



HAL
open science

Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique

Anh Tuan Bui

► **To cite this version:**

Anh Tuan Bui. Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique. Autre. Université Claude Bernard - Lyon I, 2011. Français. NNT : 2011LYO10072 . tel-00857546

HAL Id: tel-00857546

<https://theses.hal.science/tel-00857546>

Submitted on 3 Sep 2013

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

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

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON
délivrée par
L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1
préparée au sein de
L'ECOLE DOCTORALE
ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE
DE LYON
DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 7 août 2006)

soutenue publiquement le 19 avril 2011

par

M. BUI Anh Tuan

TITRE :

**Caractérisation et modélisation du comportement des
matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique**

Jury Présidé par Mr Matt Daniel :
Mme Kedous-Lebouc Afef (rapporteur)
Mr Matt Daniel (rapporteur)
Mr Waeckerlé Thierry
Mr Morel Laurent
Mr Sixdenier Fabien
Mr Burais Noël

RESUME

Depuis longtemps, les dispositifs ou systèmes électromagnétiques sont omniprésents dans les milieux industriels et domestiques. Le circuit magnétique de ces systèmes est un des éléments clés d'une conversion énergétique efficace. Outre l'optimisation de la géométrie du circuit magnétique, la maîtrise de l'efficacité énergétique passe par l'utilisation de matériaux magnétiques performants et par une connaissance approfondie de leur comportement, notamment sous contraintes élevées comme les températures et fréquences élevées que l'on rencontre de plus en plus aujourd'hui. Notre travail s'intègre dans le cadre des recherches menées par l'équipe matériaux du laboratoire AMPERE, notamment sur les modèles comportementaux de matériaux magnétiques. Partant de nombreuses caractérisations expérimentales en fonction de la température, nous avons développé un modèle « dynamique » adapté à différents types de matériaux ferromagnétiques, et permettant de simuler rapidement l'influence de la température sur le fonctionnement permanent et transitoire de systèmes électromagnétiques simples. Il s'appuie sur l'association des modèles d'hystérésis de Jiles-Atherton et dit « tubes de flux ». Ce modèle, et la démarche associée de couplage entre phénomènes magnétique, thermique et électrique, sont validés sur un capteur de courant et une inductance. Les résultats confirment l'importance de l'effet de la température sur les performances des systèmes, et la pertinence de disposer d'un tel modèle pour optimiser ces systèmes.

MOTS-CLES

Matériaux ferromagnétiques ; Modèles d'hystérésis ; Hystérésis statique ; Hystérésis dynamique ; Tubes de Flux ; Propriétés magnéto-thermique ; Température de Curie ; Couplage magnéto-thermique.

TITLE

Characterization and Modeling of Soft Ferromagnetic Materials under Thermal Stress

ABSTRACT

Since a long time, systems and electrical devices are everywhere in the industrial and domestic environments. The magnetic core of these systems is a key for achieving energy conversion efficiency. Apart from the geometry optimization, high performance materials are mandatory for obtaining an effective energy conversion, as well as deep knowledge of their behaviour. The choice of materials is even more important when strong constraints are imposed, like high temperature and high frequency, which are more and more met nowadays. Our work is taken on in the context of the research activity on the modeling of the behaviour of magnetic materials of the “materials” team of AMPERE-Lab. Starting from a large number of experimental characterizations of materials at different temperatures, we have developed a “dynamic” model adapted to the different kinds of magnetic materials, which allows to quickly simulate the effect of temperature on the steady-state and transient regime of simple electromagnetic systems. It is founded on using Jiles-Atherton's hysteresis models together with the so called “flux tubes”. This modeling and the associated approach of coupling electrical, thermal and magnetic phenomena are validated on a current sensor and an inductance. The results confirm the importance of the

effect of the temperature on the performances of systems, and the interest of having such a model so as to optimizing these systems.

KEYWORDS

Magnetic materials ; Hysteresis models ; Static hysteresis ; Dynamic hysteresis ; Flux tubes ; Current sensor ; Magneto-thermal properties ; Magneto-thermal coupling ; Curie temperature.

INTITULE ADRESSE DE L'U.F.R OU DU LABORATOIRE :

Laboratoire AMPERE, UMR 5005, Bâtiment OMEGA, Université Lyon 1, 43 Bd du 11 novembre 1918, 69622 Villeurbanne.

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

Président de l'Université

Vice-président du Conseil Scientifique

Vice-président du Conseil d'Administration

Vice-président du Conseil des Etudes et de la Vie Universitaire

Secrétaire Général

M. le Professeur L. Collet

M. le Professeur J-F. Mornex

M. le Professeur G. Annat

M. le Professeur D. Simon

M. G. Gay

COMPOSANTES SANTE

Faculté de Médecine Lyon Est – Claude Bernard

Faculté de Médecine et de Maïeutique Lyon Sud – Charles
Mérieux

UFR d'Odontologie

Institut des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques

Institut des Sciences et Techniques de la Réadaptation

Département de formation et Centre de Recherche en Biologie
Humaine

Directeur : M. le Professeur J. Etienne

Directeur : M. le Professeur F-N. Gilly

Directeur : M. le Professeur D. Bourgeois

Directeur : M. le Professeur F. Locher

Directeur : M. le Professeur Y. Matillon

Directeur : M. le Professeur P. Farge

COMPOSANTES ET DEPARTEMENTS DE SCIENCES ET TECHNOLOGIE

Faculté des Sciences et Technologies

Département Biologie

Département Chimie Biochimie

Département GEP

Département Informatique

Département Mathématiques

Département Mécanique

Département Physique

Département Sciences de la Terre

UFR Sciences et Techniques des Activités Physiques et Sportives

Observatoire de Lyon

Ecole Polytechnique Universitaire de Lyon 1

Institut Universitaire de Technologie de Lyon 1

Institut de Science Financière et d'Assurances

Institut Universitaire de Formation des Maîtres

Directeur : M. le Professeur F. Gieres

Directeur : M. le Professeur F. Fleury

Directeur : Mme le Professeur H. Parrot

Directeur : M. N. Siauve

Directeur : M. le Professeur S. Akkouche

Directeur : M. le Professeur A. Goldman

Directeur : M. le Professeur H. Ben Hadid

Directeur : Mme S. Fleck

Directeur : Mme le Professeur I. Daniel

Directeur : M. C. Collignon

Directeur : M. B. Guiderdoni

Directeur : M. P. Fournier

Directeur : M. le Professeur C. Coulet

Directeur : M. le Professeur J-C. Augros

Directeur : M. R. Bernard

Remerciements

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse ont été réalisés au Laboratoire AMPERE à l'Université Claude Bernard Lyon 1.

Tout d'abord, je tiens à remercier la direction d'AMPERE et l'ensemble des personnels pour m'avoir permis de travailler dans d'excellentes conditions pendant toutes ces années.

Ensuite, j'adresse ma profonde reconnaissance à M. Noël BURAIS, directeur de ma thèse de m'avoir accueilli pour effectuer cette thèse à une période où il m'aura fallu faire des choix. Merci pour sa confiance, sa gentillesse, sa grande disponibilité et son soutien sans défection au cours de ces années.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à deux co-directeurs, M. Laurent MOREL et M. Fabien SIXDENIER, qui ont assuré la direction scientifique de ce travail. Au cours de ces années, j'ai pu apprécier, en plus d'un encadrement scientifique de qualité, leurs qualités humaines et leur gentillesse. Qu'ils trouvent ici, tout mon respect et mon amitié.

Je remercie chaleureusement les collègues de travail à Ampère avec qui j'ai eu des échanges privilégiés, que ce soit sur le plan scientifique, culturel ou tout simplement humain. Un très grand merci à Romain MARION et Thibaut CHAILLOUX qui ont contribué énormément au succès de mon travail.

Mes remerciements vont également à tous les membres de jury qui ont accepté de juger ce modeste travail.

Je réserve les derniers mots de ce petit paragraphe « remerciements » pour ma famille, la partie la plus chère de tous les êtres. A mes parents, ma femme et mon petit garçon, ceux dont la distance n'a jamais diminué l'amour, la confiance et le soutien envers moi.

Table des matières

Introduction générale	13
Chapitre I – Matériaux magnétiques	15
1. Introduction.....	15
2. Présentation générale du magnétisme.....	15
2.1. Le magnétisme du point de vue microscopique.....	15
2.2. Du microscopique au macroscopique.....	16
2.3. Influence d'un champ magnétique extérieur	20
2.4. Le ferromagnétisme et la température.....	21
3. Mécanisme d'aimantation et cycle d'hystérésis.....	22
3.1. Courbe de première aimantation.....	23
3.2. Cycle d'hystérésis.....	23
4. Classification des matériaux ferromagnétiques.....	24
5. Influence de la température sur les propriétés.....	25
5.1. Généralités.....	25
5.2. Exemples de comportement de matériaux.....	27
6. Méthode de caractérisation des matériaux magnétiques.....	30
7. Conclusion.....	32
Chapitre II – Les modèles d'hystérésis	33
1. Introduction.....	33
2. Comportements statique et dynamique.....	33
2.1. Comportement statique.....	33
2.2. Comportement dynamique.....	34
3. Principaux modèles statiques.....	35
3.1. Le modèle d'Ising.....	35
3.1.1. Équation du modèle.....	36
3.1.2. Introduction de l'agitation thermique.....	36
3.2. Le modèle de Preisach.....	39
3.2.1. Description du modèle.....	39
3.2.2. Définition géométrique.....	40
3.2.3. Principe du modèle.....	41
3.2.4. Détermination de la fonction de Preisach.....	42
3.3. Le modèle de Jiles –Atherton.....	44
3.3.1. Définition.....	44
3.3.2. Analyse de l'influence des paramètres.....	48
3.3.3. Identification des paramètres.....	49
4. Les modèles dynamiques.....	51

4.1. Modèle de Preisach étendu à la dynamique.....	51
4.2. Le modèle dynamique de Jiles – Atherton.....	53
5. Le modèle dynamique “Tube de flux” du laboratoire AMPERE.....	54
6. Conclusion et choix d’un modèle d’hystérésis.....	55
Chapitre III – Caractérisation et modélisation du comportement	
des matériaux magnétique en fonction de la température	58
1. Introduction.....	58
2. Matériaux étudiés.....	58
3. Banc de caractérisation expérimentale.....	60
3.1. Généralités.....	60
3.2. Préparation des échantillons pour la mesure thermique.....	61
4. Comportement des matériaux magnétiques en fonction de la température.....	62
4.1. Variation des cycles d’hystérésis en fonction de la température	
et de la fréquence.....	62
4.2. Analyse des variations des propriétés standards en fonction	
de la température.....	64
5. Modélisation des comportements des matériaux magnétiques.....	65
5.1. Représentation d’un système électrique comportant un circuit magnétique.....	65
5.2. Identification et optimisation des paramètres.....	66
5.2.1. Le modèle de Jiles-Atherton.....	66
5.2.2. Le modèle “tube de flux”.....	71
6. Conclusion.....	76
Chapitre IV – Caractérisation et modélisation d’un capteur de courant	
en fonction de la température	77
1. Introduction.....	77
2. Caractéristiques, banc et modélisation du capteur	79
2.1. Banc de caractérisation du capteur.....	78
2.2. Modélisation du capteur.....	79
2.3. Quantification de la précision du capteur.....	82
3. Résultats.....	83
4. Conclusion.....	88
Chapitre V – Modélisation de l’auto-échauffement d’une inductance	90
1. Introduction.....	90
2. Banc de caractérisation magnéto-thermique du composant.....	90
2.1. Caractéristique du composant magnétique de puissance utilisé.....	90

2.2. Banc de mesure magnéto-thermique.....	91
3. Développement d'un modèle thermique.....	92
3.1. Structure du modèle.....	94
3.2. Détermination des éléments du modèle.....	95
3.2.1. Détermination des résistances thermiques.....	96
3.2.2. Détermination des capacités thermiques.....	98
4. Couplage des modèles électromagnétique et thermique.....	98
4.1. Pourquoi faut-il coupler ces modèles ?.....	98
4.2. Algorithme du couplage magnéto-thermique.....	100
4.3. Implémentation du modèle complet sous MATLAB.....	102
5. Validation expérimentale.....	103
6. Conclusion.....	108
Conclusion Générale	109
Bibliographie	111
Annexe A - Caractéristiques des isolants thermiques et des conducteurs hautes températures.....	119
Annexe B - Modèle dynamique de Jiles-Atherton.....	120
Annexe C - Banc de caractérisation magnétique du laboratoire Ampère.....	122
Annexe D - Caractérisation expérimentale de matériaux magnétiques en fonction de la température.....	123

Introduction générale

Depuis longtemps, les systèmes électromagnétiques sont omniprésents dans les milieux industriel et domestique. Ces systèmes, notamment les moteurs, transformateurs, et inductances sont basés sur un transfert d'énergie magnétique. Le circuit magnétique, présent dans ces systèmes, est au cœur de la conversion énergétique et doit être optimisé pour obtenir une conversion énergétique efficace. Outre les effets de forme du circuit magnétique, la maîtrise de l'efficacité énergétique passe par l'utilisation de matériaux magnétiques performants et par une connaissance approfondie de leur comportement, notamment sous contraintes élevées comme les températures et fréquences élevées que l'on rencontre de plus en plus aujourd'hui dans divers dispositifs. Pour ces matériaux ferromagnétiques, il est donc nécessaire de disposer de modèles de comportement hystérique en régimes statiques et dynamiques quelconques (permanents et transitoires) afin d'optimiser le fonctionnement des systèmes électromagnétiques, et en particulier, pour prédire les formes d'ondes et les pertes. Un grand nombre de matériaux sont disponibles aujourd'hui. Ils présentent des performances, avantages, contraintes d'utilisation, domaines d'application, et comportements en température très divers.

Notre travail s'intègre dans le cadre des recherches menées par l'équipe matériaux du laboratoire AMPERE, notamment sur les modèles comportementaux basés sur les notions de tube de flux et d'équation de diffusion. Partant de caractérisations expérimentales, notre objectif est de disposer d'un modèle adapté à différents types de matériaux ferromagnétiques, permettant de simuler rapidement l'influence de la température sur le fonctionnement permanent et transitoire de dispositifs électromagnétiques simples.

Dans le 1^{er} chapitre, après avoir rappelé très brièvement les principales notions du magnétisme à différentes échelles, les différentes catégories de matériaux, en particulier ferromagnétiques doux, sont présentées. Ce chapitre est ensuite consacré à l'analyse bibliographique de l'influence de la température sur les propriétés de ces matériaux et des méthodes de caractérisation expérimentale spécifiques pour l'étude de ces phénomènes.

Dans le 2^{ème} chapitre, nous présentons certains modèles d'hystérésis, présents dans la littérature, et qui semblent adaptés pour simuler le comportement des matériaux magnétiques dans de larges gammes, d'amplitude, de fréquence et enfin de températures.

Le choix d'un modèle, adapté à notre besoin, est effectué en fonction de la nature des régimes (« quasi-statique » et « dynamique »), de leur complexité de mise en œuvre, ainsi que de leur rapidité de calcul.

Le 3^{ème} chapitre concerne tout d'abord le banc d'essais du laboratoire que nous avons utilisé et fait évoluer pour la caractérisation des matériaux magnétiques doux en fonction de la température. Les résultats expérimentaux obtenus sur différents types (de par leur nature) de matériaux industriels (FeSi, FeNi, MnZn, FINEMET) illustrent l'évolution des paramètres standards d'hystérésis en fonction de la température. La méthode d'identification des paramètres de notre modèle est présentée, ainsi que les variations de ces paramètres en fonction de la température. La robustesse des modèles statique et dynamique est testée sur les divers matériaux avec différents critères de comparaison.

Dans le 4^{ème} chapitre, notre modèle d'hystérésis est utilisé pour simuler le fonctionnement d'un système électromagnétique simple correspondant à un capteur de courant soumis à une température de fonctionnement élevée et dont le noyau magnétique est de type FeNi. Cette simulation s'appuie sur un couplage entre les domaines électriques et magnétiques. Les résultats numériques et expérimentaux sont en accord et permettent d'illustrer l'influence de la température sur la précision et la linéarité d'un tel système.

Les chapitres précédents montrent de fortes variations thermiques des propriétés magnétiques, par exemple pour le MnZn, avec des impacts potentiels importants sur le fonctionnement de systèmes. Dans ce dernier chapitre, le couplage analytique entre les domaines électrique – magnétique – thermique est réalisé pour simuler le comportement d'un système simple en situation d'auto-échauffement. Les résultats expérimentaux permettent de valider ce modèle de simulation rapide pour différentes formes d'ondes d'excitation.

CHAPITRE I

MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES

1. Introduction

Après avoir rappelé les principales notions du magnétisme à différentes échelles, les différentes catégories de matériaux, en particulier ferromagnétiques doux sont présentées. Puis ce chapitre est consacré à l'analyse bibliographique de l'influence de la température sur les propriétés des matériaux ferromagnétiques et des méthodes de caractérisation de ces matériaux sous contraintes élevées.

2. Présentation générale du magnétisme

Le magnétisme est un phénomène physique, par lequel se manifestent des forces attractives ou répulsives d'un objet sur un autre, ou avec des charges électriques en mouvement. De nombreux ouvrages nationaux traitent du sujet comme René Pauthenet [PAU], P.Brissonneau [BRI], E.du Trémolet de Lacheisserie and co. [TRÉ],... mais également et surtout internationaux comme Giorgio Bertotti [BER_1], Chih-Wen Chen [CHE],...

2.1. Le magnétisme du point de vue microscopique

Au niveau atomique, les propriétés magnétiques d'un matériau sont attribuables à la contribution du moment magnétique de spin qui existe intrinsèquement dans chaque électron et à la contribution du moment orbital due à la rotation des électrons autour du noyau (figure 1.1), et dont la superposition conduit au moment magnétique \mathbf{m} de l'atome [TRÉ].

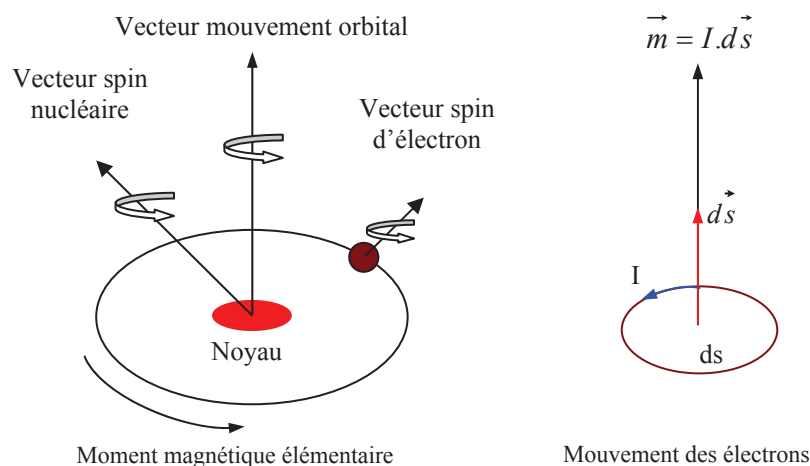


Figure 1.1. Structure atomique

Dans les états peu condensés de la matière (gaz, liquide), il n'y a pas d'interaction entre les moments magnétiques d'atomes proches voisins. En revanche, la situation peut être très différente dans les solides où les atomes porteurs de moments sont proches et ordonnés sur un réseau cristallin.

Le cas le plus simple et le plus intéressant pour les applications en génie électrique est le ferromagnétisme que l'on observe dans le fer, le cobalt, le nickel et la plupart de leurs alliages. L'alignement des moments magnétiques atomiques conduit à une sorte de magnétisme géant : l'induction à saturation est très grande.

2.2. Du microscopique au macroscopique

Le moment résultant pour un élément de volume ΔV comportant N atomes de moments magnétiques m_i , peut s'exprimer sous la forme :

$$\vec{m} = \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \quad (1.1)$$

L'aimantation M d'un matériau est caractérisée par la densité volumique des moments magnétiques :

$$M = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N m_i \right) \quad (1.2)$$

La notion de polarisation magnétique est également utilisée :

$$J = \mu_0 \cdot M \quad (1.3)$$

La réaction d'un matériau à l'application d'un champ magnétique extérieur H est caractérisée par l'induction magnétique B , suivant la relation bien connue :

$$B = \mu_0(H + M) \quad (1.4)$$

Ainsi que la susceptibilité magnétique χ du matériau traduisant la relation entre M et H :

$$M = \chi H \quad (1.5)$$

Ce paramètre χ est très différent suivant la nature du matériau (dia-, para- ferri-,..., ferro-magnétique) et peut varier ou non en fonction du champ appliqué. Il peut présenter un comportement spécifique à température élevée (dans la région dite de Curie θ_C). Le tableau 1.1 donne des exemples de valeurs de χ pour divers matériaux.

Matériau	Susceptibilité χ
Silicium (Si)	$-1,2 \cdot 10^{-6}$
Cuivre (Cu)	$-1,08 \cdot 10^{-6}$
Aluminium (Al)	$7,7 \cdot 10^{-6}$
Tungstène (W)	$3,5 \cdot 10^{-6}$
Titanium (Ti)	$1,8110^{-4}$
FeSi (non orienté)	8 000
FeSi (orienté)	50 000
FeNi 80/20	10^5
Amorphe 2605 SA1	$6 \cdot 10^5$
Supermalloy (79 Ni-16 Fe -5 Mo)	10^6

Tableau 1.1. Susceptibilité des matériaux magnétiques

La relation suivante déduite de (1.4) et (1.5) permet d'introduire la notion de perméabilité magnétique relative μ_r d'un matériau :

$$B = \mu_0(1 + \chi)H = \mu_0\mu_r H \quad (1.6)$$

avec :

$$\mu_r = 1 + \chi$$

Les matériaux les plus importants d'un point de vue magnétique en génie électrique sont les matériaux **ferromagnétiques** principalement composés de fer, de nickel ou de cobalt, et dont la résultante globale des moments magnétiques microscopiques est différente de zéro. La direction et le sens de ces moments magnétiques microscopiques sont identiques. Les matériaux **ferrimagnétiques** (ou anti-ferromagnétiques imparfaits) présentent eux aussi un moment magnétique résultant différent de zéro, mais ils se distinguent des ferromagnétiques car le sens des moments magnétiques n'est pas le même pour tous les atomes [TRÉ], [GIV].

Le phénomène d'orientation des moments magnétiques à l'intérieur des matériaux ferromagnétiques se produit de manière localisée. L'expérience montre que tous les matériaux magnétiques de volume suffisant se divisent spontanément en régions plus petites qu'on appelle « domaines magnétiques » ou « domaines de Weiss » pouvant mesurer jusqu'à 1 mm (figure 1.2 a) [BRI]. A l'intérieur d'un domaine, tous les moments magnétiques atomiques sont maintenus parallèles par les forces d'échange, de telle sorte que chaque domaine se présente comme un petit volume aimanté à saturation (J_s) avec une orientation différente de celles de ces voisins. Les interfaces entre les domaines sont appelées « parois de Bloch » à travers lesquelles l'orientation des moments magnétiques passe progressivement d'un domaine à l'autre (figure 1.2 b).

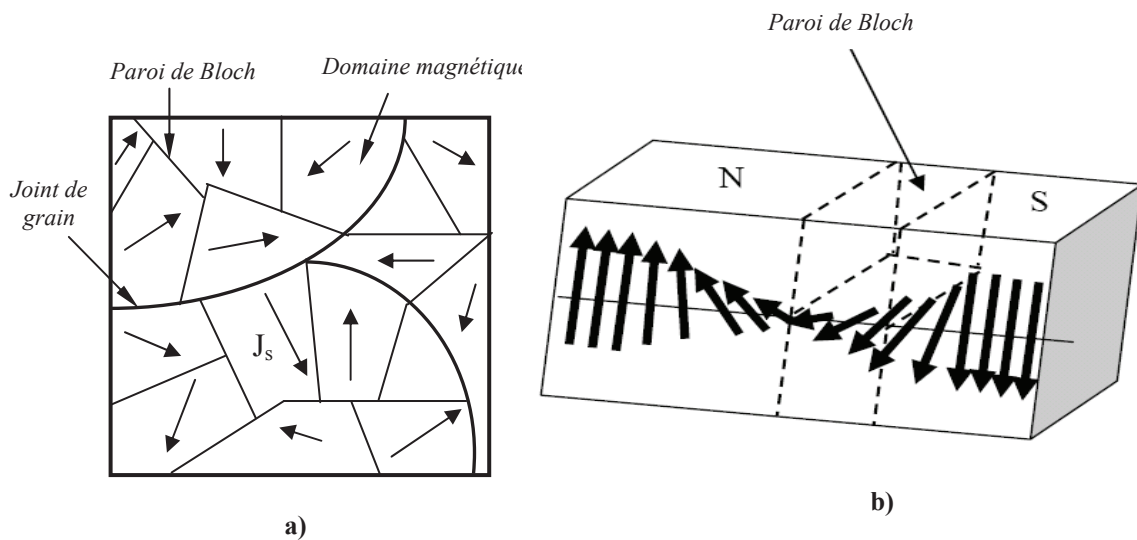


Figure 1.2. a) Domaines de Weiss; b) Rotation des moments magnétiques dans une paroi de Bloch à 180°

L'existence des domaines s'explique par l'établissement d'un état dans lequel la somme des énergies créées par ce phénomène est minimale [COU_2]. L'organisation d'un matériau ferromagnétique monocristallin se constitue en domaines qui correspondent à la minimisation des énergies suivantes :

- L'énergie d'échange : énergie du type microscopique qui résulte de la mise en commun partielle des trajectoires d'un électron périphérique entre deux atomes voisins (figure 1.3). Cette énergie a tendance à aligner les moments magnétiques microscopiques de chaque atome (figure 1.4).

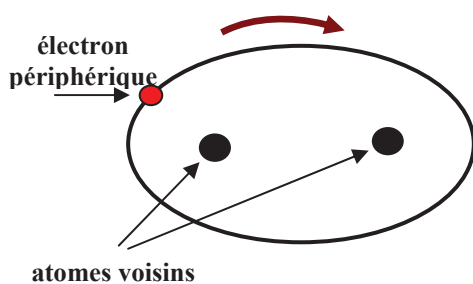


Figure 1.3. Mouvement de l'électron commun

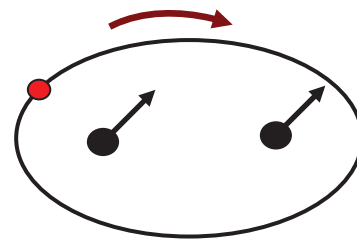


Figure 1.4. Alignement des moments magnétiques

- L'énergie d'anisotropie magnéto cristalline : à l'état solide, le fer, le cobalt et le nickel cristallisent respectivement dans les systèmes cubique centré, cubique faces centrées et hexagonal (figure 1.5). La distance entre deux atomes voisins dépend de leur position relative dans le réseau cristallin.

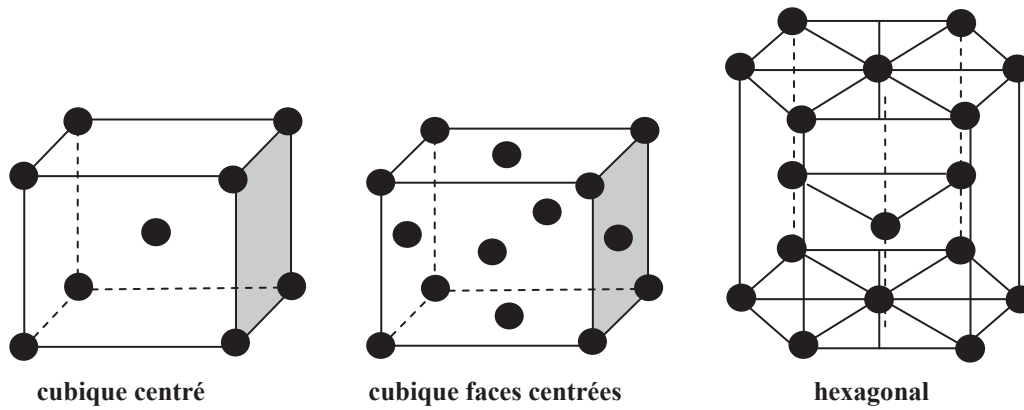


Figure 1.5. Structures cristallographiques

En raison de l'énergie d'échange qui règne entre les différents atomes, les moments magnétiques microscopiques ont tendance à s'aligner. Quelle que soit la structure cristallographique, celle-ci rend généralement anisotrope nombre de propriétés physiques, et particulièrement, les propriétés magnétiques. Ainsi, il faut plus ou moins d'énergie pour aimanter un matériau dans certaines directions (figure 1.6). Cela revient à définir des directions de « facile aimantation » et de « difficile aimantation ».

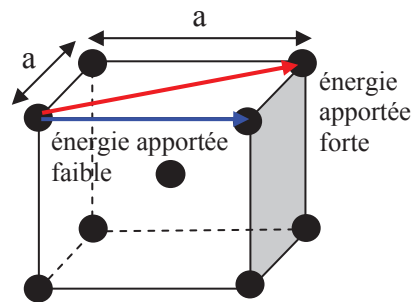


Figure 1.6. Energie à fournir pour aimanter un matériau

- L'énergie magnéto-élastique (ou l'énergie magnétostrictive) qui correspond à l'énergie mécanique qu'il a fallu fournir au matériau pour modifier les mises en commun d'électrons. La distance entre chaque atome dans l'état solide est régulière, la mise en commun d'électrons se fera toujours de façon préférentielle entre les atomes les plus proches physiquement. Seule une contrainte mécanique peut modifier la distance séparant deux atomes, et par là même la mise en commun d'électrons (figure 1.7).

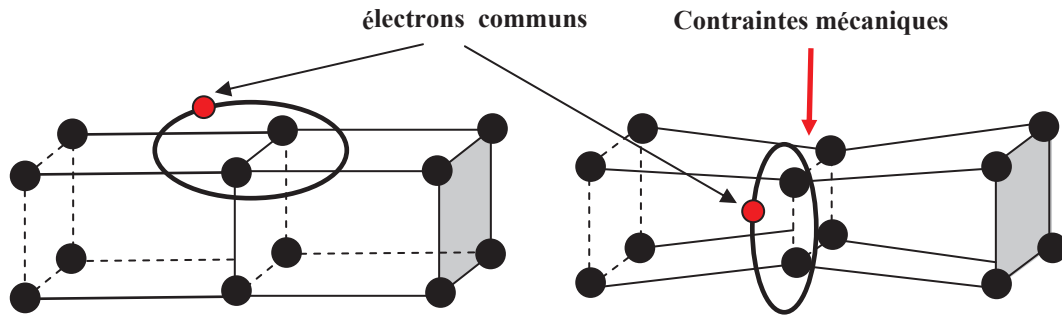


Figure 1.7. Influence d'une contrainte mécanique

- L'énergie magnétostatique correspondant à l'action sur chaque atome des champs magnétiques créés par tous les atomes voisins (figure 1.8).

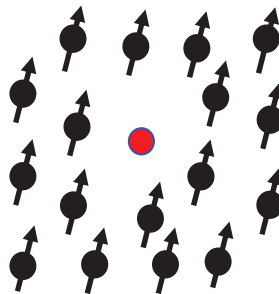


Figure 1.8. Illustration de l'énergie magnétostatique

2.3. Influence d'un champ magnétique extérieur

L'application d'un champ magnétique extérieur H se traduit par l'introduction d'un nouveau terme d'énergie qui modifie l'état primitif d'équilibre énergétique du matériau pour créer une nouvelle configuration [AZZ], [BEN].

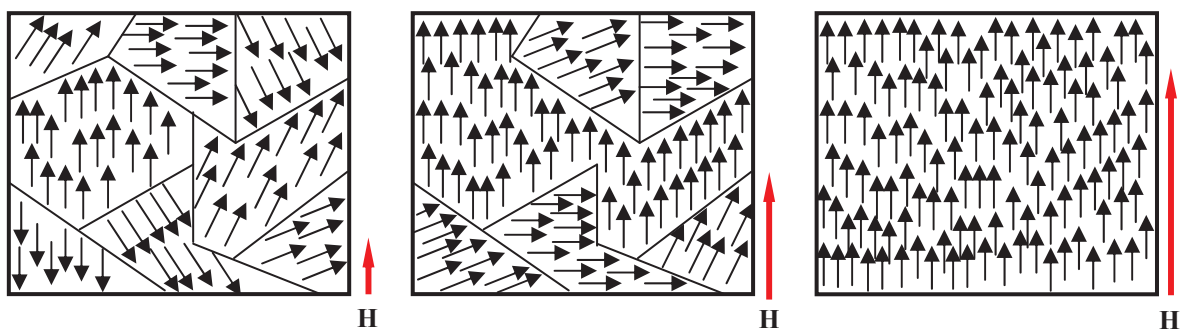


Figure 1.9. Evolution des domaines de Weiss sous l'action d'un champ magnétique extérieur croissant dans un matériau ferromagnétique

Il se produit d'abord une augmentation de certains domaines au détriment de leurs voisins par déplacements des parois (figure 1.9). Pour des champs faibles, ce déplacement reste

encore réversible. Quand les champs sont plus forts, les déplacements deviennent irréversibles : les domaines deviennent moins nombreux, leur direction de l'aimantation spontanée s'oriente progressivement suivant la direction du champ H. Pour des champs importants, les dernières parois disparaissent et on obtient la saturation macroscopique du matériau (figure 1.10).

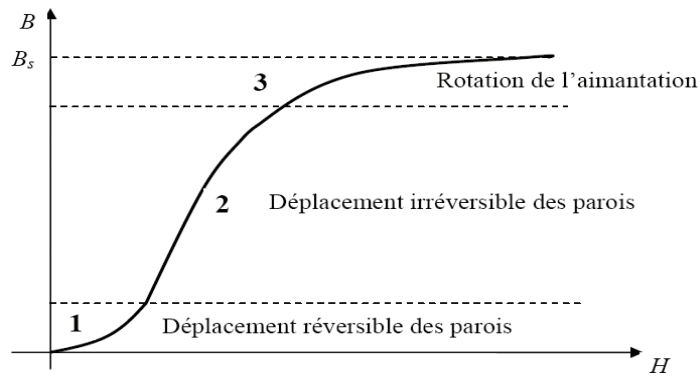


Figure 1.10. Effet de l'application d'un champ extérieur sur la courbe de 1^{ère} aimantation [AZZ]

Le mouvement des parois est fonction de nombreux paramètres. On distingue entre autres: la conductivité du matériau, l'intensité et la vitesse de l'excitation et le nombre d'obstacles.

2.4. Le ferromagnétisme et la température

Les propriétés thermiques des matériaux magnétiques ont été étudiées par Pierre Curie (1859-1906). Ses expériences ont montré que dans les matériaux magnétiques, l'aimantation diminue avec l'augmentation de la température. Au dessus d'une température critique θ_C (température de Curie), les matériaux magnétiques perdent leurs propriétés ferromagnétiques et se comportent comme des substances paramagnétiques. La susceptibilité magnétique des particules magnétiques indépendantes était formulée par l'équation :

$$\chi = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{M}{H} = \frac{C}{\theta} \quad (1.7)$$

Avec C, la constante de Curie qui dépend du type de matériau, θ en kelvin.

L'étape suivante dans les recherches des matériaux magnétiques était faite par Paul Langevin (1872-1946) qui a expliqué le paramagnétisme et introduit sa fameuse théorie

décrivant par une fonction mathématique la relation entre l'aimantation M , le champ magnétique appliqué H et la température θ :

$$M = \mathfrak{L}\left(a \frac{H}{k.\theta}\right) \quad (1.8)$$

avec :

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

La fonction de Langevin $\mathfrak{L}(x)$ définie par :

$$\mathfrak{L}(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (1.9)$$

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

$$M = \mathfrak{L}\left(a \frac{H + \alpha M}{k.\theta}\right) \quad (1.10)$$

où αM est le champ d'interaction, α le paramètre de bouclage (facteur de correction de Weiss).

A haute température au dessus du point de Curie [TRÉ], la relation précédente nous ramène à la loi de Curie-Weiss :

$$\chi = \frac{C}{\theta - \theta_c} \quad (1.11)$$

3. Mécanisme d'aimantation et cycle d'hystérésis

Pour illustrer les phénomènes, nous considérons un monocristal ferromagnétique dont l'orientation moyenne des domaines est globalement nulle en l'absence de champ magnétique extérieur H (figure 1.11).

3.1. Courbe de première aimantation

Sous l'action du champ H croissant, les domaines et parois évoluent progressivement jusqu'à obtenir un seul domaine correspondant à une valeur critique H_s et une induction de saturation B_s (courbe OA ou courbe de 1^{ère} aimantation).

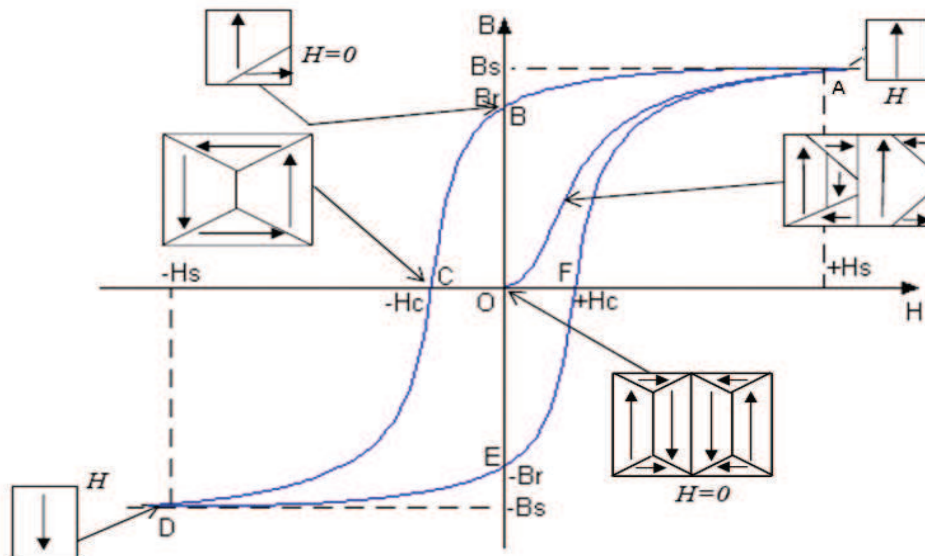


Figure 1.11. Courbe de première aimantation (OA) et le cycle d'hystérésis (ABCDEF) d'un matériau ferromagnétique [AZZ]

3.2. Cycle d'hystérésis

Lorsque le champ H diminue, les domaines magnétiques commencent par s'orienter pour, dans chacun des grains, prendre l'orientation facile la plus proche de celle du champ appliqué (courbe AB). H diminuant encore, l'énergie magnétoélastique du cristal ou des cristaux monodomaines devient trop élevée et des domaines d'aimantations opposées germent puis se développent. Lorsque le champ devient nul, une aimantation rémanente subsiste qui se traduit par une induction rémanente B_r (point B). Pour obtenir l'induction nulle, il faut appliquer un champ magnétique négatif (courbe BC). Le champ H_c correspondant est le champ coercitif (point C). Lorsque le champ augmente négativement, l'induction atteint une valeur minimale $-B_s$ (courbe CD). Quand le sens et la valeur du champ rechantent, on décrit la courbe DEFA. L'aire du cycle d'hystérésis représente l'énergie dépensée, par unité de volume du matériau, par la réorientation des moments magnétiques des domaines et par le déplacement des parois.

4. Classification des matériaux ferromagnétiques

Ces matériaux présentent des susceptibilités très élevées pouvant atteindre 10^6 (tableau 1.1). Ils présentent la particularité d'avoir des moments magnétiques identiques et orientés dans la même direction. On distingue deux grandes familles de matériaux magnétiques utilisées en génie électrique: les matériaux durs et les matériaux doux (figure 1.12).

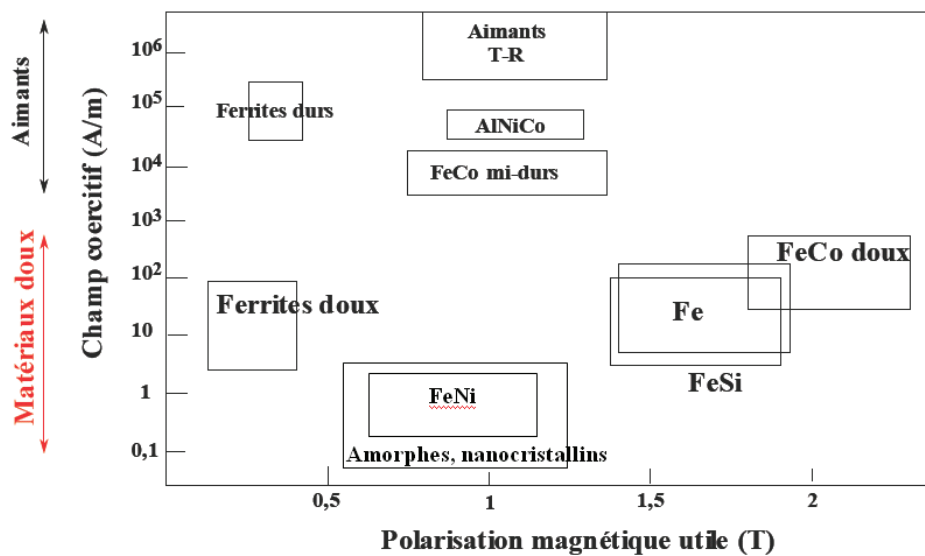


Figure 1.12. Les grandes classes de matériaux magnétiques industriels [KED]

Dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons au comportement des matériaux ferromagnétiques doux. Ces matériaux doux possèdent un champ coercitif faible (en général inférieur à 1000 A/m). Lorsque le champ extérieur varie, très peu d'obstacles s'opposent au déplacement des parois de Bloch et à la réorientation des domaines magnétiques. En d'autres termes, ces matériaux présentent peu de défauts dans leur structure cristalline, ainsi qu'une anisotropie réduite. Ils sont caractérisés par une très haute perméabilité, une induction à saturation B_s élevée et des faibles pertes par hystérésis. Les matériaux magnétiques doux peuvent être aimantés facilement à l'aide de champs magnétiques faibles. Ils sont utilisés dans les noyaux (ou circuits magnétiques) des transformateurs, des moteurs et des générateurs, dans les inductances de précision des circuits électroniques, les écrans magnétiques,... Le tableau 1.2 présente les matériaux magnétiques doux les plus usuels et leurs propriétés [COU_2], [GIV].

Matériau	Composition (%)	Perméabilité maximale (μ_r)	Induction rémanente B_r (T)	Champ coercitif H_c (A/m)
Fer pur		5 000	2.0	80
Fe-Si	4 Si (non orienté)	8 000	1.4	56
	4 Si (orienté)	50 000	1.2	7.2
Fermalloy	Fe-45 Ni	30 000	0.8	16
Thermal	Fe-16 Al-3.5 Mo	60 000	0.2	1.5
16 Alfenol	Fe-16 Al	80 000	0.4	3.5
Fe-Ni	Fe-50 Ni (non orienté)	70 000	0.8	4
	Fe-50 Ni (orienté)	10^5	1.45	0.8 ÷ 1.6
Mumétal	Ni-18 Fe-5 Cu-2 Cr	10^5	0.3	0.4
Permalloy	Ni-22 Fe	10^5	0.87	0.6
Supermalloy	Ni-15 Fe-5 Mo-0.5 Mn	10^6	0.7	0.4
Ferrox cube A	48 MnFe ₂ O ₄ -52 ZnFe ₂ O ₄	4 000	0.4	8
Ferrox cube B	36 NiFe ₂ O ₄ -64 ZnFe ₂ O ₄	2 000	0.3	8

Tableau 1.2. Propriétés de matériaux magnétiques doux plus usuels

5. Influence de la température sur les propriétés

5.1. Généralités

La température peut modifier les propriétés magnétiques des matériaux essentiellement par 2 processus [COU_2]:

- soit par une évolution irréversible de leur composition locale (vieillessement) qui ne fait pas l'objet de ce travail de thèse. Dans ce cas, la durée de maintien en température du matériau est également importante puisqu'il s'agit d'une réaction chimique lente,
- soit par la variation réversible de leurs paramètres électromagnétiques (J_s , ρ , K_1 , λ) avec la température.

L'effet de la température sur le ferromagnétisme est très important. Lorsque la température augmente, l'énergie thermique tend de plus en plus à rompre l'alignement spontané des atomes. A la température de Curie θ_C , les forces d'échanges sont complètement surmontées et le ferromagnétisme disparaît [KED]. Aux températures supérieures au point de Curie, le matériau se comporte comme un matériau paramagnétique. Cette chute de perméabilité joue bien évidemment sur la valeur de l'aimantation à saturation M_s , qui décroît quand la

température augmente jusqu'à une valeur minimale (égale à $\mu_0 H$) au point de Curie [BRI]. Cet effet n'est cependant pas aussi brutal qu'il y paraît. L'aimantation à saturation est une caractéristique magnétique statique. C'est un paramètre qui dépend notamment de la composition du matériau magnétique et de sa structure.

La courbe $B_s = f(\theta)$ d'un matériau ferromagnétique est de type non – linéaire et dépend de la composition du matériau. La figure 1.13 illustre les variations pour des matériaux purs jusqu'à la température de Curie (θ_C): Fer ($B_s = 2.19$ T), Cobalt ($B_s = 1.82$ T), Nickel ($B_s = 0.65$ T). Au voisinage du point de Curie, la perméabilité varie dans de grandes proportions pour une petite variation de la température. Les allures de $B_s = f(\theta)$ et les valeurs de θ_C (en °C) pour chacun des éléments purs sont également indiquées sur la figure 1.13, à savoir $\theta_{CFe} = 770^\circ\text{C}$, $\theta_{CCo} = 1131^\circ\text{C}$, $\theta_{CNi} = 358^\circ\text{C}$.

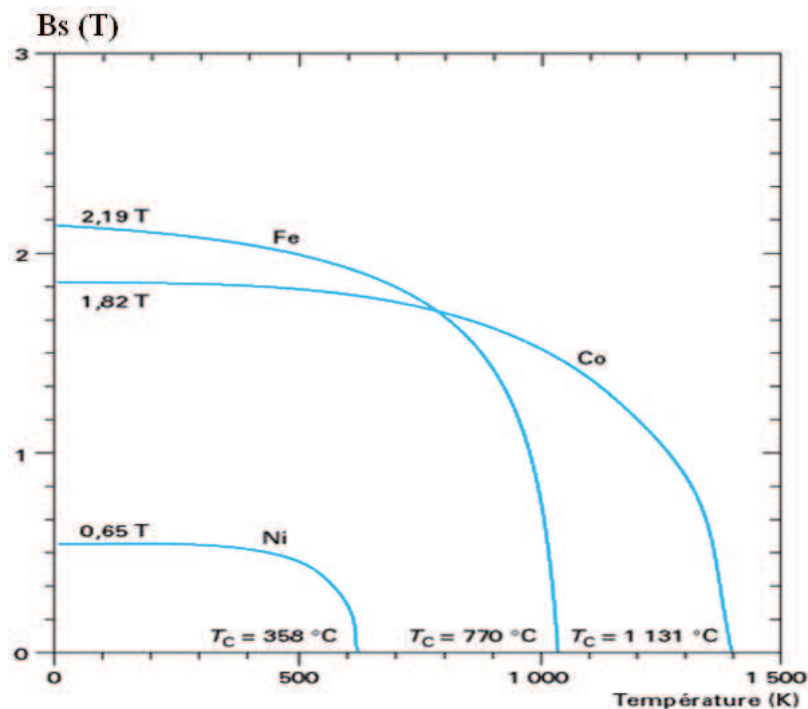


Figure 1.13. Evolution de l'aimantation à saturation en fonction de la température pour Fe, Co et Ni purs [COU_2]

L'évolution de saturation M_s en fonction de la température peut être approximée [WAN], [BLE], [AMO], [AMO et FÉL_1], [ZEG_3] par une relation simple :

$$M_s(\theta) = M_s^{0a} \cdot \alpha(\theta) \quad (1.12)$$

avec :

$$\alpha(\theta) = 1 - \exp\left(-\frac{\theta - \theta_c}{\tau}\right) \quad (1.13)$$

où :

- θ_C : température de Curie,
- θ_a : température ambiante,
- τ : constante définie à partir de la courbe expérimentale $M_s(\theta)$.

5.2. Exemples de comportement de matériaux

La recherche bibliographique a révélé que les informations disponibles sur l'influence de la température dans une **large** plage restent limitées. Sur les figures 1.14 à 1.19, quelques résultats expérimentaux de chercheurs ou fabricants de matériaux sont présentés et illustrent **partiellement** l'évolution non linéaire des paramètres magnétiques en fonction de la température pour divers matériaux : cycle d'hystérésis, induction rémanente, induction à saturation, champ coercitif, perméabilité initiale.

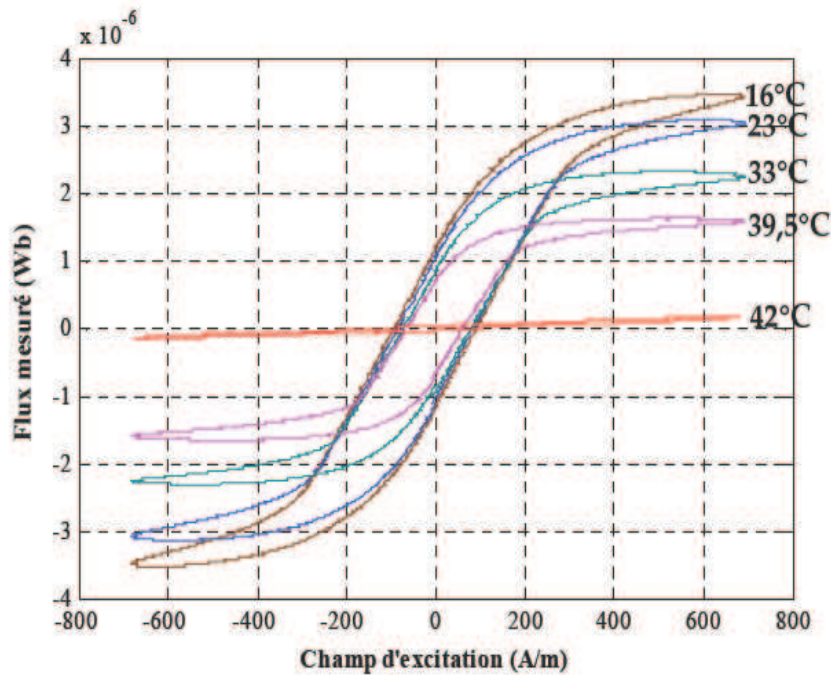
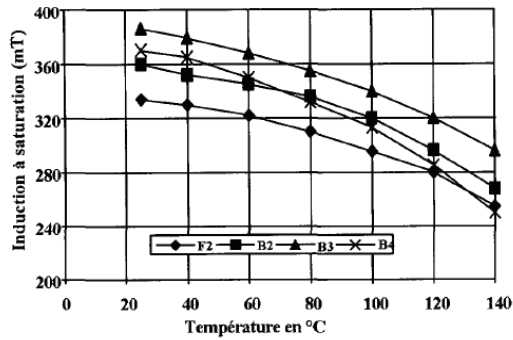


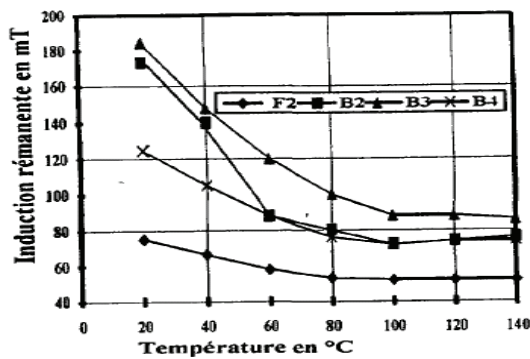
Figure 1.14. Evolution du cycle mesuré d'un matériau Fe-Ni particulier à très bas point de curie (TC 759 - IMPHY ALLOYS) en fonction de la température, à champ maximum constant [MAV]

Ces quelques résultats illustrent des évolutions différentes ou non suivant les matériaux testés : variation monotone ou non, augmentation ou diminution de la perméabilité et du champ coercitif, diminution modérée de l'aimantation à saturation, variation des pertes quand la température s'élève. Quelquefois, les phénomènes s'emballent et se compliquent à l'approche de la température de Curie [COU_2].

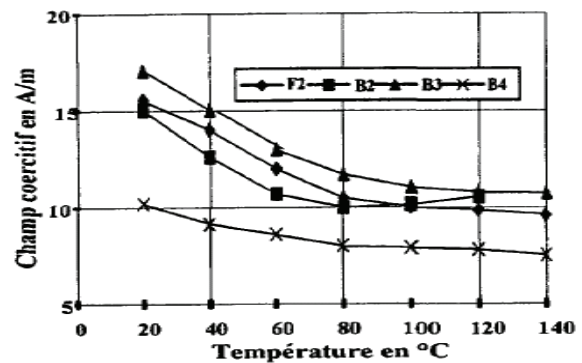


- Matériau à faibles pertes (B2)
- Matériau à basse fréquence-forte induction (B3)
- Matériau usage général (B4)
- Matériau à haute fréquence (jusqu'à 500kHz) (F2)

a)



b)



c)

Figure 1.15. Variation de l'induction de saturation a) ; de l'induction rémanente b) et du champ coercitif c) en fonction de la température des matériaux ferrites doux ($H_{max}=108A.m^{-1}$; $f= 10 Hz$) [ZEG_3]

Dans [ZEG_1], [ZEG_3], L. Zegadi a mesuré l'évolution des propriétés magnétiques de quatre types de matériaux ferrites doux en fonction de la température (figure 1.15). On voit que l'induction à saturation, l'induction rémanente et le champ coercitif diminuent quand la température augmente.

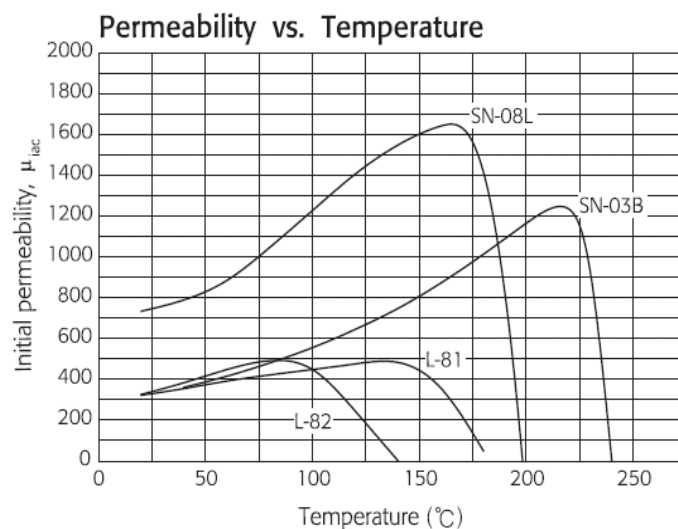


Figure 1.16. Evolution de la perméabilité initiale des matériaux type de NiZn en fonction de la température [SAM]

Dans le document technique de Samwha electronics [SAM], la perméabilité des matériaux ferrites doux a tendance à augmenter quand la température augmente (figure 1.16).

Mais l'évolution du champ coercitif et de la perméabilité en fonction de la température est inversée complètement avec les matériaux de types nanocristallins [KOL_1], [KOL_2], [LOB], le champ coercitif a tendance à augmenter (figure 1.17) et la perméabilité a tendance à diminuer (figure 1.18) avec l'augmentation de la température.

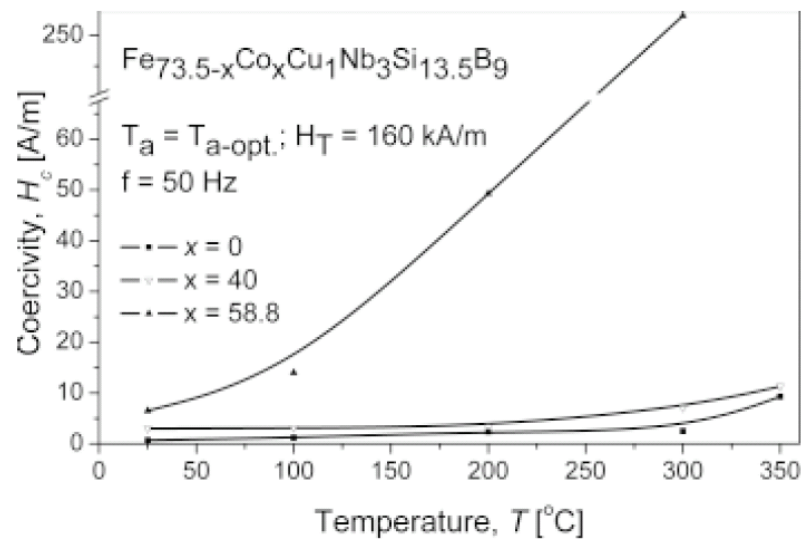


Figure 1.17. Evolution du champ coercitif du matériau type nanocristallin en fonction de la température [KOL_2]

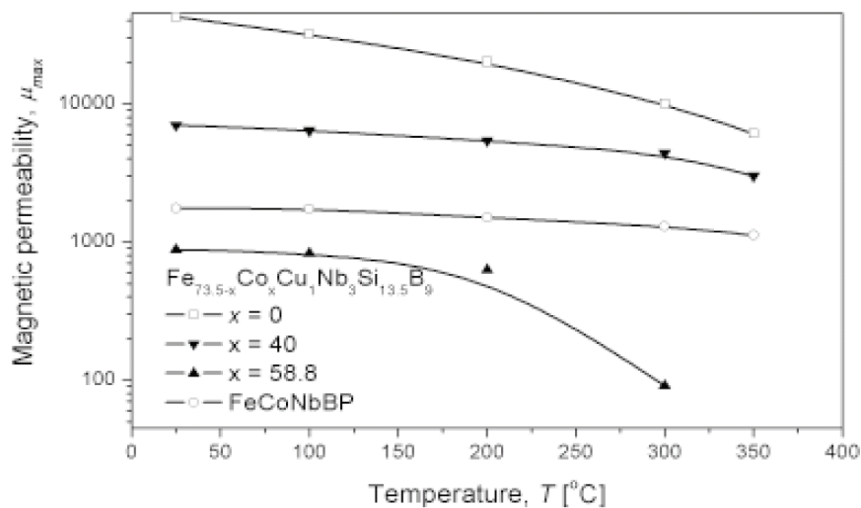


Figure 1.18. Evolution de la perméabilité maximale d'un matériau nanocristallin en fonction de la température [KOL_1]

6. Méthode de caractérisation des matériaux magnétiques

Notre objectif est d'étudier finement la variation des propriétés magnétiques de divers matériaux, et de dimensions différentes, en fonction de la température, et jusqu'à la température de Curie. Nous avons donc souhaité utiliser un protocole ou dispositif normalisé. Divers structures sont à priori possibles : cadre Epstein, cadre une bande ou tore.

Le principe du cadre Epstein est basé sur celui du transformateur à vide dont le circuit magnétique formé par des échantillons est interchangeable facilement (figure 1.19). Ce circuit magnétique carré est composé de tôles (ou bandes) magnétiques à tester. Les tôles se recouvrent aux extrémités pour assurer la bonne circulation du flux magnétique dans le circuit. Dans ce dispositif industriel de la figure 1.19, les enroulements sont enrobés de matière plastique. Il est classiquement utilisé pour caractériser les tôles par exemple en FeSi à température ambiante.

La manipulation peut également être utilisée pour caractériser un matériau magnétique à l'aide du cadre une bande (ou cadre bande unique). L'échantillon de mesure est constitué par une seule tôle, de forme carrée ou rectangulaire. La fermeture du circuit magnétique aux deux extrémités de la bande est assurée par une ou deux culasses mobiles, construites en matériaux de grande perméabilité. La figure 1.20 représente le cadre une bande à une culasse.



Figure 1.19. Cadre Epstein



Figure 1.20. Cadre bande unique à une culasse

Compte tenu des structures du cadre Epstein ou du cadre à bande unique, il est clair que des expérimentations en fonction de la température ne sont pas concevables, à plus forte raison si on cherche à atteindre des températures élevées (plusieurs centaines de degrés).

Les expérimentations sont donc réalisées dans cette étude sur un circuit magnétique de forme torique (figure 1.21) avec bobinages. En outre, cette forme torique minimise les fuites magnétiques.



Figure 1.21. Présentation d'un circuit magnétique torique
a) tore seul et b) tore avec bobinages

De plus, l'isolation électrique entre noyau magnétique et bobinages d'excitation et de mesure doit être compatible avec les hautes températures et également facile à mettre en œuvre si on réalise des tests sur des tores de différentes dimensions. Certains auteurs [TAK] ont réalisé cette isolation avec des céramiques compatibles avec des températures de 800°C (figure 1.22). Mais ce boîtier en céramique est adapté à une dimension spécifique de tore. Dans notre étude, nous utiliserons plutôt un isolant de type polyimide, verre siliconé, compatible avec des températures de 240°C à 650°C et aux différentes dimensions de tore (Cf. Chapitre III et Annexe A).

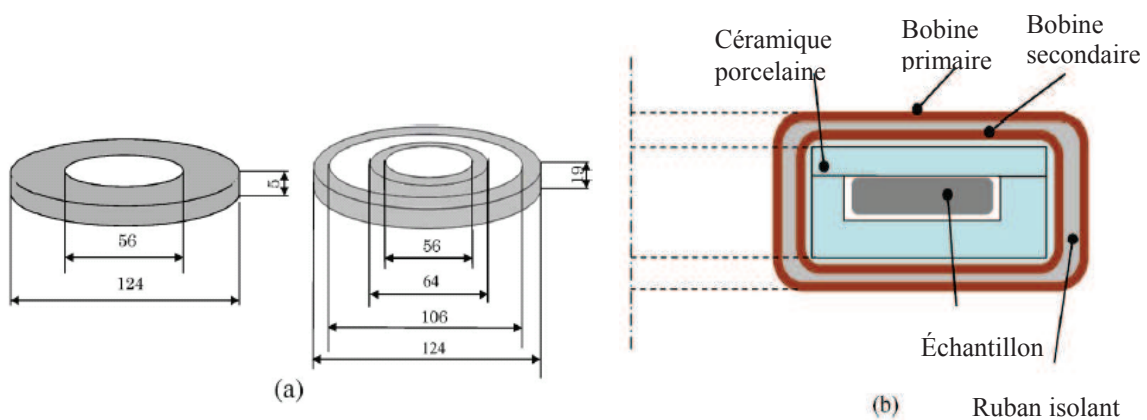


Figure 1.22. (a). Dimension de la boîte en céramique ; (b). Section de l'échantillon [TAK]

Le résultat (figure 1.23) qu'il a obtenu avec ce dispositif sur un matériau classique de type FeSi non orienté, est toutefois intéressant. Il vient en complément des figures 1.14-1.18, et illustre encore des variations typiques des paramètres magnétiques dans des conditions d'excitation différentes, et pour des températures très élevées.

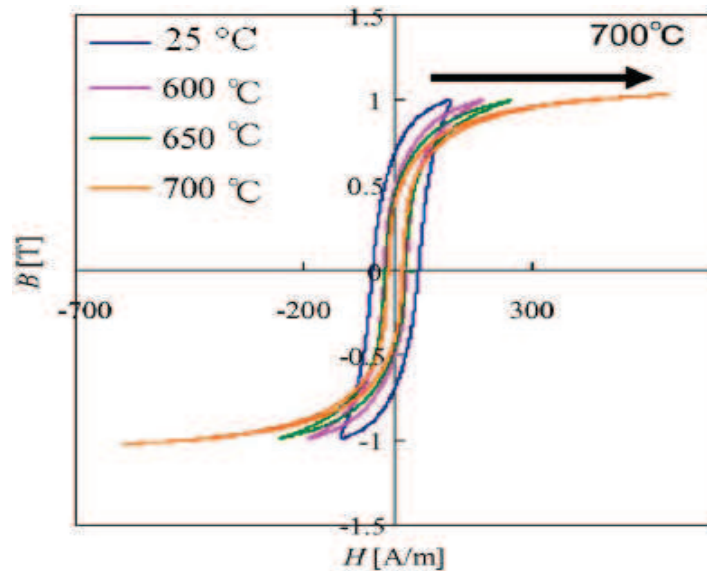


Figure 1.23. Evolution du cycle d'un FeSi Non Orienté 35A360 ($B_m=1T$ et $f=50Hz$) en fonction de la température, à induction maximum constante [TAK]

7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé très sommairement quelques notions de bases de magnétisme, les principales catégories de matériaux, et en particulier les différents matériaux ferromagnétiques très utilisés dans le domaine du génie électrique. L'étude bibliographique sur leur comportement en fonction de la température a montré que le nombre de publications concernant des larges plages de température était plutôt restreint. Les variations des paramètres magnétiques peuvent être différentes suivant les types de matériaux, leur composition chimique et les conditions d'excitation. Concernant la caractérisation expérimentale des matériaux sous contraintes élevées, le choix possible se résume rapidement à des structures de type tore bobiné.

Le prochain chapitre sera consacré aux principaux modèles d'hystérésis et à leur aptitude à prendre en compte des variations de température.

CHAPITRE II

LES MODÈLES D'HYSTÉRÉSIS

1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de faire une synthèse des principaux modèles d'hystérésis et de leurs possibilités de prendre en compte les effets de la température et de la fréquence. Pour cela, les deux types de régimes d'hystérésis seront considérés : «quasi-statique» et «dynamique».

Pour le régime quasi-statique, nous présentons :

- le modèle microscopique d'Ising [BEN], [VEL], [WOU],
- les modèles macroscopiques de Preisach [AZZ], [BEN], [AMO], [AMO et FÉL_2] et de Jiles-Atherton [KIS], [AMO], [WIL_1,2],

et pour le régime dynamique :

- le modèle Preisach dynamique [AMO],
- le modèle dynamique de Jiles –Atherton [AMO], [BEN],
- le modèle “tube de flux” du laboratoire Ampère [DO], [DUC], [FRA], [SIX_1,2].

Parmi ces modèles, nous présentons plus précisément les modèles de Jiles-Atherton et « tube de flux » qui seront utilisés dans notre étude.

2. Comportements statique et dynamique

2.1. Comportement statique

On constate qu'en excitation alternative à fréquence faible (en général inférieure à 1Hz), pour la même amplitude du champ magnétique H , la forme du cycle d'hystérésis n'évolue plus. On dit que le matériau est dans un état quasi-statique et le cycle d'hystérésis correspondant est appelé « cycle quasi-statique ou statique ».

L'aire noire (figure 2.1) représente l'énergie dissipée par unité de volume pendant une période d'excitation. A l'origine de cette énergie dissipée, on trouve des courants induits microscopiques à travers la matière. Ces courants ont pour origine une variation de flux magnétique créée par le déplacement des parois de Bloch. Les courants microscopiques sont peu dépendants de la fréquence d'excitation de la tôle parce que la vitesse propre des parois est principalement imposée par la structure [CHEN], [KED].

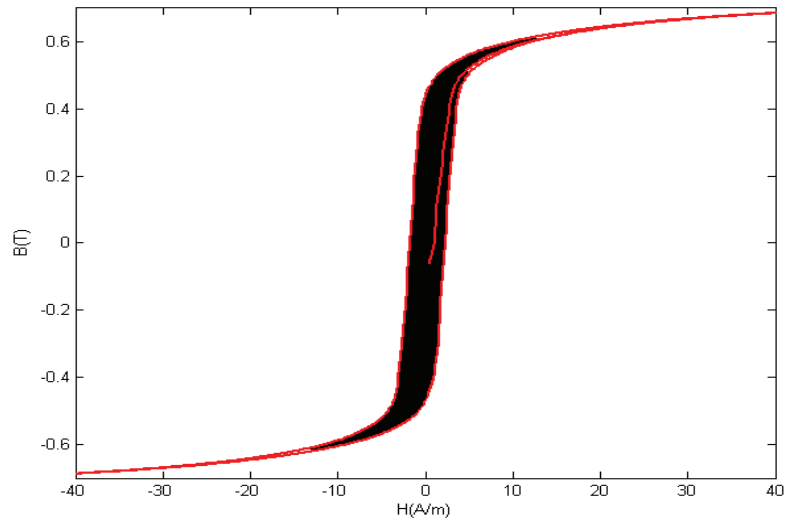


Figure 2.1. Cycle d'hystérésis quasi-statique (0.5Hz) du FeNi80/20

2.2. Comportement dynamique

Quand on augmente la fréquence avec la même amplitude de champ, le cycle est plus large qu'en régime quasi-statique [MIR] (figure 2.2). Donc l'énergie dissipée augmente.

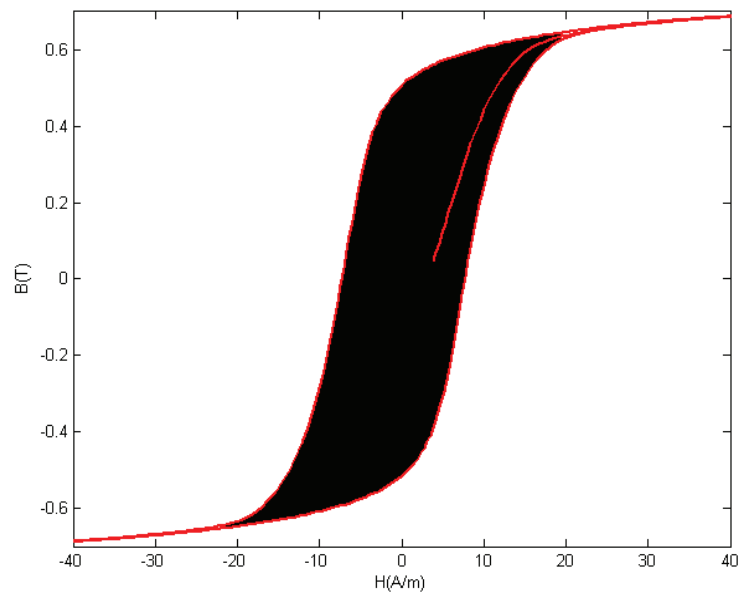


Figure 2.2. Cycle d'hystérésis dynamique (50Hz) du FeNi 80/20

Cette augmentation de l'énergie dissipée provient de deux origines:

- *Les courants induits macroscopiques:*

Ils ont pour origine la variation temporelle de flux magnétique (figure 2.3). Cette contribution est fonction des dimensions du circuit magnétique, de la conductivité et de

l'épaisseur du matériau [DO]. De plus, quand la fréquence augmente, ces courants induits vont avoir pour effet d'empêcher la pénétration du champ au centre du matériau (effet de peau).

- *Les courants induits microscopiques:*

Les parois, en se déplaçant, donnent naissance à une variation localisée de l'aimantation (figure 2.4). Cette variation donne naissance à des courants induits microscopiques supplémentaires autour de la paroi pour s'opposer à cette variation. Ces courants vont "freiner" le déplacement des parois.

Traditionnellement, en électrotechnique, les pertes d'énergie dues à ce phénomène sont appelés "pertes supplémentaires" [BER_2].

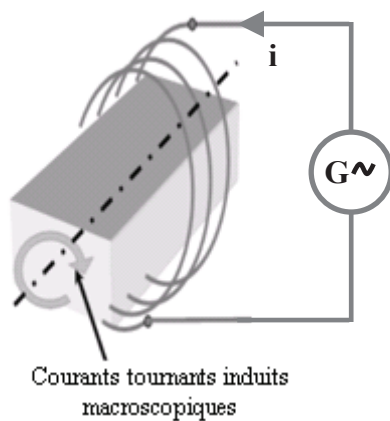


Figure 2.3. Illustration des courants induits macroscopiques [SIX_1]

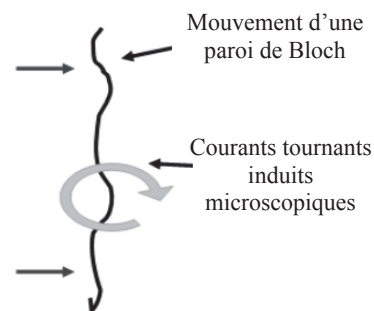


Figure 2.4. Illustration des courants induits microscopiques [SIX_1]

3. Principaux modèles statiques

3.1. Le modèle d'Ising

L'aimantation macroscopique \mathbf{M} d'un matériau correspond à la somme des moments magnétiques \mathbf{S}_i dont les comportements sont régis par les lois de la physique statistique.

Le modèle d'Ising proposé en 1927 s'appuie sur un réseau cristallin 2D régulier (figure 2.5) constitué de N moments magnétiques identiques \mathbf{S}_i pouvant prendre que deux orientations possibles ($\mathbf{S}_i = \pm 1$). Ce modèle est souvent utilisé pour représenter le comportement des films magnétiques minces destinés à l'enregistrement magnétique [BEN], [VEL].

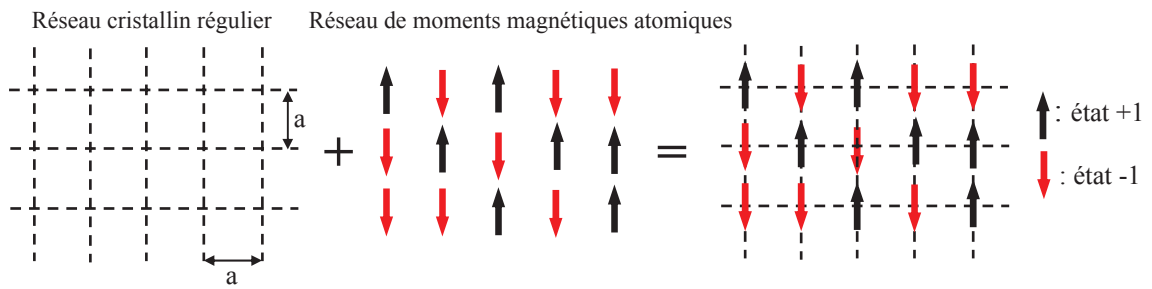


Figure 2.5. Réseau cristallin et moments magnétiques atomiques associés

3.1.1. Équation du modèle

A partir de l'expression de l'hamiltonien d'un système de moments magnétiques, le système ferromagnétique d'Ising soumis à un champ extérieur \mathbf{H} a pour hamiltonien:

$$h_{\text{Ising}} = -\sum_{(i,j)} J_{ij} S_i S_j - H \sum_{i=1}^N S_i \quad (2.1)$$

Les interactions entre moments magnétiques sont supposées isotropes et caractérisées par un facteur de couplage \mathbf{J} identique pour toutes les paires (\mathbf{i}, \mathbf{j}) . L'énergie d'échange étant principalement due aux interactions entre les moments voisins (figure 2.6), l'équation (2.1) devient :

$$h_{\text{Ising}} = -J \sum_{i=1}^N \sum_{j \text{ voisins}} S_i S_j - H \sum_{i=1}^N S_i = -\sum_{i=1}^N S_i \cdot (H + J \sum_{j \text{ voisins}} S_j) \quad (2.2)$$

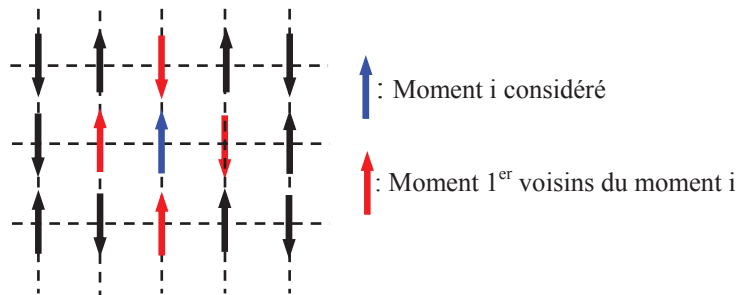


Figure 2.6. Moments magnétiques premiers voisins

Le facteur de couplage \mathbf{J} est bien entendu positif puisque le système considéré est ferromagnétique. Sous l'action d'un champ extérieur, les moments peuvent basculer d'un état vers un autre. La dynamique de basculement d'un moment dépend du champ local auquel il est soumis. D'après l'équation (2.2), nous pouvons déduire le champ \mathbf{H}_i auquel est soumis un moment \mathbf{i} de la part des $(N-1)$ autres moments et du champ extérieur H :

$$H_i = H + J \sum_{j \text{ voisins}} S_j \quad (2.3)$$

Cette équation permet de déterminer l'état d'un moment correspondant à la minimisation de l'équation (2.2) :

Si $H_i > 0$, le moment S_i est "up" (+1)

Si $H_i < 0$, le moment S_i est "down" (-1)

Une fois l'état de chaque moment connu, l'aimantation totale normalisée du système peut-être déterminée :

$$M = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_i \quad (2.4)$$

3.1.2. Introduction de l'agitation thermique

Dans la description précédente, le désordre introduit par l'agitation thermique n'est pas pris en compte. Dans un système réel, la température joue un rôle important dans le basculement des moments magnétiques.

La probabilité $P(S_i \rightarrow -S_i)$ pour que le moment magnétique S_i bascule vers l'état $-S_i$ sous l'influence de la température est donnée par l'équation :

$$P(S_i \rightarrow -S_i) = \frac{e^{-\beta \Delta E_i}}{1 + e^{-\beta \Delta E_i}} \quad (2.5)$$

où $\beta = 1/k\theta$ avec k la constante de Boltzmann et θ la température (K).

ΔE_i est la variation d'énergie du système si le moment S_i bascule. Avec les valeurs de moments S_j d'avant basculement, la variation d'énergie du moment est donnée par :

$$\Delta E_i = 2S_i(H + J \sum_{j \text{ voisins}} S_j) \quad (2.6)$$

La figure 2.7 présente des exemples de variation d'énergie pour trois configurations possibles des proches voisins.

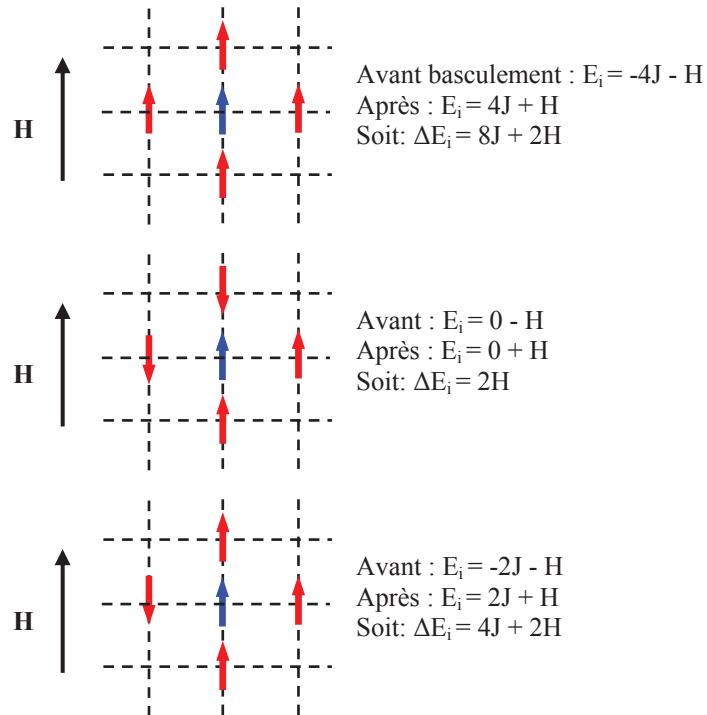


Figure 2.7. Exemples de variations d'énergie ΔE_i pour un basculement du moment i

Lorsqu'un champ extérieur est appliqué, en plus du désordre thermique, le basculement d'un moment peut donc être la conséquence du basculement de l'un de ses voisins, et/ou la variation du champ extérieur.

Le modèle d'Ising est apparemment simple car il est basé sur 2 paramètres β et J . Les figures 2.8 et 2.9 illustrent l'influence de ces paramètres sur la forme du cycle et en particulier le champ coercitif [BEN]. Le champ magnétique extérieur appliqué est ici de la forme : $H(\alpha) = H_m \cdot \sin(\alpha)$. Il apparaît que les influences de J et β ne sont pas totalement découplées, ce qui va compliquer leur détermination.

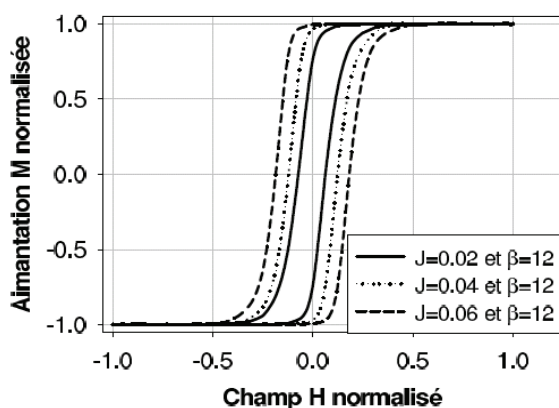


Figure 2.8. Influence du paramètre J sur le cycle d'hystérésis [BEN]

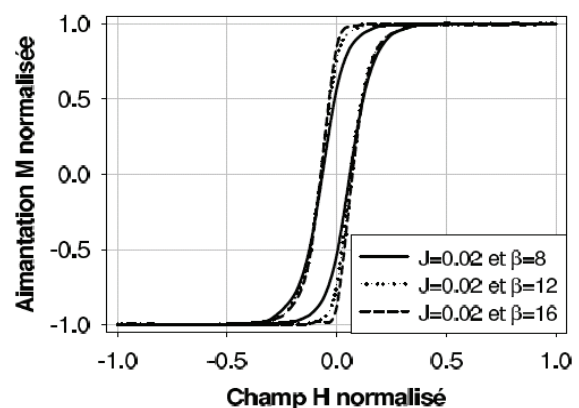


Figure 2.9. Influence du paramètre β sur le cycle d'hystérésis [BEN]

Le nombre de pas sur une période, $\Delta\alpha = 2\pi/n$, a également une influence sur le cycle (figure 2.10).

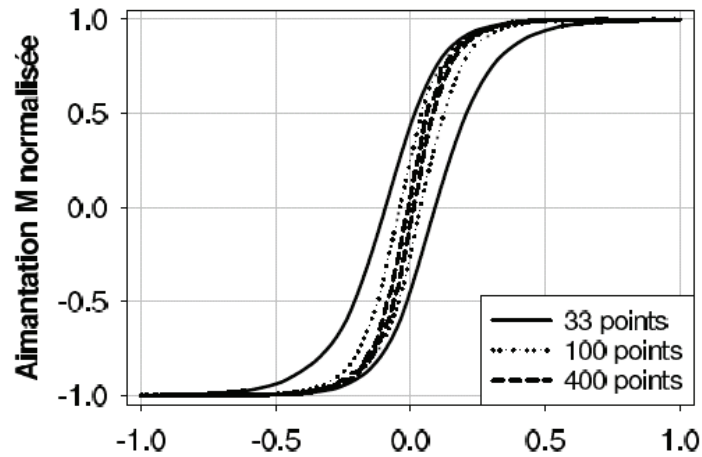


Figure 2.10. Influence du pas $\Delta\alpha$ sur la forme du cycle d'hystérésis [BEN]

De plus, le paramètre β (relié à la température) ne permet pas de représenter une variation de l'aimantation à saturation en fonction de la température.

3.2. Le modèle de Preisach

L'approche de ce modèle scalaire développé en 1935 par le physicien allemand Preisach est totalement intuitive et est basée sur la compréhension du mécanisme d'aimantation. Ce modèle est l'un des plus utilisés pour la simulation de l'hystérésis [AMO], [AMO et FÉL_2], [HAI], [NAD], [ZEG_1].

3.2.1. Description du modèle

L'état magnétique du matériau est représenté par des entités magnétiques ayant deux états de saturation possibles ($\mathbf{M} = \pm 1$). Ces entités sont chacune représentées par un cycle élémentaire rectangulaire décalé par rapport à l'origine (figure 2.11). Ce cycle est caractérisé par les champs de basculement ou de commutation haut et bas respectivement α et β , avec $\beta \leq \alpha$, pour lesquels il y a transition irréversible entre les états ($\mathbf{M} = -1$) et ($\mathbf{M} = +1$) [AMO], [AMO et FÉL_2].

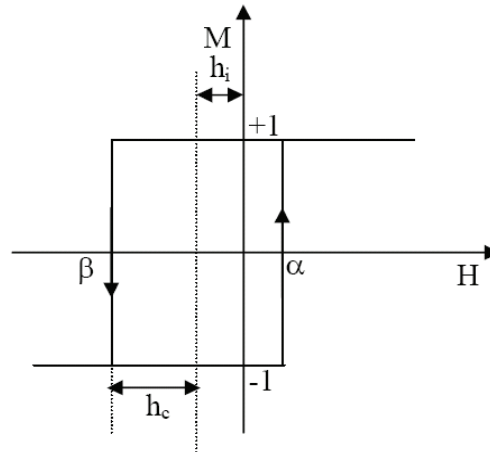


Figure 2.11. Le cycle élémentaire du modèle de Preisach

La détermination de l'état du matériau nécessite une connaissance complète de la distribution des cycles élémentaires. Cette distribution appelée fonction de Preisach, peut être déterminée expérimentalement ou analytiquement [AMO]. L'aimantation $\mathbf{M}(t)$, résultant de l'application du champ $\mathbf{H}(t)$ à une étape t , s'écrit alors :

$$M(t) = \iint p(\alpha, \beta) \cdot \Phi_{\alpha\beta}[H(t)] \cdot d\alpha \cdot d\beta \quad (2.7)$$

$\mathbf{p}(\alpha, \beta)$ est la fonction de Preisach, $\Phi_{\alpha\beta}[\mathbf{H}(t)]$ est l'opérateur associé à l'entité magnétique en admettant que les champs de basculement α et β valent (+1) dans l'état positif et (-1) dans l'état négatif.

3.2.2. Définition géométrique

La fonction de Preisach $\mathbf{p}(\alpha, \beta)$ est définie dans le demi-plan ($\alpha \geq \beta$) (figure 2.12) avec $-\mathbf{H}_s \leq \beta \leq \alpha \leq +\mathbf{H}_s$, \mathbf{H}_s étant le champ de saturation du matériau.

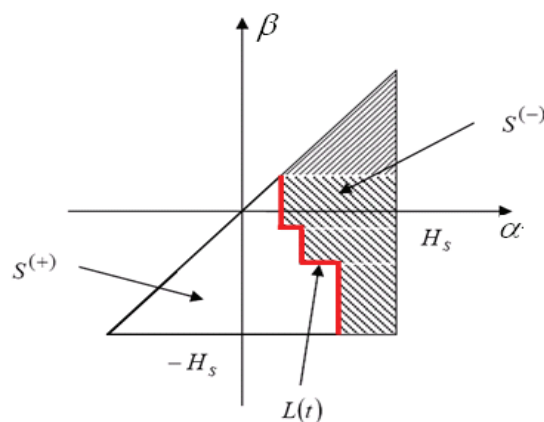


Figure 2.12. Le plan de Preisach

Le triangle est subdivisé en deux sous-domaines S^+ et S^- , séparées par une frontière $L(t)$ qui évolue d'une étape à l'autre. Ils comportent toutes les entités magnétiques dans les états +1 et -1 respectivement. L'aimantation du matériau à une étape t est définie par :

$$M(t) = \iint_{S^+} p(\alpha, \beta).d\alpha.d\beta - \iint_{S^-} p(\alpha, \beta).d\alpha.d\beta \quad (2.8)$$

La frontière $L(t)$ est associée à un vecteur d'histoire qui définit l'état magnétique du matériau à une étape t . Elle varie suivant l'évolution du champ magnétique appliqué.

3.2.3. Principe du modèle

A l'état initial $t_0 = 0$, considérons le matériau dans un état désaimanté ($H=0, M=0$). Il comporte le même nombre d'entités (+) et (-). Les surfaces correspondantes S^+ et S^- sont donc identiques (figure 2.13), et :

$$\iint_{S^+(t_0)} p(\alpha, \beta).d\alpha.d\beta = \iint_{S^-(t_0)} p(\alpha, \beta).d\alpha.d\beta \quad (2.9)$$

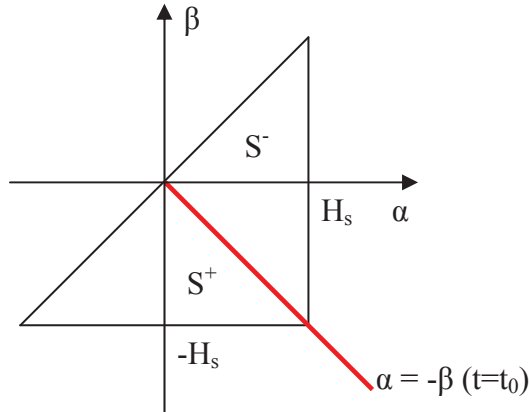


Figure 2.13. Illustration de l'état désaimanté dans le triangle de Preisach

A l'étape $t > t_0$, si on applique un champ magnétique H_1 croissant inférieur à H_s , on décrit une partie de la courbe de 1^{ère} aimantation (figure 2.14 a).

Dans le plan de Preisach, il se produit un basculement dans l'état (+1) de toutes les entités se trouvant dans l'état (-1) et pour lesquelles $\alpha \leq H_1$. Ceci conduit à une augmentation du sous-domaine S^+ par rapport à S^- défini par le segment vertical ($\alpha=H(t)$).

Si on augmente le champ jusqu'à la saturation H_s , la surface S^+ occupe tout le triangle (figure 2.14 b), et l'état du matériau à cette étape t_2 est défini par :

$$M(t_2) = M_s = \iint_{\alpha \geq \beta} p(\alpha, \beta).d\alpha.d\beta \quad (2.10)$$

Si on applique maintenant un champ H_3 décroissant, on décrit une branche descendante du cycle d'hystérésis. Toutes les entités magnétiques se trouvant dans l'état haut (+1) et telles que $\beta \geq H_3$, basculent dans l'état bas (-1), d'où l'évolution du sous-domaine S^- , définie par la droite horizontale $\beta = H_3$ (figure 2.14 c).

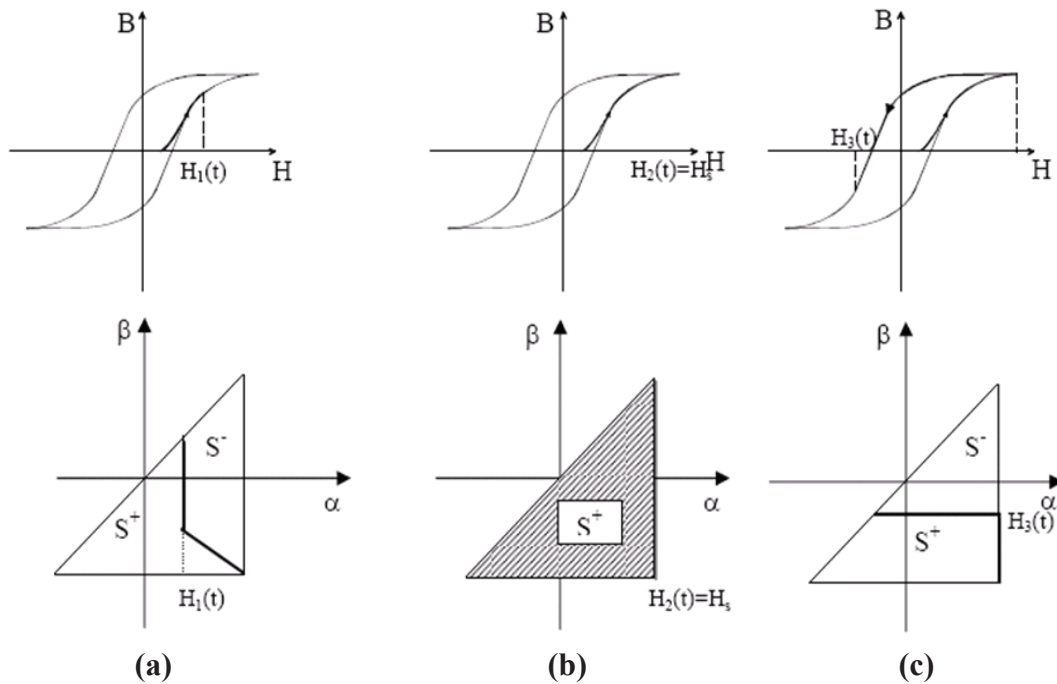


Figure 2.14. Description de la courbe de première aimantation (a), (b) et une partie de la branche descendante du cycle majeur (c) [NAD]

Dans le cas général, l'état du matériau à une étape donnée est donc défini par la frontière entre les surfaces S^+ et S^- qui tient compte de l'historique (figure 2.12).

3.2.4. Détermination de la fonction de Preisach

Deux méthodes peuvent être utilisées pour déterminer la fonction $p(\alpha, \beta)$ à partir de mesures :

- Les méthodes numériques [AMO] qui s'appuient, soit sur la courbe de 1ère aimantation et la partie descendante du cycle majeur (Biorci-Pescetti), soit sur les courbes de renversement du 1^{er} ordre (Mayergoyz).
- Les méthodes analytiques (Gauss, Lorentz,...) [AMO], [NAD] qui approximent directement $p(\alpha, \beta)$, et qui s'appuient par exemple sur le cycle majeur.

Par exemple, dans la méthode de type « Lorentz modifié », la fonction de Preisach s'exprime sous la forme :

$$p(\alpha, \beta) = \frac{ka^2}{\left[a + \left(\frac{\alpha}{H_c} - b \right)^2 \right] \left[a + \left(\frac{\beta}{H_c} + b \right)^2 \right]} \quad (2.11)$$

avec k coefficient de régulation ou constante de normalisation, $a > 0$ et $b \in [1, H_s/H_c]$.

Les figures 2.15 et 2.16 illustrent l'influence des coefficients (a , b) sur le cycle, et en particulier sur les paramètres standards B_s , B_r , μ_r . Cette méthode pourrait permettre de prendre en compte l'influence de la température au travers de ces coefficients.

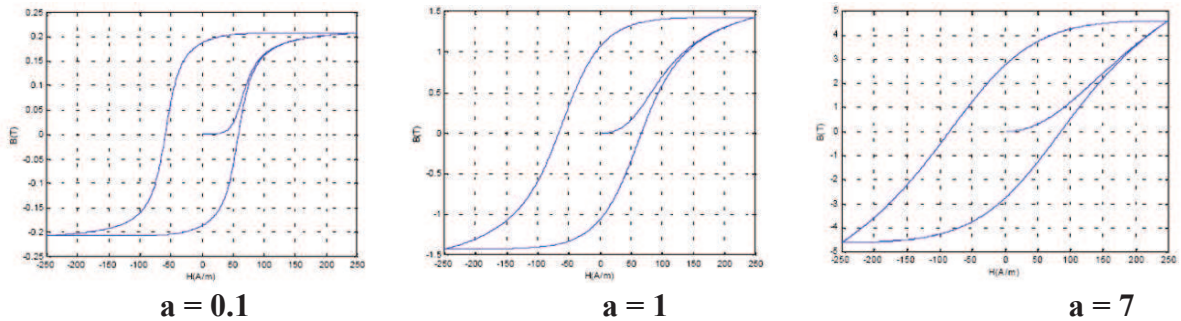


Figure 2.15. Influence du paramètre a (Lorentz) sur le cycle d'hystérésis [NAD]

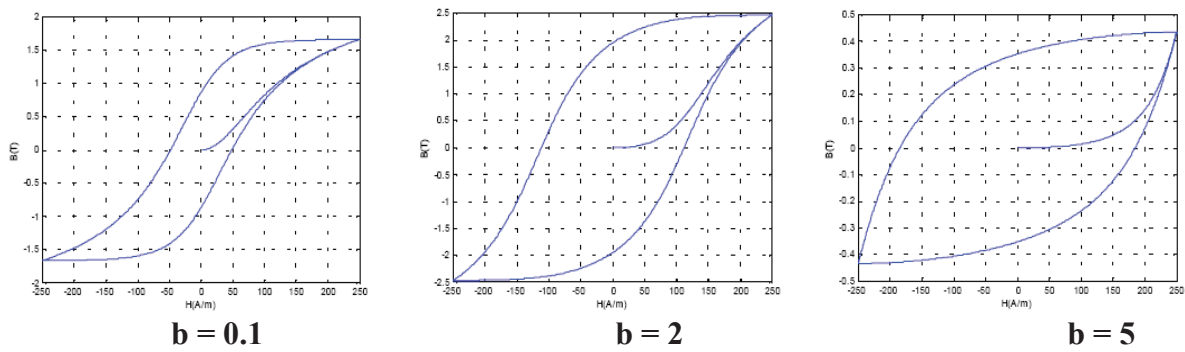


Figure 2.16. Influence du paramètre b (Lorentz) sur le cycle d'hystérésis [NAD]

Divers auteurs [FÉL], [HAI], [ZEG_1, 2, 3], [AMO et FÉL_1, 2] ont utilisé le modèle de Preisach pour modéliser l'influence de la température sur le cycle d'hystérésis. Ils ont montré que la détermination de $p(\alpha, \beta)$ en fonction de la température est difficile. En général, ils ont déterminé $p(\alpha, \beta)$ à une température de référence, et pris en compte l'influence de la température uniquement dans l'aimantation à saturation.

Par ailleurs, le modèle de Preisach reste très sensible à la précision des mesures et peut devenir instable.

3.3. Le modèle de Jiles –Atherton

Le modèle de Jiles –Atherton [AZZ], [KIS], [JIL_1-7], [NAD], [DO], [WIL_1- 4], [ROM_2] est également très utilisé. Ce modèle, contrairement à celui de Preisach, décrit l'origine du phénomène d'hystérésis à partir d'une approche physique [BEN] comme le modèle d'Ising. Mais il est plus adapté qu'Ising aux matériaux ferromagnétiques utilisés en génie électrique (coudes de basculement du cycle beaucoup moins abrupts). Ce modèle est essentiellement basé sur des considérations énergétiques liées aux déplacements de parois au sein du système magnétique.

3.3.1. Définition

* Loi de comportement anhystérétique

Considérons un échantillon de matériau paramagnétique constitué d'un ensemble de moments magnétiques permanents \mathbf{m} n'interagissant pas entre eux.

En l'absence de champ appliqué, ces moments s'orientent aléatoirement dans toutes les directions et l'aimantation macroscopique résultante est nulle. Lorsqu'on applique un champ d'excitation, ces moments magnétiques tendent à s'orienter dans la même direction que le champ mais ce mécanisme est perturbé par l'agitation thermique. Le physicien Paul Langevin a appliqué la théorie de Maxwell-Boltzman qui conduit à l'équation de l'aimantation M des matériaux paramagnétiques en fonction du champ d'excitation H et de la température θ . On a la formule de l'équation de Langevin :

$$M(H) = M_s . L\left(\frac{H}{a}\right) \quad (2.12)$$

avec $a = \frac{k.\theta}{\mu_0 m}$ où :

- $k = 1,38.10^{-23}$ (J/K), la constante de Boltzman,
- θ : température (K),
- $\mu_0 = 4\pi.10^{-7}$ (H/m), la perméabilité du vide,
- m : moment magnétique ($A.m^2$),
- M_s l'aimantation spontanée (à saturation) (A/m),

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

L'équation (2.12) n'est valable que pour les matériaux paramagnétiques. En effet, pour des matériaux ferromagnétiques, on constate que le champ d'excitation nécessaire pour atteindre la saturation est considérablement plus important que celui prédit par la théorie de Langevin. Cela s'explique par l'existence d'un couplage intense entre les moments magnétiques de spin des atomes voisins (interactions d'échange) qui ont tendance à s'aligner dans la même direction privilégiée en formant les domaines de Weiss. Tout se passe comme s'il existait au sein du matériau, en plus du champ appliqué extérieurement, un champ magnétique interne, très intense, agissant en permanence sur les moments. Il s'agit du champ moléculaire qu'on note $H_m = \alpha M$. Le champ sur les moments n'est donc pas le champ extérieur appliqué, mais un champ effectif H_e exprimé par:

$$H_e = H + H_m = H + \alpha M \quad (2.13)$$

où α est le facteur de correction de Weiss représentant le couplage entre domaines.

On remplace H_e au lieu de H dans l'équation (2.12), l'aimantation d'un matériau due à l'interaction entre domaines est donc décrite par :

$$M = M_{an}(H) = M_s \left(\coth \frac{H + \alpha M}{a} - \frac{a}{H + \alpha M} \right) \quad (2.14)$$

Sur la base de considérations physiques décrivant l'origine du phénomène d'hystérésis, deux contributions à l'aimantation totale du système sont déterminées : réversible et irréversible.

Composante irréversible de l'aimantation

C'est une composante qui trouve son origine dans le phénomène d'accrochage des parois lors du déplacement de celles-ci sous l'action du champ extérieur. Ce phénomène est caractérisé par une énergie suivant l'équation (2.15) :

$$E = \mu_0 \int k \delta \frac{dM}{dH} dH \quad (2.15)$$

où la constante k est liée à la densité d'énergie moyenne d'ancrage des parois ($k > 0$). Le paramètre δ vaut +1 quand $dH/dt > 0$, et -1 dans le cas contraire.

Les développements mathématiques [JIL_5] permettent d'arriver à une équation différentielle régissant l'aimantation irréversible du matériau :

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{\frac{\delta k}{\mu_0} - \alpha(M_{an} - M_{irr})} \quad (2.16)$$

L'énergie emmagasinée dans le matériau est calculée par la soustraction entre l'énergie associée au comportement anhystérique et des pertes dues au processus d'ancrage des parois :

$$\mu_0 \int M dH = \mu_0 \int M_{an} dH - \mu_0 \int k \delta \frac{dM}{dH} dH \quad (2.17)$$

On a donc la relation entre l'intensité du champ magnétique et l'aimantation :

$$M_{an}(H) = M + k \delta \frac{dM}{dH} \quad (2.18)$$

En tenant compte du champ effectif H_e et à partir de l'équation (2.18), la composante irréversible de l'aimantation est définie par l'équation différentielle suivante :

$$M_{an}(H_e) = M_{irr} + k \delta \frac{dM_{irr}}{dH_e} \quad \Rightarrow \quad \frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k \delta} \quad (2.19)$$

Composante réversible de l'aimantation

Dans la description précédente, les parois restent rigides lors de leurs déplacements. Si nous considérons que les parois peuvent se déformer sur les sites d'accrochage sous l'influence du champ extérieur, une nouvelle contribution est donc à ajouter au processus d'aimantation. La déformation des parois est associée par la composante réversible de l'aimantation. Jiles et Atherton montrent que l'aimantation réversible est proportionnelle à la différence ($M_{an} - M_{irr}$) [JIL_5] :

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (2.20)$$

où c est un coefficient de réversibilité tel que $c \in [0,1]$.

En 1^{ère} approximation, le paramètre c peut être assimilé au rapport entre les susceptibilités initiales de première aimantation χ_{0PA} et anhystérique $\chi_{0anhyst}$:

$$c = \frac{\chi_{0PA}}{\chi_{0anhyst}} \quad (2.21)$$

L'aimantation totale

L'aimantation totale est la somme des composantes réversible et irréversible :

$$M = M_{rev} + M_{irr} = c(M_{an} - M_{irr}) + M_{irr} \quad (2.22)$$

La différentielle de l'aimantation totale M est définie par :

$$\frac{dM_{rev}}{dH} = c \left(\frac{dM_{an}}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right) \quad (2.23)$$

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dM_{rev}}{dH} + \frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{1}{1+c} \frac{M_{an} - M}{\frac{k\delta}{\mu_0} - \alpha(M_{an} - M)} + \frac{c}{1+c} \frac{dM_{an}}{dH} \quad (2.24)$$

En différenciant cette expression par rapport à H et sachant que :

$$\frac{dM_{an}}{dH} = \frac{dM_{an}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \quad (2.25)$$

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \quad (2.26)$$

On obtient la loi de comportement M(H) :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c) \frac{dM_{irr}}{dH_e} + c \frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 - \alpha c \frac{dM_{an}}{dH_e} - \alpha(1-c) \frac{dM_{irr}}{dH_e}} \quad (2.27)$$

avec :

$$\frac{dM_{an}}{dH_e} = \frac{M_{sat}}{a} \left[1 - \coth^2 \left(\frac{H_e}{a} \right) + \left(\frac{a}{H_e} \right)^2 \right] \quad (2.28)$$

D'autre part, le modèle de Jiles-Atherton peut être adapté pour déterminer la loi de comportement M(B). On remplace $H_e = B_e/\mu_0$ dans l'équation (2.27), soit :

$$\frac{dM}{dB} = \frac{(1-c) \frac{dM_{irr}}{dB_e} + c \frac{dM_{an}}{dB_e}}{1 + \mu_0 c (1-\alpha) \frac{dM_{an}}{dB_e} + \mu_0 (1-c) (1-\alpha) \frac{dM_{irr}}{dB_e}} \quad (2.29)$$

avec :

$$\frac{dM_{irr}}{dB_e} = \frac{(M_{an} - M_{irr})}{\mu_0 k \delta} \quad (2.30)$$

Dans les deux cas, M(H) dans l'équation (2.27) et M(B) dans l'équation (2.29), cinq paramètres a, c, k, α et M_{sat} doivent être déterminés à partir de mesures.

3.3.2. Analyse de l'influence des paramètres

Pour étudier les effets séparés des paramètres (a , c , k , α , M_{sat}), nous avons utilisé le module de simulation développé par R. Marion [ROM_2].

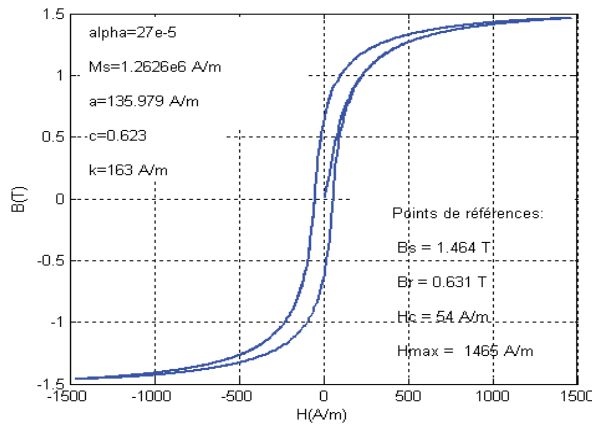


Figure 2.17. Cycle d'hystérésis de référence

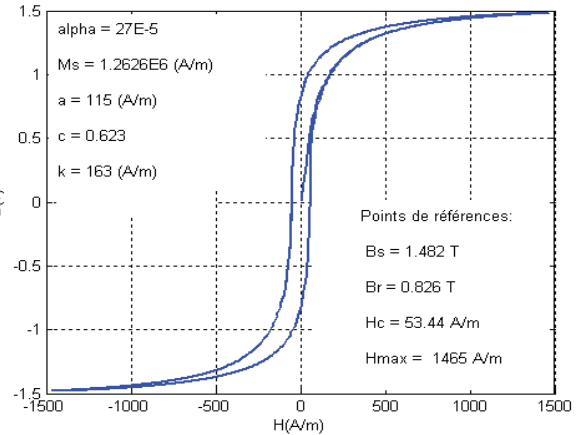


Figure 2.18. Effet du paramètre a

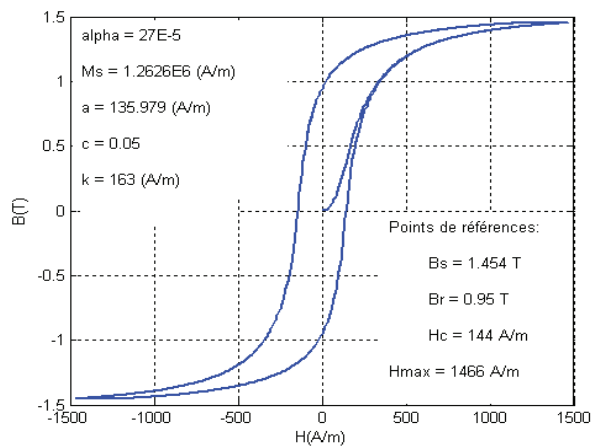


Figure 2.19. Effet du paramètre c

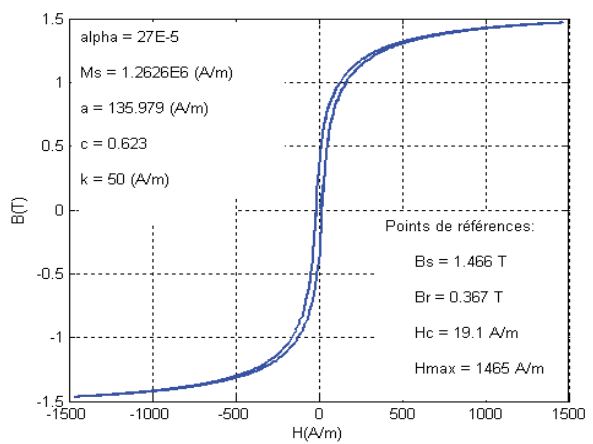


Figure 2.20. Effet du paramètre k

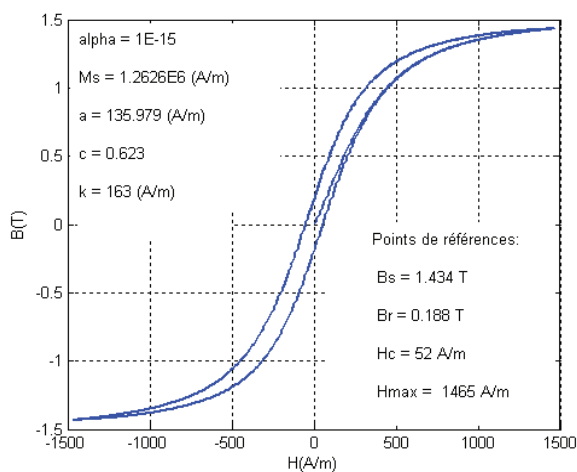


Figure 2.21. Effet du paramètre α

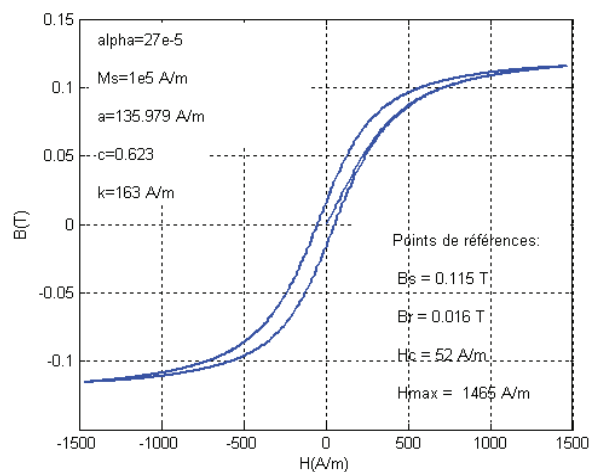


Figure 2.22. Effet du paramètre M_s

* **Paramètre a** : il caractérise la variation de l'aimantation anhystérétique en fonction du champ effectif. Les figures 2.17-2.18 montrent qu'une diminution du paramètre a se traduit par une augmentation de l'induction maximale B_s , de l'induction rémanente B_r et une légère diminution du champ coercitif H_c . Cela signifie que ce paramètre détermine le degré d'inclinaison du cycle et par conséquent de saturation.

* **Paramètre c** : il caractérise le processus de réversibilité de l'aimantation. Les figures 2.17- 2.19 montrent qu'une diminution de ce paramètre entraîne une légère diminution de B_s , une augmentation de B_r et de H_c . Cela peut être expliqué par le taux faible qui représente l'aimantation réversible par rapport à l'aimantation irréversible.

* **Paramètre k** : il caractérise la largeur du cycle (figures 2.17-2.20). H_c et B_r diminuent fortement lorsque ce paramètre diminue.

* **Paramètre α** : il correspond au couplage entre des moments magnétiques (figures 2.17-2.21). Quand sa valeur diminue, il amène une diminution de B_s , B_r et H_c .

* **Paramètre M_s** : La diminution de la saturation se traduit par une diminution de B_r et de H_c (figures 2.17-2.22).

* **Conclusion** : Les paramètres du modèle sont interdépendants, la variation de l'un d'eux entraînant la variation des autres. Le cycle est très sensible à la variation de ses paramètres.

3.3.3. Identification des paramètres

Le modèle est entièrement défini par cinq paramètres (tableau 2.1).

Paramètre	Propriété physique
a	Facteur de forme de M_{an}
c	Coefficient de réversibilité des parois
k	Lié à l'irréversibilité du mouvement des parois
α	Lié au couplage entre les moments magnétiques atomiques
M_s	Aimantation à saturation

Tableau 2.1. Rappels des différents paramètres du modèle de Jiles-Atherton

Jiles [JIL_4] a développé une méthode d'identification de ces paramètres à partir de quelques points de mesures. Après transformations des équations (2.14), (2.19), (2.22) aux voisinages de quelques points caractéristiques du cycle, les expressions implicites des cinq paramètres sont obtenues. Le paramètre M_s est déduit directement de l'aimantation à saturation mesurée. Les 4 autres sont déterminés par les relations suivantes :

$$a = \frac{M_s}{3} \left(\frac{1}{\chi'_{an}} + \alpha \right) \quad (2.31.a)$$

$$c = \frac{3a\chi'_{ini}}{M_s} \quad (2.31.b)$$

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{1-c} \left(\alpha + \frac{1}{\frac{1}{1-c}\chi'_c - \frac{c}{1-c} \frac{dM_{an}(H_c)}{dH}} \right) \quad (2.31.c)$$

$$M_r = M_{an}(M_r) + \frac{k}{\frac{\alpha}{1-c} + \frac{1}{\chi'_r - c \frac{dM_{an}(M_r)}{dH}}} \quad (2.31.d)$$

Avec:

- H_c : champ coercitif,
- M_s et M_r : aimantations à saturation et rémanente,
- χ'_{an} et χ'_{ini} : susceptibilités différentielles anhystérique et initiale,
- χ'_c et χ'_r : susceptibilités différentielles au coercitif et rémanent.

Il faut donc mesurer un cycle majeur, la courbe de 1^{ère} aimantation et la courbe anhystérique pour déterminer ces paramètres. Les points caractéristiques utilisés sont indiqués sur la figure 2.23.

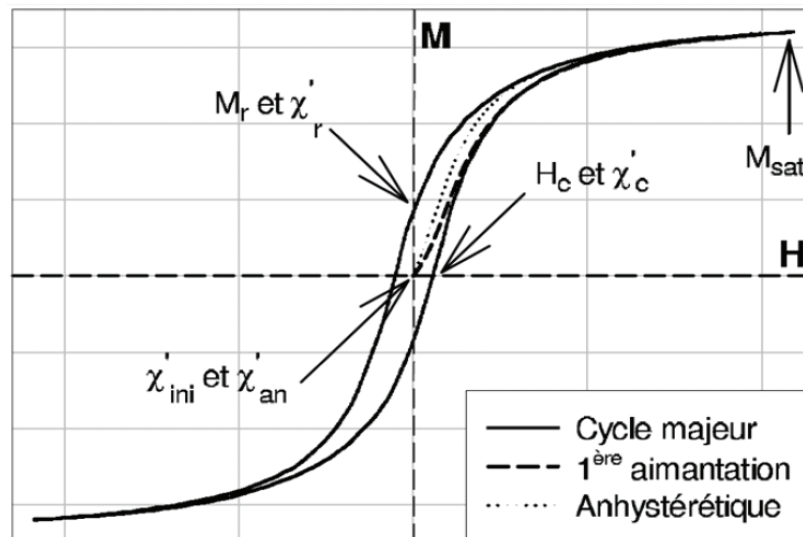


Figure 2.23. Ensemble des paramètres expérimentaux nécessaires au modèle [BEN]

La procédure d'identification proposée par [BEN] et [ROM_2] se décline comme suit :

1. Choix arbitraire d'une valeur initiale de α .
2. Calcul de a
3. Calcul de c
4. Calcul de k
5. Calcul de α

jusqu'à la convergence de la procédure.

Mais cette méthode peut se révéler très instable numériquement et conduire à des solutions non physiques, en particulier pour les paramètres c et α .

4. Les modèles dynamiques

En régime dynamique, la forme du cycle d'hystérésis ne dépend plus seulement des extrema du champ mais aussi de sa dérivée temporelle. Nous présentons les principaux modèles dynamiques référencés dans la littérature ainsi que le modèle appelé « tube de flux » développé au laboratoire Ampère.

4.1. Modèle de Preisach étendu à la dynamique

En réalité, les parois de Bloch d'un matériau ferromagnétique ne se déplacent pas de manière indépendante. A cause de certaines corrélations internes d'origine magnétostatique, ces parois ont tendance à se déplacer en groupes. Ces parois sont créées un "objet magnétique" (OM) [BEN]. La taille d'un OM dépend de la nature du matériau et de l'espace entre les parois.

Le modèle de Preisach dynamique est basé sur le concept d'objet magnétique. Un objet magnétique est associé à chaque cycle élémentaire et la variation de flux d'un objet magnétique est en fonction du temps [BEN], [AMO]. L'expression de l'aimantation devient donc :

$$M = M_s \int_{-H_m}^{H_m} d\alpha \int_{-H_m}^{\alpha} p(\alpha, \beta) \cdot \Phi_{\alpha\beta}(\alpha, \beta, t) d\beta \quad (2.32)$$

Avec M_s : aimantation de saturation et H_m : champ maximal.

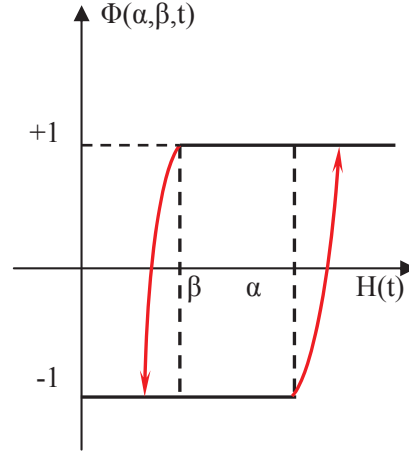


Figure 2.24. Commutateur magnétique dynamique

Dans ce modèle, les commutateurs ont une pente finie (figure 2.24) et la variation temporelle du flux est décrite par l'équation [BEN], [AMO] :

$$\frac{\partial \Phi(\alpha, \beta, t)}{\partial t} = \begin{cases} k.[H(t) - \alpha] & \text{si } H(t) \geq \alpha \text{ et } \Phi(\alpha, \beta, t) \leq +1 \\ k.[H(t) - \beta] & \text{si } H(t) \geq \beta \text{ et } \Phi(\alpha, \beta, t) \geq -1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.33)$$

avec :

$$k = \frac{N_0}{\sigma G S M_s}$$

où :

- S : section de l'échantillon,
- σ : conductivité,
- N_0 : nombre d'objets magnétique dans la section de l'échantillon,
- G : coefficient d'amortissement sans dimension de valeur 0,1356.

L'estimation du paramètre k reste toutefois assez difficile quand la fréquence varie.

Dans l'équation (2.32), la densité $\mathbf{p}(\alpha, \beta)$ est identifiée dans le cadre du régime quasi-statique. Et un cycle élémentaire est défini par deux surfaces $S^+(t)$ et $S^-(t)$ dans le triangle de Preisach telles que dans $S^+(t)$ les commutateurs sont dans un état intermédiaire entre la saturation négative et la saturation positive, dans $S^-(t)$ les commutateurs sont dans l'état intermédiaire inverse. L'aimantation totale est donc réécrite sous la forme :

$$M = M_{sat} \left(\iint_{S^+(t)} p(\alpha, \beta) \cdot \Phi(\alpha, \beta, t) d\alpha d\beta + \iint_{S^-(t)} p(\alpha, \beta) \cdot \Phi(\alpha, \beta, t) d\alpha d\beta \right) \quad (2.34)$$

A cause de l'existence de la fonction $\mathbf{p}(\alpha, \beta)$ dans le modèle dynamique, ce modèle reste compliqué à mettre en œuvre. De plus, il est très gourmand en temps de calcul (son temps

de calcul pour 2000 points soit 3 fois le temps de calcul par rapport du modèle de Jiles-Atherton [BEN]).

4.2. Le modèle dynamique de Jiles – Atherton

Dans [JIL_6], Jiles a proposé une extension en dynamique de son modèle. En réécrivant l'équation de bilan énergétique avec les contributions des pertes supplémentaires qui apparaissent en régime dynamique, il aboutit à un modèle dépendant de la fréquence.

Dans ce modèle, les pertes totales sont séparées en trois contributions selon le principe de décomposition des pertes utilisé par Bertotti [BER_2]. La 1^{ère} contribution est celle des pertes statiques (dW_s/dt) dues aux forces de friction lors des déplacements de parois. Ces pertes peuvent être calculées à partir du modèle de Jiles statique. La 2^{ème} contribution aux pertes totales est due à l'apparition de courants induits en régime dynamique (dW_{ec}/dt) et les pertes associées dépendent de la forme de l'échantillon (pertes supplémentaires) (dW_d/dt). Les pertes par courants de Foucault peuvent être définies à partir des équations de Maxwell $rot(E) = -dB/dt$ pour un échantillon d'une géométrie bien définie. Si on néglige l'effet de peau et si on suppose que le champ H traverse est uniforme dans l'échantillon, la densité des pertes par courants de Foucault est alors proportionnelle au carré de la variation de l'aimantation par rapport au temps [JIL_6]:

$$\frac{dW_{ec}}{dt} = \frac{d^2}{2\rho\beta} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 = \frac{\mu_0^2 d^2}{2\rho\beta} \left(\frac{dM}{dt} \right)^2 \quad (2.35)$$

où :

- ρ : résistivité du matériau (Ωm),
- d : section de l'échantillon (m^2),
- β : facteur géométrie du matériau qui peut être égal à 6 pour les tôles, 16 pour les cylindres et 20 pour les sphères.

En plus des pertes par hystérésis, le matériau peut être le siège de pertes supplémentaires qui seront évaluées par [JIL_6]:

$$\frac{dW_a}{dt} = \left(\frac{GdH_0w}{\rho} \right)^{0.5} \left(\frac{dB}{dt} \right)^{1.5} \quad (2.36)$$

avec :

- w : largeur de l'échantillon,
- H_0 : paramètre lié au potentiel interne que subissent les parois des domaines.

Le développement des calculs est présenté dans l'annexe B. L'équation différentielle du modèle M(H) est donnée par :

$$\left(\frac{dM}{dH}\right) \left[k\delta - \alpha \left(M_{an} - M + kc\delta \frac{dM_{an}}{dH_e} \right) \right] - \left(M_{an} - M + kc\delta \frac{dM_{an}}{dH_e} \right) + D_1 \left(\frac{dH}{dt} \right) \left(\frac{dM}{dH} \right)^2 + D_2 \left(\frac{dH}{dt} \right)^{0.5} \left(\frac{dM}{dH} \right)^{1.5} = 0 \quad (2.37)$$

Avec les paramètres dynamique D_1 et D_2 qui sont donnés par :

$$D_1 = \frac{\mu_0 d^2}{2\rho\beta}$$

$$D_2 = \left(\frac{\mu_0 GdwH_0}{\rho} \right)^{0.5}$$

Dans l'équation (2.37), interviennent aussi les cinq paramètres du modèle statique (α , a , c , k , M_s). Les deux nouveaux paramètres D_1 et D_2 peuvent être déterminés à partir des grandeurs physiques (conductivité,...) et géométriques (facteur de forme, section,...) de l'échantillon considéré.

D'après Jiles, une 1^{ère} approximation du phénomène d'hystérésis sous l'effet des courants de Foucault peut être effectuée à partir de l'équation (2.37). Mais elle n'est valable que pour les basses ou moyennes fréquences lorsque l'effet de peau peut être négligé.

5. Le modèle dynamique "Tube de flux" du laboratoire AMPERE

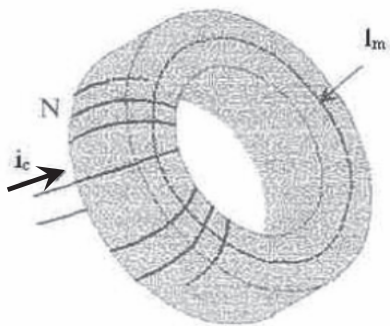


Figure 2.25.a. Matériau conducteur, courant de Foucault distribués [SIX_1])

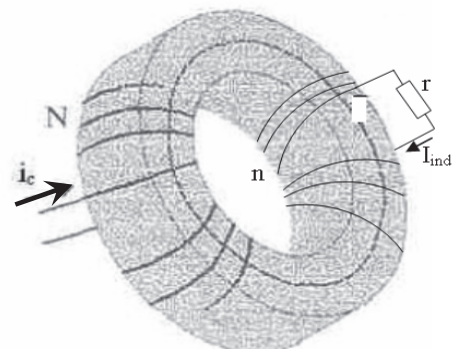


Figure 2.25.b. Matériau non conducteur, courant de Foucault localisés [SIX_1])

Ce modèle est basé sur une équivalence simple. Pour l'expliquer, nous prendrons l'exemple d'un tore représenté sur les figures 2.25. Ce tore a une section constante S_{ec} et une longue moyenne l_m . Ce tore est excité par un bobinage de N spires où circule un courant i_c .

La méthode substitue à ce dispositif réel supposé sans fuite, un circuit magnétique de mêmes dimensions géométriques, mais sans propriété de conduction. Ce tore réel peut être donc remplacé par un tore non conducteur où les courants de Foucault induits sont modélisés par un enroulement auxiliaire fictif avec n spires en court-circuit sur une résistance r .

D'après le théorème d'Ampère, on a :

$$\oint_{l_m} H_{sta} \cdot dl = \sum N.I = N.i_c + n.I_{ind} \quad (2.38)$$

avec H_{sta} le champ magnétique résultant des courants d'excitation i_c et des courants induits I_{ind} . Si le champ est homogène dans la section, on peut simplifier l'équation (2.38) :

$$H_{sta} \cdot l_m = N.i_c + n.I_{ind} = N.i_c - \frac{n^2}{r} \cdot \frac{d\phi}{dt} \quad (2.39)$$

On peut remplacer le champ magnétique H_{sta} par le champ donné par l'induction correspondant sur le cycle quasi-statique $H_{sta} = F^{-1}(B)$. L'équation (2.39) devient :

$$F^{-1}(B) \cdot l_m = F^{-1}\left(\frac{\phi}{S_{ec}}\right) \cdot l_m = N.i_c - \frac{n^2}{r} \cdot \frac{d\phi}{dt} \Rightarrow \frac{d\phi}{dt} = \frac{n^2}{r} \left[N.i_c - l_m \cdot F^{-1}\left(\frac{\phi}{S_{ec}}\right) \right] \quad (2.40)$$

Ou encore :

$$\frac{dB}{dt} = \frac{l_m \cdot r}{n^2 \cdot S_{ec}} \left(\frac{N.i_c}{l_m} - F^{-1}(B) \right) \Leftrightarrow H_{dyn} - H_{sta} = \gamma \cdot \frac{dB}{dt} \quad (2.41)$$

Avec : $\gamma = \frac{n^2}{r} \cdot \frac{S_{ec}}{l_m}$

Le paramètre γ est un paramètre structurel propre au matériau étudié, dépendant de ses propriétés électriques et magnétiques (conductivité, perméabilité, mouvement des parois, régime quasi-statique,...). Sa valeur peut être calculée approximativement par l'équation suivante :

$$\gamma \approx \frac{\sigma \cdot d^2}{12} \quad (2.42)$$

avec : d est l'épaisseur de l'échantillon.

Ce paramètre γ est notamment le résultat des :

- pertes par courants induits, relatives à l'épaisseur des tôles et à la conductivité électrique du matériau,
- pertes dites « supplémentaires » ou « excédentaires » relatives aux mouvements des parois en dynamique.

Il y a donc un seul paramètre γ dans le modèle dynamique. Il est identifié à l'aide d'un essai en régime dynamique jusqu'à minimiser l'erreur entre le cycle d'hystérésis mesuré et simulé. La valeur instantanée de l'induction $B(t)$ peut donc être obtenue, avec une bonne approximation, par une représentation d'état à retour statique non linéaire. Et la fonction $F^{-1}(B)$ est calculée par un des modèles d'hystérésis cités précédemment en régime statique.

6. Conclusion et choix d'un modèle d'hystérésis

Il est évident que les différents modèles d'hystérésis utilisent des considérations physiques et/ou mathématiques et des approximations différentes qui conditionnent leurs performances et leurs applications.

En régime statique, bien que le modèle d'Ising prenne en compte le désordre introduit par l'agitation thermique, il ne peut pas prendre en compte l'effet de la température sur l'induction de saturation B_s . Le modèle de Preisach présente notamment des difficultés de détermination de la fonction de distribution, du coût de calcul et de possibles instabilités. Les travaux de Romain MARION au laboratoire Ampère ont montré certaines capacités du modèle de Jiles-Atherton. Nous utiliserons d'ailleurs le programme qu'il a développé pour identifier et optimiser les paramètres de ce modèle à partir de mesures.

En régime dynamique, le modèle dynamique de Preisach et de Jiles-Atherton, présentent des inconvénients : temps de calcul, mise en œuvre pour Preisach dynamique de ou l'identification de ses paramètres, génération des cycles dynamiques pour le modèle dynamique de Jiles-Atherton. Le modèle "tube de flux" a pour principal avantage d'être très rapide et l'identification du paramètre γ est assez aisée. Sa précision reste tout à fait acceptable si on ne sort pas du domaine de validité des hypothèses.

De ce fait, le modèle de Jiles-Atherton statique et le modèle "tube de flux" sont finalement associés pour modéliser le comportement statique et dynamique de matériaux ferromagnétiques en fonction de la température. Dans le chapitre suivant, nous allons

étudier l'évolution des propriétés de différents types de matériaux magnétiques en fonction de la température, et identifier les divers paramètres correspondants.

CHAPITRE III

CARACTÉRISATION ET MODÉLISATION DU COMPORTEMENT DES MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE

1. Introduction

L'équipe "matériaux magnétiques" du laboratoire Ampère travaille depuis de nombreuses années à la mise au point d'un dispositif de caractérisation fiable, reproductible et adaptable à la plupart des circuits magnétiques. Ce dispositif fait intervenir une technologie mixte analogique/numérique qui lui confère une large gamme de possibilités en termes de formes de signaux, de fréquences et de niveaux de champ.

Dans ce chapitre, nous allons d'abord présenter ce banc de mesure et en particulier les différentes techniques que nous avons mis en place pour mesurer et modéliser le comportement de matériaux magnétiques doux en hautes températures et hautes fréquences. L'influence de la température sur les propriétés de divers matériaux magnétiques est plus particulièrement présentée et discutée. Enfin, la méthode de l'identification et optimisation des paramètres du modèle de Jiles-Atherton ainsi que le paramètre dynamique γ sera présentée. La robustesse des modèles statique et dynamique est testée sur divers matériaux.

2. Matériaux étudiés

Le critère de choix des matériaux, retenus pour notre étude, est principalement basé sur leurs lois de comportement. En effet, afin de mieux tester et comparer la robustesse des modèles utilisés, les matériaux étudiés se devaient d'avoir des lois de comportement sensiblement différentes en termes de niveau d'induction, de forme de cycle d'hystérésis mais aussi de comportement en régime dynamique.

Nous avons testé divers types de matériaux :

- des matériaux issus de la sidérurgie « traditionnelle » (sous forme massive ou de tôles) : FeSi 3% à grain non orienté, FeNi 80/20 classique et FeNiCrCo_xCu_yMn_zSi_tCu_u à très faible point Curie,
- des matériaux issus de la métallurgie des poudres (sous forme de poudres compactées, frittées ou liées) : MnZn N30,

- des matériaux issus de l'hypertrempe (sous forme de rubans de quelques dizaines de μm d'épaisseur) : Nanocristallin FeNbCuBSi (Vitroperm 800F).

Dans ce chapitre, nous présentons en détail les résultats pour trois types matériaux : FeNi 80/20, MnZn N30, Vitroperm 800F. Les principales caractéristiques de ces matériaux sont données dans le tableau 3.1. Les résultats pour les autres matériaux sont présentés en annexe D.

La tôle magnétique **Fe-Si** est le matériau essentiel pour la production, le transport et la transformation de l'énergie électrique. Ce matériau possède des avantages : coût faible, aimantation à saturation élevée, faibles pertes,... Deux grandes familles de tôles magnétiques sont utilisées pour la réalisation des circuits magnétiques des équipements électriques : les tôles à grains orientés (GO) et les tôles non orientés (NO). Les tôles GO constituent les circuits magnétiques des machines statiques (transformateurs de puissance ou de distribution). Les tôles NO sont surtout utilisées pour la construction des machines tournantes (alternateurs, générateurs, moteurs,...).

Les **ferrites** (ou ferrimagnétiques) sont des matériaux magnétiques doux oxyde-céramiques (cristaux mixtes de Fe_2O_3 , MnO et ZnO). Contrairement à la plupart des métaux dont les résistivités sont de l'ordre de 10^{-7} à $10^{-6} \Omega\text{m}$, les ferrites ont de très fortes résistivités de 1 à $10^5 \Omega\text{m}$. Dans ce cas, en régime dynamique, les courants de Foucault peuvent être le plus souvent négligés. C'est pourquoi, ce matériau est utilisé dans les montages d'électronique de puissance où les fréquences de travail sont élevées (plusieurs dizaines de kHz) [COU_2].

Malgré leur prix élevé [TRÉ], les **alliages Fer-Nickel** à 80% de Nickel (Permalloys) ont longtemps été les plus adaptés par exemple pour les capteurs de courant différentiel, grâce à leur faible champ coercitif ($\sim 0.4\text{A/m}$) et leur perméabilité extrêmement élevée (de 300 000 à 450 000) [TRÉ], [KED], leur inconvénient majeur étant leur faible saturation ($<0.8\text{T}$). Ces alliages présentent également une grande facilité de mise en œuvre parce que la majorité des noyaux sont à base de ruban enroulé, mais il existe quelques applications à base de rondelles empilées. Un autre usage typique de ces alliages est la protection contre les champs magnétiques, l'efficacité d'un blindage étant à peu près proportionnelle au produit épaisseur par la perméabilité.

Les matériaux **nanocristallins** présentent des propriétés remarquables qui font que malgré leurs coûts, ils sont de plus en plus utilisés : faible anisotropie magnétique, un faible champ coercitif, de fortes perméabilités (d'impédance ou initiale), de faibles pertes

électromagnétiques. Suivant leurs compositions, ces alliages ont des inductions à saturation comprises entre 0,5 et 1,6 T. La composition chimique la plus répandue est $Fe_{73.5-x}Co_xCu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ [COU_2].

Pour tous les matériaux, les principales propriétés comme l'induction maximale, la perméabilité, le champ coercitif peuvent être modifiées par les fabricants dans une certaine mesure.

Matériaux	T_c (°C)	ρ ($\Omega.m$)	M_v ($kg.m^{-3}$)	B_s (T)	B_r (T)	H_c ($A.m^{-1}$)	Perte à 1Hz (W/kg)
FeNi 80/20 (39x30.4x6.0)mm	> 350	$60 \cdot 10^{-8}$	8800	0.72	0.45	2	$< 2.5 \cdot 10^{-4}$
MnZn N30 (12.5x7.5x5.0)mm	> 130	0.5	4900	0.38	< 0.1	12	$< 1.5 \cdot 10^{-3}$
Vitroperm 800F (20.1x13.5x12.2)mm	> 600	$1.15 \cdot 10^{-6}$	7350	1.2	0.045	< 3	$< 2.5 \cdot 10^{-4}$

Tableau 3.1. Caractéristiques principales des matériaux magnétiques présentés dans ce chapitre

3. Banc de caractérisation expérimentale

3.1. Généralités

L'identification expérimentale des paramètres du modèle d'hystérésis doit s'appuyer sur les caractéristiques magnétiques statiques et dynamiques $B(H)$. Ces données doivent être obtenues à partir d'un état désaimanté et en mémorisant tout l'historique de l'aimantation.

Ces données peuvent être acquises :

- soit à partir de la mesure des caractéristiques magnétiques réalisée sur un échantillon (ou système de structure très simple, en général un tore),
- soit à partir de mesures réalisées directement sur le système électromagnétique réel.

Il serait préférable d'utiliser cette dernière méthode car, dans ce cas, le matériau est placé dans des conditions réelles et de plus, l'identification tient compte de toutes les contraintes dues à la fabrication du circuit magnétique. Mais ces mesures directes sont très difficiles à réaliser. Les mesures seront donc réalisées sur échantillon torique supportant un bobinage primaire et un bobinage secondaire (figure 3.1).

Nous avons fait évoluer le banc de caractérisation expérimental du laboratoire pour effectuer des mesures sous contraintes thermiques. Les détails et performances de ce banc sont présentés dans l'annexe C.

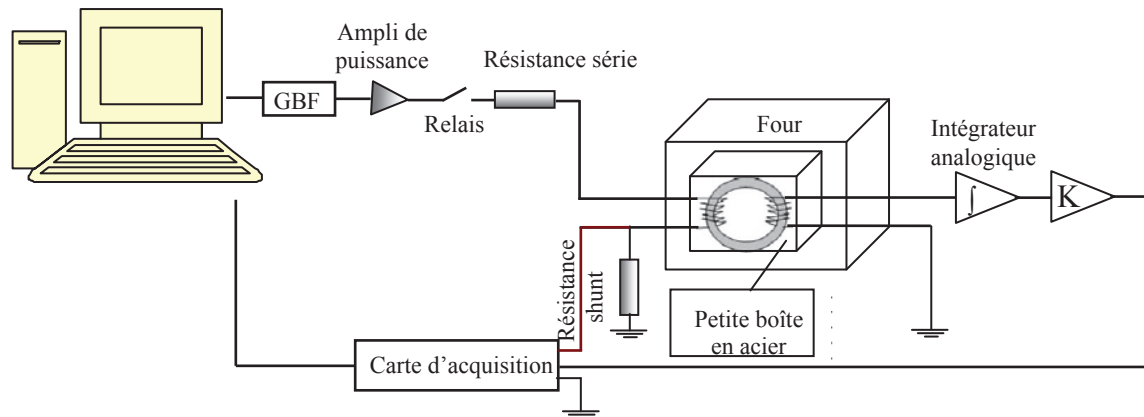


Figure 3.1. Schéma synoptique du banc expérimental

Le champ moyen \mathbf{H} est déterminé à partir du courant I (image de la tension $u(t)$ aux bornes de la résistance « shunt »), et l'induction moyenne \mathbf{B} à partir de l'intégration de la tension $e(t)$ aux bornes de l'enroulement secondaire :

$$H = \frac{N_1}{l_m} \cdot I \quad (3.1)$$

$$e = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} \quad \Leftrightarrow \quad \Phi = -\frac{1}{N_2} \int e \cdot dt \quad (3.2)$$

$$\Phi = B \cdot S_{ec} \quad \Leftrightarrow \quad B = \frac{1}{S_{ec} \cdot N_2} \int e \cdot dt \quad (3.3)$$

avec :

- l_m : longueur moyenne du circuit magnétique,
- N_1, N_2 : nombre de spires primaire, secondaire,
- S_{ec} : section du tore.

3.2. Préparation des échantillons pour la mesure thermique

Pour le FeNi 80/20 et MnZn N30 (figure 3.2 a), les bobinages primaires et secondaires sont bobinés directement sur le tore magnétique en utilisant un fil de cuivre haute température. Pour le Vitroperm 800F (figure 3.2 b), un ruban isolant en fibre de verre est inséré en plus

entre chaque élément (tore, bobines secondaire et primaire) pour réduire encore tout risque de court-circuit. Les caractéristiques des isolants sont présentées en annexe A.



Figure 3.2.a. FeNi 80/20 avant (à gauche) et après bobinage (à droite) par le fil de cuivre haute température



Figure 3.2.b. Vitroperm 800F avant (à gauche) et après bobinage (à droite) par le ruban en fibre de verre

D'autre part, pour obtenir une température homogène de l'ensemble tore-bobinages ($\Delta\theta < 1^\circ\text{C}$), l'échantillon de mesure est mis dans une petite boîte en aluminium. Des thermocouples sont collés sur différentes parties de l'échantillon pour contrôler l'homogénéité de la température (figure 3.3).

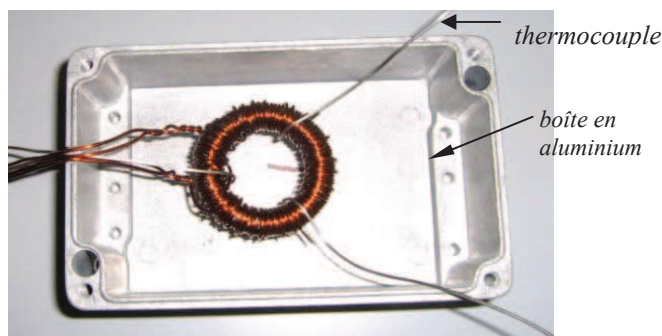


Figure 3.3. Exemple des thermocouples collés sur un échantillon

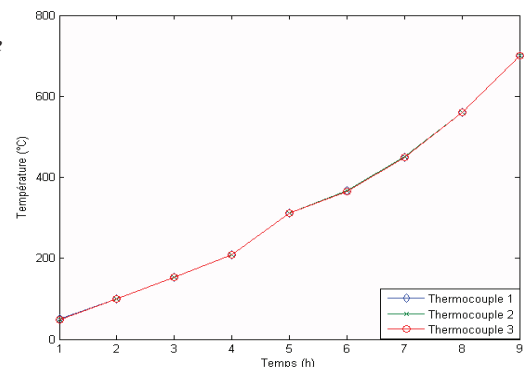


Figure 3.4. Température des trois thermocouples

Préalablement, la précision des 3 thermocouples a été contrôlée en les plaçant en un même point dans une boîte et en les reliant ensemble, et en effectuant des mesures pendant une heure avec augmentation progressive de la température (figure 3.4). L'erreur maximale est 1°C .

4. Comportement des matériaux magnétiques en fonction de la température

4.1. Variation des cycles d'hystérésis en fonction de la température et de la fréquence

Pour les différents matériaux testés, nous avons mesuré avec ce banc expérimental, des cycles $B(H)$ centrés pour plusieurs valeurs de températures et de fréquences. Le

comportement en régime quasi-statique ($f \leq 1\text{Hz}$) des trois matériaux est présenté sur les figures 3.5a - 3.7a; et leur comportement en régime dynamique sur les figures 3.5b - 3.7b. Les mesures ont été effectuées de la température ambiante jusqu'à une température proche de la température de Curie. Le temps de mesure des cycles d'hystérésis en fonction de la température prend environ 10 – 12h pour chaque matériau.

Ces mesures confirment bien que les propriétés des matériaux magnétiques sont grandement variables avec la température.

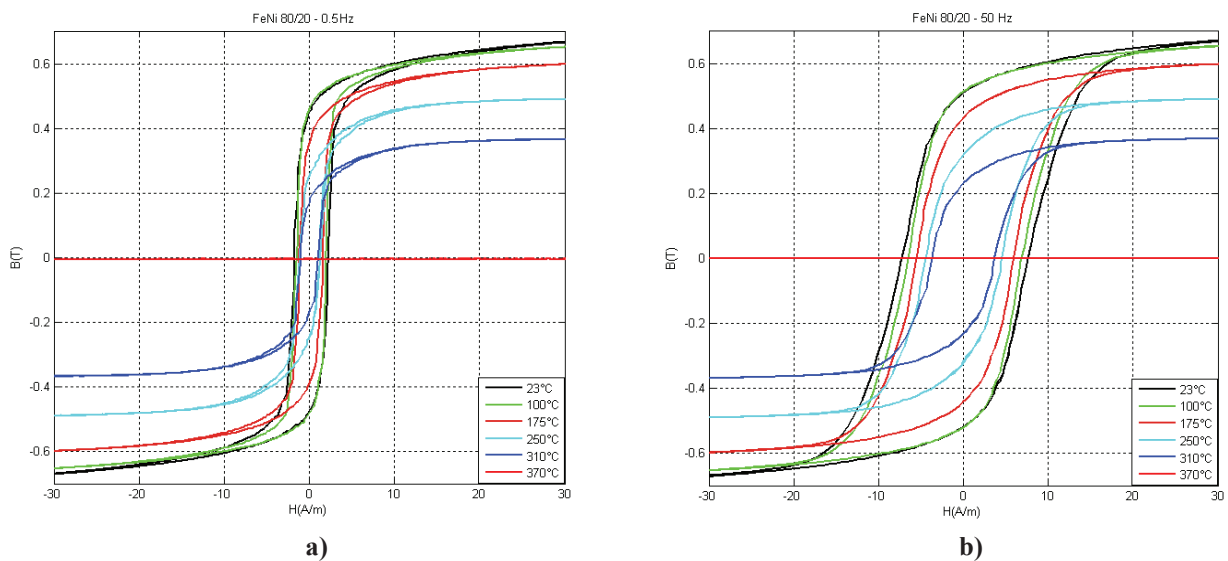


Figure 3.5. Cycle d'hystérésis en fonction de θ du matériau FeNi 80/20:
a) En régime quasi-statique 0.5Hz ; b) En régime dynamique 50 Hz

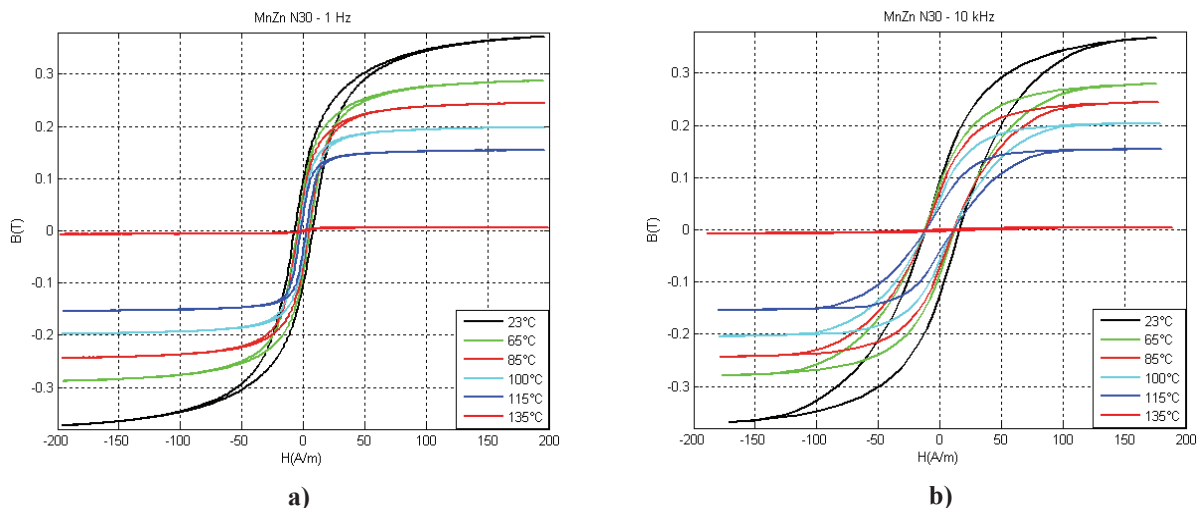


Figure 3.6. Cycle d'hystérésis en fonction de θ du matériau MnZn N30:
a) En régime quasi-statique 1Hz ; b) En régime dynamique 10 kHz

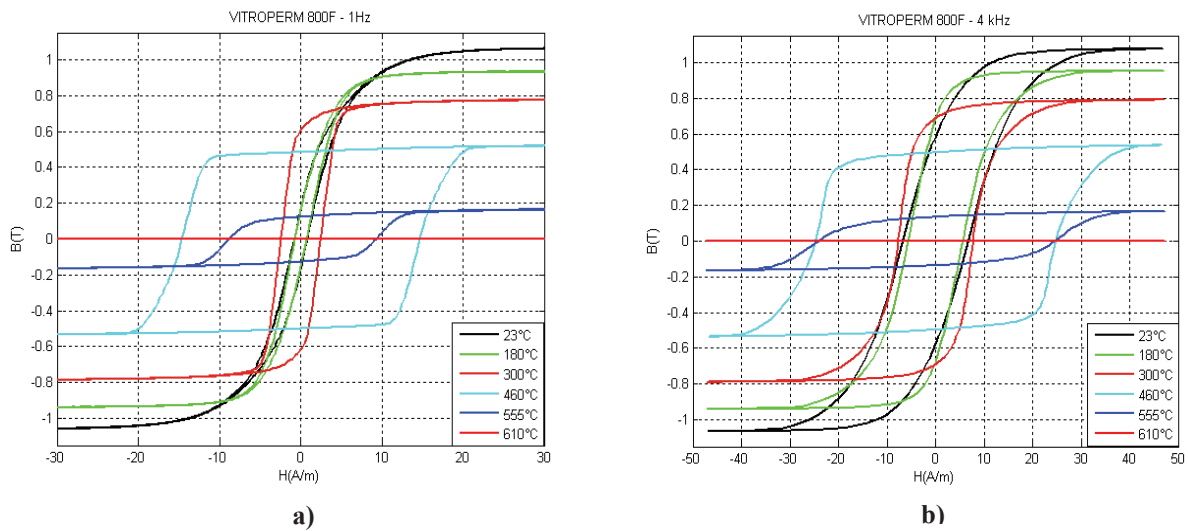


Figure 3.7. Cycle d'hystérésis en fonction de θ du matériau Vitroperm 800F:
a) En régime quasi-statique 1Hz; b) En régime dynamique 4 kHz

4.2. Analyse des variations des propriétés standards en fonction de la température

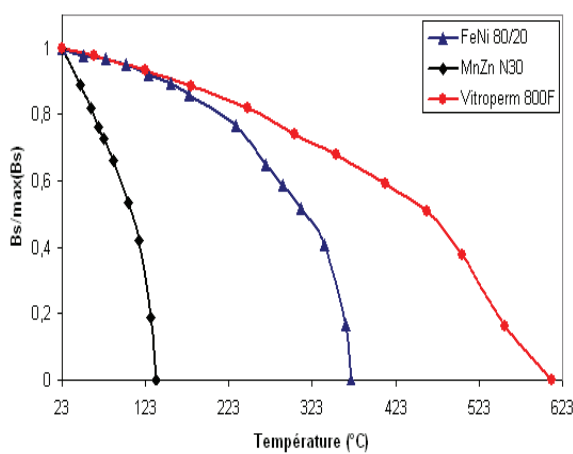


Figure 3.8. Induction de saturation pratique normée en fonction de θ

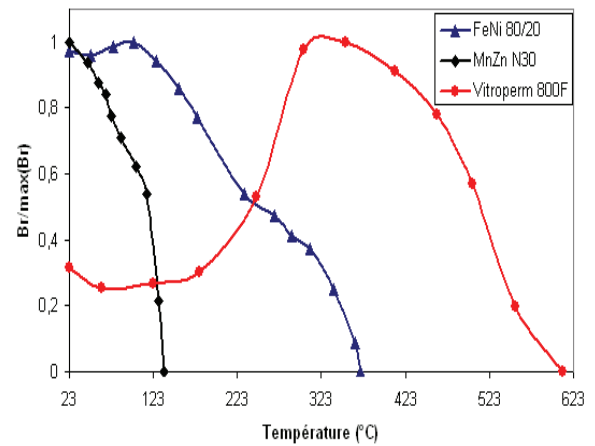


Figure 3.9. Induction rémanente normée en fonction de θ

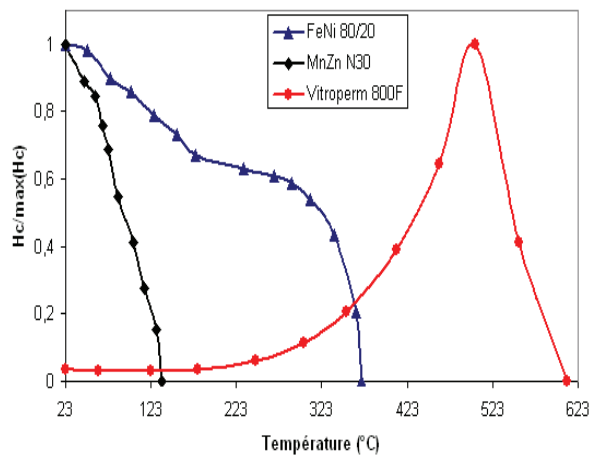


Figure 3.10. Champ coercitif normé en fonction de θ

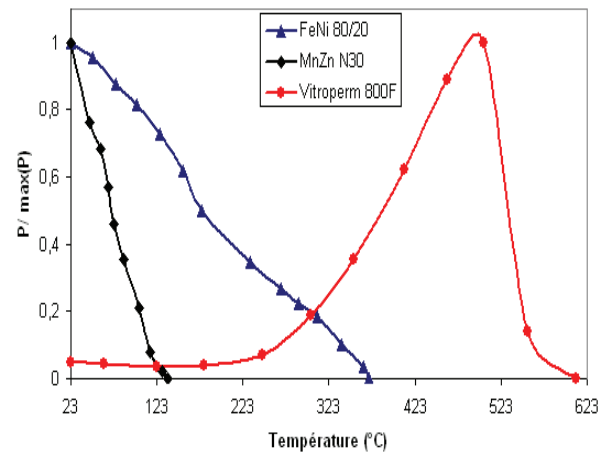


Figure 3.11. Pertes par hystérésis en fonction de θ

A partir des cycles d'hystérésis en régime quasi-statique, nous traçons l'évolution de certaines propriétés en fonction de la température : Induction de saturation B_s , induction rémanente B_r , champ coercitif H_c , pertes par hystérésis P_{hys} (figures 3.8 – 3.11). Les valeurs de normalisation utilisées sur ces figures sont celles du tableau 3.1.

Lorsque la température augmente, l'aimantation à saturation diminue pour les trois types de matériaux. L'induction rémanente, le champ coercitif et les pertes par hystérésis ont tendance à diminuer pour les matériaux FeNi 80/20 et MnZn N30, mais à augmenter avec le matériau Vitroperm 800F. Ce résultat est confirmé dans [KOL_1], [KOL_2]. La variation de ces propriétés dépend de la structure et de la composition chimique. Le comportement ferromagnétique est perdu complètement à la température de Curie. Ce phénomène important doit être pris en compte pour une simulation correcte du cycle d'hystérésis en régime d'excitation et pour une température quelconques.

5. Modélisation des comportements des matériaux magnétiques

L'objectif est de disposer d'un modèle permettant de simuler rapidement le phénomène d'hystérésis transitoire et permanent en fonction de la température et de la fréquence. Nous allons utiliser les résultats expérimentaux pour l'identification et l'optimisation des paramètres du modèle de Jiles-Atherton. Ensuite, le paramètre γ associé à la notion de tube de flux sera identifié et optimisé.

5.1. Représentation d'un système électrique comportant un circuit magnétique

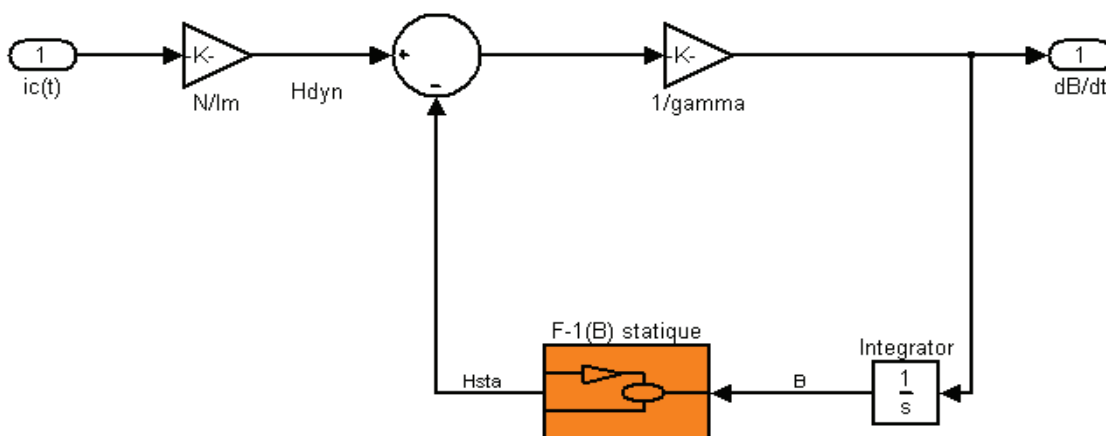


Figure 3.12. Représentation sous Matlab d'un tore bobiné alimenté à courant imposé

L'objectif de cette partie est de représenter sur un système simple (tore bobiné) comment le modèle peut être aisément mis en application à l'aide du logiciel Matlab-Simulink. Le logiciel Matlab a été choisi pour sa grande diffusion au sein du monde scientifique.

Le schéma bloc représenté par la figure 3.12 est la transcription de l'équation (2.41) avec les hypothèses du modèle statique dans le cas d'une alimentation à courant imposé. Nous pouvons voir que ce dernier requiert la valeur de $B(t)$ pour retourner la valeur du champ H_{sta} qui est le champ d'excitation lu sur le cycle d'hystérésis statique. Le coefficient comportemental γ et la fonction $F^{-1}(B)$ sont les deux paramètres suffisants pour la simulation. Il est à noter que plusieurs tubes flux peuvent être associés avec ce formalisme dans le cas de géométries plus complexes. Un large éventail d'associations de tubes de flux dynamiques se trouve dans les thèses d'Hervé Fraisse [FRA] et Daniel Gaude [GAU].

5.2. Identification et optimisation des paramètres

5.2.1. Le modèle de Jiles-Atherton

A partir de données expérimentales, il y a plusieurs méthodes pour déterminer les paramètres du modèle de Jiles-Atherton. On peut citer en particulier les méthodes :

- itérative (voir paragraphe 3.3.3 du chapitre II) [JIL_4], [BEN], [ROM_2],
- moindres carrées [AZZ],
- simplexe [MOR], [SIX_2],
- algorithme génétique [AZZ], [ROM_1], [ROM_2], [WIL_4].

Nous avons utilisé le programme développé par R. MARION, dans sa thèse au laboratoire AMPERE. Son programme permet de déterminer automatiquement les cinq paramètres du modèle de Jiles-Atherton avec les méthodes itératives du simplexe et de l'algorithme génétique. Ces méthodes d'optimisation s'appuient sur la minimisation d'une fonction objective. Dans notre cas, cette fonction peut être l'erreur quadratique entre le cycle mesuré et celui simulé [ROM_2]:

$$OF_1 = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{j=1}^N \left(\frac{B_{mes}(j) - B_{sim}(j)}{\max(B_{mes})} \right)^2} \quad (3.4)$$

avec :

- N : nombre de points dans une période des deux vecteurs B_{mes} et B_{sim} ,
- B_{mes}, B_{sim} : inductions mesurée et simulée,
- $\max(B_{mes})$: valeur maximale mesurée sur une période.

Nous avons tout d'abord comparé les résultats obtenus avec ces deux méthodes pour plusieurs matériaux. Les figures 3.13-3.14 illustrent les résultats pour le FeNi 80/20, et montrent que la méthode du simplexe donne des variations monotones des coefficients de Jiles- Atherton, contrairement à l'algorithme génétique. Par la suite, nous utiliserons la méthode du simplexe, qui présente en plus l'avantage d'être plus rapide.

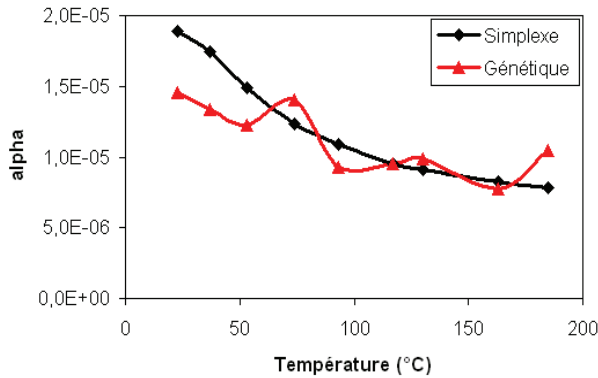


Figure 3.13. Variation du paramètre alpha en fonction de θ de deux méthodes d'optimisation pour le FeNi 80/20

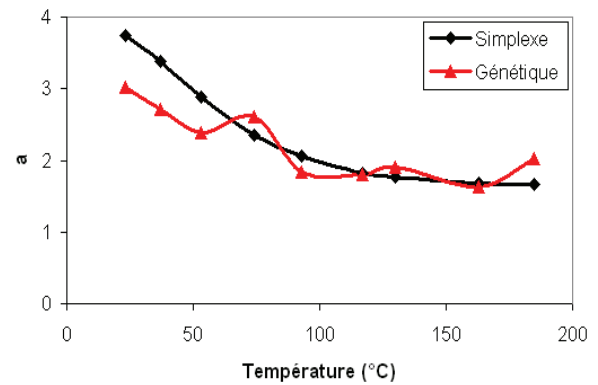


Figure 3.14. Variation du paramètre a en fonction de θ de deux méthodes d'optimisation pour le FeNi 80/20

A chaque température de mesure, ces cinq paramètres sont optimisés à partir d'un cycle majeur mesuré. En régime quasi-statique, les comparaisons entre les cycles mesurés et simulés avec l'excitation H sinusoïdale imposée seront effectuées. Les critères de comparaison sont les grandeurs caractéristiques suivantes :

- l'erreur quadratique OF1 (3.4),
- l'induction maximale (ΔB_{max})

L'erreur relative de l'induction maximale est définie par :

$$\Delta B_{max}(\%) = \frac{\max(B_{mes}) - \max(B_{sim})}{\max(B_{mes})} \cdot 100 \quad (3.5)$$

avec $\max(B_{sim})$: valeur maximale simulée sur une période.

Les erreurs relatives exprimées par rapport aux valeurs correspondantes de mesure qui sont considérées comme référence, nous permettent de vérifier la validité de la méthode lorsque la température de l'échantillon varie.

Enfin, nous présentons ci-dessous l'évolution de chaque paramètre en fonction de la température pour les matériaux étudiés, en particulier FeNi 80/20, MnZn N30, Vitroperm 800F.

*** FeNi 80/20 :**

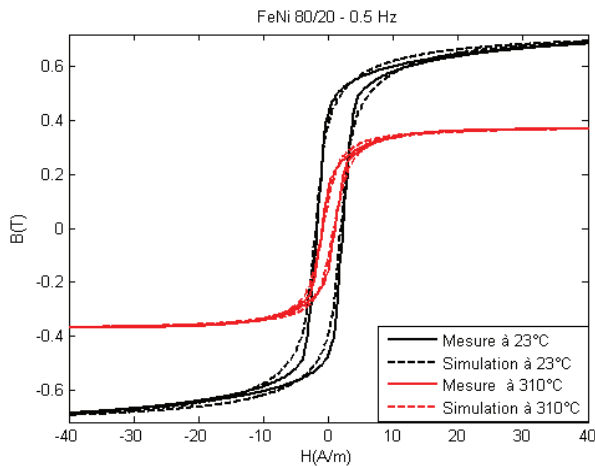


Figure 3.15. Cycles B(H) mesuré et simulé du FeNi 80/20, $\theta = 23-310$ °C, $f = 0.5$ Hz

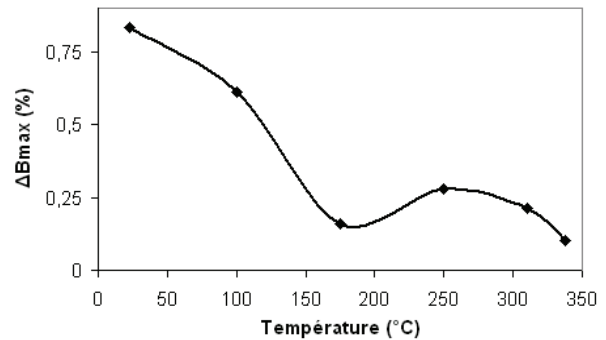


Figure 3.16. Erreur relative de l'induction maximale en fonction de θ

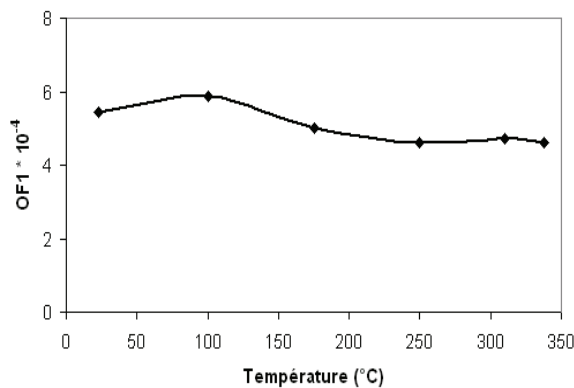


Figure 3.17. Erreur quadratique en fonction de θ

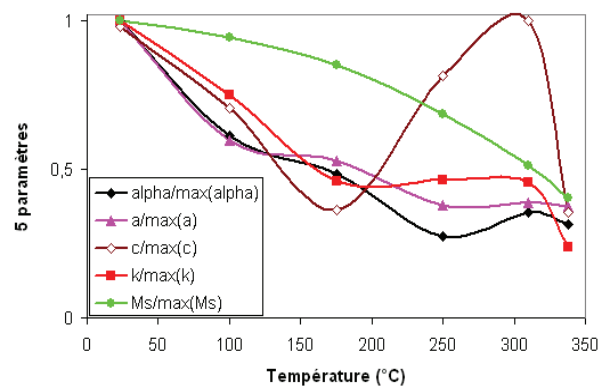


Figure 3.18. Variation normalisée des 5 paramètres de Jiles-Atherton en fonction de θ
 $(\alpha = 1.89e-5; a = 3.741; c = 0.474; k = 3.852$
 et $M_s = 575964$ à 23°C)

Les cycles d'hystérésis référence sont mesurés à 0.5Hz avec plusieurs valeurs de température. Le courant d'excitation est sinusoïdal. Les cycles sont des cycles majeurs et ils sont caractérisés à l'état de saturation pratique avec le champ appliqué $H_{max} = 80\text{A/m}$. La figure 3.15 montre la bonne correspondance des cycles d'hystérésis mesurés et simulés à différentes températures avec le même signal d'entrée.

Sur la plage de températures 23 - 340°C , on peut constater que le modèle de Jiles-Atherton donne de bons résultats (figures 3.16-3.17). Quelle que soit l'amplitude de température, l'erreur relative moyenne de l'induction maximale est inférieure à 0.45%, et l'erreur quadratique à $5.5 \cdot 10^{-4}$. L'erreur reste stable.

La figure 3.18 représente l'évolution des cinq paramètres de ce modèle en fonction de la température. Dans l'intervalle 23 - 175°C , tous les cinq paramètres du modèle ont

tendance à diminuer quand la température augmente. Entre 175° et la température de Curie, leur évolution n'est plus monotone.

*** MnZn N30:**

Les conditions expérimentales sont mêmes que pour le FeNi 80/20, mis à part $H_{max} = 200A/m$ et $f = 1Hz$.

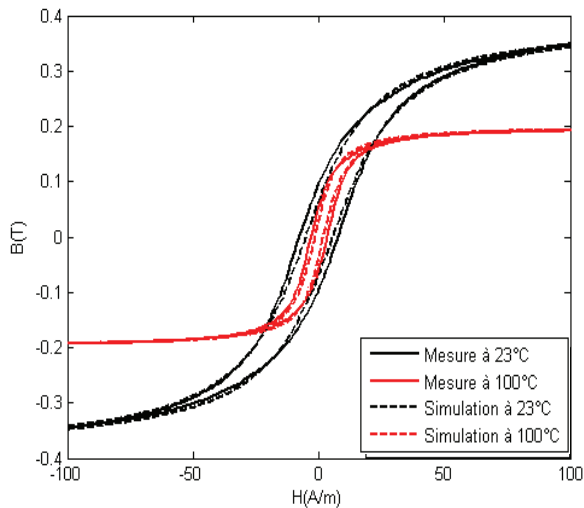


Figure 3.19. Cycles B(H) mesuré et simulé du MnZn N30, $\theta = 23-100^{\circ}C$, $f = 1Hz$

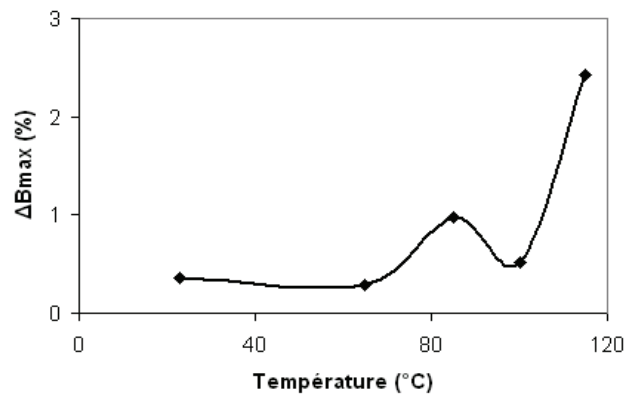


Figure 3.20. Erreur relative de l'induction maximale en fonction de θ

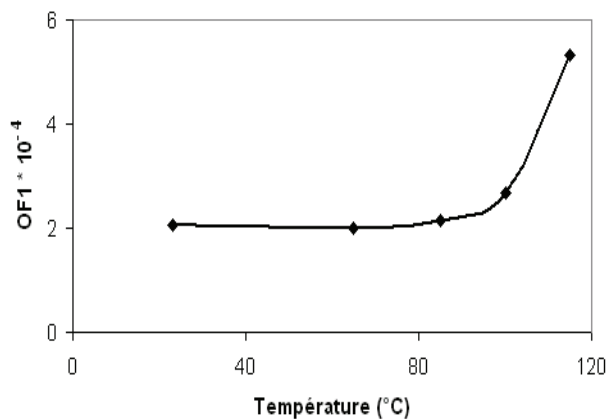


Figure 3.21. Erreur quadratique en fonction de θ

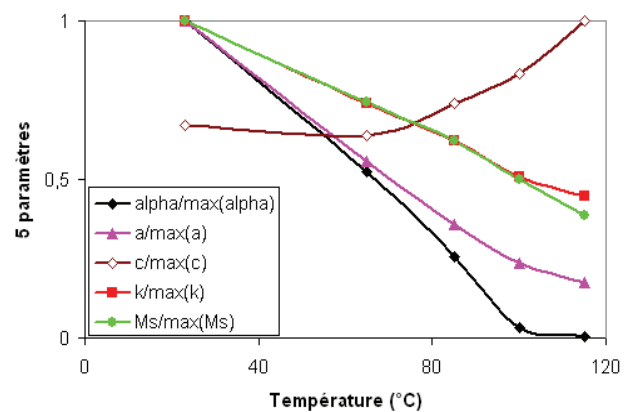


Figure 3.22. Variation normalisée des 5 paramètres de Jiles-Atherton en fonction de θ
 $(\alpha = 6.63e-5; a = 16.792; c = 0.362; k = 10.226$
 et $M_s = 320524$ à $23^{\circ}C$)

La figure 3.19 montre un exemple de cycles où les courbes simulées suivent bien les courbes expérimentales. L'erreur relative moyenne de l'induction maximale est inférieure à 1.05% (figure 3.20). L'erreur quadratique moyenne est inférieure à $3.5 \cdot 10^{-4}$ (figure 3.21). L'évolution des cinq paramètres du modèle de Jiles-Atherton est montrée dans la figure

3.22. Dans l'intervalle 23 - 115°C, ces paramètres ont tendance à diminuer quand la température augmente sauf le paramètre c qui a tendance à augmenter.

*** Vitroperm 800F:**

La fréquence d'excitation dans ce cas est 1Hz et le champ appliqué $H_{max} = 50A/m$.

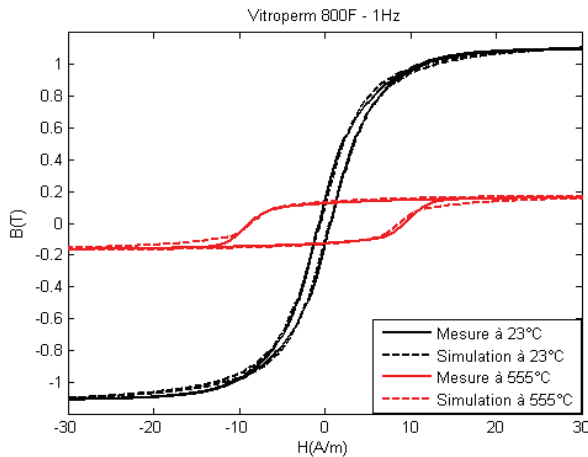


Figure 3.23. Cycles B(H) mesuré et simulé du Vitroperm 800F, $\theta = 23-555^\circ C$, $f = 1Hz$

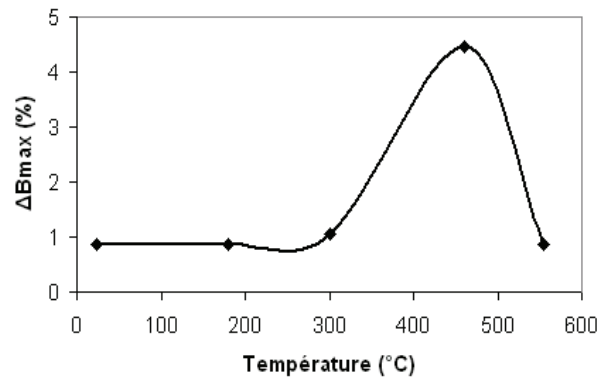


Figure 3.24. Erreur relative de l'induction maximale en fonction de θ

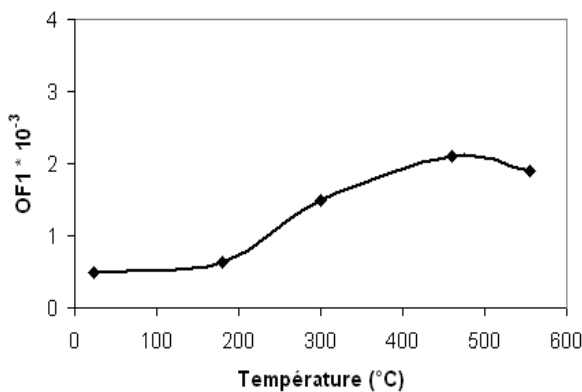


Figure 3.25. Erreur quadratique en fonction de θ

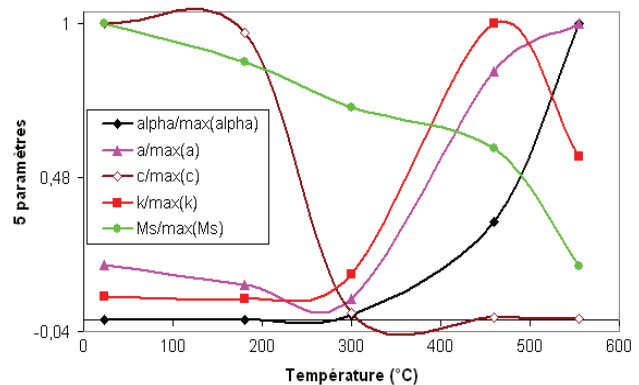


Figure 3.26. Variation normalisée des 5 paramètres de Jiles-Atherton en fonction de θ
 $(\alpha = 6.01e-12; a = 1.769; c = 0.459; k = 1.293$
 et $M_s = 892507$ à $23^\circ C$)

La concordance entre cycles mesurés et simulés est présentée sur la figure 3.23. Les résultats résumés par les courbes des figures 3.24–3.25 montrent que ce modèle nous permet d'avoir une modélisation correcte du matériau en régime statique. Sur l'intervalle 23 - 555°C, nous obtenons une erreur relative moyenne $\Delta B_{max} \leq 2.2\%$ et une erreur quadratique moyenne $OF1 \leq 0.16\%$. Ces résultats confirment la bonne performance du modèle statique sur une large gamme de variation de la température. De plus, pour la gamme des « faibles » températures ($\theta < 250^\circ C$), les cinq paramètres du modèle de Jiles-

Atherton varie de manière monotone et ont tendance à diminuer quand la température augmente (figure 3.26).

5.2.2. Le modèle “tube de flux”

Lorsque la fréquence augmente, plusieurs effets dynamiques apparaissent à l’intérieur du matériau. Cette augmentation s’illustre par un élargissement du cycle B(H). Le modèle “tube de flux” est utilisé pour simuler cette variation.

En résumé, le modèle décrit par l’équation (2.41) nous permet de prendre en compte les effets dynamiques d’une façon globale. Ce modèle a pour avantage d’être simple, peu coûteux en paramètres. Le paramètre γ est représentatif de la globalité des effets dynamiques dans le circuit magnétique. Pour autant, l’hypothèse associée à cette représentation est limitée. L’étude avec un grand nombre d’échantillons de matériaux [SIX_1], [RAU] a montré que ce modèle s’avère efficace lorsque les deux hypothèses suivantes sont respectées:

- l’effet de peau est négligeable vis-à-vis de l’épaisseur du matériau,
- phénomène anisotropie est négligeable.

Les valeurs limites correspondantes sont liées au type de matériau. Des modèles plus élaborés prenant en compte ces effets continuent à être développés au laboratoire.

A partir de nos mesures en régime dynamique, le paramètre γ est optimisé pour la fréquence d’excitation maximale appliquée à chaque matériau jusqu’à ce que l’erreur relative entre les pertes fer mesurées et simulées soit inférieure à 10% pour chaque température.

L’erreur relative entre les pertes fer mesurées P_{mes} et simulées P_{sim} est déterminée par :

$$\Delta P(\%) = \frac{P_{mes} - P_{sim}}{P_{mes}} \cdot 100 \quad (3.6)$$

Une fois le paramètre γ calé, nous disposons de tous les critères de comparaison (ΔP , ΔB_{max} et OF1) pour estimer la performance de cette méthode. Ensuite, la valeur de γ sera utilisée pour d’autres fréquences (plus faibles).

La performance de cette méthode en régime dynamique est illustrée par les résultats suivants obtenus pour les 3 matériaux types.

*** FeNi 80/20:**

L'échantillon est excité par une source sinusoïdale avec l'amplitude $H_{max} = 80A/m$, à la fréquence d'excitation maximale $f_{max} = 50Hz$. Après l'identification du paramètre γ à température ambiante et à fréquence maximale, nous l'avons ensuite identifié à d'autres températures et à d'autres fréquences.

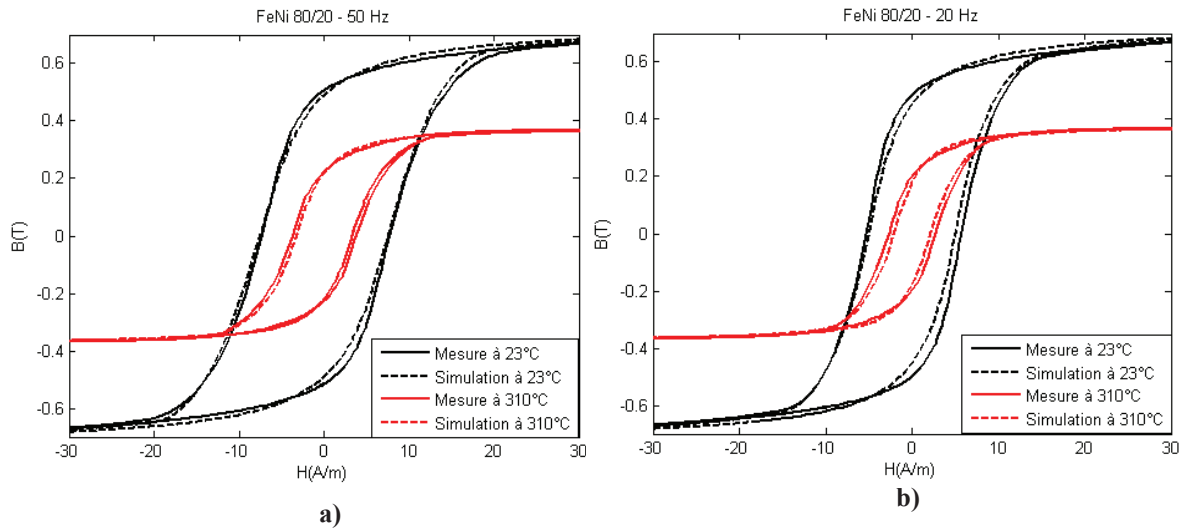


Figure 3.27. Cycles B(H) mesuré et simulé du FeNi 80/20 à 23°C et 310°C.
a) La valeur de γ est déterminée à fréquence maximale 50Hz ; b) et elle est identifiée à 20Hz

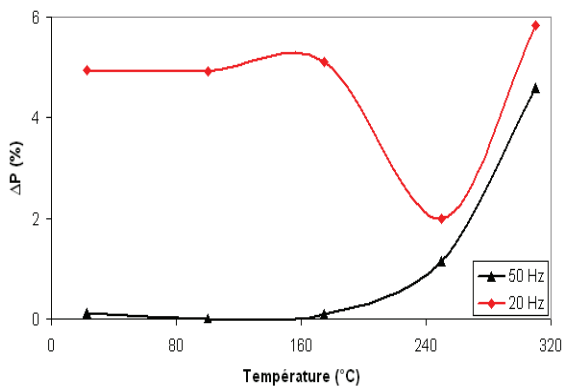


Figure 3.28. Erreur relative des pertes fer en fonction de θ

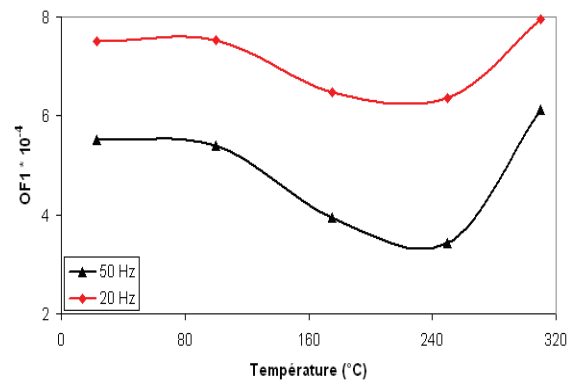


Figure 3.29. Erreur quadratique en fonction de θ

Les figures 3.27 a-b montrent la bonne correspondance du cycle obtenu par le modèle avec celui de la mesure en régime dynamique. Dans l'intervalle $23^{\circ}C \leq \theta \leq 310^{\circ}C$, nous obtenons une erreur relative moyenne des pertes fer de 1.2% à 50Hz et de 4.6% à 20Hz (figure 3.28). L'erreur quadratique moyenne est inférieure à $5 \cdot 10^{-4}$ à 50Hz et inférieure à $7.2 \cdot 10^{-4}$ à 20Hz (figure 3.29). La variation de l'induction maximale ΔB_{max} en fonction de la température est la même en régime dynamique qu'en régime statique.

*** MnZn N30:**

Cet échantillon est excité par une source sinusoïdale avec l'amplitude $H_{max} = 200A/m$ et la fréquence d'excitation maximale $f_{max} = 10kHz$. Les figures 3.30 a-b montrent des exemples de cycles à différentes températures où les courbes simulées suivent bien les courbes mesurées.

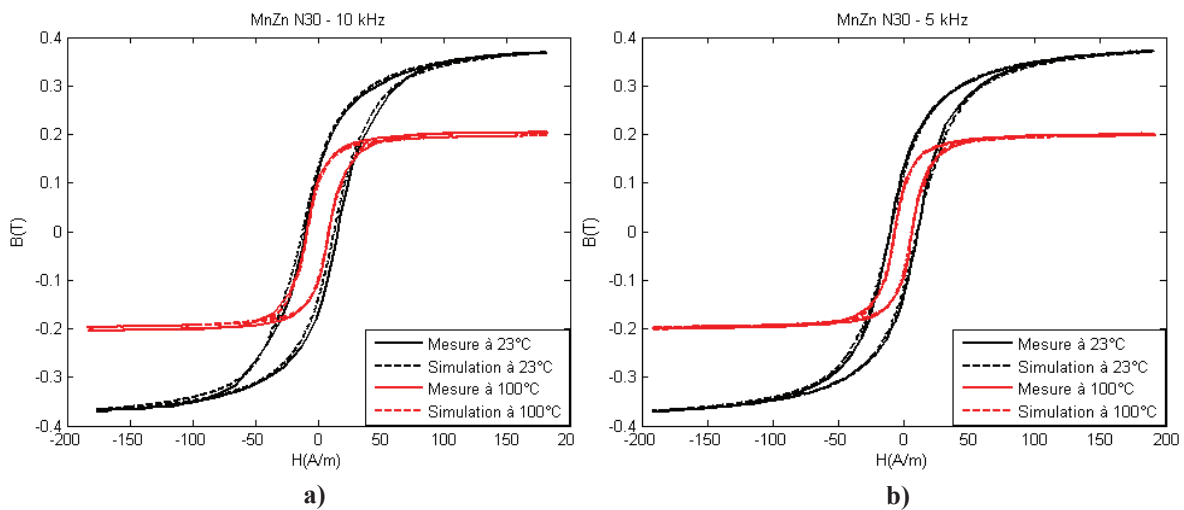


Figure 3.30. Cycles B(H) mesuré et simulé du MnZn N30 à 23°C et 100°C.
a) La valeur de γ est déterminée à fréquence maximale 10 kHz ; b) et elle est identifiée à 5 kHz

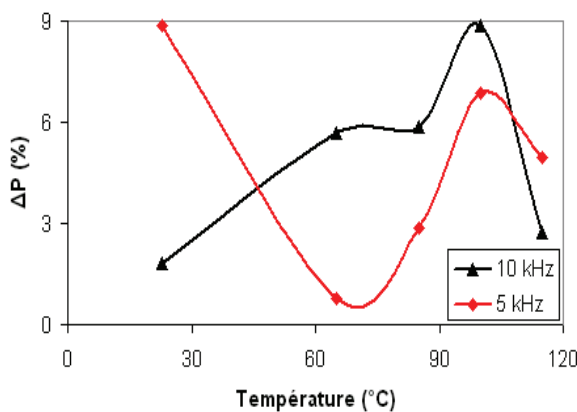


Figure 3.31. L'erreur relative des pertes fer en fonction de θ

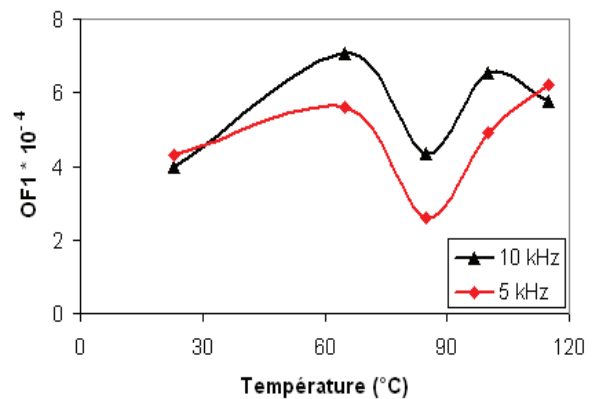


Figure 3.32. L'erreur quadratique en fonction de θ

Dans la gamme 23 - 115°C, on obtient une erreur relative moyenne des pertes fer de 5% à 10 kHz et 5 kHz (figure 3.31). L'erreur quadratique moyenne est inférieure à $6 \cdot 10^{-4}$ à 10 kHz et inférieure à $5 \cdot 10^{-4}$ à 5 kHz (figure 3.32).

*** Vitroperm 800F:**

La même démarche est opérée avec le matériau nanocristallin Vitroperm 800F. La fréquence d'excitation maximale $f_{max}=4\text{kHz}$. Les figures 3.33 a-b montrent également la concordance entre des cycles mesurés et simulés à différentes températures.

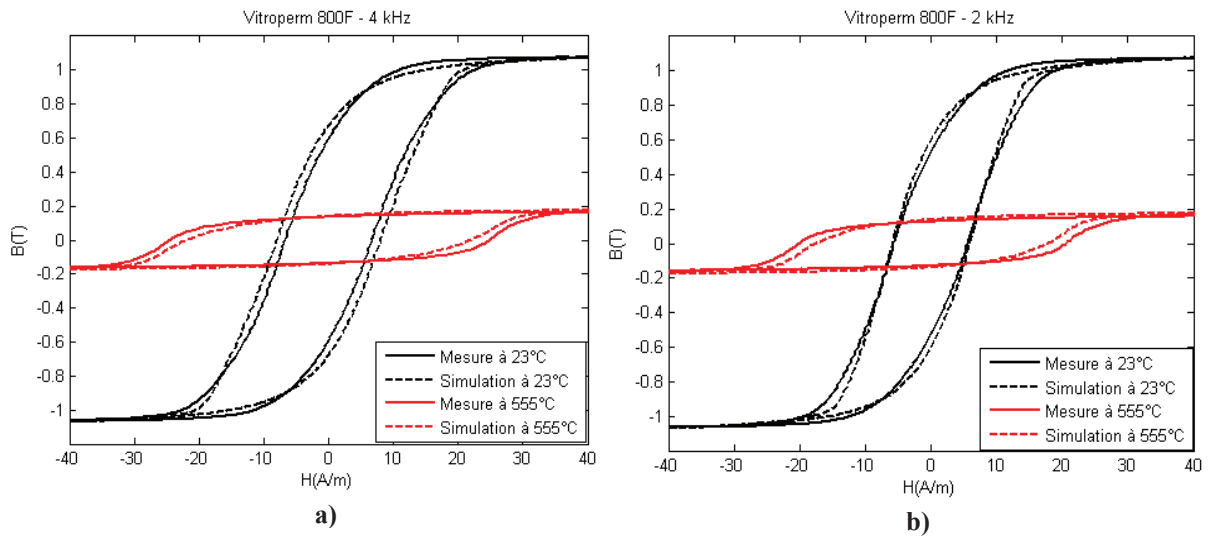


Figure 3.33. Cycles B(H) mesuré et simulé du Vitroperm 800F à 23°C et 555°C.
a) La valeur de γ est déterminée à fréquence maximale 4 kHz ; b) et elle est identifiée à 2 kHz

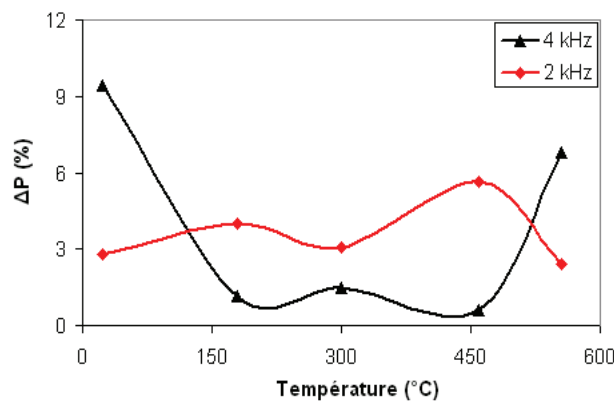


Figure 3.34. Erreur relative des pertes fer en fonction de θ

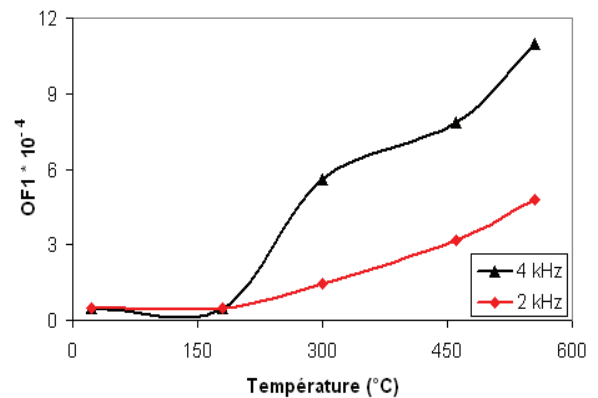


Figure 3.35. Erreur quadratique en fonction de θ

Le modèle donne de bons résultats dans la gamme 23-555°C (figures 3.34–3.35). L'erreur relative sur les pertes fer est inférieure à 4% à 4 kHz et 2 kHz, tandis que l'erreur quadratique moyenne est inférieure à $5 \cdot 10^{-4}$ à 4 kHz et inférieure à $2 \cdot 10^{-4}$ à 2 kHz.

L'ensemble des résultats obtenus sur les divers matériaux confirment que le modèle "tube de flux" est bien adapté et également, très rapide.

Comparaison et analyse des variations de γ pour FeNi 80/20, MnZn N30, Vitroperm 800F :

Lorsque la température augmente (figure 3.36), le paramètre γ a tendance à augmenter avec les MnZn N30 et Vitroperm 800F, mais au contraire, à diminuer avec le FeNi 80/20. Comme nous avons présenté au paragraphe précédent, ce paramètre dépend de l'épaisseur, de la conductivité, de la dynamique d'excitation et du type du matériau.

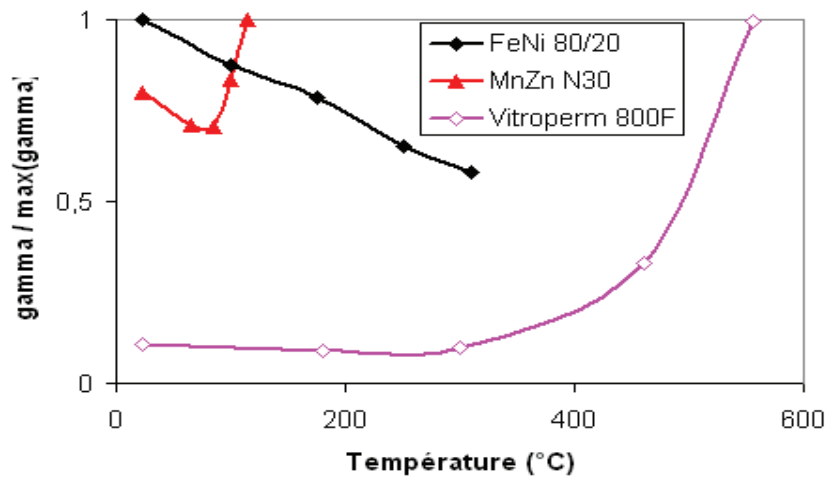


Figure 3.36. Variation du paramètre γ en fonction de θ pour les trois matériaux étudiés

Compte tenu de la relation (2.42), la variation de γ est cohérente uniquement pour le FeNi 80/20 car la conductivité δ diminue avec la température de l'échantillon suivant la relation bien connue :

$$\delta = \frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_0 \cdot (1 + \alpha \cdot \theta)} \quad (3.7)$$

avec :

- ρ_0 résistivité à 0 °C,
- α le coefficient de température du matériau,
- θ température en degrés Celsius.

Cette variation de γ n'est pas la même pour le Vitroperm 800F. Les pertes fer ont tendance à augmenter avec la température. La valeur de γ augmente donc elle aussi.

Pour le MnZn N30, γ a tendance à diminuer jusqu'à 85°C. A partir de cette température, γ augmente, nous le pensons, pour compenser l'erreur faite par le modèle statique ($OF1_{115^\circ C} \approx 2.5 \cdot OF1_{25^\circ C}$) (voir la figure 3.21).

6. Conclusion

Nous avons validé le modèle de Jiles-Atherton en régime quasi-statique sur trois types de matériaux différents : FeNi 80/20, MnZn N30 et nanocristallin Vitroperm 800F. A partir des résultats obtenus, on peut conclure que ce modèle est bien adapté à une large gamme de température. De plus, le temps de calcul est relativement rapide. Les variations des paramètres du modèle de Jiles-Atherton en fonction de la température sont, quelquefois désordonnées car ils sont optimisés par un critère mathématique (OF1). Il faudrait une nouvelle approche physique de chaque paramètre du modèle de Jiles-Atherton pour avoir des tendances d'évolution des paramètres plus stables. Par faute de temps, nous n'avons pas pu étudier cette piste.

En régime dynamique, les résultats obtenus confirme que le modèle "tube de flux" est performant : simple d'application, rapide, et précis.

Dans les chapitres suivants, nous allons utiliser les résultats obtenus pour le FeNi 80/20 et MnZn N30 pour simuler des systèmes électromagnétiques simples en tenant compte de la température.

CHAPITRE IV

CARACTÉRISATION ET MODÉLISATION D'UN CAPTEUR DE COURANT EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE

1. Introduction

Après avoir validé notre modèle d'hystérésis $B(H)$ ou $H(B)$ en fonction de la température sur différents matériaux magnétiques, nous allons l'utiliser pour modéliser le fonctionnement d'un système électromagnétique simple correspondant à un capteur de courant en fonctionnement.

Un capteur de courant classique (figure 4.1) comporte une bobine primaire (en général une barre conductrice traversant le circuit magnétique ou noyau, d'où un nombre de spires égal à un) et une bobine secondaire enroulée sur le noyau. Dans l'hypothèse d'un transformateur parfait, le courant au secondaire est proportionnel au courant primaire et au rapport du nombre de spires primaires et secondaires.

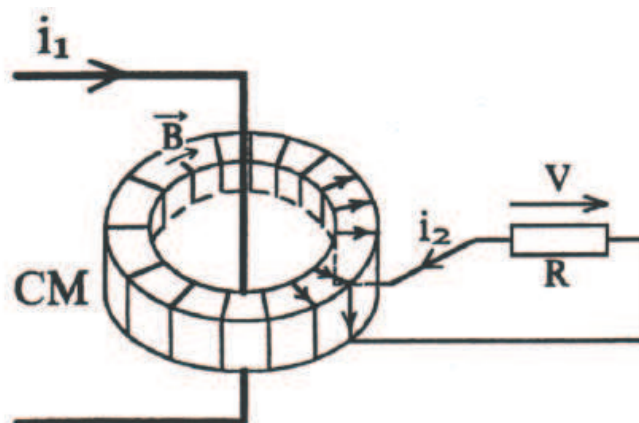


Figure 4.1. Image d'un capteur de courant torique à noyau magnétique

Son utilisation peut-être limitée dans certains cas en raison de phénomène de saturation et d'hystérésis. Si par exemple il sature, le capteur a un comportement non linéaire. De plus, ces capteurs peuvent fonctionner dans une large gamme de température. Nous nous proposons d'étudier par la mesure et par la simulation l'influence de la température sur la précision du capteur de courant.

2. Caractéristiques, banc et modélisation du capteur

Le système électromagnétique de test utilise le noyau d'un capteur de courant industriel, capteur de type ES fabriqué par la société ABB. Il comporte un bobinage primaire, un tore magnétique FeNi 80/20 (voir chapitre III) et un bobinage secondaire. Les conditions d'étude seront proches des conditions réelles de fonctionnement du capteur industriel (courant primaire, résistance de charge,...). On peut trouver dans le tableau 4.1 quelques informations sur ce système électromagnétique de test que nous désignerons par la suite par le mot « capteur ».

<u>Dimensions du tore :</u>	<u>Caractéristiques du matériau FeNi 80/20:</u>
$l_m = 108\text{mm}$ $S_{ec} = 24\text{mm}^2$ épaisseur = 4mm hauteur = 6mm $M_v = 8800 \text{ kg/m}^3$	$B_{s_max} = 0.66\text{T}$ pour $H_{max} = 200\text{A/m}$ $B_{r_max} = 0.5\text{T}$ $H_c \leq 15\text{A/m}$ $\rho = 60 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ $\mu_{max} = (15-45) \cdot 10^4$
Nombre de spires primaires	$N_1 = 130$
Nombre de spires secondaires	$N_2 = 5000$
Résistance bobinage secondaire	$R_s = 58.36 \Omega$
Résistance de charge	$R_c = 10 \Omega$

Tableau 4.1. Caractéristique du « capteur »

2.1. Banc de caractérisation du capteur

Nous utilisons le banc de mesure pour caractériser ce capteur en fonction de la température (figure 4.2). Comme déjà présenté au chapitre précédent, ce capteur est placé dans une boîte métallique à l'intérieur du four (figure 3.3). La résistance de charge (R_c) est placée à l'extérieur du four car elle sert à la mesure de courant secondaire. La température du tore magnétique est obtenue par des thermocouples collés et répartis sur sa surface. Le courant primaire est généré par le GBF et amplifié, et mesuré grâce à la résistance de shunt.

Les mesures sont réalisées pour différentes valeurs de températures, de courant primaire et de fréquences. Pour chaque température, il est nécessaire d'attendre deux heures pour que la température soit homogène dans l'échantillon.

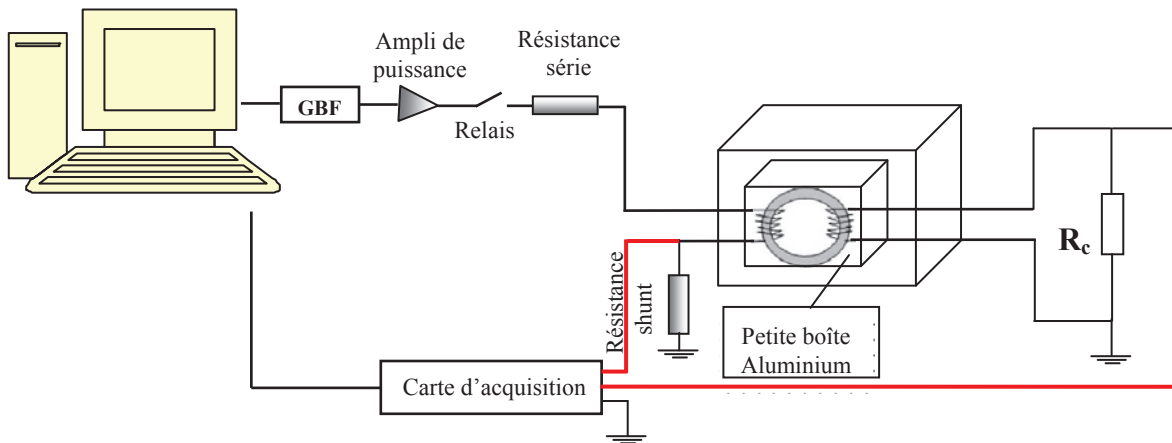


Figure 4.2. Schéma synoptique du banc de caractérisation du capteur en fonction de la température

2.2. Modélisation du capteur

Nous utilisons le modèle “tube de flux” pour modéliser la variation des propriétés magnétiques du noyau de capteur étudié en fonction de la température. Cette modélisation s’appuie sur l’équation suivante (Cf. chapitre II) :

$$l_m \cdot \left(H_{dyn} - F^{-1} \left(\frac{\phi}{S_{ec}} \right) \right) = \frac{\gamma \cdot l_m}{S_{ec}} \cdot \frac{d\phi}{dt} \quad (4.1)$$

avec :

- l_m : longueur moyenne du tube de flux,
- H_{dyn} : le champ d’excitation magnétique appliqué au tube de flux,
- ϕ : flux à travers la section du tube,
- S_{ec} : section du tube de flux,
- F^{-1} : fonction hystérésis en régime quasi-statique déterminée à partir du modèle de Jiles-Atherton inverse,
- γ : coefficient comportemental déterminé à partir d’une mesure dynamique du matériau considéré.

Le matériau FeNi 80/20 a déjà été étudié au chapitre III. En particulier, le coefficient γ et la fonction F^{-1} correspondants, et leur évolution en fonction de la température ont déjà été déterminés dans des conditions spécifiques d’excitation (gamme de fréquences et de champ). On fait l’hypothèse que ces valeurs de γ et F^{-1} sont indépendantes des conditions d’excitation. Nous pouvons mettre l’équation (4.1) sous la forme :

$$N_1 I_1 - N_2 I_2 - N_1 I_{stat} = \beta \cdot \frac{d\phi}{dt} \quad (4.2)$$

avec :

- $N_1 I_1$: force magnétomotrice due au courant primaire,
- $N_2 I_2$: force magnétomotrice due au courant secondaire,
- $N_1 \cdot I_{stat} = l_m \cdot F^{-1}\left(\frac{\phi}{S_{ec}}\right)$ et $\beta = \frac{\gamma \cdot l_m}{S_{ec}}$

Cette équation est tout à fait adaptée à la représentation du comportement du capteur.

Par ailleurs, on a les équations électriques pour les bobinages primaire et secondaire :

$$\begin{cases} u_1(t) = R_1 \cdot i_1(t) + N_1 \frac{d\phi}{dt} \\ u_2(t) = R_2 \cdot i_2(t) - N_2 \frac{d\phi}{dt} \end{cases} \quad (4.3)$$

En associant les équations (4.2), (4.3), nous avons décrit un nouveau composant représentant le capteur sous Matlab-Simulink (figure 4.3). Il correspond au système de mesure de la figure 4.2.

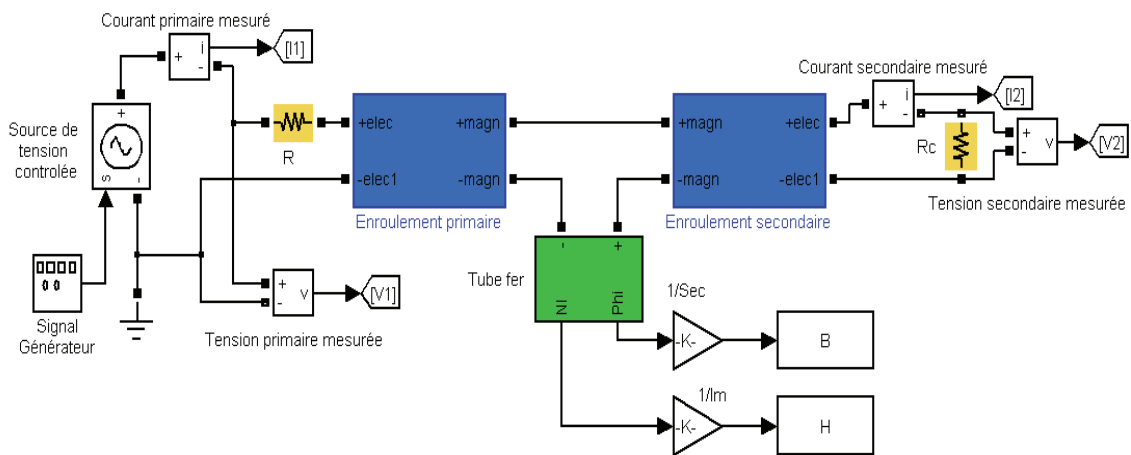


Figure 4.3. Schéma blocs SIMULINK simulant le fonctionnement du capteur

Nous détaillons la fonction de chaque bloc dans la figure 4.3. Le bloc ‘‘Signal Générateur’’ (figure 4.4) permet d'imposer la valeur ainsi que la forme d'onde de la source de tension.

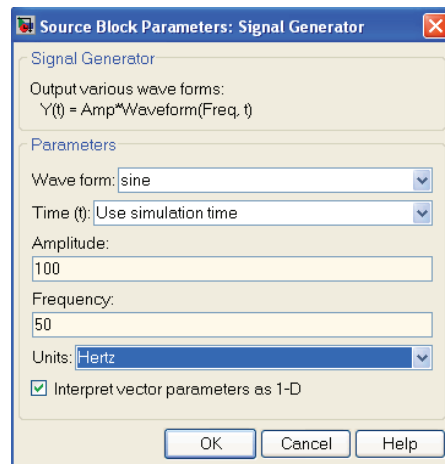


Figure 4.4. Interface du bloc “Signal générateur”

Le bloc “*Enroulement primaire*” et “*Enroulement secondaire*” sont créés à partir de l'équation électromagnétique de l'enroulement primaire et secondaire (4.3). La figure 4.5 représente la fonction du bloc “*Enroulement primaire*”. La figure 4.6 représente l'interface de ce bloc où la résistance et le nombre de spires de l'enroulement primaire sont à spécifier.

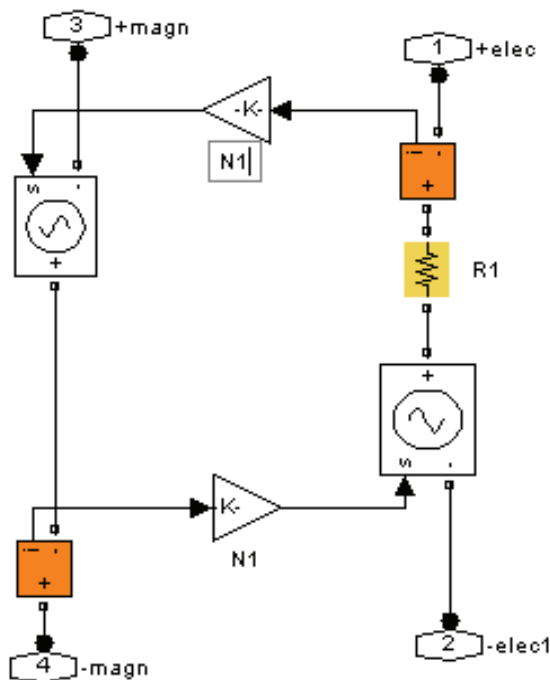


Figure 4.5. Détail du bloc “Enroulement primaire”

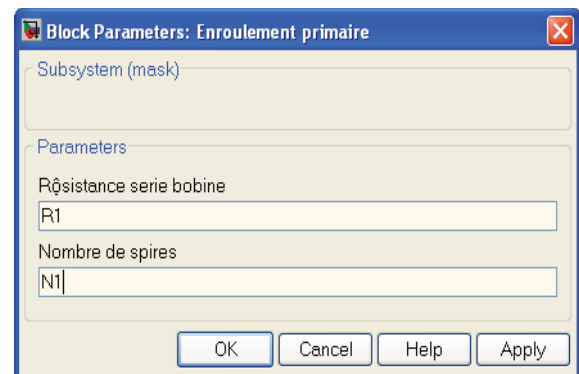


Figure 4.6. Interface du bloc “Enroulement primaire”

Le détail du bloc “*Enroulement secondaire*” et son interface sont semblables au bloc “*Enroulement primaire*”. Il faut simplement renseigner ce bloc sur la valeur de la résistance et sur le nombre de spires de l’enroulement secondaire (R_2 et N_2).

L’interface du bloc “*Tube fer*” est présenté dans la figure 4.7. Ici, il nous permet de renseigner le bloc avec toutes les informations concernant les dimensions du noyau magnétique (la longueur moyenne, la section) et les valeurs des paramètres du modèle “*Tube de flux*” (γ , k , a , α , c , M_s).

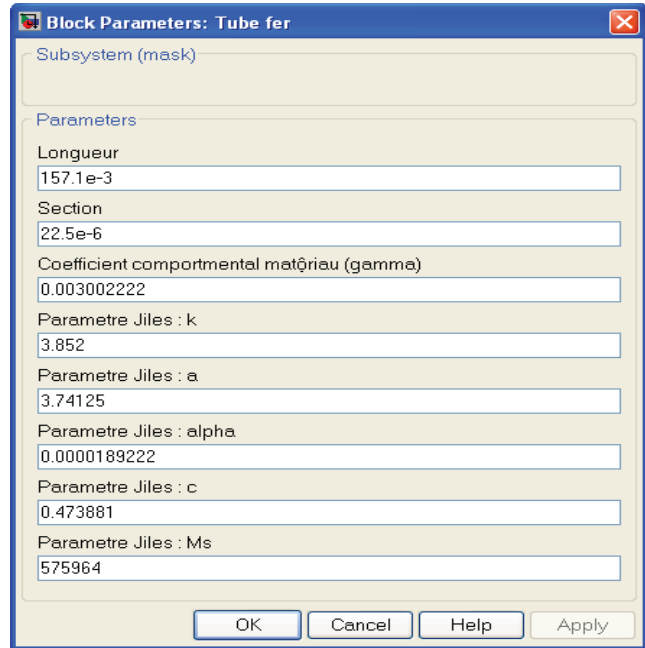


Figure 4.7. Interface du bloc “*Tube fer*”

La résistance R correspond à la somme de la résistance série et la résistance de shunt dans la figure 4.2. La résistance R_c est la résistance de charge. Dans ce modèle, il y a sept paramètres dépendants de la température : γ spécifiquement associé à la notion de tube de flux, les coefficients de Jiles-Atherton (k , a , α , c , M_s) et la résistance de l’enroulement secondaire.

2.3. Quantification de la précision du capteur

On cherche à quantifier la précision du capteur lorsque la température varie. Pour cela, on utilise le même critère d’erreur suivant pour la mesure et pour la simulation :

$$Erreur(\%) = \frac{100}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{N_1 \cdot I_1(i) + N_2 \cdot I_2(i)}{\max(N_1 \cdot I_1)} \right| \quad (4.4)$$

où :

- I_1, I_2 : courants primaire et secondaire (mesurés ou simulés),
- N : nombre de points sur une période pour I_1, I_2 .

Pour effectuer des comparaisons entre signaux mesurés et simulés, nous avons utilisé deux critères.

Le 1^{er} est l’erreur quadratique (OF1) sur le signal :

$$OF_1 = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{j=1}^N \left(\frac{I_{2mes}(j) - I_{2sim}(j)}{\max(I_{2mes})} \right)^2} \quad (4.5)$$

avec :

I_{2mes} , I_{2sim} : courants secondaires mesuré et simulé dans une période.

Le 2^{ème} critère est l'erreur relative entre amplitudes des signaux mesurés $\max(I_{2mes})$ et simulés $\max(I_{2sim})$:

$$\text{delta}I_2 (\%) = \frac{\max(I_{2mes}) - \max(I_{2sim})}{\max(I_{2mes})} \cdot 100 \quad (4.6)$$

3. Résultats

Le capteur est testé à trois valeurs de courant primaire 100–250–500At, dans les gammes de températures 25-185°C et de fréquences 10-50 Hz. Nous rappelons l'évolution des divers paramètres de notre modèle "tube de flux" pour cette gamme de températures, ainsi que celle de la résistance du bobinage secondaire (tableau 4.2).

T (°C)	Alpha	a (A/m)	c	k (A/m)	M _s (A/m)	gamma	R _{2_mes} (Ω)
25	1.89E-5	3.741	0.474	3.852	575964	3.002E-3	58.36
37	1.74E-5	3.378	0.457	3.735	571468	2.871E-3	60.07
53	149E-5	2.885	0.424	3.324	565051	2.844E-3	63.96
74	1.23E-5	2.356	0.378	3.075	555814	2.638E-3	68.01
93	1.09E-5	2.055	0.345	2.779	547256	2.566E-3	72.98
117	9.51E-6	1.825	0.315	2.472	534316	2.512E-3	78.85
130	9.13E-6	1.773	0.340	2.329	525521	2.511E-3	81,4
163	8.27E-6	1.689	0.281	1.901	503107	2.441E-3	89.03
185	7.81E-6	1.667	0.292	1.748	486020	2.391E-3	94.28

Tableau 4.2. Variation des paramètres électriques et magnétiques en fonction de la température

Tous les paramètres de notre modèle ont tendance à diminuer quand la température augmente. La résistance secondaire (R2) par contre augmente. A chaque température mesurée, les valeurs de ces paramètres sont insérés dans les blocs "Tube fer" et "Enroulement secondaire" du composant sous Matlab-Simulink (figure 4.3).

Nous présentons les précisions mesurées et simulées du capteur pour différentes températures et fréquences (figures 4.8 a-b-c). Le calcul d'erreur est réalisé avec l'équation (4.4). L'axe horizontal représente la température et la variation de la fréquence est représentée par l'axe vertical. Le bar graph sur le côté droit des figures 4.8 a-b-c exprime l'erreur en % qui illustre la précision du capteur. Le dégradé est proportionnel à l'erreur (plus la couleur est claire, plus l'erreur est grande).

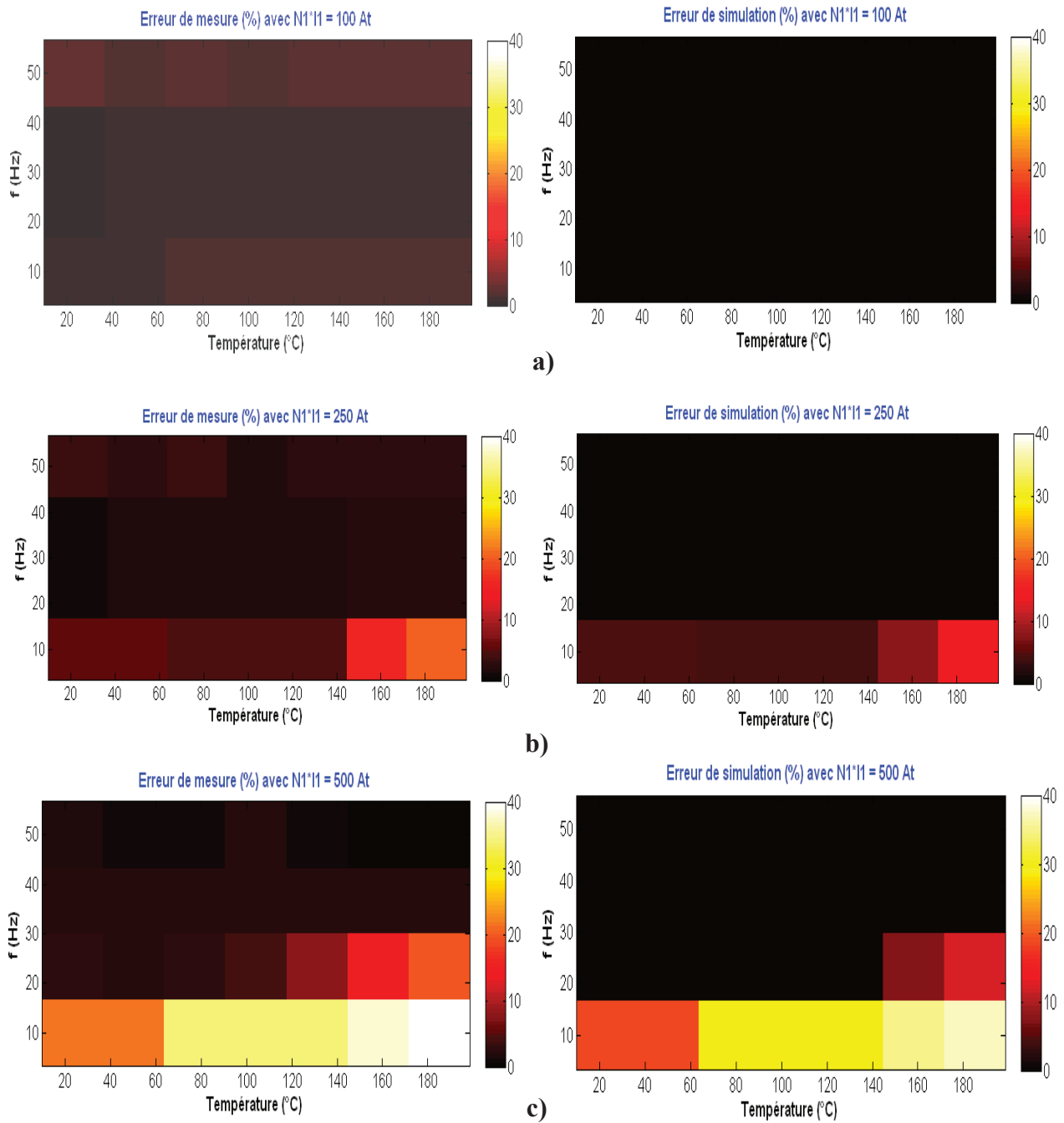


Figure 4.8. Précisions mesurée et simulée du capteur en fonction de la température

On observe que la précision du capteur dépend fortement de la température, de la fréquence d'excitation et de la valeur du courant primaire. Pour un courant primaire de 100At, le capteur fonctionne normalement (pas de saturation), l'erreur augmente lorsque la fréquence augmente à température constante (figure 4.8a). L'erreur augmente aussi lorsque la température augmente à courant primaire et fréquence constantes. Globalement, ce capteur fonctionne bien à 100At avec une erreur $< 2.5\%$ dans ces gammes de températures et fréquences.

Quand la valeur de courant primaire augmente à 250At (figure 4.8b), le phénomène de saturation apparaît. L'erreur augmente avec la fréquence d'excitation à température constante. Le capteur fonctionne bien dans la gamme 20-50 Hz pour chaque température. Lorsque la fréquence est inférieure à 20 Hz, l'erreur du capteur augmente fortement à haute température (erreur $\approx 8\%$ à 10 Hz et 130°C). Le fait que l'erreur augmente avec la température est dû à la diminution de l'induction à saturation. Cette diminution va avoir tendance à distordre le signal du courant secondaire.

Ce phénomène est encore plus visible pour un courant primaire de 500At (figure 4.8c). Il fonctionne normalement dans la gamme de fréquences 40-50 Hz. En dessous de 30 Hz, l'erreur du capteur augmente fortement lorsque la température est supérieure à 140°C (erreur $\approx 20\%$ à 20 Hz et 140°C).

Afin de mieux mettre en évidence l'évolution de ces erreurs en fonction de la température, nous traçons la forme du signal de courant secondaire à différentes températures (figure 4.9). Quand la température augmente, la déformation du signal de courant secondaire apparaît. Ainsi, la précision du capteur de courant diminue à haute température pour la même fréquence.

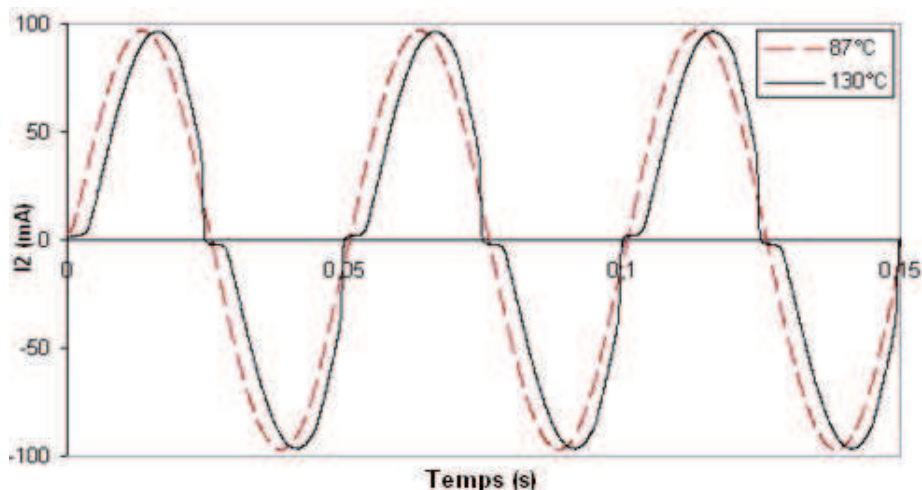


Figure 4.9. Influence de la température sur la forme du signal de courant secondaire avec $N1.I_{1_max}=500\text{At}$ et $f=20\text{ Hz}$

La dépendance de la précision du capteur vis à vis de la fréquence du courant primaire est montrée sur la figure 4.10. Pour une même température, la précision du capteur diminue quand la fréquence diminue.

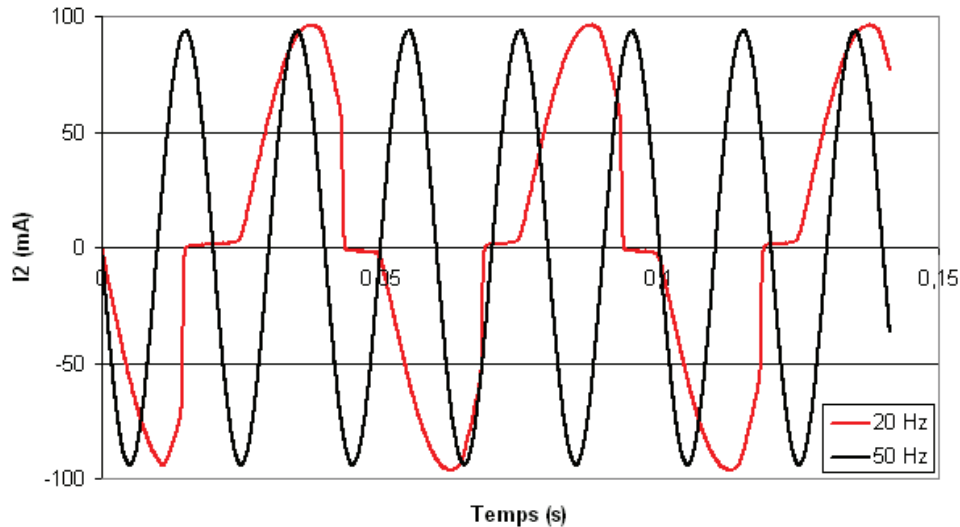


Figure 4.10. Forme du signal de courant secondaire à différentes fréquences à 160°C et $N_1.I_{1_max}=500At$

Ces résultats ci-dessus permettent de qualifier ce capteur, avec le noyau FeNi 80/20, sur des gammes de températures, courants et fréquences. Ces plages de fonctionnement pourraient être une information complémentaire à fournir aux «clients» par le fabricant du capteur.

Enfin, nous pouvons constater que les résultats simulés et mesurés sont proches (figures 4.8 a-b-c) en particulier à haute température. Exemple, l'erreur relative mesurée est 15% et elle est 7.1% pour la simulation à 500At, 20Hz et 160°C. Notre modèle permet donc d'avoir une bonne idée générale concernant les plages de fonctionnement du capteur.

Pour justifier ce dernier commentaire, nous présentons sur les figures 4.11 a-b-c, l'erreur relative des valeurs maximales (ΔI_2 (4.6)) qui est en moyenne inférieure à 10% et l'erreur quadratique (OF1) moyenne qui est inférieure à $2.5 \cdot 10^{-3}$ pour quelle que soit la température ou/et fréquence. A titre d'exemple, lorsque le capteur fonctionne à des fréquences inférieures à 20Hz, pour un courant primaire de 500At, l'erreur relative des valeurs maximales (ΔI_2) dépasse 10% à partir de 160°C (figure 4.11c).

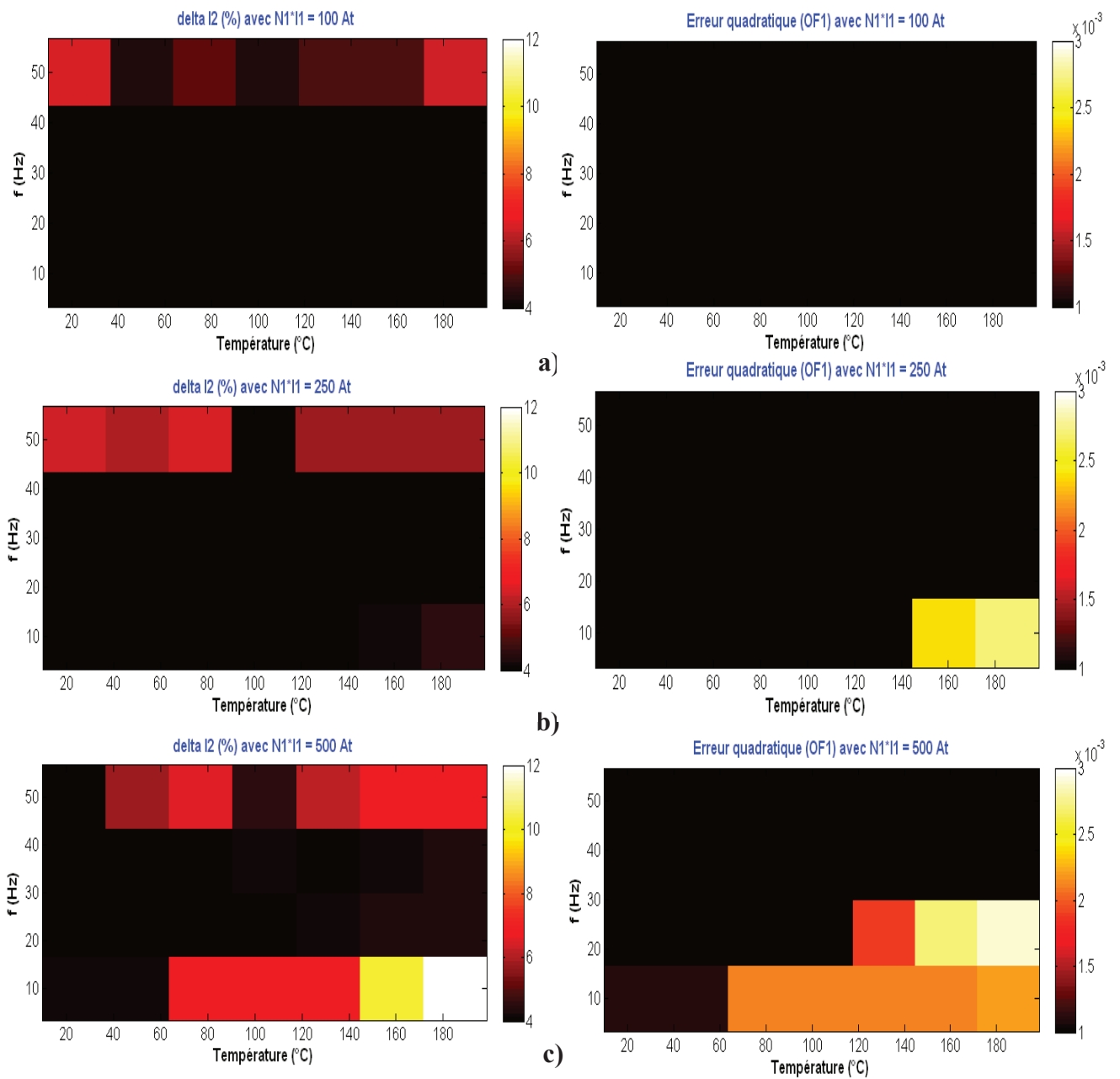


Figure 4.11. Evolutions de l'erreur relative (ΔI_2) et OF1 du capteur en fonction de la température

La figure 4.12 montre la bonne concordance entre les courbes mesurée et simulée du courant secondaire à température élevée.

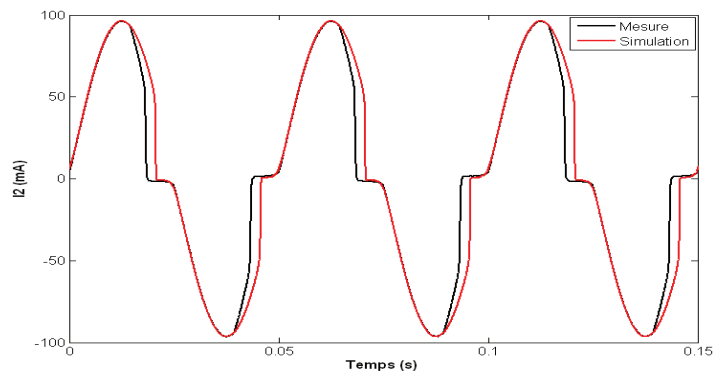


Figure 4.12. Courant secondaire mesuré et simulé à 500At - 20Hz - 160°C

Avec notre modèle, nous pouvons également **simuler** les influences **séparées** et **simultanées** d'une part, des propriétés magnétiques et d'autre part, de la résistance R2 de l'enroulement secondaire, sur la précision du capteur lorsque la température varie (figure 4.13). Sur cette figure, en particulier, la courbe bleue correspond aux résultats simulés de la figure 4.8c (droite).

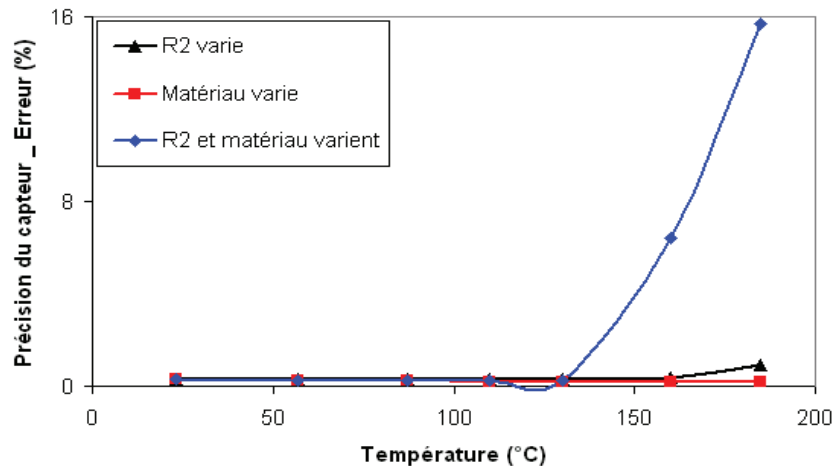


Figure 4.13. Evolution simulée de la précision du capteur par rapport à la température à 500At - 20Hz

On observe que la précision du capteur varie peu dans les trois cas jusqu'à 130°C. Au delà, il y a une grande dérive de la précision du capteur. Si on ne prend pas en compte l'influence de R2 ou des propriétés magnétiques, la simulation ne retrouve pas cette dérive. Ces résultats illustrent bien qu'il est indispensable de prendre en compte l'évolution de cette résistance et des propriétés magnétiques pour prévoir les performances du dispositif électrique sous contrainte thermique élevée.

4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé et simulé le fonctionnement d'un capteur de courant en utilisation normale avec des variations de température (25-185°C). Les mesures montrent que la précision dépend fortement de la fréquence d'excitation et de la valeur du courant primaire. Cette précision se dégrade également pour des températures très élevées. Les résultats de simulation sont en bon accord avec les résultats mesurés. Ce modèle est rapide et d'utilisation facile. Il permet de prédire, ou tout du moins d'avoir un bon ordre de grandeur des plages de fonctionnement de ce dispositif électromagnétique.

De plus, nous avons montré, qu'il était nécessaire de prendre en compte les variations de la résistance du bobinage secondaire ET des propriétés du circuit magnétique.

Dans le dernier chapitre, nous allons coupler le modèle “tube de flux” avec un modèle thermique d'un système réel afin de simuler correctement et prédire les performances d'une composant magnétique de puissance en situation d'auto-échauffement.

CHAPITRE V

MODÉLISATION DE L'AUTO-ÉCHAUFFEMENT D'UNE INDUCTANCE

1. Introduction

Les composants magnétiques, inductances et transformateurs sont conçus pour fonctionner à une fréquence généralement comprise entre quelques dizaines de hertz et quelques MHz. Suivant les applications, leur circuit magnétique est réalisé avec des matériaux ferromagnétiques très divers (FeSi, FeCo, MnZn,...).

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, les propriétés des matériaux ferromagnétiques sont sensibles aux variations de température, ce qui peut induire une modification des performances du composant. Pour quantifier cette influence, nous allons étudier l'auto-échauffement d'une inductance dont le matériau type MnZn N30 est très sensible à la température. Un modèle thermique simple est tout d'abord proposé pour estimer la température de fonctionnement du composant en régime transitoire à partir des pertes Joules et fer. Puis le couplage entre les modèles électrique – magnétique – thermique (figure 5.1) est réalisé pour simuler le comportement du composant en situation d'auto-échauffement.

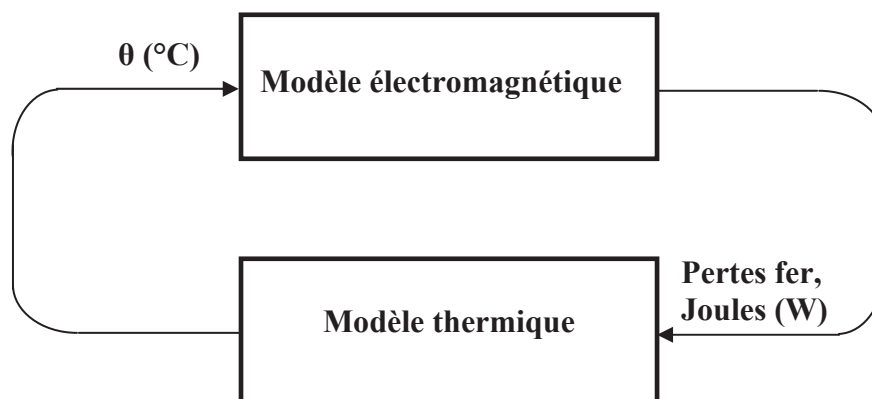


Figure 5.1. Principe du couplage magnéto - thermique

2. Banc de caractérisation magnéto-thermique du composant

2.1. Caractéristique du composant magnétique de puissance utilisé

Le matériau concerné est une ferrite douce type MnZn N30 fabriqué par EPCOS, spécifique de fréquences d'utilisation dans la gamme 1-20 kHz dans des convertisseurs électroniques de puissance. Il présente en particulier une induction de saturation faible (Bs

< 0.4 T) et une faible température de Curie ($\theta_C < 140$ °C). Dans ces conditions, la prise en compte de l'influence de la température sur les caractéristiques électromagnétiques du composant est essentielle. Le dispositif de test (ou composant) comporte un bobinage d'excitation (primaire) et un bobinage de mesure (secondaire) bobinés autour du tore en MnZn. Les caractéristiques du composant et du matériau sont précisées dans le tableau 5.1.

<u>Dimensions du tore :</u>	<u>Caractéristique du matériau MnZn N30 :</u>
$L_m = 120.4$ mm $S_{ec} = 195.7$ mm ² Epaisseur = 20 mm Hauteur = 20 mm Masse de l'échantillon = 115 gr	$B_s = 0.38$ T $B_r \leq 0.1$ T à 1Hz $H_c < 12$ A/m à 1Hz $\mu_{init} \approx 4300$ $\rho = 0.5$ Ωm $M_v = 4900$ kg.m ³
Nombre de spires primaires	20
Nombre de spires secondaires	15

Tableau 5.1. Caractéristiques du composant

Le matériau MnZn N30 a déjà été étudié au chapitre III. En particulier, le coefficient γ et la fonction F^{-1} correspondants, et leur évolution en fonction de la température ont déjà été déterminés dans des conditions spécifiques d'excitation (gamme de fréquences et de champ). On fait l'hypothèse que ces valeurs de γ et F^{-1} sont indépendantes des conditions d'excitation.

2.2. Banc de mesure magnéto-thermique

La caractérisation thermique du composant consiste à le faire fonctionner dans des conditions aussi voisines que possible du fonctionnement nominal (même contraintes en courant, tension, fréquence,...) et à relever périodiquement les différentes températures. Le schéma ci-après (figure 5.2) résume la structure du banc expérimental qui comporte :

- un GBF et un amplificateur de puissance qui permettent d'exciter avec des valeurs et des formes d'ondes quelconques,
- deux thermocouples, l'un pour mesurer la température T_1 de l'enroulement primaire, et l'autre pour la température T_2 du tore magnétique,

- un oscilloscope numérique pour mesurer le courant primaire (image du champ H) et la tension secondaire (image de l'induction B),
- un enregistreur de température.

L'acquisition des données (courant primaire, tension secondaire, température) est centralisée sur un PC via des câbles USB.

Pour amplifier l'auto-échauffement de la self, le composant magnétique est isolé thermiquement (boîtier carton + mousses isolantes). L'évolution des 2 températures est mémorisée toutes les secondes.

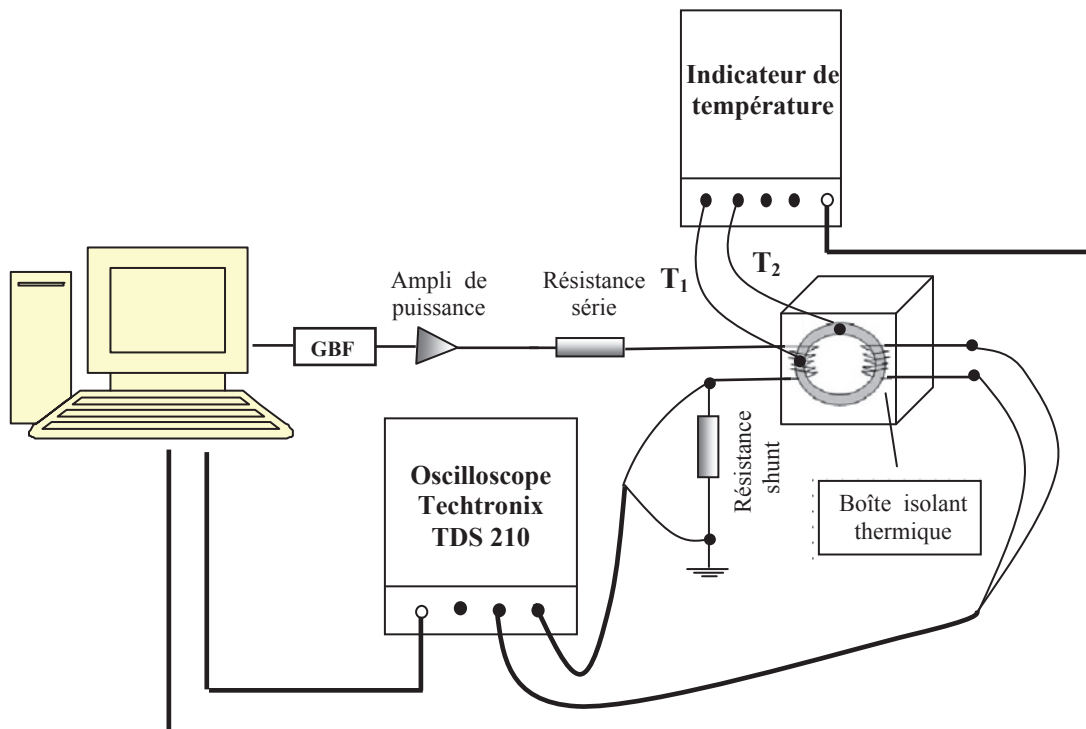


Figure 5.2. Schéma synoptique du banc de mesure thermique

3. Développement d'un modèle thermique

De nombreuses approches sont utilisées pour décrire les transferts thermiques et pour parvenir à une estimation satisfaisante des températures de fonctionnement. Certaines approches conduisent à une cartographie des températures, calculées en tout point du composant (méthodes numériques) [MAV], [TRI]. D'autres ne peuvent fournir que la température calculée en quelques points du composant (méthodes analytiques conventionnelles, méthode nodale) [WIL_1], [WIL_3], [ABA], [MAK].

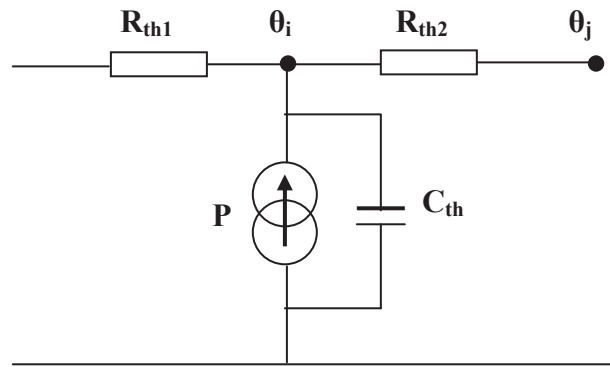


Figure 5.3. Méthode nodale

Dans notre travail, nous utilisons la méthode nodale pour modéliser le transfert thermique en régime transitoire. Cette méthode consiste à définir des zones isothermes, chaque zone constituant un nœud (figure 5.3).

Les échanges entre nœuds sont représentés par des résistances thermiques:

$$R_{th} = \frac{\theta_j - \theta_i}{P} \quad (5.1)$$

Des capacités thermiques permettent de tenir compte des stockages d'énergie en étudiant les régimes transitoires. L'équation de bilan à chaque nœud prend la forme d'une équation différentielle qu'il est facile de résoudre à l'aide d'un solveur d'équations différentielles. Dans ce paragraphe, nous allons préciser la démarche retenue pour obtenir un modèle thermique de notre composant.

- La 1^{ère} étape consiste à définir un schéma thermique équivalent **simple** mais suffisamment réaliste qui prend en compte les principaux couplages. Ce travail est conduit à partir de la description physique du composant (nature des matériaux, géométrie, localisation des sources de chaleur,...) et en formulant quelques hypothèses simplificatrices.
- La 2^{ème} étape concerne la détermination de la valeur des éléments thermiques, résistances et capacités. Ces valeurs peuvent être déterminées soit par calcul, soit expérimentalement à partir de mesures en régime permanent pour les éléments résistifs et des essais en régime transitoire pour les capacités.
- La dernière étape consiste à vérifier expérimentalement la validité du modèle en comparant résultats mesurés et résultats simulés en régimes permanent et transitoire.

3.1. Structure du modèle

Plusieurs hypothèses simplificatrices sont adoptées :

- homogénéité des températures à l'intérieur du tore magnétique et du bobinage en cuivre. Dans ces conditions, chaque élément (tore et bobinage) correspond à un nœud et aux 2 thermocouples,
- capacité de l'isolant thermique négligée en raison de sa faible masse,
- forte convection naturelle à la surface de la boîte, d'où une température de surface supposée égale à la température ambiante. Nous avons vérifié que l'augmentation de cette température ne dépassait pas 2°C.

Ces hypothèses nous permettent de définir 2 zones isothermes (figure 5.4) correspondant au matériau magnétique, d'une part, et à l'enroulement primaire, d'autre part. Ces deux zones sont le siège d'échauffement dû aux pertes Joules dans le cuivre (P_j) et aux pertes fer dans le tore (P_f). Nous affectons au centre de gravité de chaque zone un nœud ainsi qu'une source représentant les pertes. Les capacités thermiques C_{th1} et C_{th2} correspondent aux stockages d'énergie thermique : C_{th1} pour le matériau magnétique et C_{th2} pour le cuivre.

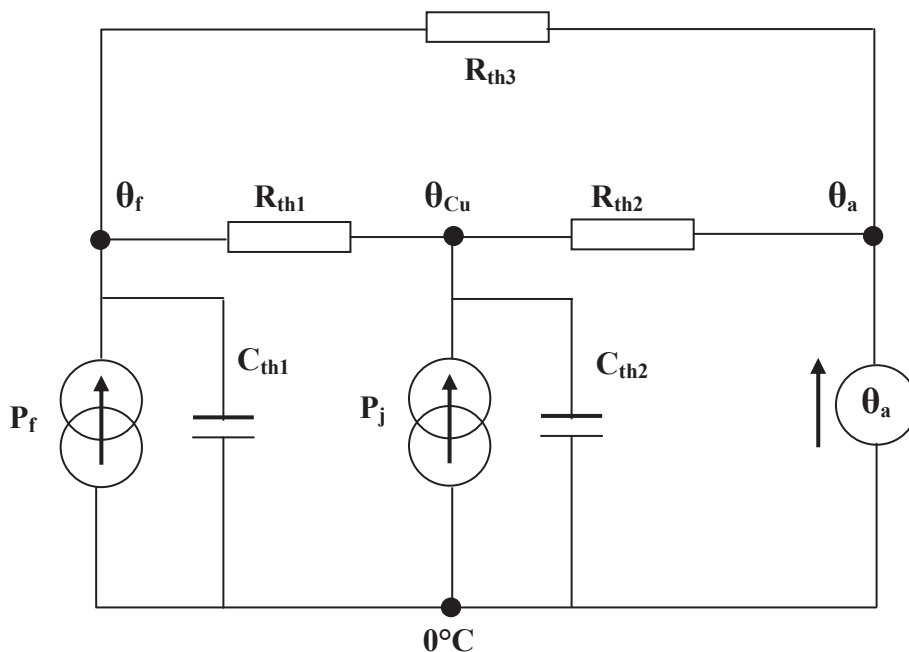


Figure 5.4. Schéma du modèle thermique du composant magnétique étudié

Les échanges thermiques sont également représentés par des résistances thermiques :

- R_{th1} : entre le tore et le bobinage, qui traduit la somme des résistances de conduction dans le tore (résistance entre le centre de la ferrite et la surface), du

contact tore - bobinage primaire, et dans le bobinage (résistance entre la périphérie et le centre du conducteur),

- R_{th2} : entre le bobinage et l'air ambiant, qui traduit la somme des résistances de conduction des contacts bobinage - isolant et isolant - surface extérieure,
- R_{th3} : entre le tore et l'air ambiant, qui traduit la somme des résistances des conductions des contacts tore - isolant et isolant - surface extérieure.

Le comportement thermique du composant magnétique ainsi modélisé est régi par les deux équations différentielles suivantes:

$$m_f \cdot C_{th1} \cdot \frac{d\theta_f}{dt} = P_f - \frac{\theta_f - \theta_{Cu}}{R_{th1}} - \frac{\theta_f - \theta_a}{R_{th3}} \quad (5.2)$$

$$m_{Cu} \cdot C_{th2} \cdot \frac{d\theta_{Cu}}{dt} = P_j - \frac{\theta_{Cu} - \theta_f}{R_{th1}} - \frac{\theta_{Cu} - \theta_a}{R_{th2}} \quad (5.3)$$

avec :

- m_f et m_{Cu} : masses du matériau magnétique et du cuivre (en kg),
- θ_f , θ_{Cu} et θ_a : températures du matériau magnétique, du cuivre et de l'air ambiant (°C).

Le modèle thermique du composant magnétique étudié se résume donc à 3 résistances thermiques, deux capacités calorifiques et deux sources de puissance.

3.2. Détermination des éléments du modèle

Des mesures sont réalisées pour déterminer les différents paramètres du modèle représenté figure 5.4. On applique au composant sous test un échelon de puissance : la puissance fournie à l'enroulement primaire passe brutalement de la valeur 0 à une valeur constante ou sensiblement constante et on relève l'évolution transitoire de la température du bobinage et du tore. L'échelon de puissance est réalisé avec une excitation sinusoïdale haute fréquence (10 kHz). Son amplitude est choisie de telle sorte que la température finale du matériau magnétique soit assez grande (environ 70°C - 90°C) et corresponde à un champ de 200 A/m dans le matériau.

Sous l'action du courant et de la fréquence d'excitation (pertes Joules et pertes fer), les températures du cuivre et du matériau magnétique augmentent avec le temps. La source de tension sinusoïdale est maintenue jusqu'à ce que les températures du cuivre et du matériau magnétique soient suffisamment stabilisées (parties **AB** et **AB'** - figure 5.5). Puis,

l'alimentation est coupée (pertes fer et pertes Joules sont donc nulles), l'évolution correspondante des températures relevées (parties **BC** et **B'C** - figure 5.5).

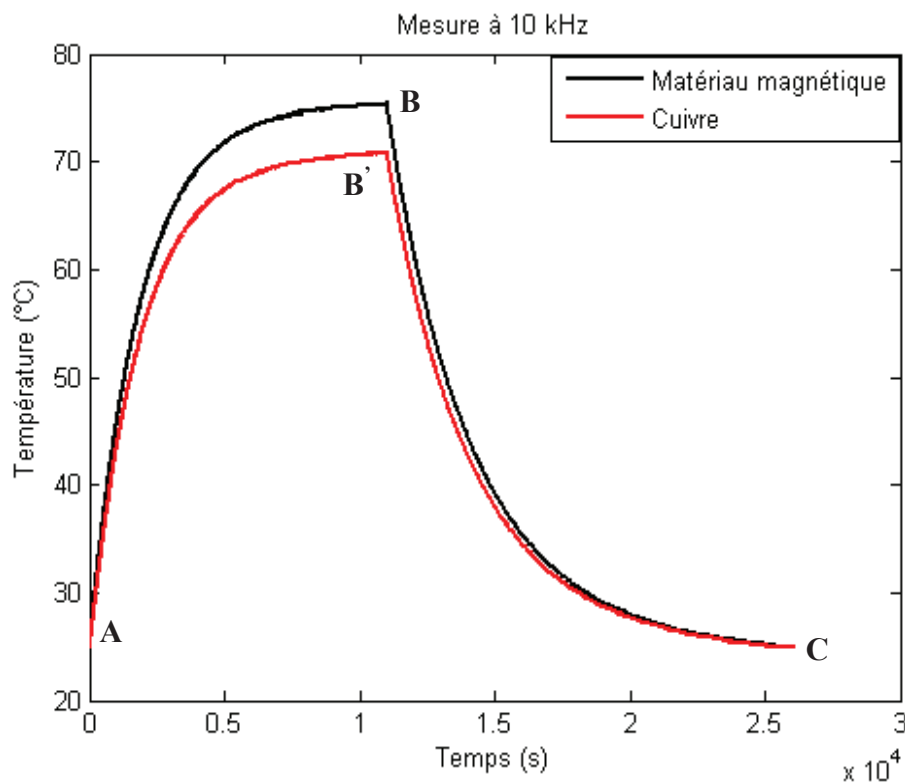


Figure 5.5. Variation des températures du bobinage et du matériau magnétique en fonction du temps

Les pertes fer sont calculées à partir du cycle d'hystérésis mesuré et les pertes Joules à partir du courant primaire : $P_j = R_{Cu} \cdot I^2$, cette résistance R_{Cu} étant calculée à partir de la température du bobinage en fonction de la température (3.8).

Les paramètres du schéma équivalent thermique (figure 5.4) sont déterminés en 2 étapes :

- Identification des résistances thermiques à partir du régime permanent,
- identification des capacités thermiques avec le régime transitoire.

3.2.1. Détermination des résistances thermiques

En régime permanent, les capacités thermiques du modèle n'interviennent plus. Le schéma équivalent est réduit à celui de la figure 5.6.

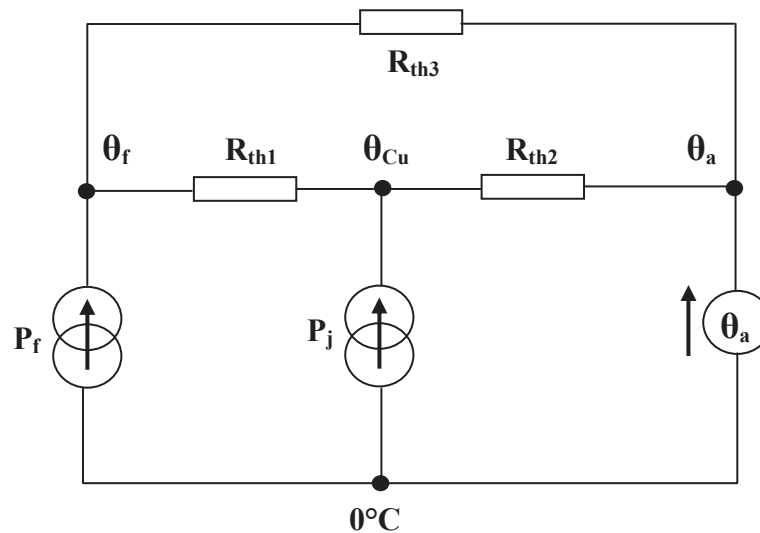


Figure 5.6. Schéma équivalent thermique en régime permanent

Les résistances thermiques R_{th1} , R_{th2} et R_{th3} sont déterminées des points **B** et **B'**.

On a donc les équations suivantes:

$$P_f = \frac{\theta_f - \theta_{Cu}}{R_{th1}} + \frac{\theta_f - \theta_a}{R_{th3}} \quad (5.4)$$

$$P_j = \frac{\theta_{Cu} - \theta_f}{R_{th1}} + \frac{\theta_{Cu} - \theta_a}{R_{th2}} \quad (5.5)$$

$$\frac{\theta_f - \theta_{Cu}}{R_{th1}} + \frac{\theta_{Cu} - \theta_a}{R_{th2}} = \frac{\theta_f - \theta_a}{R_{th3}} \quad (5.6)$$

Les résultats expérimentaux et les valeurs des résistances sont présentés dans le tableau 5.2 pour l'échantillon étudié.

Données	Calcul
Source tension: 120V – 10kHz	$R_{th1} = 8.43882^\circ\text{C/W}$
$\theta_f = 75.4^\circ\text{C}$	
$\theta_{Cu} = 70.8^\circ\text{C}$	$R_{th2} = 80.685^\circ\text{C/W}$
$\theta_a = 25.1^\circ\text{C}$	
$P_f = 1.6566\text{W}$	$R_{th3} = 45.2542^\circ\text{C/W}$
$P_j = 0.0213\text{W}$	

Tableau 5.2. Détermination des résistances thermiques R_{th1} , R_{th2} et R_{th3}

3.2.2. Détermination des capacités thermiques

Le régime transitoire correspondant à la phase décroissante (courbe **BC** et **B'C**). Dans ce cas, le schéma équivalent ne comporte pas les sources P_f et P_j . Les capacités sont déterminées « manuellement » afin que les courbes mesurées et simulées avec ce schéma se correspondent (figure 5.7).

Pour notre échantillon, nous obtenons les valeurs des capacités thermiques suivantes :

$$C_{th1} = 104 \text{ J/}^\circ\text{C.kg et } C_{th2} = 1.5 \text{ J/}^\circ\text{C.kg}$$

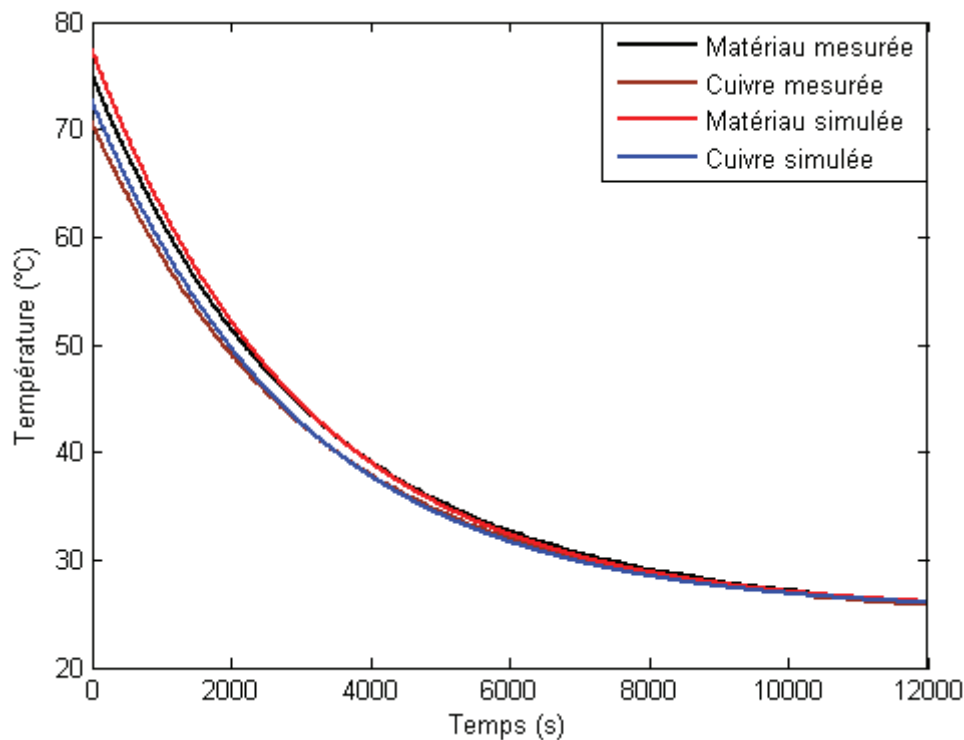


Figure 5.7. Détermination des capacités thermiques

4. Couplage des modèles électromagnétique et thermique

4.1. Pourquoi faut-il coupler ces modèles ?

Les phénomènes électromagnétiques et thermiques sont étroitement couplés en raison de l'auto-échauffement dû aux pertes fer et aux pertes Joules, et de la modification des propriétés de matériau magnétique avec la température (voir chapitre III).

Pour pouvoir mieux comprendre ces phénomènes, nous présentons la variation des pertes fer et pertes Joules en fonction du temps déduites des mesures (figure 5.8). Avec le temps, les températures augmentent, les propriétés magnétiques se dégradent et donc les pertes fer diminuent. En revanche, la résistance du bobinage primaire, et donc les pertes Joules augmentent.

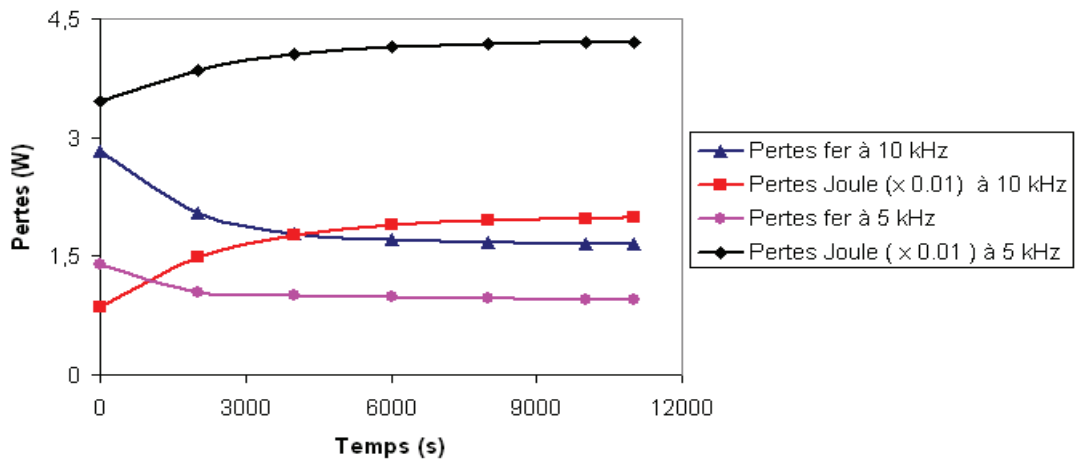


Figure 5.8. Evolution des pertes fer et pertes Joule en fonction du temps, mesurées pour le composant magnétique

La figure 5.9 illustre la nécessité de coupler les modèles : cette figure représente des simulations effectuées pour une fréquence $f = 10$ kHz avec des paramètres électromagnétiques fixes correspondant à la température ambiante ($\theta_{\text{fixe}} = 25.1^\circ\text{C}$) et celle correspondant au régime permanent ($\theta_{\text{fixe}} = 75.4^\circ\text{C}$).

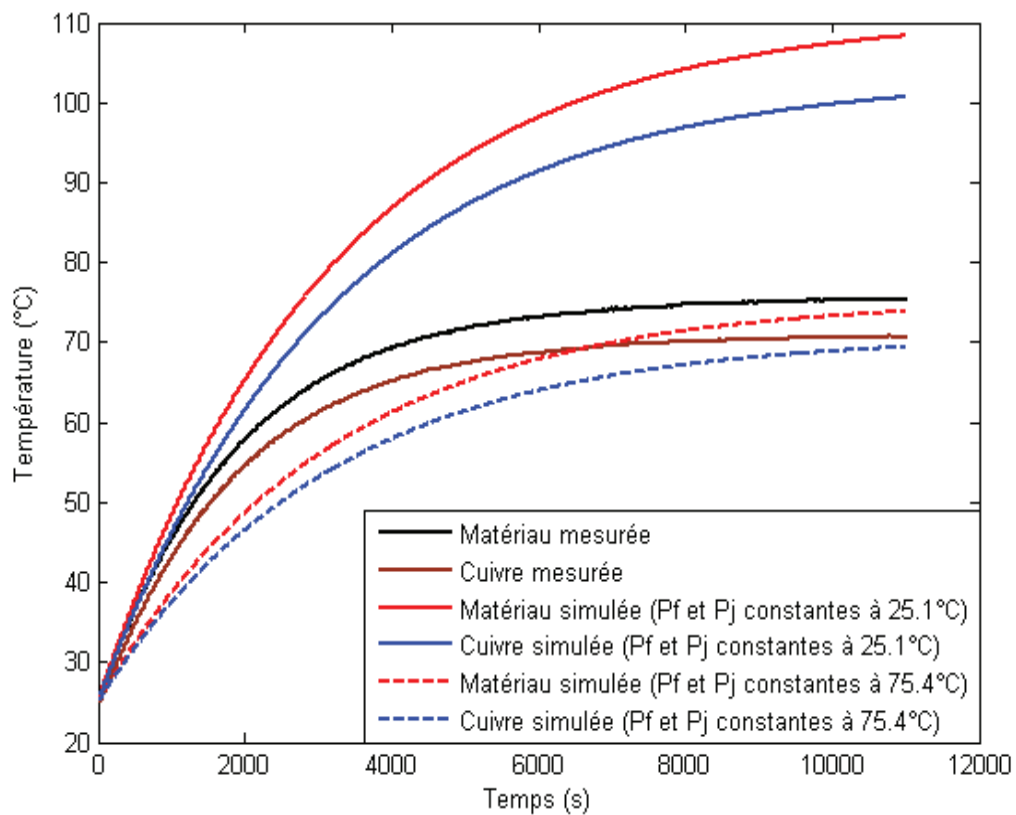


Figure 5.9. Comparaison entre courbes mesurées et simulées sans couplage des modèles électromagnétique et thermique ($f = 10$ kHz)

On observe effectivement une grande différence entre simulations et mesures pour :

- les régimes transitoire et permanent avec $\theta_{\text{fixe}} = 25.1^\circ\text{C}$,
- le régime transitoire seul avec $\theta_{\text{fixe}} = 75.4^\circ\text{C}$.

4.2. Algorithme du couplage magnéto-thermique

Il y a deux possibilités de couplage des modèles magnétique et thermique :

- La première consiste à faire dialoguer les deux modèles à chaque pas de temps Δt . Malheureusement, si Δt est petit, la température est peut être quasi-constante (donc les propriétés électromagnétiques n'évoluent pas), c'est-à-dire que notre modèle risque d'être répété plusieurs fois à quasiment la même température. D'autre part, le temps pour que le composant magnétique atteigne le régime permanent est très long (environ 4 heures). Le temps de calcul sera donc très important.
- La deuxième consiste à faire dialoguer les deux modèles à chaque variation de la température $\Delta\theta$. La température ainsi que les propriétés électromagnétiques du composant magnétique varient à chaque itération. Le temps de calcul de cette méthode est très rapide car le régime permanent sera atteint après quelques dizaines d'itération.

Nous avons donc choisi la deuxième solution. L'algorithme du couplage correspondant est représenté sur la figure 5.10.

A chaque variation de la température $\Delta\theta$, le modèle électromagnétique détermine les pertes fer et pertes Joules. Les pertes fer sont déterminées à partir du cycle d'hystérésis simulé.

La valeur efficace vraie du courant $I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2(t) dt}$ et les pertes Joules sont calculées.

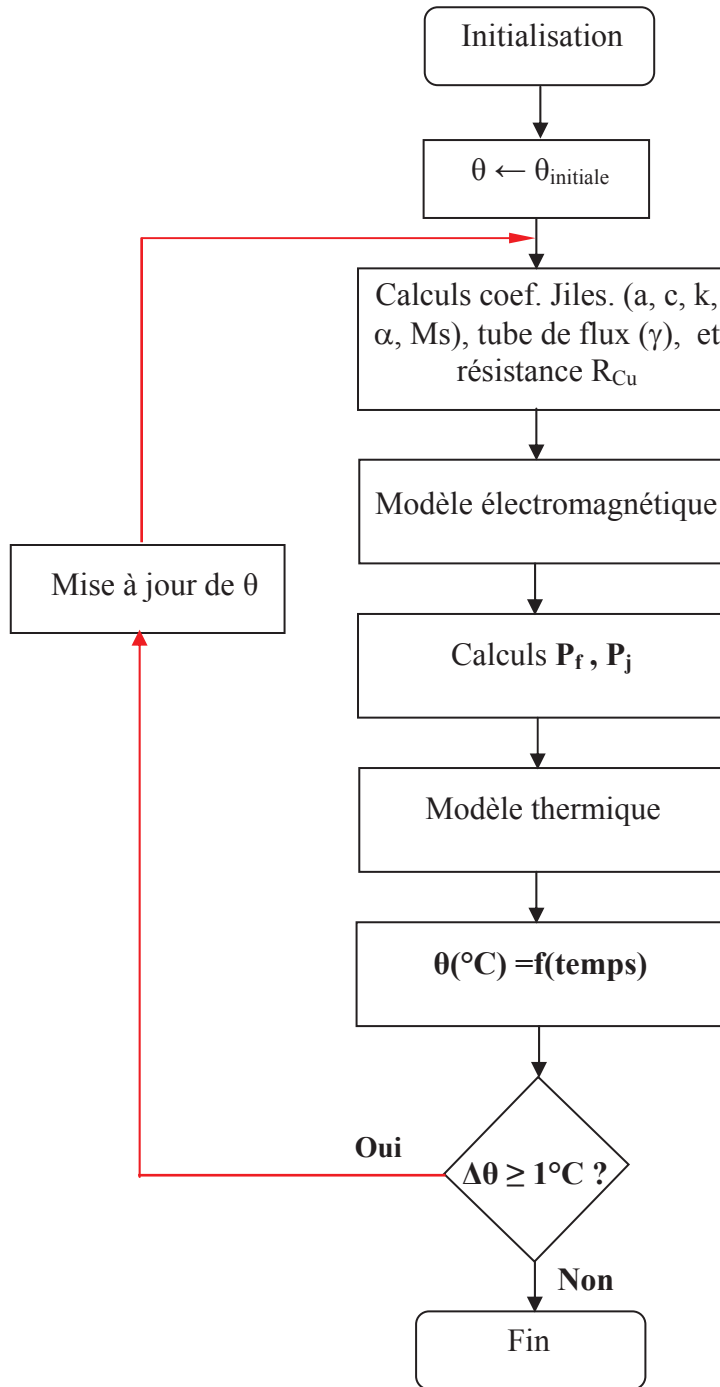


Figure 5.10. Algorithme du couplage magnéto-thermique

La convergence de notre modèle est très dépendante du pas de température $\Delta\theta$, et en particulier, en ce qui concerne la dernière itération. Après plusieurs essais, le pas adopté $\Delta\theta = 1^\circ\text{C}$ donne le meilleur compromis précision-temps de calcul.

4.3. Implémentation du modèle complet sous MATLAB

Nous utilisons le « composant » Matlab défini dans la chapitre IV pour modéliser la variation des propriétés magnétiques du matériau magnétique ainsi que les grandeurs électriques (figure 5.11). La variation de la résistance du cuivre en fonction de la température est réalisée par le bloc “*Enroulement primaire*” et la variation des propriétés magnétiques du matériau magnétique (μ , σ , k , M_s , α , γ) en fonction de la température sont réalisées par le bloc “*Tube fer*”.

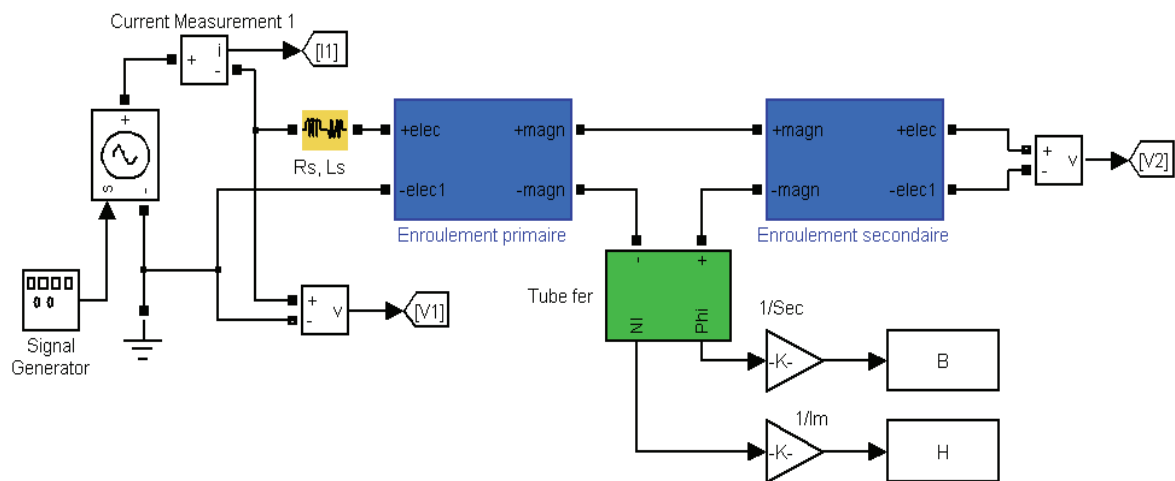


Figure 5.11. Modèle électromagnétique ou « composant » sous Matlab

A partir de la figure 5.4, nous pouvons établir un schéma thermique équivalent sous Matlab (figure 5.12).

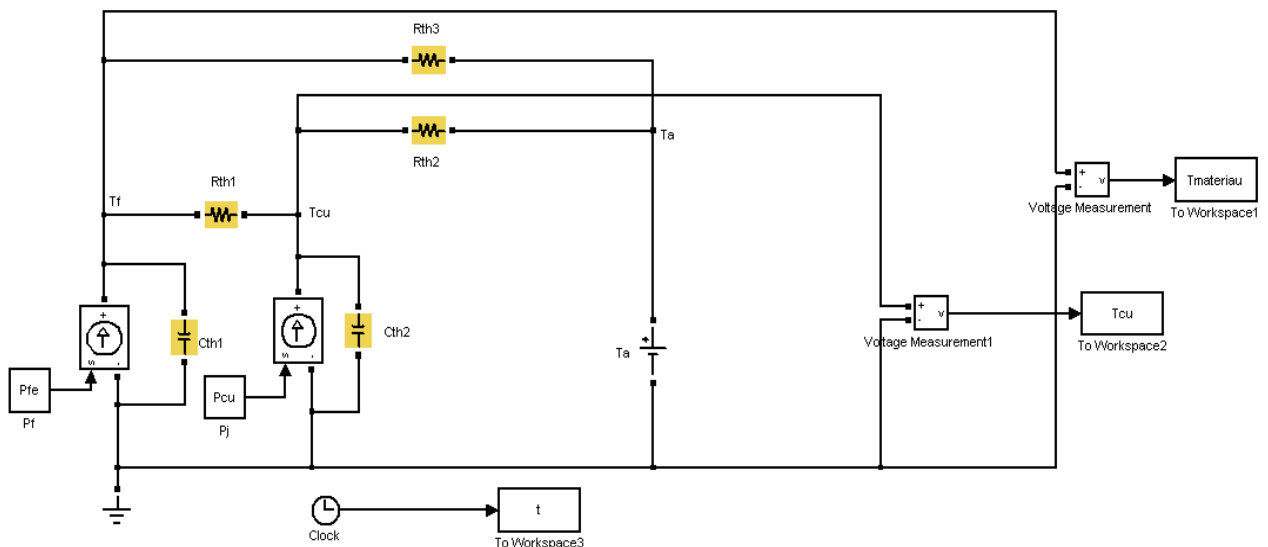


Figure 5.12. Modèle thermique sous Matlab

5. Validation expérimentale

Dans cette partie, nous allons valider notre travail en comparant les résultats de mesures et de simulations dans différentes conditions : sources de tension sinusoïdale et non-sinusoïdale, fréquences diverses.

Pour quantifier la précision, les critères suivants sont utilisés :

- **L'erreur quadratique** entre températures mesurées et simulées (OF1) :

$$OF_1 = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{j=1}^N \left(\frac{\theta_{mes}(j) - \theta_{sim}(j)}{\max(\theta_{mes})} \right)^2} \quad (5.7)$$

où:

- θ_{mes} , θ_{sim} : températures mesurée et simulée,
- N : nombre de points de mesure dans le temps pour θ_{mes} et θ_{sim} ,
- $\max(\theta_{mes})$: température maximale atteinte.

- **L'erreur relative maximale** :

$$\Delta\theta_{\max} (\%) = \max \left(\frac{\theta_{mes}(j) - \theta_{sim}(j)}{\max(\theta_{mes})} \cdot 100 \right) \quad (5.8)$$

Les figures 5.13-5.16 montrent les variations de températures mesurées et simulées pour une excitation sinusoïdale à différentes fréquences : 2, 5, 10 et 15 kHz.

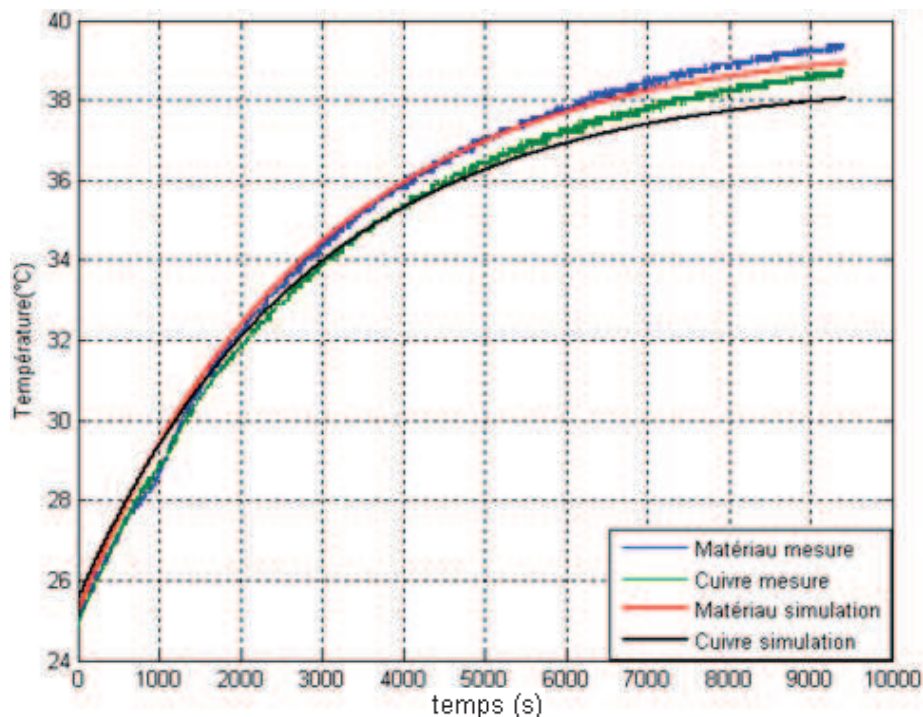


Figure 5.13. Températures mesurées et simulées pour une source **sinusoïdale** à 2 kHz

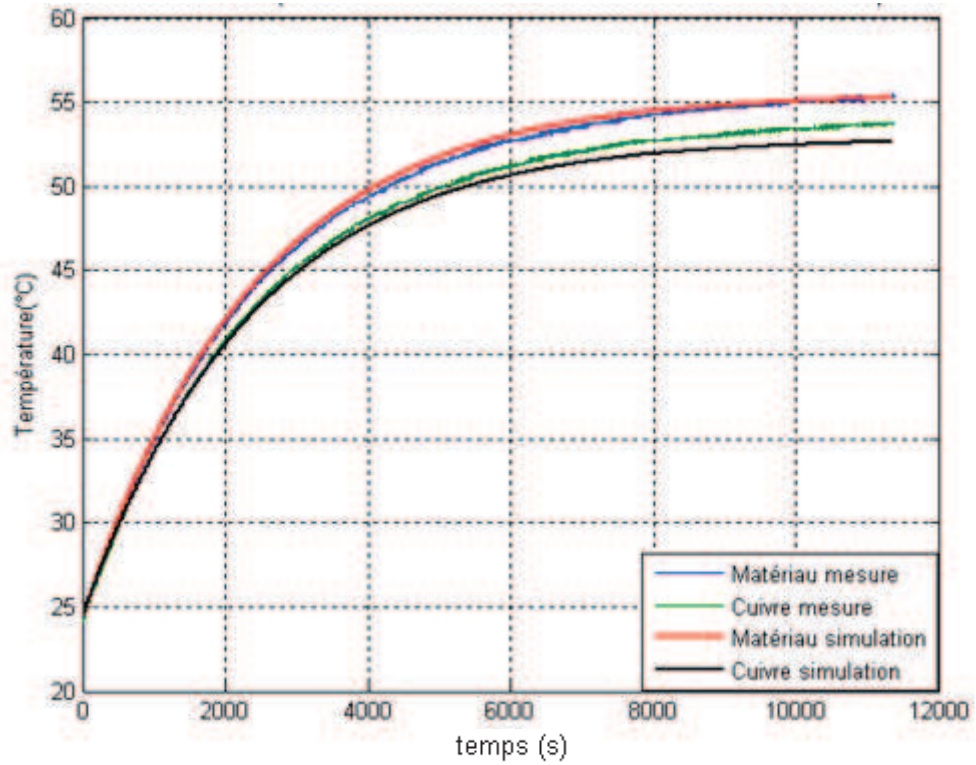


Figure 5.14. Températures mesurées et simulées pour une source **sinusoïdale** à 5 kHz

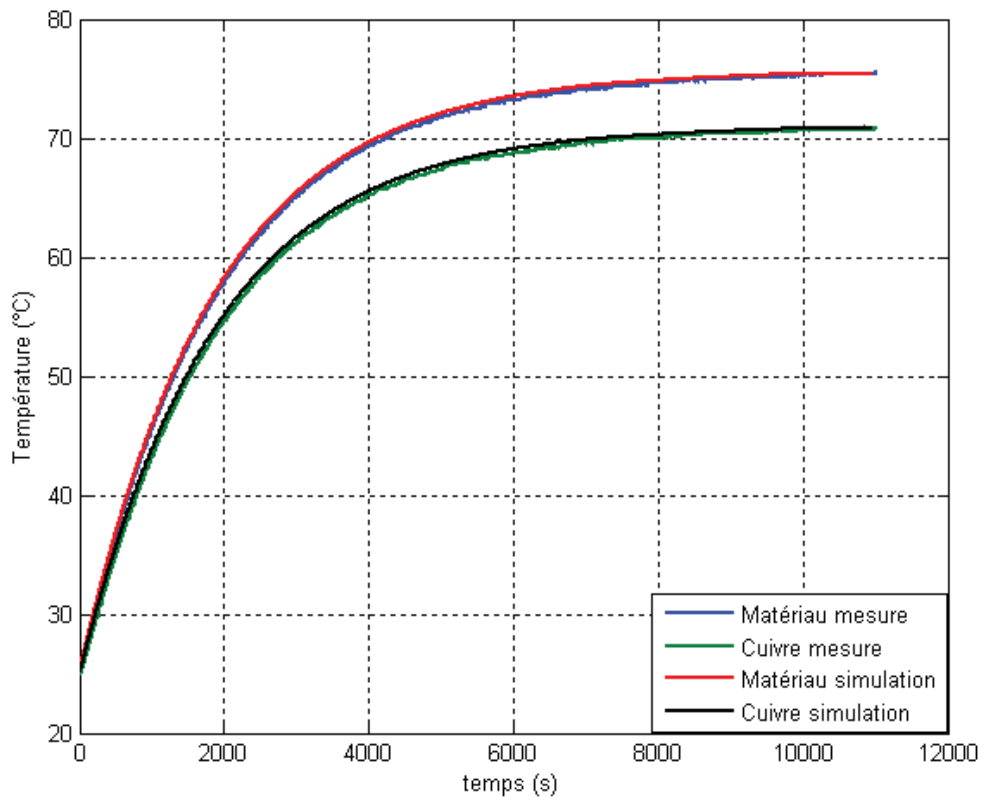


Figure 5.15. Températures mesurées et simulées pour une source **sinusoïdale** à 10 kHz

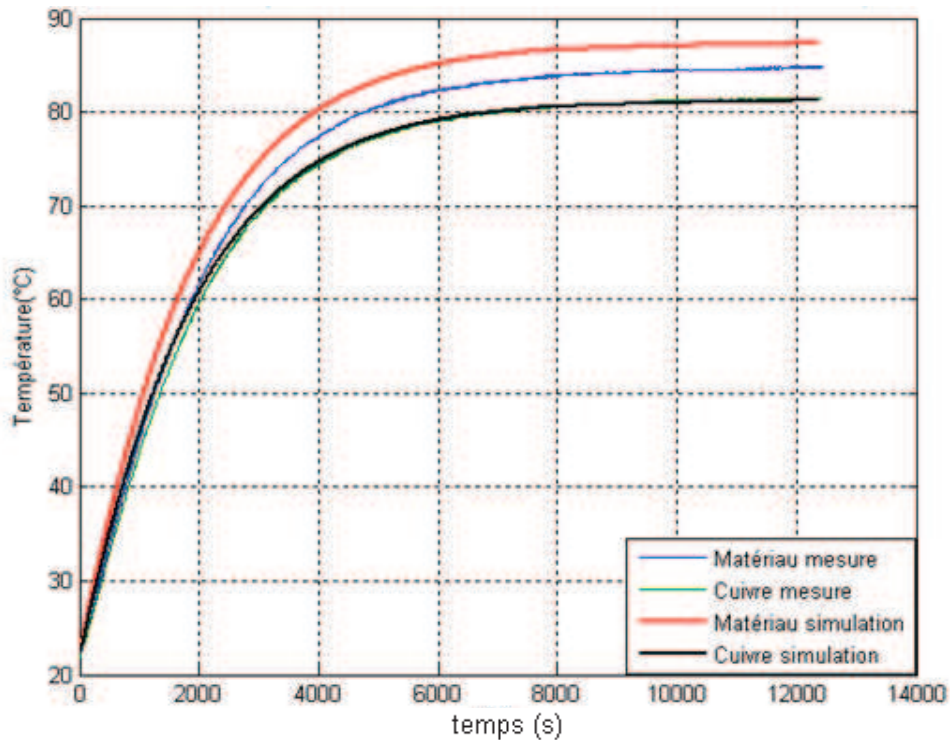


Figure 5.16. Températures mesurées et simulées pour une source **sinusoïdale** à 15 kHz

La précision de notre modèle est récapitulée dans le tableau 5.3. Notre modèle est bien adapté et ceci pour une large gamme de fréquence d'excitation : l'erreur quadratique maximale est inférieure à $3 \cdot 10^{-4}$ pour le matériau, et à $2 \cdot 10^{-4}$ pour le bobinage. L'erreur relative maximale est de moins de 3% pour le matériau et aussi pour le bobinage.

Critères	Fréquence d'excitation (kHz)			
	2	5	10	15
OF1_matériau	1.23E-04	1.27E-04	2.19E-05	2.78E-04
OF1_bobinage	1.62E-04	4.12E-05	3.56E-05	6.37E-05
$\Delta\theta_{\max_matériau}$ (%)	2.10	1.07	0.02	2.99
$\Delta\theta_{\max_bobinage}$ (%)	2.65	0.92	0.02	0.35

Tableau 5.3. Précision des résultats évaluée avec 2 critères de comparaison (excitation sinusoïdale)

L'autre avantage de notre modèle est un temps de calcul faible. Le tableau 5.4 précise les temps de calcul pour différentes fréquences d'excitation sinusoïdales.

Fréquence d'excitation (kHz)	2	5	10	15
Temps de calcul (s)	49	90	136	177

Tableau 5.4. Temps de calcul du modèle électromagnétique-thermique

De plus, notre modèle permet également de simuler les grandeurs temporelles du champ H et de l'induction B avec une bonne précision (figures 5.17–5.18).

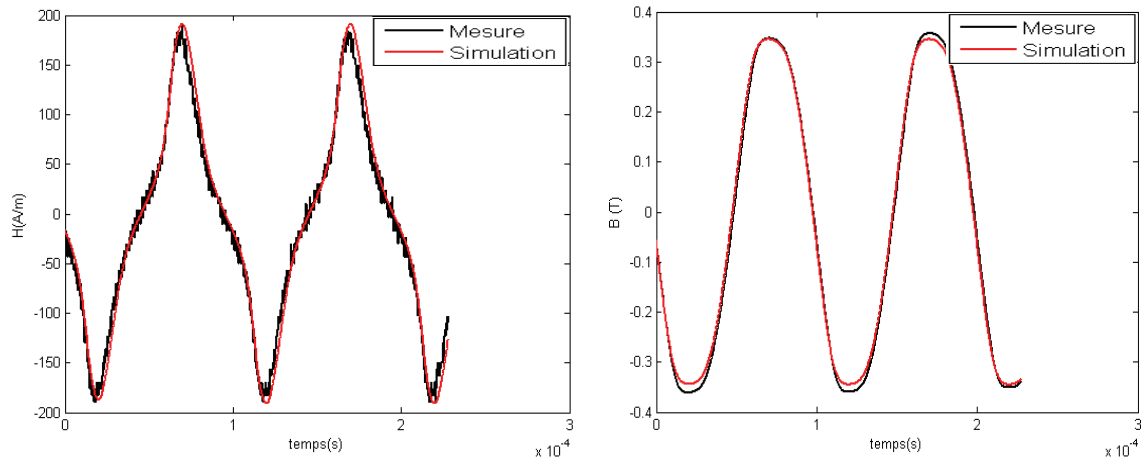


Figure 5.17. Courbes H, B mesurées et simulées à 25°C et 10 kHz

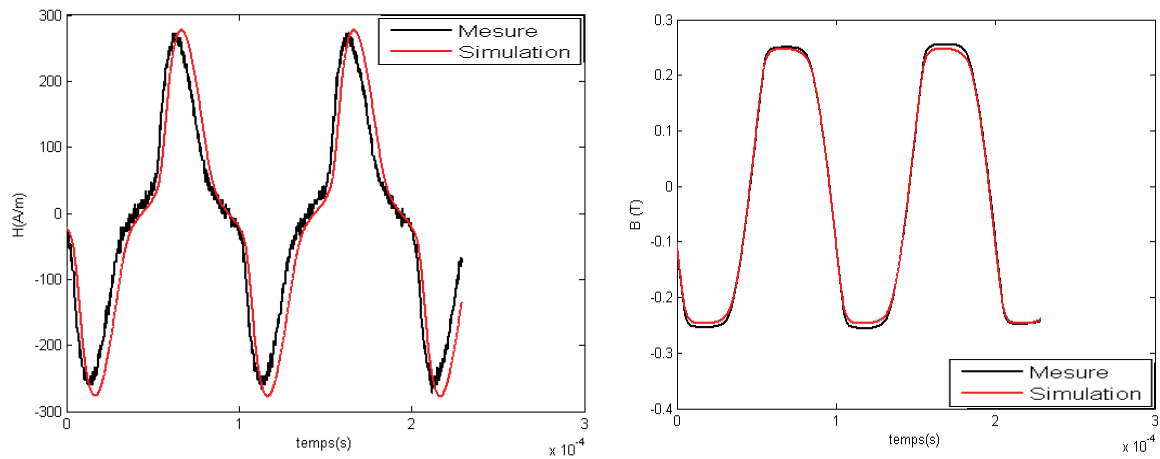


Figure 5.18. Courbes H, B mesurées et simulées à 74.5°C et 10 kHz

Nous présentons aussi l'évolution des paramètres du modèle électromagnétique, modèle ‘tube de flux’, en fonction du temps sur la figure 5.19.

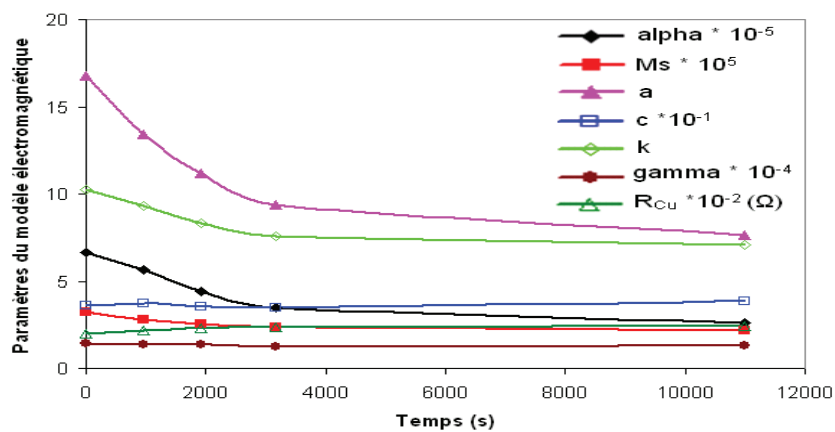


Figure 5.19. Evolution des paramètres du modèle électromagnétique en fonction du temps à 10 kHz

Ces paramètres ont tendance à diminuer quand le temps de l'échauffement augmente sauf pour le paramètre c et la résistance du cuivre.

Les écarts observés entre les températures mesurées et simulées sont très acceptables, l'écart ne dépassant pas 3% pour des excitations sinusoïdales.

D'autres essais ont été réalisés avec des sources de tension rectangulaire et triangulaire (figures 5.20-5.21). Ces résultats montrent également une bonne correspondance entre mesure et simulation, et confirment les performances de notre modèle (tableau 5.5).

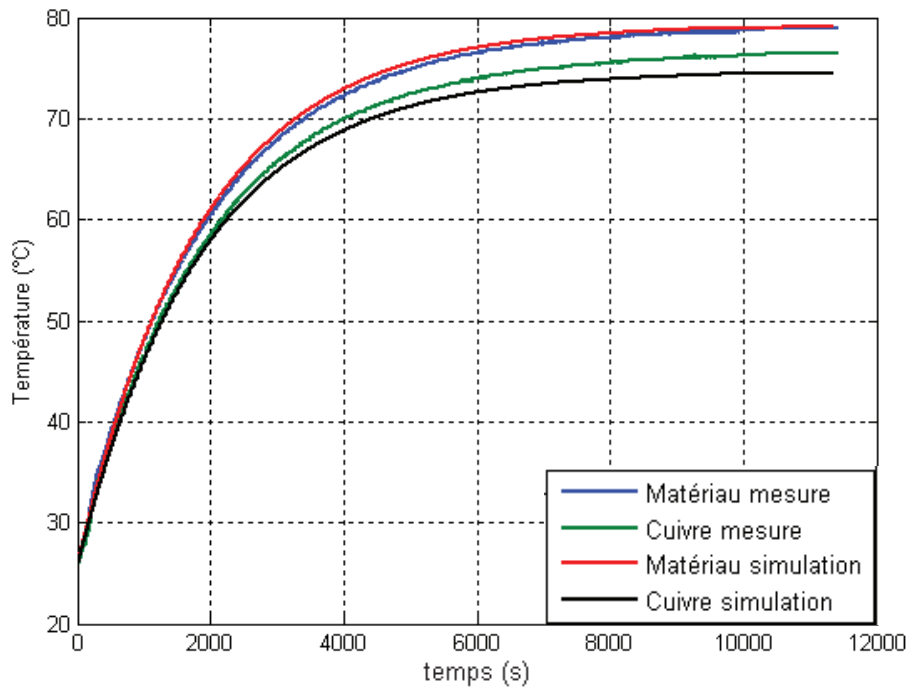


Figure 5.20. Températures mesurées et simulées pour une source **rectangulaire** à 10 kHz

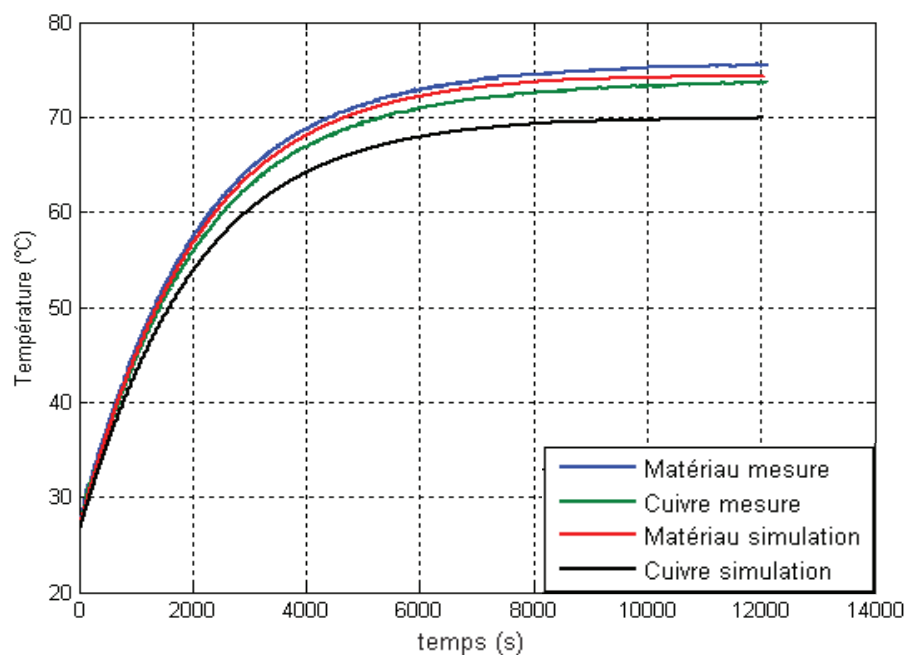


Figure 5.21. Températures mesurées et simulées pour une source **triangulaire** à 10 kHz

Critères	OF1		$\Delta\theta_{\max}$ (%)	
	Matériau	Bobinage	Matériau	Bobinage
Source rectangulaire	$4.71 \cdot 10^{-5}$	$1.77 \cdot 10^{-4}$	1.23	2.63
Source triangulaire	$1.08 \cdot 10^{-4}$	$3.73 \cdot 10^{-4}$	1.78	5.31

Tableau 5.5. Précision des résultats évaluée avec 2 critères de comparaison

6. Conclusion

Nous avons adapté un banc expérimental permettant de mettre en évidence les relations entre les propriétés électriques, magnétiques et thermiques d'un composant magnétique de puissance simple. Un modèle thermique a été développé et couplé avec le modèle magnétique (ou « tube de flux ») présenté dans le chapitre III.

Ce modèle magnéto-thermique a été validé par comparaison entre résultats expérimentaux et simulations numériques pour des excitations sinusoïdales et non-sinusoïdales à différentes fréquences. Par rapport aux essais effectués, l'erreur relative maximale ne dépasse pas 3% sur le matériau magnétique et 5.5% sur le bobinage.

Grâce aux méthodes employées, « tube de flux » pour le circuit magnétique et « méthode nodale » analytique pour le thermique, nous obtenons des temps de simulation courts (moins de 3 minutes avec un pas de température $\Delta\theta = 1^\circ\text{C}$). Cette méthode pourrait être plus ou moins facilement implantée dans des logiciels pour modéliser plus précisément le comportement réel de systèmes électromagnétiques.

Conclusion Générale

Dans ce mémoire, nous avons étudié le comportement de divers matériaux magnétiques doux en fonction de la température et de la fréquence. Sur un tel sujet à priori multi-physique, notre bibliographie ne pouvait être exhaustive. Dans cette étape, nous nous sommes consacrés aux divers points suivants: - les notions physiques de base à différentes échelles permettant la compréhension du comportement hystérétique en fonction de la température, - les méthodes de caractérisation expérimentales, et - les modèles d'hystérésis.

Nous avons développé notre propre méthode de caractérisation en adaptant le banc de mesure disponible au laboratoire. Nous avons étudié les variations des paramètres standards des matériaux magnétiques en fonction de la température. Nous avons pu ainsi dégager des tendances confirmées par la bibliographie.

L'étape suivante a concerné l'identification et l'optimisation des paramètres des deux modèles d'hystérésis utilisés dans notre travail : « Jiles-Atherton » en régime quasi-statique et « tube de flux » en régime dynamique. L'identification des paramètres de ces modèles a été réalisée à partir de nombreux résultats expérimentaux pour chaque température, et grâce à des algorithmes d'optimisation. Les performances « globales » de nos modèles ont été quantifiées via plusieurs critères de comparaison entre résultats simulés et mesurés. Ces performances ayant été jugées satisfaisantes, nous avons recherché une tendance générale à l'évolution de ces paramètres. Une tendance a pu être dégagée, mais pas sur toute la gamme de températures.

Nous avons ensuite mis en œuvre notre modèle pour simuler le fonctionnement d'un capteur de courant à différentes températures. Ses caractéristiques métrologiques dépendent fortement de la résistance du bobinage secondaire et des propriétés magnétiques de son noyau. Cette étude a montré que notre modèle était capable de prédire, avec un indice de confiance satisfaisant, la précision du capteur en fonction de l'amplitude et de la fréquence du courant à mesurer pour une température donnée. Ce modèle pourrait donc s'appliquer dans le cadre de la conception industrielle d'un tel capteur destiné à fonctionner sous contraintes élevées (par exemple 200°C).

Enfin, nous avons réalisé un couplage électromagnétique-thermique pour étudier l'auto-échauffement d'un autre composant simple, une bobine à noyau magnétique. Pour

cela, nous avons développé un modèle thermique simple capable d'estimer la température de fonctionnement du composant magnétique à partir des pertes Joules et pertes fer. La performance du modèle "tube de flux" couplé au modèle thermique permet de déterminer avec une précision très satisfaisante l'auto-échauffement des différentes parties du composant (bobinage + circuit magnétique).

L'étude de l'influence de la température sur les propriétés des matériaux magnétiques reste un sujet complexe en raison de nombreux facteurs comme la structure atomique, la composition chimique, les traitements thermiques,...etc.

Pour poursuivre nos travaux, les perspectives restent nombreuses. A court et moyen termes, il serait intéressant de :

- Tester nos modèles avec d'autres matériaux susceptibles de fonctionner à haute température et haute fréquence comme les nanocristallins et pour lesquels les applications industrielles sont de plus en plus importantes.
- Comparer les performances de nos modèles à d'autres modèles d'hystérésis existants (exemples : modèle chimique, DSHM,...).
- Etudier une nouvelle méthode d'identification (approche plus « physique » que mathématique) de chaque paramètre du modèle de Jiles-Atherton pour trouver une loi d'évolution de ces paramètres en fonction de la température plus monotone.
- Adapter le modèle magnéto - thermique développé sur un composant très simple, à d'autres dispositifs électromagnétiques de structures plus complexes.

Pour conclure, nous espérons avoir pu contribuer au développement de méthodes innovantes tant en termes de caractérisation qu'en termes de modélisation des matériaux magnétiques.

Bibliographie

[ABA] **Abakar Mahamat Tahir**, “*Modélisation thermique des composants magnétiques utilisés en électronique de puissance*”. Thèse de doctorat de l’Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2003.

[ADA] **R.Adam**, “*Modélisation comportementale d'un capteur de courant électromagnétique*”. Rapport de D.E.S.S. de l'Université Joseph Fourier, Grenoble, 09/2000.

[AMO] **M. OULED AMOR Yassine**, “*Contribution à la modélisation de l’hystérésis magnétique en vue de l’analyse par éléments finis des systèmes de chauffage par induction*”. Thèse de doctorat, de l’Université de Nantes, 2000.

[AMO et FÉL_1] **Yassine. Ouled Amor, Mouloud. Féliachi**, “*Magnetic hysteresis and its thermal behaviour in finite element computing*”. Congrès Electrimacs, pp. 361-364, 1999.

[AMO et FÉL_2] **Yassine. Ouled Amor, Mouloud. Féliachi**, “*Prise en compte de l’hystérésis magnétique dans la modélisation du chauffage par induction*”, http://membres.multimania.fr/yacamor/Articles/lille_mars99.pdf

[AMO et FÉL_3] **Y.Ouled Amor, F.Alves, M.Feliachi**, “*Modeling of magnetic hysteresis with modified Lorentzian function*”. Communication à une journée Scientifique, GDR, Sécurité et Disponibilité des Systèmes Électrotechniques, 2001.

[AZZ] **M. Azzouz**, “*Identification – Optimisation Paramétrique et Quantification des Pertes dans les Matériaux Ferromagnétiques doux*”. Thèse de Doctorat, Université de Batna, 11/02/2006.

[BEN] **A.Benabou**, “*Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d’une implantation dans un code de calcul de champ*”. Thèse de doctorat, de l’Université Lille I, 2002.

[BER] **Ted Bergman, Adrienne Lavine**, “*Fundamentals of Heat and Mass Transfer*”. The 6th Edition. John Wiley & Sons, 10/03/2006.

[BER_1] **G.Bertotti**, “*Hysteresis in magnetism*”. Academic Press, 1998.

[BER_2] **G.Bertotti**, “*General properties of power losses in soft ferromagnetic materials*”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 24, No. 1, pp. 621-630, 1988.

[BERN] **Y. Bernard**, “*Contribution à la modélisation de systèmes électromagnétiques en tenant en compte du phénomène d’hystérésis. Extensions du modèle de Preisach adaptées au calcul de champ*”. Thèse de Doctorat en Sciences, Université de Paris-Sud, U.F.R Scientifique D’ORSAY, France, 10/2000.

[BLE] **H. Bleuvin**, “*Analyse par la méthode des éléments finis des phénomènes magnéto-thermique – Application aux systèmes de chauffage par induction*”. Thèse de doctorat, laboratoire d’électrotechnique de Grenoble, 10/1984.

[BOUD] **D. Boudaud**, “*Modélisation comportementale et simulation des capteurs de courant, optimisation globale des déclencheurs électroniques dans les disjoncteurs industriels basse tension*”. Thèse de doctorat de l’Université Joseph Fourier de Grenoble, 06/1999.

[BRI] **Pierre Brissoneau**, “*Magnétisme et matériaux magnétiques pour l’électrotechnique*”. Edition Hermès, Paris, France, 1997.

[CHA] **Eric Chauveau**, “*Contribution au calcul électromagnétique et thermique des machines électriques. Application à l’étude de l’influence des harmoniques sur l’échauffement des moteurs asynchrones*”. Thèse de doctorat de l’Université de Nantes, 23/11/2001.

[CHE] **Chih-Wen Chen**, “*Magnetism and metallurgy of soft magnetic materials*”. Dover Publications, 1986.

[COL] **Bruno COLIN**, “*Caractérisation et Réduction des Anomalies de Mesure dans les Capteurs de Courant Différentiel*”. Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Grenoble, 2007.

[COU_1] **Georges Couderchon**, “*Alliages fer-nickel et fer-cobalt*”. Techniques de l’Ingénieur, D2130.

[COU_2] **Georges Couderchon**, “*Alliages magnétiques doux*”. Techniques de l’Ingénieur, M350, 09/1998.

[CYS] **Charles Cys**, “*Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques*”. Thèse de doctorat, Université Laval Québec et Ecole nationale supérieure d’art et métiers Paris, 2007.

[DEB] **O. Deblecker**, “*Contribution à la modélisation des champs magnétiques dans les systèmes comportant des milieux non linéaires et hystérétiques*”. Thèse de Doctorat en Sciences Appliquées, Faculté Polytechnique de Mons, Belgique, 03/2001.

- [DEG] **Jacques Degauque**, “*Matériaux magnétiques amorphes, micro et nanocristallins*”. Techniques de l’Ingénieur, E 1 770.
- [DO] **Thai Phuong DO**, “*Simulation dynamique des actionneurs et capteurs électromagnétiques par réseaux de ré reluctances: modèles, méthodes et outils*”. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 10/03/2009.
- [DUC] **B.Ducharne**, “*Caractérisation et modélisation de circuits magnétiques : du global vers le local*”. Mémoire de Thèse, Université Claude Bernard-Lyon 1, France, 2003.
- [FRA] **Hervé Fraisse**, “*Contribution à la modélisation dynamique des circuits magnétiques d’actionneurs*”. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon1, 1997.
- [FÉL] **Feliachi.M, Develey.G**, “*Magneto-thermal behavior finite element analysis for ferromagnetic materials in induction heating devices*”. IEEE Transactions on Magnetics, pp. 5235-5237, Vol.27, No.6, 11/1991.
- [GAR] **Gerard D. Garbulsky, Pablo Marino, Alberto Pignotti**, “*Numerical Model of Induction Heating of Steel-Tube Ends*”. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 33, n°.1, pp. 7462-752, 01/1997.
- [GAU] **Daniel Gaude**, “*Modélisation et simulation de systèmes électromagnétiques à induction avec prise en compte des matériaux magnétiques et formulation par graphe de liens*”. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon1, 1999.
- [GIV] **D. Givord**, “*Les matériaux magnétiques*”. Laboratoire Louis Néel, CNRS, 166X, 38042-Grenoble cedex. <http://www.onversity.net/load/materiauxmagnetiques.pdf>
- [HAI] **Hai Yan Lu, Jian Gou Zhu, S. Y. Ron Hui**, “*Measurement and Modeling of thermal effects on magnetic hysteresis of soft ferrites*”. IEEE Transaction on Power Electronics, vol.43, n°.11, pp.3952 – 3960, 11/2007.
- [HEC] **M. Hecquet**, “*Contribution à la Modélisation des Systèmes Electrotechniques par la Méthode des Schémas équivalents Magnétiques, Application à l’Alternateur Automobile*”. Thèse de doctorat de l’Université des Sciences et Technologies de Lille, janvier 1995.
- [HEF] **A.R.Hefner, D.L. Blackburn**, “*Thermal component models for electrothermal network simulation*”. IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology. Part – A, vol.17, n°.3, pp.413 – 424, 1994.

- [JAN] **F. Janet**, “*Modélisation de dispositifs électromagnétiques hautement saturables par la méthode des moments magnétiques*”. Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Grenoble, 2003.
- [JIL_1] **D.C.Jiles, D.L.Atherton**, “*Ferromagnetic Hysteresis*”. IEEE Transactions on Magnetics, vol.19, No.5, 09/1983.
- [JIL_2] **D.L.Atherton, D.C.Jiles**, “*Effect of Stress on the Magnetization of Steel*”. IEEE Transactions on Magnetics, vol.19, No.5, 09/1983.
- [JIL_3] **D.C.Jiles, D.L.Atherton**, “*Theory of the Magnetization process in Ferromagnets and its Application to the Magnetomechanical Effect*”. Appl. Phys. 17, 1984.
- [JIL_4] **D.C.Jiles, J.B.Thoelke, M.K.Devine**, “*Numerical Determination of Hysteresis Parameters for the Modeling of Magnetic Properties Using The Theory of Ferromagnetic Hysteresis*”. IEEE Transactions on Magnetics, vol.28, No.1, 01/1992.
- [JIL_5] **D.C.Jiles, D.L.Atherton**, “*Theory of ferromagnetic hysteresis*”. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol.61, pp 48-60, 1986.
- [JIL_6] **D.C. Jiles**, “*Modeling the effects of eddy current losses on frequency dependent hysteresis in electrically conducting media*”. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, No. 6, pp. 4326-4328, 1994.
- [JIL_7] **F.Liorzou, B.Phelps, D.L.Atherton**, “*Macroscopic Models of Magnetization*”. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 36, No. 2, 03/2000.
- [JOH] **M. T. Johnson and E. G. Visser**, “*A coherent model for the complex permeability in polycrystalline ferrites*”. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 26, pp. 1987-1989, 1990.
- [KED] **Afef Kedous-Lebouc**, “*Électromagnétisme & matériaux magnétiques pour le Génie électrique*”. ENSIEG, 2^{ème} NRJ, 2005/2006..
- [KIS] **Péter Kis**, “*Jiles-Atherton model implementation to edge finite element method*”. Thèse de doctorat, de l’Université de Budapest, 2006.
- [K&K], “*Thermal Network Modeling Handbook*”. K&K Associates, Developers of thermal Analysis Kit (TAK), 1999 -2000.
- [KOL_1] **Roman Kolano**, “*Co added finemet and nanoperm alloys with flat hysteresis loops*”. Rev. Adv. Mater. Sci. 18(2008) 557-560.
- [KOL_2] **Aleksandra Kolano-Burian, Roman Kolano**, “*Magnetic properties of Co doped finemet at elevated temperature*”. Rev. Adv. Mater. Sci. 18(2008) 545-548.

- [LEB] **Richard Lebourgeois**, “*Ferrites doux pour l’électronique de puissance*”. Techniques de l’Ingénieur, N 3 260.
- [LEF] **B. Lefebvre**, “*Modélisation dynamique de composants passifs magnétiques prenant en compte le phénomène d’hystérésis*”. Thèse, INSA de Lyon, 1992.
- [LIU] **Sam Liu, Jie Yang, George Doyle, and G. Edward Kuhl**, “*New Sintered High Temperature Sm-Co Based Permanent Magnet Materials*”. IEEE Transactions on Power Electronics, vol.35, n°.5, pp.3325 – 3327, 09/1999.
- [LOB] **M. Lobue, V. Basso, C. Beatrice, P. Tiberto**, “*Dependence of Thermal Relaxation and Hysteresis on Microstructure in Nanocrystalline Soft Magnetic Materials*”. IEEE Transactions on Power Electronics, vol.36, n°.5, pp.3035 – 3037, 09/2000.
- [MAK] **Zaatar Makni**, “*Contribution au développement d’un Outil d’analyse Multiphysique pour la Conception et l’Optimisation d’actionneurs électromagnétiques*”. Thèse de doctorat de l’Université de Paris-Sud XI, 12/12/2006.
- [MAV] **Diana Mavrudieva**, “*Étiquettes magnétiques interrogeables à distance. Application à la mesure de la température*”. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 30/10/2007.
- [McH] **Michael E. McHenry, Matthew A. Willard, David E. Laughlin**. “*Amorphous and nanocrystalline materials for applications as soft magnets*”. Progress in Materials Science 44 (1999), pp. 291-433.
- [MIC] **André Michel**, “*Phénomènes magnétiques et structure*”. Collection de monographies de chimie, 1966.
- [MIR] **Damijan Mijavec et Bogomir Zidaric**, “*Introducing a domain flexing function the Jiles-Atherton hysteresis model*”. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, pp. 763- 768, 2008.
- [MOR] **Alberto Moraglio and Julian Togelius**, “*Geometric Nelder-Mead algorithm for the permutation representation*”. <http://julian.togelius.com/Moraglio2010Geometric.pdf>
- [NAD] **Kissa Nadjet**, “*Modélisation de l’hystérésis magnétique en vue de son intégration dans un code de calcul de champ électromagnétique*”. Thèse de doctorat de l’Université de Batna, 2006.
- [ODE] **W.G.Odenddal, J.A.Ferreira**, “*A thermal model for high-frequency magnetic components*”. IEEE Transactions on Industry Application, vol.35, n°.4, pp. 924 -931, 08/1999.

- [OMA] **I. A. Al-Omari, R. Skomski, R. A. Thomas, D. Leslie-Pelecky, D. J. Sellmyer**, “*High-Temperature Magnetic Properties of Mechanically Alloyed SmCo₅ and YCo₅ Magnets*”. IEEE Transactions on Power Electronics, vol.37, n°4, pp.2534 – 2536, 06/2001.
- [PAS] **Romain Pascal**, “*Modélisation du traitement thermique superficiel par induction*”. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [PAU] **René Pauthenet**, “*Théorie du magnétisme*”. Techniques de l’Ingénieur, D 175.
- [RAU] **M.A. Raulet, F. Sixdenier, L. Morel**, “*Limits and rules of use a dynamic flux tube model*”. Compel, Vol. 27 No. 1, pp. 256 -265, 2008.
- [ROM_1] **Romain Marion, Riccardo Scorretti, Nicolas Siauve, Marie-Ange Raulet and Laurent Krähenbühl**, “*Identification of Jiles-Atherton model parameters using Particle Swarm Optimization*”. IEEE Transactions on Magnetics, pp.894-897, 44(6) 2008.
- [ROM_2] **Marion Romain**, “*Contribution à la modélisation de l’aimantation dynamique: approche bidimensionnelle des systèmes tridimensionnels*”. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon1, 2010.
- [SAM] “*Material characteristics*”. Document technique de Samwha electronics.
- [SCH] **D. Schobinger, O. Gutfleisch, D. Hinz, K.H. Müller, L.Schultz and G. Martinek**, “*High temperature magnetic properties of 2:17 Sm–Co magnets*”. Institute of Solid State & Materials Research, Germany, pp. 1347 – 1349, 2002.
- [SIX_1] **Fabien Sixdenier**, “*Prédiction des signatures électriques dans un actionneur en prenant en compte les lois de matériaux*”. Thèse de doctorat, laboratoire d’Ampère de l’UCB Lyon1, 2005.
- [SIX_2] **Fabien Sixdenier, M.A. Raulet, Romain Marion**, “*Dynamical models for eddy current in ferromagnetic cores introduced in an FE-Tuned magnetic equivalent circuit of an electromagnetic relay*”. IEEE Transactions on Magnetics, pp.866-869, 44(6) 2008.
- [STO] **Michel Stolidi**, “*Matériaux en Électrotechnique*”. IUFM AIX –Marseille—Préparation CAPET et PLP2 Electrotechnique.
- [TAK] **Norio Takahashi, Masayuki Morishita, Daisuke Miyagi, Masanori Nakano**, “*Examination of magnetic properties of magnetic materials at high temperature using a ring specimen*”. IEEE Transaction on Magnetics. Vol.46, No.2, pp.548-551, 02/2010.
- [TRÉ] **E.du Trémolet de Lacheisserie and co.** “*Matériaux et Applications*”. Collection Grenoble science.

[TRI] **Peeteenut Triwong**, “*Modélisation numérique 3D des phénomènes couplés dans les procédés d’élaboration par induction : couplage faible et couplage fort*”. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 11/07/2008.

[VAC] “*Nanocrystalline Vitroperm EMC components*”. Document technique de VACUUMSCHMELZE, www.vacuumschmelze.de/fileadmin/.../KB/Vitroperm_EMV_EN_full.pdf

[VEL] **Y. Velenik**, “*Le modèle d’Ising*”. Thèse de doctorat de l’Université de Genève, 2009.

[VIG] **Yvon Vignaud**, “*Interfaces rigides des modèles sur réseau: une application de la positivité par réflexion*”. Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, 2007.

[WAN] **M. Sven Wanser**, “*Simulation des phénomènes de chauffage par induction - Application à la trempe superficielle*”. Thèse de doctorat, l’Ecole Centrale de Lyon, 1995.

[WIL_1] **P.Wilson, J.N.Ross, A.D.Brown**, “*Dynamic Electrical-Magnetic-Thermal Simulation of magnetic components*”. IEEE Workshop on Computers in Power Electronics. Piscataway NJ USA, pp. 287 – 292, 2000.

[WIL_2] **P.Wilson**, “*Advanced modelling and simulation techniques for magnetic components*”. Power Electronic and Variable Speed Drives. London, UK 1988, n°.456 IEE, pp.187 – 193.

[WIL_3] **P.Wilson**, “*Simulation of magnetic components models in electric circuits including dynamic thermal effects*”. IEEE Transactions on Power Electronics, vol.17, n°.1, pp.55 – 65, 01/2002.

[WIL_4] **Peter R. Wilson, J.Neil Ross and Andrew D.Brown**, “*Optimizing the Jiles-Atherton model of hysteresis by a genetic algorithm*”. IEEE Transactions on Magnetics, pp. 989-993, Vol.37, No.2, 3/2001.

[WOU] **Marc Wouts**, “*Le modèle d’Ising dilué: coexistence de phases à l’équilibre, dynamique dans la région de transition de phase*”. Thèse de doctorat de l’Université Denis Diderot-Paris VII, 14/12/2007.

[ZEG_1] **L. Zegadi, J.J. Rousseau and P. Tenant**, “*A complete hysteresis model for soft ferrites taking into account the temperature*”. IEEE Transactions on Magnetics, pp. 322-328, 1996.

[ZEG_2] L. Zegadi, J.J. Rousseau and B. Allard, “*Model of power soft MnZn ferrites, including temperature effects*”. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 36, n°4, pp. 2022-2032, 06/2000.

[ZEG_3] L. Zegadi, J. J. Rousseau, and P. Tenant, “*Prise en compte de la température dans un modèle d’hystéresis pour ferrites doux MnZn*”. J. Phys.III, vol. 7, pp. 369–385, 1997.

Annexe A

Caractéristiques des isolants thermiques

Matériau	Fabricant	θ_{\max} (°C) (recommandée par le fabricant)
Ruban adhésif avec revêtement fibre de verre	Harting http://www.bmsfrance.eu/	180
Gaine avec Tresse de verre siliconée	Harting http://www.bmsfrance.eu/	650
Fibre de silicium (94 % SiO ₂)	Porteret Beaulieu Industrie SA-France 21310 Bezouotte - France http://www.pbi.fr/	> 700
Fibre NEFATEX 1390* (70% Al ₂ O ₃ et 30% SiO ₂)	Porteret Beaulieu Industrie SA-France 21310 Bezouotte - France http://www.pbi.fr/	1390
Résine fluide DURALCO 215	Contronics http://www.final-materials.com/	1400
Céramique ciment	Sauereisen (USA) http://www.sauereisen.com/	1650

Caractéristiques du fil de cuivre haute température

Fil du cuivre émaillé DESCABOND H-240 G1*	Fabricant : DESCA AG http://www.desca.ch/	θ_{\max} (°C) (recommandée par le fabricant) : 240
--	---	--

(*) les matériaux utilisés dans notre travail.

Annexe B

Modèle dynamique de Jiles-Atherton

A partir des équations (2.19), (2.20), (2.22) présentées au chapitre II, on a l'équation:

$$M = M_{an} - k\delta(1-c)\frac{dM_{irr}}{dH_e} \quad (B1)$$

Donc:

$$\mu_0 \int M_{an} dH_e = \mu_0 \int M dH_e + \mu_0 k\delta(1-c) \int dM_{irr} \quad (B2)$$

Sachant que l'aimantation irréversible peut s'écrire:

$$M_{irr} = \frac{1}{1-c}(M - cM_{an}) \quad (B3)$$

L'équation (B2) devient:

$$\mu_0 \int M_{an} dH_e = \mu_0 \int M dH_e + \mu_0 k\delta \int \frac{dM}{dH_e} dH_e - \mu_0 k\delta c \int \frac{dM_{an}}{dH_e} dH_e \quad (B4)$$

En ajoutant les deux composantes de pertes (courant de Foucault et supplémentaires), on déduit l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \mu_0 \int M_{an} dH_e = & \mu_0 \int M dH_e + \mu_0 k\delta \int \left(\frac{dM}{dH_e} \right) dH_e - \mu_0 k\delta c \int \left(\frac{dM_{an}}{dH_e} \right) dH_e \\ & + \frac{\mu_0^2 d^2}{2\rho\beta} \int \left(\frac{dM}{dt} \right)^2 dt + \left(\frac{GdH_0 w}{\rho} \right)^{0.5} \int \left(\frac{\mu_0 dM}{dt} \right)^{1.5} dt \end{aligned} \quad (B5)$$

On peut écrire l'équation (B5) de la manière suivante:

$$\begin{aligned} \int M_{an} dH_e = & \int M dH_e + k\delta \int \left(\frac{dM}{dH_e} \right) dH_e - k\delta c \int \left(\frac{dM_{an}}{dH_e} \right) dH_e \\ & + \frac{\mu_0 d^2}{2\rho\beta} \int \left(\frac{dM}{dt} \right) \left(\frac{dM}{dH_e} \right) dH_e + \left(\frac{\mu_0 GdH_0 w}{\rho} \right)^{0.5} \int \left(\frac{dM}{dt} \right)^{0.5} \left(\frac{dM}{dH_e} \right) dH_e \end{aligned} \quad (B6)$$

Des transformations de l'équation (B6) permettent d'obtenir l'équation quasi-statique (B7) de l'hystérésis magnétique tenant en compte des différents types de pertes:

$$M_{an} = M + k\delta \frac{dM}{dH_e} - k\delta c \frac{dM_{an}}{dH_e} + \frac{\mu_0 d^2}{2\rho\beta} \left(\frac{dM}{dt} \right) \frac{dM}{dH_e} + \left(\frac{\mu_{0G} dH_0 w}{\rho} \right)^{0.5} \left(\frac{dM}{dt} \right)^{0.5} \frac{dM}{dH_e} \quad (B7)$$

Où :

$$\left(\frac{dM}{dH} \right) \left[k\delta - \alpha \left(M_{an} - M + kc\delta \frac{dM_{an}}{dH_e} \right) \right] - \left(M_{an} - M + kc\delta \frac{dM_{an}}{dH_e} \right) + D_1 \left(\frac{dH}{dt} \right) \left(\frac{dM}{dH} \right)^2 + D_2 \left(\frac{dH}{dt} \right)^{0.5} \left(\frac{dM}{dH} \right)^{1.5} = 0 \quad (B8)$$

Avec les paramètres dynamique D_1 et D_2 qui sont donnés par :

$$D_1 = \frac{\mu_0 d^2}{2\rho\beta}$$

$$D_2 = \left(\frac{\mu_{0G} d w H_0}{\rho} \right)^{0.5}$$

Annexe C

Banc de caractérisation magnétique du laboratoire Ampère

D'un point de vue matériel le banc est composé de :

- Un PC pentium 4 - 3.0 GHz pour piloter les différents blocs fonctionnels et gérer l'acquisition de données.
- Une carte d'acquisition Spectrum MI.3112 – 8 voies, vitesse d'échantillonnage = 1MS/s par voie, soit 125 KS/s sur 8 voies, basée sur un convertisseur analogique numérique 12 bits.
- Une carte GPIB National Instrument IEEE 488.2 permet de relier GBF et PC. Le taux de transfert maximum de cette carte est 1.5 Mbytes/s.
- Un générateur de fonction (GBF) Tektronix AFG320, gamme fréquences de 0.01 Hz-26 MHz, amplitude des signaux générés de 10 mV à 10V, commandé via une liaison GPIB.
- Un amplificateur de puissance AE TECHRON 200V/10A.
- Des intégrateurs analogiques pour accéder au flux, de gains réglables : (1, 2, 5, 10) et (100 ou 1000).
- Un circuit de protection.
- Un four SNOL 30/1100 (gamme températures = 50-1100°C et précision $\Delta\theta \leq 2^\circ\text{C}$).

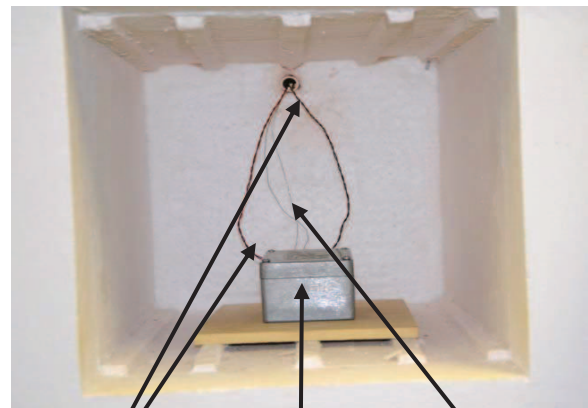


Boîtier

Panneau de
contrôle

Chambre

Porte



Fils entrés et sortis

thermocouples

Échantillon est mis dans une boîte en métal

Figure C2. Photo du four SNOL 30/1100

Figure C3. Disposition des dispositifs à l'intérieur du four

Annexe D

Caractérisation expérimentale de matériaux magnétiques en fonction de la température

1) Matériaux type FeNi à faible point Curie (IMPHY ALLOYS)

Référence	θ_c (°C)	Composition	B_s (T)	$B_{3200A/m}$ (T)	H_c (A/m)	μ_{max}
TC760	45	FeNiCr	0.26	0.248	1.52	14 000
TC757	95	FeNiCrCo	0.58	0.545	1.0	65 000
QE257	120	FeNiCrCu	0.77	0.730	2.64	35 000
SP 510	230	FeNiMnSiCCr	0.75	0.710	3.2	30 000

Caractéristiques Imphy Alloys

TC 760 :

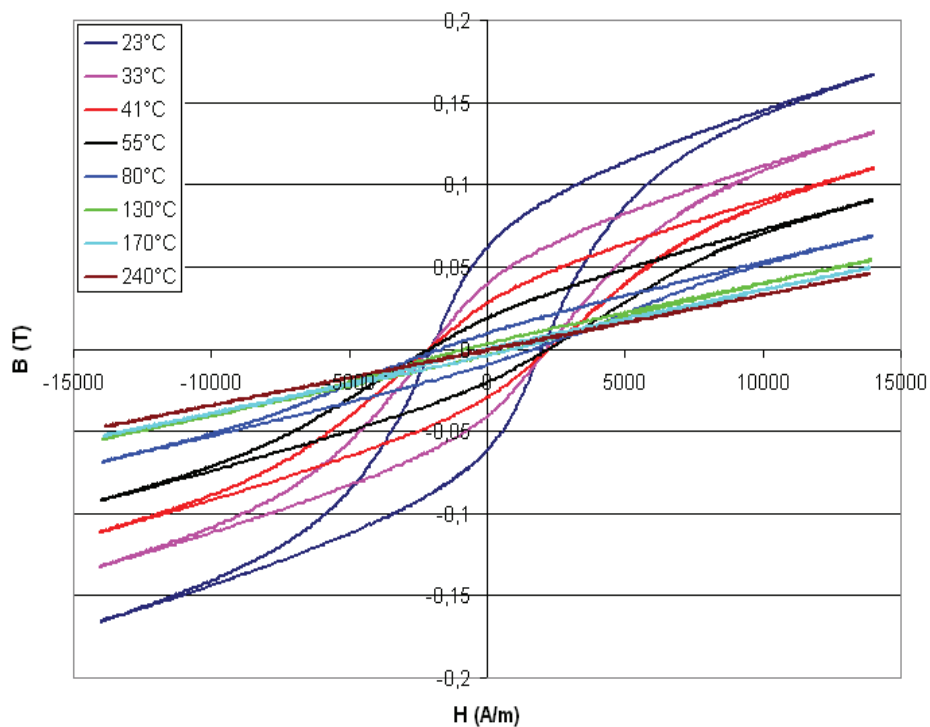


Figure D1. Cycle d'hystérésis en fonction de la température du matériau TC 760 en régime statique (0.5 Hz)

TC 757 :

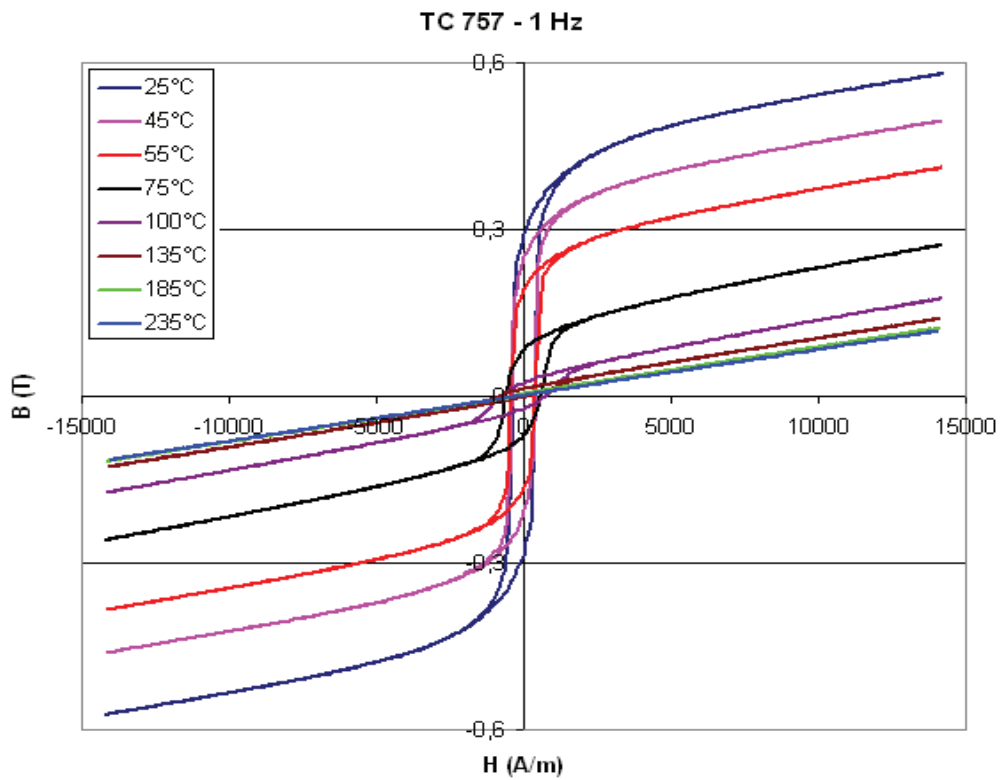


Figure D2. Cycle d'hystérésis en fonction de la température du matériau TC 757 en régime statique (1 Hz)

OE 257 :

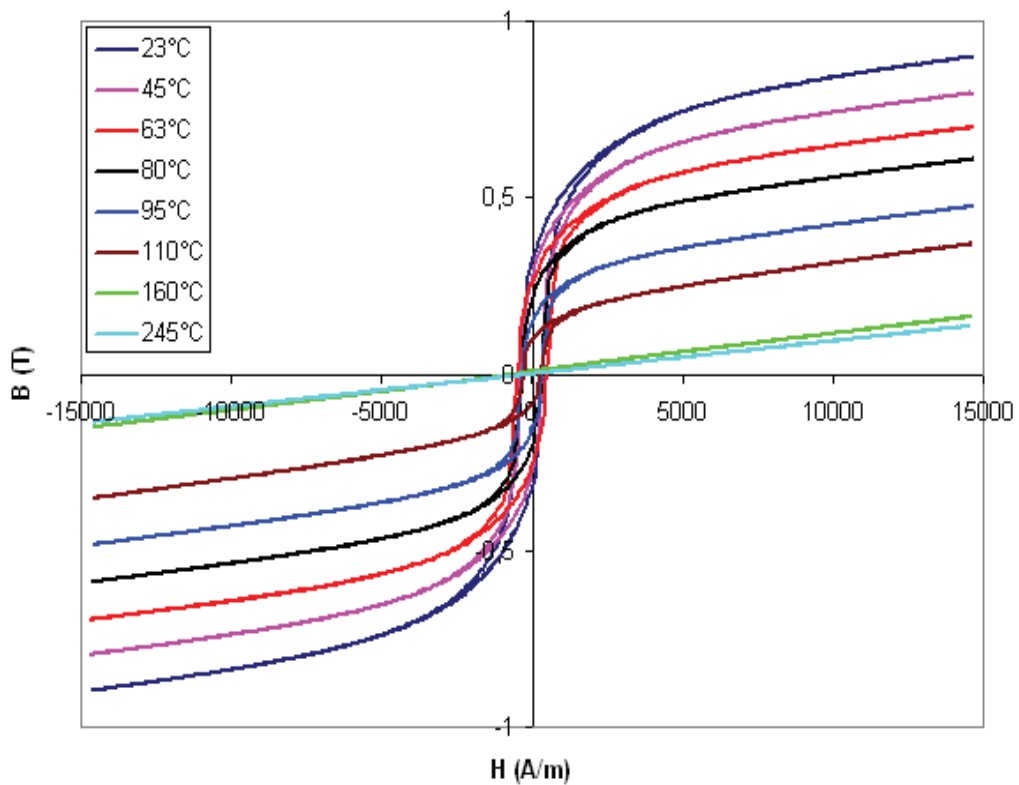


Figure D3. Cycle d'hystérésis en fonction de la température du matériau TC 257 en régime statique (0.5 Hz)

SP 510 :

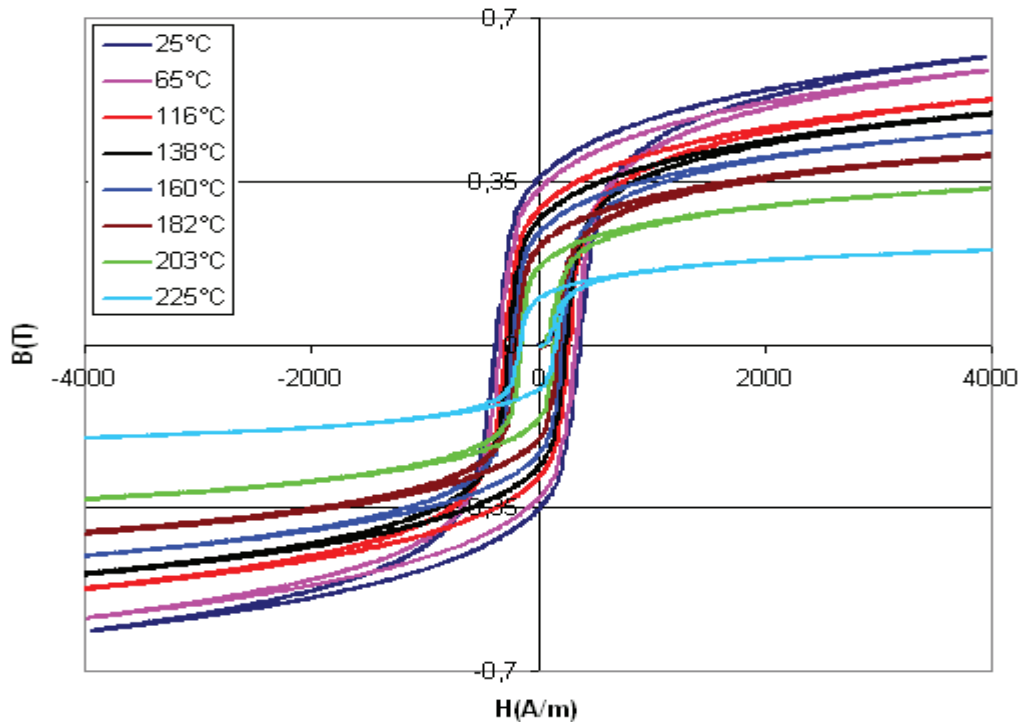


Figure D4. Cycle d'hystérésis en fonction de la température du matériau SP 510 en régime statique (0.5 Hz)

Remarques concernant les matériaux TC 760, TC 757, QE 257:

- La température atteinte a dépassé la température de Curie annoncée par Imphy sans que la propriété ferromagnétique ne soit perdue.
- Normalement, la dérivée de l'induction maximale ($dB/d\theta$) est importante proche de la température de curie. Mais, cela n'est pas vérifié sur ces matériaux où $dB/d\theta$ est faible à température élevée.

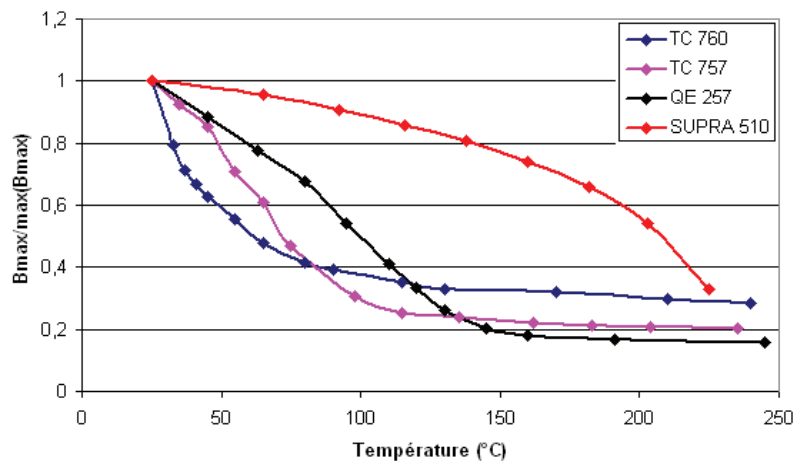


Figure D5. Évolution de l'induction maximale normalisée en fonction de la température pour des FeNi prototypes (Imphy Alloys)

2) Matériau classique type FeSi 3% à GNO

Référence	θ_c (°C)	Composition	Bs (T)	Br (T)	Hc (A/m)	μ_{max}
FeSi 3%	760	Fe97% - Si3%	1.5	0.72	35	10 000

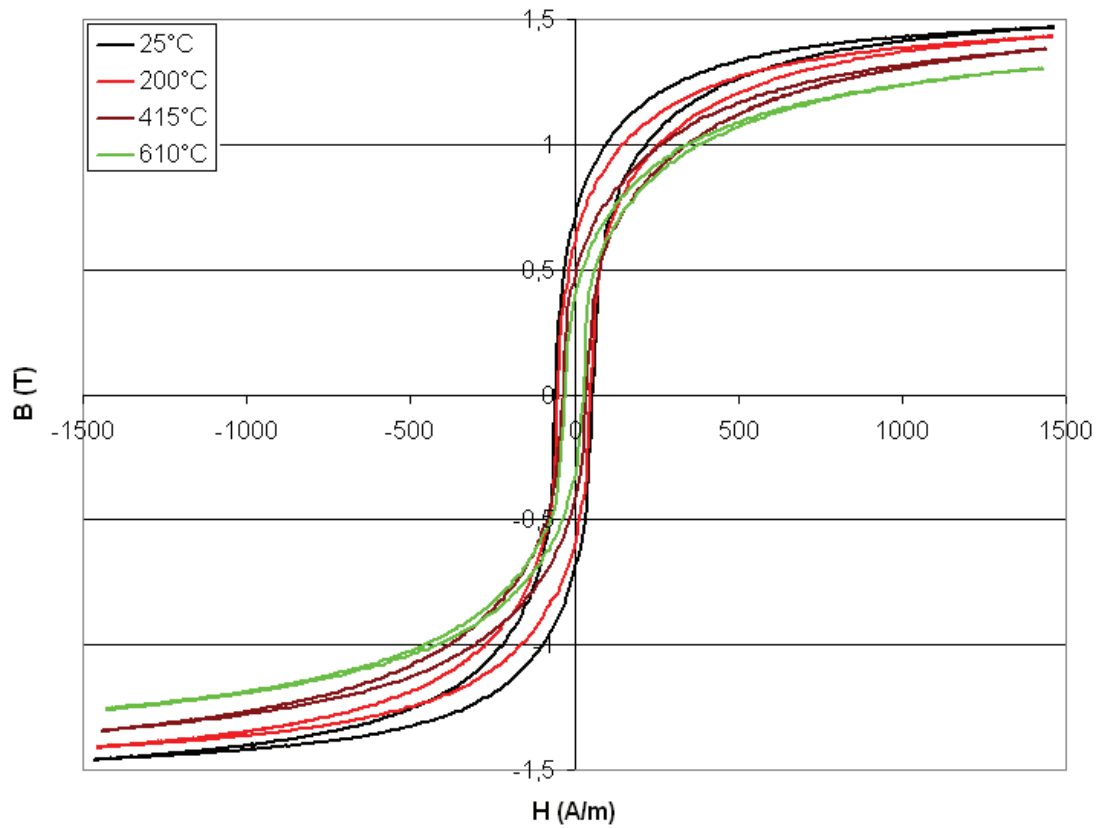


Figure D6. Cycle d'hystérésis en fonction de la température du matériau FeSi 3% GNO en régime statique (1 Hz)

Remarque : Lors de cet essai (figure D6), la température de Curie n'a pas été atteinte en raison de la température maximum admissible dans les conducteurs.