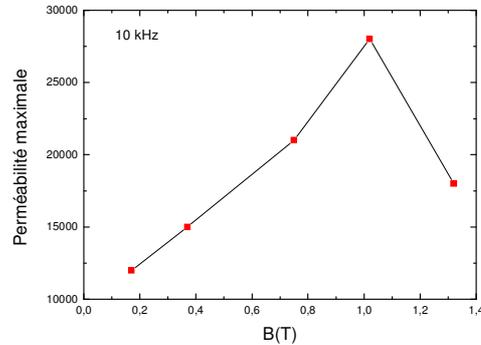


Figure V.31 : Perméabilité relative du $Fe_{78}Si_{13}B_9$ traité en fonction de l'induction pour une fréquence $f = 10$ kHz.

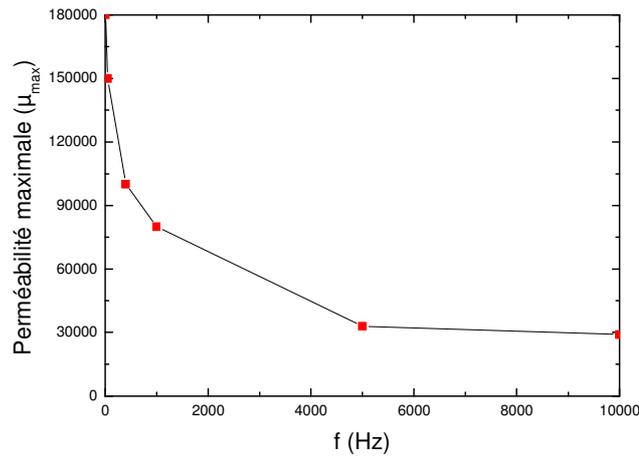


Figure V.32 : Perméabilité absolue maximale du $Fe_{78}Si_{13}B_9$ traité en fonction de la fréquence.

V.2.2.c- Pertes totales et pertes totales par cycle

- Pertes en fonction de B et loi empirique en puissance $P = a \cdot B^\beta$ (avec $a = f^\alpha$)

Les pertes P en fonction de l'induction (0,2 à 1,5 T) (figure V-33) sont mesurées à plusieurs fréquences 10, 400 et 1 kHz. Pour 10 Hz à 1,5 T, P est égal à 22 mW/kg et atteint 2300 mW/kg à 400 Hz et 6000 mW/kg à 1 kHz. Cette valeur s'approche des pertes à 100 Hz pour le FeSi GO.

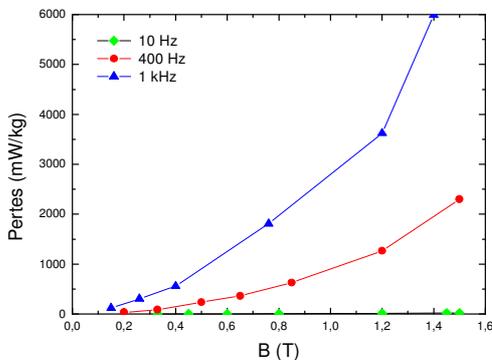


Figure V.33 : Courbe de variation des pertes totales avec l'induction dans un matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à 3 fréquences $f = 10\text{Hz}$, 400Hz et 1kHz .

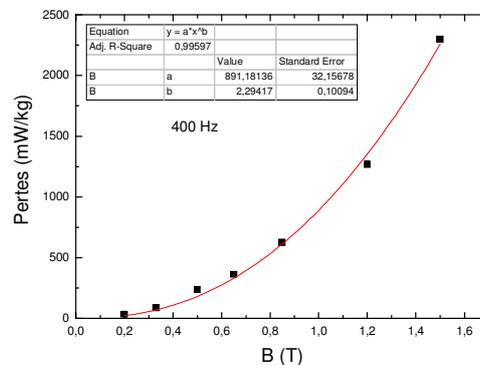


Figure V.34 : Courbe de variation des pertes totales avec l'induction dans un matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à la fréquence $f = 400\text{Hz}$. (représentation selon la loi en puissance $P = a \cdot B^\beta$).

Les pertes totales ont été fittées à une loi en puissance (Steinmetz) en fonction de B telle que $P = a \cdot B^\beta$ ou $a = f^\alpha$ (tableau V-5). Le meilleur accord avec $R = 0,99597$. On observe que les pertes augmentent sensiblement avec la fréquence, en particulier à des inductions élevées entre 1 et 1,5 T (figure V-34).

A noter que ces pertes sont faibles, comparées à celles des matériaux cristallisés. D'une part, à cause de leur résistivité électrique qui atténue les courants de Foucault, associés aux déplacements de parois de domaines magnétiques, ajouté d'autre part, à l'absence de défauts de réseau qui ne gêne pas le mouvement des parois conduisant à une diminution de pertes.

Tableau V-5. Évolution des exposants dynamiques des pertes dans un matériau $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à différentes fréquences (10, 400 et 1000Hz).

Pertes totales : $P = a \cdot f^\alpha \cdot B^\beta$				
La fréquence (Hz)	$a = f^\alpha$	α	β	Corrélation
10	9,21826	0.965	1,81303	0,99087
400	891,18136	1.13	2,29417	0,99832
1000	2828,48851	1.15	2,0786	0,99194

En évaluant α et β , le coefficient α donne une progression des pertes à des valeurs élevées de la fréquence, en même temps, β représente la progression en B et évolue plus vite à fréquences moyennes (400 Hz).

Cette représentation en puissance ne donne pas de vraies explications, étant donné la simultanéité des comportements temporels et de mouvement de parois. De plus, les coefficients empiriques ne sont pas très clairs.

▪ **Variation des pertes totales et pertes totales par cycle avec la fréquence**

La représentation de Bertotti paraît plus explicite et s'appuie sur une argumentation moins empirique, et peut s'accommoder de différents choix de matériaux (1988). Nous avons représenté les pertes totales et les pertes totales par cycle pour des valeurs de l'induction 0,5 T et 1,0 T et pour des valeurs de fréquences entre 10 Hz et 10 kHz sur les figures (V-35 et V-36). Le choix de l'induction corrobore la bonne tenue en perméabilité à 1 T.

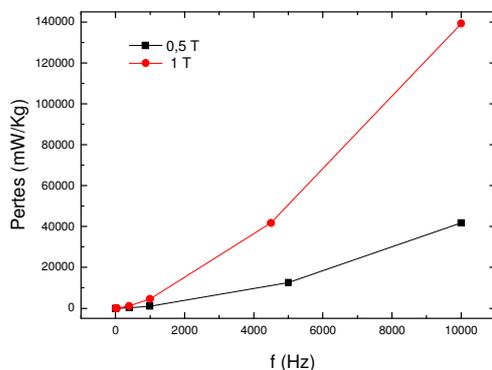


Figure V.35 : Courbe de variation des pertes totales avec la fréquence dans un matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à 0,5 et 1 T.

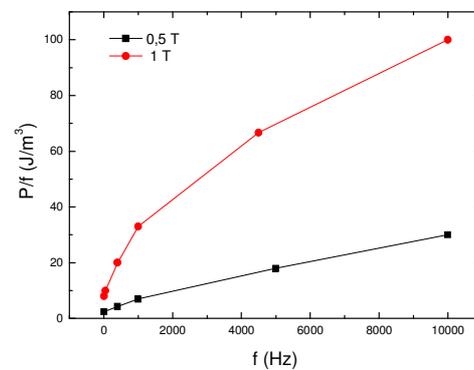


Figure V.36 : Courbe de variation des pertes totales par cycle avec la fréquence dans un matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à 0,5 et 1 T.

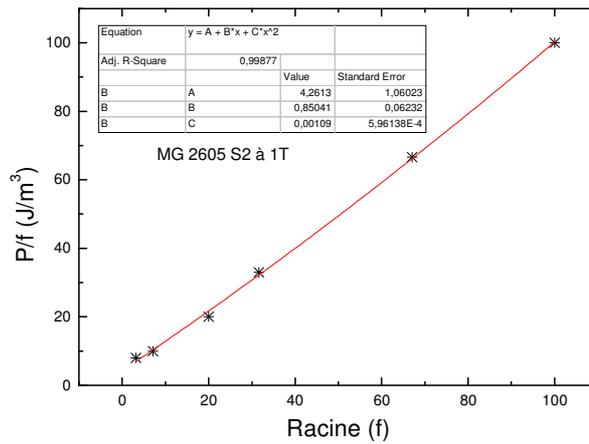


Figure V.37 : Courbe de variation des pertes totales avec la fréquence dans un matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à 1T (représentation de Bertotti).

A noter que pour 50 Hz à 1 T, les pertes par cycle donnent $\approx 10 \text{ J/m}^3 \approx 1,39 \text{ mJ/kg}$ et à 400 Hz, $(P_i/f) \approx 18 \text{ J/m}^3$. La figure V-37 donne la concordance des pertes mesurées avec le modèle de répartition des pertes de Bertotti. Il ne serait pas complet d'évaluer les pertes par cycle en fonction de la fréquence sans situer la part de chaque contribution aux pertes. Le tableau V-6 donne pour deux valeurs de l'induction les valeurs des paramètres a, b et c des différents termes de pertes. Cette analyse n'est pas exhaustive mais constitue un repérage de ce modèle à des inductions représentatives.

Tableau V-6. Valeurs des paramètres a, b, c du modèle unifié dans un matériau $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à différentes inductions (0,5 et 1 T).

$P/f = a + b\sqrt{f} + cf$			
L'induction B_{\max} (T)	a	b	c
0,5	1,94746	0,095	0,00186
1	4,2613	0,85041	0,00109

V.2.3. Séparation des pertes

V.2.3.a- Analyse de la séparation des pertes

a-Pour une induction de 0.5 T

La première analyse consiste à prendre pour une induction de 0,5 T les valeurs des termes de pertes générées et les comparais à toutes les fréquences. Le tableau V-7 présente la répartition des pertes à 0.5 T pour différentes fréquences.

Tableau V-7. Tableau comparatif des pertes par cycle à (0,5 T).

f (Hz)	P_{quasis}/f	P_{an}/f	P_{class}/f	P_{dyn}/f
10	1,94746	0,3004	0,0186	0,319
50	1,94746	0,6718	0,093	0,7648
400	1,94746	1,9	0,744	2,644
1000	1,94746	3,0042	1,86	4,8642
4600	1,94746	6,4432	8,556	14,9992
10000	1,94746	9,5	18,6	28,1

Tableau V-8. Tableau comparatif des pertes par cycle (P_{hyst} avec P_{dyn}) et (P_{an} avec P_{class}) pour différentes fréquences à (0,5 T).

f (Hz)	1^{ère} comparaison	2^{ème} comparaison
	P_{dyn}/P_{quasis}	P_{an} / P_{class}
10	P _{quasis} ≈ 6P _{dyn}	P _{an} ≈ 16P _{class}
50	P _{quasis} ≈ 3P _{dyn}	P _{an} ≈ 7P _{class}
400	P _{quasis} ≈ P _{dyn}	P _{an} ≈ 3P _{class}
1000	2P _{quasis} ≈ P _{dyn}	P _{an} > P _{class}
4600	7P _{quasis} ≈ P _{dyn}	P _{an} ≈ P _{class}
10000	14P _{quasis} ≈ P _{dyn}	2P _{an} ≈ P _{class}

On distingue 3 régions qui se différencient tous par le rapport des pertes quasistatiques aux pertes dynamiques et par le rapport des pertes en excès aux pertes classiques (Tableau V-8).

- Dans la première région (de 10 Hz à 50 Hz), dominée par les pertes quasistatiques sur les pertes dynamiques et la prédominance des pertes en excès sur les pertes classiques.
- Dans la deuxième région (de 400 Hz à 1 kHz), les pertes dynamiques progressent avec un avantage léger pour les pertes en excès.
- Dans la troisième région (de 4600 Hz à 10 kHz), les pertes quasistatiques sont très réduites par rapport aux pertes dynamiques suivies d'une nette progression des pertes classiques.

Un début d'explication serait que les pertes dues à la structure qui sont limitées du fait de la taille nanométrique des grains qui suivent une loi $H_c \cong D^6$ selon Herzer. Cette finesse de grains contribuent à la réduction de H_c et donc de P_{an} . Dans le cas, que nous n'avons pas évalué, d'une nanocristallisation aboutissant à une croissance de grains, H_c serait plus important et contribuerait à l'accroissement des pertes dynamiques ; en même temps, les pertes classiques dues à une réorganisation (une anisotropie uniaxiale) diminueraient en conséquences.

Ces tendances sont à vérifier pour des inductions plus élevées $B_m = 1T$.

b-Pour une induction de 1 T

La deuxième analyse consiste à prendre pour une induction plus élevée de 1 T les valeurs des termes de pertes générées et les comparais à toutes les fréquences. Le tableau V-9 présente la répartition des pertes à 1 T pour différentes fréquences.

Tableau V-9. Tableau comparatif des pertes par cycle à (1T).

f (Hz)	P_{quasis}/f	P_{an}/f	P_{class}/f	P_{dyn}/f
10	4,2613	2,6892	0,0109	2,7001
50	4,2613	6,0133	0,0545	6,0678
400	4,2613	17,0082	0,436	17,4442
1000	4,2613	26,8923	1,09	27,9823
4600	4,2613	57,6776	5,014	62,6916
10000	4,2613	85,0410	10,9	95,941

On distingue 3 régions qui se différencient tous par le rapport des pertes quasistatiques aux pertes dynamiques et par le rapport des pertes en excès aux pertes classiques (Tableau V-10).

Tableau V-10. Tableau comparatif des pertes par cycle (P_{hyst} avec P_{dyn}) et (P_{an} avec P_{class}) pour différentes fréquences à (1T)

f (Hz)	1 ^{ere} comparaison	2 ^{eme} comparaison
	$P_{\text{dyn}}/P_{\text{quasis}}$	$P_{\text{an}} / P_{\text{class}}$
10	$P_{\text{quasis}} \approx 2P_{\text{dyn}}$	$P_{\text{an}} \gg P_{\text{class}}$
50	$P_{\text{quasis}} \approx P_{\text{dyn}}$	$P_{\text{an}} \gg P_{\text{class}}$
400	$4P_{\text{quasis}} \approx P_{\text{dyn}}$	$P_{\text{an}} \gg P_{\text{class}}$
1000	$7P_{\text{quasis}} \approx P_{\text{dyn}}$	$P_{\text{an}} \gg P_{\text{class}}$
4600	$15P_{\text{quasis}} \approx P_{\text{dyn}}$	$P_{\text{an}} \gg P_{\text{class}}$
10000	$23P_{\text{quasis}} \approx P_{\text{dyn}}$	$P_{\text{an}} \gg P_{\text{class}}$

1) $P_{\text{quasis}} / P_{\text{dyn}}$: Le domaine des pertes quasistatiques est vite supplanté par le domaine des pertes dynamiques

- Dans la première région (de 10 Hz à 50 Hz), les pertes quasistatiques sont comparables aux pertes dynamiques.
- Dans la deuxième région (de 400 Hz à 1 kHz), les pertes dynamiques sont plus importantes que les pertes quasistatiques.

- Dans la deuxième région (de 4600 Hz à 10 kHz), les pertes dynamiques sont fortement élevées par rapport aux pertes quasistatiques.

Par rapport à $B_{\max} = 0,5$ T, le domaine des pertes dynamiques s'est décalé aux plus basses fréquences de 400 à 1000 Hz. Les pertes dynamiques s'imposent plus vite dans le domaine des fréquences.

2) $P_{\text{an}} / P_{\text{class}}$: les pertes en excès dominent sur tout le domaine des fréquences tandis que les pertes classiques sont réduites.

V.3. les matériaux nanocristallins à base de fer (Finemet)

V.3.1. Introduction

Les solides polycristallins dont la taille de grain inférieure à 100 nm sont appelés matériaux nanocristallins et peuvent être obtenus en utilisant différentes méthodes et différentes phases de départ: vapeur (condensation de gaz inerte, la pulvérisation cathodique, le traitement par plasma, dépôt en phase vapeur), liquide (électrodéposition, rapide solidification) ou solide (mécanosynthèse, forte déformation plastique, à l'érosion par étincelle) [70-72], directement en un seul processus, ou indirectement par l'intermédiaire d'un précurseur amorphe.

La nanocristallisation des verres métalliques constitue la seconde procédure. Deux étapes sont nécessaires pour produire le matériau nanocristallin (1) la formation de l'état amorphe, par refroidissement brusque de l'alliage liquide, et (2) une cristallisation partielle ou complète de l'alliage amorphe par recuit. Parmi le type de matériaux, nous pouvons distinguer le ruban d'alliages à base de fer magnétique doux contenant du niobium et cuivre qui se traduit par de bonnes propriétés magnétiques douce avec une à induction à saturation B_S de l'ordre de 1,2 à 1,4 T et une perméabilité effective égale à 10×10^4 à 1 kHz, $f = [53,74-78]$.

Les propriétés des alliages magnétiques doux à base de fer sont sensibles à la structure de la matière. Ainsi, le diamètre de cristallite D doit être inférieur à la longueur d'échange magnétique dans la phase cristalline, afin de réduire la contribution de l'anisotropie magnétocristalline de cette phase à l'anisotropie magnétique totale d'un matériau [56]. Nous considérons que l'étude de la structure de rubans magnétiques rapidement solidifiées présentent généralement une très une forte sensibilité et une réduction des pertes magnétiques. Ce travail concerne des couches de matériaux magnétiques doux (champ coercitif inférieur à 10 A / m).

En particulier l'alliage ferromagnétique de composition $Fe_{73,5}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$ appelé Finemet, découvert en 1988, est étudiée pour ses propriétés magnétiques douces remarquables [52]. Ces propriétés sont liées à l'état nanocristallin, constitué de nanograins magnétiques α -Fe (Si) dispersée dans une matrice amorphe magnétique. Pour obtenir ces nanostructures, on utilise, à partir de l'échantillon de l'alliage Fe-(Cu)-B-Si-(Nb), brute de trempe

V.3.2. Procédure expérimentale

L'aimantation, le champ coercitif et les pertes magnétiques ont été mesurés à la température ambiante dans les rubans rapidement solidifiées (état amorphe) et des rubans recuit (État nanocristallin dans une matrice amorphe).

Des expériences ont été faites sur des rubans nanocristallins. Le matériau utilisé est épais de 20 μm sur une largeur de 25 mm avec une qualité amorphe brute de trempe. Ces rubans sont de forme toroïdale pour faciliter les mesures magnétiques par fluxmètre. Rubans ont été produits par trempe rapide à l'aide d'une technique de rouleau unique dans l'air. Ces deux quantités seront nos principaux paramètres. Le comportement du matériau magnétique en régime dynamique jusqu'à 100 kHz de fréquence a été étudié. Les conditions de traitement thermique commencent à 375 ° C jusqu'à 700 ° C avec un incrément de 25 ° C. L'intérêt principal du matériau recuit sous champ magnétique est de modifier la forme du cycle d'hystérésis. Cette procédure nous permet de fournir, à des fins des applications industrielles avec des usages particuliers [53]. L'alliage à base de fer Finemet ne nécessite pas de traitement thermique spécial pour être converti en matériau partiellement nanocristallin. Il est utilisé pour être transformé de l'amorphe à l'état nanocristallin lors d'un recuit isotherme simple, à une température proche de la température de cristallisation dans un temps, habituellement de 1 h. Ce type de traitement peut être appelé nanocristallisation classique et est largement cité par de nombreux chercheurs [78]. Le recuit à haute température ainsi que recuit classique conduisent à structure nanocristalline similaire.

Néanmoins, la taille moyenne des nanocristallites était légèrement plus petite après la cristallisation à haute température. Cette dernière technique est le plus souvent réalisée avec l'aide de l'effet Joule et est appelé flash ou current annealing. En particulier, une plus grande perméabilité (par environ 50%) a été trouvée. La variation de la composition en cristaux primaires en fonction du temps de recuit a été signalé, le paramètre de maille décroissante et une augmentation de la température de Curie T_c indiquent un changement significatif dans la composition avec l'augmentation de la taille des nano-cristaux primaires [79, 80].

Barquin et al ont observé que la stabilisation de composition des nanocristaux de Fe (Si), pendant le processus de cristallisation de l'amorphe finemet qui a été atteint après 1h recuit à 773 K. Pour déterminer la sensibilité à nanocristallisation, en particulier de nouveaux alliages, il est utile d'établir une corrélation entre la microstructure et propriétés physiques (magnétiques ou mécaniques) avec propriétés thermiques du verre [81].

V.3.3. Résultats et discussions

V.3.3.a- Effet du recuit sur le cycle d'hystérésis (processus d'aimantation)

Les matériaux magnétiques pour application exigent le contrôle de la forme de leur cycle d'hystérésis [82]. Le changement d'anisotropie magnétique induite sous champ magnétique en fonction de la température et du temps de recuit peut être évalué [83]. Nous nous concentrons sur un recuit sur un échantillon sous un champ longitudinal pour obtenir une anisotropie uniaxiale [84, 85] assurant la présence de parois à 180 ° parallèlement à l'axe du ruban. En effet, un recuit sous champ longitudinal (champ magnétique parallèle à une direction de trajet magnétique, c'est à dire, à un axe du ruban) favorise très fortement l'apparition de grandes parois à 180 degrés. L'anisotropie uniaxiale ainsi induite se manifeste par un cycle d'hystérésis $B(H)$ rectangulaire, montrant un mécanisme simple de mouvement de parois et donnant un fort taux de rémanence. Un recuit sous champ transverse (champ magnétique parallèle à la direction de la largeur du ruban) induit une anisotropie perpendiculaire du champ appliqué : Le mécanisme impliqué est une rotation de moments magnétique. La forme du cycle d'hystérésis sera arrondie et donne un rapport de rémanence moyen et les moments s'alignent progressivement le long de la direction du champ appliqué. Pour un recuit sans champ magnétique, le matériau aura un aspect quelque peu arrondi avec

faible taux de rémanence. Dans ce cas, deux processus sont présents: le mouvement des parois et la rotation des moments.

La figure V-38 montre un processus d'aimantation mesurée pour à la fois l'échantillon traité thermiquement sans champ et l'échantillon traité thermiquement sous champs magnétiques longitudinal et transversal. Le Matériau nanocristallin sous recuit longitudinal a une très haute perméabilité $> 10^5$. Cette figure montre le cycle d'hystérésis de l'aimantation quasi-statique saturation de l'échantillon estimé à environ 1,3 T.

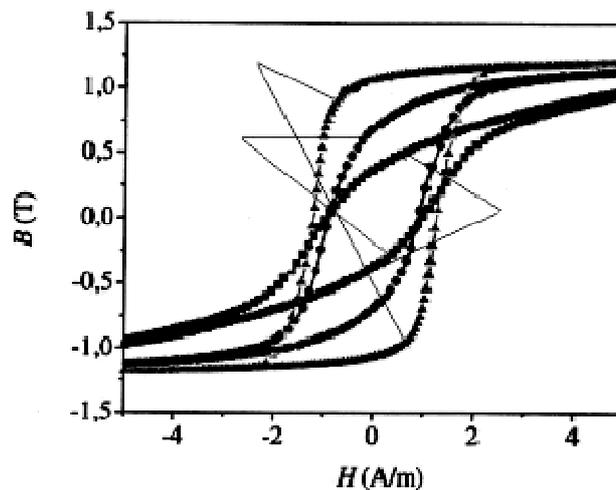


Figure V.38 : Cycles d'hystérésis d'un échantillon nanocristallin
 (●) recuit sans champ,
 (■) recuit dans un champ magnétique transversal,
 (▲) recuit dans un champ magnétique longitudinal

V.3.3.b- Effet du recuit sur la microstructure

Selon le modèle d'anisotropie aléatoire, le diamètre moyen du nanograin D des phases $\alpha\text{Fe}(\text{Si})$ et $\alpha\text{-Fe}$ présentes dans Finemet ne doit pas dépasser environ 15 nm, [52]. Ces alliages ont une cristallisation primaire et sont multicomposants. Le Silicium et le bore sont appelés éléments formateurs de verre (glass forming elements) qui facilitent la formation de l'état l'amorphe et l'augmentation de la stabilité thermique de la phase amorphe. Le fer est un constituant de base des alliages de métaux magnétiques avec des moments magnétiques. Le cuivre est le responsable de la structure nanocristalline, il favorise l'augmentation des germes cristallins. Il a été constaté que la formation initiale de nanocristaux de ferrosilicium à partir du matériau amorphe se produit à environ $T = 650$ K. Après recuit classique pendant 1 heure, une structure nanocristalline avec grain moyen diamètre 11 nm, est détectée seulement dans les alliages contenant des paires d'alliage d'éléments (à savoir le cuivre et niobium) [86]. Le niobium, qui est rejeté à partir d'un front de cristallisation, à la matrice l'amorphe, diminue la croissance des cristaux, du fait de la diffusivité relativement plus petite de grandes atomes de ces éléments dans une phase amorphe [87].

Le diamètre moyen de nanocristaux de $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$ ne dépasse pas 15 nm après recuit (pour 1 h) à la température jusqu'à 900 K [88]. Nous pouvons voir dans la figure V-39, l'image de microscopie électronique à transmission réalisée sur un échantillon FINEMET classiquement recuit à 520°C , ce qui correspond à une première étape de cristallisation (800

K), mais l'utilisation de longue durée de recuit permet d'obtenir une répartition similaire de la taille des grains avec diamètre de grain moyen d'environ 10 nm.. Nous observons deux phases: la phase nanocristalline est composé principalement de fer-silicium ($\text{Fe}_{80}\text{Si}_{20}$) et une phase amorphe contenant les autres constituants FeCuNbB.

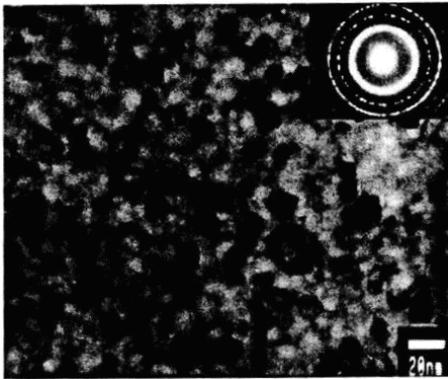


Figure V.39: Image TEM et figures de diffraction de zone sélectionnée d'un échantillon FINEMET recuit à 520° C

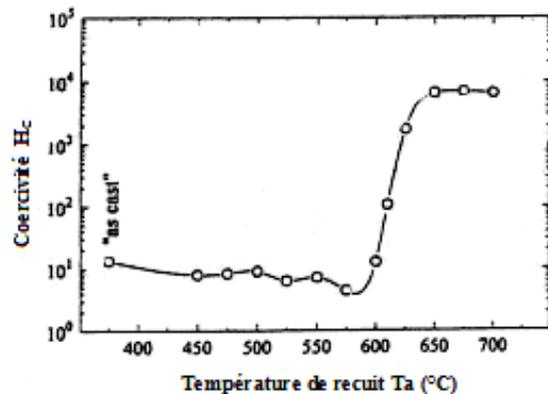


Figure V.40 : Influence de la température de recuit sur la coercivité du FINEMET

V.3.3.c- Effet du recuit sur la coercivité

Les performances de ces matériaux sont basés sur leur très particulière structure cristalline: observation de deux phases, l'une constituée de grains de taille nanoscopique, qui réalisent des orientations cristallines aléatoires. Entre grains reste un résidu de la phase l'amorphe qui fait la continuité de l'échange magnétique entre les grains. Les propriétés magnétiques du milieu résultent, donc d'effet de moyenne sur tous les grains vus par une paroi magnétique, phénomène décrit qualitativement par le modèle d'anisotropie aléatoire [56]. La conséquence pratique est la disparition de l'anisotropie magnéto-cristalline efficace dans les parois, ce qui permet d'obtenir un très faible champ coercitif H_c et une très haute perméabilité μ . On peut observer, dans la figure V.40, l'influence de la température de recuit sur la réduction du champ coercitif, qui est la caractéristique des matériaux doux et conduit à la réduction des pertes dans le noyau. Bien sûr, le traitement thermique sous champ longitudinal est conçu pour apporter l'anisotropie uniaxiale et d'améliorer les caractéristiques du cycle d'hystérésis. Par conséquent, il est prévu une évolution de B_s , H_c et μ . La figure V.40 permet d'observer une étape entre 450 ° C et 525 ° C, au début de la première étape de nano-cristallisation, nous pouvons détecter un faible changement du champ coercitif H_c . Une deuxième étape révèle une diminution de sa valeur proche de 575 ° C. La dernière étape correspond à un début de nanocristallisation complète, probablement avec une croissance significative de la granulométrie, également prévue. Cela permet d'estimer la taille grains pour chaque température T_a du recuit, en utilisant le modèle de Alben [60], Herzer donne une relation $H_c \sim D^{2/3}$ en utilisant le modèle d'anisotropie aléatoire [56]. Cela donne la taille nanoscopique 10 à 20 nm pour les traitements thermiques de 600 ° C à 625 ° C.

V.3.3.d- Analyse des pertes

Dans la figure V.41, on peut voir les valeurs de $P(f)/f$ par rapport à B_{max} dans une gamme de fréquence de 5 kHz à 100 kHz. Dans les matériaux étudiés, les pertes spécifiques par cycle, pour un pic d'induction donné B_{max} , augmentent avec la fréquence et souvent de façon considérable [89]. Le comportement pour les pertes totales par cycle dépend fortement de la fréquence, donnée par Bertotti comme $P/f = B_{max}^{3/2} \cdot f^{1/2}$ [20].

Ce comportement intéressant à haute fréquence est dû à des faibles pertes par hystérésis et des pertes de courant de Foucault faibles associées avec l'épaisseur de ruban mince et la forte résistivité. L'alliage finemet à fort taux de rémanence (B_r/B_s) indique une faible perte de noyau dans la gamme haute fréquence par rapport à des matériaux classiques ayant un rapport de rémanence élevées comme l'amorphe à base de Fe et le Permalloy 50 poids. % Ni.

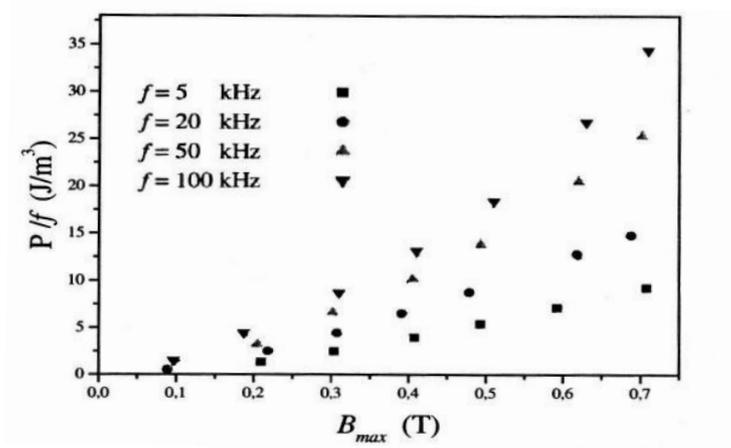


Figure V.41 : Pertes expérimentales par cycle obtenues à différents B_{max} de l'échantillon nanocristallin pour des fréquences 5, 20, 50 et 100 kHz

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons étudié les processus magnétiques siégeant dans les matériaux ferromagnétiques afin de préciser les principales caractéristiques de la première aimantation, de l'hystérésis magnétique ainsi que des paramètres macroscopiques définis dans un cycle d'hystérésis, tels que l'induction à saturation, la coercivité, la perméabilité et le comportement en fréquence. Le dépouillement des cycles d'hystérésis pour les trois types d'échantillons (FeSi à grains orientés à haute induction et haute perméabilité, amorphe et nanocristallisé à faibles pertes) à différentes inductions de travail B_{max} et 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., ensuite, la structure amorphe et nanocristalline dominée par l'introduction du bore, outre la quantité du silicium (9 à 13.5 at.%), augmente considérablement la perméabilité de ces alliages qui peut atteindre le million à basse fréquence.

Ceci nous amène à une deuxième étape qui concerne l'évaluation des pertes et leur signification physique. Ainsi, nous avons tenté de qualifier nos matériaux en fonction de leur utilisation industrielle, soit à basse fréquence (fer-silicium orienté et amorphe), à moyenne fréquence (amorphe FeBSi) et à haute et très haute fréquence (FeSiBNbCu nanocristallin). Les résultats montrent que ces matériaux présentent chacun dans son domaine d'utilisation de bonnes propriétés de pertes et de perméabilité. Ces matériaux sont étudiés principalement grâce au fluxmètre à haute résolution spécialement conçu pour analyser le comportement des matériaux doux avec une précision nécessaire à ce genre d'étude. 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. La tenue en fréquence de la perméabilité et des pertes, élément indispensable dans la qualification industrielle de ces alliages, est soulignée par la délimitation des domaines d'utilisation des tôles pour transformateurs (basses fréquences), des rubans amorphes pour les transformateurs malgré la réduction de l'induction de travail et pour les composants utilisés en électronique de puissance.

Enfin, la représentation des pertes en loi en puissance ne donne pas de vraies explications, étant donné la simultanéité des comportements temporels et de mouvement de parois. De plus, les coefficients empiriques ne sont pas très clairs. La représentation de Bertotti paraît plus explicite et s'appuie sur une argumentation moins empirique, et peut s'accommoder de différents choix de matériaux (1988).

Basé sur l'évaluation des pertes totales mesurées, leur comportement en fréquence le modèle de répartition des pertes est utilisé par différents auteurs. De même que pour les perméabilités, les pertes décroissantes fixent leur tenue en fréquence et précisent le rôle de chaque contribution. D'une part, les courants de Foucault croissent avec la fréquence mais sont plus faibles pour les amorphes et les nanocristallins. D'autre part la chute de coercivité

est amoindrie du fait de l'anisotropie uniaxiale induite par traitement thermique et de la réduction de la magnétostriction.

Plus précisément, concernant le FeSi GO, en dessous de 10 Hz, les pertes quasi-statiques sont comparables aux pertes dynamiques ; alors qu'au dessus de 10 Hz et dès les moyennes fréquences les pertes dynamiques sont prépondérantes. Les pertes anormales sont comparables aux pertes classiques dans le domaine $20 \text{ Hz} < f < 50 \text{ Hz}$. Ceci est probablement dû à l'anisotropie de paroi et à la nucléation de ces parois dans le régime dynamique.

Concernant les pertes dans l'amorphe, Par rapport à une induction de travail $B_{\text{max}} = 0,5 \text{ T}$, le domaine des pertes dynamiques pour $B_{\text{max}} = 1 \text{ T}$ s'est décalé aux plus basses fréquences de 400 à 1000 Hz. Les pertes dynamiques s'imposent plus vite dans le domaine des fréquences, les pertes en excès dominent sur tout le domaine des fréquences tandis que les pertes classiques sont réduites. Un début d'explication serait que les pertes dues à la structure qui sont limitées du fait de la taille nanométrique des grains dans l'amorphe qui suivent une loi $H_c \cong D^6$ selon Herzer. Cette finesse de grains contribue à la réduction de H_c et donc de P_{an} . Dans le cas, que nous n'avons pas évalué, d'une nanocristallisation (150 nm) aboutissant à une forte croissance de grains, H_c serait plus important et contribuerait à l'accroissement des pertes dynamiques ; en même temps, les pertes classiques dues à une réorganisation (une anisotropie uniaxiale) diminueraient en conséquences.

Concernant le matériau nanocristallin, la disparition de l'anisotropie magnéto-cristalline qui agit dans les parois donc pour conséquence un très faible champ coercitif H_c et une très haute perméabilité μ . Ce comportement intéressant à haute fréquence est dû à des faibles pertes par hystérésis et des pertes de courant de Foucault faibles associées avec l'épaisseur de ruban mince et la forte résistivité due au silicium. L'alliage finemet à fort taux de rémanence indique une faible perte de noyau dans la gamme haute fréquence par rapport à des matériaux classiques ayant un rapport de rémanence élevées comme l'amorphe à base de Fe et le Permalloy 50 poids. % Ni.

Références

- [1] M. Berlin; J.P. Faroux; J. Renault: Electromagnétisme volume 4 Milieux diélectriques et milieux aimantés DUNOD 1984
- [2] E.Borody : Electromagnétisme théorie et applications, Presse de l'université du Québec.
- [3] H. Gie, J.P. Sarmant : Electromagnétisme volume 2 Technique et documentation Lavoisier.
- [4] E. Duran : Magnétostatique, Masson et Cie.
- [5] A. Benabou, Thèse de Doctorat, Université Lille I (2002).
- [6] P. Brissonneau, "Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique". Edition Hermès. Paris. France. 1997.
- [7] P. Weiss, Journal de physique, vol 6, (1907), p. 661
- [8] W. Heisenberg, Zeitschrift für Physik, **49**, 1928, p.619.
- [9] J-H. Van Vleck, Fundamental questions in magnetism, Chap 1, "magnetic Properties of Metals and Alloys", Published by American Soc. Of Metals, Cleveland, Ohio, 1959.
- [10] J. P. Faroux et J. Renault, "electromagnétisme2, Equations de Maxwell et Phénomènes d'Induction", édition Dunod, Paris, 1998.
- [11] E-P. Wohlfarth, "ferromagnetic materials", North-Holland Ed., 1980, vol 1.
- [12] J. A. Ewing, Proc. of the Royal Soc; **216**, (1881), p.22 et **228**, (1883), p. 123
- [13] M. L. Soltani, Thèse de Doctorat d'état, Université d'Annaba (2001).
- [14] L. Néel, Cah. Phys. **12**, 1 (1942); **13**, 1 (1942).
- [15] G. Bertotti, Hysteresis in Magnetism: For Physicists, Materials Scientists, and Engineers. San Diego: Academic Press, 1998.
- [16] D. C. Jiles, Introduction to Magnetism and Magnetic Materials: Chapman & Hall, 1991.
- [17] R.H Pry and C.P. Bean, J. Appl. Phys. **29** (1958) 2110.
- [18] G. Bertotti, J.Appl. Phys. **57** (1985) 532.
- [19] E. Semail. "Physique du génie électrique", Editions TEC & DOC, 1998.
- [20] G. Bertotti, J. Appl. Phys. **57** (6), (1985) 2110-2126 and IEEE Trans. On Magn., **24** (1) (1988).
- [21] J.E.L. Bishop, Phys. Stat. Sol. (a) **7**, (1971) 117-125.
- [22] J.E.L. Bishop, J. Phys. D: Appl. Phys., **6** (1973) 97.
- [23] J.E.L. Bishop, IEEE Trans on Mag., MAG-**16** n°1(1980) 129.

- [24] H. Houassine, Mémoire de Magister, EM.P. Alger, 2004.
- [25] A. Mansri, Mémoire de Magister, UBMA, Annaba, 2006.
- [26] D. Lin. P. Zhou. W. N. Fu. Z. Badics. Z. J. Cendes. IEEE. Trans. Magn. **40** n°2(2004).
- [27] O. Geoffroy, Thèse de Doctorat, Université de Grenoble ,1991.
- [28] S. Chikazumi, Physics of Magnetism, (J. Wiley and Son Inc., New York, 1964).
- [29] J.C. Bavay ; J. Verdun : Alliages Fer-Silicium Technique de l'ingénieur 1-14 : D2110 ; 1-18 :D2111 ; 1-6 : D2112.
- [30] R.H. Pry, J. Appl. Phys., **30**, p.189.
- [31] R.C.Hal : J. Appl. Phys., **31**, p.1037.
- [32] 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.
- [33] 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.
- [34] É. du Trémolet de Lacheisserie, "Magnétisme : Matériaux et Application". Collection Grenoble Sciences, France, 1999.
- [35] K. Sato, A. Honda, K. Nakano, M. Ishida, B. Fukuda, T. Kan, J. Appl. Phys., **73** (1993) 6609.
- [36] M. Ishida, K. Senda, K. Sato, M. Kamatsubara, J. of Studies in Applied Electromagnetics, **4** (1996).
- [37] Proc. 3rd Conf, on Rapidly Quenched Metals, éd. Cantor, The Metal Society, London (1978).
- [38] Proc. 4th Conf, on Rapidly Quenched Metals, éd. T. Masumoto, K. Suzuki, The Japan Institute of Metal (1982).
- [39] M. Narasimhan– US Patent **4** (1979) 142 571.
- [40] F.E. Luborsky : Amorphous Magnetism II, Eds. R. A. Levy and R. Hasegawa (Plenum Press, New York, 1977) 345.
- [41] F.E. Luborsky : IEEE Trans. Magn. MAG- **14** (1978) 1008.
- [42] T. Sato, Papers of Technical Meeting on Magnetic, IEEJ, MAG-**80**-113 (1980), in Japanese.
- [43] T. Sato, T. Ozawa, and M. Nagumo, Rapidly Quenched Metals IV, vol. 2, Eds. T. Masumoto and K. Suzuki (Japan Institute of Metals, 1981) p. 961.
- [44] M. Nagumo and T. Sato, Suppl. to Sci. Rep. RITU, A. March (1980) 136.
- [45] M. Nagumo and T. Sato: Proc. Conf. on Metallic Glasses, Budapest (1980) p. 215.
- [46] F. E. Luborsky, ed. "Amorphous Metallic Alloy", Monographs in Materials, Butterworth (1983).
- [47] S. Steeb and H. Warlimont, ed. "Rapidly Quenched Metals", Elsevier, Amsterdam (1985).

- [48] International Conference on Liquid and Amorphous Metals 4, J. Physique, **41- C8** (1980).
- [49] J.F. Riallan ; Matériaux ferromagnétiques à structure amorphe. Technique de l'ingénieur, D. 359.
- [50] G. Couderchon, “ Les matériaux magnétiques amorphes et les aimants permanents en électronique” , Revue Générale de l'Électricité, **5** (1983) 322.
- [51] J. C. Perron., Matériaux ferromagnétiques amorphes K 728, Traité Constantes Physico-chimiques, Techniques de l'Ingénieur (1984).
- [52] Y. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi, J. Appl. Phys., **64** (1988) 6044.
- [53] Y. Yoshizawa, Y. Mater. Sci. Forum., **307** (1999) 51.
- [54] Y. Yoshizawa, K. Yamauchi, Mater. Sci, Eng., **A133** (1991) 176.
- [55] U. Köster, U. Schünemann, M. Blank-Bewersdorff, S. Brauer, M. Sutton, G.B. Stephenson, Mater. Sci, Eng., **A133** (1991) 611.
- [56] G. Herzer, IEEE Trans. on Magn, **MAG-25** (1989) 3327.
- [57] R. Schäfer, A. Hubert, G. Herzer, J. Appl. Phys., **69** (1991) 5325.
- [58] G. Bordin, G. Buttino, A. Cecchetti, M. Poppi, J. Magn. Magn. Mater, **150** (1995), 363.
- [59] R. Harris, M. Plischke, M. J. Zuckermann, Phys. Rev. Lett., **31** (1973), 160.
- [60] R. Alben, J.J. Becker, M.C. Chi, J. Appl. Phys., **49** (1978) 1653.
- [61] M.L. Soltani, Communication nationale, Journée d'étude sur les Matériaux Magnétiques et les Supraconducteurs **MATELEC'01**, EMP - Alger, 27/03/2001.
- [62] M-A. Escobar, A. Reza Yavari, R. Barrue, “on the optimization of soft-magnetic properties of metallic glass by dynamical current annealing”, J.C. Perron, IEEE Trans. Magn. **2** n°4 (1992) 1911-1916.
- [63] A. Reza Yavari, Formation of boron-rich zones and embrittlement of Fe-B type metallic glasses, J. Mater. Res. **1** (1986) 746-751.
- [64] Y. Limoge, Activation volume for diffusion in a metallic glass, Acta Metall. **38** (1990) 1733-1742.
- [65] M-A. Escobar, R. Barrue, A.T. Tabarsi, A. Reza Yavari, Magnetic properties of amorphous ribbons rapidly annealed by joule heating in curved shape, Anales de Fisica **86B** (1990) 178-180.
- [66] J. Gonzales, M. Vasquez, J.M. Barandiaran, A. Hernando, Effects of current annealing on the hysteresis loop of amorphous alloys J. Phys. D **21** (1988) 162-167.
- [67] H. Chiriach and C. Hison, Mechanical behavior of nanocrystalline Fe-Hf-B ribbons, J. Mag. Mater. **254-255** (2003) 475-476.

- [68] E. Ferrara, F. Fiorillo, M. Pasquale, A. Stantero, M. Baricco, C. Béraud, J. Degauque, B. Viala, E. du Trémolet de Lacheisserie, J. Lüning and J.L. Porteseil, Structural and magnetic properties of amorphous FeBSi alloys with quenched-in nanocrystalline phase, *Key Engineering Mater.* **81-83** (1993) 189-194.
- [69] P.A.Pankhurst, J.Z. Jiang, S. Betteridge, M.R.J. Gibbs, G.A.Gehring, *J Phys-Condens Matte.*, **7** (1995) p.957.
- [70] C. Suryanarayana, *Int. Mater. Rev.* **40**, 41 (1995)1. 71
- [71] B. Cantor, *Mater. Sci. Forum* **307**, 143 (1999) 72
- [72] A.L. Greer, *Mater. Sci. Forum* **269**, 3 (1998)
- [73] K. Suzuki, N. Kataoka, A. Inoue, T. Masumoto, *Mater. Trans. JIM* **31**, 743 (1990)
- [74] K. Suzuki, A. Makino, A. Inoue, T. Masumoto, *J. Appl. Phys.* **64**, 33 (1993)
- [75] H. Lachowicz, A. Slawska-Waniewska, *J. Magn. Magn. Mater.* **133**, 238 (1994)
- [76] A. Makino, T. Bitoh, A. Inoue, T. Masumoto, *J. Appl. Phys.* **81**, 2736(1997)
- [77] M.A. Willard, D.E. Laughlin, M.E. MacHenry, D. Thoma, K. Sickafus, J.O. Cross, V.G. Harris, J.
- [78] Herzer, G. *IEEE Trans. Magn.* **26**, 1397 (1990)
- [79] L.F. Barquin, J.C. Gomez Sal, P. Gorria, G.S. Garitaonandia, J.M. Barandiaran, *J. Phys. : Condens. Matter.* **10**, 5027 (198)
- [80] M.S. Leu, T.S. Chin, I.C. Tung, C.M. Lee, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, 707 (1999)
- [81] T. Kulik, T. Horubala, H. Matyja, *Mater. Sci. Eng.* **A157**, 107 (1992)
- [82] Y. Yoshizawa , K. Yamauchi, *IEEE Trans. Magn.* **25**, 3324 (1989)
- [83] Yoshizawa, Y , K. Yamauchi, *J. Mag. Soc. Jpn.* **14** 193 (1990)
- [84] M.L. Soltani, *Journal of non-Crystalline Solids*, **353**, 2074 (2007)
- [85] M.L. Soltani, *Journal of Physics: Conference Series*, **98**, 062014 (2008)
- [86] T. Kulik, *J. Non-Crystal Solids* **245**, 145 (2001)
- [87] R.W. Cahn, *Materials Science and Technology*, **9**,493 (VCH, Weinheim 1991)
- [88] T. Kulik, A. Hernando, *Mater. Sci. Forum* **179- 181**, 587 (1995)
- [89] M.L. Soltani, A.M. Mansri, M. Lahoubi, *EPJ Web of Conferences* **15**, 03010 (2011), DOI: 10.1051 /epjconf/20111503010.

Liste des figures

Figures	Titre	Page
I-1	Origine du magnétisme dans la matière.	10
I-2	Configuration en domaines dans le matériau ferromagnétique.	12
I-3	La paroi de Bloch.	12
I-4	Direction de facile aimantation des moments magnétiques atomiques selon les directions de la maille cubique.	13
I-5	Détermination de l'aimantation relative J/J_0 dans le champ appliqué H_{app} . Exemple de résolution graphique.	17
I-6	Variations thermiques des polarisations magnétiques du fer, du nickel et du cobalt, en coordonnées réduites. Les courbes théoriques sont celles obtenues par la théorie d'Heisenberg basée sur un modèle d'électrons liés.	18
I-7	Comparaison des perméabilités magnétiques.	19
I-8	Variation de la perméabilité magnétique μ_r en fonction du champ magnétique H dans le cas de l'alliage FeSi 3%.	20
I-9	Parties initiales de courbes de perméabilité de divers matériaux.	20
I-10	Courbe de première aimantation d'un matériau ferromagnétique.	21
I-11	Cycle d'hystérésis $B(H)$.	23
I-12	Changement d'aimantation : (a) rotation du moment et (b) mouvement de paroi.	25
I-13	La relation de processus d'aimantation avec la courbe d'aimantation et les cycles d'hystérésis. (Permalloy ; 4-79).	26
I-14	Mouvement des parois des domaines magnétiques lors de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique.	27
I-15	Cycles d'hystérésis du Permalloy 65 soumis à un traitement thermique à différentes manières : (a) recuit à 1000°C ; (b) recuit au four à 425°C pendant 24 heures ; (c) soumis à un traitement thermique dans un champ longitudinal ; (d) soumis à un traitement thermique dans un champ transversal.	28
I-16	Définition de commencement le champ H_S et le champ critique H_0 d'un matériau au cycle d'hystérésis avec des côtés droits.	29
II-1	Champ de blocage en fonction de la position x de la paroi en champ extérieur croissant.	32

II-2	Apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois.	32
II-3	Paroi dans une tôle magnétique de largeur infinie, de profondeur infinie et d'épaisseur d .	33
II-4	Répartition périodique des domaines magnétiques. (a) Etat désaimanté. (b) Etat obtenu après application d'un champ extérieur H_{app} ; les courants induits sont représentés autour des parois.	35
II-5	Apparition de courants induits dans les sections droites d'un échantillon torique et d'une plaque de tôle.	37
II-6	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).	38
II-7	Décomposition des pertes totales par cycle.	39
III-1	Résistivité électrique de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante.	45
III-2	Aimantation à saturation de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante.	46
III-3	Les deux structures cristallographiques du fer ($Fe \alpha$ et $Fe \gamma$).	46
III-4	Caractéristique d'aimantation du fer en fonction de l'historique de contrainte appliquée.	47
III-5	Orientation cristalline "cube sur l'arête" dans une tôle GO.	47
III-6	Schéma d'un domaine en lancettes apparaissant dans une tôle GO à cause de la désorientation cristalline.	48
III-7	Affinement des domaines à 180° dans une tôle GO. (a) tôle non traitée (b) tôle gravée électrolytiquement (c) tôle irradiée par un jet de plasma.	49
III-8	Affinement des domaines à 180° dans une tôle GO : modèle de distribution des masses magnétiques apparaissant sur les flancs des gravures..	49
III-9	Dispositif de trempe par melt-spinning.	51
III-10	Schéma d'une machine de production industrielle de ruban amorphe.	51
III-11	Méthode du flot planaire permettant la production de ruban large.	52
III-12	Le rapport entre la perméabilité relative et l'induction magnétique à saturation pour les matériaux magnétiques doux typiques.	57

III-13	Alliage nanocristallin isotrope.	58
III-14	Variation thermique de la polarisation à saturation (J_s) de l'alliage $Fe_{73,5}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$ à l'état amorphe (•) et nanocristallin (X).	59
III-15	magnétostriction à saturation (λ_s) à 20°C des alliages $Fe_{13,5}Cu_1Nb_3Si_xB_{22,5-x}$ en fonction de la teneur en silicium dans les états amorphe (a) et nanocristallin (n.c.)	60
III-16	Variation du champ coercitif H_c observé en fonction du diamètre D des grains dans un certain nombre d'alliages magnétiques doux.	62
IV-1	Le tore.	66
IV-2	Cadre Epstein.	67
IV-3	Cadre Epstein, a) dimensions, b) Joints à recouvrements réalisés dans un coin de circuit Epstein.	67
IV-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.	67
IV-5	Schéma des dispositifs de mesure.	69
IV-6	Vue générale du fluxmètre.	69
IV-7	Forme des échantillons.	70
V-1	Cycles d'hystérésis du FeSi GO à la fréquence $f = 6$ Hertz pour des différentes valeurs d'inductions ($B_{max} = 0.35, 0.75, 1.0, 1.25, 1.50$ Teslas).	73
V-2	Cycles d'hystérésis du FeSi GO à la fréquence $f = 50$ Hz pour des différentes valeurs d'inductions ($B_{max} = 0.35, 0.75, 1.0, 1.25, 1.50$ Teslas).	73
V-3	Cycle d'hystérésis du FeSi à grains orientés.	74
V-4	Perméabilité relative du FeSi GO pour une fréquence $f = 10$ Hz.	74
V-5	Perméabilité relative du FeSi NO pour une fréquence $f = 10$ Hz.	74
V-6	Courbes de variation des inductions maximales B_m en fonction des champs d'excitation maximales H_m du FeSi à grains orientés à différentes fréquences.	75
V-7	Perméabilité relative B_m/H_m en fonction du champ d'excitation maximale à différentes fréquences.	75
V-8	Evolution de la perméabilité relative B_m/H_m en fonction de la fréquence.	76
V-9	Variation des pertes avec l'induction dans un matériau FeSi orienté à des fréquences (6, 7, 8, 9, 11, 13Hz).	77

V-10	Variation des pertes avec l'induction dans un matériau FeSi orienté à des fréquences (15, 18, 21, 24, 27, 31.1, 36.1Hz).	77
V-11	Variation des pertes avec l'induction dans un matériau FeSi orienté à des fréquences (42, 49, 58, 67, 78, 90.1, 100Hz).	78
V-12	Expression de la courbe de variation des pertes en fonction de l'induction dans un matériau FeSi à grains orientés à la fréquence 49 Hz ($P = a \cdot B^\beta$).	78
V-13	Courbe expérimentale de a ($a = f^a$) en fonction de la fréquence.	78
V-14	Courbe expérimentale de β en fonction de la fréquence.	79
V-15	Variation des pertes avec la fréquence dans un matériau FeSi à grains orientés à des inductions B_m de 0.25 T à 0.85 T.	80
V-16	Variation des pertes avec la fréquence dans un matériau FeSi à grains orientés à des inductions B_m de 0.90 T à 1.5 T.	80
V-17	Illustration de l'origine des pertes non validité du modèle classique pour un matériau de fer.	80
V-18	Comparaison de pertes mesurées et pertes calculées du matériau FeSi GO à 1,50 Tesla ($P = a f + b f^{3/2} + c f^2$).	81
V-19	Comparaison de pertes par cycle mesurées et calculées du matériau FeSi GO à 1.25 Tesla ($P/f = a + b f^{1/2} + c f$).	82
V-20	Répartition des pertes par cycle pour le FeSi orienté.	84
V-21	Spectre de diffraction du matériau amorphe MG 2605 S2 traité montrant des excroissances de α (Fe) dispersées dans la matrice amorphe.	88
V-22	Evolution thermique du matériau amorphe MG 2605 S2 observée par DSC montrant deux pics exothermiques.	88
V-23	Cycles d'hystérésis d'un matériau amorphe MG 2605 S2 1 : recuit sous champ (relaxation) ; 2 : recuit sans champ ; 3 : recuit sous champ transversal.	89
V-24	Cycle d'hystérésis (à $B_{max} = 0,002T$) du matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ brut à la fréquence $f = 48,8$ Hz.	90
V-25	Cycle d'hystérésis (à $B_{max} = 0,024T$) du matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ brut à la fréquence $f = 48,8$ Hz.	90
V-26	Cycle d'hystérésis (à $B_{max} = 0,23T$) du matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ brut à la fréquence $f = 48,8$ Hz.	90
V-27	Deux cycles d'hystérésis du matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à deux fréquences différentes : $f = 10$ et 50 Hz.	90

V-28	Courbe $B_m(H_m)$ du $Fe_{78}Si_{13}B_9$ traité pour une fréquence $f = 10$ Hz.	91
V-29	Perméabilité relative du $Fe_{78}Si_{13}B_9$ traité pour une fréquence $f = 10$ Hz.	91
V-30	Perméabilité relative du $Fe_{78}Si_{13}B_9$ traité en fonction de l'induction pour une fréquence $f = 10$ Hz.	91
V-31	Perméabilité relative du $Fe_{78}Si_{13}B_9$ traité en fonction de l'induction pour une fréquence $f = 10$ kHz.	91
V-32	Perméabilité absolue maximale du $Fe_{78}Si_{13}B_9$ traité en fonction de la fréquence.	92
V-33	Courbe de variation des pertes totales avec l'induction dans un matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à 3 fréquences $f = 10$ Hz, 400Hz et 1kHz.	92
V-34	Courbe de variation des pertes totales avec l'induction dans un matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à la fréquence $f = 400$ Hz. (représentation selon la loi en puissance $P = a \cdot B^\beta$).	92
V-35	Courbe de variation des pertes totales avec la fréquence dans un matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à 0,5 et 1 T.	93
V-36	Courbe de variation des pertes totales par cycle avec la fréquence dans un matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à 0,5 et 1 T.	93
V-37	Courbe de variation des pertes totales avec la fréquence dans un matériau amorphe $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à 1T. (représentation de Bertotti)	94
V-38	cycles d'hystérésis de l'échantillon nanocristallin (●) recuit sans champ, (■) recuit dans un champ magnétique transversal, (▲) recuit dans un champ magnétique longitudinal.	99
V-39	Image TEM et figures de diffraction de zone sélectionnée d'un échantillon FINEMET recuit à 520 ° C	100
V-40	Influence de la température de recuit sur la coercivité du FINEMET	100
V-41	Pertes expérimentales par cycle obtenues à différents B_{max} de l'échantillon nanocristallin pour les fréquences : 5, 20, 50 et 100 kHz	101

Liste des tableaux

Tableaux	Titre	Page
I-1	Perméabilité relative de quelques principaux matériaux magnétiques.	21
III-1	Pertes massiques en W/kg et puissance apparente pour des tôles GO.	50
III-2	Inductions magnétiques à saturation à température ambiante pour les alliages amorphes à base de fer.	53
III-3	Comparaison entre les matériaux ferromagnétiques à base de fer.	56
IV-1	Les différents échantillons étudiés.	70
V-1	Valeurs des paramètres a, b, c du modèle à partir des mesures fluxmétriques.	82
V-2	Tableau comparatif des pertes par cycle à (50 Hertz).	84
V-3	Tableau comparatif des pertes par cycle (P_{hyst} et P_{dyn}) pour différents domaines de fréquences.	85
V-4	Tableau comparatif des pertes dynamiques par cycle (P_{an} et P_{class}) à différents domaines de fréquences.	85
V-5	Évolution des exposants dynamiques des pertes dans un matériau $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à différentes fréquences (10, 400 et 1000Hz).	93
V-6	Valeurs des paramètres a, b, c du modèle unifié dans un matériau $Fe_{78}B_9Si_{13}$ traité à différentes inductions (0,5 et 1 T).	94
V-7	Tableau comparatif des pertes par cycle à (0,5 T).	95
V-8	Tableau comparatif des pertes par cycle (P_{hyst} avec P_{dyn}) et (P_{an} avec P_{class}) pour différentes fréquences à (0,5 T).	95
V-9	Tableau comparatif des pertes par cycle à (1T).	96
V-10	Tableau comparatif des pertes par cycle (P_{hyst} avec P_{dyn}) et (P_{an} avec P_{class}) pour différentes fréquences à (1T).	96

Liste des symboles

Symbole	Signification
M_o	Moment magnétique orbital.
m	Nombre quantique magnétique associé à l'électron.
μ_B	Magnéton de Bohr.
M_S	Moment magnétique de spin.
μ_0	Perméabilité dans le vide.
μ_r	Perméabilité relative.
B	Champ magnétique d'induction.
B_S	Champ magnétique d'induction à saturation.
B_r	Champ d'induction rémanente.
H	Champ magnétique d'excitation.
H_S	Champ magnétique d'excitation à saturation.
H_C	Champ coercitif.
H_{app}	Champ magnétique d'excitation appliqué.
W_{ij}	L'énergie d'échange entre les atomes i et j .
J_{ij}	l'intégrale d'échange entre les atomes i et j .
S_i	Moments cinétiques de spin S_i .
M	Aimantation magnétique.
M_S	Aimantation à saturation.
M_r	Aimantation rémanente.
T_C	Température de Curie.
T_N	Température de Néel.
J	Polarisation magnétique.
J_S	Polarisation magnétique à saturation.
U_m	Energie magnétostatique de couplage avec le milieu extérieur.
P_t	les pertes totales.
P_h	Pertes par hystérésis.
P_j	Pertes par courants induits.
P_S, P_{an}	Pertes supplémentaires, Pertes anormale.
e	L'épaisseur de la tôle.
δ	L'épaisseur de peau.
K_1	Constante d'anisotropie magnétocristalline.
λ	Magnétostriction.

ρ	Résistivité.
P	Vecteur de Poynting.
j	Vecteur densité de courant.
E	Le champ électromoteur induit.
W	Le travail fourni par le milieu extérieur.
σ	La conductivité.
E_{θ}	Le module du champ tangentiel.
ω	L'amplitude.
$L(x)$	la fonction de Langevin.
J	nombre quantique.
$B_J(x)$	La fonction de Brillouin.
χ	La susceptibilité magnétique

Annexe

Méthodes expérimentales

I. Diffraction des rayons X¹

I.1 Interactions Rayons X / Matière

Les différents types d'interaction entre le faisceau de rayons X et un matériau sont décrits sur la figure 1.

Les rayons X peuvent être :

- transmis sans changer de direction : on parle de radiographie X que l'on utilise pour la détection de porosités ou de fissures,
- transmis en changeant de direction (selon un angle 2θ) ou diffusés ; la diffusion pouvant se faire :
 - sans perte d'énergie : on parle alors de diffusion élastique, elle est à l'origine de la diffraction des rayons X par les cristaux,
 - avec perte d'énergie (une partie de l'énergie est cédée à un électron) : on parle alors de diffusion inélastique, elle est à l'origine de l'effet Compton.
- absorbés par les atomes : sous l'action du rayonnement incident, un électron d'un atome de l'échantillon peut être éjecté de la couche électronique qu'il occupait, c'est l'effet photoélectrique, l'électron éjecté étant appelé photo-électron. L'électron éjecté peut être remplacé par un électron d'une couche supérieure. Ce saut électronique s'accompagne d'un rayonnement X appelé rayonnement de fluorescence, il est utilisé pour l'analyse chimique des cristaux.
- enfin, notons que tous ces phénomènes s'accompagnent d'un dégagement de chaleur.

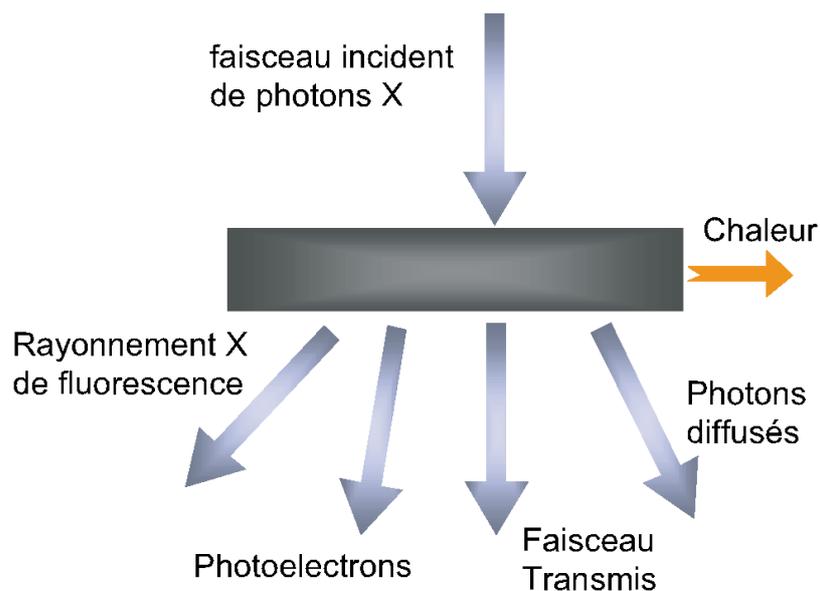


Figure 1 : Mécanismes d'interaction entre rayons X et matériau

I.2 La loi de Bragg

Chacun des faisceaux diffractés se comporte en ce qui concerne sa direction comme s'il était réfléchi selon la loi classique de la réflexion sur l'un des plans réticulaires du cristal : chaque plan cristallographique joue le rôle de miroir et réfléchit environ 10-1 à 10-3 pour cent de la radiation incidente.

Considérons un faisceau de rayon X de longueur d'onde λ tombant avec une incidence θ sur une famille de plans cristallins (hkl) définis par leur distance interréticulaire dhkl.

Il y a diffraction si la loi suivante, appelée loi de Bragg, est vérifiée :

$$2d_{hkl} \cdot \sin(\theta) = n \cdot \lambda$$

où n est un nombre entier positif appelé ordre de la diffraction.

On peut démontrer la loi de Bragg en considérant la figure suivante. La différence de marche entre les deux faisceaux diffractés par deux plans réticulaires consécutifs est égale à $2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin\theta$. Une interférence additive apparaît lorsque cette différence de marche est un multiple entier n de la longueur d'onde λ .

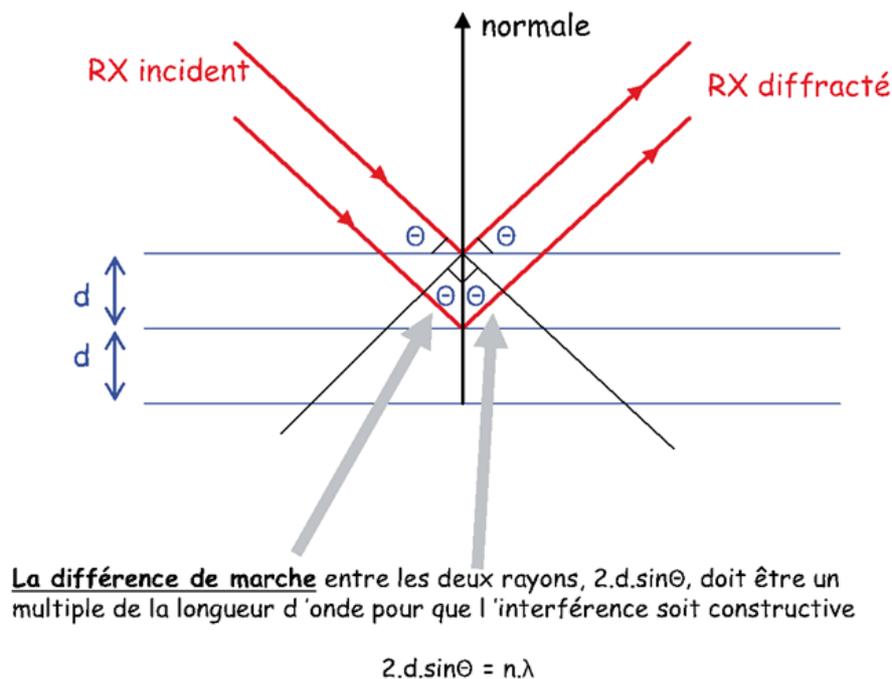


Figure 2 : Démonstration de la loi de Bragg

Quelques remarques

- géométriquement, remarquons que le faisceau incident, la normale aux plans diffractant et le faisceau diffracté sont coplanaires et que le faisceau diffracté fait un angle 2θ avec la faisceau incident,

- la réflexion de Bragg nécessite des longueurs d'onde λ inférieures ou égales à $2d$ (les valeurs de d pour la plupart des métaux sont inférieures à 4 \AA et donc la longueur d'onde incidente ne doit pas dépasser 8 \AA),
- par rapport à la réflexion de la lumière sur un miroir pour laquelle la réflexion a lieu pour toutes les incidences, il faut noter que la diffraction ne s'effectue que pour certaines directions,
- bien que diffraction et réflexion soient des phénomènes totalement différents, l'usage veut que l'on emploie indifféremment ces deux termes. Ainsi on parlera aussi bien de plans diffractants que de plans réflecteurs, de faisceaux diffractés que de faisceaux réfléchis, bien que seul le terme de diffraction soit correct.

Conclusion

En résumé, pour une longueur d'onde λ et une famille de plans réticulaires (hkl) telle que $2dhkl \leq \lambda$, il existe n orientations de cette famille de plans par rapport au faisceau incident susceptibles de donner un faisceau diffracté, n étant au plus égal à $dhkl / \lambda$. Les directions de ces faisceaux diffractés par rapport aux plans (hkl) sont déterminés par l'angle θ vérifiant la loi de Bragg.

I.3 Intensité Diffractée

La loi de Bragg exprime une condition nécessaire pour qu'il y ait diffraction mais ce n'est pas une condition suffisante. Il faut que le faisceau diffracté correspondant ait une intensité non nulle. Cette intensité s'exprime en fonction des entiers h' , k' , l' tels que $h'=n.h$, $k'=n.k$ et $l'=n.l$ avec h , k et l indices de Miller de la famille de plans diffractant. L'intensité diffractée peut se mettre sous la forme :

$$I_{h'k'l'} = A_n |F_{h'k'l'}|^2$$

où $F_{h'k'l'}$ est le facteur de structure pour la diffraction considérée, n l'ordre de la diffraction et A est une fonction de l'angle de Bragg et de divers autres paramètres. Le facteur de structure est un terme qui prend en compte la disposition des atomes à l'intérieur de la maille cristalline, c'est-à-dire le motif.

$F_{h'k'l'}$ s'exprime de la façon suivante :

$$F_{h'k'l'} = \sum_{j=1}^s f_j \exp \left[2i\pi (hx_j + ky_j + lz_j) \right]$$

où s est le nombre d'atomes par maille et f_j le facteur de diffusion qui dépend essentiellement du numéro atomique des atomes considérés.

La loi de Bragg étant satisfaite, on aura diffraction si $F_{h'k'l'}$ est non nul, ce qui impose des conditions sur h' , k' et l' . Par exemple pour la structure CFC, $F_{h'k'l'} \neq 0$ si h' , k' et l' sont de même parité ; pour la structure CC, $F_{h'k'l'} \neq 0$ si $h' + k' + l'$ est pair.

Ces règles d'extinction sont résumées dans le tableau suivant.

I.4 Appareillage de diffraction X

Les rayons X sont des ondes électromagnétiques de faibles longueurs d'ondes (λ de 10 à 100Å).

Ils sont produits par des électrons projetés contre une cible (anticathode). La valeur de λ est déterminée par :

$$\lambda = 12,398/V$$

avec V la tension accélératrice des électrons en volts.

Les spectres de diffraction X présentent des pics caractéristiques du matériau constituant la cible (Fe- Co- Cu- Mo). Le rayonnement K_{α} monochromatique est utilisé. K_{β} nuisible est éliminé par des filtres sélectifs.

Quand le matériau est cristallisé, on utilise la relation de Bragg :

$$2d_{hkl}\sin\theta = n\lambda$$

Les mesures diffractométriques ont été effectuées dans un diffractomètre Siemens D5000 utilisant le rayonnement CuK_{α} . Dans notre étude, nous avons utilisé le rayonnement K_{α} de cuivre ($K_{\alpha Cu} = 1,54\text{Å}$).

Tableau1 : Règles d'extinction pour la diffraction des rayons X : listes des plans diffractant pour les différents réseaux de Bravais de la structure cubique (marqué d'un X)

Indices hkl	$h^2+k^2+l^2$	Cubique simple	Cubique centré	Cubique à faces centrées	Cubique diamant
100	1	X			
110	2	X	X		
111	3	X		X	X
200	4	X	X	X	
210	5	X			
211	6	X	X		
220	8	X	X	X	X
221 et 300	9	X			
310	10	X	X		
311	11	X			X
222	12	X	X	X	
320	13	X			
321	14	X	X		
400	16	X	X	X	X
410 et 322	17	X			
411 et 330	18	X	X		
331	19	X		X	X
420	20	X	X	X	
421	21	X			
332	22	X	X		

II. La Microscopie électronique

II.1. Interactions Electron-Matière

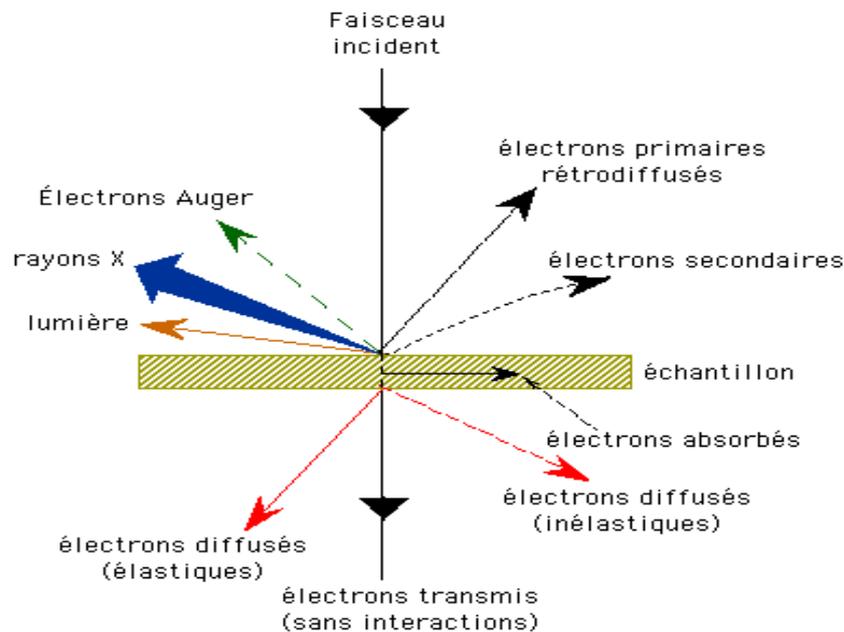


Figure3 : Les différentes interactions en microscopie électronique.

- Les électrons secondaires

Les électrons incidents vont transmettre une partie de leur énergie aux électrons de la bande de conduction des atomes de surfaces. Il va y avoir ionisation et l'énergie cinétique des électrons émis sera de l'ordre de 50 eV. Cette technique permet de visualiser la topographie de la surface, car à chaque variation de la topographie la quantité d'électrons émis va être modifiée.

- Les électrons rétrodiffusés

Les électrons rétrodiffusés proviennent de la collision entre un électron incident et un atome de l'échantillon. Les particules sont dispersées dans toutes les directions avec une faible perte d'énergie : ces électrons sont donc issus d'une plus grande profondeur que les électrons secondaires et sont donc moins sensibles à la topographie.

Ainsi, la quantité d'électrons rétrodiffusés croît avec le numéro atomique. Chaque variation de contraste est associée à une variation de numéro atomique.

- La microanalyse X

L'interaction de l'électron incident avec atome peut aussi entraîner l'éjection d'un électron d'une couche interne, l'atome est ionisé. La désexcitation se fait par des sauts électroniques de façon à ce que l'atome retrouve sa configuration la plus stable. L'atome restitue l'énergie acquise sous forme de photon X quand un électron retombe sur son niveau initiale. Ce photon

possède une énergie caractéristique de l'atome ionisé, La microanalyse X permet donc de connaître la composition chimique de l'échantillon.

- **La diffusion inélastique**

En traversant le nuage électronique de l'atome, l'électron peut par collision céder une partie de son énergie, et subir alors une diffusion inélastique. Sa trajectoire est légèrement déviée, mais surtout il perd de la vitesse. Suite à cette interaction, l'atome en question est ionisé et se désexcite en libérant un photon X.

- **La diffusion élastique**

Si les électrons arrivent sur les plans réticulaires en position de Bragg, ils vont être diffusés dans des directions particulières. On parle de diffraction élastique suivent un cône de diffusion. L'organisation périodique dans un cristal est responsable du phénomène de diffraction. Si on règle les lentilles d'agrandissement de manière à observer l'image du plan focal de l'objectif, on obtient pour certaines orientations de l'échantillon, un réseau de taches lumineuses appelé diagramme de diffraction. Il donne des renseignements sur les distances inter réticulaires avec l'aide de la relation de Bragg :

$$\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta$$

λ : longueur d'onde des électrons incidents.

d_{hkl} : distance inter réticulaire.

θ : angle de diffraction.

On obtient également des informations sur les opérations de symétries propres à chaque cristal. La diffraction des rayons X donne les mêmes types de résultats que la diffraction électronique, mais pour des zones d'études plus étendues.

II.2. Le microscope électronique à balayage (MEB)

Il donne des renseignements sur la microstructure et la composition chimique des échantillons à analyser. Il permet d'obtenir un grossissement allant jusqu'à 200.000. Un faisceau d'électron est envoyé sur l'échantillon. Ceux ci réagissent avec la matière en produisant d'autres rayonnements (figure 3). Certains d'entre eux sont utilisés pour les études microstructurales.

Le MEB utilise les électrons secondaires, les électrons rétrodiffusés et l'émission de rayon X.

II.3. Le microscope électronique à transmission (MET)

Le microscope électronique à transmission est constitué de trois systèmes principaux :

La colonne optique électronique, un système de vide et les éléments de mesures.

La colonne est constituée de tous les appareils nécessaires à la production, la focalisation et l'observation du faisceau d'électrons. Elle regroupe le canon à électron, les lentilles électromagnétiques et un écran fluorescent. Le MET utilise les électrons transmis pour l'imagerie, et les électrons diffusés pour les spectres de diffraction.

III. La Calorimétrie différentielle à balayage (DSC)²

III.1. Préparation des échantillons

Afin de faire des analyses en DSC, une petite masse d'échantillons a dû être découpée puis pesée dans une balance de précision à 10^{-5} g près. Un lavage à l'éthanol a été effectué. Pour ne pas fausser les mesures, la surface de contact de nos échantillons doit être optimale : une surface polie est donc préférable.

III.2. Principe

La Calorimétrie à balayage différentielle (DSC) est une technique utilisée pour étudier les transitions thermiques des matériaux : elle permet de mesurer les variations d'enthalpie qui résultent de changements d'état d'un corps soumis à une variation de température. Ces changements sont mis en évidence à l'aide de différences de températures qui apparaissent entre le creuset contenant l'échantillon à étudier et le creuset vide (témoin), au cours du refroidissement et au cours du réchauffement ($T_{\max} = 700^{\circ}\text{C}$).

Des thermocouples placés sous le creuset permettent de définir les variations de température entre le creuset témoin et celle des échantillons. Ainsi, le principe de la DSC est de mesurer la quantité de chaleur supplémentaire à fournir, lors du chauffage, au témoin pour qu'il soit à la même température que le creuset contenant l'échantillon.

Par un traitement informatique des courbes obtenues, nous pouvons alors en tirer trois grandeurs caractéristiques de nos alliages : la T_g , la T_x et $\Delta H_{\text{recristallisation}}$. Par ailleurs, l'existence de ces dernières permettra de confirmer la présence de phases amorphes dans nos échantillons.

L'appareil est programmé de manière à obtenir une vitesse donnée de refroidissement et de réchauffement : les courbes ont été enregistrées sur une plage de température allant de 25 à 700°C avec une vitesse de chauffe de $20^{\circ}\text{C}/\text{min}$. Les creusets utilisés sont en plaines de 30 μl .

¹Source : Cours MASTER2, Soltani Med Larbi , UBMA Annaba, 2010-2014 ; Siemens D5000, ENSC Paris , LPCS-Groupe de Métallurgie Structurale

²Source : ENSC Paris, LPCS - Groupe de Métallurgie Structurale avec l'aimable collaboration du Dr Tiburce A. Aboki

Résumé

Dans ce travail, nous avons étudié les processus magnétiques siégeant dans les matériaux ferromagnétiques à base de fer. Le dépouillement des cycles d'hystérésis a été réalisé pour trois types d'échantillons (FeSi à grains orientés à haute induction et haute perméabilité, amorphe et nanocristallisé à faibles pertes) à différentes inductions de travail B_{max} et à différentes fréquences de travail. Ainsi, nous avons tenté de qualifier nos matériaux en fonction de leur utilisation industrielle, soit à basse fréquence (fer-silicium orienté et amorphe), à moyenne fréquence (amorphe FeBSi) et à haute et très haute fréquence (FeSiBNbCu nanocristallin). Les résultats montrent que ces matériaux présentent chacun dans son domaine d'utilisation de bonnes propriétés de pertes et de perméabilité. D'une part, les courants de Foucault, véritable problème croissent avec la fréquence mais sont plus faibles pour les amorphes et les nanocristallins. D'autre part la chute de coercivité est réalisée du fait de l'anisotropie uniaxiale induite par traitement thermique et de la réduction de la magnétostriction.

Pour enfin démontrer à travers notre étude les principales contributions en pertes magnétiques, 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. La tenue en fréquence de la perméabilité et des pertes, élément indispensable dans la qualification industrielle de ces alliages, est soulignée par la délimitation des domaines d'utilisation des tôles pour transformateurs (basses fréquences), des rubans amorphes pour les transformateurs malgré la réduction de l'induction de travail et pour les composants utilisés en électronique de puissance ainsi que pour les alliages nanocristallisés destinés aux utilisation à hautes fréquences.

Summary

In this work, we studied the magnetic processes occurring in ferromagnetic materials based on iron. The study of hysteresis loops has been carried three types of samples (FeSi grain oriented high induction and high permeability amorphous nanocrystallized low loss) at different inductions work B_{max} and different working frequencies. Thus, we have attempted to characterize our materials according to their industrial use is at low frequency (oriented iron- silicon and amorphous), medium frequency (FeBSi amorphous) and high and very high frequency (nanocrystalline FeSiBNbCu). The results show that these materials have, each in its field of use, a good properties of magnetic losses and permeability. On the one hand, the eddy currents, a real problem, increase with frequency but are lower for amorphous and nanocrystalline. On the other hand the fall of coercivity is achieved due to the uniaxial anisotropy induced by the heat treatment and reduction of magnetostriction.

To finally demonstrate through this study the main contributions in magnetic losses, giving a broad character study of losses, we used a model called "unified" developed by the Italian school, based on the displacement mechanism walls, and gives a good correlation with the measurement of total losses generated within the dynamic field. Holding frequency permeability and losses, an essential element in the industrial classification of these alloys, is emphasized by defining the areas of use sheets for transformers (low frequency), amorphous ribbons for processors despite the reduction in work induction and for components used in power electronics and nanocrystalline alloys intended for use in high frequency.

ملخص

في هذا العمل، قمنا بدراسة آليات المغنطة في المواد المغناطيسية ذات أساس حديدي. تم عد الحلقات الهستيرية لثلاثة أنواع من العينات (FeSi ذات حبيبات موجهة عالي التحريض و عالي السماحية, المواد غير متبلورة و نانوبلوري مع ضياع الطاقوي منخفض) عند مختلف قيم عمل التحريض B_{max} وقيم مختلفة لتردد العمل. وبالتالي، حاولنا لتوصيف موادنا وفقا للاستخدام الصناعي, إما بتردد منخفض (FeSi ذات حبيبات موجهة و المواد غير متبلورة) و إما بتردد متوسط (المواد غير متبلورة FeBSi) و إما بتردد عالي و عالي جدا, (المواد نانوبلورية FeSiBCuNb). بينت النتائج أن هذه المواد لها خصائص جيدة في مجال الاستخدام, و خصائص جيدة في الضياع الطاقوي و السماحية. من ناحية, تيارات فوكو المشكلة الحقيقية مع زيادة التردد ولكنها أقل للمواد الغير متبلورة, و النانوبلورية. و من ناحية أخرى, يتحقق إنخفاض الأكره و يرجع ذلك إلى تباين محوري الناجم عن المعالجة الحرارية و الحد من تبذل الحجم بالمغنطة.

أخيرا للإثبات من خلال دراستنا للمساهمات الرئيسية للضياع الطاقوي المغناطيسي, لإعطاء طابع واسع لدراسة الضياع الطاقوي استخدمنا نموذج يسمى "الموحد" التي وضعته المدرسة الإيطالية, استنادا إلى آلية نزوح الجدران, والذي يعطي وجود علاقة جيدة مع قياس الضياع الطاقوي المتولد في الجال الديناميكي. التصرف بالتردد للضياع الطاقوي و السماحية, عنصر لا غنى عنه في التأهيل الصناعي لهذه السبائك, أكد من خلال تحديد مجالات استخدام صفائح للمحولات (الترددات المنخفضة), للأشرطة الغير متبلورة للمحولات على الرغم من تخفيض التحريض الصناعي و للمكونات المستخدمة في الالكترونيك والكهرباء و السبائك النانوبلورية المستخدمة على الترددات العالية.