



**HAL**  
open science

# Caractérisation et modélisation du comportement thermomagnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel

Oualid Messal

► **To cite this version:**

Oualid Messal. Caractérisation et modélisation du comportement thermomagnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel. Energie électrique. Université Claude Bernard - Lyon I, 2013. Français. NNT : 2013LYO10304 . tel-01130120

**HAL Id: tel-01130120**

**<https://theses.hal.science/tel-01130120>**

Submitted on 11 Mar 2015

**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.

N° d'ordre : 304 - 2013



Année 2013

THESE

de

L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1



préparée au sein de

L'ECOLE DOCTORALE  
ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE DE LYON

en vue de l'obtention du

DIPLOME DE DOCTORAT

*(arrêté du 7 août 2006)*

par

Oualid MESSAL

---

## Caractérisation et modélisation du comportement thermomagnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel

---

soutenue publiquement le 09/12/2013 devant la commission d'examen :



JURY:

M. Noël BURAIS – Professeur, AMPERE Lyon : Directeur de thèse

M. Gérard MEUNIER – Directeur de recherche CNRS, G2ELab Grenoble : Rapporteur

M. Laurent MOREL – Maître de conférences, AMPERE Lyon : co-directeur

M. Bernard MULTON – Professeur, SATIE ENS Cachan : Président

M. Francis PIRIOU – Professeur, L2EP Lille : Rapporteur

M. Fabien SIXDENIER – Maître de conférences, AMPERE Lyon : co-directeur

M. Thierry WAECKERLE – Docteur, Responsable R&D, Centre de R&D d'APERAM: Examineur

# Remerciements

---

Ce travail de thèse s'est déroulé au laboratoire AMPERE sur le site de l'Université Lyon1 sous la direction de M. Noël BURAI, Professeur à l'Université Lyon1.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à M. Bernard MULTON, Professeur à l'ENS Cachan (laboratoire SATIE) pour l'honneur qu'il nous a fait en présidant ce jury.

Je remercie très sincèrement les rapporteurs de ce manuscrit, M. Francis PIRRIOU, Professeur à l'Université Lille1 et directeur du laboratoire L2EP de Lille et Monsieur Gérard MEUNIER, directeur de recherche au laboratoire G2Elab de Grenoble, d'avoir accepté de s'intéresser à ma thèse. Je suis très honoré d'avoir reçu leur consentement.

Je remercie le Docteur Thierry WAECKERLE, Ingénieur de recherche et responsable R&D au Centre de Recherche d'APERAM Imphy, pour son concours à ce travail au travers de nombreuses discussions enrichissantes. Merci pour le temps qu'il nous a accordé lors de ses passages au laboratoire et de nos visites à Imphy. Qu'il trouve ici l'expression de ma sympathie.

Je remercie M. Noël BURAI, Professeur à l'Université Lyon1, pour m'avoir accueilli au laboratoire et m'avoir offert les moyens de mener ce travail à bien. Je le remercie pour ses très précieux conseils qu'il m'a prodigués tout au long de ma formation graduée et post-graduée. Qu'il trouve ici l'expression de ma plus profonde gratitude.

Que M. Laurent MOREL, Maître de conférences à l'Université Lyon1, reçoive mes plus sincères remerciements et l'expression de ma sympathie pour son aide et ses conseils éclairés.

Que M. Fabien SIXDENIER, Maître de conférences à l'Université Lyon1, trouve ici un témoignage de reconnaissance et de sympathie pour son aide tout au long de ce travail, toujours avec sa bonne humeur. Qu'il trouve ici, tout mon respect et toute mon amitié.

Merci à tous les membres du laboratoire pour l'ambiance agréable qui y règne. Je pense particulièrement aux membres de l'équipe Matériaux du Génie électrique, M. Christian Martin et Mme Marie-Ange RAULET, tous deux, Maîtres de conférences. Merci également à tous mes collègues et à tous mes amis.

Et enfin, merci à mon pays l'Algérie pour avoir financé ma formation post-graduée en France.

Je dédie ce travail à mes très chers parents et toute ma famille pour leur soutien et leurs encouragements en France et depuis l'Algérie.

---

## RESUME

L'avènement du Génie électrique, il y a plus d'un siècle maintenant, s'est accompagné dès ses débuts, de recherche de matériaux ferromagnétiques performants pour la réalisation de l'élément central des dispositifs électromagnétiques, le circuit ou noyau magnétique. Ces matériaux, constitués initialement de fer, ont été très vite alliés au silicium, au cobalt et au nickel pour plus d'efficacité énergétique. Pour un dispositif donné, le choix d'un tel ou tel matériau passe souvent par un exercice de compromis vis-à-vis des besoins applicatifs (performances magnétiques, caractéristiques mécaniques et thermiques, etc., et bien sûr coût). La fréquence et la température de fonctionnement sont entre autres des paramètres importants. Parmi ces matériaux, les FeNi, bien qu'ils soient matures industriellement, voient toujours de nouveaux marchés s'ouvrir à eux année après année grâce à l'attrait technique qu'ils exercent.

Ce travail s'inscrit dans la continuité des recherches engagées à AMPERE sur les modèles comportementaux de matériaux magnétiques avec prise en compte des effets de la température. En effet, la recherche permanente de performances et de compacité ou intégration pour tous les dispositifs électromagnétiques soumet les circuits magnétiques à des contraintes physiques et en particulier thermiques de plus en plus sévères. Il est donc nécessaire de caractériser et modéliser précisément les matériaux ferromagnétiques, et plus particulièrement les alliages FeNi, afin de les intégrer dans les outils de conception et d'optimisation de ces dispositifs. Pour cela, nous avons notamment dû mettre en œuvre un dispositif expérimental adapté, et réaliser de nombreuses et longues expérimentations afin d'élaborer des modèles performants de comportement de ces matériaux. Ces modèles étudiés ou/et développés ont été ensuite testés sur une démonstrateur réel. Dans le cadre de cette thèse qui s'est déroulée en collaboration avec le Centre de Recherche du groupe APERAM, nous avons choisi une application particulièrement sensible en matière de sécurité des personnes « le système de protection différentielle » où le circuit magnétique (en alliage Fe-50%Ni ou Supra50) constitue une part très importante des performances et de la fiabilité.

Enfin, de nouveaux alliages FeNi(Cr, Cu) à faible teneur en Ni (donc économiques) issus du Centre de Recherche d'APERAM ont été étudiés en vue de tester leur aptitude à remplacer le Supra50 dans ces systèmes. Le but est au final de proposer des alliages FeNi économiques aptes à la fabrication du circuit magnétique des relais de disjoncteurs différentiels à propre courant.

---

## TITRE

Caractérisation et modélisation du comportement thermomagnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel

---

## DISCIPLINE

Génie Électrique

---

## MOTS CLES

Ferromagnétisme ; Matériaux ; Alliages FeNi ; Hystérésis Statique; Hystérésis Dynamique ; Caractérisation ; Modélisation; Optimisation de paramètres; Température; Point de Curie ; Tubes de flux; Dispositifs électromagnétiques, Relais haute sensibilité.

---

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

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

---



---

## ABSTRACT

The advent of Electrical Engineering has been accompanied since its beginning, by the research of high performance ferromagnetic materials for the realization of the central element of electromagnetic devices, the magnetic core/circuit. These materials initially consisting of iron were alloyed with silicon, cobalt and nickel for more energy efficiency. For a given device, the material must be designed to meet the requirements of the application (magnetic performances, mechanical and thermal characteristics...and cost. The frequency and the operating temperature are, among others, important parameters to be taken into account. Among these materials, the FeNi alloys, although they are industrially mature, see new markets opened to them thanks to their certain specific characteristics and the innovations brought by the manufacturers of these materials.

This work is a continuation of ongoing researches in AMPERE laboratory dealing with the behavioral models of magnetic materials taking into account the effects of temperature. Indeed, there is a trend in a growing number of electromagnetic devices to require high performance and compactness or integration. Thus, in this context, the magnetic circuits are subjected to physical and thermal stresses that are becoming more and more stringent. It is therefore necessary to resort to the experimental characterization and modeling of the behavior of ferromagnetic materials, particularly the FeNi alloys, in order to integrate them into the design and optimization tools of these devices. To do so, we have implemented an appropriate experimental bench, and achieve many and long experiments to develop advanced behavioral models of these materials. These models were then tested on a particularly sensitive application in the field of safety of persons, the differential protection system where the magnetic circuit (of Fe-50% Ni or Supra50) is a very important part of performance and reliability.

Finally, new low Ni content FeNi (Cr, Cu) alloys provided by Aperam Research Center in Imphy, were studied in order to test their ability to replace the usual Supra50 alloy in these systems. The final aim is to propose new economic FeNi alloys suitable for the manufacture of the magnetic circuit of industrial ground fault circuit-breaker relay.

---

## TITLE

Characterization and modeling of the thermomagnetic behavior of FeNi alloys for virtual prototyping

---

## DISCIPLINE

Electrical Engineering

---

## INDEX TERMS

Ferromagnetism; Magnetic material; FeNi FCC Alloys; Static hysteresis; Dynamic hysteresis; Characterization; Modeling; Optimization of parameters; Temperature; Curie point ; Flux-tube; Electromagnetic devices, High sensitivity relay.

---

## LABORATORY NAME AND ADDRESS

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

---

# Table des matières

Introduction générale	1
-----------------------	---

---

## Chapitre I Magnétisme des alliages ferromagnétiques

I.1	Aperçu historique	4
I.2	Notion d'alliage ferromagnétique doux	6
I.3	Caractéristiques intrinsèques des matériaux magnétiques	8
I.3.1	Ferromagnétisme, énergie d'échange et point de Curie	8
I.3.2	Résistivités électrique et thermique	11
I.3.3	Anisotropies magnétocristalline, magnétoélastique ou induite du ferromagnétisme	12
I.3.3.1	Anisotropie magnétocristalline et directions de facile aimantation	12
I.3.3.2	Magnétostriction et énergie magnétoélastique	13
I.3.3.3	Anisotropie magnétique induite et magnétostatique	15
I.4	Magnétisme mésoscopique : structure en domaines de Weiss et parois de Bloch	16
I.5	Propriétés magnétiques générales et macroscopiques des matériaux doux polycristallins	17
I.5.1	Hystérésis magnétique: aimantation avec effet mémoire	17
I.6	Alliages FeNi	19
I.6.1	Généralités	19
I.6.2	Propriétés fondamentales de FeNi	20
I.6.2.1	Polarisation magnétique, anisotropie $K_1$ , magnétostriction, perméabilité magnétique et résistivité électrique en fonction du %Ni	20
I.6.3	Classification	23
I.6.4	FeNi et point de Curie	24
I.6.5	Effets de la température sur les propriétés	25
I.6.6	Survol des applications industrielles des alliages FeNi	27
I.6.6.1	Application aux plaques à induction	27
I.6.6.2	Synthèse d'autres applications	29
I.6.6.3	Applications potentielles	32
I.7	Conclusion	32
I.8	Références bibliographiques	33

---

## Chapitre II Comportement thermomagnétique des alliages FeNi : moyens de mesure, caractérisation expérimentale et résultats

II.1	Bref survol des techniques de caractérisation	36
II.1.1	Méthode fluxmétrique type « transformateur » pour mesures d'hystérésis à des fréquences modérées (< quelques kHz)	36
II.1.2	Thermomagnétomètre: mesure du point de Curie	38
II.2	Hystérésigraphie	39
II.3	Mesures sous contrainte thermique	41
II.3.1	De la température ambiante à la température de Curie	41
II.3.2	Mesures expérimentales aux températures cryogéniques	42

II.3.2.1	Description de la manipulation	43
II.3.2.2	Risque de transformation martensitique et précautions	44
II.4	Résultats	44
II.4.1	Cycles	45
II.4.2	Courbe thermomagnétique $J(T)$	48
II.4.3	Perméabilité magnétique, champ coercitif, etc	49
II.5	Mesure de résistivité électrique	50
II.6	Conclusion	53
II.7	Références bibliographiques	54

---

## Chapitre III Modélisation du comportement thermomagnétique des alliages FeNi

III.1	Modèles comportementaux de matériaux magnétiques	56
III.1.1	Analyse bibliographique	56
III.1.2	Synthèse et choix des modèles statiques et dynamiques	58
III.2	Modèle statique de Jiles–Atherton (J–A)	60
III.2.1	Identification et optimisation des paramètres	61
III.2.2	Etude de la variation des paramètres du modèle de J–A en fonction de la température	63
III.2.2.1	Dépendance en température des paramètres du modèle de J–A : méthode 1	63
III.2.2.2	Validation	68
III.2.2.3	Méthode basée sur l’optimisation: méthode 2	68
III.2.2.4	Validation	69
III.2.2.5	Comparaison des deux méthodes et discussion	70
III.2.3	Nouvelle méthode d’identification des paramètres de J–A basée sur la théorie de Weiss modifiée	70
III.2.3.1	Théorie de Weiss modifiée	70
III.2.3.2	Intégration de la loi de Weiss modifiée dans le modèle de J–A : méthode 3	71
III.2.3.3	Facteur de perte $k$ , paramètre $a$ et facteur de réversibilité $c$	73
III.2.4	Validation de la méthode 3	74
III.3	Modélisation des effets dynamiques	76
III.3.1	Modèle dynamique global (DSF)	76
III.3.1.1	Description	76
III.3.1.2	Simulation sur le Phytherm260	78
III.3.1.3	Variation du paramètre dynamique $\gamma$ avec la température et corrélation avec les propriétés physiques et magnétiques du matériau	80
III.3.2	Modèle dynamique local DWM (Diffusion & Wall motion)	84
III.3.2.1	Problème de diffusion magnétique	84
III.3.2.2	Domaine d’étude	84
III.3.2.3	Formulation par Différences Finies	84
III.3.2.4	Le modèle local DWM (Diffusion & Wall Motion)	85
III.3.2.5	Ecriture du système matriciel et formulation dans le cas d’un maillage régulier	86
III.3.2.6	Simulation de la diffusion dans les alliages FeNi	87
III.4	Conclusion du chapitre	88
III.5	Références bibliographiques	89

---

## Chapitre IV Relais électromagnétique haute sensibilité: mesures sur démonstrateur réel et modélisation

IV.1	Contexte de l’étude et position de la problématique	93
------	---	----

IV.2	Description d'un dispositif de protection différentielle	96
IV.2.1	Approche analytique simplifiée du comportement fréquentiel du courant de déclenchement	97
IV.3	Modélisation d'un relais en Supra50 soumis à des sollicitations dynamiques après la caractérisation adhoc du matériau	100
IV.3.1	Formalisme et description	100
IV.3.2	Importance de l'effet de peau	101
IV.3.3	Création de composants magnétiques tubes de flux dynamiques	101
IV.3.3.1	Mise en place du modèle global (DSF)	101
IV.3.3.2	Mise en place du modèle local (DWM)	102
IV.3.4	Décomposition du circuit magnétique en éléments simples globaux et à diffusion	103
IV.3.5	Prise en compte de l'aimant dans le modèle	105
IV.3.6	Caractérisation d'échantillon Supra50	106
IV.3.7	Identification des paramètres nécessaires à la simulation	106
IV.3.7.1	Loi statique	106
IV.3.7.2	Paramètres dynamiques	107
IV.3.8	Simulation du démonstrateur et test de validité sur relais réel	108
IV.3.8.1	Caractérisation du relais à l'impédancemètre	108
IV.3.8.2	Mesure expérimentale du courant de déclenchement	109
IV.3.8.3	Simulation du relais et test de validité	111
IV.4	Conclusion	113
IV.5	Références bibliographiques	115

## Chapitre V Nouveaux alliages magnétiques doux économiques pour relais électromagnétique haute sensibilité

V.1	Sélection d'alliages FeNi à caractériser pour la modélisation de relais	117
V.1.1	Descriptif des propriétés	118
V.1.2	Caractérisation magnétique expérimentale	120
V.1.3	Caractérisation électrique : mesures de résistivité	122
V.2	Identification des paramètres des matériaux nécessaires à la simulation numérique du comportement dynamique	124
V.2.1	Paramètres liés à la loi statique du matériau considéré	124
V.2.2	Paramètres liés à la loi dynamique du matériau considéré	126
V.3	Comparaison du relais en Supra50 et des relais virtuels en matériaux candidats	132
V.3.1	Définition d'un critère d'ouverture	132
V.3.2	Résultats de modélisation à température ambiante	134
V.4	Prise en compte de l'effet de la température sur les propriétés des matériaux et les performances du relais	136
V.5	Conclusion	141

Conclusion générale	142
---------------------	-----

Annexes	145
---------	-----

# Introduction générale

---

L'avènement du Génie électrique, il y a plus d'un siècle maintenant, s'est accompagné dès ses débuts, de recherche de matériaux ferromagnétiques performants pour la réalisation de l'élément central des dispositifs électromagnétiques, le circuit ou noyau magnétique. Ces matériaux, constitués initialement de fer, ont été très vite alliés au silicium, au cobalt et au nickel. Pour un dispositif donné, le choix entre les nombreux alliages disponibles aujourd'hui, reste un compromis entre performances magnétiques, caractéristiques mécaniques et thermiques, etc., et bien sûr coût. La fréquence et la température de fonctionnement sont entre autres des paramètres importants. Parmi ces alliages, les matériaux FeNi, bien qu'ils existent depuis longtemps, voient de nouveaux marchés industriels s'ouvrir à eux année après année grâce à certaines de leurs caractéristiques spécifiques, et aux innovations apportées par les fabricants de ces matériaux.

Notre travail s'intègre dans le cadre des recherches menées par le groupe « Matériaux du Génie Electrique » du laboratoire AMPERE, notamment sur les modèles comportementaux de matériaux magnétiques, avec prise en compte des effets de la température. En effet, la recherche permanente de performances et de compacité ou intégration pour tous les dispositifs électromagnétiques soumet les circuits magnétiques à des contraintes physiques et en particulier thermiques de plus en plus sévères. La prise en compte des effets de la température dans les matériaux magnétiques revêt donc une grande importance notamment dans les applications où l'interaction du matériau avec son environnement est un effet de premier ordre sur les performances finales des dispositifs. Il est donc nécessaire de caractériser et modéliser précisément les matériaux ferromagnétiques, et plus particulièrement les alliages FeNi, afin de les intégrer dans les outils de conception et d'optimisation de ces dispositifs. Ce travail de thèse s'est déroulé en collaboration avec le Centre de Recherche de la société APERAM qui conçoit et fabrique des alliages FeNi.

Ce manuscrit s'articule autour de cinq chapitres.

Le chapitre I est tout d'abord consacré à la description générale des matériaux doux «cristallins» et de leurs différentes caractéristiques intrinsèques et propriétés magnétiques qui sont la conséquence directe des combinaisons de différentes constantes physiques. La 2<sup>ème</sup> partie du chapitre concerne plus particulièrement les alliages FeNi qui font l'objet de nos travaux. Leurs propriétés fondamentales et leurs principaux domaines d'application sont décrits.

Le chapitre II concerne la présentation des dispositifs de mesure et des techniques de caractérisation expérimentale de matériaux magnétiques utilisés ou/et développés au cours de cette thèse. Nous nous consacrons ensuite à l'étude du comportement magnétique et électrique

de divers alliages FeNi avec la température au travers de nombreuses expérimentations, qui sont indispensables pour une modélisation précise de ces matériaux.

Des modèles de comportement statique et dynamique étudiés, analysés et développés dans une optique d'intégrer la contrainte thermique constituent le chapitre III.

Des méthodes de détermination des paramètres du modèle statique de Jiles-Atherton en fonction de la température ont été proposées et utilisées pour reproduire les cycles quasi-statiques mesurés.

En régime d'aimantation dynamique, nous avons choisi la voie des modèles « macro » faisant intervenir des grandeurs globales. Le modèle Dynamic Static Feedback model (DSF) (lorsque l'effet de peau est négligeable) et le modèle Diffusion & Wall Motion (DWM) (pour des fréquences plus élevées), ont été implantés dans des « tubes de flux », pour représenter les effets dynamiques avec la température. Cette voie de modélisation est compatible avec une approche « circuit magnétique équivalent » pour modéliser des dispositifs du Génie électrique avec un outil de simulation unique.

La suite de ces travaux s'inscrit dans la volonté de tester les modèles développés sur un démonstrateur réel : « le relais électromagnétique haute sensibilité » d'un disjoncteur différentiel à propre courant où le circuit magnétique constitue une part très importante des performances et de la fiabilité. Dans le chapitre IV, après avoir analysé son fonctionnement et identifié les divers phénomènes et les besoins en termes de données, nous présentons le modèle développé du relais soumis à des sollicitations dynamiques. Cette étude est basée sur l'alliage Fe-50%Ni (ou Supra50) actuellement utilisé en Europe dans ce dispositif. La bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux réalisés sur ce démonstrateur réel atteste de la validité du modèle.

Dans le chapitre V, une sélection de nouveaux alliages FeNi(Cr,Cu) a été définie avec Aperam en vue de tester leur aptitude à remplacer le Supra50 dans ces relais. En effet, la teneur en nickel de ces matériaux actuellement développés par Aperam est limitée vers les 30%, ce qui peut permettre de réduire considérablement les coûts. Une première étape est consacrée aux caractérisations expérimentales des divers échantillons, et à la détermination des paramètres de modélisation. Puis, des simulations sont effectuées sur le relais avec ces différents matériaux, et l'influence de la température est plus particulièrement étudiée. Ces travaux permettent de comparer ces nouveaux matériaux par rapport au matériau de référence, et d'apporter les premières conclusions sur leur aptitude à le remplacer dans ce dispositif électromagnétique.

# Chapitre I

## Magnétisme des alliages ferromagnétiques

---

### Sommaire

I.1	Aperçu historique .....	4
I.2	Notion d'alliage ferromagnétique doux .....	6
I.3	Caractéristiques intrinsèques des matériaux magnétiques .....	8
I.3.1	Ferromagnétisme, énergie d'échange et point de Curie .....	8
I.3.2	Résistivités électrique et thermique .....	11
I.3.3	Anisotropies magnétocristalline, magnétoélastique ou induite du ferromagnétisme.....	12
I.3.3.1	Anisotropie magnétocristalline et directions de facile aimantation .....	12
I.3.3.2	Magnétostriction et énergie magnétoélastique.....	13
I.3.3.3	Anisotropie magnétique induite et magnétostatique .....	15
I.4	Magnétisme mésoscopique : structure en domaines de Weiss et parois de Bloch .....	16
I.5	Propriétés magnétiques générales et macroscopiques des matériaux doux polycristallins .....	17
I.5.1	Hystérésis magnétique: aimantation avec effet mémoire.....	17
I.6	Alliages FeNi .....	19
I.6.1	Généralités.....	19
I.6.2	Propriétés fondamentales de FeNi .....	20
I.6.2.1	Polarisation magnétique, anisotropie $K_1$ , magnétostriction, perméabilité magnétique et résistivité électrique en fonction du %Ni.....	20
I.6.3	Classification.....	23
I.6.4	FeNi et point de Curie .....	24
I.6.5	Effets de la température sur les propriétés .....	25
I.6.6	Survol des applications industrielles des alliages FeNi .....	27
I.6.6.1	Application aux plaques à induction .....	27
I.6.6.2	Synthèse d'autres applications .....	29
I.6.6.3	Applications potentielles .....	32
I.7	Conclusion .....	32
I.8	Références bibliographiques .....	33

---



Après un aperçu historique introductif des grandes familles de matériaux ferromagnétiques doux, nous consacrons une partie de ce chapitre pour la description générale des matériaux doux « cristallins », leurs différentes caractéristiques intrinsèques et leurs propriétés magnétiques générales qui sont la conséquence directe des combinaisons des différentes constantes physiques. Le deuxième volet s'attache ensuite plus particulièrement aux alliages FeNi qui font l'objet de nos travaux ; ces alliages spéciaux FeNi trouvent des domaines d'applications divers et variés, parmi lesquels la cuisson par induction « à autorégulation de température » (largement détaillée ici) ainsi que les relais électromagnétiques de disjoncteurs différentiels à propre courant traités dans les chapitres IV et V.

## I.1 Aperçu historique

L'avènement du Génie électrique, il y a plus d'un siècle maintenant, s'est accompagné dès ses débuts, du développement de « noyaux magnétiques » (constitués de fer) qui sont au cœur des dispositifs et systèmes électromagnétiques. Ces « noyaux » se sont vite retrouvés alliés au silicium (années 1900) pour réduire les « pertes fer » ; alliés au cobalt (années 1920) pour accroître encore l'induction, le couple, la tension électrique de sortie ; alliés au nickel (années 1920) pour réduire significativement les anisotropies magnétiques internes et obtenir ainsi des alliages beaucoup plus doux.

Les grandes familles de matériaux magnétiques doux cristallins ont vu le jour dans la première moitié du XXe siècle. Dans la deuxième partie du siècle, les chercheurs consacrent d'importants efforts de recherche et développement sur ces matériaux et leur apportent des améliorations majeures grâce aux progrès d'élaboration, d'optimisations métallurgiques de microstructure et des propriétés d'emploi vis à vis des besoins applicatifs.

Outre le cas majeur des aciers FeSi à grains orientés (fin des années 1940) pour transformateurs de distribution, ces différentes familles de matériaux polycristallins (Fer pur, FeSi-Al, Fe-Cr, Fe-Ni, Fe-Co...) se limitent principalement à des applications en courant continu ou basses à moyennes fréquences (50 Hz à quelques kHz). Ces matériaux magnétiques doux ont su s'adapter tout au long du dernier siècle aux évolutions des besoins applicatifs divers et variés (régime fréquentiel, température, efficacité énergétique, alimentation « hachée », tenue à la corrosion, résistance mécanique, tenue thermomagnétique au vieillissement...). Ils continuent encore d'évoluer aujourd'hui surtout dans une perspective de recherche de nouveaux alliages économiques sans pour autant dégrader les performances des produits.

La seconde moitié du XXe siècle, connaîtra l'émergence d'autres grandes familles de matériaux magnétiques doux concurrentes de la première vague (les cristallins). Dans les années 1950, arrivent les ferrites doux et se placent rapidement dans les applications de masse et de niche de moyennes et hautes fréquences. Viendront ensuite les amorphes magnétiques dans les années 1970 se faisant difficilement une place entre « cristallins » et ferrites dans les transformateurs d'énergies basse fréquence, certains composants passifs, certains capteurs... Enfin, vers la fin des années 1980, arrivent les matériaux nanocristallins (alliages hybrides amorphes/nanocristaux)

trouvant très vite leur place depuis la fin des années 1990 dans les transformateurs et inductances spécifiques (disjoncteurs différentiels, selfs de mode commun, filtrage, etc).

D'un point de vue métallurgique, cette dernière famille (les nanocristallins) issue de la technologie de production des amorphes est différente des matériaux polycristallins élaborés en lingot ou brame puis transformés à chaud et à froid. Personne (sinon les chercheurs de Hitachi Métaux qui finissaient de breveter la naissance de cette nouvelle famille) n'aurait parié que rendre nanométrique la taille des cristaux métalliques et ferromagnétiques d'un alliage cristallisé engendrerait une telle combinaison d'excellentes performances magnétiques alors que l'on vivait depuis bientôt 100 ans avec l'assurance que l'accroissement des tailles des grains rime avec meilleures performances magnétiques (loi ancestrale).

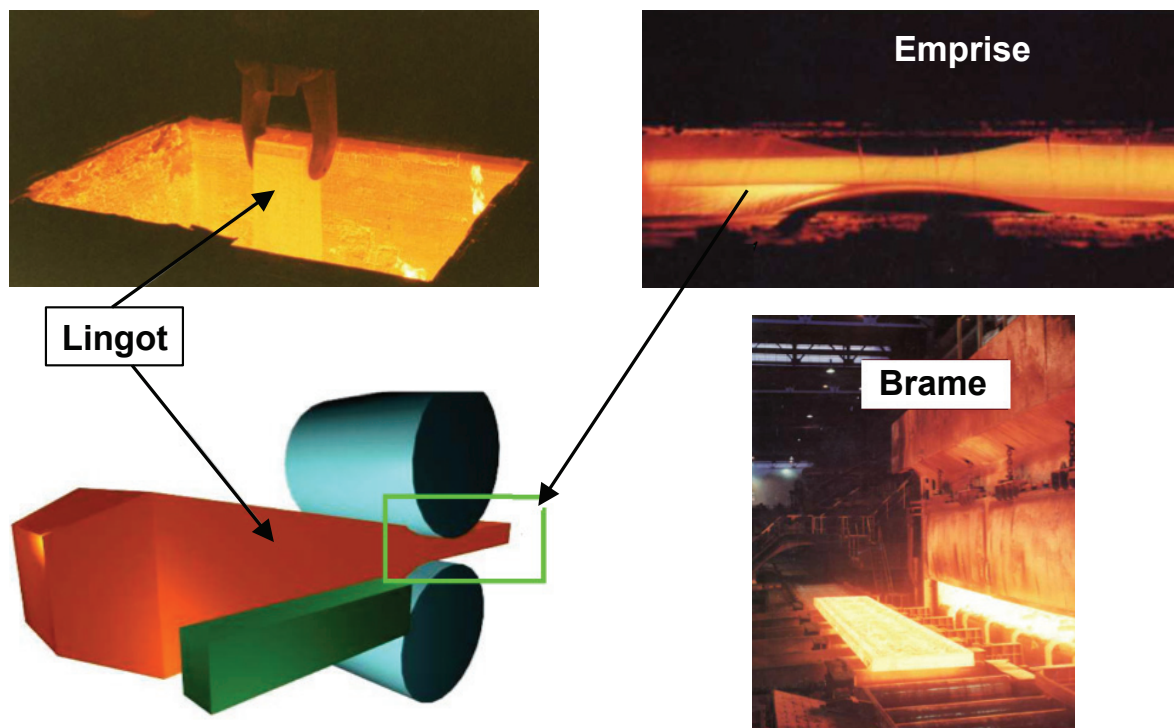


Figure I-1 : transformation à chaud d'un lingot en une brame laminable à chaud [APERAM]

Il convient de souligner que les aimants permanents, bien sûr, ne sont pas considérés comme « matériaux magnétiques doux », ce sont des matériaux dits « durs ». On entend également parler d'autres familles telles que : les supraconducteurs, les matériaux pour enregistrement magnétique, les matériaux à grande magnétostriction, les matériaux magnétocaloriques, magnétorésistance, magnétoimpédance, matériaux à mémoire de forme, etc, tous ces matériaux ne sont également pas traités dans le cadre des matériaux ferromagnétiques doux.

## I.2 Notion d'alliage ferromagnétique doux

Un alliage ferromagnétique est en général une solution solide des éléments principaux (Fe, Cr, Ni, Co, Al, Si, Mn, V, Mo...). La composition de ces éléments majeurs va définir complètement la structure cristallographique (cubique centrée (cc), cubique à faces centrées (cfc) ou hexagonale (hc)) et les caractéristiques intrinsèques du matériau telles que l'énergie d'échange, aimantation à saturation, point de Curie, résistivité électrique et thermique, énergies d'anisotropie...traitées un peu plus loin.

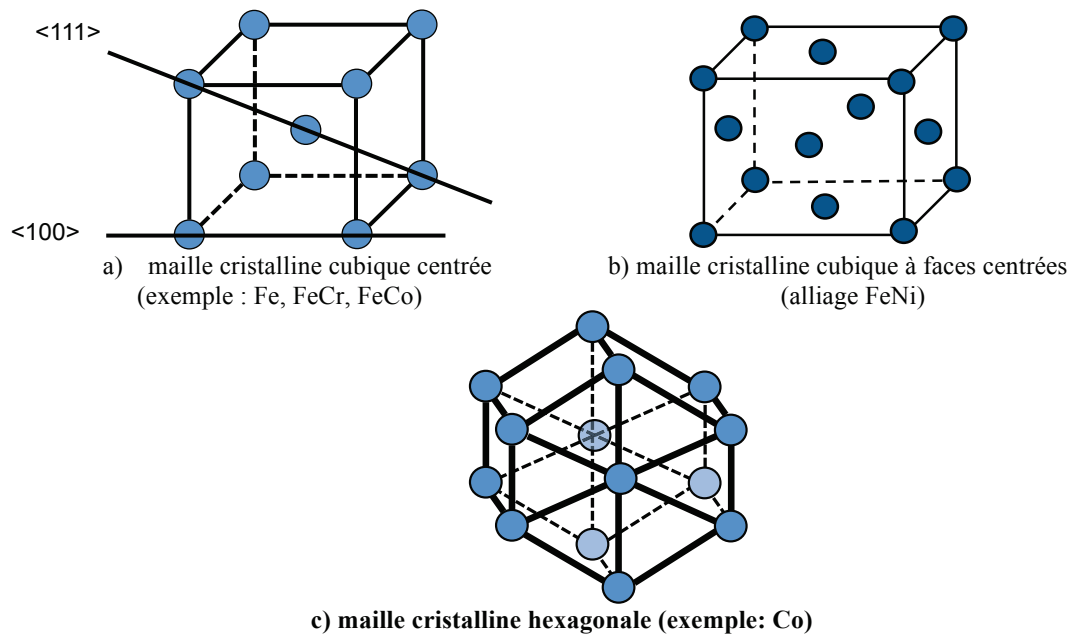


Figure I-2 : structures cristallographiques types

Exemple : l'acier (ou alliage) inoxydable Fe–Cr (cc) est ferromagnétique tandis qu'un acier inoxydable Fe–Ni–Cr (cfc) ne l'est pas (exemple : couverts de table). En effet, le premier utilise la structure cristalline de la ferrite qui, elle, est ferromagnétique ; par contre le deuxième est un inox austénitique, donc paramagnétique : ce n'est pas le Cr qui a « tué » le magnétisme, mais la composition fait qu'il n'est pas ferritique mais austénitique et il se trouve que l'austénite dans ce domaine de composition n'est pas ferromagnétique.

On notera que le terme d'acier est réservé en principe aux alliages dont le fer constitue la majeure partie (> 50 %).

La composition d'un alliage industriel ne se réduit pas à ses seuls éléments d'alliage en solution, en substitution sur le réseau cristallin. Elle rend compte aussi de l'addition, volontaire ou pas, d'autres éléments dans le réseau cristallin tels que le carbone C, le soufre S, l'azote N, l'oxygène O, le phosphore P. L'importance et les conséquences sont en général faibles sur le plan

électromagnétique tant qu'ils restent en insertion limitée typiquement à un total de quelques dixièmes de pour-cent de masse de l'alliage. Cependant, ces éléments sont très importants dans un sens métallurgique. Par ailleurs, quand ils précipitent sous forme de nitrure, oxydes, sulfures, etc., ils interagissent directement (parois de Bloch) et indirectement (microstructure) sur les propriétés magnétiques.

L'effet des additions sur les caractéristiques des matériaux qui relève plus de la métallurgie et de la physique du solide est largement évoqué dans [WAE<sup>1</sup> 2010].

Pour reprendre les mots de l'introduction, ces matériaux/alliages sont des éléments clefs de la conversion énergétique efficace au sein d'un dispositif de Génie électrique. A titre illustratif, pendant longtemps, des matériaux conducteurs, des isolants et un matériau magnétique ont suffi pour construire une machine électrique. Le rôle du matériau magnétique est de canaliser le phénomène magnétique produit par une bobine ou un aimant permanent.

Pour canaliser au mieux le champ magnétique, nous avons besoin du **ferromagnétisme**. En effet, le matériau de couplage doit:

- produire un flux magnétique important dans la section droite  $S$  du circuit magnétique:

$$\phi = BS \quad (\text{I-1})$$

- s'aimanter facilement dans un champ exciteur en absorbant peu d'énergie, ceci se caractérise globalement par sa perméabilité magnétique relative  $\mu_r$ .

$$\mu_r = \frac{B}{\mu_0 H} \quad (\text{I-2})$$

$\mu_0$  étant la perméabilité magnétique du vide =  $4\pi \times 10^{-7}$  H/m et  $\mu = \mu_0 \mu_r$  est la perméabilité magnétique (absolue) du matériau.

D'un point de vue macroscopique, le comportement du matériau magnétique est défini par sa réponse magnétique qu'il délivre sous l'application d'un champ d'excitation  $H$  (A/m). Cette réponse est représentée par l'aimantation  $M$  (A/m) et l'induction magnétique  $B$  (T). Les physiciens écrivent généralement l'induction sous la forme :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{I-3})$$

Dans ce manuscrit, nous utiliserons soit l'aimantation  $M$  exprimée en (A/m), soit la polarisation magnétique  $J$  ( $J = \mu_0 M$ ) exprimée en Tesla. Cette grandeur est souvent utilisée par les électrotechniciens et les producteurs de matériaux pour évaluer les performances des matériaux industriels. Ainsi :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J} \quad (\text{I-4})$$

L'équation I-4 a une signification forte. L'induction  $B$  se répartit entre deux contributions : la contribution directe dans l'air du champ magnétique (terme  $\mu_0 H$ ) et la contribution du matériau ferromagnétique, spontanément aimanté (terme  $J(H)$ ).

### I.3 Caractéristiques intrinsèques des matériaux magnétiques

#### I.3.1 Ferromagnétisme, énergie d'échange et point de Curie

Afin de comprendre le principe des phénomènes, il est nécessaire d'en rappeler les traits essentiels. Il s'agit, bien entendu, d'un très vaste sujet que nous évoquons en partant d'un aperçu très simplifié de l'état atomique du matériau magnétique pour rejoindre ensuite l'aspect macroscopique.

L'apport principal du moment magnétique de l'atome, exprimé en magnéton de Bohr ( $\mu_B$ ) ( $1 \mu_B = 9.27 \times 10^{-24} \text{ A.m}^2$ ) provient des électrons périphériques. En effet, la physique quantique nous enseigne que les électrons d'un atome se regroupent dans la mesure du possible deux à deux avec des spins opposés et un moment magnétique résultant nul afin de remplir les couches et sous-couches électroniques de l'atome. Ainsi, pour qu'un atome ait un moment magnétique, il faut qu'il y ait des électrons non appariés. Le moment magnétique atomique tire alors son origine que de ces électrons non appariés ([PAU 1983](#)) se trouvant sur les couches externes et donc les plus susceptibles d'interagir avec les autres atomes. La contribution du moment magnétique du noyau au moment magnétique total de l'atome étant très faible, elle est par la suite toujours négligée [[COU 1998](#)].

Pour donner un ordre d'idée au lecteur, l'atome de fer porte un moment magnétique de  $2.2 \mu_B$ , alors que le  $\text{Fe}^{++}$  a un moment de  $4 \mu_B$  et le  $\text{Fe}^{+++}$  porte un moment de  $5 \mu_B$ .

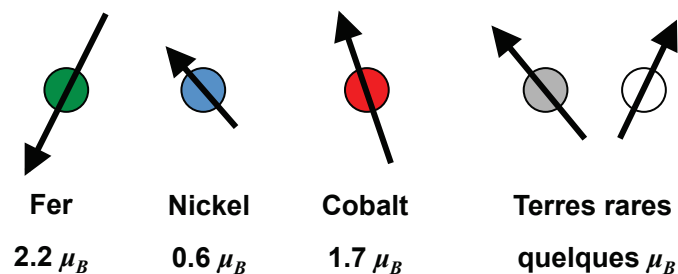


Figure I-3 : moment atomique de quelques éléments purs

Les éléments susceptibles de créer une forte aimantation dans la nature sont :

- Les métaux de transition (Ti, Cr, V, Mn, Fe, Co, Ni).
- Les métaux des terres rares (La, Ce, Pr, Nd).
- Les éléments autres que de transition comme Al, Si, Cu, Mg, Sn...n'ont qu'un très faible moment atomique, sans intérêt pour les matériaux magnétiques doux [[WAE<sup>1</sup> 2010](#)].

En revanche, disposer d'un fort moment magnétique atomique ne sert pas à grand-chose si les moments voisins de la structure ont des orientations aléatoires, de ce fait, il en résulte un moment magnétique moyen nul: c'est le cas des gaz et liquides dont les interactions inter-atomiques sont

faibles. Le même cas de figure est rencontré aussi dans des structures cristallographiques ordonnées ayant au moins un des éléments porteur d'électron non apparié.

Dans certaines configurations solides, les interactions entre les moments sont fortes et les moments magnétiques atomiques s'ordonnent et s'alignent suivant une seule direction conduisant à une structure dite **ferromagnétique**. C'est cet ordre magnétique utilisant au maximum les moments magnétiques atomiques qui est le plus intéressant dans les matériaux magnétiques doux polycristallins.

Par ailleurs, des ordres un peu moins favorables existent, parmi lesquels ceux qui en résultent suite à une orientation antiparallèle des moments (l'antiferromagnétisme) ou surtout de façon plus complexe (le ferrimagnétisme, bien connu grâce aux ferrites).

Tous ces ordres au sein du matériau se traduisent en terme d'énergie par une force (énergie) d'interaction qui tend à garder aligner les moments magnétiques atomiques ; c'est une propriété importante nommée énergie d'échange,  $E_{éch}$ , elle s'écrit :

$$E_{éch} = -2I_{éch} \overline{M_i} \overline{M_j} \quad (I-5)$$

Avec  $I_{éch}$  (J) : l'intégrale d'échange entre deux atomes  $i$  et  $j$  de moment angulaire de spin  $M_i$  et  $M_j$  (de normes 1/2 ou 1). Une valeur positive de  $I_{éch}$  signifie une orientation des moments magnétiques dans la même direction (ordre ferromagnétique). Une valeur négative de  $I_{éch}$  quant à elle favorise une orientation des moments dans des directions opposées (ordre antiferromagnétique, ordre ferrimagnétique,..) (cf. Figure I-4).

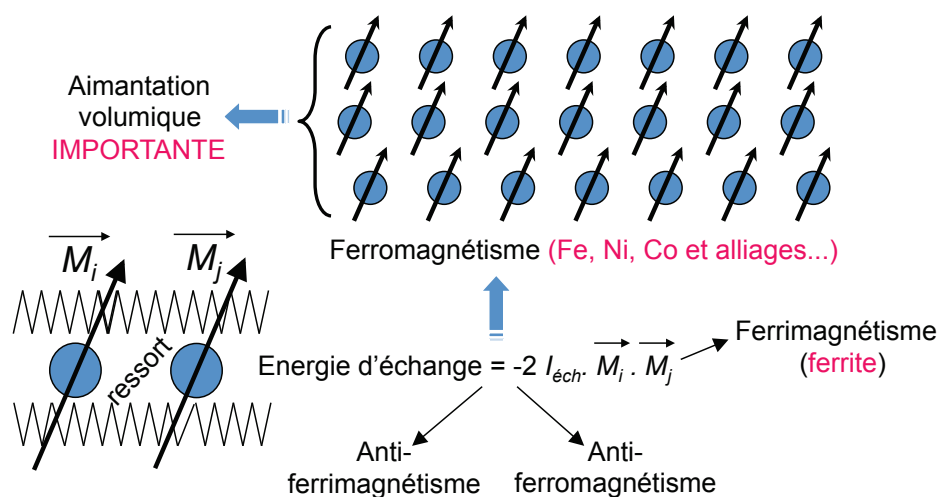


Figure I-4 : comportement collectif des moments magnétiques au sein d'un matériau [APERAM]

Fort heureusement, le ferromagnétisme (auquel nous nous intéressons) se trouve dans le Fe, le Ni, le Co et nombre de leurs alliages, il permet d'en tirer de fortes polarisations (ou aimantations) à saturation  $J_S$  nécessaires pour les différentes applications.

Cependant, le ferromagnétisme a ses limites. En effet, l'alignement parfait des moments magnétiques atomiques n'est obtenu qu'au zéro absolu (0 °K) où le matériau présente sa

polarisation (ou aimantation) maximale  $J_s(^{\circ}K)$ . Pour les températures supérieures, l'activation thermique  $K_B T$  ( $K_B = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J}/^{\circ}K$  = constante de Boltzmann) agit sur l'ordre magnétique. La température à partir de laquelle ces perturbations thermiques « l'emportent » sur l'énergie d'échange et désordonnent complètement les moments magnétiques est appelée température de Curie  $T_C$ . Elle marque les limites (la fin) du ferromagnétisme.

Au-delà de la température de Curie, la polarisation (équation I-4) devient du même ordre de grandeur que le terme  $(\mu_0 H)$ , le matériau finit par perdre ses propriétés magnétiques et devient paramagnétique.

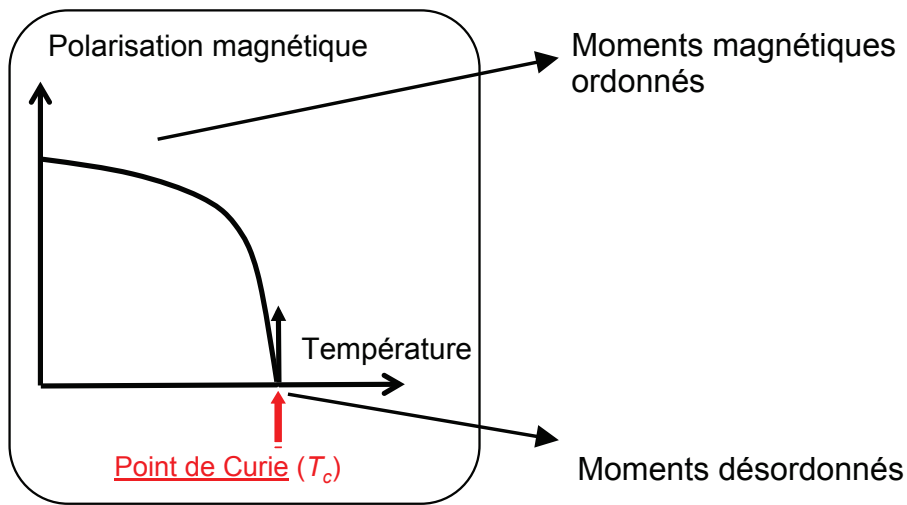


Figure I-5 : courbe thermomagnétique d'un matériau ferromagnétique

L'énergie d'échange, donc, de cohésion des moments magnétiques (dans une configuration ferromagnétique) pour rester tous parallèles face à l'agitation thermique qui tend à les désordonner et le point de Curie sont étroitement liés dans un matériau. La mécanique quantique permet même de déterminer l'une en fonction de l'autre (cf. annexe III-A) :

$$E_{\text{éch}} = 0.1 \text{ à } 0.6 K_B T_c \quad (\text{I-6})$$

La Table I.1 suivante répertorie les polarisations à saturation des éléments purs Fe, Ni, Co ainsi que leurs températures de Curies respectives. Le point de Curie et l'énergie d'échange des matériaux dépendent grandement de la structure cristallographique ou de la composition.

TABLE I.I  
POLARISATION À SATURATION ET POINT DE CURIE DANS LE FE, NI ET CO

Elément	Polarisation à saturation $J_s(\text{T})$	Point de Curie $T_c(^{\circ}\text{C})$
Fe	2.19	770
Ni	0.65	358
Co	1.82	1131



### I.3.2 Résistivités électrique et thermique

Comme l'a compris Foucault en 1855, toute variation de flux magnétique au travers d'une section de passage  $S$  d'un matériau conducteur électrique crée des courants induits  $i_{CF}$  « courants de Foucault » en surface du métal conducteur  $S_u$  (équation I-7), sur une profondeur  $\delta$  appelée épaisseur de peau exprimée par l'équation I-8.

$$\frac{d\phi}{dt} = \mu_0 \mu_r S \frac{dH}{dt} = \rho \frac{l}{S_u} i_{CF} \quad (\text{I-7})$$

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu \sigma \omega}} \quad (\text{I-8})$$

Où  $\omega$  est la pulsation ( $2\pi f$ ) où  $f$  est la fréquence du courant d'excitation et du champ magnétique  $H$  généré (appliqué au matériau) et  $\sigma$  est la conductivité électrique du matériau (inverse de la résistivité).

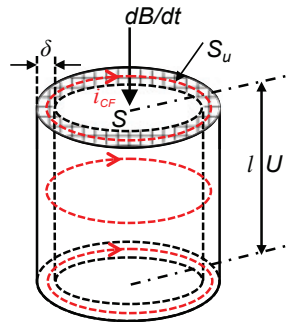


Figure I-6 : courants de Foucault dans un conducteur cylindrique

L'examen de l'équation I-7 met en évidence le fait que les courants de Foucault et donc les pertes magnétiques par courants de Foucault ( $R \cdot i_{CF}^2$ ) sont d'autant plus élevées que la résistivité électrique  $\rho$  est faible et que la perméabilité relative  $\mu_r$  est élevée.

Une perméabilité élevée étant souvent recherchée, une des possibilités pour limiter les courants induits est donc d'accroître la résistivité électrique  $\rho$  dans l'alliage. Ceci relève du savoir-faire des métallurgistes par une association particulièrement adaptée d'éléments supplémentaires à l'élément ou l'alliage de départ. Parmi ces éléments, on peut citer le Si et Al dans les FeSi (Al), le Mo dans le Fe-80%Ni-Mo, le V (vanadium) dans les Fe-Co, et le Cr dans les inox Fe-Cr...

Les documentations industrielles montrent que la plage de variation de la résistivité électrique des matériaux magnétiques métalliques à température ambiante est faible. Les ordres de grandeur sont de  $15 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  (fer pur) à  $140 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  (cas des amorphes), voire  $200 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  pour certains amorphes [COU 1998], [WAE<sup>1</sup> 2010].

Il est bien connu que la température accroît la résistivité électrique et limite ainsi les courants induits et les pertes magnétiques. La Figure I-7 montre l'évolution de la résistivité en température pour quelques alliages magnétiques doux industriels.

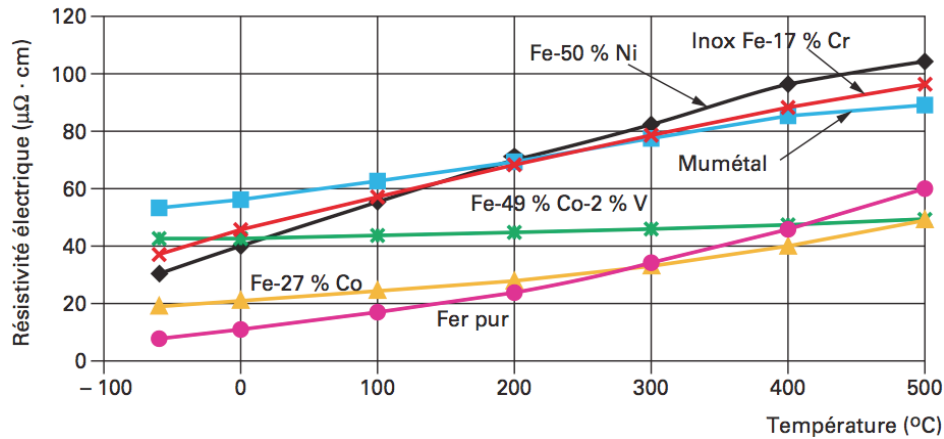


Figure I-7 : évolution en température de la résistivité électrique de quelques alliages magnétique doux [WAE<sup>1</sup> 2010]

L'influence de la température sur la résistivité électrique est souvent décrite en première approximation sous une forme linéaire donnée par :

$$\rho(T) = \rho_0(0^\circ\text{C}) \cdot (1 + \eta T) \quad (\text{I-9})$$

Où :  $T$  représente la température et  $\eta$  est le coefficient linéique de température ( $\eta > 0$ ).

Par ailleurs, les conductivités électriques ( $\sigma = 1/\rho$ ) et thermique  $\sigma_{th}$  d'un matériau ont une même origine. La loi de Wiedemann–Franz permet même de déterminer l'une connaissant l'autre (WIE 1853):

$$\sigma_{th} = N_{Lor} T \sigma \quad (\text{I-10})$$

Avec  $N_{Lor}$  est le nombre de Lorentz =  $2,45 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega \cdot \text{K}^{-1}$ .

Cette relation est souvent bien utile dans les métaux, compte tenu du fait que les propriétés thermiques sont moins aisées à déterminer que la résistivité électrique.

### I.3.3 Anisotropies magnétocristalline, magnétoélastique ou induite du ferromagnétisme

A l'échelle microscopique, dans un matériau, l'entité de base est le cristal caractérisé par son orientation cristallographique et sa taille. Le réseau cristallin des matériaux magnétiques doux peut faire apparaître des anisotropies dans les propriétés, notamment les propriétés magnétiques. La maîtrise de ces anisotropies permet de régler complètement les propriétés de ces matériaux.

#### I.3.3.1 Anisotropie magnétocristalline et directions de facile aimantation

L'aimantation ne se produit pas aussi facilement suivant les différentes directions du cristal. Par exemple dans un monocristal de Fe (structure cubique centrée), nous y trouvons une direction de facile aimantation suivant les directions  $\langle 100 \rangle$  et de difficile aimantation suivant l'axe cristallin  $\langle 111 \rangle$ . On caractérise ce phénomène par une (ou plusieurs) constante d'anisotropie  $K_1$ , qui représente l'énergie volumique nécessaire pour amener l'aimantation d'une direction de facile aimantation sur une direction difficile.

Du fait de la désorientation des cristaux, la direction de facile aimantation la plus proche du champ  $H$  appliqué change à chaque traversée de joint de grain qui marque la transition entre deux orientations cristallographiques (deux directions de facile aimantation différentes). Pour le flux d'aimantation, c'est comme une traversée de massif montagneux (cf. Figure I-8).

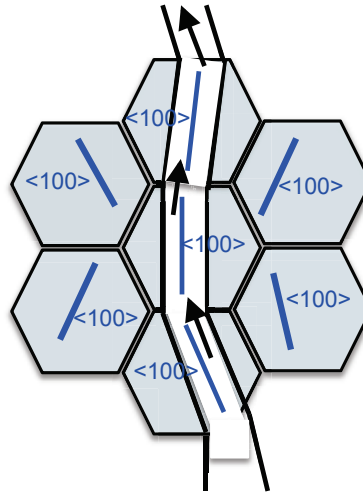


Figure I-8 : flux d'aimantation suivant l'orientation des cristaux (axe  $\langle 100 \rangle$ ) [APERAM]

### I.3.3.2 Magnétostriction et énergie magnétoélastique

La deuxième énergie qui règle les propriétés des matériaux est la magnétostriction. Elle est à la base du couplage magnétique–mécanique qui fait qu'un matériau se dilate sous l'effet de sa propre aimantation et inversement, l'application d'une contrainte externe sur le matériau peut dégrader aussi ses performances en affectant son aimantation (effet direct et effet inverse de la magnétostriction).

En fait, quand un matériau ferromagnétique s'aimante, il change de dimension. Les constantes de magnétostriction du cristal notées  $\lambda_{100}$  et  $\lambda_{111}$  caractérisent l'amplitude du couplage entre l'aimantation locale et la déformation du réseau cristallin. D'une part, le matériau veut se déformer (en contraction ou en dilatation) librement sous l'effet de sa propre aimantation et d'autre part, chaque grain (cristal) a « envie » de se déformer en fonction de son orientation cristallographique. Ces grains étant tous collés, et comme ils ont tous « envie » de se déformer différemment les uns et des autres, il règne un état de « frustration » générale au sein du réseau cristallin du matériau. En effet, cet état crée un point de minimum d'énergie où les frustrations sont minimales au sens global (i.e. chaque grain va se déformer un peu comme il peut mais en respectant ses voisins). Le matériau, au final, a une déformation qui n'est pas celle qu'il souhaiterait; il est plus ou moins contraint (en traction ou en compression) et ces contraintes élastiques  $\Gamma$  qui en résultent engendrent une énergie dite magnétoélastique ( $E_{\lambda\Gamma}$ ).

Cette énergie magnétoélastique est aussi très pénalisante pour tout ce qui est processus d'aimantation. Elle engendre une réorientation des aimantations locales qui désaimantent partiellement le matériau à l'échelle macroscopique.

Après cette description sommaire et simplifiée, on arrive ainsi à la problématique de tous les matériaux conventionnels (i.e. les polycristaux). Une des bases de l'optimisation des matériaux, consiste à essayer d'en tenir compte en baissant par exemple les coefficients qui sont à la base de cette magnétostriction ou en orientant les matériaux pour avoir des comportements anisotropes intéressants. Ceci relève, bien entendu, du savoir-faire des métallurgistes.

Ces constantes de magnétostriction dépendent principalement de la composition.

La Table I.2 récapitulative suivante donnée à titre indicatif renseigne les constantes d'anisotropies ainsi que le champ coercitif ( $H_c$ ) (qui est un bon indicateur de l'anisotropie) pour divers matériaux doux [APERAM].

TABLE I.2  
CONSTANTES D'ANISOTROPIES  $K_1, \lambda_{100}, \lambda_{111}$  DES PRINCIPAUX MATÉRIAUX DOUX

Matériau, alliage	$K_1$ (J/m <sup>3</sup> )	$\lambda_{100}$ en ppm	$\lambda_{111}$ en ppm	Gamme des $H_c$ accessibles
Fer doux	45 000	24	-23	60-80
Fe-3%Si-N.O. (acier électrique)	36000	27	-5	40-80
Fe-6,5%Si	21000	1.9	3	30-40
Fe-9,9%Si-5,5%Al (Sendust)	-0.5			1.5-4
Fe-27%Co	38000	90	8	70-100
Fe-49%Co-2%V	0+/-200	135-160*	34-40*	40-100
Nickel pur	-4000	-46	-29	80-120
Fe-36%Ni (Invar)	700	-6	20	15-55
Fe-48%Ni (Supra50)	3400	7	27	2-8
Fe-55%Ni	200-1000	25	25	1-2
Fe-80%Ni-5%Mo	0+/-3	4	0	1-2
Fe-81%Ni-6%Mo	0+/-3	1.5	-1	0.3-2
Amorphe base Fer	0	--	--	0.3-2
Amorphe base Cobalt	0		--	3-6
Nanocristallin FeCuNbSiB	<20 <sup>a</sup>			0.2-1
Terfenol		90	1640	0.3-1

\* : mesures sur Fe-49%Co

<sup>a</sup> : 5000 J/ m<sup>3</sup> dans un nanocristal Fe-Si isolé

Si l'on regarde dans un premier temps la constante  $K_1$ , pour les FeSi, on constate qu'elle est de quelques dizaines de milliers de  $J/m^3$ ; les champs coercitifs correspondants sont de quelques dizaines d'A/m. Examinons maintenant le cas des FeNi; on est plutôt en centaines de  $J/m^3$ , on peut même avoir des anisotropies magnétocristallines ( $K_1$ ) quasiment nulles dans certains cas comme le Fe-80%Ni. Le champ coercitif ( $H_C$ ) quant à lui est plutôt inférieur à la dizaine d'A/m (sauf pour l'Invar (15 A/m)). Dans certains FeNi, on arrive rapidement sur des champs coercitifs qui sont de l'ordre de quelques A/m, voire même quelques fractions d'A/m.

Il y a vraiment un lien direct entre les performances magnétiques, en l'occurrence, ici, le champ coercitif et ces constantes d'anisotropie qui règlent et contrôlent complètement les propriétés macroscopiques des matériaux.

### I.3.3 Anisotropie magnétique induite et magnétostatique

Pour conclure comme Landau et Lifshitz [LAN 1935], la structuration magnétique est la conséquence d'un compromis (minimisation) qui s'établit au sein du matériau ferromagnétique entre ces différentes énergies mises en jeu. Parmi ces énergies nous avons mis l'accent sur les deux principales (magnétocristalline et magnétoélastique), mais en réalité, à ces deux énergies viennent s'ajouter d'autres que nous présentons très brièvement en quelques mots.

**Energie magnétostatique ( $E_{ms}$ )** : elle est liée à la densité de charges magnétiques en surface de la maille cristalline qui génère un champ démagnétisant s'opposant à l'aimantation du matériau.

**Anisotropie magnétique induite ( $K_u$ )**: une anisotropie magnétique uniaxiale, dite anisotropie induite apparaît dans certains alliages traités dans un champ magnétique à une température inférieure à leur température de Curie. Elle a un axe de facile aimantation parallèle à la direction du champ pendant le traitement. Elle est due à une réorganisation des atomes par rapport à l'aimantation locale. Elle se superpose à l'anisotropie magnétocristalline mais est généralement plus faible.

## I.4 Magnétisme mésoscopique : structure en domaines de Weiss et parois de Bloch

A l'échelle microscopique, dans les matériaux polycristallins, l'entité de base est le cristal caractérisé par son orientation cristallographique et sa taille. En plus de sa structure métallurgique, un matériau ferromagnétique se subdivise spontanément en un grand nombre de régions à l'échelle mésoscopique (échelle intermédiaire entre atomes et échantillon), aimantées, appelées domaines magnétiques. Nous devons à P. Weiss le fait d'avoir supposé l'existence de ces domaines qui portent d'ailleurs son nom: les domaines de Weiss.

Ces régions sont séparées par des zones de transition où l'aimantation tourne graduellement d'une direction vers l'autre, ce sont ces entités qui propagent les variations d'aimantation dans la matière ferromagnétique, on les appelle : les parois de Bloch.

La structure en domaines a été mise en évidence expérimentalement par les travaux de Bitter [[BIT 1931](#)]. La technique consistait à utiliser une poudre ferromagnétique très fine en suspension colloïdale déposée à la surface du matériau. Plusieurs techniques aujourd'hui permettent d'observer cette structure en domaines [[JAK 1994](#)].



Figure I-9 : distribution en domaines magnétiques d'un alliage polycristallin Fe-3%Si à grains orientés: structure réellement observée [[APERAM](#)]

Outre les différentes « contraintes » auxquelles doit se plier le matériau ferromagnétique pour produire un flux magnétique ( $E_{éch}$ ,  $K_B T$ ,  $K_1$ ,  $E_{\lambda T}$ ,  $E_{ms}$ ,  $K_u \dots$ ), au niveau du joint de grain qui marque la transition entre deux orientations cristallographiques (deux directions de facile aimantation différentes), on arrive à se confronter à des problèmes de divergence de flux compte tenu des interactions directes avec les parois de Bloch.

Il règne un « compromis perpétuel » au sein du matériau et on s'échappe plus ou moins des directions de facile aimantation. Le flux est plus ou moins conservé suivant les matériaux.

Parmi les différentes façons pour réduire ces désagréments et minimiser toutes ces énergies, celle qui consiste à accroître la taille de grain. Plus la taille de grain est grande, plus l'aimantation du matériau s'obtient facilement ; c'est la loi "ancestrale". Une autre façon consiste à diminuer la

densité de dislocation dans le joint de grain, autrement dit, obtenir de plus faibles désorientations entre joints, on parle alors de « texture » ; en effet, un des défis des métallurgistes est d'essayer d'adapter la texture des matériaux à l'application.

On comprend qu'un matériau écroui, d'une densité en dislocation beaucoup plus homogène qu'un polycristal et surtout beaucoup plus dense, donne de médiocres propriétés magnétiques.

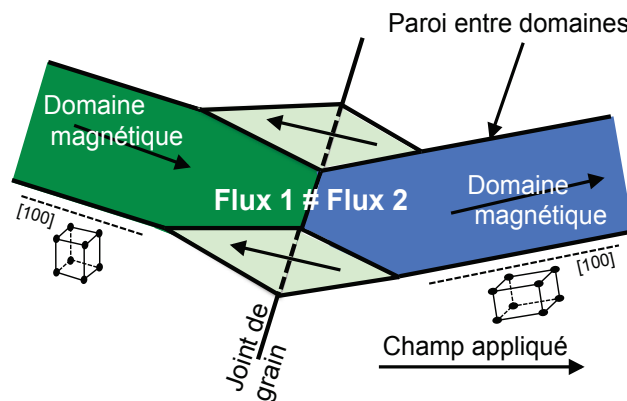


Figure I-10 : non conservation de flux au niveau du joint de grain [WAE<sup>1</sup> 2010]

Nous invitons le lecteur à se reporter à la bibliographie [COU 1998], [WAE<sup>1</sup> 2010] pour approfondir la connaissance des différents phénomènes passés en revue ici. Cette bibliographie introduit les bases du magnétisme et de métallurgie appliquées aux matériaux métalliques ferromagnétiques cristallins. Ces bases sont nécessaires à la compréhension des différents phénomènes affectant ces matériaux dans leurs applications électrotechniques. Une grande place est consacrée notamment aux mécanismes qui lient les caractéristiques physiques et métallurgiques avec les grandeurs magnétiques macroscopiques, pertinentes dans la conception et l'analyse des dispositifs électromagnétiques.

## I.5 Propriétés magnétiques générales et macroscopiques des matériaux doux polycristallins

### I.5.1 Hystérésis magnétique: aimantation avec effet mémoire

La structure complexe en domaines fait qu'une phase d'accroissement de champ, ne provoque par la même structure et la même aimantation qu'une phase de décroissance de ce même champ : c'est l'effet mémoire ou « d'hystérésis » magnétique, représenté par le « cycle d'hystérésis ».

En partant de l'état désaimanté défini par une aimantation nulle en l'absence de champ, l'application d'un champ  $H$  au matériau le porte à un niveau de polarisation  $J(H)$  (et donc à un niveau d'induction  $B(H) = \mu_0 H + J$  en suivant une courbe  $J-H$  ou  $B-H$  dite de première aimantation. Aux valeurs élevées de  $H$ , cette courbe devient asymptote à une valeur fixe de  $J$  (respectivement de  $B$ ) : c'est la polarisation à saturation  $J_S$  (respectivement l'induction à



saturation  $B_s$ ) intrinsèque au matériau. Obéissant à l'hystérésis, lorsque le champ appliqué  $H$  décroît depuis l'état d'aimantation atteint (saturation ou pas), le comportement  $J-H$  ou  $B-H$ , ne suit pas la même courbe que lorsque  $H$  croît. De retour à  $H = 0$ , la polarisation garde une valeur non nulle appelée l'aimantation rémanente  $J_r$  (respectivement induction rémanente  $B_r$ ). Pour annuler cette aimantation rémanente, il faut appliquer un champ de sens inverse : le champ coercitif noté  $H_c$ .

La détermination du cycle d'hystérésis  $B-H$  correspondant à la loi  $B(H) = \mu_0 H + J$  permet d'en tirer les propriétés magnétiques caractéristiques du matériau considéré dans les conditions de l'expérience ( $J_s$ ,  $J_r$ ,  $H_c$ ,  $B_s$ ,  $B_r$ ). Outre ces caractéristiques «visibles» et «accessibles» sur le cycle, d'autres sont aussi couramment utilisées : la perméabilité maximale  $\mu_{rmax}$  que le matériau présente lors de son aimantation, définie pour un point  $(H_0, B_0)$  dans la partie linéaire de la courbe  $B-H$  ( $\mu_{rmax} = B_0/\mu_0 H_0$ ) ; la perméabilité différentielle  $\mu_{rdiff}$ , elle représente la pente ( $\Delta B/\mu_0 \Delta H$ ) de variation de  $B$  en fonction de  $H$  en tout point de la courbe  $B-H$ ; la perméabilité incrémentale (pente des cycles mineurs asymétriques [GAB 2012]) ; les pertes par hystérésis (aire du cycle), etc.

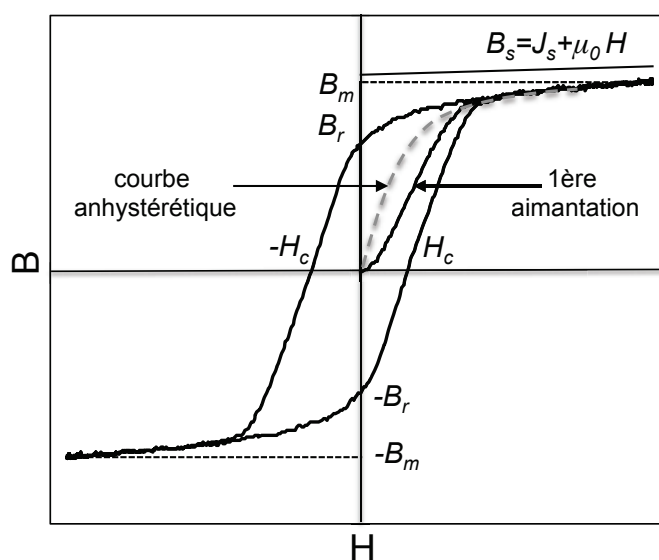


Figure I-11 : cycle d'hystérésis générique et principales caractéristiques

Par ailleurs, le cycle (i.e les propriétés magnétiques) évolue avec la température et la fréquence selon les matériaux. En effet, l'augmentation de la fréquence n'affecte pas l'ordre magnétique mais entraîne une augmentation de l'aire du cycle et donc des pertes dans le matériau. Cependant, comme nous l'avons vu au paragraphe I.3.1, seule l'excitation thermique parvient à détruire le ferromagnétisme. Nous verrons brièvement dans la partie I.6.5 comment ces propriétés évoluent avec la température et nous reviendrons dans le chapitre II sur les méthodes de caractérisation expérimentales pour l'étude de ces phénomènes. Des mesures seront présentées sur divers matériaux FeNi et supportées par des modèles phénoménologiques présentés au chapitre III.

## I.6 Alliages FeNi

### I.6.1 Généralités

Le fer et le nickel, sont ferromagnétiques à température ambiante. Que les alliages binaires qui en découlent soient aussi ferromagnétiques ne surprend pas, mais, la nature montre une grande diversité de comportements magnétiques de ces alliages dont l'industrie moderne a su tirer profit. La Figure I-12 illustre le diagramme de phase des FeNi. Alors que les alliages riches en Fe (0 à 30 % de Ni) cristallisent dans le réseau cubique centré  $\alpha$  (cas des ferrites), les alliages riches en Ni cristallisent dans le réseau cubique à faces centrées  $\gamma$  (austénite). Les alliages FeNi ne sont donc utilisés pour leurs propriétés magnétiques que pour des teneurs en Ni supérieures ou égales à 30%. Ceux contenant plus de 80% de Ni ne présentent également pas d'intérêt d'un point de vue magnétiques. Tous les FeNi utilisés dans les applications ont ainsi une teneur en Ni comprise entre 30 et 80 %. Leur structure est alors  $\gamma$  cubique à faces centrées (Figure I-2) et ils ne présentent pas de transformation de phase  $\alpha/\gamma$  à l'état solide (sauf mise en ordre au voisinage de  $\text{Ni}_3\text{Fe}$ , voir Figure I-12).

Ces propriétés leur confèrent une grande facilité de laminage et de traitements thermiques. On peut ainsi les laminier jusqu'à de très faibles épaisseurs (quelques dizaines de microns) et les recuire à toute température. Ceci permet de développer leurs propriétés magnétiques et d'obtenir tout un éventail de propriétés assez intéressantes.

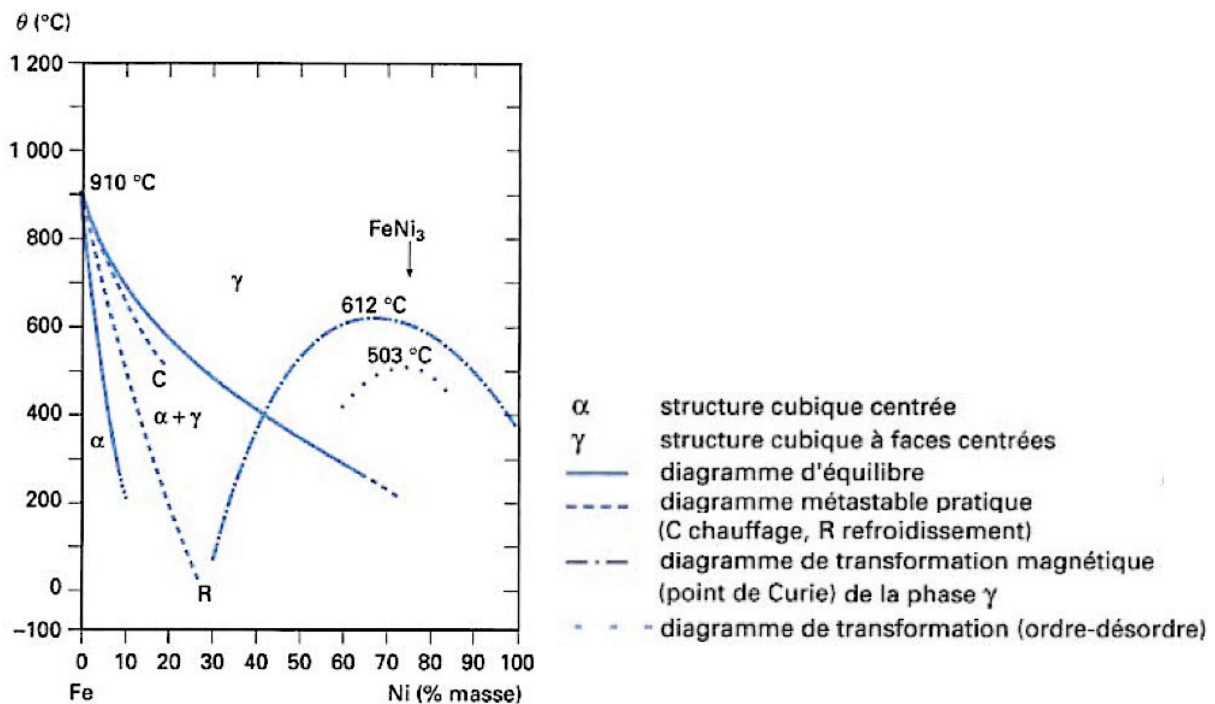


Figure I-12 : diagramme binaire Fe-Ni [DOC 2000]

## I.6.2 Propriétés fondamentales de FeNi

### I.6.2.1 Polarisation magnétique, anisotropie $K_1$ , magnétostriction, perméabilité magnétique et résistivité électrique en fonction du %Ni

**Polarisation à saturation** : la Figure I-13 montre l'évolution, à température ambiante, de la polarisation magnétique à saturation  $J_S$  en fonction du pourcentage de Ni et pour différentes additions de Cr. L'examen de cette figure montre bien que la polarisation à saturation baisse avec l'addition du Cr. Le même effet est obtenu avec l'ajout important d'autres éléments non magnétiques tels que le Mo par exemple. Ce phénomène pourrait s'expliquer soit par une dilution des moments magnétiques, soit par la modification de la structure électronique ferromagnétique. Nous pouvons constater donc le choix de la valeur de  $J_S$  qu'offrent les alliages FeNi selon les besoins applicatifs.

Nous allons voir un peu plus loin que les additions du Cr vont également avoir une influence importante sur la température de Curie de ces alliages.

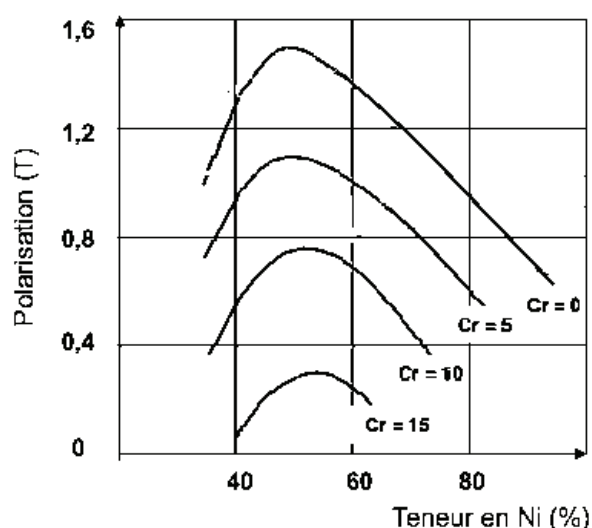


Figure I-13 : polarisation à saturation dans les FeNiCr en fonction du % de Ni pour différentes additions de Cr [BOZ 1951]

**Anisotropie magnétocristalline et magnétostriction**: les alliages FeNi ont la particularité d'avoir une anisotropie magnétocristalline très faible. Elle dépend à la fois de la composition mais aussi de l'ordre établi par les traitements thermiques successifs. Les variations de la constante d'anisotropie  $K_1$  en fonction de la teneur en Ni dans les alliages binaires FeNi selon le traitement thermique est donnée dans la Figure I-14. Nous pouvons observer la diminution de l'anisotropie avec l'augmentation de la teneur en Ni pour s'annuler ensuite vers les Ni~75% (en état ordonné).  $K_1$ , comme nous l'avons déjà souligné, dépend grandement de la composition et de l'ordre après les traitements thermiques successifs.

La Figure I-15 montre la variation des constantes de magnétostriction des alliages FeNi.

Tout comme l'anisotropie magnéocristalline les coefficients de la magnétostriction  $\lambda_{100}$  et  $\lambda_{111}$  s'annulent pour des concentrations de nickel voisine de 80%Ni.

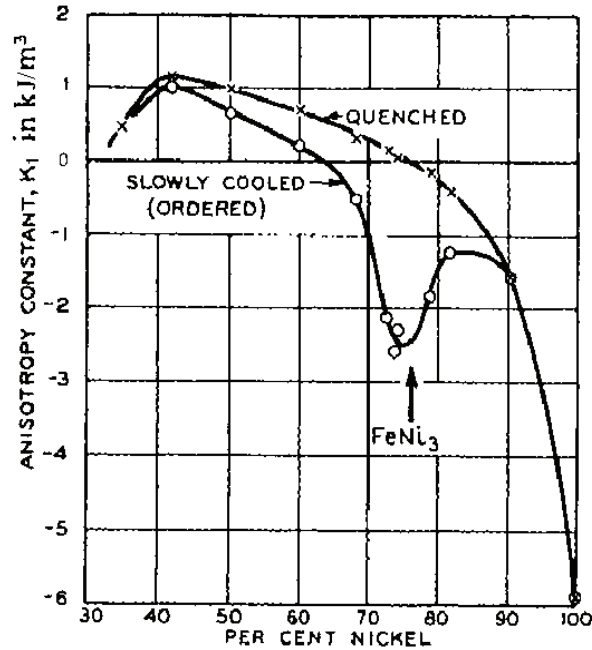


Figure I-14 : constante d'anisotropie magnéocristalline  $K_1$  des alliages binaires FeNi en fonction de la teneur en Ni (%) et des traitements thermiques [BOZ 1951], [DOC 1999]

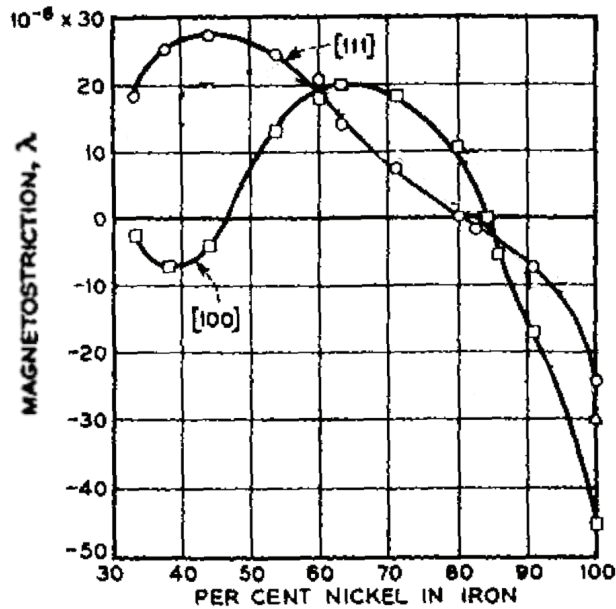


Figure I-15 : constantes de magnétostriction des alliages FeNi [BOZ 1951], [DOC 2000]

Il faut savoir que dans un tel milieu ferromagnétique, s'il est homogène et sans impuretés et si son anisotropie et sa magnétostriction sont nulles, un champ d'excitation faible suffit alors pour provoquer l'aimantation. Cependant, il est bien sûr très difficile de réunir toutes ces conditions

favorables au processus d'aimantation. Lorsque l'alliage contient des additions de Cr, Mo, Cu et autres pour accroître par exemple sa résistivité électrique et freiner la mise en ordre de type  $\text{FeNi}_3$ , ces éléments viennent modifier l'anisotropie magnétocristalline et magnétostrictive. Suivant la composition, on ajustera ces constantes par différents traitements successifs.

**Perméabilité** : la Figure I-16 montre la variation de perméabilité maximale pour les alliages binaires FeNi. Les alliages vers 80% de Ni réalisent un très bon compromis entre une anisotropie cristalline nulle et une magnétostriction quasiment nulle : c'est pour cette raison qu'il existe un maximum de perméabilité pour cette composition.

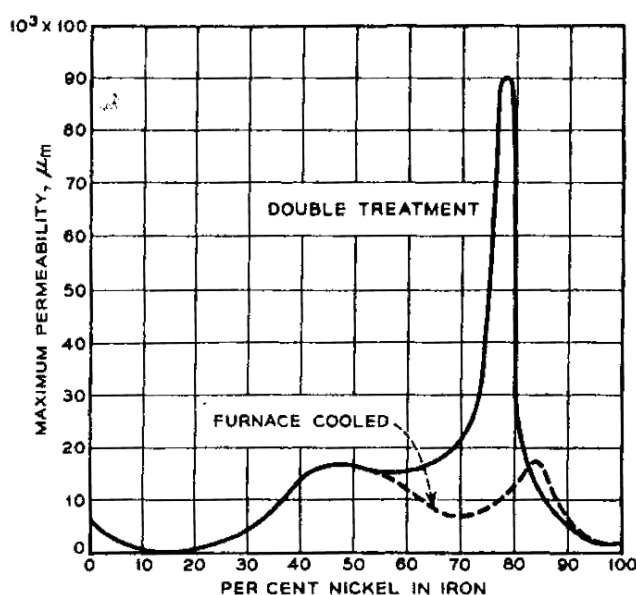


Figure I-16 ; perméabilités des alliages FeNi selon la concentration de nickel après une vitesse de refroidissement rapide (double treatment) et lente (furnace cooled) [BOZ 1951]

La Table I.3 renseigne les ordres de grandeur de perméabilité magnétique relative maximale de quelques alliages FeNi du commerce.

TABLE I.3  
ORDRE DE GRANDEUR DE PERMÉABILITÉ DE QUELQUES FeNi

Matériau, alliage	Appellation courante	Perméabilité maximale
Fe-81%Ni-6%Mo	Permimphy	150 000 à 300 000
Fe-80%Ni-5%Mo	Mumétal	> 100 000
Fe-50%Ni	Supranhyster50	100 000 à 200 000
Fe-48%Ni	Supra50SP	200 000
Fe-41%Ni	Supra40	66000
Fe-36%Ni	Invar	20 000 à 30 000

**Résistivité électrique :** la résistivité des alliages FeNi décroît avec la concentration de Ni. La Figure I-17 peut en témoigner. Comme pour les matériaux polycristallins en général (voir la partie I.3.2 portant sur la résistivité électrique), une addition limitée de quelques % de Mo ou de Cr permet d'augmenter sensiblement la résistivité électrique des FeNi, ce qui est favorable à l'obtention de bonnes propriétés dynamiques. De même, la résistivité électrique augmente avec la température.

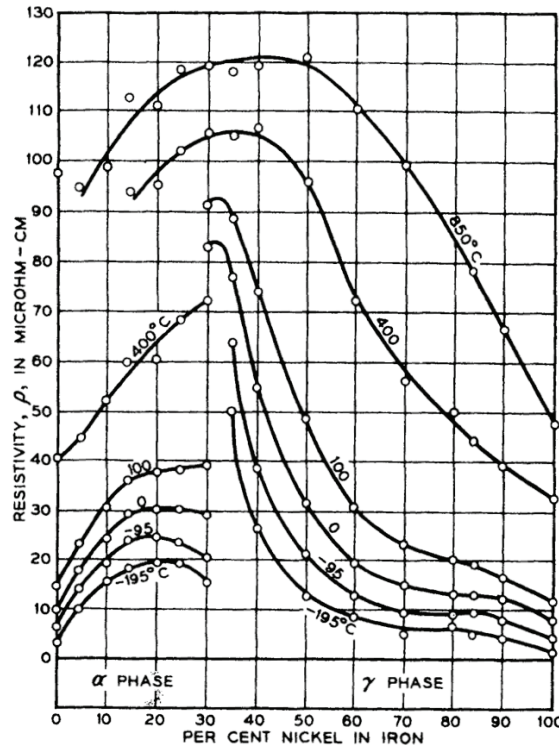


Figure I-17 : résistivité électrique des FeNi [BOZ 1951]

### I.6.3 Classification

Plusieurs compositions singulières se remarquent et se démarquent immédiatement à partir de toutes les figures données plus haut, parmi lesquelles, nous pouvons citer :

- Compositions vers 80 % Ni, elles réalisent un très bon compromis entre une anisotropie cristalline nulle et une magnétostriction quasiment nulle permettant un maximum de perméabilité.
- Compositions vers 45–50 % Ni, dotés d'une aimantation à saturation élevée.

A ces compositions, s'ajoutent les alliages bien connus à 36% de nickel (Invar). A la fin du 19<sup>ème</sup> siècle, il y a eu une découverte assez majeure due à l'époque au rapprochement entre les ingénieurs d'Imphy et des chercheurs du bureau international des poids et mesures (BIPM). Cette découverte était le fruit des recherches sur des matériaux invariants avec la température pour la réalisation d'un mètre étalon invariant en longueur. Imphy avec un physicien d'origine suisse et

chercheur au BIPM (Charles Edouard GUILLAUME) ont découvert l'Invar en 1896. Ceci par la suite a donné naissance à des matériaux dérivés de l'Invar et au Prix Nobel de physique en 1920. La particularité la plus étonnante de l'Invar est sa dilatation quasi-nulle pour des températures allant de la cryogénie à l'ambiante. Il est aujourd'hui un alliage clé dans de nombreuses applications (cf. section I.6.6.2 et annexe I).

Les références [COU 1996] et [WAE 2011] passent en revue les grandes familles d'applications avec les solutions actuelles de matériaux magnétiques doux notamment les FeNi qui peuvent les satisfaire. Le choix d'une solution de matériau, satisfaisant au mieux telle ou telle application électromagnétique passe souvent par un exercice qui relève de l'art du compromis.

Par ailleurs, d'autres compositions d'alliages FeNi(Cr,Cu...) se développent actuellement dans les laboratoires de recherche et même au stade industriel. La tendance actuelle est de réduire les teneurs en nickel (donc les coûts) vers les 30 % de la masse de l'alliage sans trop dégrader les performances des produits. En effet, ces dernières années, les cours des matières ont subi des fluctuations pouvant aller de 100 à 200 %, voire plus sur un an. Le prix du nickel a parfois rejoint celui du cobalt! (cf. Chapitre V).

Il est important de souligner que différentes nuances de toutes ces compositions FeNi ont été étudiées au cours de cette thèse, parmi lesquelles un alliage Fe-80 % Ni, d'autres à 50 % Ni (Supra50, alliages de type Phytherm...), une nuance d'Invar à 36 % Ni mais aussi différents alliages FeNi(Cr,Cu) vers les 30-31%Ni dits à bas point de Curie.

#### **I.6.4 FeNi et point de Curie**

La Figure I-18 illustre de façon très claire que les alliages FeNi peuvent faire varier à volonté leur température de Curie  $T_c$  en dessous ou au-dessus de l'ambiante par une addition ternaire d'éléments non magnétiques, en l'occurrence ici, le Cr.

Nous pouvons y voir que pour les matériaux à bas point de Curie ( $T_c < 100^\circ\text{C}$ ), la transformation de phase  $\alpha$  (cc)/ $\gamma$  (cfc) peut se produire à température ambiante vers les 28% Ni. Nous rappelons pour mémoire que dans la phase  $\alpha$  (cc), la constante d'anisotropie magnétocristalline  $K_1$  est élevée et que par contre dans la phase  $\gamma$  (cfc), elle est faible. D'autre part, cette constante d'anisotropie magnétocristalline gouverne la perméabilité magnétique; plus  $K_1$  est faible, plus la perméabilité est élevée. Nous comprenons ainsi mieux pourquoi cette phase  $\gamma$  doit être maintenue pour des teneurs supérieures ou égales à 30% de Ni.

De manière générale, les additions ternaires d'éléments non ferromagnétiques (ex. Cr, Mo, Si) permettent d'abaisser  $T_c$ . A titre d'exemple et en s'appuyant sur la Figure I-18, l'addition du Cr non seulement baisse la valeur de  $T_c$  mais déplace aussi la position de son maximum avec la concentration.



La dépendance de  $T_c$  des alliages FeNi en fonction des additions d'autres éléments dans la composition nous laisse donc imaginer la grande flexibilité de choix de  $T_c$ , ainsi que les possibilités d'adapter cette valeur en fonction des exigences de l'application. Un cas type d'application est la « cuisson par induction à autorégulation de température » à laquelle nous trouvons nécessaire de consacrer une partie dans la section consacrée aux applications des FeNi décrites un peu plus loin dans ce chapitre.

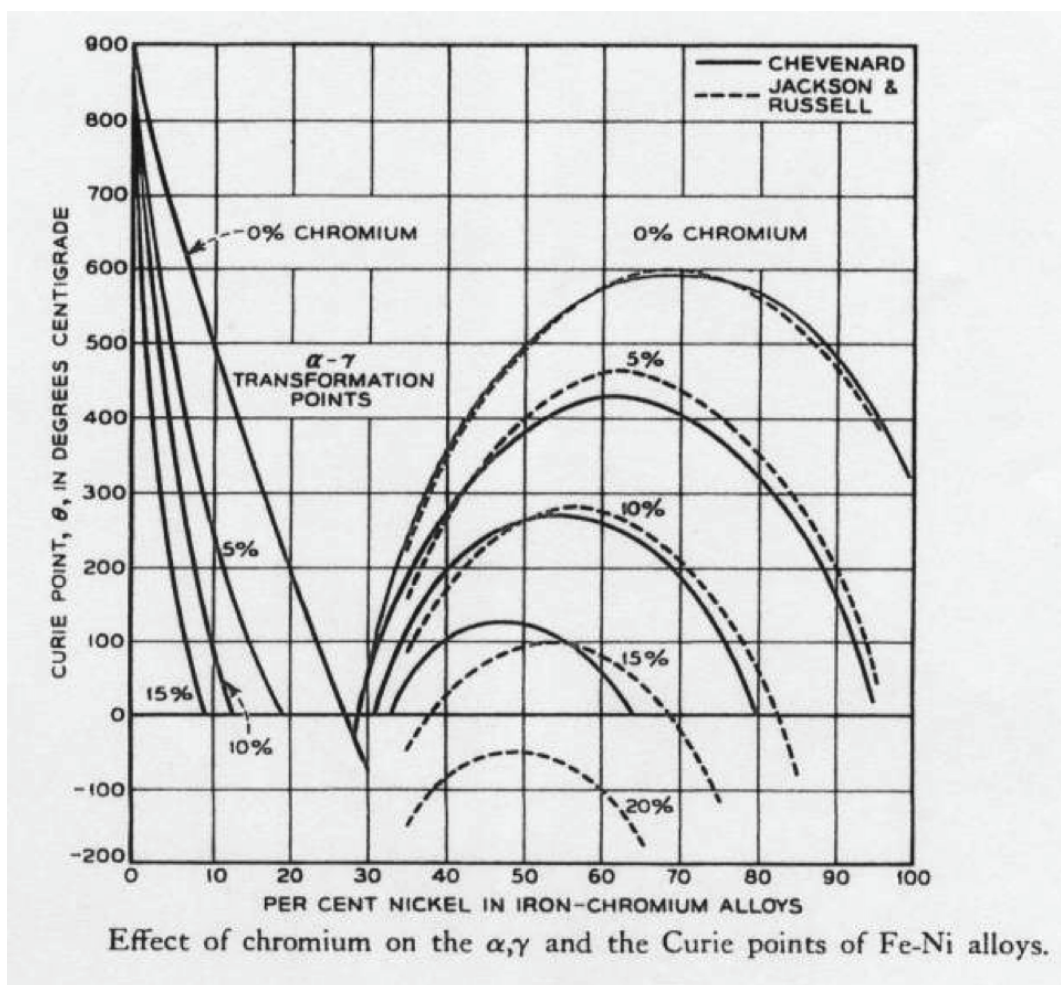


Figure I-18 : point de Curie dans les FeNiCr [BOZ 1951]

### I.6.5 Effets de la température sur les propriétés

La bibliographie sur les effets de la température sur propriétés magnétiques et électromagnétiques des alliages FeNi permet de résumer (Table I.4) les tendances générales d'évolution [CHE 1922], [FRI 1958], [PAS 1959], [FRI 1959], [ACK], [DOC 2007], [APERAM], [SPMETAL], [VAC], [TK-VDM], [CARPENTER], [SUMITOMO].

TABLE I.4  
ÉVOLUTION DES PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES ET ÉLECTROMAGNÉTIQUES  
DES FeNi AVEC LA TEMPÉRATURE

\* Tant que  $T < T_c$

Propriété	Induction à saturation ( $B_s$ )	Anisotropie magnétocristalline ( $K_1$ )	Magnétostriction ( $\lambda$ )	Résistivité électrique ( $\rho$ )	Perméabilité maximale ( $\mu_{\max}$ )	Champ coercitif ( $H_c$ )
Evolution	↘	↘	↘	↗	↗↘	↘

\*\* Après  $T_c$

Propriété	Induction à saturation ( $B_s$ )	Anisotropie magnétocristalline ( $K_1$ )	Magnétostriction ( $\lambda$ )	Résistivité électrique ( $\rho$ )	Perméabilité maximale ( $\mu_{\max}$ )	Champ coercitif ( $H_c$ )
Evolution	0	0	↘	--	0	0

Nous reviendrons aux variations des propriétés avec la température avec plus de détails dans le chapitre II. Il sera totalement consacré aux comportements thermomagnétiques des alliages FeNi au travers des expérimentations effectuées sur différentes compositions. Ces comportements seront supportés par des modèles phénoménologiques développés au chapitre III.

## I.6.6 Survol des applications industrielles des alliages FeNi

L'importance économique des alliages magnétiques doux FeNi ne se mesure pas en gros tonnages utilisés en construction électrique comme pour les tôles FeSi, mais en millions de composants, de tores, de toutes sortes de pièces dont ils constituent le cœur de dispositifs aussi divers que la sécurité électrique, la commande,...

Dans ces travaux, nous nous sommes intéressés à l'application bien connue des FeNi dans le domaine de la **sécurité électrique**, notamment le **dispositif de protection différentielle** et plus particulièrement le **relais haute sensibilité** le constituant. Cette application fait largement l'objet des chapitres IV et V, donc nous n'allons pas la traiter dans cette partie.

### I.6.6.1 Application aux plaques à induction

La propriété particulière (faible température de Curie) des FeNi et de nouveaux alliages FeNiCr peut être exploitée entre autre dans les plaques par induction.

Une revue des propriétés physiques générales accessibles aux alliages austénitiques ferromagnétiques base Fe–Ni est proposée dans [WAE 2005], [WAE 2006]. Une description des besoins applicatifs de la cuisson par induction et les besoins qui en découlent en termes de matériaux nouveaux a été détaillée (besoin de perméabilité magnétique et induction, aptitude à la mise en œuvre, résistance à la corrosion, structure multicouche stable dans le temps, effet bilame compensé et autorégulation de température).

Dans une plaque à induction domestique, un onduleur à résonance (puissance = qq kW) alimente un inducteur de type pancake dans une gamme de fréquence 20–40 kHz. Les phénomènes électromagnétiques créés induisent des courants de Foucault qui provoquent l'échauffement du récipient placé à proximité (Figure I-19).

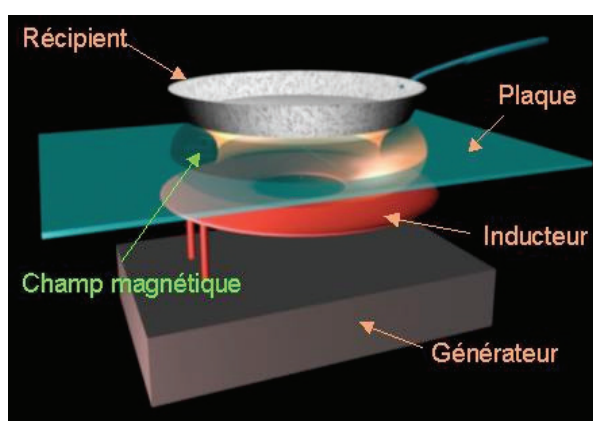


Figure I-19 : schéma de principe de cuisson par induction [APERAM]

Pour les récipients compatibles avec l'induction, on utilise notamment des structures multicouches (Figure I-20) : un inox non magnétique pour le contact alimentaire + un matériau diffuseur thermique (Al, Cu) + un matériau ferromagnétique (par exemple, acier inox ferritique

type Fe–17 à 20%Cr) dans lequel sont créés les courants de Foucault et donc la source de chaleur. A noter qu'en raison du chauffage direct par induction, le récipient peut rapidement atteindre des températures trop élevées, voire dangereuses qui ne peuvent pas être détectées efficacement par les capteurs placés au niveau de l'inducteur. Au-delà de 230 °C, de l'huile contenue dans un récipient peut en effet s'enflammer spontanément.

Afin de remédier à ce problème, il a été proposé dès 1980 dans le brevet FR 2453 627 [EQUIP 1980] de fabriquer un fond de récipient en matériau multicouche comprenant un alliage ayant un point de Curie  $T_c$  compris entre 60 et 200°C. En effet, tant que la température du récipient est inférieure à  $T_c$ , l'alliage est ferromagnétique et la puissance dissipée dans le récipient est importante. Dès que la température du récipient dépasse  $T_c$ , l'alliage devient amagnétique, et la puissance dissipée diminue a priori fortement. En fait, dans cette situation, la variation d'impédance équivalente de l'ensemble inducteur-récipient est détectée et utilisée pour arrêter l'onduleur. On obtient une forme de « régulation thermique » par le récipient.

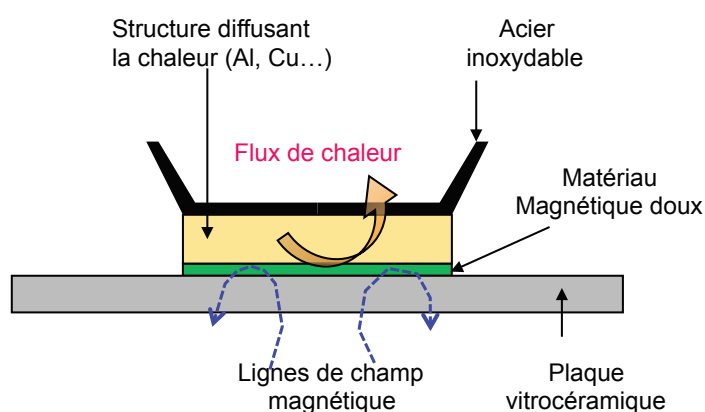


Figure I-20 : structure multicouche d'un récipient posé sur une plaque en vitrocéramique

Au delà de la fonction « intelligente » exercée par  $T_c$ , l'alliage doit assurer une dilatabilité très proche de celle de l'inox inoxydable en contact direct avec les aliments et une bonne résistance à la corrosion sur ces deux faces. En effet, le matériau magnétique doit avoir une dilatabilité proche de celle des inox ferritiques (11–13ppm/°C) utilisés du côté des aliments. Chacune de ces couches externes crée un fort effet bilame lorsqu'elle est accolée au diffuseur thermique (Al, Cu) à forte dilatation (par exemple 23–24 ppm/°C pour l'Al) qui constitue la couche interne du récipient (voir Figure I-20). En rendant ces deux effets bilames symétriques d'amplitude égale, on en annule les effets par compensation exacte : on obtient ainsi tout au long de la chauffe puis au retour à l'ambiante une bonne stabilité dimensionnelle du fond.

Appuyons-nous sur le diagramme ternaire FeNiCr développé chez Aperam–Imphy illustré dans la Figure I-21. En considérant d'une part les réseaux de lignes iso-dilatabilité entre 20°C et  $T_c$  et les réseaux de lignes iso-point de Curie  $T_c$  et d'autre part les besoins énoncés précédemment de cuisson autorégulée, les alliages Fe–48 à 52%Ni–8 à 11%Cr satisfont les différents critères

énoncés. Les compositions de ces alliages FeNiCr peuvent être ajustées en fonction de la température de cuisson maximum recherchée (par exemple, 230–260°C pour la sécurité, voir 100°C pour des cuissons basse température).

En conséquence, deux compositions d’alliages ont été choisies par le Centre de Recherche d’Imphy pour être développées au stade industriel [FRA 2001]:

- o L’alliage Fe40Ni50Cr10 ( $T_c = 240$  °C), appelé Phytherm230<sup>®</sup> (nuance associée SP510).
- o L’alliage Fe41.3Ni50Cr8.7 ( $T_c = 270$ °C), appelé Phytherm260<sup>®</sup> (nuance associée SP509).

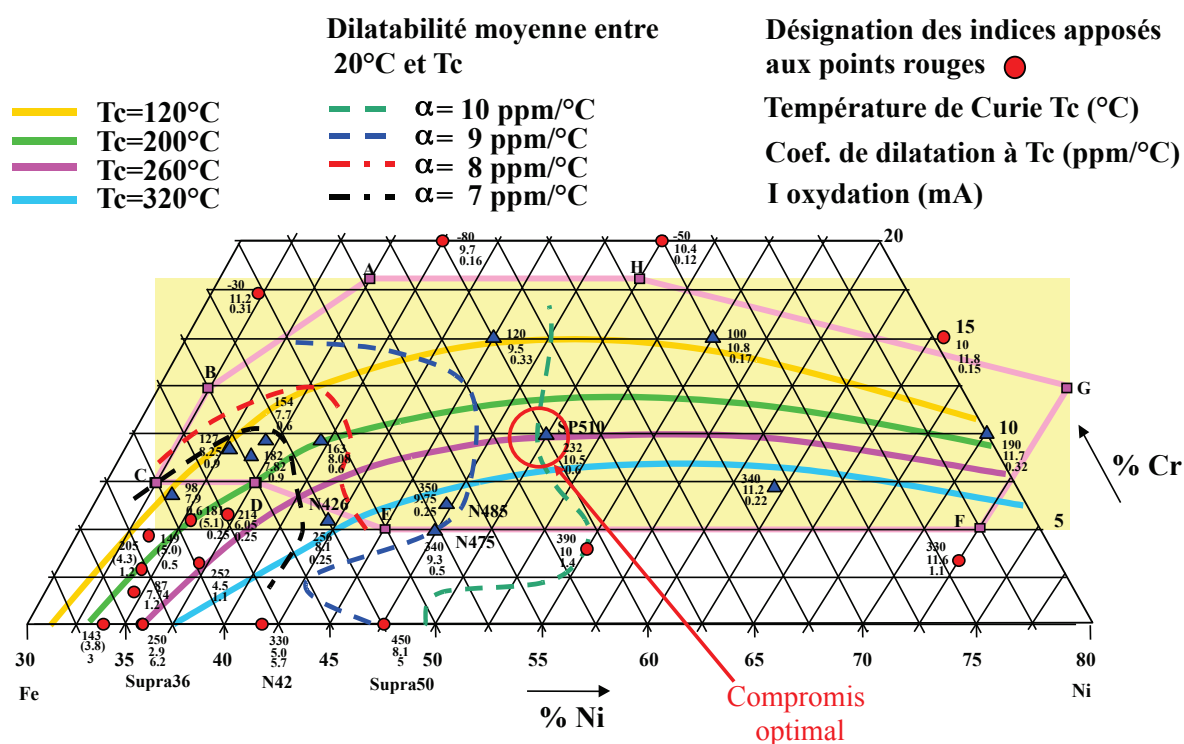


Figure I-21 : diagramme Fe-Ni-Cr austénitique et ferromagnétique avec réseaux de lignes iso-point de Curie  $T_c$  et réseaux de ligne iso-dilatabilité moyenne entre 20°C et  $T_c$  [WAE<sup>2</sup> 2010]

Différentes structures multicouche et de récipients de cuisson réalisés à base de ces alliages sont soumises à différents tests de conformité dans [WAE 2006]. Le lecteur recherchant un éclairage plus pointu est invité à se tourner vers cette référence.

### I.6.6.2 Synthèse d’autres applications

La Table I-5 synthétise les principales et très nombreuses applications des FeNi en dehors de la cuisson par induction. Des brefs descriptifs complémentaires de certaines de ces applications sont également fournis en annexe I.

La Figure I-22 résume les principales applications des alliages FeNi en s'appuyant sur les courbes d'aimantation qui leur sont associées.

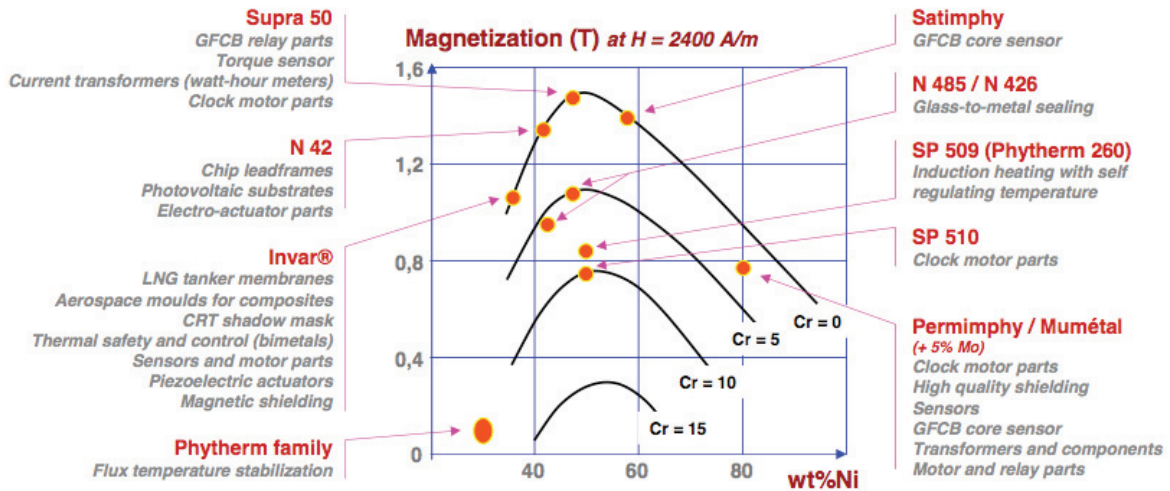


Figure I-22 : récapitulatif des applications et des nuances commercialisées [APERAM]



TABLE I.5  
AUTRES APPLICATIONS DES FeNi

Domaine	Type du FeNi, application, apport	Principales propriétés d'usage
Horlogerie	Le stator du moteur pas à pas (cf. annexe I) est réalisé en alliage à 80 % de nickel ou encore du type alliage Fe-50Ni-10Cr voir même en FeNi à moins de 34% Ni (i.e. économique) ( <a href="#">WAE 2002</a> ). Les noyaux sont quant à eux réalisés à partir des alliages à 50 % de nickel. (cf. annexe I)	Excellente découpeabilité, faible champ coercitif (i.e. faible consommation d'énergie et donc une plus grande durée de vie des piles), induction à saturation élevée (volume des pièces réduit)
Blindage électromagnétique	Mumétal et Supra50 pour le blindage sous forme de composants. Des tôles sandwich associant des alliages FeNi (Mumétal par exemple) à d'autres matériaux tels que le (FeSi, Al) pour l'obtention d'une protection optimale contre un large spectre électromagnétiques ( <a href="#">VAC</a> ), ( <a href="#">APERAM</a> ).	Haute perméabilité magnétique
Domaine de l'automobile	Alliage Fe-50%Ni pour capteurs de couple pour une mesure précise du positionnement des roues	Induction à saturation élevée.
	Alliages réfractaires pour les joints de culasses	Tenue mécanique, tenue à l'oxydation et également aux hautes températures.
	Alliages Maraging (aciers spéciaux FeNiMbCo) pour courroie de transmission variable (voir en annexe I)	Limites élastiques jusqu'à 2000 MPa avec des tenues à la «fatigue» très importantes
	Fe-36%Ni (Invar) pour injection automobile. Des bases en Invar sont associées à des injecteurs piézo céramiques pour faire en sorte que quelle que soit la température du compartiment moteur l'injecteur ne bouge pas (cf. annexe I)	Dilatation
Electronique	FeNi «Permalloys» pour la réalisation de profils destinés à divers composants magnétiques et modems	Forte perméabilité dynamique
Régulation thermique	Bilames thermostatiques pour le contrôle de la température, la sécurité et les systèmes de compensation thermique.	Certaines spécificités de dilatation
Applications particulières de l'Invar	Cuves de méthaniers, pipes pour transfert de fluides cryogéniques, moules des coques composites des avions (Boeing et Airbus) et spatiaux, boîtiers de composants électroniques, armatures de télescope spatial, dissipateurs thermiques, pièces de machines-outils, etc.	Dilatation...
...	...	...

### I.6.6.3 Applications potentielles

#### **Dispositifs de mesure de température et de marquage de dépassement de température, sans contact**

Récemment, dans la thèse de [MAV 2007], la dépendance du comportement de certains matériaux FeNi de la température a été exploitée. Dans cette étude, l'intérêt s'était surtout porté sur des méthodes interrogatives basées sur une excitation et détection à distance. L'idée consiste à interroger à distance l'état d'un élément sensible (étiquette magnétique en FeNi) afin de détecter le dépassement d'un seuil de température en temps réel. Ce seuil est représenté par le point de Curie du FeNi (voir annexe I).

#### **Nanoparticules de fer de taille contrôlée pour l'hyperthermie**

L'hyperthermie consiste en un traitement de tumeurs par échauffement. Le contrôle et l'autorégulation de cet échauffement *in vivo*, est donc primordial (cf. annexe I). Des études récentes sur l'élaboration de nanoparticules magnétiques permettent d'envisager un échauffement localisé. Cette approche, notamment développée dans [DUG 2004], consiste en l'élaboration de particules « intelligentes » dont la température de Curie ( $T_c$ ) est basse et proche des températures d'utilisation recherchées. Au-delà de  $T_c$ , le matériau perd ses propriétés magnétiques et par conséquent ne produirait plus d'échauffement [POL 2007], [SHL 2007]. Dans [LAC 2008], un banc de mesure d'hyperthermie a été mis en place pour évaluer les potentialités des nanoparticules de fer et de FeCo pour cette application. Les FeNi pouvant faire varier à volonté leur température de Curie pourraient participer à ces avancées visant à l'élaboration de nanoparticules multifonctionnelles pour le traitement de tumeurs. Le chemin reste cependant encore long avant d'envisager une utilisation *in vivo* de ces particules (cf. annexe I).

## I.7 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté de manière simple et générale les notions et concepts de base relatifs au magnétisme et aux propriétés magnétiques des matériaux ferromagnétiques doux polycristallins. Nous nous sommes ensuite attachés plus particulièrement aux alliages FeNi qui font l'objet de cette thèse. Nous avons vu à travers les études présentées que les alliages FeNi binaires ou avec des additions ternaires offrent tout un éventail de propriétés magnétiques pouvant être réglées selon les besoins applicatifs. Une attention particulière a été portée sur les effets de la température sur les propriétés magnétiques et électriques générales des FeNi. Enfin, nous avons passé en revue les principales applications de ces alliages.

Au chapitre suivant, des méthodes de caractérisation expérimentales pour l'étude du comportement des alliages FeNi notamment sous contrainte thermique seront exposées.



## I.8 Références bibliographiques

- [ACK] F. W. Ackermann, W.A. Klawitter and J.J. Drautman (Carpenter Technology Corporation and Gardner Cryogenics Corporation), Acieries d'Imphy (centre de documentation).
- [APERAM] Aperam, <http://www.imphy.com/alloys-imphy>.
- [BIT 1931] F. Bitter, «On inhomogeneities in the magnetization of ferromagnetic materials», *Physical Review*, vol. 38, pp. 1903, 1931.
- [BOZ 1951] R.M.Bozorth, «Ferromagnetism», Van Nost , Reinhold, 1951.
- [CARPENTER] Carpenter (US), <http://www.cartech.com>.
- [CHE 1922] P. Chevenard (Imphy), «Etude de la fragilité des Ferronickels aux basse températures», *Revue de métallurgie*, pp. 209, 1922.
- [COU 1996] G. Couderchon, «Alliages fer-nickel et fer-cobalt:propriétés magnétiques», *Techniques de l'Ingénieur (traité Génie électrique)*, 1996.
- [COU 1998] G. Couderchon, «Alliages magnétiques doux», *Techniques de l'ingénieur*, 1998.
- [DOC 1999] «Modélisation des lois d'aimantation des Permoalloys», Doc interne Aperam, 1999.
- [DOC 2000] «Modélisation du comportement magnétique des Permoalloys», Doc interne Aperam, 2000.
- [DOC 2007] «Étude exploratoire des possibilités de modification de propriétés d'alliages d'Imphy par métallurgie», Doc interne Aperam, 2007.
- [DUG 2004] Duguet & Al, «Magnetic nanoparticle design for medical diagnosis and therapy», *J. Mater. Chem*, vol. 14, pp. 2161-2175, 2004.
- [EQUIP 1980] Equipinox Equip Acier Inoxydab., brevet FR2453627, France, 2002.
- [FRA 2001] H. Fraisse, T. Waeckerlé, Y. Grosbety et L. Coutu, «Alliage ferromagnétique pour la cuisson par induction», brevet FR2833019, 2001.
- [FRI 1958] J. F. Fritz & J. J. Clark (Westinghouse Electric Corporation), «Effects of temperature on magnetic properties of Nickel Iron Alloys», 1958.
- [FRI 1959] Fritz, J. J. Clark and J.F, «Temperature dependence of the magnetic properties of Nickel-Iron Alloys», *Journal of Applied Physics*, vol. 30, no. 4, 1959.
- [GAB 2012] Gabi. Y., « Modélisation FEM du système de contrôle non destructif 3MA en ligne de production des aciers dual phase », thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2012.
- [JAK 1994] Jakubovics, «Magnetism and magnetic materials», 1994.
- [LAC 2008] Lacroix Lise-Marie, «Nanoparticules de fer de taille contrôlée pour l'hyperthermie :Synthèse par voie organométallique, caractérisation magnétique et mesure de puissance dissipée», thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2008.
- [LAN 1935] Landau & Lifshitz, «On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies», «*Phys. Zeits. Sowjetunion*», vol. 8, 1935.
- [MAV 2007] D. Mavrudieva, «Etiquettes magnétiques interrogeables a distance. Application à la mesure de température», thèse de doctorat, Institut national Polytechnique de Grenoble, 2007.
- [PAS 1959] M. Pasnak & R. H. Lundsten (U.S. Naval Ordnance Laboratory), «Effects of temperature on magnetic core materials», 1959.
- [PAU 1983] Pauthenet, «Théorie du magnétisme», *Techniques de l'ingénieur (traité Génie électrique)*, 1983.

- [POL 2007] E. Pollert, K. Knížek, M. Maryško, P. Kašpar, S. Vasseur, E. Duguet, «New Tc-tuned magnetic nanoparticles for self-controlled hyperthermia», *J. Mater. Chem.*, vol. 316, pp. 122-125, 2007.
- [SHL 2007] O. A. Shlyakhtin, V. G. Leontiev, Y. J. Oh, A. A. Kuznetsov, *Smart Mater Struct*, vol. 16, pp. N35-N39, 2007.
- [SP METAL] SpecialMetal (US), <http://www.specialmetals.com>.
- [SUMITOMO] Sumitomo (Jap.), <http://www.sumitomocorp.co.jp>
- [TK-VDM] TK-VDM (Al.), <http://www.thyssenkrupp-vdm.com>.
- [VAC] Vacuumschmelze (Al.), <http://www.vacuumschmelze.com/>.
- [WAE 2002] T. Waeckerlé, H. Fraisse, B. Boulogne, «Alliage magnétique doux pour horlogerie», brevet FR2836155, France, 2002.
- [WAE 2005] T. Waeckerlé, H. Fraisse, «Nouveaux alliages magnétiques FeNi pour la cuisson par induction avec autorégulation de température», MGE, Lyon, 2005.
- [WAE 2006] T. Waeckerlé, H. Fraisse, J. Hill, «Nouveaux alliages magnétiques FeNi pour la cuisson par induction avec autorégulation de température», *Matériaux*, Dijon, 2006.
- [WAE<sup>1</sup> 2010] T. Waeckerlé, «Matériaux magnétiques doux cristallins: Magnétisme et métallurgie appliqués», *Techniques de l'ingénieur*, 2010.
- [WAE<sup>2</sup> 2010] T. Waeckerlé, «Low nickel content FCC alloys: Recent evolution and applications», *IEEE Trans. on Mag.*, vol. 46, no.2, pp. 326- 332, 2010.
- [WAE 2011] T. Waeckerlé, « Matériaux magnétiques doux cristallins: Choix des matériaux», *Techniques de l'ingénieur*, 2011.
- [WIE 1853] G. Wiedemann & R. Franz, «On the thermal conductivity of metals», *Ann. Phys.*, vol. 89, pp. 497-531, 1853.

## Chapitre II

### Comportement thermomagnétique des alliages FeNi : moyens de mesure, caractérisation expérimentale et résultats

---

#### Sommaire

II.1	Bref survol des techniques de caractérisation .....	36
II.1.1	Méthode fluxmétrique type « transformateur » pour mesures d'hystérésis à des fréquences modérées (< quelques kHz) .....	36
II.1.2	Thermomagnétomètre: mesure du point de Curie .....	38
II.2	Hystérésigraphe .....	39
II.3	Mesures sous contrainte thermique .....	41
II.3.1	De la température ambiante à la température de Curie .....	41
II.3.2	Mesures expérimentales aux températures cryogéniques .....	42
II.3.2.1	Description de la manipulation .....	43
II.3.2.2	Risque de transformation martensitique et précautions .....	44
II.4	Résultats .....	44
II.4.1	Cycles .....	45
II.4.2	Courbes thermomagnétiques $J(T)$ .....	48
II.4.3	Perméabilité magnétique, champ coercitif, etc .....	49
II.5	Mesure de résistivité électrique .....	50
II.6	Conclusion .....	53
II.7	Références bibliographiques .....	54

---

Après avoir exposé les fondements théoriques nécessaires pour nos travaux, dans ce chapitre, nous allons présenter les dispositifs de mesure et techniques de caractérisation expérimentale de matériaux magnétiques. Nous précisons ceux que nous avons rencontrés dans la littérature et ceux que nous avons utilisés ou/et développés au cours de cette thèse. Nous étudierons ensuite le comportement magnétique et électrique des alliages FeNi avec la température au travers de nombreuses expérimentations. La connaissance et la prise en compte des effets de la température revêtent une grande importance notamment dans les applications où l'interaction du matériau avec son environnement est un effet de premier ordre sur les performances finales des dispositifs. De plus, l'importance de ces mesures est capitale pour une modélisation fine de ces comportements.

## II.1 Bref survol des techniques de caractérisation

La caractérisation d'un matériau magnétique (dans cette thèse) consiste à mesurer les courbes d'hystérésis  $B(H)$ . Elle peut s'opérer pour différents champs d'excitation, dans différentes conditions de sollicitation dynamique (fréquence) et dans des ambiances contraintes (température). Etant donné que les grandeurs  $H$  et  $B$  ne sont pas directement mesurables (dans un circuit magnétique fermé), leurs valeurs sont déduites à partir de grandeurs électriques associées : une tension pour l'induction  $B$  et un courant pour le champ d'excitation  $H$ . Dans cette section, nous survolons très rapidement les principaux dispositifs utilisés pour la mesure des propriétés magnétiques techniques d'usage. Il faut noter que ce sujet est traité abondamment dans la littérature à commencer notamment par les références normatives correspondantes [CEI 404]–parties 2 à 7.

### II.1.1 Méthode fluxmétrique type « transformateur » pour mesures d'hystérésis à des fréquences modérées (< quelques kHz)

En toute généralité, les dispositifs expérimentaux utilisés sont adaptés à la forme de l'échantillon mais le principe de mesure reste le même. La Figure II – 1 montre le schéma de principe dans le cas d'un échantillon torique.

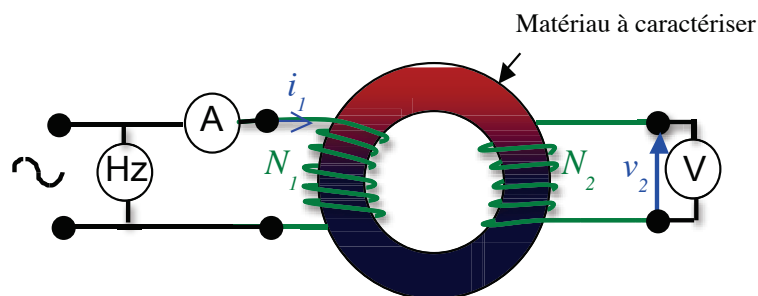


Figure II - 1 : schéma de principe d'une mesure fluxmétrique de la polarisation magnétique en champ alternatif

L'échantillon de longueur moyenne  $L_m$  et de section  $S$  sert de noyau magnétique à un transformateur formé d'un circuit primaire de  $N_1$  spires parcouru par un courant  $i_1$  et d'un circuit secondaire comportant  $N_2$  spires de tension  $V_2$  à ses bornes.

En prenant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices, à savoir une section de flux constante sur le parcours  $L_m$ , un champ magnétique homogène dans l'échantillon et des fuites magnétiques négligeables, le théorème d'Ampère, permet d'écrire que:

$$H = \frac{N_1}{L_m} \cdot i_1 \quad (\text{II -1})$$

Si  $i_1$  (et donc  $H$ ) varie dans le temps, alors la polarisation magnétique  $J(H)$  (respectivement l'aimantation  $M(H)$ ) l'est également et crée une f.e.m induite,  $V_2$ , au bobinage secondaire. Mesurant  $V_2(t)$ , on obtient ainsi l'induction  $B(t)$  par intégration :

$$V_2 = -N_2 \frac{d\phi}{dt} \Rightarrow \phi = B \cdot S = -\frac{1}{N_2} \int V_2 dt \Rightarrow B = -\frac{1}{SN_2} \int V_2 dt \quad (\text{II -2})$$

L'intégration (en basse fréquence surtout) est cependant délicate du fait des faibles niveaux de  $V_2$ , du bruit et de la dérive des appareils. Deux solutions sont envisageables : l'utilisation de fluxmètres (analogiques ou semi-numériques) [ROU 1988] ou de l'intégration numérique réalisée « hors ligne » sur les valeurs acquises de  $V_2$ .

Outre la rondelle emboutie ou tore enroulé, plusieurs configurations de circuit magnétique peuvent être utilisées pour la mesure :

Cadre Epstein: c'est le banc de mesure normalisé [ELN 1979] et utilisé depuis très longtemps pour la caractérisation des tôles utilisées en construction électrique (FeSi, FeNi...). C'est un circuit magnétique démontable, de forme carrée. Il est composé de quatre solénoïdes dans lesquels sont introduites les bandes de tôles à mesurer de manière à former un circuit magnétique fermé (Figure II - 2). C'est donc une géométrie n'utilisant que le matériau à mesurer et ayant un très faible entrefer.

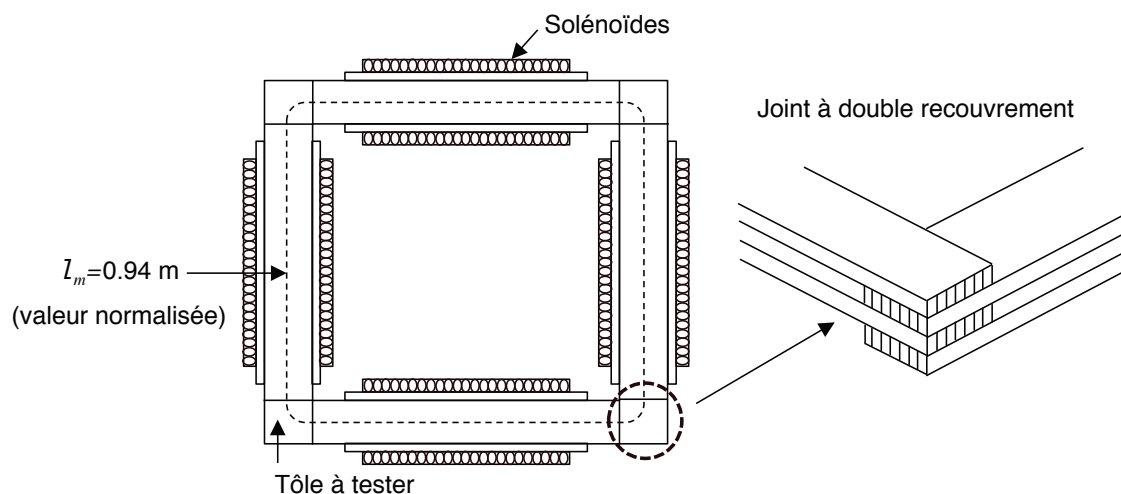


Figure II - 2 : appareil d'Epstein

Cadre à 1 bande : les dernières normes admettent l'emploi du cadre une bande. Ce dispositif utilise une culasse d'un autre matériau ayant une grande perméabilité et une grande section vis-à-vis de celle de l'échantillon (Figure II - 3). Un étalonnage préalable des Ampères-tours consommés par la culasse est nécessaire pour corriger à  $B$  donné les Ampères-tours débités lors de la caractérisation magnétique de l'échantillon.

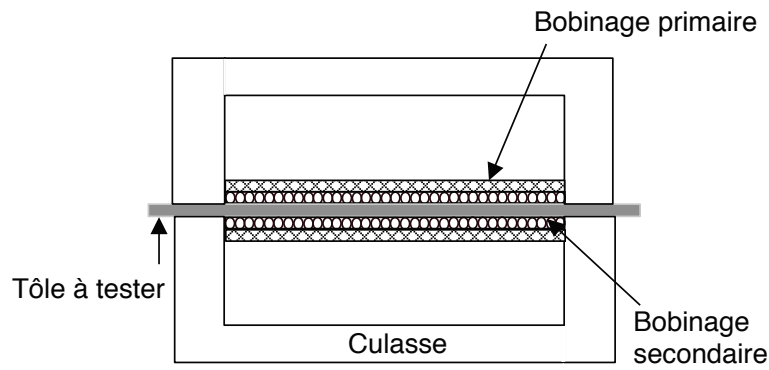


Figure II - 3 : cadre une bande

### II.1.2 Thermomagnétomètre: mesure du point de Curie

Le thermomagnétomètre est un appareil qui enregistre, en fonction de la température, les variations d'aimantation des corps ferromagnétiques. Il est particulièrement précis et adapté à la mesure de la température de Curie,  $T_C$ , d'un échantillon ferromagnétique. C'est une sorte de balance enregistrant une force magnétique d'un aimant permanent exercée sur l'échantillon à mesurer en fonction de la température. Cette force décroît au fur et à mesure que la température s'approche du point de Curie de l'échantillon (respectivement la polarisation magnétique  $J$  s'approche de 0). Les diagrammes sont tracés par le jeu d'un miroir mobile autour de deux axes rectangulaires.

Dans [CHE 1932], l'auteur décrit dans le détail cet appareil créé au laboratoire des Acieries d'Imphy pour l'étude des alliages. Le principe d'un tel appareil peut se schématiser de la manière suivante (Figure II - 4):

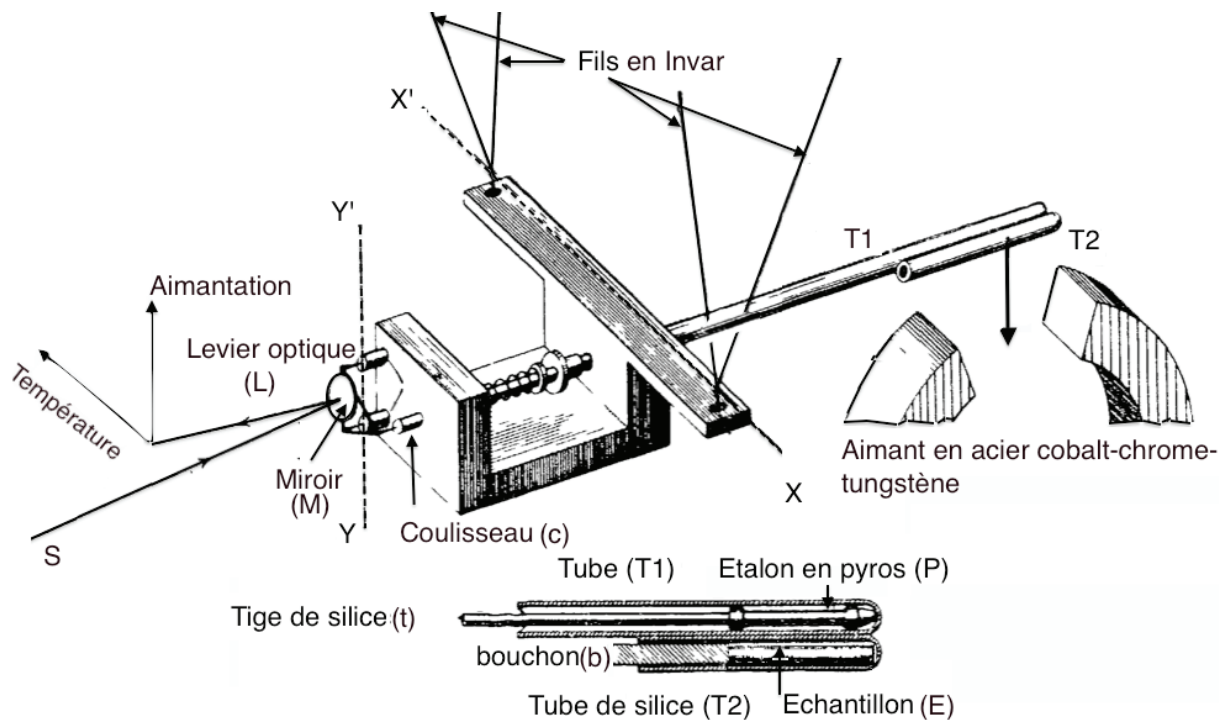


Figure II - 4 : schéma du thermomagnétomètre [CHE 1932]

L'échantillon (E) à mesurer, enfermé dans le tube de silice (T2) se trouve placé dans le champ d'attraction de l'aimant permanent (Figure II - 4). Le tube (T2) est soudé au tube (T1) du pyromètre qui forme ainsi l'un des bras du fléau de la balance. Ce fléau s'incline autour de l'axe (XX') d'un angle proportionnel à la force que l'aimant exerce sur l'échantillon.

L'étalon (P) est en pyros, alliage paramagnétique nickel-chrome-tungstène, rigide à chaud et se dilate régulièrement et réversiblement. Il prend, pour reprendre les termes de P. Chevenard, à tout instant à peu près la même température que l'échantillon.

Conformément à la pratique courante des mesures au thermomagnétomètre, quand, au moyen d'un four électrique, on élève la température de l'échantillon et de l'étalon pyrométrique (P), la dilatation de ce dernier transmise par la tige de silice (t) et le coulisseau (c) fait tourner le levier optique (L) autour de l'axe (YY'). En même temps, les changements thermiques du magnétisme de l'échantillon entraînent une modification de l'inclinaison du fléau. Ainsi, le tracé photographique de la courbe "aimantation-température" est déterminé par ce double mouvement du miroir concave (M).

## II.2 Hystérésigraphe

Compte tenu des structures du cadre Epstein ou du cadre à une bande tels que ceux vendus dans le commerce comme [BROCKHAUS], il est clair que des mesures en fonction de la température ne sont pas concevables, à plus forte raison si on cherche à atteindre des températures élevées i.e. quelques centaines de degrés. Le choix se limite rapidement à des structures de type tore bobiné.

L'équipe « matériaux du Génie électrique » du laboratoire travaille depuis longtemps sur la mise au point d'un banc de mesure fiable, reproductible et adaptable à la plupart des circuits magnétiques. Ce banc intègre une technologie mixte analogique/numérique qui lui offre une large gamme de possibilités en termes de formes d'ondes, de fréquences et de niveaux de champ.

Le schéma de principe du banc est donné dans la Figure II - 5.

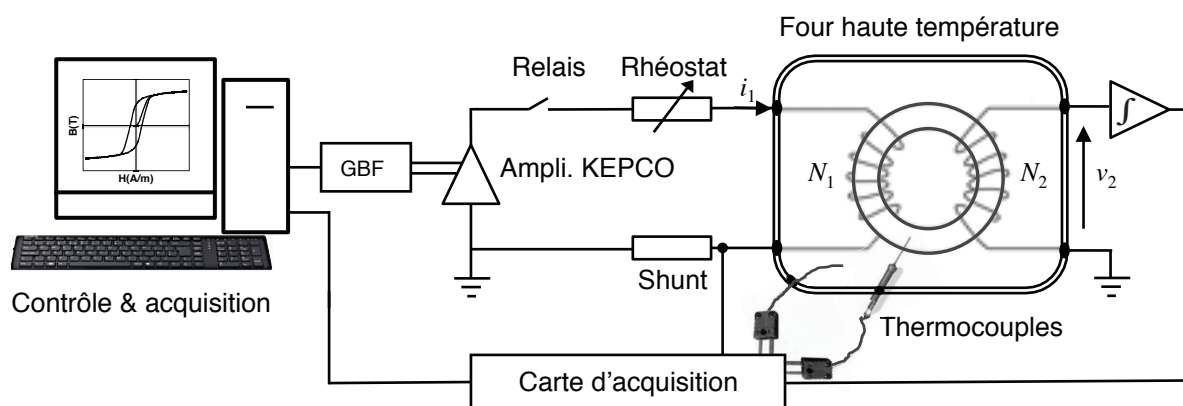


Figure II - 5 : banc de caractérisation magnétique du laboratoire



Un ordinateur commande l'envoi d'un signal d'excitation (en Volt) au GBF. Le signal est amplifié puis transmis à la bobine primaire connectée à une résistance série et une résistance de Shunt. Ce montage permet de réaliser ainsi une pseudo source de courant pour effectuer des mesures à  $H$  imposé. La résistance de Shunt, sert à mesurer le courant qui y circule. Le champ  $H$  est déduit de ce courant par une simple application du théorème d'Ampère (équation II-1). Au niveau du bobinage secondaire, se trouve un intégrateur analogique qui intègre la tension à ses bornes permettant ainsi l'accès à l'induction  $B$  (équation II-2). Ces signaux « images » de  $H$  et  $B$  sont numérisés par la carte d'acquisition de manière synchrone. Les signaux numérisés sont ensuite traités par le logiciel développé afin de tracer au final la courbe d'hystérésis  $B(H)$ .

D'un point de vue matériel, le dispositif expérimental est composé de :

- PC pentium 4 – 3.0 GHz pour commander les différents blocs fonctionnels et gérer l'acquisition de données.
- Carte d'acquisition Spectrum MI.3112 – 8 voies, basée sur un convertisseur analogique numérique 12 bits.
- Carte GPIB National Instrument IEEE 488.2 pour relier le GBF au PC.
- Générateur de fonction-GBF Tektronix AFG320, gamme de fréquences [0.01 Hz–26 MHz], amplitude des signaux générés [10 mV à 10 V], commandé via une liaison GPIB.
- Amplificateur de puissance AE TECHRON 200 V/10 A.
- Intégrateurs analogiques permettant l'accès au flux, de gains réglables [1, 2, 5, 10] et [100 ou 1000].
- Circuit de protection.
- Deux cartes électroniques : une amplificatrice et une atténuatrice, de gains réglables mises au point en juin 2012 [DUM 2012] (Figure II-6) pour optimiser la précision des mesures effectuées. La première sert à amplifier les amplitudes des signaux en basse fréquence et la deuxième a pour rôle de les réduire en haute fréquence. Elles permettent d'avoir des signaux d'amplitude +/-5V, quelle que soit la fréquence.

Les deux cartes étant placées dans un rack, elles sont accessibles et permettent de faciliter le réglage des gains et de l'offset.

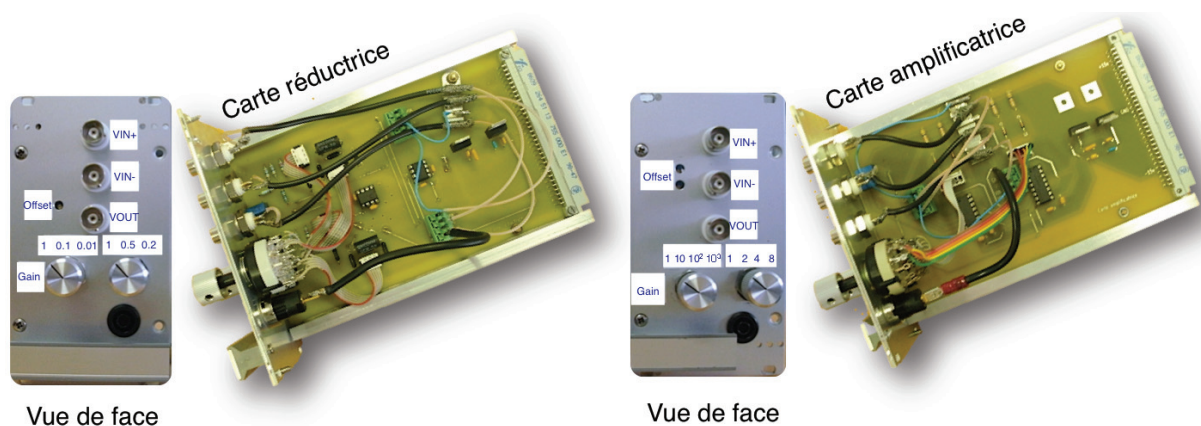


Figure II -6 : cartes électroniques du banc



## II.3 Mesures sous contrainte thermique

### II.3.1 De la température ambiante à la température de Curie

Nous venons de voir qu'on peut tracer et étudier la caractéristique  $B-H$  d'un matériau à une fréquence et une forme d'onde donnée. De plus, l'équipe «matériaux du Génie électrique» du laboratoire a fait évoluer ce banc de caractérisation expérimental pour rendre possibles des expérimentations sous contrainte thermique. Un four à régulation thermique SNOL 30/1100 (voir Figure II - 5 et Figure II - 8) pouvant aller jusqu'à 1100 °C, est utilisé à cet effet.

Les travaux visant à s'intéresser aux effets de la température sur les propriétés magnétiques des matériaux ont été initiés par Ahn Tuan Bui dans le cadre de sa thèse effectuée au laboratoire et soutenue en 2011. Les premières études ont permis de confronter les résultats expérimentaux provenant de tests de nombreux et différents matériaux doux (Permimphy Fe-80%Ni, matériau ferrite MnZn N30, matériau nanocristallin Vitroperm 800F) au modèle théorique qui est, en définitive, globalement validé [BUI2011].

Avant de procéder à l'opération proprement dite de caractérisation magnétique, il est fondamental d'isoler électriquement les fils des bobinages primaires et secondaires afin d'éviter des courts-circuits inter-spices d'une part et des mises au potentiel du matériau magnétique d'autre part. Cependant, les boîtiers (plastique, époxy...) fournis avec les matériaux par le constructeur ainsi que les isolants des conducteurs électriques (bobinages) ne sont pas prévus pour tenir à des températures généralement supérieures à 200°C. Des produits capables d'assurer cette isolation et de supporter les températures élevées sont alors utilisés :

Les bobinages primaire et secondaire sont réalisés avec un fil de cuivre émaillé (Magnetemp Y240). Pour des mesures à des températures supérieures à 240 °C, une gaine avec tresse de verre siliconée (BMS FIS12) tenant jusqu'à 650 °C est utilisée pour protéger les fils émaillés. Hormis l'alliage Fe-80%N (tore bobiné), tous les matériaux étudiés sont échantillonnés en rondelles (Figure II - 7). Chaque matériau est constitué d'un empilement de rondelles et l'isolation (entre rondelles et extérieure de l'échantillon) est assurée par un film adhésif en Kapton (isolant électrique).

Il faut être conscient que le fait de manipuler des rondelles très minces pour les isoler avec le ruban adhésif en Kapton pourrait modifier les caractéristiques magnétiques du matériau. C'est ce que nous avons constaté en comparant des mesures réalisées à température ambiante sur des rondelles de 0.34 mm d'épaisseur isolées par du Kapton et des rondelles nues. Nous avons évoqué comme possible explication l'effet inverse de la magnétosstriction. En effet, l'application d'une contrainte mécanique externe sur le matériau peut dégrader ses performances en affectant son aimantation (cf. chapitre I).

Le Kapton peut être remplacé dans ce cas par un autre isolant. Une fibre (Nefatex 1390) sous forme d'un textile très souple à base de filaments continus d'alumine-silice a été utilisée. Des rondelles de cette fibre sont découpées et entreposées entre les rondelles en FeNi pour assurer l'isolation.

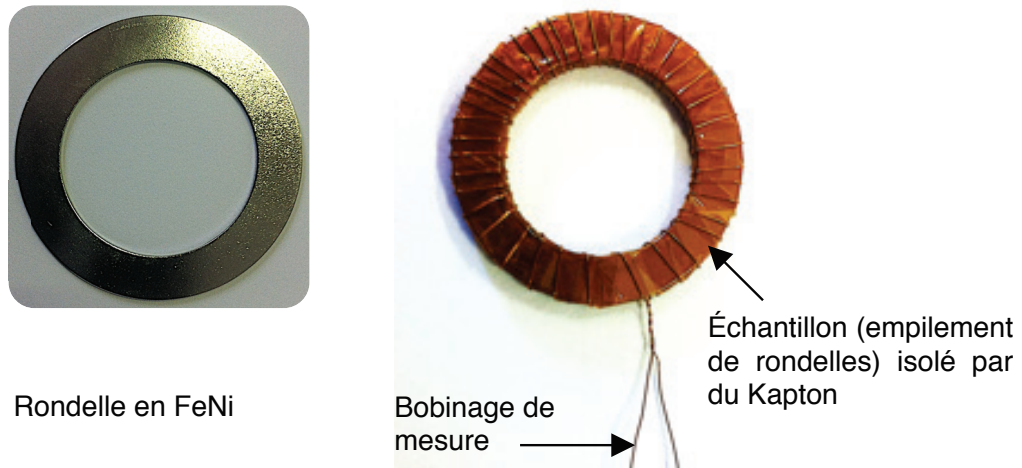


Figure II - 7 : préparation d'un échantillon magnétique pour la mesure

Une boîte métallique dans laquelle est introduit l'échantillon à mesurer est utilisée pour augmenter l'homogénéité de la température. Des thermocouples permettent de suivre l'évolution de la température et de vérifier l'homogénéité de la température (Figure II - 8).

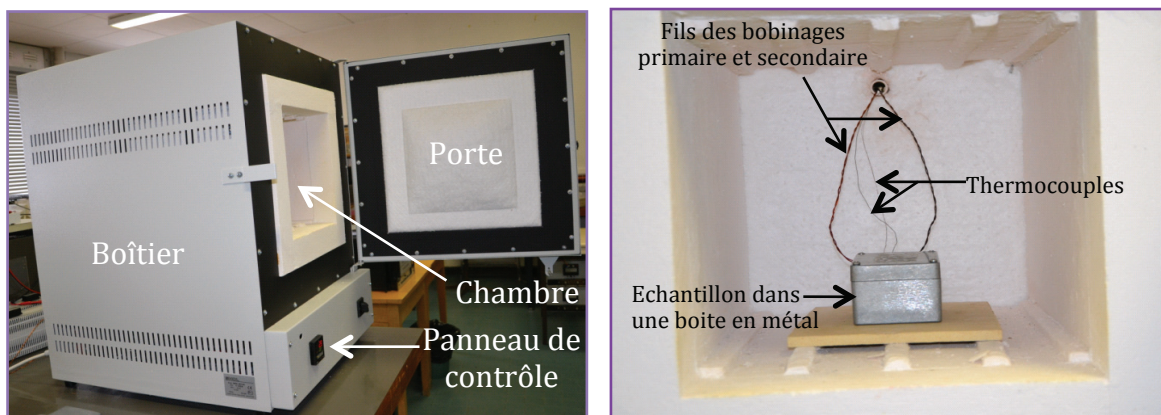


Figure II - 8 : à gauche : four à régulation thermique, à droite : disposition de l'échantillon dans le four

### II.3.2 Mesures expérimentales aux températures cryogéniques

Dans de nombreux domaines de la recherche scientifique, il est nécessaire d'opérer à des très basses températures. Cependant, les informations reportées dans la littérature à ce sujet révèlent que l'étude des propriétés des matériaux magnétiques aux températures cryogéniques reste très limitée. Dans [ACK 1971], on trouve que certains alliages commerciaux (Fe, FeSi, Vanadium-permendum...) ont été investigués dans ce sens. Généralement, les mesures à de telles ambiances peuvent être conduites avec l'utilisation de l'hélium liquide dont la température d'équilibre est de 4,2 °K mais, dans plusieurs cas, l'azote liquide (77°K) est le moyen le plus approprié et le plus accessible.

Dans ce contexte, et comme nous allons le voir au chapitre III, au cours de nos travaux, nous avons été amenés à utiliser des lois de comportement (aimantation  $M$ , polarisation  $J$ , champ coercitif  $H_c$ ...) s'exprimant en fonction des paramètres respectifs à 0 °K. Ainsi, pour une

meilleure identification de ces paramètres au zéro absolu à partir des courbes expérimentales, nous avons eu recours à la mise en place d'une expérimentation à base d'azote liquide.

### II.3.2.1 Description de la manipulation

La Figure II - 9 montre une photo du conteneur d'azote liquide utilisé. Une fois que l'azote liquide est produit, il est stocké dans un conteneur adapté dit «Dewar», qui porte d'ailleurs le nom de son inventeur, Sir James Dewar. Ce conteneur permet des niveaux élevés d'isolation thermique grâce au vide séparant ses structures interne et externe. Il réduit ainsi la transmission de chaleur vers le récipient interne et donc la perte d'azote due à l'évaporation naturelle. Nous nous sommes procurés un conteneur d'azote liquide ainsi que divers accessoires cryogéniques auprès de la société [\[CRYOFARM\]](#).

Une petite pompe de soutirage est idéale pour soutirer de petites quantités d'azote. Des gants professionnels sont nécessaires, ils permettent d'éviter les risques de brûlures cryogéniques.



Figure II - 9 : conteneur, pompe de soutirage et cryostat

Une fois l'échantillon à mesurer prêt, on le place dans le cryostat contenant l'azote liquide et on effectue la mesure selon les mêmes modalités qu'à température ambiante (Figure II -10).



Figure II -10 : à gauche : échantillon dans le cryostat ; à droite : échantillon « givré » après la mesure

### II.3.2.2 Risque de transformation martensitique et précautions

La mesure à l'azote liquide doit se faire en dernier lieu à cause du risque d'incidence d'une transformation martensitique. En effet, métallurgiquement, le matériau n'est pas stable. Il existe un point appelé MS (Martensite Start en Anglais) –bien connu des métallurgistes– de température négative en dessous duquel le matériau se transforme en martensite qui est un très mauvais matériau doux. Dans le cas des matériaux à bas  $T_c$ , plus le pourcentage de nickel est bas, plus sera élevé le risque d'incidence de transformations martensitiques. A l'inverse, la régénération du matériau nécessite l'incidence d'une transformation à «haute» température et le passage par le point AS (Austenite Start en Anglais) à environ 700–800°C.

## II.4 Résultats

Nous avons étudié, dans un premier temps, des matériaux FeNi issus du groupe Aperam–Imphy parmi lesquels des prototypes à faible point de Curie (TC760, TC757 et QE257) et d'autres standards développés au stade industriel : le Permimphy (Fe–80%Ni), les SP509 et SP 510 appelés aussi respectivement Phytherm260 et Phytherm230.

Nous entendons souligner que de très nombreuses caractérisations tant magnétiques qu'électriques (mesures de résistivité) ont été menées dans différentes conditions de sollicitation statique et dynamique et à différentes températures sur divers alliages FeNiCrCu autres que ceux présentés ici dans ce chapitre. Les résultats sont fournis dans les chapitre IV et V portant sur la modélisation du relais électromagnétique des disjoncteurs différentiels à propre courant notamment lors de la validation de nouveaux alliages prototypes économiques sur cette application.

Nous allons, par la suite, présenter les résultats sur les alliages référencés dans la Table II.1. On trouve dans cette table, les compositions chimiques ainsi que les principales propriétés magnétiques de ces matériaux relevées en courant continu à 20 °C par le constructeur.

TABLE II.1  
CARACTÉRISTIQUES MAGNÉTIQUES DES MATÉRIAUX ETUDIÉS - APERAM ALLOYS IMPHY

Coulée-Alliage	Composition	Point Curie $T_c$ (°C)	Induction de saturation* $B_s$ (T)	Perméabilité maximale*
Permimphy	Fe20Ni80	370	0,75	–
Phytherm230	Fe40Ni50Cr10	230	0,80	30000
Phytherm260	Fe413Ni50Cr8.7	280	0,83	44100
QE257	FeNiCrCu	120	0,77	35000
TC757	FeNiCrCo	95	0,58	65000
TC760	FeNiCr	45	0,26	14000

\* Mesures à +20 °C

Nous avons mesuré les performances magnétiques des différents matériaux FeNi étudiés. Des relevés de cycles  $B(H)$  centrés pour plusieurs valeurs de température et de fréquence ont été ainsi effectués.

Les mesures ont été réalisées, pour la plupart, sur des échantillons-rondelles de diamètre  $25 \times 36$  mm et d'épaisseur 0,6 mm, de l'état désaimanté jusqu'à saturation, et dans un premier temps, de l'ambiante jusqu'au point de Curie  $T_c$ .

Les mesures à  $-196^\circ\text{C}$  sont effectuées dans un deuxième temps pour des besoins de modélisation.

A noter que le temps de mesure de tous les cycles d'hystérésis dont nous avons besoin en fonction de la température est de l'ordre de la dizaine d'heures pour un matériau.

A partir des cycles d'hystérésis mesurés en régime quasi-statique, et à chaque température d'essai, nous pouvons accéder à certaines propriétés magnétiques techniques d'usage, par exemple: induction maximale  $B_m$  (ou de saturation  $B_s$  si saturation), polarisation magnétique  $J$  (ou aimantation  $M$ ), champ coercitif  $H_c$ , perméabilité relative  $\mu_r$ . Ainsi, nous pouvons tracer et étudier l'évolution de ces propriétés en fonction de la température. Nous allons illustrer l'évolution de ces différentes caractéristiques au travers de quelques matériaux étudiés, mais il faut noter que la tendance d'évolution en fonction de la température est qualitativement la même pour la famille des FeNi.

#### II.4.1 Cycles

La Figure II-11 montre les cycles d'hystérésis quasi-statiques (à 0.5 Hz) mesurés sur les différents alliages à différentes températures. Des « zooms » locaux sur les parties centrales des relevés sont donnés sur les mêmes figures. Ces mesures montrent bien que ces alliages sont très doux et mettent en évidence leur sensibilité –à des degrés divers– aux variations de la température.

#### Effet de la fréquence et de la température

La Figure II -12 montre l'effet de la fréquence sur quelques uns de ces alliages. On retrouve le phénomène de « grossissement » du cycle quand la fréquence augmente. La surface engendrée par la courbe  $B-H$  proportionnelle aux pertes magnétiques dissipées par cycle d'aimantation, augmente significativement. Dans le chapitre III, nous reviendrons sur ce propos avec une description détaillée des mécanismes régissant le régime d'aimantation dynamique au sein d'une configuration ferromagnétique.

La Figure II -13 affiche les cycles d'hystérésis à l'état quasi-statique et dynamique mesurés à l'azote liquide ( $\approx -196^\circ\text{C}$ ) sur quelques FeNi, superposés à ceux relevés à température ambiante.

Les propriétés techniques d'usage que nous pouvons tirer des cycles à  $-196^\circ\text{C}$ , en l'occurrence la polarisation magnétique  $J$  (i.e. l'aimantation  $M$ ), le champ coercitif, etc, –nous le verrons au chapitre 3– viendront compléter les courbes relevées en mesures (allant de l'ambiante jusqu'à  $T_c$ ) pour une meilleure optimisation des paramètres analytiques nécessaires à la modélisation des comportements thermomagnétiques de ces matériaux.



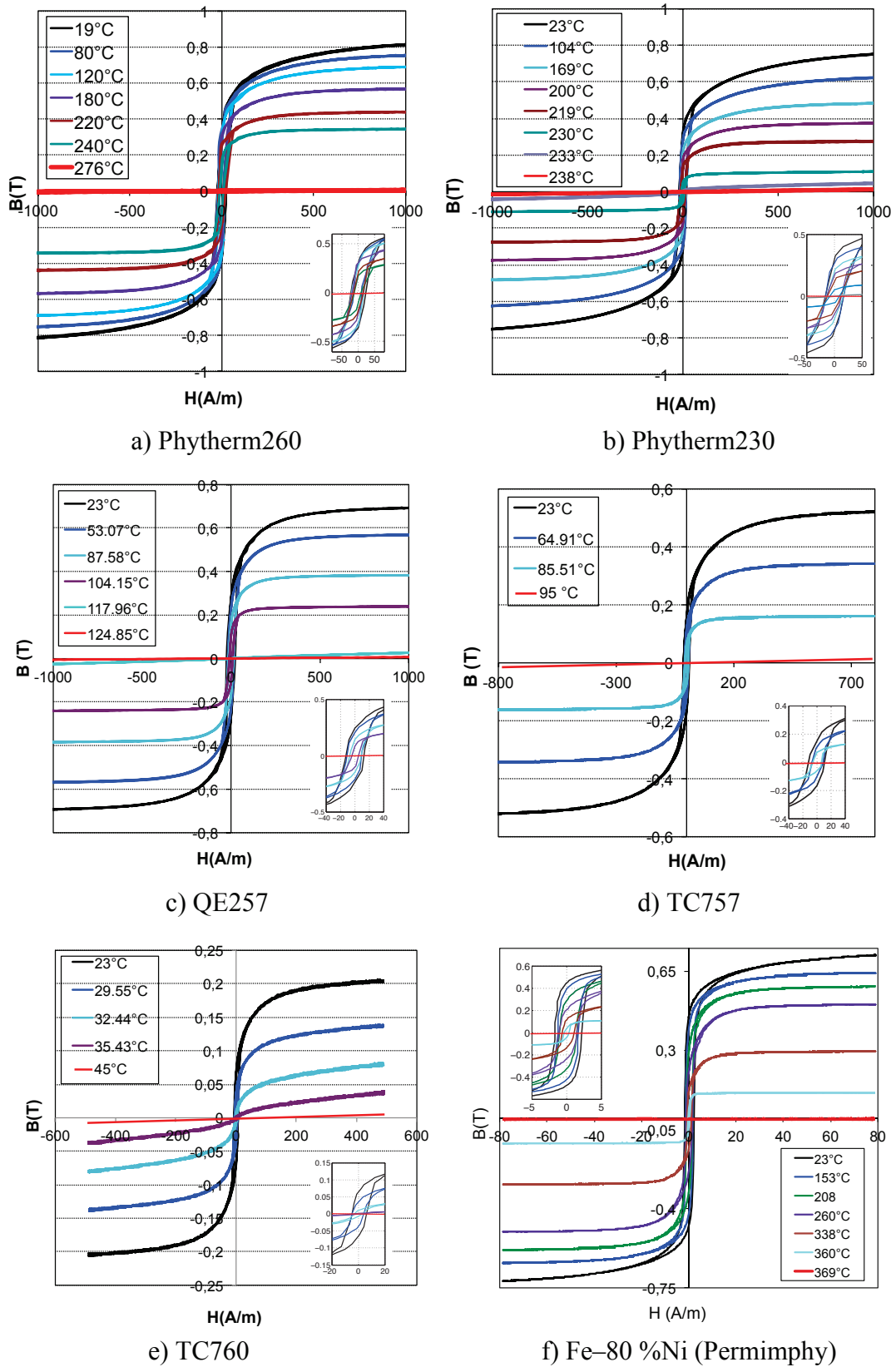


Figure II-11 : cycles  $B-H$  mesurés en régime quasi-statique sur divers FeNi à différentes températures

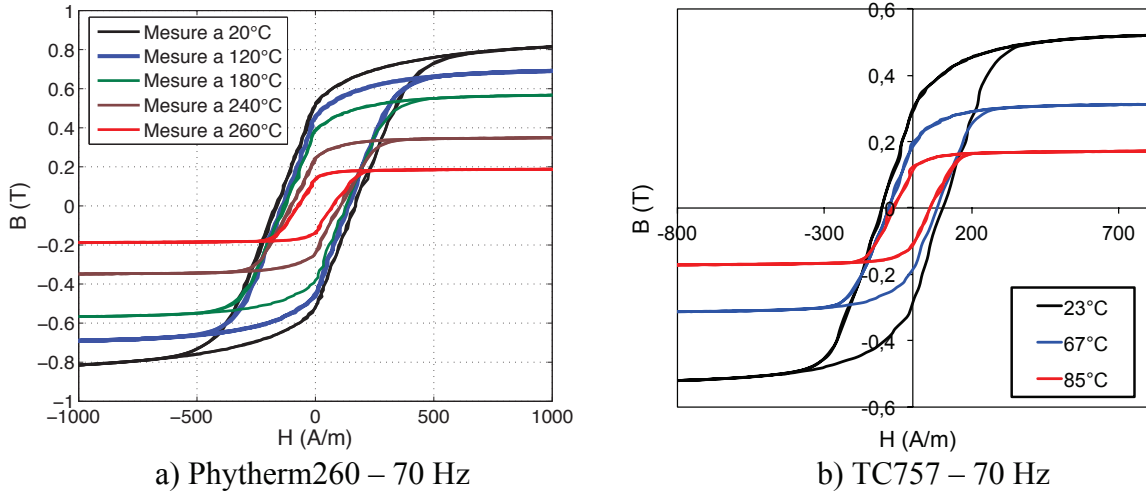


Figure II -12 : cycles dynamiques mesurés sur quelques FeNi

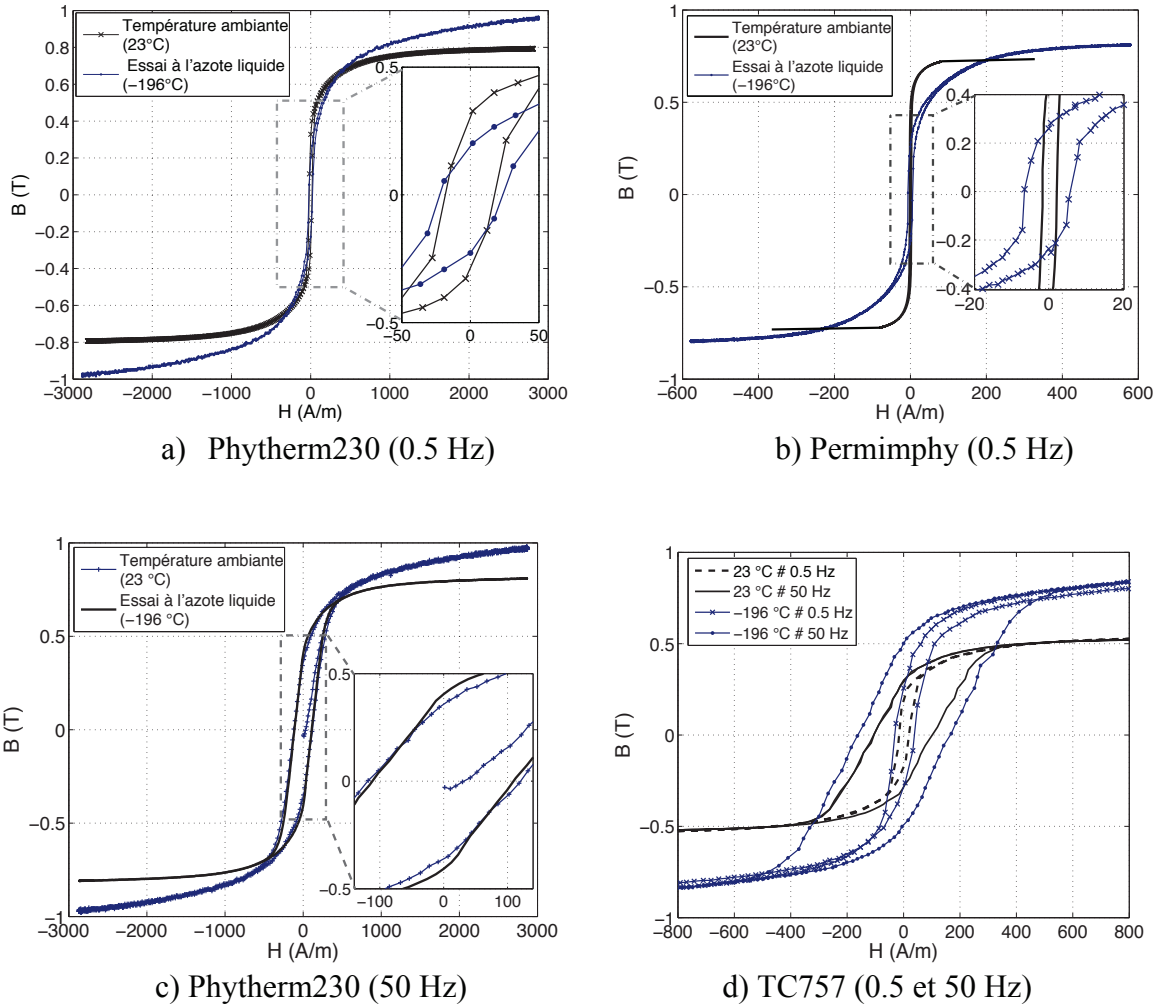


Figure II -13 : cycles d'hystérésis quasi-statiques et dynamiques mesurés à l'azote liquide (-196 °C) superposés à ceux relevés à température ambiante

### II.4.2 Courbes thermomagnétiques $J(T)$

La Figure II-14 montre les courbes thermomagnétiques mesurées sur différents FeNi testés. La polarisation magnétique,  $J$  à une valeur donnée de champ  $H$  –en l’occurrence 800 A/m ici– peut être déduite aisément à partir de l’induction maximale mesurée à cette même valeur de champ ( $B = \mu_0 H + J$ ).

Sur toutes les courbes, la transition ferromagnétisme–paramagnétisme est nettement marquée aux températures de Curie respectives. La valeur de  $T_c$  des FeNi (cf. chapitre I) dépend de la composition (teneur en nickel, addition d’autres éléments). Ceci nous laisse imaginer la grande flexibilité de choix de  $T_c$  ainsi que les possibilités d’adapter cette valeur en fonction des exigences de l’application.

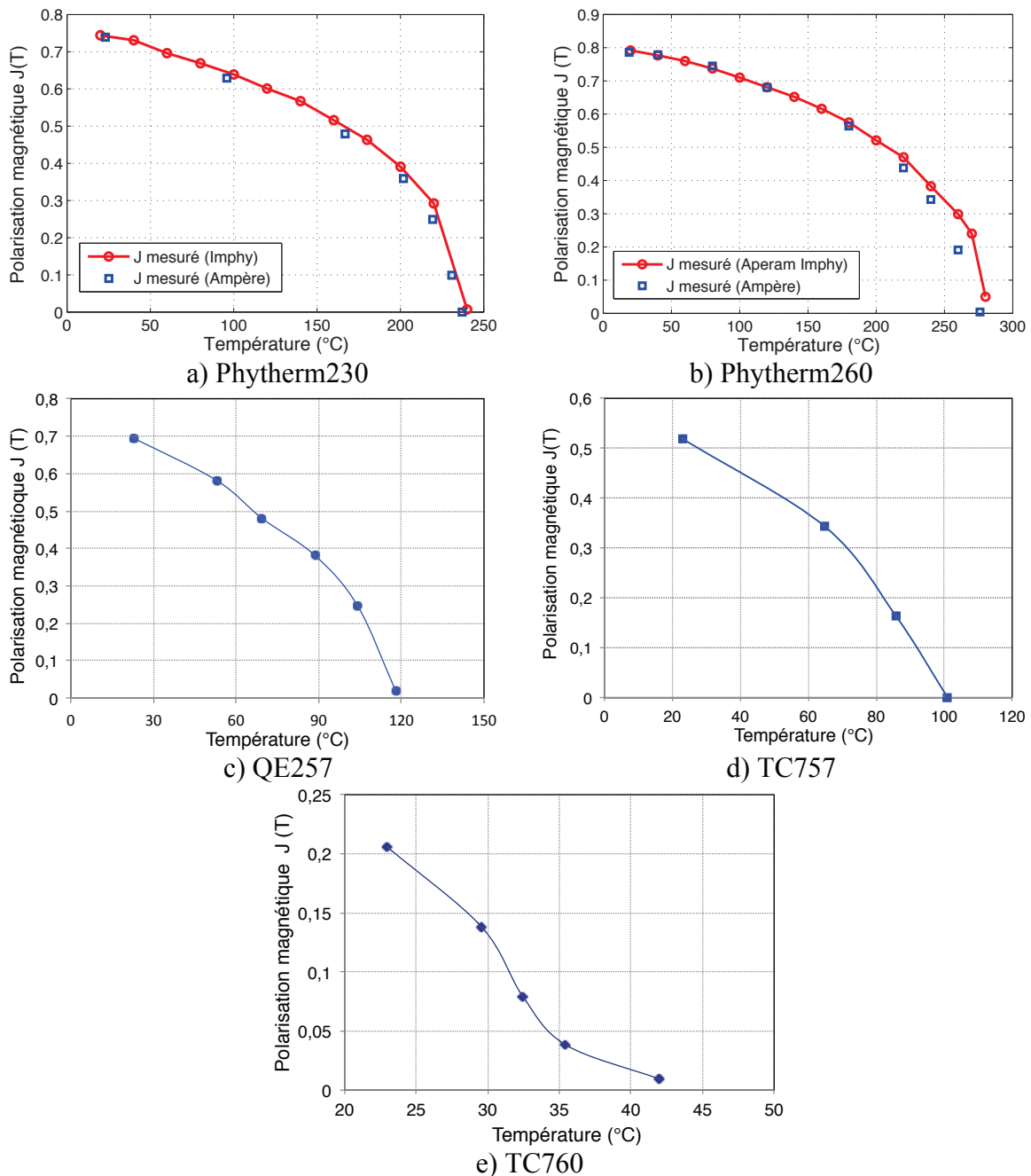


Figure II-14 : courbes thermomagnétiques mesurées sur divers FeNi à  $H=800A/m$



○ **Mystères du point de Curie et limites du ferromagnétisme repoussées par le champ magnétique**

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à l'action du champ magnétique sur la mesure du point de Curie et plus largement à l'action réversible ou non de champ magnétique élevé sur les caractéristiques des alliages FeNi notamment ceux de type Phytherm. Ces alliages sont un peu « atypiques » à l'approche de la température de Curie. En effet, la forte amplitude des champs que nous avons appliquée pour la caractérisation crée un sur-alignement des moments magnétiques et entretient par conséquent une aimantation magnétique au delà de  $T_c$  alors qu'elle n'existerait pas avec un très faible champ. Ce phénomène (voir Figure II-15) se traduit par un ferromagnétisme imparfait dont la transition ferromagnétisme-paramagnétisme n'est pas nettement marquée, autrement dit, il subsiste un ferromagnétisme résiduel après  $T_c$ .

Ce phénomène a été également observé par Thierry Waeckerlé [APERAM] sur des alliages FeNi lors d'une étude exploratoire des modifications des alliages FeNi par métallurgie sous champ intense.

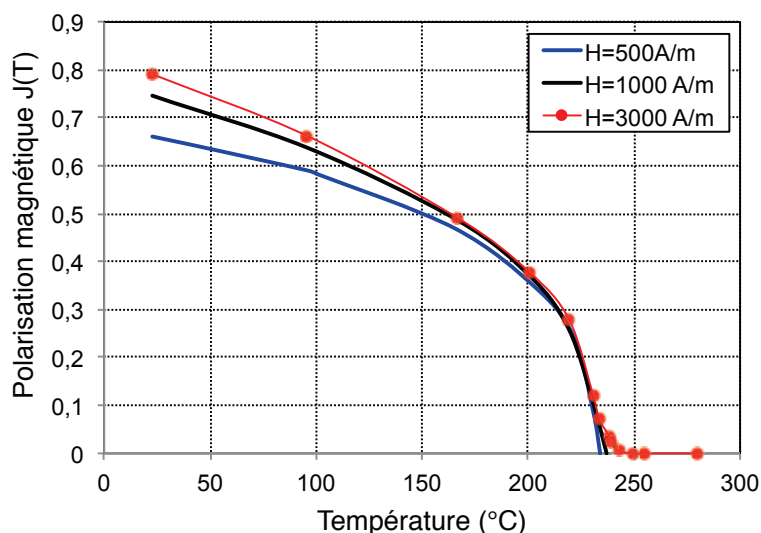


Figure II-15 : limites du ferromagnétisme repoussées par le champ magnétique (alliage Phytherm230)

**II.4.3 Perméabilité magnétique, champ coercitif, etc**

La Figure II-16 trace l'évolution de la perméabilité magnétique relative maximale ( $\mu_{rmax}$ ) en fonction de la température pour deux des alliages étudiés ici.

L'examen de ces évolutions indique que ces matériaux gardent leurs perméabilités élevées jusqu'à proximité immédiate de leurs températures de Curie. Ceci rappelle un phénomène de type Hopkinson [HOP 1889]. Cet effet se manifestant par un pic de perméabilité a été observé pour la première fois par Hopkinson sur un échantillon de fer. Il apparaît lorsque l'anisotropie magnétique du matériau décroît plus rapidement que son aimantation lorsque la température croît.

Dans l'annexe II, nous fournissons (notamment pour les autres alliages) les courbes de perméabilité relative en fonction du champ appliqué ( $\mu_r-H$ ) pour différentes températures entre l'ambiante et le point de Curie. Les courbes de 1<sup>ère</sup> aimantation y sont aussi disponibles.

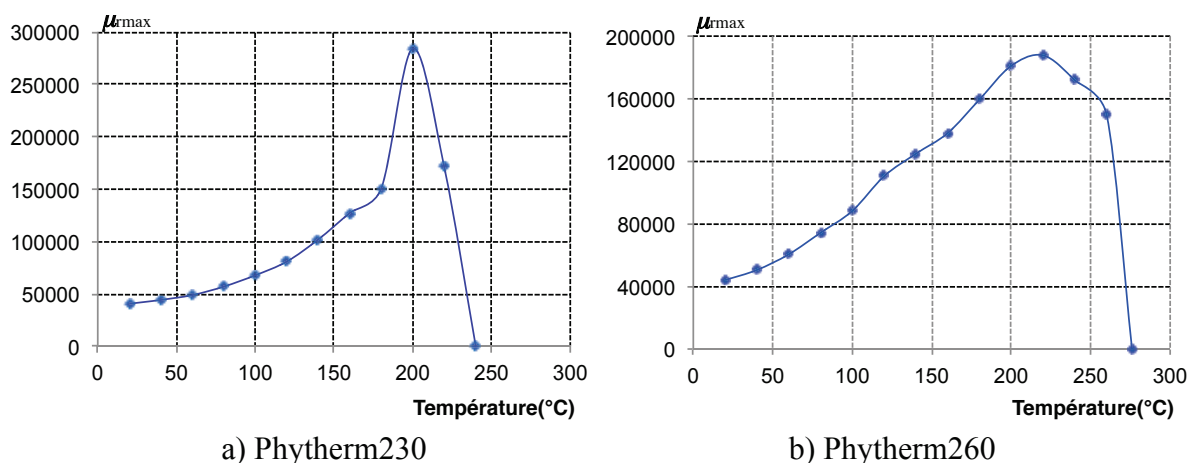


Figure II-16 : perméabilité magnétique relative maximale en fonction de la température

La Figure II-17 trace les variations du champ coercitif en fonction de la température pour quelques-uns des alliages testés. Comme on pouvait s’y attendre, le champ coercitif diminue avec l’augmentation de la température pour s’annuler vers le point de Curie de l’alliage. L’ensemble des résultats relatifs aux autres matériaux sont également disponibles dans l’annexe II.

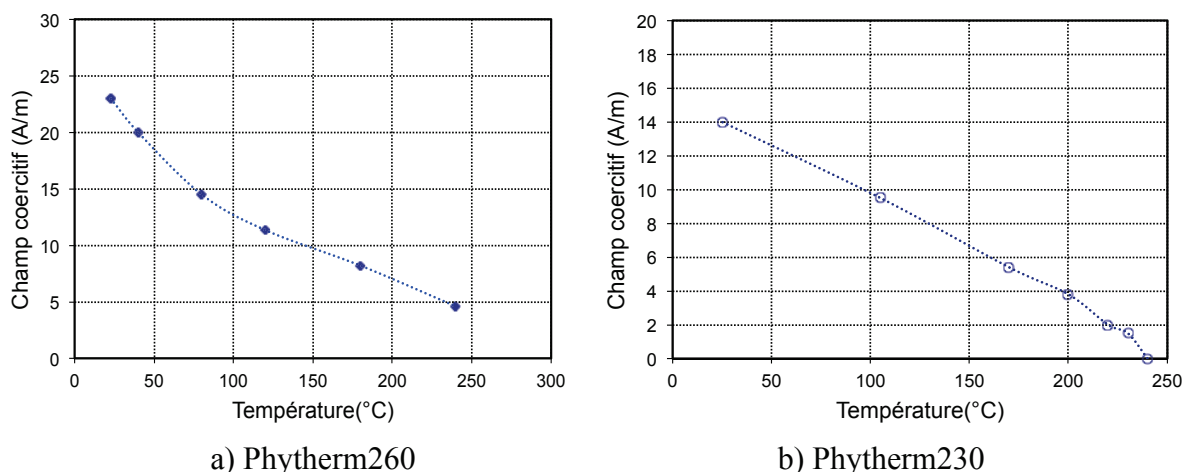


Figure II-17 : champ coercitif en fonction de la température

## II.5 Mesure de résistivité électrique

Dans le cadre de cette thèse, afin d’étudier finement le comportement thermomagnétique des alliages FeNi par voie de modélisation, un banc de mesure de résistivité électrique de matériaux sous forme de rondelles a été conçu et mis au point.

La structure de ce banc (cf. Figure II-18) comporte une alimentation DC TTI EX2020R de 20 V–20 A en sortie pour injecter du courant directement dans le matériau, deux résistances de puissance de  $0.47 \Omega$  chacune et des multimètres de précision où l’on vient mesurer la tension sur des parcours bien définis de la rondelle via des électrodes de mesure conçues à cet effet.

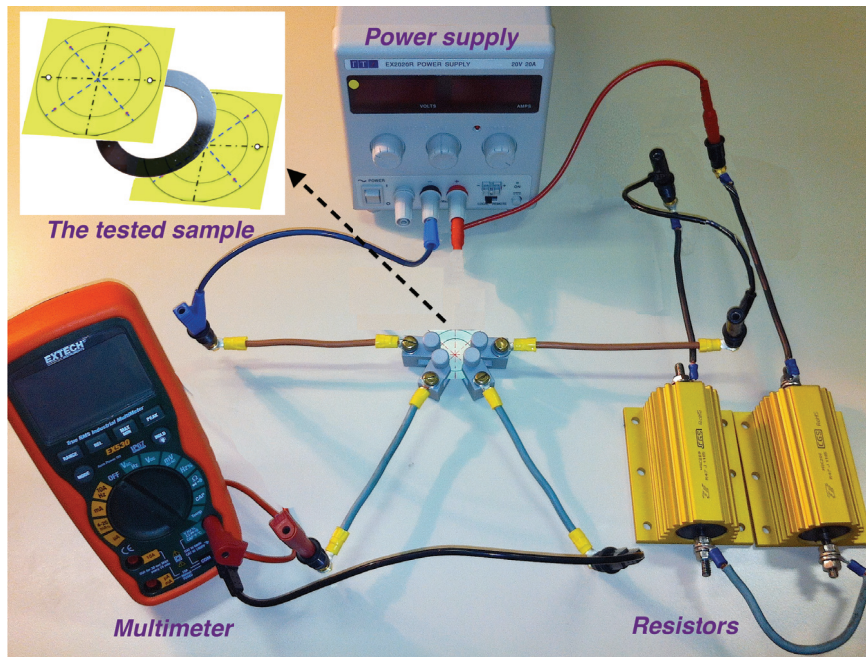


Figure II-18 : structure de la manipulation pour la mesure de résistivité électrique

La qualité des résultats est bien entendu conditionnée par le bon positionnement des électrodes de mesure de tension sur les parcours choisis (voir un peu plus loin) mais aussi par la précision des multimètres employés.

Cette structure a ensuite été adaptée pour effectuer des mesures sous contrainte thermique. Une plaque chauffante sur laquelle est posé l'échantillon à mesurer est utilisée à cet effet avec des thermocouples collés dessus pour suivre l'évolution de la température.

La Figure II-19 présente le détail des injecteurs de courant et des électrodes de mesure de tension. Il faut souligner que ces injecteurs ainsi que les électrodes de mesure sont isolés électriquement les uns des autres.

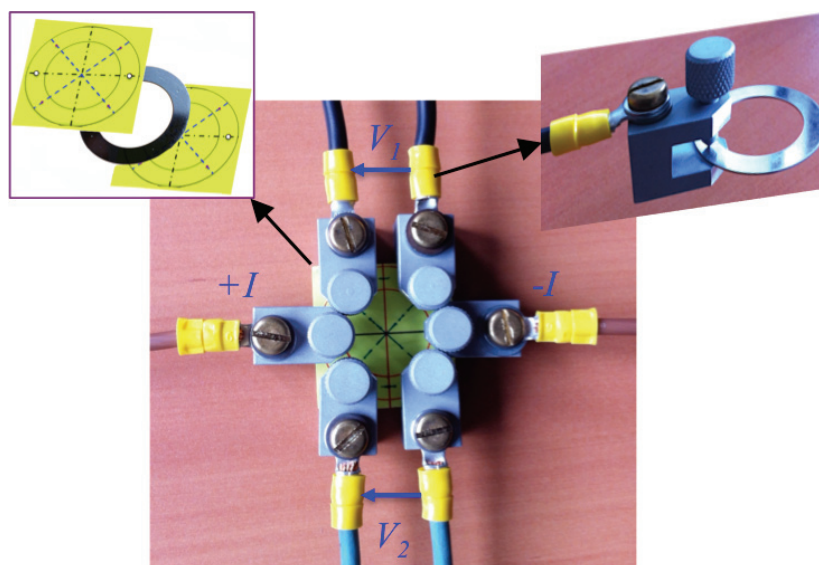


Figure II-19 : injecteurs de courant et électrodes de mesure de la tension

Deux relevés de tension ont servi à l'évaluation de la résistivité électrique du matériau considéré. Ces relevés notés  $V_1$  et  $V_2$  dans la Figure II-20 sont effectués pour trois valeurs de courant : 5, 10 et 15A sur deux parcours (de longueur  $l=L_m/4$ ) symétriques de la rondelle.  $L_m$  étant la longueur moyenne de la rondelle (cf. Figure II-20).

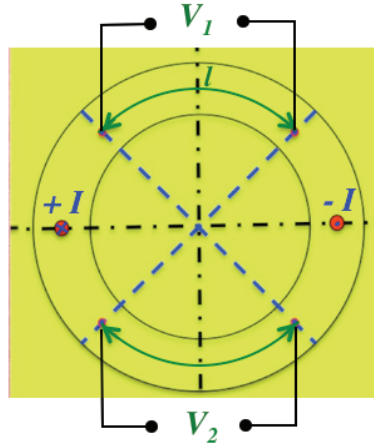


Figure II-20 : positionnement des électrodes de mesure de tension sur l'échantillon-rondelle à mesurer

Les résistances  $R_1$  et  $R_2$  des deux parcours sur lesquels sont effectués respectivement les mesures de tension  $V_1$  et  $V_2$  sont données par :

$$R_{1,2} = \frac{V_{1,2}}{I_{1,2}} \quad (\text{II -3})$$

Où  $I_1$  et  $I_2$  sont les courants circulant dans chaque branche et le courant d'alimentation  $I= 5, 10$  et  $15$  A.

Les résistivités électriques  $\rho_1$  et  $\rho_2$  correspondantes sont déduites de l'équation II-4 :

$$\rho_{1,2} = \frac{R_{1,2} S}{l} \quad (\text{II -4})$$

et moyennées sur les trois valeurs de courant 5, 10 et 15 A pour donner la résistivité finale  $\rho = (\rho_1 + \rho_2)/2$ .

De cette manière, plusieurs rondelles de différentes nuances FeNi ont été testées en allant de l'ambiante jusqu'à la température de Curie. Les résultats à l'ambiante montrent une très bonne adéquation avec les données constructeurs comme le montrent les résultats sélectionnés ici obtenus sur le Phytherm260 dont la résistivité annoncée par le constructeur est de  $100 \mu\Omega.cm$ . Nous avons donc une mesure précise à 2%. Ici, nous cherchons à avoir des ordres de grandeur corrects pour ce paramètre physique et surtout à connaître sa variation avec la température. La mesure (en rouge) suit une loi linéaire (en bleu) dont les coefficients sont identifiés par fitting.

Ce banc de mesure sur des matériaux sous forme de rondelles est désormais une ressource simple qui pourra être mise à disposition au laboratoire pour mesurer la résistivité électrique dans différentes conditions.

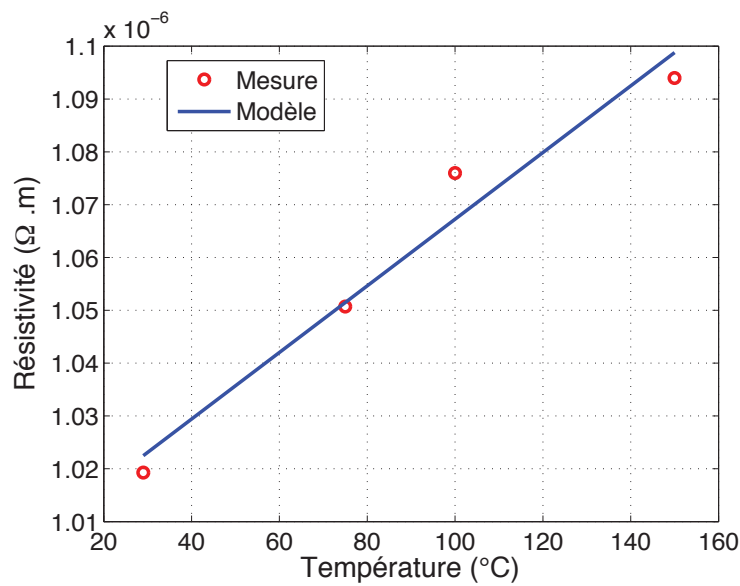


Figure II-21 : résistivité électrique du SP509 en fonction de la température

## II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé de nombreuses expérimentations et étudié le comportement magnétique et électrique sous contrainte thermique de divers alliages FeNi. L'évolution des propriétés a été examinée et commentée à différentes températures allant dans certains cas de 77 °K (température d'équilibre de l'azote liquide) jusqu'à la température de Curie.

Les résultats ont montré la sensibilité de ces alliages à des degrés divers à la température.

Les comportements observés notamment les cycles d'hystérésis en fonction de la température seront supportés par des modèles phénoménologiques développés au chapitre III.

## II.7 Références bibliographiques

- [ACK 1971] F. W. Ackermann, W.A. Klawitter and J.J. Drautman (Carpenter Technology Corporation and Gardner Cryogenics Corporation), «Magnetic properties of commercial soft magnetic allays at cryogenic temperatures», Advanced Cryogenic Engineering, vol. 16, pp. 46-50, 1971.
- [APERAM] Aperam, <http://www.imphy.com/alloys-imphy>.
- [BROCKHAUS] <http://www.brockhaus.com>.
- [BUI 2011] Bui A.T., «Caractérisation et modélisation des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique», thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon1, 2011.
- [CEI 404] CEI 404–Parties 2 à 7. « Matériaux magnétiques », Norme Internationale.
- [CRYOFARM] Cryofarm, <http://www.cryofarm.it>.
- [CHE 1932] Chevenard Pierre, «Nouveaux appareils pour l'étude des transformations des alliages: Microdilatomètre isotherme. Thermomagnétomètre enregistreur», Journal de Physique, vol.3, no. 6, pp. 265-280, 1932.
- [DUM 2012] F. Dumont, «Conception et réalisation de cartes amplificatrices et réductrices», rapport de stage, Université Lyon1, 2012.
- [ELN 1979] Elnekave, « Mesures magnétiques », Techniques de l'ingénieur, 1979.
- [FIO 2004] Fiorillo F. (2004), « Measurement and characterization of magnetic materials », Elsevier Academic Press.
- [HOP 1889] J. Hopkinson, « Magnetic, other physical properties of iron at a high temperature », Philosophical transactions of the Royal Society, pp. 443–465, 1889.
- [ROU 1988] J.J. Rousseau, J.P. Masson « Appareillage de caractérisation de matériaux magnétiques pour l'électrotechnique », Revue Phys. Appl., pp. 947–954, 1888.

# Chapitre III

## Modélisation du comportement thermomagnétique des alliages FeNi

---

### Sommaire

III.1	Modèles comportementaux de matériaux magnétiques.....	56
III.1.1	Analyse bibliographique .....	56
III.1.2	Synthèse et choix des modèles statiques et dynamiques.....	58
III.2	Modèle statique de Jiles–Atherton (J–A) .....	60
III.2.1	Identification et optimisation des paramètres.....	61
III.2.2	Etude de la variation des paramètres du modèle de J–A en fonction de la température.....	63
III.2.2.1	Dépendance en température des paramètres du modèle de J–A : méthode 1.....	63
III.2.2.2	Validation .....	68
III.2.2.3	Méthode basée sur l’optimisation: méthode 2.....	68
III.2.2.4	Validation .....	69
III.2.2.5	Comparaison des deux méthodes et discussion.....	70
III.2.3	Nouvelle méthode d’identification des paramètres de J–A basée sur la théorie de Weiss modifiée .....	70
III.2.3.1	Théorie de Weiss modifiée.....	70
III.2.3.2	Intégration de la loi de Weiss modifiée dans le modèle de J–A : méthode 3.....	71
III.2.3.3	Facteur de perte $k$ , paramètre $a$ et facteur de réversibilité $c$ .....	73
III.2.4	Validation de la méthode 3.....	74
III.3	Modélisation des effets dynamiques.....	76
III.3.1	Modèle dynamique global (DSF).....	76
III.3.1.1	Description .....	76
III.3.1.2	Simulation sur le Phytherm260 .....	78
III.3.1.3	Variation du paramètre dynamique $\gamma$ avec la température et corrélation avec les propriétés physiques et magnétiques du matériau .....	80
III.3.2	Modèle dynamique local DWM (Diffusion & Wall motion).....	84
III.3.2.1	Problème de diffusion magnétique.....	84
III.3.2.2	Domaine d’étude.....	84
III.3.2.3	Formulation par Différences Finies.....	84
III.3.2.4	Le modèle local DWM (Diffusion & Wall Motion) .....	85
III.3.2.5	Ecriture du système matriciel et formulation dans le cas d’un maillage régulier .....	86
III.3.2.6	Simulation de la diffusion dans les alliages FeNi .....	87
III.4	Conclusion du chapitre .....	88
III.5	Références bibliographiques.....	89



Dans ce chapitre, nous présentons brièvement un état de l'art et une synthèse des différents modèles de comportement statique et dynamique des matériaux magnétiques. Nous nous intéressons plus particulièrement à la capacité de ces modèles à prendre en compte les effets de la température. Nous présentons ensuite les modèles développés pour simuler correctement le comportement thermomagnétique, plus particulièrement des alliages FeNi en régimes d'aimantation statique et dynamique.

## III.1 Modèles comportementaux de matériaux magnétiques

### III.1.1 Analyse bibliographique

Depuis la fin du XIX<sup>e</sup> siècle, les chercheurs ont mis en évidence l'existence de trois catégories de matériaux magnétiques : les diamagnétiques, les paramagnétiques (Pierre Curie [1859–1906], Paul Langevin [1872–1946]) et les ferromagnétiques (Pierre Weiss [1865–1940]). Parmi les hypothèses faites à l'époque, la notion de champ moléculaire et surtout la subdivision en domaines élémentaires de Weiss ont été à l'origine de progrès considérables en magnétisme [BOZ 1951].

Bien plus tard, de nombreuses théories et modèles de comportement statique ont permis de faire évoluer les premières représentations comportementales de Curie, Langevin, Weiss et d'autres.

Aujourd'hui, il existe un choix important de modèles de comportement statique de matériaux [AMO 2000]. On peut citer les modèles purement analytiques tels que ceux de Rayleigh [RAY 1887], [PON 2008] ou de Frölich [FRÖ 1881] très séduisants par leur simplicité de mise en œuvre et très utilisés dans les codes de calcul. Cependant, ces modèles n'ont pas de réalité physique et ne développent qu'une fonction réversible entre  $H$  et  $B$ . D'autres modèles plus complexes basés sur des considérations phénoménologiques sont plus adaptés à la représentation de l'historique de l'aimantation, en particulier ceux de Preisach [PRE 1935] et de Jiles–Atherton [JIL 1984], [JIL 1986], [JIL 1991]. Ce dernier, élaboré il y a une vingtaine d'années, a donné lieu à de nombreux travaux et publications (exemples [BEN 2008], [SAD 2002], [ZIR 2012]).

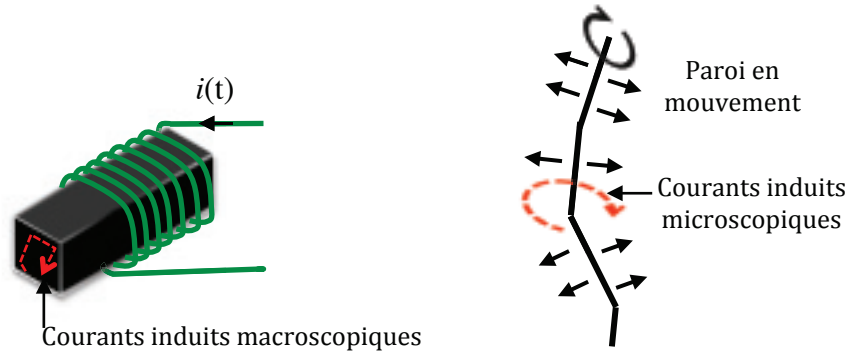
Plus récemment, d'autres modèles ont fait l'objet de travaux : le modèle chimique du G2ELab [NOU 2001], [GAB 2012], [CHA 2011], le modèle DSHM [DUC 2003] ou encore le modèle de réseaux de neurones du laboratoire Ampère [SIX 2008].

Comme illustré dans le chapitre II avec les FeNi, le comportement des matériaux magnétiques en régime d'aimantation dynamique est fonction de la fréquence. Les pertes magnétiques totales qui peuvent être associées à la surface du cycle dynamique  $B-H$  sont la conséquence des phénomènes de diffusion magnétique et de courants induits [BRI 1997]. En effet, les matériaux magnétiques que nous étudions sont non seulement ferromagnétiques mais aussi conducteurs. Soumettre un matériau conducteur à une variation de champ magnétique crée un flux magnétique variable dans le temps à travers sa section. Cette variation de flux engendre une force électromotrice induite ( $e = -d\phi/dt$ ). Le matériau, de par sa



nature conductrice, offre une résistance électrique et il se crée ainsi des courants induits ( $e=ri$ ) et par conséquent un contre champ en sa surface. Il se trouve ainsi soumis à un gradient de champ dans son épaisseur : c'est le phénomène dit de « diffusion magnétique » abondamment traité dans la littérature.

De plus, toute variation temporelle d'aimantation (ou de flux magnétique) locale, par déplacement et/ou rotation des parois de domaines, donne naissance en vertu de la loi de Lenz à une f.e.m induite et donc à des micro-courants induits. Il en résulte un freinage électromagnétique des parois qui empêche l'aimantation locale de suivre en amplitude et en phase le champ magnétique d'excitation.



**Figure III-1 : courants induits dans un matériau ferromagnétique sollicité en régime dynamique**

De nombreux travaux ont également été consacrés à l'élaboration de modèles de pertes sur la base de relevés expérimentaux et du principe de séparation de pertes: pertes par hystérésis associées au régime statique, pertes par courants de Foucault et pertes par excès non prises en compte dans les deux premiers termes.

Plusieurs modèles dynamiques sont présentés dans [MAL 2006], et dans [Do 2010], parmi lesquels nous citerons le modèle Loss surface [CES 1997] et celui de Bertotti [BER 1983], [BER 1988].

Dans le même esprit, deux types de représentations dynamiques du comportement des matériaux ont été élaborées au laboratoire Ampère : le modèle "Dynamic Static Feedback model"(DSF) dit aussi « modèle global » [MAS 1990] et le modèle "Diffusion & Wall Motion" (DWM) appelé également « modèle local » [RAU 2004].

Dans tous ces modèles, la prise en compte de la température reste en général limitée.

Récemment, au laboratoire [BUI 2011], [BUI 2012], un modèle « dynamique » adapté à différents types de matériaux ferromagnétiques, et permettant de simuler rapidement l'influence de la température sur le fonctionnement permanent et transitoire de systèmes électromagnétiques simples, a été développé. Ce modèle s'appuie sur l'association du modèle dynamique global (DSF) avec le modèle statique de Jiles–Atherton. D'autres travaux, toujours au laboratoire, ont également abouti au développement d'un modèle dynamique appelé Fractional Derivative Model (FDM) principalement validé sur des matériaux nanocristallins. Ce modèle utilise une dérivée fractionnaire de la densité de flux magnétique

moyenne afin de représenter « globalement » les effets de la diffusion dans le matériau [CHA 2011].

### III.1.2 Synthèse et choix des modèles statiques et dynamiques

La Table III.1 résume les caractéristiques des principaux modèles statiques et dynamiques et leur aptitude à intégrer l'influence de la température.

Ce tableau met en évidence les inconvénients des modèles de comportement statique d'Ising, de Preisach et du modèle chimique. Une analyse des modèles dynamiques aboutit aux mêmes conclusions concernant le modèle dynamique de Jiles–Atherton et celui de Preisach dynamique.

Au final, le modèle statique de Jiles–Atherton a été choisi pour modéliser le comportement statique. Ce modèle est d'ailleurs très utilisé dans les simulateurs de circuits (Spice, Saber, Simplorer...) et suscite encore l'attention des chercheurs.

Pour le régime d'aimantation dynamique, nous avons choisi la voie des modèles « macro » faisant intervenir des grandeurs globales compatibles avec une approche « circuit magnétique équivalent » pour modéliser dans un contexte industriel un dispositif avec un outil de simulation unique. Le modèle Dynamic Static Feedback model (DSF) (lorsque l'effet de peau est négligeable) et le modèle Diffusion & Wall Motion (DWM), implantés tous les deux dans des « tubes de flux » rentrent parfaitement dans le cadre de notre contexte de travail pour modéliser les effets dynamiques dans ces matériaux. Le formalisme retenu permet ainsi un couplage facile des modèles représentant des parties du système de domaines physiques différents (couplage électrique-magnétique notamment).

TABLE III.1  
SYNTHÈSE DES PRINCIPAUX MODÈLES

	Modèle	Avantages	Inconvénients	Evolution des paramètres avec la température
Statique	Ising	Prend en compte le désordre introduit par l'agitation thermique	Ne prend pas en compte l'effet de la température sur l'induction de saturation $B_s$	–
	Preisach	Précis, congruent	Difficultés liées à la détermination de la fonction de distribution, temps de calcul et de stockage mémoire	aucune publication traitant du sujet
	Jiles–Atherton (J–A)	Implémentation facile, très répandu	Non-congruent, peut être imprécis	Difficile à obtenir
	Chimique	Plus fin que celui de J–A, bonne représentation des cycles mineurs et de recul	9 paramètres, temps de calcul (inversion du modèle)	Imprévisible (voir <a href="#">[CHA 2011]</a> )
Dynamique	Preisach	Idem statique	Temps de calcul, mise en œuvre	–
	Jiles–Atherton (J–A)	Facile d'implémentation	Identification des paramètres, génération des cycles dynamiques	–
	Dynamic Static Feedback model (DSF)	Très rapide, identification aisée du paramètre $\gamma$ , précision acceptable	Plage de fréquence limitée à l'épaisseur de peau	Tendance prévisible, mais quantification et interprétation plus complexe
	Diffusion & Wall Motion (DWM)	Plage de fréquence plus étendue que DSF	Temps de calcul	Tendance prévisible, mais quantification et interprétation plus complexe
	Dérivée fractionnaire	Plus précis en haute fréquence (10-100 MHz)	–	Tendance prévisible, mais quantification et interprétation plus complexe

### III.2 Modèle statique de Jiles–Atherton (J–A)

La théorie de Jiles–Atherton (J–A) est une description macroscopique de l'état d'aimantation dans les matériaux polycristallins mais repose sur une perception physique liée aux mouvements microscopiques réversibles et irréversibles des parois de domaines magnétiques. Pour reproduire par voie analytique le phénomène d'hystérésis dans les ferromagnétiques, Jiles et Atherton [JIL 1984], [JIL 1986] ont décomposé l'aimantation totale  $M$  en deux contributions: la première est la composante réversible  $M_{rev}$  due à la translation et la rotation réversible des parois de domaines. Elle est synonyme de leur déformation élastique. En effet, l'application d'un champ d'excitation notamment de faible amplitude, conduit à une déformation de la paroi qui finit par reprendre sa position initiale à la disparition de ce champ. La seconde contribution est la composante irréversible  $M_{irr}$  due aux contraintes de déplacement des parois. En effet, s'agissant d'un polycristal industriel, la présence de défauts c'est à dire toutes sortes d'imperfections (précipités, etc) ralentit et rend irréversible le mouvement des parois. Les parois tentant de se propager, interagissent avec ces défauts et se déforment sur les sites d'ancrages rencontrés pour les quitter par des sauts brusques rendant irréversible l'aimantation du matériau.

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (\text{III-1})$$

Ces deux contributions ( $M_{rev}$  et  $M_{irr}$ ) sont décrites par des lois différentielles construites à partir de la réponse anhystrétique  $M_{an}(H)$  (équation III-3) provenant de la théorie de Langevin, et d'un champ effectif  $H_e$  (équation III-2) rendant compte du couplage entre les domaines magnétiques via l'introduction du coefficient  $\alpha$ .

En effet, le ferromagnétisme (cf. chapitre I) est le résultat de l'interaction entre les moments magnétiques élémentaires. En 1907, Pierre Weiss assimile cette interaction à un champ moléculaire proportionnel à l'aimantation moyenne ( $\alpha M$ ) qui vient s'ajouter au champ appliqué  $H$ . Le champ magnétique total  $H_e$  dit aussi « effectif » vu par le matériau est donné par :

$$H_e = H + \alpha M \quad (\text{III -2})$$

En réponse à ce champ effectif et en l'absence du phénomène d'hystérésis, l'aimantation du matériau considéré isotrope est appelée réponse anhystérétique et notée  $M_{an}(H)$ , elle correspond à l'état d'équilibre thermodynamique global du matériau.

$$M_{an}(H) = M_s \left( \coth \frac{H + \alpha M}{a} - \frac{a}{H + \alpha M} \right) \quad (\text{III -3})$$

L'équation III-3 n'est qu'une modification de la loi d'aimantation anhystérétique définie par Langevin pour les matériaux paramagnétiques. Dans cette équation,  $M_s$  représente l'aimantation à saturation du matériau traduisant un alignement parfait des moments magnétiques dans la direction du champ d'excitation  $H$  et le coefficient  $a$  est défini par la constante de Boltzmann.

La composante réversible de l'aimantation est définie comme la différence entre l'aimantation anhystérétique et l'aimantation irréversible à un coefficient  $c$  près ( $c \in [0,1]$ ) représentatif de la nature réversible de la paroi:

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (\text{III -4})$$

Les développements mathématiques faits dans [JIL 1986] montrent que la variation de l'aimantation irréversible par rapport au champ effectif  $H_e$  se ramène à l'expression différentielle donnée par la relation :

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta} \quad (\text{III -5})$$

Le coefficient  $k$  est représentatif de l'ancrage des parois au sein du matériau, décrit précédemment et  $\delta$  représente le signe de la dérivée  $dH/dt$ , il vaut +1 si  $dH/dt > 0$  et -1 si  $dH/dt < 0$ .

A partir des équations écrites précédemment, de la différentielle totale de l'aimantation  $M$  et des équations définissant des grandeurs dérivées (équation III-6), et après quelques développements présentés dans plus de détails dans [MAR 2010] et [BUI 2011],

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dH} &= \frac{dM_{rev}}{dH} + \frac{dM_{irr}}{dH} \\ &= \frac{dM_{rev}}{dH_e} \frac{dH_e}{dH} + \frac{dM_{irr}}{dH_e} \frac{dH_e}{dH} \end{aligned} \quad (\text{III -6})$$

nous aboutissons à l'expression différentielle donnant la variation d'aimantation totale par rapport au champ magnétique appliqué, régissant le modèle direct de J–A:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c) \frac{dM_{irr}}{dH_e} + c \frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 - \alpha c \frac{dM_{an}}{dH_e} - \alpha(1-c) \frac{dM_{irr}}{dH_e}} \quad (\text{III -7})$$

Les cinq paramètres  $a$ ,  $c$ ,  $k$ ,  $\alpha$  et  $M_s$  définissant le modèle sont à déterminer. Il convient de préciser qu'ils sont interdépendants, autrement dit, la variation de l'un entraîne la variation des autres. Ceci rend le cycle calculé par le modèle de J–A très sensible à la variation de ses paramètres.

Il est clair que la détermination des paramètres d'un modèle est d'autant plus compliquée que le nombre de paramètres est important et que ces paramètres sont interdépendants. Dans la suite, nous testons différentes méthodes de « prédiction » d'évolution des cinq paramètres avec la température. Les équations du modèle restent alors inchangées. Seules les valeurs des paramètres changent.

### III.2.1 Identification et optimisation des paramètres

Le modèle de J–A est classiquement défini par cinq paramètres (Table III.2) qui peuvent être déterminés par identification à partir de quelques points de mesures [JIL 1992] relatives au cycle majeur, à la courbe de 1<sup>ère</sup> aimantation et à la courbe anhystérétique.

TABLE III.2  
PARAMÈTRES DU MODÈLE DE J–A

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

Jiles [JIL 1992] a proposé une méthode d'identification de ces paramètres à partir de quelques points de mesures. Les expressions implicites des cinq paramètres sont obtenues à partir des équations précédentes. Le paramètre  $M_s$  est déduit directement de l'aimantation à saturation mesurée. Les 4 autres sont déterminés par les relations suivantes :

$$a = \frac{M_s}{3} \left( \frac{1}{\chi'_{an}} + \alpha \right) \quad (\text{III -8})$$

$$c = \frac{3a\chi'_{ini}}{M_s} \quad (\text{III -9})$$

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{1-c} \left( \alpha + \frac{1}{\frac{1}{1-c}\chi'_c - \frac{c}{1-c} \frac{dM_{an}(H_c)}{dH}} \right) \quad (\text{III -10})$$

$$M_r = M_{an}(M_r) + \frac{k}{\frac{\alpha}{1-c} + \frac{1}{\chi'_r - c \frac{dM_{an}(M_r)}{dH}}} \quad (\text{III -11})$$

Avec:

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

Une autre approche consiste à utiliser les méthodes d'optimisation pour identifier les paramètres du modèle de J–A à partir des mesures. On peut citer les plus abouties en particulier, la méthode basée sur l'algorithme génétique [WIL 2001], [SAL 2002], [CHW 2006], la technique basée sur le simplexe [NEL 1965], [LAG 1998], [MESS 2012] et la technique d'optimisation par essais particuliers (Particle Swarm Optimization en Anglais) [KEN 1995], [MAR 2008].

Le programme que nous avons codé dans Matlab et qui permet de déterminer les cinq paramètres du modèle de J–A utilise la méthode du simplexe. Cette méthode s’appuie sur la minimisation d’une fonction «objectif». Cette fonction peut être par exemple l’erreur quadratique (Mean Square Error en Anglais) entre le cycle mesuré et celui simulé (équation III-12). Les paramètres du modèle sont obtenus une fois le minimum global de la fonction « objectif » atteint.

$$MSE = \frac{1}{N} \sqrt{\left( \frac{B_{mes}(j) - B_{sim}(j)}{\max(B_{mes})} \right)^2} \quad (III - 12)$$

Où :

$N$  = nombre de points dans une période des deux vecteurs  $B_{mes}$  et  $B_{sim}$ ,

$B_{mes}, B_{sim}$  = inductions mesurée et simulée,

$\max(B_{mes})$  = valeur maximale de l’induction mesurée sur une période.

### III.2.2 Etude de la variation des paramètres du modèle de J–A en fonction de la température

Dans cette partie, nous allons faire un point complet sur le modèle de J–A et sa capacité à rendre compte des effets de la température. Partant de lois semi-analytiques empiriques donnant les évolutions de chaque paramètre du modèle en fonction de la température, trouvées dans la littérature, nous avons pu reproduire les cycles quasi-statiques mesurés sur des alliages FeNi dont nous illustrerons les résultats sur un cas représentatif : l’alliage Phytherm260. Cette première méthode étant très délicate, nous avons étudié une deuxième méthode basée sur l’optimisation des cinq paramètres à la fois à partir de cycles majeurs mesurés à différentes températures sur notre hystérésigraphe. Les deux méthodes sont ensuite comparées pour mettre en évidence les inconvénients de chacune d’entre elles. Enfin, nous avons testé une troisième méthode basée sur l’intégration de la loi implicite de Weiss modifiée dans le modèle de J–A.

#### III.2.2.1 Dépendance en température des paramètres du modèle de J–A : méthode 1

Les auteurs dans [RAG 2009], [RAG 2010] présentent une approche qui donne la variation des paramètres de J–A en fonction de la température. Le modèle rend compte des effets de la température via l’expression des cinq paramètres : l’aimantation à saturation,  $M_s$ , le facteur de forme de  $M_{an}$ ,  $a$ , et le facteur de pertes,  $k$ , comme des fonctions de la température. Les autres paramètres, notamment celui lié au couplage entre les domaines,  $\alpha$  et le coefficient de réversibilité,  $c$ , peuvent être représentés comme des fonctions des paramètres précédents.

##### ○ Aimantation à saturation

L’aimantation à saturation  $M_s$  des matériaux ferromagnétiques polycristallins peut être approximée en fonction de la température par une loi comportementale [TRE 1999] (équation III-13), valable pour  $T \leq T_c$ :



$$M_s(T) = M_{s0} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\beta_1} \quad (\text{III -13})$$

Où  $M_{s0}$  est l'aimantation à saturation à 0°K,  $T_c$  est la température de Curie et  $\beta_1$  est un exposant dit « critique » propre au matériau.

L'optimisation par le simplexe pour rendre compatible la courbe thermomagnétique ( $M_s-T$ ) mesurée à 1000 A/m (saturation pratique) avec la loi analytique comportementale (équation III-13) permet de déterminer la valeur de  $M_{s0}$  et  $\beta_1$  (Figure III-2). On y observe que la transition entre l'état ferromagnétique et l'état paramagnétique est nettement marquée au point de Curie du matériau ( $T_c \approx 276$  °C soit 549 °K).

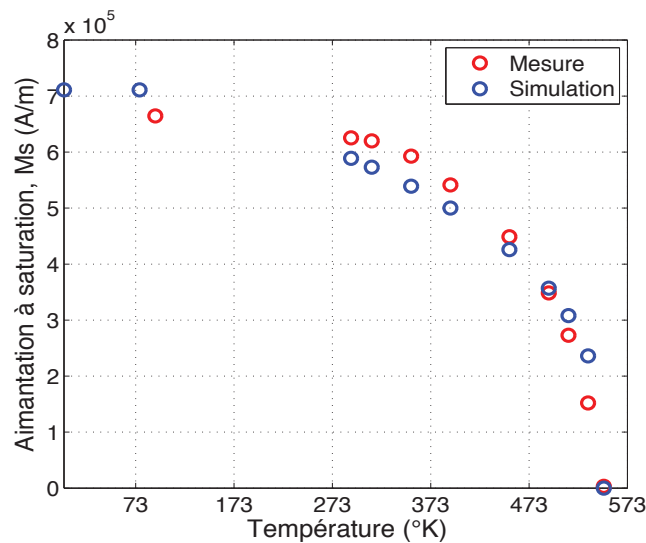


Figure III-2 : évolution de l'aimantation à saturation en fonction de la température (Phytherm260)

La Table III.3 donne les valeurs estimées de  $\beta_1$  et de  $J_{s0}$  (polarisation à saturation à 0°K) avec  $M_{s0} = J_{s0} / \mu_0$  ( $\mu_0$  étant la perméabilité du vide).

TABLE III.3  
RÉSULTATS D'IDENTIFICATION

$J_{s0}$ (T)	$\beta_1$
0.89	0.52

#### ○ Facteur de pertes, $k$

Dans les matériaux magnétiques doux polycristallins, le facteur de pertes,  $k$  peut être approché par le champ coercitif ( $k \approx H_c$ ) [JIL 1991]. Les auteurs dans [RAG 2009], [RAG 2010] proposent une loi semi-analytique empirique du facteur  $k$  en fonction de la température selon la forme exponentielle suivante:

$$k(T) = k_0 e^{\frac{-1}{\beta_2 T_c} T} \quad (\text{III -14})$$

Où  $k_0$  est la valeur de  $k$  à  $0^\circ\text{K}$  et  $\beta_2$  est l'exposant critique correspondant à la formule proposée du facteur  $k$ , il peut être approché par  $\beta_1 / 2$ .

La courbe du champ coercitif mesuré sur l'alliage Phytherm260, pour la rendre compatible avec la loi (III-14), permet l'identification (par le simplexe) du paramètre  $k_0$  (Figure III-3). On y distingue les points de mesure (en rouge). Le point le plus proche du zéro absolu, est celui mesuré à l'azote liquide (cf. chapitre II). Ce point est particulièrement utile pour avoir une identification correcte du paramètre  $k_0$ .

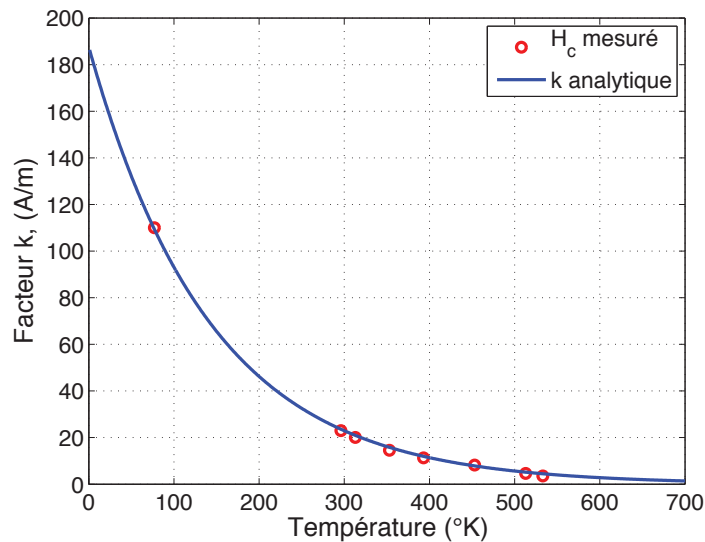


Figure III-3 : évolution du facteur de pertes  $k$  en fonction de la température (Phytherm260)

#### ○ Facteur de forme de $M_{an}$ , $a$

Toujours dans [RAG 2010], les auteurs proposent une loi pour le paramètre  $a$ . Il décroît avec la température suivant une expression exponentielle donnée par:

$$a(T) = a_0 e^{\frac{-1}{\beta_3 T}} \quad (\text{III -15})$$

Où  $a_0$  est la valeur de  $a$  à  $0^\circ\text{K}$  et  $\beta_3$  est l'exposant critique pour la loi proposée, il peut être également approché par  $\beta_1 / 2$ .

A une température donnée,  $M_s$  et  $k$  étant connus (respectivement des équations III-13 et III-14), on peut estimer par une optimisation mathématique la valeur du paramètre  $a$  à partir d'un cycle majeur mesuré à la même température. Par conséquent, l'équation III-15 rend possible l'évaluation de  $a_0$  en connaissant  $a$ . C'est ce qui a été conduit sous Matlab.

La Figure III-4 illustre la variation du paramètre  $a$  en fonction de la température, issue de cette démarche.

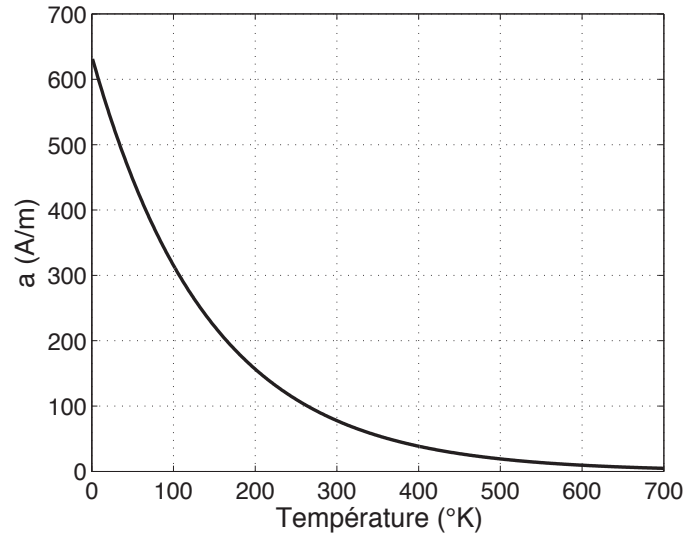


Figure III-4 : évolution du paramètre  $a$  en fonction de la température (Phytherm260)

○ **Paramètre lié au couplage entre domaines**

Le paramètre  $\alpha$  caractérisant l'interaction entre les domaines d'un matériau isotrope peut être exprimé à partir de l'équation III-8 [JIL 1991]:

$$\alpha = \frac{3a}{M_s} - \frac{1}{\chi'_{an}} \quad (\text{III -16})$$

Pour des susceptibilités anhystériques  $\chi'_{an}$  élevées, la contribution du deuxième terme de l'équation III-16 est négligeable, alors, l'expression de  $\alpha$  se ramène seulement au premier terme.

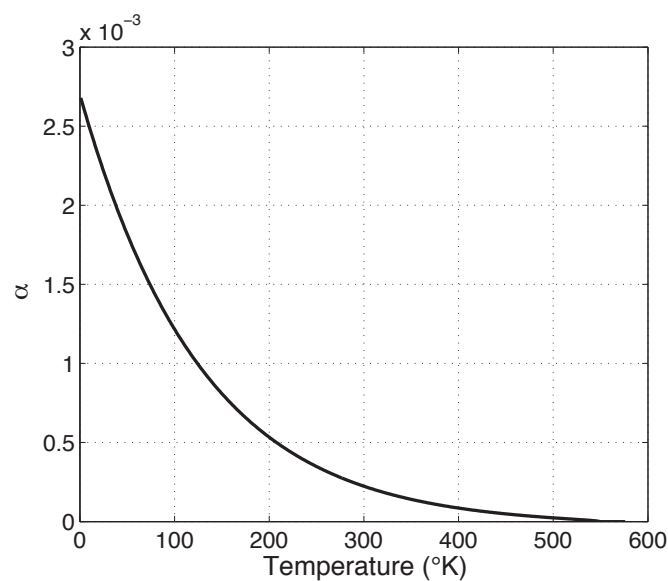


Figure III-5 : évolution du paramètre  $\alpha$  en fonction de la température (Phytherm260)

A partir des expressions de  $M_s$  et de  $a$ ,  $\alpha$  est alors donné :

$$\alpha(T) = \alpha_0 e^{\frac{-2T}{\beta_1 T_c}} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\beta_1} \quad (\text{III -17})$$

Où  $\alpha_0$  est la valeur de  $\alpha$  à 0°K donné par l'équation suivante :

$$\alpha_0 = \frac{3a_0}{M_{s0}} \quad (\text{III -18})$$

La Figure III-5 montre la variation du paramètre  $\alpha$  en fonction de la température.

#### ○ Facteur de réversibilité

Comme pour le coefficient  $\alpha$ , le facteur de réversibilité  $c$  est exprimé en fonction des paramètres  $M_s$  et  $a$ . La relation définissant  $c$  à partir de  $a$  et de  $M_s$  est exprimée dans l'équation III-9 [JIL 1992].

La susceptibilité initiale  $\chi'_{ini}$  étant constante, la substitution des formules de  $M_s(T)$  et de  $a(T)$  (données précédemment) dans l'équation III-9 définissant le coefficient  $c$  permet d'aboutir à :

$$c(T) = c_0 e^{\frac{-2T}{\beta_1 T_c}} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\beta_1} \quad (\text{III -19})$$

$$c_0 = \frac{3a(0^\circ K)}{M_s(0^\circ K)} \chi'_{ini} \quad (\text{III -20})$$

Où  $c_0$  est le facteur de réversibilité à 0°K. Rappelons que par définition  $c \in [0,1]$ .

La Figure III-6 montre la variation du facteur de réversibilité  $c$  en fonction de la température.

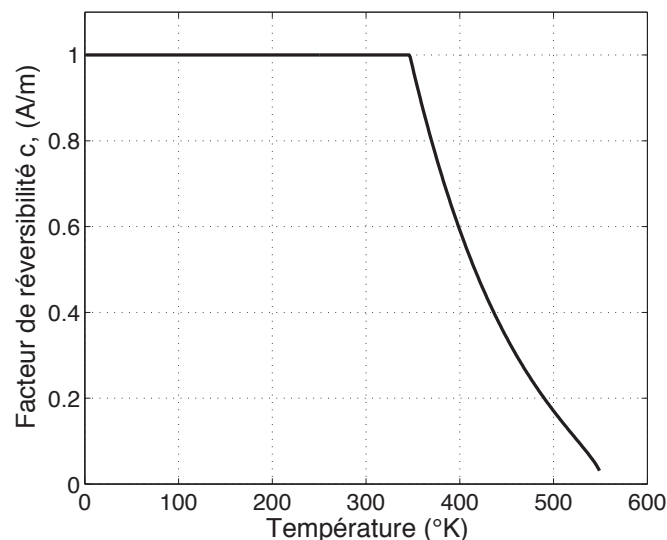


Figure III-6 : évolution du paramètre  $c$  en fonction de la température (Phytherm260)

### III.2.2.2 Validation

Après avoir calculé les cinq paramètres du modèle à différentes températures, les cycles d'hystérésis quasi-statiques mesurés et simulés sur le Phytherm260 sont comparés (Figure III-7-a). La Figure III-7-b représente l'erreur quadratique moyenne entre les cycles mesurés et simulés en fonction de la température. Elle met en évidence le fait que cette méthode prédit des cycles relativement imprécis au fur et à mesure que la température augmente.

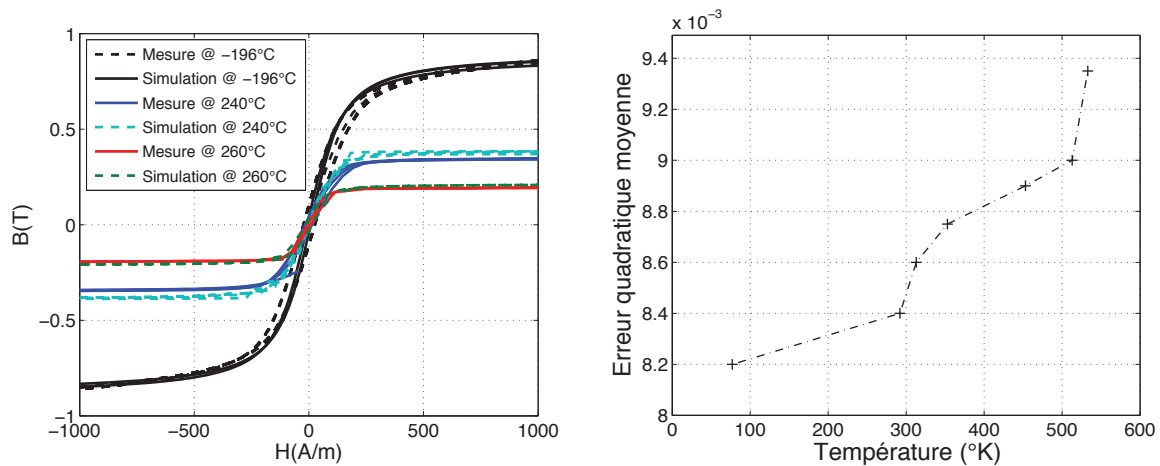


Figure III-7 : a) cycles mesurés et simulés sur le Phytherm260 pour différentes températures (méthode 1)  
b) erreur moyenne entre les cycles mesurés et simulés en fonction de la température (méthode 1)

### III.2.2.3 Méthode basée sur l'optimisation: méthode 2

#### ○ Méthode générale d'identification

A chaque température de mesure, les cinq paramètres de J–A sont optimisés à partir d'un cycle majeur mesuré [BUI 2011]. L'optimisation est réalisée avec l'algorithme du simplexe. La fonction « objectif » considérée est la même que dans la méthode 1.

#### ○ Evolution des paramètres en fonction de la température

La Figure III-8 montre l'évolution normalisée des paramètres de J–A avec la température obtenue sur le matériau Phytherm260 étudié.

Outre l'aimantation à saturation qui diminue avec l'augmentation de la température, dans un certain intervalle, les autres paramètres du modèle ont tendance à diminuer quand la température augmente. Mais, avant ou à partir d'une certaine température, leurs évolutions ne sont plus monotones. Elles sont erratiques.

Cela est principalement dû à la méthode d'optimisation elle-même. En effet, l'algorithme d'optimisation se concentre uniquement sur la minimisation de la fonction « objectif » et non sur la monotonie des paramètres. A une température donnée, le « meilleur » jeu de paramètres qui minimise au mieux la fonction « objectif » permet d'avoir une erreur moyenne très faible

entre mesure et simulation, mais il ne garantit en rien la monotonie des paramètres de J–A avec la température.

Il faut par conséquent rester prudents quant aux interprétations relatives à l'évolution de ces paramètres émanant de cette méthode.

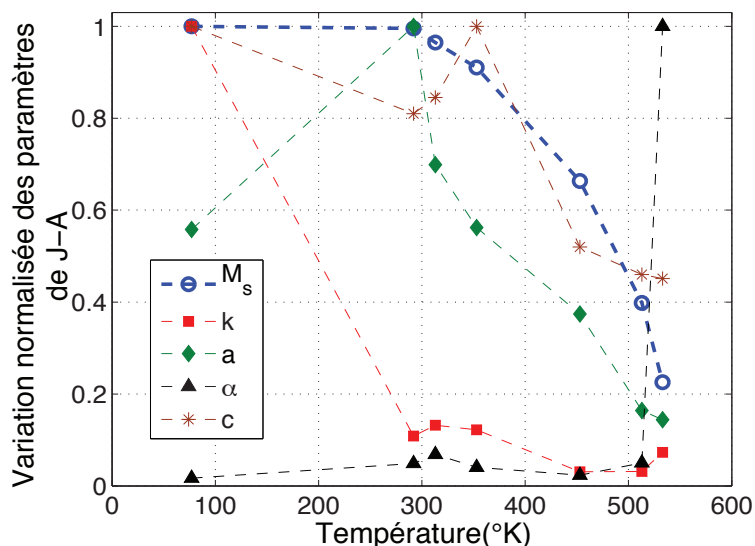


Figure III-8 : variation normalisée des paramètres de J–A avec la température (Phytherm260) (méthode 2)

### III.2.2.4 Validation

La Figure III-9-a montre les cycles mesurés et simulés par le modèle de J–A après une identification des cinq paramètres à chaque température d'essai (méthode 2). On peut voir qu'ils sont en bon accord, comme en témoigne la Figure III-9-b traçant l'évolution de l'erreur quadratique moyenne entre les simulations et les mesures à différentes températures.

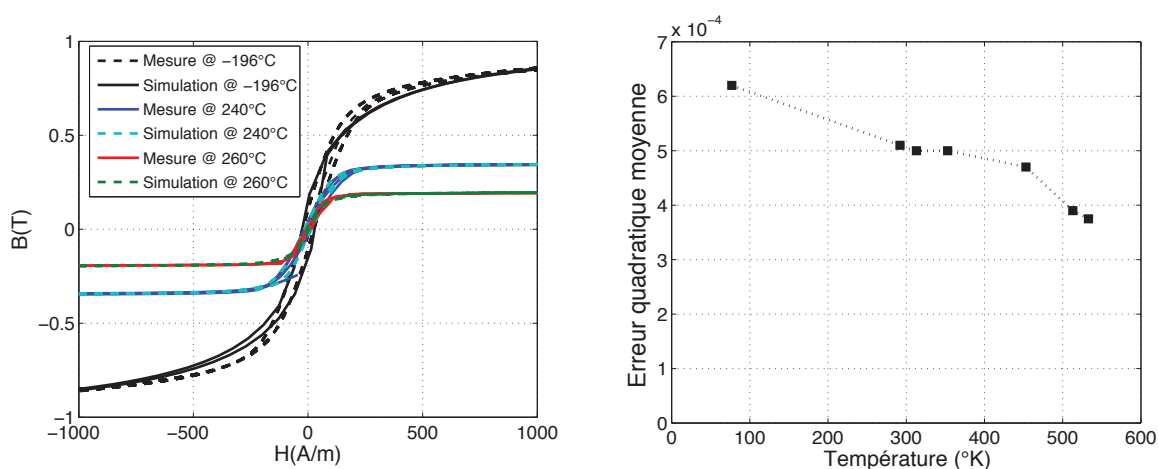


Figure III-9 : a) cycles mesurés et simulés du Phytherm260 pour différentes températures (méthode 2) b) erreur moyenne entre les cycles mesurés et simulés en fonction de la température (méthode 2)

### III.2.2.5 Comparaison des deux méthodes et discussion

Rappelons que la méthode 1 est basée sur des lois semi-analytiques empiriques des paramètres de J–A (section III.2.2.1) et que la méthode 2 (section III.2.2.3) est basée sur l'optimisation des cinq paramètres à chaque température d'essai.

Pour comparer quantitativement les deux méthodes, l'erreur quadratique moyenne entre les cycles mesurés et simulés est utilisée. Sur le matériau testé (Phytherm260), nous avons vu l'augmentation de l'erreur de la méthode 1 aux températures voisines des points de Curie soulignant l'écart entre les cycles d'hystérésis simulés et mesurés (Figure III-7-b), alors que dans la méthode 2, l'erreur est plus faible et reste stable et inférieure à  $0,62 \times 10^{-4}$  sur toute la plage de température Figure III-9-b. Toutefois, l'évolution des paramètres du modèle avec la température est erratique d'où l'inconvénient de cette méthode.

Nous avons réalisé cette même étude sur un autre alliage FeNi à 80%Ni [MESS 2012] dont la température de Curie est de l'ordre de 370°C et obtenu des résultats similaires.

## III.2.3 Nouvelle méthode d'identification des paramètres de J–A basée sur la théorie de Weiss modifiée

### III.2.3.1 Théorie de Weiss modifiée

La théorie de Weiss décrit le ferromagnétisme, en modifiant la théorie de Langevin du paramagnétisme, selon la loi :

$$\frac{M_s}{M_{s0}} = \tanh\left(\frac{\mu_A(H + \alpha M_{s0})}{K_B T}\right) \quad (\text{III -21})$$

Où  $M_s$  est l'aimantation à saturation du matériau,  $H$  représente le champ appliqué,  $\alpha M_s$  est le champ moléculaire interne qui a préfiguré la découverte de l'énergie d'échange mais qui a la même signification à savoir la cohésion des moments magnétiques,  $\mu_A$  est le moment magnétique atomique et  $K_B$  est la constante de Boltzmann =  $1.381 \times 10^{-23}$  J/°K.

Si on ne considère que des champs appliqués nuls ou très faibles, en transformant l'équation III-21, on accède à la forme implicite:

$$\frac{M_s}{M_{s0}} = \tanh\left(\frac{M_s / M_{s0}}{T / T_c}\right) \quad (\text{III -22})$$

Où

$$T_c = \mu_A \frac{\alpha M_{s0}}{K_B} \quad (\text{III -23})$$

est le point de Curie.

On voit dans l'équation III-23 que le point de Curie est intrinsèquement lié à  $\alpha$ , c'est à dire à l'énergie d'échange de cohésion des moments magnétiques pour rester tous parallèles face à l'agitation thermique  $K_B T$  (cf. chapitre I) qui tend à les désordonner. Cette énergie d'échange ( $\mu_A \alpha M_s$ ) est totalement représentée par le point de Curie,  $T_c$ .



L'équation III-22 a une signification forte : pour toute température  $T < T_c$ , l'amplitude de l'aimantation  $M_s$  a une valeur définie par  $T$  même si aucun champ  $H$  n'est appliqué.

Pour  $T > T_c$ , le matériau devient alors paramagnétique et  $M_s=0$ .

○ **Les « mystères » du point de Curie et les limites du ferromagnétisme repoussées par le champ magnétique**

Il s'agit ici de discuter l'action du champ magnétique sur la mesure du point de Curie et plus largement d'envisager l'action réversible ou non de champ magnétique élevé sur les propriétés physiques des alliages FeNi [WAE 2012-1]. De même que l'équation III-23 permet de changer l'équation III-21 en l'équation III-22 dans le cas de champs appliqués nuls ou très faibles ( $H=0$ ), si on considère des champs appliqués non négligeables, on transforme l'équation III.21 en :

$$\frac{M_s}{M_{s0}} = \tanh\left(\frac{M_s / M_{s0} + H / \alpha M_{s0}}{T / T_c}\right) \quad (\text{III -24})$$

Qualitativement, cela signifie que le champ magnétique extérieur vient contribuer au ferromagnétisme (alignement des moments atomiques) de façon significative si ce champ  $H$  est très important [WAE 2012-1]. A l'approche du point de Curie,  $-M_s(T)/M_{s0}$  est faible et l'action de  $H$  sera perceptible sur la loi  $M_s(T)$ .

En effet, expérimentalement, la forme de la courbe  $M_s(T)$  pour des champs de l'ordre de quelques milliers d'A/m fait apparaître une convexité réduite de la courbe  $M_s(T)$  vers le point de Curie  $T_c$  au lieu de la rupture de pente  $dM_s/dt$  en  $T = T_c$  (cf. chapitre II).

L'équation III-24 permet de reproduire ce phénomène et de l'étudier quantitativement (cf. annexe III-B) ce qui explique au moins pour partie « la trainée de  $M_s$  » à  $T \geq T_c$  observée sur des alliages Fe–Ni à faible point de Curie type Phytherm. En champ fort, le ferromagnétisme est bel et bien prolongé en température.

### III.2.3.2 Intégration de la loi de Weiss modifiée dans le modèle de J–A : méthode 3

Nous avons testé une nouvelle méthode d'identification des paramètres de J–A avec la température. A partir des courbes thermomagnétiques  $M_s$ – $T$  mesurées, le modèle de Weiss modifié couplé à notre algorithme d'identification nous permet d'identifier l'aimantation à saturation à 0°K et le coefficient du champ moléculaire  $\alpha$  que nous considérerons constant et indépendant de la température.

En effet, l'étude réalisée par P. Weiss dans ses travaux intitulés « La constante du champ moléculaire. Equation d'état magnétique et calorimétrie » [WEI 1930] sur le nickel et sa discussion des mesures calorimétriques a permis d'établir que le champ moléculaire aux températures élevées (aimantations faibles) et aux basses températures (à la saturation) est donné par  $\alpha M$ , où le coefficient  $\alpha$  a la même valeur numérique bien que le moment des atomes ait changé. Weiss a montré que le calcul de l'énergie d'aimantation  $-1/2 \alpha M_{s0}^2$  au zéro absolu avec la même valeur de  $\alpha$  provenant des mesures aux températures élevées donne une

valeur qui s'accorde « d'une manière frappante » pour reprendre les mots de Weiss avec celle déduite de la mesure des chaleurs spécifiques du nickel. Il en a conclu que malgré le changement de moment de l'atome de nickel entre les basses températures et le point de Curie, l'invariabilité du coefficient du champ moléculaire  $\alpha$  représente bien l'ensemble des faits, tant magnétiques que thermiques. Dans ce qui suit, nous émettons pour nos matériaux FeNi l'hypothèse implicite d'un coefficient de champ moléculaire indépendant de la température.

Ainsi, connaissant les variations des deux paramètres  $\alpha$  et  $M_s$ , nous déterminerons par la suite les trois autres paramètres du modèle de J-A à chaque température d'essai à partir des cycles mesurés tout en se basant sur des algorithmes d'optimisation. Cela revient à faire une identification de trois paramètres au lieu de cinq à la fois et constitue en quelque sorte un compromis entre les deux méthodes analytique (méthode 1) et numérique (méthode 2).

Nous avons procédé ainsi pour le Phytherm260 dont nous rappelons dans la Table III.4 la composition chimique et quelques propriétés magnétiques. Les résultats sont présentés dans la suite.

TABLE III.4  
QUELQUES PRINCIPALES CARACTÉRISTIQUES

Référence	Chemical composition (Weight %)	$B_s$ (T)	$T_c$ (°C)	$\mu_{\max CC}$
Phytherm260	Ni(50)Cr(9)Fe(Bal)	0.83	280	44100

Les performances magnétiques affichées ici sont déterminées en CC par une méthode fluxmétrique [APERAM].

#### ○ Aimantation à saturation et champ moléculaire

La détermination de  $M_{S0}$  est faite à partir de mesures  $M_s-T$  effectuées à 1000 A/m (saturation pratique) et d'un programme de l'équation III-22 utilisant l'optimisation par le simplexe et PSO. Les valeurs calculées des  $M_{S0}$  par les deux méthodes sont très similaires. Nous portons sur la Table III.5 celles issues de la méthode du simplexe.

La Figure III -10 montre que le matériau étudié suit bien le modèle de Weiss modifié. La loi  $M_s-T$  calculée selon l'équation III-22 est en très bon accord avec l'expérience. Nous disposons ainsi d'un outil de calcul fiable pour connaître dorénavant la loi  $M_s(T)$  des alliages FeNiCr sur la seule base de mesure de  $T_c$  et de  $M_s(20^\circ\text{C})$ .

On peut observer très clairement que la transition entre l'état ferromagnétique et l'état paramagnétique est nettement marqué au point de Curie,  $T_c \approx 280^\circ\text{C}$  pour le Phytherm260.

L'optimisation du coefficient de champ moléculaire  $\alpha$  est nécessaire pour rendre compatibles les mesures de l'aimantation à saturation,  $M_s$ , en fonction de la température avec la loi de générale de Weiss modifiée  $M_s-T-H$  dans l'équation III-24.

La Table III.5 renseigne la valeur calculée de  $\alpha$ .

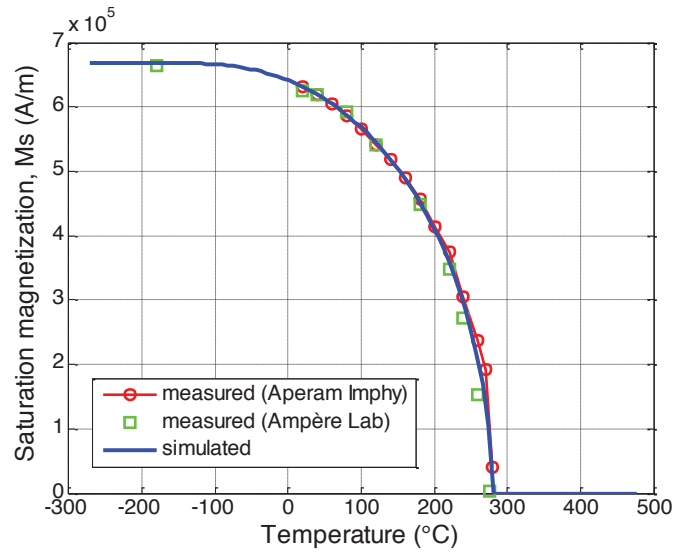


Figure III -10 : aimantations à saturation en fonction de la température mesurées et simulées par Weiss modifié (Phytherm260)

TABLE III.5  
AIMANTATION ET POLARISATION A SATURATION A 0°K ET  
COEFFICIENT DE CHAMP MOLÉCULAIRE

Référence	$M_{S0}$ (A/m)	$J_{S0}$ (T)	$\alpha \times 10^7$ (SI)
Phytherm260	$6.6845 \times 10^5$	0.84	2991.99

### III.2.3.3 Facteur de perte $k$ , paramètre $a$ et facteur de réversibilité $c$

$M_s$  et  $\alpha$  étant connus, on peut optimiser les trois autres paramètres de J–A: densité de domaines,  $a$ , le facteur de pertes,  $k$  et le facteur de réversibilité,  $c$  à partir des cycles mesurés. Cette procédure permet, grâce à la méthode du simplexe, l'identification de tous les paramètres nécessaires pour décrire le comportement hystérétique statique pour une température donnée.

La Figure III-11 montre l'évolution normalisée des paramètres de J–A en fonction de la température. On peut remarquer que pour des températures allant de  $-196$  °C (température d'équilibre de l'azote liquide) jusqu'au point de Curie, cette méthode génère un ensemble significatif de paramètres de J–A. Outre le coefficient  $\alpha$ , les autres paramètres ont tendance à diminuer de façon monotone avec la température. Ce comportement est le résultat de l'hypothèse émise sur le fait que le coefficient de champ moléculaire est indépendant de la température. On remarque également que sans avoir pris d'hypothèse sur le paramètre  $c$ , l'algorithme d'optimisation lui fait suivre globalement la même variation que la méthode 1.

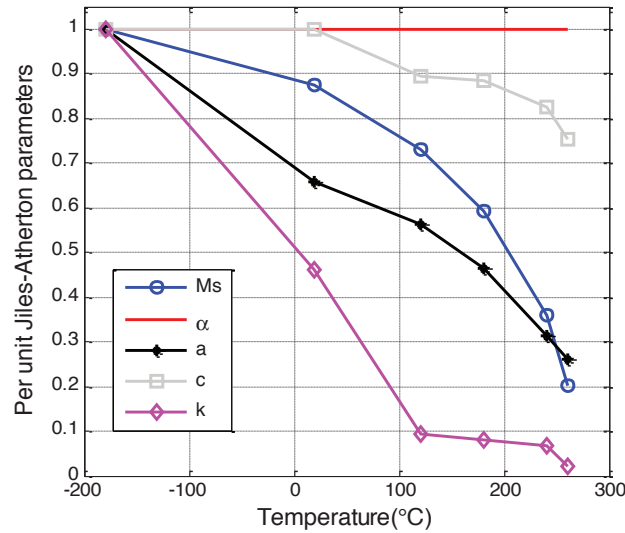


Figure III-11 : évolution normalisée des paramètres de J–A avec la température (Phytherm260)

Les cinq paramètres du modèle sont fournis dans la Table III.6 pour des températures allant de  $-196^{\circ}\text{C}$  jusqu'au voisinage du point de Curie. Cette table est un préalable nécessaire pour la modélisation des effets dynamiques en fonction de la température.

TABLE III.6  
PARAMÈTRES DE J–A POUR DIFFÉRENTES TEMPÉRATURES – PHYTHERM260

$T$ (°C)	-196	20	120	180	240	260
$M_s$ (A/m)	668450	673410	563160	456960	277350	156150
$\alpha$	$2.99 \times 10^{-4}$	$2.99 \times 10^{-4}$	$2.99 \times 10^{-4}$	$2.99 \times 10^{-4}$	$2.99 \times 10^{-4}$	$2.99 \times 10^{-4}$
$a$ (A/m)	121.454	80	68.28	56.31	38.05	31.77
$c$	1	0.95	0.895	0.885	0.824	0.75
$k$ (A/m)	2173.1	999	205.43	170.5	146.75	43.75

### III.2.4 Validation de la méthode 3

Les cycles d'hystérésis quasi-statiques mesurés à différentes températures sur les Phytherm260 sont comparés dans la Figure III -12 avec les cycles calculés par le modèle proposé. Ils sont en plutôt en bon accord sur toute la plage de température.

La Figure III -13 affiche la variation de l'erreur quadratique moyenne entre les cycles simulés et mesurés en fonction de la température. A titre de comparaison avec les deux précédentes

méthodes, cette dernière permet d'obtenir une évolution monotone des paramètres avec la température sans nuire à la précision du modèle.

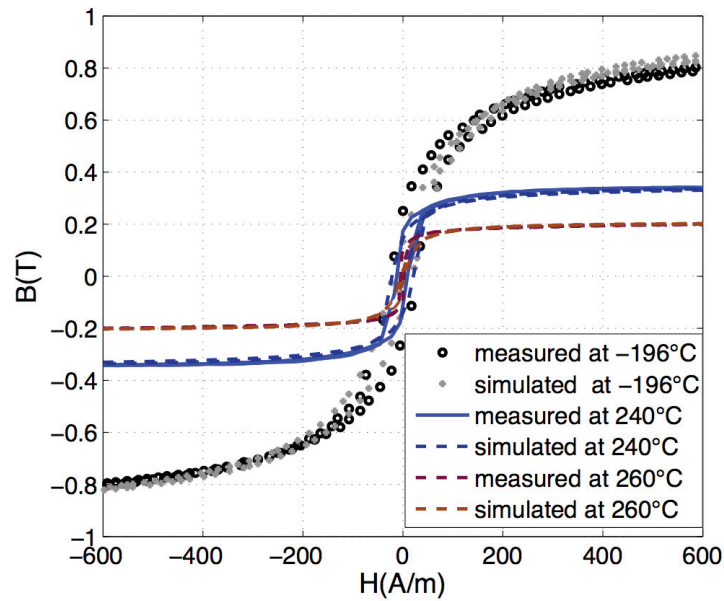


Figure III -12 : cycles mesurés et simulés par le modèle de J-A intégrant le modèle de Weiss modifié pour différentes températures

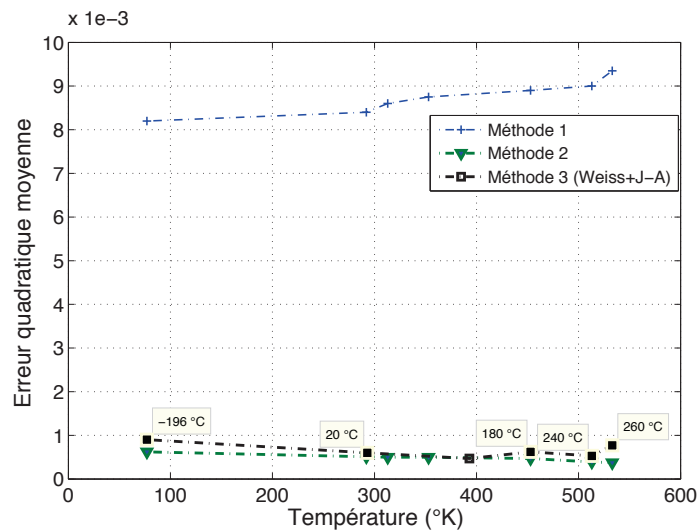


Figure III -13 : erreur moyenne entre les cycles mesurés et simulés en fonction de la température

### III.3 Modélisation des effets dynamiques

#### III.3.1 Modèle dynamique global (DSF)

##### III.3.1.1 Description

En toute rigueur, la loi reliant l'induction  $B$  et le champ  $H$  dans la matière ferromagnétique est vectorielle compte tenu des anisotropies que présentent les matériaux. Toutefois, les vecteurs  $B$  et  $H$  peuvent être considérés colinéaires si le champ d'excitation est orienté dans une direction de facile aimantation du matériau. Nous adoptons cette hypothèse, ce qui permet de considérer une loi  $B(H)$  scalaire pour décrire le comportement des matériaux.

Cela étant posé, pour comprendre les bases du modèle dynamique global, nous partons du cas d'un circuit magnétique de forme torique de section constante  $S$  et de longueur moyenne  $L_m$ . Ce tore comportant un bobinage de  $N$  spires parcouru par un courant  $I_{dyn}$  constitue un tube de flux de section constante dans lequel les grandeurs magnétiques sont supposées uniformes et isotropes.

J.P Masson et J.J Rousseau [MAS 1990] ont proposé de substituer au circuit magnétique réel un circuit de mêmes dimensions géométriques mais non conducteur et de représenter l'effet des courants induits macroscopiques et microscopiques par un enroulement électrique supplémentaire « fictif » de  $n$  spires débitant un courant  $i_{ind}$  sur une résistance  $r$ . La Figure III -14 résume à elle seule ce principe d'équivalence qui est à la base du modèle.

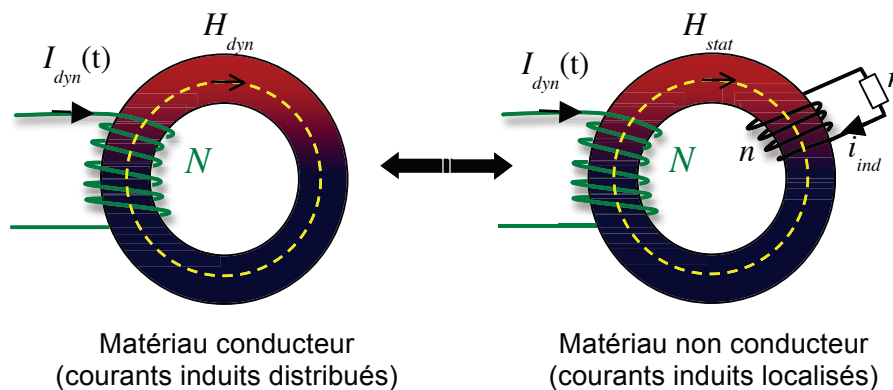


Figure III -14 : équivalence à la base du modèle global

Les bases du modèle sont détaillées en annexe III-C. Les auteurs ont montré que la simple application du théorème d'Ampère sur le circuit équivalent conduit à une expression différentielle de l'induction instantanée en régime dynamique quelle que soit la forme d'onde du signal d'excitation. Cette expression se ramène à l'équation définissant le modèle dynamique global de tube de flux donnée par :

$$H_{dyn} = H_{stat}(B) + \gamma \frac{dB}{dt} \quad (\text{III -25})$$

$$\text{Avec : } \gamma = \frac{n^2 S}{r L_m} \quad (\text{III -26})$$

Le premier terme de l'équation III-25 ( $H_{stat}$ ) se justifie par le comportement en régime quasi-statique du matériau et est calculé par un des modèles d'hystérésis statique mentionnés précédemment. Généralement, le comportement quasi-statique est obtenu vers 1Hz pour les ferromagnétiques doux. En dessous de cette fréquence, l'équation III-25 se ramène au terme  $H_{stat}$ . Au delà de cette fréquence, les effets dynamiques se manifestent et augmentent avec la fréquence. Ils sont alors décrits en introduisant le paramètre  $\gamma$  qui rend compte de manière globale de ces effets dynamiques développés au sein du matériau.

Le paramètre  $\gamma$  associé au modèle est structurel et propre au matériau étudié. Il est lié à la géométrie du matériau (dimensions  $S$  et  $L_m$ ) et ses propriétés électriques et magnétiques (conductivité, perméabilité, mouvement des parois, régime quasi-statique,...). Il est notamment le résultat des:

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

Il est clair que la détermination de  $\gamma$  ne peut se faire en se basant sur l'équation III-26. En effet, cette équation fait référence à des grandeurs associées à un enroulement fictif de  $n$  spires en court-circuit sur une résistance  $r$ , elle aussi non réelle.

L'identification de  $\gamma$  est faite par ajustement de la loi dynamique  $B(H_{dyn})$  simulée par le modèle à la caractéristique issue d'une mesure expérimentale dans les mêmes conditions de sollicitation du matériau. Un seul essai expérimental à une fréquence d'excitation aussi élevée que possible suffit pour identifier  $\gamma$ , tout en restant dans les limites de validité du modèle. La valeur issue de l'optimisation est ensuite maintenue constante pour toutes les autres simulations effectuées à des niveaux différents de sollicitation dynamique.

Un schéma bloc de simulation résultant de l'équation de base du modèle peut être établi (Figure III -15). A chaque instant, un retour non linéaire sur la caractéristique quasi-statique de référence est opéré pour pouvoir déterminer l'évolution instantanée de l'induction, d'où le nom « Dynamic Static Feedback » attribué au modèle par les auteurs, soit en abrégé « DSF ».

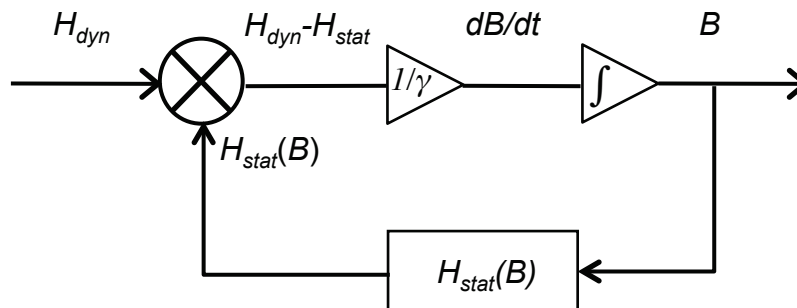


Figure III -15 : schéma bloc de simulation du modèle global



Les résultats des études menées au laboratoire sur un nombre conséquent d'échantillons [RAU 1998], [RAU 2008] ont montré que le modèle s'avère efficace lorsque l'effet de peau est négligeable vis-à-vis de l'épaisseur du matériau.

Le fait que les variations temporelles de l'induction soient dictées par une équation différentielle, constitue un avantage certain en vue d'une modélisation globale d'un système ou dispositif complet en prenant en compte les lois de matériaux.

Si on réécrit de façon différente l'équation III-25 précédente, il vient simplement:

$$NI_{dyn} - NI_{stat} = \frac{\gamma L_m}{S} \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{III -27})$$

Où  $NI_{dyn}$  est la force magnétomotrice due au courant d'excitation et  $NI_{stat}$  est égal à  $H_{stat} L_{moy}$ .

On obtiendrait la même équation avec un circuit géométriquement identique et de mêmes propriétés magnétiques comportant une source de force électromotrice f.e.m commandée par  $H_{stat} L_m$  ( $H_{stat}$  étant la loi statique du matériau) et une résistance  $\gamma'$  dont la valeur dépend des paramètres géométriques du tube de flux et du paramètre dynamique du modèle DSF ( $\gamma' = \gamma L_m / S$ ). On peut par conséquent donner un schéma équivalent du modèle sous forme série (Figure III -16).

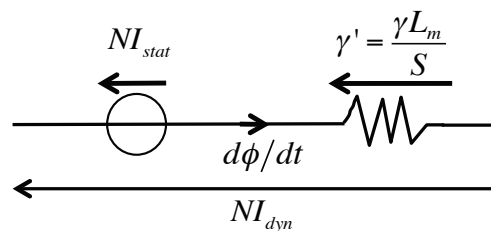


Figure III -16 : schéma équivalent du modèle DSF

Le composant magnétique ainsi conçu met en jeu deux éléments de type circuit électrique, ce qui simplifie le couplage avec un logiciel simulateur de circuits.

### III.3.1.2 Simulation sur le Phytherm260

Afin de simuler le phénomène d'hystérésis dynamique et de quantifier les effets de la fréquence du signal et de la température, une campagne de mesures en régime dynamique a été conduite selon les modalités définies au chapitre II. Les résultats présentés concernent le Phytherm260.

#### ○ Modèle statique utilisé

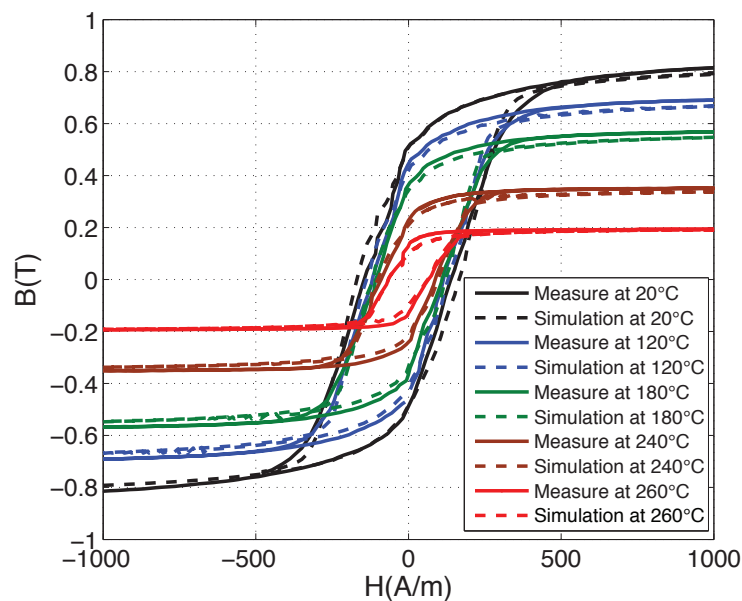
Nous avons utilisé le modèle statique de J–A (dans sa version  $H(B)$ , cf. Figure III-15), notamment, les résultats de variation de ses paramètres en fonction de la température résultant de l'intégration du modèle de Weiss modifié dans J–A (méthode 3) (Table III.6).

Le paramètre dynamique  $\gamma$  associé au modèle global de tube de flux est identifié à l'aide de la méthode du simplexe à partir des données expérimentales (cycles) recueillies pour la fréquence d'excitation maximale. En effet, nous avons estimé que l'effet de peau commence à

se prononcer sur les échantillons rondelles étudiés (0.6 mm d'épaisseur) pour des fréquences voisines de 70 Hz. Ainsi nous pouvons d'ores et déjà nous attendre à ce que les performances du modèle se dégradent au delà de cette fréquence.

La Table III.7, dans sa première ligne, affiche les valeurs du paramètre dynamique  $\gamma$  optimisé à partir de cycles mesurés à 70 Hz à chaque température d'essai. Ces mêmes valeurs de  $\gamma$  sont ensuite utilisées pour simuler le comportement dynamique à 50 Hz pour différentes températures allant de l'ambiante jusqu'à l'approche du point de Curie.

La performance du modèle dynamique global à 50 Hz est illustrée par la Figure III -17. Les erreurs quadratiques moyennes entre mesures et simulations sont fournies dans la deuxième ligne de la Table III.7 pour chaque température d'essai.



**Figure III -17 : cycles d'hystérésis dynamiques mesurés et simulés sur le Phytherm260 par le modèle DSF à 50 Hz pour différentes températures**

L'examen de la Table III.7 met en évidence la variation décroissante du paramètre  $\gamma$  avec l'augmentation de la température. Cette tendance d'évolution semble présenter une bonne cohérence avec celle observée sur la conductivité électrique de l'alliage qui décroît avec la température.

**TABLE III.7**  
VALEURS CALCULÉES DE  $\gamma$  ET DE MSE\*

Température (°C)	20	120	180	240	260
$\gamma$	0.0385	0.0341	0.032	0.030	0.029
MSE* (50 Hz)	$1.4 \times 10^{-3}$	$9 \times 10^{-3}$	$1.4 \times 10^{-3}$	$1.4 \times 10^{-3}$	$8 \times 10^{-4}$

MSE\* = erreur quadratique moyenne.

La Figure III -18 représente les pertes massiques dissipées dans le matériau Phytherm260 par cycle d'aimantation à  $H_{\max} = \pm 1000$  A/m en fonction de la fréquence et à différentes températures. Elles sont issues de mesures à l'hystérésigraphe et des simulations par le modèle dynamique global. Nous pouvons observer que les pertes magnétiques diminuent quand la température augmente.

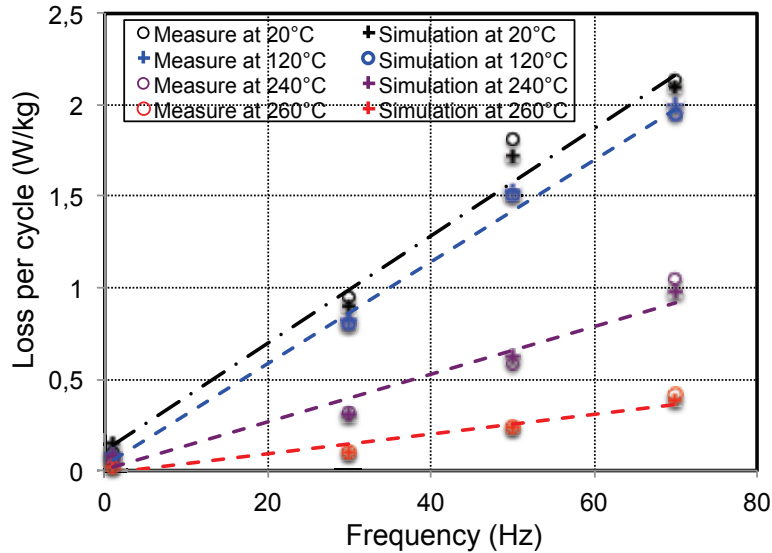


Figure III -18 : pertes massiques dissipées dans le matériau Phytherm260 par cycle d'aimantation en fonction de la fréquence et à différentes températures

### III.3.1.3 Variation du paramètre dynamique $\gamma$ avec la température et corrélation avec les propriétés physiques et magnétiques du matériau

Nous avons, par la suite, poursuivi nos investigations sur la variation du paramètre comportemental dynamique,  $\gamma$ , avec la température. Nous détaillons ici le principe des analyses qui permettent d'exploiter certains résultats du chapitre II, notamment l'évolution de la résistivité électrique (i.e. la conductivité) de l'alliage en fonction de la température.

En toute rigueur, pour une tôle magnétique infiniment longue (épaisseur,  $d$  et conductivité,  $\sigma$ ), le rôle des courants induits devient déterminant dans les performances du matériau et constitue la majeure partie de dissipation à prendre en compte. Quand l'effet de peau est négligeable, on écrit :

$$H_{app} = H_{stat}(B) + \frac{\sigma d^2}{12} \frac{dB}{dt} \quad (\text{III -28})$$

$H_{app}$  est le champ d'excitation appliqué à la surface de la tôle et  $B$  est l'induction à travers sa section.

Dans les deux cas de formulation : modèle DSF (équation III-25) et l'équation III-28, l'homogénéité des grandeurs magnétiques est supposée vérifiée. Une analogie entre les deux expressions permet d'attribuer au paramètre du modèle dynamique  $\gamma$  une première estimation selon l'équation III-29:

$$\gamma \approx \frac{\sigma d^2}{12} \quad (\text{III -29})$$

Afin d'étudier la corrélation entre le paramètre  $\gamma$  et la conductivité électrique,  $\sigma$ , et de vérifier son ordre de grandeur et sa variation avec la température, nous allons exploiter les résultats de mesure de résistivité,  $\rho$  ( $\rho = 1/\sigma$ ) en fonction de la température, fournis dans le chapitre II. La Figure III -19 compare l'évolution en température du paramètre  $\gamma$  au terme  $\sigma d^2/12$  issu des mesures de  $\sigma$  et celui simulé à partir de la loi linéaire de la résistivité (i.e. conductivité) évoquée dans le chapitre I (équation I-9).

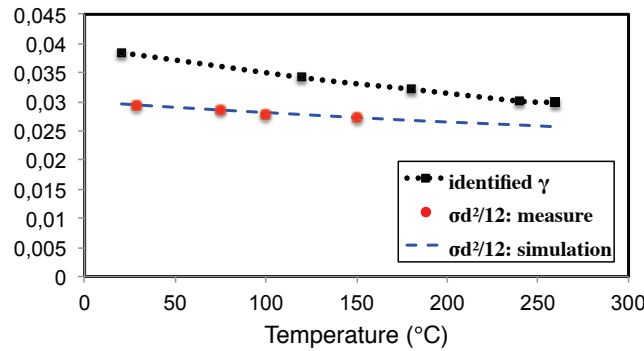


Figure III -19 : variation du paramètre  $\gamma$  avec la température et comparaison avec le terme  $\sigma d^2/12$

Au regard de l'évolution du paramètre  $\gamma$  et du terme  $\sigma d^2/12$ , nous pouvons remarquer un écart notable entre les deux courbes, écart, qui se réduit quand la température augmente.

### o Discussion

Compte tenu du principe de séparation des pertes magnétiques, et pour des raisons pratiques, le champ d'excitation  $H_{dyn}$  à la surface de l'échantillon peut être exprimé comme la somme de différents termes:

- $H_{stat}(B)$  représentant le champ d'excitation statique,
- $H_{edd}$  dû aux courants de Foucault, connu aussi sous le nom de champ d'excitation « classique »,
- $H_{exc}$  lié aux mouvements des parois de domaines.

Il faut rappeler que la séparation des pertes est définie conformément à l'hypothèse admettant un effet de peau négligeable.

$$H_{dyn} = H_{stat}(B) + H_{edd} + H_{exc} \quad (\text{III -30})$$

Le terme  $H_{edd}$  dû aux courants de Foucault correspond en quelque sorte à la dynamique idéalisée c'est à dire sans l'existence des parois de domaines. Il est principalement décrit par la relation donnée dans l'équation III-29.

Le terme d'excès,  $H_{exc}$ , est difficile à prédire par un modèle aussi simple. Giorgio Bertotti [BER 1983], [BER 1988] a mis au point une théorie basée sur le principe de séparation des pertes et a établi un lien entre la contribution excédentaire et la physique microscopique du matériau. Dans son interprétation statistique, Bertotti, se base sur le concept d'une nouvelle

entité appelée « objet magnétique » (OM) caractérisant une région de la matière ferromagnétique dont les domaines subissent la même corrélation. En effet, un domaine magnétique ne se déplace pas indifféremment mais il entraîne des perturbations sur ses « voisins ».

Le champ excédentaire, selon Bertotti, est fonction de la racine carrée de la dérivée instantanée de l'induction liée au déplacement de chaque OM. Il est exprimé par la formule suivante faisant intervenir un terme  $C_{exc} = \sqrt{\sigma G V_0 S}$  :

$$H_{exc} = \sqrt{\sigma G V_0 S} \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)^{0.5} \text{signe} \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right) \quad (\text{III -31})$$

Où  $S$  est la section du circuit magnétique et  $V_0$  est un paramètre micro-structurel du matériau corrélé à la taille des gains et  $G$  définit le coefficient de friction de l'OM. Il est constant.

L'association des différents termes constituant l'équation III-30 permet d'écrire ainsi :

$$H_{dyn} = H_{stat}(B) + \frac{\sigma d^2}{12} \frac{\partial B}{\partial t} + \sqrt{\sigma G V_0 S} \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)^{0.5} \text{signe} \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right) \quad (\text{III -32})$$

Pour une excitation sinusoïdale, les variations fréquentielles des champs d'excitation données par le modèle dynamique global et celui de Bertotti peuvent être aisément déduites des deux formulations correspondantes :

$$\hat{H}_{dyn} = \hat{H}_{stat}(B) + k_1 f \quad (\text{III -33})$$

$$\hat{H}_{dyn} = \hat{H}_{stat}(B) + k_2 f + k_3 \sqrt{f} \quad (\text{III -34})$$

Les coefficients  $k_1$ ,  $k_2$  et  $k_3$  sont facilement identifiables aux expressions définissant les deux modèles : DSF pour  $k_1$  et Bertotti pour  $k_2$  et  $k_3$  (équation III-35).

En considérant le matériau étudié et la gamme des fréquences [DC–70 Hz], les termes représentant les effets dynamiques dans les deux formulations sont en bonne approximation égaux :  $k_1 f \approx k_2 f + k_3 \sqrt{f}$ , soit :

$$\gamma \hat{B} \cdot 2\pi f \approx \frac{\sigma d^2}{12} \hat{B} \cdot 2\pi f + \sqrt{\sigma G V_0 S} \sqrt{\hat{B} \cdot 2\pi} \sqrt{f} \quad (\text{III -35})$$

En conséquence, compte tenu des basse fréquences étudiées, dans le second terme de l'équation III-35, le terme en  $\sqrt{f}$  peut se ramener à celui donné en fonction de  $f$ , ce qui permet d'attribuer une estimation plus précise au paramètre dynamique  $\gamma$  du modèle global selon :

$$\gamma = \frac{\sigma d^2}{12} + \lambda \quad (\text{III -36})$$

Avec :

$$\lambda \propto \lambda \sqrt{\sigma G V_0 S}$$

Le terme  $\sigma d^2/12$  –nous l'avons vu précédemment– représente les courants de Foucault et le terme  $\lambda$  ajouté est attribué aux courants microscopiques résultant des mouvements des parois.

En effet, pour une induction maximale  $\hat{B} = 0.6\text{T}$  par exemple, il apparaît clairement à partir de la Table III.8 présentant quelques résultats quantitatifs, que les effets dynamiques sont assez

bien représentés avec le modèle DSF (terme  $\hat{H}_\gamma^*$ ) qu'avec celui de Bertotti (terme  $\hat{H}_{edd} + \hat{H}_{exc}^*$ ). De plus, dans les deux cas, le terme  $H_{stat}$  est dominant par rapport à  $\hat{H}_\gamma$  et  $\hat{H}_{edd} + \hat{H}_{exc}^*$ . A noter que les différents champs sont calculés lorsque  $B(t)=0$ .

TABLE III.8  
APPLICATION NUMÉRIQUE

Fréquence (Hz)		30	50	70
DSF	$H_{stat}$ (A/m)	20	20	20
	$H_\gamma^*$ (A/m)	4.35	7.257	10.16
Bertotti	$H_{stat}$ (A/m)	20	20	20
	$H_{edd}^*$ (A/m)	3.36	5.56	7.785
	$H_{exc}^*$ (A/m)	0.095	0.123	0.146

$$* H_\gamma = k_1 f; H_{edd} = k_2 f \text{ and } H_{exc} = k_3 \sqrt{f}$$

L'équation III-36 marque la forte dépendance entre le paramètre  $\lambda$  et la conductivité électrique  $\sigma$  du matériau mais résume bien également l'impact de sa microstructure (terme  $\sqrt{GV_0 S}$ ). La Figure III -20 a une parenté très évidente avec l'équation proposée du paramètre  $\lambda$ . Le tracé des variations normalisées de  $\lambda$  et de  $\lambda/\sqrt{\sigma}$  se ramène à la même évolution en température. Ceci nous laisse dire que le terme  $V_0$  décroît de la même manière avec la température.

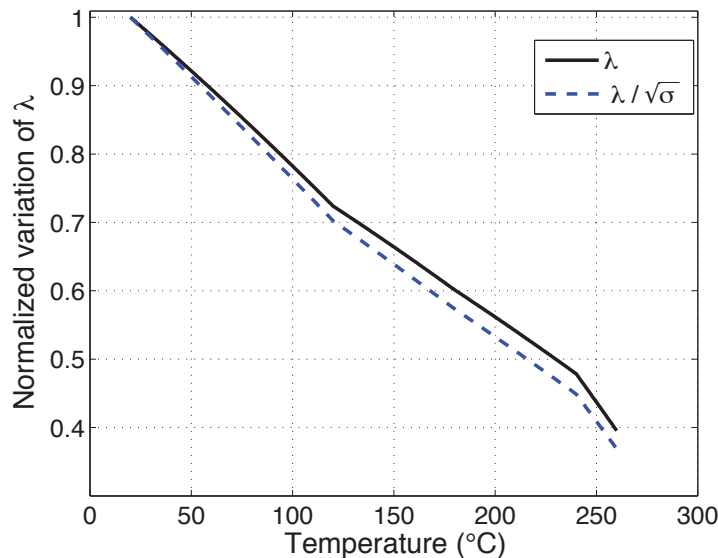


Figure III -20 : variation du paramètre  $\lambda$  avec la température

### III.3.2 Modèle dynamique local DWM (Diffusion & Wall motion)

#### III.3.2.1 Problème de diffusion magnétique

De nombreux travaux ont été menés ces dernières années afin de concevoir un modèle de diffusion décrivant en régime dynamique la loi  $B(H)$  des matériaux magnétiques. Plusieurs synthèses résumant les principales caractéristiques de ces modèles peuvent être trouvées dans la littérature (exemple [ZIR 2006]).

L'analyse faite dans [MAR 2010], a montré que la résolution de l'équation de diffusion à l'aide d'une loi statique reliant  $B$  et  $H$ , conduit à une représentation incomplète des effets dynamiques dans le matériau. Le modèle « classique » de diffusion magnétique permet une représentation précise et fidèle des effets dynamiques liés aux courants de Foucault, mais néglige tout autre phénomène, à savoir celui associé aux déplacements des parois des domaines magnétiques. Ces tests ont ainsi mis en évidence la limitation du modèle « classique » de diffusion magnétique.

Dans ce sens, un modèle baptisé Diffusion & Wall Motion, soit en abrégé « DWM » [RAU 2004], [MAR 2010], a été élaboré au laboratoire. L'idée maîtresse de ce modèle est de reprendre l'équation de diffusion classique dérivée des équations de Maxwell et d'y intégrer une loi dynamique qui prend en compte les effets dus aux mouvements des parois.

#### III.3.2.2 Domaine d'étude

Il s'agit de résoudre l'équation de diffusion magnétique sur un domaine d'étude constitué par une section droite de tôle magnétique rectangulaire (Figure III -21). Le champ d'excitation est unidirectionnel (direction perpendiculaire à la section droite de la tôle).

Compte tenu de la très faible épaisseur de la tôle devant les deux autres dimensions, le problème 2D se ramène à un problème 1D limité à la demi-épaisseur de la section droite de la tôle.

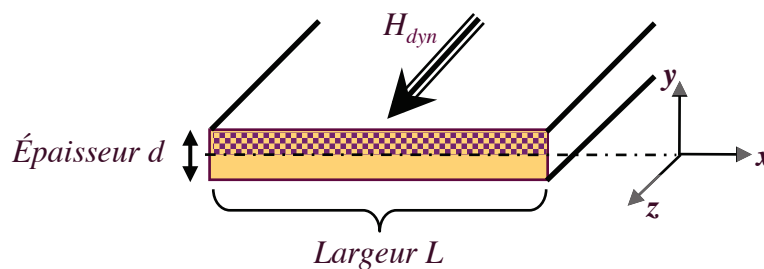


Figure III -21 : section droite d'une tôle rectangulaire et définition du domaine d'étude

#### III.3.2.3 Formulation par Différences Finies

La résolution de l'équation de diffusion sur le domaine d'étude défini par la demi-épaisseur nécessite le recours à une méthode numérique, par exemple, les différences finies (DF). Le domaine d'étude est ainsi discrétisé comme dans la Figure III -22. Le maillage DF est régulier par soucis de simplicité et utilise 10 nœuds dans notre cas.



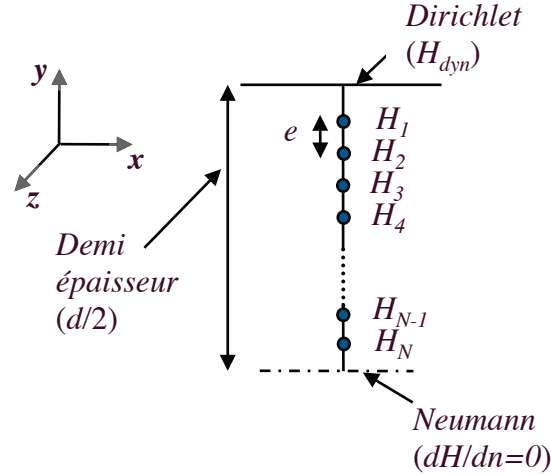


Figure III -22 : domaine d'étude (demi-épaisseur de la tôle) discrétisé

### III.3.2.4 Le modèle local DWM (Diffusion & Wall Motion)

A partir des équations de Maxwell et compte tenu du problème 1D, on aboutit rapidement à l'équation classique de diffusion magnétique scalaire:

$$\frac{\partial^2 H(y,t)}{\partial y^2} = \sigma \frac{\partial B(y,t)}{\partial t} \quad (\text{III -37})$$

Comme nous l'avons déjà évoqué au chapitre I, les matériaux magnétiques sont des structures subdivisées en domaines magnétiques séparés par des parois. Afin de simplifier le problème, l'hypothèse d'une répartition homogène des parois au sein du matériau a été adoptée [RAU 2004]. Cette hypothèse semble validée dès lors que la taille du matériau est suffisamment grande par rapport aux tailles des domaines i.e. à celles des parois, tel est le cas dans les applications électrotechniques. Cela amène à utiliser un modèle homogène de représentation d'effets dynamiques associés aux mouvements des parois, à savoir le modèle dynamique global (DSF), dont nous retenons une expression analogue (équation III-38) à celui-ci mais en y introduisant un paramètre  $\beta$  lié à la structure en domaines, différent du paramètre  $\gamma$  du modèle DSF.

$$\frac{dB(y,t)}{dt} = \frac{1}{\beta} [H(y,t) - H_{stat}(B(y,t))] \quad (\text{III -38})$$

La combinaison des deux dernières équations III-37 et III-38 conduit à l'expression de référence du modèle dynamique local (DWM) :

$$\frac{\partial^2 H(y,t)}{\partial y^2} = -\frac{\sigma}{\beta} [H(y,t) - H_{stat}(y,t)] \quad (\text{III -39})$$

La valeur de  $\beta$  est identifiée en ajustant la caractéristique dynamique simulée par le modèle à celle issue de la mesure, bien entendu, dans les mêmes conditions de sollicitation du matériau à savoir la fréquence la plus élevée possible.

### III.3.2.5 Ecriture du système matriciel et formulation dans le cas d'un maillage régulier

L'équation III-39 est écrite pour tous les nœuds du maillage ( $i$  varie de 1 à  $N$  où  $N$  est le nombre de nœuds de discrétisation spatiale). Ceci conduit à l'obtention d'un système algébrique à  $N$  équations. En introduisant les conditions aux limites, à savoir le champ  $H_{dyn}$  à la surface de l'échantillon et la condition de Neumann au centre de l'épaisseur de la tôle (Figure III -22), la formulation littérale dans le cas d'un maillage régulier est donnée par le système matriciel de type  $[M]*[H]=[S_1]+[S_2]$  suivant :

$$\begin{pmatrix} 2 + \frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 & 0 & \dots & 0 \\ -1 & 2 + \frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & -1 & 2 + \frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 \\ 0 & \dots & 0 & -1 & 1 + \frac{\sigma e^2}{\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ \vdots \\ H_{N-1} \\ H_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{dyn} \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{\sigma e^2}{\beta} \begin{pmatrix} H_{stat}(B_1) \\ H_{stat}(B_2) \\ \vdots \\ H_{stat}(B_{N-1}) \\ H_{stat}(B_N) \end{pmatrix} \quad (\text{III -40})$$

On peut voir dans le terme  $S_1$  que l'on impose le champ à la surface du matériau comme terme source. Le vecteur  $S_2$  correspond à un coefficient près, aux champs statiques en fonction de l'induction  $B$  aux nœuds du maillage.

Ainsi, la résolution de ce système matriciel permet d'obtenir les valeurs  $H_i(t)$  aux différents nœuds du maillage. Ce système a l'avantage de ne nécessiter qu'une inversion de la matrice  $M$  qui se trouve indépendante du temps et peut donc être pré-calculée. De plus, le modèle DWM présente l'avantage d'être réversible.

En effet, à partir de la formulation directe, nous obtenons une loi liant  $H_{dyn}$  au flux à travers la section de la tôle  $\phi$  (cf. annexe III-C) que l'on peut substituer dans le système matriciel direct à  $H$  imposé. Il en résulte le nouveau système propre au modèle inverse à flux imposé, qui s'écrit sous une forme similaire  $[M']*[H']=[S'_1]+[S'_2]$ .

$$\begin{pmatrix} 1 + \frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 & 0 & \dots & 0 \\ -1 & 2 + \frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & -1 & 2 + \frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 \\ 0 & \dots & 0 & -1 & 1 + \frac{\sigma e^2}{\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ \vdots \\ H_{N-1} \\ H_N \end{pmatrix} = \frac{\sigma * e}{L} \begin{pmatrix} \frac{d\phi(t)}{dt} \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{\sigma e^2}{\beta} \begin{pmatrix} H_{stat}(B_1) \\ H_{stat}(B_2) \\ \vdots \\ H_{stat}(B_{N-1}) \\ H_{stat}(B_N) \end{pmatrix} \quad (\text{III -41})$$

On peut constater dans le terme  $S'_1$  que l'on impose la variation temporelle de flux comme terme source.

Ce modèle est donc réversible, il peut fonctionner, soit avec un champ de surface imposé, et en sortie, une variation temporelle de flux ou le contraire. Nous avons choisi d'utiliser le modèle inverse à flux imposé. En effet, de façon similaire au modèle tube de flux dynamique global, un tube de flux diffusif peut être établi à partir du modèle local DWM en vue d'une insertion dans un logiciel de type circuit. La section IV.3.3 du chapitre IV revient sur ce propos avec de plus amples explications lors de la modélisation du relais.

### III.3.2.6 Simulation de la diffusion dans les alliages FeNi

Nous avons simulé le comportement de nos alliages FeNi à des fréquences élevées par le modèle local à flux imposé implanté dans un tube de flux diffusif. Nous présentons les résultats du matériau Phytherm260 (Figure III -23) pour une fréquence de l'ordre de 2 kHz et différentes températures.

L'optimisation de  $\beta$  à température ambiante pour rendre les mesures compatibles aux cycles simulés par le modèle donne une valeur de  $\beta$  de 0.0025. Cette même valeur est ensuite utilisée pour prédire les comportements à des températures plus élevées jusqu'à proximité du point de Curie. Les résultats montrent que le paramètre  $\beta$  serait invariant en fonction de la température ou tout du moins que sa variation serait négligeable. Par la suite, nous considérerons toujours  $\beta$  constant.

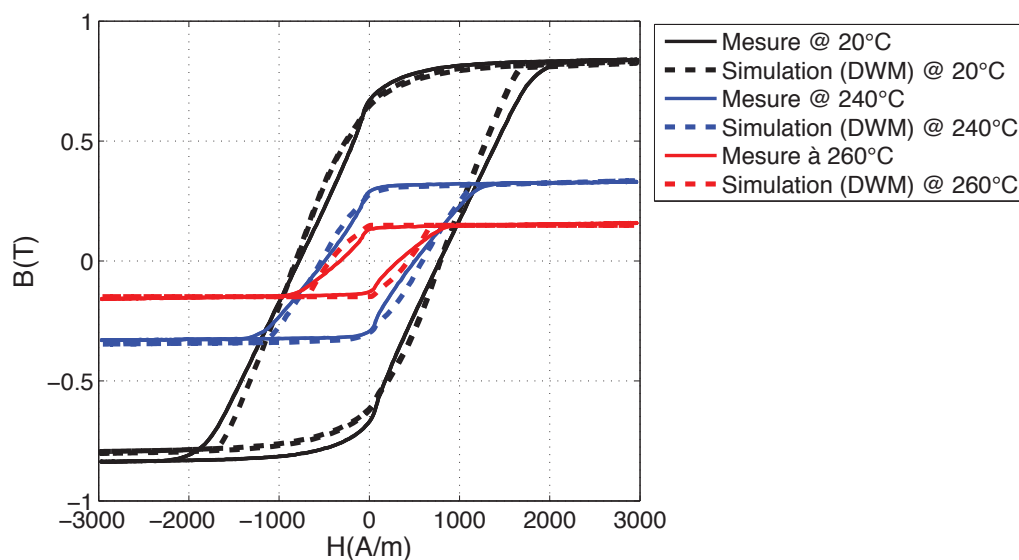


Figure III -23 : simulation de la diffusion magnétique à 2 kHz dans le Phytherm260 pour différentes température avec la même valeur du paramètre  $\beta = 0.0025$  optimisé à température ambiante.

### III.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, des lois semi analytiques empiriques d'évolution des paramètres de Jiles – Atherton en fonction de la température ont été proposées et utilisées pour reproduire les cycles quasi statiques mesurés sur les alliages FeNi étudiés. La démarche consiste avant tout à déterminer l'ensemble des paramètres du modèle au zéro absolu (0 °K). Ces paramètres sont extrapolés à partir des données expérimentales à l'aide d'algorithmes d'optimisation. Cette première méthode tend à prédire des cycles d'hystérésis relativement imprécis, surtout autour du point de Curie.

Nous avons ensuite comparé cette méthode avec une deuxième basée sur l'optimisation des cinq paramètres de J–A à chaque température d'essai à partir d'un cycle majeur mesuré. Cette deuxième voie s'est révélée plus précise sur toute la plage de température. Toutefois, l'évolution des paramètres du modèle avec la température est erratique.

Pour remédier aux inconvénients des deux méthodes, nous avons élaboré une combinaison (compromis) de ces deux dernières, basée sur la théorie de Weiss modifiée. Cette méthode permet à la fois d'avoir une erreur relativement faible ainsi qu'une évolution de paramètres quasi monotone. Tous les paramètres ont tendance à diminuer lorsque la température augmente. L'étude comparative a montré le très bon accord entre les cycles modélisés et les courbes mesurées.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes attachés à la représentation des phénomènes magnétiques en régime d'aimantation dynamique. Une analyse du modèle dynamique global (DSF) a permis d'étudier la variation du paramètre  $\gamma$  avec la température. Cette analyse s'est basée, d'un côté, sur des comparaisons simulations/mesures et d'autre côté, sur les travaux de Bertotti.

Enfin, nous avons simulé le comportement de nos alliages FeNi à des fréquences plus élevées et pour différentes températures par le modèle dynamique local (DWM) qui, rend compte de la diffusion du champ magnétique dans le matériau.

Ces modèles dynamiques implantés tous les deux dans des tubes de flux (globaux et diffusifs) sont utilisés pour l'élaboration d'un modèle d'un dispositif électromagnétique particulièrement sensible en matière de protection des personnes : le relais des disjoncteurs différentiels à propre courant qui fait l'objet des deux derniers chapitres.

### III.5 Références bibliographiques

- [AMO 2000] Amor, Y., « Contribution à la modélisation de l'hystérésis magnétique en vue de l'analyse par éléments finis des systèmes de chauffage par induction », thèse de doctorat, Ecole polytechnique de l'université de Nantes, 2000.
- [BEN 2008] Benabou. A., « Minor loops modeling with a modified Jiles-Atherton model and comparison with the Priesach model », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 320, no. 20, pp. 1034 – 1038, 2008.
- [BER 1983] Bertotti. G., « Space-time correlation properties of the magnetization process and eddy current losses : theory », *Journal of Applied Physics* , vol. 54, pp. 5293-5305, 1983.
- [BER 1988] Bertotti.G., « general properties of power losses in soft ferromagnetic materials », vo. 24, no.1, pp. 621-630, 1988.
- [BRI 1997] Brissoneau. P. (1997), « Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique », Paris: Hermès.
- [BUI 2011] A.T. Bui, Sixdenier. F, Morel. L, & N, Burais, « Characterization and modeling of a current transformer working under thermal stress », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 10, pp. 2600 – 2604, 2012.
- [CES 1997] Cester. C., Kedous-Lebouc. A., & all., « Iron loss under practical working conditions of a pwm powered induction motor », *IEEE Trans. on Magn.* , vol.33, no.5, pp. 3766–3768, 1997.
- [CHA 2011] Chailloux. T., « Caractérisation et modélisation de matériaux magnétiques en hautes températures en vue d'une application au filtrage CEM », thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon1, 2011.
- [CHW 2006] K. Chwastek, & J.Szczyglowski, « Identification of a hysteresis model parameters with genetic algorithms », *Mathematics and Computers in Simulation* , vol. 71, no. 3, pp. 206–211, 2006.
- [DO 2010] T.P. Do., « Simulation dynamique des actionneurs et capteurs électromagnétiques par réseaux de réluctances : modèles, méthodes et outils », thèse de doctorat, Institut Polytechnique de Grenoble, 2010.
- [DUC 2003] Ducharne. B., « caractérisation et modélisation de circuits magnétiques : du global vers le local », thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon1, 2003.
- [FRÖ 1881] Fröhlich., « Investigation of dynamoelectric machines and electric power transmission and theoretical conclusions therefrom », *Electrotechn. Z.* , vol. 2, pp. 134-141, 1881.
- [GAB 2012] Gabi. Y., « Modélisation FEM du système de contrôle non destructif 3MA en ligne de production des aciers dual phase », thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2012.
- [JIL 1984] Jiles. D. & Atherton.D., « Theory of ferromagnetic hysteresis », *Journal of Applied Physics* , vol. 55, pp. 2115-2120, 1984.
- [JIL 1986] Jiles. D. C., & Atherton, D. L., « Theory of ferromagnetic hysteresis », *J. Magn. Magn. Mater* , vol. 61 no. 1–2, pp. 48–60, 1986.
- [JIL 1991] Jiles. D. C., « Introduction to magnetism and magnetic materials », London-Chapman and Hall, 1991.
- [JIL 1992] D.C. Jiles, J.B. Thoeke, & Devine, M. K., « Numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hysteresis », *IEEE Trans. Magn.* , vol. 28, no.1, pp. 27–35, 1992.
- [KEN 1995] Kennedy. J., & Eberhart. R., « Particle swarm optimization », *Proceedings IEEE international Conference on neural networks*, vol. 4, pp. 1942-1948, 1995.

- [LAG 1998] R. Lagarias & al., « Convergence properties of the Nelder-Mead simplex method in Low Dimensions », *SIAM Journal of Optimization* , vol.9, no. 1, pp. 112–147, 1998.
- [MAL 2006] Maloberti. O., « Contribution à la modélisation de la dynamique d'aimantation dans les matériaux doux: caractérisation et simulation », thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2006.
- [MAR 2008] Marion. R., Siauve.N., Raulet.M-A., & L, K., « A comparison of identification techniques for the Jiles-Atherton model of hysteresis », *XX Symposium Electromagnetic Phenomena in Nonlinear Circuits*, Lille, France, 2008.
- [MAR 2010] Marion. R., « Contribution à la modélisation du magnétisme statique et dynamique pour le génie électrique », thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon1, 2010.
- [MAS 1990] J.P. Masson, « Développement d'un modèle de simulation du comportement dynamique de circuits magnétiques », thèse de doctorat, INSA de Lyon, 1990.
- [MESS 2012] O. Messal, F. Sixdenier, L. Morel, & N. Burais, « Temperature dependent extension of the Jiles-Atherton model: study of the variation of microstructural hysteresis parameters », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 10, pp. 2567- 2572, 2012.
- [NEL 1965] J.A. Nelder, & R. Mead A., « A simplex method for function minimization », *Computer Journal* , vol. 7, pp. 308-313, 1965.
- [NOU 2001] Nouridine & all., « A new hysteresis model generation – application to the transverse axis of GO SiFe sheet », *IEEE Transactions on Magnetics* , vol. 37, no.5, pp. 3340-3344, 2001.
- [PON 2008] Ponomarev Y., « On the Rayleigh law of magnetization. Symmetrical and asymmetric hysteresis loops. Experiment », *The Physics of Metals and Metallography*, vol. 105, no. 3, pp. 263-274, 2008.
- [PRE 1935] Preisach, « ber die Magnetische Nachwirkung », *Z. Phys.* , pp. 277-302, 1935.
- [RAG 2009] A. Raghunathan, Y. Melikhov, J. E. Snyder, & D. C. Jiles, « Modeling the temperature dependence of hysteresis based on Jiles–Atherton theory », *IEEE Transactions on Magnetics* , vol. 45, no.10, pp. 3954 – 3957, 2009.
- [RAG 2010] A.Raghunathan, Y. Melikhov, J. E. Snyder, & Jiles, D. C., « Theoretical model of dependence of hysteresis based on mean field theory », *IEEE Transactions on Magnetics* , vol. 46, no. 6, pp. 1507 – 1510, 2010.
- [RAU 1998] Raulet. M.A, Masson.J.P, & al., « Presentation and experimental validation of a behavioral model dynamic properties for magnetic materials », *Journal de Physique* , vol. 8, pp. 619-622, 1998.
- [RAU 2004] Raulet & al., « The magnetic field diffusion equation including dynamic hysteresis : a linear formulation of the problem », *IEEE Transactions on Magnetics* , vol. 40, no. 2, pp. 872-875, 2004.
- [RAU 2008] Raulet, M., & al., « Limits and rules of use of a dynamic flux tube model », *The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering* , vol. 27, no. 1, pp. 256-265, 2008.
- [RAY 1887] Rayleigh (Lord), J., « On the behavior of iron and steel under the operation of feeble magnetic force », *The philosophical Magazine* , vol. 23, pp. 225-245, 1887.
- [SAD 2002] Sadowski. N & al., « An inverse Jiles-Atherton model to take into account hysteresis in time-stepping finite-element calculations », *IEEE Transactions on Magnetics* , vol. 38, pp. 797 – 800, 2002.
- [SAL 2002] Salvini. A, & Fulginei. F.R., « Genetic algorithms and neurom networks generalizing the Jiles & Atherton model of static hysteresis for dynamic loops », vol. 38, no. 2, pp. 873-876, 2002.

- [SIX 2008] Sixdenier, F., Scorretti, R., Marion, R., & Morel, L., « Quasistatic hysteresis modeling with feed-forward neural networks: Influence of the last but one extreme values », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 320, no. 20, pp. 992-996, 2008.
- [TRE 1999] Du Trémolet de Lacheisserie E, « Magnétisme : Fondements et Matériaux et Applications », 2 tomes, EDP Sciences, 1999.
- [WAE 2012-1] T. Waeckerlé, « Mystères du point de Curie », Note manuscrite Aperam, 2012.
- [WEI 1930] P. Weiss., « La constante du champ moléculaire. Equation d'état magnétique et calorimétrie », *J. Phys. Radium*, vol. 1, pp. 163-175, 1930.
- [WIL 2001] Wilson. P. R, Ross. J.N, & Brown.A.D., « optimizing the Jiles-Atherton model of hysteresis by a genetic algorithm », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 37, 2001.
- [ZIR 2006] Zirka. S. E., & al., « Viscosity-based magnetodynamic model of soft magnetic materials », *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 42, pp. 2121-2130, 2006.
- [ZIR 2012] Sergey E. Zirka & al., « On physical aspects of the Jiles-Atherton hysteresis models », *Journal of Applied Physics*, vol. 12, no. 4, 2012.



## Chapitre IV

### Relais électromagnétique haute sensibilité: mesures sur démonstrateur réel et modélisation

---

#### Sommaire

IV.1	Contexte de l'étude et position de la problématique .....	93
IV.2	Description d'un dispositif de protection différentielle.....	96
IV.2.1	Approche analytique simplifiée du comportement fréquentiel du courant de déclenchement .....	97
IV.3	Modélisation d'un relais en Supra50 soumis à des sollicitations dynamiques après la caractérisation adhoc du matériau .....	100
IV.3.1	Formalisme et description.....	100
IV.3.2	Importance de l'effet de peau .....	101
IV.3.3	Création de composants magnétiques tubes de flux dynamiques.....	101
IV.3.3.1	Mise en place du modèle global (DSF).....	101
IV.3.3.2	Mise en place du modèle local (DWM).....	102
IV.3.4	Décomposition du circuit magnétique en éléments simples globaux et à diffusion .....	103
IV.3.5	Prise en compte de l'aimant dans le modèle.....	105
IV.3.6	Caractérisation d'échantillon Supra50.....	106
IV.3.7	Identification des paramètres nécessaires à la simulation.....	106
IV.3.7.1	Loi statique.....	106
IV.3.7.2	Paramètres dynamiques.....	107
IV.3.8	Simulation du démonstrateur et test de validité sur relais réel .....	108
IV.3.8.1	Caractérisation du relais à l'impédancemètre.....	108
IV.3.8.2	Mesure expérimentale du courant de déclenchement .....	109
IV.3.8.3	Simulation du relais et test de validité .....	111
IV.4	Conclusion .....	113
IV.5	Références bibliographiques.....	115

---

Après avoir situé le contexte de l'étude, le premier volet de ce chapitre est consacré à une brève description d'un dispositif de protection différentielle. Nous nous consacrerons ensuite à son relais électromagnétique et nous développerons un petit aperçu analytique simple de son fonctionnement pour identifier les phénomènes rencontrés et les besoins en termes de données. Dans le second volet, nous détaillerons la stratégie adoptée pour la modélisation précise d'un relais électromagnétique haute sensibilité concret d'un disjoncteur industriel soumis à des sollicitations dynamiques. Enfin, nous présentons la validation expérimentale de ce modèle sur ce démonstrateur réel.

## IV.1 Contexte de l'étude et position de la problématique

La protection des personnes et des équipements domestiques et professionnels contre les risques électriques reste une préoccupation de premier ordre dans le monde d'aujourd'hui. La réglementation internationale en matière de protection contre les risques d'électricité devient de plus en plus sévère et exigeante. La norme [CEI60479] spécifie les effets du courant alternatif de fréquence supérieure à 50 Hz sur l'homme et les animaux domestiques. En particulier, le seuil de fibrillation ventriculaire augmente avec la fréquence. Cette évolution suit une courbe exponentielle qui traduit l'évolution du rapport du courant de fréquence  $f$  au courant de fréquence 50 Hz «  $I_d(f)/I_d(50\text{ Hz})$  » appelé « facteur de fréquence » (Figure IV-1).

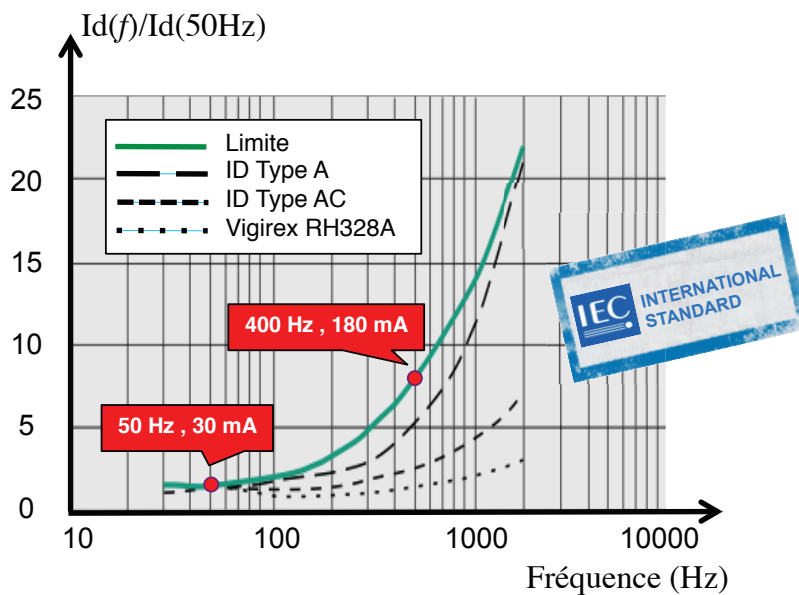


Figure IV-1 : variations du seuil de fibrillation ventriculaire et des seuils de différents DDR réglés sur 30 mA (doc Schneider)

Les constructeurs ont développé des nouvelles gammes de disjoncteurs de protection différentielle (type "si" du groupe Schneider, relais durci...) compatibles avec ce seuil limite et sa variation en fréquence.

Les relais électromagnétiques haute sensibilité (et donc faible consommation électrique) utilisés dans ces disjoncteurs européens à propre courant utilisent généralement des culasses magnétiques en alliage Fe-50%Ni, bon compromis entre une force magnétique élevée pour relever la palette (et déclencher la « serrure ») du relais dans une place minimum et le besoin

de consommer très peu d'énergie pour déclencher le disjoncteur sous l'effet d'un défaut. L'alliage idéal est donc un alliage à haute polarisation magnétique  $J_S$  et à bas champ coercitif  $H_C$ . Le Supra50 est en ce sens proche de la perfection avec  $J_S = 1,6$  T et  $H_C = 3 - 4$  A/m obtenus après recuit dans des conditions particulières. La stabilité en température est très bonne puisque le point de Curie vaut  $450^\circ\text{C}$  et très supérieur à la plage de température possible de fonctionnement. ( $-25, 85^\circ\text{C}$ ).

Les nouveaux alliages FeNi(Cr,Cu) issus du département Recherche et Développement du groupe Aperam permettent de réduire significativement le pourcentage de Ni (donc le coût) vers 30%Ni. Un exemple industrialisé est le SP302 (30%Ni, 2%Cr, 3%Cu) qui permet d'atteindre un champ coercitif de l'ordre de  $2 - 3$  A/m en épaisseur 0,6 mm après recuit. Cependant cet alliage comme d'autres alliages prototypes et pas encore commercialisés posent deux gros problèmes vis à vis de cette application:

- La polarisation magnétique est soit deux fois plus faible que celle de l'alliage de référence couramment utilisé dans les relais (Supra50), ce qui oblige à doubler la section de culasse (donc la masse et le coût) pour obtenir la même force magnétique.
- La température de Curie de ces alliages est généralement plus proche de la température haute de fonctionnement ce qui ne garantit pas a priori la même stabilité en température et même une force magnétique faible lorsqu'on s'approche de la température haute de travail ( $85^\circ\text{C}$ ).

Dans cette optique, une étude a été menée en collaboration avec le centre de recherche d'Aperam Alloys Imphy et sa filiale Aperam Alloys Amilly. Cette dernière société anciennement connue sous le nom « Mécagis » fabrique des pièces magnétiques fines pour relais de disjoncteurs différentiels et est devenue le leader sur le marché européen de la sécurité électrique. L'enjeu est donc à la fois de trouver de meilleurs alliages FeNi(Cr,Cu) de compromis pour ce domaine d'application et aussi de savoir simuler le comportement magnétique d'un matériau lorsqu'il est sollicité dans un relais. Pour cela, nous avons défini un relais de référence (démonstrateur) de marque Schneider Electric très répandue dans ce domaine d'application. Toutes les comparaisons futures se feront alors par rapport à ce démonstrateur (mêmes dimensions, structures, bobinage,...).

Les grandes étapes de notre étude (Figure IV-2) peuvent se résumer de la manière suivante :

- Caractérisation magnétique et électrique expérimentale du Supra50 et d'autres alliages FeNi(Cr,Cu) potentiellement intéressants pour l'application.
  - Pour la gamme de températures de fonctionnement du démonstrateur garanties dans la norme correspondante, la caractérisation magnétique concerne les relevés des cycles  $B(H)$  en régimes:
    1. **quasi-statique** proche de la saturation.
    2. **dynamique** à saturation pour la gamme de fréquences (DC- 2 kHz).
  - Et la caractérisation électrique concerne les mesures de résistivité électrique pour des températures allant de l'ambiante jusqu'au point de Curie pratiquement.

- Identification des paramètres nécessaires à la simulation numérique du comportement dynamique des matériaux caractérisés.
- Modélisation du relais de référence en Supra50 et comparaison avec des relais virtuels constitués avec les matériaux candidats.
- Prise en compte de l'effet de la température sur les propriétés des matériaux candidats et les performances du relais.
- Une analyse comparative des résultats obtenus sera faite pour savoir si les nouveaux alliages développés par Aperam sont de bons candidats pour le démonstrateur.

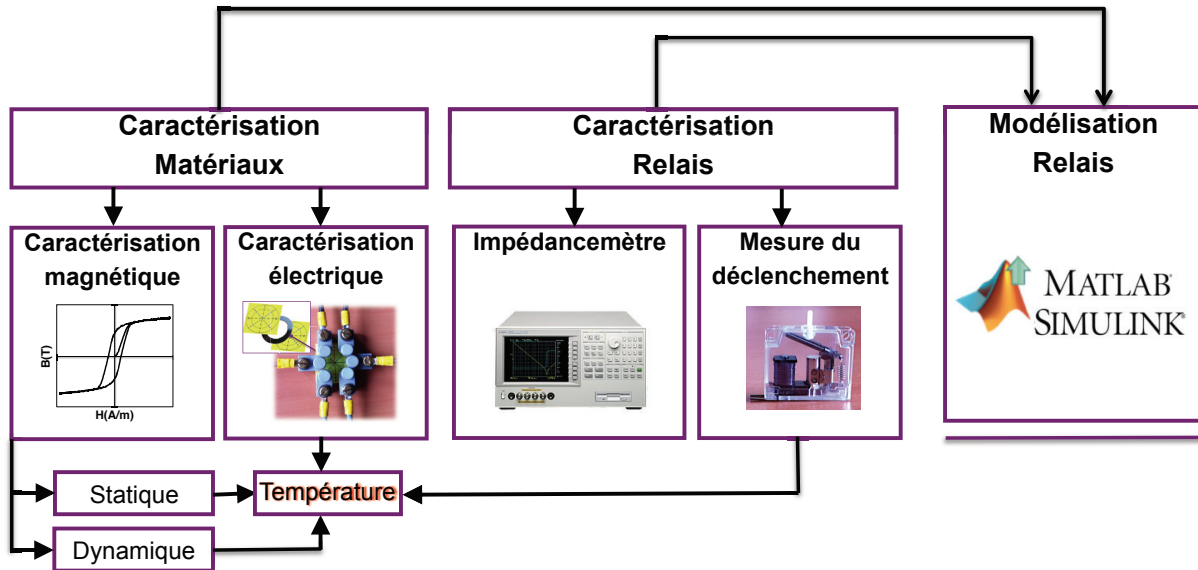


Figure IV-2 : organigramme simplifié de la démarche et des objectifs

Précisons que dans ce chapitre, nous ne faisons que valider l'approche de modélisation du relais de référence. La même approche sera utilisée pour les matériaux candidats dans le chapitre V.

## IV.2 Description d'un dispositif de protection différentielle

Le principe du disjoncteur différentiel est représenté sur le schéma suivant (Figure IV-3). Il est composé de trois éléments principaux :

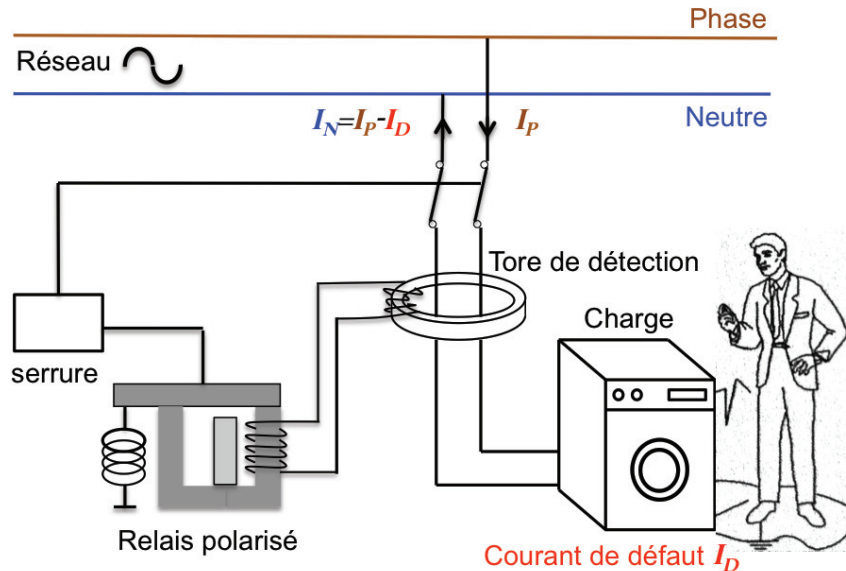


Figure IV-3 : schéma de principe d'un disjoncteur différentiel [APERAM]

- *Le tore de détection*, constitué d'alliage FeNi à 80%Ni (voire nanocristallins), il sert à détecter, capter l'énergie et conditionner le courant de défaut. En fonctionnement normal sans défaut, la somme des courants circulant dans les câbles phase et neutre à protéger est nulle et donc le flux magnétique résultant est nul. En cas de défaut, la somme des courants et le flux résultant ne sont plus nuls, ce qui provoque une f.e.m aux bornes du bobinage secondaire du tore (enroulement de détection). Cette f.e.m alimente un relais électromagnétique sensible qui assure la mise hors tension de l'installation.
- *L'interface éventuelle* de traitement du signal de défaut transmise via l'enroulement de détection. Le traitement peut être soit une simple lecture provoquant l'ordre de déclenchement, ou un circuit électronique de filtrage qui permet de s'affranchir des signaux liés aux perturbations du réseau électrique comme dans les nouveaux dispositifs de Merlin Gerin [SCH 1998].
- *Le relais électromagnétique haute sensibilité*, composé de Supra50 et commandé via l'interface de traitement, il assure un rôle « électromécanique » i.e. le déclenchement du dispositif de coupure du réseau. En effet le courant de défaut fournit l'énergie au relais dont la partie mobile appelée « palette » est maintenue « collée » grâce à un aimant permanent. Lorsque le seuil de déclenchement est atteint, l'électro-aimant annihile l'attraction de l'aimant permanent, la partie mobile tirée par un ressort ouvre alors le circuit magnétique et commande mécaniquement l'ouverture du disjoncteur. La raideur du ressort contribue au réglage du courant de déclenchement. Le temps de réponse du déclenchement est de l'ordre de la milliseconde.

### IV.2.1 Approche analytique simplifiée du comportement fréquentiel du courant de déclenchement

Dans un premier temps, nous avons réalisé une étude analytique du relais dans le but d'analyser qualitativement son fonctionnement. Cette étude s'appuie sur des hypothèses très simplificatrices [WAE 2012]. Néanmoins, elle permet d'évaluer la nature des phénomènes rencontrés et de préciser nos besoins en termes de données. Elle est limitée au fonctionnement en régime linéaire et sera compatible ultérieurement avec une approche par assemblage de tubes de flux dynamiques incluant les lois dynamiques du matériau magnétique.

Ces relais utilisent le principe de la rupture d'équilibre entre deux forces, par une troisième produite par le courant de défaut. Les deux forces équilibrant en rotation une palette (partie mobile) sur une culasse magnétique (typiquement en forme de U : partie fixe) sont d'une part une force de rappel de ressort  $F_R$  située à une extrémité de la palette dépassant du U (de façon à faire levier : Figure IV-4) et d'autre part une force magnétique créée par un aimant,  $F_{aimant}$  par exemple debout entre les deux jambes du U. Ainsi, l'aimant polarise le circuit magnétique «culasse + palette + entrefers» de longueur moyenne  $L$  à un niveau magnétique de polarisation  $J$ , à l'origine de la force ( $F_{aimant} = J^2 \cdot S / 2\mu_0$ ). Les entrefers et le dimensionnement (design) sont choisis et réalisés de telle sorte que la polarisation de l'aimant  $J_p$  soit assez élevée pour créer une force magnétique assez élevée pour une section  $S$  de culasse aussi réduite que possible (coût de FeNi); mais  $J_p$  ne doit pas être trop élevé pour ne pas commencer à saturer car on veut aussi une perméabilité différentielle  $\mu_{diff}$  élevée autour du point de polarisation  $J_p$  (voir ci- après). Dans la pratique,  $J_p$  vaut de l'ordre de 0,8T.

Pour que la palette soit en équilibre stable sur la culasse, il faut que  $F_{aimant} > F_R$ . En effet, en pratique chaque relais sortant de production est réglé selon une quantité précise  $\Delta F = F_{aimant} - F_R$ . Le déséquilibre des forces est introduit par une seconde force magnétique  $F_{bob}^{mag}$  provenant de la bobine du relais (nombre de spires  $N$ , champ  $H_{bob}$ ), alimenté par le courant  $I$  issu du tore de détection de défaut électrique [WAE 2012].

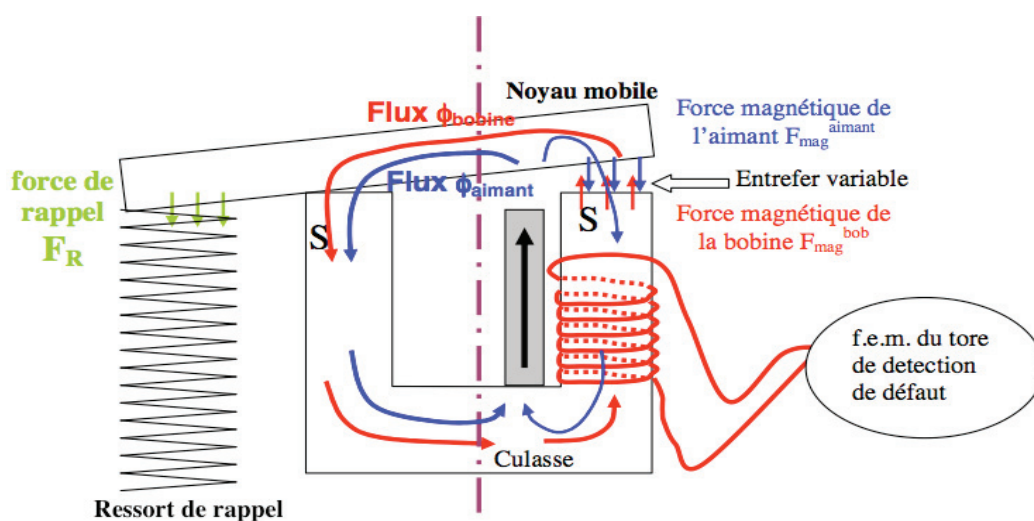


Figure IV-4: schéma très simplifié d'un relais électromagnétique [WAE 2012]

Dès que  $F_{bob}^{mag} = \Delta F$ , l'équilibre est alors rompu, la palette pivote, la serrure mécanique est déclenchée et à cet instant le courant  $i$  dans la bobine vaut le courant minimum de déclenchement  $i_{décl}$  du relais.

Du fait des phénomènes alternatifs, l'effet de peau est susceptible d'être présent dans le matériau. Il est caractérisé par l'épaisseur de peau  $\delta$  dont nous rappelons l'expression:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu\omega}} \quad (IV-1)$$

Où  $\mu = \mu_0 \mu_{rdiff}$  = perméabilité,  $\omega$  = pulsation ( $2\pi f$ ),  $f$  = fréquence et  $\rho$  = résistivité électrique,

Si  $E_p$  est l'épaisseur du matériau, l'effet de peau est considéré comme négligeable si  $\delta \geq E_p/2$ .

Si on appelle  $\Delta J$  la variation de polarisation dans le circuit magnétique sous l'effet du champ de polarisation  $H_p$  de l'aimant, autour de  $J_p(H_p)$ , alors, d'après T. Waeckerlé [WAE 2012], on a dans un modèle très grossier :

Si  $\delta < E_p/2$

$$B \approx J = (2\delta / E_p) \cdot \Delta J(J_p) \quad (IV-2)$$

Si  $\delta \geq E_p/2$

$$B \approx J = \Delta J \quad (IV-3)$$

Dans la pratique, l'effet de peau est loin d'être négligeable (cf. section IV.3.2). Intéressons nous donc à ce cas-ci. En considérant  $\Delta J(H_{bob})$  quasi-linéaire autour d'un point de polarisation (Figure IV-5):

$$\Delta J(J_p) = \mu_0 \mu_{rdiff} H_{bob} \quad (IV-4)$$

On en déduit que :

$$\begin{aligned} B &\approx \frac{2\delta}{E_p} \Delta J(J_p) \approx \frac{2\delta}{E_p} \mu_0 \mu_{rdiff} H_{bob} \\ &\approx \frac{2}{E_p} \sqrt{\frac{2\rho}{\mu\omega}} \mu_0 \mu_{rdiff} H_{bob} \end{aligned} \quad (IV-5)$$

Et selon le théorème d'Ampère :

$$H_{bob} = \frac{Ni_{décl}}{L} \quad (IV-6)$$

L'expression de  $B$  devient :

$$B = \frac{2N\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\pi}E_p L} \sqrt{\rho\mu_{rdiff}} \frac{i_{décl}}{\sqrt{f}} \quad (IV-7)$$

Le déclenchement a lieu lorsque :

$$\Delta F = Cte = F_{bob} = \frac{B^2 S}{2\mu_0} \quad (IV-8)$$

D'où :



$$B = \sqrt{\frac{2\mu_0\Delta F}{S}} = \frac{2N\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\pi E_p L}} \sqrt{\rho\mu_{rdiff}} \frac{i_{décl}}{\sqrt{f}} \quad (IV-9)$$

Soit :

$$i_{décl} = \frac{\sqrt{\pi E_p L}}{2N\sqrt{\mu_0}\sqrt{\rho\mu_{rdiff}}} \sqrt{\frac{2\mu_0\Delta F}{S}} \sqrt{f} \quad (IV-10)$$

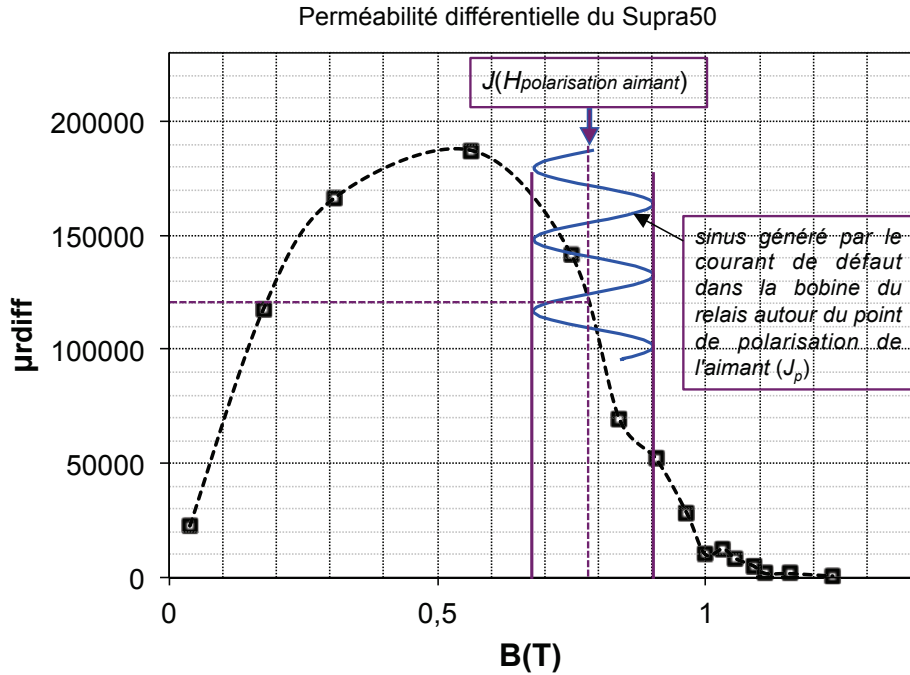


Figure IV-5 : perméabilité relative différentielle du Supra50

On en déduit donc que le courant de déclenchement  $i_{décl}$  est indépendant de la fréquence lorsque  $\delta \geq E_p/2$  (effet de peau négligeable) et proportionnel à la racine carrée de la fréquence si  $\delta < E_p/2$  (environ à  $f > 50$  Hz pour le Supra50 d'épaisseur 1 à 1,5 mm dans les relais).

L'expression du courant de déclenchement ainsi établie reproduit le même comportement fréquentiel que la Figure IV-1 définie par la norme internationale CEI.

Cette relation est assez intéressante pour évaluer l'influence de chaque caractéristique ( $E_p$ ,  $N$ ,  $\rho$ ,  $\mu_{rdiff}$ ,  $S$ ,  $\Delta F$ ) sur le courant de déclenchement du relais, cependant, elle ne permet pas de traiter le problème délicat de prévision du comportement dynamique du relais.

### IV.3 Modélisation d'un relais en Supra50 soumis à des sollicitations dynamiques après la caractérisation adhoc du matériau

#### IV.3.1 Formalisme et description

L'étude consiste d'abord à élaborer un modèle de simulation capable de prédire dès la conception le comportement du relais de disjoncteurs différentiels à propre courant. Avant d'aborder l'étude, nous avons défini avec Aperam un relais électromagnétique de référence qui sera notre « démonstrateur ». Toutes les comparaisons futures se feront alors par rapport à ce démonstrateur (mêmes dimensions, structures, bobinage,...). Nous avons travaillé sur un relais de disjoncteur de marque Schneider Electric [[SCH ELEC](#)], dont on ne disposait au départ d'aucune donnée technologique.

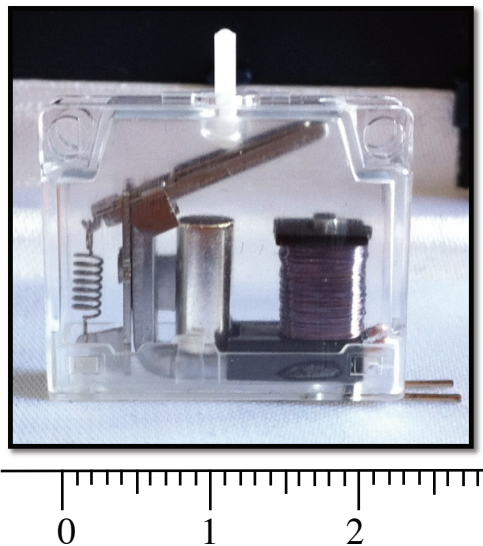


Figure IV-6 : photo du relais de référence

La modélisation du relais est conduite par une approche basée sur l'association de tubes de flux dynamiques. Les travaux de thèse de Fabien Sixdenier [[SIX 2005](#)] au laboratoire Ampère ont témoigné de la possibilité de mise en œuvre d'une approche de modélisation par circuit magnétique équivalent dans une optique d'y inclure les effets dynamiques dans les matériaux magnétiques. Cette démarche de modélisation satisfait les exigences industrielles dès la phase de conception et du dimensionnement d'un dispositif électromagnétique. Cette approche constitue un savoir-faire du laboratoire Ampère [[SIX 2008](#)].

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, nous disposons de deux types de représentation de tubes de flux dynamiques au laboratoire Ampère. L'une consiste en une approche globale des phénomènes dynamiques et l'autre est basée sur une approche locale en prenant en compte la diffusion du champ magnétique dans la section du matériau. Rappelons que tout modèle dynamique doit, pour fonctionner, s'appuyer sur un modèle statique.

Pour conduire la modélisation du relais dans un logiciel simulateur de circuits en l'occurrence Matlab-Simulink, il est nécessaire de disposer de composants magnétiques (tubes de flux dynamiques) que l'on puisse associer entre eux et que les équations du circuit ne posent plus de soucis quelle que soit la topologie de celui-ci. Il est important de noter que cette approche ne doit surtout pas être confondue avec une approche de modélisation par réseau de réluctances. Cette dernière voie permettrait de résoudre le fonctionnement quasi-statique du circuit tandis que dans notre cas d'application, le relais est soumis à des sollicitations dynamiques. Le formalisme retenu est donc basé sur des réluctances dynamiques et permet de traduire les échanges énergétiques du circuit magnétique avec les circuits électriques de la chaîne différentielle complète.

Nous avons donc créé des composants magnétiques « encapsulés » intégrant les deux modèles dynamiques global (DSF) et local (DWM) pour répondre aux besoins d'un logiciel de type circuit. Nous détaillons au fur et à mesure dans ce qui suit cette démarche pour représenter le comportement du relais soumis à des sollicitations dynamiques.

### IV.3.2 Importance de l'effet de peau

Compte tenu de la structure massive du circuit magnétique (en Supra50) du relais, et de sa forte perméabilité relative, l'effet de peau constitue un facteur majeur à prendre en compte dans la modélisation.

Considérons un échantillon de Supra50 d'une épaisseur à peu près identique à celle des branches qui constituent le circuit magnétique du relais (1.5 mm). Les propriétés magnétiques (i.e. perméabilité relative différentielle autour d'un point de polarisation de l'aimant de l'ordre de 0.8 T) et électrique (résistivité) sont données dans la Table IV.1. Pour  $f = 50$  Hz, la profondeur de peau (équation IV-1) est déjà égale à 0.14 mm, soit un rapport  $2\delta/E_p = 19\%$ , ce qui traduit une forte inhomogénéité dans la section du circuit magnétique. Le modèle global entre donc très vite en limite de validité. Par conséquent, nous allons utiliser modèle local (DWM) qui permet de prendre en compte ce phénomène.

TABLE IV.1  
CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCHANTILLON (SUPRA 50)

Épaisseur (mm)	Perméabilité relative différentielle Pour $B = 0.8$ T	Résistivité électrique ( $\mu\Omega.cm$ )
1.5	120000	48

### IV.3.3 Création de composants magnétiques tubes de flux dynamiques

#### IV.3.3.1 Mise en place du modèle global (DSF)

Le schéma représenté sur la Figure IV-7 regroupe les entrées et sorties du modèle global tel qu'il est utilisé pour représenter un tube de flux dynamique dans la simulation du relais. Une analogie électrique-magnétique est possible grâce à laquelle on peut créer un composant magnétique répondant aux besoins d'un logiciel de type circuit. Les variables pour nos

composants magnétiques sont la variation temporelle du flux ( $d\phi/dt$ ) circulant dans le tube de flux qui est l'analogie d'un courant électrique et les différences de potentiel magnétique qui sont équivalentes à des différences de potentiel électriques.

Nous avons créé un composant magnétique à l'aide des composants qui se trouvent dans la bibliothèque "Power system blockset" de Matlab-Simulink (source commandée, résistance, intégrateur, fonction analytique,...). Nous avons ensuite « encapsulé » ces éléments en un seul composant pour que la lecture d'un schéma magnétique équivalent soit la plus simple possible.

Après « encapsulation », le composant se trouve sous la forme d'une boîte comportant quatre bornes. Deux bornes "circuit", où l'on viendra connecter les autres tubes ou/et une source de force magnétomotrice et deux autres bornes servent à la visualisation de grandeurs magnétiques telles que le flux ou la différence de potentiel magnétique aux bornes du composant.

Une boîte de dialogue est affectée à tout composant magnétique créé. Lorsqu'on double-clique sur le composant « Tube de flux global », une boîte de dialogue s'ouvre avec des champs à remplir correspondant aux paramètres dont le composant a besoin pour fonctionner (cf. Figure IV-7).

Une fois ces paramètres rentrés, le composant est entièrement configuré.

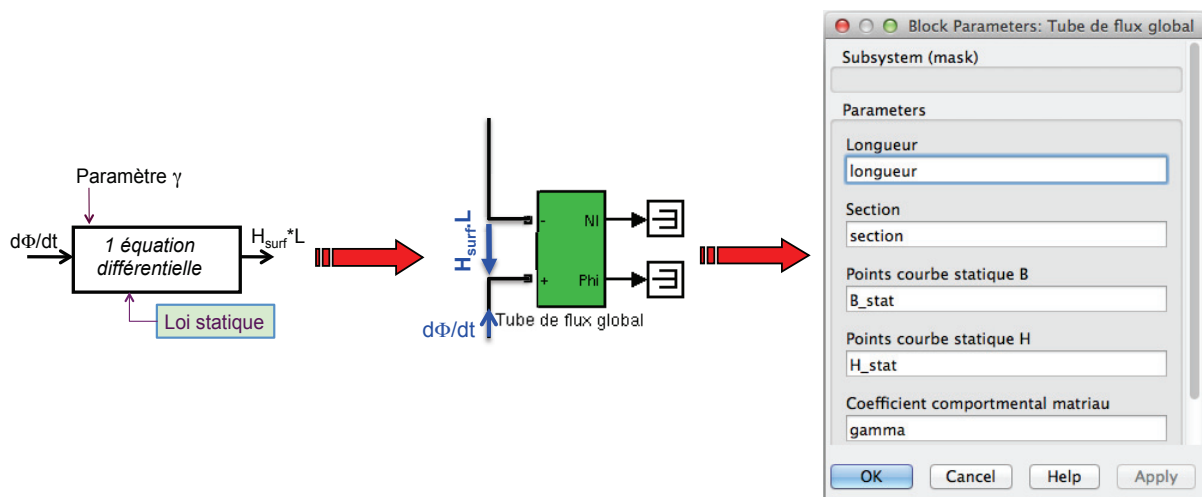


Figure IV-7 : entrées et sorties du modèle dynamique global (DSF) et composant « encapsulé »

### IV.3.3.2 Mise en place du modèle local (DWM)

Le schéma représenté sur la Figure IV-8 regroupe les entrées et sorties du modèle local tel qu'il est utilisé pour représenter un tube de flux dynamique dans la simulation du relais.

Ce modèle, plus précis que le précédent, requiert pour fonctionner de définir des paramètres supplémentaires. On peut citer entre autres la conductivité du matériau, et le nombre de nœuds de discrétisation de l'épaisseur du tube de flux considéré. Comme pour le modèle global, le modèle local emploie les variables différences de potentiel magnétiques et variation temporelle de flux. De même, après « encapsulation », le composant dispose de deux bornes qui servent à relier les composants entre eux et deux autres où l'on pourra visualiser les grandeurs magnétiques.

De la même manière, une boîte de dialogue est affectée au composant magnétique intégrant le modèle local (cf. Figure IV-8). On peut observer que par rapport au modèle global, des paramètres ont été ajoutés, notamment le nombre de nœuds de discrétisation de l'épaisseur du circuit, la conductivité électrique ainsi qu'une certaine matrice  $K$  qui est l'inverse de la matrice  $M$  du système formulé en différences finies (chapitre III).

Une fois ces paramètres rentrés, le composant est entièrement configuré.

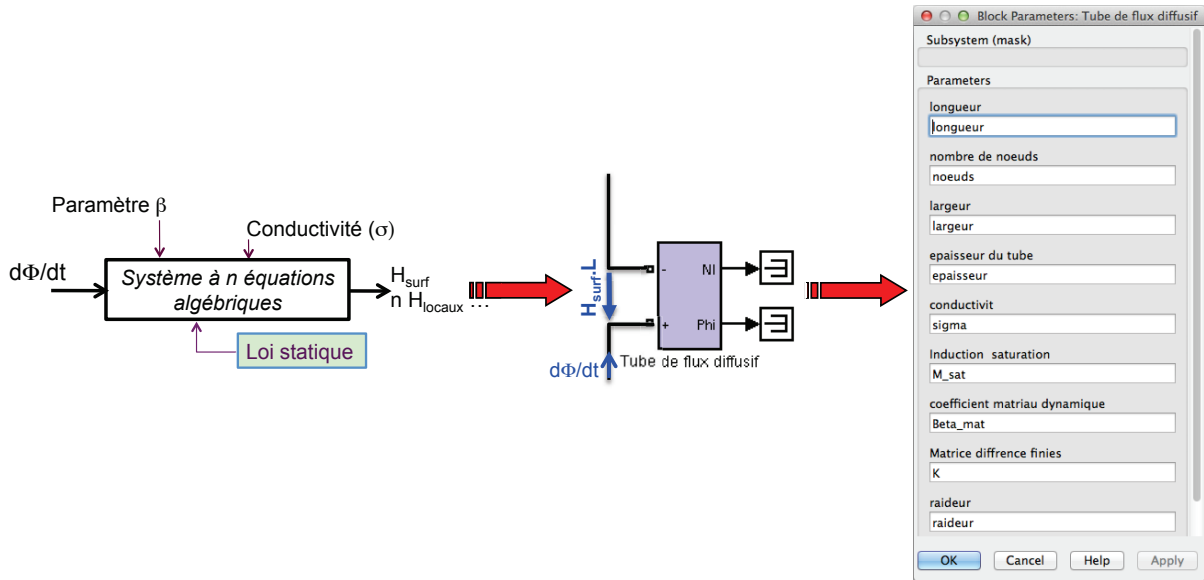


Figure IV-8 : entrées et sorties du modèle dynamique local (DWM) et composant « encapsulé »

### IV.3.4 Décomposition du circuit magnétique en éléments simples globaux et à diffusion

En partant de l'hypothèse qu'il n'y a pas de fuites, nous avons établi un schéma équivalent du circuit magnétique du relais «culasse + palette + entrefers» avec l'aimant debout entre les deux jambes du U (voir Figure IV-9).

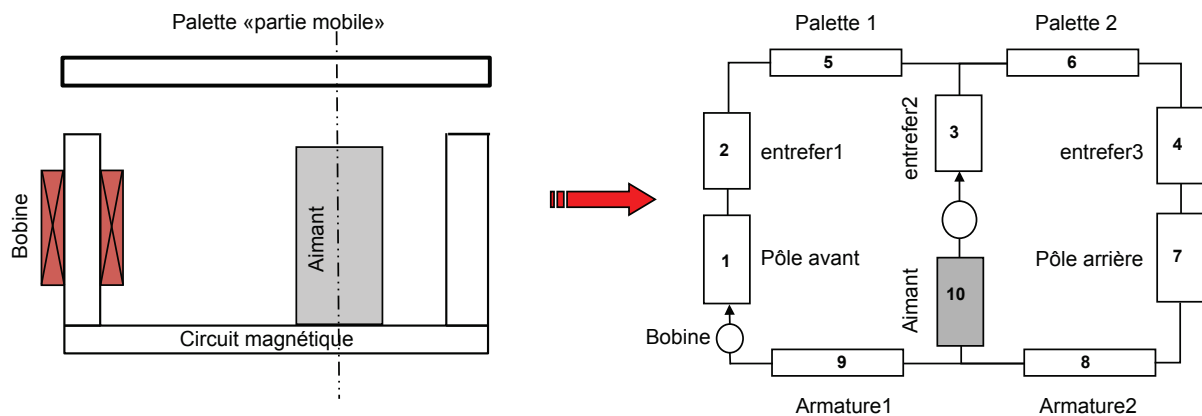


Figure IV-9 : géométrie du circuit magnétique du relais + aimant (à gauche) et schéma « réductant » équivalent (à droite)

Dans un premier temps, nous pensions utiliser uniquement des tubes de flux intégrant le modèle local (DWM) vu les effets dynamiques qui se développent dans la section du circuit magnétique. Mais les temps de simulations devenaient importants (plusieurs minutes). En effet, la sortie du modèle local est directement fonction de l'entrée, ceci provoque inévitablement une boucle algébrique. Si on assemble plusieurs tubes de flux diffusifs entre eux, les boucles algébriques s'additionnent et le logiciel et les temps de simulations augmentent exponentiellement.

Une solution mixte a donc été adoptée pour remédier à ce problème en ne plaçant des tubes diffusifs (DWM) que là où cela semblait nécessaire. Un assemblage mixte de tubes de flux dynamiques (certains diffusifs, d'autres globaux) a été donc adopté ce qui permet de réduire considérablement le temps de calcul. Les tubes de flux issus du modèle global sont placés principalement dans les zones de forte saturation (palette) où l'effet de peau ne peut se produire.

La Figure IV-10 montre le circuit magnétique du relais «culasse + palette + entrefers» avec l'aimant entre les deux jambes du U tel qu'il est représenté dans Matlab–Simulink. Les tubes de flux issus du modèle dynamique global (« en vert ») sont placés sur la palette. Les autres tubes (pôle avant, pôle arrière et armatures) (« en violet ») sont tous des tubes diffusifs. On distingue sur la figure également l'aimant en « gris » et les tubes d'air représentant les entrefers. Les dimensions géométriques (longueur, section) sont à renseigner dans chaque tube.

Rappelons que l'implantation du modèle local est effectuée en différences finies (Chapitre III). Le maillage élaboré est régulier et la tôle (circuit) est discrétisée en 10 nœuds.

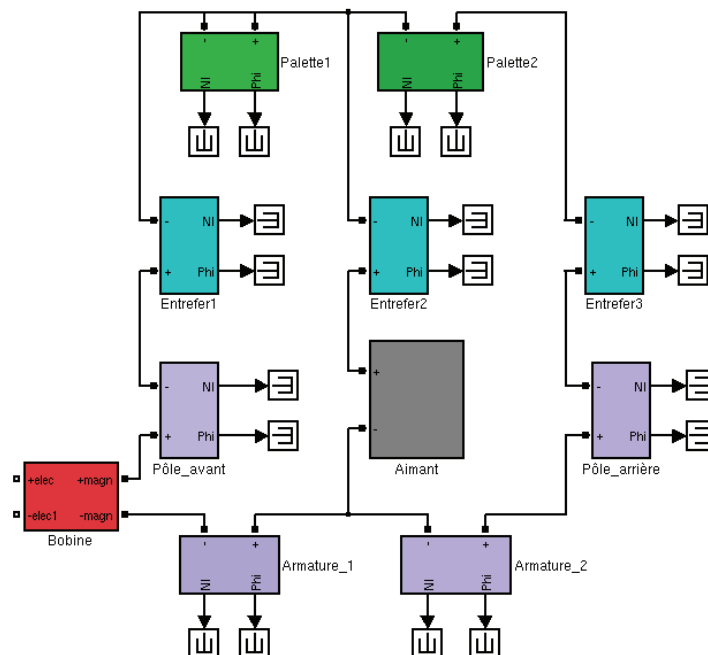


Figure IV-10 : topologie des différents tubes de flux dynamiques associés pour modéliser le relais sous Matlab–Simulink

### IV.3.5 Prise en compte de l'aimant dans le modèle

L'aimant permanent constitue un élément important à prendre en compte dans le modèle. Un tube de flux décrivant le comportement magnétique de l'aimant a été établi en s'appuyant sur un schéma équivalent « réductant » d'un aimant permanent.

En supposant que la caractéristique de l'aimant  $B_a(H_a)$  est linéaire, on a :

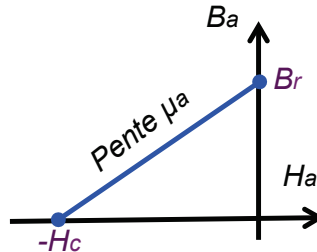


Figure IV-11 : caractéristique linéaire d'un aimant

$$B_a = \mu_a H_a + B_r = \frac{\phi_a}{S_a} \Rightarrow H_a = \frac{\phi_a}{\mu_a S_a} - \frac{B_r}{\mu_a} \quad (\text{IV-11})$$

Où  $B_r$  = polarisation rémanente de l'aimant,  $H_c$  = champ coercitif,  $\mu_a = \mu_0 \cdot \mu_{ra}$  = perméabilité magnétique de l'aimant,  $\mu_{ra}$  étant sa perméabilité relative.

La ddp magnétique ( $NI$ ) entre les deux extrémités de l'aimant de longueur  $l_a$ :

$$H_a l_a = \frac{\phi_a l_a}{\mu_a S_a} - \frac{B_r l_a}{\mu_a} = \mathfrak{R}_a \phi_a - H_c l_a \quad (\text{IV-12})$$

Avec :

$$\mathfrak{R}_a = \frac{l_a}{\mu_a S_a}; H_c = \frac{B_r}{\mu_a}$$

Un circuit de dimensions géométriques identiques et de mêmes propriétés magnétiques avec une bobine d'excitation de force magnétomotrice f.m.m =  $NI = H_c \cdot l_a$  équivalente de l'aimant permet d'aboutir exactement à la même équation IV-11. Un schéma équivalent de l'aimant peut ainsi être établi comme dans la Figure IV-12.

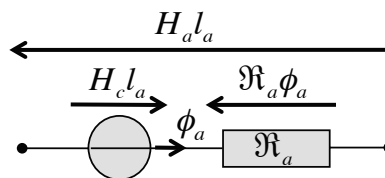


Figure IV-12 : schéma équivalent d'un aimant

Le modèle du relais fait intervenir  $(d\phi/dt)$  comme variable de flux et  $HL$  comme variable d'effort où  $L$  représente la longueur du tube de flux considéré et  $H$  le champ d'excitation à sa surface. La Figure IV-13 représente le bloc représentant l'aimant tel qu'il est représenté dans Matlab-Simulink. Une capacité de valeur  $\mu_a S_a / l_a$  est reliée en série avec la source de f.m.m de l'aimant.



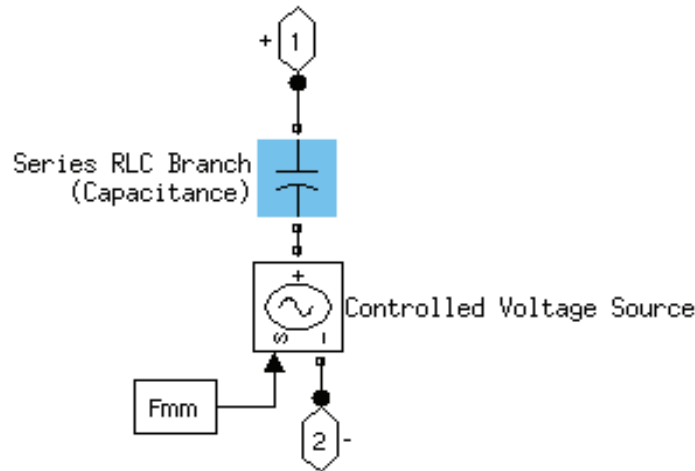


Figure IV-13 : détail du bloc représentant l'aimant

### IV.3.6 Caractérisation d'échantillon Supra50

Les performances magnétiques et électriques du Supra50 ont été caractérisées à l'aide de notre hystérésigraphe sur des échantillons-rondelles de diamètre 25x36mm et d'épaisseur 0.34mm. Nous avons pu effectuer des mesures de cycles d'hystérésis en quasi-statique et dynamique à différentes fréquences.

La caractérisation électrique quant à elle concerne la mesure de résistivité avec le dispositif décrit au chapitre 2. La valeur obtenue à température ambiante est égale à  $48 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  ce qui correspond à la donnée constructeur.

Les mesures magnétiques sont utilisées pour identifier les paramètres dynamiques des deux modèles DSF et DWM. Ces paramètres auxquels s'ajoute la résistivité électrique sont nécessaires à la simulation numérique du comportement dynamique du relais.

### IV.3.7 Identification des paramètres nécessaires à la simulation

#### IV.3.7.1 Loi statique

Rappelons qu'un modèle dynamique pour fonctionner doit employer une loi statique. On a choisi de mettre une courbe anhystérétique du matériau constituant le relais sous forme d'un fichier de points dans les deux représentations de tubes de flux. Un modèle d'hystérésis statique ne semblait pas s'imposer pour ce cas. En effet, l'hystérésis statique influe très peu par rapport à l'hystérésis dynamique sur le comportement dynamique dans les conditions de travail des matériaux.

À partir d'un cycle quasi-statique scindé en deux parties « descendante » et « ascendante », on peut calculer la courbe anhystérétique nécessaire pour nos modèles dynamiques. La Figure IV-14 montre la courbe anhystérétique du Supra50 déterminée à partir d'un cycle quasi-statique mesuré à 0.1 Hz.

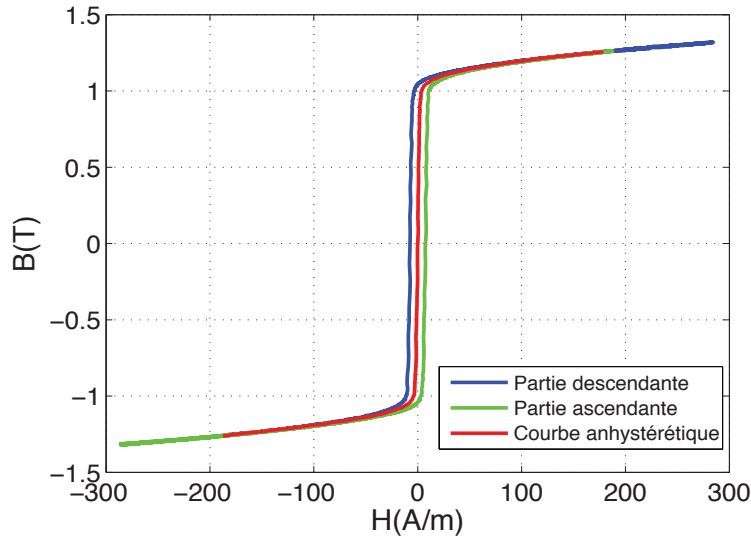


Figure IV-14 : courbe anhystérétique du Supra50 calculée à partir d'un cycle quasi-statique mesuré à 0.1 Hz

#### IV.3.7.2 Paramètres dynamiques

Deux précautions sont à prendre en compte, il s'agit d'une part de s'assurer de la bonne détermination du réseau de tubes de flux associés à la géométrie du dispositif et d'autre part, de donner aux paramètres des modèles dynamiques utilisés les valeurs adaptées au matériau constituant le circuit magnétique du relais.

Nos deux représentations de tubes de flux dynamiques couplés à notre algorithme d'identification (le simplexe) nous permettent de déterminer les valeurs des paramètres dynamiques des deux modèles en minimisant au mieux l'erreur quadratique entre les cycles simulé et mesuré.

Le paramètre dynamique  $\gamma$  du modèle global (DSF) a été déterminé à la fréquence limite de validité de celui-ci, c'est à dire à la fréquence à partir de laquelle l'effet de peau apparaît (environ 200 Hz) sur des échantillons-rondelles de 0.34 mm d'épaisseur. Au delà de 200 Hz, le modèle global n'arrive plus à reproduire les mesures. Il entre alors en limite de validité. La valeur de  $\gamma$  identifiée est de 0.08.

Le paramètre dynamique  $\beta$  du modèle local (DWM) qui lui prend en compte la diffusion du champ dans la section du circuit magnétique a été identifié à fréquence élevée (1 kHz). La valeur de  $\beta$  calculée est de 0.01.

A noter que dans toutes les simulations ultérieures, les valeurs de ces deux paramètres ne varient pas en fonction de la fréquence.

La Figure IV-15 illustre les cycles mesuré et simulé par le modèle dynamique global à 200 Hz et puis à une fréquence inférieure (par exemple 100 Hz) avec la même valeur de  $\gamma$ .

La Figure IV-16 illustre les cycles mesuré et simulé par le modèle dynamique local à 1 kHz et puis à une fréquence inférieure (200 Hz à titre d'exemple) avec la même valeur de  $\beta$ .

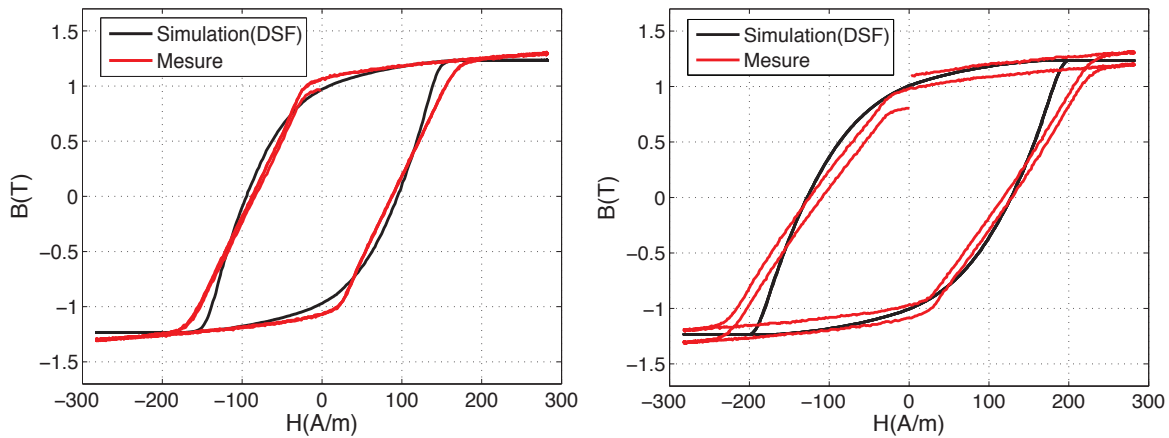


Figure IV-15: cycles d'hystérésis mesuré et simulé par le modèle dynamique global (DSF) sur le Supra50 à 100 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)

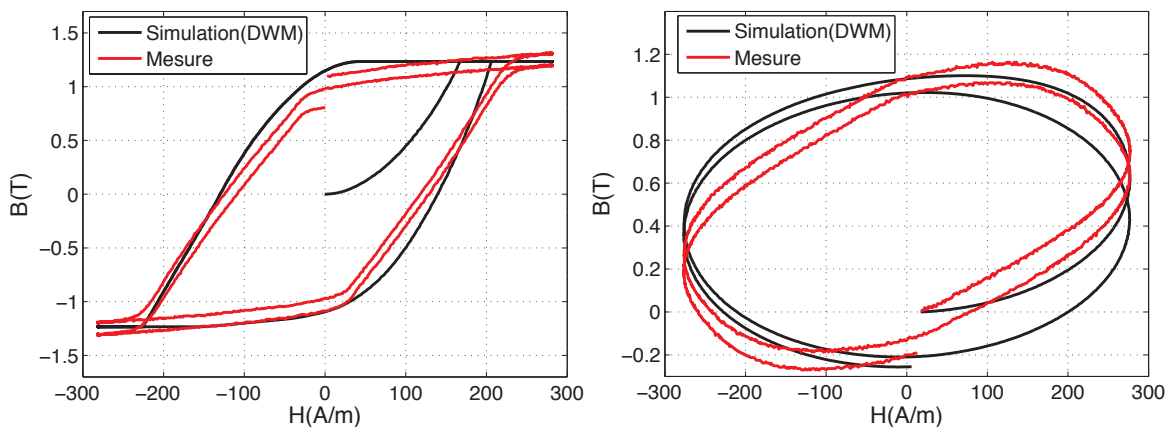


Figure IV-16 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé par le modèle dynamique local (DWM) sur le Supra50 à 200 Hz (à gauche) et à 1 kHz (à droite)

### IV.3.8 Simulation du démonstrateur et test de validité sur relais réel

#### IV.3.8.1 Caractérisation du relais à l'impédancemètre

Une caractérisation du relais a été réalisée à l'impédancemètre HP Agilent 4294A. Il est utilisable entre 40 Hz et 110 MHz. Au final l'impédancemètre fournit la partie réelle et imaginaire de l'impédance complexe  $\underline{Z}$  à partir desquelles on pourra calculer aisément son module et sa phase qui représente le déphasage entre le courant et la tension dans la bobine du relais en fonction de la fréquence. Ces mesures seront utilisées pour valider le modèle du relais en fréquence pour un premier point de fonctionnement c'est à dire loin du déclenchement. Les résultats de mesure à un niveau de courant de 1 mA sont donnés un peu plus loin lors de la comparaison des mesures avec les résultats de simulation.



Figure IV-17 : impédancemètre et son module utilisé pour la caractérisation du relais

### IV.3.8.2 Mesure expérimentale du courant de déclenchement

La caractérisation expérimentale du relais à l'impédancemètre est complétée par une deuxième mesure pour tester le fonctionnement de celui-ci à un autre point de fonctionnement c'est à dire dans les conditions limites de déclenchement.

Nous avons également réalisé la manipulation illustrée par le schéma de la Figure IV-18. Le relais a été raccordé à une source de tension (GBF) d'amplitude croissante en série avec un rhéostat pour limiter le courant et un shunt pour la mesure de celui-ci. En effet, la norme [IEC62423] relative aux « interrupteurs automatiques à courant différentiel résiduel de type B et de type F avec et sans protection contre les surintensités incorporée pour usages domestiques et analogues » autorise le fait que les courants différentiels soient appliqués soudainement (défaut brusque) ou croissant lentement (défaut lentement variable), pour un circuit alimenté entre phase et neutre ou entre phase et conducteur milieu mis à la terre. Donc, compte tenu de la difficulté de caractérisation avec un défaut brusque, nous avons opté pour la deuxième solution, c'est à dire envoyer sur le relais un défaut lentement variable.

Un petit programme Matlab nous permet de fabriquer ce signal lentement variable et l'envoyer au GBF sous forme d'un fichier de points via l'ordinateur.

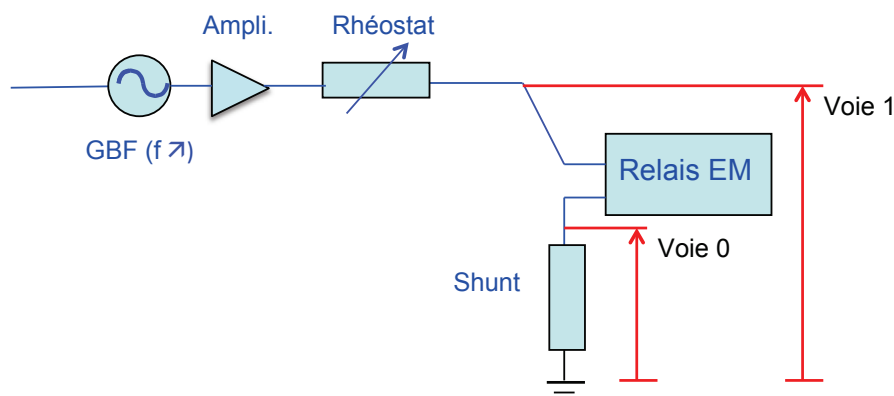


Figure IV-18 : montage pour la mesure du déclenchement du relais

La tension aux bornes du relais, le courant le traversant et le module de l'impédance vue à ses bornes sont donnés par les relations suivantes :

$$V_{relais} = V_{voie1} - V_{voie0} \quad (IV-13)$$

$$I_{relais} = \frac{V_{voie0}}{R_{shunt}} \quad (IV-14)$$

$$Z_{relais} = \frac{V_{relais}}{I_{relais}} \quad (IV-15)$$

Pour des fréquences allant de 50 Hz jusqu'à 1 kHz, nous avons mesuré le courant de déclenchement et la tension correspondante aux bornes du relais.

Les relevés sont effectués grâce à la carte d'acquisition du banc de caractérisation du laboratoire. L'allure du courant et de la tension aux bornes du relais à 50 Hz par exemple est donnée dans la Figure IV-19.

Au moment de déclenchement du relais, le flux dans l'entrefer chute de manière brutale et une phase transitoire se produit. A partir de cette phase transitoire, le régime permanent est établi et les signaux à savoir le courant et la tension dans la bobine du relais ont une forme sinusoïdale et le déphasage devient nul (voir Figure IV-19).

Comme en témoigne la figure ci-après, dans la phase transitoire, la valeur du courant est très proche de celle de l'alternance juste avant. On dit alors que l'alternance qui précède cette phase est l'alternance représentative des conditions limites de déclenchement. Le courant de déclenchement mesuré à 50 Hz vaut 15 mA.

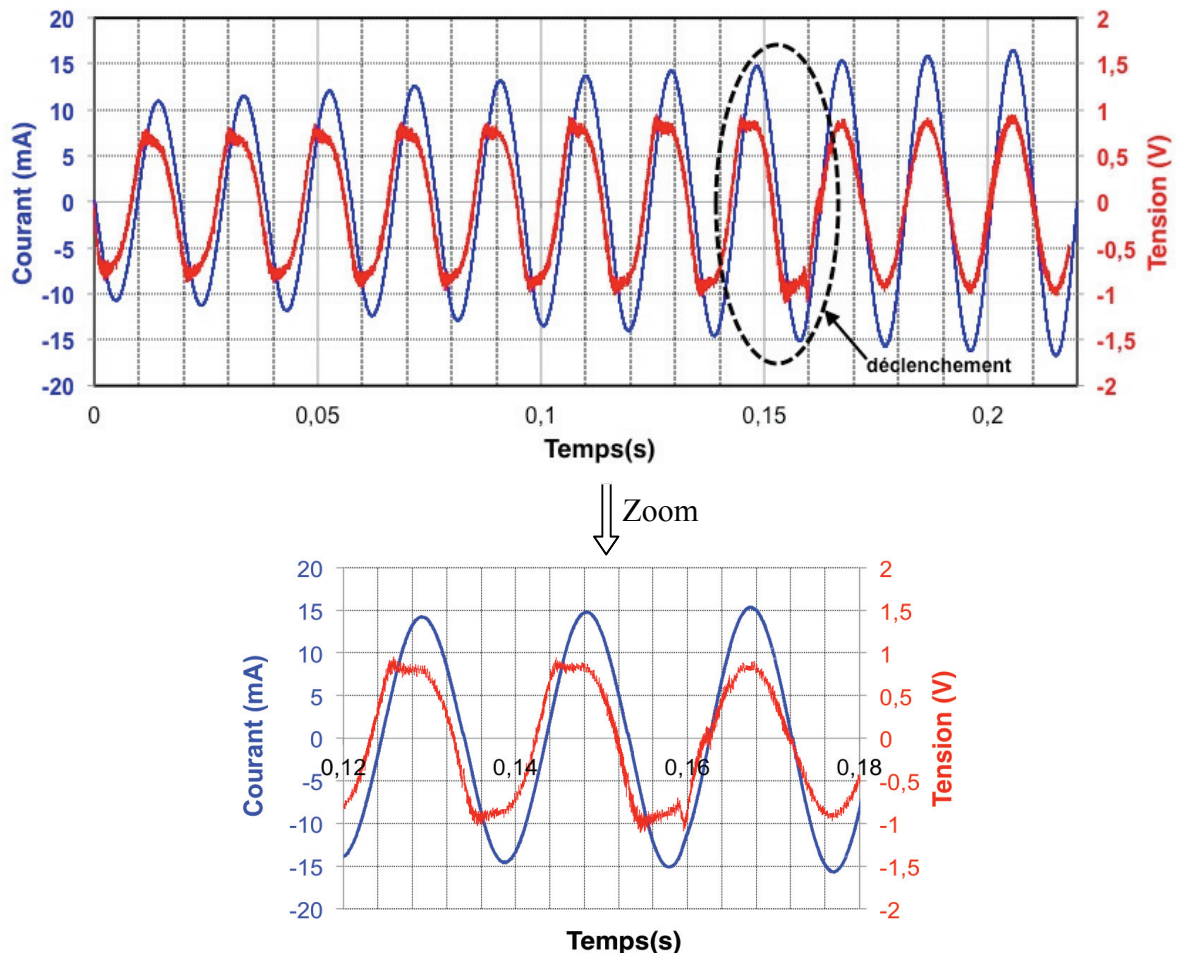


Figure IV-19 : allures de la tension et du courant relevées aux bornes du relais à 50 Hz

Nous avons donc opéré de la sorte pour des valeurs de fréquence supérieures à 50 Hz jusqu'à 1 kHz et fait, à chaque fois, des relevés du courant et de la tension aux bornes du relais dans les conditions limites de déclenchement. Au delà d'1 kHz, il arrivait que le relais vibre mécaniquement sans déclencher. C'est pourquoi ce point de mesure a été volontairement enlevé car instable.

Les valeurs maximales du courant de déclenchement mesuré à différentes fréquences sont données dans la Figure IV-20.

La courbe de l'impédance obtenue dans les conditions limites de déclenchement est donnée un peu plus loin (page 113).

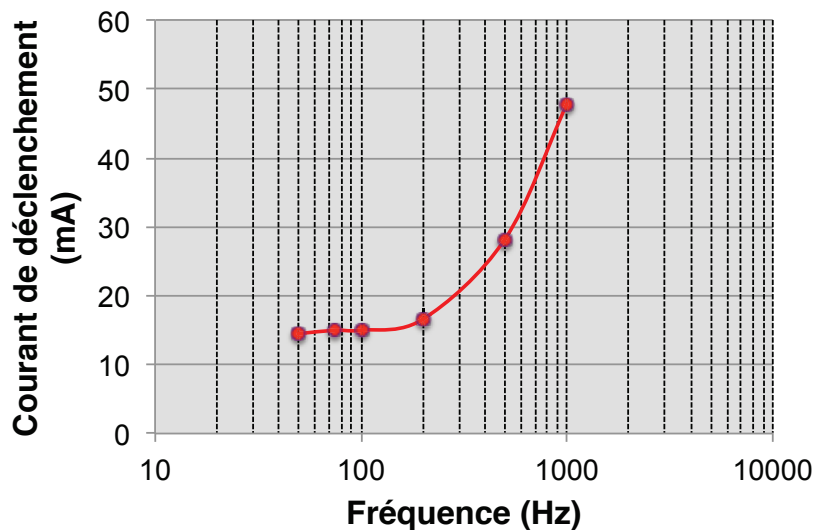


Figure IV-20 : courant de déclenchement du relais mesuré à différentes fréquences

#### IV.3.8.3 Simulation du relais et test de validité

Dans le modèle du relais, l'influence des paramètres liés à la géométrie (décomposition des tubes de flux, longueur, section de ces tubes, fuites magnétiques, épaisseur des entrefers) et les caractéristiques de l'aimant sur le comportement du relais est primordiale.

Etant donné qu'on ne dispose d'aucune donnée technologique industrielle du produit (nombre de spires, entrefers, caractéristiques de l'aimant...) et en partant de l'hypothèse qu'il n'y a pas de fuites magnétiques, un ajustage précis de ces paramètres a été effectué. Pour cela, nous avons mis au point un programme d'identification de ces paramètres en minimisant au mieux à la fois l'erreur entre l'impédance d'entrée du relais ( $Z$ ) simulée et mesurée à l'impédancemètre pour un niveau de courant de 1 mA et l'erreur entre l'impédance simulée et mesurée dans les conditions limites de déclenchement. Pour une discrétisation en  $n$  points, les critères à minimiser s'écrivent :

$$Erreur1 = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left( \frac{Z_{sim\_1mA} - Z_{mes\_1mA}}{\max(Z_{mes\_1mA})} \right)^2} \quad (IV-16)$$

$$Erreur2 = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left( \frac{Z_{sim\_C.L.décl} - Z_{mes\_C.L.décl}}{\max(Z_{mes\_C.L.décl})} \right)^2} \quad (IV-17)$$

Avec : Erreur  $i$  , le critère à minimiser,  $n$ , le nombre de points de calcul,  $Z_{sim\_1mA}$  et  $Z_{mes\_1mA}$  représentent respectivement les modules de l'impédance simulé et mesuré à 1mA,  $Z_{sim\_CL.décl}$  ,  $Z_{mes\_CL.décl}$  sont les modules de l'impédance  $Z$  simulé et mesuré dans les conditions limites de déclenchement.

Ces paramètres on été obtenus au bout de 6 jours de calcul. Pour donner un ordre d'idée au lecteur, une itération de calcul pour que le simplexe propose une solution à partir d'une condition initiale dure une cinquantaine de minutes.

Le nombre de spires, les entrefers au niveau du pôle avant comportant la bobine (entrefer1), et du pôle arrière (entrefer3) et l'entrefer qui se situe au niveau de l'aimant (entrefer2) sont répertoriés dans la Table IV.2.

TABLE IV.2  
PARAMÈTRES DE SIMULATION

Nombre de spires	Entrefer1 (micron)	Entrefer2 (mm)	Entrefer3 (micron)	Polarisation de l'aimant (T)	Perméabilité relative de l'aimant
508	15.52	0.108	15.52	0.72	3.9

La Figure IV-21 représente l'impédance mesurée et simulée à différentes fréquences à un niveau de courant de 1 mA. Les résultats du modèle sont en très bon accord avec les mesures effectuées à l'impédancemètre.

La Figure IV-22 illustre l'impédance mesurée et simulée en fonction de la fréquence dans les conditions limite de déclenchement. Comme on peut le voir sur la figure, le modèle reproduit assez bien les conditions limite de déclenchement du relais.

Les écarts entre les mesures et les simulations sont consignés dans la Table IV.3.

TABLE IV.3  
ÉCARTS ENTRE MESURES ET SIMULATIONS

$Erreur1$ en % (équation IV-16) (conditions limites de déclenchement)	$Erreur2$ en % (équation IV-17) (impédancemètre)
1.20	0.89



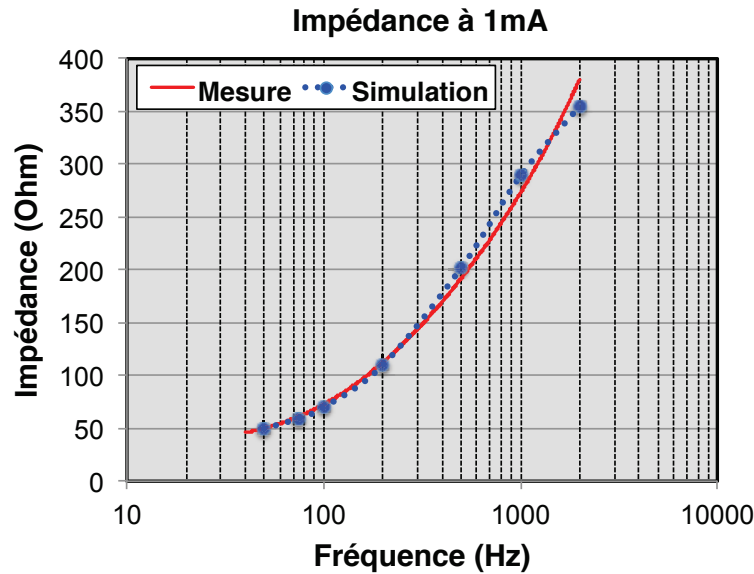


Figure IV-21 : impédance à 1 mA en fonction de la fréquence

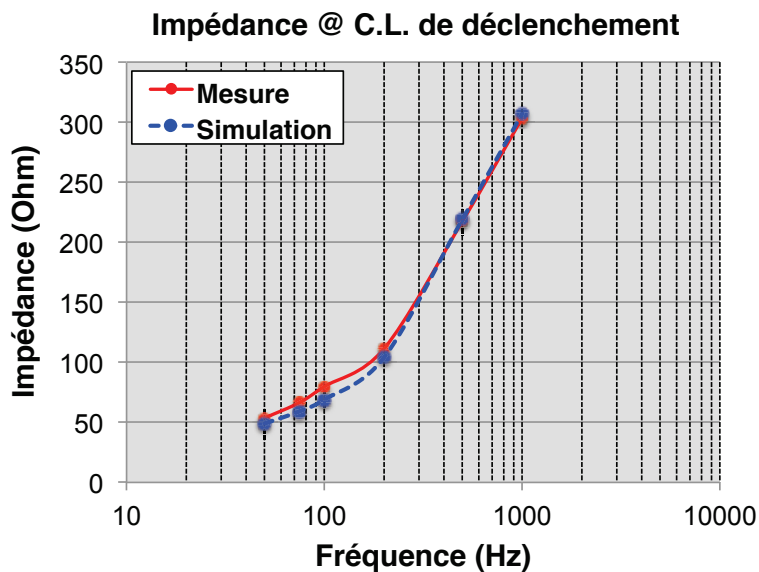


Figure IV-22 : impédance dans les conditions limites de déclenchement

#### IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé la démarche de modélisation d'un démonstrateur, un relais électromagnétique de disjoncteur différentiel à propre courant. Nous avons mis en évidence l'importance de l'effet de peau qui se développe dans la section du matériau magnétique du relais ainsi que l'intérêt d'utiliser une approche de modélisation par circuit magnétique équivalent incluant des tubes de flux dynamiques en prenant en compte les lois de matériaux magnétiques. Enfin nous avons présenté les essais expérimentaux réalisés sur le relais démonstrateur ainsi que la validation expérimentale du modèle du relais. Cette

approche a montré sa pertinence en reproduisant le comportement du relais et ouvre semble-t-il un champ d'étude intéressant et prometteur aussi bien vers l'analyse et le design du dispositif. L'intérêt est grand chez les industriels de disposer d'un tel modèle.

Au chapitre suivant, nous présenterons les résultats obtenus sur une sélection d'alliages FeNi(Cr,Cu) à faible teneur en nickel (environ 30%) donc à « bas coût » prototypes issus du département R&D d'Aperam et leur aptitude à remplacer le Supra50 dans les relais de disjoncteurs différentiels.

## IV.5 Références bibliographiques

- [IEC60479<sup>1</sup>] Norme internationale, « Effets du courant sur l'homme et les animaux domestiques – Partie 1: Aspects généraux », 2007.
- [IEC60479<sup>2</sup>] Norme internationale, « Effets du courant sur l'homme et les animaux domestiques – Partie 2: Aspects particuliers », 2007.
- [IEC62423] International standard, « Type F and type B residual current operated circuit-breakers with and without integral overcurrent protection for household and similar uses », 2009-11.
- [SCH ELEC] Schneider Electric, <http://www.schneider-electric.com>.
- [SCH 1998] Groupe Schneider, « Les dispositifs différentiels résiduels en BT », cahier technique-n°114, 1998.
- [SIX 2005] F. Sixdenier, « Prédiction des signatures électriques dans un actionneur en prenant en compte les lois de matériaux », thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon1, 2005.
- [SIX 2008] F. Sixdenier & al., « Dynamical models for eddy current in electromagnetic cores introduced in an FE-tuned magnetic equivalent circuit of an electromagnetic relay », IEEE Transactions on Magnetics, vol. 44, no. 6, 2008.
- [WAE 2012] T. Waeckerlé, « Collaboration Lab. Ampère – Aperam en vue de tester l'aptitude de nouveaux alliages FeNiCrCu à remplacer le Supra50 dans les relais de disjoncteurs différentiels », note technique Aperam, 2012.

## Chapitre V

# Nouveaux alliages magnétiques doux économiques pour relais électromagnétique haute sensibilité

---

### Sommaire

V.1	Sélection d'alliages FeNi à caractériser pour la modélisation .....	117
V.1.1	Descriptif des propriétés.....	118
V.1.2	Caractérisation magnétique expérimentale.....	120
V.1.3	Caractérisation électrique : mesures de résistivité.....	122
V.2	Identification des paramètres des matériaux nécessaires à la simulation numérique du comportement dynamique .....	124
V.2.1	Paramètres liés à la loi statique du matériau considéré .....	124
V.2.2	Paramètres liés à la loi dynamique du matériau considéré.....	126
V.3	Comparaison du relais en Supra50 et des relais virtuels en matériaux candidats .....	132
V.3.1	Définition d'un critère d'ouverture.....	132
V.3.2	Résultats de modélisation à température ambiante .....	134
V.4	Prise en compte de l'effet de la température sur les propriétés des matériaux et les performances du relais .....	136
V.5	Conclusion.....	141

---

Suite à la validation du modèle du relais de référence en Supra50 présenté dans le chapitre IV, nous allons étudier l'impact sur le fonctionnement et les performances du relais de nouveaux alliages en remplacement du Supra50.

Des caractérisations expérimentales magnétiques et électriques de ces alliages sont tout d'abord effectuées à température ambiante et à la température limite de travail des relais (85°C). Nous présentons les résultats correspondants de simulation des cycles d'hystérésis avec les deux modèles dynamiques ainsi que les paramètres identifiés (lois statiques et paramètres dynamiques). Tous ces paramètres sont utilisés ensuite dans la modélisation du relais constitué de divers alliages candidats à température ambiante. Nous effectuerons une analyse préliminaire et comparerons les résultats obtenus avec ceux du relais ou démonstrateur de référence.

Nous étudierons dans un deuxième temps les éventuels effets de la température sur les performances du relais. Une analyse comparative est effectuée pour tenter d'établir un lien entre la température, le matériau et les performances du relais.

Enfin, une conclusion sur l'aptitude des ces nouveaux alliages à remplacer le Supra50 clôture cette étude.

## V.1 Sélection d'alliages FeNi à caractériser pour la modélisation

Les impératifs de la compétition économique imposent aux constructeurs de matériaux et de dispositifs électromagnétiques en général de réduire les coûts sans pour autant dégrader les performances de leurs produits.

Dans l'industrie de construction, les alliages magnétiques sont d'autant plus coûteux que leur teneur en nickel est importante. Il faut souligner que la demande en nickel est particulièrement sensible à la conjoncture économique. Les cours sur le « London Metal Exchange (LME) » (marché des métaux de Londres en Français) au cours des cinq dernières années sont représentés dans la Figure V-1. Comme on peut le voir sur la figure, les cours du nickel avaient par exemple atteint un record vertigineux à 54.100 dollars en 2007, avant de perdre sous l'effet de la crise 80% de leur valeur en à peine un an et demi... Au cours de l'année 2011, les cours ont culminé à 28.800 dollars fin février après une hausse continue de huit mois, pour retomber sous les 17.000 dollars fin novembre. Au cours des deux premiers mois de 2012, ils fluctuaient entre 18.275 et 21.295 dollars (LME).

A l'heure d'écriture de ce manuscrit, le cours du nickel est de 18220 dollars (donnée 07/02/2013).

Dans ce contexte, le centre de recherche d'Aperam–Imphy propose une famille d'alliages FeNi(Cr,Cu) austénitiques et ferromagnétiques se prêtant à une élaboration industrielle économique. La teneur modérée en nickel se trouve limitée vers les 30%, ce qui réduit le coût de la nuance.



Figure V-1 : cours du nickel sur les cinq dernières années

Une sélection d'alliages a été donc définie avec Aperam en vue d'une qualification sur l'application relais. Le but est au final de proposer des alliages FeNi économiques aptes à la fabrication de relais électromagnétiques de disjoncteurs différentiels à propre courant.

### V.1.1 Descriptif des propriétés

Les coulées potentiellement intéressantes qui ont été choisies ainsi que les compositions de chaque coulée et quelques propriétés magnétiques générales sont renseignées dans la table V.1. Elles présentent en général des polarisations magnétiques à saturation de l'ordre du Tesla. Parmi les alliages retenus, on y trouve le Supra36 à 36% Ni. Les autres nuances sont principalement des alliages à 31%–30%Ni (cf. Table V.1).

Il est nécessaire de préciser que les valeurs indiquées à propos de ces nuances candidates pour les relais sont des données du fournisseur (Aperam). Les autres données indisponibles notamment les résistivités électriques et les températures de Curie (pour certaines nuances) seront fournies par nos soins au fur et à mesure de nos développements.

**TABLE V.1**  
 SELECTION D'ALLIAGES MAGNÉTIQUES DOUX À ÉVALUER PAR CARACTÉRISATION PUIS MODÉLISATION DE RELAIS

Coulée	Alliage	$J_s$ (T) à 20°C	$T_c$ (°C)	$\rho$ ( $\mu\Omega \cdot \text{cm}$ )	$H_c$ (mOe/m) à 20°C
Supra36/Invar/QJ310	Fe-36%Ni	1.3	250	75	—
SV315/lingot 10kg	Fe-31%Ni-2%Cr-6%Cu-0,2%Mn	1.00	—	—	87
TD522-5 (bombe)	Fe-30,5%Ni-2%Cr-6,4%Cu-0,2%Mn	0.953	157	—	102
SV285/ lingot 10kg	Fe-30%Ni-6%Cu-0,3%Mn	1.085	—	—	183
TD565-4 (bombe)	Fe-30%Ni-1%Cr-10%Cu-0,2%Mn	0.975	191	—	126

$J_s$ =polarisation magnétique à saturation.

$H_c$ =champ coercitif.

$T_c$ =température de Curie.

Ces nuances sont recuites dans des conditions particulières au Centre de Recherche d'Aperam.



### V.1.2 Caractérisation magnétique expérimentale

Les propriétés magnétiques de ces nouveaux matériaux ont été mesurées à l'aide du banc de caractérisation magnétique du laboratoire, sur des échantillons-rondelles dont les dimensions sont indiquées dans la Table V.2.

Les mesures sont menées de l'état préalablement désaimanté jusqu'au régime proche de la saturation, et de l'ambiante jusqu'à la température de Curie  $T_c$  et en allant du quasi-statique jusqu'à 1 kHz voire 2 kHz sur certaines nuances. Les résultats sont rassemblés un peu plus loin dans la section V.2 lors de la comparaison simulation/expérience.

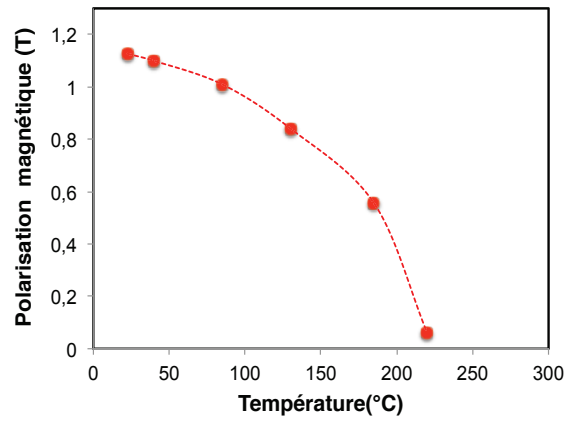
TABLE V.2  
DIMENSIONS DES ÉCHANTILLONS

Coulée–Alliage	$D_{\text{int}}^*$ (mm)	$D_{\text{ext}}^{**}$ (mm)	Epaisseur (mm)
Supra36/Invar/QJ310 (Fe-36%Ni)	25	36	0.34
SV315 (Fe-31%Ni-2%Cr-6%Cu-0,2%Mn)	25	36	0.6
TD522-5 (bombe) (Fe-30,5%Ni-2%Cr-6,4%Cu-0,2%Mn)	25	36	0.6
SV285/ lingot 10kg (Fe-30%Ni-6%Cu-0,3%Mn)	25	36	0.6
TD565-4 (bombe) (Fe-30%Ni-1%Cr-10%Cu-0,2%Mn)	25	36	0.6

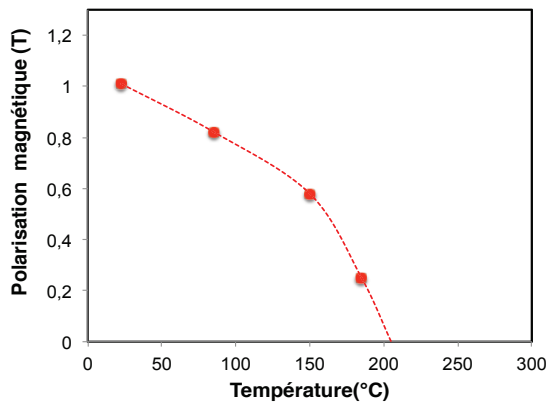
\* $D_{\text{int}}$ = diamètre intérieur

\*\* $D_{\text{ext}}$ = diamètre extérieur

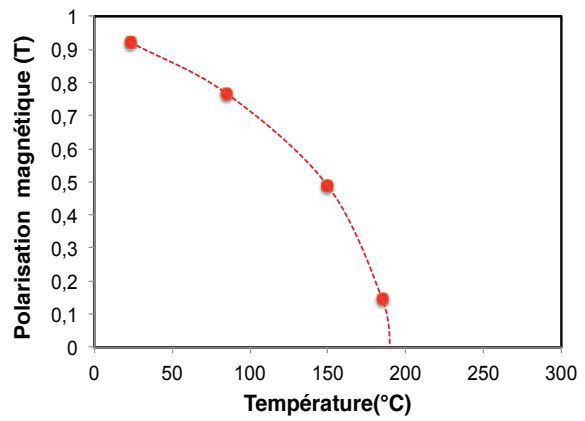
Nous fournissons dans la Figure V-2 les courbes thermomagnétiques (polarisation magnétique en fonction de la température) mesurées pour un champ appliqué de 300 A/m. Nous pouvons ainsi noter qu'à chaque nuance correspond un point de Curie. A titre de comparaison pour les quelques nuances dont nous disposons des données du constructeur, les valeurs annoncées par Aperam pour le Supra36, l'alliage TD522-5 et TD565-4 sont en très bon accord avec nos mesures.



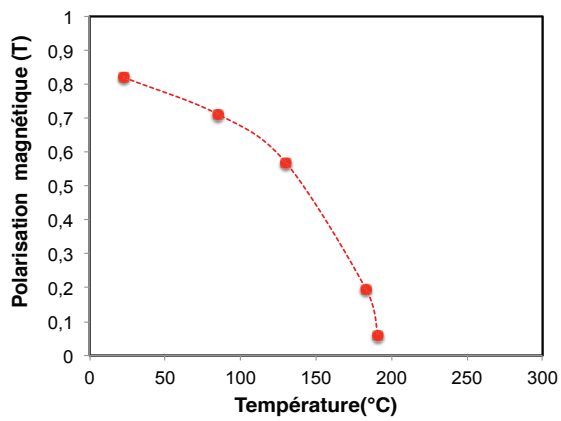
a) Supra36



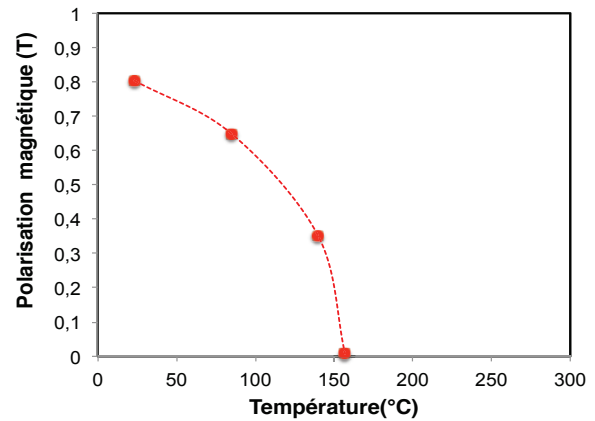
b) SV285



c) SV315



d) TD565



e) TD522

Figure V-2 : courbes thermomagnétiques mesurées

### V.1.3 Caractérisation électrique : mesures de résistivité

Les mesures de résistivité électrique sont faites sur des alliages échantillonnés en rondelles grâce à la manipulation décrite dans le chapitre 2. La Figure V-3 fournit les résultats matériau par matériau en allant de l'ambiante jusqu'à la température de Curie de chaque alliage.

Les valeurs mesurées sont superposées avec celles issues de la loi analytique linéaire de la résistivité électrique en fonction de la température traitée dans le chapitre I et dont nous rappelons l'expression ici :

$$\rho(T) = \rho_0(0^\circ\text{C}) \cdot (1 + \eta T) \quad (\text{V-1})$$

Où:  $T$  représente la température et  $\eta$  est le coefficient linéique de température ( $\eta > 0$ ).

Les coefficients  $\rho_0(0^\circ\text{C})$  et  $\eta$  estimés pour tous les alliages sont présentés dans la Table V.3.

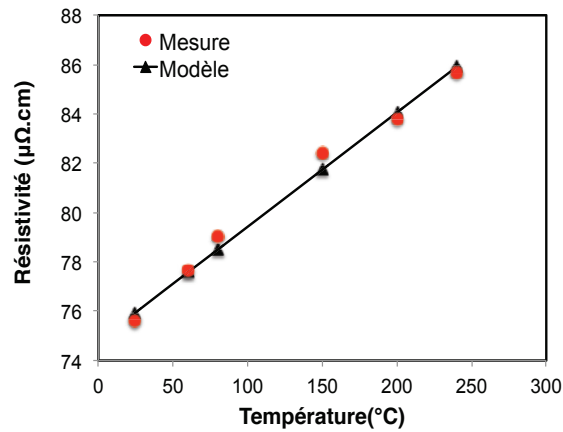
TABLE V.3  
PARAMÈTRES DE SIMULATION DE RÉSISTIVITÉ ÉLECTRIQUE

Coulée-Alliage	$\rho_0(0^\circ\text{C})$ ( $\mu\Omega \cdot \text{cm}$ )	$\eta \times 10^4$
Supra36/Invar/QJ310 (Fe-36%Ni)	74.97	6.1117
SV315 (Fe-31%Ni-2%Cr-6%Cu-0,2%Mn)	90	8.0450
TD522-5 (bombe) (Fe-30,5%Ni-2%Cr-6,4%Cu-0,2%Mn)	80.45	9.1499
SV285/ lingot 10kg (Fe-30%Ni-6%Cu-0,3%Mn)	80.23	9.8161
TD565-4 (bombe) (Fe-30%Ni-1%Cr-10%Cu-0,2%Mn)	76.59	9.1122

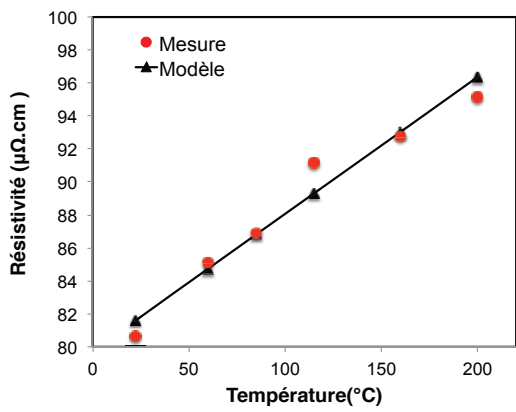
Pour notre étude, les valeurs de résistivité nécessaires pour la simulation du relais sont celles effectuées à température ambiante et à la température limite de fonctionnement ( $85^\circ\text{C}$ ).

A titre de comparaison, nous retrouvons bien pour une coulée industrielle de Supra36 par exemple, la valeur annoncée par le constructeur ( $75 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  à température ambiante) avec moins de 1% d'erreur (valeur expérimentale égale à  $75.61 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ ).

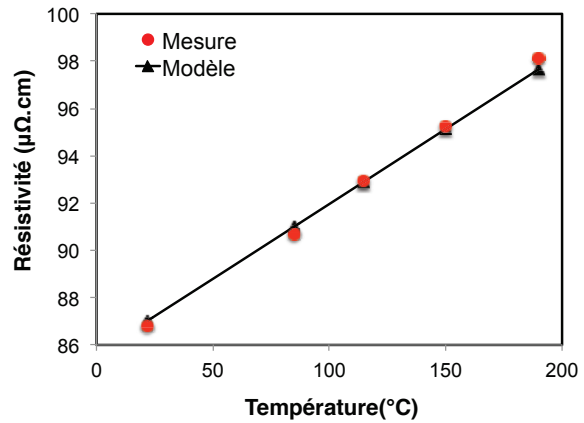
Nous pouvons observer sur la Figure V-3 que ces alliages ont des résistivités relativement grandes par rapport au Supra50 ( $48 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  à température ambiante). Ceci pourrait être un atout important en leur faveur pour cette application.



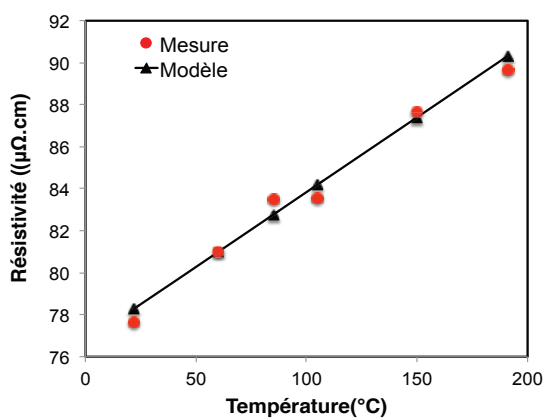
a) Supra36



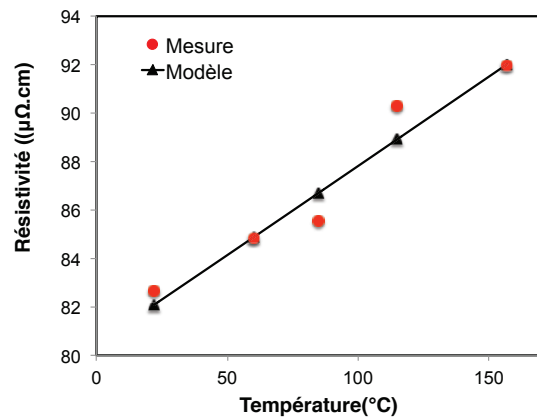
b) SV285



c) SV315



d) TD565



e) TD5222

Figure V-3 : résistivités électriques en fonction de la température

## **V.2 Identification des paramètres des matériaux nécessaires à la simulation numérique du comportement dynamique**

Les paramètres liés à la loi statique choisie sont présentés matériau par matériau à température ambiante et superposés sur les mêmes figures avec ceux obtenus à la température limite de travail du relais (85°C).

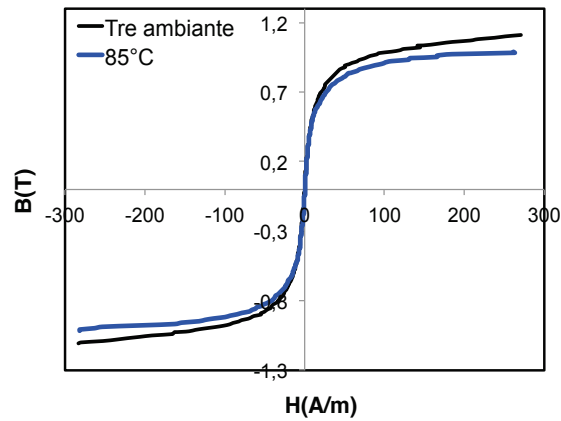
Les paramètres dynamiques ont été identifiés de la même manière que le Supra50 (cf. chapitre IV). Les cycles mesurés et simulés respectivement par les deux modèles dynamiques global (DSF) et local (DWM) sont présentés matériau par matériau à température ambiante d'abord et puis à 85°C.

### **V.2.1 Paramètres liés à la loi statique du matériau considéré**

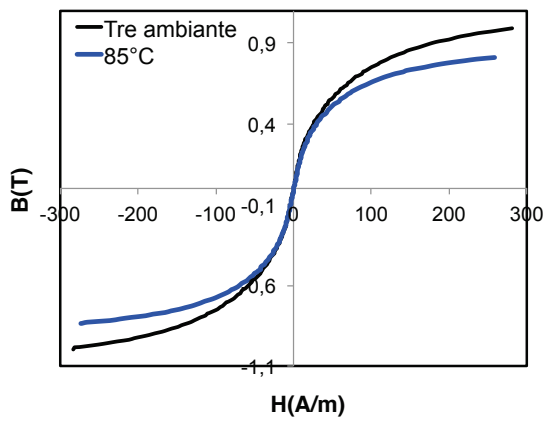
En utilisant sur les outils de caractérisation du laboratoire, des cycles majeurs ont été mesurés à température ambiante, pour une fréquence de 0.1 Hz. Ils servent de cycles majeurs quasi-statiques pour la détermination des courbes anhystérétiques. Ces courbes sont ensuite utilisées dans les tubes de flux pour représenter le comportement statique du matériau constituant le relais.

Ces mêmes mesures ont été effectuées ensuite à 85°C dans le but d'analyser les effets de la température sur les performances du relais.

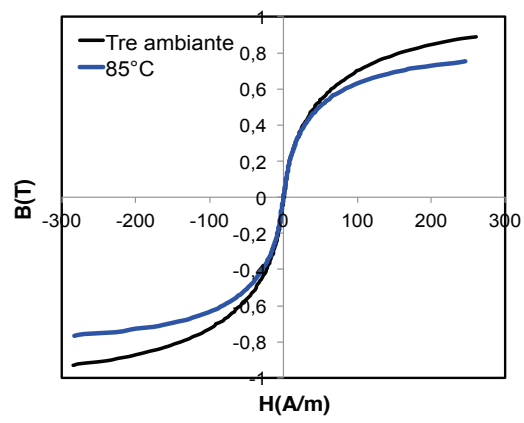
La Figure V-4 montre les courbes anhystérétiques obtenues sur chaque alliage à température ambiante et à 85°C.



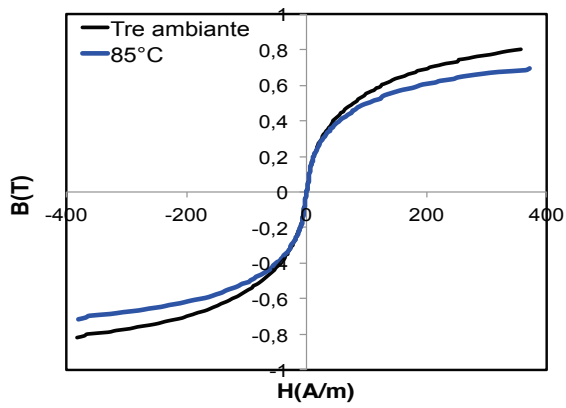
a) Supra36



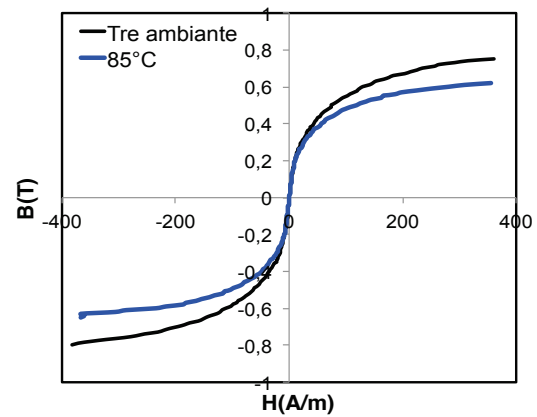
b) SV285



c) SV315



d) TD565



e) TD522

Figure V-4 : courbes anhystériques à température ambiante et à 85°C

### V.2.2 Paramètres liés à la loi dynamique du matériau considéré

Les paramètres dynamiques ont été identifiés de la même manière que le Supra50 dans le chapitre précédent.

Les cycles mesurés et simulés par les deux modèles dynamiques sont présentés pour chaque matériau à température ambiante d'abord, puis à la température limite de travail des relais (85°C). Les identifications des paramètres ont été menées à maintes reprises, en regardant à chaque fois les erreurs entre les cycles mesurés et simulés pour les fréquences inférieures. Les valeurs des paramètres dynamiques  $\gamma$  et  $\beta$  sont maintenues constantes pour toutes les simulations ultérieures effectuées à différentes fréquences.

La Table V.4 suivante répertorie les paramètres obtenus pour chaque alliage à température ambiante et à 85°C. Nous avons constaté une diminution du paramètre  $\gamma$  avec la température que nous allons prendre en compte. Quant au paramètre  $\beta$ , nous avons constaté qu'il ne dépendait pas de la température pour cette plage de fonctionnement (contrairement à  $\gamma$  qui lui est corrélé à la résistivité) (cf. chapitre III).

TABLE V.4  
PARAMÈTRES DE SIMULATION

Coulée-Alliage	$\gamma$		$\beta$	
	$T_a^*$	85°C	$T_a^*$	85°C
Supra36/Invar/QJ310 (Fe-36%Ni)	0.01	0.0081	0.001	0.001
SV315 (Fe-31%Ni-2%Cr-6%Cu-0,2%Mn)	0.0379	0.0308	0.0051	0.0051
TD522-5 (bombe) (Fe-30,5%Ni-2%Cr-6,4%Cu-0,2%Mn)	0.0402	0.0376	0.0046	0.0046
SV285/ lingot 10kg (Fe-30%Ni-6%Cu-0,3%Mn)	0.0466	0.0382	0.0013	0.0013
TD565-4 (bombe) (Fe-30%Ni-1%Cr-10%Cu-0,2%Mn)	0.0427	0.0358	1.5e-4	1.5e-4

\*  $T_a$  = température ambiante.

Les figures V-5 à V-24 donnent les cycles mesuré et simulé respectivement par le modèle dynamique global et le modèle dynamique local à température ambiante, puis à 85°C. Les valeurs de  $\gamma$  et  $\beta$  ne dépendent pas de la fréquence.

Comme en témoignent les figures, les simulations sont en très bon accord avec l'expérience. Nous pouvons observer aussi une nette amélioration des résultats de simulation avec le modèle local (DWM) à la fréquence limite de validité du modèle global (DSF).



### Supra36 à température ambiante

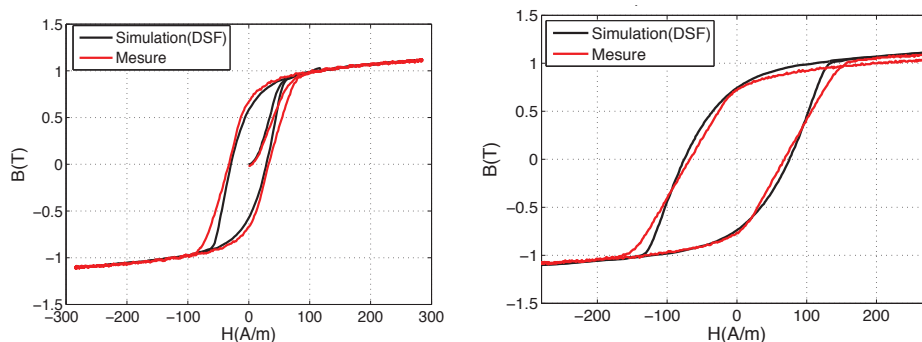


Figure V-5 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à température ambiante par le modèle dynamique global (DSF) sur le Supra36 à 50 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)

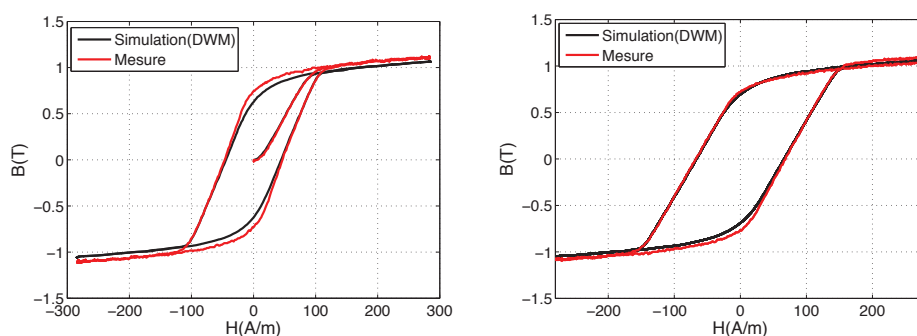


Figure V-6 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à température ambiante par le modèle dynamique local (DWM) sur le Supra36 à 100 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)

### Supra36 à 85°C

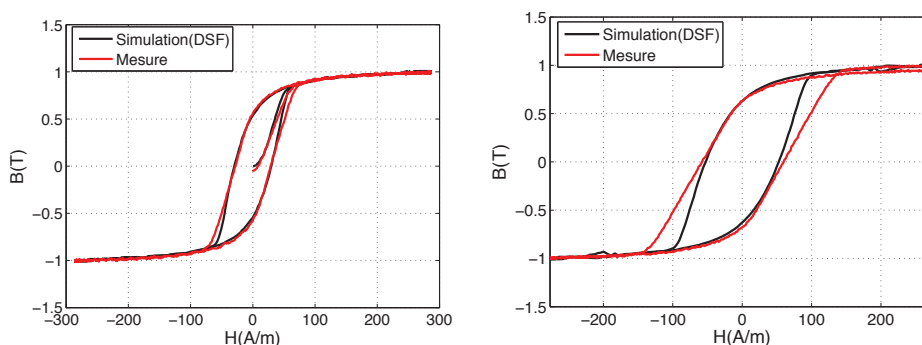


Figure V-7 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à 85°C par le modèle dynamique global (DSF) sur le Supra36 à 50 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)

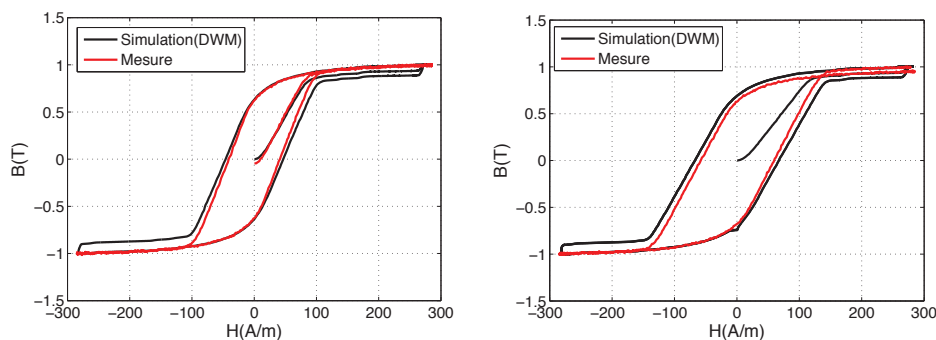
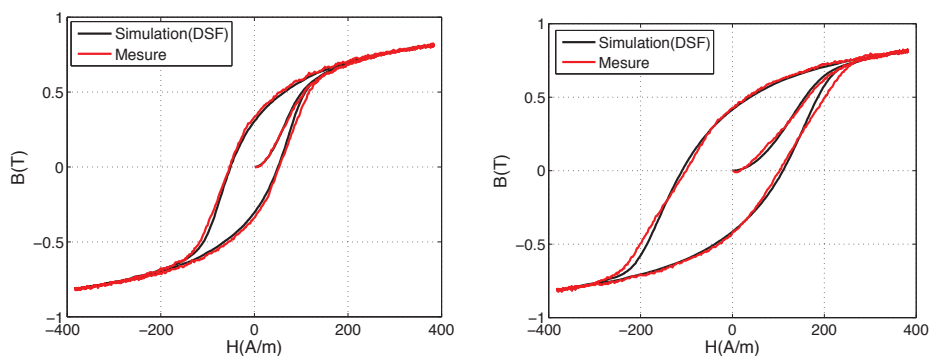
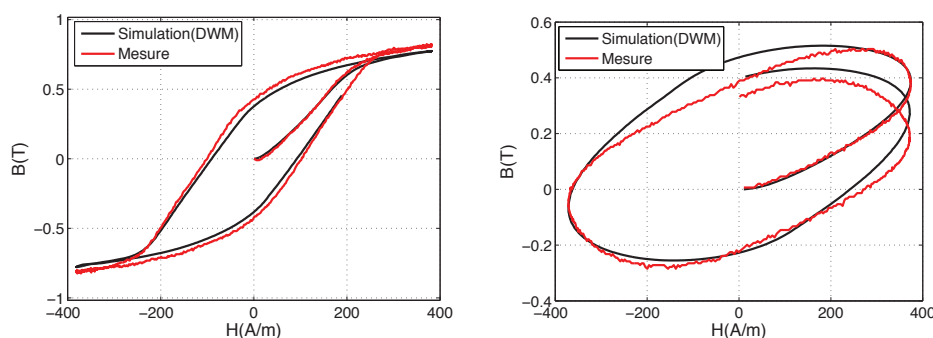


Figure V-8 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à 85°C par le modèle dynamique local (DWM) sur le Supra36 à 100 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)

### TD565 à température ambiante

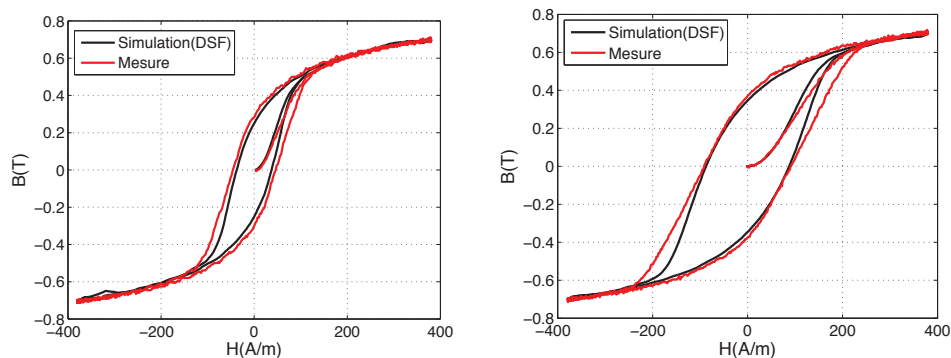


**Figure V-9 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à température ambiante par le modèle dynamique global (DSF) sur le TD565 à 50 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)**

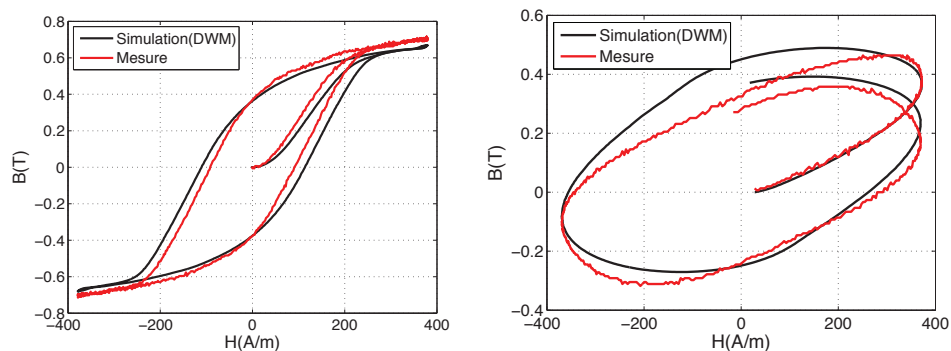


**Figure V-10 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à température ambiante par le modèle dynamique local (DWM) sur le TD565 à 200 Hz (à gauche) et à 2 kHz (à droite)**

### TD565 à 85°C

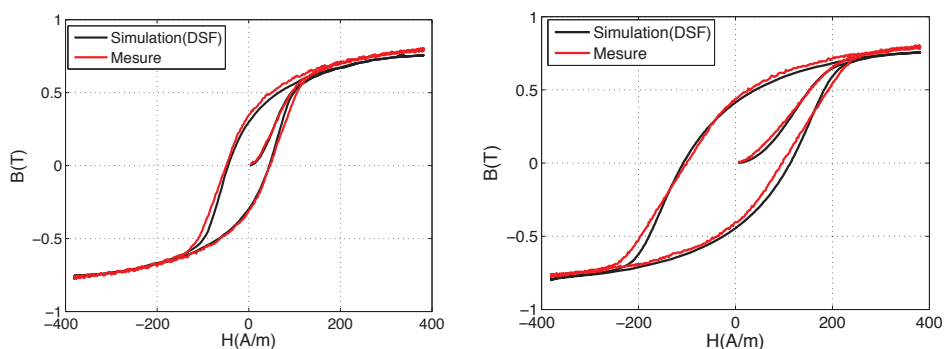


**Figure V-11 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à 85°C par le modèle dynamique global (DSF) sur le TD565 à 50 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)**

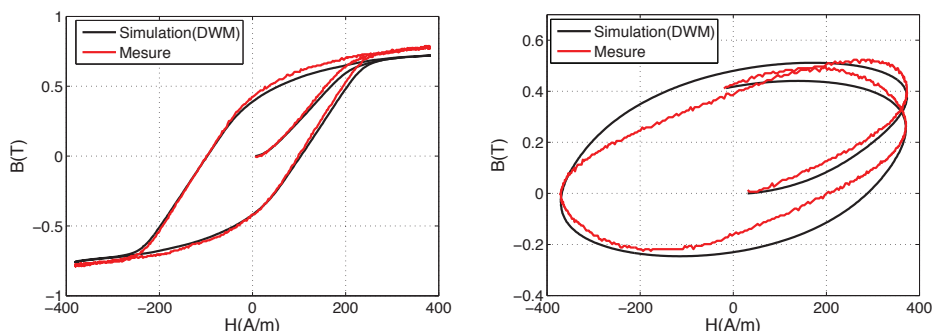


**Figure V-12 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à 85°C par le modèle dynamique local (DWM) sur le TD565 à 200 Hz (à gauche) et à 2 kHz (à droite)**

### TD522 à température ambiante

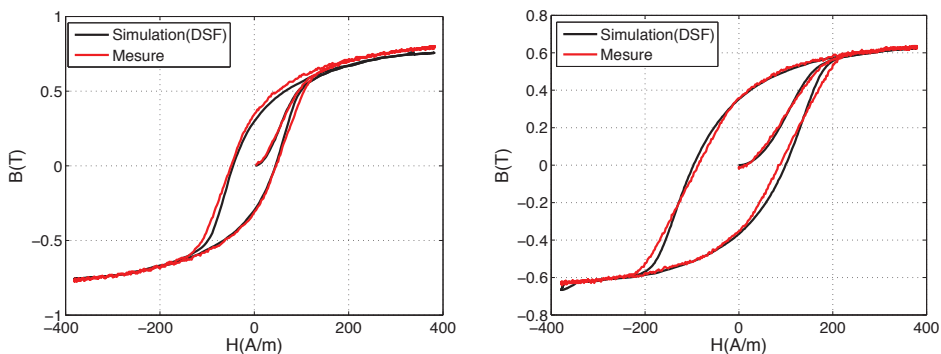


**Figure V-13 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à température ambiante par le modèle dynamique global (DSF) sur le TD522 à 50 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)**

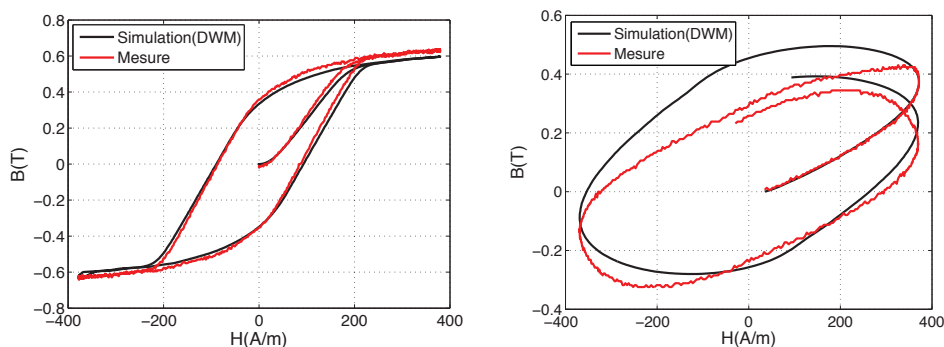


**Figure V-14 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à température ambiante par le modèle dynamique local (DWM) sur le TD522 à 200 Hz (à gauche) et à 2 kHz (à droite)**

### TD522 à 85°C



**Figure V-15 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à 85°C par le modèle dynamique global (DSF) sur le TD522 à 50 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)**



**Figure V-16 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à 85°C par le modèle dynamique local (DWM) sur le TD522 à 200 Hz (à gauche) et à 2 kHz (à droite)**

### SV285 à température ambiante

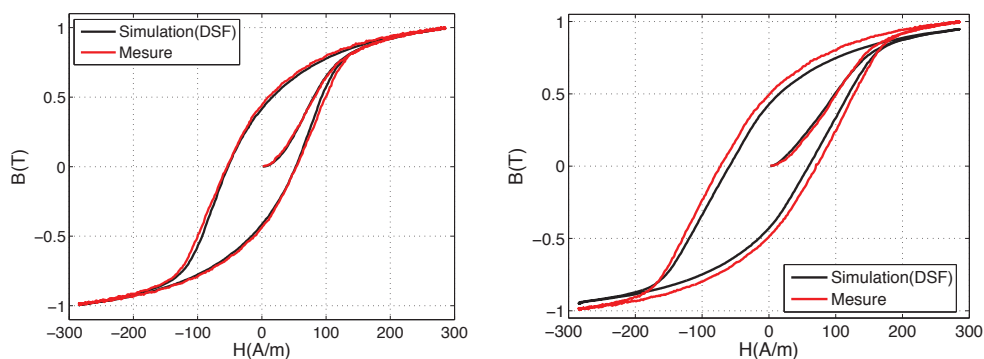


Figure V-17 : 100 Hz : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à température ambiante par le modèle dynamique global (DSF) sur le SV285 à 50 Hz (à gauche) et à 100 Hz (à droite)

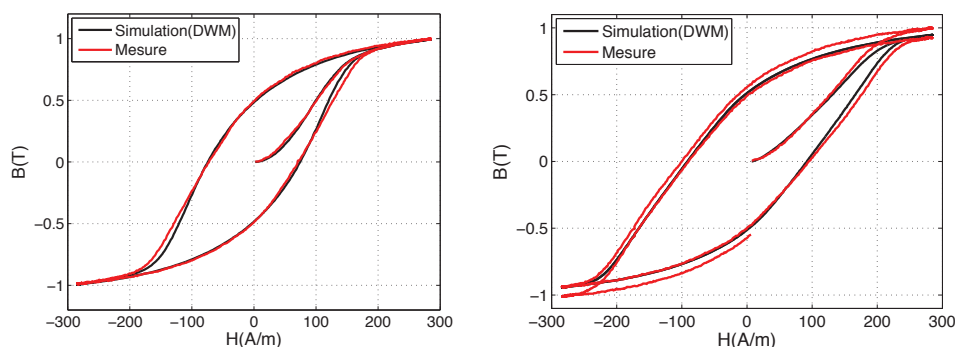


Figure V-18 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à température ambiante par le modèle dynamique local (DWM) sur le SV285 à 100 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)

### SV285 à 85°C

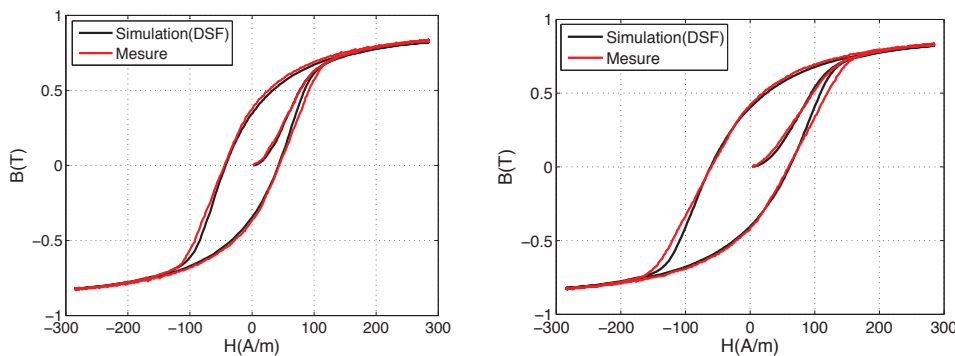


Figure V-19 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à 85°C par le modèle dynamique global (DSF) sur le SV285 à 50 Hz (à gauche) et à 100 Hz (à droite)

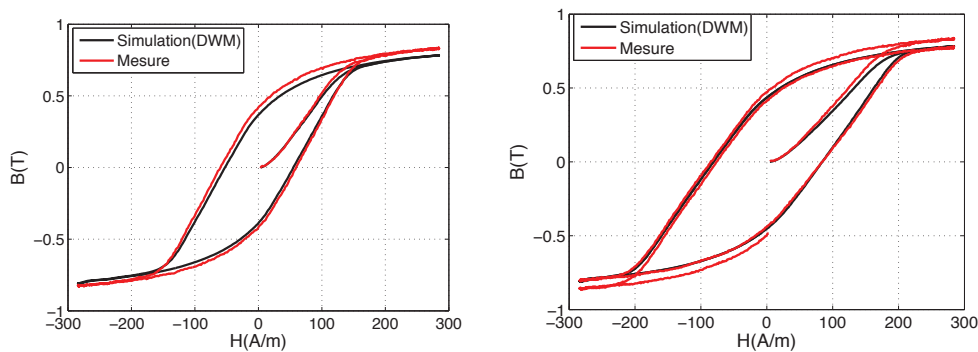


Figure V-20 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à 85°C par le modèle dynamique local (DWM) sur le SV285 à 100 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)

### SV315 à température ambiante

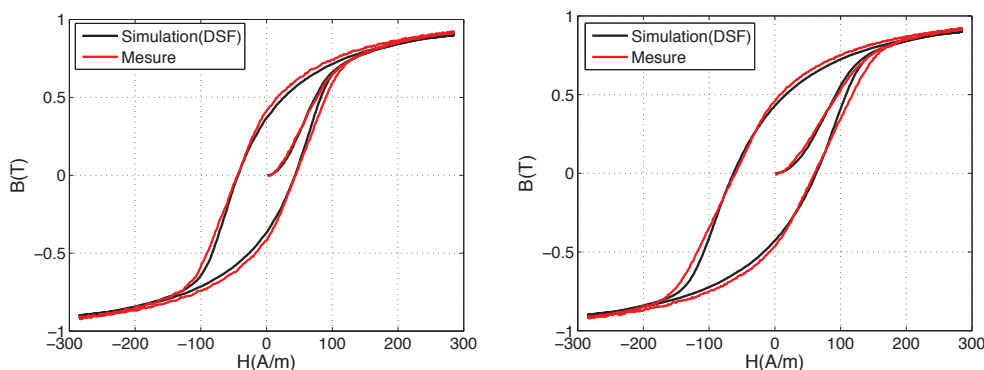


Figure V-21 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à température ambiante par le modèle dynamique global (DSF) sur le SV315 à 50 Hz (à gauche) et à 100 Hz (à droite)

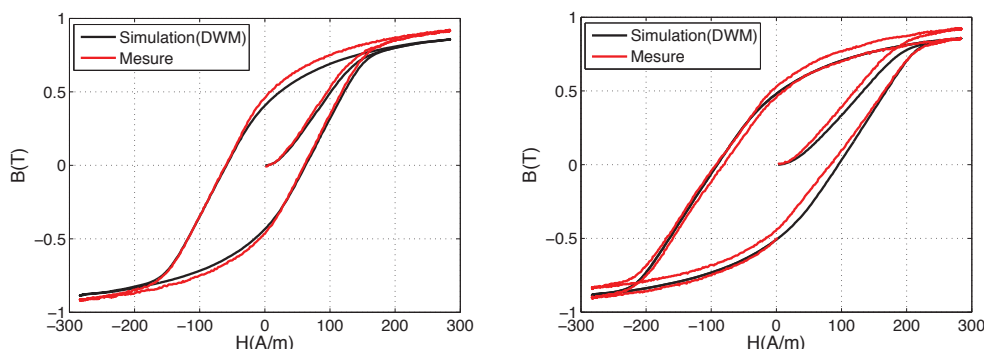


Figure V-22 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à température ambiante par le modèle dynamique local (DWM) sur le SV315 à 100 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)

### SV315 à 85°C

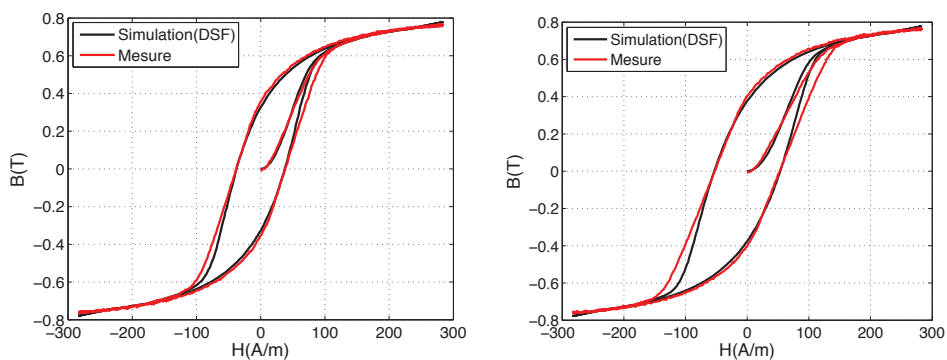


Figure V-23 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à 85°C par le modèle dynamique global (DSF) sur le SV315 à 50 Hz (à gauche) et à 100 Hz (à droite)

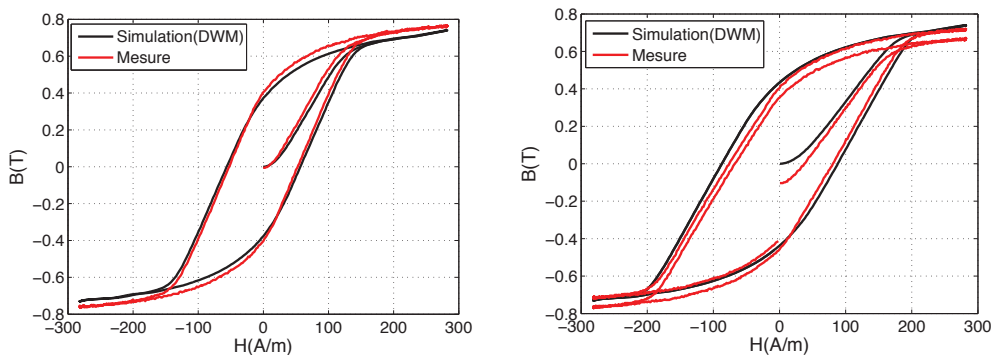


Figure V-24 : cycles d'hystérésis mesuré et simulé à 85°C par le modèle dynamique local (DWM) sur le SV315 à 100 Hz (à gauche) et à 200 Hz (à droite)

### V.3 Comparaison du relais en Supra50 et des relais virtuels en matériaux candidats

#### V.3.1 Définition d'un critère d'ouverture

Pour qualifier ou non les matériaux candidats grâce au modèle du relais que nous avons développé, il faut définir au préalable un critère d'ouverture, le déclenchement.

Dans la pratique, on ne s'intéresse qu'à l'impédance mesurée dans les conditions limites de déclenchement. Nous avons décrit au chapitre IV la mesure expérimentale du courant de déclenchement du relais de référence en Supra50. Maintenant, quand on introduit un matériau candidat dans le modèle, avec tous les paramètres préalablement bien définis, la perméabilité magnétique du matériau n'est plus la même qu'avec le Supra50. Ceci va donc modifier la réluctance du circuit magnétique, l'impédance électrique du relais et le courant de déclenchement.

Pour étudier le courant de déclenchement, partons d'un schéma simplifié de la partie mobile du relais ainsi que les différentes forces exercées sur celle-ci (c.f. Figure V-25). Le ressort est situé à une extrémité de la palette dépassant du circuit magnétique en forme de U de façon à faire levier.

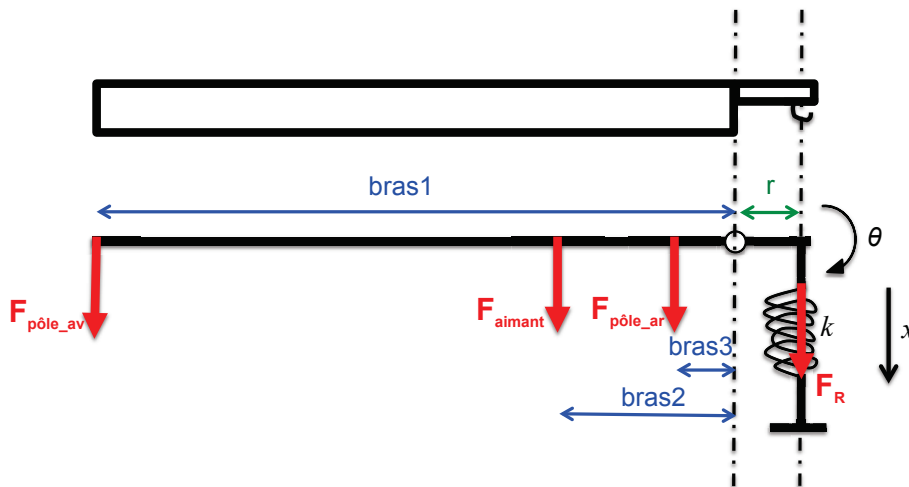


Figure V-25 : géométrie simplifiée de la partie mobile

Avec :

$F_{\text{pôle\_av}}$  = Force d'attraction au niveau du pôle avant comportant la bobine.

$F_{\text{aimant}}$  = Force d'attraction au niveau de l'aimant.

$F_{\text{pôle\_ar}}$  = Force d'attraction au niveau du pôle arrière.

$F_R$  = Force du ressort de rappel.

bras1, bras2, bras3 et r sont les distances entre chaque force et l'axe de rotation de la palette.

$\phi_{\text{pôle\_av}}$ ,  $\phi_{\text{pôle\_ar}}$ ,  $\phi_{\text{aimant}}$ ,  $S_{\text{pôle\_av}}$ ,  $S_{\text{pôle\_ar}}$ ,  $S_{\text{aimant}}$  sont respectivement les flux et les sections dans les tubes de flux représentant les entrefers au niveau du pôle avant, arrière et de l'aimant.

L'équation V-2 donne l'expression du couple magnétique exercé sur la palette :

$$\Gamma_{mag} = F_{p\acute{o}le\_av} \times bras1 + F_{aimant} \times bras2 + F_{p\acute{o}le\_ar} \times bras3$$

$$\Gamma_{mag} = \frac{1}{2} \frac{\phi_{e\_p\acute{o}le\_av}^2}{\mu_0 S_{e\_p\acute{o}le\_av}} \times bras1 + \frac{1}{2} \frac{\phi_{e\_aimant}^2}{\mu_0 S_{e\_aimant}} \times bras2 + \frac{1}{2} \frac{\phi_{e\_p\acute{o}le\_ar}^2}{\mu_0 S_{e\_p\acute{o}le\_ar}} \times bras3 \quad (V-2)$$

Le déclenchement a lieu quand le couple du ressort de rappel « l'emporte » sur le couple magnétique exercé sur la partie mobile « palette ». Cependant, ne connaissant pas la valeur du couple du ressort de rappel, notre démarche consiste en une exploitation des résultats de mesure. En effet, connaissant le courant de déclenchement mesuré sur le relais démonstrateur en alliage Supra50 pour chaque fréquence, on peut accéder au couple magnétique simulé exercé sur la palette. Ceci revient en fait à alimenter le relais par une source de courant en onde sinusoïdale d'amplitude égale au courant de déclenchement mesuré et de fréquence correspondante  $f$ . Le couple magnétique est ainsi calculé à l'aide du modèle théorique à chaque valeur de courant de déclenchement sur toute la plage de fréquence. On appellera alors ce couple « le couple magnétique de référence dans les conditions limites de déclenchement ». Il s'agit ensuite de chercher la valeur du courant qui nous permet d'avoir ce même couple pour chaque alliage candidat (Figure V-26). C'est ce qui a été conduit et détaillé dans la suite.

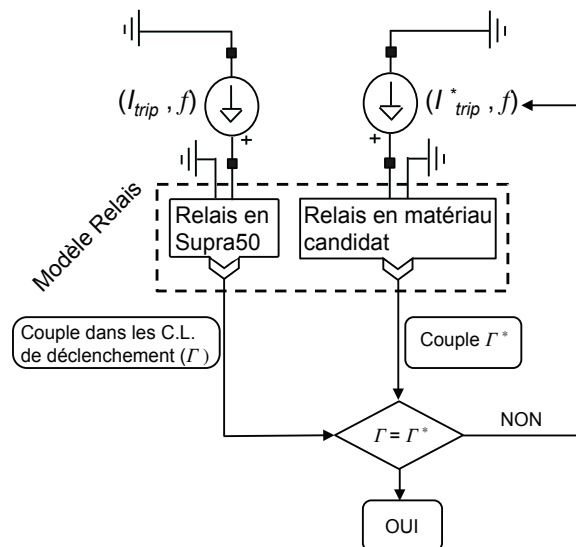


Figure V-26 : détermination du déclenchement d'un relais en matériau candidat

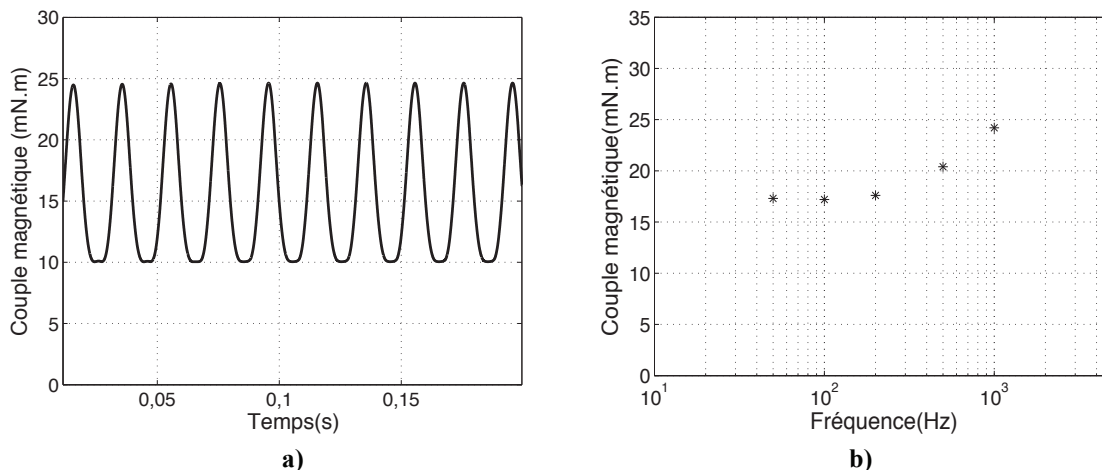


Figure V-27 : a) allure du couple magnétique de référence à 50 Hz en conditions limites de déclenchement à température ambiante. b) couple magnétique (en valeur moyenne) en fonction de la fréquence

La Figure V-27–a montre à titre indicatif l'allure du couple magnétique de référence exercé sur la palette à température ambiante et à 50 Hz. Les valeurs du couple en fonction de la fréquence sont moyennées et données dans la Figure V-27–b.

### V.3.2 Résultats de modélisation à température ambiante

De ce qui précède et de l'équation V-2, nous avons simulé le déclenchement du relais construit avec tous les alliages candidats en allant de 50 Hz à 1 kHz. Les Figure V-28 et Figure V-29 comparent à titre d'exemple le couple magnétique simulé respectivement à 50 Hz et à 500 Hz avec tous les alliages candidats à celui de déclenchement de référence (Supra50).

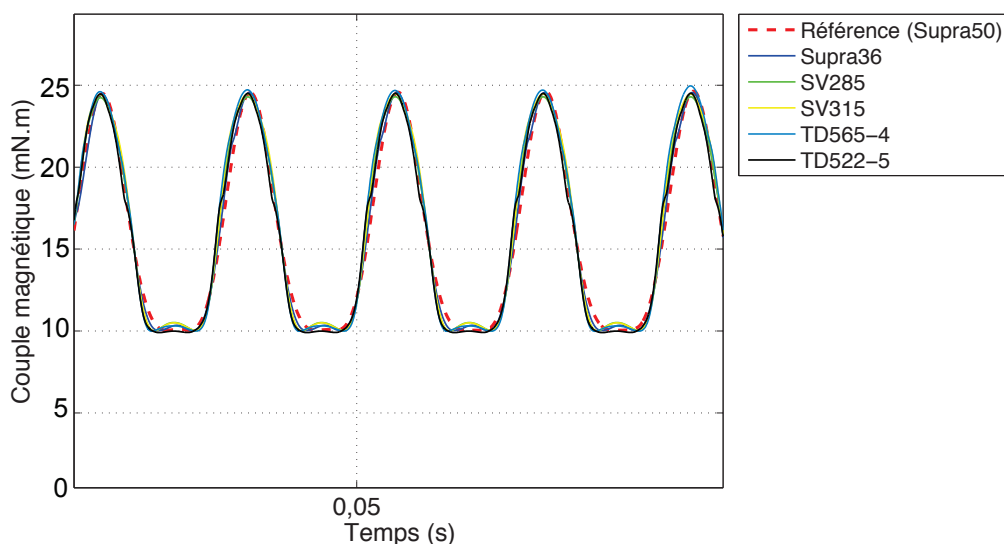


Figure V-28 : couple magnétique de déclenchement simulé en alliage candidat à 50 Hz

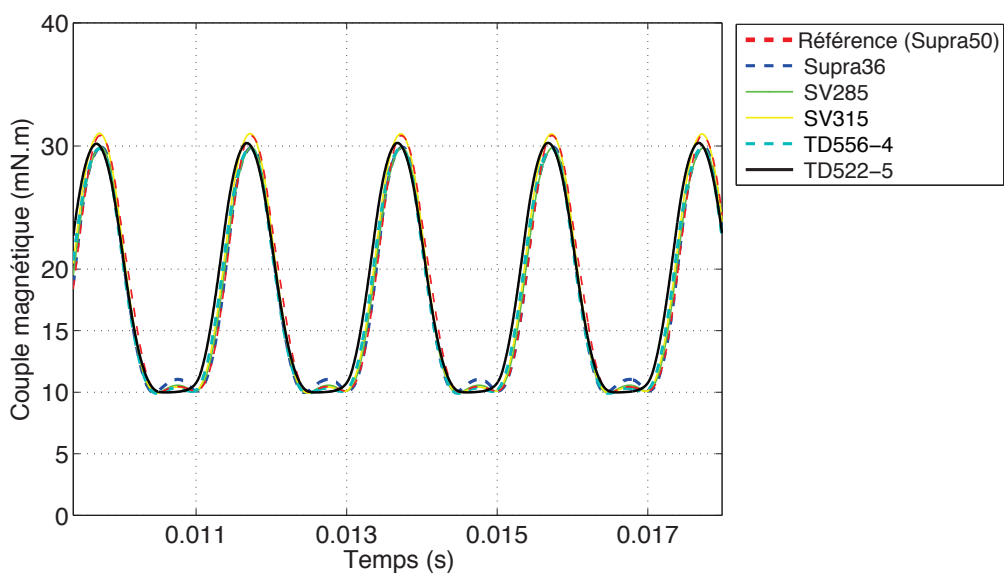


Figure V-29 : couple magnétique de déclenchement simulé en alliage candidat à 500 Hz



On peut remarquer le comportement fidèle du couple magnétique simulé dans le cas de tous les alliages candidats constitutifs des relais virtuels avec ledit couple magnétique de référence dans les conditions limites de déclenchement.

Les valeurs du courant imposé permettant d'avoir ces couples identiques sont représentatives du déclenchement des relais virtuels construits de chaque alliage candidat. C'est ainsi que nous déterminons le courant de déclenchement des relais faits des matériaux candidats. Les courants de déclenchement en fonction de la fréquence, matériau par matériau sont superposés sur la Figure V-30. Sur cette figure, l'axe des ordonnées représente l'amplitude du courant de déclenchement.

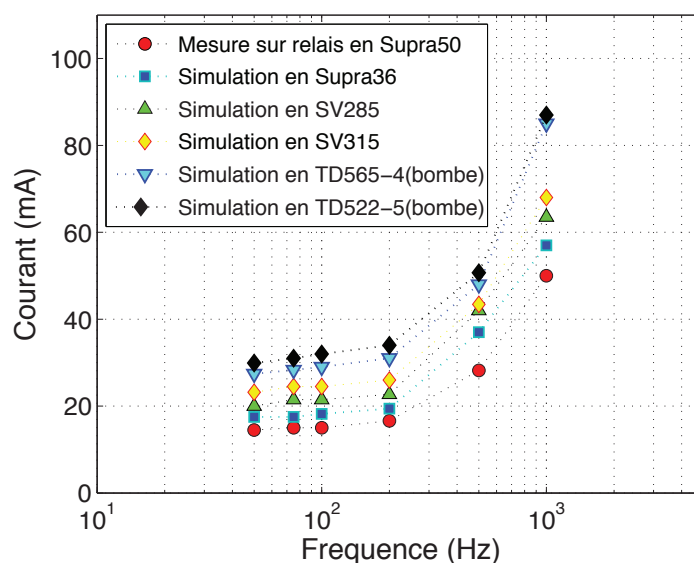


Figure V-30 : courant de déclenchement en fonction de la fréquence à température ambiante

Le modèle est ainsi capable de prédire et évaluer le déclenchement du relais construit avec un alliage donné. Cette évaluation est modifiée, selon le matériau, par une augmentation de courant par rapport à l'alliage de référence (Supra50) (cf. Figure V-30).

Nous avons constaté que le courant de déclenchement est lié à la perméabilité relative différentielle du matériau. Pour illustrer ce propos plus en détail, les courbes de perméabilité différentielle de tous les alliages étudiés sont superposées et tracées sur la Figure V-31.

Comme en témoigne les Figure V-30 et Figure V-31, plus la perméabilité différentielle du matériau autour du point de polarisation de l'aimant (0.72 T) est grande, plus sera faible le courant de déclenchement. Cette condition est vérifiée quelle que soit la fréquence (jusqu'à 1 kHz).

L'aperçu analytique simplifié du fonctionnement du relais établi au chapitre IV va dans ce sens. En effet, dans l'équation IV-10, le courant de déclenchement est inversement proportionnel à la perméabilité différentielle.

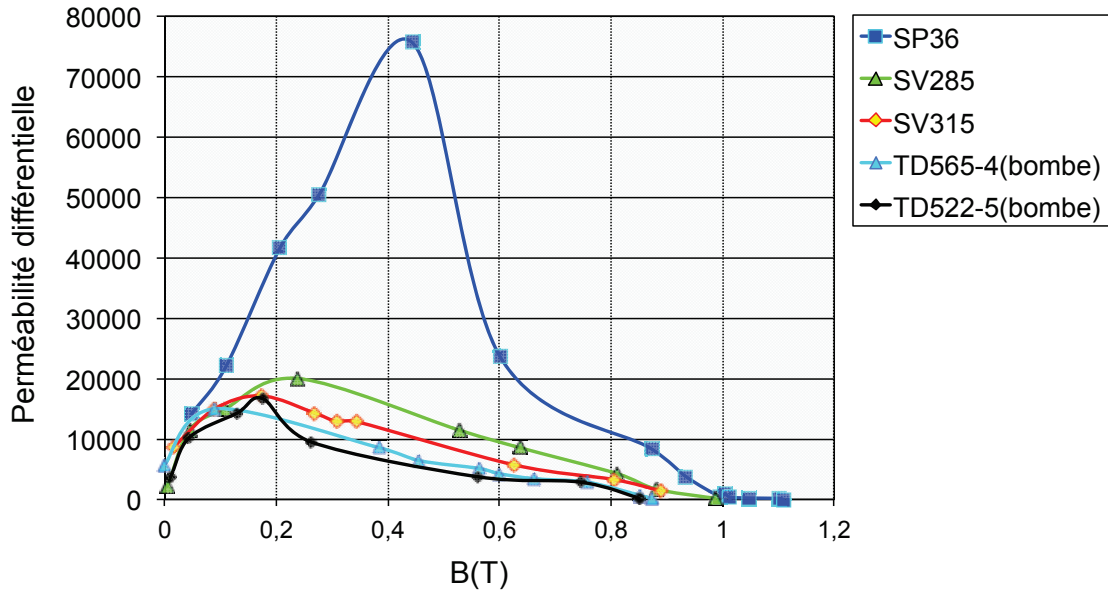


Figure V-31 : perméabilité relative différentielle des alliages étudiés

Nous allons maintenant nous intéresser aux effets de la température sur les performances du relais.

#### V.4 Prise en compte de l'effet de la température sur les propriétés des matériaux et les performances du relais

Le développement de ces nouveaux matériaux pour les relais haute sensibilité passe nécessairement par une connaissance approfondie de l'application jusque dans les conditions limites de fonctionnement. Ces besoins amènent à procéder à une caractérisation thermique du relais à 85°C et mesurer le courant de déclenchement dans ces conditions. Le même protocole expérimental décrit au chapitre IV a été reconduit en introduisant le relais dans un four régulé. L'acquisition des données (tension, courant) aux bornes du relais est centralisée sur un ordinateur.

La Figure V-32 montre le courant de déclenchement mesuré à 85°C. Les valeurs du courant mesurées à 85°C sont inférieures à celles relevées à l'ambiante. Ceci s'explique par le fait que la perméabilité du matériau (Supra50) augmente dans cette plage de température (i. e. plus la perméabilité magnétique est grande, plus le courant nécessaire pour déclencher le relais est faible) mais aussi par l'augmentation de sa résistivité électrique à 85°C.

La même démarche de modélisation qu'à température ambiante a été reconduite à la température limite de travail des relais (85°C). Connaissant le courant de déclenchement mesuré à 85°C pour chaque fréquence, on peut accéder au couple magnétique exercé sur la palette dans ces conditions limites de fonctionnement. Le couple magnétique est ainsi calculé à chaque valeur de courant de déclenchement mesuré à 85°C sur toute la plage de fréquence. De la même manière, on appellera ce couple « le couple magnétique dans les conditions limites de déclenchement à 85°C ».

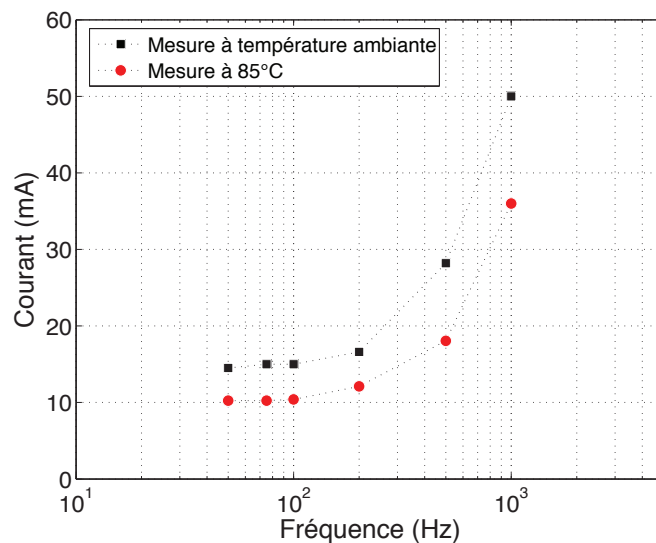


Figure V-32 : courant de déclenchement mesuré à 85°

La table V.5 ci-après répertorie les paramètres dynamiques utilisés dans la simulation à 85°C. La valeur de résistivité électrique utilisée a été mesurée sur un échantillon rondelle de Supra50 à 85°C.

TABLE V.5  
PARAMÈTRES DE SIMULATION EN SUPRA50 À 85°C

Paramètre	Paramètre	Résistivité électrique
$\gamma$	$\beta$	$\rho$ ( $\mu\Omega.cm$ )
0.008	0.001	50

Remarque : les caractéristiques de l'aimant sont supposées inchangées à 85°C. Rappelons que les valeurs que nous avons choisies ont été identifiées et se situent dans l'ordre de grandeur de celles rencontrées dans la littérature.

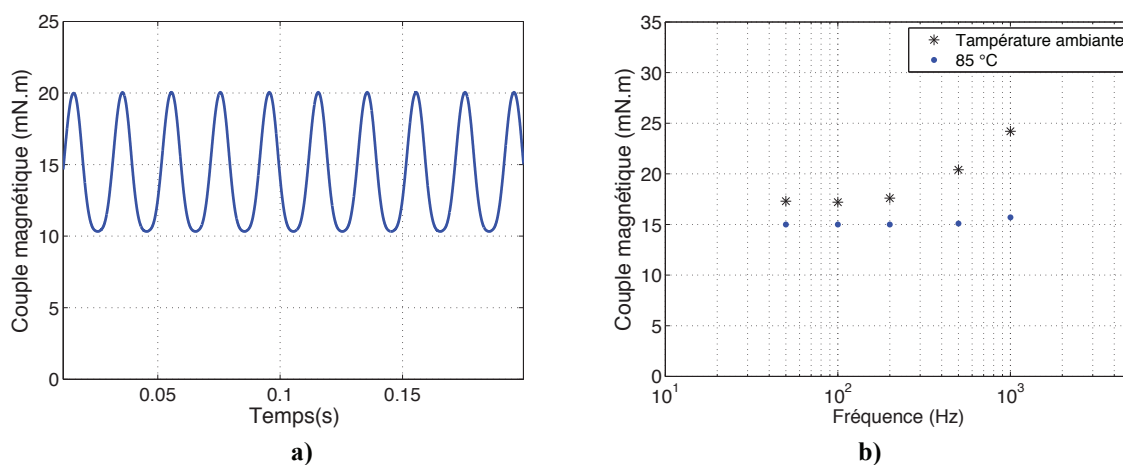


Figure V-33 : a) allure du couple magnétique à 50 Hz en conditions limites de déclenchement à 85°C.  
b) couple magnétique à 85°C en valeur moyenne en fonction de la fréquence

La Figure V-33-a représente l'allure du couple magnétique exécuté sur la palette à 85°C et à 50 Hz. Les valeurs du couple en fonction de la fréquence sont moyennées et représentées dans la Figure V-33-b.

Nous pouvons constater qu'à 85 °C, la variation du couple magnétique en fonction de la fréquence est plus stable (et un peu plus faible) par rapport à celle notée à température ambiante. Une très faible augmentation se manifeste à 1k Hz. Nous pensons que les changements d'allure de la courbe du couple moyen en fonction de la fréquence sont dus à la conjugaison des variations respectives de perméabilité différentielle et de la résistivité. Malheureusement, nous n'avons pas pu valider cette dernière hypothèse.

Toujours avec la même démarche de modélisation qu'à la température ambiante, nous avons simulé à 85°C le déclenchement du relais avec tous les alliages candidats en allant de 50 Hz à 1kHz.

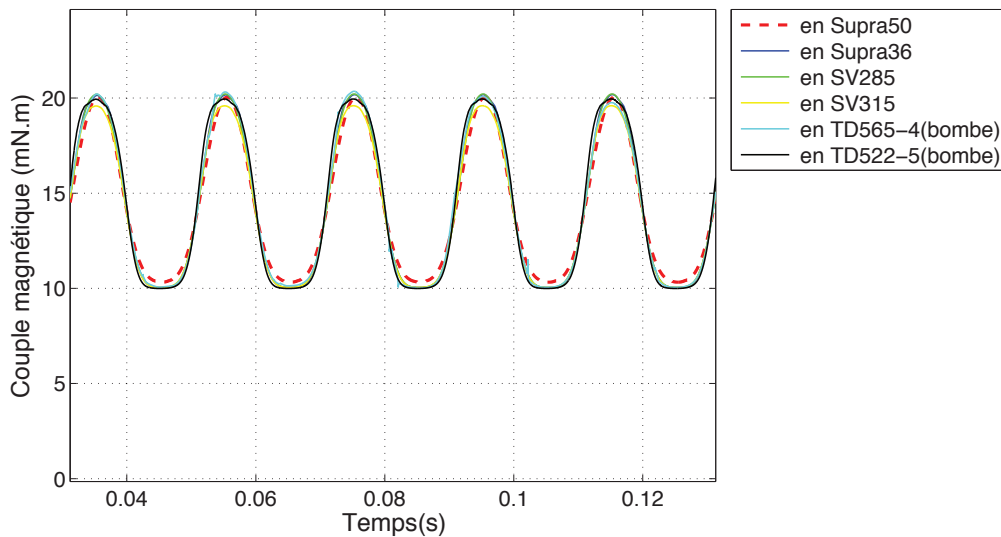


Figure V-34 : couple magnétique de déclenchement à 50 Hz simulé en alliage candidat à 85°C

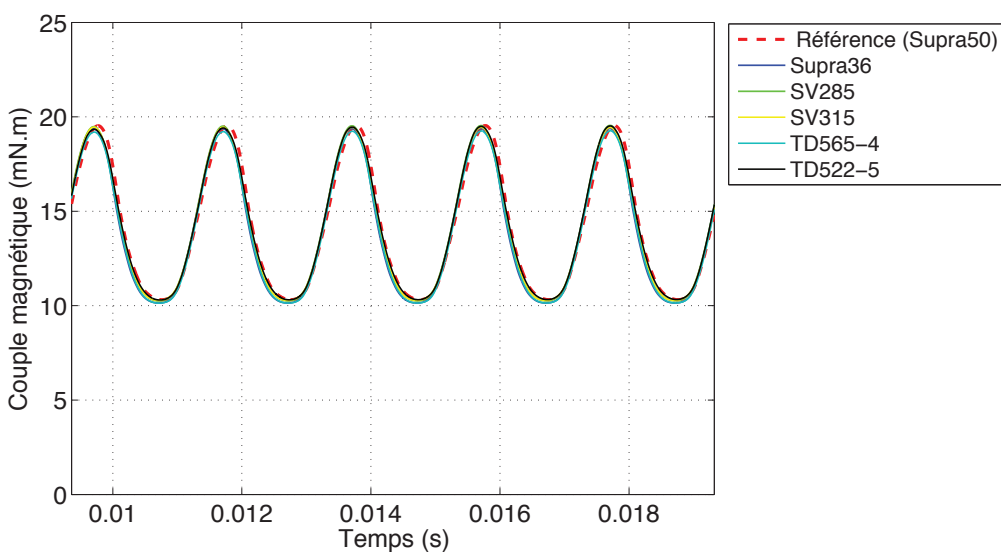


Figure V-35 : couple magnétique de déclenchement à 500 Hz simulé en alliage candidat à 85°C

Les couples magnétiques simulés pour tous les alliages candidats à 50 Hz et à 500 Hz sont comparés à celui de déclenchement de référence (Supra50) à 85°C dans les Figure V-34 et Figure V-35. Nous pouvons noter que le couple simulé dans le cas de tous les alliages candidats suit bien celui de référence à 85°C.

Les valeurs du courant de déclenchement permettant d'avoir des couples identiques à celui de référence (Supra50) à 85°C sont représentées sur la Figure V-36. Elles sont calculées pour toute la plage de fréquence et pour tous les matériaux.

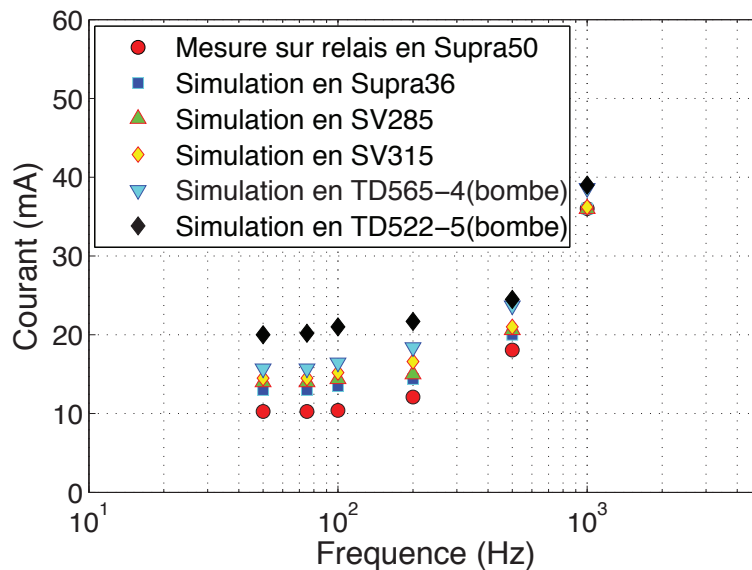


Figure V-36 : courant de déclenchement en fonction de la fréquence à 85°C

L'examen de cette dernière figure montre que les alliages: Supra 36, SV285 et SV315 présentent pratiquement le même comportement fréquentiel (avec un offset) et la même sensibilité à la température que le Supra50.

Le rapport de variation du courant de déclenchement entre la température ambiante et 85 °C pour ces matériaux est de sensiblement le même que celui du Supra50, il est de l'ordre de 1.44 à 1.48. Les deux autres alliages (TD565-4 et TD522-5) s'écartent beaucoup plus de ce comportement. Ce rapport atteint 1.80 pour le TD522-5.

On constate également une diminution du courant de déclenchement quel que soit le matériau à 85°C par rapport à la température ambiante, autrement dit, le relais est plus sensible aux défauts différentiels. Ce constat laisse présager qu'à -25 °C, le relais sera moins sensible et pourrait ainsi ne pas déclencher en cas de défauts (point critique !).

Au regard des résultats obtenus, les nouveaux matériaux économiques investigués dans cette étude pourraient être préférables au Supra50%Ni dans les relais de disjoncteurs différentiels grâce à l'attrait économique qu'ils exercent (voir juste après).

### Evaluation du bilan économique

Nous présentons dans cette partie une étude rapide permettant un chiffrage de l'apport économique des nouveaux alliages par rapport à la solution de référence en Supra50. En supposant un circuit magnétique de mêmes dimensions que celui en Supra50, quel est le gain en masse de Ni dans le circuit magnétique du relais.

La table V.5 regroupe les données du Supra50 et d'un alliage candidat, le Supra 36, choisi ici à titre indicatif. Ces données sont nécessaires pour évaluer la valeur ajoutée d'un point de vue économique de ces nouveaux alliages à faible teneur en nickel.

TABLE V.6  
COMPARAISON ENTRE SUPRA50 ET SUPRA36

	Alliage de référence Supra50	Alliage candidat Supra36
Composition	Fe-50 %Ni	Fe-36 %Ni
Masse volumique (g/cm <sup>3</sup> )	8.2	8.1
Volume estimé du circuit magnétique du relais (mm <sup>3</sup> )	222.16	222.16
Masse du circuit magnétique du relais (g)	1.82	1.79
Masse de Ni (par relais) (g)	0.91	0.644
Prix du Ni (par relais)* (en centimes de \$)	0.91 à 4.91	0.644 à 3.48

\* le prix du Ni par relais est calculé selon les prix du Ni allant de 10 à 54 k\$ par tonne.

Le gain en masse de Ni est estimé à 0.266 g/relais. En s'appuyant sur les données suivantes :

- un nombre environ de 10 millions de relais vendus dans le commerce par an,
- un prix du Ni fluctuant entre 10 à 54 k\$ par tonne (cf. Figure V-36) sur les cinq dernières années,

le gain de coût annuel est estimé entre 26 à 143 k\$ selon les prix minimum et maximum du Ni donnés plus haut.

## V.5 Conclusion

Dans ce chapitre, les études sont réalisées principalement par des simulations numériques basées sur un relais de référence. Ces études permettent de mettre en évidence les relations entre les propriétés des matériaux candidats et les performances des relais virtuels.

Nous avons montré la pertinence du modèle proposé et sa capacité à prédire la valeur du courant de déclenchement du relais. Ce modèle permet de tester virtuellement le fonctionnement du dispositif jusque dans ses conditions limites de fonctionnement.

Au regard des nombreuses expériences et modélisations effectuées, il apparaît que la sensibilité du relais est couplée à la perméabilité différentielle de l'alliage utilisé.

L'influence de la température a été abordée. La structure du protocole expérimental de mesure du déclenchement a été adaptée pour caractériser le relais sous contrainte thermique. Cette étude montre qu'à plus haute température, le courant de déclenchement du relais diminue par rapport à celui mesuré à température ambiante.

Pour finir, nous avons précisé que le choix de nouveaux alliages FeNi(Cr,Cu) économiques aptes pour la fabrication du circuit magnétiques des relais haute sensibilité est possible !

Ce choix prend en compte leur aptitude à satisfaire de bonnes propriétés magnétiques (saturation, perméabilité, etc), une résistivité électrique élevée, mais aussi une bonne dureté et une bonne résistance à la corrosion.

Certains matériaux semblent donc intéressants pour remplacer le Supra50, mais d'autres paramètres liés aux performances et à la conception des relais doivent être pris en compte pour conclure.

## Conclusion générale

---

Ce travail de thèse a porté sur les alliages magnétiques cristallins type FeNi, leur caractérisation expérimentale en température et leur modélisation, appliquées pour le prototypage virtuel. C'est un sujet multidisciplinaire, couvrant les domaines des matériaux du Génie électrique, de leur caractérisation, de l'identification de paramètres et de la modélisation, au sein d'une problématique industrielle ciblée.

Les travaux visant à s'intéresser aux effets de la température sur les propriétés magnétiques des matériaux ont été initiés au laboratoire AMPERE par A.T. Bui dans le cadre de sa thèse soutenue en 2011. Trois matériaux ont été choisis et mesurés en régime quasi-statique et dynamique: un FeNi, un ferrite doux MnZn et un nanocristallin. Un modèle « dynamique » adapté à ces différents matériaux, et permettant de simuler rapidement l'influence de la température sur le fonctionnement de systèmes très simples (inductance) a été proposé. Il s'appuie sur l'association des modèles de Jiles–Atherton et le modèle global DSF. A ce stade, les compositions et les caractéristiques physiques de ces matériaux étant différentes, il aurait été intéressant de cibler une famille de matériaux afin de mieux analyser l'influence de la température sur les propriétés. Plusieurs perspectives ont clôturé le mémoire de thèse de Bui, il s'agit de:

- étudier une nouvelle approche plus « physique » que mathématique d'identification des paramètres du modèle de Jiles–Atherton pour trouver des évolutions plus monotones avec la température,
- comparer les performances du modèle dynamique proposé avec les performances d'autres modèles.
- développer le modèle « magnéto-thermique » testé jusqu'alors sur un composant très simple, pour étudier d'autres dispositifs électromagnétiques de structures plus complexes.

Notre travail présenté dans ce manuscrit, peut se situer ainsi comme une suite logique des premières études de A.T. Bui.

Nous avons décrit, dans le 1<sup>er</sup> chapitre de manière générale les matériaux doux cristallins, leurs différentes caractéristiques intrinsèques ainsi que leurs propriétés magnétiques. Nous nous sommes intéressés ensuite plus particulièrement à la famille des FeNi, nous avons passé en revue leurs caractéristiques fondamentales ainsi que leurs principaux domaines d'application.

Dans l'étape suivante, nous nous sommes consacrés à l'étude expérimentale du comportement magnétique et électrique de divers alliages FeNi avec la température. Les nombreuses caractérisations magnétiques menées de l'ambiante (voire de -196 °C) jusqu'à la température de



Curie ont montré la sensibilité de ces alliages à des degrés divers à la température. Outre l'importance de ces mesures pour la connaissance des phénomènes et la modélisation précise de ces matériaux, elles viennent entre autres compléter la base de données «Magathèque\*» du laboratoire. Cette base centralise toutes les données et informations relatives aux mesures effectuées, références des matériaux, courbes, paramètres, etc.

Nous avons étudié au chapitre III, le modèle statique de Jiles-Atherton et discuté dans le détail la problématique liée à l'identification de ses paramètres. Trois méthodes d'identification des paramètres de J-A avec la température ont été mises en œuvre et comparées entre elles. Deux sont issues de la littérature et la troisième a été développée au cours de cette thèse. Cette dernière permet d'obtenir une évolution monotone des paramètres avec la température sans « trop » nuire à la précision du modèle.

Nous avons ensuite étudié les phénomènes magnétiques en régime dynamique. Une analyse du modèle dynamique global (DSF) pour représenter les phénomènes à des fréquences modérées (sans l'effet de peau) a permis d'étudier la variation de son paramètre avec la température. Cette analyse s'est basée, d'une part, sur des comparaisons simulations/mesures et d'autre part, sur les travaux de Bertotti.

Pour des fréquences plus élevées, nous avons simulé le comportement de ces alliages FeNi pour différentes températures par le modèle dynamique local (DWM) qui, lui, rend compte de la diffusion du champ magnétique dans le matériau. Les résultats ont montré que les cycles simulés par ce modèle jusqu'à 2 kHz sont remarquablement en très bon accord avec les relevés expérimentaux. Nous avons constaté également que le paramètre  $\beta$  du modèle DWM ne dépendait pas de la température ou tout du moins que sa variation serait négligeable.

Les modèles étudiés, implantés dans des «tubes de flux», ont été testés dans la dernière partie de ce travail sur un démonstrateur réel, le relais électromagnétique haute sensibilité. Nous avons présenté le modèle développé du relais en Supra50 soumis à des sollicitations dynamiques. La comparaison des résultats de simulation aux comportements mesurés sur ce démonstrateur a témoigné de la validité du modèle sur une large gamme de fréquence, que ce soit en « petits » signaux (1 mA d'amplitude) ou au déclenchement.

Enfin, après avoir pu éprouver la robustesse de notre modèle dans le chapitre IV, de nouveaux alliages FeNi(Cr,Cu) à faible teneur en nickel, donc économiques, issus du Centre de Recherche d'Aperam, ont été testés virtuellement sur ce démonstrateur. Les simulations ont montré que trois alliages (le Supra36, le TD522-5 et le TD565-4) se révèlent comme de sérieux candidats pour remplacer le Supra50 dans ces relais. Le gain de coût annuel est estimé entre 26 à 143 k\$ selon les prix minimum et maximum du Ni sur ces cinq dernières années. Cependant, d'autres paramètres liés aux performances et à la conception des relais doivent être pris en compte pour conclure.

En perspectives, il serait intéressant d'explorer ces voies :

- La voie des modèles « micro-macro » prenant en compte les phénomènes microscopiques internes aux matériaux (phénomènes anisotropes magnétocristallins, phénomènes magnétostrictifs...). Ceci permettrait de relier les caractéristiques physiques et métallurgiques des FeNi à leur comportement magnétique. Beaucoup de travail reste à faire dans cette perspective pour y inclure notamment les effets thermiques.
- En prenant toujours l'hypothèse d'homogénéité du champ dans le matériau étudié, il serait intéressant de remplacer le modèle global par le modèle de Bertotti. En effet sur les trois termes contribuant au champ total,  $H_{\text{stat}}$ ,  $H_{\text{edd}}$  et  $H_{\text{exc}}$ , deux sont connus ( $H_{\text{stat}}$ ,  $H_{\text{edd}}$ ) et déterminés avec une bonne précision. La contribution du troisième terme peut alors être étudiée plus précisément. De plus, l'étude de ce dernier terme dans la bibliographie ne fait intervenir, bien souvent, que la fréquence ou/et l'amplitude de l'induction. Le rajout d'une nouvelle variable (la température), permettrait de mieux identifier et mieux comprendre les « mystérieuses » pertes par excès.
- Et pour terminer, l'outil développé dans la dernière partie de ces travaux (modèle du relais électromagnétique) ouvre un champ d'étude intéressant et prometteur aussi bien vers l'analyse et le design du dispositif. En effet, le modèle peut maintenant être utilisé pour **la juste détermination de la géométrie et de l'alliage pour le meilleur compromis technico-économique.**  
Plus généralement, le même principe de modélisation adopté ici pourrait s'étendre à un grand nombre d'actionneurs électromagnétiques dans une démarche de conception assistée par ordinateur (CAO) là où les conditions de température sont très sévères (aéronautique, forte intégration, etc.) ou avec des performances élevées.

## Annexes

---

---

## Annexe I

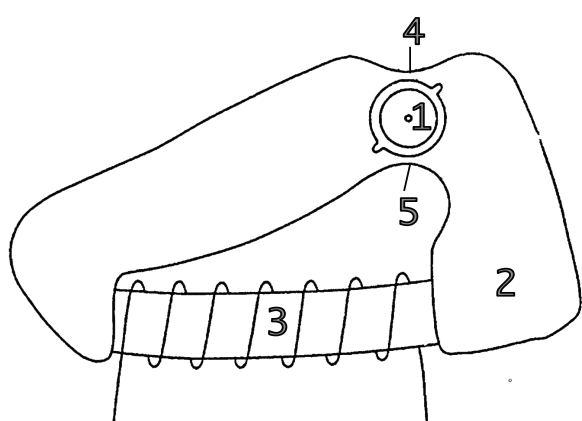
### A) Quelques applications industrielles des FeNi – Complément

#### **Horlogerie**

Les alliages FeNi sont présents dans le monde prestigieux et innovant de l'horlogerie [APERAM]. Ils constituent des éléments clés dans les mécanismes de montres.

Le mouvement des aiguilles de montres classiques analogiques est assuré par un moteur électrique miniature connu sous le nom de moteur pas à pas de type LAVET. Ce moteur (cf. Figure A-I-1-a) comporte un rotor bipolaire (1) constitué d'un aimant permanent, un stator (2) découpé dans une bande d'alliage magnétique doux et un noyau bobiné (3) en alliage magnétique doux éventuellement différent de celui dont est constitué le stator. Le stator comprend des isthmes (4) et (5) les plus fins possible.

Le noyau et le stator sont tous deux produits à base d'alliages de nickel présentant une excellente découpabilité. Le stator est réalisé en alliage à 80 % de nickel ou encore du type alliage Fe–50Ni–10Cr. Le faible champ coercitif de l'alliage implique une faible consommation d'énergie et donc une plus grande durée de vie des piles. Les noyaux sont réalisés à partir des alliages à 50 % de nickel. L'induction à saturation élevée de ces matériaux permet de réduire le volume des pièces. Dans le brevet FR2836155 (WAE 2002), de nouveaux matériaux magnétiques doux FeNi aptes à la fabrication de stators de moteurs électriques d'horlogerie moins chers que les alliages connus (Fe–80Ni, Fe–50Ni–10Cr), ont été inventés. L'alliage magnétique proposé comprend moins de 34%Ni (élément nécessaire à obtenir de bonnes caractéristiques magnétiques mais cependant coûteux). Outre les propriétés magnétiques nécessaires ( $H_c$  entre  $-20^{\circ}\text{C}$  et  $70^{\circ}\text{C}$  inférieur à 100 mOe) et une induction à saturation supérieure à 0.4T à  $40^{\circ}\text{C}$ , l'alliage proposé selon l'invention a une très bonne résistance à la corrosion.



a)



b)

Figure A-I-1 : a) moteur électrique de montre du type LAVET, b) pièces de montres et de contact, ressorts [APERAM]

---

## **Domaine de l'automobile**

**Capteurs et pièces « techniques » automobiles :** dans le domaine de l'automobile, les constructeurs intègrent une part croissante de capteurs et d'actionneurs. Dans le domaine particulier de la direction assistée électrique, l'alliage Fe-50%Ni est utilisé dans un capteur de couple, il permet d'avoir une mesure précise du positionnement des roues. Dans le domaine de la ligne d'échappement, on retrouve également différents capteurs pour caractériser les émissions gazeuses répondant aux besoins des nouvelles normes anti-pollution et pour optimiser le rendement moteur.

Par ailleurs, des alliages réfractaires qui tiennent à la fois mécaniquement, à l'oxydation, et également aux hautes températures sont utilisés pour les joints de culasses (cf. Figure A-I-2).

Toutefois, les alliages FeNi rentrent aussi dans la fabrication d'équipements type capteurs de température ou d'oxygène, etc.



Figure A-I-2 : alliages réfractaires pour joints [APERAM]

**Alliages magnétiques pour pièces d'injecteurs :** l'injection automobile est en particulier faite par des piézoélectriques qui font un couplage électrique-mécanique. Si on ne contrôle pas précisément la position où ils sont dans le compartiment moteur dont la température varie entre -40 et 150°C, le piézo (l'actionneur) va bouger et l'injection sera défectueuse. Des bases en Fe-36%Ni (Invar) sont associées à ces injecteurs piézo-céramiques pour faire en sorte que l'injecteur ne bouge pas, quelle que soit la température du compartiment moteur. Un type d'Invar a été développé typiquement pour cette application en centrant les valeurs de non-dilatation de l'alliage sur les températures du compartiment moteur.

**Courroie de transmission variable :** pour camions ou automobiles qui ne disposent pas de boîte de vitesse à pignons mais d'une boîte de vitesse "continûment variable". Les pignons sont remplacés par des cônes et une bande vient transmettre les couples en passant d'un cône à un autre. Il suffit de faire naviguer la bande sur les cônes pour changer les rapports de façon continue ; c'est simplement le rayon du cône qui permet de transmettre les couples avec des rapports différents. Cette industrie se développe de plus en plus aujourd'hui. Les alliages utilisés à cet

---

effet sont des alliages Maraging (aciers spéciaux FeNiMbCo), ils tiennent des limites élastiques jusqu'à 2000 MPa avec des tenues à la « fatigue » très importantes. Cette technologie est très pointue et le niveau d'exigence est très élevé.

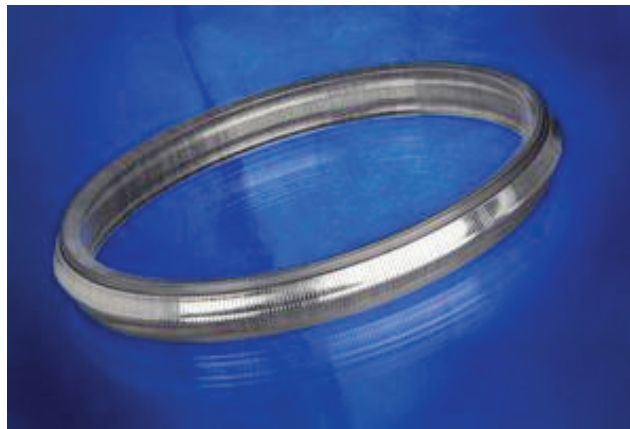


Figure A-I-3 : alliages « maraging » pour transmission à variation continue [APERAM]

### **Quelques applications de l'Invar**

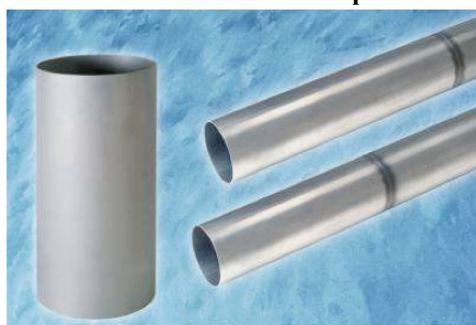
L'Invar<sup>®</sup> est aujourd'hui un alliage clé dans de nombreuses applications: cuves de méthaniers, pipes pour transfert de fluides cryogéniques, moules aéronautiques (moules des coques composites des avions (Boeing et Airbus) et spatiaux, boîtiers de composants électroniques, armatures de télescope spatial, dissipateurs thermiques, pièces de machines-outils, etc.



Intérieur d'une cuve de méthanier



Invar pour armatures de télescope



Invar M93 pour tubes de transfert de fluides cryogéniques

Figure A-I-4 : quelques applications plus particulières de l'Invar



---

On trouve aussi les alliages base Ni (des centaines de variétés) pour industrie chimiques et pétrochimique et superalliages combinant hautes caractéristiques mécaniques à l'ambiante et à chaud, excellente tenue à la corrosion notamment pour l'exploration et la production du gaz et de pétrole [APERAM], [SPMETAL], [TK-VDM], [VAC], [CARPENTER], [SUMITOMO].

## B) Quelques applications potentielles des FeNi – Complément

### Dispositifs de mesure de température et de marquage de dépassement de température, sans contact

Les méthodes interrogatives pour la mesure de température sans contact peuvent être utilisées en se basant sur l'analyse du spectre harmonique du signal en sortie. La chaîne de mesure (Figure ) se scinde en deux parties indépendantes: étiquette magnétique en FeNi (partie passive) et système d'interrogation à distance (partie active). Le rôle de l'étiquette est à la fois de capter la température et de présenter une signature harmonique. Le système d'interrogation à distance quant à lui se compose de bobines d'excitation et de mesure, il sert à exciter et à détecter à distance la signature harmonique de l'étiquette magnétique.

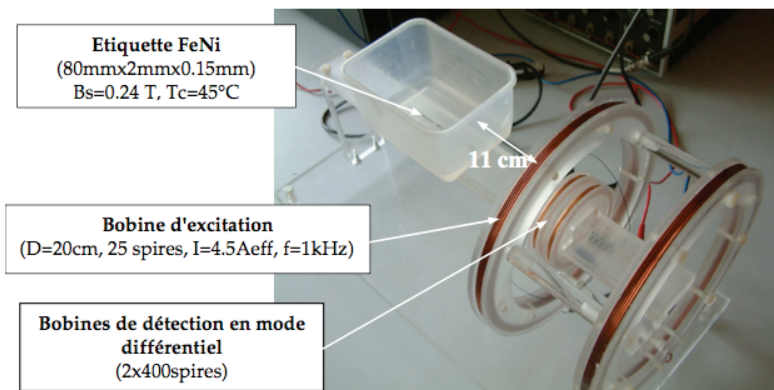


Figure A-I-5 : mise en scène des mesures de dépassement de Tseuil [MAV 2007].

Le seuil de température  $T_{seuil}$  étant le point de Curie du FeNi, la détection du dépassement de ce seuil de température se joue sur la variation réversible des propriétés de l'étiquette magnétique avec la température. En effet, si  $T (^\circ\text{C}) \geq T_c$  du FeNi, l'induction  $B_s$  disparaît, et si  $T (^\circ\text{C}) < T_c$  du FeNi, elle réapparaît. Tant que  $T_{seuil}$  n'est pas dépassée, la signature harmonique est présente et mesurable et une fois le seuil franchi ( $T (^\circ\text{C}) \geq T_{seuil}$ ) les harmoniques disparaissent aussitôt. Dès que la température baisse, ces harmoniques réapparaissent.

La mesure de dépassement de  $T_{seuil}$  a été réalisée à une distance de 11 cm entre l'étiquette et le système d'interrogation, c'est le maximum qui avait pu être fait avec le montage mis au point (limitation en courant). Pour de plus amples informations, nous invitons le lecteur à se tourner vers [MAV 2007].

---

## Nanoparticules de fer de taille contrôlée pour l'hyperthermie

L'hyperthermie consiste en un traitement de tumeurs par échauffement. Pour des températures comprises entre 41 et 46°C, on parle d'hyperthermie où les cellules visées sont fragilisées et rendues plus sensibles aux traitements classiques de chimio- et/ou radio-thérapie. Par contre, on emploie le terme de thermoablation pour des températures supérieures à 50°C. Les cellules sont alors détruites par nécrose, coagulation ou carbonisation. Cependant, avec les températures utilisées, rien ne permet d'éviter que les cellules saines ne soient pas endommagées. Le contrôle et l'autorégulation de cet échauffement *in vivo*, est donc primordial.

Pour une utilisation thérapeutique, les nanoparticules doivent tout d'abord être accumulées dans la zone tumorale, par injection localisée ou par intraveineuse avec vectorisation, puis excitées par un champ magnétique alternatif. Dans [DUG 2004], des particules « intelligentes » dont la température de Curie ( $T_c$ ) est basse et proche des températures d'utilisation recherchées ont été étudiées. Au-delà de  $T_c$ , le matériau devient amagnétique et par conséquent ne produirait plus d'échauffement. Ces matériaux sont essentiellement des pérovskites de manganèse [POL 2007], [SHL 2007]. Les températures de Curie étant comprises entre 40 et 80°C, elles permettent ainsi une régulation de l'échauffement des particules sous champ magnétique. Cependant les puissances spécifiques absorbées (DAS ou SAR en Anglais) par les nanoparticules puis dissipées dans leur environnement restent faibles. Elles requièrent encore une phase d'optimisation pour permettre des échauffements *in vivo* suffisants tout en limitant la concentration des nanoparticules introduites.

Le chemin reste encore long avant d'envisager une utilisation *in vivo* de ces particules. La réalisation d'une couche protectrice efficace contre l'oxydation est un défi complexe à relever, le fer étant extrêmement sensible à toute trace d'eau ou d'oxygène. Une vectorisation efficace devra également être élaborée pour permettre aux particules d'atteindre leur cible, i.e. les cellules cancéreuses.

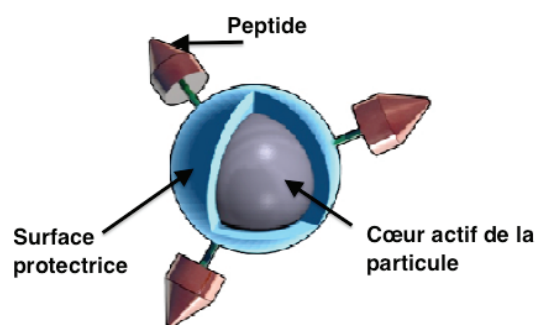


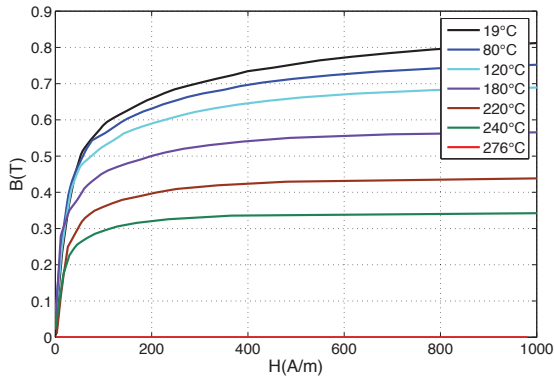
Figure A-I-6 : vue schématique d'une nanoparticule « intelligente », fixée à la cellule cancéreuse via des peptides en surface



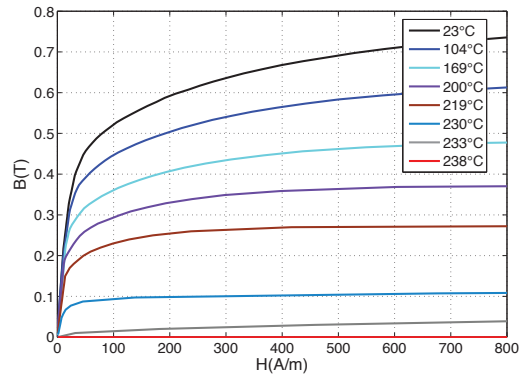
## Annexe II

### Evolution des propriétés magnétiques avec la température

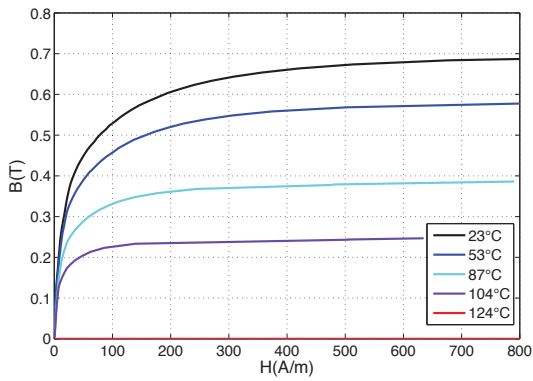
#### Courbes de première aimantation



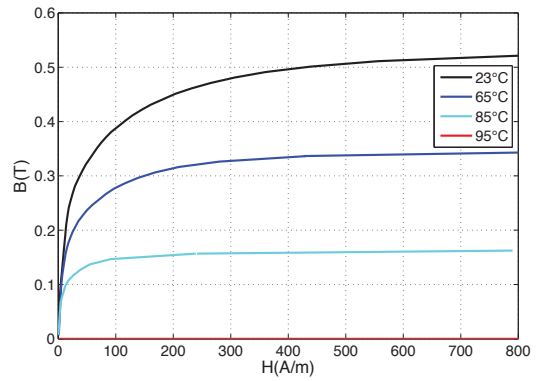
a) Phytherm260



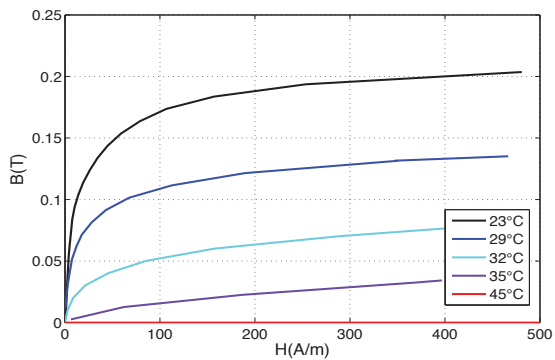
b) Phytherm230



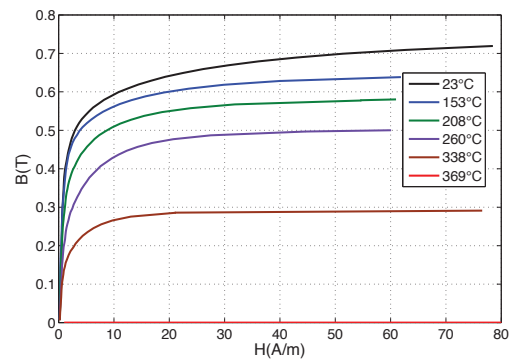
c) QE257



d) TC757



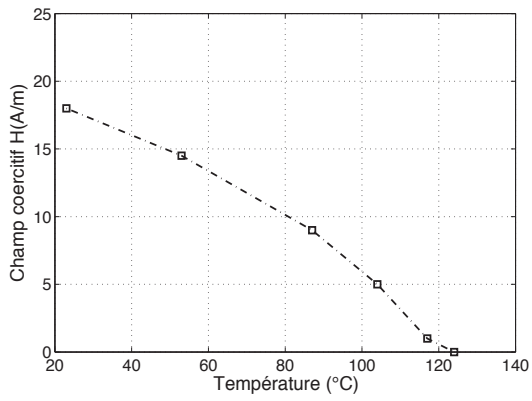
e) TC760



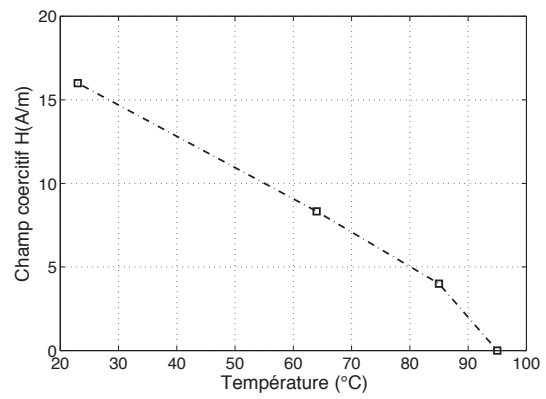
f) Permimphy (Fe-80%Ni)

Figure A-II-1 : courbes de première aimantation mesurées sur divers FeNi à différentes températures

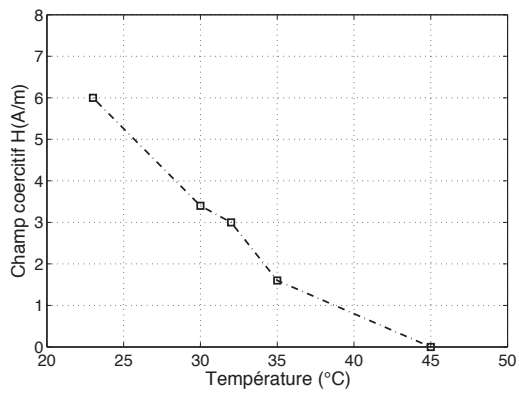
## Champ coercitif



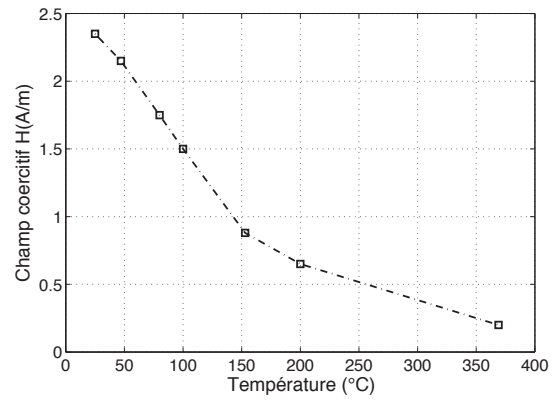
c) QE257



d) TC757



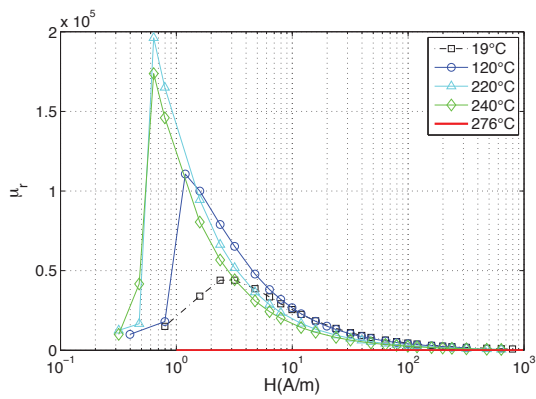
e) TC760



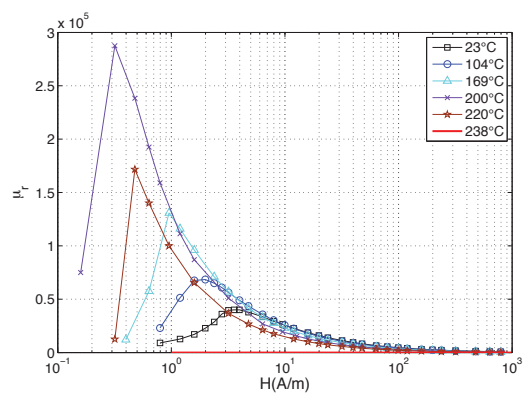
f) Permimphy (Fe-80 %Ni)

Figure A-II- 2: champ coercitif mesuré sur divers FeNi à différentes températures

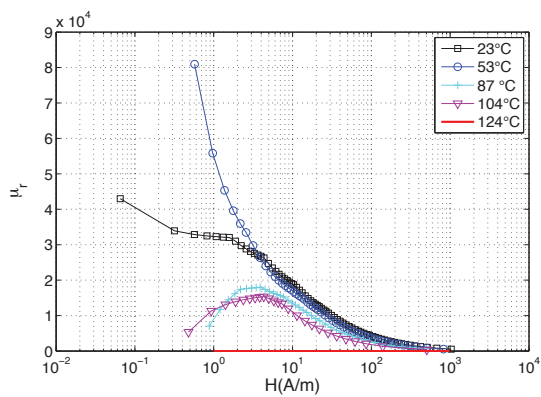
## Perméabilité magnétique relative



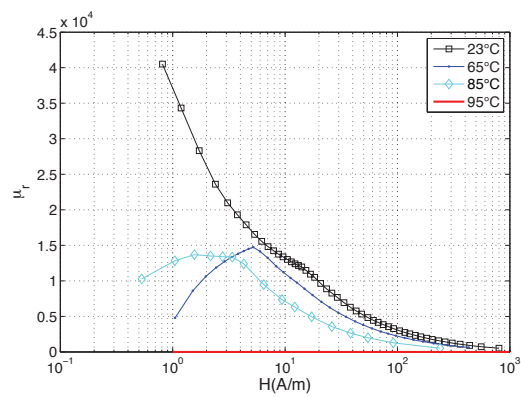
a) Phytherm260



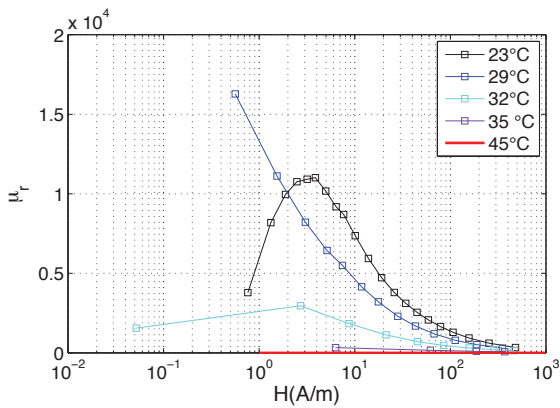
b) Phytherm230



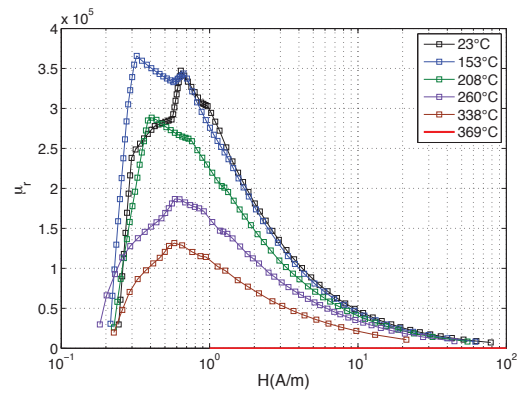
c) QE257



d) TC757



e) TC760



f) Permimphy (Fe-80 %Ni)

Figure A-II-3 : courbes de perméabilité magnétique relative pour différentes températures

## Annexe III

### A) Théorie de Weiss modifiée : approche quantique

Dans l'approche quantique qui développe la théorie de Weiss, l'équation III-21 s'exprime en fonction du nombre quantique  $j$  qui prend des valeurs de type  $\pm n/2$  où  $n$  est un entier naturel. Pour les matériaux ferromagnétiques tels que Fe, Ni, Co, on trouve un comportement  $M_s(T)$  proche du modèle de Weiss modifié lorsque  $j=1/2$  ou  $j=1$  (cf. Figure A-III-1), avec les données suivantes :

TABLE A.III.1\*

CHAMP MOLÉCULAIRE ET COEFFICIENT DE CHAMP MOLÉCULAIRE DU FE, CO ET DU NI

Elément	$T_c$ (°K)	$\alpha$		$\alpha M(0^\circ K) \times 10^{-6}$ (en Oe)	
		$j=1/2$	$j=1$	$j=1/2$	$j=1$
Fe	1043	8950	6700	15.5	11.6
Co	1393	14400	10800	20.7	15.5
Ni	631	18500	13800	9.4	3.6

\* [BOZ 1951], p. 431 (voir la référence dans le chapitre III).

Les valeurs indiquées ici sont exprimées dans le système CGS (voir plus loin).

On voit (cf. Table A.III.1) que le champ moléculaire ( $\approx$  énergie d'échange du ferromagnétisme  $\mu_A \alpha M_s$ ) va de part en amplitude avec le point de Curie  $T_c$ .

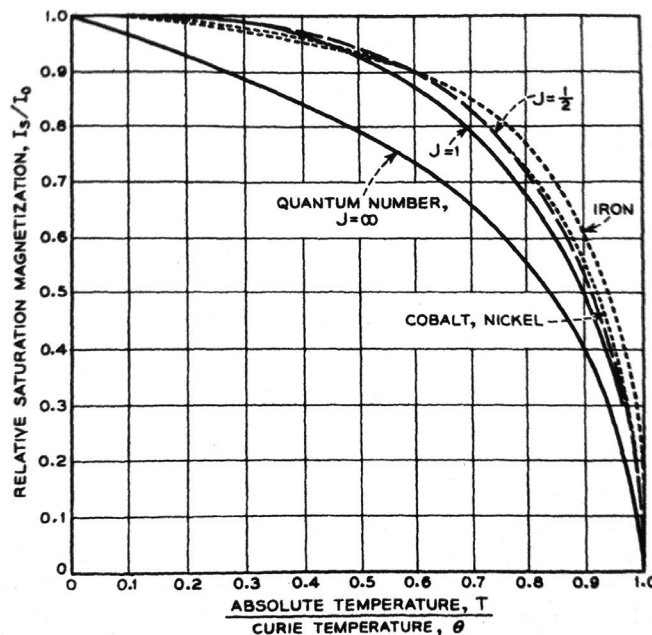


Figure A-III-1 : aimantation à saturation relative du Fe, Ni et du cobalt en fonction de  $T/T_c$

En effet, d'après la théorie quantique, la température de Curie est reliée au champ moléculaire et au nombre quantique  $j$  par l'équation suivante [BOZ 1951]:

$$T_c = \frac{(j+1)g\mu_B\alpha M_s(0^\circ K)}{3K_B} \quad (\text{A-III-1})$$

Où :

$$\mu_B = 9.27 \times 10^{-21} \text{ erg/ Gauss} = 9.27 \times 10^{-27} \text{ J/ Gauss.}$$

$g$  est appelé facteur de Landé et est supposé égal à 2 pour les éléments purs Fe, Ni, Co. En effet, le tableau suivant répertorie les valeurs de ce paramètre pour différents éléments purs de la nature et quelques uns de leurs alliages. L'examen de ce tableau montre bien que  $g$  est en bonne approximation proche de 2.

TABLE A.III.2  
VALEURS DU FACTEUR DE LANDÉ POUR DIFFÉRENTS MATÉRIAUX

Date	Investigators	Material	$g$
1914	Barnett	Steel	1.98
1915	Barnett	Steel	2.11
1915	Einstein & de Haas	Iron	1.0
1917	Barnett	Iron, nickel, and cobalt	$>1 < 2$
1918	J. Q. Stewart	{ Iron	1.96
		{ Nickel	2.13
1919	E. Beck	{ Iron	1.89
		{ Nickel	1.75
1919	Arvidsson	Iron	2.13
1922	Claassen	Soft iron to glass-hard steel	1.77 to 0.83
1923	Chattock & Bates	{ Iron	1.98
		{ Nickel	1.98
1920-25	Barnett & Barnett	Numerous	
1923	Sucksmith & Bates	Fe, Ni, Heusler alloy	2.00
1925	Sucksmith	{ Cobalt	1.96
		{ Magnetite	2.04
1935	Sucksmith	Cu-Ni alloy	1.90
1932-35	Coeterier & Scherrer	{ Iron	2.00-
		{ Pyrrhotite	0.62-
1935	Ray-Chaudhuri	Iron Oxides	1.92 to 1.96-
1931-38	Barnett	Numerous	
1938	Kikoin & Goobar	Iron	1.92+
1949	Barnett & Giamboni	Permalloy	1.98
1949	Meyer	{ Iron	2.01
		{ Nickel	2.00
1949	Meyer	{ FeNi	1.99
		{ Fe <sub>3</sub> Ni	2.07
		{ FeCo	2.00
		{ Fe-Co-Ni	2.02

A partir de l'équation A-III-2, le champ moléculaire est donné par :

$$H_{mol} = \frac{3K_B T_c}{(j+1)g\mu_B} \quad (\text{A-III-2})$$

En se plaçant dans le système CGS, le coefficient de champ moléculaire  $\alpha$  est donné par :

$$\alpha = \frac{H_{mol}}{J_s(0^\circ K) / 4\pi} \quad (\text{A-III-3})$$

$H_{mol}$  est le champ moléculaire à  $0^\circ K$  exprimé en Oersted et  $J_{S0}$  est la polarisation magnétique à  $0^\circ K$  exprimée en Gauss.

Précisons que dans le système CGS:  $B[\text{Gauss}] = H[\text{Oe}] + 4\pi \times M$

$M$  est exprimée en uem et  $J_s[\text{Gauss}] = 4\pi \times M$ .

Les équations (A-III-2) et (A-III-3) permettent d'aboutir aux valeurs de  $H_{mol}$  et  $\alpha$  répertoriées dans la Table A.III.1. Pour le Fe et le Ni, les polarisations à saturation à  $0^\circ K$  utilisées dans le calcul de  $\alpha$  sont données dans la Figure A-III-2. En effet, Hegg avait déterminé l'induction à saturation pour toute la série des alliages Fe-Ni binaires et extrapolé jusqu'au zéro absolu ( $0^\circ K$ ). Pour le fer, Fe (%Ni=0),  $J_{S0}$  est égale à  $2.1807 \times 10^4$  Gauss.

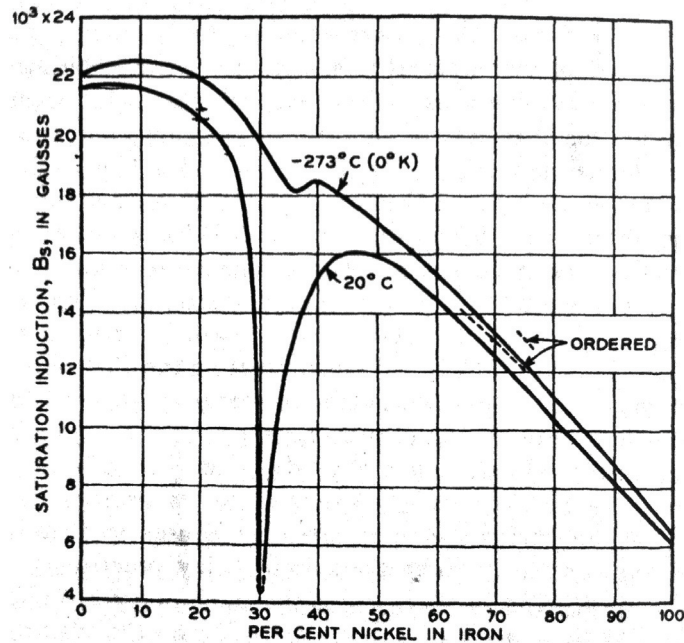


Figure A-III-2 : induction à saturation extrapolée jusqu'au zéro absolu ( $0^\circ K$ ) pour des alliages FeNi binaires [BOZ 1951]

## B) Modèle de Weiss modifié et Mystères du point de Curie

Considérons l'équation générale  $M_s-T-H$  (équation III-24). Notons :

$$F(M_s) = M_s - M_{s0} \tanh\left(\frac{M_s / M_{s0} + H / H_{mol}(0^\circ K)}{T / T_c}\right) \quad (\text{A-III -4})$$

L'équation A-III-4 est implicite. Elle peut être résolue numériquement par la méthode de Newton–Raphson. Cette méthode nécessite que la fonction dont on cherche à déterminer une racine soit dérivable au voisinage de celle-ci.

La dérivée  $dF/dM_s$  ainsi que la relation de récurrence entre estimations successives du processus de résolution numérique sont données respectivement par les relations dans les équations A-III-5 et A-III-6 suivantes :

$$\frac{dF}{dM_s} = 1 - \frac{T_c}{T} \operatorname{sech}^2\left(\frac{M_s}{M_{s0}} \frac{T_c}{T} + \frac{H}{H_{mol}(0^\circ K)} \frac{T_c}{T}\right) \quad (\text{A-III -5})$$

Notation:  $\tanh'(x) = \frac{ch^2(x) - sh^2(x)}{ch^2(x)} = \frac{1}{ch^2(x)} = \operatorname{sech}^2(x)$ .

$$M_s(i+1) = M_s(i) - \frac{F(M_s)}{F'(M_s)} \quad (\text{A-III -6})$$

La méthode de résolution est la même si on ne considère que des champs appliqués nuls ou très faibles (équation III-22).

Le modèle de Weiss modifié pour décrire le ferromagnétisme sous champ fort permet d'étudier la variation de la polarisation à saturation en fonction de la température et du champ d'excitation appliqué. La Figure A-III-3 illustre cette variation pour le matériau Phytherm230 (SP 510). La polarisation à saturation est maximale à 0°K et égale à 0.81 T et décroît avec l'augmentation de la température. On peut constater que sur ces alliages FeNi, dès quelques milliers d'A/m, on s'échappe d'un pur comportement ferromagnétique.

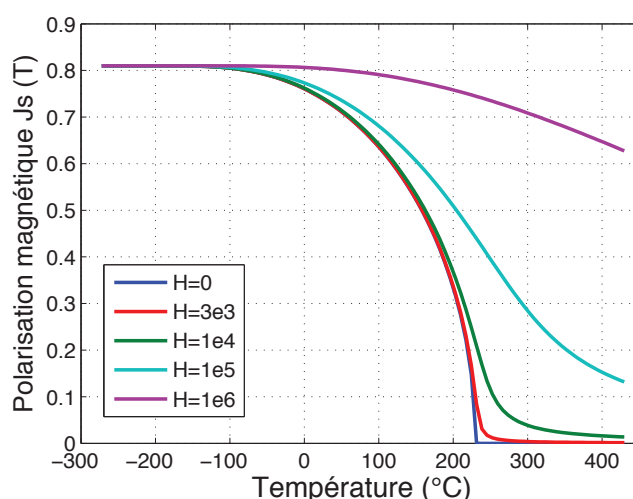


Figure A-III-3 : courbes thermomagnétiques simulées sur le Phytherm 230 sous champs forts

---

### C) Modèles de comportement dynamique

#### Equation de base du modèle dynamique global (DSF)

Le théorème d'Ampère appliqué au circuit équivalent de la Figure III-14 (cf. chapitre III) permet d'écrire que :

$$\oint_{L_m} H_{stat} dl = \sum NI = N I_{dyn} + n i_{ind} \quad (\text{A-III -7})$$

$H_{stat}$  représente la valeur du champ magnétique d'excitation correspondant à un état quasi statique du matériau pour une induction  $B$  moyennée selon la section du tore.

L'équation A-III-7 s'écrit alors :

$$N I_{dyn} + n i_{ind} = H_{stat} L_m \quad (\text{A-III -8})$$

En vertu de la loi de Lenz, au niveau du bobinage fictif secondaire (Figure III-14), on peut écrire :

$$-n \frac{d(BS)}{dt} = r i_{ind} \quad (\text{A-III -9})$$

La substitution de  $i_{ind}$  dans l'équation III-29 donne:

$$N I_{dyn} + n \left( -\frac{n}{r} \frac{d(BS)}{dt} \right) = H_{stat} L_m \quad (\text{A-III -10})$$

Soit :

$$N I_{dyn} - H_{stat} L_m = \frac{n^2}{r} S \frac{dB}{dt} \quad (\text{A-III -11})$$

D'autre part, l'application du théorème d'Ampère au tore réel permet d'écrire :

$$N I_{dyn} = H_{dyn} L_m \quad (\text{A-III -12})$$

Où  $H_{dyn}$  est le champ d'excitation appliqué au circuit réel de manière à faire circuler un flux  $\phi = B.S$  à travers sa section.

La combinaison des deux dernières équations (A-III-11 et A-III-12) se ramène à l'expression définissant le modèle dynamique global de tube de flux donnée par l'équation III-25 dont nous rappelons l'expression ici :

$$H_{dyn} = H_{stat}(B) + \gamma \frac{dB}{dt} \quad (\text{A-III -13})$$

$$\text{Avec : } \gamma = \frac{n^2 S}{r L_m}$$

#### Passage du modèle local DWM direct (à champ imposé) au modèle inverse (à flux imposé)

En se basant sur la géométrie de la Figure III-21 (chapitre III) ainsi que les hypothèses simplificatrices déjà posées pour le modèle direct, le flux à travers la section de la tôle peut également s'écrire:



---


$$\phi(t) = \int_0^{d/2} B_z(y,t) dS = L \int_0^{d/2} B_z(y,t) dy \quad (\text{A-III -14})$$

En intégrant l'équation III-37 (chapitre III) sur la demi-épaisseur de la tôle,

$$\int_0^{d/2} \frac{\partial^2 H(y,t)}{\partial y^2} dy = \int_0^{d/2} \sigma \frac{\partial B(y,t)}{\partial t} dy \quad (\text{A-III -15})$$

et étant donné la symétrie du problème, en appliquant la condition de Neuman au centre  $\frac{dH(y=0,t)}{dt} = 0$ , et de Dirichlet à la surface  $H(y = d/2, t) = H_{dyn}(t)$ , il vient :

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial H(y,t)}{\partial y} \right]_{y=d/2} &= \frac{\sigma}{L} \frac{\partial}{\partial t} \left( L \int_0^{d/2} B(y,t) dy \right) \\ &= \frac{\sigma}{L} \frac{d\phi(t)}{dt} \end{aligned} \quad (\text{A-III -16})$$

Cette relation peut s'exprimer à l'aide des différences finies de la manière suivante :

$$\frac{H_{dyn} - H(1,t)}{e} = \frac{\sigma}{L} \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (\text{A-III -17})$$

Nous obtenons ainsi une loi liant  $H_{dyn}$  à  $\phi$  que l'on peut substituer dans le système matriciel direct à  $H$  imposé. Il en résulte le nouveau système propre au modèle inverse à flux imposé, qui, de même type que le précédant, s'écrit sous la forme  $[M'] * [H'] = [S'_1] + [S'_2]$  (cf. chapitre III).