



HAL
open science

Caractérisation et modélisation de matériaux magnétiques en hautes températures en vue d'une application au filtrage CEM

Thibaut Chailloux

► **To cite this version:**

Thibaut Chailloux. Caractérisation et modélisation de matériaux magnétiques en hautes températures en vue d'une application au filtrage CEM. Energie électrique. Université Claude Bernard - Lyon I, 2011. Français. NNT: . tel-00703562v1

HAL Id: tel-00703562

<https://theses.hal.science/tel-00703562v1>

Submitted on 3 Jun 2012 (v1), last revised 19 Nov 2012 (v2)

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 1 décembre 2011

par

M. CHAILLOUX Thibaut

TITRE :

**Caractérisation et modélisation de matériaux
magnétiques en hautes températures en vue d'une
application au filtrage CEM**

Directeur de thèse : M. JOUBERT Charles
Co-directeur de thèse : M. MARTIN Christian
Co-directrice de thèse : Mme. RAULET Marie-Ange

JURY :

Mme KEDOUS-LEBOUC Afef (rapporteur)

M. DULAR Patrick (rapporteur)

M. BENABOU Abdelkader

M. JOUBERT Charles

Mme. RAULET Marie-Ange

M. MARTIN Christian

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 A. Bonmartin

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 Lyon Sud – Charles Mérieux

UFR d'Odontologie

Institut des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques

Institut des Sciences et Techniques de Réadaptation

Département de Biologie Humaine

Doyen : M. le Professeur J. Etienne

Doyen : 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'Assurance

Institut Universitaire de Formation des Maîtres

Directeur : M. le Professeur F. De Marchi

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 : M. le Professeur I. Daniel

Directeur : M. C. Collignon

Directeur : M. B. Guiderdoni

Directeur : M. le Professeur P. Fournier

Directeur : M. le Professeur C. Coulet

Directeur : M. le Professeur J-C. Augros

Directeur : M. R. Bernard

TITRE

Caractérisation et modélisation de matériaux magnétiques en hautes températures en vue d'une application au filtrage CEM.

RESUME

Un enjeu majeur de l'industrie aéronautique de demain est de concevoir et développer un avion « plus » électrique. En effet, sur un avion de ligne, les principaux systèmes utilisent des types d'énergies différents tels que l'énergie hydraulique ou pneumatique. La tendance actuelle est à la conversion de ces systèmes à l'énergie électrique car elle présente de nombreux avantages et permettrait des économies de masse, d'énergie, et de coûts de maintenance.

Avec l'augmentation croissante des systèmes électriques dans l'avion se posent par conséquent des problèmes d'interférences et de compatibilité électromagnétique entre ces différents dispositifs. Par ailleurs ces systèmes électriques sont soumis à des conditions de travail très sévères, notamment des températures extrêmes.

Dans le cadre du projet FEMINA (Filtrage Electromagnétiques et Matériaux pour l'INtégration en Aéronautique), l'objectif de notre équipe était d'étudier un filtre électrique soumis à des conditions de températures extrêmes. Ce filtre composé d'éléments passifs (condensateurs et inductances) est destiné à éliminer les interférences provoquées par le convertisseur électrique placé à proximité de la source d'énergie et de chaleur (le propulseur).

Dans le cadre de mes travaux de thèse, je me suis intéressé plus particulièrement à l'effet de la température sur le comportement des inductances au travers des matériaux magnétiques qui les composent. J'ai ainsi déterminé les matériaux magnétiques que j'estimais capable de remplir leur rôle de filtrage en hautes températures, puis j'ai élaboré un modèle de comportement magnétique dynamique, tenant compte de l'effet de peau et de l'effet de la température et enfin j'ai testé ce nouveau modèle en l'incluant dans un simulateur circuit, afin de modéliser un filtre de mode commun répondant au cahier des charges de nos partenaires industriels.

MOTS-CLES

Matériaux magnétiques, matériaux nanocristallins, modélisation, hystérésis, température, filtre CEM passif.

TITLE

Characterization and modeling of magnetic materials at high temperatures for an EMC filter application.

ABSTRACT

A major challenge in the aviation industry is to design and develop “more” electric aircraft. Indeed, the main systems use different types of energy such as hydraulic or pneumatic energy. The current trend is to convert these systems to electric power because it has many advantages and would allow economies of mass, energy and maintenance costs.

With the increasing electrical systems in the aircraft, arise problems of interference and electromagnetic compatibility between these systems. Moreover, these power systems are subjected to severe working conditions, including extreme temperatures. As part of the FEMINA project (Filtrage Electromagnétiques et Matériaux pour l'INtégration en Aéronautique), the goal of our team was to study an EMC filter subjected to extreme temperature conditions. This filter is composed of passive elements (capacitors and inductors) and designed to remove interference caused by electrical converter located close to the source of energy and heat (the propeller).

As part of my thesis work, I focused on the effect of temperature on the behavior of inductors through the magnetic materials that compose them. I have thus determined the magnetic materials that I felt able to fulfill their role at high temperatures, then I developed a dynamic model of magnetic behavior, taking into account the skin effect and the effect of temperature and finally I tested this new model by including it in a circuit simulator to model a common mode filter that meets the specifications of our industrial partners.

KEYWORDS

Magnetic materials, nanocrystalline materials, modeling, hysteresis, temperature, EMC filter.

INTITULE ET 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

Sommaire

I.	Introduction	8
II.	Les matériaux magnétiques pour le filtrage CEM	11
	A. Du ferromagnétisme aux matériaux ferromagnétiques utilisés en Electronique de Puissance	11
	B. Moyens de mesure.....	15
	1. Principe de caractérisation.....	15
	2. Banc de caractérisation.....	18
	3. Isolation du matériau	21
	C. Choix des matériaux.....	22
	1. Inductance de mode commun	24
	2. Inductance de mode différentiel	36
	D. Conclusions et choix de matériaux	47
III.	Les modèles de comportement magnétique statique	48
	A. Intérêt et choix d'un modèle d'hystérésis statique.....	48
	B. Brève bibliographie sur les modèles de comportement magnétique statique connus.....	49
	1. Le modèle de Rayleigh.....	49
	2. Le modèle de Fröhlich	50
	3. Modèle de Preisach	51
	4. Modèle de Jiles Atherton.....	53
	5. Modèle chimique du G2elab	54
	C. Identification des paramètres.....	56
	1. Algorithme du simplexe de Nelder-Mead.....	57
	2. Algorithme Particule Swarm Optimisation.....	62
	3. Algorithme hybride PSO/simplexe.....	65
	D. Modèles retenus	67
	1. Modèle de Jiles Atherton.....	67
	2. Modèle chimique	71
	3. Modèle polynomial par morceaux	75
	4. Conclusions sur les modèles	81
IV.	Modèles de comportement magnétique dynamique	83
	A. Introduction.....	83

B.	Modèle "Dynamic Static Feedback" (DSF).....	84
1.	Hypothèses	84
2.	Formulation	85
3.	Précision du modèle.....	86
C.	Modèle "Diffusion and Wall Motion" (DWM).....	88
1.	Hypothèses	88
2.	Formulation	89
3.	Précision du modèle.....	91
D.	Modèle "Fractional Derivative Model" (FDM)	93
1.	Formulation	93
2.	Précision du modèle.....	96
3.	Evolution du paramètre du modèle avec la température	98
E.	Conclusions sur les modèles dynamiques.	98
V.	Application aux inductances de filtrage dans l'avion plus électrique.....	100
A.	Les perturbations électromagnétiques et leurs modes de propagation	100
B.	Structure de filtre dans le cadre du projet FEMINA.....	102
C.	Modélisation circuit sous Matlab Simulink.....	104
D.	Résultats de simulation	107
1.	Mise en évidence de l'effet de peau	107
2.	Influence de la température.....	109
E.	Conclusion sur la modélisation du filtre CEM	111
VI.	Conclusions	112
VII.	Bibliographie	115

I. Introduction

Un enjeu majeur de l'industrie aéronautique de demain est de concevoir et développer un avion « plus » électrique. En effet, sur un avion de ligne, les principaux systèmes (volets, gouvernes, trains d'atterrissage, inverseurs de poussée) utilisent des types d'énergies différents tels que l'énergie hydraulique ou pneumatique. La tendance actuelle est à la conversion de ces systèmes à l'énergie électrique. Cette conversion présente de nombreux avantages. D'une part, l'énergie électrique est plus facile à transporter et les systèmes électriques sont plus fiables que les systèmes hydrauliques ou pneumatiques. D'autre part, cette conversion permettrait de mutualiser les calculateurs et l'électronique gérant les équipements de même nature électrique, ce qui permettrait un gain de masse et donc une économie de carburant et une augmentation de la charge utile. Enfin cela permettrait une réparation plus facile et plus rapide de l'avion, et donc l'avion plus électrique permettrait de diminuer les coûts de maintenance et la disponibilité de l'appareil.

Cette conversion vers l'énergie électrique réclame l'étude de nombreux systèmes de l'avion. Actuellement nos partenaires industriels concentrent leurs efforts sur les trains d'atterrissage, le freinage et la traction électrique de l'avion au sol, sur les systèmes de génération, de conversion, de gestion et de distribution de l'énergie électrique, et aussi sur des actionneurs électriques des commandes de vol.

Avec l'augmentation croissante des systèmes électriques dans l'avion se posent par conséquent des problèmes d'interférences et de compatibilité électromagnétique entre ces différents dispositifs. Par ailleurs ces systèmes électriques sont soumis à des conditions de travail très sévères, notamment des températures extrêmes. L'élévation de température est d'une part provoquée par l'auto-échauffement des composants, en raison des pertes électriques dans les matériaux, mais est aussi due aux conditions thermiques externes au système. Par exemple pour un système situé à proximité du propulseur, sa température peut varier énormément selon que l'avion soit sur le tarmac moteur éteint en plein hiver à Moscou ou moteur allumé en plein été.

Dans le cadre du projet FRAE FEMINA (Filtrage Electromagnétique et Matériaux pour l'INTégration en Aéronautique), l'objectif de notre équipe était d'étudier un filtre électrique soumis à des conditions de températures extrêmes. Ce filtre composé d'éléments passifs est destiné à éliminer les interférences provoquées par le convertisseur électrique placé à proximité de la source d'énergie et de chaleur (le propulseur). Le filtre est un système électrique composé de condensateurs et d'inductances.

Dans le cadre de mes travaux de thèse, je me suis intéressé plus particulièrement à l'effet de la température sur le comportement des inductances au travers des matériaux magnétiques qui les composent.

Après ce premier chapitre d'introduction, un second chapitre de ce mémoire sera consacré à ces matériaux. J'exposerai l'origine de leurs propriétés et j'expliquerai brièvement les besoins spécifiques pour l'application de filtrage. Puis je présenterai les matériaux que j'ai retenus pour cette étude, tout en justifiant mes choix par rapport à l'application visée et les conditions de température. Ensuite je montrerai les caractérisations et les relevés expérimentaux que j'ai réalisés pour ces matériaux quand ils sont soumis à des conditions sévères de température et de fréquence. Enfin je conclurai sur le choix des matériaux retenus en fonction de leur capacité à répondre au cahier des charges.

Un aspect important de mon travail repose sur la modélisation temporelle du comportement magnétique de ces matériaux en fonction de la température et de l'excitation magnétique (liée directement au courant électrique parcourant la bobine). Le courant électrique qui parcourt le bobinage de l'inductance est le signal à filtrer et son spectre fréquentiel est donc très riche. Dans notre approche de la modélisation des matériaux magnétiques au Laboratoire Ampère, nos modèles dynamiques incluent systématiquement un modèle purement statique (pour lequel la vitesse de variation de l'excitation n'a pas d'influence).

C'est pourquoi le troisième chapitre de ce mémoire sera consacré aux modèles statiques de comportement magnétique. Je ferai un bref inventaire des modèles classiques existants, puis j'exposerai les modèles que j'ai trouvé judicieux d'utiliser dans un premier temps, et j'étudierai leurs capacité à modéliser le comportement des matériaux retenus. Enfin je présenterai et détaillerai le modèle

choisi et montrerai sa faculté à modéliser le comportement statique et à tenir compte de l'aspect thermique.

Le quatrième chapitre de ce recueil sera naturellement consacré aux modèles dynamiques de comportement magnétique. J'exposerai d'abord un premier modèle très simple et très rapide, mais dont la plage d'utilisation en fréquence se trouve limitée. Puis j'exposerai un second modèle bien plus performant mais aussi plus lourd en termes de calcul. Enfin je présenterai un nouveau modèle visant à synthétiser les avantages des deux modèles précédents.

Enfin dans le dernier chapitre de ce mémoire, je montrerai l'utilisation possible de ce modèle dans une simulation de type circuit d'un filtre répondant au cahier des charges de nos partenaires industriels. Je présenterai dans un premier temps les enjeux de la Compatibilité Electromagnétique, puis je détaillerai une structure de filtre classiquement employée. Ensuite je montrerai les apports de mon modèle de comportement magnétique incluant la dépendance thermique, dans une simulation circuit d'un filtre de ce type.

Je terminerai ce mémoire sur les conclusions que j'ai tirées de cette étude et sur les perspectives que j'estime intéressantes à envisager.

II. Les matériaux magnétiques pour le filtrage CEM

A. Du ferromagnétisme aux matériaux ferromagnétiques utilisés en Electronique de Puissance

Le ferromagnétisme se définit comme la capacité d'un matériau à s'aimanter très fortement sous l'action d'un champ magnétique extérieur. Afin de comprendre comment certains éléments chimiques ou certains alliages peuvent posséder cette faculté si particulière, il faut tout d'abord s'intéresser au magnétisme à l'échelle atomique.

En supposant que l'atome peut être représenté selon le modèle planétaire de Rutherford-Bohr, les électrons de cet atome gravitent autour du noyau sur différentes orbites stables. De plus ils tournent sur eux-mêmes (le spin). Or les électrons sont des particules chargées. Ainsi chaque électron va générer un moment magnétique de spin, lié à sa rotation sur lui-même (Tomonaga, 1997) (Rangwala, et al., 1989), et un moment magnétique orbital, lié à son déplacement autour du noyau (Guo, et al., 2008) (Landau, et al., 1935) (Einstein, et al., 1915-1916). La somme des moments magnétiques de tout le nuage électronique constitue le moment magnétique total de l'atome.

Pour certains atomes, ce moment magnétique atomique est non-nul. Ainsi sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, le moment magnétique de ces atomes va s'orienter selon la direction du champ appliqué. On appelle ce phénomène le paramagnétisme.

Ce qui différencie les matériaux ferromagnétiques des autres, c'est le couplage qui existe entre les atomes d'un même cristal, couplage inexistant dans les matériaux simplement paramagnétiques. Ce couplage est dû aux interactions d'échange entre atomes (Heisenberg, 1928) et tend à aligner les moments magnétiques des atomes voisins dans la même direction. Il faut donc déployer beaucoup moins d'énergie pour orienter les moments magnétiques dans la même direction dans un matériau ferromagnétique que dans un matériau paramagnétique. Ainsi pour obtenir une induction donnée, le champ magnétique à appliquer est bien moindre.

Un tel couplage est possible si les atomes sont éloignés les uns des autres. Ainsi ce n'est pas tant la nature des atomes que la structure cristalline qui rend un matériau ferromagnétique. Ainsi le Fer sous sa forme cristalline cubique centrée (ferrite), le Nickel, le Cobalt ou encore quelques terres rares sont naturellement ferromagnétiques. Dans la pratique, ces métaux sont rarement employés purs : le Cobalt est cher, le Nickel est moins onéreux, quasiment inoxydable mais malléable, le Fer est bon marché et solide mais s'oxyde facilement. En revanche sous forme d'alliage, parfois même en incorporant d'autres éléments chimiques pourtant naturellement non-ferromagnétiques, on obtient des matériaux ferromagnétiques aux propriétés surprenantes (ductilité, résistance à l'oxydation, température de Curie plus ou moins élevée, et évidemment propriétés magnétiques variables). Il est cependant intéressant de constater que tous les alliages à base de Fer, Nickel ou Cobalt ne sont pas systématiquement ferromagnétiques, la structure cristalline étant trop dense. Et à l'inverse, certains alliages composés exclusivement de métaux non-ferromagnétiques tels que les alliages de Heusler (Heusler, 1903), le sont.

Cependant la densité de flux magnétique dans ces matériaux n'est pas liée à l'excitation magnétique par une simple loi de proportionnalité. En effet, on peut considérer que pour un matériau ferromagnétique donné, lorsqu'on applique un champ extérieur H , le couplage des moments magnétiques entre atomes voisins favorise l'apparition d'un champ magnétique M propre au matériau, aussi appelé aimantation. Ces deux champs s'ajoutent pour donner naissance à la densité de flux magnétique B (II-1).

$$\mathbf{B}(\mathbf{H}) = \mu_0 \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{M}(\mathbf{H})) = \mu_0 \cdot \mathbf{H} + \mathbf{J}(\mathbf{H}) \quad (\text{II-1})$$

Mais une fois tous les moments magnétiques atomiques orientés dans une seule et même direction, celle du champ appliqué, l'aimantation M est maximale et ne peut donc plus croître d'avantage. La relation liant B et H présente donc une saturation. La perméabilité (c'est-à-dire $\frac{dB}{dH}$ la pente de la courbe) tend vers μ_0 (la perméabilité du vide) lorsque le champ appliqué devient grand. Par ailleurs, le processus d'aimantation n'est pas parfaitement réversible et une partie de l'énergie utilisée pour orienter les moments magnétiques est perdue. Ces pertes ont plusieurs sources possibles : les courants de Foucault ou les mouvements de parois par exemple. Elles sont proportionnelles à l'aire d'un cycle d'aimantation.

In fine, la loi d'aimantation du matériau présente donc une hystérésis, représentée schématiquement par la Figure II-1.

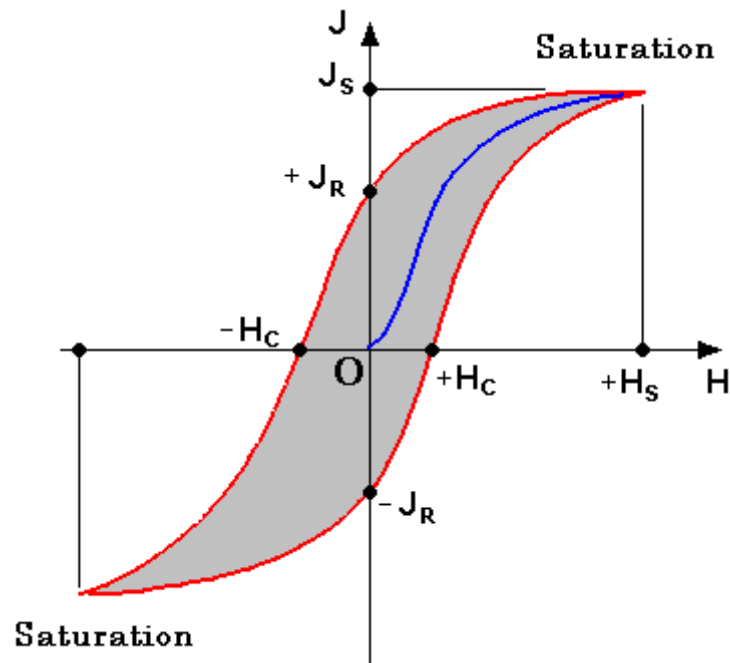


Figure II-1 : Cycle d'hystérésis générique J-H

Selon la nature du matériau (composition) et l'organisation initiale de ses moments magnétiques à l'échelle microscopique (recuit sous contrainte), ses caractéristiques magnétiques changent : la forme du cycle, l'induction à saturation J_s , l'induction rémanente J_r , ou encore le champ coercitif H_c sont différents.

Par ailleurs, ces propriétés évoluent quand la température ou la fréquence varient. D'une façon générale, on sait que quand la fréquence augmente, les pertes dans le matériau augmentent significativement. On sait aussi que lorsque la température augmente, le couplage entre les moments magnétiques dans le matériau ferromagnétique diminue progressivement, jusqu'à devenir paramagnétique quand la température dite de Curie de ce matériau est atteinte.

Comme cela a été expliqué précédemment, les matériaux permettent d'atteindre, à champ magnétique appliqué égal, une induction magnétique plus importante qu'un matériau paramagnétique tel que l'air. Ils sont donc capables de canaliser le champ magnétique dans un espace confiné. Ainsi dans le domaine de

l'électronique, les matériaux magnétiques sont un élément essentiel dans la réalisation d'inductances, car cela permet d'obtenir des inductances de valeur importante, avec un bobinage et un encombrement réduit, comparé à une inductance bobinée dans l'air. De plus, cela permet aussi de réaliser des inductances couplées.

Dans l'application visée, il faut réaliser deux inductances spécifiques : l'une filtrant les perturbations de mode commun, l'autre les perturbations de mode différentiel. Les cycles d'aimantation dans ces inductances sont représentés schématiquement sur la Figure II-2.

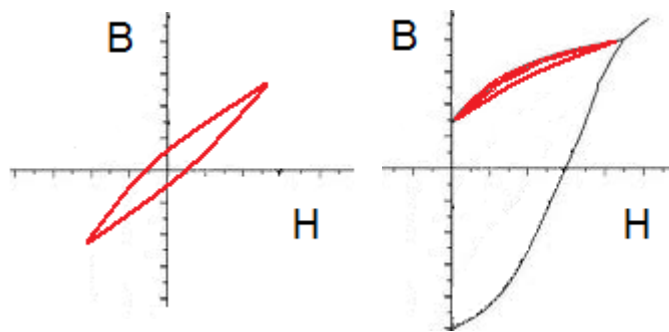


Figure II-2 : Allure du cycle B-H dans les inductances de mode commun (à gauche) et de mode différentiel (à droite)

L'inductance de mode commun doit posséder une perméabilité élevée afin d'obtenir une valeur d'inductance importante (3 mH) pour un nombre de spires réduit. Il a été estimé qu'une perméabilité relative de 20000 à 30000 serait convenable. L'inductance de mode différentiel (100 à 150 mH) doit quant à elle avoir une perméabilité relative bien plus faible (≤ 1000). De plus cette inductance sera soumise à un signal électrique de composante continue non-nulle et significative. Le matériau magnétique sera donc soumis à une excitation magnétique polarisée. Or il n'est pas souhaitable de travailler dans la partie saturée de la courbe d'aimantation : la perméabilité diminue et donc le filtre sera moins performant. Ainsi il est préférable que le matériau employé pour le filtrage de mode différentiel possède une forte induction à saturation afin de minimiser le risque de le saturer.

La première étape de mon travail consistera donc à trouver des matériaux capables de travailler convenablement à des températures allant jusqu'à 200°C et

de déterminer leurs caractéristiques magnétiques pour une large gamme de températures et de fréquences.

B. Moyens de mesure

1. Principe de caractérisation

a) Hystérésigraphie

Afin de déterminer les propriétés magnétiques d'un matériau, il existe plusieurs méthodes bien connues (Cyr, 2007).

Une première méthode utilise un perméamètre aussi appelé « cadre une bande »: la mesure consiste à employer un circuit magnétique externe aux propriétés connues refermé sur une tôle du matériau à caractériser. (IEC, 2002)

Une seconde méthode utilise un hystérésigraphe: la mesure consiste à employer un circuit magnétique fermé constitué du matériau à caractériser (ASTM, 2001). On utilise généralement des circuits toriques ou des cadres Epstein. La structure est celle d'un transformateur: autour du circuit magnétique sont bobinés deux enroulements, l'un primaire (N_1 spires) et l'autre secondaire (N_2 spires). Le champ appliqué est le résultat d'un courant imposé dans le circuit primaire (Equation (II-2), Figure II-3). L'induction est mesurée par intégration de la tension à vide aux bornes de l'enroulement secondaire (Equation (II-3)).

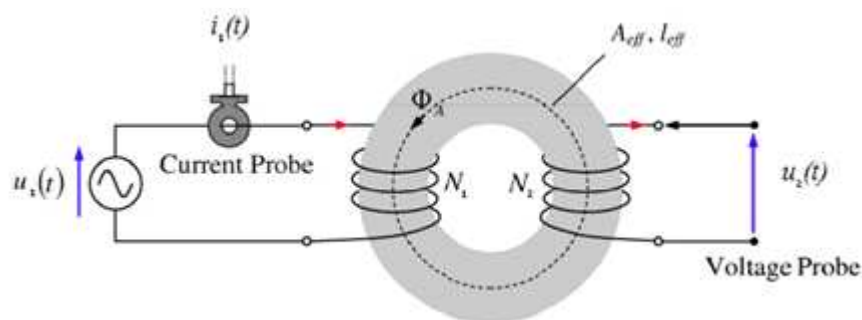


Figure II-3 : schéma de principe de l'hystérésigraphie – méthode du transformateur

$$N_1 \cdot i_1(t) = \oint \mathbf{H}(t) \cdot d\mathbf{l} \approx H(t) \cdot l_{eff} \quad (\text{II-2})$$

Où N_1 est le nombre de spires de l'enroulement primaire, l_{eff} la longueur moyenne du circuit magnétique et $i_1(t)$ le courant dans l'enroulement primaire.

$$u_2(t) = N_2 \frac{d\Phi_A}{dt} \approx A_{eff} N_2 \frac{dB}{dt} \quad (\text{II-3})$$

Où N_2 est le nombre de spires de l'enroulement secondaire, A_{eff} est la section du circuit magnétique, Φ_A est le flux à travers cette section et $u_2(t)$ la tension aux bornes de l'enroulement secondaire à vide.

Ces méthodes permettent d'obtenir les cycles $B-H$ pour un matériau magnétique, pour différentes conditions de température et à différentes fréquences. Si rien ne limite la validité de cette méthode en théorie, en pratique les générateurs de signaux utilisés pour imposer l'excitation magnétique ont une bande passante limitée. Celui dont je dispose est efficace pour imposer des cycles majeurs à partir du régime quasi-statique et jusqu'à des fréquences de l'ordre de 50kHz. Or dans l'application visée, les inductances devront être capables de filtrer un signal jusqu'à 100MHz. Cependant les signaux considérés dans ces conditions sont de faible amplitude. J'ai donc complété les mesures par hystérésigraphie avec des mesures par impédancemétrie.

b) Impédancemétrie

Le principe de la mesure par impédancemétrie est simple. L'impédancemètre est un appareil qui envoie un signal sinusoïdal à différentes fréquences sur un dipôle et qui relève le courant traversant ce dipôle et la tension à ses bornes. L'appareil calcule l'impédance complexe pour chaque fréquence. Dans le cas qui nous intéresse le dipôle est une inductance constituée d'une spire autour du matériau magnétique à caractériser.

On peut représenter ce dipôle avec un modèle R-L série. (II-4)

$$\underline{Z}(\omega) = R(\omega) + j\omega \cdot L(\omega) \quad (\text{II-4})$$

On suppose que le matériau n'est pas saturé. Sachant que H et B sont liés respectivement au courant et à la tension par les formules (II-2) et (II-3) et que

courant et tension sont sinusoïdaux, H et B le sont aussi. On notera φ le déphasage entre B et H .

Les relations (II-2) et (II-3) deviennent respectivement (II-6) et (II-5) en notation complexe.

$$\underline{U} = N \cdot A_{eff} \cdot j\omega \cdot |B| \cdot e^{-j\varphi} \quad (II-5)$$

$$\underline{I} = \frac{H \cdot l_{eff}}{N} \quad (II-6)$$

Le rapport de \underline{B} sur \underline{H} est exprimé par la relation (II-7). On obtient une perméabilité complexe $\underline{\mu}$ définie par la relation (II-9).

$$\underline{\mu} = \frac{\underline{B}}{\underline{H}} = \frac{|B|}{|H|} \cdot e^{-j\varphi} \quad (II-7)$$

$$\underline{\mu} = \frac{|B|}{|H|} \cos(\varphi) - j \cdot \frac{|B|}{|H|} \sin(\varphi) \quad (II-8)$$

$$\underline{\mu} = \mu' - j\mu'' \quad (II-9)$$

En combinant les relations (II-5), (II-6) et (II-9), l'impédance complexe se met donc aussi sous la forme (II-11).

$$\underline{Z}(\omega) = \frac{\underline{U}}{\underline{I}} = j\omega \frac{N^2 A_{eff}}{l_{eff}} \cdot \frac{\underline{B}}{\underline{H}} \quad (II-10)$$

$$\underline{Z}(\omega) = \omega \frac{N^2 A_{eff}}{l_{eff}} \cdot \mu'' + j\omega \frac{N^2 A_{eff}}{l_{eff}} \mu' \quad (II-11)$$

On en déduit la relation entre les éléments du modèle série et de la perméabilité complexe par identification (II-12)(II-13).

$$R(\omega) = \omega \frac{N^2 A_{eff}}{l_{eff}} \cdot \mu'' \quad (II-12)$$

$$L(\omega) = \frac{N^2 A_{eff}}{l_{eff}} \mu' \quad (II-13)$$

Le terme μ' représente la capacité à stocker l'énergie magnétique (la perméabilité vraie) tandis que le terme μ'' représente les pertes.

A partir d'une mesure d'impédance, on peut donc déduire rapidement la perméabilité du matériau et les pertes pour des fréquences très élevées (≈ 100 MHz).

2. Banc de caractérisation

a) *Hystérésigraphe*

L'hystérésigraphe disponible au laboratoire Ampère (Figure II-4) se compose de :

- un générateur de tension piloté par un ordinateur (Tektronix AFG320) ;
- un amplificateur de puissance (Techron 7782) ;
- un rhéostat ;
- une résistance de shunt ;
- une carte d'acquisition (14bits, 100 Millions d'échantillons par seconde, avec 2 entrées synchronisées pour la mesure de B et H) ;
- une enceinte thermique ;
- deux thermocouples de type K, placés au contact du matériau afin de mesurer la température dans l'enceinte. (Takahashi, et al., 2010) (Paiboon, et al., 2003)

Le banc de caractérisation est équipé d'une enceinte thermique capable d'élever la température à plus de 600°C . Il est automatisé afin de faciliter les mesures pour l'utilisateur. Enfin il est doté d'un asservissement de sa commande afin d'obtenir par exemple un champ magnétique ou une induction magnétique parfaitement sinusoïdaux.

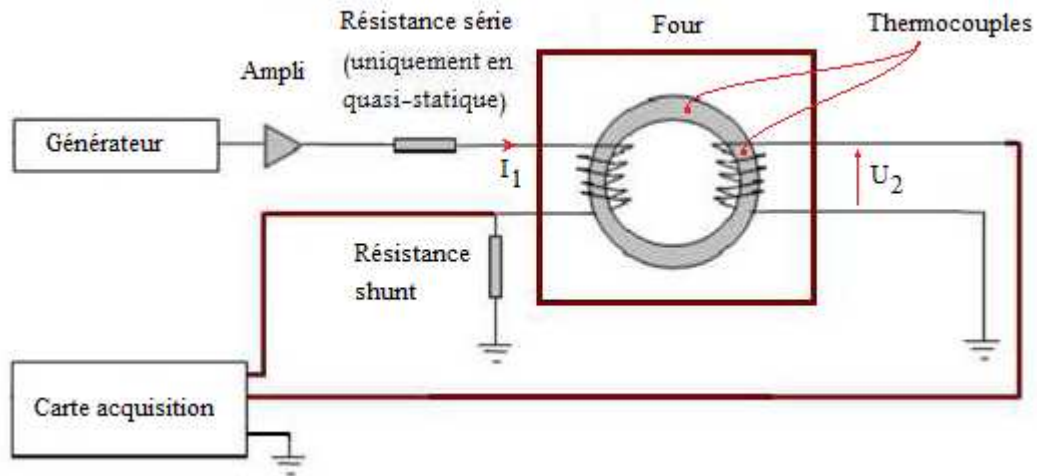


Figure II-4 : Schéma de principe de l'hystérésigraphe développé au laboratoire Ampère

b) Impédancemètre

La caractérisation par hystérésigraphie est complétée par des mesures d'impédance grâce à l'impédancemètre HP Agilent 4294A et à ses modules 42942A et 16454A qui sont dédiés à la caractérisation de matériaux magnétiques. L'intérêt de ces mesures est d'apporter une validation de mes simulations et donc de mes modèles en hautes fréquences.

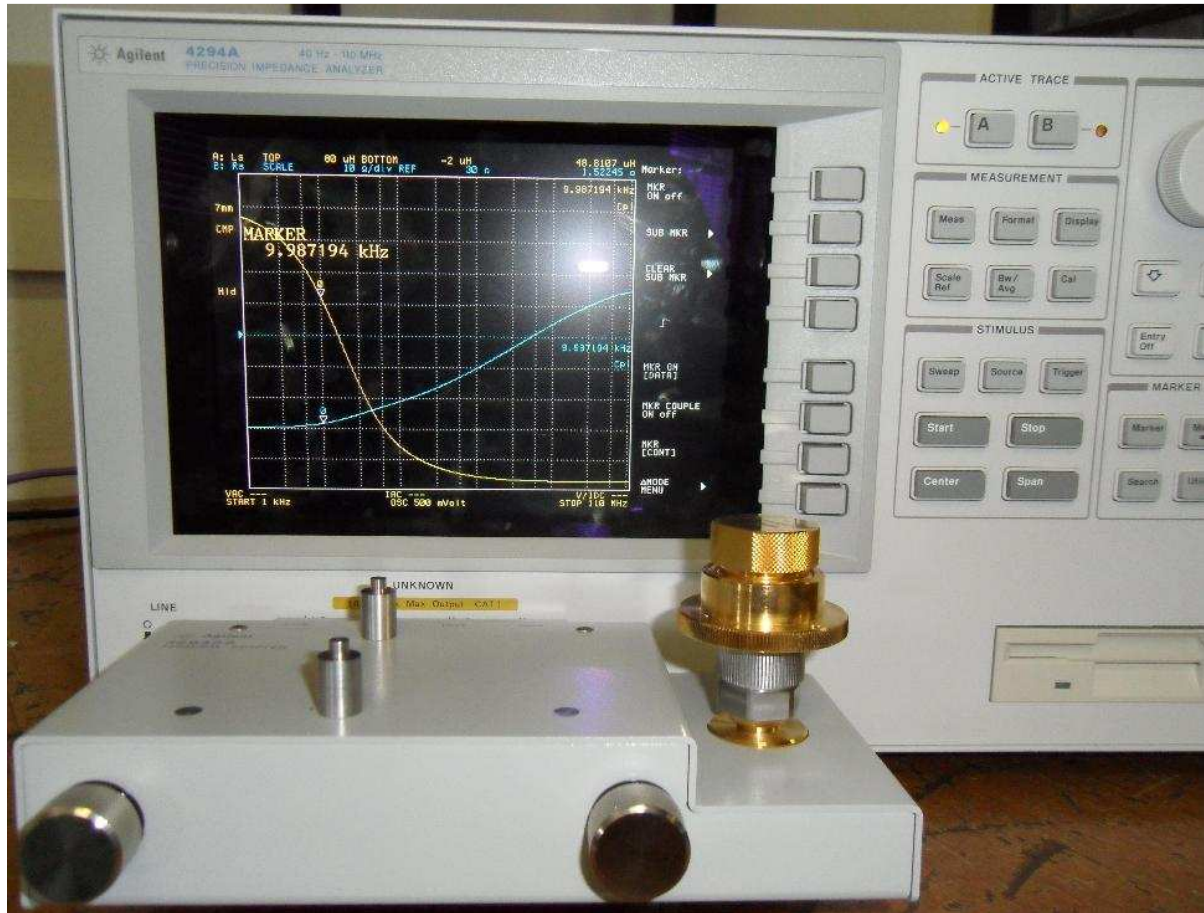


Figure II-5 : L'impédance-mètre et son module de caractérisation de tore ferromagnétique

L'impédancemètre HP Agilent 4294A, visible à l'arrière plan, est utilisable entre 40Hz et 110MHz. Il a l'avantage de pouvoir compenser la connectique qui le relie au dipôle. De plus grâce au calcul du module et du déphasage de l'impédance pour chaque fréquence il est capable de modéliser directement le dipôle sous forme de circuit équivalent, notamment sous la forme d'inductance pure en série avec une résistance.

Les modules 42942A et 16454A, visibles au premier plan (Figure II-5), permettent de simplifier la compensation de la connectique et la mesure. Il s'agit d'un boîtier (pièce dorée sur la Figure II-5) dans lequel on insère directement un échantillon torique. Le tore doit respecter les dimensions suivantes :

- Diamètre intérieur ≥ 5 mm
- Diamètre extérieur ≤ 20 mm
- Epaisseur ≤ 8.5 mm

Une fois refermé, ce boîtier sert de support mécanique et contient le circuit d'excitation magnétique (une spire). Les mesures avec ces modules servent d'étalon afin de valider les mesures d'impédance faites sans les modules, à température variable dans le four.

3. Isolation du matériau

Les échantillons à caractériser sont choisis de forme torique afin d'avoir une bonne homogénéité du champ dans le matériau, et sont pourvus d'un bobinage afin d'imposer le champ magnétique. Les températures importantes auxquelles ces échantillons sont soumis, m'ont amené à chercher des matières isolantes capables de résister aux hautes températures. En effet, les encapsulants d'origine des matériaux magnétiques (boîtier plastique, époxy ...) ainsi que les isolants des conducteurs électriques constituant les bobinages ne sont généralement pas prévus pour résister à des températures de 200°C et plus. (Niedra, 2005)

D'abord, il s'agit d'isoler électriquement le matériau magnétique de son environnement (circuit d'excitation ou plan de masse par exemple). Ensuite, certains matériaux magnétiques ont une faible résistance mécanique et ont donc besoin d'un encapsulant capable de les rigidifier. Enfin, le câblage qui compose les circuits d'excitation et de mesure doivent être isolés électriquement afin d'éviter des courts-circuits inter-spires.

J'ai donc utilisé différents produits capables d'assurer cette isolation et de supporter les températures élevées.

Le bobinage des circuits d'excitation et de mesure est assuré par un fil de cuivre émaillé (Magnetemp Y240) distribué par la société ESSEX. Ce fil est couvert d'une couche d'email spécial, plus résistante et plus épaisse que sur un conducteur cuivré classique. Contrairement aux autres conducteurs isolé avec fibre de verre il est souple, facile à bobiner et on améliore considérablement le foisonnement.

L'isolation de l'échantillon magnétique est assurée quant à elle par divers moyens :

- Un film adhésif en Kapton. Cet isolant électrique est facile à appliquer mais n'offre pas de réelle protection mécanique.
- Un encapsulant sous forme de résine céramique (Duralco 215), qui devient rigide après séchage et cuisson. Comme toute céramique, elle devient cassante, si elle est soumise à un choc ou d'importantes vibrations.
- Un gel polymère (Nusil, DowCorning). Après séchage, cet encapsulant devient gélatineux et élastique. Il ne casse pas et offre une résistance mécanique moyenne. Le bobinage est cependant délicat à réaliser.

On s'est assuré, grâce à plusieurs mesures effectuées avec des tores nus et des tores diversement encapsulés, que les contraintes mécaniques engendrées par ces encapsulants n'ont pas modifié les caractéristiques magnétiques du matériau.

C. Choix des matériaux

Pour l'application visée et pour la structure de filtre choisie en partenariat avec les industriels, j'avais besoin de deux matériaux différents. L'un doit présenter une perméabilité élevée afin d'assurer le filtrage de mode commun. L'autre doit avoir une perméabilité faible afin de réaliser une inductance de mode différentiel. De plus ce matériau basse perméabilité doit avoir une induction à saturation élevée car il est soumis à une polarisation continue.

Parmi les matériaux disponibles sur le marché, j'ai recherché ceux possédant d'après les données des fournisseurs, des températures de Curie élevées, ainsi que des pertes de préférence faibles pour des fréquences élevées. La figure suivante (Figure II-6) présente un tableau synthétique regroupant ces matériaux et quelques unes de leurs caractéristiques. Ignorant a priori leurs propriétés en fonction de la température, j'ai sélectionné des matériaux de différentes compositions afin de déterminer si certaines étaient meilleures que d'autres. Ainsi j'avais à ma disposition des ferrites, des poudres de Fer-Nickel, ainsi que des rubans nanocristallins ayant subis divers recuits sous contrainte (magnétique ou mécanique).

Materials	Vendor	Electrical	Magnetic					Thermal	
		Resistivity (ohm-m)	Bs (T) @ 100°C	Optimum frequency (kHz)	Hc (A/m) @ 100°C	Ui	Core Loss (kW/m ³)	T _{case_max} (°C)	T _c (°C)
Alloys (Fe-Ni)	AMM : Permalloy	~50μ	1.3-1.5	<100	~0.01	80000-300000	N/A	x	360-450
	Vac : PERMENORM 5000	~0.4μ	1.6	<20	0.045	~80000	N/A	<450	500
	Magnetec : MAGNEPERM (10, 50, F55, 200, 250, 250F)	0.45μ-0.6μ	1.55-0.74	<20	0.4-4	12000-450000	0.005-0.25W/kg (50Hz, 0.5T)	x	360-540
Alloys (Fe-Co)	Vac : VACOFUX 17	~0.4μ	2.3	<20	≤2	~20000	N/A	<450	920
Alloys (Fe-Si)	Fe-3Si	~50μ	2	0.05-0.4	~10-15	5000	N/A	x	740
	Fe-3Si GO	~50μ	2	<10	a completor	40000	N/A	x	740
Microcrystalline Alloys	Fe-6.5Si	~82μ	1.3-1.8	<20	20	N/A	N/A	x	700
Nanocrystalline Alloys	Vac : VITROPERM 500F/800F (Fe-based)	~1.15μ	1.15	10-1000	3	10000-150000	80W/kg (100kHz, 300mT)	180	600
	Vac : VITROPERM 250F (Fe-based)	~1.15μ	1.15	10-10000	3	4000	80W/kg (100kHz, 300mT)	180	600
	Vac : VITROPERM 500Z (Fe-based)	~1.2μ	1.1	10-100	<1	N/A	300W/kg (100kHz, 300mT)	120	600
	Magnetec : NANOPERM (Fe based)	~1.15μ	1.18	<1000	<1	8000(CoolBlue) 20000-100000	60W/kg (100kHz, 300mT)	120/180	600
	AMM : IN - L/M/H (Fe based)	~1.30μ	1.25 (@ 25°C)	10-1000	0.8-1.8	10000-80000	150-300W/kg (100kHz, 300mT)	N/A	560
	Nanophy	N/A	1.25 (@ 25°C)	10-10000	<1	2000-30000-500000	~70W/kg (100kHz, 300mT)	150	600
	Metglas FINEMET MAGAMP-FT3AM/AH-FT1/3KM HITPERM	1.1 - 1.2	1.2 - 1.3	100-10000	~0.63 - 5	3500-18000	~200W/kg (100kHz, 300mT)	120	570
Amorphous Alloys	Vac : VITROVAC 6030F (Co-based)	~130μ	0.75	<1000	~1	2500-3500	120W/kg (100kHz, 300mT)	180	365
	Vac : VITROVAC 6025Z (Co-based)	N/A	0.58	<1000	N/A	N/A	N/A	90	240
	Vac : VITROVAC 6150 (Co-based)	~115μ	1	<1000	~1	1100-1600	130W/kg (100kHz, 300mT)	120	485
	Metglas : 2705M (Co-based)	~136μ	0.77	<1000	~1	~300000	~300W/kg (100kHz, 300mT)	90	365
	Metglas : 2705MN (Co-based)	~100μ	1.2	<1000	~1	N/A	~1500W/kg (100kHz, 300mT)	90	407
	AMM : CA - L/M/H (Fe based)	~130μ	0.5-0.8	<1000	2	5000-10000	60-90W/kg (100kHz, 200mT)	N/A	320
	Metglas : 2826MB (Fe-Ni-based)	~138μ	0.88	<1000	~3-30	>50000	~300W/kg (100kHz, 300mT)	125	353
	AMM : Fe-Ni based	N/A	0.77	<1000	N/A	3000	N/A	N/A	360
	Metglas : 2605S1A (Fe-based, PowerLite)	~130μ	1.56 (@ 25°C)	<100	<8	45000-600000	~1500W/kg (100kHz, 300mT)	155	395
	Metglas : 2605S1A (Fe-based, MicroLite)	N/A	1.56 (@ 25°C)	<1000	~400	100/245/270	~1200W/kg (100kHz, 300mT)	150	395
	Metglas : 2605S3A (Fe-based)	~138μ	1.41 (@ 25°C)	<100	<8	20000-35000	~300W/kg (100kHz, 300mT)	150	358
	AMM : IA - L/M/H (Fe based)	~130μ	1.56 (@ 25°C)	<100	2.4-4	20000-250000	60-100W/kg (8kHz, 1T)	N/A	410
Powder Core	Magnetics : MPP (Fe-Ni-Mo based)	~0.01	0.75	90-9000	~24	14-550	4000-13000 (100kHz, 200mT)	<200	460
	Magnetics : High Flux (Fe-Ni based)	~0.01	1.5	350-8000	~80	14-160	8000-10000 (100kHz, 200mT)	<200	500
	Magnetics : Kool Mu (Fe based)	~0.01	1.05	1000-20000	~40	26-125	4000-7000 (100kHz, 200mT)	<200	500
	Magnetics : Xflux (Fe-Si based)	~0.01	1.6	500	N/A	60	8000 (100kHz, 200mT)	<200	700
	Arnold Magnetics : Fe Si TM powder	N/A	1.5	1000	N/A	14-147	400-800 (50kHz, 100mT)	<200	500
	Ferroxcube Sendust (Fe-Si-Al)	N/A	1	1000	N/A	26-125	7000-9000 (100kHz, 200mT)	<200	500
Ferrite	Ferroxcube : 3B46 (ou 3S5)	10	0.435	<1000	7	3800	N/A	x	255
	Ferroxcube : 3C92	5	0.46	200	8	1500	50 (25kHz, 200mT, 100°C)	x	280
	Ferroxcube : 3F45 (3F5)	10	0.37	1000-2000	50	900 (650)	80 (1MHz, 30mT, 100°C)	x	300
	Ferroxcube : 2B2	100000	0.31	3000	100	250	N/A	x	335
	Ferroxcube : 2D2	100000	0.23	10000	400	60	N/A	x	400
	EPCOS : N92	8	0.44	25-500	13	1500	70 (25kHz, 200mT, 100°C)	x	280
	EPCOS : N45	11	0.435	100	21	3800	N/A	x	255
	TDK : PC33	2.5	0.44	200-500	14	1400	600 (100kHz, 200mT, 100°C)	x	290
	TDK : PC90	4	0.45	200	6.5	2200	320 (100kHz, 200mT, 100°C)	x	250
	Ferronics : K	1000000	>0.32	10000	119	125	N/A	x	350
	Hitachi : NB25S	1000000	0.42	<10000	N/A	250	N/A	x	>250

Figure II-6 : Liste et propriétés des matériaux possédant une température de Curie supérieure à 200°C

1. Inductance de mode commun

Comme énoncé au paragraphe II.A, l'inductance de mode commun doit posséder une perméabilité élevée afin d'obtenir une valeur d'inductance importante pour un nombre de spires réduit. Et compte tenu du fait que le matériau est soumis à une température variable, il est préférable que ses propriétés évoluent peu avec la température, afin de limiter au maximum le surdimensionnement de ce composant. Notre choix s'est porté sur deux matériaux structurellement très différents : un ruban nanocristallin et un ferrite.

a) Mecagis Nanophy® N14E1

(1) Données constructeur

Le Nanophy® est un alliage de FeSiBNbCu. Ce matériau magnétique doux est obtenu par solidification rapide du métal en fusion, sous forme de rubans. A ce stade, le matériau est qualifié d'amorphe car il ne possède pas de direction d'aimantation privilégiée. Un recuit sous champ permet de faire apparaître au sein des rubans des grains cristallins possédant eux, une direction privilégiée (celle du champ appliqué). La taille de ces grains est d'approximativement 10 à 20 nm. C'est ce matériau biphasé, composé d'une matrice amorphe et de grains cristallins, qu'on nomme nanocristallin dans la littérature. (Perron, 1997)

Le fournisseur ImphyAlloys annonce les propriétés suivantes :

Densité	7350 kg/m ³
Température de Curie	600 °C
Température d'utilisation recommandée	-55 à 150 °C
Perméabilité relative initiale à 25°C	30000
Résistivité électrique	1.15 μΩ.m
Induction à saturation à 25°C	1.25 T
Champ coercitif à 25°C	< 10 mA/m
Diamètre extérieur du tore	12.5 mm
Diamètre intérieur du tore	10 mm
Largeur du ruban	5 mm
Epaisseur du ruban	20 μm

Figure II-7 : Données constructeur du Mecagis N14E1

(2) Mesure statique

Le cycle majeur a été mesuré avec le banc de caractérisation du laboratoire à 25°C, pour une fréquence de 0.1Hz. Ce cycle sera considéré comme le cycle majeur statique de ce matériau. On constate que ce cycle a un champ coercitif très faible (évalué à 0.5A/m). De plus son comportement est très linéaire par morceaux (Figure II-8). On observe que l'induction à saturation mesurée est cohérente avec les données constructeur.

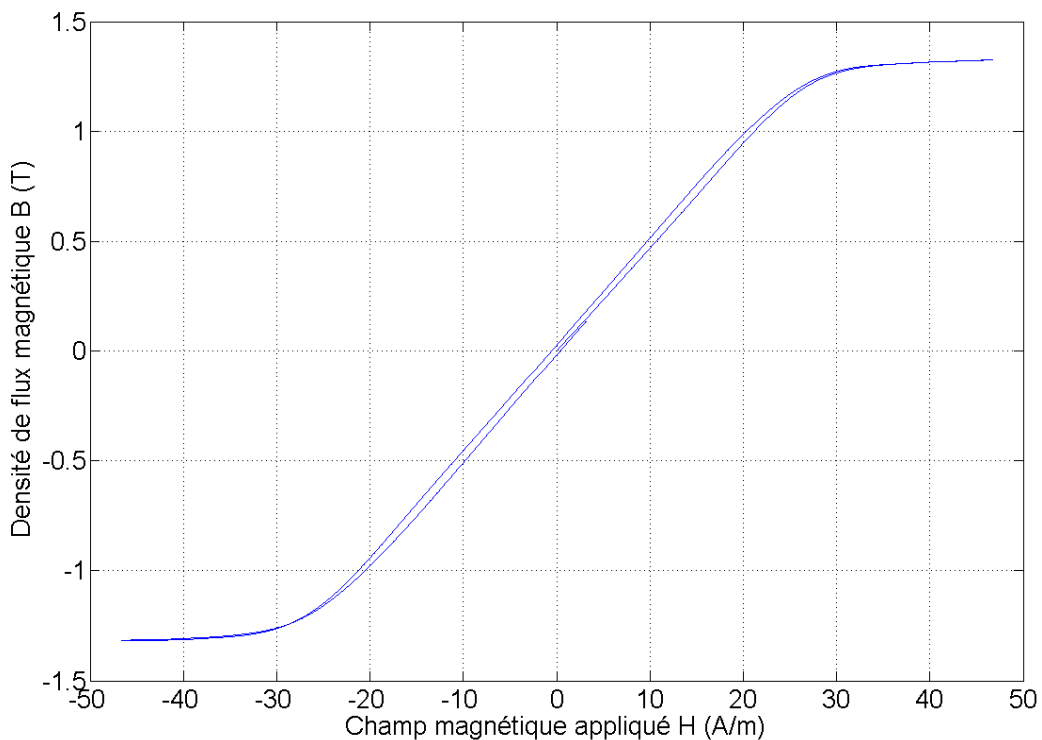


Figure II-8 : Cycle B-H majeur à 0.1Hz et 25°C pour le matériau nanocristallin N14E1

(3) Mesures en dynamique

Une première série de mesures a été faite grâce à l'hystérésigraphe jusqu'à la fréquence de 10kHz. La Figure II-9 montre le relevé obtenu pour cette fréquence. On constate que l'augmentation de la fréquence provoque une augmentation du champ coercitif d'environ 200%, ce dernier reste cependant faible (10A/m). On constate aussi que la perméabilité (pente du cycle) varie peu entre -20A/m et +20A/m. (Figure II-9)

Une seconde série de mesures effectuée à l'impédancemètre a permis d'obtenir le module de l'impédance (Figure II-10) et son argument (Figure II-11) pour une gamme de fréquence allant de 100Hz à 100MHz. De la Figure II-10, on peut

déduire que la perméabilité relative du matériau diminue à partir de 100kHz environ. Cette fréquence de cassure correspond parfaitement avec l'apparition de l'effet de peau. En effet, en considérant les données constructeur ($\rho = 115 \cdot 10^{-8} \Omega.m$ et $\mu_r = 30000$) un calcul approximatif de la profondeur de peau (II-14) donne $\delta = 10 \mu m$ pour une fréquence de 100kHz. Cette profondeur correspond à la demi-largeur d'un ruban ; au-delà de 100kHz le phénomène de diffusion magnétique provoque une diminution de la perméabilité apparente du matériau. Cette conséquence du phénomène de diffusion magnétique s'observe aussi sur le changement de phase illustré sur la Figure II-11.

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}} \quad (\text{II-14})$$

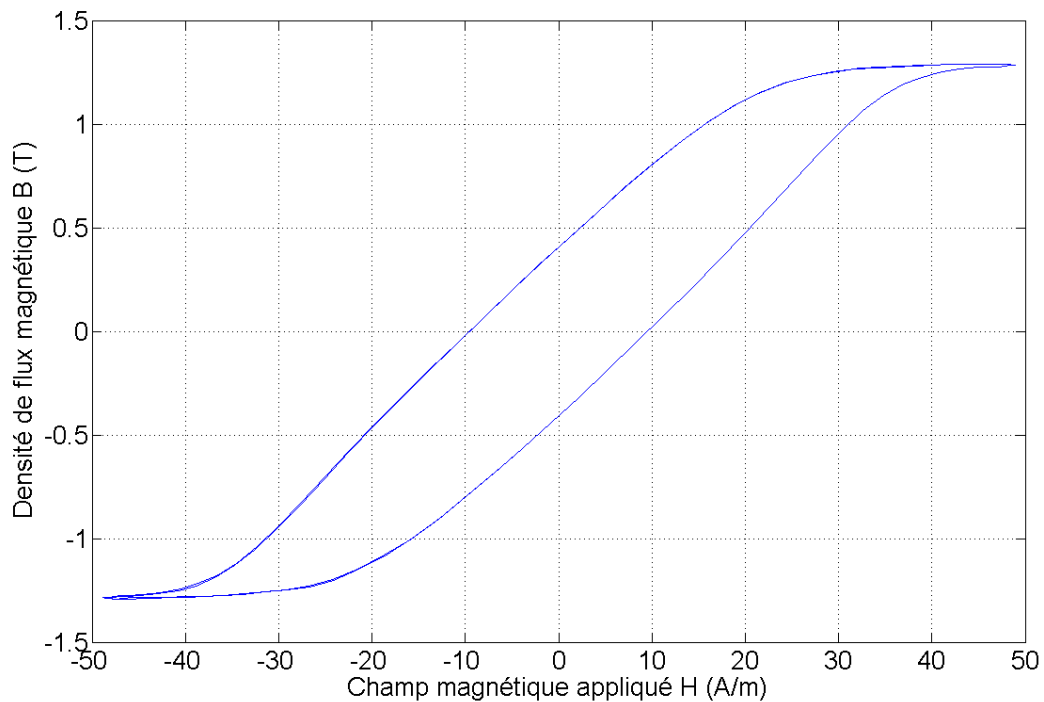


Figure II-9 : Cycle B-H majeur à 10kHz et 25°C pour le matériau nanocristallin N14E1

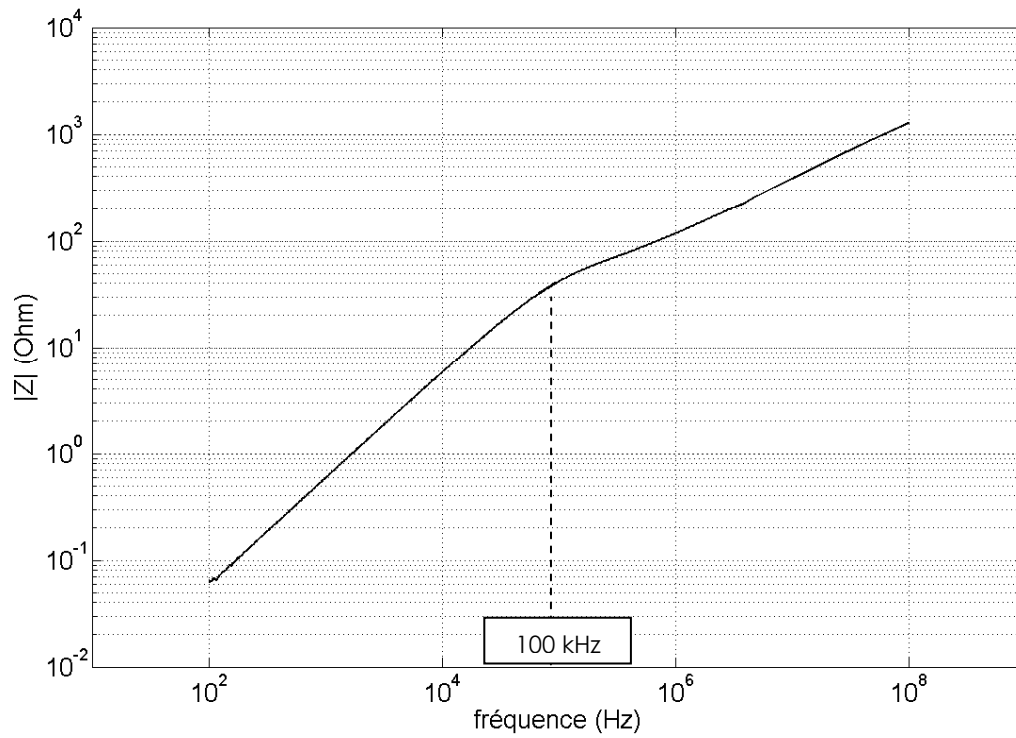


Figure II-10 : Mesure du module de l'impédance $|Z|$ - f à 25°C pour le matériau nanocristallin N14E1

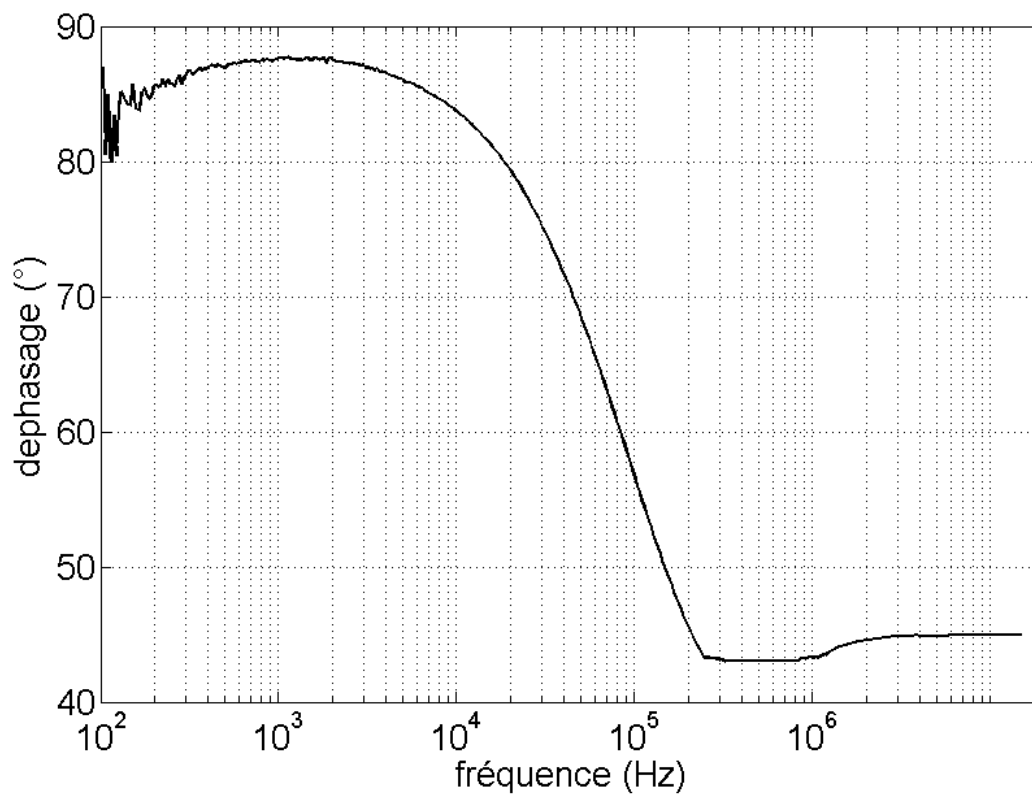


Figure II-11 : Mesure du déphasage φ - f à 25°C pour le matériau nanocristallin N14E1

(4) Mesures en température

De nombreuses mesures statiques et dynamiques ont été effectuées pour des températures allant de 25°C à 275°C, par intervalle de 10 à 15°C. La Figure II-12 et la Figure II-13 montrent respectivement quelques relevés de cycles statiques et des mesures d'impédance pour trois différentes températures, afin d'observer l'évolution des caractéristiques avec une température croissante.

On a constaté que l'allure générale du cycle reste la même : la courbe d'hystérésis semble linéaire par morceaux quelle que soit la température (Figure II-12). Avec une augmentation de 250°C, on observe une diminution de l'induction à saturation de 20% et une augmentation du champ coercitif de 480%. Le champ coercitif reste faible malgré tout. (Figure II-12)

On constate sur la Figure II-13 que pour des fréquences inférieures à 100kHz, le module de l'impédance diminue avec l'augmentation de la température, ce qui permet de déduire une diminution de la perméabilité quand la température augmente. Cela est d'ailleurs confirmé sur la Figure II-12, où on constate un couchement du cycle lorsque la température augmente. Il est de plus intéressant de remarquer que cette diminution de perméabilité est moins nette quand l'effet de peau est présent.

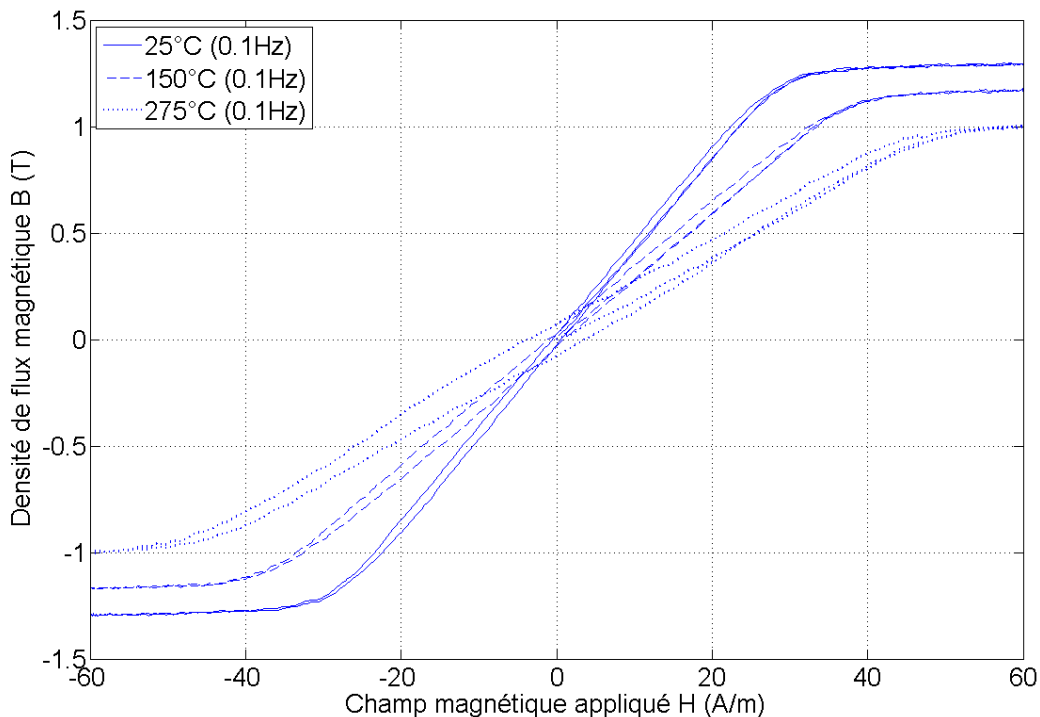


Figure II-12 : Cycles B-H majeurs à 0.1Hz pour différentes températures, pour le matériau nanocristallin N14E1

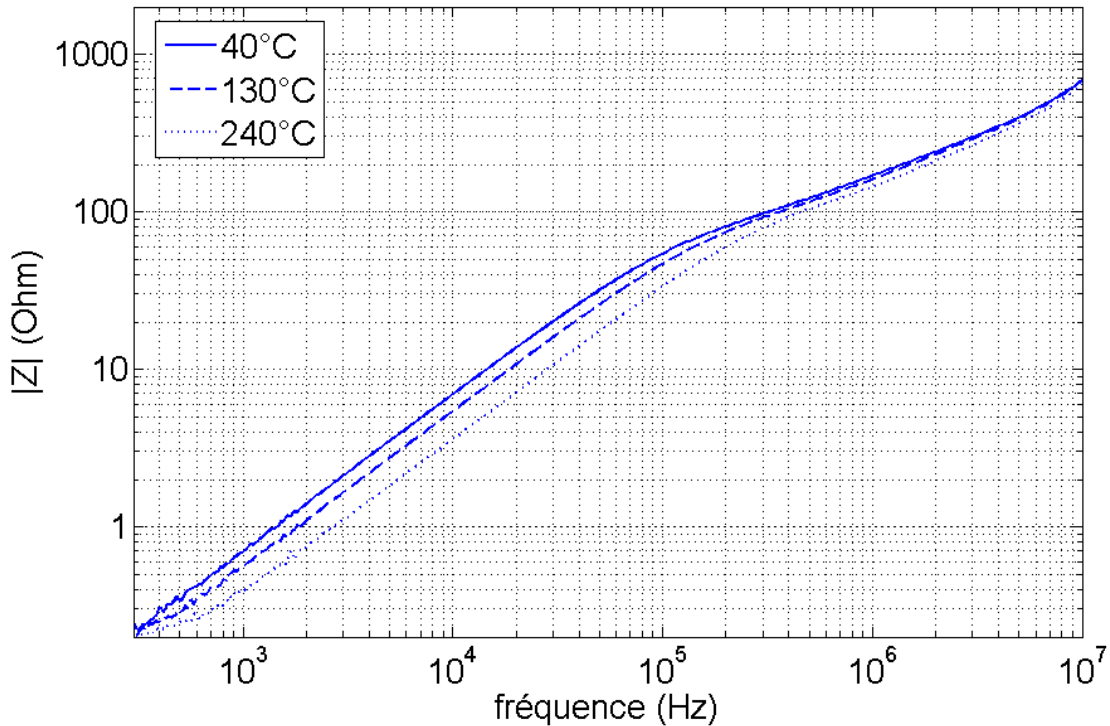


Figure II-13 : Mesures d'impédance $|Z|$ - f à différentes températures pour le matériau nanocristallin N14E1

(5) Bilan sur le N14E1

Ce matériau nanocristallin présente de nombreux avantages pour notre application. En effet compte tenu d'un champ coercitif relativement faible d'une part et d'une épaisseur de ruban très faible d'autre part, le matériau présentera de faibles pertes en hautes fréquences. De plus ce matériau a une perméabilité importante, son cycle d'hystérésis a une allure quasiment linéaire par morceaux, et surtout une faible variation de sa perméabilité et de son induction à saturation avec la température. Le principal défaut de ce matériau reste sa fragilité qui oblige à lui fournir un encapsulant résistant à la température.

b) Ferrite Ferroxcube 3F45

(1) Données constructeur

Les ferrites sont d'ordinaire des composés céramiques non-conducteurs dérivés d'oxydes de fer (Fe_2O_3 ou Fe_2O_4) voire parfois d'oxydes d'autres métaux.

Comme les autres céramiques, ce sont des matériaux durs, difficiles à usiner et cassants. En termes de propriétés magnétiques, les ferrites peuvent avoir un champ coercitif faible, ce qui permettra d'avoir relativement peu de pertes par hystérésis, tandis que leur forte résistivité limite les courants de Foucault au sein du matériau ce qui autorise des utilisations à fréquences élevées. Ces matériaux ont une température de Curie dans l'ensemble assez basse : entre 125 et 350°C selon la composition. Parmi les ferrites disponibles chez les fournisseurs, ceux ayant les perméabilités les plus élevées étaient aussi malheureusement ceux possédant les températures de Curie les plus faibles. Nous n'avons retenu que ceux dont la température de Curie était la plus élevée possible, ce qui restreignit notre choix à des matériaux de perméabilités de l'ordre de 1000.

L'un de ces ferrites qui ont retenu mon attention est le 3F45 fourni par Ferroxcube. Les propriétés annoncées sont les suivantes :

Densité	4800 kg/m ³
Température de Curie	300 °C
Température d'utilisation recommandée	75 à 290 °C
Perméabilité relative initiale à 25°C	900
Induction à saturation à 25°C	0.420 T

Figure II-14 : Données constructeur du Ferroxcube 3F45

Au vue des données constructeur, on constate que ce matériau est adapté pour travailler à une température spécifique. En effet les pertes sont minimales au voisinage de 90°C, tandis que sa perméabilité initiale est maximisée dans cette zone (Figure II-15). On constate aussi que sa perméabilité diminue seulement à partir de 4MHz (Figure II-16).

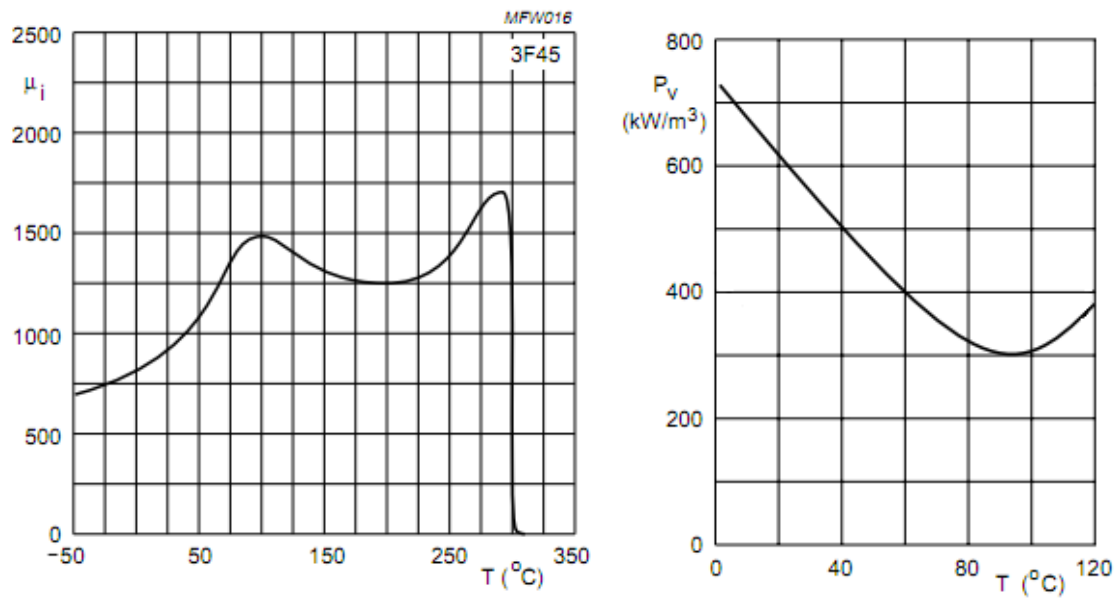


Figure II-15 : Données constructeur du Ferroxcube 3F45 – Perméabilité initiale et Pertes (mesurées pour $B_{\text{max}}=50\text{mT}$ et $f=1\text{MHz}$) en fonction de la température.

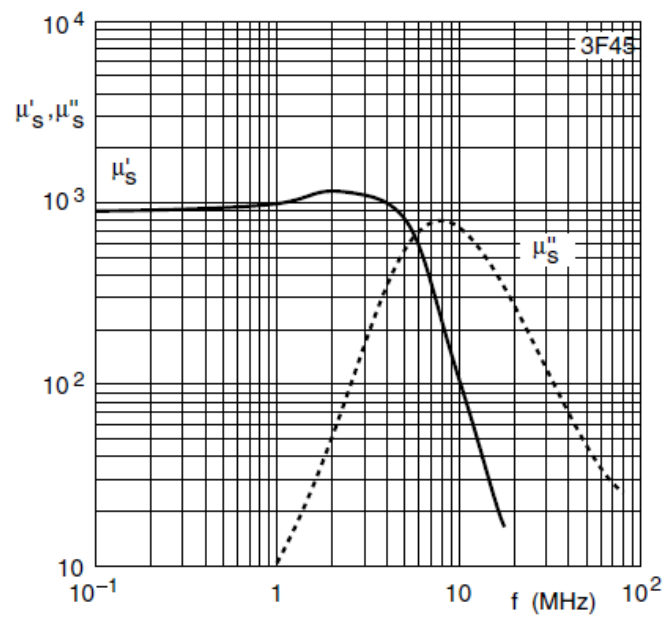


Figure II-16 : Données constructeur du Ferroxcube 3F45 – Perméabilité complexe en fonction de la fréquence.

Ce matériau n'est pas disponible sous forme de tore. En revanche il est disponible sous forme de plaque d'épaisseur 5mm. Afin de pouvoir le caractériser avec nos outils, nous avons fait usiner un tore à partir d'une de ces plaques. Les dimensions du tore après usinage étaient les suivantes :

Diamètre extérieur du tore	14 mm
Diamètre intérieur du tore	10 mm
Epaisseur du tore	5 mm

Figure II-17 : Dimensions du tore usiné en Ferroxcube 3F45

(2) Mesure statique

Le cycle majeur a été mesuré avec notre banc de caractérisation à 35°C, pour une fréquence de 0.1Hz. Ce cycle sera considéré comme le cycle majeur statique de ce matériau (Figure II-18). Comparé au matériau nanocristallin, l'induction à saturation est vraiment faible. Son champ coercitif en régime statique est bien plus élevé et sa perméabilité plus faible.

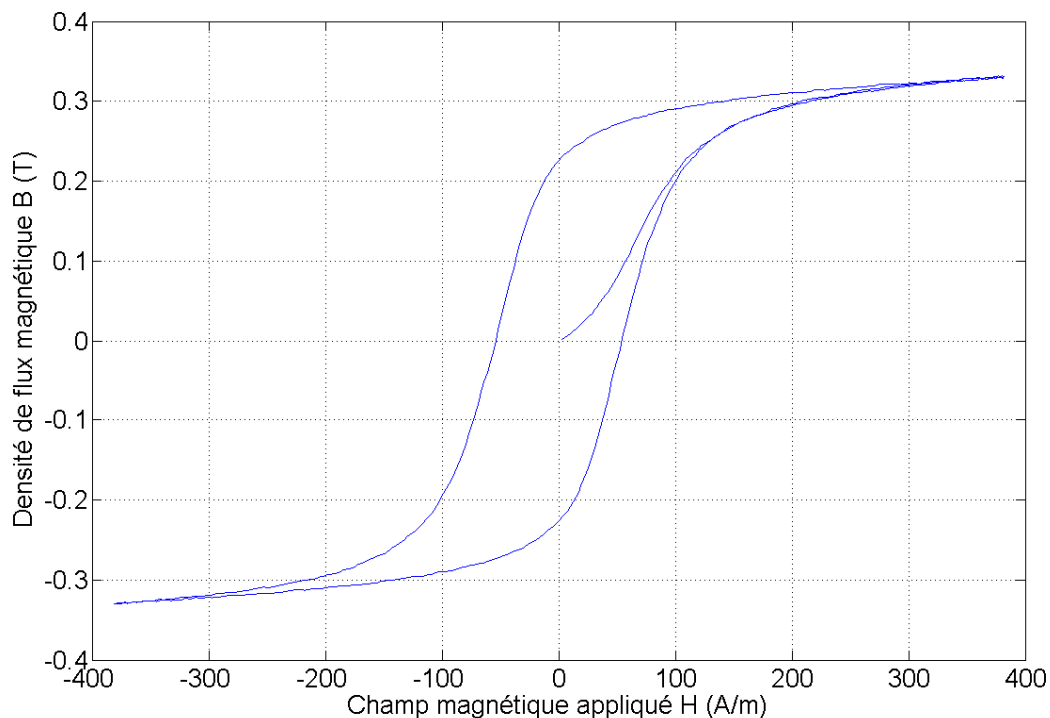


Figure II-18 : Cycle B-H majeur à 0.1Hz et 35°C pour le ferrite 3F45

(3) Mesures en dynamique

Tout comme pour le matériau nanocristallin, deux séries de mesures dynamiques ont été effectuées : l'une avec l'hystérésigraphe et l'autre avec l'impédancemètre. La Figure II-19 montre le relevé obtenu par hystérésigraphie à 10kHz. On constate que l'augmentation de la fréquence provoque une très faible augmentation du champ coercitif. La Figure II-20 et la Figure II-21 montrent le module et l'argument de l'impédance pour une gamme de fréquence allant de 1kHz à 100MHz. On constate que la perméabilité relative du matériau diminue à partir de 10MHz environ, ce qui est cohérent avec les données constructeur (Figure II-16).

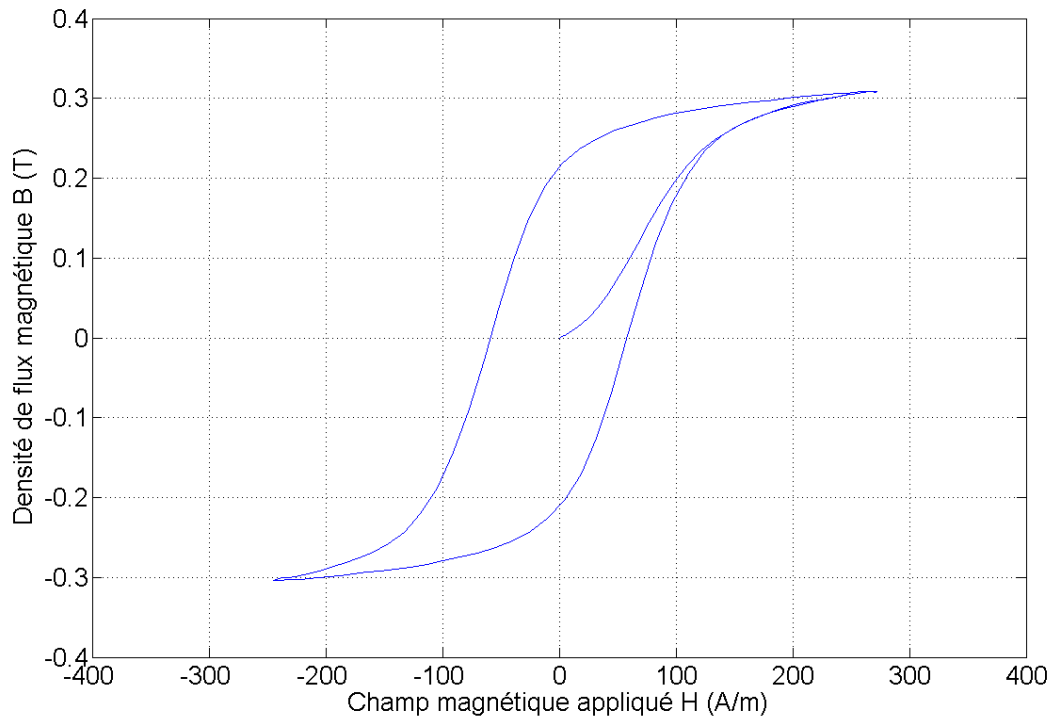


Figure II-19 : Cycle B-H majeur à 10kHz et 25°C pour le ferrite 3F45

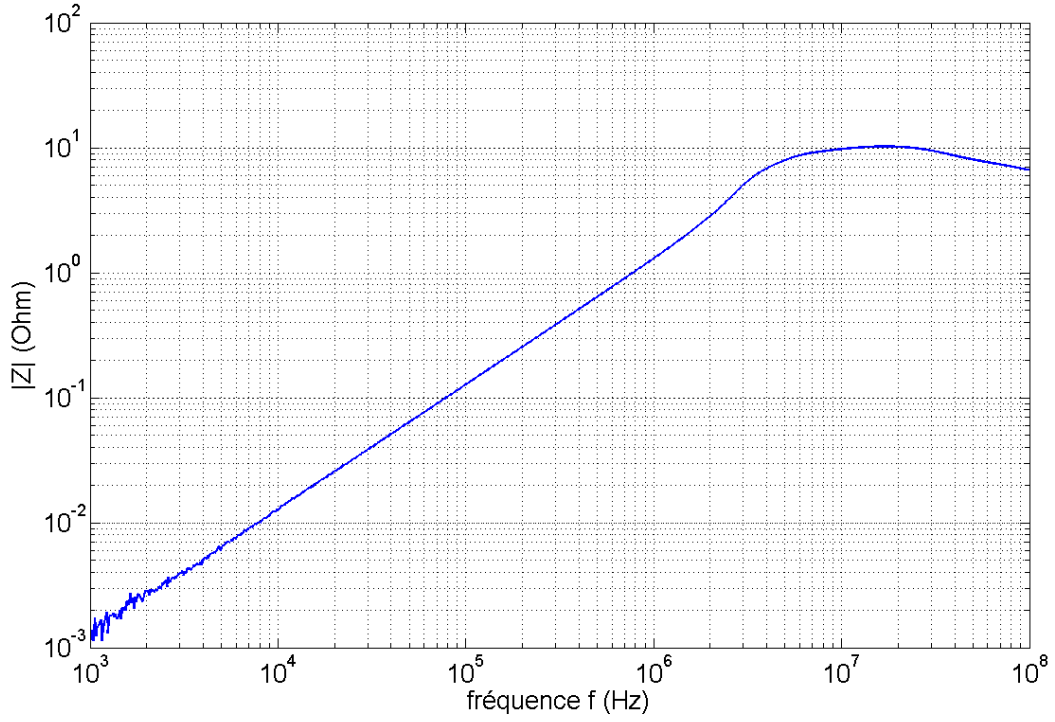


Figure II-20 : Mesure du module de l'impédance $|Z|$ - f à 25°C pour le ferrite 3F45

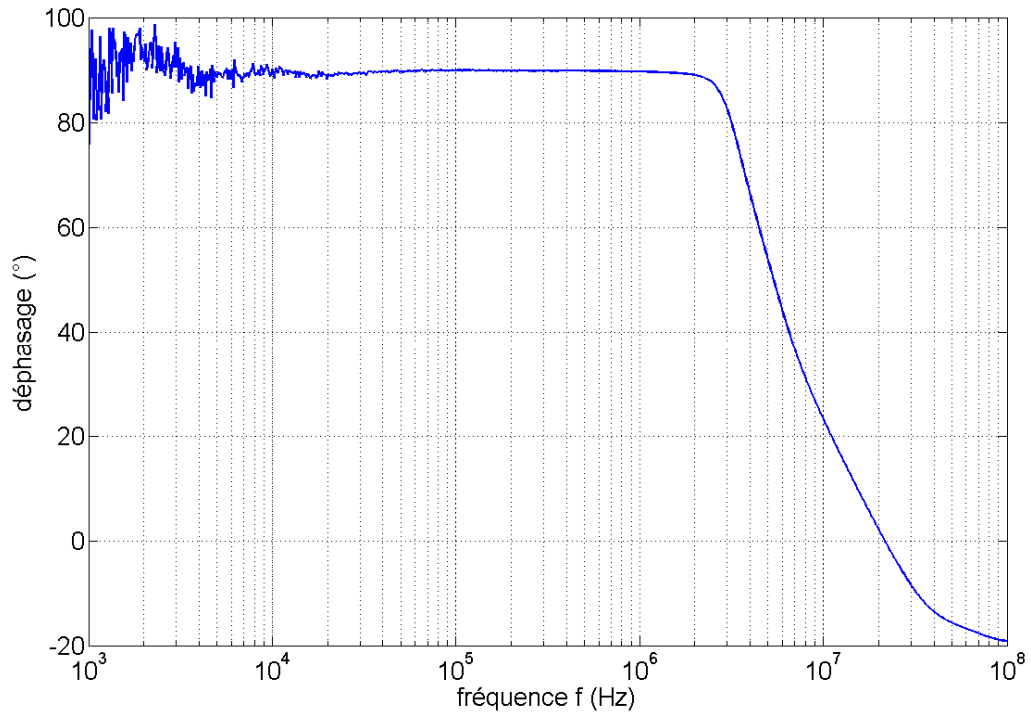


Figure II-21 : Mesure du déphasage φ - f à 25°C pour le ferrite 3F45

(4) Mesures en température

Plusieurs mesures statiques et dynamiques ont été réalisées pour des températures allant de 25 à 200°C, par intervalle de 20 à 25°C. Sur les quelques courbes présentées ci-dessous (Figure II-22), on constate une diminution de l'induction à saturation et du champ coercitif lorsque la température augmente. Cela se traduit par une diminution globale des pertes dans le matériau puisque proportionnelles à l'aire du cycle. La variation relative de l'induction à saturation est importante : 40% de diminution entre la température ambiante et 200°C.

On observe aussi une augmentation puis une diminution de la perméabilité, ce qui est cohérent avec les données constructeur (Figure II-15).

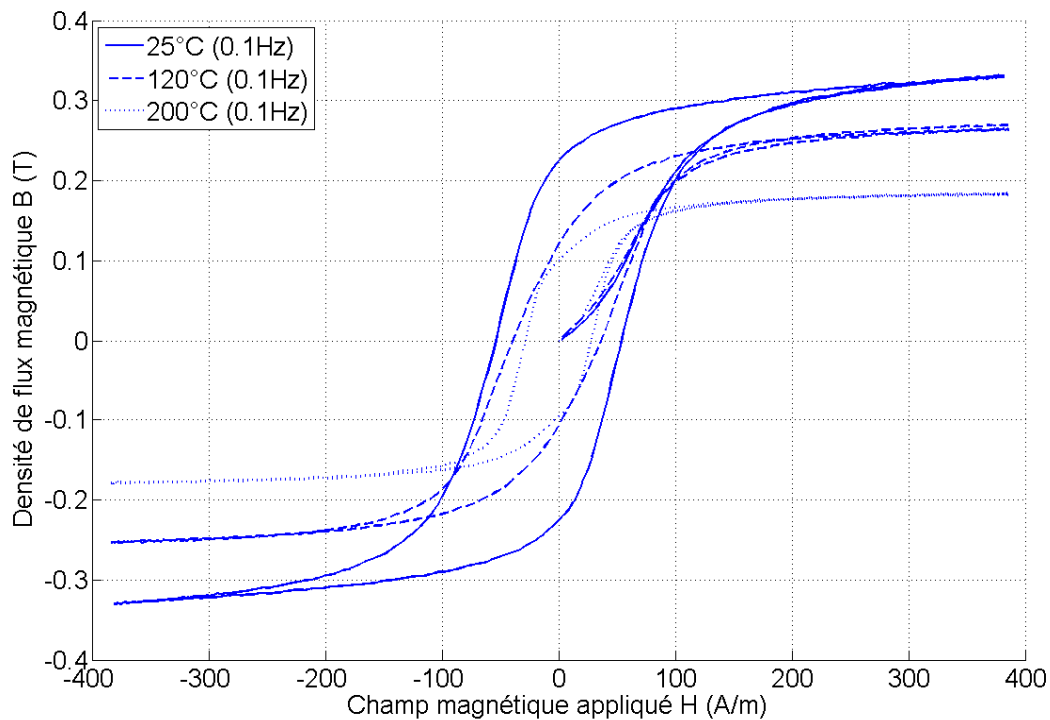


Figure II-22 : Cycles B-H majeurs à 0.1Hz pour différentes températures, pour le ferrite 3F45

(5) Bilan sur le ferrite

Le ferrite testé a plusieurs inconvénients :

- sa température de Curie (300°C) est relativement proche de la plage de température à laquelle il sera soumis dans l'application visée (200°C). Ainsi la variation relative de l'induction à saturation est très importante : 40% de variation entre la température ambiante et 200°C.

- les pertes par hystérésis restent importantes quelle que soit la température (Figure II-15) et quelle que soit la fréquence.
- la perméabilité relative (1000) de ce ferrite n'est pas très élevée.
- comme on peut le constater sur la Figure II-15, la perméabilité initiale et les pertes varient beaucoup en fonction de la température, et de façon non-monotone. Ainsi dimensionner une inductance de filtrage, capable de fonctionner correctement en étant soumise à un profil de température quelconque est complexe.

Il présente néanmoins les avantages suivants :

- Il est très rigide. Il n'a pas besoin d'être protégé mécaniquement, seulement d'être isolé électriquement.
- On peut dorénavant avoir le circuit magnétique de la forme souhaitée et aux dimensions voulues, puisqu'on peut usiner des ferrites sans altérer leurs propriétés magnétiques.

2. Inductance de mode différentiel

Le matériau composant l'inductance de mode différentiel doit posséder une perméabilité plus faible que celle de mode commun (≤ 1000) et une forte induction à saturation afin de minimiser le risque de le saturer. De plus, comme pour l'inductance de mode commun, il est préférable que les propriétés du matériau évoluent peu avec la température. Notre choix s'est porté sur deux matériaux structurellement très différents : un ruban nanocristallin basse perméabilité et un noyau composé de poudres métalliques moulées sous pression.

a) **Mecagis K47B300**

(1) Données constructeur

Les matériaux nanocristallins ayant une faible perméabilité sont des matériaux récents et prometteurs. Ils sont élaborés à partir d'une base amorphe, dont on va modifier le cycle d'hystérésis par diverses techniques. La technique employée pour couler le cycle d'hystérésis d'un ruban nanocristallin repose sur un recuit sous

champ magnétique ou contrainte mécanique. On arrive ainsi à produire des tores avec des perméabilités relatives allant de 200 à 3000.

Cette gamme de tores est une variante à hautes performances des tores à base de poudre (ferrite, HighFlux, par exemple). Les matériaux de cette gamme possèdent, selon le constructeur, de faibles pertes, une excellente linéarité et donc une faible sensibilité à la composante continue, et enfin une faible sensibilité par rapport à la température.

Plus particulièrement le matériau K47B300 dont la perméabilité relative est 300 a retenu mon attention. ImphyAlloys annonce les propriétés suivantes :

Densité	7350 kg/m ³
Température de Curie	600 °C
Température d'utilisation recommandée	< 150 °C
Perméabilité relative initiale à 25°C	300
Résistivité électrique	1.15 μΩ.m
Induction à saturation à 25°C	1.25 T
Champ coercitif à 25°C	1.68 A/m
Diamètre extérieur du tore	30 mm
Diamètre intérieur du tore	20 mm
Largeur du ruban	10 mm
Epaisseur du ruban	20 μm

Figure II-23 : Données constructeur du Mecagis K47B300

(2) Mesure statique

Le cycle majeur a été mesuré avec le banc de caractérisation du laboratoire à 25°C, pour une fréquence de 0.1Hz. Ce cycle servira de cycle majeur statique pour ce matériau. On constate que ce cycle a un champ coercitif très faible (de l'ordre de 2 A/m). De plus, comme pour le matériau nanocristallin N14E1, son comportement est très linéaire par morceaux (Figure II-24). On observe que les valeurs de l'induction à saturation mesurée, le champ coercitif et la perméabilité initiale sont cohérentes avec les données constructeur.

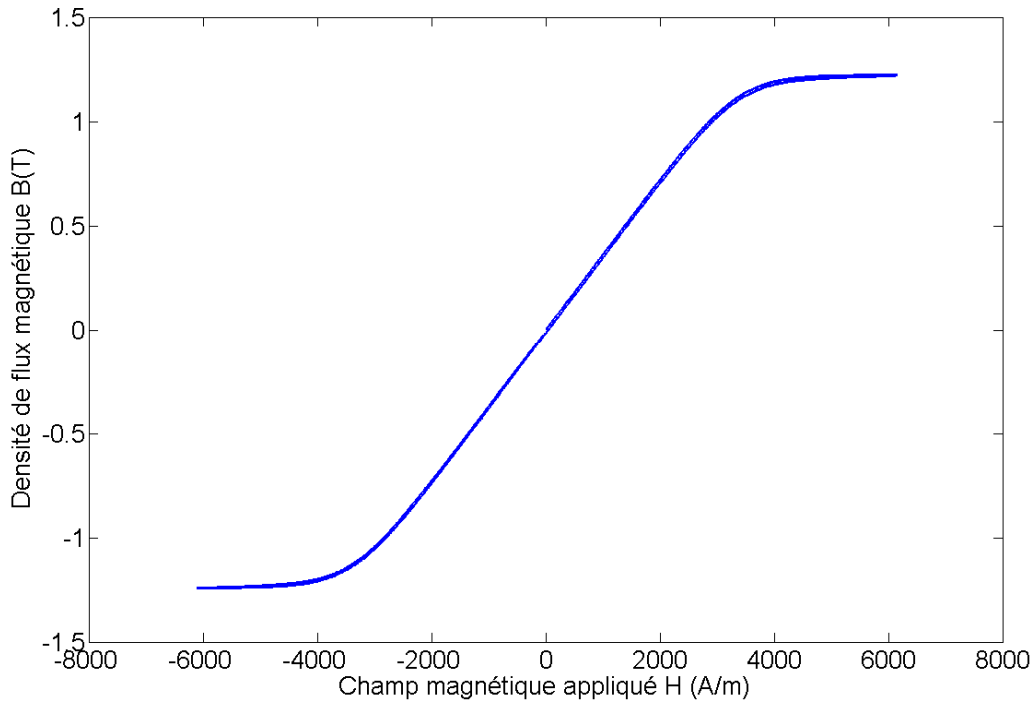


Figure II-24 : Cycle B-H majeur à 0.1Hz et 25°C pour le matériau nanocristallin k47B300

(3) Mesure dynamique

Des mesures en dynamique ont été effectuées par hystérésigraphie d'une part (Figure II-25) et par impédancemétrie (Figure II-26 et Figure II-27) d'autre part. La Figure II-25 montre un cycle majeur mesuré à 1kHz à 25°C. On constate sur cette figure, que le comportement très linéaire par morceaux est conservé et que le champ coercitif n'a presque pas augmenté. La Figure II-26 et la Figure II-27 montrent les relevés d'impédance complexe en fonction de la fréquence à 25°C. On constate que l'impédance reste proportionnelle à la fréquence sur toute la gamme de fréquence mesurée. On n'observe donc pas l'effet de peau. Cela est justifié par un rapide calcul de l'épaisseur de peau grâce à la formule (II-14). En utilisant la résistivité et la perméabilité données par le constructeur, on estime que l'épaisseur de peau devient inférieure à la demi-épaisseur du ruban pour des fréquences supérieures à 10MHz. Or c'est la limite haute de notre mesure d'impédance.

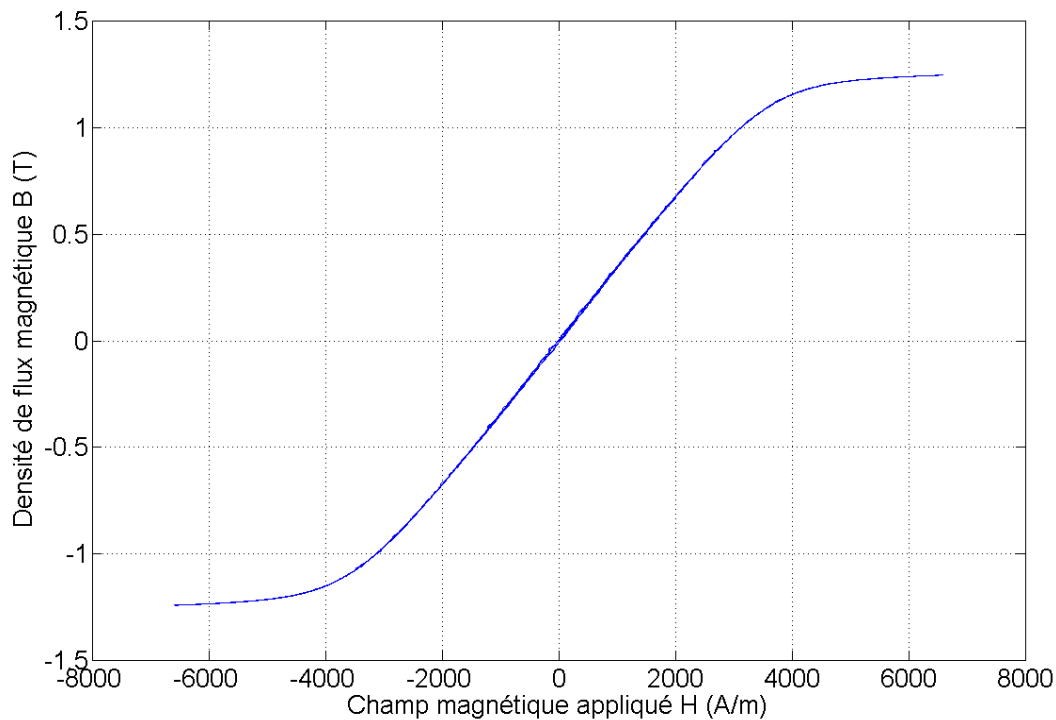


Figure II-25 : Cycle B-H majeur à 1kHz et 25°C pour le matériau nanocristallin K47B300

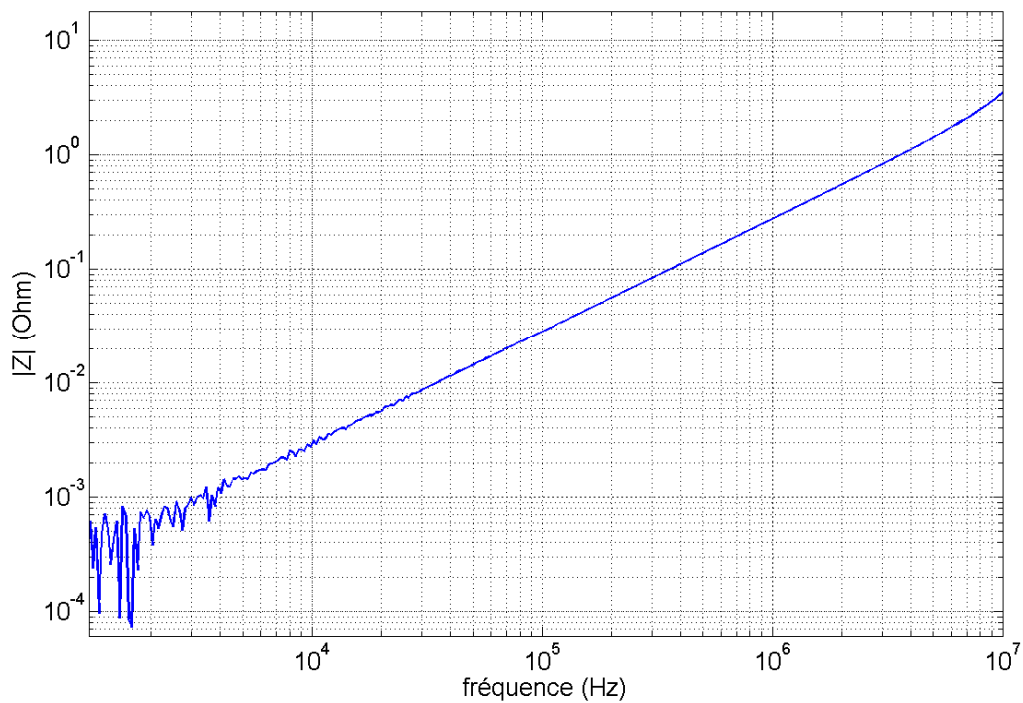


Figure II-26 : Mesure d'impédance $|Z|$ -f à 40°C pour le matériau nanocristallin K47B300

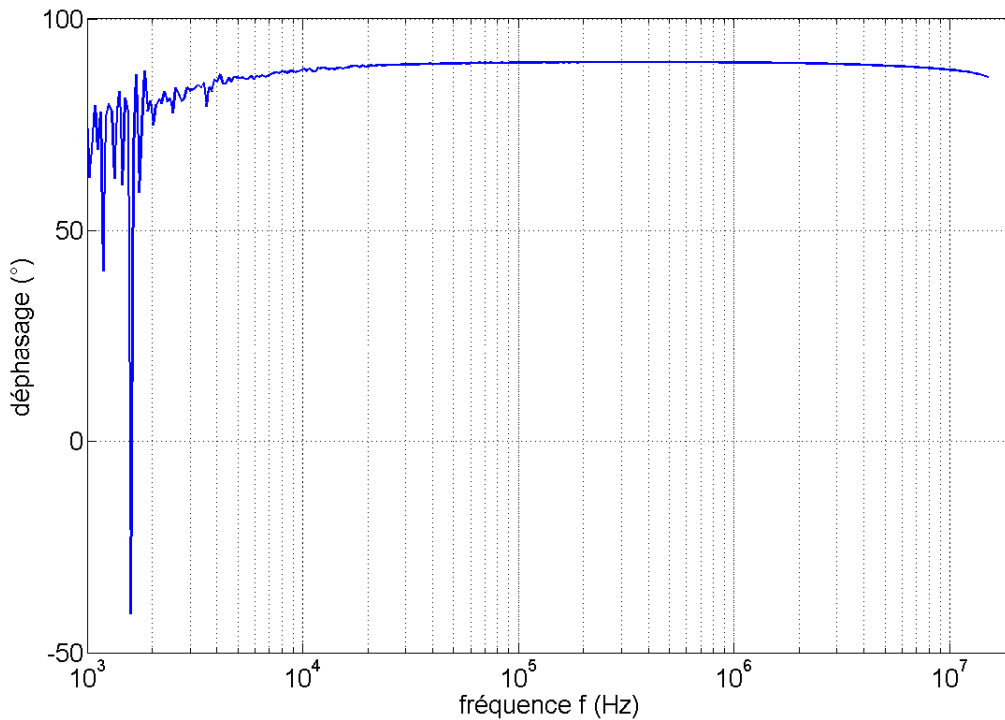


Figure II-27 : Mesure du déphasage ϕ - f à 40°C pour le matériau nanocristallin K47B300

(4) Mesure en température

De nombreuses mesures statiques et dynamiques ont été effectuées pour des températures allant de 25°C à 258°C, par intervalle de 15°C environ. On peut observer l'évolution des caractéristiques avec une température croissante sur la Figure II-28 et la Figure II-29, qui montrent respectivement quelques relevés de cycles statiques et des mesures d'impédance pour trois différentes températures.

Avec une augmentation de 234°C, on observe une diminution de l'induction à saturation de 20% et une augmentation du champ coercitif de 120%. Le champ coercitif reste faible (Figure II-28). On peut constater que quelle que soit la température, la courbe d'hystérésis semble linéaire par morceaux (Figure II-28).

La Figure II-29 montre l'augmentation du module de l'impédance avec la température, ce qui est confirmé par l'augmentation de la perméabilité avec la température observée sur la Figure II-28. On remarque aussi un changement de pente, entre 1MHz et 10MHz, sur la mesure d'impédance à 240°C. Cela peut être expliqué par le fait que la perméabilité augmentant avec la température, il y a diminution de la fréquence pour laquelle l'effet de peau apparaît (II-14).

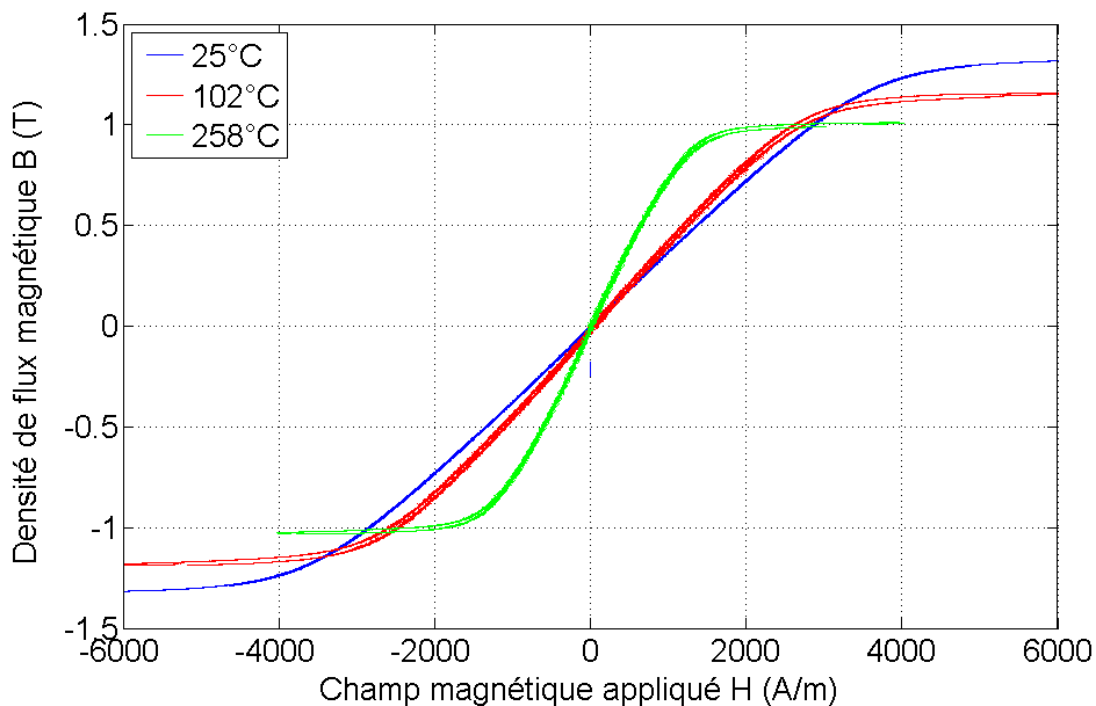


Figure II-28 : Cycles B-H majeurs à 10Hz pour différentes températures, pour le matériau nanocristallin K47B300

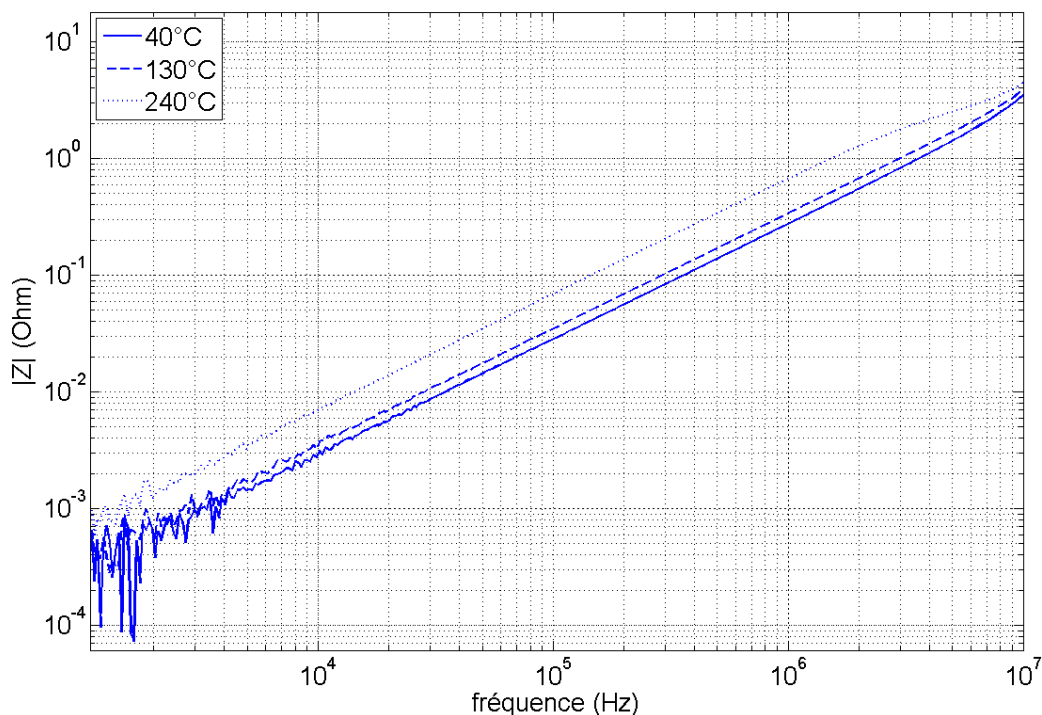


Figure II-29 : Mesures d'impédance $|Z|$ - f à différentes températures pour le matériau nanocristallin K47B300

(5) Bilan sur le K47B300

Ce matériau nanocristallin basse perméabilité a les mêmes avantages que le matériau haute perméabilité présenté précédemment : forte induction à saturation, bonne linéarité, faibles pertes, et surtout faible variation de ses propriétés en température.

b) Magnetics High Flux 58204A2

(1) Données constructeur

Ce matériau fait partie de la famille des matériaux à base de poudres métalliques, moulées sous pression et généralement agglomérées par un liant. Ces poudres sont extrêmement fines et sont constituées d'une majorité de Fer et parfois d'un autre métal (Silicium ou Nickel essentiellement). Comme les particules magnétiques sont isolées entre elles, les pertes par courant de Foucault sont limitées. L'espace entre les particules constitue ce qu'on appelle un entrefer repart.

Les tores HighFlux, fournis par Magnetics, constitués à 50% de Fer et 50% de Nickel, semblent être de bons candidats pour réaliser une inductance de mode différentiel. Ce sont les matériaux à base de poudres supportant le mieux la polarisation continue, en raison de leur saturation élevée (1.5T) et de la valeur de leur perméabilité. Par ailleurs ils possèdent un point de Curie élevé (500°C) et sont stables en température selon les données constructeur (Figure II-30).

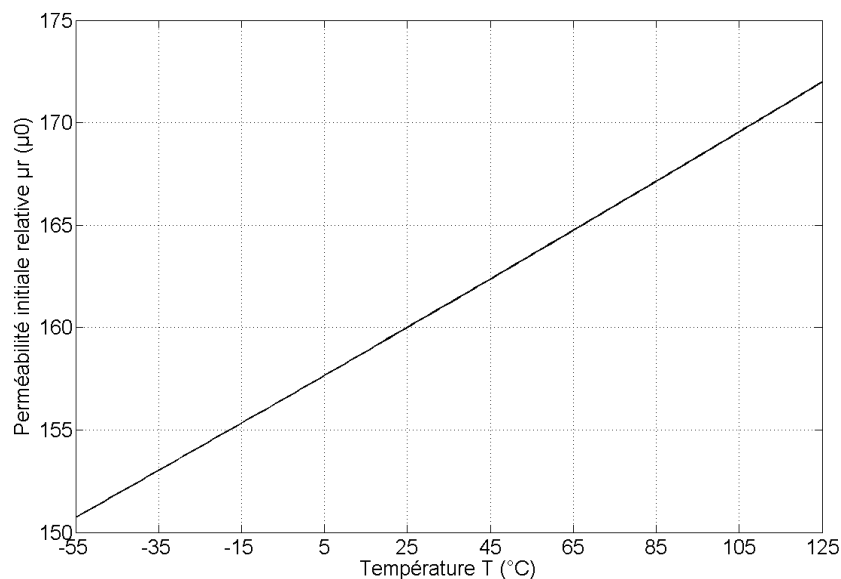


Figure II-30 : Données constructeur du Magnetics HiFlux μ 160 – Perméabilité initiale en fonction de la température.

L'échantillon que j'ai choisi (HighFlux 58204A2) a les caractéristiques suivantes :

Densité	8200 kg/m ³
Température de Curie	500 °C
Température d'utilisation recommandée	-55 à 130 °C
Perméabilité relative initiale à 25°C	160
Induction à saturation à 25°C	1.5 T
Diamètre extérieur du tore	20.3 mm
Diamètre intérieur du tore	12.7 mm
Epaisseur du tore	6.35 mm

Figure II-31 : Données constructeur du HighFlux 58204A2

La température d'utilisation maximale recommandée en régime permanent (130°C) est imposée par l'encapsulant en époxy. En effet, le matériau magnétique seul peut fonctionner à des températures bien supérieures, compte tenu de sa température de Curie. Le fournisseur mentionne cependant dans ses datasheets que le tore et son encapsulant peuvent supporter des températures allant jusqu'à 200°C pendant de courtes durées.

(2) Mesure statique

Un cycle a été mesuré avec nos outils à 25°C, pour une fréquence de 0.1Hz. Ce cycle sera considéré comme le cycle majeur statique de ce matériau, même si la saturation complète du matériau n'a pu être atteinte. La densité de flux maximale atteinte est de 1.3T.

Le champ coercitif est relativement faible (200A/m).

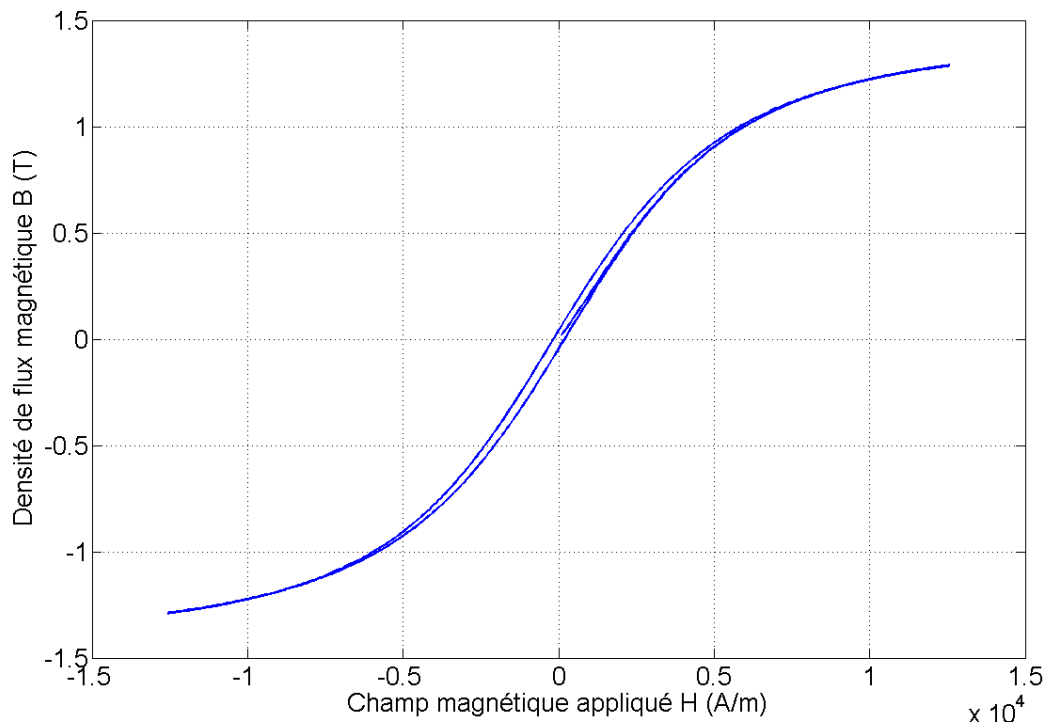


Figure II-32 : Cycle B-H majeur à 0.1Hz et 25°C pour le HighFlux 58204A2

(3) Mesure dynamique

Comme pour le matériau nanocristallin basse perméabilité, deux séries de mesures dynamiques ont été effectuées : par hystérésigraphie et par impédancemétrie. La Figure II-33 montre le relevé obtenu par hystérésigraphie à 10kHz. On constate que l'augmentation de la fréquence provoque une très faible augmentation du champ coercitif. La Figure II-34 et la Figure II-35 montrent le module et l'argument de l'impédance pour des fréquences allant de 1kHz à 100MHz. On constate que la perméabilité relative du matériau diminue à partir de 1MHz environ, ce qui est nettement moins bien que le matériau nanocristallin K47B300.

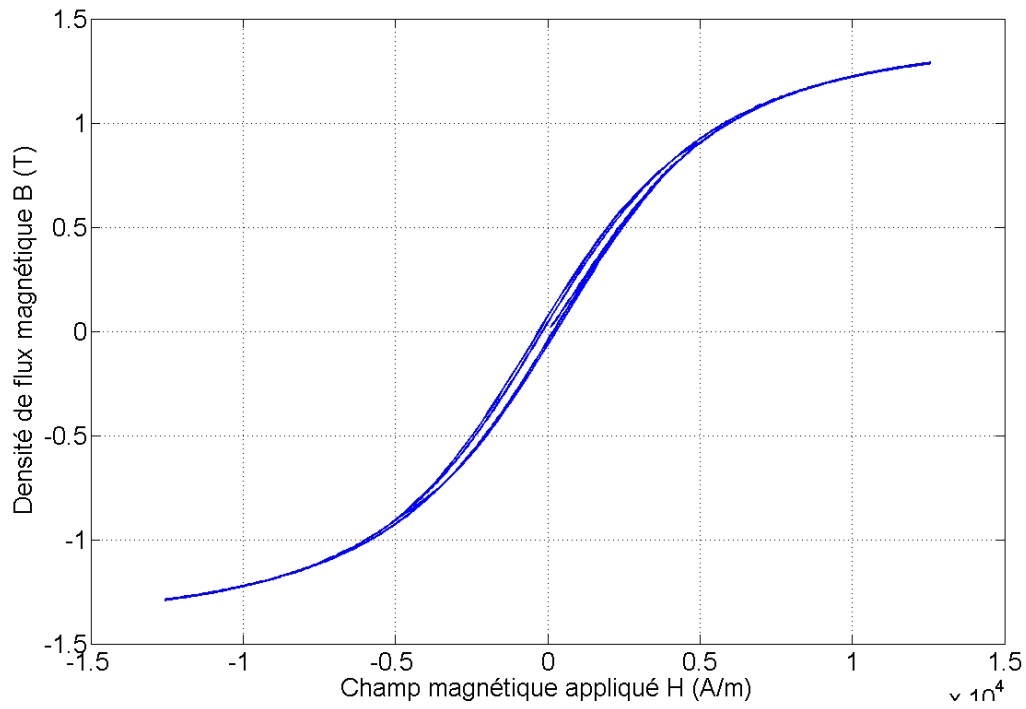


Figure II-33 : Cycle B-H majeur à 10kHz et 25°C pour le HighFlux 58204A2

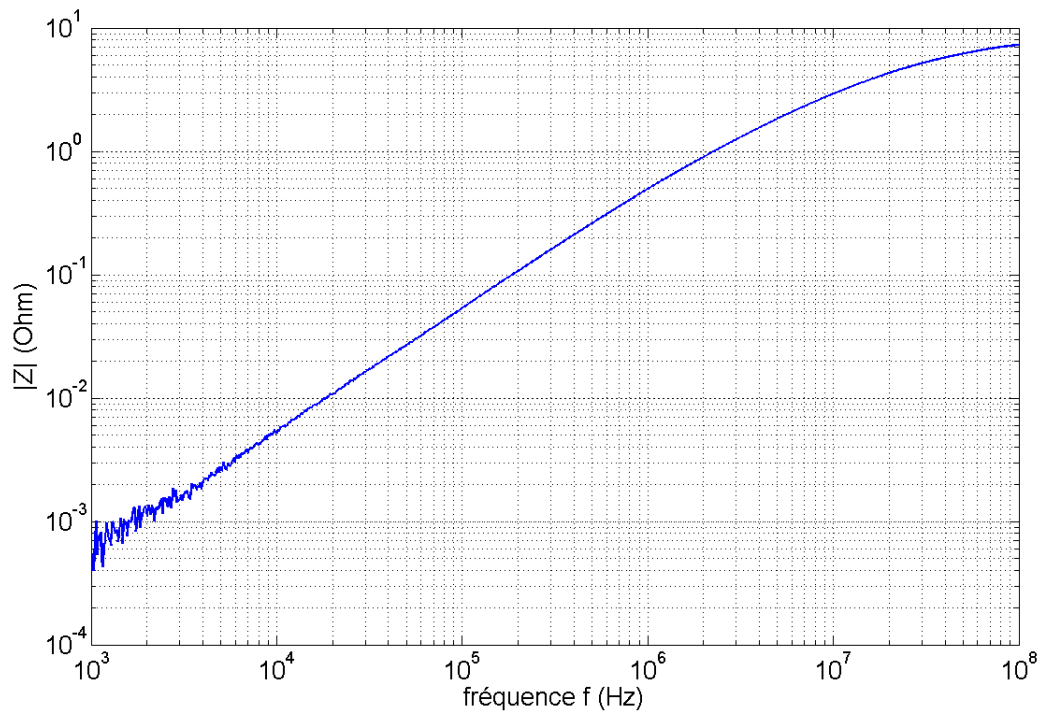


Figure II-34 : Mesure d'impédance $|Z|$ - f à 25°C pour le HighFlux 58204A2

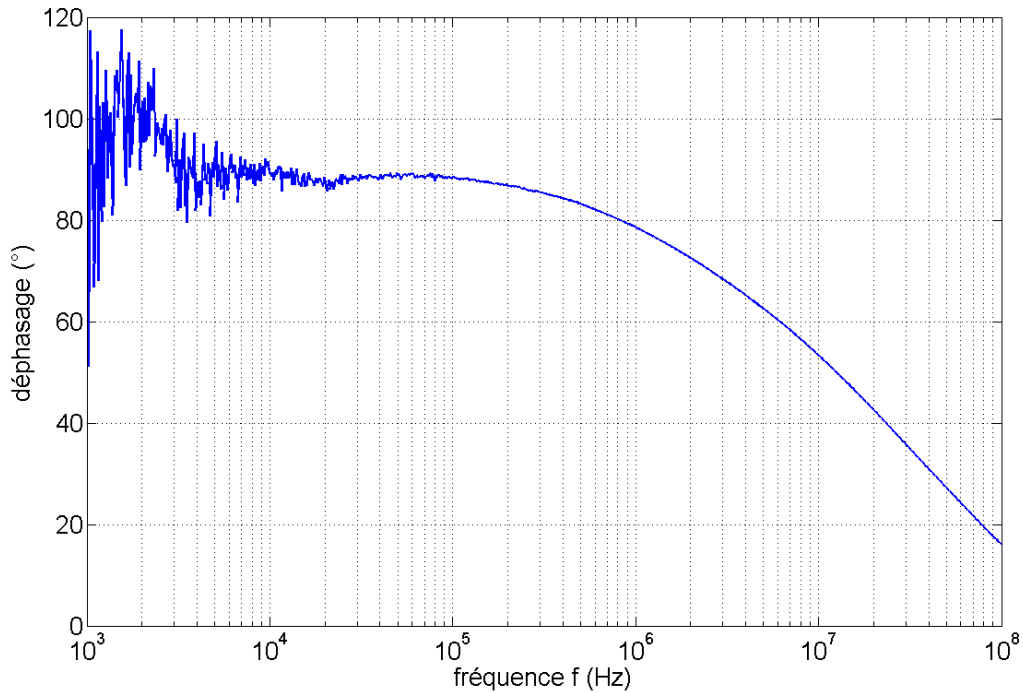


Figure II-35 : Mesure du déphasage ϕ -f à 25°C pour le HighFlux 58204A2

(4) Bilan sur le HighFlux 58204A2

Cette poudre de Fer-Nickel a des caractéristiques séduisantes. Ses pertes par hystérésis sont faibles et selon le constructeur il a des propriétés relativement stables en température. Ceci étant, ce matériau est selon moi légèrement moins intéressant que le nanocristallin basse perméabilité en raison de sa moins bonne linéarité. Ainsi nous avons jugé inutile de réaliser pour ce matériau une étude en température. De plus, il est fourni uniquement dans un encapsulant d'époxy, collé au matériau. Celui-ci est donc indissociable du matériau et supporte mal les températures avoisinant 200°C.

D. Conclusions et choix de matériaux

Grâce aux mesures effectuées au laboratoire et aux données fournies par les constructeurs, j'ai constaté que les matériaux nanocristallins haute perméabilité (N14E1) et basse perméabilité (K47B300) sont les meilleurs candidats capables de répondre aux exigences de notre cahier des charges.

En effet le rôle de l'inductance de mode commun est parfaitement assuré par le matériau nanocristallin haute perméabilité puisqu'il répond aux critères majeurs suivants :

- température de Curie supérieure à 200°C,
- perméabilité élevée,
- pertes faibles,
- stabilité en température : ses propriétés (induction à saturation, champ coercitif et perméabilité) varient peu avec la température.

Le matériau nanocristallin basse perméabilité remplit quant à lui efficacement le rôle d'inductance de mode différentiel, car il répond aux critères suivants :

- sa température de Curie supérieure à 200°C,
- sa perméabilité faible,
- des pertes par hystérésis faibles,
- sa stabilité en température : son induction à saturation, son champ coercitif et sa perméabilité varient peu avec la température,
- son induction à saturation élevée.

III. Les modèles de comportement magnétique statique

A. Intérêt et choix d'un modèle d'hystérésis statique

Tel que je l'ai signalé dans le premier chapitre, les modèles magnétiques développés au laboratoire s'appuient sur un modèle de comportement statique auquel on adjoint une contribution dynamique. Il a d'ailleurs été montré (Chailloux, et al., 2010) que la précision du modèle complet était très fortement dépendante de la précision du modèle statique qu'il utilise. Ainsi le choix d'un bon modèle de comportement magnétique statique est une étape-clef.

Le modèle devra avoir d'une part une bonne précision pour représenter le comportement magnétique des matériaux choisis au chapitre précédent. Ces matériaux ont la particularité d'avoir un cycle d'hystérésis avec un faible champ coercitif et un changement de pente très rapide entre la zone saturée et la zone linéaire.

D'autre part, le modèle statique devra de préférence avoir un nombre de paramètres limité. En effet, pour adapter le modèle magnétique aux variations de température, je souhaite observer la tendance d'évolution de chaque paramètre avec la température (Wilson, 2002).

Il est ensuite préférable que le modèle soit rapide d'exécution et qu'il nécessite peu de données expérimentales pour l'identification de ses paramètres, pour des questions de facilité d'utilisation.

Après un rapide état de l'art sur les modèles d'hystérésis statique, nous présenterons les indispensables outils d'optimisation des paramètres de ces modèles. Puis nous décrirons en détail les modèles statiques retenus et nous observerons leurs capacités à modéliser les cycles d'aimantation pour différentes températures et pour les différents matériaux retenus.

B. Brève bibliographie sur les modèles de comportement magnétique statique connus

Un choix important de modèles de comportement statique de matériaux magnétiques est disponible (Benabou, 2002) (Ouled Amor, 2000). On peut citer les modèles analytiques tels que ceux de Rayleigh (Ponomarev, 2008) ou de Fröhlich (Fröhlich, 1881) (Kennelly, 1891) (Bozorth, 1951), très séduisants par leur simplicité de mise en œuvre et très utilisés dans les codes de calcul. Ces modèles n'ont pas de considération physique et ne développent qu'une fonction entre H et B .

Il existe aussi des modèles analytiques plus complexes, tels que le modèle de Jiles-Atherton (Jiles, et al., 1984) (Jiles, 1990) (Jiles, et al., 1992) ou le modèle chimique du G2ELAB (Nourdine, et al., 2001). Ces modèles développent une fonction entre B et H à partir de considérations physiques et énergétiques.

Il existe aussi des modèles non-analytiques, tels les modèles à fonction de distribution. Le plus célèbre et le plus employé d'entre eux est le modèle de Preisach (Preisach, 1935).

1. Le modèle de Rayleigh

Le modèle de Rayleigh (Rayleigh (Lord), 1887) est l'un des plus anciens modèles analytiques. Il ne s'emploie que pour des champs faibles, hors de la zone de saturation. Il exprime la densité de flux magnétique en fonction du champ magnétique comme un polynôme du second ordre. Ainsi, pour un champ magnétique variant entre $-H_{max}$ et $+H_{max}$, la densité de flux magnétique vaut :

$$B = (\mu_{initial} + \eta \cdot H_{max}) \cdot H + \operatorname{sgn}(dH) \cdot \frac{\eta}{2} \cdot (H^2 - H_{max}^2) \quad (\text{III-1})$$

Où $\mu_{initial}$ est la perméabilité initiale, H_{max} le champ maximal, η la constante de Rayleigh. La constante de Rayleigh η représente les effets irréversibles du phénomène d'aimantation.

La fonction mathématique signe « sgn » est définie par :

$$\text{sgn}(x) = \begin{cases} +1 & \text{si } x > 0 \\ -1 & \text{si } x < 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{III-2})$$

L'allure d'un cycle d'hystérésis modélisé par les équations de Rayleigh peut être observée Figure III-1.

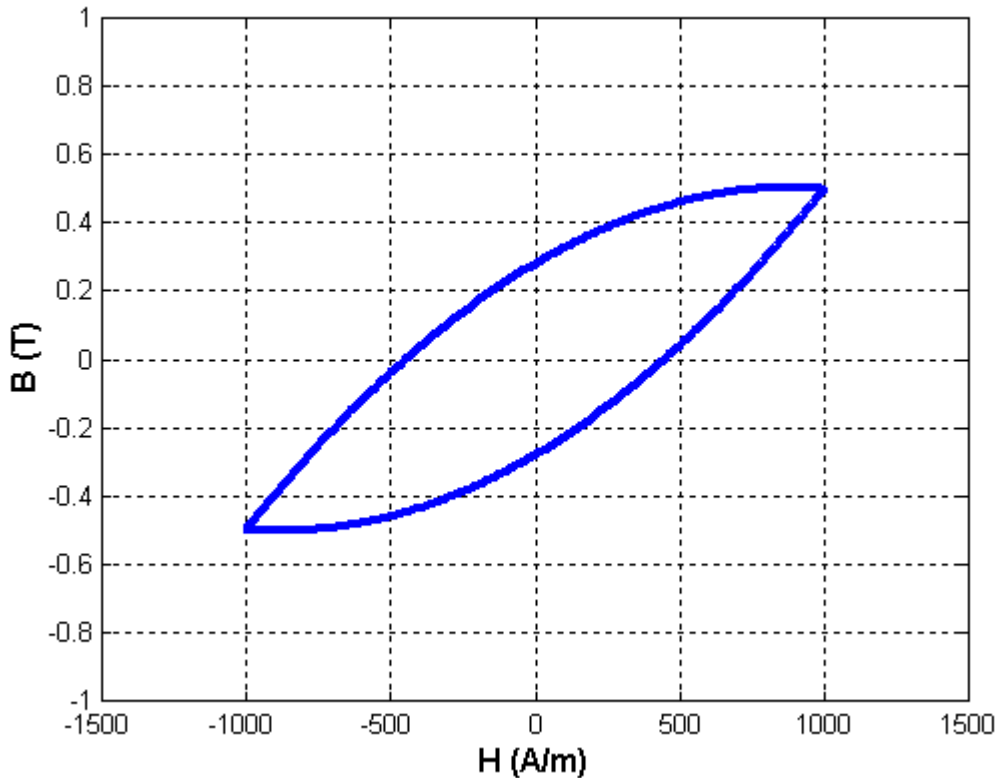


Figure III-1 : Cycle typique modélisé par Rayleigh

Compte tenu de l'allure générale du cycle et surtout de la plage d'utilisation limitée de ce modèle, il ne sera pas retenu.

2. Le modèle de Fröhlich

Ce modèle a été créé par son auteur pour décrire la courbe de première aimantation, et donc ce modèle est initialement anhystérétique. Il a été amélioré par les travaux d'Akbaba (Akbaba, 1991).

Le modèle de Fröhlich est défini par les relations (III-3).

$$B = \frac{(H - \text{sgn}(dH) \cdot H_c)}{\alpha + \beta \cdot |H - \text{sgn}(dH) \cdot H_c|}$$

$$\text{avec } \alpha = H_c \cdot \left(\frac{1}{B_r} - \frac{1}{B_s} \right) \quad (\text{III-3})$$

$$\beta = \frac{1}{B_s}$$

Où α et β sont les paramètres du modèle de Fröhlich, H_c le champ coercitif, B_r l'induction rémanente et B_s l'induction à saturation.

L'allure d'un cycle d'hystérésis modélisé par les équations de Fröhlich peut être observée Figure III-2.

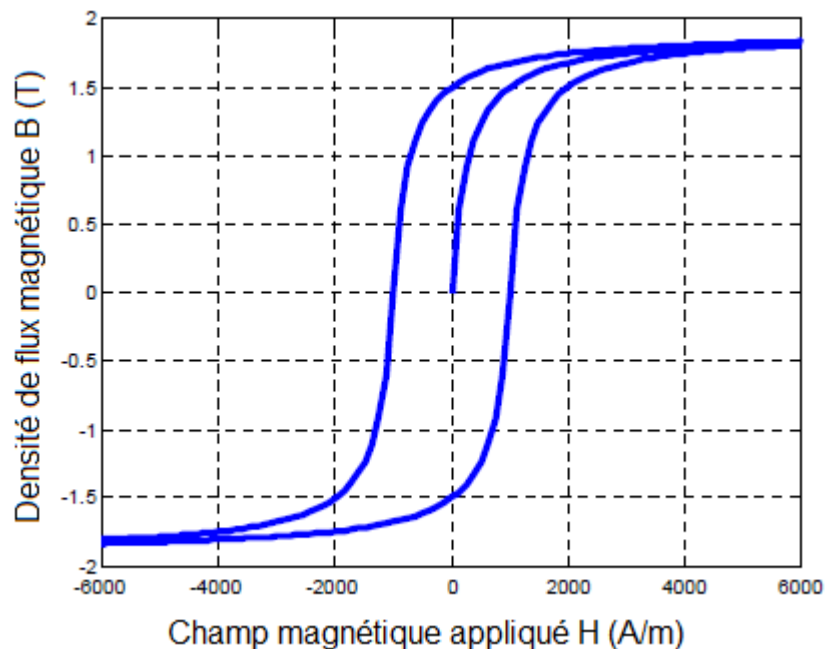


Figure III-2 : Cycle typique modélisé par Fröhlich

Ce modèle ne sera pas retenu, puisqu'il ne peut pas représenter précisément l'allure linéaire par morceaux du cycle des matériaux nanocristallins.

3. Modèle de Preisach

D'autres modèles sont basés sur des approches phénoménologiques et statistiques tels que celui de Preisach-Néel (Preisach, 1935). Ce modèle suppose que l'état magnétique du matériau peut être décrit par un ensemble d'entités

magnétiques baptisées hystérons. Chacun de ces hystérons se comporte comme un simple comparateur à hystérésis, dissymétrique par rapport à l'origine (Figure III-3).

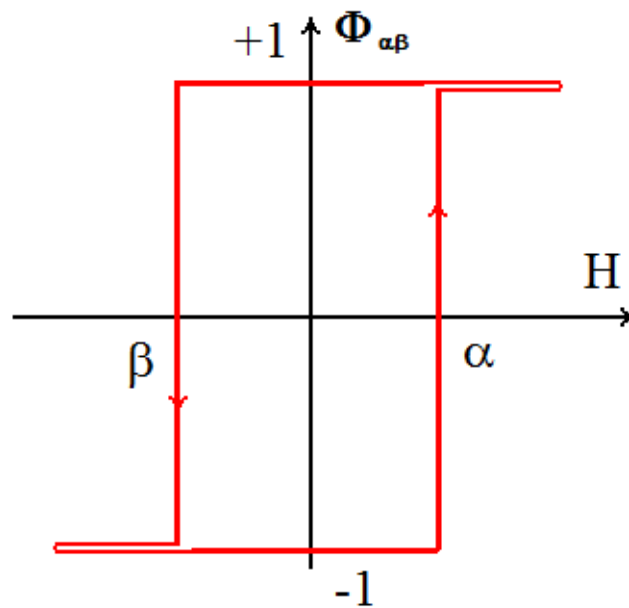


Figure III-3 : Cycle élémentaire d'un hystéron

Ainsi grâce à la connaissance d'une fonction de distribution de ces cycles élémentaires, appelée fonction de distribution de Preisach, on peut calculer l'aimantation en tout instant :

$$M(t) = \iint \rho(\alpha, \beta) \cdot \Phi_{\alpha\beta}[H(t)] d\alpha d\beta \quad (\text{III-4})$$

Où $\rho(\alpha, \beta)$ est la fonction de distribution de Preisach. $\Phi_{\alpha\beta}[H(t)]$ est l'opérateur mathématique associé à l'hystéron et prend pour valeur +1 ou -1 selon le sens de variation du champ magnétique et la valeur du champ par rapport au champ de basculement (cf Figure III-3).

Ce modèle conduit à des résultats performants qui ont été étayés par de nombreuses mises en œuvre et confrontations expérimentales. Cependant il a été écarté pour deux raisons. D'une part, il nécessite beaucoup de données expérimentales pour établir la fonction de distribution. Et d'autre part la loi de distribution identifiée se présentera sous la forme d'une table et il sera donc très complexe d'établir une dépendance entre les valeurs de cette table et la température.

Il existe d'autres modèles basés sur des fondements physiques ou approches énergétiques. Par exemple celui de Jiles-Atherton (Jiles, et al., 1984) élaboré il y a une vingtaine d'années a donné lieu à de nombreux travaux et implémentations. Et plus récemment le modèle « chimique » a été développé (Nourdine, et al., 2001).

4. Modèle de Jiles Atherton

Le modèle de Jiles-Atherton est un modèle qui décrit l'origine du phénomène d'hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques à partir d'une approche physique. Cette description est basée sur des considérations énergétiques liées aux déplacements de parois au sein du système magnétique.

Initialement, le modèle de Jiles-Atherton est un modèle d'hystérésis basé sur la théorie de Langevin, corrigée par la théorie de Weiss. Les auteurs du modèle ont perfectionné cette base physique afin de tenir compte des changements irréversibles de l'aimantation, causés notamment par les mouvements de parois.

Dans leurs travaux, l'aimantation M est supposée être la somme de 2 composantes : l'une est la composante réversible M_{rev} de l'aimantation, tandis que l'autre est constituée de la composante irréversible M_{irr} de l'aimantation (III-5).

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad \text{(III-5)}$$

La composante réversible représente les mouvements réversibles des parois des domaines magnétiques définis par Weiss. La composante irréversible en revanche regroupe les mouvements non-réversibles de ces parois.

Ainsi pour le calcul de l'aimantation totale, on commence par déterminer l'aimantation irréversible, définie de manière différentielle par l'équation suivante :

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an}(H_e) - M_{irr}}{k \cdot \text{sgn}(dH) - \alpha \cdot (M_{an}(H_e) - M_{irr})} \quad \text{(III-6)}$$

Où M_{an} , l'aimantation anhystérétique suit une loi de Langevin corrigée par la théorie de Weiss (III-7).

$$M_{an}(H_e) = M_s \cdot \left(\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \frac{a}{H_e} \right) \quad (\text{III-7})$$

Où H_e est le champ effectif (III-8).

$$H_e = H + \alpha \cdot M \quad (\text{III-8})$$

Ensuite l'aimantation réversible est définie par l'équation :

$$M_{rev} = c \cdot (M_{an}(H_e) - M_{irr}) \quad (\text{III-9})$$

Finalement l'aimantation totale est calculée en sommant M_{irr} et M_{rev} (III-5).

Ce modèle utilise donc 5 paramètres : M_s , α , a , c et k . D'après les auteurs du modèle, ces paramètres ont la signification physique suivante :

- M_s est l'aimantation à saturation,
- α est un facteur lié au couplage entre les moments magnétiques atomiques,
- a est le facteur de forme pour l'aimantation anhystérétique M_{an} ,
- c est le coefficient de réversibilité des parois,
- k est lié à l'irréversibilité du mouvement des parois.

5. Modèle chimique du G2elab

Construit à partir d'une analogie « thermodynamique » - « magnétique », ce modèle se veut à la fois rapide, précis et pratique. Dans ce modèle, l'induction magnétique totale est décomposée en une somme de deux termes (Nourdine, et al., 2001). L'un est lié aux retournements des moments magnétiques, conséquence d'une translation des parois. L'autre est lié aux rotations des moments magnétiques.

J' , la composante de l'induction magnétique liée aux retournements des moments magnétiques s'exprime par l'équation (III-10).

$$J' = J'_0 \cdot \tanh \left[\left(\frac{\beta \cdot h_T}{2} \right) \ln \left(\exp \left(\frac{H}{h_T} \right) + b \right) - \frac{\beta \cdot H_c}{2} \right] \quad (\text{III-10})$$

Où :

- J'_0 la valeur maximale de J' ;
- H est le champ magnétique appliqué et H_c le champ coercitif ;
- β et h_T sont deux paramètres du modèle ;
- b est un simple paramètre d'histoire qui permet d'assurer la continuité des formes d'onde.

J'' , la composante de l'induction magnétique liée aux rotations des moments magnétiques, s'exprime par l'équation (III-11).

$$J'' = J''_0 \cdot \cos(\theta)$$

$$\frac{h'}{24} \cdot \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right)^4 - \frac{h'}{2} \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right)^2 + h' + k_1 \cdot \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right) + k_3 \cdot \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right)^3 - p_1 = 0 \quad (\text{III-11})$$

Où :

- J''_0 la valeur maximale de J'' ;
- h' a été appelé partie active du champ magnétique par les auteurs (Nourdine, et al., 2001) et est définie par :

$$\exp \left(\frac{h'}{h'_T} \right) = \exp \left(\frac{H}{h'_T} \right) + b' \quad (\text{III-12})$$

- θ est l'angle entre le moment magnétique et la direction du laminage. Il est calculé par la résolution de l'équation polynomiale (III-11) ;
- $h'_T, k_1, k_3,$ et p_1 sont les autres paramètres du modèle ;
- b' est un simple paramètre d'histoire qui permet d'assurer la continuité des formes d'onde.

Le modèle a donc 9 paramètres : 4 relatifs aux retournements des moments magnétiques (J'_0 , H_C , β et h_T) et 5 relatifs aux rotations des moments magnétiques (J''_0 , h'_T , k_1 , k_3 , et p_1).

Si ce modèle a l'avantage d'avoir une formulation analytique relativement simple, il présente pour notre application l'inconvénient d'être formulé en variable indépendante H . En effet, le modèle statique doit être implanté dans un modèle dynamique sous sa forme $H(B)$.

Une technique d'inversion basée sur une méthode itérative peut être employée afin d'obtenir la formulation en B du modèle statique « chimique ». Dans ces conditions, la rapidité d'exécution du modèle s'en trouvera considérablement diminuée.

C. Identification des paramètres.

Quels que soient les modèles, il convient de les utiliser avec un jeu de paramètres spécifique à chaque matériau afin d'en représenter au mieux le comportement magnétique statique. Déterminer un jeu de paramètres raisonnablement satisfaisant est l'objectif de la phase d'identification.

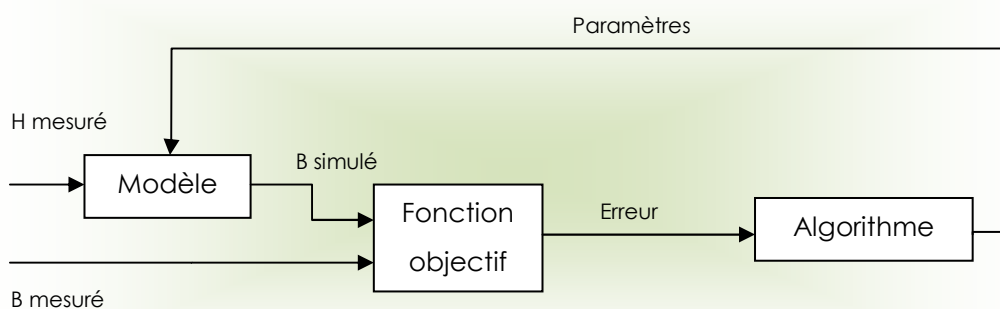


Figure III-4 : Identification des paramètres par algorithme d'optimisation

Mon approche pour l'identification d'un jeu de paramètre est la suivante. J'ai besoin d'un cycle $B-H$, puis un programme simule des cycles d'aimantation avec un champ magnétique imposé égal à celui mesuré et compare la densité de flux

magnétique obtenue avec celle mesurée. Ce programme d'identification détermine ainsi les jeux de paramètres les plus aptes à représenter le cycle voulu. Enfin, à la suite d'un processus itératif propre à chaque algorithme qui vise à améliorer d'étape en étape les jeux de paramètres, le programme fournit le jeu de paramètre qu'il estime optimal. (Figure III-4)

Pour cela, il existe différents algorithmes dont le but est de minimiser une fonction objectif, c'est-à-dire dans notre cas, l'écart entre un cycle mesuré et un cycle simulé, pour un jeu de paramètre donné.

1. Algorithme du simplexe de Nelder-Mead

a) Principe

L'algorithme de Nelder-Mead (Lagarias, et al., 1998) est une méthode d'optimisation non-linéaire, très répandue et relativement efficace dans la recherche d'un minimum local d'une fonction dans un espace à plusieurs dimensions. La fonction à minimiser est nommée fonction-objectif.

La méthode consiste en une succession d'opérations géométriques sur un $(n+1)$ -uplet dans un espace à n dimensions. Ce $(n+1)$ -uplet est appelé un simplexe, ce qui donne à l'algorithme son nom usuel.

Le simplexe :

$$(x_i)_{i \in [1; n+1]} \quad \text{(III-13)}$$

Où chacun des x_i est un point de l'espace à n dimensions.

La méthode de Nelder-Mead génère grâce à ces opérations géométriques un nouveau point test et si celui-ci est meilleur que le meilleur point du simplexe actuel, ce nouveau point remplacera l'un des anciens et ainsi la technique progresse.

Tel qu'il est codé dans l'outil de calcul et de simulation Matlab, il se déroule selon les étapes suivantes :

- **« Order »** : Tri des valeurs par ordre croissant de leur fonction-objectif notée f .

$$f(x_1) \leq f(x_2) \leq \dots \leq f(x_n) \leq f(x_{n+1}) \quad (\text{III-14})$$

Où f est la fonction-objectif.

On passe ensuite à l'étape suivante (« réflexion »).

- **« Reflexion »** : calcule le symétrique du plus mauvais point (x_{n+1}) par rapport au centre de gravité de l'hyperplan ($x_1 \ x_2 \ \dots \ x_n$).

$$x_r = 2 \cdot x_0 - x_{n+1} \quad (\text{III-15})$$

Où x_0 est le centre de gravité de l'hyperplan ($x_1 \ x_2 \ \dots \ x_n$).

$$x_0 = \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{n} \quad (\text{III-16})$$

- Si le point réfléchi x_r est meilleur que le deuxième plus mauvais point x_n mais moins bon que le meilleur point x_1 (III-17), on remplace x_{n+1} par x_r et on retourne à la première étape.

$$f(x_1) \leq f(x_r) < f(x_n) \quad (\text{III-17})$$

- Si le point x_r est le meilleur point (III-18), on passe à l'étape « expansion ».

$$f(x_r) < f(x_1) \quad (\text{III-18})$$

- Si le point x_r est meilleur que x_{n+1} mais moins bon que x_n (III-19), on passe à l'étape « contract outside »

$$f(x_n) \leq f(x_r) < f(x_{n+1}) \quad (\text{III-19})$$

- Si le point x_r est pire que x_{n+1} (III-20), on passe à l'étape « contract inside ».

$$f(x_{n+1}) \leq f(x_r) \quad (\text{III-20})$$

- **« Expansion »** : génère un point x_e image de x_{n+1} par homothétie de centre x_0 et de rapport -2.

$$x_e = x_0 - 2 \cdot (x_{n+1} - x_0) \quad (\text{III-21})$$

Si le point x_e est meilleur point, x_e remplace x_{n+1} et on retourne à la première étape.

Sinon x_r remplace x_{n+1} , et on retourne à la première étape.

- **« Contract outside »** : génère un point x_c image de x_r par homothétie de centre x_0 et de rapport 1/2.

$$x_c = x_0 + (x_r - x_0)/2 \quad \text{(III-22)}$$

Si x_c est meilleur que x_r , x_c remplace x_{n+1} , sinon x_r le remplace.

- **« Contract inside »** : génère un point x_{cc} image de x_{n+1} par homothétie de centre x_0 et de rapport 1/2.

$$x_{cc} = x_0 + (x_{n+1} - x_0)/2 \quad \text{(III-23)}$$

Si x_{cc} est meilleur que x_r , x_{cc} remplace x_{n+1} , sinon passer à l'étape « reduction ».

- **« Reduction »** : opère une homothétie de centre x_1 et de rapport 1/2 de tous les points.

$$\forall i \in [1; n+1], \quad x_i' = x_1 + (x_i - x_1)/2 \quad \text{(III-24)}$$

On remplace tous les x_i par x_i' et on retourne à la première étape.

Si l'initialisation de l'algorithme de Nelder-Mead tel qu'il a été présenté par ses auteurs nécessite un simplexe complet ($n+1$ points), la version Matlab de l'algorithme ne demande qu'un seul point $x_{initial}$. Elle construit les n autres points du simplexe en incrémentant de 5% chaque composante du point de départ.

On comprend ainsi que l'algorithme de Nelder-Mead de Matlab présente un défaut conséquent : il ne pourra minimiser la fonction-objectif que dans un voisinage du point de départ.

b) Précision / rapidité

Appliqué pour nos modèles, ce processus d'optimisation aura pour fonction objectif l'écart quadratique normalisé ε (III-25). Cet écart représente l'erreur entre

l'induction mesurée et l'induction simulée, pour un même champ magnétique appliqué.

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{B_{mes}(i) - B_{sim}(i)}{\max(B_{mes})} \right)^2 \quad (\text{III-25})$$

Où n est le nombre de points de mesure et de calcul.

Chacun des points x_i sera un jeu de paramètres du modèle considéré.

Observons la précision et la rapidité d'un tel algorithme, lorsque l'on cherche à obtenir un jeu de paramètres pour le modèle de Jiles-Atherton par exemple. L'objectif sera de déterminer un jeu de paramètres qui permette de simuler au mieux le cycle statique d'un matériau pour lequel on dispose de sa caractérisation. Pour cet exemple l'échantillon considéré est constitué d'un empilement de 3 tôles en Fer-Silicium à grains non-orientés d'épaisseur 0.35mm. Le choix de ce matériau pour cet exemple est motivé par le fait que ce matériau est classique et par conséquent on savait qu'on pouvait trouver un jeu de paramètre qui fonctionne avec le modèle de Jiles-Atherton.

Naturellement le choix de la valeur du point de départ influence le résultat de l'identification des paramètres, comme le montrent les figures suivantes. Pour la première, le point de départ est plutôt proche du jeu de paramètre optimal. Tandis que pour la seconde la valeur de départ en est relativement éloignée.

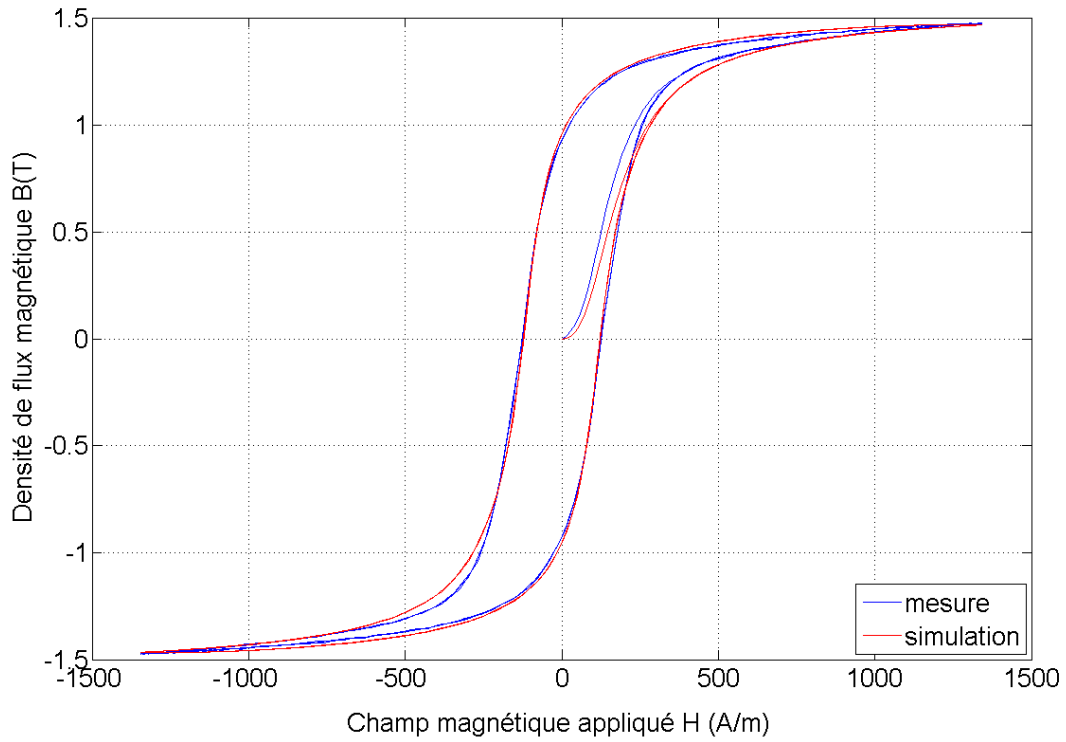


Figure III-5 : Résultat d'une optimisation par Nelder-Mead Matlab avec une valeur initiale x_0 adaptée

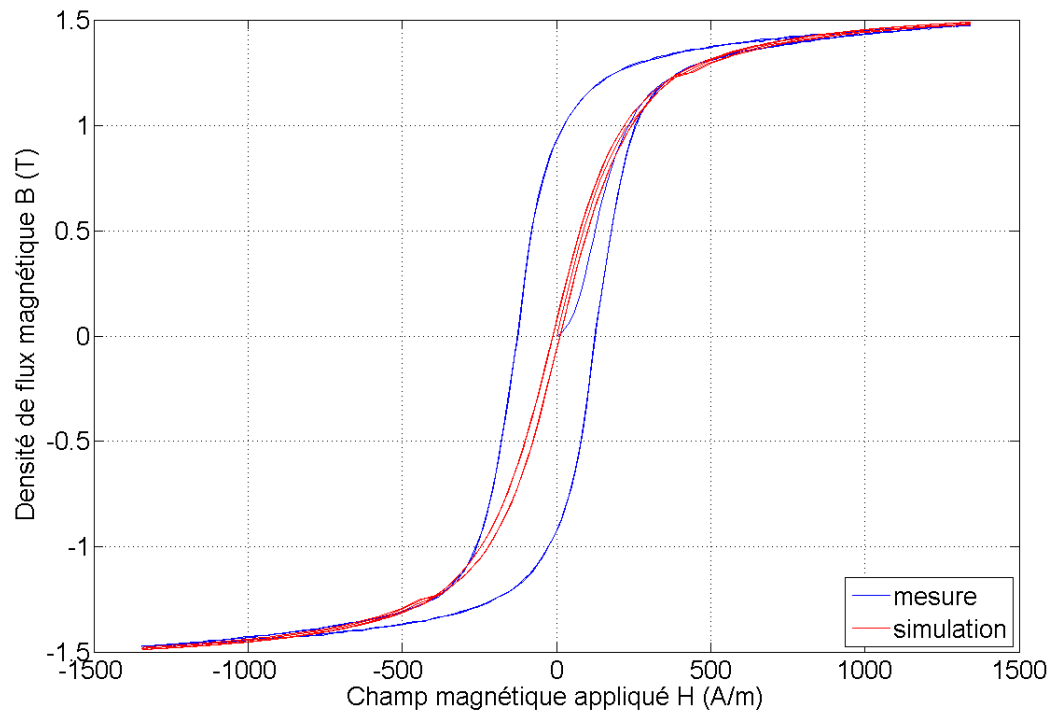


Figure III-6 : Résultat d'une optimisation par Nelder-Mead Matlab avec une valeur initiale x_0 non adaptée

L'écart constaté dans le premier cas est de seulement 1.63 %, tandis qu'il est de 16.4 % pour le second cas.

Le temps de calcul que nécessite ce type d'algorithme est relativement court. L'algorithme met 0.42 secondes en moyenne pour converger sur un PC Intel Core2 Duo à 3GHz et 4 Go de RAM.

2. Algorithme Particule Swarm Optimisation

a) Principe

L'optimisation par essaim de particules (PSO en anglais) est une technique d'optimisation stochastique, développée par le Dr Eberhart et le Dr Kennedy en 1995, inspiré par le comportement social des nuées d'oiseaux ou des bancs de poissons (Kennedy, et al., 1995).

Cet algorithme métaheuristique partage de nombreuses similitudes avec les algorithmes évolutionnistes tels que les algorithmes génétiques (GA en anglais) (Haupt, et al., 1998). L'algorithme est initialisé avec une population de solutions aléatoires et recherche un optimum en faisant évoluer cette population. Toutefois, contrairement aux algorithmes génétiques, PSO ne fait pas évoluer sa population par des opérations, telles que des croisements et des mutations. Dans PSO, les solutions possibles, appelées des particules, se déplacent dans l'espace des solutions en suivant les particules les plus proches de l'optimum. Tout comme pour l'algorithme de Nelder-Mead, la notion d'optimum est liée à une fonction-objectif qu'il faut minimiser.

Chaque particule garde la trace de ses coordonnées dans l'espace des solutions ainsi que la valeur de la fonction objectif en chaque point. La particule garde en particulier en mémoire la meilleure position qu'elle a atteinte précédemment. Cette valeur est appelée ' x_{pbest} ' (pour *personal best*). Une autre valeur stockée est la meilleure position obtenue à ce stade parmi l'ensemble de l'essaim. Cet emplacement est appelé ' x_{gbest} ' (pour *global best*). A la fin de l'optimisation, cette valeur sera donc un optimum global.

Le concept d'optimisation par essaim de particules consiste, à chaque pas de temps, à changer la vitesse de chaque particule pour se diriger vers le point

« pbest » qui lui est propre et vers le point « gbest » actuel de l'essaim. L'accélération sera donc constituée de deux termes, l'un oriente la particule vers « pbest », l'autre vers « gbest ». Chacun de ces termes sera pondéré par un nombre aléatoire.

L'algorithme utilisé dans ma thèse est celui programmé par le Dr. Marion (Marion, 2010) (Marion, et al., 2008) et se déroule de la façon suivante.

Initialement, on décide du nombre de particules n_{part} de l'essaim et du nombre d'itérations n_{iter} . Chaque particule de l'essaim est définie comme point dans un espace à n dimensions et représente donc un jeu de paramètres possible. Pour chaque particule, la fonction-objectif à minimiser est l'erreur quadratique normalisée définie précédemment (III-25).

Puis chaque particule est positionnée aléatoirement dans l'espace de recherche du problème. Ensuite, chaque itération (k) fait bouger chacune des particules (i) en fonction de 3 composantes :

- Sa vitesse actuelle $v_k(i)$ et sa position actuelle $x_k(i)$,
- La meilleure position de la particule notée $x_{pbest}(i)$,
- La meilleure position obtenue jusqu'ici par l'ensemble de l'essaim notée x_{gbest} .

Ainsi l'équation du mouvement est:

$$\begin{aligned} v_{k+1}(i) &= \omega \cdot v_k(i) + c_1 \cdot (x_{pbest}(i) - x_k(i)) + c_2 \cdot (x_{gbest} - x_k(i)) \\ x_{k+1}(i) &= x_k(i) + v_{k+1}(i) \end{aligned} \quad \text{(III-26)}$$

Où ω correspond à l'inertie de la particule, c_1 et c_2 sont deux paramètres compris entre 0 et 1 représentant respectivement la prépondérance cognitive et sociale.

La valeur ω représentant l'inertie des particules est progressivement diminuée afin d'augmenter la précision durant les derniers pas de temps de l'optimisation. Dr Marion, s'appuyant sur la littérature, a choisi d'utiliser une inertie initiale de 0.9 et une inertie finale de 0.4, avec une dégression linéaire. (III-27)

$$\omega = \frac{(\omega_{start} - \omega_{end}) \cdot (n_{iter} - k)}{n_{iter}} + \omega_{end} \quad \text{(III-27)}$$

Par ailleurs, afin d'éviter des problèmes de convergence, on restreint la vitesse $v_k(i)$ à une valeur maximale v_{max} .

Un schéma synthétique d'une itération dans un espace à deux dimensions, ce qui correspondrait à la recherche de deux paramètres, est donné Figure III-7.

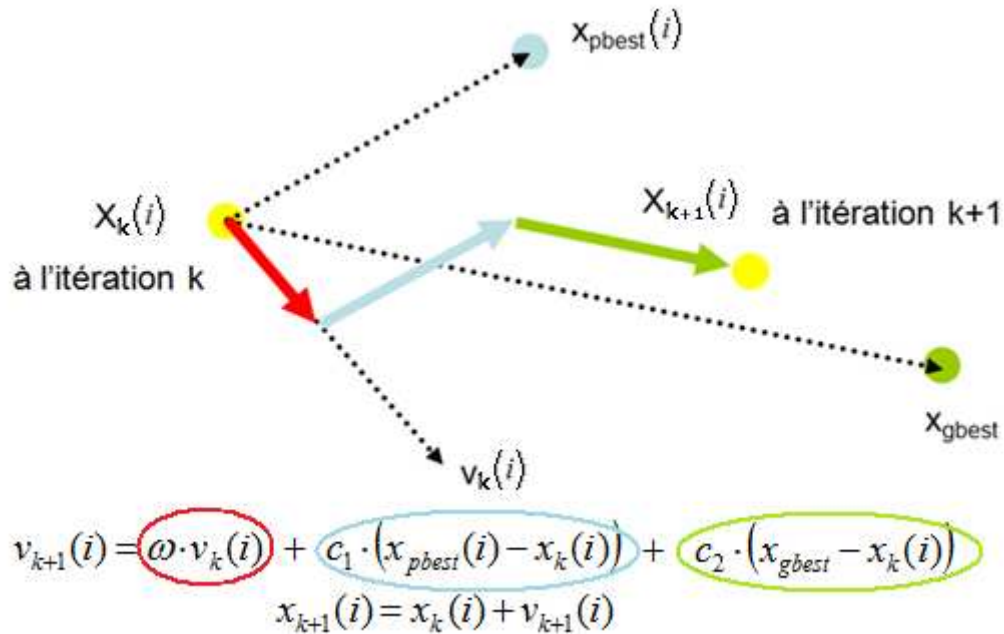


Figure III-7 : Principe d'une itération de PSO dans un espace de recherche à deux dimensions

b) Précision

Observons la précision d'un tel algorithme, lorsque l'on cherche à obtenir un jeu de paramètres du modèle de Jiles-Atherton, pour l'échantillon en FeSi (cf. paragraphe III.C.1.b).

Avec une population de 100 individus et 100 itérations, l'écart constaté atteint 1.63 %. (Figure III-8)

Le temps de calcul que nécessite ce type d'algorithme est bien plus long que celui du simplexe qui est fourni par Matlab: il faut par exemple 6.8 secondes pour réaliser 100 itérations sur un PC Intel Core2 Duo à 3GHz et 4 Go de RAM.

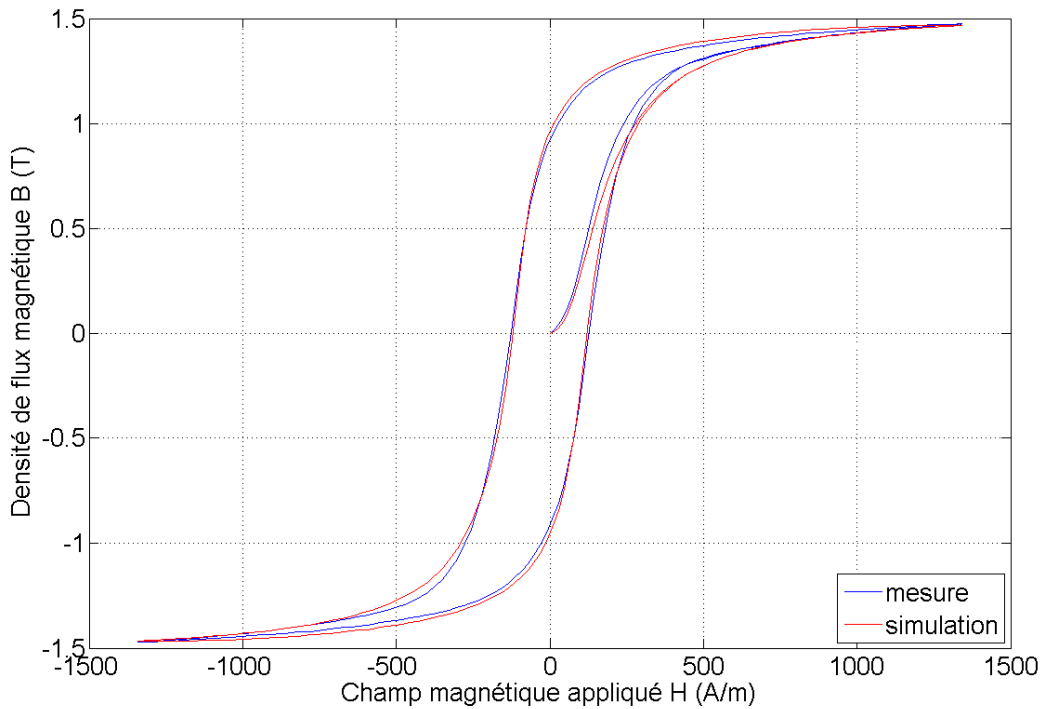


Figure III-8 : Résultat d'une optimisation par PSO avec 100 itérations

3. Algorithme hybride PSO/simplexe

a) Principe

D'une façon générale si on ne connaît pas a priori la solution optimale, grâce à la distribution aléatoire uniforme de sa population de départ, l'algorithme PSO codé par le Dr Marion (dans l'environnement Matlab) a une meilleure facilité à trouver l'optimum que l'algorithme de Nelder-Mead fourni par Matlab.

En revanche si l'algorithme du simplexe fourni par Matlab a pour point de départ un point pas trop éloigné de la solution optimale, il arrivera à converger vers l'optimum en un temps plus court.

J'en ai conclu qu'on pouvait économiser du temps lors de l'identification, sans en sacrifier la précision, et sans pour autant recoder un algorithme complet. Pour cela, il suffit d'utiliser une combinaison des 2 algorithmes afin de garder les points forts de chacun.

- Etape1 : On se sert au départ de l'algorithme PSO, qui permet de balayer l'espace des solutions de façon aléatoire.

- Etape2 : On le laisse converger vers l'optimum pendant un certain nombre d'itérations (défini par l'utilisateur, par exemple 25).
- Etape 3 : Puis on exécute l'algorithme de Nelder-Mead de Matlab avec comme point de départ le meilleur point obtenu jusqu'ici (x_{gbest}).
- Etape 4 : Enfin on remplace la particule la moins bien placée de l'essaim par le point optimisé par Nelder-Mead et on retourne à l'étape 2.

Le processus est interrompu quand l'erreur est suffisamment faible ou si le nombre maximum d'itérations choisi au préalable a été atteint.

Les algorithmes de ce type ont été baptisés « Bat-algorithm » par Yang (Yang, 2010) en référence à la méthode de chasse des chauves-souris : en plus de la communication au sein du groupe, chaque individu utilise l'écholocation pour s'orienter et repérer sa proie. Dans l'algorithme que j'ai codé, la communication de groupe est assurée par la partie PSO de l'algorithme. Tandis que l'algorithme de Nelder-Mead fourni par Matlab fait office d'écholocalisateur, puisqu'il est capable de localiser sa « proie » (en l'occurrence un jeu de paramètre optimal) quand il se trouve à une distance raisonnable.

b) Précision / rapidité

Observons la précision et la rapidité de cet algorithme hybride, lorsque l'on cherche à obtenir un jeu de paramètres du modèle de Jiles-Atherton, pour l'échantillon en FeSi (cf. paragraphe III.C.1.b).

On arrive à un écart identique au l'algorithme PSO (1.63 %) avec seulement 20 individus et 50 itérations. (Figure III-9)

Le temps de calcul que nécessite ce type d'algorithme est par conséquent plus court que celui du PSO classique : 1.42 secondes et ne nécessite par de connaissance a priori sur la valeur des paramètres.

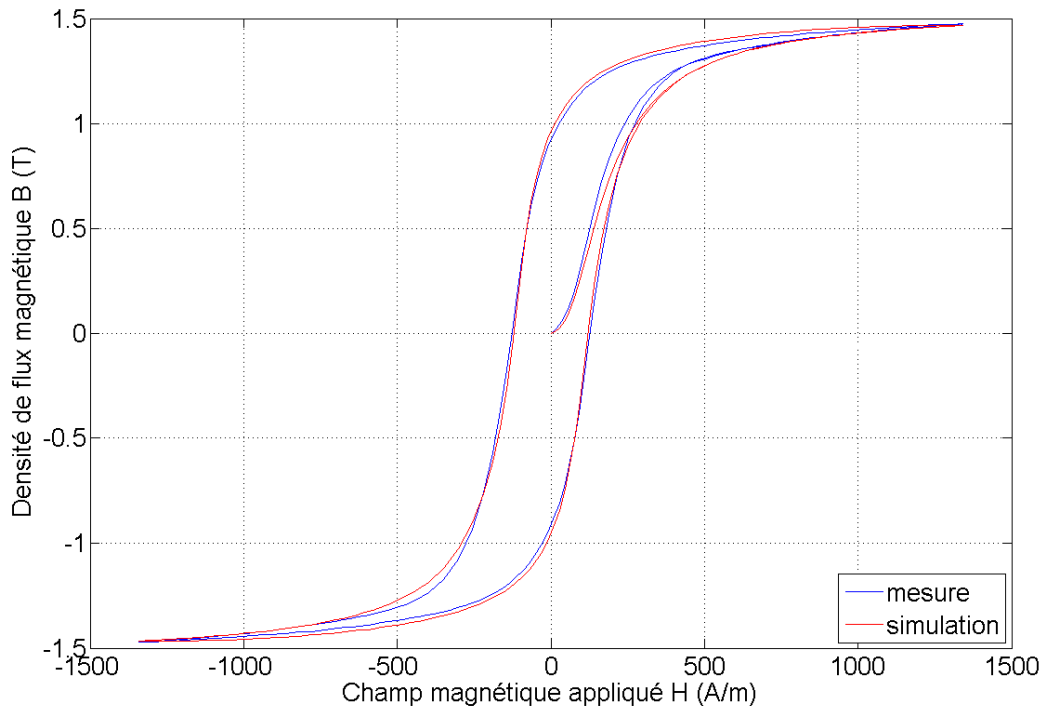


Figure III-9 : Résultat d'une optimisation par un algorithme hybride PSO+Nelder-Mead

D. Modèles retenus

1. Modèle de Jiles Atherton

a) Précision du modèle

Considérons le matériau nanocristallin Mecagis N14E1 à forte perméabilité présenté au chapitre précédent (paragraphe II.C.1.a). Ce matériau a été caractérisé avec le banc de mesure pour différentes températures et fréquences (II.C.1.a.2 et II.C.1.a.3). Grâce à l'algorithme d'identification hybride PSO+simplexe, j'ai obtenu un jeu de paramètres optimal pour le modèle de Jiles-Atherton, qui minimisait l'erreur quadratique entre le cycle majeur mesuré à température ambiante et le cycle simulé.

Les résultats sont observables sur la Figure III-10 et la Figure III-11. La Figure III-10 montre un cycle majeur mesuré, à partir duquel on a identifié le jeu de paramètres, ainsi que le cycle simulé grâce au modèle de Jiles-Atherton avec ce jeu de paramètres. On constate que le coude du cycle n'est pas très bien représenté. L'erreur quadratique définie par l'équation III-16 entre la mesure et la simulation vaut 4.35 %.

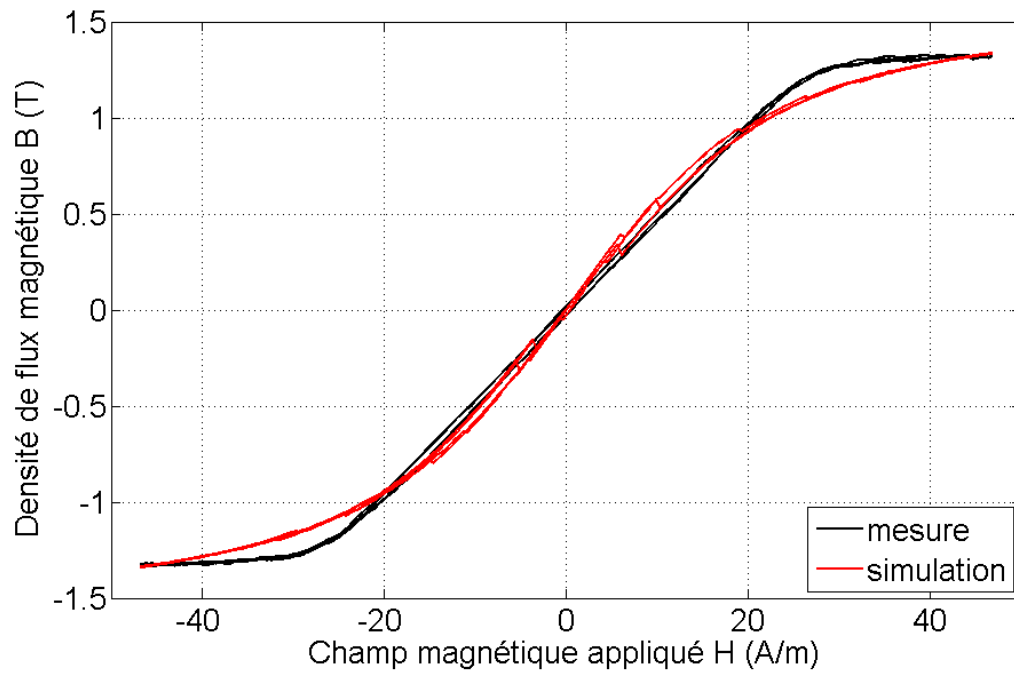


Figure III-10 : Matériau nanocristallin N14E1 – cycles B-H majeurs – mesure et simulation avec le modèle de Jiles-Atherton

La Figure III-11 montre un cycle mineur mesuré et un cycle mineur simulé. Cette simulation et cette mesure ont été réalisées en utilisant la même excitation magnétique. Le jeu de paramètres est celui identifié précédemment à partir du cycle majeur (Figure III-10).

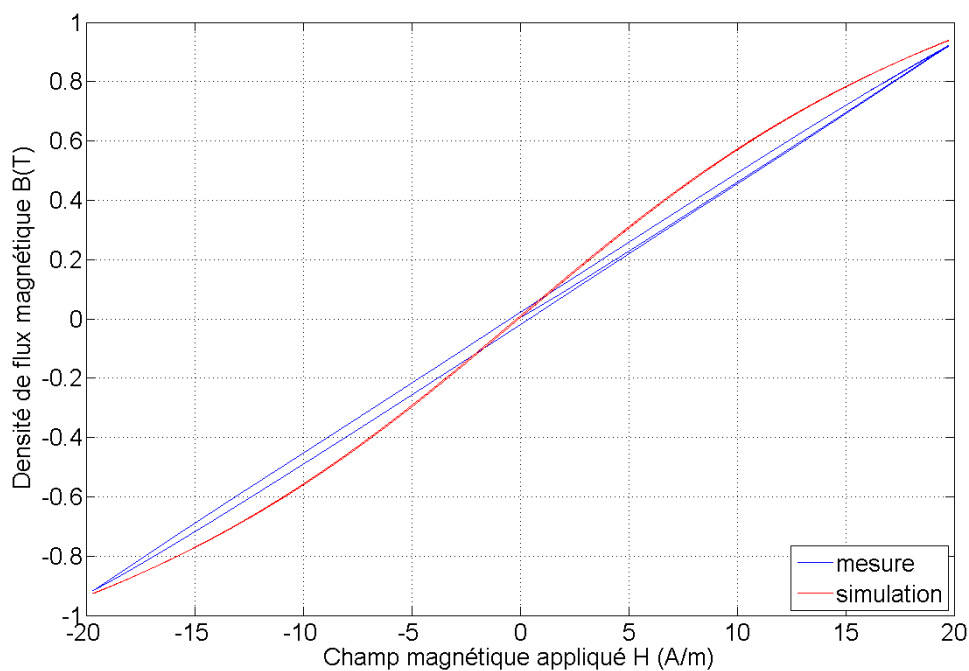


Figure III-11 : Matériau nanocristallin N14E1 – cycles B-H mineurs – mesure et simulation avec le modèle de Jiles-Atherton

On constate que le modèle de Jiles-Atherton n'est pas très apte à représenter des cycles mineurs. En effet l'erreur quadratique vaut 6.85%. De plus il a été constaté (Marion, 2010) les cycles mineurs avec une composante continue (cycles de recul) simulés avec le modèle de Jiles-Atherton sont non-congruents.

b) Variation des paramètres en fonction de la température

Pour une plage de températures comprises entre 25 et 225°C, j'ai identifié les paramètres du modèle de Jiles-Atherton pour le matériau nanocristallin, grâce à l'algorithme hybride. L'obtention de paramètres évoluant de façon relativement monotone avec la température n'a pas été aisée : en effet plusieurs jeux de paramètres peuvent parfois donner un cycle satisfaisant. Il a donc souvent fallu affiner l'optimisation des paramètres en augmentant significativement le nombre d'individus dans l'essaim et en augmentant le nombre d'itérations.

Les valeurs de ces paramètres sont regroupées dans la Figure III-12. La Figure III-13 montre l'évolution en fonction de la température des paramètres normalisés par rapport à leurs valeurs maximales.

T (°C)	M_s	α	a	c	k
25	1262769,11	1,00E-12	9,21348726	0,82030476	3,81627165
50	1260365,12	1,01E-12	9,82180275	0,79734312	4,03470511
75	1255285,29	1,00E-12	10,6348938	0,81448392	4,21773726
100	1253489,12	1,00E-12	11,5786536	0,81009464	4,24806132
125	1255280,76	1,00E-12	12,4534257	0,80329466	4,5690673
150	1255280,80	1,00E-12	13,9350496	0,77564561	4,59393473
175	1255280,72	1,00E-12	15,3909607	0,73093422	4,68382749
200	1255280,60	1,00E-12	17,682084	0,64226957	4,54425221
225	1255280,74	1,01E-12	20,7425275	0,59411692	4,89308932

Figure III-12 : Paramètres du modèle de Jiles-Atherton identifiés pour les caractérisations du matériau nanocristallin entre 25 et 225°C

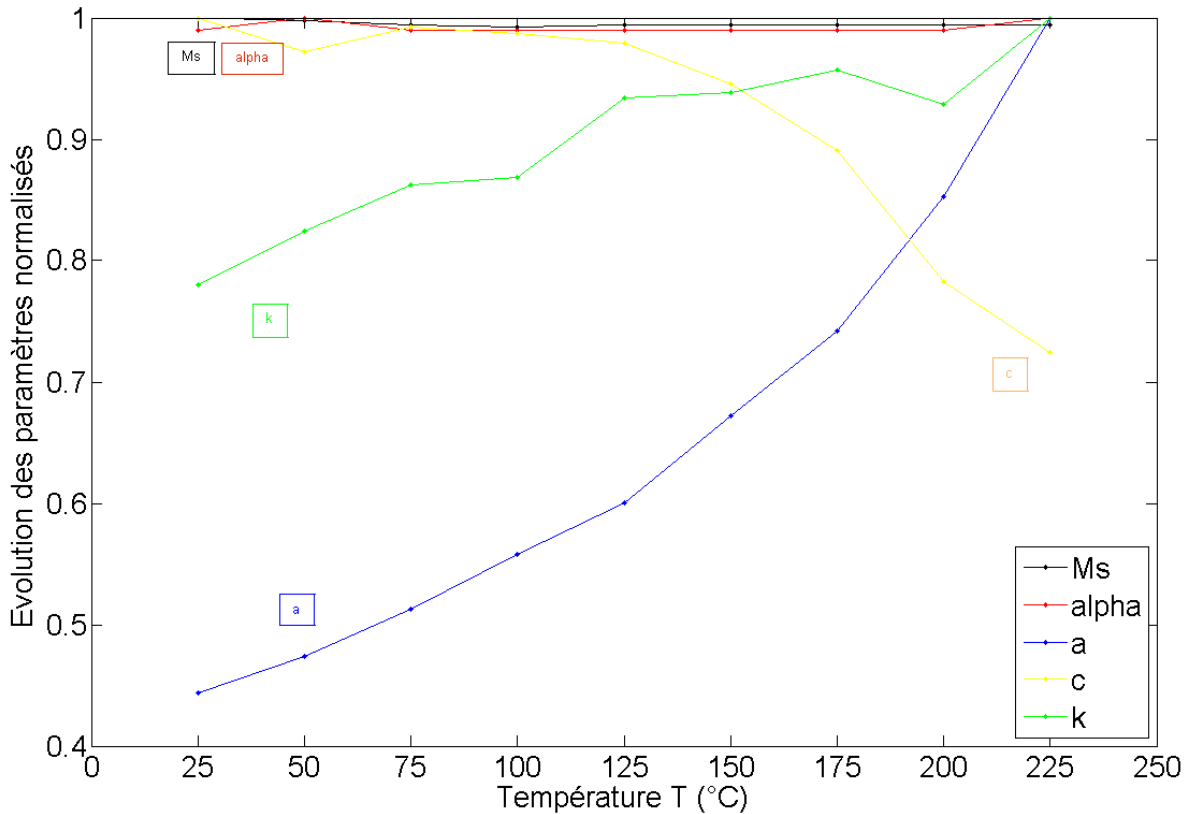


Figure III-13 : Evolution des paramètres du modèle de Jiles-Atherton identifiés pour les caractérisations du matériau nanocristallin entre 25 et 225°C

c) Conclusions

Le modèle de Jiles-Atherton est rapide, simple et plutôt efficace pour la représentation des matériaux classiques (FeSi), mais n'est pas adapté pour tous les matériaux et pour toutes les conditions d'excitation.

On le constate en particulier pour les matériaux nanocristallins dont le cycle B-H mesuré présente une rupture de pente prononcée : la forme générale du cycle simulé ne correspond pas parfaitement avec les mesures. Et surtout les jeux de paramètres issus de l'optimisation ont souvent tendance à ne pas suivre une fonction monotone en fonction de la température. Ainsi la prise en compte de la température dans la modélisation est difficile.

2. Modèle chimique

a) Précision du modèle

Considérons à nouveau le matériau nanocristallin Mecagis N14E1 présenté précédemment. Grâce à l'algorithme d'identification hybride PSO+simplexe, j'ai obtenu un jeu de paramètres optimal pour le modèle chimique, minimisant l'erreur quadratique entre le cycle majeur mesuré à température ambiante et le cycle simulé.

La Figure III-14 montre le cycle majeur mesuré, grâce auquel on a identifié le jeu de paramètres, ainsi que le cycle simulé avec ce jeu de paramètres. On constate que le coude du cycle est un peu mieux représenté. L'erreur quadratique vaut 3.36 %.

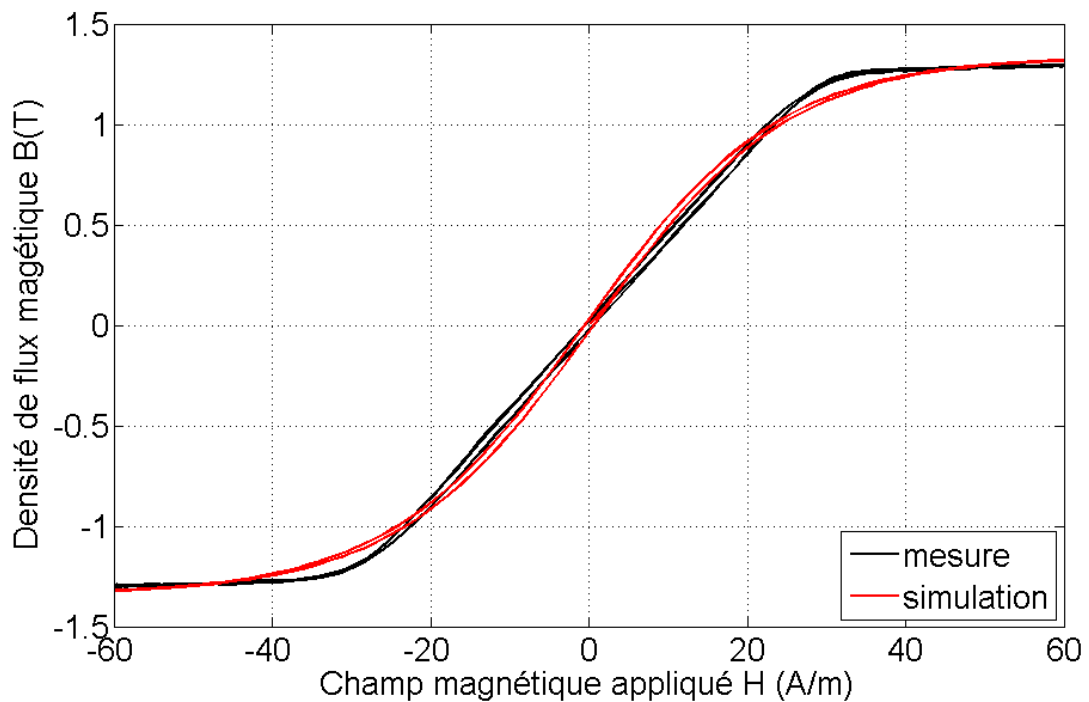


Figure III-14 : Matériau nanocristallin N14E1 – cycles B-H majeurs – mesure et simulation avec le modèle chimique

La Figure III-15 montre un cycle mineur mesuré et un cycle mineur simulé. Cette simulation et cette mesure ont été réalisées en utilisant la même excitation magnétique. Le jeu de paramètres est celui identifié à partir du cycle majeur mesuré (Figure III-14).

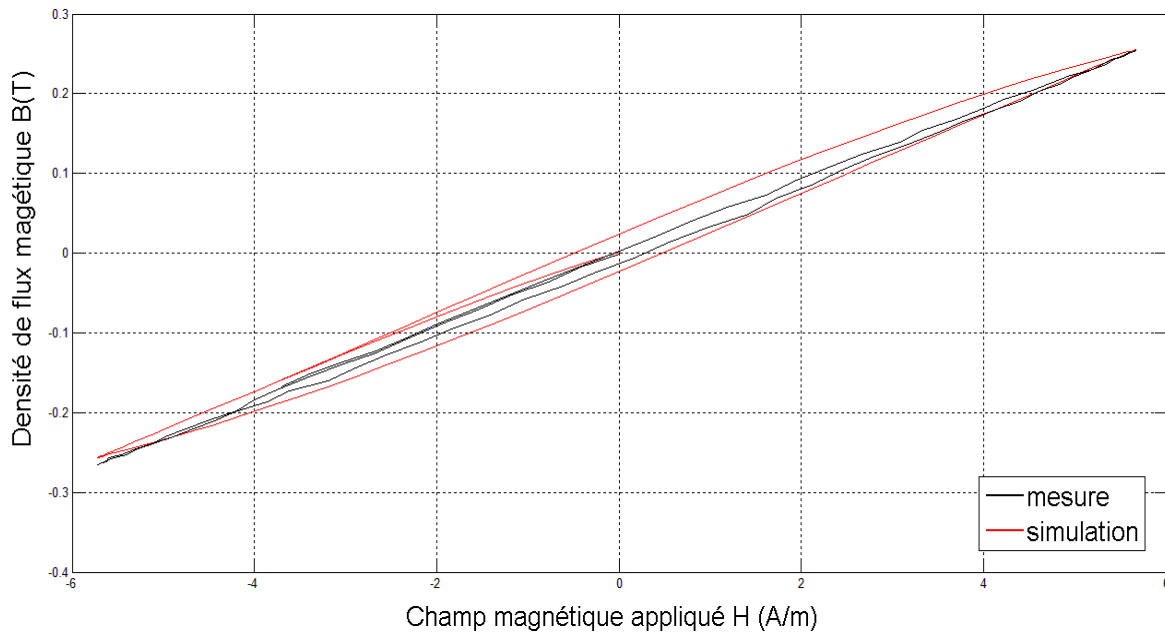


Figure III-15 : Matériau nanocristallin N14E1 – cycles B-H mineurs – mesure et simulation avec le modèle chimique

Le modèle chimique est plus précis pour modéliser des cycles mineurs que ne l'est le modèle de Jiles-Atherton. On constate visuellement que l'aire du cycle et sa perméabilité sont globalement assez proches de celles obtenues par le cycle mesuré. L'erreur quadratique entre la mesure et la simulation vaut 4,5 %. L'écart relatif entre la perméabilité initiale mesurée et celle obtenue en simulation est de 2 %.

b) Variation des paramètres en fonction de la température

Les paramètres du modèle chimique pour le matériau nanocristallin ont été identifiés grâce à l'algorithme hybride pour des températures variant entre 25 et 275°C.

Les valeurs de ces paramètres sont regroupées dans le tableau suivant (Figure III-16). La Figure III-17 et la Figure III-18 montrent l'évolution en fonction de la température des paramètres normalisés par rapport à leurs valeurs maximales.

T (°C)	J'₀	β	H_c	h_T	J''₀	p₁	k₁	k₃	h'_T
25	1,339	0,082	0,402	1,006	4,836	708,658	43254	3	90,431
49	1,328	0,077	0,286	1,000	0,017	364,234	49994	46375	57,502
75,5	1,310	0,079	0,197	1,089	0,285	52,672	0	49057	63,326
101	1,174	0,07	0,200	99,976	4,760	334,883	7	194	4,39
125	1,123	0,070	0,197	73,192	2,815	392,083	47110	0	5,569
150	1,281	0,058	0,904	1,527	0,010	639,754	50000	50000	100,000
176	1,244	0,054	0,956	95,262	0,464	473,053	39527	0	0,391
201	1,241	0,038	0,014	1,398	1,362	1,849	5376	0	89,908
207	1,250	0,046	1,527	2,192	4,999	568,732	9905	0	98,473
215	1,259	0,059	0,185	44,299	1,141	5,350	12831	0	2,483
219	1,254	0,046	1,867	2,317	0,010	338,995	49402	48336	40,975
234	1,257	0,043	2,073	2,564	0,011	696,587	49999	49952	1,227
241	1,255	0,042	2,151	2,681	0,010	440,573	50000	49999	100,000
253	1,255	0,041	2,360	2,975	0,010	337,576	49999	50000	100,000
260	1,233	0,043	5,001	1,247	0,361	404,796	35834	0	0,424
272	1,246	0,039	2,634	3,219	0,010	627,428	48513	47191	94,475
279	1,251	0,041	4,539	42,132	0,688	0,098	7284	0	15,680

Figure III-16 : Paramètres du modèle chimique identifiés pour les caractérisations du matériau nanocristallin N14E1 entre 25 et 275°C

On constate que l'évolution de certains paramètres du modèle chimique en fonction de la température est plutôt monotone, notamment les paramètres relatifs aux retournements des moments magnétiques (Figure III-17). En revanche les autres paramètres ont un comportement très erratique (Figure III-18), et cela rend difficile la détermination d'une courbe de tendance. Il aurait probablement fallu répéter l'identification des paramètres un très grand nombre de fois ou recourir à une autre méthode de détermination des paramètres pour éventuellement parvenir à trouver des paramètres évoluant de façon exploitable.

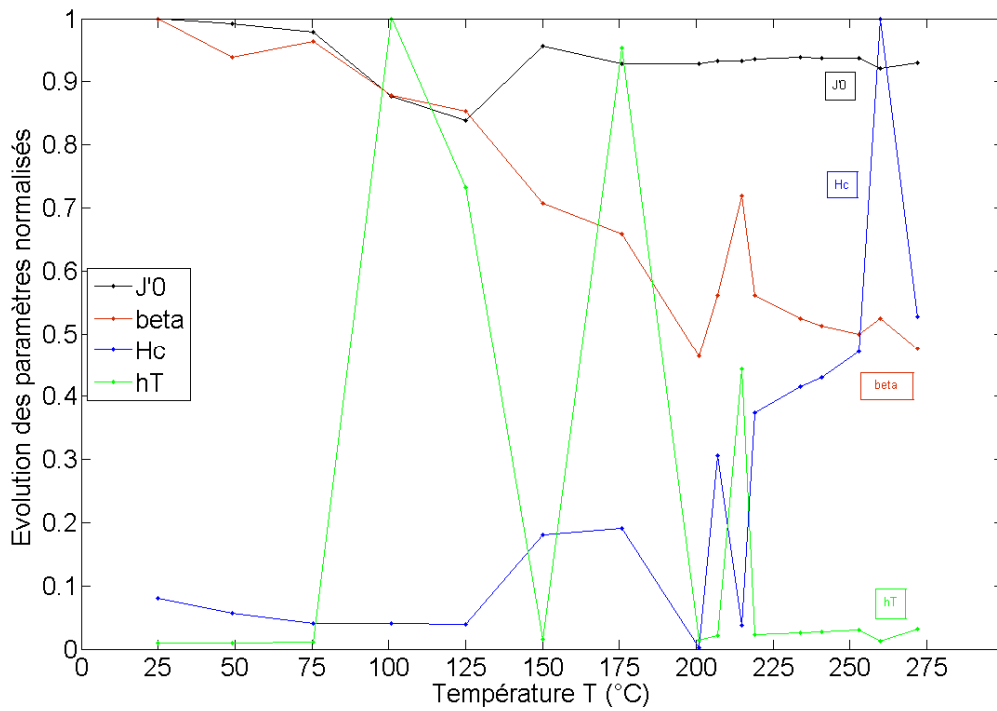


Figure III-17 : Evolution des paramètres de renversement du modèle chimique identifiés pour les caractérisations du matériau nanocristallin N14E1 entre 25 et 275°C

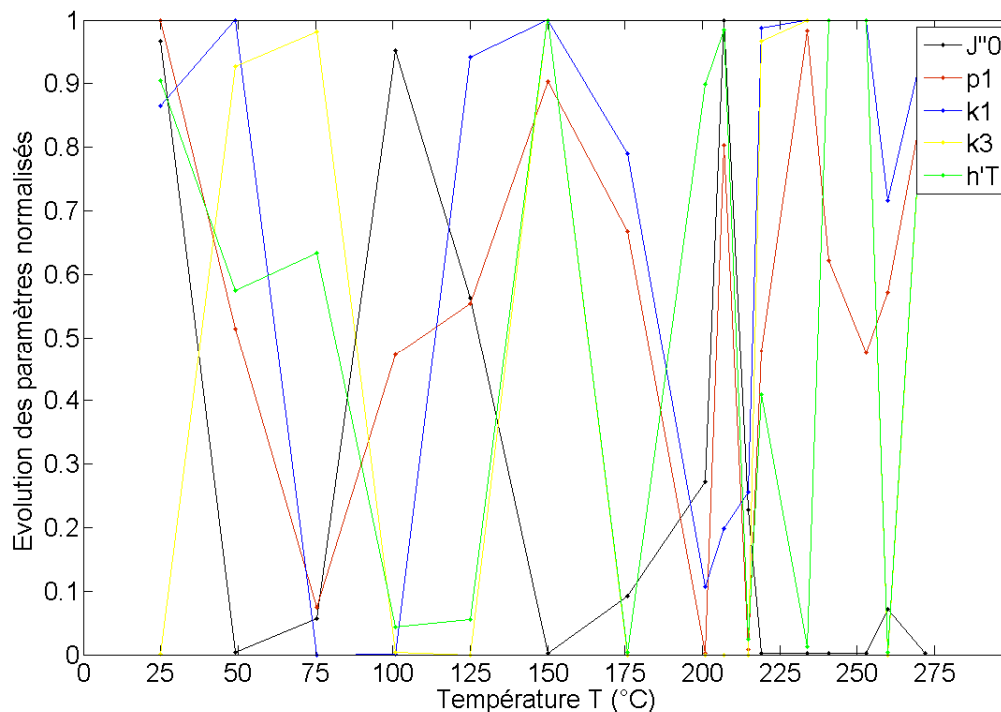


Figure III-18 : Evolution des paramètres de rotation du modèle chimique identifiés pour les caractérisations du matériau nanocristallin N14E1 entre 25 et 275°C

c) Conclusions

Le modèle chimique présente des avantages. Il est capable de reproduire avec une bonne précision des cycles mineurs (Chailloux, et al., 2011b). Cependant, les simulations sont longues en raison de l'inversion numérique du modèle. Enfin l'évolution non-monotone de certains paramètres en fonction de la température nous suggère qu'adapter ce modèle aux variations thermiques ne sera pas simple.

3. Modèle polynomial par morceaux

a) Formulation

Compte tenu de la difficulté des deux modèles (Jiles-Atherton et chimique) à prendre en compte la température et à représenter le comportement magnétique statique pour les matériaux nanocristallins retenus, nous nous sommes tournés vers un modèle purement mathématique.

Nous avons choisi d'utiliser une fonction polynomiale par morceaux (fonction Spline) (Lee, et al., 2001). Afin de modéliser la saturation, un simple polynôme d'ordre 1 (et de pente μ_0) est considéré, tandis que la zone centrale et le coude du cycle d'hystérésis sont modélisés par un polynôme d'ordre n ($n \geq 1$).

Ce modèle statique ne présente donc pas d'hystérésis, ce qui limite son application à des matériaux ayant un faible champ coercitif tels que les matériaux nanocristallins. Par ailleurs la précision de ce modèle sera naturellement dépendante de l'ordre n du polynôme central. Il conviendra donc de choisir l'ordre suffisamment grand pour modéliser proprement le coude de la courbe d'aimantation. Cependant le nombre de paramètres du modèle est directement lié au nombre de coefficients du polynôme, qui augmente avec l'ordre du polynôme.

L'allure d'un cycle typique avec le modèle polynomial est le suivant :

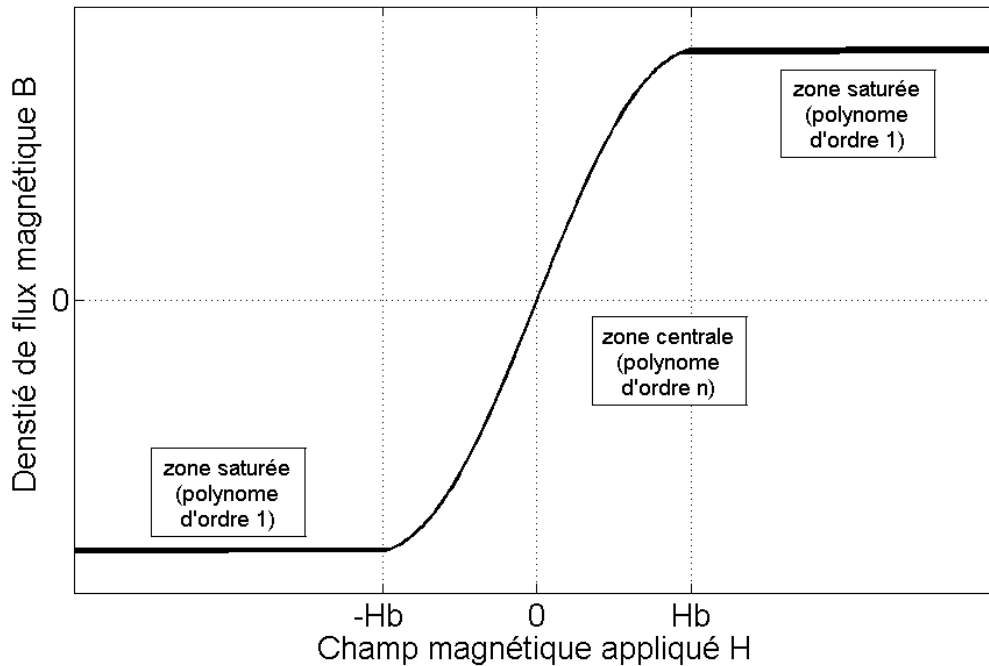


Figure III-19 : cycle type polynomial par morceaux

On note H_b , la valeur de H à la frontière entre 2 segments

Le modèle statique de type polynomial proposé se définit par les équations suivantes :

$$B = \begin{cases} \mu_0 \cdot (H - H_b) + P(H_b) & \text{si } H \geq H_b \\ P(H) & \text{si } |H| < H_b \\ \mu_0 \cdot (H + H_b) - P(H_b) & \text{si } H \leq -H_b \end{cases} \quad (\text{III-28})$$

Où P est un polynôme dans l'espace des nombres réels \mathbb{R} ($P[X] = \sum_i p_i X^i$). On suppose qu'il existe au moins un polynôme Q qui vérifie : $\forall X \in [-H_b; H_b], Q[P[X]] \approx X$.

$$H = \begin{cases} \frac{(B - P(H_b))}{\mu_0} + H_b & \text{si } B \geq P(H_b) \\ Q(B) & \text{si } |B| < P(H_b) \\ \frac{(B + P(H_b))}{\mu_0} - H_b & \text{si } B \leq -P(H_b) \end{cases} \quad \text{(III-29)}$$

Remarquons que les coefficients pairs du polynôme seront nuls, puisque la courbe d'aimantation est une fonction impaire. Le nombre de coefficients du polynôme et de facto le nombre de paramètres du modèle sont donc diminués.

b) Précision du modèle (comparaison mesure)

Grâce à l'algorithme d'identification hybride PSO+simplexe, j'ai obtenu un jeu de paramètres optimal pour le modèle polynomial par morceaux, minimisant l'erreur quadratique entre le cycle majeur mesuré à température ambiante sur le matériau nanocristallin N14E1 et le cycle simulé.

Du fait de sa faible hystérésis statique, ce matériau se prête bien à ce type de modélisation anhystérétique.

La Figure III-20 montre les cycles majeurs mesuré (à 25°C) et simulé. L'ordre du polynôme a été fixé à 5 pour permettre une bonne représentation du coude. L'erreur quadratique vaut seulement 1.02 % (comparé à 3.36% pour le modèle chimique et 4.35% pour le modèle de Jiles-Atherton).

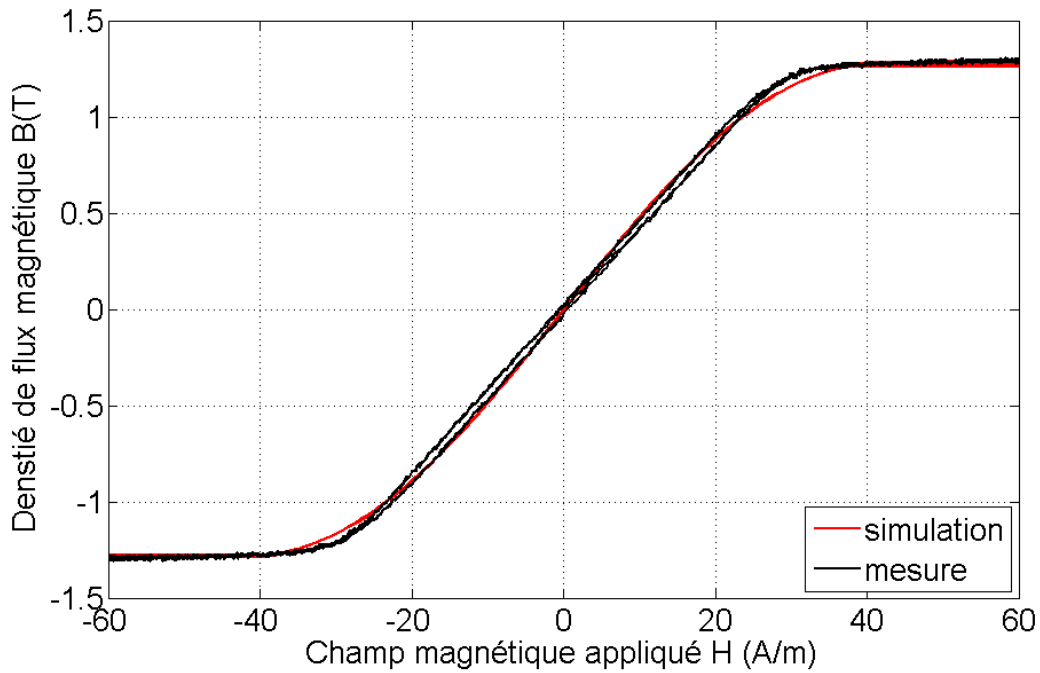


Figure III-20 : Matériau nanocristallin N14E1 – cycles B-H majeurs à 25°C mesure et simulation avec le modèle polynomial par morceaux

La Figure III-21 montre la mesure et la simulation d'un cycle statique mineur à 25°C en conservant le même polynôme. Compte tenu du fait que l'hystérésis statique est quasi-nulle à 25°C, il est normal que l'erreur entre un cycle mineur mesuré et simulé avec ce modèle soit faible (erreur quadratique : 5.24%, erreur relative sur la perméabilité : 3.7%).

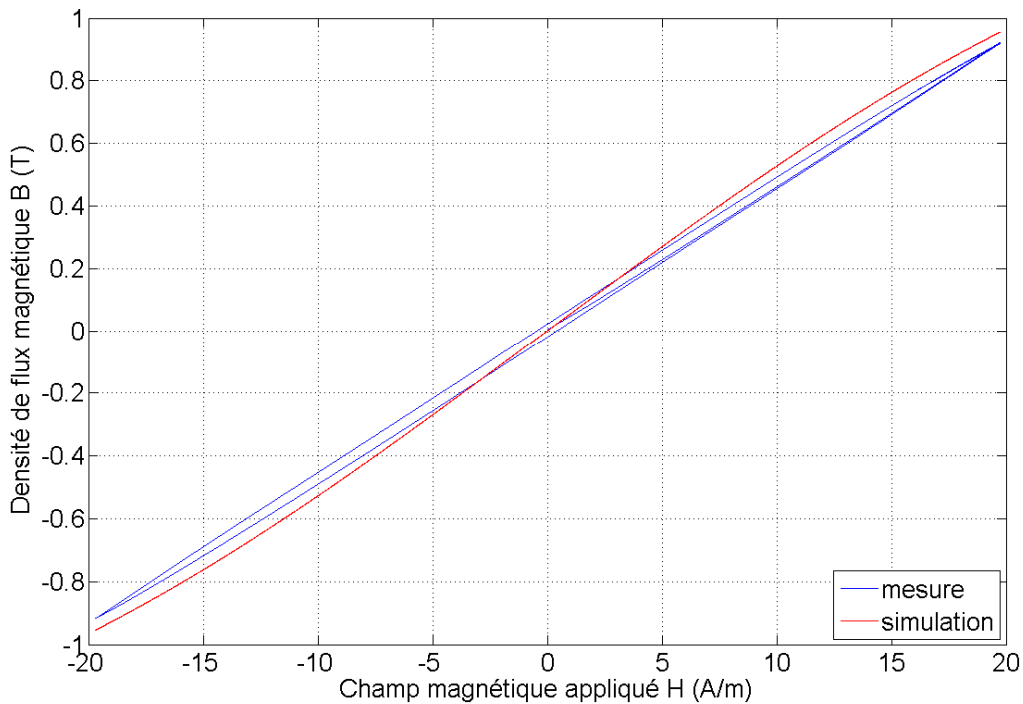


Figure III-21 : Matériau nanocristallin N14E1 – cycles B-H mineurs – mesure et simulation avec le modèle polynomial par morceaux

c) Variation des paramètres en fonction de la température

Les paramètres du modèle polynomial pour le matériau nanocristallin ont été identifiés grâce à l'algorithme hybride pour des températures variant entre 25 et 275°C.

Les valeurs de ces paramètres sont regroupées dans le tableau suivant (Figure III-22). La Figure III-23 montre l'évolution en fonction de la température des coefficients p_i du polynôme central normalisés par rapport à leurs valeurs maximales.

T (°C)	p_1	p_3	p_5	H_b
25	0,0543	-1,58E-5	1.74E-9	30,821
4	0, 467	-1,16E-5	1.23E-9	32,436
75	0,0437	-9,8E-6	9,39E-10	33,624
101	0,0404	-7.8E-6	6,09E-10	35,244
125	0,0376	-6.2E-6	3.5E-10	36,838
150	0,0388	-4.1E-6	2.05E-10	39,296
176	0,0308	-2.6E-6	-1.94E-10	40,980
201	0,0274	-1.2E-6	-3.70E-10	44,117
219	0,0240	3.6E-8	-5.12E-10	45,901
253	0,0228	4.0E-8	-4.2E-10	47,929
275	0,0215	1.73E-8	-3.63E-10	49,467

Figure III-22 : Paramètres du modèle polynomial identifiés pour les caractérisations du matériau nanocristallin N14E1 entre 25 et 275°C

L'évolution des coefficients du polynôme s'avère être monotone. C'est un énorme avantage sur les modèles vus précédemment. J'ai pu facilement identifier des lois d'évolution de chaque paramètre par des polynômes d'ordres 1 ou 2 et ainsi prédire la valeur de chaque paramètre à une température donnée.

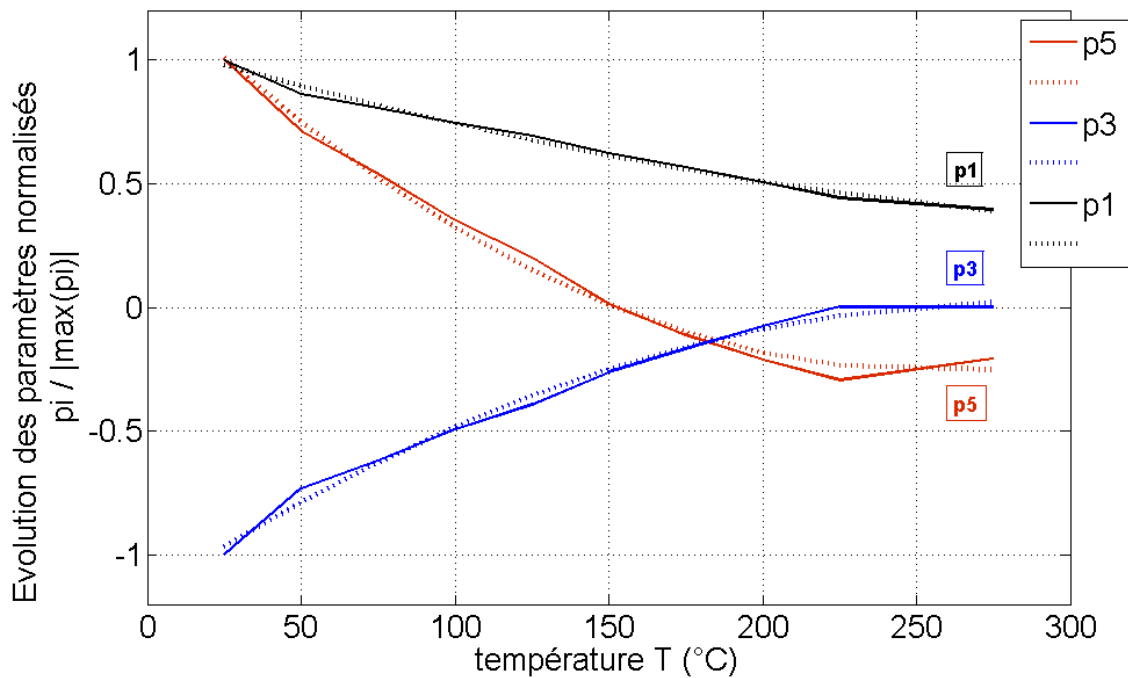


Figure III-23 : Evolution des coefficients du polynôme identifiés pour les caractérisations du matériau nanocristallin N14E1 entre 25 et 275°C

En guise d'exemple, une mesure à 135°C a été effectuée. Puis une simulation à 135°C a été réalisée en utilisant les valeurs des paramètres calculées grâce aux courbes d'interpolation obtenues précédemment. Cette simulation est très fidèle avec les résultats de la mesure (Figure III-24).

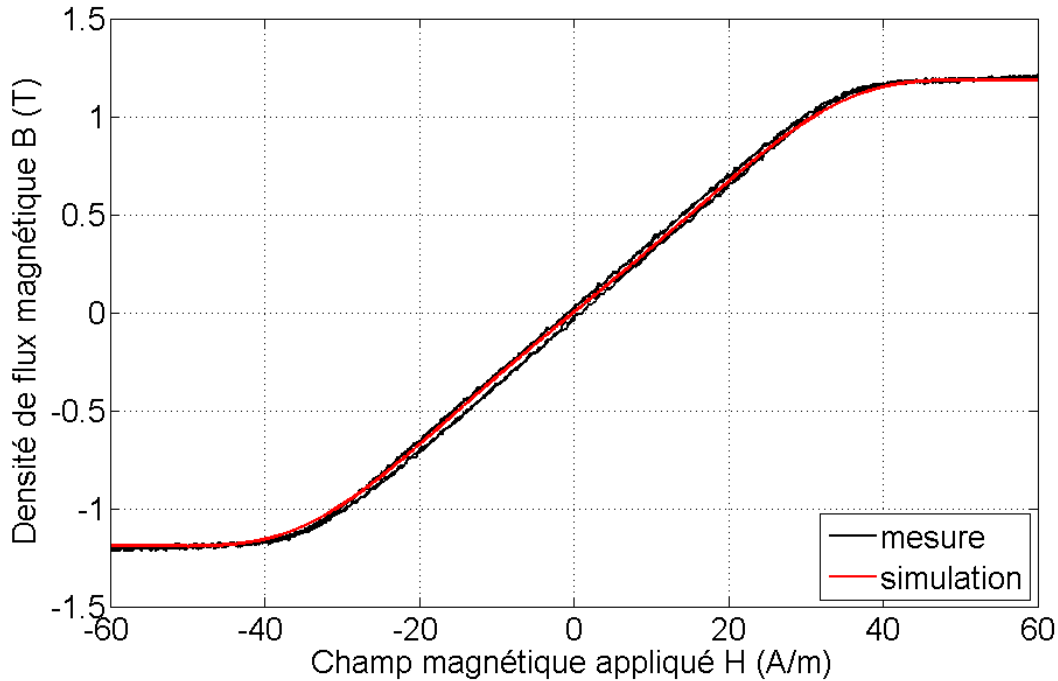


Figure III-24 : Matériau nanocristallin N14E1 – cycles B-H majeurs à 135°C – mesure et simulation avec le modèle polynomial par morceaux

d) Conclusions

Pour les matériaux possédant une faible hystérésis statique, ce modèle présente de bonnes performances. Par ailleurs les simulations sont relativement rapides d'exécution. En effet la fonction est composée de simples polynômes, très rapides à calculer pour le simulateur. L'inversion de cette fonction revient à calculer les racines du polynôme, une opération rapide en calcul numérique. Si l'ordre du polynôme est faible, les racines peuvent même être écrites de façon formelle et donc calculées encore plus rapidement. Enfin la prédiction de la valeur des paramètres est simple puisque l'évolution des coefficients du polynôme est monotone.

4. Conclusions sur les modèles

Le choix d'un modèle statique est intimement lié au comportement du matériau, à la précision recherchée et à l'application visée. Cela dépendra du matériau considéré, de la forme de son cycle d'hystérésis statique, de la valeur de son champ coercitif.

Le tableau suivant regroupe mes observations sur les modèles présentés et les points forts et les points faibles de chacun concernant la représentation statique du matériau nanocristallin N14E1.

Modèle statique	Qualité du cycle majeur statique	Hystérésis statique	Identification des paramètres	Cycle mineur	Inversible	Evolution des paramètres en fonction de la température
Jiles-Atherton	☹ AB	☺ Oui	☺ Facile	☹ Pas apte	☺ Oui	☹ Difficile à obtenir
Polynomial par morceaux	☺ TB	☹ Non	☺ Facile	☹ Pas fait pour	☺ Oui	☺ Bonne
Chimique	☹ AB	☺ Oui	☺ Facile	☺ Apte	☹ Non	☹ Imprévisible

Figure III-25 : Tableau synthétique regroupant les points forts et les points faibles des modèles de Jiles-Atherton, du modèle chimique et du modèle polynomial par morceaux.

IV. Modèles de comportement magnétique dynamique

A. Introduction

Les matériaux sélectionnés dans le cadre de mon étude sont, comme la plupart des matériaux magnétiques, composés de Fer et sont donc de bons conducteurs électriques. Ainsi lorsque ces matériaux sont soumis à une excitation magnétique dynamique, ils sont le siège de courants de Foucault. Ces courants ont principalement deux effets. D'une part, ils provoquent des pertes par effet Joule, en raison de la résistivité non-infinie du matériau. D'autre part, ils gênent la pénétration du champ magnétique dans l'épaisseur du matériau. C'est ce qu'on appelle couramment l'effet de peau et qu'on modélise habituellement grâce à l'équation de diffusion magnétique.

De plus, il existe en régime dynamique d'autres pertes nommées pertes excédentaires. Dans la littérature et selon certains matériaux, on attribue ces pertes aux mouvements de parois (Bertotti, 1988) (Bertotti, 1998).

Deux des modèles dynamiques développés au laboratoire sont basés sur le principe de séparation des pertes. Ainsi le phénomène d'aimantation est décrit comme la somme d'une contribution statique et d'une contribution dynamique, regroupant les pertes par courants de Foucault et les pertes excédentaires.

La contribution statique est constituée d'un modèle de comportement magnétique statique, tel que ceux présentés au chapitre précédent. J'ai quantifié dans une étude (Chailloux, et al., 2011b) les répercussions d'une modélisation statique imprécise dans une simulation dynamique faite avec nos modèles. Il convient donc d'utiliser des modèles statiques aussi précis que possible. Dans le cadre de mes travaux, compte tenu du choix des matériaux retenus, c'est le modèle polynomial par morceaux qui a été implémenté.

La contribution dynamique est quant à elle définie par une équation différentielle de la densité de flux.

Dans le cadre de mes travaux, j'ai mis en œuvre 3 modèles dynamiques différents.

Le premier modèle, le plus simple, est un modèle global qui ne tient pas compte de l'effet de diffusion dans l'épaisseur du matériau et qui modélise toutes les pertes dynamiques sous forme de pertes par courant de Foucault. Le second modèle est celui de diffusion magnétique qui utilise une implémentation numérique par différences finies (Kane, 1996). Enfin, le troisième modèle présenté dans ce chapitre est un modèle global, basé sur une dérivée fractionnaire de la densité de flux afin de représenter de façon globale les effets diffusifs et de tendre vers le résultat escompté.

Après une rapide présentation de ces trois modèles, je comparerai leurs résultats avec des mesures effectuées sur le matériau nanocristallin N14E1, et je conclurai sur leurs précisions respectives.

B. Modèle "Dynamic Static Feedback" (DSF)

1. Hypothèses

Afin de pouvoir utiliser le modèle « Dynamic Static Feedback » (DSF) mis en œuvre au laboratoire (Masson, 1990), certaines hypothèses doivent être vérifiées.

On considérera un tore de conductivité électrique σ constante et homogène dans le matériau (Figure IV-1).

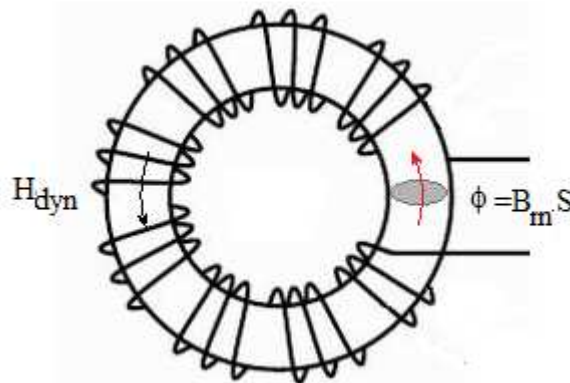


Figure IV-1 : Domaine d'étude 1D du modèle « DSF ».

Le champ d'excitation magnétique H_{dyn} est supposé unidirectionnel, selon les périmètres du tore. Le champ d'excitation magnétique et la densité de flux magnétique sont supposés homogènes et égaux respectivement au champ magnétique de surface H_{dyn} et à la densité de flux B_m moyennée selon une section

droite S du tore. Cette seconde hypothèse suppose que l'effet de peau est négligeable.

Ces différentes hypothèses amènent à étudier le matériau de façon globale, telle une boîte noire dont les seules variables sont macroscopiques : un champ de surface et une densité de flux moyenne.

2. Formulation

Le modèle DSF est défini par l'équation différentielle du premier ordre (IV-1) et la relation constitutive du matériau définie par sa loi statique $B_m(H_{stat})$. (Raulet, et al., 1998)

$$\gamma \frac{dB_m}{dt}(t) = H_{dyn}(t) - H_{stat}(B_m(t)) \quad (IV-1)$$

La Figure IV-2 montre une méthode séquentielle de calcul du modèle.

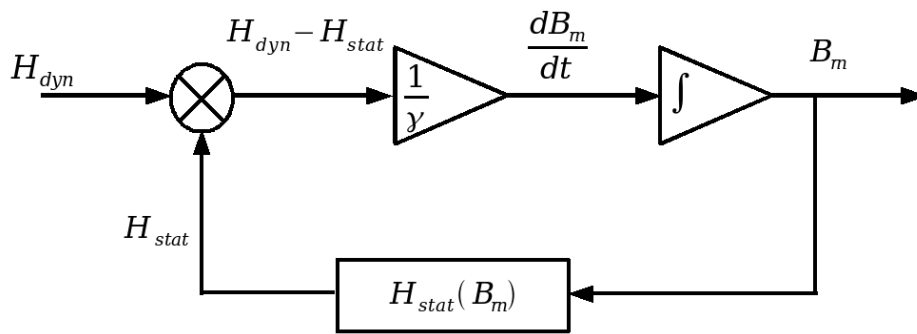


Figure IV-2 : Schéma-bloc du modèle DSF

Le paramètre dynamique γ est supposé regrouper les effets dynamiques dus aux courants de Foucault ($\sigma d^2/12$) et aux courants microscopiques liés mouvements de parois (représentés par un paramètre $\beta \geq 0$). γ peut être défini par la relation (IV-2) :

$$\gamma = \frac{\sigma \cdot d^2}{12} + \beta \quad (IV-2)$$

L'estimation du terme relatif aux mouvements de parois est encore empirique, ainsi le paramètre γ est obtenu par identification sur un cycle d'hystérésis dynamique (Raulet, et al., 2008). (Pour le matériau nanocristallin, on a estimé γ à $3 \cdot 10^{-5}$ à 25°C.)

3. Précision du modèle

Pour le matériau nanocristallin N14E1, l'épaisseur de peau a été déterminée grâce à la formule (II-14). Il a été estimé que l'effet de peau commencera à se manifester pour des fréquences voisines de 100kHz. Ainsi on peut d'ores et déjà s'attendre à ce que les performances du modèle DSF se dégradent à partir de cette fréquence.

La précision du modèle sera observée avec les deux types de mesure : cycles majeurs pour les fréquences basses (10kHz) et mesures d'impédance.

Le modèle fournissant la densité de flux magnétique B_m en fonction du champ d'excitation magnétique H_{dyn} , la confrontation avec les cycles majeurs mesurés est directe. La Figure IV-3 montre l'efficacité du modèle à représenter le comportement du matériau à 10kHz lorsque les hypothèses du modèle sont remplies.

En ce qui concerne les mesures d'impédance, le modèle est excité avec un champ magnétique sinusoïdal de faible amplitude sensiblement identique à celui fourni par l'impédancemètre. La méthode décrite en II.B.1.b est utilisée. Elle permet de déterminer l'impédance simulée en fonction de grandeurs H et B issues du modèle.

Les mesures d'impédance (Figure IV-4 et Figure IV-5) sont les plus révélatrices de la limitation fréquentielle du modèle, liée à la non-prise en compte de l'effet de peau.

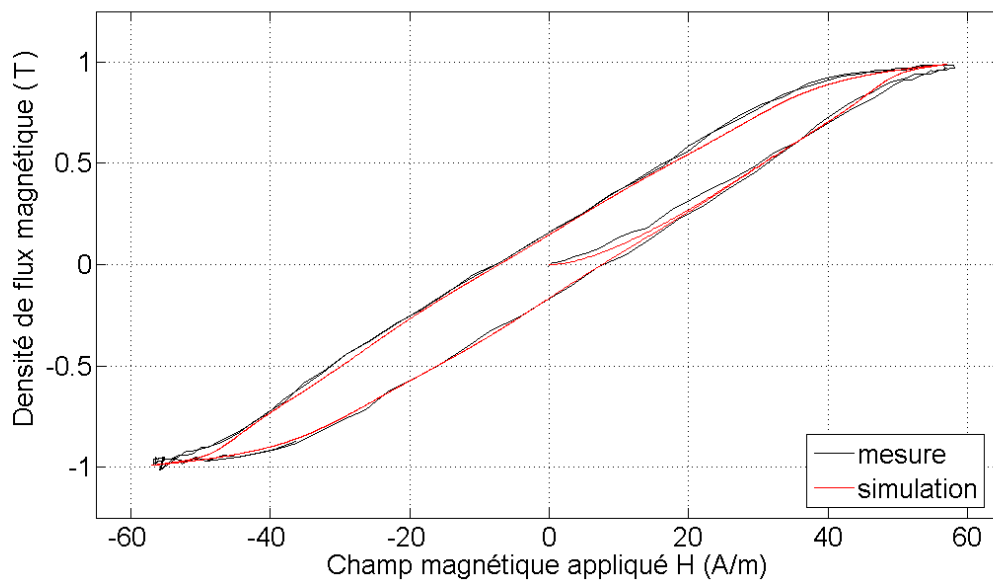


Figure IV-3 : Cycles B-H majeurs mesurés et simulés avec DSF à 10kHz

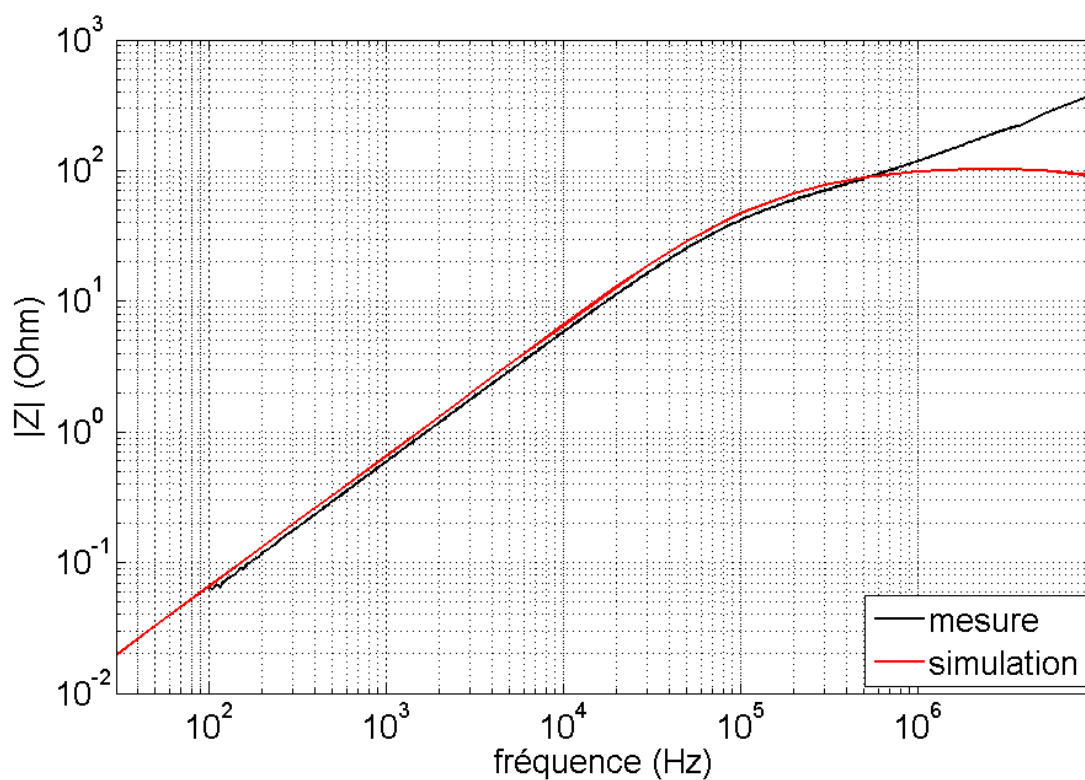


Figure IV-4 : Mesure d'impédance et simulation avec le modèle DSF |Z| - f

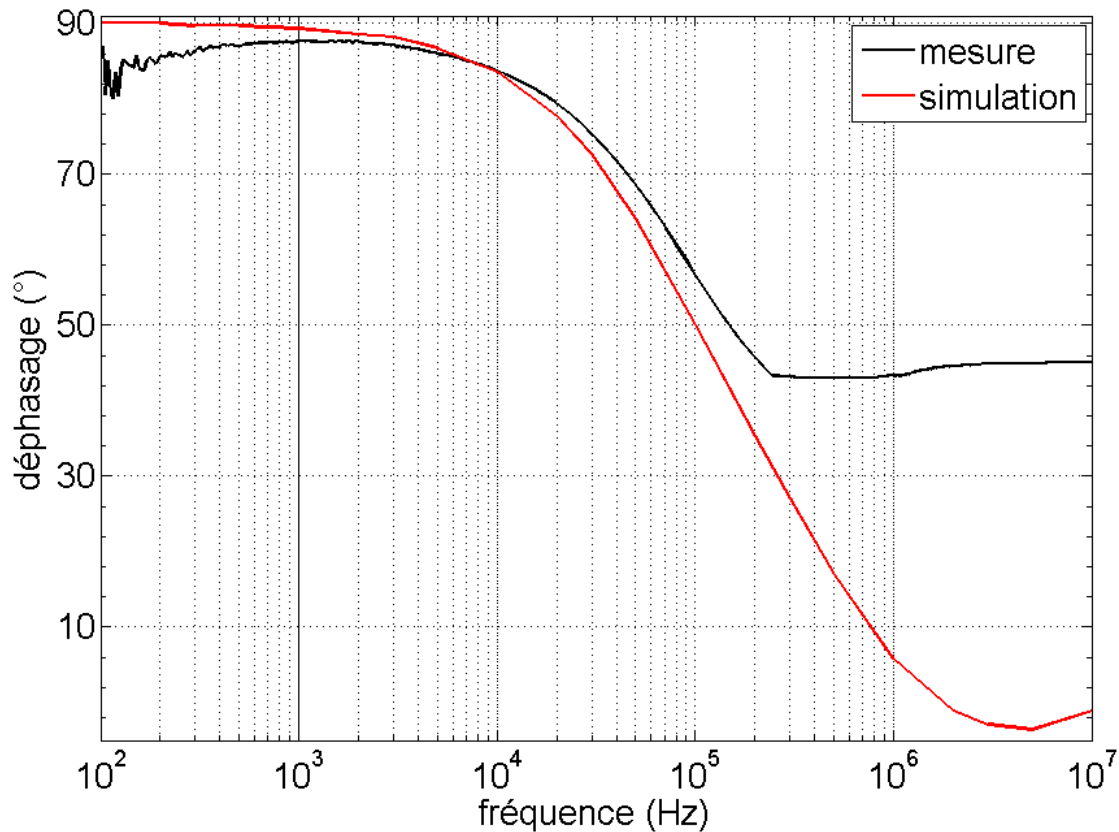


Figure IV-5 : Mesure du déphasage et simulation avec le modèle DSF ϕ -f

C. Modèle “Diffusion and Wall Motion” (DWM)

1. Hypothèses

Le modèle DWM (Marion, 2010) (Marion, et al., 2009) (Marion, et al., 2008) peut être considéré comme une version améliorée mais plus lourde du modèle précédent. Il reprend sensiblement les mêmes hypothèses que le modèle DSF, à l'exception de l'homogénéité des grandeurs magnétiques dans l'épaisseur du matériau. Le champ et la densité de flux magnétique vont donc diminuer dans l'épaisseur du ruban. Il faut donc effectuer une discrétisation du domaine d'étude puis résoudre le problème grâce à une méthode numérique.

La géométrie du problème (Figure IV-6) imposant une épaisseur d très faible devant les deux autres dimensions et compte tenu de la symétrie du domaine de travail, une étude monodimensionnelle (1D) suivant la demi-épaisseur de la tôle peut être effectuée. La discrétisation de la demi-épaisseur est régulière par soucis de simplicité et utilise pour notre cas 25 nœuds. (Figure IV-7)

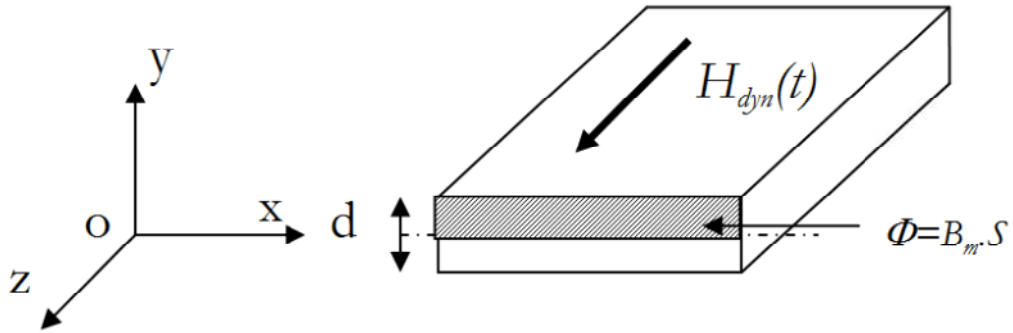


Figure IV-6 : Domaine d'étude 1D du problème de diffusion.

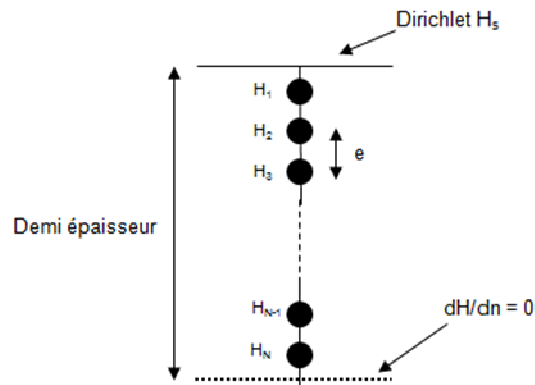


Figure IV-7 : Maillage de la demi-épaisseur du ruban.

2. Formulation

Les grandeurs magnétiques H et B dans le circuit satisfont les deux équations de Maxwell suivantes :

$$\mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} \quad (\text{IV-3})$$

$$\mathbf{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{IV-4})$$

(Où \mathbf{j} est le vecteur densité de courant)

Or on a :

$$\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E} \quad (\text{IV-5})$$

(Où σ est la conductivité électrique du matériau)

De plus le champ magnétique étant supposé unidirectionnel (selon l'axe Oz), les équations vectorielles (IV-3)(IV-4)(IV-5) peuvent se résumer à l'équation scalaire suivante :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial y^2}(y, t) = \sigma \frac{\partial B}{\partial t}(y, t) \quad \forall y \in \left[-\frac{d}{2}; +\frac{d}{2} \right] \quad (\text{IV-6})$$

En supposant qu'on connaisse la loi liant B à H , on peut calculer le champ en chaque nœud du domaine d'étude. Dans le modèle de diffusion magnétique classique la loi liant B à H est la loi statique du matériau. La loi statique employée peut être plus ou moins complexe. Dans les calculs d'épaisseur de peau par exemple, cette loi est souvent résumée à une simple relation de proportionnalité $B = \mu \cdot H$. Une loi statique telle que celles présentées au chapitre précédent, peut aussi être employée pour l'obtention de résultats plus précis, notamment pour tenir compte de la saturation ou de l'hystérésis statique.

Le modèle DWM considère l'équation de diffusion magnétique (IV-6) mais utilise comme relation entre B et H une loi dynamique (IV-7) censée modéliser les mouvements de parois (Raulet, et al., 2004).

$$\beta \frac{\partial B}{\partial t}(y, t) = H(y, t) - H_{stat}(B(y, t)) \quad \forall y \in \left[-\frac{d}{2}; +\frac{d}{2} \right] \quad (\text{IV-7})$$

Le paramètre β , déjà mentionné dans le modèle DSF, est lié à la structure du matériau.

En combinant (IV-6) et (IV-7), on obtient :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial y^2}(y, t) = \frac{\sigma}{\beta} (H(y, t) - H_{stat}(B(y, t))) \quad \forall y \in \left[-\frac{d}{2}; +\frac{d}{2} \right] \quad (\text{IV-8})$$

Cette équation (IV-8) définit l'équation de référence du modèle DWM. Afin de pouvoir résoudre cette équation dans le domaine d'étude, la méthode numérique des différences finies est utilisée.

En introduisant les conditions aux limites, c'est à dire le champ à la surface de l'échantillon $H_{dyn}(t)$ et la condition de Neumann au centre de l'épaisseur du ruban, le système obtenu se met sous la forme matricielle suivante (IV-9).

$$\begin{pmatrix} 1 + \frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 & 0 & \dots & 0 \\ -1 & 2 + \frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & -1 & 2 + \frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 \\ 0 & \dots & 0 & -1 & 1 + \frac{\sigma e^2}{\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H(1 \cdot e, t) \\ H(2 \cdot e, t) \\ \vdots \\ \vdots \\ H(N \cdot e, t) \end{pmatrix} = \frac{\sigma e^2}{\beta} \begin{pmatrix} H_{stat}[B(1 \cdot e, t)] \\ H_{stat}[B(2 \cdot e, t)] \\ \vdots \\ \vdots \\ H_{stat}[B(N \cdot e, t)] \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} H_{dyn}(t) \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{IV-9})$$

La densité de flux et le champ magnétique peuvent ainsi être calculés en chaque point du maillage. On peut en déduire ainsi la densité de flux moyenne à travers la section du matériau.

3. Précision du modèle

La précision de ce modèle sera évaluée sur le matériau nanocristallin N14E1. Comme nous l'avons constaté au paragraphe IV.B.3, c'est à partir de 100kHz, avec l'apparition de l'effet de peau, que le modèle précédent (DSF) est mis en défaut. C'est donc à ces fréquences-là que le modèle DWM doit être testé pour montrer son apport.

Or pour ces fréquences, nous ne disposons que de mesures d'impédances. C'est pourquoi je montrerai directement la précision du modèle DWM grâce à des simulations effectuées en petits signaux, afin de les confronter à des mesures d'impédance (II-10).

La Figure IV-8 et la Figure IV-9 montrent respectivement le module de l'impédance et sa phase obtenus en utilisant le modèle DWM. On constate une bonne concordance entre cette modélisation et la mesure, dans toute la gamme de fréquence qui fait l'objet de notre étude.

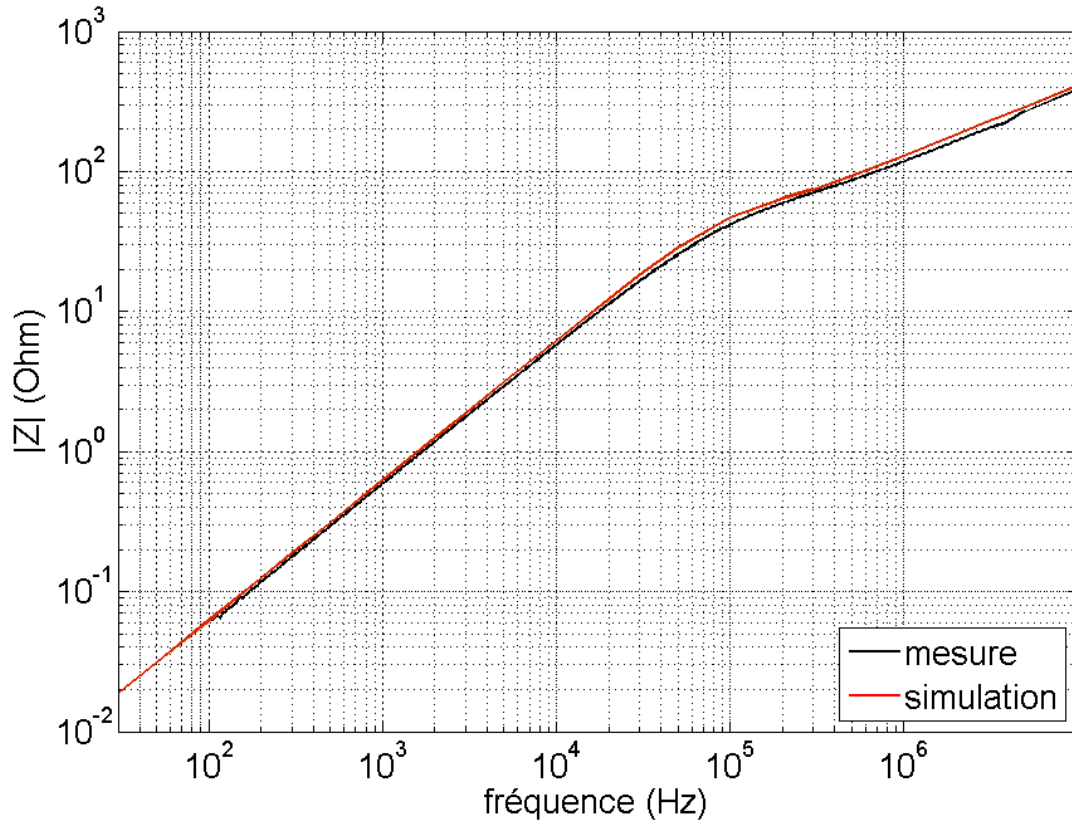


Figure IV-8 : Mesure d'impédance et simulation avec le modèle DWM $|Z|$ -f

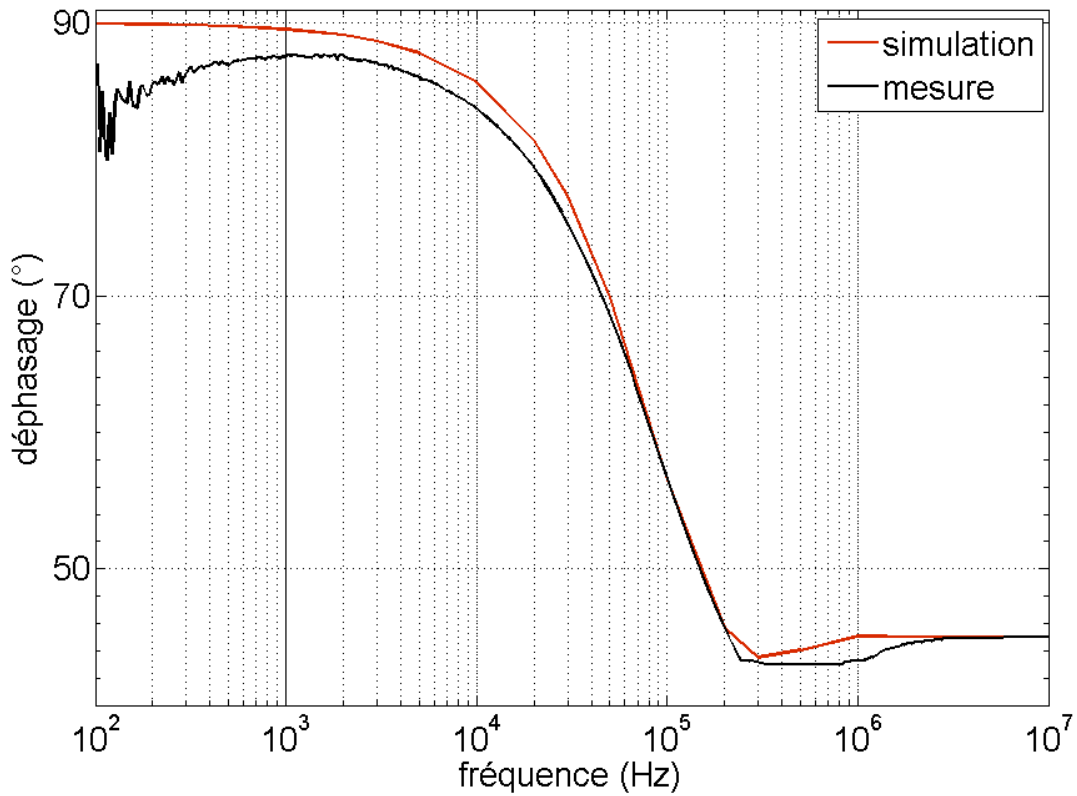


Figure IV-9 : Mesure d'impédance et simulation avec le modèle DWM ϕ -f

Cependant faire intervenir un maillage du matériau est coûteux en temps de calcul. En effet le champ magnétique et la densité de flux doivent être calculés en chaque point du maillage, à chaque pas de temps, pour finalement ne s'intéresser qu'au champ en surface et à la densité de flux moyenne. C'est pourquoi nous avons recherché un nouveau modèle qui pourrait allier une simplicité et une rapidité dignes du modèle DSF et donnant des résultats précis, tout comme un modèle diffusif (DWM) coûteux en temps de calcul.

D. Modèle "Fractional Derivative Model" (FDM)

1. Formulation

Ce nouveau modèle développé au laboratoire est très semblable au modèle DSF. Cependant il utilise une dérivée fractionnaire de la densité de flux magnétique moyenne afin de représenter « globalement » les effets de la diffusion dans le matériau (Canat, 2005) (Riu, et al., 2002). En effet on a constaté sur le diagramme de Bode (Figure II-10) que lorsque la fréquence dépasse un certain seuil et que l'effet de peau apparaît, la pente du module de l'impédance par rapport à la fréquence passe de 1 à environ 0.5.

On en déduit que l'impédance est proportionnelle à ω en basse fréquence et que le matériau et son bobinage se comportent donc comme une parfaite inductance.

En revanche l'impédance devient proportionnelle à $\omega^{0.5}$ en hautes fréquences. Cela peut être rapidement confirmé analytiquement, en partant de l'équation (IV-6) et en se plaçant dans le cas d'une excitation sinusoïdale de pulsation ω et dans le cas où le matériau est sollicité dans sa zone linéaire ($B = \mu \cdot H$). L'équation de diffusion devient (IV-10). Une solution analytique pour la densité de flux moyenne est donnée en (IV-11). (Brissonneau, 1997)

$$\frac{\partial^2 B}{\partial y^2}(y,t) - \mu\sigma \frac{\partial B}{\partial t}(y,t) = 0 \quad \forall y \in \left[-\frac{d}{2}; +\frac{d}{2} \right] \quad \text{(IV-10)}$$

$$\underline{B}_m(t) = B_{\max} \cdot e^{j\omega t} \cdot \frac{2}{d} \frac{2\delta}{(1+j)} \tanh\left(\frac{(1+j)d}{2\delta} \frac{d}{2}\right) \quad \text{avec} \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}} \quad \text{(IV-11)}$$

Ainsi :

$$\underline{Z} = j\omega \cdot \frac{N^2 S}{l} \cdot \frac{B_{\max}}{H_{\max}} \cdot \frac{2}{d} \frac{2\delta}{(1+j)} \tanh\left(\frac{(1+j)d}{2\delta} \frac{d}{2}\right) \quad (\text{IV-12})$$

Or

$$\delta \propto \omega^{-0.5} \Rightarrow \tanh\left(\frac{(1+j)d}{2\delta} \frac{d}{2}\right) \xrightarrow{\omega \rightarrow \infty} 1 \quad (\text{IV-13})$$

Donc

$$|\underline{Z}| \underset{\omega \rightarrow \infty}{\propto} \omega^{0.5} \quad (\text{IV-14})$$

De la même façon que pour le modèle DSF, le modèle à dérivée fractionnaire FDM est défini par l'équation différentielle (IV-15) et la relation constitutive du matériau qui est la loi statique du matériau $B_m(H_{stat})$. L'ordre de la dérivée est fixé à $\alpha = 0.5$ pour être conforme aux résultats attendus. Ce modèle a donc un seul paramètre λ_{FDM} .

Le modèle ainsi défini présentera les mêmes asymptotes que le modèle diffusif complet.

$$\lambda_{FDM} \frac{d^\alpha B_m}{dt^\alpha}(t) = H_{dyn}(t) - H_{stat}(B_m(t)) \quad (\text{IV-15})$$

Le paramètre λ_{FDM} est estimé grâce à l'équation (IV-16), à partir de la valeur de la perméabilité initiale μ_i du matériau et de la pulsation ω_0 où l'effet de peau apparaît (Figure II-10).

$$\lambda_{FDM} = \frac{1}{\mu_i \cdot (\omega_0)^\alpha} = \frac{1}{\mu_i \sqrt{\omega_0}} \quad (\text{IV-16})$$

En effet, si on se place en petits signaux ($H_{stat} = B/\mu_i$) on peut mettre l'équation (IV-15) sous la forme :

$$\lambda_{FDM} \cdot (j\omega)^\alpha \cdot \underline{B} = \underline{H} - \frac{\underline{B}}{\mu_i} \quad (\text{IV-17})$$

$$\frac{\underline{B}}{\underline{H}} = \frac{\mu_i}{1 + \mu_i \cdot \lambda_{FDM} \cdot (j\omega)^\alpha} \quad (\text{IV-18})$$

Ainsi l'impédance (II-10) se met sous la forme :

$$\underline{Z} = \frac{N^2 S}{l} \cdot \frac{\mu_i \cdot (j\omega)}{1 + \mu_i \cdot \lambda_{FDM} \cdot (j\omega)^\alpha} \quad (\text{IV-19})$$

En identifiant l'équation (IV-19) à la Figure II-10, on obtient bien l'équation (IV-16).

La Figure IV-10, montre la méthode séquentielle employée pour résoudre l'équation (IV-15).

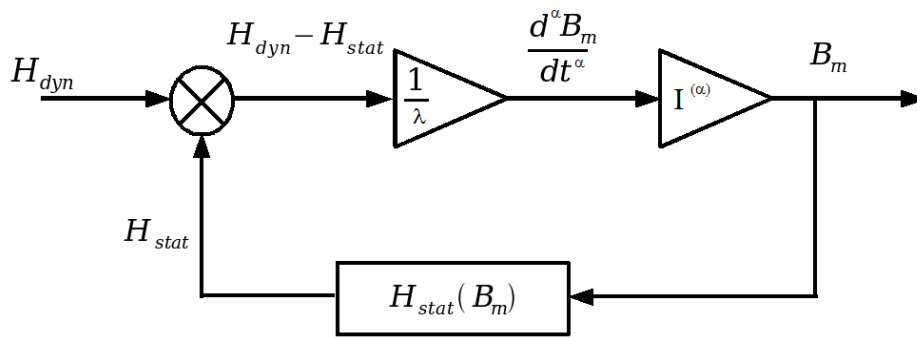


Figure IV-10 : Schéma-bloc du modèle à dérivée fractionnaire

J'ai utilisé la formule de Grünwald-Leitnikov afin de calculer l'intégration fractionnaire qui intervient dans le modèle. Les opérateurs de dérivation et d'intégration à un ordre non-entier sont définis respectivement par les séries (IV-20) et (IV-21).

$$\forall \alpha \in \mathbb{R}^+ \setminus \mathbb{N}, \quad D_{GL}^{(\alpha)}(f)(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \left(\frac{1}{h^\alpha} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\Gamma(-\alpha + k)}{\Gamma(k+1) \cdot \Gamma(-\alpha)} f(t - k \cdot h) \right) \quad (\text{IV-20})$$

$$\forall \alpha \in \mathbb{R}^+, \quad I_{GL}^{(\alpha)}(f)(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \left(h^\alpha \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\Gamma(\alpha + k)}{\Gamma(k+1) \cdot \Gamma(\alpha)} f(t - k \cdot h) \right) \quad (\text{IV-21})$$

Où \mathbb{R}^+ est l'ensemble des nombres réels positifs, $\mathbb{R}^+ \setminus \mathbb{N}$ est l'ensemble des réels positifs non entiers, α est l'ordre de dérivation ou d'intégration, Γ est la fonction mathématique Gamma prolongeant la fonction factorielle à l'ensemble des

complexes qui ne sont pas des entiers négatifs ou nuls, et enfin h est le pas de temps (Δt).

Il est à noter que si la fonction f est causale, la somme intervenant dans les équations (IV-20) et (IV-21) ne comporte pas une infinité de termes, puisque le terme $f(t - kh)$ finit par s'annuler. Ainsi on constate que le calcul de la dérivée ou de l'intégration à un ordre non-entier dépend de tout le passé de la fonction, contrairement à la dérivée usuelle (d'ordre entier) qui ne dépend que de ce qui se passe au voisinage immédiat du point de calcul. Cette formulation devient donc de plus en plus coûteuse en temps de calcul à mesure que le temps passe.

Cependant on peut remarquer que les coefficients $A_k^\alpha = \frac{\Gamma(\alpha+k)}{\Gamma(k+1)\Gamma(\alpha)}$ diminuent rapidement quand k augmente. Ainsi le phénomène de mémoire reste majoritairement localisé au voisinage du point de calcul et donc une troncature de la série est tout à fait possible, sans perte notable de précision.

2. Précision du modèle

Comme pour les modèles DSF et DWM, j'ai réalisé des simulations en petits signaux à différentes fréquences, que j'ai confrontées aux mesures d'impédances (Figure IV-11 et Figure IV-12). On constate que le modèle à dérivée fractionnaire présente bien les mêmes comportements asymptotiques que le modèle diffusif complet et que la mesure. Cependant on peut constater que la précision n'est pas parfaite à la fréquence de transition, c'est-à-dire au moment où l'effet de peau apparaît. On peut aussi observer sur la Figure IV-12 que la variation du déphasage est plus lente que celle mesurée.

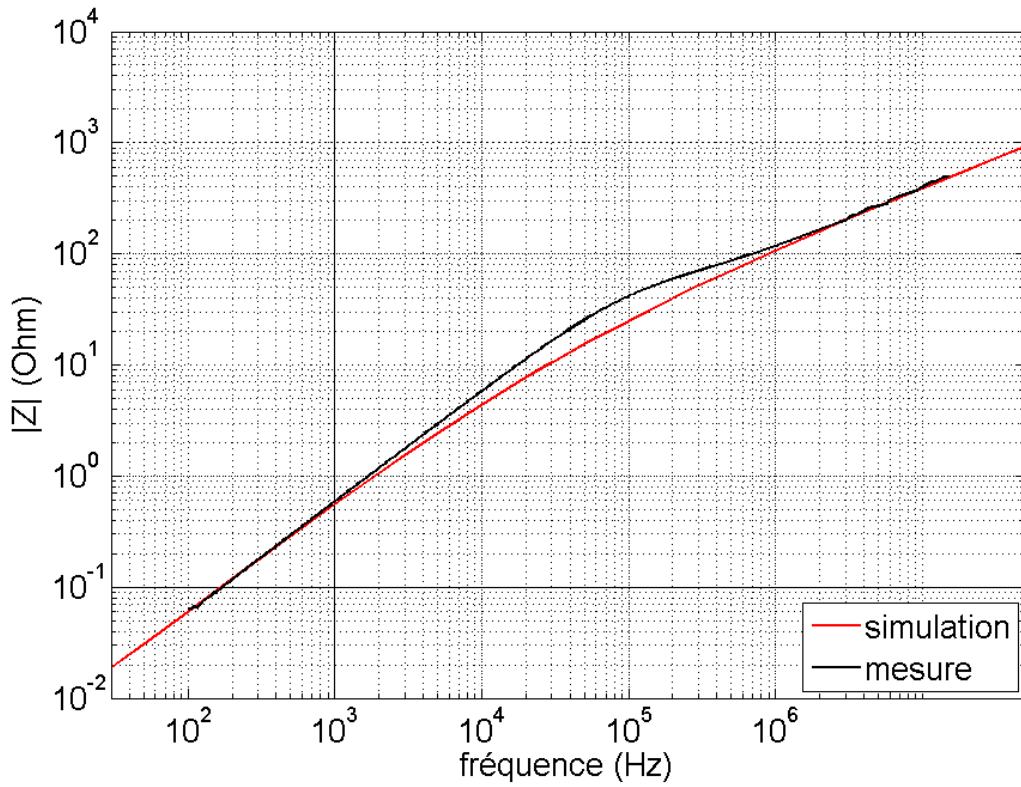


Figure IV-11 : Mesure d'impédance et simulation avec le modèle FDM $|Z|$ -f

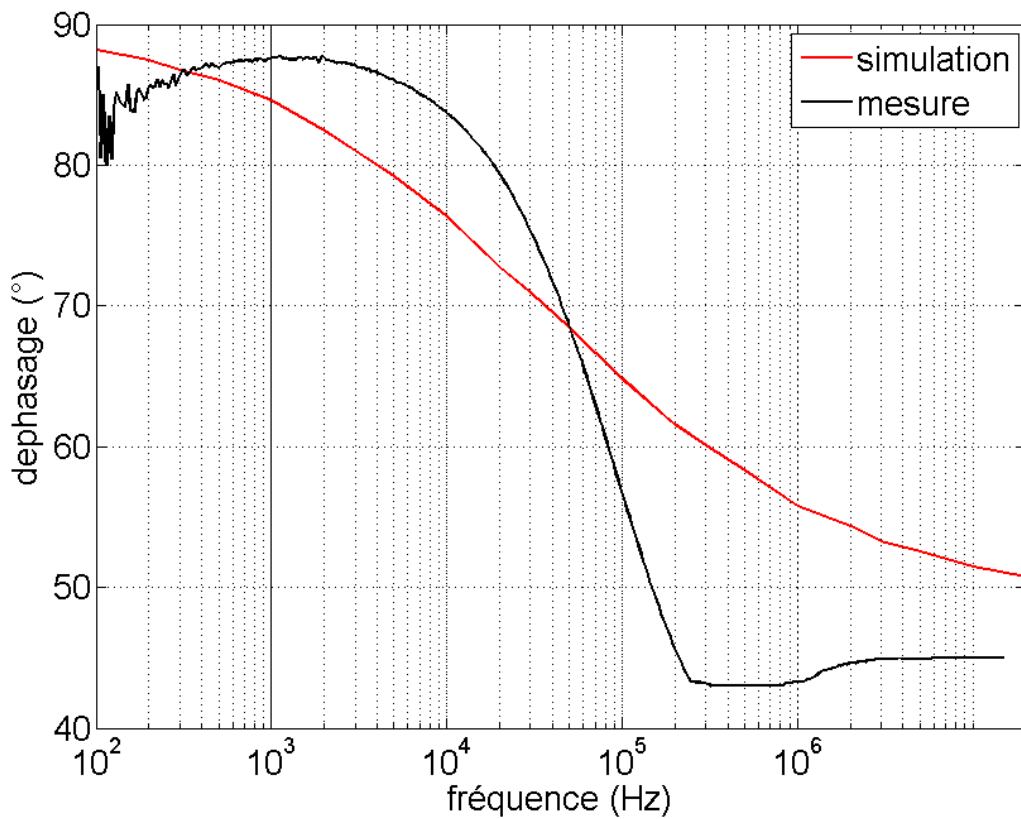


Figure IV-12 : Mesure d'impédance et simulation avec le modèle FDM ϕ -f

Etant donné que le modèle FDM semble remplir nos attentes pour l'aspect fréquentiel du problème, il reste à savoir si la prise en compte de la température sera aisée.

3. Evolution du paramètre du modèle avec la température

J'ai calculé la valeur du paramètre λ_{FDM} pour de nombreuses températures allant de 25°C à 275°C. A partir des mesures d'impédance effectuées à différentes températures, j'ai pu définir la valeur de la fréquence de transition, ce qui m'a permis d'évaluer λ_{FDM} .

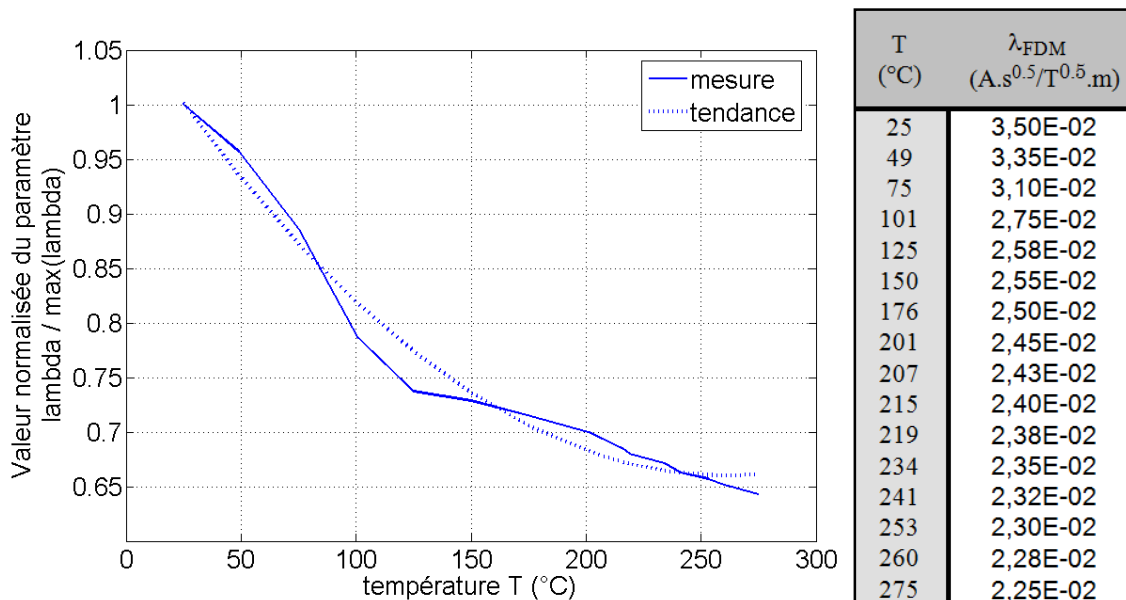


Figure IV-13 : Evolution du paramètre λ_{FDM} avec la température.

La tendance d'évolution de ce paramètre est monotone et facilement modélisable par un polynôme d'interpolation du second ordre. Le modèle semble donc bien répondre aux objectifs de cette étude. (Chailloux, et al., 2011a)

E. Conclusions sur les modèles dynamiques.

Comme nous avons pu le constater, la prise en compte des effets de la diffusion est indispensable dans mon travail compte tenu de la large plage de fréquence que le modèle devra couvrir. Ainsi le modèle DSF n'est pas un bon

candidat pour l'application visée. Le modèle proposé dans ce chapitre est une alternative peu coûteuse en temps de calcul à un modèle de diffusion résolu par « différences finies ». L'idée consiste à employer l'outil mathématique basé sur le calcul fractionnaire, afin d'arriver à nos fins.

Ce nouveau modèle à dérivée fractionnaire que j'ai élaboré semble offrir une précision acceptable, une simplicité de mise en œuvre et une rapidité d'exécution. De plus son unique paramètre évolue de façon continue et monotone avec la température, ce qui est très appréciable pour la prise en compte de celle-ci dans le modèle complet, incluant les effets liés à la température.

Une étude exhaustive, étendue à plusieurs matériaux, permettrait de valider la bonne adéquation de ce modèle avec les exigences que je me suis fixées.

V. Application aux inductances de filtrage dans l'avion plus électrique

A. Les perturbations électromagnétiques et leurs modes de propagation

La Compatibilité Electromagnétique (CEM) est la capacité d'un système électrique ou électronique à fonctionner dans son environnement électromagnétique de façon satisfaisante et sans lui-même produire de perturbations électromagnétiques néfastes pour son environnement. Par extension, on appelle aussi CEM le fait d'obtenir puis de vérifier cette compatibilité.

Les problèmes de la CEM sont apparus en même temps que les applications de l'électromagnétisme telles que les alimentations à découpage et deviennent de plus en plus fréquents à cause notamment de l'augmentation du nombre de semi-conducteurs utilisés ou de leur vitesse de commutation, en particulier dans les applications industrielles et aéronautiques.

Une perturbation est une variation intempestive d'énergie dans un circuit. Elle peut être le fait d'un apport d'énergie, d'une restitution d'énergie, ou d'une succession d'apports et de prélèvements d'énergie. Ces énergies électriques parasites franchissent non intentionnellement la frontière entre le système et son environnement. Cette énergie peut perturber des systèmes environnants appelés ici « victimes » et parfois le système lui-même. Les perturbations sont transmises soit par conduction (la norme DO160D les considère entre 150kHz et 30MHz) soit par rayonnement (DO160D : 2MHz-6GHz).

On s'intéressera uniquement aux perturbations conduites et le long d'une ligne à deux conducteurs. Ces perturbations sont considérées quelconques sur chacun des conducteurs. Cependant, de la même façon que deux nombres quelconques peuvent toujours être écrits de façon unique grâce à leur somme et leur différence ($V-1$), ces signaux x_1 et x_2 peuvent être décomposés comme la superposition d'un signal de mode commun (proportionnel à la somme s des deux signaux) et d'un signal de mode différentiel (proportionnel à la différence d entre les signaux).

$$x_1 = \frac{s}{2} + \frac{d}{2} \quad \text{et} \quad x_2 = \frac{s}{2} - \frac{d}{2} \quad (\text{V-1})$$

(avec $s = x_1 + x_2$ et $d = x_1 - x_2$)

On définit ainsi deux modes de propagation :

- Le mode différentiel (MD) : Le courant se propage sur l'un des conducteurs, traverse l'appareil victime, en le polluant et revient sur l'autre conducteur en sens inverse. (Figure V-1)

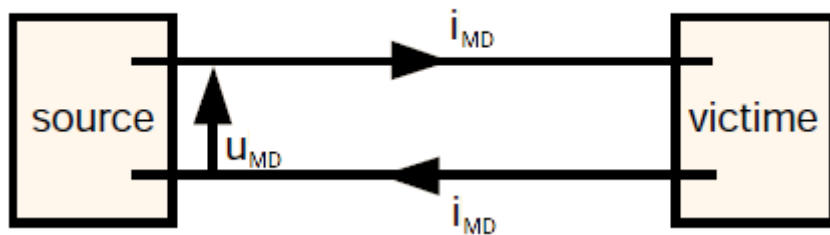


Figure V-1 : Propagation de mode différentiel

- Le mode commun (MC) : Le courant se propage en phase sur tous les conducteurs et se reboucle par les circuits de masse via les capacités parasites (C_p).

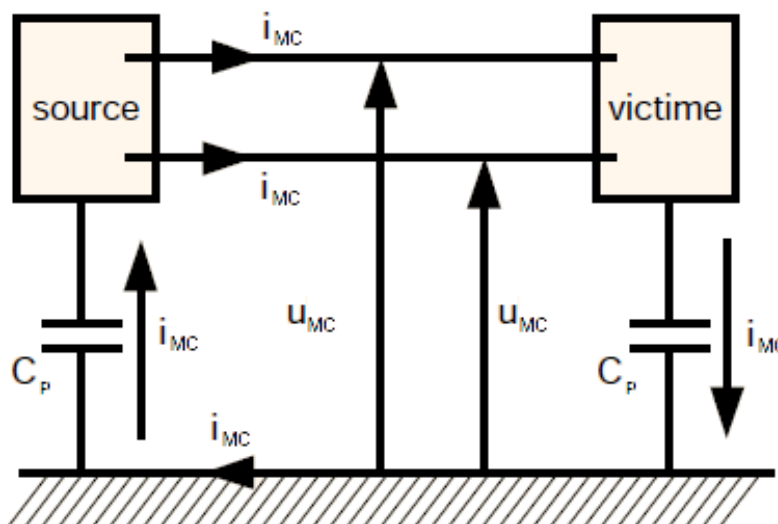


Figure V-2 : Propagation de mode commun

Cette décomposition des modes de propagation permet d'envisager des filtres plus compacts que si on avait cherché à filtrer les perturbations sur chaque

conducteur indépendamment, en ayant recours à de circuits magnétiquement couplés. Cela permet de mutualiser les noyaux ferromagnétiques (cf paragraphe « V.B. Structure de filtre »).

D'après plusieurs études (Ogasawara, et al., 1998) (Cacciato, et al., 1999) (Julian, et al., 1999), les perturbations conduites de mode commun sont contraignantes. En effet, elles contribuent fortement au rayonnement électromagnétique dans les systèmes (Paul, 1989), le câble faisant office d'antenne. Par ailleurs, le matériau magnétique nanocristallin N14E1, destiné à réaliser l'inductance de mode commun, est celui qui a été le mieux étudié dans mon étude. C'est tout particulièrement pour cette dernière raison que dans ce chapitre, seul le filtrage des perturbations conduites de mode commun sera étudié. Nous modéliserons les inductances grâce à notre modèle dynamique utilisant la dérivée fractionnaire, couplé au modèle statique présenté au chapitre III.

Bien entendu ce modèle temporel aurait tout aussi bien pu modéliser une inductance de filtrage de mode différentiel. L'objectif de ce chapitre n'est cependant pas de modéliser précisément un filtre complet réel mais plutôt de montrer la faisabilité d'une telle entreprise et les apports de notre modélisation.

B. Structure de filtre dans le cadre du projet FEMINA

La structure choisie pour le filtre CEM est classique, il s'agit d'un filtre passif du second ordre. (Figure V-3)

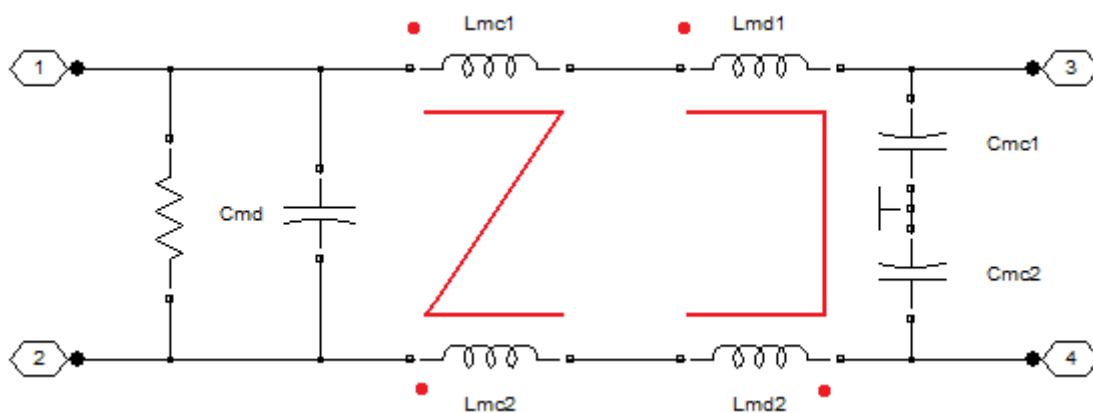


Figure V-3 : Structure de filtre classique du second ordre

$$C_{md} = 5 \text{ à } 10 \mu\text{F}$$

$$C_{mc} = 100 \text{ nF}$$

$$L_{mc} = 3 \text{ mH}$$

$$L_{md} = 100 \text{ à } 150 \mu\text{H}$$

Les composants L_{mc1} , L_{mc2} , C_{mc1} et C_{mc2} servent à filtrer les perturbations de mode commun, et L_{md1} , L_{md2} et C_{md} filtrent le mode différentiel.

Sur cette structure, on constate que les inductances sont magnétiquement couplées entre elles (bobinées autour d'un même noyau magnétique). Le sens de bobinage a été fait de manière à ce que :

- Le courant différentiel ne provoque pas de flux dans le noyau magnétique de l'inductance de mode commun (L_{mc1} et L_{mc2}) (Figure V-4.a). En revanche le courant de mode différentiel génère deux forces magnétomotrices additives, ce qui renforce le flux magnétique (Figure V-4.b).

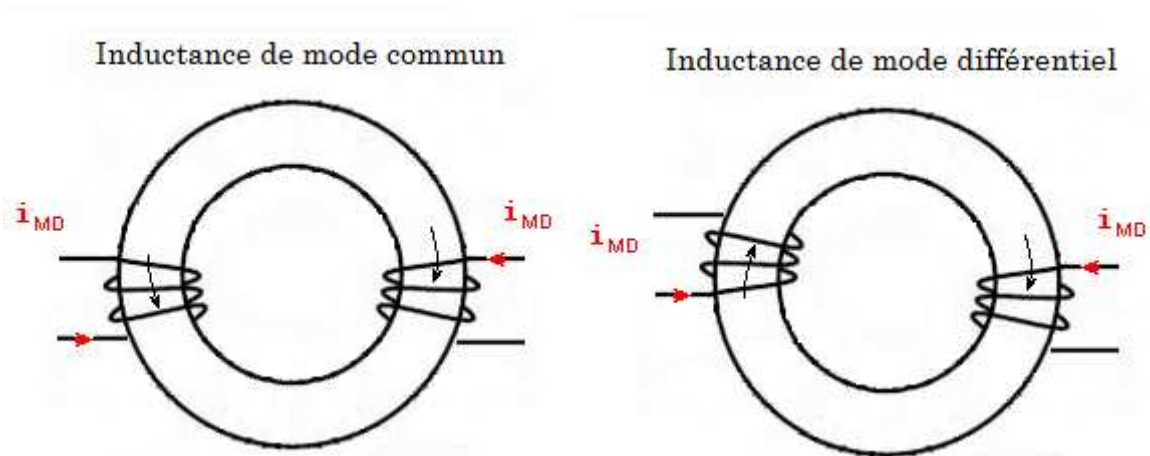


Figure V-4 : Effets du courant différentiel dans les inductances de mode commun (a - gauche) et de mode différentiel (b - droite)

- Les courants de mode commun ne provoquent aucun flux dans le noyau servant à filtrer le mode différentiel (L_{md1} et L_{md2}) (Figure V-5.b). Inversement, les courants de mode commun parcourant les deux enroulements créent deux forces magnétomotrices additives, le flux magnétique est donc renforcé (Figure V-5.a).

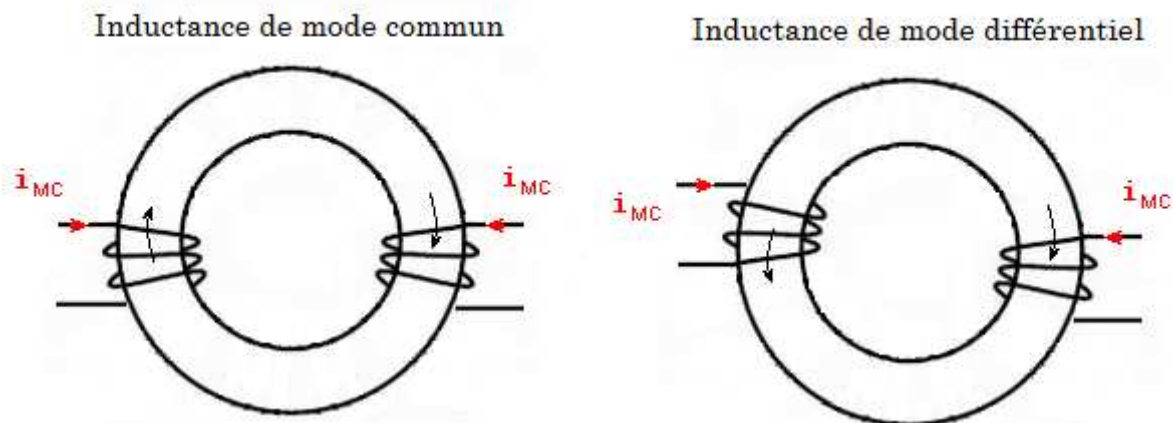


Figure V-5 : Effets du courant de mode commun dans les inductances de mode commun (a - gauche) et de mode différentiel (b - droite)

Compte tenu de la remarque faite à la fin du paragraphe V.A, seul le filtre de mode commun sera étudié sous la forme d'un quadripôle (Figure V-6).

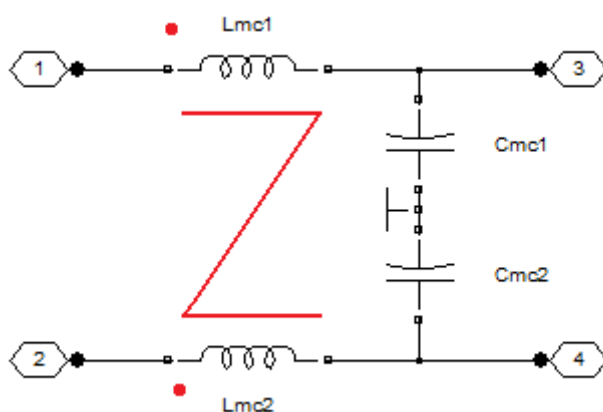


Figure V-6 : Structure de filtre de mode commun du second ordre

C. Modélisation circuit sous Matlab Simulink

Le but de cette expérimentation consiste à simuler le comportement du filtre Figure V-6 en tenant compte du comportement réel du matériau magnétique. L'objectif est de montrer la faisabilité et l'intérêt d'une telle démarche.

Les inductances ne seront donc pas modélisées simplement par une valeur L constante. Un premier type de composant fait la conversion électrique-magnétique en liant les phénomènes électriques (courant-tension) à leurs homologues magnétiques (champ-flux) en fonction du nombre de spires N (V-2). Les circuits

magnétiques sont modélisés par un composant liant le flux au champ magnétique en fonction de la géométrie (en particulier l_{eff} , la longueur efficace du circuit magnétique et A_{eff} , la section efficace du matériau) et surtout des propriétés du matériau. Ce composant contient un modèle temporel B-H qui tient compte de la variation de température (modèle dynamique FDM associé au modèle statique polynomial par morceaux).

$$u(t) = N \cdot \frac{d\phi}{dt} \tag{V-2}$$

$$H(t) \cdot l_{eff} = N \cdot i(t)$$

Ce modèle d'inductance est donc capable de tenir compte des effets de la diffusion magnétique, de la saturation et de l'influence de la température.

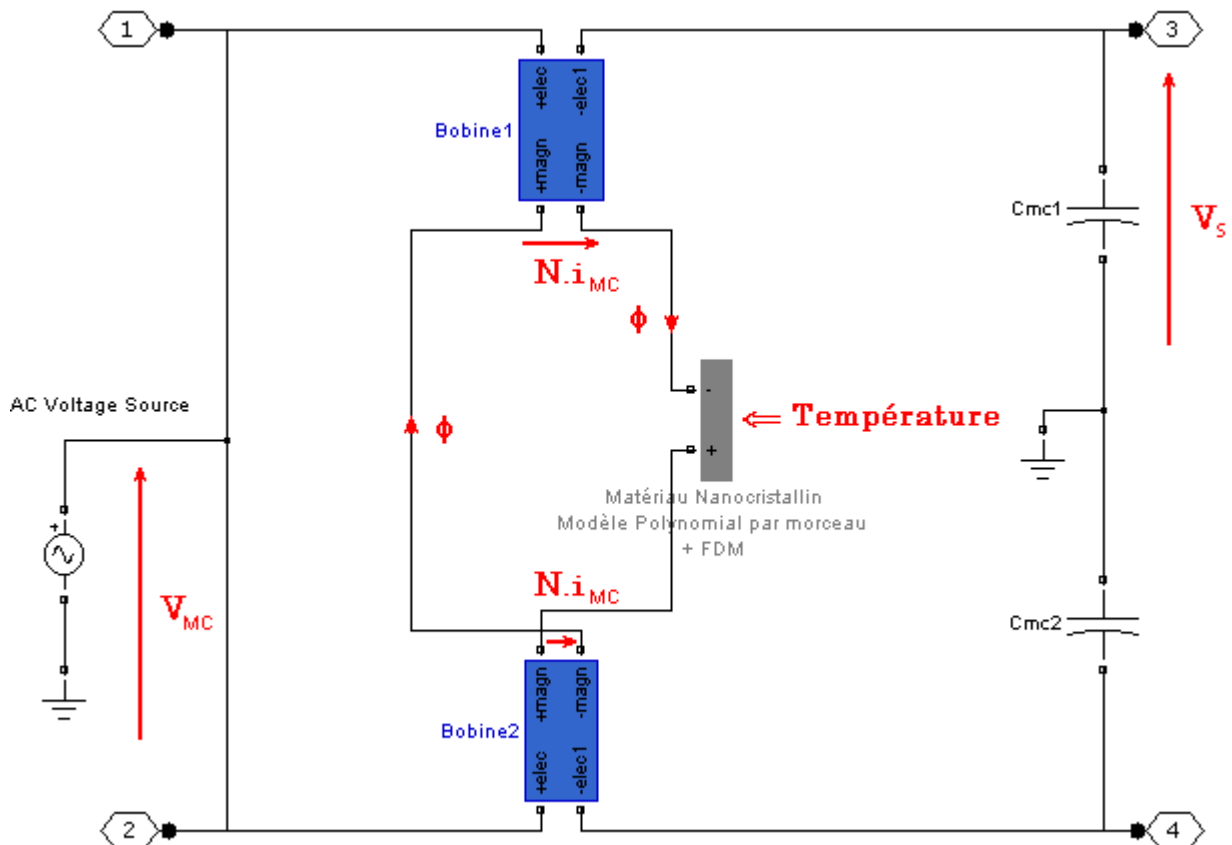


Figure V-7 : Modélisation du filtre de mode commun avec Matlab Simulink – circuit magnétique modélisé par le modèle FDM

Ce circuit est alimenté par une source de tension sinusoïdale (V_{MC}) de fréquence variable et la tension de sortie (V_S) est mesurée. On calcule à chaque fréquence le module et la phase du rapport des tensions, afin de caractériser le gain du filtre (V-3).

$$\underline{G} = \frac{V_S}{V_{MC}} \quad (\text{V-3})$$

Le résultat sera comparé avec des simulations utilisant une inductance de valeur constante (Figure V-8). La valeur de l'inductance utilisée en simulation a été déterminée à partir des données constructeurs (en particulier de la valeur A_L , l'inductance/tour) et du nombre de spires N utilisé précédemment dans le composant dans le composant « bobine ».

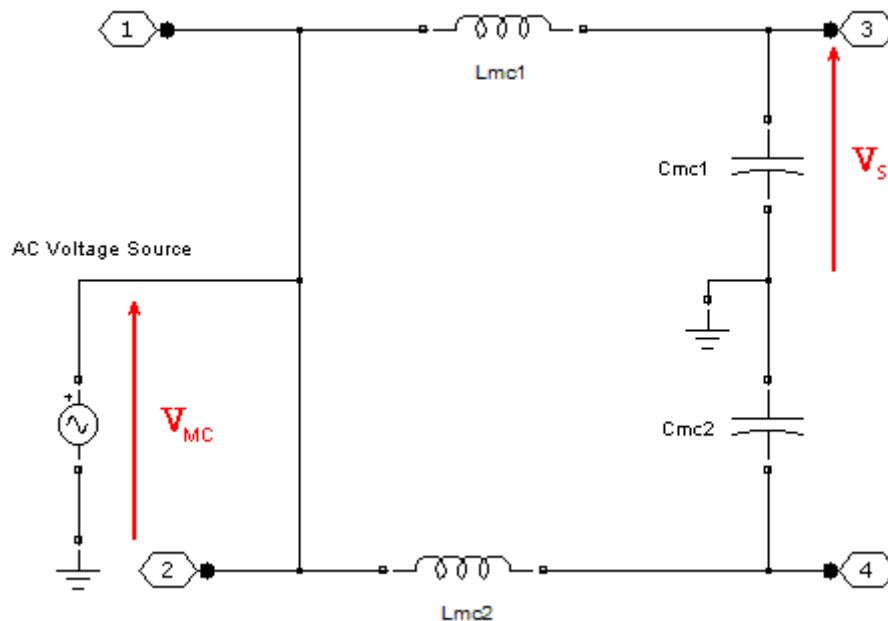


Figure V-8 : Modélisation du filtre de mode commun avec Matlab Simulink – inductance constante

D. Résultats de simulation

1. Mise en évidence de l'effet de peau

On observe sur la Figure V-9 et sur la Figure V-10 le module et la phase du gain de la fonction de transfert à une température constante de 25°C. Sur ce diagramme de Bode, on peut comparer la fonction de transfert dans différents cas :

- celui où l'inductance a une valeur fixe ;
- celui où le comportement magnétique est pris en compte finement avec le modèle dynamique utilisant les équations de la diffusion et un maillage régulier du matériau (DWM) et le modèle statique défini par morceaux. (Cette modélisation servira de référence.) ;
- celui où le comportement magnétique est pris en compte avec le modèle dynamique à dérivation fractionnaire (FDM) et le modèle statique défini par morceaux.

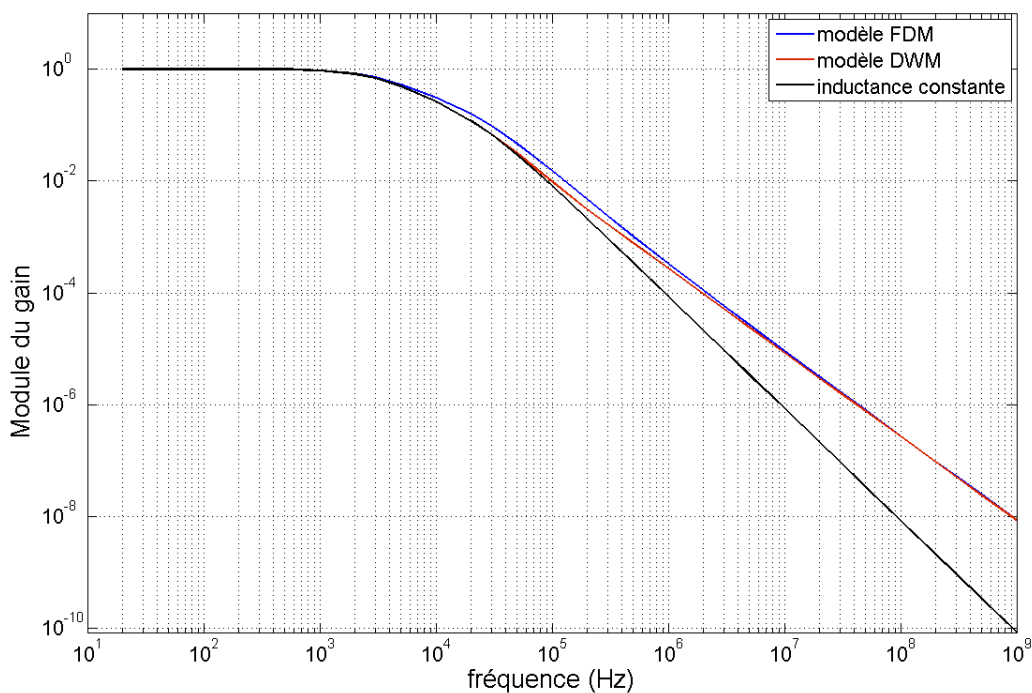


Figure V-9 : Module du gain du filtre – T=25°C – |G| -f

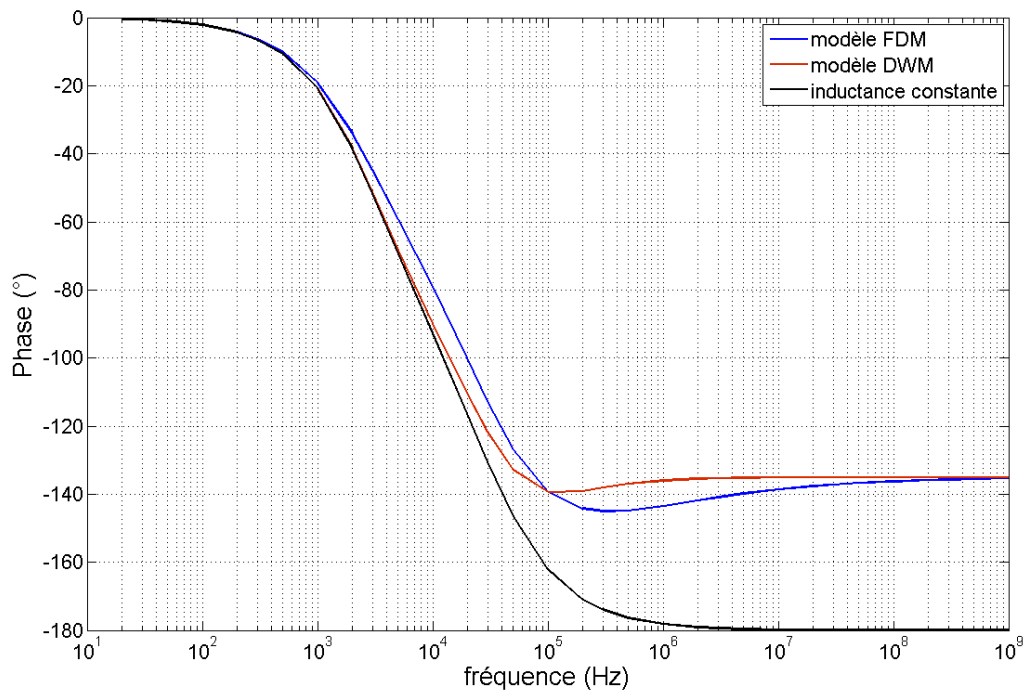


Figure V-10 : Phase du gain du filtre – T=25°C – φ_G -f

Pour des fréquences inférieures à 100 kHz, on observe sur la Figure V-9 et sur la Figure V-10 que le gain simulé avec une inductance constante est identique à celui simulé avec un modèle de diffusion magnétique complet.

En revanche pour des fréquences supérieures à 100 kHz, on constate que ne pas prendre en compte les effets de la diffusion est problématique car l'atténuation du filtre est alors largement surestimée. En effet, à partir de 100 kHz, fréquence pour laquelle on a estimé que l'épaisseur de peau est sensiblement égale à la demi-épaisseur du matériau :

- la pente de la fonction de transfert ne tenant compte des effets de la diffusion (courbe noire) est de -40dB/décade,
- tandis que la pente de la fonction de transfert tenant compte de la diffusion (courbe rouge) est de -30dB/décade.
- La pente de la fonction de transfert utilisant le modèle à dérivée fractionnaire est quant à elle égale à -30dB/décade.

Les observations sont les mêmes pour la phase de la fonction de transfert. Quand la fréquence tend vers l'infini, la phase de la fonction de transfert tend vers -135° au lieu des -180° attendus pour un filtre du second ordre idéal.

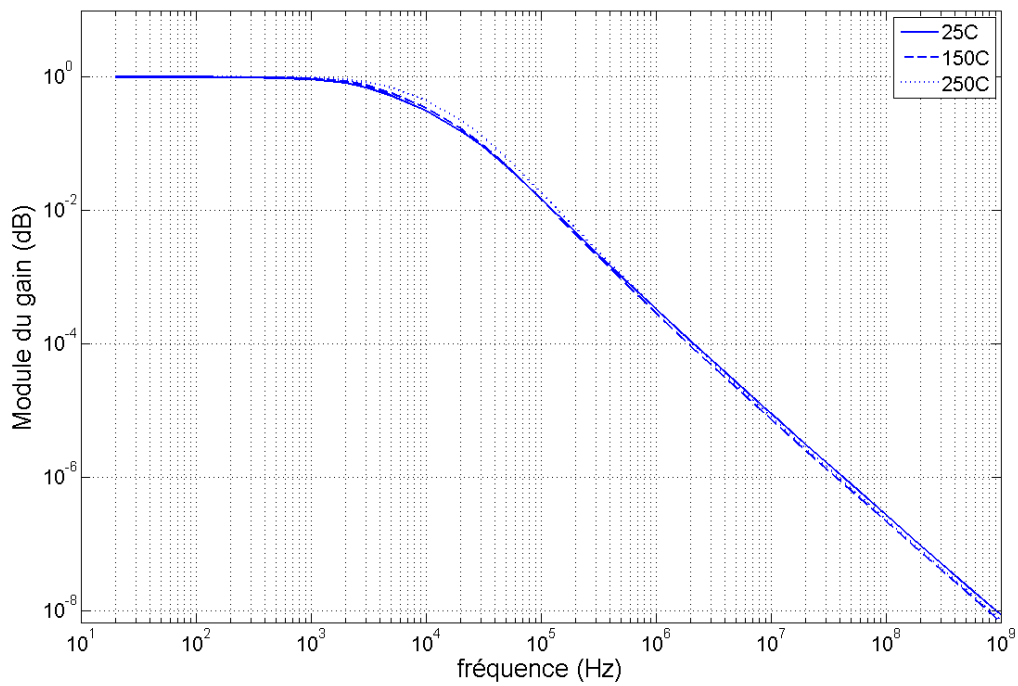
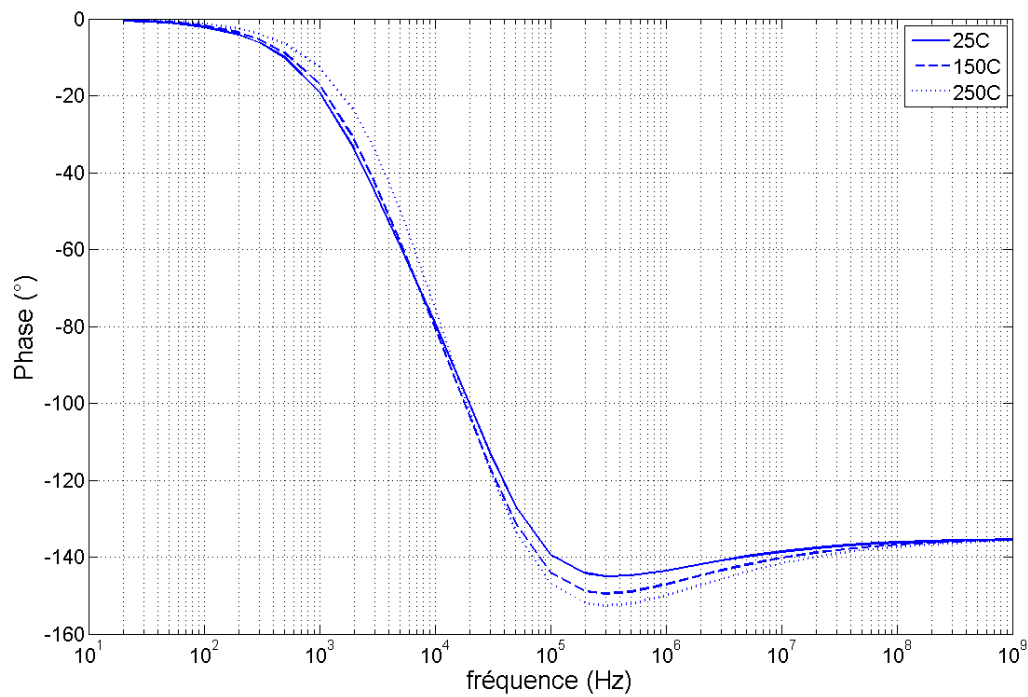
On constate aussi que tout comme à la Figure IV-11 et à la Figure IV-12, on retrouve un écart entre la courbe bleue (modèle diffusif) et la courbe rouge (modèle FDM) à la fréquence 100 kHz, dû à la moins bonne précision de notre modélisation par dérivée fractionnaire à cette fréquence.

2. Influence de la température

Le comportement du filtre peut aussi être prédit à différentes températures en raison de l'évolution monotone des paramètres $(\lambda_{FDM}, p_1, p_3, p_5, H_b)$ prise en compte dans le modèle magnétique. C'est pourquoi j'ai réalisé plusieurs simulations avec le modèle à dérivation fractionnaire à différentes températures et j'ai observé l'effet sur la fonction de transfert du filtre.

La Figure V-11 et la Figure V-12 montrent respectivement le module de la fonction de transfert du filtre et sa phase pour différentes fréquences. On observe notamment l'augmentation de la fréquence de coupure du filtre avec la température, due à la diminution de la valeur de l'inductance, qui est elle-même due à la diminution de la perméabilité quand la température croît.

Globalement on observe un faible impact de la température sur notre modélisation du filtre. En effet on avait pris grand soin de sélectionner le matériau magnétique en fonction de sa bonne tenue en température.

Figure V-11 : Module du gain du filtre simulé à différentes températures – $|G|$ -fFigure V-12 : Phase du gain du filtre simulé à différentes températures – φ_G -f

E. Conclusion sur la modélisation du filtre CEM

Cette modélisation sommaire du filtre a été réalisée dans le but de montrer la faisabilité d'une telle approche et l'intérêt de notre modélisation. Nous avons en effet été capables d'inclure un modèle d'hystérésis dynamique tenant compte de la température et de l'effet de peau dans un simulateur circuit.

Il resterait à inclure une modélisation semblable du comportement des condensateurs puis à confronter les résultats de simulation avec un filtre réel.

VI. Conclusions

Le contexte de mes travaux de thèse était le développement de systèmes électriques soumis à des conditions sévères de température. En particulier, un filtre CEM capable de fonctionner à des températures élevées et filtrant une large gamme de fréquence était à l'étude. Je me suis plus particulièrement intéressé à la recherche et à la caractérisation des matériaux qui constituent les inductances de ce filtre et enfin à une modélisation efficace de leur comportement magnétique, tenant compte de la température.

Dans un premier temps, nous avons passé en revue les matériaux magnétiques susceptibles de remplir notre cahier des charges. Nous avons retenu principalement des matériaux nanocristallins : le matériau N14E1 fourni par Mecagis pour réaliser l'inductance de mode commun et le matériau nanocristallin K47B300 l'inductance de mode différentiel. Ces matériaux ont été caractérisés en température grâce à nos bancs de mesure et ont été sélectionnés en raison de leurs inductions à saturation et de leurs perméabilités, mais aussi en raison de la bonne linéarité de leurs courbes d'aimantation et enfin pour la faible variation de ces grandeurs avec la température.

Nous avons ensuite testé quelques modèles de comportement magnétique statique selon différents critères. Nous avons évalué leur capacité à modéliser le comportement magnétique des matériaux nanocristallins retenus dans notre étude, ainsi que la simplicité, la rapidité d'exécution, la facilité d'identification des paramètres et la difficulté à inclure la variation de température dans ces modèles. Nous avons constaté que le modèle de Jiles-Atherton et le modèle chimique ne répondent que partiellement à nos attentes. En effet le changement très brusque de perméabilité à l'approche de la saturation était très mal modélisé par le modèle de Jiles-Atherton. Tandis que le modèle chimique souffrait d'une inversion longue, d'une difficulté à prendre l'aspect thermique en compte et ne modélisait que légèrement mieux le changement brusque de perméabilité cité précédemment. Nous avons donc décidé d'élaborer un nouveau modèle polynomial par morceaux, très simple, purement mathématique et réversible. Ce modèle statique a pu nous servir de base

pour construire un modèle de comportement magnétique dynamique pour les matériaux nanocristallins étudiés.

Dans notre recherche d'un modèle de comportement magnétique dynamique, la large gamme de fréquence de travail imposée par la CEM a été une contrainte. Le modèle DSF a été employé mais souffrait d'une importante limitation en fréquence. Nous avons montré que le modèle de diffusion avait une précision remarquable mais nécessitait un maillage du domaine d'étude et donc était coûteux en temps de calcul. Nous avons donc choisi d'utiliser une dérivée fractionnaire pour modéliser globalement les effets de la diffusion, afin d'avoir un modèle alliant simplicité et rapidité à une bonne représentation du comportement du matériau sur toute la gamme de fréquence étudiée.

Enfin dans le dernier chapitre, nous avons exposé une première mise en œuvre des modèles développés dans le cadre de mes travaux de thèse. Nous avons ainsi pu introduire notre modèle dans un simulateur circuit (Matlab Simulink) et nous avons montré les apports de notre modèle à dérivée fractionnaire.

Les perspectives de ce travail peuvent s'articuler autour de trois axes principaux. Le premier concernerait le modèle dynamique utilisant la dérivation fractionnaire présenté dans ce mémoire. Au cours de son développement il nous est apparu qu'il était largement possible d'améliorer sa précision, notamment au moment où l'effet de peau apparaît.

Un second axe d'étude pourrait s'intéresser aux modèles de comportement magnétique statique. En effet, pour notre application, les matériaux nanocristallins ont été retenus et le modèle polynomial par morceaux était une solution simple et efficace. Cependant, pour d'autres matériaux et d'autres applications, nous pouvons nous demander quel modèle pourra remplir le rôle de modèle statique. Ainsi une étude, associant pour chaque famille de matériaux un modèle de comportement statique adéquat, pourrait être très bénéfique.

Enfin, un troisième axe d'étude serait d'inclure le modèle dans le simulateur circuit et modéliser le filtre complet, afin de faire un prototypage virtuel. Ainsi le filtre optimisé

pourrait être finalement réalisé et son comportement réel pourrait être comparé avec les résultats obtenus en simulation.

VII. Bibliographie

- [1] **Akbaba, M. 1991.** *A modified Fröhlich's type equation for accurate modeling of magnetizing characteristics of magnetic cores.* s.l. : Electrical Machines and Power Systems, 1991. pp. 303-311. Vol. 19.
- [2] **ASTM. 2001.** *Standard test method for DC magnetic properties of materials using ring and permeameter procedures with DC electronic hysteresigraph.* 2001.
- [3] **Benabou, A. 2002.** *Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ.* s.l. : Thèse de doctorat - Université de Lille I, 2002.
- [4] **Bertotti, G. 1988.** *General properties of power losses in soft ferromagnetic materials.* s.l. : IEEE Transactions on Magnetics, 1988. pp. 621-630. Vol. 24 (1).
- [5] —. **1998.** *Hysteresis in magnetism.* s.l. : Academic press, 1998.
- [6] **Bozorth, R.M. 1951.** *Ferromagnetism.* N.Y. : Van Nostrand, 1951.
- [7] **Brissonneau, P. 1997.** *Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique.* s.l. : Hermes Science Publications, 1997. 2866015797.
- [8] **Cacciato, M., et al. 1999.** *Reduction of Common-Mode Currents in PWM Inverter Motor Drives.* s.l. : IEEE Transactions on Industry Applications, 1999. pp. 469–476. Vol. 35 (2).
- [9] **Canat, S. 2005.** *Contribution à la modélisation dynamique d'ordre non-entier de la machine asynchrone à cage.* s.l. : Thèse de doctorat - INP Toulouse, 2005.
- [10] **Chailloux, T., et al. 2010.** *Diffusion magnétique : influence du modèle d'hystérésis statique.* s.l. : MGE, 2010.
- [11] **Chailloux, T., et al. 2011a.** *Dynamic modelling of nanocrystalline material using fractional calculus taking into account temperature dependency.* s.l. : IEEE Proceeding for SMM Conference, 2011a.

- [12] **Chailloux, T., et al. 2011b.** *Homogenised magnetic diffusion: dependence of static hysteresis.* s.l. : EJEE 2011, 2011b.
- [13] **Cyr, C. 2007.** *Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques doux utilisés dans les machines électriques.* Lille : ENSAM, 2007.
- [14] **Einstein, A. et Haas, W. J. de. 1915-1916.** *Experimental Proof of the Existence of Ampère's Molecular Currents (in English).* s.l. : Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, Proceedings 18, 1915-1916.
- [15] **Fröhlich, O. 1881.** *Investigation of dynamoelectric machines and electric power transmission and theoretical conclusions therefrom.* s.l. : Electrotechn. Z., 1881. pp. 134-141. Vol. 2.
- [16] **Guo, B. et Ding, S. 2008.** *Landau-Lifshitz Equations, Frontiers of Research With the Chinese Academy of Sciences.* s.l. : World Scientific Publishing Company, 2008. ISBN 978-9812778758.
- [17] **Haupt, R. L. et Haupt, S. E. 1998.** *Practical genetic algorithms.* s.l. : John Wiley & Sons, 1998.
- [18] **Heisenberg, W. 1928.** *Zur Theorie des Ferromagnetismus.* s.l. : Z. Phys. , 1928. pp. 619-636. Vol. 49.
- [19] **Heusler, F. 1903.** *Über magnetische Manganlegierungen (in German).* s.l. : Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 5: 219, 1903.
- [20] **IEC. 2002.** *Méthodes de mesure des caractéristiques magnétiques des tôles et feuillard magnétiques à l'aide de l'essai sur une tôle unique.* s.l. : C.E. Internationale, 2002. Vol. 404.
- [21] **Jiles, D. et Atherton, D. 1984.** *Theory of ferromagnetic hysteresis.* s.l. : Journal of Applied Physics, 1984. pp. 2115-2120. Vol. 55.
- [22] **Jiles, D.C. 1990.** *Introduction to magnetism and magnetic materials.* . s.l. : Springer, 1990.
- [23] **Jiles, D.C., Thielke, J.B. et Devine, M.K. 1992.** *Numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the*

- theory of ferromagnetic hysteresis*. s.l. : IEEE transactions on magnetics., 1992. pp. 27-35. Vol. 28 (1).
- [24] **Julian, A.L., Oriti, G. et Lipo, T.A. 1999.** *Elimination of common mode voltage in three phase sinusoidal power converters*. s.l. : IEEE Transactions on Power Electronics, 1999. pp. 982-989. Vol. 14 (5).
- [25] **Kane, Yee. 1996.** *Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media*. s.l. : IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1996. pp. 302–307. Vol. 14 (3).
- [26] **Kennedy, J. et Eberhart, R. 1995.** *Particle swarm optimization*. s.l. : Proceedings IEEE international conference on neural networks., 1995. pp. 1942-1948. Vol. 4.
- [27] **Kennelly, A.E. 1891.** *Magnetic reluctance*. s.l. : Am. IEE. Trans., 1891. pp. 485-517. Vol. 8.
- [28] **Lagarias, J. C., et al. 1998.** *Convergence Properties of the Nelder-Mead Simplex Method in Low Dimensions*. s.l. : SIAM Journal of Optimization, 1998. pp. 112–147. Vol. 9 (1).
- [29] **Landau, L. D. et Lifshitz, E. M. 1935.** *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*. s.l. : Phys. Zeits. Sowjetunion. , 1935.
- [30] **Lee, C.H., et al. 2001.** *A piecewise linear Model for Field-Responsive Fluids*. s.l. : IEEE Transactions on Magnetics, 2001. pp. 558-560. Vol. 37.
- [31] **Marion, R. 2010.** *Contribution à la modélisation du magnétisme statique et dynamique pour le génie électrique*. s.l. : Thèse de doctorat - UCBL, 2010.
- [32] **Marion, R., et al. 2008.** *Discussion About The Validity Domain Of A Simple Magnetic Diffusion Model Including Wall Motion*. . Cardiff : SMM 2008., 2008.
- [33] —. **2009.** *Homogénéisation d'un modèle complet de diffusion magnétique : un modèle simple de représentation dynamique de circuit*. s.l. : European Journal of Electrical Engineering., 2009. pp. 475-486. Vol. 12 (4).

- [34] **Marion, R., et al. 2008.** *Identification of Jiles-Atherton model parameters using particle swarm optimization.* s.l. : IEEE Transactions on Magnetics., 2008. pp. 894-897. Vol. 44 (6).
- [35] **Masson, J.P. 1990.** *Développement d'un modèle de simulation du comportement dynamique de circuits magnétiques.* s.l. : Thèse d'état de l'INSA de Lyon, 1990.
- [36] **Niedra, J. 2005.** *Design Considerations for High Temperature Power Inductors.* s.l. : NASA Center for Aerospace Information, 2005. (Second International Energy Conversion Engineering Conference sponsored by American Institute of Aeronautics and Astronautics Providence, Rhode Island, August 16-19, 2004).
- [37] **Nourdine, A., et al. 2001.** *A new hysteresis model generation – application to the transverse axis of GO SiFe sheet.* s.l. : IEEE Transactions on Magnetics, 2001. Vol. 37 (5).
- [38] **Ogasawara, S., Ayano, H. et Akagi, H. 1998.** *Active Cancellation of the Common-Mode Voltage Produced by a Voltage-Source PWM Inverter.* s.l. : Electrical Engineering in Japan, 1998. pp. 64-72. Vol. 124 (3) .
- [39] **Ouled Amor, Y. 2000.** *Contribution à la modélisation de l'hystérésis magnétique en vue de l'analyse par éléments finis des systèmes de chauffage par induction.* s.l. : Thèse de doctorat - Université de Nantes, 2000.
- [40] **Paiboon, N. et Khai, D.T. 2003.** *High-Temperature, High-Frequency Characterization System for Power Ferrites.* s.l. : IEEE Transactions on Instrumentation and measurement, 2003. pp. 804-808. Vol. 52 (3).
- [41] **Paul, C.R. 1989.** *A comparison of the contributions of common-mode and differential-mode currents in radiated emissions.* s.l. : IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 1989. pp. 189-193. Vol. 31 (2).
- [42] **Perron, J.-C. 1997.** *Matériaux ferromagnétiques amorphes et nanocristallins.* s.l. : Techniques de l'ingénieur, 1997. ref D2150.

- [43] **Ponomarev, Y.F. 2008.** *On the Rayleigh law of magnetization. Symmetrical and asymmetric hysteresis loops.* *Experiment.* s.l. : The Physics of Metals and Metallography, 2008. pp. 263-274. Vol. 105 (3). DOI: 10.1134/S0031918X08030071.
- [44] **Preisach, F. 1935.** *Über die magnetische Nachwirkung.* s.l. : Zeitschrift für Physik, 1935. pp. 277-302. Vol. 94.
- [45] **Rangwala, A. et Mahajan, A. 1989.** *Electricity and Magnetism.* 1989. p. p. 419. ISBN 0-07-460225-X.
- [46] **Raulet, M.A., et al. 2008.** *Limits and rules of use of a dynamic flux tube model.* s.l. : COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering, 2008. pp. 256-265. Vol. 27 (1).
- [47] **Raulet, M.A., et al. 2004.** *The magnetic field diffusion equation including dynamic hysteresis : a linear formulation of the problem.* s.l. : IEEE Transactions on Magnetics., 2004. pp. 872-875 . Vol. 40 (2). ISSN: 0018-9464 .
- [48] **Raulet, M.A., Masson, J.P. et Gaude, D. 1998.** *Presentation and experimental validation of a behavioral model dynamic properties for magnetic materials.* s.l. : Journal de Physique, 1998. pp. 619-622. Vol. 8.
- [49] **Rayleigh (Lord), J.W. 1887.** *On the behavior of iron and steel under the operation of feeble magnetic force.* s.l. : The philosophical Magazine 5, 1887. pp. 225-245. Vol. 23.
- [50] **Riu, D., Retière, N. et Ivanès, M. 2002.** *Diffusion phenomenon modelling by half-order systems: application to squirrel-cage induction machine.* s.l. : Journal of Magnetism and Magnetic Material, 2002. pp. 1243-1245. Vol. 242 (45).
- [51] **Takahashi, N., et al. 2010.** *Examination of Magnetic Properties of Magnetic Materials at High Temperature Using a Ring Specimen.* s.l. : IEEE Transactions on Magnetics, 2010. pp. 548-551. Vol. 46 (2).
- [52] **Tomonaga, S.I. 1997.** *The story of spin.* s.l. : The university of Chicago press, 1997. ISBN 0-226-80794-0.

- [53] **Wilson, P. 2002.** *Simulation of magnetic component models in electric circuits including dynamic thermal effects.* s.l. : IEEE Transactions on Power Electronics, 2002. pp. 55-65 . Vol. 17 (1).
- [54] **Yang, X. S. 2010.** *Nature-Inspired Metaheuristic Algorithms.* 2nde édition. s.l. : Luniver Press, 2010.