



HAL
open science

Composant magnétique intégré en alliage FeNiCrCu pour l'électronique de puissance

Behzad Ahmadi

► **To cite this version:**

Behzad Ahmadi. Composant magnétique intégré en alliage FeNiCrCu pour l'électronique de puissance. Energie électrique. Université de Grenoble, 2010. Français. NNT : . tel-00656635

HAL Id: tel-00656635

<https://theses.hal.science/tel-00656635>

Submitted on 4 Jan 2012

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.

Université de Grenoble
Institut Polytechnique de Grenoble

No attribué par la bibliothèque

|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|

Thèse pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de Grenoble
délivré par l'Institut polytechnique de Grenoble

Spécialité : Génie Electrique

Dans le cadre de :
l'Ecole Doctorale Electrotechnique Electronique Automatique et Traitement du Signal

présentée et soutenue publiquement par

Behzad Ahmadi

Le 10 Novembre 2010

Titre :

Composant magnétique intégré en alliage FeNiCrCu pour l'électronique de puissance

Directeur de Thèse : James Roudet

Co-encadrant : Hervé Chazal

Jury

M. Francisco Alves	Rapporteur et président
M. Hervé Chazal	Examineur
M. Thierry Lebey	Rapporteur
M. Martino Lo-Bue	Examineur
M. James Roudet	Examineur
M. Thierry Waeckerlé	Examineur

Remerciements

Pouvoir se doter d'une expérience de vie au Laboratoire G2Elab, l'endroit où se croisent différentes cultures parvenant des quatre coins du monde, est un grand honneur. Je remercie tous ceux que j'ai côtoyés pendant ces années.

Je remercie les membres du jury. *Francisco Alves* pour avoir accepté de présider ce jury, pour son rapport précis et pour tous les échanges scientifiques et ses conseils. *Thierry Lebay* pour avoir accepté d'être le rapporteur de ce jury, pour son rapport, les discussions et les questions constructives lors de la soutenance. Je remercie *Martino Lebue* qui a accepté d'être l'examineur de mon mémoire, pour son attention, ses remarques et la chance qui m'a donné pour que ces échanges continuent.

Thierry Waeckerlé, grand industriel, originaire des milieux de recherche, qui joue aujourd'hui un rôle important pour établir la liaison recherche-industrie en France. J'ai eu de la chance de l'avoir comme un encadrent, une occasion presque unique dans la vie d'un chercheur. *James Roudet*, M. le directeur, à qui je dois beaucoup. Celui qui m'a admis dans la formation de l'IUP de l'UJF, m'a introduit le laboratoire G2Elab et qui a joué en hauteur le rôle du directeur de la thèse. *Hervé Chazal*, un scientifique passionné et un encadrant exceptionnel. Exceptionnel car il a su superviser tout les détails, sans endommager les aspects innovateurs et exploratoires d'une thèse pour le doctorat. Ses conseils m'ont servi et vont me servir sur tous les plans de la vie. Merci James, Thierry et Hervé pour ces cinq ans de confiance attribuée à votre apprenti.

Je remercie *Alain Demier*, *Remy Batonnet* et toute l'équipe du Centre de Recherche d'ImphY qui m'ont aidé dans la préparation des échantillons et pour les idées qui ont apportées pour la construction du prototype.

Je remercie *Olivier Geoffroy*, l'homme généreux avec des idées originales et des bancs de mesures exceptionnels. Je remercie *Afef Lebouc* pour son savoir faire dans la direction de l'équipe. Je remercie toute l'équipe MADEA...

Je remercie *Claude Brun* et *Manu* pour leur savoir faire dans la mécanique et surtout sa version miniature. Je remercie *Jean Barbaroux* et *Stéphane Catéllani* deux grands maîtres de l'électronique. Je remercie *Corine*, *Rosita*, *Jacqueline*, *Elise*, *Valerie*, *Sylvie*, ... et toute l'équipe qui rassure le bon fonctionnement du Laboratoire.

Je remercie Les représentants du bas de gamme du cite campus : *Corentin*, *Stéphane*, *Damien*. Les amis, que j'avais l'honneur d'être avec eux dans le même bureau *Nicolas*, *Benjamin*, *Hung* et *Kien*. Les amis, avec qui, j'ai appris être heureux, *Jérémy*, *Feu*, *Maria*, *Olivier*, *Asma*, *Abdel*, *Marie-cécile*, *Yann*, *Eric*, *Bill* ... ceux qui étaient là ; *Yasmine*, *Fanny*, *Julien*, *Abir*, *Christophe*, *Mickael*... ceux qui sont arrivés pour garder la continuité de cette ambiance.

Je remercie aussi cercle des Iraniens, *Abbas*, *Hossein*, *Turaj*, *Alireza*, *Morteza*, *Kyarash*, *Mahmoud*, *Ardavan*, les représentants du pays au Labo.

Au final je remercie mes parents, *Hossein* et *Parvine*, qui m'ont toujours soutenu dans toutes les étapes de vie.

Behzad Ahmadi, mai 2011, Paris

Table de matières

Avant-propos	1
Chapitre I Du matériau vers le composant magnétique	3
1. Introduction	4
2. L'intégration en électronique de puissance	5
3. Nouvelles solutions pour les convertisseurs moyennes puissance	12
4. Conclusions	29
5. Bibliographie	30
Chapitre II Description des matériaux magnétiques métalliques	33
1. Introduction	34
2. Subdivision en domaines élémentaire des matériaux ferromagnétiques	35
3. Mesures de perméabilité complexe : comparaison des modèles	45
4. Effet de l'anisotropie et de la direction de magnétisation	50
5. Conclusions	64
6. Bibliographie	65
Chapitre III Méthodes expérimentales de caractérisation des matériaux magnétiques	67
1. Introduction	68
2. Les caractérisations magnéto électriques	69
3. Les caractérisations magnéto optiques	82
4. Conclusions	86
5. Bibliographie	87
Chapitre IV Composants magnétiques en électronique de puissance	89
1. Introduction	90
2. Choix de la topologie du composant	91
3. Description de la topologie méandre retenue	96
4. Conclusions	112
5. Bibliographie	113
Chapitre V Etude expérimentale des composants magnétiques en excitations élevées	115
1. Introduction	116
2. Méthode de mesures fluxmétriques	117
3. Mesures et discussions	124
4. Vers un prototype de convertisseur d'électronique de puissance	130
5. Conclusions	132
Conclusions et perspectives	133
Annexes	137
Table des figures	165
Index	171

Avant-propos

La gestion de l'énergie électrique, de nos jours, est considérablement déployé et ce dans tous les domaines d'activités qu'ils soient industriels ou grand public. Dans ce cadre, les convertisseurs d'énergie, de quelques centaines de watts, constituent un vaste champ d'investigations dans le monde de l'industrie et de la recherche. Dans ce domaine, les recherches, qu'elles soient amont ou aval, visent alors l'innovation et le développement de solutions de plus en plus compactes. Dans ces systèmes, la conversion d'énergie s'effectue très souvent par l'intermédiaire de l'énergie magnétique. Les densités de puissance à même de pouvoir transiter entre les sources et les charges dépendent alors des caractéristiques de composants magnétiques et donc des matériaux qui les constituent.

Historiquement, Les recherches sur les matériaux magnétiques, utilisés dans les moteurs électriques ou les transformateurs ont été conjointes à l'apparition et au développement des systèmes électrotechniques. Ces recherches multidisciplinaires ont alors contribuées énormément à l'essor de ces dispositifs électromagnétiques, Les limites technologiques ont alors contraint les concepteurs que ce soit en terme de fréquence de fonctionnement de l'ordre de quelques centaines de Hertz. Ces verrous technologiques dépendaient aussi bien des matériaux magnétiques que des composants actifs.

C'est alors dans les années 80 que plusieurs innovations technologiques importantes, tant sur les matériaux magnétiques que sur les composants semi-conducteurs, ont conduit à la naissance de l'électronique de puissance. Dans les convertisseurs de puissance qui découpent alors les transferts d'énergie en hautes fréquences, à l'aide de semi-conducteurs, les composants et donc les matériaux magnétiques sont mis à rude épreuve.

En effet, l'augmentation des fréquences de fonctionnement jusqu'au MHz pour certaines applications imposent alors des densités de pertes importantes. Ces contraintes sont encore amplifiées par l'effort constant de miniaturisation des dispositifs. Pour lever les verrous de cette intégration, plusieurs matériaux magnétiques ont été et sont encore développés. C'est notamment le cas des alliages nanocristallins. Cependant, les composants magnétiques constituent encore le point d'achoppement le plus important pour l'intégration et représentent les composants les plus volumineux.

Dans ce mémoire, c'est donc aux composants magnétiques que nous nous intéressons. En effet, ces composants transfèrent de l'énergie et sont donc contraint à une augmentation des fréquences de fonctionnement et à celle des densités de puissance qu'ils permettent de transférer. Ces contraintes applicatives mettent l'accent sur le comportement fréquentiel des matériaux magnétiques. Plusieurs facteurs impactent alors ce comportement fréquentiel desquels on compte les propriétés magnétiques intrinsèques des matériaux, de même que les méthodes de mise en œuvre utilisées pour ceux-ci pour réaliser le composant magnétique.

Les caractéristiques des matériaux magnétiques se définissent à la fois par le choix d'une composition et par les traitements que ceux-ci subissent. En effet, les procédés de découpe et de

mise à la forme du noyau modifient leurs propriétés et déterminent in fine les performances du composant magnétique.

En conséquence, afin de pouvoir juger de leur potentiel applicatif, il faudra d'abord connaître leurs caractéristiques intrinsèques et trouver ensuite les méthodes de mises en œuvre adaptées à chacun. Ces deux étapes, théorique et technologique, permettront alors de tirer bénéfice au maximum de leurs propriétés magnétiques dans les composants. C'est donc tout ce cheminement : du matériau vers l'application qui retiendra notre attention dans ce manuscrit.

Nous adoptons donc une approche qui commence par l'analyse de propriétés physiques et mécaniques de différents matériaux magnétiques. Cette analyse se focalise alors sur une famille de matériaux, que sont les matériaux polycristallins et plus particulièrement sur un alliage FeNiCrCu élaboré par ArcelorMittal. Nous cherchons pour ceux-ci à utiliser un procédé de mise en œuvre spécifique et à optimiser leurs caractéristiques en vue de leur utilisation dans un composant de puissance.

Dans cette perspective, ce manuscrit débute par une analyse rapide des convertisseurs d'électronique de puissance et permet de cerner les limites qu'imposent les composants magnétiques. De nouvelles solutions, qui utilisent les matériaux magnétiques métalliques, sont alors envisagées. Dans un second temps, un effort de compréhension et de modélisation du comportement magnétiques des matériaux magnétiques dits métalliques est fourni. Cette étude théorique s'appuie sur de caractérisations. Les résultats théoriques et expérimentaux sont ensuite comparés et discutés.

Ce travail de modélisation et de caractérisation est suivi d'une étude plus technologique qui concerne le procédé de mise en œuvre du matériau vers le composant. Cette étude s'étend jusqu'à la réalisation et à la caractérisation d'un premier prototype de composant magnétique ultra-fin. L'ensemble de ces études nous permettent enfin de conclure sur le potentiel des matériaux polycristallins pour les applications de l'électronique de puissance.

Chapitre I

Du matériau vers le composant magnétique

1.	Introduction.....	4
2.	L'intégration en électronique de puissance	5
2.1.	Faibles puissances : alimentation « on chip »	5
2.2.	Moyennes puissances	7
2.3.	Fortes puissances.....	11
3.	Nouvelles solutions pour les convertisseurs moyennes puissance	12
3.1.	Matériaux Amorphes	12
3.1.1.	Processus d'élaboration	13
3.1.2.	Les composants amorphes	15
3.1.3.	Caractéristiques intrinsèques de matériaux amorphes.....	17
3.1.4.	Caractéristiques de composants amorphes.....	18
3.1.5.	Stabilité de matériaux amorphes.....	19
3.2.	Matériaux Nanocristallins.....	19
3.2.1.	Processus d'élaboration	20
3.2.2.	Propriétés intrinsèques des matériaux nanocristallins	21
3.2.3.	Propriétés des composants nanocristallins	21
3.3.	Matériaux Polycristallins	24
3.3.1.	Processus d'élaboration	25
3.3.2.	Propriétés intrinsèques de matériaux Polycristallins	25
a.	Propriétés mécaniques.....	25
b.	Quelques propriétés physiques	26
3.3.3.	Les composants Polycristallins	28
4.	Conclusions	29
5.	Bibliographie	30

1. Introduction

Les composants magnétiques se révèlent indispensables pour le fonctionnement des convertisseurs d'électronique de puissance. Ils assurent alors différentes fonctions dans ces convertisseurs comme le transfert, le stockage transitoire d'énergie, le filtrage des perturbations, etc ... Les exigences sont donc différentes d'une fonction à l'autre. A titre d'exemple on peut citer le comportement en fréquence jusqu'à quelques dizaines de MHz pour le filtrage des perturbations en CEM¹ ou encore la densité d'énergie magnétique stockée pour les inductances de lissage du courant.

Dans ce contexte, nous nous intéressons aux composants magnétiques de puissance utilisés dans ces convertisseurs et nous mettons l'accent sur le choix des matériaux pour concevoir ceux-ci. Ce choix s'appuie d'un côté sur les spécificités des cahiers de charges demandées par les concepteurs, et de l'autre sur les caractéristiques des matériaux magnétiques et leurs propriétés physiques. Nous devons en effet dans un premiers temps connaître les besoins, en termes de caractéristiques de composants, d'un point de vue électronique de puissance et dans un second temps évaluer le potentiel de différents matériaux magnétique pour répondre à ces besoins.

Pour cela, nous devons identifier les problèmes rencontrés lors de la réalisation des composants magnétiques et donc identifier les paramètres de procédé qui affectent les caractéristiques finales du matériau et donc du composant.

Dans ce chapitre, nous regardons d'abord les problématiques de recherches actuelles en électronique de puissance, en ce qui concerne les composants magnétiques de puissance, et les solutions envisagées en termes de matériaux magnétiques.

Dans un premier temps nous examinons donc les solutions, les plus souvent rencontrées, que sont les composants en matériaux de type Ferrite. Nous étudions au travers de quelques publications, les verrous et les leviers à notre disposition vis-à-vis de l'augmentation des densités de puissance à transférer par ces composants.

Nous nous focalisons ensuite sur d'autres solutions, que sont les matériaux magnétiques métalliques. Pour ceux-ci, nous détaillons leurs caractéristiques magnétiques et ce en liens étroits avec les procédés technologiques d'élaboration et de mise en forme qui leurs sont propres. Cette étude doit alors permettre de choisir parmi ces matériaux, celui qui présente le meilleur compromis entre ses caractéristiques magnétiques et son aptitude à être mis en œuvre dans un composant de puissance.

¹ Compatibilité ElectroMagnétique

2. L'intégration en électronique de puissance

De nos jours, l'électronique de puissance se décline dans une multitude d'applications qu'elles soient industrielles ou grand public. Ces applications imposent alors aux concepteurs de systèmes d'électronique de puissance des cahiers de charges très divers et requièrent des efforts de conception spécifiques. L'électronicien de puissance doit donc répondre ingénieusement à ces contraintes avals. Celles-ci exigent la fiabilité du système dans toutes les conditions d'utilisation, comme celles spécifiques des environnements haute température, rencontrés dans les transports automobile, ferroviaire et aéronautique. Ces contraintes conduisent les concepteurs à réduire le nombre d'éléments discrets afin d'augmenter la fiabilité et la compacité des systèmes. Sur cette voie, l'augmentation de la densité de puissance est un levier important pour réduire l'encombrement des systèmes d'électronique de puissance.

Ces contraintes avals de plus en plus importantes dans différents domaines d'applications, alimentent continuellement les laboratoires de génie électrique de problématiques liées à « l'intégration en électronique de puissance ». Les actions de recherches en électronique de puissance se structurent alors via le groupement SEEDS, au sein d'un pôle dédié, qui promeut l'idée d'une intégration hybride tridimensionnelle des systèmes (pôle ISP3D). Cette coordination des actions de recherche permet, outre une pluridisciplinarité des équipes de recherche, d'établir une feuille de route technologique et scientifique [1]. Ces perspectives datées de 2007 mettent notamment l'accent pour l'horizon 2010 sur les composants passifs pour l'électronique de puissance au travers de plusieurs items au rang desquels nous émergeons.

Pour appréhender l'intégration des systèmes d'électronique de puissance, nous classerons les convertisseurs suivant les puissances électriques à transférer. Ces différentes catégories couvrent alors les applications de très faibles puissances comme les alimentations de SoC (System on Chip) dans les téléphones portables jusqu'aux fortes puissances comme les alimentations de réseaux de télécom. Pour chacune de ces catégories, les différentes voies de recherche vis-à-vis de l'intégration des convertisseurs seront mentionnées. Les solutions spécifiques aux composants magnétiques seront alors détaillées. Cet état de l'art des solutions technologiques et scientifiques doit alors permettre in fine de situer notre étude et d'en justifier l'approche.

2.1. Faibles puissances : alimentation « on chip »

Pour les systèmes très faibles puissances, les convertisseurs s'appuient sur les composants de la microélectronique. Pour ces dispositifs, qui fonctionnent à très haute fréquence, les critères technologiques sont très importants. En effet, la microélectronique s'appuie sur des procédés technologiques maîtrisés et standardisés qui profitent aux prototypes et à la fiabilité des systèmes. Un des points importants concerne notamment les interconnexions entre composants discrets qui se voient fiabilisées et réduites sur un même substrat de silicium qui intègre tous les différents composants. Pour ces dispositifs, ce sont les composants passifs et notamment magnétiques qui s'avèrent les plus difficiles à intégrer. Pour ceux-ci, deux approches distinctes d'intégration cohabitent : l'intégration monolithique lorsque tous les composants sont réalisés sur silicium et l'intégration hybride lorsque ces composants sont reportés au plus près de la puce.

Pour les composants magnétiques, une des méthodes d'intégration monolithique consiste à déposer sur le substrat des pistes conductrices. Les inductances créées sans matériaux magnétiques

peuvent alors atteindre des valeurs de quelques dizaines de nH [2], [3] qui peuvent être jugées suffisantes pour des applications très haute fréquence. Un des enjeux de ces recherches est alors d'augmenter le facteur de qualité Q , ratio entre l'inductance et la résistance série, de ces inductances [4].

Dans les applications où une valeur d'inductance plus importante est exigée, une des solutions consiste à introduire les matériaux magnétiques, soit dans une approche monolithique soit hybride.

En ce qui concerne l'intégration monolithique, un verrou important concerne la comptabilité technologique avec le procédé de fabrication CMOS. Les deux méthodes de dépôts les plus utilisés sont alors l'électrodéposition et le sputtering.

Pour l'électrodéposition, seuls les matériaux conducteurs peuvent être déposés. Dans [5], un alliage de $Fe-Ni$ 80% d'épaisseur $100\mu m$ est électrodéposé pour former un circuit magnétique feuilleté. Dans [6], un circuit magnétique fermé en alliage $Fe-Ni$ 80% est déposé sur un substrat silicium comme le montre la Figure I-1.

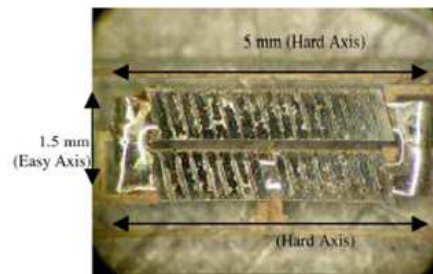


Figure I-1 : Inductance conçue par électrodéposition d'un l'alliage $Fe-Ni$ 80%. Le noyau est un circuit fermé dimensionné $5 \times 2 \times 0.25 mm$. La fréquence de fonctionnement peut atteindre $10 MHz$. (L'image est reproduite de [6])

Quant aux matériaux amorphes, on peut citer le dépôt d'un alliage $CoZrTa$ sur le substrat de silicium dans [7]. Le matériau magnétique englobe les pistes conductrices (Figure I-2) et augmente le facteur de qualité de l'inductance Q , jusqu'à 30 fois par rapport au cas d'une inductance spirale sans matériau magnétique. Pour ces matériaux la fréquence de fonctionnement peut augmenter jusqu'à quelques GHz.

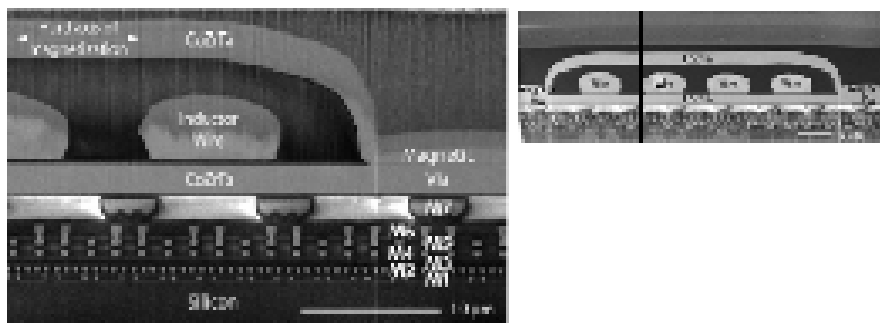


Figure I-2 : Section de l'inductance formée par des pistes de cuivre englobées dans le matériau magnétique $CoZrTa$. (L'image est reproduite de [7])

La méthode d'électrodéposition ne s'applique pas aux matériaux Ferrite qui présentent des résistivités très importantes (quelques $\Omega.m$ pour les Ferrite de type $MnZn$ et quelques $k\Omega.m$ pour les Ferrites de type $NiZn$). Pour ces matériaux, un dépôt par sputtering suivi d'un recuit haute température (environ $1000^\circ C$) peut être envisagé. Ces étapes technologiques doivent alors être

antérieures aux dopages du silicium pour l'implantation des semi-conducteurs. Une autre méthode de dépôt par épitaxie en phase liquide est également en développement en laboratoire pour l'intégration de matériaux Ferrite, notamment de type MnZn [8]. Cette méthode présente l'intérêt de ne pas requérir de haute température lors du dépôt et du traitement ultérieur.

Dans cette gamme de puissance, l'intégration hybride qui consiste à reporter un circuit magnétique sur la puce de silicium est également en développement. Dans cette voie, le report de circuit magnétique en Ferrite au travers de la tranche de silicium est une alternative comme présentée dans [9]. De même, le report de rubans très fins d'alliage nanocristallins et amorphes peut être envisagé.

2.2. Moyennes puissances

Pour des puissances de l'ordre de quelques Watts à quelques dizaines de Watts, le spectre des applications est très large. Celui-ci comprend notamment les applications grand public telles que les applications multimédia nomades (smartphones, netbook, ...) et embarquées (lecteur multimédia en aéronautique par exemple). Cette diversité dans les applications s'étend également aux contraintes, ce qui rend l'enjeu d'intégration plus fascinant.

Pour l'intégration de ces convertisseurs d'électronique de puissance, les recherches s'articulent autour de deux axes. L'un concerne la synthèse des convertisseurs et la recherche de topologies entrelacées. L'autre s'attache à l'intégration fonctionnelle des composants.

Le point clé des structures entrelacées pour réduire le volume des composants magnétiques réside dans le partage des flux magnétiques entre les différentes phases du convertisseur. En effet, une multiplication des structures de commutation permet, via des lois de commandes adaptées, de mutualiser avantageusement le circuit magnétique pour réaliser les fonctions de filtrage inductif.

Cette démarche démontre de gains très importants en volume pour les composants passifs. Dans [10], un prototype de Flyback entrelacé (Figure I-3) est étudié et démontre outre le gain en volume, l'intérêt de l'entrelacement sur le filtrage des grandeurs électriques.

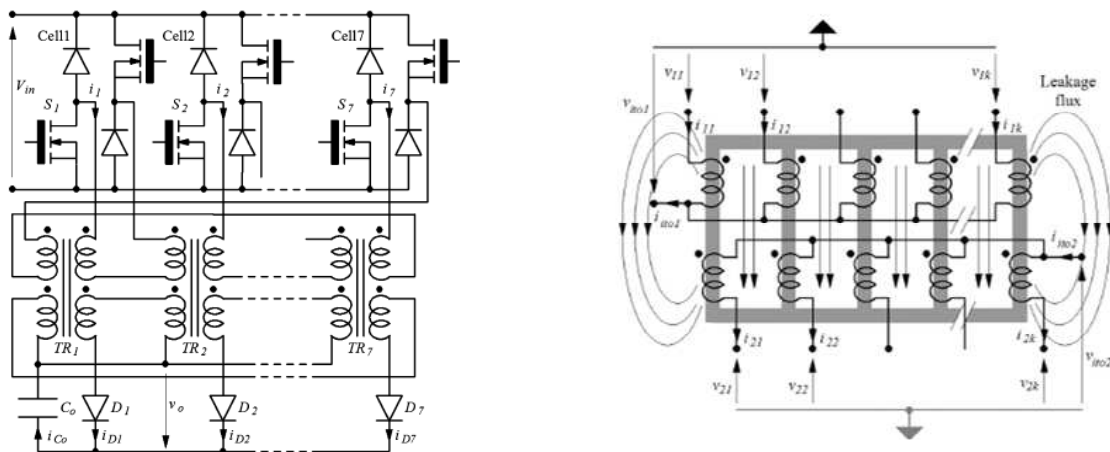


Figure I-3 : Une structure entrelacée. Un seul composant magnétique remplace le transformateur et l'inductance de lissage dans un convertisseur multi cellulaire.

Autour de cet axe de recherche, d'autres initiatives sont à noter, comme IPEM (Integrated Power Electronics Modules) et PEBB (Power Electronic Building Blocks), qui reposent sur la mise en œuvre de briques technologiques fonctionnelles et standards.

D'autres encore, comme [11] élargissent ce concept de briques de commutations aux briques de convertisseurs complets qui se juxtaposent pour réaliser le convertisseur final.

En ce qui concerne l'intégration fonctionnelle autour des composants magnétiques, l'objectif est de réduire le nombre de composants discrets pour augmenter la fiabilité du système et dans un second temps réduire son volume. Les fonctions électriques à réunir au sein d'un unique composant, sont le transfert d'énergie via un transformateur (T), le stockage d'énergie via une inductance (L) et une capacité (C). Compte tenu des ordres de grandeur des capacités intégrées (quelques 10nF) au sein de ces composants, nommés LCT, la fonction C est dédiée aux circuits d'aide à la commutation² (CALC) et interrupteurs quasi-résonants et seule la fonction inductive L permet le filtrage des grandeurs électriques.

L'utilisation de composants LCT est donc réservée à des structures résonantes et les convertisseurs pour lesquels la fréquence de découpage est relativement élevée. Dans [12], un composant LCT planar est inséré dans un convertisseur DC-DC quasi résonant de 60W, 50V/5V complètement intégré à un PCB³ multicouches (Figure I-4). Ce type de convertisseur peut alors constituer une brique technologique fonctionnelle utile aux approches décrites précédemment.

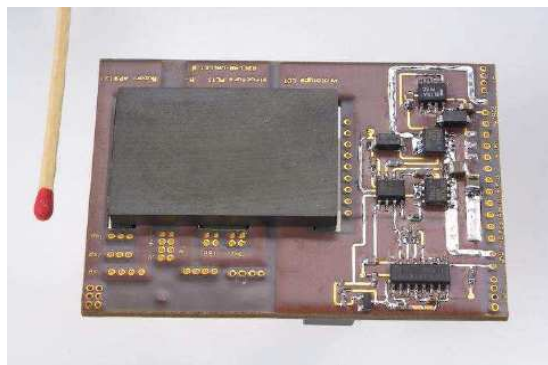


Figure I-4 : Convertisseur quasi résonant 60W (50V/5V) fréquence de découpage 250kHz avec le composant LCT planar intégré (L'image est reproduite de [12])

Un verrou important dans ces convertisseurs intégrés réside dans le management thermique. En effet, diminuer le volume des composants et mutualiser les fonctions imposent une forte densité de flux de chaleur à évacuer. Les matériaux Ferrite utilisés dans les différents prototypes présentés, sont des matériaux électriquement non conducteurs et donc des piètres conducteurs de la chaleur. Leur conductivité thermique s'établit au environ de 5 W/mK pour un ferrite de type MnZn (à comparer à la conductivité du cuivre de l'ordre de 400W/mK). En conséquence, le mode de refroidissement de ces composants prend de l'importance et les températures de fonctionnement s'avèrent limitatives pour le système.

Dans [13] un composant LT intégré dans un convertisseur Forward illustre cette limitation thermique. Le composant magnétique LT unique intègre le transformateur et les deux inductances de filtrage d'une structure demi-pont (Figure I-5). Ce convertisseur est initialement conçu pour un point de fonctionnement nominal à 1kW pour un mode de refroidissement passif en convection

² Clamping circuits

³ Printed Circuit Board

naturel. En pratique, ce convertisseur est déclassé en termes de puissance à 750W pour limiter la température du composant LT à 90°C⁴.

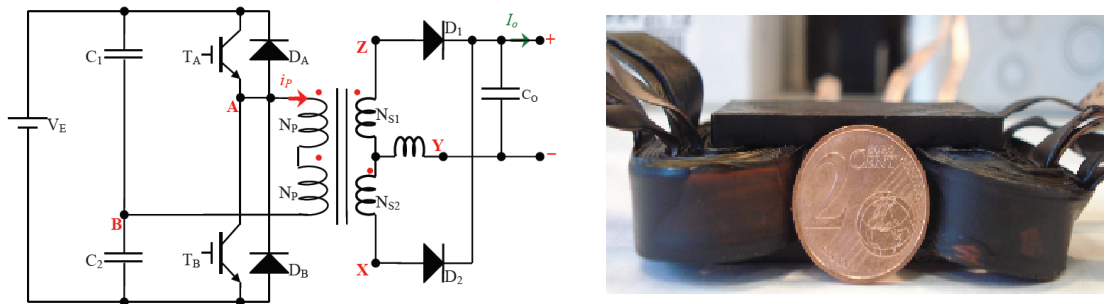


Figure I-5 : Convertisseur intégré DC-DC dimensionné pour 1kW avec une fréquence de découpage de 150kHz, réalisé au G2ELab. (L'image est reproduite de [13])

Pour résoudre ce problème de flux de chaleur à évacuer, l'équipe de Wan Wyk de l'institut polytechnique de Virginia (U.S.) propose dans [14] d'insérer un matériau conducteur au sein du circuit magnétique en Ferrite.

Le composant intégré réalise les fonctions LLTC dans un convertisseur DC-DC de 500W en structure pont complet résonant pour une fréquence de découpage de 1MHz (Figure I-6)

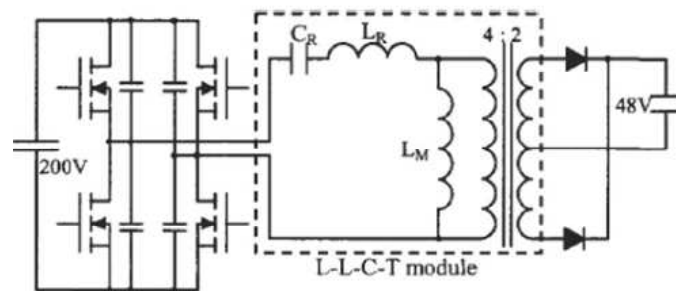


Figure I-6 : Convertisseur intégré DC-DC résonant dimensionné pour 500W, avec une fréquence de découpage de 1MHz. (L'image est reproduite de [14])

Deux prototypes de LLTC ont été développés (Figure I-7) et comparés dans les mêmes conditions de refroidissement. Dans le second composant (Figure I-7-b), des feuilles de nitrure d'aluminium sont intercalées entre les circuits en Ferrite de manière à augmenter la conductivité thermique du noyau. Ces feuilles représentent 10% en volume de l'ensemble du noyau. Le convertisseur muni du second prototype LLTC présente un rendement inférieur à celui muni du prototype un (Figure I-7-a) et permet en revanche d'atteindre des puissances transmises proche de 1kW (soit une densité de puissance de 70W/cm³) contre 700W dans l'autre cas.

⁴ Cette limite est due à l'instabilité des Ferrites MnZn pour les températures de fonctionnement supérieures à 100°C.

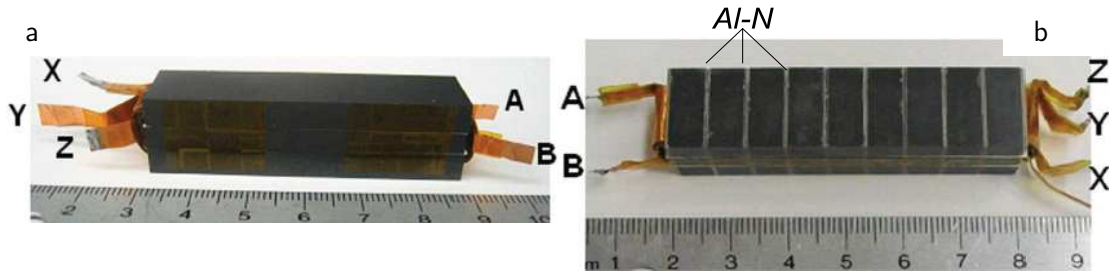


Figure I-7 : Composants magnétiques intégrés LLCT, insertion de matériau conducteur dans le noyau Ferrite pour augmenter la conductivité thermique du noyau. (L'image est reproduite de [14])

Dans les applications où la forme aplatie du composant ne présente pas un avantage important, d'autres solutions au niveau matériau sont envisageables. Dans une étude réalisée à l'institut polytechnique de Virginia, un composant magnétique intégré de type LT est développé autour d'un circuit magnétique en alliage nanocristallin [15]. Le composant est inséré dans un convertisseur résonant, dimensionné à 200kHz, pour une application de génération d'impulsions (Figure I-8). Le composant magnétique de type LT réalise la fonction de transfert d'énergie et d'inductance de résonance.

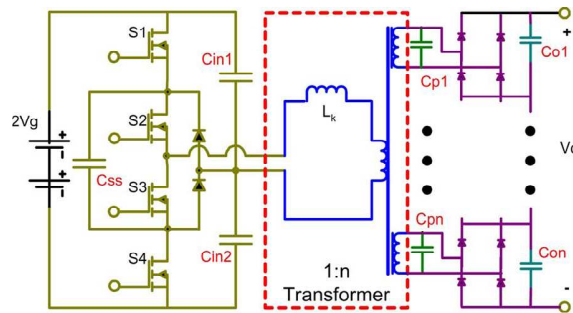


Figure I-8 : Convertisseur DC-DC résonant à 200kHz pour une application de génération d'impulsions de puissance. Deux prototypes à base de matériaux Ferrites et Nanocristallins (FT 3M Hitachi) ont été développés. (L'image est reproduite de [15])

Les auteurs ont développé parallèlement un composant autour d'un noyau magnétique en Ferrite pour un même cahier de charge et de mêmes conditions de refroidissement. La comparaison entre les deux composants est présentée dans le Tableau I-1. Les densités de puissances atteintes pour le composant en matériau nanocristallin sont comparables à celles décrites précédemment, soit de l'ordre de $1\text{kW}/\text{in}^3$ ou $70\text{W}/\text{cm}^3$. Cette comparaison montre également que les pertes et donc l'augmentation de température dans le composant en matériau nanocristallin sont plus importantes que dans le composant en matériau Ferrite.

Tableau I-1 : La comparaison entre deux composants magnétiques Ferrite et nanocristallin

	Ferrite (Magnétique P)	Nanocristallin (FT-3M)
Induction maximale	0.2 T	0.6 T
Pertes totales	371W	603W
Augmentation de température	20°C	50°C
Densité de puissance	(341 W/in ³)	(1064 W/in ³)

Un point important et limitatif pour les composants intégrés conçus en matériau Ferrite est la température de fonctionnement. En effet, les Ferrites sont des matériaux non conducteurs de la chaleur et l'extraction des flux de chaleur interne au composant, même si ceux-ci sont moindres, constitue un point d'achoppement pour maximiser les densités de puissance.

Ces exemples illustrent donc les développements des composants passifs intégrés et mettent en exergue l'intérêt d'inclure dans ceux-ci une fonction de refroidissement.

2.3. Fortes puissances

Les convertisseurs de fortes puissances se trouvent le plus souvent dans les applications industrielles comme les chaînes de tractions ferroviaires, certaines installations de télécommunication, les alimentations sans interruption pour le secours des réseaux.

Ces applications ont considérablement profité des progrès technologiques des interrupteurs semi-conducteurs de type IGBT et de leurs forts calibres en tension et courant. Cependant, les mises en série et parallèle d'interrupteurs constituent toujours un enjeu important et souligne l'importance de l'équilibrage des contraintes électriques sur les interrupteurs. [16], [17]

Dans ces applications, les densités de flux de chaleur sont également extrêmement importantes, notamment en face arrière des semi-conducteurs et leur refroidissement requiert les solutions les plus innovantes. Une approche alternative concerne alors la mise en série et parallèle de structures de commutation et plus seulement d'interrupteurs. A l'égard de cette approche, les problématiques sont les mêmes que celles énoncées pour l'intégration des convertisseurs de moyennes puissances.

3. Nouvelles solutions pour les convertisseurs moyennes puissance

Comme décrit dans les paragraphes précédents, l'intégration fonctionnelle des composants passifs tire profit de la fonction de refroidissement. De ce point de vue, les composants qui utilisent des noyaux en Ferrite sont pénalisés par les températures de fonctionnement maximales de l'ordre de 100°C et par la faible conductivité thermique de ces matériaux, seulement de l'ordre de quelques W/mK. Cependant, pour des fréquences de fonctionnement supérieures à quelques centaines de kHz, les matériaux Ferrite restent quasiment les seuls utilisables en l'électronique de puissance. En revanche, pour des fréquences de fonctionnement moindres, d'autres matériaux se présentent comme des alternatives potentielles à ces Ferrites. L'exemple précédent d'utilisation de matériaux nanocristallins de type Finemet indique qu'en ce qui concerne l'intégration et l'augmentation des densités de puissance, ces matériaux sont compétitifs. Ils présentent une conductivité thermique intrinsèque plus importante même si l'effet du feuilletage doit largement impacter les transferts de chaleur au sein du noyau. Ces matériaux et plus largement tous les matériaux magnétiques dits « métalliques » par opposition aux oxydes, que sont les Ferrites, semblent à même de relever le défi de l'intégration, notamment par l'ajout de fonction de refroidissement.

D'un point de vue métallurgique, ces matériaux magnétiques métalliques se classifient en trois groupes distincts : Les matériaux *amorphes*, les matériaux *nanocristallins* et les matériaux *polycristallins*.

En ce qui concerne la fabrication des composants, les procédés technologiques mis en œuvre pour chaque groupe de matériaux sont différents. Ceux-ci diffèrent également de ceux rencontrés pour les matériaux Ferrites où les recherches s'orientent vers les procédés de cofrittage de type LTCC⁵ pour permettre l'intégration de matériaux magnétiques, diélectriques et conducteurs.

Les procédés technologiques mis en œuvre pour des rubans fins consistent en différentes étapes d'élaboration, de laminage, de découpe, de recuit, de mise en forme et d'empilement. Les caractéristiques mécaniques des rubans, imposent des contraintes spécifiques dans chacune des étapes et requièrent en conséquence d'adapter ces procédés aux trois groupes de matériaux métalliques.

Par ailleurs les propriétés magnétiques et les procédés de fabrication des matériaux métalliques précités ne sont pas forcément, d'un point de vue industriel, optimisées pour les applications d'électronique de puissance en dépit des vastes recherches effectuées dans ce domaine. Dans la suite de ce chapitre, nous dresserons un état de l'art, pour chaque catégorie de matériaux, des procédés de mise en forme et de leurs caractéristiques importantes vis-à-vis de leurs applications en électronique de puissance

3.1. Matériaux Amorphes

La famille des matériaux amorphes regroupe de nombreux alliages différents parmi lesquels : Les alliages non magnétiques, les aimants « verres de spin », les alliages de terre rare-métaux de transition utilisés dans les applications de stockage optique, jusqu'aux matériaux très doux basés sur des métaux de transition susceptibles d'être utilisés dans les applications d'électronique de puissance.

⁵ Low Temperature Co-fired Ceramics

Nous nous focaliserons sur ces derniers alliages, que sont les matériaux ferromagnétiques doux. Nous soulignerons les points importants pour leur utilisation en électronique de puissance.

3.1.1. Processus d'élaboration

Les deux principales méthodes d'élaboration des matériaux amorphes sont : le trempage liquide⁶ et le trempage vapeur⁷ [18]. L'obtention de l'état amorphe nécessite le refroidissement rapide d'un métal liquide jusqu'aux températures inférieures à la température de transition vitreuse (T_g) pour empêcher la cristallisation du métal.

Parmi les méthodes de trempage liquide existantes, la trempe sur roue⁸ est la plus largement employée pour élaborer les rubans fins utilisés dans nos applications [19]. Celle-ci est illustrée sur la Figure I-9. Le matériau liquide coule au travers d'une buse positionnée très proche d'une roue entraînée en rotation. Celle-ci est composée d'un matériau très bon conducteur thermique (en général du cuivre), refroidie par un fluide caloporteur en interne. Au contact de la roue, le métal est donc brusquement refroidi et entraîné. La vitesse de rotation de la roue et le débit de l'injection de la buse déterminent alors l'épaisseur du ruban amorphe.

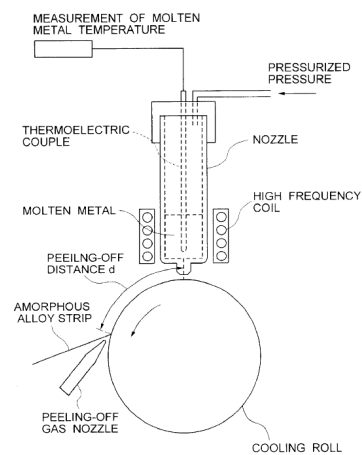


Figure I-9 : La méthode d'élaboration des rubans amorphes par trempe sur roue (L'image est reproduite du brevet d'Hitachi [20])

Les rubans peuvent atteindre des épaisseurs de l'ordre de 15 à 50 μm suivant les conditions de trempe et la composition de l'alliage amorphe. Dans [21] les auteurs ont montré que l'épaisseur des rubans dépend linéairement de la vitesse de rotation de la roue. Les alliages amorphes retenus sont à la base de Fe-Si ($\text{Fe}_{73.5}\text{Nb}_3\text{Cu}_1\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ et $\text{Fe}_{72}\text{Nb}_{4.5}\text{Cu}_1\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ qui constituent les précurseurs d'alliages nanocristallins).

En ce qui concerne les applications d'électronique de puissance l'utilisation des rubans fins de l'ordre de 20 μm , réduit considérablement l'effet de courants induits et permet d'atteindre des fréquences de fonctionnement plus importantes.

⁶ Liquid quenching

⁷ Vapor quenching

⁸ Melt-spinning

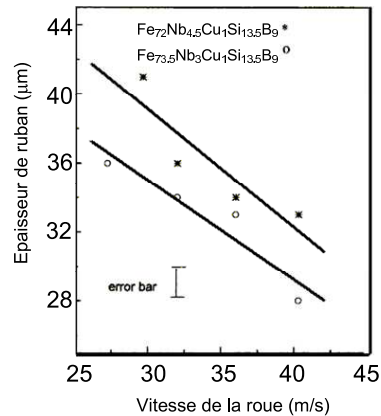


Figure I-10 : L'épaisseur des alliages amorphes. En fonction de la composition et la vitesse de traction de rubans (L'image est reproduite de [21])

Un des points intéressants pour les matériaux magnétiques métalliques, est l'effet important des traitements thermiques sur leurs propriétés magnétiques. En effet, les rubans sortis de cette phase d'élaboration n'ont pas forcément d'excellentes propriétés magnétiques et requièrent un recuit sous la température de cristallisation. Celui-ci est de toute manière nécessaire pour relaxer les contraintes mécaniques induites dans le matériau lors du processus de trempage. A l'aide de ces traitements thermiques les constructeurs disposent de leviers pour optimiser les valeurs d'usage des matériaux, suivant l'application visée. Ce recuit peut s'effectuer à différentes étapes du procédé de fabrication du composant, soit directement après l'élaboration du matériau, soit après découpe et mise en forme des rubans magnétiques, soit après réalisation du composant. La figure I-11 montre des cycles d'hystérésis quasi-statiques majeurs pour un alliage amorphes 2714A de Metglas® à base de cobalt.

Lors du traitement thermique, les caractéristiques magnétiques peuvent être grandement modifiées par l'application d'un champ magnétique ou d'une contrainte suivant une direction déterminée. Ces recuits permettent alors d'induire une anisotropie et autorisent des formes de cycles d'hystérésis très diverses. Par exemple, pour un recuit sous champ magnétique longitudinal (i.e. dans la direction de « laminage » des rubans), les cycles d'hystérésis semblent très rectangulaires (rapport J_r/J_s important). Pour un recuit sous champ transverse » (i.e. perpendiculaire à la direction de « laminage ») ceux-ci sont à l'inverse dits « couchés » et correspondent à des perméabilités plus réduites. Pour les recuits sans champ⁹ magnétique, les cycles présentent donc des formes intermédiaires. D'une manière générale les composants destinés à être utilisés en électronique de puissance, subissent un recuit sous champ magnétique transversal afin de présenter une perméabilité plus réduite (encore de l'ordre de quelques 10 000 le plus souvent) et linéaire, pour les niveaux d'induction mises en jeu dans ces applications.

⁹ Recuit rond

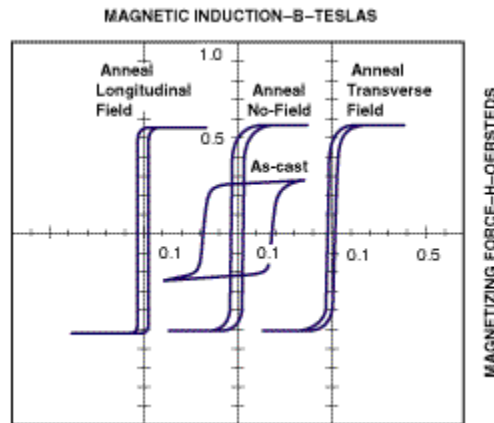


Figure I-11 : Cycles d'hystérésis d'un alliage amorphes à base de cobalt de Metglas® (2714A). (L'image est reproduite du site web du constructeur)

3.1.2. Les composants amorphes

L'élaboration de ces matériaux, sous forme de rubans fins influence directement leurs caractéristiques mécaniques et en conséquence les méthodes de fabrication des composants. En effet, le recuit de relaxation des rubans magnétiques amorphes, les fragilise. Donc dans un grand nombre d'applications, le recuit de relaxation est reporté après la mise en forme et la découpe des rubans. Les solutions de fabrication de noyaux en matériaux amorphes sont alors nombreuses et nous mettrons l'accent sur quelques uns des procédés industrialisés.

Pour les fabricants de noyaux magnétiques en matériaux amorphes, la méthode la plus simple consiste alors à enrouler les rubans autour d'un mandrin pour construire des noyaux sous forme de tores enroulés [22]. Le schéma du procédé de fabrication est montré sur la Figure I-12. En général, un traitement thermique est effectué sur le noyau pour relaxer les contraintes initiales (trempe sur roue) et les contraintes induites lors du processus de fabrication de noyau (enroulage sur le mandrin)

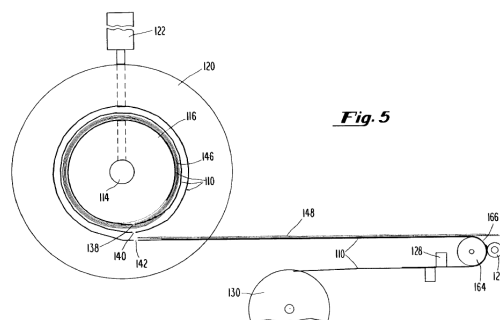


Figure I-12 : Fabrication de noyaux magnétiques : l'enroulement de rubans amorphes pour construire un tore (L'image est reproduite du brevet d'ABB [22])

Une autre méthode consiste à découper le matériau, sous la forme désirée, par emboutissage mécanique [23] (Figure I-13). Le noyau peut alors être construit par empilement des couches. Un traitement thermique est toujours effectué pour optimiser les propriétés magnétiques du composant a posteriori.

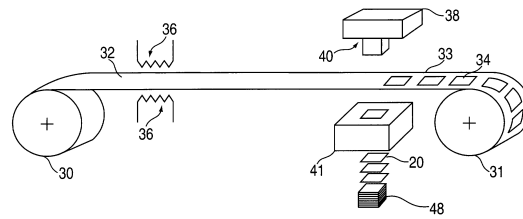


Figure I-13 : Méthode de découpe de rubans amorphes par emboutissage mécanique (L'image est reproduite du brevet d'Hitachi [23])

Du point de vue des utilisateurs de ces noyaux magnétiques, i.e. concepteurs de systèmes d'électronique de puissance, les noyaux dits fermés (tores, rondelles, ...) ne sont pas les meilleurs solutions vis-à-vis des problèmes de bobinage pour la réalisation de composants. En général les formes de noyaux qui permettent l'insertion de noyau magnétique après réalisation des enroulements sont préférées. Pour surmonter ce problème d'autres méthodes de mise en œuvre de matériaux sont employées. On peut notamment citer une méthode d'empilement de feuillets découpés de matériaux amorphes pour réaliser les noyaux de formes *U* ou *E* ou *I* [24], semblables aux formes utilisées pour les matériaux Ferrite. La méthode est illustrée sur la Figure I-14. Dans ce procédé, les rubans de matériaux sont découpés et mis à la forme du noyau final, couche par couche. Ceux-ci sont ensuite assemblés, subissent un traitement thermique et sont finalement imprégnés à l'aide d'une résine spéciale pour les solidariser et former le composant final. Dans cette catégorie, on peut citer les noyaux amorphes *Powerlite*® de *Metglas* qui se trouvent sous différentes taille de formes *U* et *I* (Figure I-15).

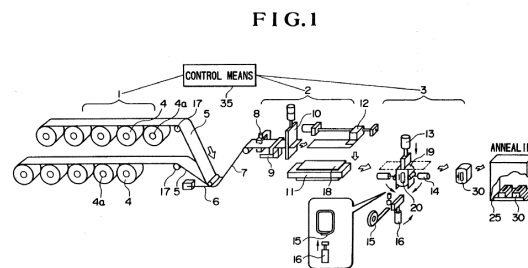


Figure I-14 : Fabrication de noyaux magnétiques : La mise en forme de rubans amorphes sous formes *U* (L'image est reproduite du brevet d'Hitachi [24])



Figure I-15 : Noyaux amorphes de Metglas sous forme de U (PowerLite®)

3.1.3. Caractéristiques intrinsèques de matériaux amorphes

Les cycles DC sont riches en information pour les constructeurs de matériaux, mais sans grand intérêt pour les concepteurs des systèmes d'électronique de puissance à l'exception de la connaissance de l'induction à saturation. Pour ces alliages, les constructeurs fournissent d'autres informations qui sont plus appropriées au contexte de l'électronique de puissances. Nous comparons alors certaines de ces propriétés pour un alliage amorphes (2714A de Metglas) et un matériau Ferrites MnZn (3F3® de Phillips) dans le Tableau I-2.

Tableau I-2 : Les propriétés physiques de l'alliage 2714A de Metglas et Ferrite 3F3 de Phillips

2714A	Induction à saturation	Température de Curie	Temp. fonctionnement	Temp. de cristallisation
	0.57 T	225 °C	90 °C	550 °C
3F3	Epaisseur	Densité volumique	Résistivité électrique	Champ coercitif
	15 µm	7.59 g/cm ³	142 µΩ.cm	< 1 A/m
3F3	Induction à saturation	Température de Curie	Temp. fonctionnement	Temp. de cristallisation
	0.45 T	200 °C	~95 °C	-
3F3	Epaisseur	Densité volumique	Résistivité électrique	Champ coercitif
	-	4.75 g/cm ³	2 Ω.cm	14.4 A/m

Une des propriétés qui est considérablement différente est la résistivité électrique. Comme indiqué auparavant, cette faible résistivité électrique qui s'accompagne généralement d'une faible résistivité thermique améliore la fonction de refroidissement de ces matériaux conducteurs. A l'inverse, aux hautes fréquences, cette faible résistivité électrique est la cause de pertes par courants induits importantes. Une solution consiste donc à réduire l'épaisseur des rubans. Ce point sera alors détaillé d'avantage dans la partie 3.1.4.

Le champ coercitif, mesuré en quasi-statique, est dix fois plus petit dans les matériaux amorphes que dans les Ferrites ; ce qui implique les pertes d'hystérésis réduites.

Une autre propriété importante pour les matériaux amorphes est la température de fonctionnement. L'exposition aux hautes températures réduit en effet la durée de vie de ces matériaux. Ce mécanisme dépend de la température de Curie (T_c) et de la température de cristallisation (T_x) ainsi que le traitement thermique subit par le matériau (cf. section 3.1.5).

3.1.4. Caractéristiques de composants amorphes

La perméabilité magnétique d'un matériau est une des grandeurs d'usage importante pour les électroniciens de puissance. Cette caractéristique, en fonction de l'induction, est déterminante pour fixer le point de fonctionnement magnétique de leur composant.

Les perméabilités relatives d'amplitude¹⁰ des matériaux Ferrites spinel (MnZn et NiZn) sont montrées sur la Figure I-16. En regard des pertes magnétiques volumiques et du volume du composant, une induction crête de 0.2T est considérée, par l'électronicien de puissance selon l'expérience, comme le compromis « type ». Les propriétés magnétiques sont alors optimisées autour de ce point de fonctionnement par les constructeurs de matériaux.

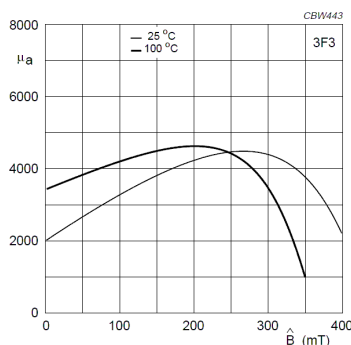


Figure I-16 : Perméabilité d'amplitude en fonction de l'induction de fonctionnement. Ferrites 3F3 Philips (L'image est reproduite du catalogue constructeur)

Ce point de fonctionnement relève des caractéristiques des Ferrites et ne peut servir de référence pour d'autres matériaux, tels que les amorphes, nanocristallins ou polycristallins. Il faut donc être conscient des erreurs dues aux raccourcis de conception, empruntés par certains concepteurs, pour le remplacement d'un matériau par un autre. Pour expliquer ce point, on peut considérer la perméabilité initiale maximale de deux matériaux Ferrite 3F3 et amorphe 2714A (Tableau I-3).

Ces valeurs de perméabilité relative d'amplitude mesurées en basse fréquence n'apportent en effet pas suffisamment d'information aux concepteurs de systèmes d'électronique de puissance. Ceux-ci se réfèrent alors aux spectres de la perméabilité complexe pour retirer les informations concernant le comportement de matériaux magnétiques sur la plage de fréquence qui les intéresse. La partie réelle de la perméabilité contient les informations pour le dimensionnement de l'inductance et la partie imaginaire donne une image des pertes en fonction de la fréquence.

Tableau I-3 : La perméabilité initiale et maximum des Ferrites MnZn (3F3 de Philips) et les matériaux amorphes 2714A de Metglas

3F3	2714A
Initiale 2000, Max 4600 (B=0.2T, 25°C, DC)	Max 10 ⁶

C. Béatrice et al. [25] au laboratoire INRIM à Turin ont mené une étude sur les propriétés hautes fréquences de rubans amorphes hyper fins et ont effectué une comparaison avec les matériaux

¹⁰ Perméabilité relative d'amplitude est calculée par le ratio B_{\max}/H_{\max} pour des excitations en induction symétrique et sinusoïdale.

Ferrite Mn-Zn et Ni-Zn. Les matériaux amorphes à base de cobalt utilisés ($\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{B}_{14.5}\text{Si}_{14.5}$), ont subi de traitements thermiques sous champ transverse et présentent des perméabilités relatives en basse fréquence relativement réduite et de l'ordre de 20 000. Dans cette étude l'épaisseur de rubans est réduite jusqu'à $5.8\mu\text{m}$ ¹¹ afin d'avoir une fréquence de coupure comparable à celle des matériaux Ferrite. Effectivement pour cette épaisseur de matériaux amorphes le produit de la perméabilité initiale par la fréquence de coupure, $\mu_{F=0}f_c$, s'avère plus importante que celui des Ferrites.

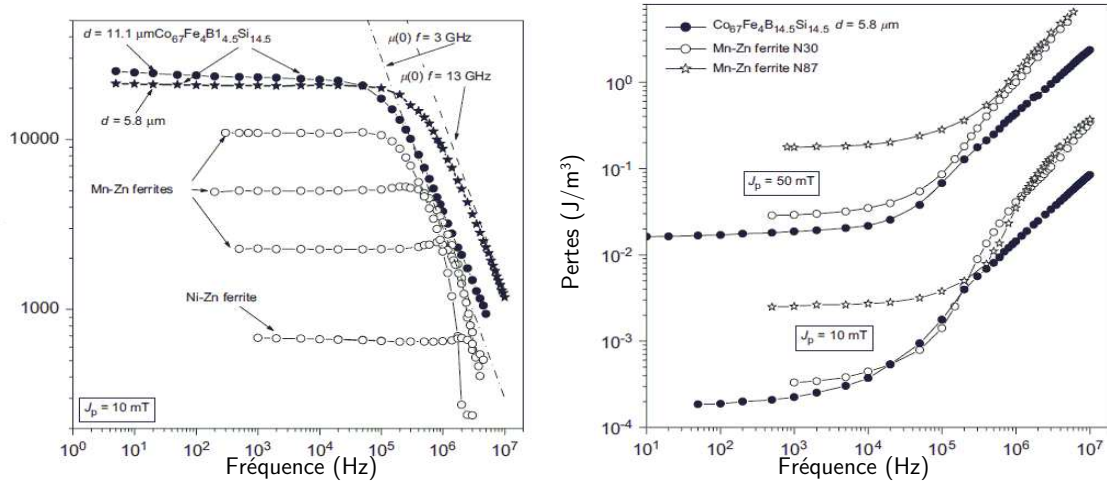


Figure I-17 : Perméabilité complexe d'un alliage amorphe ($\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{B}_{14.5}\text{Si}_{14.5}$) avec une épaisseur extra fine ($5.8\mu\text{m}$). Résultats comparés avec les ferrites MnZn et NiZn (Reproduit de [25], pp. e812)

3.1.5. Stabilité de matériaux amorphes

Les alliages amorphes sont des matériaux métastables et ils ont tendance à se transformer aux états plus stables. Les transformations qui participent à ces changements d'états sont alors la relaxation structurale et la cristallisation [26].

La relaxation structurale est un phénomène qui se produit à l'ordre atomique en conséquence des contraintes résiduelles nées dans le matériau lors de la transformation vitreuse. Ce phénomène peut remarquablement être amorti par un recuit judicieux afin de minimiser les contraintes résiduelles.

La cristallisation est un problème plus complexe qui dépend de nombreux facteurs cinétiques et thermodynamiques. La cristallisation rapide d'un matériau amorphe se produit à la température de transition vitreuse (T_g) ou à la température de cristallisation (T_x). Dans les matériaux élaborés par la méthode de trempage liquide, même loin de la température de cristallisation, une recristallisation progressive se déroule très lentement dans les applications où le matériau est soumis aux contraintes thermiques cycliques et cette recristallisation participe au vieillissement accéléré du matériau.

3.2. Matériaux Nanocristallins

Le recuit à haute température des matériaux amorphes, loin de leur température de cristallisation était réputé dès lors comme un facteur de détérioration des propriétés magnétiques de ces alliages. Il aura alors fallu attendre les travaux de Yoshizawa et al. [27] pour mettre en évidence l'inexactitude de cette idée. Ces travaux, menés au sein des laboratoires de Hithachi Metals concernèrent

¹¹ Cette épaisseur est obtenue par une attaque chimique sur le matériau, initialement élaboré dans une épaisseur $15\mu\text{m}$

initialement l'étude des effets de recuits sur différentes compositions d'alliages amorphes à base de Fer. Cette recherche exhaustive et innovante a alors permis la naissance d'une nouvelle famille d'alliages dits nanocristallins dont la dénomination commerciale est FINEMET®.

Dans cette partie, nous allons regarder d'abord brièvement les processus d'élaboration de ces alliages et l'accent sera porté sur les méthodes de recuits et les grands types de compositions de ces alliages. Ensuite nous regarderons les méthodes de construction de composants nanocristallins et les problèmes industriels rencontrés dans cette voie. Nous terminerons cette partie par les propriétés magnétiques et les grandeurs d'usage importantes de point de vue de la conception de systèmes d'électronique de puissance.

3.2.1. Processus d'élaboration

L'élaboration des alliages Nanocristallins se réalise à partir des alliages amorphes. Certaines compositions d'alliages, dans l'état amorphe, se transforment à l'état nanocristallisé en subissant un traitement thermique approprié. Il existe différentes familles des matériaux nanocristallins brevetées par différents industriels dont les Nanophy, Nanoperm, Hitperm et Finemet. Ces matériaux (soit à base de Fer ou Cobalt) se distinguent par leur composition et les températures de Curie liées aux phases amorphe et nanocristallisée. A titre d'exemple, deux familles d'alliages Finemet brevetées par Hitachi [28] peuvent être citées : $[Fe_{(1-a)}M_a]_{(100-x-y-z-\alpha)} Cu_x Si_y B_z M'_\alpha$ et $[Fe_{(1-a)}M_a]_{(100-x-y-z-\alpha-\beta-\gamma)} Cu_x Si_y B_z M'_\alpha M''_\beta X_\gamma$ comme présentées dans le Tableau I-4.

Une fois le ruban amorphe élaboré, un recuit de cristallisation est alors effectué, après la mise en œuvre sous forme de composant (tore enroulé) et sous une atmosphère neutre (gaz inerte pour éviter d'éventuelles oxydations). La température et la durée de recuit dépendent alors de la composition de l'amorphe précurseur et des grandeurs d'usage recherchées pour l'application.

Ce recuit de cristallisation rend les matériaux nanocristallins très fragiles et non-ductile (Figure I-18). La préférence est donc de construire les composants avant d'effectuer ce recuit. La réalisation de composants suit alors un processus identique au cas de composants amorphes.

Tableau I-4: Les compositions des éléments constitutifs des alliages brevetés par Hitachi en pourcentage

$[Fe_{(1-a)}M_a]_{(100-x-y-z-\alpha)} Cu_x Si_y B_z M'_\alpha$							
M	Co ou/et Ni						
M'	Au moins un des éléments : Nb, W, Ta, Zr, Hf, Ti et Mo						
$0 \leq a \leq 0.5$	$0.1 \leq x \leq 3$	$0 \leq y \leq 30$	$0 \leq z \leq 25$	$5 \leq y+z \leq 30$	$0.1 \leq \alpha \leq 30$		
$[Fe_{(1-a)}M_a]_{(100-x-y-z-\alpha-\beta-\gamma)} Cu_x Si_y B_z M'_\alpha M''_\beta X_\gamma$							
M	Co ou/et Ni						
M'	Au moins un des éléments : Nb, W, Ta, Zr, Hf, Ti et Mo						
M''	Au moins un des éléments : V, Cr, Mn, Al, Un des éléments de groupe platine, Sc, Y, terre rares, Au, Zn, Sn et Re						
X	Au moins un des éléments : C, Ge, P, Ga, Sb, In, Be, As						
$0 \leq a \leq 0.5$	$0.1 \leq x \leq 3$	$0 \leq y \leq 30$	$0 \leq z \leq 25$	$5 \leq y+z \leq 30$	$0.1 \leq \alpha \leq 30$	$\beta \leq 10$	$\gamma \leq 10$

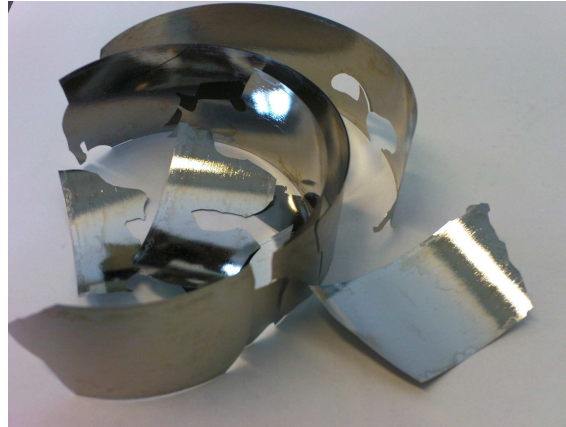


Figure I-18 : Le recuit de cristallisation rend les matériaux nanocristallins très fragiles et non-ductiles.

3.2.2. Propriétés intrinsèques des matériaux nanocristallins

Les alliages nanocristallins héritent une partie de leurs propriétés physiques des alliages amorphes. La résistivité électrique et la densité volumique restent d'un même ordre de grandeur après la cristallisation du matériau. Par contre dans l'état nanocristallisé, le matériau devient stable et le problème de vieillissement est éliminé. Ce changement d'état cristallin entraîne aussi une augmentation de la température de Curie.

Les matériaux Nanocristallins sont constitués des grains de l'ordre de 10nm, aléatoirement répartis dans une base amorphe. Certaines conditions de traitement thermique sur ces alliages parviennent à annuler l'anisotropie macroscopique dans le matériau. Herzer [29] décrit ce phénomène dans un modèle d'anisotropie aléatoire.

Dans les applications d'électronique de puissance et comme pour les matériaux amorphes, une anisotropie dans le sens transverse aux rubans est souvent induite lors du recuit pour ajuster les caractéristiques magnétiques. La perméabilité des rubans peut alors être réduite jusque entre 20 000 et 30 000 par recuit sous champ magnétique. Notons cependant que pour les applications de stockage d'énergie où une perméabilité très réduite est nécessaire, une anisotropie transverse plus importante est indispensable. Cette anisotropie s'obtient par un recuit très court durée¹² (de l'ordre de min) sous un champ magnétique important ou une très forte contrainte mécanique [30].

3.2.3. Propriétés des composants nanocristallins

Nous avons évoqué, dans les parties précédentes, la possibilité d'ajuster les propriétés magnétiques des alliages nanocristallins en agissant sur le recuit et la composition de l'alliage. Dans cette partie on se focalisera sur les besoins des concepteurs que sont exprimés par le biais des différentes grandeurs d'usage qu'ils utilisent, comme la perméabilité complexe, la fréquence de coupure, l'induction à saturation, etc

Le premier point concerne la fréquence dite de coupure qui caractérise le comportement fréquentiel des matériaux par le produit $\mu_{f \rightarrow 0} f_c$ (Partie 3.1.4). Pour les matériaux amorphes, ce produit était alors amélioré par la réduction de l'épaisseur du matériau. Dans cette partie, c'est l'influence de la nanocristallisation que nous examinerons.

Dans [31] les auteurs caractérisent l'alliage $\text{Fe}_{74.5}\text{Cu}_{0.75}\text{Nb}_{2.25}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ dans les deux états amorphe et nanocristallisé. Les échantillons sont alors sous forme de rondelles élaborés à partir de rubans

¹² Flash annealing

d'amorphes d'épaisseur 22 μ m. Les perméabilités complexes de ces deux échantillons sont montrées sur la Figure I-19. La perméabilité initiale du matériau est nettement augmentée dans l'état Nanocristallisé. Par contre le produit de $\mu_{f \rightarrow 0} f_c$ est divisé par un facteur inférieur à 2. (559MHz dans l'état amorphe contre 378MHz dans l'état Nanocristallisé). On peut constater que le recuit influence considérablement la perméabilité initiale par contre son effet sur le produit $\mu_{f \rightarrow 0} f_c$ ne sera pas déterminant.

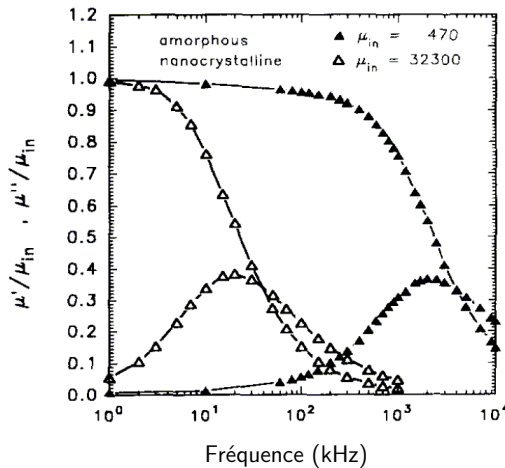


Figure I-19 : Spectres de perméabilité complexe de l'alliage $Fe_{74.5}Cu_{0.75}Nb_{2.25}Si_{13.5}B_9$ dans les deux états amorphe et nanocristallisé. (Reproduit de [31], pp. 304)

Différents traitements thermiques peuvent être effectués sur le même alliage afin d'optimiser ses propriétés magnétiques pour l'application visée. Quand il s'agit d'une application relativement basse fréquence (ex. inférieure à 20 kHz), un recuit approprié peut augmenter la perméabilité initiale au détriment de la fréquence de coupure f_c . Cette capacité d'adaptation de propriétés magnétiques illustre le degré de liberté offert aux concepteurs de systèmes d'électronique de puissance vis-à-vis de leur problème d'intégration.

Le deuxième point consiste à évaluer l'effet de l'induction à saturation des matériaux dans les applications d'électronique de puissance. Yoshizawa dans [32], regroupe une grande quantité de données concernant l'induction à saturation des alliages nanocristallins en fonction des méthodes de recuit et de la composition de l'alliage. La Figure I-20 résume alors les caractéristiques des différents alliages en les situant dans un plan : perméabilité basse fréquence en fonction de l'induction à saturation.

L'induction à saturation des alliages nanocristallins est plus élevée que celle des Ferrites et des alliages amorphes. Toutefois, ce ne sont pas les inductions à saturation qu'il convient de comparer, mais les inductions maximales de fonctionnement compte tenu des contraintes en fréquence et en densités de pertes rencontrées dans les applications. En prenant deux exemples applicatifs on essaiera d'élucider l'impacte de cette propriété sur les applications d'électronique de puissance.

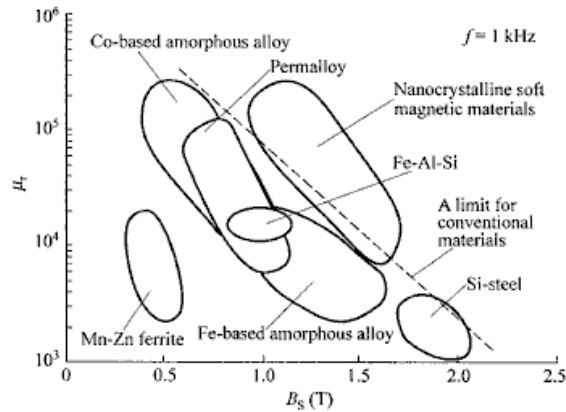


Figure I-20 : La perméabilité initiale basse fréquence et l'induction à saturation pour différents matériaux magnétiques. (Reproduit de [32], Vol.4, pp.125).

Pour étayer ce point, Une comparaison des densité de pertes des Alliages Nanophy® de la société Macagis avec les Ferrites MnZn, en fonction de la fréquence et de l'induction, est présentée sur la Figure I-21 .

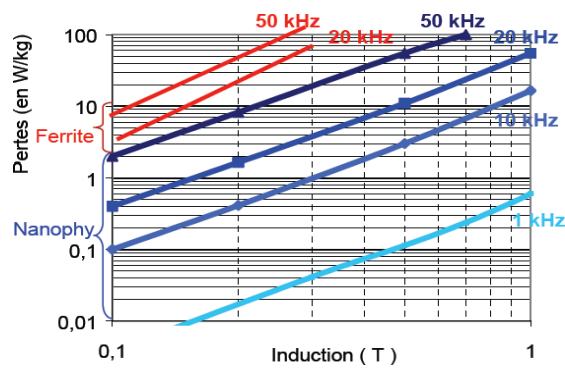


Figure I-21 : Densité de pertes en fonction de l'induction maximale de fonctionnement (en excitations sinusoïdales). (L'image est Reproduite du catalogue de constructeur)

On peut remarquer qu'à 20kHz, pour une même densité de pertes de 10 W/kg, les alliages nanocristallins peuvent atteindre des inductions de fonctionnement 3 fois plus élevées que celles pour les matériaux Ferrites. Quand la fréquence de fonctionnement augmente à 50 kHz, ce rapport entre les inductions diminue à 2 (Tableau I-5). On peut remarquer que l'induction de fonctionnement reste beaucoup plus petite que l'induction à saturation et ce d'autant plus que les fréquences augmentent et supérieures à quelques centaines de kHz.

Tableau I-5 : Comparaison de l'induction de fonctionnement entre les Ferrites MnZn et les alliages nanocristallins Nanophy pour une densité de pertes fixée à 10W/kg

	Ferrites MnZn	Nanophy
20 kHz	0.16 T	0.5 T
50 kHz	0.12 T	0.23 T

Les composants nanocristallins sont également utilisés dans les applications de filtrage entrées/sorties des convertisseurs d'électronique de puissance. Dans ces composants le matériau doit

présenter une perméabilité réduite pour pouvoir stocker de l'énergie et cela dans une bande passante élargie.

La Figure I-22 montre la perméabilité d'un matériau recuit flash de Hitachi et une comparaison avec les matériaux Ferrite, destinés à réaliser la même fonction. Les matériaux nanocristallin présentent un comportement fréquentiel proche de celui des ferrites. Par contre leur induction à saturation élevée (1.2 T contre 0.6 pour les Ferrites) permet de dimensionner le filtre pour une induction de fonctionnement plus importante. Ceci permet donc de réduire le volume du composant.

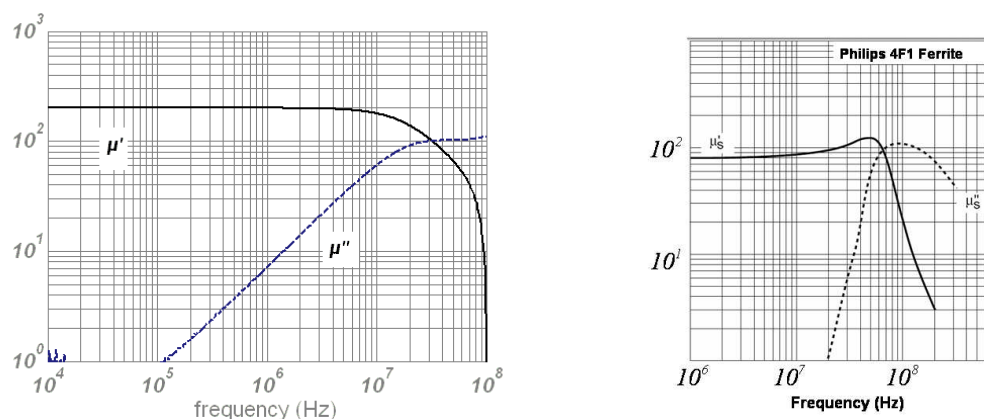


Figure I-22 : La perméabilité de matériau Nanocristallin recuit flash. Comparaisons avec les Ferrites.

En résumé on peut dire que les propriétés magnétiques des composants nanocristallins, les rendent très séduisants pour les concepteurs de systèmes d'électronique de puissance. En revanche les limites mécaniques de ces matériaux, qui restreignent les géométries de composants aux formes de tores enroulés ou découpés, sont contraignantes vis-à-vis de la conception des composants intégrés.

3.3. Matériaux Polycristallins

Parmi les matériaux polycristallins on peut compter les alliages de Fer et de Silicium (Fe-Si) ou de Nickel (Fe-Ni). La plupart des alliages polycristallins se présentent sous forme de tôles minces d'épaisseur millimétrique jusqu'à quelques $10\mu\text{m}$.

Les alliages de Fer et de Silicium sont largement utilisés dans le secteur de l'énergie pour les transformateurs des postes de distribution ou les machines électriques. Ces transformateurs, qui sont dimensionnés pour des fréquences de fonctionnement de 50 ou 60Hz, requièrent des tôles laminées jusqu'aux épaisseurs de 0.3-0.2mm pour réduire l'effet des courants induits. Les alliages Fe-Si peuvent aisément répondre aux besoins dans ce domaine. A titre d'exemple, les tôles Fe-Si Grains orientés PowerCore®¹³ peuvent avoir des épaisseurs réduites jusqu'à 0.23mm.

Par contre, en ce qui concerne les applications d'électronique de puissance, les fréquences mises en jeu sont plus élevées et les concepteurs sollicitent des épaisseurs encore plus réduites, de l'ordre de quelque $10\mu\text{m}$, pour limiter les courants induits. Dans cette voie, les alliages de Fer et de Nickel peuvent être amincis en tôles de $50\mu\text{m}$ d'épaisseur sans que cela pose problème d'un point de vu métallurgique. On peut citer des alliages Supra50® (50% de Nickel) et Permlmphy®¹⁴ (80% de Nickel) qui trouvent leurs applications dans les transformateurs d'intensités. Par contre réduire

¹³ Marque déposée du groupe « ThyssenKrupp » : www.tkes.com

¹⁴ Marques déposées de la société ArcelorMittal

l'épaisseur de ces rubans en dessous de 50 μ m nécessite des efforts supplémentaires au niveau de l'industrie métallurgique et ces matériaux sont restés marginaux dans les applications d'électronique de puissance.

Les recherches industrielles récentes ont toutefois permis de lever ce verrou. Ces travaux [33], ont abouti au développement d'alliages de Fe-Ni-Cr-Cu de bas pourcentage de Nickel qui peuvent être laminés à des épaisseurs très fines jusqu'à 20 μ m. Ces alliages visent pour l'instant principalement les applications d'horlogerie pour le stator de moteurs horlogers et aussi le chauffage par l'induction [34].

Le développement de ces alliages ouvre alors de nouvelles perspectives pour l'utilisation des alliages de Fer et de Nickel dans les applications d'électronique de puissance. En ce qui concerne les matériaux polycristallins, nous allons donc nous focaliser sur les alliages Fe-Ni. Dans cette partie, les méthodes de fabrication et quelques caractéristiques physiques et mécaniques de cette famille de matériaux seront donc rappelées

3.3.1. Processus d'élaboration

L'élaboration des alliages Fe-Ni suit les grandes étapes de l'élaboration des aciers électriques et commence à l'aciérie où la composition chimique de l'alliage est déterminée. Cette composition est fixée avec une précision importante, car elle influence directement certaines propriétés d'usage de l'alliage, e.g. son aimantation à saturation. L'alliage est tout d'abord fondu [35]. L'alliage liquide est ensuite ébauché sous forme de bandes plates dans une étape dite de « laminage à chaud ». Les bandes sont alors prêtes pour l'étape suivante de « laminage à froid ». A ce stade l'épaisseur des rubans est diminuée progressivement par les laminoirs jusqu'à 1 à 0.05mm par écrouissage. Enfin, les bandes fines sont cisailées sous forme de rubans.

En ce qui concerne l'élaboration des alliages Fe-Ni pour les applications électrotechniques, l'étape de laminage à froid est décisive pour optimiser les propriétés magnétiques de ces alliages. En effet, à l'aide de recuits intermédiaires, on peut déterminer l'état cristallin et donc les propriétés magnétiques du produit final. Un enchaînement de recuits intermédiaires lors des étapes de laminage, et un taux d'écrouissage modéré, permettent d'obtenir in fine une distribution isotrope des cristaux cubiques et des grains très fins. Au contraire, un recuit intermédiaire après un fort écrouissage (jusqu'à 90% de l'épaisseur initiale) permet de recristalliser une texture cubique primaire dans le matériau. A l'aide du recuit final (à des températures 800 à 1100°C) on peut alors obtenir des grains de taille millimétrique [36].

Les états recristallisés jouent donc le rôle principal dans la détermination des propriétés magnétiques du produit final. La manière d'effectuer ces recuits de recristallisation et le taux d'écrouissage entre les recuits consécutifs, constituent alors un levier important pour optimiser les propriétés magnétiques de cette famille de matériaux.

3.3.2. Propriétés intrinsèques de matériaux Polycristallins

Propriétés mécaniques

Un des intérêts des alliages Fe-Ni réside dans leurs caractéristiques mécaniques. Ces matériaux, au contraire des matériaux nanocristallins et amorphes, possèdent une certaine malléabilité. Ce caractère ductile a incité l'utilisation de ces alliages dans les applications où une facilité de découpe de matériau et aussi une exigence sur la forme de composant sont demandées. On peut découper facilement ces matériaux en les cisillant. De plus, dans les cas où une précision importante sur la

découpe est demandée l'usinage chimique de ces alliages peut être envisagé. A titre d'exemple on peut citer l'application de cette méthode de découpe pour la fabrication de « shadow mask » des tubes cathodiques des télévisions couleurs ou encore pour la fabrication des boîtiers des circuits intégrés [35]. Dans la gamme de précision intermédiaire, la découpe par laser, largement utilisée pour la découpe des aciers électriques, est utilisée pour éviter les bavures sur les bords. Le schéma de cette méthode de découpe pour fabriquer les tores enroulés est montré sur la Figure I-23. Une autre méthode envisageable est la découpe par électroérosion. Cette dernière est détaillée dans le Chapitre IV.

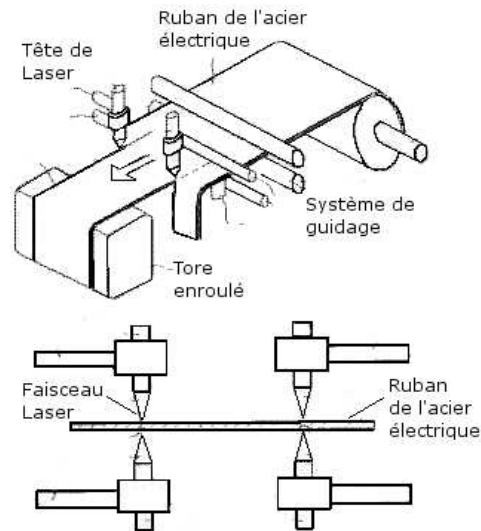


Figure I-23 : Schéma de découpe laser utilisée pour la découpe des aciers électriques et fabrication des tores enroulés.
(L'image est reproduite de [37])

Quelques propriétés physiques

Comme indiqué dans la section 3.3.1, les propriétés physiques des alliages de Fer et de Nickel dépendent de trois facteurs majeurs : la composition, les recuits intermédiaires appliqués sur le matériau dans l'étape de laminage à froid et la méthode de recuit retenue pour finaliser le produit.

En ce qui concerne la composition de l'alliage, le rôle du Nickel est déterminant. Les alliages à basse teneur de Nickel (de l'ordre de 30%) représentent une résistivité élevée, ceux de moyen teneur en Nickel (de l'ordre de 50%) une aimantation à saturation maximale et ceux à 80% une induction à saturation et une perméabilité magnétique optimales [38]. L'aimantation à saturation en fonction du pourcentage de Nickel pour quelques nuances d'alliages Fe-Ni est montrée sur la Figure I-24.

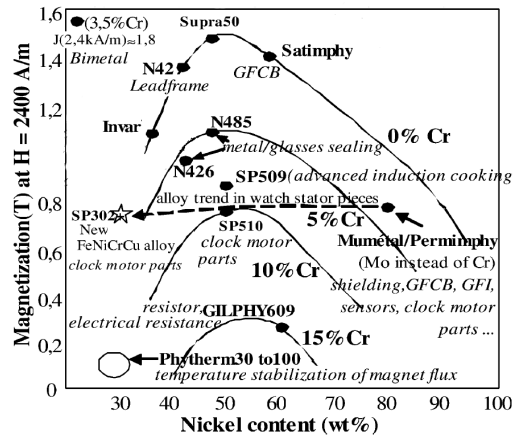


Figure I-24 : L'aimantation à saturation (pour un champ très grand) de quelques nuances des alliages Fe-Ni. Les points sont les alliages qui sont produits industriellement. (L'image est reproduite de [34])

Cependant les propriétés magnétiques ne dépendent pas seulement de la composition de l'alliage. En particulier, la perméabilité magnétique est optimisée en ajustant des anisotropies cristalline, $\langle K_1 \rangle$, et induite, $\langle K_u \rangle$ [39]. Optimiser l'anisotropie induite, $\langle K_u \rangle$, dans une direction donnée et de l'autre côté faire disparaître l'anisotropie cristalline, $\langle K_1 \rangle$, facilitera l'aimantation du matériau dans la direction de $\langle K_u \rangle$, i.e. le champ nécessaire pour aimanter le matériau dans cette direction sera petit. Ce qui revient à augmenter la perméabilité de matériau dans cette direction.

L'anisotropie cristalline dépend fortement du traitement thermique effectué sur le matériau et en particulier de la vitesse de refroidissement après le recuit. Ce phénomène est présenté sur la Figure I-25-a, pour deux méthodes de refroidissement, très lent et très rapide. Ces traitements s'effectuent à des températures élevées (de 800 à 1200°C). Les traitements thermiques pour induire une anisotropie sous effet du champ magnétique (ou contraintes mécanique) s'effectuent, en général, à des températures moins élevées (Figure I-25-b) et cela est fixé par rapport au point de Curie de ces alliages.

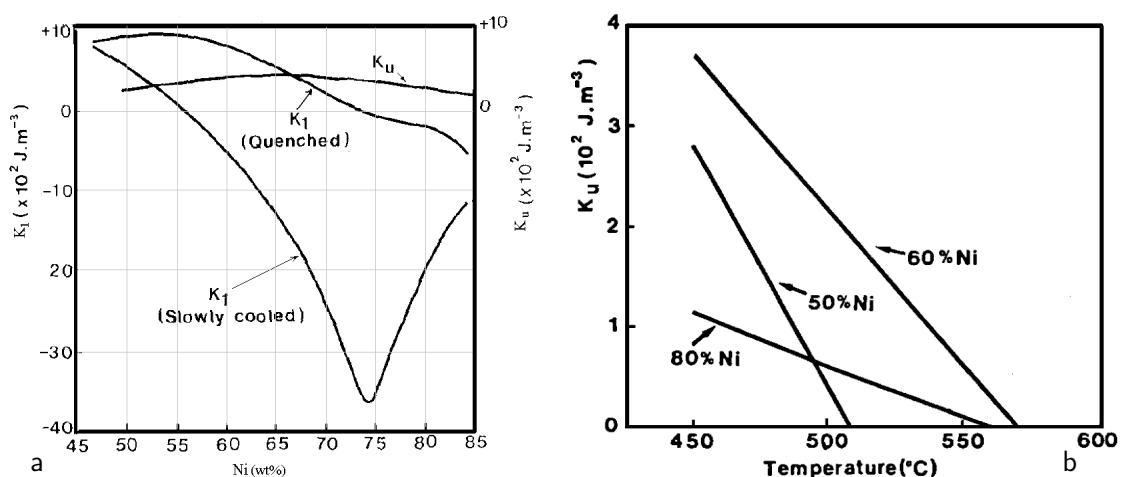


Figure I-25 : a) Constante d'anisotropie magnétocristalline $\langle K_1 \rangle$ en fonction de vitesse de refroidissement. b) Constante d'anisotropie induite sous champ magnétique (Les images sont reproduites de [39] et [40] respectivement)

La température de curie dépend aussi de la teneur en nickel de ces alliages et sa valeur maximale est autour de 50% de Nickel. Cette température définit la limite de la phase ferromagnétique du matériau. Donc cette température est un facteur important pour fixer la température maximale de fonctionnement de ces matériaux dans les applications où les propriétés magnétiques sont déterminantes.

3.3.3. Les composants Polycristallins

Les technologies de laminage industriel ne permettent pas d'obtenir, pour les matériaux polycristallins, des épaisseurs comparables à celles des matériaux amorphes et nanocristallins. Cela contraint l'utilisation de ces matériaux à des applications basses fréquences. Ces composants sont très souvent utilisés sous formes de tores enroulés pour les transformateurs d'intensité dans les circuits de protection basse tension. Ces rubans sont pour l'instant ignorés des électroniciens de puissance dus à cause des épaisseurs non adaptées pour les applications hautes fréquences.

4. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons vu que l'évolution des composants magnétiques de puissance est guidée par les recherches liés à « l'intégration en électronique de puissance ». Dans cette étude nous avons mis l'accent sur les composants dans les convertisseurs de moyenne puissance. En effet, dans cette gamme de puissance, un verrou concerne l'augmentation des densités de puissance transmise et met en conséquence l'accent sur la fonction de refroidissement de composants magnétiques. Actuellement les composants utilisés sont très souvent en matériaux Ferrite qui s'avèrent de très mauvais conducteurs thermiques. Une solution identifiée consiste alors à insérer un matériau conducteur dans ces noyaux afin d'augmenter leur conductivité thermique et cela au détriment du rendement de composant.

D'autres solutions potentielles sont alors les matériaux magnétiques dits métalliques qui disposent d'une conductivité thermique intrinsèque importante. Ces matériaux sont classés dans trois catégories : amorphes, nanocristallins et polycristallins. Pour chaque catégorie, les caractéristiques importantes vis-à-vis des applications d'électronique de puissance ont été détaillées et les liens entre les grandeurs d'usage d'un côté et les procédés d'élaboration et de mise en forme d'un autre côté, ont été établis. Dans le procédé de fabrication de ces alliages, les traitements thermiques permettent d'ajuster les grandeurs d'usage et constituent donc un atout important.

En ce qui concerne les caractéristiques magnétiques intrinsèques, les matériaux nanocristallins et amorphes se placent respectivement au premier et deuxième rang et les matériaux polycristallins arrivent en troisième. Un facteur important pour déterminer le comportement fréquentiel de ces matériaux est l'épaisseur du ruban. Cette épaisseur est plus réduite dans le cas des matériaux amorphes et nanocristallins, ce qui les rend plus intéressants pour les applications hautes fréquences. Les matériaux polycristallins, dans le cas des alliages Fe-Ni, offrent récemment la possibilité d'obtenir des épaisseurs comparables à celles des deux premières catégories. Par contre au niveau des caractéristiques magnétiques intrinsèques ils ne peuvent pas encore les concurrencer.

Il a été démontré également que les caractéristiques magnétiques intrinsèques des matériaux ne sont pas les seules à déterminer les performances des composants. En effet, les propriétés magnétiques peuvent être dégradées par le procédé de fabrication du composant. Les nanocristallins sont dans ce domaine les plus pénalisés par leur extrême fragilité. Les amorphes peuvent quant à eux être découpés pour réaliser des noyaux magnétiques en forme de C. En ce qui concerne les alliages polycristallins, ils se présentent eux à l'inverse des nanocristallins comme des matériaux ductiles. Les procédés de mise en forme sont souvent maîtrisés pour leur utilisation dans d'autres domaines. Par contre ces alliages sont pour l'instant ignorés des électroniciens de puissance.

Nous mettons alors l'accent sur ces nouveaux alliages susceptibles d'être utilisés en électronique de puissance. Pour évaluer leur potentiel applicatif, nous devons alors d'un côté, nous doter des outils théoriques pour étudier leurs propriétés physiques et déterminer leur influence sur les caractéristiques hautes fréquences de ces matériaux. D'un autre côté, nous devons chercher la meilleure façon de mettre en œuvre ces matériaux pour fabriquer les composants d'électronique de puissance et répondre aux exigences applicatives d'intégration.

5. Bibliographie

- [1] SEEDS, "Systèmes d'Energie Electrique dans leur Dimension Sociétale" Available: <http://www.seedsresearch.eu/>.
- [2] P. Carazzetti, M. Dubois, and N. de Rooij, "High-performance micromachined RF planar inductors," *The 13th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 2005. Digest of Technical Papers. TRANSDUCERS '05.*, Seoul, Korea: , pp. 1084-1087.
- [3] H. Lakdawala, X. Zhu, H. Luo, S. Santhanam, L. Carley, and G. Fedder, "Micromachined high-Q inductors in a 0.18- μm copper interconnect low-k dielectric CMOS process," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 37, 2002, pp. 394-403.
- [4] J. Burghartz, D. Edelstein, M. Soyuer, H. Ainspan, and K. Jenkins, "RF circuit design aspects of spiral inductors on silicon," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 33, Dec. 1998, pp. 2028-2034.
- [5] J. Boggetto, Y. Lembeye, J. Ferrieux, and Y. Avenas, "Micro fabricated power inductors on silicon," *2002 IEEE 33rd Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference. Proceedings (Cat. No.02CH37289)*, Cairns, Qld., Australia: , pp. 1225-1229.
- [6] D. Flynn, A. Toon, L. Allen, R. Dhariwal, and M. Desmulliez, "Characterization of Core Materials for Microscale Magnetic Components Operating in the Megahertz Frequency Range," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 43, 2007, pp. 3171-3180.
- [7] D.S. Gardner, G. Schrom, P. Hazucha, F. Paillet, T. Karnik, S. Borkar, R. Hallstein, T. Dambrauskas, C. Hill, C. Linde, W. Worwag, R. Baresel, and S. Muthukumar, "Integrated on-chip inductors using magnetic material (invited)," *Journal of Applied Physics*, vol. 103, 2008, p. 07E927.
- [8] Z. Cai, T.L. Goodrich, B. Sun, Z. Chen, V.G. Harris, and K.S. Ziemer, "Epitaxial growth of barium hexaferrite film on wide bandgap semiconductor 6H-SiC by molecular beam epitaxy," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 43, 2010, p. 095002.
- [9] O. Deleage, "Conception, réalisation et mise en oeuvre d'un micro-convertisseur intégré pour la conversion DC/DC," Joseph Fourier, 2009.
- [10] F. Forest, E. Laboure, T.A. Meynard, and J. Huselstein, "Multicell Interleaved Flyback Using Intercell Transformers," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 22, 2007, pp. 1662-1671.
- [11] H.D. Thai, O. Deleage, H. Chazal, Y. Lembeye, R. Rolland, and J. Crebier, "Design of Modular Converters; Survey and Introduction to Generic Approaches," *2009 Twenty-Fourth Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition*, Washington, DC, USA: 2009, pp. 1427-1433.
- [12] B. Vallet, "Etude et conception d'une nouvelle alimentation à découpage à transfert d'énergie mixte basée sur un composant passif LCT intégré," Joseph Fourier, 2007.
- [13] A. Kerim, "Contribution à l'intégration moyenne puissance de composants magnétiques pour l'électronique de puissance," Joseph Fourier, 2008.
- [14] W. Liu, J. Dirker, and J.D. van Wyk, "Power Density Improvement in Integrated Electromagnetic Passive Modules With Embedded Heat Extractors," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 23, 2008, pp. 3142-3150.
- [15] W. Shen, F. Wang, D. Boroyevich, and C. Tipton, "High-Density Nanocrystalline Core Transformer for High-Power High-Frequency Resonant Converter," *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 44, 2008, pp. 213-222.
- [16] J. Rodriguez, Jih-Sheng Lai, and Fang Zheng Peng, "Multilevel inverters: a survey of topologies, controls, and applications," *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 49, 2002, pp. 724-738.
- [17] J. Rodriguez, L.G. Franquelo, S. Kouro, J.I. Leon, R.C. Portillo, M.Á.M. Prats, and M.A. Perez, "Multilevel Converters: An Enabling Technology for High-Power Applications," *Proceedings of the IEEE*, vol. 97, 2009, pp. 1786-1817.
- [18] C.J. Raub, "Handbook of magnetic materials, volume 6: edited by K. H. J. Buschow, ISBN 0-444-88952-3, US\$ 214, 654 pp., more than 500 illustrations," *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 191, Feb. 1993, p. 325.
- [19] H. Kronmüller and S.S.P. Parkin, *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials*, John Wiley & Sons, 2007.
- [20] Y. Yoshizawa, Y. Bizen, S. Arakawa, M. Nagao, and T. Meguro, "Soft magnetic alloy strip, magnetic member using the same, and manufacturing method," U.S. Patent 6425960, July 30, 2002.
- [21] A.K. Panda, S. Roy, S.R. Singh, V. Rao, S. Pramanik, I. Chattoraj, A. Mitra, and P. Ramachandrarao, "Effect of quenching rate on the properties of melt-spun FeNbCuSiB ribbons," *Materials Science and Engineering A*, vol. 304-306, May. 2001, pp. 457-461.

- [22] M.E. Rand, "United States Patent: 6374480 - Method and apparatus for making a transformer core from amorphous metal ribbons," U.S. Patent 6374480, April 23, 2002.
- [23] N.J. Decristofaro, G.E. Fish, S.M. Lindquist, and P.J. Stamatis, "United States Patent: 7011718 - Bulk stamped amorphous metal magnetic component," U.S. Patent 7011718, March 14, 2006.
- [24] T. Simozaki, M. Kusano, Y. Taneda, and T. Sawaguchi, "United States Patent: 5261152 - Method for manufacturing amorphous magnetic core," U.S. Patent 5261152, November 16, 1993.
- [25] C. Beatrice, N. Banu, E. Ferrara, and F. Fiorillo, "High-frequency properties of thin amorphous ribbons," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 320, Oct. 2008, pp. e810-13.
- [26] K. Moorjani and J.M.D. Coey, *Magnetic glasses*, Elsevier, 1984.
- [27] Y. Yoshizawa, S. Oguma, and K. Yamauchi, "New Fe-based soft magnetic alloys composed of ultrafine grain structure," *Journal of Applied Physics*, vol. 64, 1988, p. 6044.
- [28] Y. Yoshizawa, K. Yamauchi, and S. Oguma, "Fe-BASE SOFT MAGNETIC ALLOY AND METHOD OF PRODUCING SAME," U.S. Patent EP0271657 (A2), June 22, 1988.
- [29] G. Herzer, "Grain structure and magnetism of nanocrystalline ferromagnets," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 25, Sep. 1989, pp. 3327-3329.
- [30] F. Alves, "Flash stress annealings in nanocrystalline alloys for new inductive components," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 226-230, May. 2001, pp. 1490-1492.
- [31] M. Schaefer and G. Dietzmann, "Magnetic properties of as-cast and nanocrystallized Fe_{74.5}Cu_{0.75}Nb_{2.25}Si_{13.5}B₉ amorphous ribbons," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 133, May. 1994, pp. 303-305.
- [32] Y. Liu, D.J. Sellmyer, and D. Shindo, *Handbook of Advanced Magnetic Materials*, Springer US, .
- [33] T. Waeckerle, Danylova, and Olena, "Austenitic Iron-nickel-chromium-copper Alloy.," U.S. Patent MX2009010504 (A), March 30, 2010.
- [34] T. Waeckerle, "Low Nickel Content FCC Alloys: Recent Evolution and Applications," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 46, Feb. 2010, pp. 326-32.
- [35] G. BERANGER, *Les alliages de fer et de nickel : 100 ans après la découverte de l'INVAR*, Lavoisier Technique Et Documentation, 1996.
- [36] F. Caleyó, T. Baudin, R. Penelle, and V. Venegas, "Orientation correlations in primary recrystallized Fe-50%Ni," *Materials Science and Engineering A*, vol. 298, Jan. 2001, pp. 227-234.
- [37] N. YOSHIHISA, "Cutting Method Of Magnetic Steel Strip," U.S. Patent JP58224090 (A), December 26, 1983.
- [38] F. Pfeifer and C. Radloff, "Soft magnetic Ni-Fe and Co-Fe alloys - some physical and metallurgical aspects," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 19, Apr. 1980, pp. 190-207.
- [39] G. Couderchon and J. Tiers, "Some aspects of magnetic properties of Ni-Fe and Co-Fe alloys," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 26, Mar. 1982, pp. 196-214.
- [40] G. Couderchon, "Magnetic alloys with vanishing anisotropies," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 96, Jun. 1991, pp. 47-59.

Chapitre II

Description des matériaux magnétiques métalliques

1.	Introduction.....	34
2.	Subdivision en domaines élémentaire des matériaux ferromagnétiques.....	35
2.1.	Modèle de parois flexibles : épaisseur du ruban infinie.....	35
2.1.1.	Positionnement du problème	36
2.1.2.	Solution du problème	38
2.1.3.	Calcul du flux magnétique et de la perméabilité complexe.....	39
2.1.4.	Solution numérique	39
2.2.	Modèle des parois flexibles : épaisseur finie.....	41
2.2.1.	Positionnement du problème	41
2.2.2.	Solution du problème	42
2.2.3.	Calcul du flux magnétique et de la perméabilité complexe.....	42
2.3.	Bilan.....	43
3.	Mesures de perméabilité complexe : comparaison des modèles.....	45
3.1.	Les échantillons	45
3.2.	Résultats de mesures et identification des modèles.....	45
3.2.1.	Identification des paramètres du modèle de Néel	46
3.2.2.	Identification des paramètres du modèle de Bishop.....	47
3.3.	Bilan.....	48
4.	Effet de l'anisotropie et de la direction de magnétisation.....	50
4.1.	Une approche dite mésoscopique.....	51
4.2.	La structure en domaines moyenne	52
4.3.	Différentes structures en domaines.....	53
4.4.	Calcul de la nouvelle position d'équilibre	53
4.5.	Le modèle de rotation cohérente de l'aimantation.....	57
4.6.	Contributions des deux mécanismes d'aimantation.....	58
4.7.	La perméabilité statique.....	60
4.8.	La perméabilité dynamique	61
4.9.	Bilan.....	63
5.	Conclusions	64
6.	Bibliographie	65

1. Introduction

L'évaluation de nouveaux matériaux métalliques aux applications d'électronique de puissance requiert de connaître les besoins de ces systèmes et de savoir les traduire en termes de caractéristiques physiques intrinsèques pour ces matériaux. Ces informations sont alors à destination des constructeurs de matériaux magnétiques, à savoir les métallurgistes.

Les métallurgistes recourent aux études théoriques et méthodes pratiques afin d'ajuster les propriétés de leurs matériaux aux besoins de différentes applications. Les électroniciens de puissances, quant à eux, expriment leurs exigences en termes de comportement haute fréquence de ces composants, i.e. induction à saturation, densités de pertes, etc.... . D'un côté les connaissances et les savoirs-faires englobent les aspects dits « microscopiques » et de l'autre les exigences portent sur les aspects dits « macroscopiques ». Etablir un lien entre ces deux mondes nécessite de s'intéresser à des aspects dits « mésoscopiques ». Les experts du domaine mésoscopique, à leur tour, doivent développer leurs outils théoriques afin d'expliquer les phénomènes et établir les liaisons. Outre guider les métallurgistes dans l'optimisation des caractéristiques magnétiques pour les applications d'électronique de puissance, ces outils peuvent servir à étudier les dégradations dues à la mise en œuvre des alliages magnétiques métalliques et déduire leur potentiel pour les applications dans le domaine de haute fréquence.

D'un point de vue applicatif, on peut dissocier deux approches différentes pour déterminer l'impact des différents procédés d'élaborations de matériaux, sur les propriétés des composants. La première est de caractériser différents matériaux en fonction de différentes méthodes d'élaboration et en déduire l'impact de ces méthodes d'élaboration. La seconde est de modéliser les matériaux et déterminer a priori les caractéristiques magnétiques en fonction de propriétés physiques de ces matériaux. Cette deuxième méthode rejoint les méthodes adoptées par les métallurgistes sur un point commun qui est les propriétés physiques intrinsèques des matériaux. Dans cette étude nous sommes proches de cette dernière démarche.

Les matériaux utilisés dans les composants de l'électronique de puissance sont, en général, exploités dans la zone linéaire. Ce qui permet à l'électronicien de puissance d'utiliser la notion de perméabilité complexe pour décrire le comportement magnétique de ces composants.

Dans ce chapitre, nous allons regarder de plus près cet aspect de perméabilité complexe et ensuite nous allons réviser quelques modèles existant et les travaux effectués qui décrivent le spectre de la perméabilité complexe, en considérant la structure magnétique des matériaux. Ensuite pour expliquer le comportement fréquentiel des matériaux polycristallins, nous développerons un modèle qui est, d'un point de vue microscopique, plus adapté à ces matériaux. Ce modèle tient compte des propriétés physiques du matériau comme l'anisotropie induite et la magnétostriction.

2. Subdivision en domaines élémentaire des matériaux ferromagnétiques

Une des premières techniques d'observation de la structure en domaines de Weiss, a été proposé par Francis Bitter en 1931 [1], [2] et Sixtus en 1937 [3]. Cette technique est, de nos jours, est connue sous le nom de « technique de Bitter ». Cet outil, initialement développé dans les centres de recherches de General Electric et Westinghouse Electric dans le souci d'étudier l'état magnétique de leurs aciers électriques, a contribué fortement à la recherche sur les propriétés mésoscopiques des alliages magnétiques. Les mesures de l'aimantation par Barkhausen, complétées par les observations directes de la structure magnétique des différentes éprouvettes dans les laboratoires de Bell [4], [5] ont mis en évidence, expérimentalement, l'existence de domaines magnétiques, théoriquement décrits par Landau et Néel [6], [7] antérieurement.

Ces études, poussées d'un côté par l'intellectualité des scientifiques et de l'autre par le besoin des industriels d'améliorer les grandeurs d'usage de leurs aciers électriques, se sont focalisées sur l'étude de propriétés des tôles ferromagnétiques.

Initialement dévolus aux tôles en alliages Fe-Si de quelques dixièmes de millimètres d'épaisseur, utilisées pour l'électrotechnique à 50Hz, ces études se sont ensuite étendues à d'autres alliages laminés en tôles d'épaisseurs plus faibles, utilisées pour l'électrotechnique et l'électronique de puissance à de plus hautes fréquences. Cette dérive s'explique par le fait que les effets des courants de Foucault dans une tôle de Fe-Si de 300 μ m d'épaisseur à 50Hz sont identiques à ceux rencontrés dans une tôle de Fe-Co de 30 μ m d'épaisseur et ce à 15kHz.

Pour décrire la perméabilité complexe de ces tôles ferromagnétiques, les premières études considèrent le mécanisme de mouvement d'une paroi [8], et supposent une description simple de deux domaines de Weiss aimantés à 180° l'un par rapport à l'autre et séparés par une paroi de Bloch (Figure II-1). Ces études s'accompagnent de mesures expérimentales sur une éprouvette minutieusement préparée [9] qui mettent en évidence l'importance du mécanisme de mouvement de parois pour la description de comportement fréquentiel des laminages ferromagnétiques.

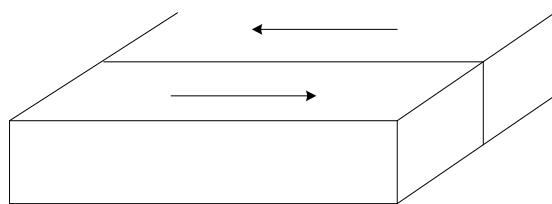


Figure II-1 : Modèle à une seule paroi dans la profondeur d'un matériau magnétique pour le calcul théorique de la perméabilité, proposé par Kittel.

D'autres auteurs proposent par la suite une description plus complexe et considèrent une infinité de parois magnétiques séparant des domaines aimantés à 180° les uns par rapport aux autres. Ces études permettent le calcul de la perméabilité complexe du matériau et seront présentées dans la suite de ce chapitre.

2.1. Modèle de parois flexibles : épaisseur du ruban infinie

Ce modèle présenté par Néel [10], considère un corps ferromagnétique sous forme d'une plaque semi infinie, non homogène et subdivisé en domaines (Figure II-2). Ceux-ci sont aimantés à

saturation et sont séparés par des parois de Bloch supposées infiniment souples (C'est-à-dire sans énergie superficielle de parois). Ces parois rejoignent la surface de la plaque sous un angle droit.

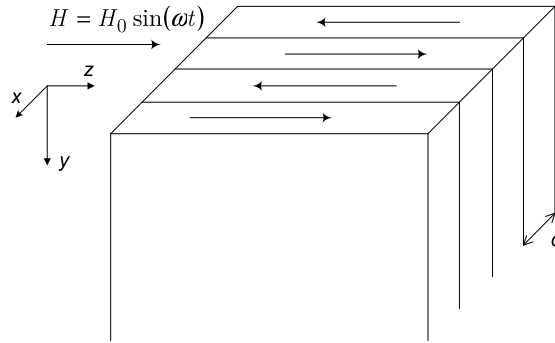


Figure II-2 : Corps ferromagnétique modélisé sous forme d'une plaque semi infinie constituée de domaines à 180° séparés par des parois équidistantes

Les domaines sont aimantés dans la direction du champ magnétique qui est appliqué dans la direction z. Ces domaines ont donc une perméabilité relative unitaire, soit une susceptibilité nulle. Dans le cadre d'excitations en champ magnétique faible, les déplacements de parois sont alors restreints et très inférieurs à la largeur des domaines, d . En conséquence, les parois sont affectées d'une susceptibilité superficielle χ_w égale à $\chi_0 d$ avec χ_0 la susceptibilité statique initiale du matériau.

2.1.1. Positionnement du problème

Un champ magnétique alternatif de faible amplitude est appliqué à la surface de la plaque semi infinie dans la direction z. Le calcul de la perméabilité complexe s'effectue par le biais de celui du flux magnétique dans le matériau. En effet, la démarche consiste à estimer séparément les flux magnétiques dus aux variations d'aimantation à l'intérieur des domaines et aux variations d'aimantation liées aux déplacements des parois. Le flux magnétique total est ensuite comparé au flux calculé en supposant le matériau, homogène et décrit par une perméabilité complexe. L'expression de la perméabilité complexe équivalente est alors déduite de la comparaison entre ces deux descriptions.

Pour calculer le flux magnétique, nous devons connaître le champ magnétique dans le matériau. Ce champ magnétique obéit à l'équation de diffusion à laquelle s'adjoignent les conditions aux limites sur les parois et à la surface du matériau.

L'équation de diffusion s'obtient en appliquant les équations de Faraday et d'Ampère. L'équation d'Ampère sous forme différentielle s'écrit :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} \tag{II-1}$$

Avec \vec{J} la densité de courant.

A l'intérieur des domaines, l'équation de Faraday ($\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$) s'écrit sous la forme :

$$\vec{\nabla} \times \vec{J} = -\frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \tag{II-2}$$

est la résistivité du matériau et μ_0 la perméabilité du vide.

A partir des équations (II-1) et (II-2), et de la relation vectorielle $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{J}$, l'équation de diffusion s'écrit sous la forme :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} = -\frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{II-3})$$

Le champ magnétique est supposé sinusoïdal de pulsation ω et dirigé selon la direction z . L'équation II-3 se réduit donc à :

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} = \frac{j\omega\mu_0}{\rho} \vec{H} \quad (\text{II-4})$$

La solution de l'équation (II-4) décrit l'évolution du champ magnétique dans les domaines. Cette solution doit satisfaire également d'autres conditions aux limites :

- sur les parois de Bloch
- sur la surface du matériau où le champ magnétique appliqué vaut H_0
- A l'intérieur du matériau où le champ doit s'annuler dans la profondeur lorsque $y \rightarrow \infty$

Les conditions aux limites sur les parois sont obtenues en écrivant les deux équations précédentes (équations II-1 et II-2) sur une surface infinitésimale, S , autour d'une paroi (Figure II-3).

L'intégration de l'équation de Faraday sur la surface S permet alors d'écrire :

$$\int_S \vec{\nabla} \times \vec{J} \cdot d\vec{s} = -\frac{j\omega}{\rho} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (\text{II-5})$$

Le théorème de Stokes relie le flux au travers d'une surface du rotationnel d'une grandeur, à la circulation de cette grandeur sur le contour qui délimite cette surface :

$$\int_C \vec{J}(x,y) \cdot d\vec{\ell} = -\frac{j\omega}{\rho} \int_S \vec{B}(x,y) \cdot d\vec{s} \quad (\text{II-6})$$

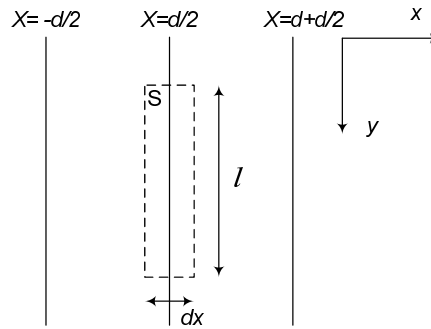


Figure II-3 : Les conditions aux limites autour d'une paroi

Quand dx tend vers zéro, le contour se confond avec la paroi et le champ sur la paroi s'exprime en fonction des densités de courants de part et d'autre de celle-ci :

$$(J_y(d/2-dx) - J_y(d/2+dx)) \cdot l = -\frac{j\omega}{\rho} \int \vec{B}_w \cdot d\vec{\ell} \quad (\text{II-7})$$

B_w est l'induction due au champ magnétique sur une paroi. La longueur l du contour peut être choisie suffisamment petite pour que le champ H puisse être considéré constant. De plus, les densités de courants de part et d'autre de la paroi sont identiques en valeur et opposées en sens :

$J_y(d/2-dx) = -J_y(d/2+dx)$, par effet de symétrie. L'équation (II-7) se réécrit alors sous la forme suivante :

$$-2J_y(x,y) \Big|_{x=\frac{d}{2}} \cdot \ell = -\frac{j\omega\mu_0\chi_w}{\rho} H_z(x,y) \Big|_{x=\frac{d}{2}} \cdot \ell \quad (\text{II-8})$$

La loi d'Ampère ($\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}$), nous indique que $J_y(x,y) = -\partial H_z(x,y)/\partial x$, ce qui, compte tenu de l'équation (II-8), nous permet d'écrire :

$$2 \frac{\partial H_z(x,y)}{\partial x} \Big|_{x=\frac{d}{2}} = -\frac{j\omega\mu_0\chi_w}{\rho} H_z(x,y) \Big|_{x=\frac{d}{2}} \quad (\text{II-9})$$

2.1.2. Solution du problème

Le champ magnétique H , doit satisfaire l'équation de diffusion (II-4) et la condition aux limites sur les parois (II-9). De plus, il doit être égal au champ appliqué sur la surface du matériau, H_0 , et doit s'annuler dans la profondeur du matériau. La structure périodique des parois dans le matériau implique, d'un autre côté, que ce champ est périodique dans la direction x . La solution générale est donc de la forme :

$$H = H_0 \sum_{n=0}^{\infty} c_n \cos(p_n x) \cdot e^{-q_n y} \quad (\text{II-10})$$

Pour connaître le champ dans le matériau, les coefficients c_n , p_n et q_n doivent être déterminés. Ceux-ci sont alors déduits des conditions aux limites précédemment citées.

La condition aux limites sur les parois (l'équation II-9) implique :

$$(p_n \frac{d}{2}) \cdot \tan(p_n \frac{d}{2}) = \frac{j\omega\mu_0\chi_w d}{4\rho} \equiv r^2 \quad (\text{II-11})$$

Les racines de cette équation transcendante complexe, $p_n d/2$, déterminent les coefficients p_n .

Le champ à la surface du matériau doit être égal au champ appliqué, ce qui se traduit par l'expression suivante :

$$\sum_{n=0}^{\infty} c_n \cos(p_n x) = 1 \quad (\text{II-12})$$

Connaissant les coefficients p_n , à l'aide de cette équation nous pouvons déterminer les coefficients c_n . Les fonctions $\cos(p_n x)$ constituent une base orthogonale entre $x = -d/2$ et $x = +d/2$ (Annexes A.1) et les coefficients c_n s'écrivent sous la forme :

$$c_n = \frac{2 \sin(p_n \frac{d}{2})}{p_n \frac{d}{2} \left(1 + \frac{\sin^2(p_n \frac{d}{2})}{r^2} \right)} \quad (\text{II-13})$$

Avec $r^2 = j\omega\mu_0\chi_w d/4\rho$

En mettant la solution générale du champ magnétique dans l'équation (II-4) on peut déterminer les coefficients q_n :

$$-p_n^2 + q_n^2 = \frac{j\omega\mu_0}{\rho} \quad (\text{II-14})$$

Avec les trois équations (II-11), (II-13) et (II-14) le champ magnétique peut être calculé partout dans le matériau et ce en fonction des caractéristiques que constituent la susceptibilité superficielle des parois et la largeur des domaines :

$$H = H(\omega, \rho, d, \chi_w) \quad (\text{II-15})$$

2.1.3. Calcul du flux magnétique et de la perméabilité complexe

Compte tenu de notre description d'un matériau non homogène, le flux total dans le matériau se compose de deux termes : le flux dû au champ magnétique dans les domaines, ϕ_1 , et celui dû aux déplacements des parois, ϕ_2 . Le flux total dans le matériau, $\phi_t = \phi_1 + \phi_2$, après quelques lignes de calculs (Annexe A.II) s'exprime alors comme suit :

$$\phi_t = \frac{\mu_0 \chi_w H_0}{r} A \quad (\text{II-16})$$

Avec

$$A = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^3}{\left((p_n \frac{d}{2})^2 + r^4 + r^2 \right)} \cdot p_n \frac{d}{2} \sqrt{1 + \frac{r^2}{\frac{\chi_w}{d} \cdot (p_n \frac{d}{2})^2}} \quad (\text{II-17})$$

Le flux calculé pour un matériau homogène décrit par une perméabilité μ et une résistivité ρ (Annexe A.III) s'écrit sous la forme :

$$\phi = H_0 \sqrt{\frac{\rho \mu_0 \mu_r}{j\omega}} \quad (\text{II-18})$$

En comparant les deux équations (II-16) et (II-18) on obtient la perméabilité complexe du matériau, $\tilde{\mu} = \mu_0 (\mu' - j\mu'')$, sous la forme :

$$\tilde{\mu} = 4\mu_0 \frac{\chi_w}{d} A^2 \quad (\text{II-19})$$

2.1.4. Solution numérique

Pour déterminer l'expression de la perméabilité complexe (l'équation II-19), la difficulté est de trouver les racines de l'équation transcendante complexe (II-11) qui permet le calcul des termes $p_n d/2$. Cette équation n'a pas de solution analytique et les approximations considérées par Néel [10] ne parviennent pas à une précision satisfaisante sur toute la gamme de fréquence et surtout à hautes fréquences.

Afin d'évaluer le modèle proposé par Néel, nous avons choisi de calculer, à l'aide de méthodes numériques, les coefficients p_n [11]. La méthode retenue, de type Newton-Raphson, consiste à effectuer des itérations successives qui convergent vers la solution (critère d'arrêt fixé à 10^{-3}). Une formulation matricielle qui permet de trouver les « n » premières racines $p_n d/2$, pour une valeur de

n donnée, est présenté dans l'Annexe A.IV. Cette formulation a été implémentée sous le logiciel MatLab®.

L'équation (II-11) relie les termes $p_n d/2$ aux propriétés du matériau et la pulsation du champ magnétique appliqué. A l'aide de cette relation, un terme de fréquence, intrinsèque aux caractéristiques du matériau, $f_r=4\rho/(\mu_0\chi_w d)$, peut être définie et permet d'introduire une pulsation réduite définie par $a = \omega\mu_0\chi_w d/4\rho$, soit :

$$r^2 = j \frac{\omega\mu_0\chi_w d}{4\rho} \equiv ja \quad (II-20)$$

Notons également que les racines $p_n d/2$ sont complexes. Leur partie réelle sera alors notée θ_n et leur partie imaginaire γ_n suivant la relation :

$$p_n \frac{d}{2} = \theta_n + j\gamma_n \quad (II-21)$$

Les courbes de θ_n et γ_n en fonction de la pulsation réduite, a , sont tracées sur la Figure II-4. Les courbes de la perméabilité complexe en fonction de la fréquence peuvent ensuite être tracées à l'aide de l'équation (II-19).

De ces courbes, la valeur de la perméabilité réelle en basse fréquence peut être calculée en fonction des propriétés du matériau. En effet, en basse fréquence, les parties réelle et imaginaire des coefficients p_n tendent vers zéro, de la même manière que r^2 . La limite de la somme, noté A (l'équation II-17) peut donc être calculée et permet de déduire la valeur de la perméabilité complexe lorsque la fréquence tend vers zéro (l'Annexe A.V) :

$$\mu_{f \rightarrow 0} = \mu_0 \left(1 + \frac{\chi_w}{d}\right) \quad (II-22)$$

Ce qui confirme que χ_w/d est égale à la susceptibilité initiale statique du matériau, notée χ_0 .

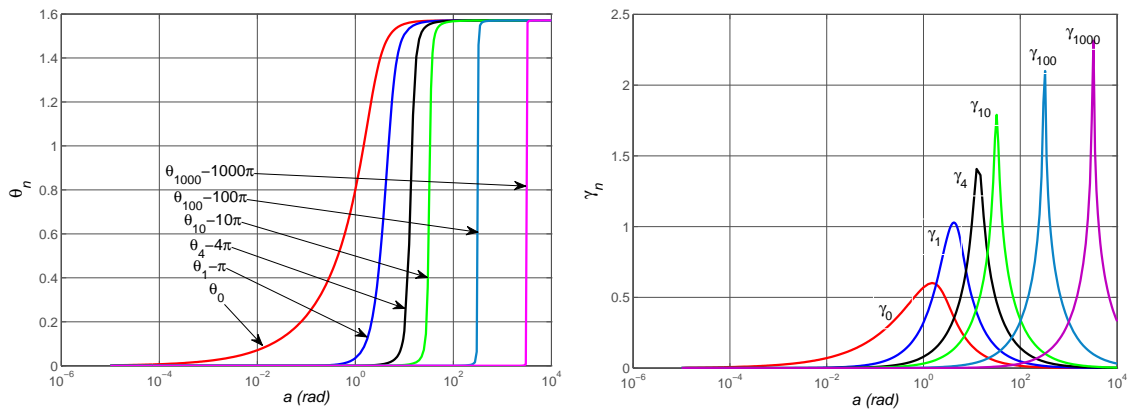


Figure II-4 : Racines de l'équation $:(p_n d/2)\tan (p_n d/2)=ja$. θ_n est la partie réelle et γ_n est la partie imaginaire. a est la pulsation réduite.

Pour évaluer la somme A, le nombre n de racines requis dépend de la plage de fréquence considérée et des caractéristiques du matériau au travers de la pulsation ω_r . Les courbes de la perméabilité complexe pour une valeur de f_r arbitraire de 235.8kHz ($\chi_w/d=18000$, $d=30$ m et $=1.2$.m) sont tracées sur la Figure II-5. A titre d'exemple, et pour des fréquences inférieures à 100kHz, toutes les racines qui présentent des valeurs (θ_n, γ_n) importantes pour une pulsation

réduite inférieure à 100 doivent être considérées. A l'aide de la Figure II-4, le nombre de racines requis pour le calcul de A est donc de l'ordre de 100.

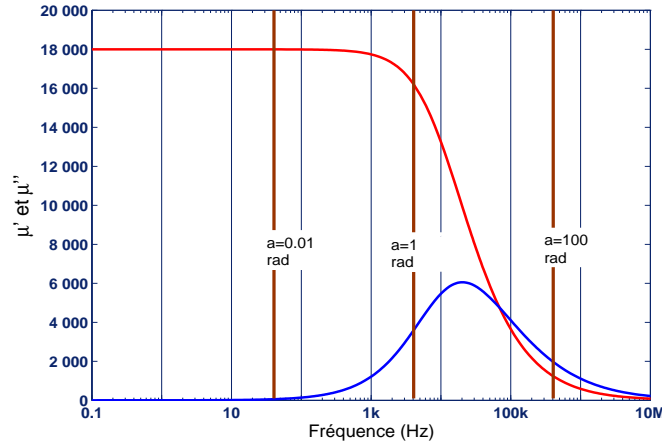


Figure II-5 : La perméabilité complexe issue du modèle : $\chi_w/d=18000$, $d=30$ m et $\rho=1.2$.m

2.2. Modèle des parois flexibles : épaisseur finie

Suite aux travaux de Néel sur la subdivision en domaines de matériau ferromagnétique, plusieurs auteurs ont proposé d'autres solutions afin d'éviter la résolution de l'équation transcendante complexe (II-11). Citons parmi eux Polivanov [12] qui considère une perméabilité nulle pour les domaines ou Brouwer [13] qui considère une plaque d'épaisseur limitée. Citons également Pry [14] qui considère des parois non flexibles et donc planes qui se déplacent sous l'effet du champ magnétique.

Dans une autre approche, reprise par nombre d'auteurs par la suite, Bishop [15], [16] considère une plaque non infinie (Figure II-6) et une perméabilité intérieure des domaines μ_i , pour calculer la perméabilité complexe.

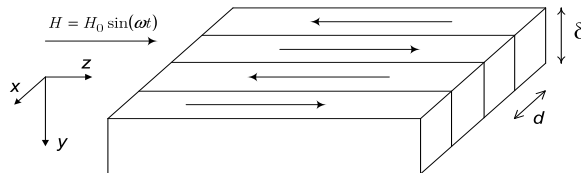


Figure II-6 : La structure en domaine : une géométrie non infinie considérée par Bishop pour le calcul des courants induits dans les corps ferromagnétiques conducteurs.

2.2.1. Positionnement du problème

Comme précédemment décrit au paragraphe 2.1, le champ magnétique dans le matériau doit satisfaire l'équation de diffusion et les conditions aux limites. Dans le cadre de l'étude de Bishop, les domaines sont caractérisés par une perméabilité scalaire μ_i et l'équation de diffusion s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} = \frac{j\omega\mu_0\mu_i}{\rho} \vec{H} \quad (II-23)$$

La plaque présente une épaisseur δ et le champ magnétique sur les deux faces de celle-ci est supposé identique. La condition aux limites en surface s'écrit donc différemment du cas précédent, comme suit :

$$H(x, \pm \delta/2) = H_0 \quad (II-24)$$

2.2.2. Solution du problème

Compte tenu de cette condition (l'équation II-24), la solution de l'équation est de la forme $\cosh(\alpha y) / \cosh(\alpha \delta / 2)$ suivant y . Outre la condition de champ magnétique en surface, cette solution doit satisfaire la condition aux limites sur les parois décrites par l'Equation (II-9). Donc une solution particulière pour l'équation de diffusion (II-23), peut être sous la forme :

$$\frac{H}{H_0} = \frac{\cosh(r'y)}{\cosh(r'\delta/2)} - \sum_{n=0}^{\infty} c_n \frac{\cosh(p_n x)}{\cosh(p_n \frac{d}{2})} \cos\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} y\right) \quad (II-25)$$

avec $r'^2 = \frac{j \omega \mu_0 \mu_i}{\rho}$

Dans cette équation le premier terme considère le champ magnétique sur les deux faces de la plaque et le deuxième considère la dépendance en x et qui s'annule sur la surface de la plaque à $y = \delta/2$ et $y = -\delta/2$. Pour connaître le champ magnétique dans le matériau il faut donc connaître les coefficients p_n et c_n . Les deux équations nécessaires pour déterminer ces deux coefficients sont l'équation de diffusion (II-23) et les conditions aux limites sur les parois (II-9).

Les coefficients p_n peuvent être calculés, à l'aide de l'équation de diffusion (II-23) comme détaillé en Annexe A.VI) :

$$p_n^2 = r'^2 + \left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta}\right)^2 \quad (II-26)$$

Les coefficients c_n sont ensuite déduits (l'Annexe A.VII) de l'équation (II-9) :

$$c_n = \frac{4}{\delta} \frac{(-1)^n \left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta}\right)}{\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta}\right)^2 + r'^2} \left(1 + \frac{4}{d^2} \frac{(p_n \frac{d}{2}) \cdot \mu_i}{r'^2 \chi_w / d} \tanh(p_n \frac{d}{2})\right)^{-1} \quad (II-27)$$

Connaissant les coefficients p_n et c_n , le champ magnétique peut être déterminé partout dans le matériau.

2.2.3. Calcul du flux magnétique et de la perméabilité complexe

De manière analogue à celle suivie dans le paragraphe 2.1.3, les flux reliés aux mouvements de parois et aux domaines, sont calculés séparément. Le flux total, issu de ce calcul, est ensuite comparé au flux calculé pour un matériau homogène. De cette comparaison la perméabilité complexe est déduite et s'écrit alors :

$$\mu = \mu_0 \left(\left(\mu_i + \frac{\chi_w}{d} \right) \cdot \frac{\tanh(r' \frac{\delta}{2})}{r' \frac{\delta}{2}} - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 \cdot (-1)^n c_n}{(2n+1)\pi} \left(\frac{\chi_w}{d} + \mu_i \frac{\tanh(p_n \frac{d}{2})}{p_n \frac{d}{2}} \right) \right) \quad (II-28)$$

Dans ce modèle, les déplacements de parois contribuent à la perméabilité complexe du matériau au travers du facteur χ_w/d . Cette expression se ramène effectivement à celle du modèle classique d'un matériau homogène, soit lorsque la susceptibilité surfacique des parois χ_w tend vers 0, soit lorsque la largeur des domaines d tend à l'inverse vers l'infini. En effet, les coefficients c_n tendent vers zéro et la perméabilité complexe se réduit à :

$$\mu = \mu_0 \mu_i \cdot \frac{\tanh\left(r' \frac{\delta}{2}\right)}{r' \frac{\delta}{2}} \quad (\text{II-29})$$

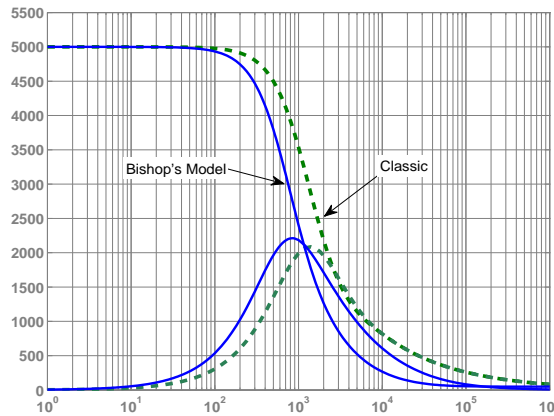


Figure II-7 : Perméabilité d'une plaque non-infinie : comparaison entre le calcul issu du modèle de plaque non infinie et la perméabilité homogène (l'équation II-29) avec les paramètres : $d=300 \mu\text{m}$, $\delta=0.3\text{mm}$, $\mu_i=1$ (pour l'équation II-28) et $\mu_i=5000$ (pour l'équation II-29).

2.3. Bilan

Dans cet état de l'art sur l'étude de la subdivision en domaines et le calcul de la perméabilité complexe des matériaux ferromagnétiques, deux modèles ont été détaillés. Ces deux modèles considèrent une structure en domaines périodiques et proposent via l'équation de diffusion, la prise en compte des courants de Foucault liés aux déplacements de parois.

Le premier modèle considère que le champ magnétique est imposé sur la surface du matériau et que la perméabilité intérieure des domaines est unitaire. Ce modèle n'aboutit pas à une solution analytique et une méthode de résolution numérique a été implémentée pour le calcul des spectres de perméabilité complexe en fonction de fréquence.

Le deuxième modèle considère un champ magnétique identique sur les deux faces du matériau, supposé d'épaisseur finie. Ce modèle requiert une solution de type hyperbolique pour le calcul du champ magnétique dans le matériau. Notons que dans ce modèle, la solution qui s'écrit sous forme d'une somme infinie est analytique. Notons également que ce modèle suppose une perméabilité scalaire μ_i dans les domaines. Cette perméabilité offre effectivement un degré de liberté supplémentaire au modèle et peut être considéré comme un facteur pour ajuster la contribution des mouvements de parois à la perméabilité complexe du matériau. Cette perméabilité scalaire des domaines ne trouve par contre aucune justification physique. En effet, les domaines sont supposés aimantés à saturation et le champ magnétique est appliqué parallèlement à cette aimantation.

Théoriquement donc, la perméabilité des domaines dans cette description devrait être considérée égale à 1.

Pour étayer nos conclusions, quant aux capacités de ces modèles à décrire le comportement fréquentiel des matériaux, nous présentons par la suite quelques caractérisations en fréquence de rubans nanocristallins.

3. Mesures de perméabilité complexe : comparaison des modèles

Dans cette partie la perméabilité complexe des échantillons nanocristallins est mesurée afin de confronter ces modèles aux mesures et se procurer les critères nécessaires pour évaluer ces modèles. Les mesures sont basées sur la technique de mesure d'impédance qui sera décrite en détail dans le Chapitre III-2.1.

Dans cette partie les échantillons caractérisés seront décrits et nous expliciterons les critères de choix de ceux-ci. Enfin, nous identifierons les paramètres de deux modèles présentés et nous concluons sur l'utilisation de ceux-ci pour prédire le comportement de nos matériaux.

3.1. Les échantillons

Le choix des échantillons doit s'appuyer sur les développements théoriques décrits précédemment dans ce chapitre. En effet, ces modèles supposent une structure en domaines et parois de Bloch réparties de manière équidistante et parallèle au champ magnétique appliqué. Pour valider et critiquer ces modèles, nous choisirons donc des échantillons vis-à-vis de leur structure en domaines.

Pour l'étude du comportement fréquentiel des mécanismes d'aimantation, nous focalisons alors notre attention sur différentes nuances de matériaux nanocristallins. Pour ces matériaux, les différents traitements thermiques offrent, pour des caractéristiques identiques (même coulée de matériau amorphe, même durée de température de recuit), des structures en domaines très différentes, dues à l'ajout d'une anisotropie induite par l'application d'un champ magnétique lors du recuit.

Les matériaux choisis sont les alliages nanocristallins élaborés par le centre de recherche Imphy de la société ArcelorMittal ($\text{Fe}_{75.3}\text{Cu}_1\text{Nb}_{2.84}\text{Si}_{14.6}\text{B}_{6.2}$, d'épaisseur 20 μm), recuits à 550 °C pendant 120 min. Ces échantillons se présentent sous forme de tores enroulés et sont appropriés pour l'utilisation de la cellule coaxiale pour la mesure au pont d'impédance (Figure III-5). En effet, ce type de cellule limite les effets capacitifs parasites et repousse en conséquence l'apparition de résonance parasite.

Ces tores ont été recuits sous champ magnétique afin d'induire une anisotropie qui peut favoriser la création de la structure en domaine parallèle à la direction de laminage. Les premiers sont recuits sous champ magnétique longitudinal (noyau L) et les seconds sont recuits sans champ magnétique (noyau R). Le Tableau II-6 récapitule les dimensions et les conditions de recuit de ces échantillons.

Tableau II-6 : Les dimensions des noyaux

Diamètre Ext.	Diamètre Int.	Hauteur	Résistivité	Section mag.	Longueur mag.
18.5 mm	17.5 mm	11.5 mm	$1.5 \times 10^{-6} \Omega.m$	8 mm ²	54 mm
Echantillon R	Recuit sans champ magnétique à 550 °C pendant 120min				
Echantillon L	Recuit sous champ longitudinal à 550 °C pendant 120min				

3.2. Résultats de mesures et identification des modèles

Pour valider et comparer les deux modèles théoriques présentés précédemment, nous identifions leurs paramètres, à l'aide des spectres de perméabilité mesurés. Les comparaisons entre spectres mesurés et calculés doivent alors nous permettre d'étayer nos conclusions.

3.2.1. Identification des paramètres du modèle de Néel

Le calcul numérique des racines de l'équation (II-11) nous permet d'évaluer l'expression de la perméabilité complexe telle que décrite par Néel. Ce calcul requiert deux grandeurs que sont la largeur des domaines d , et la susceptibilité surfacique des parois χ_w .

Le ratio de la susceptibilité surfacique de parois sur la largeur de domaine, χ_w/d , est déterminé par la susceptibilité initiale χ_0 , identifié par la valeur de perméabilité réelle en basse fréquence, conformément à l'équation (II-22). La largeur moyenne des domaines d , s'obtient alors par minimisation de l'erreur entre les spectres mesurés et calculés de la perméabilité réelle par la méthode des moindres carrés.

Suite à cette identification, nous calculons le spectre de perméabilité imaginaire. Ces calculs nous permettent alors, par comparaison à la mesure, de juger de la pertinence du modèle. En effet, pour l'identification, les valeurs de perméabilité imaginaire ne sont pas requises et font références aux termes de flux en quadrature avec le champ appliqué, c'est-à-dire aux effets dissipatifs liés aux déplacements de parois. L'accord entre mesures et calculs nous renseigne donc sur la capacité de notre modèle à décrire correctement les effets des courants de Foucault liés aux déplacements des parois.

Les résultats pour le noyau L sont montrés sur la Figure II-8. Nous retrouvons une bonne concordance entre les mesures et le modèle pour une valeur de $d = 88 \mu\text{m}$. La perméabilité réelle calculée, suit parfaitement les mesures sur toute la plage de fréquence. En conséquence la partie imaginaire de la perméabilité transcrit, de même manière, les mesures. Ces résultats renforcent l'hypothèse des parois infiniment souples, pour les faibles excitations. En effet, les conditions considérées pour le mouvement des parois sont déterminantes pour la description de comportement du matériau à haute fréquence.

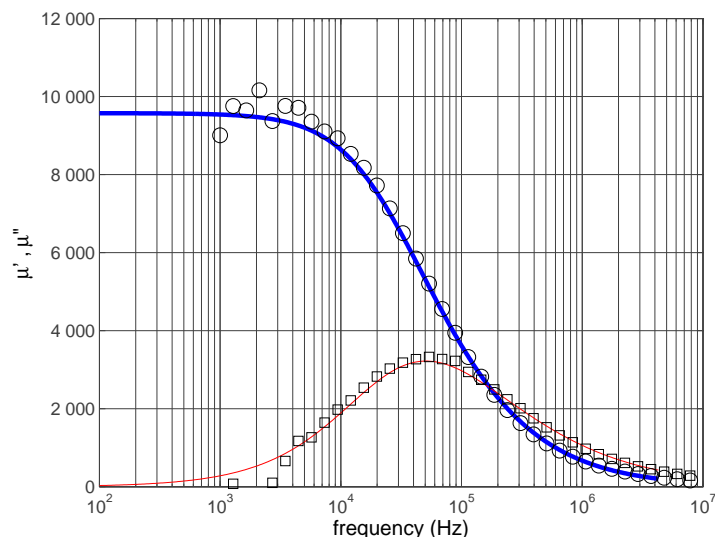


Figure II-8 : La perméabilité complexe de nanocristallins recuit sous champ longitudinal (L). Avec $d=88\mu\text{m}$.

Les résultats pour les noyaux R sont montrés sur la Figure II-9. La largeur moyenne des domaines identifiée est de $d = 45\mu\text{m}$. Dans ces noyaux, aucune anisotropie n'est induite lors du traitement thermique et la structure en domaines diffère a priori de celle prise en compte dans le modèle. Pour

ce matériau nous devons a fortiori considérer une structure en domaine différente et d'autres mécanismes d'aimantations.

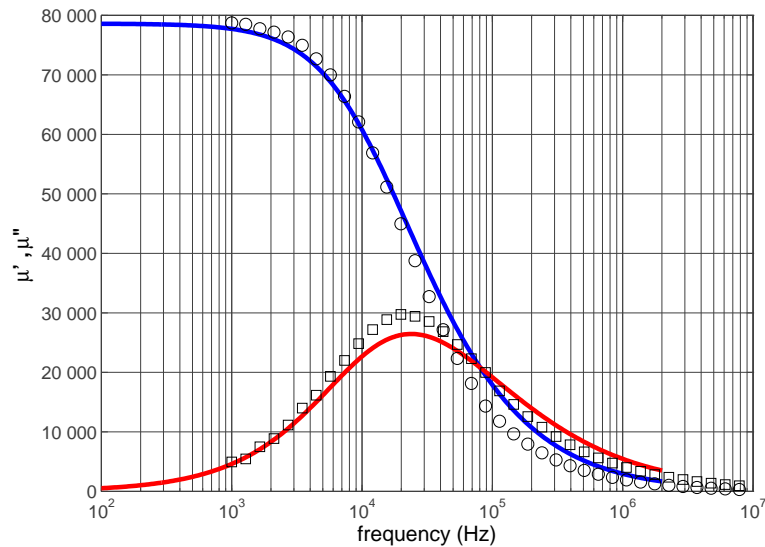


Figure II-9 : La perméabilité complexe de nanocristallins recuit sans champ magnétique (noyau R). Avec $d=45\mu\text{m}$.

3.2.2. Identification des paramètres du modèle de Bishop

En considérant un champ magnétique identique, imposé d'un côté et de l'autre de chaque ruban du noyau magnétique, la description proposée par Bishop évite le problème de la résolution de l'équation (II-11) et permet d'aboutir à une formulation analytique (l'équation II-28). Cette description s'appuie sur quatre paramètres : la largeur de domaines d , l'épaisseur de ruban magnétique δ , la susceptibilité surfacique des parois χ_w et la perméabilité intérieure des domaines μ_i .

L'équation (II-28) indique que la susceptibilité initiale en basse fréquence χ_0 est égale à la somme des perméabilités des domaines et celle des parois : $\chi_0 = \mu_i + \chi_w/d$. Pour nos échantillons, la largeur des rubans est fixée à $20\mu\text{m}$. La largeur moyenne des domaines, d , et la perméabilité intérieure de domaines μ_i , s'obtiennent par minimisation de l'erreur entre modèle et mesure sur la perméabilité réelle par la méthode des moindres carrés.

Afin d'avoir une comparaison entre les deux approches, dans un premier temps nous fixons une perméabilité intérieure des domaines égale à 1. Cette approche nous permet de distinguer l'effet de deux conditions aux limites différentes sur la surface du matériau : champ imposé sur une face de ruban (ruban d'épaisseur infinie paragraphe 3.2.1) ou sur les deux faces (épaisseur finie). Ensuite nous identifions les deux paramètres μ_i et d simultanément pour juger de l'effet d'une perméabilité interne aux domaines.

La comparaison de ce modèle avec les résultats des mesures sur le noyau L est montrée sur la Figure II-10. En fixant la valeur de $\mu_i=1$, on identifie une largeur de domaines égale à $d=132\mu\text{m}$ (contre $90\mu\text{m}$ dans le cas du modèle d'épaisseur infinie) et on peut remarquer un écart plus important par rapport aux mesures. En prenant en compte les deux variables μ_i et d , cet écart est minimum pour les valeurs de $\mu_i=1218$ et $d = 162\mu\text{m}$. Par contre cet écart reste supérieur par rapport au cas du modèle précédent (Paragraphe 3.2.1).

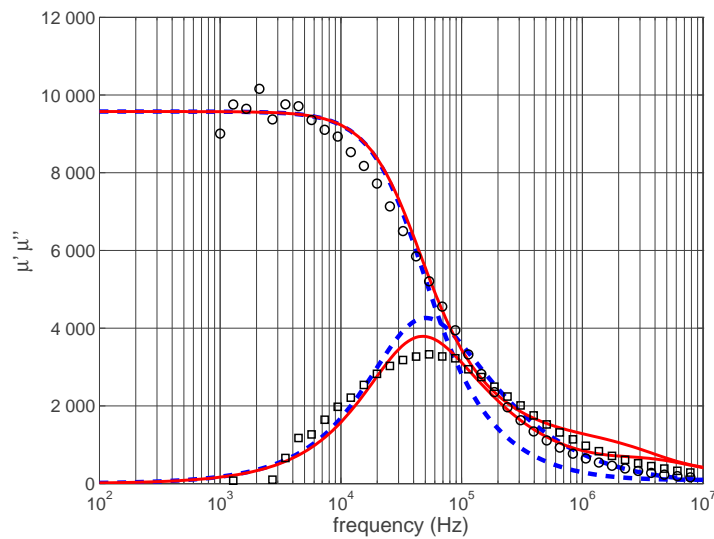


Figure II-10 : La perméabilité complexe de nanocrystallins recuit sous champ magnétique longitudinale (noyau L). En pointillé $\mu_i=1$ et $d=134\mu\text{m}$. En ligne solide $\mu_i=1218$ et $d = 162\mu\text{m}$

Dans le cas de noyau R, en fixant la valeur de $\mu_i=1$ on obtient une largeur de domaine égale à $d= 39\mu\text{m}$ qui est légèrement inférieure à celle trouvée dans le cas du modèle de pour l'épaisseur infinie ($d= 45\mu\text{m}$). L'écart entre le modèle et les mesures est minimum en choisissant $\mu_i=12034$ et $d = 50\mu\text{m}$ (méthode des moindres carrés). Pour ces échantillons le modèle qui considère une épaisseur finie pour les rubans, est plus proche des mesures par rapport à l'autre modèle (Figure II-11). Cet effet est dû à la prise en compte d'une perméabilité intérieure μ_i pour les domaines.

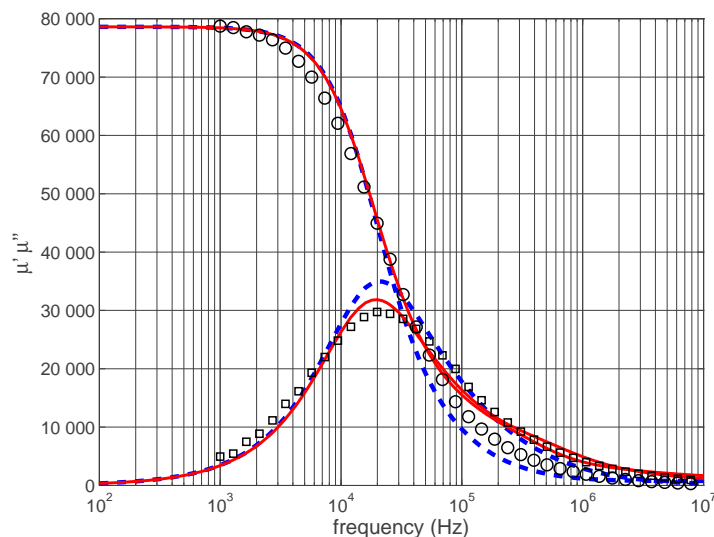


Figure II-11 : La perméabilité complexe de nanocrystallins recuit sans champ magnétique (noyau R). En pointillé $\mu_i=1$ et $d=39 \mu\text{m}$. En ligne solide $\mu_i=12034$ et $d = 50 \mu\text{m}$

3.3. Bilan

Dans cette partie nous avons mesuré la perméabilité complexe de deux types d'échantillons de matériaux nanocrystallins qui pouvaient avoir des structures en domaines différentes. Le premier est un noyau nanocrystallin recuit sous champ longitudinal qui, a priori, possède une structure en

domaine très proche de celle décrite dans les modèles du paragraphe 2 (noyau noté L). Le deuxième échantillon est un noyau nanocristallin recuit sans champ qui, a priori, possède une structure en domaine différente de celle expliquée par les modèles, i.e. parois pas forcément parallèles à l'axe de laminage (noyau repéré par la lettre R).

Les résultats de mesures sur le noyau L montrent que le modèle proposé par Néel décrit, avec une excellente concordance, le comportement fréquentiel de ces noyaux. Par contre les mesures sur le noyau R s'éloignent des spectres prédits par ce modèle.

Le modèle proposé par Bishop présente un accord moindre par rapport aux mesures réalisées sur le noyau L avec une perméabilité μ_i de 1218 soit une valeur qui représente 13% de la perméabilité initiale statique du matériau. Par contre les spectres prédits par ce modèle pour le noyau R sont plus proches des mesures et cela pour une perméabilité intérieure des domaines, μ_i , de 12034 soit 15% de la perméabilité initiale statique du matériau.

Nous concluons donc que le modèle proposé par Néel permet de décrire fidèlement le mécanisme de déplacement de parois lorsque la structure en domaine s'avère parallèle au champ appliqué. Pour les matériaux dont la structure en domaines diffère de cette dernière, le modèle ne possède aucun paramètre d'ajustement pour prédire correctement le comportement du matériau.

Le modèle proposé par Bishop inclut, quant à lui, un facteur d'ajustement au travers de la perméabilité interne aux domaines, μ_i . L'introduction de ce facteur reste par contre injustifié physiquement. Toutefois, ce facteur d'ajustement lié au flux dans les domaines traduit indirectement l'effet de rotation cohérente des moments magnétiques à l'intérieur des domaines ; un mécanisme d'aimantation, non décrit pour l'instant par les modèles.

Le fait que le modèle de Bishop permette de mieux d'écrire le comportement fréquentiel de l'échantillon R nous guident alors vers la prise en compte de la rotation cohérente comme mécanisme d'aimantation. Par la suite, nous proposons un modèle qui prend en compte les deux mécanismes d'aimantation et qui autorise la description de structure en domaines non parallèles au champ appliqué.

4. Effet de l'anisotropie et de la direction de magnétisation

En ce qui concerne les matériaux magnétiques métalliques sous forme d'une plaque fine, l'énergie magnétostatique contraint l'aimantation des domaines dans le plan des rubans.

Dans ce cas de figure deux situations idéalisées pour la structure en domaines sont souvent considérées : toutes les parois sont perpendiculaires à la direction de laminage ou toutes les parois sont parallèles à cette même direction.

Suivant l'une ou l'autre des situations, les mécanismes d'aimantation diffèrent. En effet, pour un champ magnétique appliqué suivant la direction de laminage, les mécanismes d'aimantation mis en jeu sont respectivement le déplacement des parois et la rotation de l'aimantation au sein des domaines.

Les modèles de la partie 2, décrivent une situation dans laquelle le champ magnétique appliqué sur le matériau est supposé parallèle aux parois magnétiques. Or, le plus souvent, le champ magnétique, qui est souvent appliqué dans la direction de laminage, n'est pas parallèle à toutes les parois magnétiques. Plusieurs phénomènes peuvent contribuer à ce que l'aimantation des domaines ne soit ni perpendiculaire ni parallèle à la direction de laminage. Tous ces phénomènes peuvent être quantifiés grâce à des termes d'énergie d'anisotropie qui traduisent la tendance de l'aimantation à rester dans une direction particulière. Citons alors l'anisotropie d'origine magnétostatique, liée aux dimensions de l'échantillon par exemple, l'anisotropie magnétocristalline que le matériau soit texturé ou non, l'anisotropie magnéto-élastique, et etc....

En fonction de l'importance relative de ces différentes anisotropies, la structure en domaines et parois s'établit différemment et les contributions à la perméabilité des deux mécanismes d'aimantation diffèrent grandement. En effet, pour les matériaux ultra-doux étudiés, les anisotropies restent très réduites et la moindre anisotropie résiduelle ou induite, par exemple lors du recuit thermique, permet de bouleverser leur équilibre précaire et par la même les caractéristiques de ces matériaux.

Dans la prise en compte des rotations cohérentes dans les mécanismes d'aimantation, plusieurs études peuvent être citées, notamment pour des excitations en haute fréquence.

Une des premières est présentée dans la section 2.2, et dans laquelle un facteur μ_i est rajouté afin de tenir compte de la perméabilité propre aux domaines.

Dans un modèle proposé par Chen [17], [18], souvent utilisé dans le cadre d'applications lié à la magnéto-impédance [19], [20], un scénario spécifique est choisi pour décrire le mécanisme d'aimantation. Celui-ci considère les deux phénomènes de mouvements de parois et de rotation cohérente de moments magnétiques. Dans cette description le matériau magnétique est décrit en termes de domaines à 180° et de parois de Bloch équidistantes, conformément au modèle de Bishop présenté dans au paragraphe 2.2. Afin de favoriser le phénomène de rotation cohérente des moments, un champ magnétique DC est appliqué dans le sens transverse à la structure en domaines ; les parois restent alors figées contrairement aux aimantations dans les domaines qui s'alignent dans la direction du champ magnétique appliqué (Figure II-12). L'application d'un champ alternatif par la suite complète le scénario pour prendre en compte les deux mécanismes d'aimantation.

Ce cadre descriptif suppose une structure en domaine très spécifique pour le matériau et propose un scénario qui ne peut être justifié que dans les applications de magnéto impédance où la structure

magnétique de rubans conducteurs correspond à ce modèle et où le courant DC qui parcourt le ruban explique l'existence d'un champ magnétique transverse.

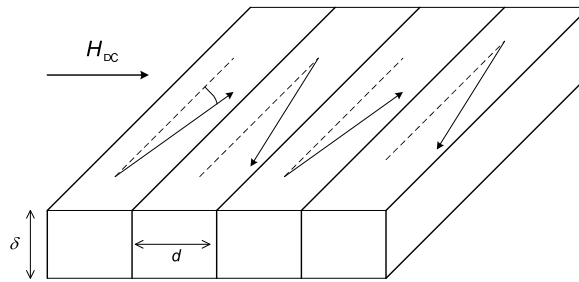


Figure II-12 : Prise en compte de la rotation cohérente des moments. La déviation de moments magnétiques à l'intérieur des domaines est due au champ magnétique DC.

4.1. Une approche dite mésoscopique

Les mécanismes d'aimantation s'établissent à une échelle décrite comme mésoscopique. En effet, ces mécanismes sont influencés à la fois par les caractéristiques macroscopiques et microscopiques.

A titre d'exemple, en ce qui concerne les caractéristiques microscopiques, citons celles des cristaux, décrites au travers de l'anisotropie magnétocristalline et qui diffère d'un matériau à l'autre. Pour les matériaux polycristallins, elle peut être décrite à la taille du grain (quelques cm pour une tôle Fe-Si NO), voir même à une taille supérieure lorsque le matériau est texturé (tôle Fe-Si GO¹). Pour les matériaux nanocristallins, la situation est tout autre. Les cristaux de quelques nm ne présentent pas d'orientations privilégiées. Cette anisotropie est alors décrite par le modèle d'anisotropie aléatoire développé par Herzer (Chapitre I). Ce modèle introduit la notion de volume de corrélation qui détermine la taille à laquelle les mécanismes d'aimantation se constituent.

En ce qui concerne les caractéristiques macroscopiques, Citons par exemple les effets magnétostatiques qui peuvent en fonction des matériaux être décrits différemment. Pour les matériaux amorphes, l'énergie magnétostatique est décrite à la taille des échantillons. Pour des matériaux polycristallins, ces effets peuvent également être influent à la taille des grains et conditionne l'apparition de domaines de fermeture aux joints de grains.

Comme illustré précédemment, une des difficultés de modélisation du comportement magnétique des matériaux réside donc dans le caractère multi-échelle. Ce point d'achoppement constitue un thème de recherche, développé notamment au LGEP [21]. Pour notre étude, nous nous focalisons à l'inverse sur la compréhension des mécanismes d'aimantation et nous proposons d'évaluer des scénarii pour expliquer le comportement de nos matériaux. Les acteurs du scénario retenu seront donc les mécanismes d'aimantation et ces scénarii seront décrits à une échelle mésoscopique.

Compte tenu du contexte applicatif, nous modéliserons le comportement des alliages polycristallins de type Fe-Ni. Dans ce cadre, les développements théoriques qui permettent de décrire la structure en domaines et la perméabilité due aux rotations cohérentes seront explicités. Le modèle développé permet alors le calcul de la perméabilité complexe en fonction de la fréquence qui constitue la grandeur d'usage utilisée par les électroniciens de puissance.

¹ Oriented Grains

Pour valider cette modélisation, un banc de mesure spécifique a été développé et des caractérisations magnétiques de rubans fins seront présentées dans le Chapitre III. In fine, les spectres de perméabilité complexe, d'un côté prédits et de l'autre mesurés seront comparés.

4.2. La structure en domaines moyenne

Nous focalisons notre étude sur les matériaux polycristallins pour lesquels nous déclinons l'approche mésoscopique décrite précédemment. Pour cela, nous revenons brièvement sur la structure en domaines pour de tels alliages. La Figure II-13-a illustre la taille des grains délimités par des traits continus à l'intérieur desquels les domaines et parois (traits fins) s'établissent. Cette structure en domaines dépend a fortiori des orientations cristallographiques des grains voisins et d'effets magnétostatiques importants.

En effet, les directions d'aimantation ne peuvent être très différentes d'un grain à un autre voisin et impose en conséquence, soit une continuité de l'aimantation et donc une quasi-continuité des parois, soit à l'inverse des domaines de fermeture pour lesquels la direction d'aimantation est perpendiculaire. En conséquence, nous supposons que les chemins de flux magnétiques se referment à l'échelle des quelques grains adjacents. Cette hypothèse dépend donc directement des anisotropies quelles soient locales, c'est-à-dire à l'échelle du grain ou qu'elles se réfèrent à un ordre à plus grande distance (texturation du matériau par exemple).

Nous définissons donc un ensemble de grains voisins corrélés entre eux pour lequel les chemins de flux sont supposés fermés et que nous nommons *volume corrélé* mésoscopique. Le matériau peut alors être décrit par le biais des ces volumes corrélés, indépendants les uns des autres d'un point de vue magnétostatique (Figure II-13-b).

Nous supposons alors que l'orientation des domaines et parois à l'intérieur de ces volumes corrélés est définie par les énergies d'anisotropie. Les effets magnétostatiques régissent, quant à eux, la largeur des domaines et l'apparition de domaines de fermeture. Pour décrire cette structure en domaines à l'intérieur des volumes corrélés, nous négligeons les domaines de fermeture et nous définissons une orientation moyenne pour les parois. L'aimantation des domaines s'établit donc suivant une direction repérée par un axe de facile aimantation « moyen », noté E.A. (Figure II-13-c)

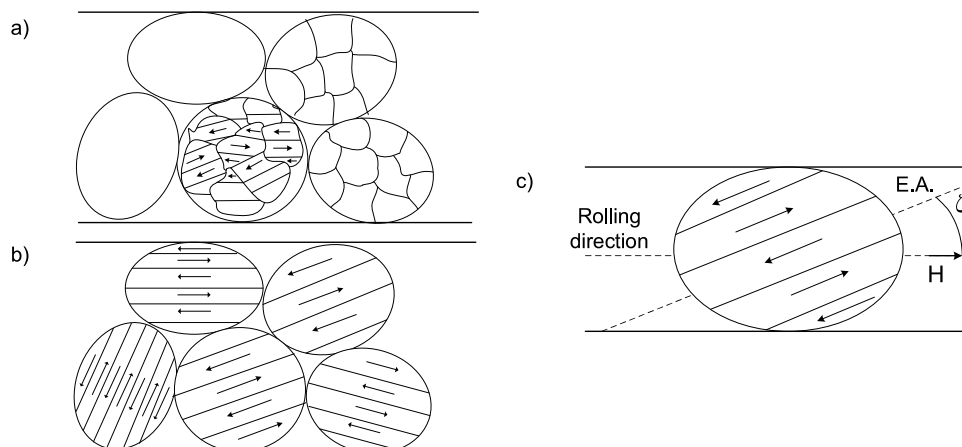


Figure II-13 : Description de la structure en domaines à différentes échelles : a) échelle de quelques cristaux b) échelle de quelques grains c) échelle du matériau.

4.3. Différentes structures en domaines

Pour éprouver notre modèle, nous devons disposer de cas d'études distincts, c'est-à-dire qui présentent des structures en domaines d'orientation différentes par rapport à l'axe de laminage. En effet, l'axe de laminage, noté R.D. correspond généralement à la direction du champ appliqué. Pour parvenir à ces différents cas d'étude, deux méthodes peuvent être considérées.

La première consiste à découper, dans un même ruban de matériaux, des éprouvettes suivant différentes directions par rapport à l'axe de laminage [22].

La seconde méthode consiste quant à elle à appliquer sur l'éprouvette, une contrainte mécanique afin de modifier l'orientation de la structure en domaines. En effet, l'application d'une contrainte mécanique statique permet d'induire une anisotropie dans le matériau en fonction des caractéristiques magnétostrictives de celui-ci. Comme indiqué dans la section 4.2, l'anisotropie effective détermine l'orientation de l'aimantation des domaines. Les parois tendent alors à s'aligner suivant la direction d'application de la contrainte mécanique ou suivant une direction perpendiculaire, suivant que la magnétostriction effective (i.e. dans la direction de la contrainte) est respectivement positive ou négative. Nous pouvons donc supposer que plusieurs cas d'étude, c'est-à-dire structures en domaines et parois différentes, peuvent être obtenus par ce biais.

Une expérience menée sur des matériaux amorphes [23] renforce cette idée de changement de la direction des domaines en fonction d'une contrainte mécanique appliquée. La Figure II-14 montre le changement de la structure en domaines due à la contrainte appliquée sur ce matériau. Il faut noter que l'ordre de grandeur des grains et les anisotropies dominantes dans les matériaux amorphes sont loin d'être identiques aux matériaux polycristallins et cet exemple ne peut avoir qu'un titre indicatif.

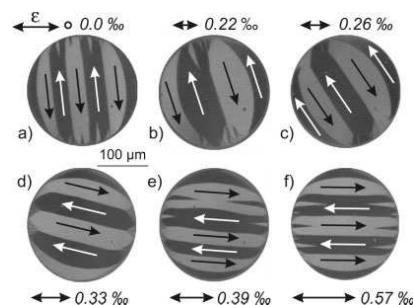


Figure II-14 : l'influence d'une contrainte de traction sur la structure en domaine d'un ruban de matériau amorphe Fe-Co-B-Si. (L'image est reproduite de [23] pp. 3322)

4.4. Calcul de la nouvelle position d'équilibre

Nous avons donc supposé (section 4.2) que la structure en domaine se développe dans le plan du ruban en conséquence des effets magnétostatiques. De plus, la direction de facile aimantation moyenne est déterminée par l'anisotropie effective qui inclut en conséquence l'anisotropie induite par le biais de la contrainte mécanique.

Le scénario retenu pour décrire le comportement du matériau est alors illustré par la Figure II-15. La contrainte mécanique σ est appliquée dans la direction de laminage. La direction de facile aimantation, lorsqu'aucune contrainte n'est présente, est elle repérée par l'angle ζ_0 par rapport à la direction de laminage. Sous l'effet de la contrainte, la structure en domaines s'oriente d'un angle $\Delta\zeta$ par rapport à sa position initiale (repérée par ζ_0 quand $\sigma = 0$)

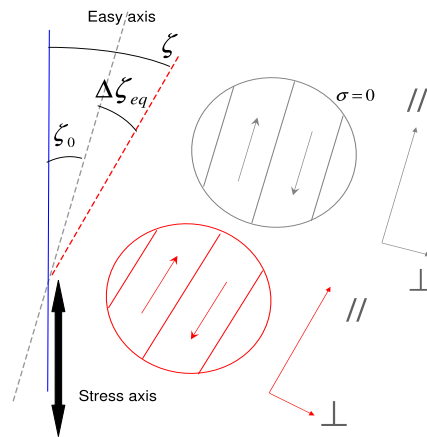


Figure II-15 : Variation supposée de la structure en domaine moyenne lors de l'application d'une contrainte de traction. La nouvelle position est repérée par l'angle $\Delta\zeta$ par rapport à la position initiale.

La direction d'aimantation varie en fonction des différentes sources d'anisotropies qui cohabitent. Cette direction, repérée par l'angle $\Delta\zeta$ est donc relative à un état d'équilibre que nous cherchons à calculer. Les énergies d'anisotropies prises en compte pour le calcul de cet état d'équilibre sont donc décrites par la suite. Pour ce scénario, le volume corrélé mésoscopique est défini par une unique direction d'aimantation et équivalent à un mono-domaine. En effet, les effets magnétostatiques ne déterminent a priori pas la direction de l'aimantation à l'échelle du volume de corrélation et n'influe que sur la taille des domaines. Sans ces effets magnétostatiques, la structure en domaine ne revêt que peu d'importance vis-à-vis de la magnétostriction.

- L'énergie d'anisotropie initiale ($\sigma = 0$):

Ce terme représente l'énergie d'anisotropie lorsque la contrainte mécanique appliquée est nulle. Celui-ci est constitué des énergies d'anisotropies induites lors du traitement thermique et de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline effective pour le volume de corrélation. Cette anisotropie est considérée uniaxiale et décrite par :

$$E_t = k_u \sin^2 \Delta\zeta \tag{II-30}$$

- L'énergie d'anisotropie magnétoélastique induite :

Cette énergie est induite par la contrainte qui est appliquée suivant l'axe de laminage. Ce terme dépend donc de la magnétostriction effective du volume de corrélation dans la direction de la contrainte tel que mentionné dans la section 4.2.

Dans l'hypothèse d'effets de magnétostriction à volume constant, nous supposons que la déformation d'un volume corrélé est de e dans la direction de l'aimantation et donc de $e/2$ dans les deux autres directions perpendiculaires (Figure II-16). Le calcul de la déformation de magnétostriction dans la direction de laminage s'obtient alors selon II-31 pour une symétrie cubique et une magnétostriction supposée isotrope, [21],[24].

$$\left(\frac{\delta l}{l}\right)_{RD} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta & 0 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} e & 0 & 0 \\ 0 & -e/2 & 0 \\ 0 & 0 & -e/2 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \cos \zeta \\ \sin \zeta \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II-31})$$

Cette relation est établie pour une symétrie cubique relative à la taille des cristaux et donc des grains. A l'échelle des volumes de corrélation, cette symétrie n'est qu'effective et relève d'une hypothèse sous-jacente supplémentaire.

Avec $\zeta = \zeta_0 + \Delta\zeta$, l'angle entre l'aimantation, et la direction de laminage (Figure II-15). De cette équation on peut déduire :

$$\left(\frac{\delta l}{l}\right)_{RD} = \frac{3}{2}e \cos^2 \zeta - \frac{1}{2}e \quad (\text{II-32})$$

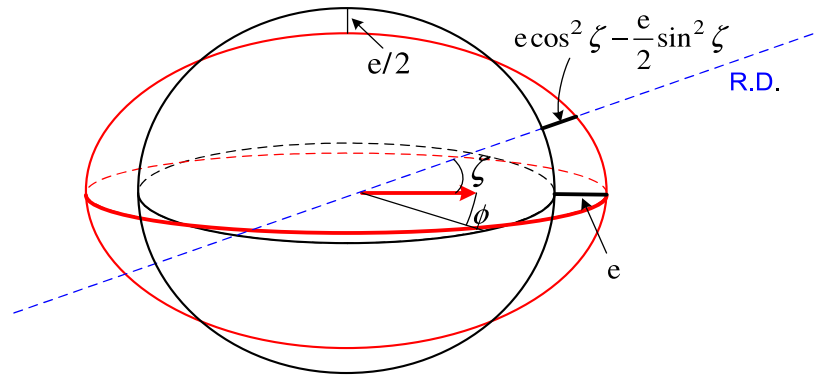


Figure II-16 : Schéma représentatif d'un volume corrélu. Un volume corrélu est déformé de « e » dans la direction d'aimantation et ce dans l'état aimanté par rapport à celui désaimanté.

En supposant une contrainte répartie uniformément dans le volume de l'échantillon l'énergie magnétoélastique peut s'écrire sous la forme :

$$E_{me} = -\sigma \cdot \left(\frac{\delta l}{l}\right)_{RD} \quad (\text{II-33})$$

Avec σ la contrainte appliquée dans la direction de laminage.

La déformation des volumes corrélus « e » n'est pas accessible de point de vue macroscopique. En conséquence pour exprimer la déformation dans la direction de laminage, $(\delta l/l)_{RD}$, on recourt à une grandeur macroscopique, qui est la magnétostriction à saturation de l'échantillon. Celle-ci est définie [25] comme la différence de déformations, dans une direction donnée, entre les états saturé et démagnétisé de l'éprouvette :

$$\lambda = \left(\frac{\delta l}{l}\right)_{sat} - \left(\frac{\delta l}{l}\right)_{dem} \quad (\text{II-34})$$

Quand le matériau est dans l'état désaimanté, l'hypothèse classiquement retenue est de considérer des directions d'aimantation aléatoires et équiprobables pour les volumes corrélus. Dans le cadre de cette hypothèse, la déformation du matériau suivant la direction de laminage et pour l'état désaimanté s'écrit donc :

$$\left(\frac{\delta l}{l}\right)_{dem} = \frac{1}{\int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \sin \zeta \cdot d\varphi d\zeta} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \left(\frac{\delta l}{l}\right)_{RD} \sin \zeta d\varphi d\zeta \quad (II-35)$$

Avec φ et ζ respectivement la longitude et la latitude en coordonnées sphériques.

La déformation dans l'état désaimanté vaut alors $(\delta l/l)_{dem}=0$. En effet, pour une distribution aléatoire dans le volume de l'aimantation et d'une magnétostriction isotrope et isochore, la déformation dans l'état démagnétisé de l'échantillon est égale à zéro.

Avec ce résultat on peut écrire l'équation (II-32) sous la forme :

$$\left(\frac{\delta l}{l}\right)_{RD} = \frac{3}{2} \lambda \cos^2 \zeta - \frac{1}{2} \lambda \quad (II-36)$$

Et de l'équation (II-33) on peut déduire :

$$E_{me} = -\frac{3}{2} \lambda \sigma \cos^2 \zeta + \frac{1}{2} \sigma \lambda \quad (II-37)$$

Il faut noter que l'hypothèse de distribution aléatoire de l'aimantation des volumes corrélés dans l'état désaimanté n'est pas le meilleur choix vis-à-vis du problème traité. En effet, si l'on tient compte de la forme des échantillons en rubans fins, une distribution dans le plan des directions d'aimantation des volumes devrait être considérée pour décrire l'état désaimanté du matériau.

Cette hypothèse n'a en fin de compte pas d'influence fondamentale sur le résultat des calculs. En considérant une distribution aléatoire dans le plan de l'aimantation des volumes corrélés, la déformation du matériau dans l'état désaimanté s'écrit alors suivant :

$$\left(\frac{\delta l}{l}\right)_{dem} = \frac{1}{\int_0^{\pi/2} d\zeta} \int_0^{\pi/2} \left(\frac{3}{2} e \cos^2 \zeta - \frac{1}{2} e\right) \cdot d\zeta \quad (II-38)$$

On obtient :

$$\left(\frac{\delta l}{l}\right)_{dem} = \frac{e}{4} \quad (II-39)$$

Et de la définition de magnétostriction à saturation (Equation II-34), on peut déduire : $\lambda=3e/4$. La déformation du matériau dans la direction de laminage en fonction de la magnétostriction à saturation s'écrit alors :

$$\left(\frac{\delta l}{l}\right)_{dem} = 2\lambda \cos^2 \zeta - \frac{2}{3} \lambda \quad (II-40)$$

L'énergie magnétoélastique pour une distribution aléatoire de l'aimantation des volumes corrélés dans le plan s'obtient donc à l'aide de l'équation (II-33) :

$$E_{me} = -2\lambda \sigma \cos^2 \zeta + \frac{2}{3} \lambda \sigma \quad (II-41)$$

Pour rester cohérent avec la littérature classique existante sur ce sujet [25], [26], nous retenons alors l'écriture correspondante à l'Equation II-37. En effet, dans la suite de nos calculs, nous

utiliserons la dérivé de ce terme d'énergie par rapport à l'angle ζ . Donc le terme constant, $1/2\lambda\sigma$ ou $2/3\lambda\sigma$, n'influence pas les résultats. Les deux expressions ne diffèrent alors que d'un facteur multiplicatif qui n'intervient réellement qu'a posteriori lorsque nous cherchons à comparer les valeurs de λ à celles rencontrées dans la littérature. Nous justifierons alors ce choix dans l'identification expérimentale des paramètres du modèle dans la partie Chapitre III-2.3.

L'énergie totale est alors la somme de ces deux termes d'énergies : $E_t = E_{ku} + E_{me}$. La nouvelle position d'équilibre s'obtient par la minimisation de cette énergie totale par rapport à l'angle $\Delta\zeta$ en écrivant $\partial E_t / \partial(\Delta\zeta) = 0$ (Annexe B.1) :

$$\Delta\zeta_{eq} = \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{k_u^2 + \left(\frac{3}{2}\lambda_s\sigma\right)^2 + 3k_u\lambda_s\sigma \cos(2\zeta_0)} - \left(k_u + \frac{3}{2}\lambda_s\sigma \cos(2\zeta_0)\right)}{\frac{3}{2}\lambda_s\sigma \sin(2\zeta_0)} \right) \quad (II-42)$$

4.5. Le modèle de rotation cohérente de l'aimantation

Une fois la direction d'aimantation calculée pour l'état d'équilibre, nous pouvons déterminer l'effet d'un champ magnétique alternatif et donc caractériser le mécanisme de rotation cohérente des moments magnétiques dans les domaines. Ce champ magnétique est appliqué dans la direction de laminage qui constitue également la direction de mesure des caractéristiques de l'éprouvette.

La direction d'aimantation est donc établie à l'équilibre suivant l'angle $\zeta = \zeta_0 + \Delta\zeta$ par rapport à la direction de laminage et dévie d'un angle θ sous l'effet du champ magnétique (Figure II-17). Le champ magnétique appliqué est alors supposé de très faible amplitude.

Afin de calculer la susceptibilité dite rotationnelle χ_{rot} qui caractérise l'effet de ce champ, une approche énergétique semblable à celle considérée dans [25] est retenue. Les énergies prises en compte sont alors :

- L'énergie d'interaction, entre le champ magnétique et l'aimantation, dite *Zeeman* et calculée comme suit :

$$E_{zeeman} = -\mu_0 HM \cos((\zeta_0 + \Delta\zeta_{eq}) + \theta) \quad (II-43)$$

- L'énergie d'anisotropie uniaxiale :

$$E_{an} = k_u \sin^2(\Delta\zeta_{eq} + \theta) \quad (II-44)$$

- L'énergie magnétoélastique due à la contrainte mécanique appliquée :

$$E_{\sigma} = -\frac{3}{2}\sigma\lambda \cos^2((\zeta_0 + \Delta\zeta_{eq}) + \theta) \quad (II-45)$$

L'énergie totale est la somme de ces trois termes. La variation de l'énergie totale par rapport à θ détermine alors la valeur minimale de cette énergie pour laquelle $\partial E_t / \partial \theta = 0$. En supposant que l'angle θ est petit (excitations faibles), nous approximations $\sin\theta$ par θ et $\cos\theta$ à 1 et nous écrivons :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_t}{\partial \theta} &= \mu_0 HM \sin \zeta + k_u \sin 2\Delta\zeta_{eq} - \frac{3}{2} \sigma\lambda \sin 2\zeta \\ &+ \left\{ \mu_0 HM \cos \zeta + 2k_u \cos 2\Delta\zeta_{eq} - 3\sigma\lambda \cos 2\zeta \right\} \cdot \theta \\ &- \left\{ \frac{3}{2} \sigma\lambda \sin 2\zeta - k_u \sin 2\Delta\zeta_{eq} \right\} \cdot \theta^2 = 0 \end{aligned} \quad (II-46)$$

Tous les termes d'énergies en fonction de θ^2 peuvent être négligés pour des valeurs de θ très petites. Le terme d'énergie $\mu_0 HM$ (deuxième ligne) sera de plus négligé par rapport aux autres termes d'énergies magnétoélastique ($\lambda\sigma$) et d'anisotropie uniaxiale (k_u). Cette approximation est vérifiée tant que le champ magnétique H reste faible.

L'angle θ s'obtient alors par l'expression suivante :

$$\theta = - \frac{\mu_0 M \sin \zeta}{2k_u \cos 2\Delta\zeta_{eq} + 3\lambda\sigma \cos 2\zeta} H - \frac{k_u \sin 2\Delta\zeta_{eq} + \frac{3}{2} \lambda\sigma \sin 2\zeta}{2k_u \cos 2\Delta\zeta_{eq} + 3\lambda\sigma \cos 2\zeta} \quad (II-47)$$

La perméabilité dans la direction du champ appliqué s'écrit quant à elle :

$$\chi_{rotRD//} = \frac{\partial M_{RD//}}{\partial H} \equiv \frac{\partial M_{RD//}}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial H} \quad (II-48)$$

Où $M_{RD//}$ est l'aimantation dans la direction parallèle à la direction de laminage.

4.6. Contributions des deux mécanismes d'aimantation

Le modèle de mouvements de parois (*DW.*) détaillé dans la section 2.1 ne prend en compte que la composante du champ magnétique parallèle à la direction des domaines. Afin de modéliser les deux mécanismes d'aimantation que constituent les déplacements de parois et les rotations cohérentes de l'aimantation, nous décomposons le champ magnétique suivant une base orthogonale dont les axes sont parallèles et perpendiculaires à la direction d'aimantation. Les directions sont alors repérées par les indices // et \perp (Figure II-17).

La susceptibilité du matériau est alors évaluée distinctement suivant ces deux directions et est décrite par la matrice de susceptibilité définie comme suit :

$$\begin{pmatrix} \delta M_{//} \\ \delta M_{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} \\ \chi_{21} & \chi_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \delta H_{//} \\ \delta H_{\perp} \end{pmatrix} \quad (II-49)$$

Nous cherchons cependant à évaluer la susceptibilité du matériau dans la direction du champ appliqué (idem direction de laminage). Pour cela, un second système de coordonnées, fixe par rapport à l'éprouvette, dont les axes sont parallèle et perpendiculaire à la direction de laminage est défini. Ces directions sont repérées respectivement par les indices $RD_{//}$ et RD_{\perp} (voir Figure II-17). Nous devons donc déterminer les éléments de la matrice de susceptibilité magnétique définie dans les directions parallèle et perpendiculaire à l'axe de laminage (Equation II-50) en fonction des éléments χ_{ij} $i,j=1,2$ et de l'angle entre ces deux systèmes.

$$\begin{pmatrix} \delta M_{RD//} \\ \delta M_{RD\perp} \end{pmatrix} = (\chi_{RD}) \cdot \begin{pmatrix} \delta H_{RD//} \\ \delta H_{RD\perp} \end{pmatrix} \quad (II-50)$$

Il faut donc établir la relation entre ces deux systèmes de coordonnées. On peut d'abord écrire :

$$\begin{pmatrix} \delta M_{RD//} \\ \delta M_{RD\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ \sin \zeta & -\cos \zeta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \delta M_{//} \\ \delta M_{\perp} \end{pmatrix} \quad (\text{II-51})$$

D'une manière identique les composantes du champ magnétique s'expriment selon :

$$\begin{pmatrix} \delta H_{//} \\ \delta H_{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ \sin \zeta & -\cos \zeta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \delta H_{RD//} \\ \delta H_{RD\perp} \end{pmatrix} \quad (\text{II-52})$$

La matrice χ_{RD} est alors définie par :

$$(\chi_{RD}) = \begin{pmatrix} \chi_{11} \cos^2 \zeta + \chi_{22} \sin^2 \zeta & \chi_{21} \sin^2 \zeta - \chi_{12} \cos^2 \zeta \\ + (\chi_{12} + \chi_{21}) \sin \zeta \cos \zeta & + (\chi_{11} - \chi_{22}) \cos \zeta \sin \zeta \\ \chi_{12} \sin^2 \zeta - \chi_{21} \cos^2 \zeta & \chi_{11} \sin^2 \zeta + \chi_{22} \cos^2 \zeta \\ + (\chi_{11} - \chi_{22}) \sin \zeta \cos \zeta & - (\chi_{12} + \chi_{21}) \cos \zeta \sin \zeta \end{pmatrix} \quad (\text{II-53})$$

Puisque en pratique il n'y a pas de champ magnétique perpendiculaire à la direction de laminage, la composante $\delta H_{RD\perp}$ est nulle donc $\delta H_{RD//} = \delta H$. Les composantes $H_{//}$ et H_{\perp} s'expriment dans ce cas à l'aide de l'angle ζ et des relations $H_{\perp} = H \sin \zeta$ et $H_{//} = H \cos \zeta$, i.e. $H_{\perp} = 0$ est équivalent à $\zeta=0$.

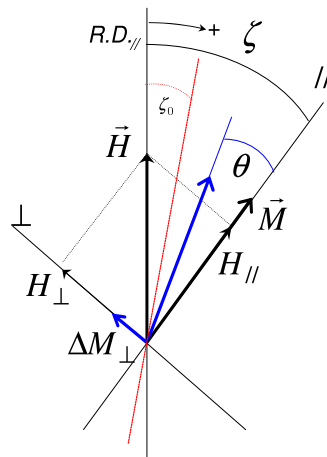


Figure II-17 : Positions des vecteurs aimantation et champ magnétique. Les angles sont positifs dans la direction indiquée. ζ_0 est la direction de l'axe de facile aimantation quand il n'y a pas de contrainte sur le matériau. L'angle θ définit les oscillations de vecteur aimantation autour de sa position d'équilibre, dues au champ magnétique.

Les grandeurs mesurées sont celles liées au repère de l'éprouvette, repérées par l'indice RD . Pour définir ces mêmes grandeurs à l'aide du modèle, la relation (II-53) est utilisée et requiert les éléments de la matrice de susceptibilité (II-49). Par la suite, pour chaque terme de cette matrice, le mécanisme d'aimantation qui prédomine est rappelé et les expressions en fonction des paramètres du modèle sont explicitées. Tous ces termes sont dans un premier temps établis pour des fréquences d'excitation basses et dans la section 4.8, ceux-ci seront étendus pour rendre compte des effets dynamiques aux hautes fréquences.

- L'élément χ_{11} est défini par : $\chi_{11} = \delta M_{//} / \delta H_{//} |_{\delta H_{\perp}=0}$

Ce terme correspond à la susceptibilité du matériau dans la direction parallèle aux parois, quand la composante du champ magnétique dans la direction perpendiculaire aux parois est nulle. Elle est donc équivalente à la susceptibilité calculée par le modèle DW et elle sera repérée par l'indice DW : $\chi_{11} = \chi_{DW}$.

- L'élément χ_{21} est défini par : $\chi_{21} = \delta M_{\perp} / \delta H_{\parallel} |_{\delta H_{\perp}=0}$

Quand la composante normale du champ magnétique δH_{\perp} est nulle, la composante parallèle qui est, elle, toujours parallèle à l'aimantation, ne peut pas provoquer de variations d'aimantation dans la direction perpendiculaire. Le terme χ_{21} est donc toujours égal à zéro.

- L'élément χ_{12} est défini par : $\chi_{12} = \delta M_{\parallel} / \delta H_{\perp} |_{\delta H_{\parallel}=0}$

La composante perpendiculaire du champ ne peut pas exercer de force sur les parois ce qui est équivalent à dire qu'il n'y a pas de contribution du mouvement des parois. Seul le mécanisme de rotation opère et en basses fréquences, ce terme de susceptibilité s'écrit sous la forme :

$$\chi_{12} = \frac{\partial M_{\parallel}}{\partial H_{\perp}} = \frac{\partial(-M_s \cos \theta)}{\partial H_{\perp}} = -M_s \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \quad (II-54)$$

- L'élément χ_{22} est défini par : $\chi_{22} = \delta M_{\perp} / \delta H_{\perp} |_{\delta H_{\parallel}=0}$

Ce terme dépend de la variation d'aimantation dans la direction normale aux parois, due à la composante normale du champ magnétique (lorsque la composante parallèle du champ est nulle). Ce terme s'exprime donc en basses fréquences selon :

$$\chi_{22} = \frac{\partial M_{\perp}}{\partial H_{\perp}} = \frac{\partial(-M_s \sin \theta)}{\partial H_{\perp}} = -M_s \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \quad (II-55)$$

Ce terme définit alors la susceptibilité dite rotationnelle dans la direction perpendiculaire aux parois que nous noterons χ_{\perp} . A l'aide de la relation $\delta H_{\perp} = \delta H \sin \zeta$ et de l'équation (II-47), cette susceptibilité s'écrit :

$$\chi_{\perp} \equiv \chi_{22} = \frac{-\mu_0 M_s^2}{2k_u \cos 2\zeta_{eq} + 3\lambda_s \sigma \cos 2\zeta} \cos \theta \quad (II-56)$$

La matrice de susceptibilité exprimée dans le repère lié aux parois s'écrit alors comme suit :

$$\begin{pmatrix} \delta M_{\parallel} \\ \delta M_{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{DW f \rightarrow 0} & -M_s \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \\ 0 & -M_s \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \delta H_{\parallel} \\ \delta H_{\perp} \end{pmatrix} \quad (II-57)$$

A partir de cette analyse, nous pouvons calculer la perméabilité du matériau dans la direction de laminage.

4.7. La perméabilité statique

La perméabilité mesurée est définie dans la direction du champ appliqué, par : $\mu_{RD\parallel} = B_{RD\parallel} / H$. A partir des équations (II-50), (II-57) et de l'expression de la matrice de susceptibilité (II-53), nous pouvons écrire (Annexes B.II) :

$$\begin{pmatrix} \delta M_{RD//} \\ \delta M_{RD\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{RD11} & \chi_{RD12} \\ \chi_{RD21} & \chi_{RD22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \delta H_{RD//} \\ \delta H_{RD\perp} \end{pmatrix} \quad (\text{II-58})$$

La perméabilité s'obtient alors par le lien entre l'induction et le champ appliqué de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} \delta B_{RD//} \\ \delta B_{RD\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_0 & 0 \\ 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \cdot \left[\begin{pmatrix} \delta H_{RD//} \\ \delta H_{RD\perp} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta M_{RD//} \\ \delta M_{RD\perp} \end{pmatrix} \right] \quad (\text{II-59})$$

Soit une matrice de perméabilité qui s'écrit sous la forme (Annexe B.II) :

$$\begin{pmatrix} \delta B_{RD//} \\ \delta B_{RD\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_0 & 0 \\ 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} \\ \mu_{21} & \mu_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \delta H_{RD//} \\ \delta H_{RD\perp} \end{pmatrix} \quad (\text{II-60})$$

De cette formulation générale, la composante qui nous intéresse est l'induction dans la direction de laminage. Puisque nous allons appliquer le champ dans cette direction de laminage, $\delta H_{\perp}=0$ dans ce cas précis, nous utilisons alors le seul terme μ_{11} pour obtenir cette composante de l'induction. Nous pouvons donc écrire :

$$\mu_{RD//} = \mu_0 \left\{ 1 + \cos^2 \zeta \cdot \chi_{DWf \rightarrow 0} - M_s \left(\sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \cos \zeta + \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \sin \zeta \right) \sin \zeta \right\} \quad (\text{II-61})$$

A l'aide des deux composantes du champ telles que : $H_{\perp} = H \sin \zeta$ et $H_{//} = H \cos \zeta$ et des approximations pour des valeurs angulaires petites : $\sin \theta \approx \theta$ et $\cos \theta \approx 1$, nous pouvons écrire :

$$\mu_{RD//f \rightarrow 0} = \mu_0 \left\{ 1 + \cos^2 \zeta \cdot \chi_{DWf \rightarrow 0} - M_s \left(\theta \cos \zeta + \sin \zeta \right) \frac{\partial \theta}{\partial H} \right\} \quad (\text{II-62})$$

En négligeant le terme $\theta \cos \zeta$ devant $\sin \zeta$, cette expression devient alors :

$$\mu_{RD//f \rightarrow 0} = \mu_0 \left\{ 1 + \cos^2 \zeta \cdot \chi_{DWf \rightarrow 0} - M_s \frac{\partial \theta}{\partial H} \sin \zeta \right\} \quad (\text{II-63})$$

En utilisant la définition de la susceptibilité perpendiculaire χ_{\perp} (II-56) et l'approximation $\cos \theta \approx 1$, l'expression précédente peut être réécrite selon :

$$\mu_{RD//f \rightarrow 0} = \mu_0 (1 + \chi_{DWf \rightarrow 0}) \cdot \cos^2 \zeta + \mu_0 (1 + \chi_{\perp}) \cdot \sin^2 \zeta \quad (\text{II-64})$$

Finalement avec $\mu_{DW} = \mu_0 (1 + \chi_{DW})$ et $\mu_{\perp} = \mu_0 (1 + \chi_{\perp})$, cette relation s'écrit sous la forme :

$$\mu_{RD//f \rightarrow 0} = \mu_{DWf \rightarrow 0} \cdot \cos^2 \zeta + \mu_{\perp} \cdot \sin^2 \zeta \quad (\text{II-65})$$

La perméabilité dans la direction parallèle aux parois magnétiques correspond à la limite en basse fréquence de l'équation II-19, soit :

$$\mu_{DWf \rightarrow 0} = \mu_0 \left(1 + \frac{\chi_w}{d} \right) \quad (\text{II-66})$$

Avec χ_w la susceptibilité surfacique des parois et d la largeur des domaines. La perméabilité statique dans la direction du champ appliqué s'écrit finalement sous la forme :

$$\mu_{RD//f \rightarrow 0} = \mu_0 \left(1 + \frac{\chi_w}{d} \right) \cdot \cos^2 \zeta + \mu_0 (1 + \chi_{\perp}) \sin^2 \zeta \quad (\text{II-67})$$

4.8. La perméabilité dynamique

La diffusion de la composante parallèle du champ magnétique $H_{//}$ dans la direction y (*épaisseur des rubans*) (Figure II-18) est déjà prise en compte au travers du modèle de déplacement de parois DW . Celui-ci détermine le comportement fréquentiel pour la composante parallèle de la perméabilité. En ce qui concerne la composante perpendiculaire, ce comportement fréquentiel doit être considéré par la prise en compte de la diffusion de la composante normale du champ magnétique H_{\perp} dans la direction y .

Pour cette composante du champ, le matériau est considéré comme homogène et donc l'équation de diffusion peut alors s'écrire simplement pour une plaque semi-infinie d'épaisseur δ :

$$\frac{\partial^2 H_{\perp}}{\partial y^2} = \frac{j\omega\mu_0\mu_{\perp}}{\rho} H_{\perp} \quad (\text{II-68})$$

La composante perpendiculaire du champ magnétique se déduit de cette équation de diffusion et est fonction de $H_{0\perp}$, la composante normale du champ appliqué à la surface du matériau (Annexes B.III).

$$H_{\perp}(y) = H_{0\perp} \frac{\cosh\left(\sqrt{\frac{j\omega\mu_0\mu_{\perp}}{\rho}} y\right)}{\cosh\left(\sqrt{\frac{j\omega\mu_0\mu_{\perp}}{\rho}} \delta/2\right)} \quad (\text{II-69})$$

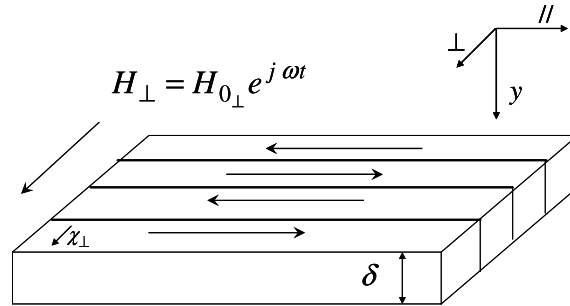


Figure II-18 : Composantes du champ magnétique dans les directions parallèle et perpendiculaire à la structure en domaines. La diffusion de la composante perpendiculaire est prise en compte en considérant le matériau comme homogène pour cette composante du champ

En calculant la densité de flux magnétique par unité de longueur, qui traverse une section perpendiculaire à l'axe \perp , et en la comparant avec la densité de flux en statique, $\Phi = \mu_{\perp} H_0 \delta$, la perméabilité dynamique prend donc en compte un facteur d'atténuation fonction, de la fréquence (Annexes B.III).

$$\mu_{\perp}(\omega) = \mu_{\perp} \frac{\tanh\left(\sqrt{\frac{j\omega\mu_0\mu_{\perp}}{\rho}} \delta/2\right)}{\sqrt{\frac{j\omega\mu_0\mu_{\perp}}{\rho}} \delta/2} \quad (\text{II-70})$$

Au final, la perméabilité dynamique dans la direction du champ appliqué s'écrit sous la forme :

$$\mu_{RD//}(\omega) = 4\left(\mu_0 \frac{\chi_w}{d}\right) A^2 \cdot \cos^2(\zeta) + \mu_0 \mu_{\perp}(\omega) \cdot \sin^2(\zeta) \quad (\text{II-71})$$

4.9. Bilan

Dans cette partie, nous avons proposé un modèle pour décrire la structure magnétique des matériaux polycristallins. Ce modèle s'appuie sur les propriétés physiques du matériau pour décrire son comportement magnétique en fréquence. Ces grandeurs sont la direction moyenne de facile aimantation, l'anisotropie dans cette direction (induite et cristalline) et la magnétostriction dans la direction du champ appliqué.

Dans ce modèle les contributions des mouvements de parois et de la rotation cohérente des moments magnétiques, ont été distinguées. Ces phénomènes sont traités dans un repère relié à la structure en domaines. En effet le champ magnétique est décomposé en deux composantes perpendiculaires et la contribution de chaque composante est étudiée séparément.

Le modèle est établi en supposant les excitations faibles, point sur lequel nous reviendrons dans la suite de cette étude.

L'hypothèse de faibles excitations a alors permis d'obtenir une équation simplifiée pour décrire la rotation de l'aimantation (Equation II-47) en lieu et place d'une expression non linéaire. Elle a permis également d'obtenir l'expression de la perméabilité en basse fréquence (Equation II-63) ce qui est équivalent à considérer la matrice de susceptibilité (Equation II-57) comme une matrice diagonale en considérant l'élément χ_{12} égal à zéro.

Le modèle est établi en deux étapes ; dans un premier temps les influences de l'anisotropie uniaxiale et de la magnétostriction sont considérées et la perméabilité en basse fréquence est obtenue. Dans un second temps la perméabilité dynamique est décrite en fonction de la largeur moyenne des domaines et la susceptibilité surfacique des parois. La direction moyenne de facile aimantation détermine alors les contributions de deux différents mécanismes d'aimantation.

5. Conclusions

L'idée directrice suivie dans ce chapitre, était de traduire le comportement haute fréquence des matériaux magnétiques métalliques, notamment des alliages polycristallins, en fonction de leurs caractéristiques dites physiques. Cette modélisation est en effet indispensable pour asseoir notre socle de connaissance et d'établir dans un même temps des liens solides entre les deux domaines de la métallurgie et de l'électronique de puissance. Ce type de modèle doit alors permettre d'optimiser les valeurs d'usage de ces matériaux aux applications visées.

Pour suivre cette idée, un modèle dit « mésoscopique » a été développé. Dans cette étude nous avons souligné l'importance de considérer l'effet de la structure en domaines pour expliquer le comportement de nos matériaux dits métalliques. Cette description, met l'accent sur le phénomène de mouvements des parois pour décrire le mécanisme d'aimantation de ces corps ferromagnétiques conducteurs. Dans un premier temps, nous avons choisi une description, parmi les modèles existant dans la littérature, sur la base de mesures. Ces mesures étaient réalisées sur les noyaux nanocristallins, dont la structure magnétique était, a priori, très proche de la description théorique.

Dans un second temps nous nous sommes intéressés aux matériaux magnétiques polycristallins. A l'inverse des matériaux nanocristallins, ceux-ci ne présentent pas nécessairement de structures en domaines bien régulières et le mécanisme de mouvement de parois ne constitue pas l'ensemble des mécanismes d'aimantation. Pour décrire leur comportement, nous avons alors développé un modèle qui s'appuie sur quelques grandeurs physiques de ces matériaux que sont l'énergie d'anisotropie, la constante de magnétostriction, la direction de facile aimantation, la largeur des domaines magnétiques, l'épaisseur des rubans et la susceptibilité surfacique des parois.

Ce modèle, a priori, peut décrire le spectre de la perméabilité complexe en fonction de ces grandeurs. Celui-ci permet donc d'estimer l'influence de ces paramètres sur le comportement haute fréquence de ces matériaux en faibles excitations. Dans le chapitre suivant nous allons développer un banc de mesures pour évaluer expérimentalement la validité de cette étude théorique.

6. Bibliographie

- [1] F. Bitter, "Experiments on the Nature of Ferromagnetism," *Physical Review*, vol. 41, 1932, p. 507.
- [2] F. Bitter, "On Inhomogeneities in the Magnetization of Ferromagnetic Materials," *Physical Review*, vol. 38, 1931, pp. 1903-5.
- [3] K.J. Sixtus, "Powder Patterns on Ferromagnetic Crystals," *Physical Review*, vol. 51, May. 1937, p. 870.
- [4] H.J. Williams, "Direction of Domain Magnetization in Powder Patterns," *Physical Review*, vol. 71, May. 1947, p. 646.
- [5] H.J. Williams, R.M. Bozorth, and W. Shockley, "Magnetic Domain Patterns on Single Crystals of Silicon Iron," *Physical Review*, vol. 75, Jan. 1949, p. 155.
- [6] L. Néel, "Magnetization law of iron monocrystal Les lois de l'aimantation et de la subdivision en domaines élémentaires d'un monocrystal de fer," *Journal de Physique et le Radium*, vol. 5, 1944, pp. 241-251.
- [7] L. Néel, "Les lois de l'aimantation et de la subdivision en domaines élémentaires d'un monocrystal de fer. II," *Journal de Physique et le Radium*, vol. 5, 1944, pp. 261-76.
- [8] C. Kittel, "Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Materials at Microwave Frequencies," *Physical Review*, vol. 70, 1946, p. 281.
- [9] C. Kittel, "Physical Theory of Ferromagnetic Domains," *Reviews of Modern Physics*, vol. 21, Oct. 1949, pp. 541-583.
- [10] L. Néel, "Influence de la Subdivision en domaines élémentaires," *Annales de l'institut Fourier*, vol. 3, 1951, pp. 301-319.
- [11] B. Ahmadi, H. Chazal, T. Waeckerle, and J. Roudet, "Studying behavior of multilayer materials: A 1-D model correlated to magnetic domain walls through complex permeability," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 320, Oct. 2008, pp. e708-e711.
- [12] K. Polivanov, "Dynamic characteristics of ferromagnets," *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, vol. 16, 1952, pp. 446-464.
- [13] G. Brouwer, "Electrical Analog of the Eddy-Current-Limited Domain-Boundary Motion in Ferromagnetics," *Journal of Applied Physics*, vol. 26, Nov. 1955, pp. 1297-1301.
- [14] R.H. Pry and C.P. Bean, "Calculation of the Energy Loss in Magnetic Sheet Materials Using a Domain Model," *Journal of Applied Physics*, vol. 29, Mar. 1958, pp. 532-533.
- [15] J.E.L. Bishop, "Magnetic domain structure, eddy currents and permeability spectra," *British Journal of Applied Physics*, vol. 17, 1966, pp. 1451-1460.
- [16] P.G. Collar, E. LEE, and J. Bishop, "Magnetic Domain Studies using permeability spectra I," *British Journal of Applied Physics*, vol. 2, 1969, pp. 1353-65.
- [17] D. Chen and J. Munoz, "Theoretical eddy-current permeability spectra of slabs with bar domains," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 33, 1997, pp. 2229-2244.
- [18] D. Chen and J. Munoz, "AC impedance and circular permeability of slab and cylinder," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 35, 1999, pp. 1906-1923.
- [19] D. de Cos, A. Garcia-Arribas, and J. Barandiaran, "Experimental evidence of ferromagnetic resonance in magnetoimpedance measurements," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 41, 2005, pp. 3649-3651.
- [20] J. Barandiaran, A. Garcia-Arribas, J. Munoz, and G. Kurylanskaya, "Influence of magnetization processes and device geometry on the GMI effect," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 38, 2002, pp. 3051-3056.
- [21] L. Daniel, O. Hubert, N. Buiron, and R. Billardon, "Reversible magneto-elastic behavior: A multiscale approach," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 56, Mar. 2008, pp. 1018-1042.
- [22] J. Bishop, "The dependence of permeability and losses on direction of magnetization in anisotropic ferromagnetic laminations," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 4, 1971, pp. 1797-1811.
- [23] S. Glasmachers, M. Frommberger, J. McCord, and E. Quandt, "Influence of strain on the high-frequency magnetic properties of FeCoBSi thin films," *phys. stat. sol. (a)*, vol. 201, 2004, pp. 3319-3324.
- [24] E.D.T.D. Lacheisserie, *Magnétisme: Fondements*, L'Editeur : EDP Sciences, 2000.
- [25] S. Chikazumi and C.D. Graham, *Physics of ferromagnetism*, Oxford University Press, 1997.
- [26] R.M. Bozorth, *Ferromagnetism*, Wiley-IEEE Press, 1993.

Chapitre III

Méthodes expérimentales de caractérisation des matériaux magnétiques

1. Introduction.....	68
2. Les caractérisations magnéto électriques.....	69
2.1. Mesures d'impédance.....	69
2.1.1. La technique de mesures : Le pont auto équilibré.....	69
2.1.2. Calcul de la perméabilité complexe à partir des mesures d'impédance	73
2.2. Mesures sous contraintes mécaniques.....	75
2.3. Résultats et discussions	76
3. Les caractérisations magnéto optiques.....	82
3.1. Principe de mesure	82
3.2. Préparation des échantillons.....	83
3.3. Discussions.....	84
4. Conclusions	86
5. Bibliographie	87

1. Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons proposé un modèle physique qui s'appuie sur un scénario spécifique pour décrire le comportement fréquentiel des matériaux magnétiques métalliques polycristallins. Ce comportement fréquentiel est alors traduit par des spectres de perméabilité complexe.

Dans le scénario proposé, une contrainte mécanique est appliquée sur le matériau afin de faire varier sa structure en domaines magnétiques. Les contributions des différents mécanismes d'aimantation sont ensuite déterminées en fonction de la contrainte appliquée.

Pour évaluer la validité de ce modèle, il faut donc réaliser des mesures dans les conditions identiques à celles proposées par le modèle. On proposera, dans ce chapitre, deux méthodes de caractérisation ; la première est magnéto-électrique et la deuxième magnéto-optique. Le matériau choisi pour réaliser ces caractérisations est un alliage de Fer et de Nickel en bas teneur de Nickel (de l'ordre de 30%) nommé commercialement SP302+®.

Dans les caractérisations magnéto-électriques, on s'appuie sur la méthode des mesures d'impédance pour mesurer la perméabilité complexe du matériau. On développe un banc de mesure adapté pour vérifier le scénario proposé par le modèle et identifier ses paramètres. En ce qui concerne les caractérisations magnéto-optiques, on développe un banc de mesure semblable au premier, qui est adapté à la visualisation des domaines magnétiques par l'effet kerr longitudinal.

2. Les caractérisations magnéto électriques

Les méthodes de caractérisation magnéto-électriques permettent de déduire le comportement magnétique d'un matériau au travers de ses signatures électriques. Sur cette voie, deux approches distinctes sont envisagées pour mesurer la perméabilité complexe d'un matériau. D'un coté, l'approche fluxmétrique qui, par le biais d'une mesure électrique de mutuelle impédance, permet de caractériser macroscopiquement un noyau magnétique. D'un autre coté, une mesure d'impédance, qui sous certaines conditions, permet également cette caractérisation. Les mesures fluxmétriques sont utilisées pour caractériser des matériaux, notamment en fortes excitations. Cette méthode sera traitée dans le Chapitre V.

Les mesures d'impédances sont elles intrinsèquement limitées aux faibles excitations et au comportement linéaire du composant. C'est en effet seulement dans le cadre du comportement linéaire et en excitations sinusoïdales que nous parlerons de mesures d'impédances.

Afin d'évaluer les modèles décrits précédemment (Chapitre II), des spectres de perméabilité complexe sont mesurés, à l'aide de mesures d'impédance, pour des échantillons spécifiques. Les appareillages dédiés permettent alors des mesures fines de quelques dizaines de Hertz à quelques centaines de mégahertz. Le point d'achoppement se reporte alors sur les précautions et compensations expérimentales inhérentes à ces mesures en haute fréquence. Celles-ci seront donc décrites et les relations entre ces valeurs d'impédance et les valeurs de perméabilité complexe seront rappelées et permettront de finaliser le traitement de ces mesures.

Dans un second temps, l'échantillon à caractériser sera décrit et nous expliciterons les critères de choix de celui-ci. Enfin, à l'aide des spectres de perméabilité complexe déduits des mesures, nous identifierons les paramètres du modèle présenté dans le Chapitre II-4 et nous conclurons sur l'utilisation de celui-ci pour prédire le comportement de nos matériaux polycristallins.

2.1. Mesures d'impédance

2.1.1. La technique de mesures : Le pont auto équilibré¹

Cette méthode de mesure a été initialement utilisée pour des applications en basse fréquence. Par la suite, les progrès technologiques de l'électronique de signal ont permis de pousser les fréquences limites de mesures jusqu'à une centaine de MHz. Une cartographie des domaines d'application des différentes techniques de mesures comme IV et IV-RF, est alors montrée sur la Figure III-1 dans le plan Impédance / Fréquence.

Nous utiliserons pour notre étude un pont d'impédance Agilent 4294A qui utilise la méthode du pont auto équilibré pour lequel le domaine d'application en terme de fréquence (40Hz – 110MHz) et d'impédance (3mOhms – 100MOhms) est le plus étendu, tel que montré sur la figure ci-dessus. Le schéma de principe du pont auto équilibré est montré sur la Figure III-2.

¹ Auto balancing bridge

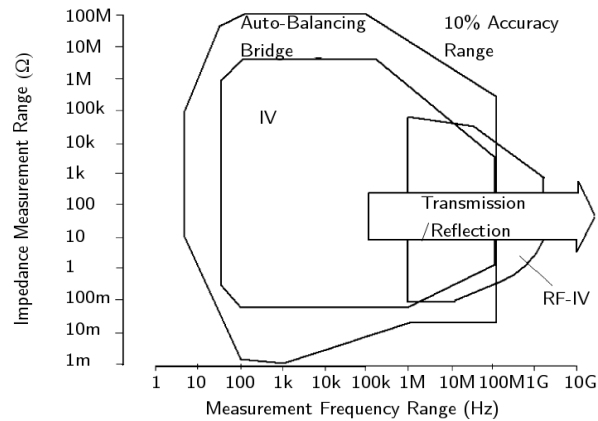


Figure III-1 : Comparaison entre différentes techniques de mesures et leurs domaines d'applications. (L'Image est reproduite de [1])

L'*oscillateur principal (OSC)* génère un signal d'amplitude constante, soit en courant (entre 0.2mA et 20mA), soit en tension (entre 5mV et 1V) [2].

L'*auto équilibrage* du pont permet de maintenir le même courant dans le DUT² et dans la résistance R_r . Si la valeur de cette résistance est très précisément connue, alors la tension mesurée à ces bornes détermine le courant dans le DUT.

Cet équilibre est réalisé à l'aide d'une source de courant contrôlée qui réinjecte un courant dans la résistance R_r et ramène le potentiel de la borne L_p au potentiel de masse de l'appareil qui joue donc le rôle de masse virtuelle. De plus, en gardant le potentiel de cette masse proche de la terre de l'appareil, on évite la circulation de courants capacitifs entre cette masse et la terre.

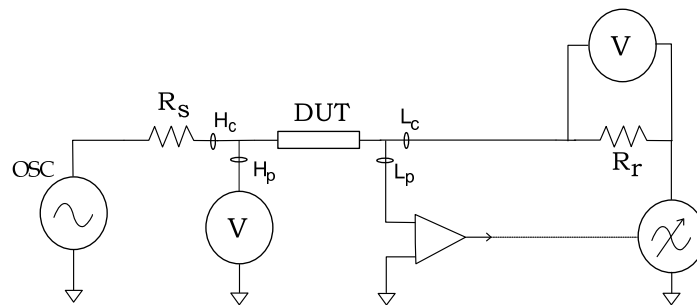


Figure III-2 : Schéma simplifié du pont auto équilibré. L'échantillon à mesurer est placé entre les bornes H et L du bornier de mesure. La tension L_p est maintenue à zéro pour équilibrer le système de mesure.

Le pont Agilent 4294A, combine la méthode d'auto équilibrage avec la méthode de câblage quatre points (4TP³) afin d'obtenir une meilleure précision de mesure. Ce mode de connexion est montré sur la Figure III-3. Cette configuration minimise les erreurs existantes dans le chemin de mesure. Le *chemin de mesure* se compose des câbles et des connexions entre le DUT et les bornes de mesure de l'appareil. Ce chemin se divise en deux parties : le chemin de passage du courant qui fournit le

² Device Under Test

³ Four-Terminal-Pair

courant au DUT et le chemin qui ramène la tension aux bornes de DUT à l'appareil de mesure. Donc chaque terminal, qui se présente sous la forme d'une connectique BNC⁴, a un rôle spécifique:

- Le terminal L_p permet l'auto-équilibrage du pont. Le potentiel de L_p (tension entre l'âme et la gaine du coaxial) doit être ramené à zéro pour garantir l'équilibrage du pont. Cela est effectué par l'injection d'un courant dans la résistance R_r
- Le terminal H_p permet de mesurer la tension aux bornes du DUT (tension entre l'âme et la gaine du coaxial) Cela est valable dans le cas d'équilibre où la tension L_p est égale à zéro.
- Le terminal L_c permet de mesurer le courant qui passe dans le DUT par le biais d'une mesure de courant dans l'âme du coaxial. Un lien extérieur assure alors le retour de ce courant vers la gaine du coaxial du terminal H_c . Ce lien est en générale une barre de cuivre qui relie les gaines des câbles coaxiaux.
- Le terminal H_c fournit le signal de la source au DUT.

Ces définitions sont valables sur le plan de mesure de l'instrument qui est matérialisé par ces quatre bornes en façade. Si un bornier ou un câble d'extension est connecté aux bornes de l'appareil, pour faciliter les connexions au DUT par exemple, ce plan de mesures doit être redéfini.

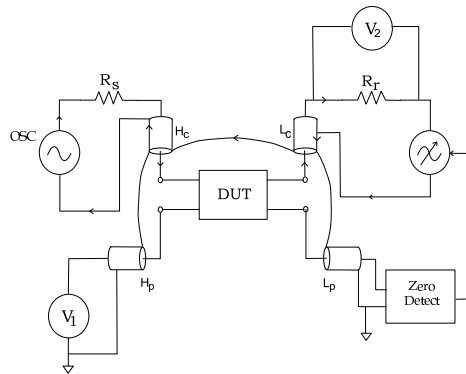


Figure III-3 : Utilisation du pont auto-équilibré avec le système de connexion 4TP (4 terminal-paire) utilisé dans l'analyseur d'impédance Agilent 4294A.

Afin d'avoir une mesure précise il faut minimiser différentes erreurs qui se produisent lors d'une mesure. Nous pouvons, en particulier, compter :

- Les erreurs dues à l'imprécision de l'appareil de mesure (Niveau de l'oscillateur, offset, ...)
- Les impédances résiduelles inhérentes au bornier et aux câbles de connexions

Les erreurs liées à l'appareil de mesure sont définies à ces terminaux. Ces erreurs sont intrinsèques à l'instrument et sont fournies par le constructeur. Dans cette partie nous allons traiter le deuxième type d'erreurs qui sont liées à l'introduction d'un bornier.

Nous pouvons représenter le bornier de connexion entre l'appareil et le DUT par un quadripôle passif (Figure III-4). La matrice d'impédance de ce quadripôle est symétrique et comporte donc 3 termes distincts.

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_0 & Z_1 \\ Z_1 & Z_0' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (\text{III-1})$$

⁴ Bayonet Neil Concelman, bornes de connexion commodes en RF pour relier des câbles coaxiaux

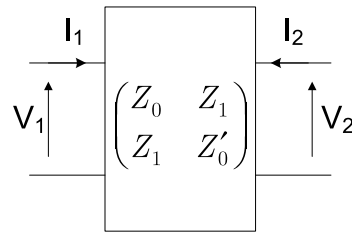


Figure III-4 : Le bornier de mesure est représenté par un quadripôle passif symétrique. L'impédance à mesurer est connectée aux bornes de sortie (V_2) et l'impédancemètre mesure l'impédance vue de l'entrée, V_1 .

L'impédancemètre mesure l'ensemble connecté à ces bornes et mesure donc l'impédance du bornier, lui même chargé par l'impédance du DUT. L'identification de la matrice impédance de ce bornier est donc indispensable pour remonter à la valeur de l'impédance du DUT.

Le plus souvent, les borniers de connexion entre l'appareil et le DUT sont construits de manière à présenter des impédances séries très faibles et à l'inverse des impédances en parallèles extrêmement importantes. En conséquence, la matrice impédance peut, le plus souvent, être approximée par une matrice symétrique tel que Z_0 et Z'_0 sont identiques. En conséquence, deux essais avec deux impédances connues suffisent à identifier complètement la matrice d'impédance du bornier. Pour ceux-ci, des mesures à vide et en court-circuit sont donc effectuées. Notons que pour un bornier supposé non symétrique entre Z_0 et Z'_0 , une mesure complémentaire en charge permet d'identifier le terme supplémentaire.

Lors de l'essai à vide, nous obtenons :

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_0 & Z_1 \\ Z_1 & Z_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III-2})$$

Nous pouvons donc écrire : $Z_0 = V_1/I_1 \equiv Z_{0m}$ (l'indice m indique l'impédance mesurée par l'appareil)

La mesure en court circuit donne :

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_0 & Z_1 \\ Z_1 & Z_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (\text{III-3})$$

Dans ce cas l'impédance vue par l'appareil de mesure est $Z_{ccm} = V_1/I_1$ La matrice impédance peut donc être identifiée [3] à l'aide de ces deux mesures :

$$\begin{aligned} Z_0 &= Z_{0m} \\ Z_1 &= \sqrt{Z_0(Z_0 - Z_{ccm})} \end{aligned} \quad (\text{III-4})$$

Quand l'impédance à mesurer (Z_x) est connectée au bornier de mesure, l'impédancemètre corrige alors la valeur de l'impédance à l'aide de la relation suivante :

$$Z_x = \frac{Z_1^2}{Z_0 - Z_{xm}} - Z_0 \quad (\text{III-5})$$

Avec :

- Z_{xm} : Impédance vue par l'appareil de mesure à travers de bornier de mesure
- Z_x : La valeur réelle de l'impédance à mesurer

Le bornier de mesures magnétiques *HP 16454A*, utilisé pour les mesures magnétiques (Chapitre II), utilise le même principe pour compenser les impédances résiduelles. Ce bornier est équivalent à une bobine à une seule spire répartie autour du matériau magnétique (Figure III-5).

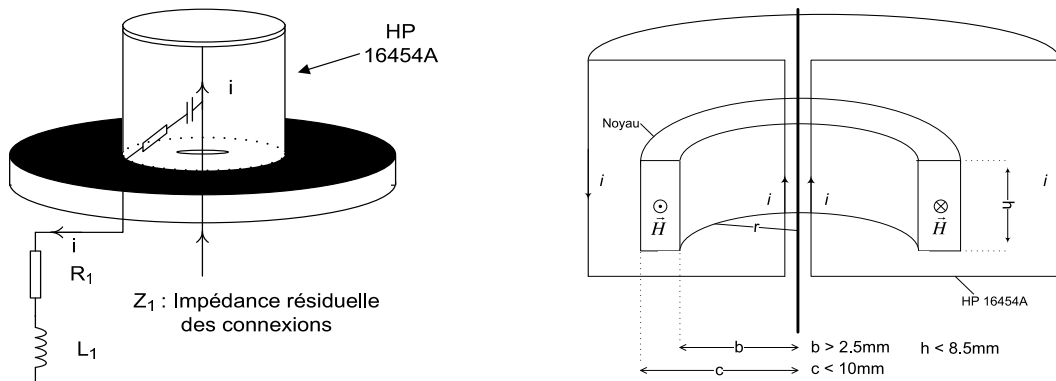


Figure III-5 : Le schéma de bornier de mesure *HP 16454A*. Le courant est fourni par le conducteur au centre du boîtier et il retour par la carcasse du boîtier.

Dans ce cas, une compensation de court-circuit consiste à mesurer l'impédance de boîtier sans l'insertion du DUT, qui est un noyau magnétique torique.

En ce qui concerne les mesures abordées dans cette partie, les échantillons mesurés sont connectés à l'appareillage via le bornier Agilent 16047E (Figure III-6). Afin d'identifier ce bornier, deux compensations en court-circuit et à vide sont réalisées comme décrit précédemment et ce préalablement à chaque mesure. Pour la mesure en court-circuit, celui-ci est réalisé au plus près du DUT.

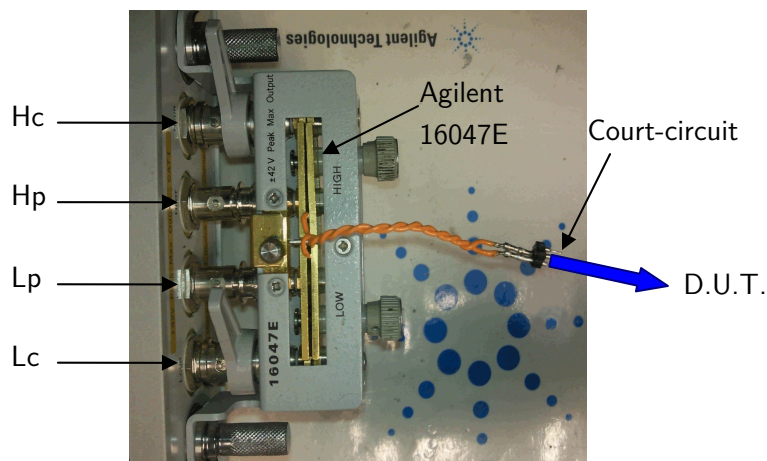


Figure III-6 : Le bornier de mesures Agilent 16047E. Les mesures de court-circuit se réalisent en utilisant les fils d'amenée de courant, court-circuités au plus proche du DUT.

2.1.2. Calcul de la perméabilité complexe à partir des mesures d'impédance

Dans le comportement en faibles excitations d'un composant magnétique bobiné on peut distinguer les signatures de trois phénomènes :

- Les phénomènes liés au matériau magnétique
- La signature du flux magnétique dans l'air

- L'effet des pertes dans les conducteurs, soit par les courants induits soit à cause de la résistance DC des conducteurs.

Puisque qu'il s'agit d'une mesure d'impédance, nous allons schématiser ces phénomènes par des impédances séries pour faciliter leur traitement. Un schéma équivalent du composant magnétique, sous forme d'impédances séries, est présenté sur la Figure III-7-a

L'impédance Z_m représente l'effet du matériau magnétique. La Résistance R représente les pertes dans les conducteurs et l'inductance L_0 représente le flux magnétique dans l'air.

Dans le cas où l'impédance Z_m représente une valeur importante par rapport aux deux autres impédances, on peut compenser, ou réduire, les effets de ces deux dernières. Nous pouvons compenser l'effet de flux magnétique dans l'air et aussi une partie des pertes dans les conducteurs, que sont les pertes dues à la résistance DC des conducteurs.

Afin de réaliser cette compensation, nous devons effectuer une mesure d'impédance sans le matériau magnétique, tout en gardant la même géométrie des bobines utilisées pour effectuer la caractérisation (Figure III-7-b). On suppose que le flux dans l'air reste identique dans les deux cas, i.e. $L_0 = L'_0$; ce qui permet de compenser le flux dans l'air pour les mesures. Par contre les pertes par courants induits ne sont par forcément identiques et la présence du matériau magnétique a une influence considérable sur la répartition des densités de courants dans les conducteurs et donc sur les pertes créées à haute fréquence. Nous nous contentons donc de retrancher des mesures, seulement la résistance DC des conducteurs : $R_{f \rightarrow 0} = R'_{f \rightarrow 0}$.

$$Z_m = Z_{mes} - R'_{f \rightarrow 0} - jL_0\omega \quad (III-6)$$

Où Z_{mes} est l'impédance mesurée en présence de matériau magnétique.

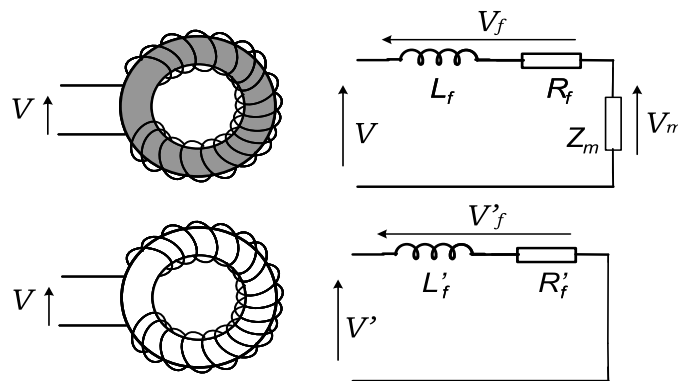


Figure III-7 : Compensation du flux dans l'air. a) Les mesures avec le matériau magnétique b) Les mesures sans le matériau magnétique en gardant la même géométrie des bobines

Cette méthode de compensation, et en conséquence cette méthode de mesure, possède un domaine de validité qu'il faut définir. Le fait que les pertes par courants induits en hautes fréquences dans les conducteurs ne sont pas compensées, met en cause les résultats de mesures à haute fréquence, en particulier au niveau des pertes mesurées. Quand les pertes dans les conducteurs deviennent comparables à celles des pertes magnétiques, cette méthode de mesure ne reflète pas correctement les propriétés magnétiques du matériau.

En considérant ces limites, dans le cadre de mesures d'impédances, on peut relier le flux traversant la section du matériau à la tension aux bornes des enroulements et le champ magnétique au courant qui parcourt les enroulements :

$$\tilde{V} = NS \frac{\partial \tilde{B}}{\partial t} = j\omega NS \tilde{B} \quad (\text{III-7})$$

$$\tilde{I} = \tilde{H}l/N$$

Dans cette relation l'induction magnétique dans le matériau est supposée sinusoïdale. En récrivant l'impédance en fonction de ces deux relations on obtient :

$$\tilde{\mu} = -j \frac{l}{\omega N^2 S} \tilde{Z} \quad (\text{III-8})$$

2.2. Mesures sous contraintes mécaniques

Afin de valider le modèle présenté dans le Chapitre II-4, nous avons développé un banc de mesure qui permet d'effectuer une mesure de perméabilité d'un ruban magnétique et ce sous une contrainte mécanique de traction suivant la direction de laminage. Nous avons découpé par électroérosion (Chapitre IV-3.1.1) des cadres dans des rubans magnétiques (FeNi SP302+ 150 μ m) pour permettre une mesure d'impédance sur un circuit magnétique fermé. Les dimensions de ces circuits magnétiques sont choisies telles que la longueur dans la direction de laminage est prépondérante par rapport à la largeur. De plus, les extrémités dans lesquelles se logent les ergots présentent une largeur de 25mm pour permettre l'épanouissement de la contrainte au voisinage des mors. Les jambes du circuit magnétique sont elles de 15mm de largeur et de 70mm de longueur et seront supposés soumises à une contrainte mécanique uniforme dans la direction de laminage (Figure III-8).

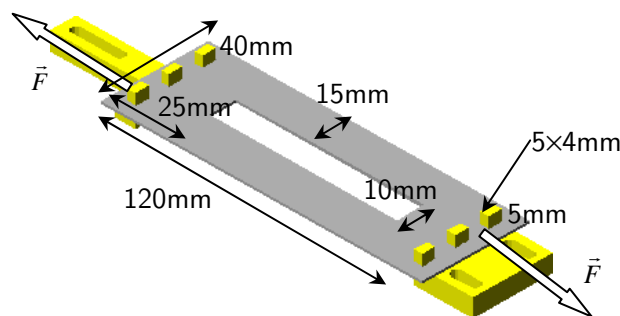


Figure III-8 : Système de mors et d'ergot pour appliquer une contrainte mécanique dans la direction de laminage. Les bobines pour effectuer une mesure d'impédance se place sur les parties latérales du ruban.

L'enroulement de mesure est réalisé sur un circuit imprimé et comprend 50 spires réparties sur la longueur des jambes du noyau. Ce système permet de figer au mieux les dimensions du dispositif et de reproduire des conditions expérimentales identiques entre les différentes mesures et compensations (mesures avec et sans le noyau magnétique).

Le niveau de contrainte est réglé par une vis micrométrique qui déplace la partie mobile du système. La force appliquée sur le ruban magnétique est mesurée à l'aide d'un capteur de force piézoélectrique et la contrainte est déduite par la division de cette force mesurée, par la section du matériau. Le schéma de ce système est montré sur la Figure III-9.

Le niveau maximum de Force appliquée est de 47N soit une contrainte de traction de 10.5MPa. Pour chaque valeur de contrainte appliquée, et préalablement à la mesure d'impédance, le noyau magnétique est démagnétisé par le biais de l'enroulement de mesure. Cette démagnétisation

s'effectue à l'aide d'une forme d'onde sinusoïdale amortie de fréquence 10Hz et de facteur d'amortissement 0.2.

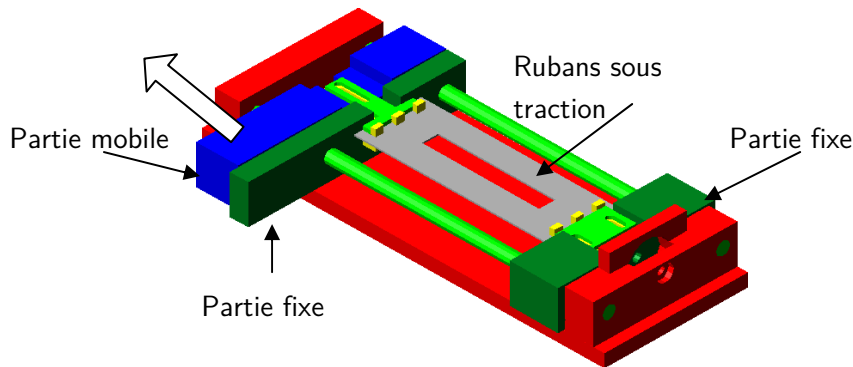


Figure III-9 : Schéma du système de mise sous traction mécanique du ruban.

Les impédances sont mesurées à l'aide du pont d'impédance Agilent pour des excitations sinusoïdales de $400\mu\text{A}$ d'amplitude et de fréquences comprises entre 100Hz et 10MHz. L'image du système complet est montrée sur la Figure III-10. L'impédance du bornier est compensée à l'aide des mesures en court-circuit et à vide, tel que décrit précédemment. L'impédance de la bobine à vide, c'est-à-dire sans le noyau magnétique à l'intérieur de l'enroulement en PCB est ensuite mesurée et soustraite aux différentes mesures selon l'équation III-6.

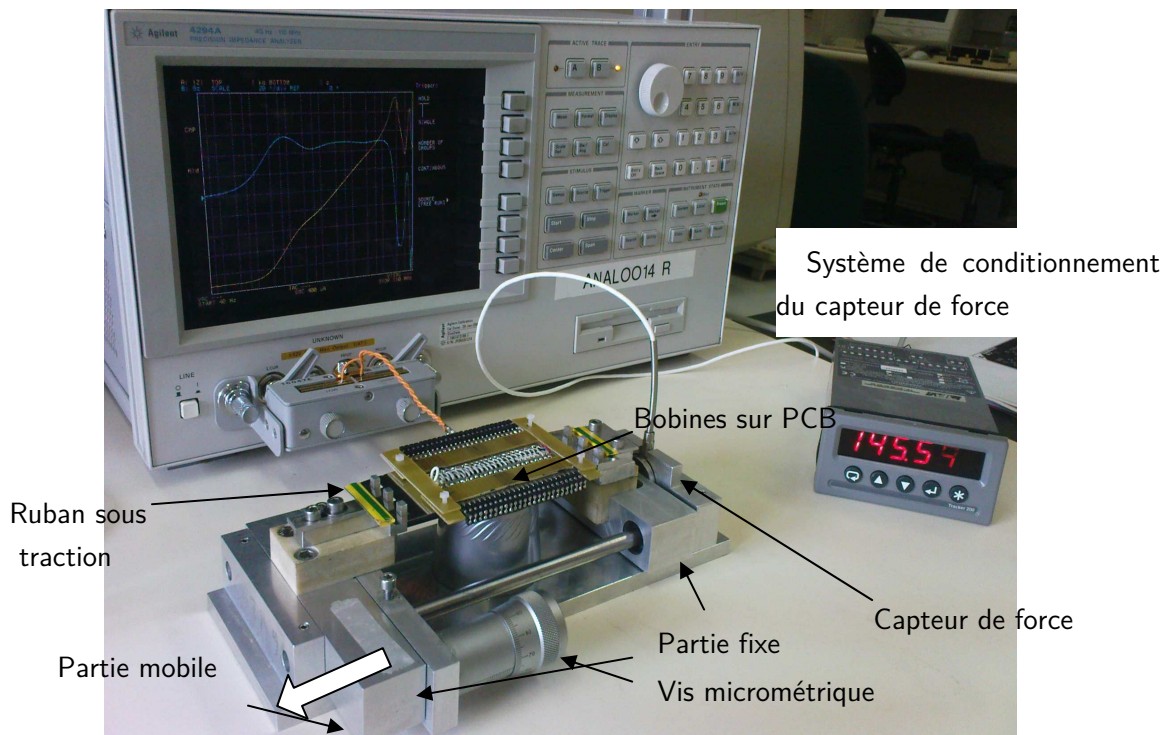


Figure III-10 : Banc de mesures d'impédance sous traction mécanique. Le système de conditionnement du capteur de force affiche continuellement le niveau de la force appliquée.

2.3. Résultats et discussions

La perméabilité réelle des spectres mesurés, présente une valeur constante pour des fréquences inférieures à 1kHz et indicé LF. Celles-ci sont alors différentes d'une mesure à l'autre et dépendent

donc de la contrainte mécanique appliquée. Cette variation est décrite théoriquement selon notre modèle, par l'équation II-67. A l'aide de cette relation et des valeurs expérimentales nous identifions alors les grandeurs que sont (χ_w/d) , λ , k_u et ζ_0 . Les résultats obtenus par minimisation des erreurs par la méthode moindres carrés sont alors montrés sur la Figure III-11 et résumés dans le Tableau III-7.

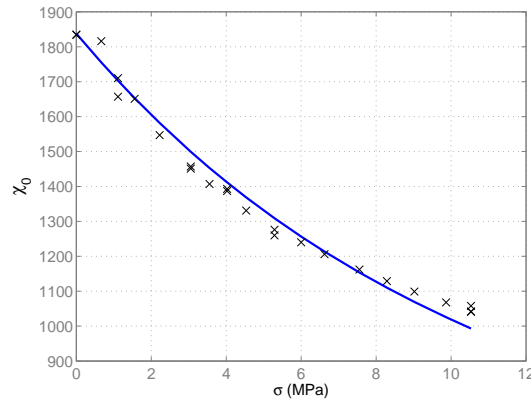


Figure III-11 : Perméabilité initiale DC en fonction de contrainte appliquée. La contrainte est déduite de mesures de force par un capteur piézoélectrique.

A partir de ces mesures, nous déduisons une magnétostriction effective, i.e. dans la direction de laminage, négative. Ce même comportement est observé expérimentalement pour d'autres matériaux dont la magnétostriction est également négative, comme les amorphes par exemple.

Tableau III-7 : Les paramètres identifiés en basse fréquence et sans contrainte mécanique de traction

k_u (J/m ³)	λ (p.p.m.)	ζ_0 (degré)	χ_w/d
140	-7.7	70	3930

L'ordre de grandeur de la magnétostriction effective reste cohérent avec les valeurs données dans la littérature pour un alliage de Fe-Ni de 30% de Nickel [4]. Notons également que le coefficient de magnétostriction λ est défini par l'équation (II-34), comme une magnétostriction effective à saturation et dépend donc d'une différence de déformations entre l'état saturé et l'état désaimanté. Ce coefficient λ dépend donc de la déformation de l'état désaimanté du matériau. Ce dernier dépend, lui-même, de nombreux facteurs : dimensions de l'échantillon, anisotropie induite, texture cristallographique, etc.... La mesure de ce coefficient requiert de nombreuses précautions sur la préparation de l'échantillon.

De plus, la déformation dans l'état désaimanté s'appuie sur l'hypothèse d'une distribution isotrope des zones corrélées (Chapitre II-4.3) qui ne se justifie pas du fait du coefficient d'anisotropie uniaxiale identifié, qui s'avère relativement important et de l'ordre de 140 J/m³.

Cette valeur d'anisotropie peut paraître en effet importante pour des matériaux qui ne peuvent a priori pas être recuit sous champ. En effet, cette anisotropie peut être induite via le processus de laminage à froid (Figure I-25) de manière à texturer le matériau (fort taux d'écouissage et des

recuits adaptés, Chapitre I-3.3.1). Un ordre directionnel⁵, d'une échelle courte ou longue, peut être induit dans les matériaux polycristallins [5].

Pour nos échantillons les conditions de recuit sont connues, par contre les conditions de laminage, telles que le taux d'écroutissage et les étapes de recuit de relaxation ne le sont pas. Ce point met l'accent sur l'utilité d'éprouver ultérieurement notre modèle sur des matériaux mieux connus pour lesquels les valeurs d'anisotropies induites et les effets de texture ont été préalablement établis. Cela dit, même si le coefficient d'anisotropie uniaxiale identifié semble important, celui-ci s'accorde avec la perméabilité relativement faible mesurée pour nos éprouvettes.

Un dernier point concerne l'énergie d'anisotropie uniaxiale qui est du même ordre de grandeur que l'énergie magnétoélastique, qui provoque le changement de perméabilité. Cette coïncidence s'explique par les mesures préliminaires qui ont été effectuées sur ces éprouvettes qui nous ont permis de fixer la valeur de contrainte maximale appropriée afin de mesurer une variation de perméabilité relativement importante.

Pour les mesures de perméabilité effectuées, le champ magnétique d'excitation reste très faible et de l'ordre de 0.09A/m. L'énergie Zeeman due à ce champ est alors largement inférieure aux autres termes d'énergie pris en compte dans nos formulations, comme l'énergie magnétoélastique et l'énergie d'anisotropie uniaxiale. Nous concluons donc que l'approximation utilisée pour obtenir l'équation (II-47) est toujours valable.

Le scénario décrit par le modèle suppose que le changement de perméabilité est dû à la rotation de la direction moyenne de la structure en domaines. D'après nos résultats, cette direction moyenne des domaines s'établit initialement à 70° de la direction de laminage et change d'orientation pour arriver à 79° pour une contrainte de 10MPa (Figure III-12).

Ce résultat s'avère donc cohérent avec notre scénario. L'image d'une rotation de la structure en domaines permet d'illustrer le fait que la perméabilité LF initiale décroît en fonction de la contrainte de traction. En effet, plus l'angle entre le champ magnétique et les parois augmente, plus la pression magnétique exercée sur celles-ci pour leurs déplacements, diminue. Le mécanisme d'aimantation par déplacement des parois perd donc en efficacité, jusqu'à s'évanouir en théorie pour un angle de 90°. Ce sont alors les mécanismes de rotations cohérentes des moments qui prennent le pas et contribuent majoritairement à la perméabilité du matériau. D'après ce scénario, les rotations cohérentes de moments tendent à prédominer et imposent alors, outre des perméabilités réelles plus réduites, des perméabilités imaginaires qui le sont également. Ce point s'explique généralement par des courants de Foucault induits par les variations d'aimantation moindres.

Rappelons également que l'angle calculé correspond à une direction entre le champ et la contrainte de traction appliquée et que les éprouvettes comprennent des extrémités pour lesquelles le champ magnétique et la contrainte sont perpendiculaires et non colinéaires. La mesure de perméabilité effectuée considère, elle, une situation identique sur toute la longueur du circuit magnétique. Cette valeur d'angle traduit alors une situation, outre idéalisée qui se trouve de plus « moyennée » par un effet de forme des éprouvettes. Cet effet a préalablement été réduit lors du choix des dimensions de l'éprouvette mais reste présent, de même que tous effets d'inhomogénéité de la contrainte.

⁵ Slip-induced directional order

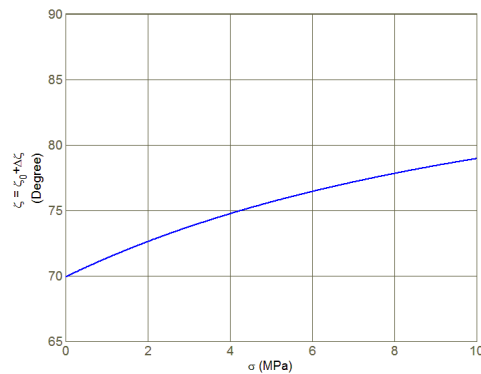


Figure III-12 : ζ , l'angle entre le champ appliqué et la structure en domaine. Cet angle augmente en fonction de la contrainte appliquée.

Le terme χ_w/d , correspond à la susceptibilité initiale en basse fréquence liée aux mouvements des parois. Autrement dit, d'après ce modèle, si la structure en domaines était exactement alignée dans la direction du champ appliqué, le matériau présenterait une susceptibilité initiale en basse fréquence égale à χ_w/d . Cette grandeur informe donc sur la perméabilité maximale du matériau même si celle-ci reste indicative car cette structure en domaine idéalisée n'est jamais effective.

Les spectres de perméabilité complexe pour différents niveaux de contraintes sont montrés sur la Figure III-13. On peut noter qu'après 1 MHz toutes les mesures restent identiques. En effet, pour ces fréquences élevées, les deux mécanismes d'aimantation sont amortis : les rotations cohérentes dues à l'épaisseur réduite de pénétration du champ magnétique dans le matériau à cause des courants induits dans le volume ; les déplacements des parois dus aux courants induits autour des parois. Donc aucune différence significative ne peut être observée sur les mesures à des niveaux de contraintes différentes.

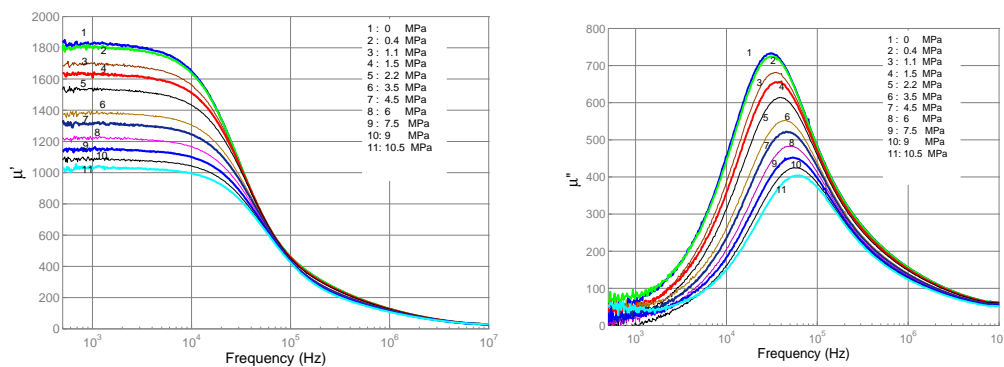


Figure III-13 : Les spectres de la perméabilité complexe pour quelques niveaux de contraintes. Les courbes de différents niveaux de contraintes se rejoignent après 1MHz.

Quant aux fréquences moins élevées, les effets des courants induits sont différents pour ces deux mécanismes. Ces différences de comportement dynamique peuvent a priori nous renseigner sur les contributions respectives de l'un et l'autre des mécanismes en fonction de la fréquence. Nous chercherons alors à identifier la largeur moyenne des domaines, d , et la susceptibilité surfaciques des domaines, χ_w qui conditionnent le comportement dynamique de notre modèle.

Pour identifier ces deux paramètres nous n'utilisons que le spectre de la composante réelle de la perméabilité complexe et ce lorsque qu'aucune contrainte n'est appliquée. Avec la méthode des moindres carrés ces deux paramètres sont identifiés (Tableau III-8).

Il faut noter que l'identification des paramètres à l'aide des valeurs de perméabilité en basse fréquence (Figure III-11) par la méthode des moindres carrés ne présente pas une réponse unique et on peut avoir plusieurs familles de réponses (ku , λ , ζ_0 , χ_w/d). C'est donc le comportement dynamique qui permet d'enlever cette incertitude et choisir une famille de réponses.

Tableau III-8 : Les paramètres dynamiques des modèles

Modèle DW. (Néel)	$d = 187\mu\text{m}$	$\chi_w=0.34\text{m}$
Modèle couplé	$d = 146\mu\text{m}$	$\chi_w=0.57\text{m}$

De la même manière, ces mêmes grandeurs sont identifiées sur la base du modèle de Néel, noté D.W.. Pour rappel, ce modèle ne considère que le mécanisme de déplacement de parois, toutes parallèles au champ appliqué. La valeur de la susceptibilité surfacique initiale en basse fréquence χ_w/d qui correspond au modèle D.W. est alors inférieure (1835 au lieu 3930) à celle identifiée précédemment pour notre modèle. Donc le modèle couplé identifie une largeur de domaine plus petite et des parois plus efficaces par rapport au modèle D.W. et il relie la diminution de la perméabilité mesurée au mécanisme des rotations cohérentes. Une comparaison entre les deux modèles au niveau des spectres de perméabilité complexe est montrée sur la Figure III-14.

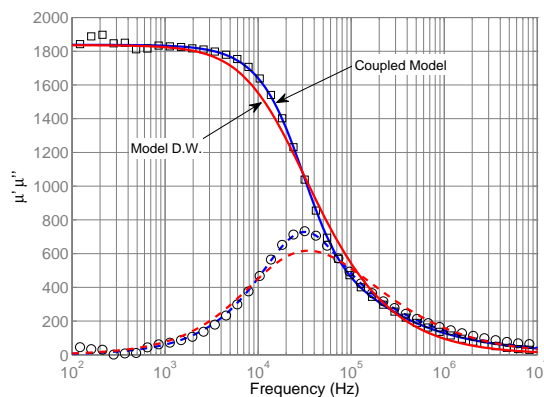


Figure III-14 : Comparaison entre le modèle de mouvement des parois (Modèle de Néel ou D.W.) et le modèle couplé. Les paramètres des modèles sont identifiés à l'aide de la méthode des moindres carrés.

Une fois que le modèle est complètement identifié, celui peut décrire de manière prédictive le comportement dynamique du matériau en fonction de la contrainte. Les spectres de perméabilité complexe peuvent donc être calculés de manières prédictives et comparés aux mesures effectuées. Ce point nous permet d'éprouver notre modèle puisque pour l'identification, seuls sont utilisés le spectre de la perméabilité réelle pour une contrainte nulle et les valeurs en basse fréquence de cette perméabilité réelle en fonction de la contrainte.

Les spectres de la perméabilité complexe calculés et mesurés pour trois niveaux de contraintes sont alors tracés sur la Figure III-15. Les courbes pour les valeurs de contrainte de 1.5MPa, 4MPa et 8.2MPa suivent très bien les mesures. Les écarts, visibles notamment pour les courbes qui correspondent à une contrainte de 4MPa sont relatifs à l'identification des grandeurs en basse

fréquence, telle que décrite sur la Figure III-11. En effet, les spectres présentés sont calculés de manière prédictive et aucun réajustement n'est effectué sur les grandeurs suivant les différentes valeurs de contraintes.

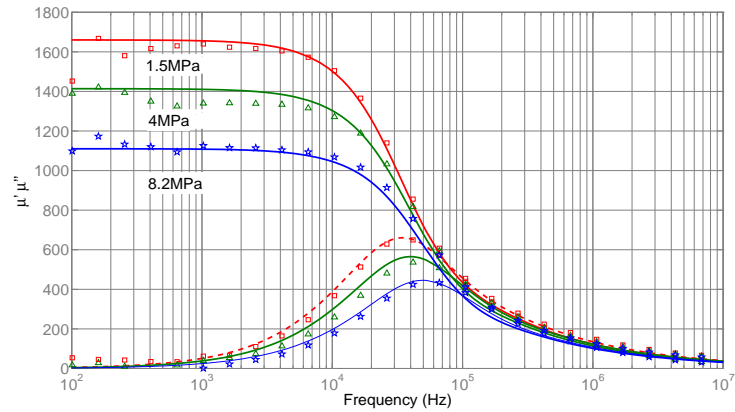


Figure III-15 : Comparaison du modèle couplé avec les mesures pour quelques niveaux de contrainte appliquée. Les paramètres du modèle sont seulement identifiés en statique et à contrainte nulle.

Cette comparaison des spectres de perméabilité complexe nous permet d'éprouver notre modèle puisque le comportement en fréquence et vis-à-vis de la contrainte est correctement décrit. Ce point valide notamment que, via le terme d'anisotropie magnétoélastique, notre description du mécanisme de rotations cohérentes de moments permet d'infléchir correctement l'efficacité des déplacements de parois en fonction de la contrainte. En effet sous différentes contraintes appliquées, ces deux mécanismes ne présentent pas du tout les mêmes signatures en terme de courants induits et donc en terme de perméabilité imaginaire. Or les spectres de perméabilité imaginaire, mesurés d'une part et calculés de manière prédictive d'autre part présentent un accord très satisfaisant, ce qui crédite notre description.

3. Les caractérisations magnéto optiques

Le modèle présenté précédemment est établi selon un scénario qui décrit une structure en domaines idéalisés à l'intérieur de zones corrélées et dont l'orientation se modifie en fonction de la contrainte mécanique de traction appliquée. Ce scénario n'est alors éprouvé que sur la base de « on dit » puisque celui-ci n'est confronté qu'à des mesures d'impédances. En effet, même si les résultats présentés précédemment sont encourageants, ceux-ci ne permettent pas de se prononcer, a posteriori, sur toutes les hypothèses émises. La structure en domaines est notamment décrite au travers de zones corrélées dont les dimensions ne peuvent être précisées. L'orientation de celles-ci tend-elle réellement à s'orienter en fonction de la contrainte; sur combien de grains s'établit grossièrement cette structure en domaines parallèles supposées décrire le matériau. Quelle est la taille de ces domaines ?

Les caractérisations magnéto-électriques, que ce soit les mesures d'impédance ou fluxmétriques, ne permette d'investiguer la structure en domaines si ce n'est au travers d'un scénario pré-établi. Pour valider ces scénarios, d'autres caractérisations doivent être entreprises, soit au travers de mesures différentes, soit au travers de matériaux spécifiques et mieux connus dans la littérature. Une solution consiste alors à visualiser les domaines magnétiques en surface à l'aide de mesures magnéto-optique par effet de Kerr longitudinal.

Pour cela, un montage expérimental spécifique en « V » et dédié à l'observation de domaines, a pu être réutilisé dans les locaux de l'Institut Néel et pour lequel nous tenons à remercier O. Geoffroy pour son aide précieuse et indispensable. Après une brève description du principe de mesure, les étapes de préparation des échantillons : polissage et recuit, seront précisées. Enfin, nous concluons sur les points qui permettront in fine d'améliorer et d'utiliser efficacement ce type de caractérisation.

3.1. Principe de mesure

L'effet de Kerr longitudinal est basé sur le phénomène de rotation du plan de polarisation d'un faisceau lumineux, initialement de polarisation linéaire, après réflexion sur la surface d'un matériau ferromagnétique [6].

Le montage optique retenu pour ces observations et une disposition dite en « V » sont montrés sur la Figure III-16. En effet, ce type de montage propose une zone d'observation des domaines beaucoup plus grande (spot lumineux de quelques mm de diamètre) que celle autorisée par des montages de type microscopie.

L'éprouvette prend toujours la forme d'un circuit fermé et d'une géométrie identique de celle utilisée dans les caractérisations magnéto-électriques précédentes. Un facteur d'échelle de $\frac{1}{2}$ est choisi compte tenu des contraintes d'encombrement du montage existant et également par rapport au fait que le polissage de la surface d'un grand échantillon est difficilement réalisable.

Un système mécanique, avec le même principe de mors et ergot que précédemment est utilisé pour appliquer une contrainte de traction dans la direction de laminage. Un enroulement d'excitation est également ajouté de manière à imposer le déplacement des parois et aider à la visualisation des domaines. Les dimensions de ce nouvel échantillon sont détaillées dans l'Annexes C.IV.

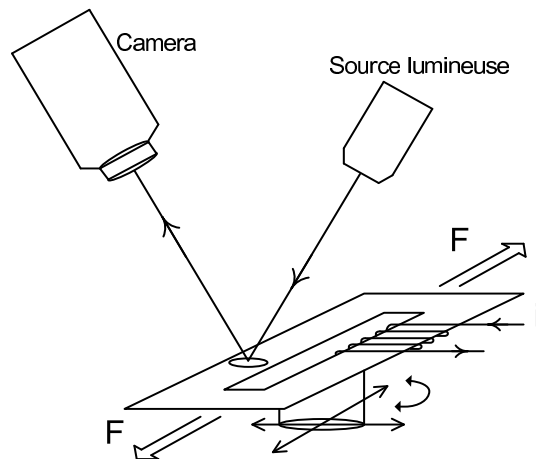


Figure III-16 : Schéma du montage en « V ». L'échantillon est sous forme d'un circuit fermé d'une échelle $\frac{1}{2}$ par rapport à celui utilisé dans les mesures magnéto-électriques.

3.2. Préparation des échantillons

Les éprouvettes utilisées dans ces mesures doivent avoir une surface parfaitement plane et polie qui ne disperse pas le faisceau lumineux incident. Pour obtenir une surface polie miroir, nous avons choisi d'effectuer un polissage mécanique. Considérant la taille des éprouvettes, le polissage automatisé ne peut pas être employé. Les dimensions maximales des échantillons ne peuvent pas dépasser 3cm dans la plupart des polisseuses. Nous avons donc procédé manuellement ce qui requière un savoir-faire et donc un apprentissage, tant des abrasifs à utiliser que des conditions de maintien de l'échantillon sur les disques d'abrasifs. Ces savoir-faire ont été acquis au cours d'un séjour de 3mois au « Wolfson Centre for Magnetics » à Cardiff et également auprès de chercheurs et techniciens des laboratoires CMTC et du GPM2.

Après plusieurs essais, nous avons retenu le protocole suivant : l'éprouvette est préalablement fixée sur le porte échantillon à l'aide d'une matière adhésive solvable⁶ dans l'acétone, afin de pouvoir nettoyer correctement l'éprouvette après le polissage. Le moindre résidu de matière, soit des résines ou matière adhésive, sur l'éprouvette génèrent des problèmes pour l'étape suivante de recuit thermique. En effet, compte tenu des hautes températures lors du recuit, ces résidus peuvent se vaporiser et se redéposer sur l'éprouvette et dégrader l'état de surface.

Compte tenu de l'état initial relativement propre de ces échantillons, nous avons commencé par des disques abrasifs en papier de verre 1200 (la taille moyenne des particules abrasifs $15.3\mu\text{m}$). Ensuite nous avons procédé avec des disques de polisseuse en tissu et des poudres abrasives de diamants polycristallins de $6\mu\text{m}$, $3\mu\text{m}$ et $1\mu\text{m}$ ⁷. L'état de surface avant et après le polissage est montré sur la Figure III-17.

Sur certaines parties de la surface on peut constater des arrachements de matériau (Figure III-17-b) qui peuvent être dus aux particules polluantes sur le tissu du disque de polissage ou dans la suspension abrasive. Il faut noter qu'après chaque étape de polissage, et en particulier quand il s'agit de polissage fin de 3 et $1\mu\text{m}$, l'échantillon doit être lavé à l'eau désionisée pour minimiser le nombre de ces particules polluantes.

⁶ Loctite® 406. Un produit de la société Henkel, www.loctite.com

⁷ Metadi® diamond suspension. Le produit de la société BUEHLER, www.buehler.com

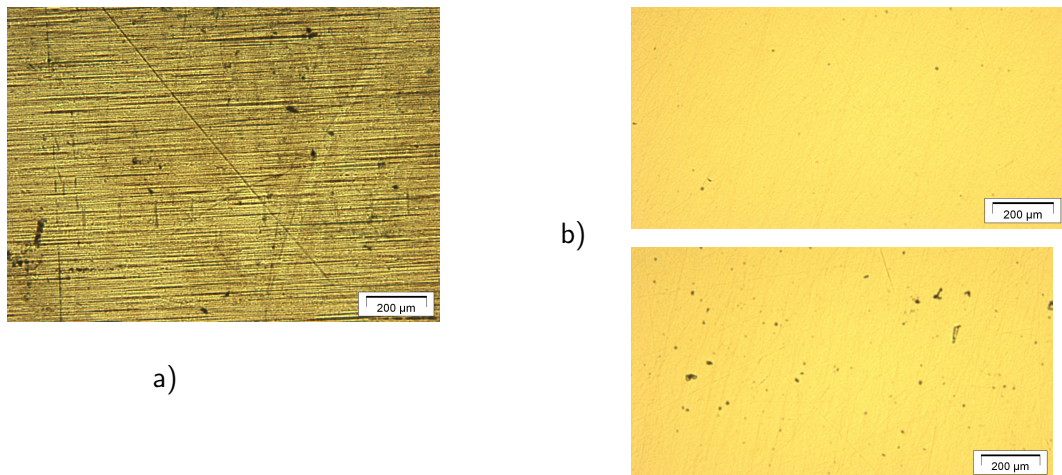


Figure III-17 : Etat de surface de l'éprouvette SP302 avant et après le polissage mécanique. a) avant le polissage b) après le polissage 1µm.

Ce polissage mécanique, qui arrache de la matière à la surface de l'éprouvette, induit des contraintes importantes sur le matériau et détruit en conséquence la structure en domaines en surface. Pour relaxer ces contraintes et restaurer la structure en domaines sur la surface, un traitement thermique est indispensable. Le traitement thermique appliqué sur ces échantillons après le polissage est montré sur la Figure III-18. Ce traitement est effectué sous H₂ au centre de recherche d'Imphy de la société ArcelorMittal par A. Demier que nous remercions pour son aide précieuse dans l'élaboration de tous nos échantillons.

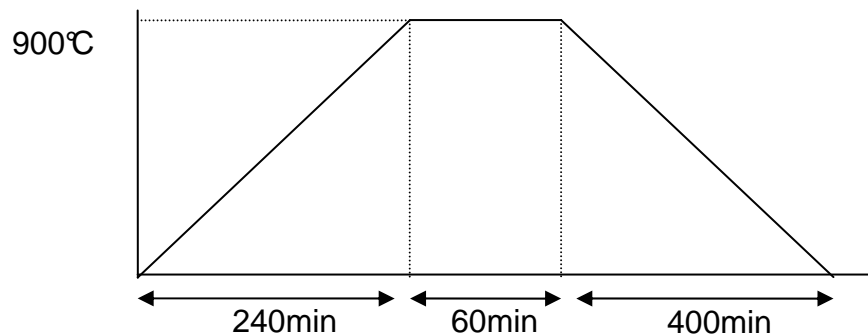


Figure III-18 : Traitement thermique de relaxation des contraintes mécaniques, effectué sur les éprouvettes SP302 après le polissage mécanique.

3.3. Discussions

Les observations effectuées sur ces échantillons ne sont pas parvenues à une image correcte des domaines magnétiques surfaciques. Pour expliquer cet échec et pouvoir compléter ces caractérisations, nous avons identifié deux phénomènes importants. Le premier est l'induction à saturation relativement faible, 0.74T, de ces alliages et le deuxième, le fait que la structure en domaines parallèles ne s'établisse peut-être pas sur des distances suffisamment grandes.

Le contraste qu'on peut obtenir à l'aide de l'effet Kerr, dépend fortement de l'induction à saturation du matériau. Puisque à la surface du milieu réfléchissant, la composante normale du champ magnétique et la composante tangentielle du champ électrique se conservent, cette

aimantation détermine la différence entre les polarisations des ondes incidente et réfléchie [7]. Donc plus cette différence est importante, plus la rotation du plan de polarisation de l'onde réfléchie est importante.

Le deuxième point concerne les distances auxquelles s'établissent la structure en domaines parallèles. Pour favoriser l'établissement d'une structure plus régulière, le choix de matériau texturé semble une voie intéressante. En effet, lors de la visualisation des domaines par l'effet Kerr longitudinale, les irrégularités de répartition des domaines magnétiques, dispersent la rotation du plan de polarisation de l'onde réfléchie. En conséquence on ne parvient pas à détecter correctement ces ondes par le polariseur installé sur la caméra ; ce qui réduit énormément le contraste de l'image.

Les alliages que nous avons retenus pour ces tests ne sont donc pas les meilleurs candidats pour effectuer ces caractérisations. Parmi les alliages polycristallins Fe-Ni, les alliages Supra50 (50% de Nickel) peuvent être de biens meilleurs candidats pour réaliser les mesures magnéto-optiques. Parmi les différentes nuances des alliages Fe-Ni, ceux-ci présentent l'induction à saturation la plus élevée (Figure I-24) et présentent également une texturation importante dans le cas de recuit de cristallisation primaire (Chapitre I-3.2.1). D'un point de vue applicatif lié à l'électronique de puissance, étudier ces matériaux ne représente par contre que peu d'intérêt. Toutefois, cette perspective est indispensable vis-à-vis de nos études théoriques sur le comportement haute fréquence de matériaux polycristallins.

4. Conclusions

Nous pouvons maintenant conclure sur les études menées dans les chapitres II et III qui visent à modéliser le comportement magnétique de matériaux polycristallins de type Fe-Ni. Nous verrons alors dans la suite de ce mémoire les travaux liés aux composants et à la technologie de réalisation mise en œuvre pour ceux-ci, de manière à poursuivre le chemin d'étude retenu : « du matériau vers les composants ».

Dans ce chapitre le but était de valider expérimentalement le modèle présenté précédemment. Nous avons donc développé un banc de mesures spécifique qui permette d'éprouver notre scénario de modélisation. Ce banc de mesure permet de mesurer la perméabilité complexe, sous différents niveaux de contrainte de traction. Les mesures de perméabilité s'effectuent alors par le biais des mesures d'impédance. Pour effectuer correctement ces mesures, nous avons regardé en détail les aspects de compensation et les limites concernant ces mesures d'impédance. Au final les perméabilités complexes mesurées montrent une excellente concordance avec le modèle et les paramètres identifiés sont acceptables d'un point de vue physique.

Pour une vérification plus directe de nos hypothèses, et ce indépendamment de tout autre modèle, nous avons mis en œuvre une méthode de caractérisation magnéto-optique. Nous avons alors proposé d'observer la variation de la structure en domaines en fonction de la contrainte appliquée, par une visualisation des domaines magnétiques par effet Kerr longitudinal. Ces mesures n'ont pas abouti à des résultats satisfaisants. Nous avons donc proposé, en perspective, de réaliser ces caractérisations sur des matériaux plus adaptés,

Les perspectives sont alors de mener des caractérisations magnéto-électriques et magnéto-optiques sur ces matériaux et suivant la démarche retenue dans ce mémoire. Notons alors que caractériser des matériaux parfaitement connus ne représente peut être pas d'intérêt applicatif, par contre du point de vue théorique constitue un examen sévère pour le modèle proposé.

Dans cette première partie dédiée à l'étude des matériaux magnétiques métalliques, l'accent est mis sur le sens physique des grandeurs utiles à la modélisation et sur une approche de validation expérimentale. Dans les chapitres qui suivent, nous allons alors nous intéresser aux aspects, plus technologiques, concernant la réalisation des composants magnétiques polycristallins.

5. Bibliographie

- [1] "8 Hints For Successful Impedance Measurement (AN 346-4)" Available: <http://www.home.agilent.com/agilent/>.
- [2] Agilent, "Agilent Technologies Impedance Measurement Hand Book," Jul. 2006.
- [3] X. Margueron, "Elaboration sans prototypage du circuit équivalent de transformateurs de type planar," Joseph Fourier, 2006.
- [4] R.M. Bozorth, *Ferromagnetism*, Wiley-IEEE Press, 1993.
- [5] S. Chikazumi and K. Suzuki, "Domain Patterns on Rolled Single Crystal of Ni₃Fe," *Physical Review*, vol. 98, May. 1955, p. 1130.
- [6] R. Schafer, "Investigation of Domains and Dynamics of Domain Walls by the Magneto-optical Kerr-effect," *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials*, John Wiley & Sons, 2007.
- [7] J. Castéra, *Effets et matériaux magnéto-optiques*, Techniques de l'Ingénieur, 1997.

Chapitre IV

Composants magnétiques en électronique de puissance

1.	Introduction.....	90
2.	Choix de la topologie du composant.....	91
2.1.	Les structures dites « planar » en électronique de puissance.....	91
2.2.	La structure méandre.....	92
2.3.	Evaluation par simulation éléments finis d'une structure méandre.....	92
3.	Description de la topologie méandre retenue.....	96
3.1.	Première étape.....	97
3.1.1.	découpe des rubans.....	97
3.1.2.	Caractérisation.....	99
3.2.	Deuxième étape : Mise en forme par emboutissage.....	101
3.2.1.	préparation des rubans découpés.....	102
3.2.2.	L'isolation des rubans.....	102
3.2.3.	Traitement thermique de l'ensemble.....	103
a.	Conditions de traitement et échantillon C.....	103
b.	Conditions de traitement et échantillon D.....	104
c.	Conditions de traitement et échantillon E.....	104
d.	Conditions de traitement et échantillon F.....	104
3.3.	Troisième étape.....	104
3.3.1.	Réalisation des enroulements.....	104
3.3.2.	Inductance méandre.....	106
3.3.3.	Caractérisation de l'inductance méandre.....	107
4.	Conclusions.....	112
5.	Bibliographie.....	113

1. Introduction

Dans le Chapitre I, nous avons classifié les alliages magnétiques métalliques en trois catégories : les matériaux amorphes, nanocristallin, et polycristallins. Les matériaux nanocristallins font figures de tête proue, compte tenu de leurs excellentes caractéristiques magnétiques. Néanmoins, leur fragilité les handicape grandement et constitue un verrou important pour leur mise en forme et leur utilisation en électronique de puissance. Les matériaux amorphes ne présentent pas cette fragilité extrême et peuvent être découpés mécaniquement (e.g. Chapitre I-3.1). Cette étape de découpe et de mise en forme doit néanmoins être le plus souvent suivie d'un recuit de relaxation des contraintes qui, même en dessous de la température de cristallisation, mène à fragiliser le matériau. De plus, ces matériaux présentent d'autres inconvénients sous-jacents à leur structure amorphe comme l'instabilité et le problème de vieillissement (Chapitre I-3.1.5). La troisième famille regroupe des alliages dont les caractéristiques magnétiques sont moindres, souvent à cause d'épaisseurs importantes inadaptées aux contraintes en fréquence de l'électronique de puissance. Ceux-ci présentent à l'inverse une ductilité importante qui leur ouvre les portes de l'intégration en électronique de puissance pour des composants et mises en formes complexes. Pour cette dernière catégorie, les étapes technologiques de mise en forme sont alors différentes.

Nous soutenons alors l'idée que la mise en forme des matériaux magnétiques constitue un levier d'innovation important pour l'intégration en électronique de puissance et nous focalisons notre étude sur les matériaux polycristallins de type Fe-Ni, qui semblent les plus à même d'actionner ce levier. Néanmoins, leurs caractéristiques magnétiques a priori moindres, même pour des épaisseurs de rubans très minces, requièrent une démarche d'intégration spécifique. En effet, outre la forme planar, l'idée est de tirer parti d'une mise en forme complexe et de la conductivité thermique de ces matériaux (en regard de celle des matériaux Ferrite) pour favoriser le refroidissement du noyau magnétique. En effet, les densités de puissance électrique transférées au travers de composants magnétiques sont a fortiori limitées par les températures de fonctionnement de ces matériaux. Une alternative est alors d'utiliser des matériaux qui présentent des densités de pertes magnétiques moindres qui, à conditions de refroidissement similaires, mèneront à des températures de fonctionnement plus faibles. Une autre alternative consiste à utiliser des matériaux qui autorisent une température de fonctionnement plus importante. En effet, à condition de refroidissement identique, les densités de pertes magnétiques peuvent être augmentées (via l'induction par exemple), ce qui mène in fine à augmenter les densités de puissances électriques transférées via le composant. Enfin, la dernière alternative consiste à tirer profit d'un meilleur refroidissement du noyau magnétique qui, à densité de pertes magnétiques identiques, voire supérieures, doit permettre d'augmenter les densités de puissances transférées. C'est cette solution que nous prônons pour l'utilisation des alliages de type Fe-Ni.

2. Choix de la topologie du composant

2.1. Les structures dites « planar » en électronique de puissance

Les composants planars développés récemment en électronique de puissance font usage de conducteurs sur PCB¹ et de matériaux Ferrite (r.f. Chapitre I). Deux illustrations de transformateur planar en matériau Ferrite sont alors présentées sur la Figure IV-1.

Ce type de composant présente alors le rapport de forme planar recherché pour l'intégration dans les systèmes et une très forte compacité due à l'utilisation de PCB. A l'inverse, la forte proximité des enroulements peut mener à des densités de courant fortement inhomogènes desquelles résultent des échauffements locaux importants [1]. Enfin, d'un point de vue magnétique, ces topologies planars présentent un entrefer soit au travers du PCB (Figure IV-1-b), soit résiduel entre les deux demi-circuits en E (Figure IV-1-a).

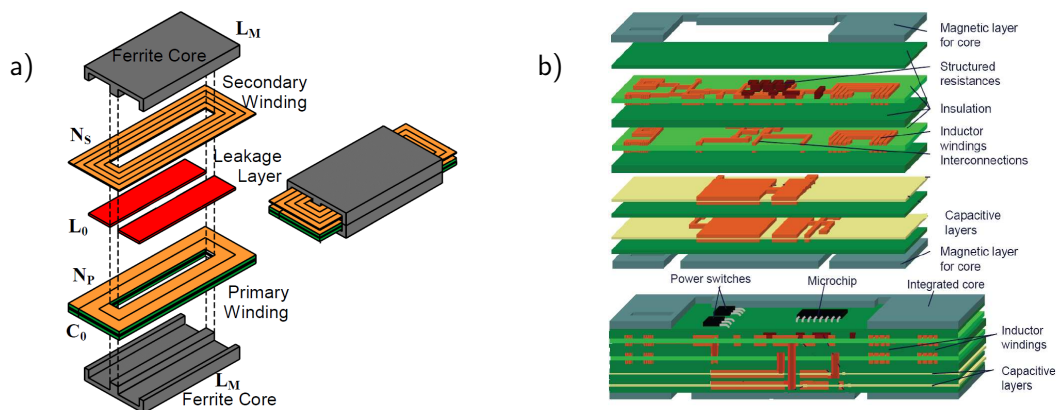


Figure IV-1 : Illustration de composants magnétiques planar en Ferrite pour application en électronique de puissance.
(Les images reproduites de [2] et [3]).

Vis-à-vis des matériaux dits métalliques en rubans minces tels que les nanocristallins, amorphes et alliages polycristallins, ces topologies ne peuvent pas être réutilisées facilement. En effet, les rubans doivent être a priori découpés et empilés pour ensuite être disposés de part et d'autre du PCB. Les inconvénients sont alors un entrefer inévitable au travers du PCB et des lignes de champ de fuite perpendiculaires aux rubans. Ce point est alors extrêmement dommageable pour le fonctionnement du composant (Inductance de fuite et densités de pertes importantes). Pour réduire cet entrefer, la solution de noyaux en E est difficilement envisageable pour les rubans, notamment nanocristallins et amorphes. Une autre solution consiste alors à tirer parti d'un noyau magnétique feuilleté planar (découpe et empilement des rubans en forme de « cadre » pour éviter les effets d'entrefer) et de bobiner les conducteurs autour de ce noyau. Dans ce cas, ce sont les enroulements sur PCB qui requièrent des via électriques de l'épaisseur du noyau magnétique.

Compte tenu de ces remarques, nous chercherons donc à proposer une autre topologie de composants qui nous permet de conserver la compacité du PCB et un circuit magnétique sans entrefer. Les différentes solutions rencontrées, notamment en microélectronique sont présentées sur la Figure IV-2.

¹ Printed Circuit Board

De plus, outre la réalisation d'un composant magnétique planar, l'idée est ici d'évaluer le potentiel des alliages polycristallins dans un contexte applicatif d'électronique de puissance, et ce, du point de vue des caractéristiques liés au matériau jusqu'aux questions techniques et technologiques liées à la mise en œuvre du composant.

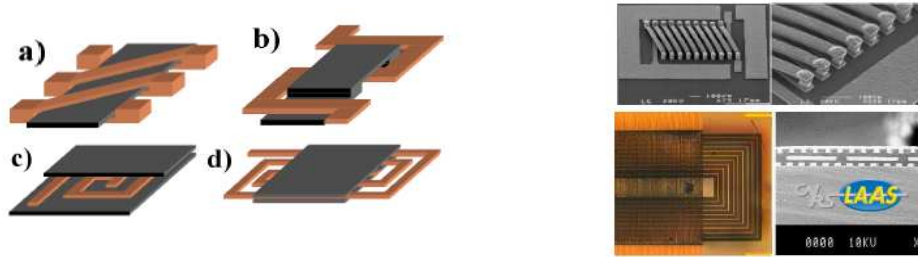


Figure IV-2 : Illustration de différentes topologies planar de composants magnétiques et réalisation en microélectronique de puissance. (L'image reproduite de [4])

2.2. La structure méandre

Nous choisissons donc de nous appuyer sur le caractère ductile des matériaux polycristallins pour trouver de nouvelles solutions pour les composants passifs en électronique de puissance. Parmi les solutions planars, la topologie méandre met l'accent sur la forme du noyau et les caractéristiques mécaniques du matériau. Les autres topologies mettent à l'inverse l'accent sur les technologies de conducteurs et limitent le noyau magnétique à de simples plaques. Pour démontrer l'intérêt des matériaux polycristallins dans ce contexte d'intégration, nous retenons donc la structure méandre qui nous permet d'éprouver la mise en forme des matériaux et d'identifier, par la même, les verrous technologiques et scientifiques sous-jacents. L'autre critère de choix important de la structure méandre, réside dans l'accessibilité du matériau magnétique en raison de l'agencement des conducteurs dans un même plan. En effet, dans cette topologie le matériau ne reste pas « emprisonné » par les conducteurs et permet de tirer profit de solution de refroidissement direct du noyau magnétique.

La solution retenue d'une topologie en méandre (Figure IV-2-b), rencontrée en microélectronique pour l'intégration monolithique de micro-inductance, a également fait l'objet d'étude dans le contexte de l'électronique de puissance [4].

Cette topologie requiert une mise en forme importante des rubans magnétiques, point sur lequel porte notre étude. Nous nous focaliserons donc par la suite sur les étapes technologiques pour la mise en forme des rubans minces en alliages FeNi et la réalisation du composant à l'aide de circuits PCB. Nous détaillerons ensuite les différents outils de mesures mis en œuvre, pour évaluer les caractéristiques magnétiques intrinsèques des matériaux et leurs dégradations inhérentes au contexte applicatif.

2.3. Evaluation par simulation éléments finis d'une structure méandre

Afin de vérifier théoriquement la faisabilité d'un tel composant méandre, nous avons choisi de modéliser une géométrie 2D sous le logiciel de calcul d'éléments finis Flux®. Au travers de cette modélisation on peut estimer les grandeurs physiques, en particulier l'induction magnétique, autours

des conducteurs et du matériau magnétique. Nous avons choisi une étude en régime harmonique à 50kHz, une fréquence typique dans les applications d'électronique de puissance.

La géométrie insérée dans le logiciel de simulation est montrée sur la Figure IV-3. La forme ondulée au milieu est le matériau magnétique parcouru par un serpentin conducteur sous forme de méandre, qui est le primaire. Une bobine de forme solénoïde entoure ce système pour prévoir un moyen de réaliser un transformateur.

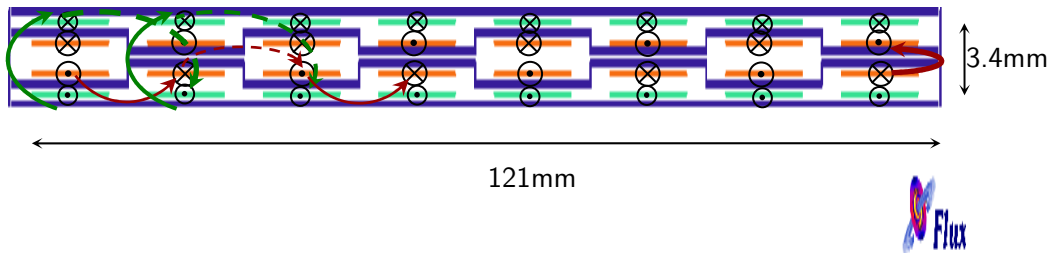


Figure IV-3 : Géométrie 2D méandre simulée dans le logiciel des simulations électromagnétiques Flux®. Le retour de flux magnétique est rassuré par la culasse considérée autour de la structure méandre.

L'épaisseur du matériau pour une fréquence de fonctionnement de 50kHz est de 0.2mm et la perméabilité de matériau choisie est d'une valeur scalaire égale à 5000. L'épaisseur des pistes conductrices, afin d'avoir une homogénéité dans la géométrie et d'éviter les problèmes de maillage, est aussi choisie à 0.1mm. D'autres dimensions de la géométrie réalisée sous Flux® sont montrées sur la Figure IV-4. Ces dimensions également sont choisies pour minimiser les problèmes de maillage tout en reflétant une image proche de la réalité. A titre d'exemple la longueur 120mm du matériau magnétique est déterminée en considérant la facilité de découpe des rubans 20 μ m de l'alliage SP302+ dans les largeurs de 120mm.

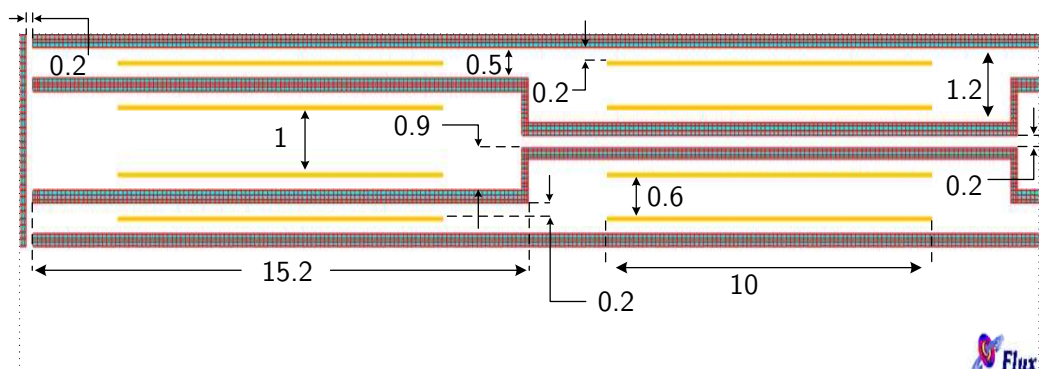


Figure IV-4 : L'épaisseur du matériau magnétique ainsi que du conducteur est de 0.2mm. Toutes les dimensions sont en millimètre.

Les simulations montrent que l'induction magnétique dans le matériau est plus forte au centre qu'aux extrémités de la géométrie. (Figure IV-5).

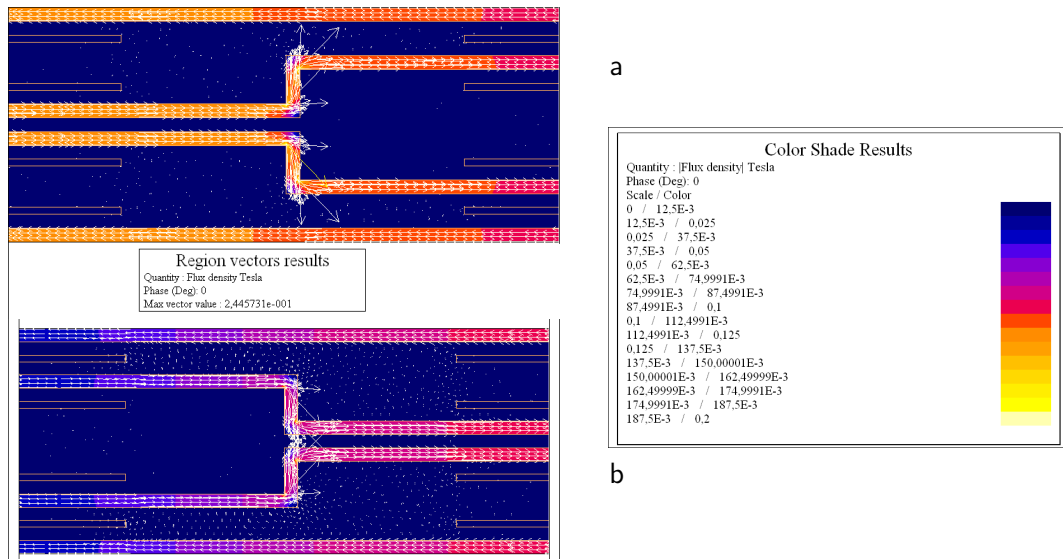


Figure IV-5 : Répartition de l'induction dans la géométrie méandre simulée a) au centre de b) à l'extrémité de la géométrie. Au centre de la géométrie l'induction est comprise entre 100 et 130mT et à l'extrémité entre 30 et 50mT.

Nous avons réalisé deux simulations sous le logiciel Flux en considérant deux configurations électriques différentes : enroulements secondaires en circuits ouverts et en court-circuits. Ceci permet d'estimer rapidement les inductances de fuite et magnétisante du transformateur ainsi constitué. Le résumé de ces simulations est présenté dans le Tableau IV-1.

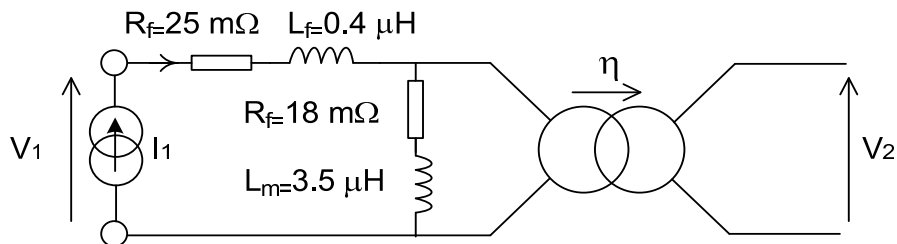


Figure IV-6 : Schéma équivalent considéré pour la structure en méandre simulée sous Flux. Les parties résistives ne prennent pas en compte les pertes magnétiques dues à la perméabilité scalaire et réelle considérée dans le logiciel.

Tableau IV-1 : Quelques propriétés physiques des alliages Fe-Ni 30%

	Impédance simulée
Vue de primaire – secondaire en court-circuit	$Z_f = 0.025 + j(0.137) \Omega$
Vue de primaire – secondaire en circuit-ouvert	$Z_f + Z_m = 0.04 + j(1.24) \Omega$ $Z_m = 0.018 + j(1.1) \Omega$
Vue de secondaire – secondaire en circuit-ouvert (primaire alimenté par une source connue)	$\eta^2 Z_m / (Z_f + Z_m) = 1.84$ $\eta^2 = 2.1 - j(0.03)$

Les simulations ne tiennent pas compte des pertes par courants induits dans le matériau magnétique car la perméabilité considérée est un scalaire de valeur réelle et la conductivité de

matériau magnétique est nulle. On peut aussi remarquer la faible valeur de l'impédance de fuite. Cela démontre que malgré la forme ondulée du matériau magnétique, les lignes de flux sont contraintes de rester dans le matériau.

Ces simulations nous ont fourni les informations sur les ordres de grandeurs et sur la viabilité d'un circuit méandre de taille intermédiaire (vis-à-vis de la taille mise en jeu en microélectronique).

Des considérations pratiques nous imposent par contre de supprimer le chemin de retour de flux, considéré dans ces simulations, et de le remplacer par une autre géométrie en circuit magnétique fermé ; qui représente de plus, l'avantage d'éliminer les entrefers résiduels.

Deux géométries peuvent alors être envisagées pour réaliser ce cadre (Figure IV-7). Une géométrie qui considère les ondulations sur les quatre côtés du cadre (Figure IV-7-a) et une autre qui prévoit seulement les ondulations sur les deux axes les plus longs du cadre (Figure IV-7-b). Afin de favoriser la direction de laminage de rubans et aussi pour les raisons de facilité technique, nous avons choisi la deuxième forme.

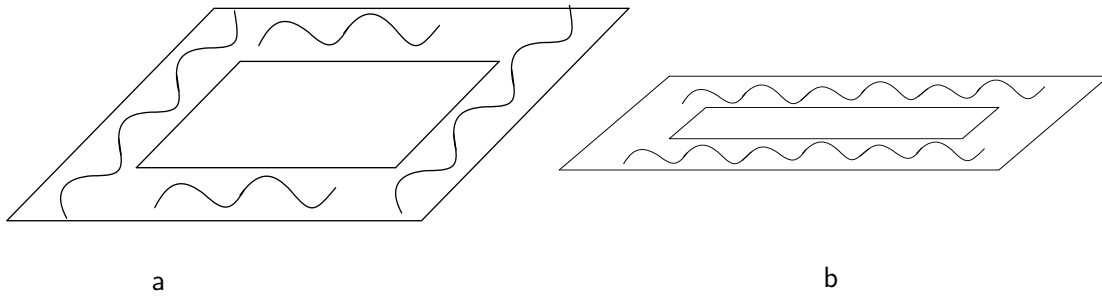


Figure IV-7 : Deux géométries avec un circuit magnétique fermé avec la possibilité de réalisation d'une structure méandre en imaginant des ondulations sur le matériau magnétique. a) sur les quatre côtés du cadre b) sur les deux côtés latéraux du cadre.

3. Description de la topologie méandre retenue

Pour cette topologie méandre, contrairement aux topologies où les conducteurs tournent autour du noyau magnétique, c'est le noyau magnétique qui serpente de part et d'autre des conducteurs. Ceux-ci sont alors disposés dans un même plan (Figure IV-8).

Les rubans de matériaux doivent donc être successivement découpés pour réaliser un circuit magnétique fermé, empilés et ensuite formés pour réaliser le méandre.

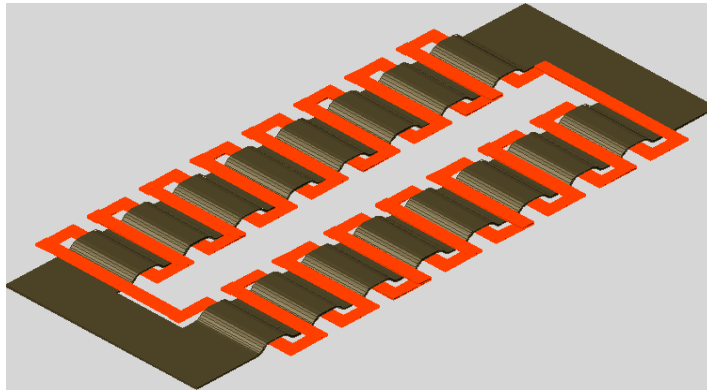


Figure IV-8 : La géométrie de la structure méandre considérée pour réaliser le composant magnétique. Les conducteurs doivent être réalisés sur le même plan et le matériau magnétique tourne autour des pistes conductrices.

Les dimensions choisies sont issues du pré-dimensionnement sous Flux2D (Partie 2.3) extrapolés à la structure 3D par des considérations de symétries. Ce pré-dimensionnement définit alors un noyau magnétique constitué de 10 rubans de 20 μ m d'épaisseur. Le laminage de rubans en épaisseur de 20 μ m constitue une spécificité des alliages de Fe-Ni 30% de dénomination SP302+. Cette épaisseur réduite, identique à celle des rubans nanocristallins et amorphes, peut réduire les courants induits compte tenu de leur résistivité relativement importante de 88 $\mu\Omega$.cm. Ces matériaux sont élaborés par la Société ArcelorMittal au centre de recherche d'Imphy [5]. Ceux-ci sont fournis sous forme de rubans de dimensions 12 \times 4cm et d'épaisseur de 20 μ m. Quelques caractéristiques de ces alliages sont alors rappelées dans le Tableau IV-2.

Tableau IV-2 : Quelques propriétés physiques des alliages Fe-Ni 30%

Magnétisation à saturation	Résistivité électrique	Point de Curie	Densité Volumique
0.74 T	88 $\mu\Omega$.cm	118°C	8150 kg/m ³

Les différentes étapes technologiques sont détaillées dans les parties suivantes et les choix inhérents à la réalisation du prototype sont commentés. A chaque étape technologique nous évaluons l'efficacité de la méthode retenue en effectuant une caractérisation appropriée sur le matériau. Un schéma synoptique des étapes techniques est montré sur la Figure IV-9

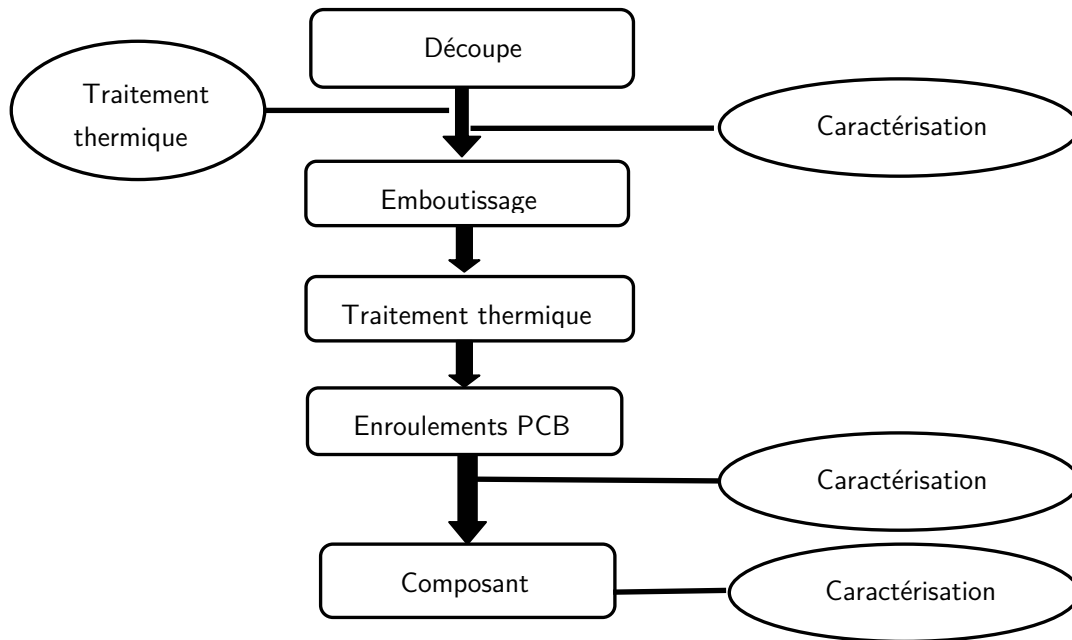


Figure IV-9 : Synoptique des étapes technologiques retenues pour la réalisation du composant méandre.

3.1. Première étape

3.1.1. découpe des rubans

Pour la découpe, le procédé retenu diffère selon que les rubans ont préalablement subi un recuit de cristallisation final (Chapitre I) ou non. En effet, si les rubans n'ont pas subi de recuit de cristallisation, ceux-ci sont mécaniquement très écrouis par les étapes de laminage successif et sont magnétiquement inexploitablement en l'état. Le taux d'écrouissage dépend alors des étapes de laminages successifs et des traitements thermiques de relaxation intermédiaire que ceux-ci subissent². Dans ce cas, les rubans peuvent être a priori découpés mécaniquement par emboutissage. La difficulté de découpe réside alors dans les tolérances d'usinage des pièces mâle et femelle qui servent à l'emboutissage compte tenu de l'épaisseur des rubans de 20 μ m. En ce qui concerne les caractéristiques magnétiques, celles-ci seront obtenues ultérieurement lors de l'étape de traitement thermique de cristallisation.

Dans le cas de rubans préalablement recuits³, ceux-ci sont à l'inverse très ductiles et se découpent en conséquence plus difficilement par voie mécanique, surtout dans des épaisseurs de 20 μ m. Pour la découpe, nous avons alors choisi d'utiliser le procédé d'électroérosion qui s'avère a priori peu contraignant (thermiquement et mécaniquement) pour le matériau et permet des précisions de découpe, de l'ordre de 0.1mm. Les découpes de plusieurs rubans (environ 50) ont été soustraités à la société Micro-mécanique⁴. Cette société utilise un procédé de découpe par fil conducteur. Les rubans doivent donc être préalablement percés pour permettre le positionnement du fil (Figure IV-10). Les rubans sont ensuite pris en sandwich entre deux plaques conductrices et l'ensemble est d'abord percé

² Pour les matériaux dont nous disposons : Un écrouissage de 91% (de 7mm à 0.6mm), puis un recuit de 1100°C/3h/sous H₂/Refroidissement 200°C/H et puis un écrouissage jusqu'à 0.02mm.

³ 1000°C/1H/sous H₂.

⁴ Micro Mécanique – www.micro-mecanique.fr - 27 Rue de Sassenage 38600 Fontaine - France

et ensuite découpé par électroérosion aux abords du fil parcouru par un courant continu. L'intensité du courant est fixée par rapport à l'épaisseur des rubans et la taille de l'ensemble empilé.

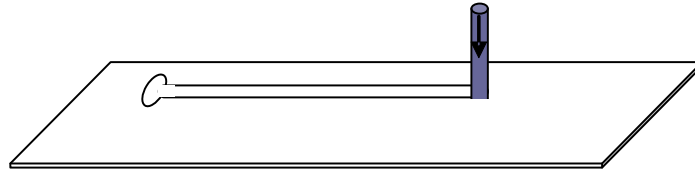


Figure IV-10 : Schéma de principe du procédé de découpe par électroérosion. Le fil parcouru par un courant continu, traverse le trou préalablement percé dans le matériau.

Lors du processus de découpe de l'ensemble des feuilles, le réglage de l'intensité dans le fil est très délicat. Un excès de courant cause des températures importantes et entraîne l'apparition de microsoudures entre les rubans. Par contre d'un point de vue de la réalisation du prototype ce phénomène n'ajoute que peu de difficultés car ces points de soudure sont facilement coupés à l'aide d'une lame.

Les rubans initiaux de dimensions 120x40mm sont découpés collectivement en quatre « cadres » de dimensions 20x60mm qui présentent quelques déformations dues aux manipulations, notamment à cause des microsoudures (Figure IV-11-b). Seuls quelques rubans sont découpés unitairement avec précaution pour éviter toutes déformations (Figure IV-11-a) et constitue l'échantillon A. Ces cadres seront par la suite caractérisés pour juger de l'effet de la découpe par électroérosion sur les propriétés magnétiques.

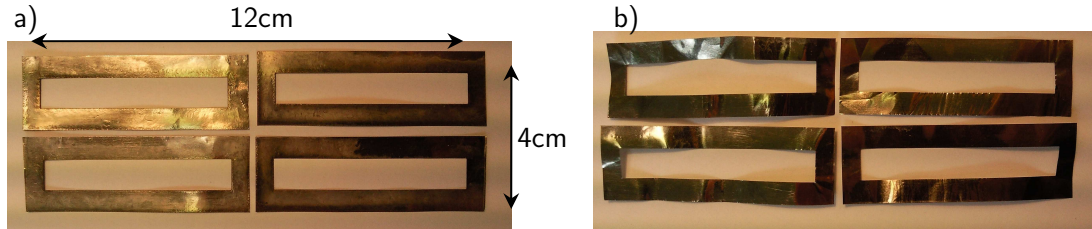


Figure IV-11 : Les rubans découpés par la méthode d'électroérosion. a) Les rubans sont découpés séparément pour éviter toutes déformations. b) Les rubans sont empilés dans un sandwich et découpés, les microsoudures ont été enlevées par la suite.

Une solution pour améliorer la découpe collective des rubans et éviter l'écueil des microsoudures consiste à isoler préalablement les rubans. En effet, l'ajout d'une très fine épaisseur d'isolant peut être effectué industriellement dès la sortie du laminage à froid. Les rubans sont alors imprégnés dans une suspension de méthylate⁵ de magnésium aux sorties des laminoirs. Cette solution permet le dépôt d'une épaisseur de l'ordre de 5 à 10 μ m de magnésie⁶ selon les vitesses de défilement. Pour tester cette idée plusieurs rubans ont été imprégnés dans le Méthylate de magnésie 3.5% qui permet de déposer une couche d'isolant sur la surface. Ces rubans ont ensuite été découpés collectivement par électroérosion. L'isolation ne perturbe alors pas la découpe par électroérosion et l'isolant résiste aux températures importantes. Par contre cette démarche ne permet pas de juger de l'épaisseur du

⁵ Méthylate : Remplacer, dans le méthanol (HOCH₃), l'hydrogène du groupe méthyle (CH₃) par un métal

⁶ Magnésie : Oxyde de magnésium (MgO)

dépôt de magnésie. Les effets de cette isolation sur le déroulement des étapes technologiques suivantes, notamment de recuit thermique, seront décrits ci-après.

3.1.2. Caractérisation

Ce procédé de découpe n'apporte tout de même que très peu de contrainte sur le matériau et permet d'effectuer une première caractérisation des rubans SP302+ sous forme de cadre. Deux épaisseurs de rubans sont découpées, l'une de $150\mu\text{m}$ et l'autre de $20\mu\text{m}$. Les échantillons de $150\mu\text{m}$ sont utilisés pour une caractérisation magnétique en fréquence et sous contrainte mécanique (Chapitre III) et les échantillons d'épaisseur $20\mu\text{m}$ pour une caractérisation magnétique et la réalisation du prototype de composant méandre. Les dimensions des rubans découpés pour la réalisation du noyau sont données sur la Figure IV-12.

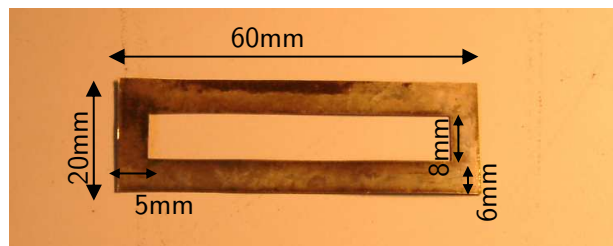


Figure IV-12 : Dimensions d'une feuille de matériau SP302+ d'épaisseur $20\mu\text{m}$, découpée par la technique d'électroérosion.

Après découpe des rubans et isolation par un dépôt de magnésie, 20 cadres sont traités thermiquement et constituent l'échantillon noté B. Ce recuit a pour le but de relaxer toutes les contraintes mécaniques induites lors de l'étape précédente. Cet échantillon de rubans recuits constitue alors notre référence en termes de caractéristiques magnétiques puisque l'historique de traitement est alors gommé par ce recuit (Nous considérons alors que l'épaisseur de magnésie n'engendre aucune contrainte résiduelle sur le matériau après le recuit). Le profil de température pour le recuit de relaxation est montré sur la Figure IV-13.

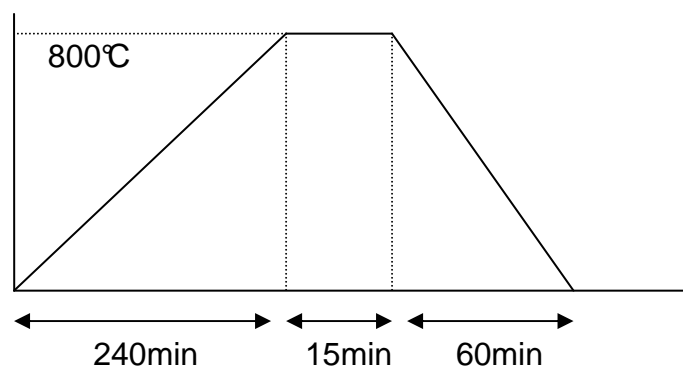


Figure IV-13 : Condition de recuit des rubans de matériau SP302+ après la découpe. Le recuit se réalise sous atmosphère hydrogène.

Ces cadres sont ensuite insérés dans des enroulements de type PCB tels que montrés sur la Figure IV-14. Des mesures d'impédance sont alors réalisées à l'aide de l'analyseur d'impédance Agilent4294A et les spectres de perméabilité complexe en sont déduits. (Chapitre I-2.1.2).

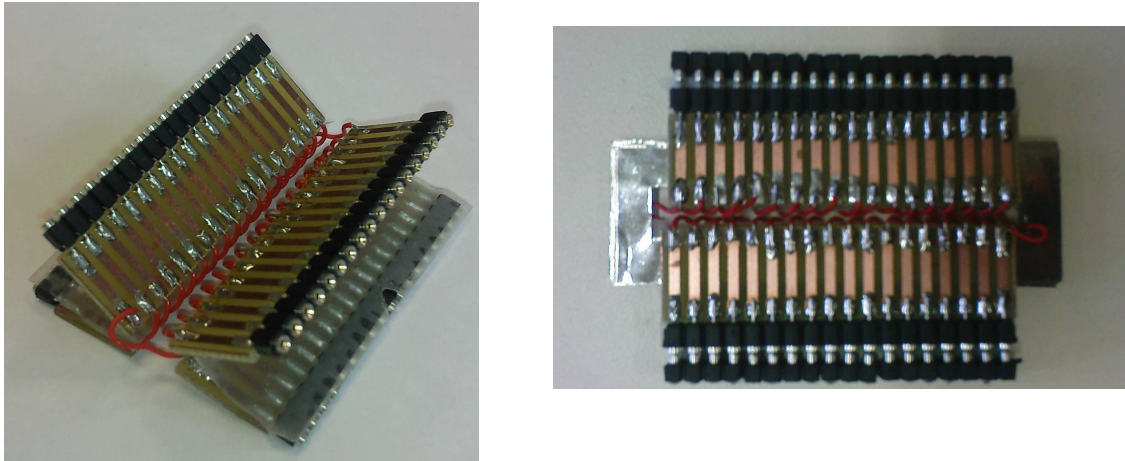


Figure IV-14 : Les enroulements réalisés sur PCB pour caractériser les échantillons à l'échelle 1/2.

D'un autre côté les cadres de l'échantillon A, découpés unitairement et donc non déformés sont caractérisés suivant le même protocole. Ces cadres sont donc non traités thermiquement et les différences constatées entre ceux-ci et l'échantillon B sont a priori imputables aux effets de contraintes induites lors de la manipulation et la découpe par électroérosion.

Les résultats de mesures sont montrés sur la Figure IV-15. Ces résultats mettent en évidence la dégradation de caractéristiques due au procédé d'électroérosion de même que la possibilité via un recuit de relaxation d'effacer ces dégradations et de restaurer les caractéristiques magnétiques. Soulignons cependant que ce recuit de relaxation n'est pas utile pour la réalisation du noyau magnétique méandre puisque un recuit ultérieur est prévu. Ces résultats ne sont alors présentés qu'à titre comparatif et nous permettent de juger quantitativement des dégradations occasionnées par le procédé d'électroérosion mis en œuvre.

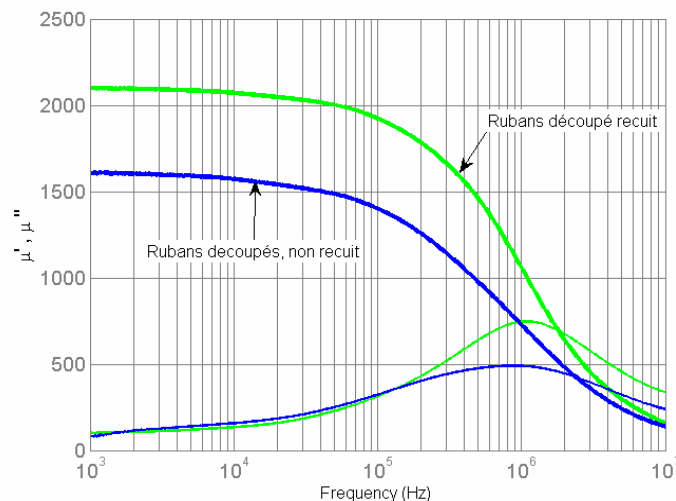


Figure IV-15 : La perméabilité complexe en fonction de la fréquence pour un matériau SP302+ d'épaisseur 20 μ m découpé par électroérosion. Un recuit de relaxation permet de restaurer les propriétés magnétiques.

3.2. Deuxième étape : Mise en forme par emboutissage

Lors de cette étape, les cadres découpés précédemment sont empilés et contraints mécaniquement pour prendre la forme du méandre. Pour cela, deux matrices sont usinées et forment des gabarits complémentaires tels que montrés sur la Figure IV-16. Les cadres empilés sont alors disposés entre ces deux matrices et l'application d'une force de serrage permet la mise en forme des cadres. Pour des rubans recuits et donc très ductiles, cette force de serrage est a priori relativement faible alors que pour des rubans non recuits et donc très écrouis, des premiers essais préalables ont montré que cette force devait être plus importante.

Les dessins cotés de ces matrices sont présentés sur la Figure IV-16 et en Annexes C. Pour permettre l'usinage par électroérosion au fil, la forme méandre n'est réalisée que sur la longueur des rubans ce qui limite considérablement les difficultés d'usinage.

Les matrices présentent aux quatre coins des plots qui permettent le guidage mécanique lors du positionnement et de l'emboutissage. De plus, lorsque ces plots sont en contact, un espace minimum reste présent pour prendre en compte l'épaisseur des 10 rubans. Ceux-ci sont alors « libres » de se déplacer dans le sens de la longueur. En effet, la mise en forme en méandre impose un raccourcissement de la longueur apparente des rubans.

Les déformations mécaniques des rubans recuits induisent inévitablement une dégradation des caractéristiques magnétiques qui devront être restaurées par un traitement thermique de relaxation des contraintes. Dans le cas de rubans écrouis, un recuit de cristallisation est de toute manière indispensable.

Cette étape de recuit ne peut a priori pas être réalisée sur les rubans seuls puisque ceux-ci risqueraient de reprendre leur forme initiale. Pour éluder ce problème, l'idée soumise par T. Waeckerlé, est de tenir les rubans par les matrices et procéder au traitement thermique de l'ensemble. Pour éviter tout problème de dilatations différentes entre les matrices et les rubans, les matrices sont conçues dans le même matériau que les rubans. L'usinage des matrices a donc été réalisé par électroérosion par fil à partir d'un lingot massif issu de la même coulée de matériau à l'origine des rubans.

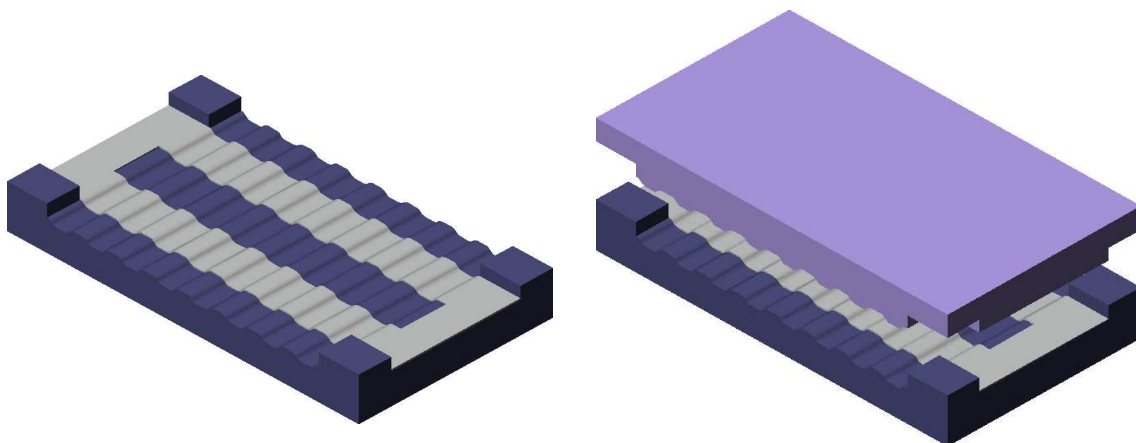


Figure IV-16 : Le schéma des matrices prévu pour l'essai de mise en œuvre par emboutissage.

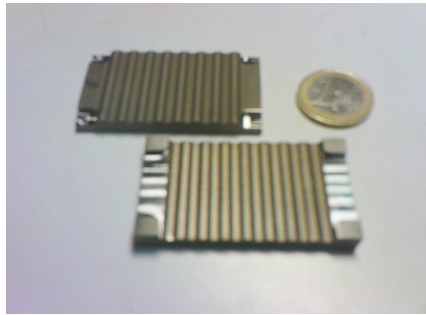


Figure IV-17 : Le moule construit pour effectuer l'essai d'emboutissage. Pour éviter les éventuels problèmes de dilatations différentes entre ces pièces et les rubans, le même alliage est utilisé pour réaliser ces pièces.

3.2.1. préparation des rubans découpés

Nous avons du préparer les rubans découpés avant l'étape de mise en forme et de recuit. En effet, les bords de découpe ont du être ébavurés artisanalement à l'aide d'un petit rouleau en aluminium (Figure IV-18). Cette étape nous a semblé a priori importante au regard des températures élevées mises en jeu lors du recuit par rapport à celles supportées par le matériau lors de la découpe par électroérosion⁷. A ces températures, de l'ordre de 1000°C, les bavures peuvent causer, a priori, la soudure des rubans entre eux ou des rubans aux matrices. Ces soudures modifieraient évidemment les caractéristiques finales du noyau magnétique d'autant qu'aucune manipulation ne peut intervenir ultérieurement pour désolidariser les rubans sous peine de ruiner les effets du recuit.

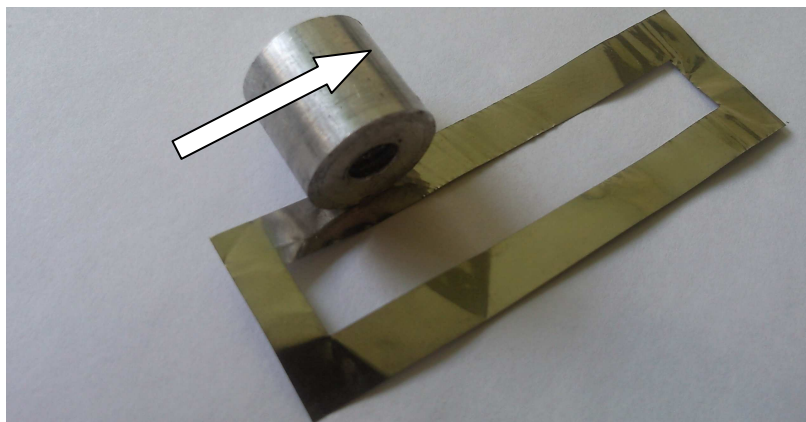


Figure IV-18 : Lissage des coins déformés de la feuille SP302+ après la découpe par l'électroérosion. Ces bavures pourraient créer des microsoudures entre les couches de matériau lors du processus de recuit dans le moule.

3.2.2. L'isolation des rubans

Lors du traitement thermique à des températures importantes de l'ordre de 1000°C, les rubans peuvent se souder les uns aux autres ou aux matrices si aucune précaution n'est prise. Pour éviter ce phénomène, les rubans et les matrices de mise en forme doivent être isolés. Deux techniques d'isolation différentes⁷ sont alors testées successivement et détaillés par la suite.

⁷ L'idée soumise par A. Demier, ArcelorMittal, centre de recherche Imphy

- Isolation par poudre de magnésie : Une couche très fine d'un liquide lubrifiant est déposée sur la surface des rubans. Ceux-ci sont ensuite saupoudrés de poudre de magnésie qui adhère à la surface de ruban à l'aide du lubrifiant.
- Isolation méthylate : Les rubans sont immergés dans une solution de méthylate de magnésium 3.5%. L'excès de dépôt sur le matériau est alors enlevé par le passage d'un rouleau qui laisse une couche très fine (quelques μm) d'isolant.

3.2.3. Traitement thermique de l'ensemble

Les 10 rubans de matériau SP302+ découpés sont empilés dans l'emplacement prévu entre les plots des matrices. Les matrices sont alors mises en vis-à-vis et une force de serrage est appliquée sur l'ensemble pour permettre la mise en forme des rubans (Figure IV-19). Cette force de serrage est maintenue lors du recuit par l'ajout d'un poids à l'intérieur du four.

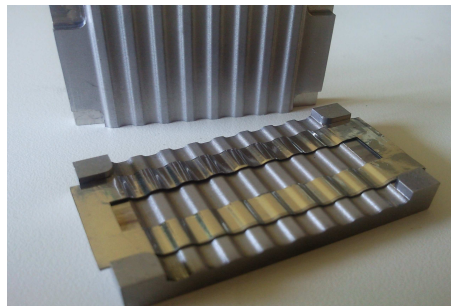


Figure IV-19 : Les 10 rubans SP302+ sont empilés dans la matrice. Avec une légère pression dans un étau ils prennent la forme de moule.

Pour juger des différentes solutions d'isolation et des différentes précautions décrites précédemment, 4 conditions de traitement différentes sont testées. Celles-ci sont définies suivant le type d'isolation et le type de recuit comme suit :

a. Conditions de traitement et échantillon C

Cet échantillon martyr de rubans non isolés est recuit à 1000°C pendant 1H comme précisé sur la Figure IV-20. Après le recuit, les rubans sont alors complètement soudés les uns aux autres et seules les matrices restent intactes. Dans ce test, le fait que les matrices restent intactes prouve la possibilité de recuit de cristallisation car la recristallisation pour cette nuance de matériau est effectuée aux alentours de cette température.

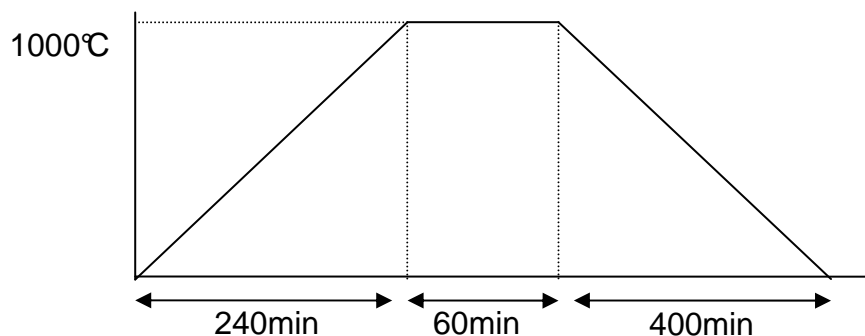


Figure IV-20 : Le traitement thermique effectué sur les rubans non isolés.

b. Conditions de traitement et échantillon D

Pour cet échantillon, les rubans sont toujours non isolés, par contre la température et le temps de recuit sont considérablement diminués pour éviter la soudure des rubans entre eux. Ce recuit de relaxation s'effectue alors à 800°C pendant 15 min seulement ; ce qui constitue les conditions de traitement typique pour relaxer les contraintes induites par la mise en forme (Figure IV-13).

Après ce traitement thermique, quelques rubans apparaissent soudés seulement en quelques points contrairement au cas précédent. Ce résultat démontre que l'isolation des rubans est indispensable et ne peut être contournée par des conditions de recuit moins contraignantes.

c. Conditions de traitement et échantillon E

Les rubans sont isolés à l'aide de poudre de magnésie et sont ensuite empilés et mis en forme entre les matrices. Le traitement thermique que subit l'ensemble est alors identique au précédent (800°C/15 min comme montré sur la Figure IV-13) de manière à relaxer les contraintes induites lors des étapes technologiques précédentes.

Après ce traitement thermique, les rubans ne sont pas soudés entre eux. Par contre l'isolant s'est vaporisé et ne recouvre plus uniformément la surface des rubans ce qui laisse présager des défauts d'isolement pour le noyau.

d. Conditions de traitement et échantillon F

Les rubans sont isolés par l'imprégnation dans la solution de méthylate de magnésium et sont traités thermiquement selon les mêmes conditions que précédemment (800°C/15 min). Les rubans ne sont alors pas soudés entre eux et l'examen des rubans montrent une isolation plus uniforme.

Tableau IV-3 : Résumé des 4 conditions de traitement et les résultats

Repère	L'isolation entre rubans	Recuit effectué	Résultats	
			Matrices	Rubans
C	Non isolés	1000°C/1H	++	--
D	Non isolés	800°C/15min	++	-
E	Poudre de MgO	800°C/15min	++	+
F	Méthylate de Mg 3.5%	800°C/15min	++	++

3.3. Troisième étape**3.3.1. Réalisation des enroulements**

Les enroulements du composant méandre tels que présentés sur la Figure IV-8 se positionnent dans un même plan. Pour les réaliser, nous retenons, comme convenu, la technologie PCB et nous choisissons de réaliser l'enroulement sur deux PCB distincts. Ces PCB sont ensuite positionnés en vis-à-vis de part et d'autre du noyau magnétique et connectés électriquement. Ceux-ci ont alors la fonction de support mécanique pour le noyau magnétique. Les détails et dessins de ces PCB sont présentés sur la Figure IV-21 et Annexe 0.

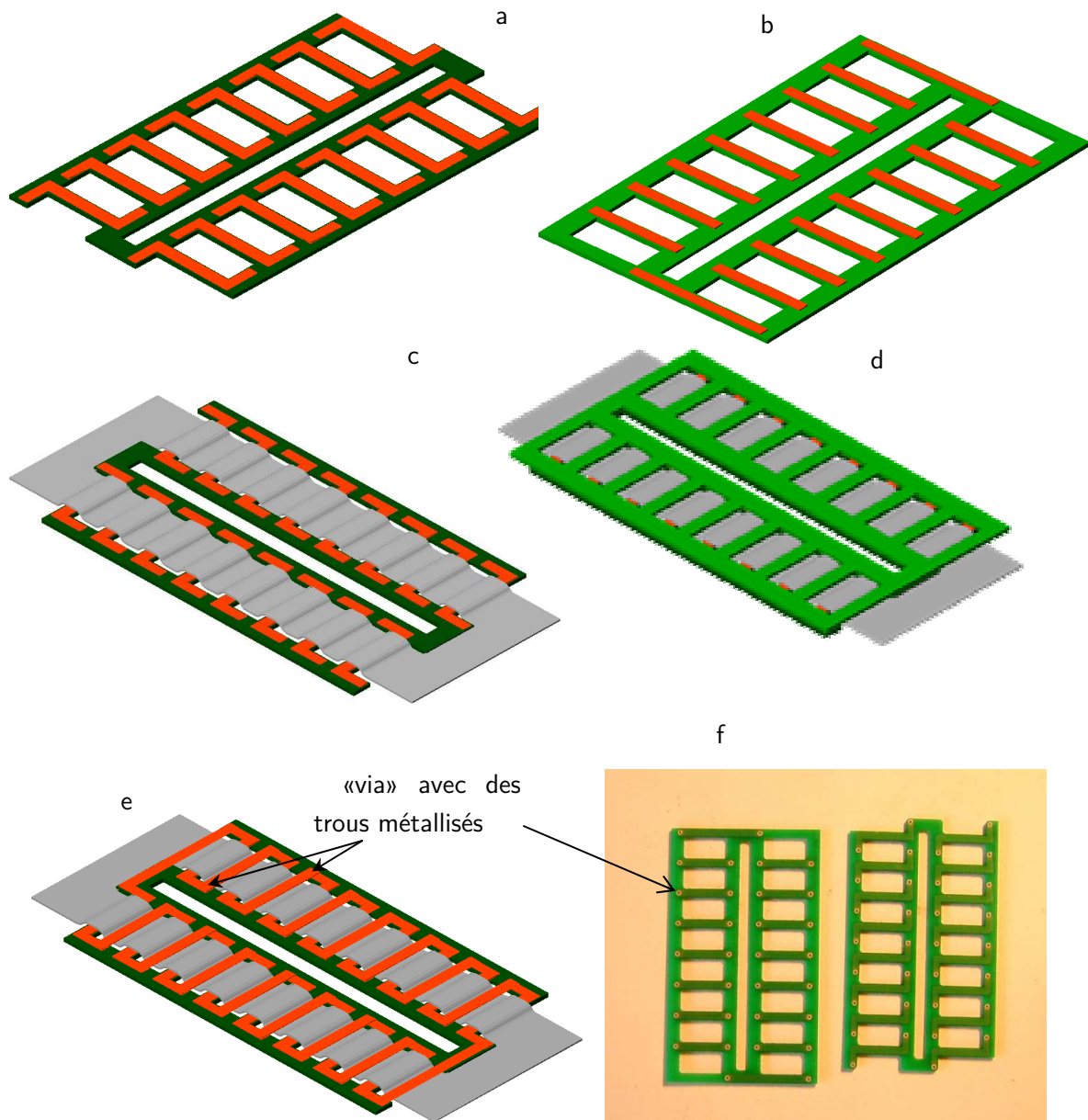


Figure IV-21 : Les étapes prévues pour réaliser les enroulements méandre sur un circuit imprimé. Les pistes conductrices doivent se placer de part et d'autre du noyau magnétique (a-b). La continuité des pistes conductrices est assurée par des points de soudures réalisés à travers des « via » au bout de chaque piste (e-f).

Les figures a et b représentent les deux circuits imprimés. Le noyau magnétique se positionne sur un des deux circuits imprimés (le schéma c). Le second circuit est ensuite positionné en vis-à-vis de l'ensemble et connecté électriquement au précédent. Les circuits imprimés doivent alors être ajourés pour épouser la forme du circuit magnétique. Cette étape est réalisée mécaniquement à l'aide d'une fraiseuse à commande numérique CNC⁸ (le schéma d). Les deux circuits imprimés de cuivre sont

⁸ CNC milling machine : Computer Numerical Control milling machine

donc accolés et les connexions électriques sont réalisées par soudure. En effet, des trous métallisés sont disposés aux extrémités des conducteurs et permettent par soudure de connecter les deux circuits (les schémas e et f). Cette soudure s'effectue donc après assemblage de l'ensemble sur la face arrière d'un des deux circuits. Cette étape de soudure classique à l'aide d'un fer à souder à 400°C ne présente pas de difficulté particulière.

L'épaisseur du PCB et l'épaisseur du cuivre sont simplement dimensionnées par rapport au noyau magnétique et notamment en fonction des rayons de courbures imposés à celui-ci comme indiqué sur la Figure IV-22.

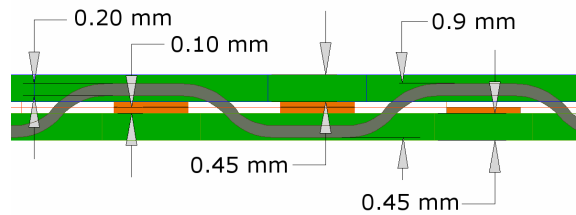


Figure IV-22 : Coupe latérale du composant qui montre les dimensions prévues pour l'épaisseur des PCBs et des pistes de cuivres. Le noyau ne dépasse pas du PCB.

Le circuit est donc dimensionné en technologie double face avec des trous métallisés. L'époxy est du matériau FR4⁹. L'épaisseur de l'époxy la plus proche de nos contraintes est de 0.45mm. Pour cette technologie, l'épaisseur de base de cuivre est de 0.035mm. Afin d'arriver à 0.1mm il faut déposer une couche supplémentaire de cuivre sur la base de 0.035mm, après la réalisation de circuit. Cette étape a été négligée dans ce premier prototype et on s'est contenté de l'épaisseur de base.

Des couches d'isolant couvrent aussi la surface de circuit imprimé ce qui rajoute une épaisseur de 0.1mm. Donc l'épaisseur totale des deux couches soudées ensemble est 1.07mm. Avec cette épaisseur de PCB le noyau (0.9mm) ne dépassera pas celle du PCB.

3.3.2. Inductance méandre

Les circuits imprimés, tels que décrits dans le paragraphe précédent, ont été sous-traités par la société CIBEL¹⁰, spécialiste dans le développement des circuits imprimés. Après quelques essais d'empilement et soudure la bonne méthode d'assemblage est trouvée. Le premier composant magnétique ainsi obtenu est montré sur la Figure IV-23.

⁹ FR4 : Un type d'époxy-glass renforcé qui est le matériau typique pour fabrication des circuits imprimés multicouches. Le code associé par « National Electrical Manufacturer Association ».

¹⁰ Cibel – Z.I. Rue des Cytise, BP109, 61130 Bellême - <http://www.cibel.com>

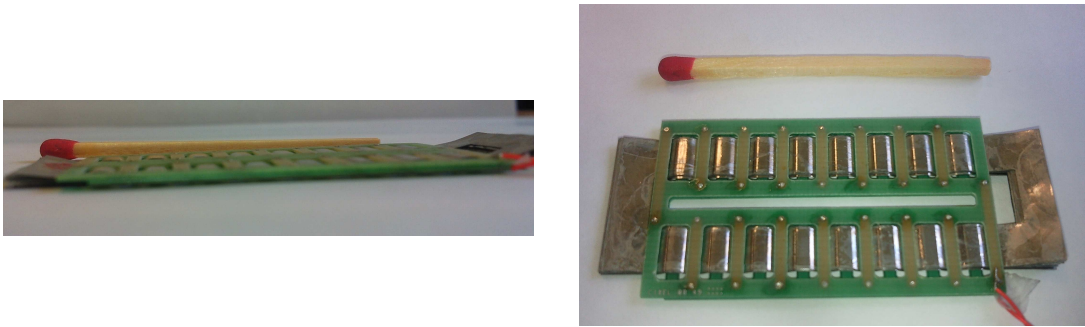


Figure IV-23 : Prototype d'inductance méandre réalisé à partir des feuilles de 20mm de SP302+ et d'enroulements sur circuit imprimé.

Les PCB, comme prévu, constituent un support rigide pour le noyau magnétique et donc nous n'avons pas besoin, dans cette étape d'étude, de recourir aux résines spéciales qui sont en général utilisées pour consolider les noyaux magnétiques construits à base des matériaux feuilletés d'épaisseur fine. Dans un second temps, l'ensemble du composant pourrait être protégé mécaniquement à l'aide de cette résine¹¹. La température de polymérisation de cette résine ne dépasse pas 180°C donc tout le composant, y compris le PCB, peut résister à cette température. Cette étape de protection peut, par contre, s'avérer néfaste pour les caractéristiques magnétiques du composant du fait des contraintes résiduelles apportées par la résine sur le matériau. Cette dégradation dépend toute à la fois des caractéristiques magnétostrictives du matériau, de même que des coefficients de dilatation différents entre les matériaux solidarisés (résine, époxy, cuivre et matériau magnétique).

3.3.3. Caractérisation de l'inductance méandre

Tout comme pour les autres étapes, une caractérisation a posteriori permet d'évaluer la démarche retenue et d'investiguer quant aux dégradations éventuelles des caractéristiques magnétiques dues aux procédés de mise en forme et à la topologie.

Pour évaluer l'effet de la forme méandre sur l'impédance, nous réalisons une seconde inductance de même section à l'aide de rubans plats (non mis en forme en méandre). Ces rubans proviennent de l'échantillon F et sont donc successivement découpés par électroérosion, isolés à l'aide de méthylate et subissent enfin un recuit de relaxation de contraintes (Figure IV-13). Ce procédé est donc identique à celui mis en œuvre pour le noyau du composant méandre hormis l'emboutissage.

En supposant que ce traitement thermique identique remet les deux noyaux dans le même état magnétique, la comparaison entre ces deux inductances peut révéler l'effet de la topologie méandre. Les mesures sont effectuées avec l'analyseur d'impédances Agilent4294A et c'est l'inductance spécifique, c'est-à-dire l'inductance par nombre de spire au carré ($A_L=L/N^2$) qui est comparée. Les résultats de mesures sont montrés sur la Figure IV-24.

¹¹ Condition de polymérisation de résine: Chauffage à 110°C maintenir 1H, puis à 130°C maintenir 1H, puis à 160°C maintenir 1H et enfin chauffage à 180°C et maintenir 10H.

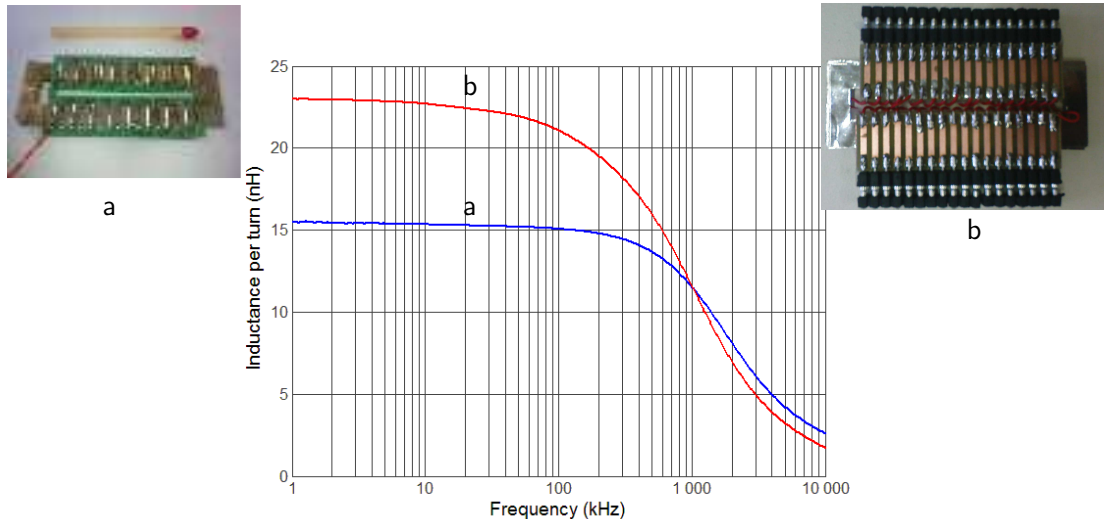


Figure IV-24 : L'inductance par le nombre de spire au carré (L/N^2) dans les deux cas : de l'inductance méandre (a) et l'inductance plane construit par une bobine solénoïde autour des rubans plats (b)

Les valeurs d'inductance sont alors de $A_L=23nH/N^2$ dans le cas du noyau plat et de $A_L=15nH/N^2$ dans le cas de la topologie méandre, soit une diminution de 35%. De plus, pour une longueur de circuit magnétique fixée, nous soulignons que le nombre de spires maximum est nécessairement inférieur pour la topologie méandre que pour la topologie plane avec un enroulement « solénoïdal ». D'un point de vue des inductances magnétisantes, la topologie méandre n'est donc pas le meilleur choix.

D'un autre côté, nous soulignons également que l'épaisseur du composant méandre n'excède pas deux fois l'épaisseur du noyau, ou dans notre cas deux fois l'épaisseur du PCB. Dans le cas d'une topologie plane et d'un enroulement solénoïdal, comme montré précédemment sur la Figure IV-14, l'épaisseur du composant est forcément supérieure à deux fois l'épaisseur du PCB puisque le noyau magnétique s'insère entre les deux circuits. En conséquence, pour la même épaisseur de composant, l'épaisseur du noyau magnétique du méandre peut être augmentée. En effet, le noyau n'occupe pour l'instant que 20% de l'épaisseur du composant et peut s'épaissir jusqu'à représenter 50% sans modifier le dimensionnement du PCB. Ce point permet donc d'augmenter au besoin les valeurs de A_L de notre composant

Au regard de notre démarche d'intégration spécifique qui vise à augmenter les densités de puissance transmise par le composant magnétique, un point important pour la topologie méandre concerne les conditions de refroidissement du noyau magnétique. En effet, cette topologie permet d'accéder « thermiquement » au noyau magnétique. Le refroidissement mis en œuvre pour le noyau magnétique conditionne alors les caractéristiques finales du composant et in fine celles du convertisseur.

En ce qui concerne le prototype de composant méandre, pour l'instant, celui-ci n'est qu'un seul enroulement en méandre constitué de 16 spires au total. Pour fonctionner en transformateur, le second enroulement doit alors être bobiné par-dessus de l'ensemble. A terme, ce second enroulement pourra être intégré au PCB par l'utilisation de la seconde face des deux PCB en vis-à-vis, sous forme méandre.

Ce prototype de composant nous permet d'investiguer les points forts et faibles de notre approche d'intégration, que ce soit d'un point de vue de la topologie retenue que des caractéristiques du matériau au sein du composant.

Nous relevons alors expérimentalement l'impédance de cette inductance méandre (Figure IV-25) (idem impédance à vide vue du primaire pour un transformateur). Ce comportement fréquentiel montre un comportement dissipatif important. Cependant, le comportement dissipatif du matériau ne peut être distingué de l'effet de la résistance des conducteurs au travers de cette mesure d'impédance. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 5 dans le cadre des mesures flux métriques et donc de mutuelle inductance.

L'inductance du composant vaut $4\mu\text{H}$ et reste constante jusqu'à environ 100kHz . La fréquence de coupure¹² correspondante est alors de 2MHz . Cette fréquence de coupure élevée s'explique principalement par l'épaisseur de $20\mu\text{m}$ des rubans qui constituent le noyau. Cette épaisseur constitue d'ailleurs d'un point de vue métallurgique et pour ces alliages, une innovation importante. Notre démarche d'intégration en vue d'applications en électronique de puissance tire donc profit de ces nouveaux alliages polycristallins laminés en très faible épaisseur. La contrainte de fréquence liée à l'électronique de puissance est en effet souvent rédhitoire à cause des forts courants induits dans le matériau qui augmentent exagérément les densités de pertes magnétiques compte tenu de la conductivité des matériaux dits polycristallins. Pour conclure sur ce point, nous présentons dans le Chapitre V, des caractérisations fluxmétriques à différentes fréquences et induction de fonctionnement en régime sinusoïdal.

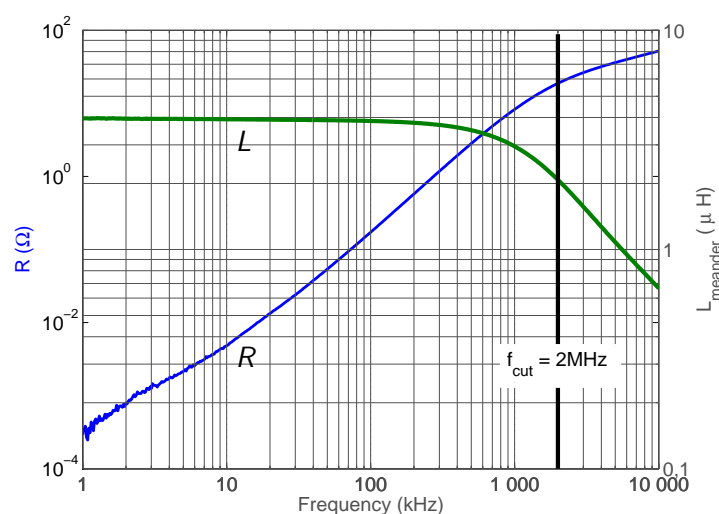


Figure IV-25 : La valeur de l'inductance et de la résistance en fonction de la fréquence du prototype méandre. (seul la résistance DC des enroulements est soustraite des valeurs de résistance).

Notre prototype peut également être comparé à d'autres composants, notamment en Ferrite, qui emploient de même les topologies planars. Cette analyse rapide, avec les technologies qui existent, permet de juger du chemin qu'il reste à parcourir et nous guider sur les choix finaux pour l'utilisation de notre prototype dans une alimentation à découpage.

¹² Dans ce contexte, la fréquence de coupure est définie la fréquence pour la quelle : $10\text{Log}_{10}(L_{cut}/L_0)=-3$

Les noyaux en Ferrite les plus proches, en terme de volume, de notre prototype sont des noyaux en E qui peuvent être rapportés de part et d'autre d'un PCB comme montré sur la Figure IV-1-a (volume du noyau ferrite 230mm^3 contre 240mm^3 pour le noyau méandre). Les dimensions de ce noyau Ferrite sont alors montrés sur la Figure IV-26. La nuance de matériau retenue est référencée 3C95¹³ et le noyau présente une valeur de A_L relativement importante de 1740nH par rapport aux autres noyaux en Ferrite, similaire en taille. La section de ce noyau Ferrite est alors considérablement plus grande que celle du noyau feuilleté en méandre, respectivement de 3mm^2 contre 0.2mm^2 .

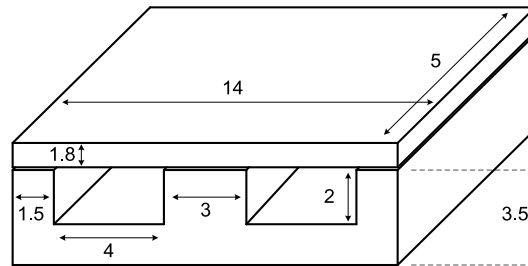


Figure IV-26 : Dimensions du noyau planar Ferrite, E14/3.5/5 de Ferroxcube. Le matériau considéré est le 3C95. L'inductance A_L prévue pour ce noyau est de 1740 nH . Les dimensions sont en millimètre.

Pour comparer les deux composants, ce ne sont pas les valeurs d'inductances spécifiques, c'est-à-dire par spires carré que nous devons examiner mais les valeurs d'inductances magnétisantes. Pour cela, et pour des largeurs de conducteurs et des épaisseurs d'époxy identiques entre les deux PCB des composants, nous limitons à 5 le nombre de spires pour le composant Ferrite. L'inductance magnétisante est donc estimée à plus de $40\mu\text{H}$, soit plus de 10 fois plus grande que celle du prototype à noyau méandre. Cet écart paraît considérable et nous devons alors impérativement justifier de l'intérêt applicatif de cette solution méandre. Notons tout de même que des voies d'amélioration pour le composant méandre peuvent être explorées et que nous jugeons d'un premier prototype.

En ce qui concerne la valeur de l'inductance magnétisante, celle-ci est considérablement plus faible que dans le cas des composants Ferrite et le facteur 10 semble difficile à surmonter au premier abord. Le levier le plus simple à actionner pour augmenter cette inductance magnétisante est l'augmentation de la section du méandre. Compte tenu des dimensions de nos PCB, nous estimons sans aucun changement pouvoir doubler le nombre de rubans et donc cette inductance magnétisante. Un second levier réside dans le choix de l'induction de fonctionnement. En effet, l'inductance magnétisante est estimée à l'aide de mesures en très faible excitation. Hors, pour des valeurs d'excitation plus importante, les perméabilités effectives sont a fortiori plus importantes, c'est ce que nous détaillerons dans le chapitre 5 par des caractérisations fluxmétriques, dites de puissance (induction de l'ordre de 100mT). C'est un facteur de l'ordre de 2 que nous offre ce levier. Cela entraîne cependant une forte augmentation des densités de pertes qu'il conviendra alors de compenser par un refroidissement adapté. Ce point n'est pas a priori réhibitoire et dans les exemples de composants cités dans le chapitre I, une augmentation de la densité de puissance transférée d'un facteur 3 par rapport à une solution Ferrite est obtenue à l'aide d'un noyau en

¹³ Le code affecté par Phillips à ces matériaux Ferrites

nanocristallin qui présente des pertes 2 fois plus importantes (Tableau I-1). Les conditions de refroidissement identiques ne mènent alors qu'à un écart de température de 30°C.

Dans le même registre, et toujours soumis à l'augmentation des densités de pertes, c'est le choix judicieux des fréquences d'utilisation qui nous permettra d'augmenter cette fois l'impédance magnétisante. C'est un point que nous détaillerons lors du choix de la structure d'électronique de puissance la plus adaptée à notre composant méandre.

Enfin, un levier important réside dans l'amélioration des propriétés magnétiques de ces alliages pour les applications d'électronique de puissance. Le matériau utilisé dans cet étude, SP302, est un alliage de type Invar (Chapitre I-3.3) constitué de Fe, Cr, Co, Cu et Ni [6]. Les caractéristiques de ces alliages ne sont pas optimisées pour les applications d'électronique de puissance. D'un point de vue métallurgique et des procédés que ce soit au travers de la composition, du traitement thermique et du laminage, les actions de recherche conjointes peuvent mener à des améliorations sensibles. En effet, le laminage de ces alliages en 20µm d'épaisseur est une innovation récente et d'un point de vue du comportement magnétique, ces alliages restent à découvrir et les conditions de laminage et de recuit révèlent encore des améliorations importantes.

4. Conclusions

Au cours de ce chapitre, une nouvelle méthode de conception des composants magnétiques en électronique de puissance a été investiguée. Dans cette étude, nous soutenons l'idée que l'innovation pour l'intégration en électronique de puissance doit s'appuyer sur la forme des composants magnétiques. Cette étape constitue un élément important dans le cheminement retenu « du matériau vers le composant magnétique ».

La topologie méandre est alors retenue vis-à-vis du caractère ductile des matériaux Fe-Ni. Nous cherchons alors à tirer profit de ces matériaux qui présentent un compromis entre leurs caractéristiques magnétiques et leur capacité à être mis en forme, notamment par emboutissage mécanique. Dans la méthode proposée, les étapes de mise en forme et d'optimisation des caractéristiques magnétiques du composant doivent être simultanées.

Dans ce contexte les différentes étapes technologiques pour la réalisation de ce composant ont été détaillées. A chacune d'elles, des caractérisations permettent de juger des dégradations de propriétés magnétiques dues au procédé.

Au final, le composant méandre est comparé avec un composant planar en Ferrite rencontrée industriellement dans les dispositifs intégrés. Cette comparaison révèle un écart relativement important entre les valeurs d'inductance magnétisante pour des volumes identiques. Pour compenser cet écart, plusieurs solutions sont alors discutées. La première concerne l'augmentation de la section du noyau méandre qui peut être quasiment doublée sans que cela modifie le volume apparent du composant. La seconde concerne l'augmentation de l'induction de fonctionnement de manière à augmenter la perméabilité d'amplitude et donc l'inductance magnétisante. Enfin, une dernière solution concerne l'augmentation de la perméabilité du matériau par une amélioration de ses propriétés physiques et donc une optimisation du procédé.

Nous notons également que l'augmentation de l'induction et de la fréquence de fonctionnement ont pour conséquence d'augmenter les densités de pertes magnétiques. Ce point n'est alors pas pour l'instant jugé rédhibitoire pour l'augmentation des densités de puissance transférées au travers du composant. Le point d'achoppement se déplace au niveau des températures de fonctionnement. Si celles-ci augmentent de manière trop importante, le verrou concerne alors le refroidissement du composant. De ce point de vue, le composant méandre présente a priori certains atouts. En effet, le matériau magnétique est accessible par contact direct et peut donc être refroidi a fortiori plus efficacement que dans les topologies standards. Par contre, l'efficacité d'un tel refroidissement reste à étudier. En effet, les noyaux magnétiques feuilletés présentent une conductivité thermique dans la direction normale à la surface des rubans qu'il convient de quantifier. A priori, L'épaisseur ultra mince de ces composants peut contrebalancer cet effet.

Afin de pouvoir s'exprimer quantitativement sur l'augmentation de la densité de puissance transférée et pour appréhender l'étude du refroidissement de ces composants, nous retenons une approche empirique. C'est donc par la réalisation et les tests fonctionnels d'un prototype que nous orientons notre étude.

Pour juger a priori des performances de notre prototype, nous engageons également des caractérisations supplémentaires qui visent à quantifier les densités de pertes dans ces matériaux et ce dans le cadre de fortes excitations (Chapitre V)

5. Bibliographie

- [1] X. Margueron, "Elaboration sans prototypage du circuit équivalent de transformateurs de type planar," Joseph Fourier, 2006.
- [2] J. Strydom and J. vanWyk, "Electromagnetic Design Optimization Tool for Resonant Integrated Spiral Planar Power Passives," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 20, 2005, pp. 743-753.
- [3] E. Waffenschmidt and J. Ferreira, "Embedded passives integrated circuits for power converters," *2002 IEEE 33rd Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference. Proceedings (Cat. No.02CH37289)*, Cairns, Qld., Australia: , pp. 12-17.
- [4] J. Boggetto, Y. Lembeye, J. Ferrieux, and Y. Avenas, "Micro fabricated power inductors on silicon," *2002 IEEE 33rd Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference. Proceedings (Cat. No.02CH37289)*, Cairns, Qld., Australia: , pp. 1225-1229.
- [5] T. Waeckerle, Danylova, and Olena, "Austenitic Iron-nickel-chromium-copper Alloy.," U.S. Patent MX2009010504 (A), March 30, 2010.
- [6] T. Waeckerle, "Low Nickel Content FCC Alloys: Recent Evolution and Applications," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 46, Feb. 2010, pp. 326-32.
- [7] F. Alves, R. Lebourgeois, and T. Waeckerlé, "Soft magnetic materials for electrical engineering: state of the art and recent advances," *European Transactions on Electrical Power*, vol. 15, no. 6, pp. 467-79, 2005.

Chapitre V

Etude expérimentale des composants magnétiques en excitations élevées

1.	Introduction.....	116
2.	Méthode de mesures fluxmétriques	117
2.1.	Principes de mesures	117
2.4.	Le composant sous test	119
2.5.	L'acquisition des signaux : protocole des mesures, précisions et limites des mesures... 119	
2.6.	Description du banc de mesures	121
2.6.1.	Générateur de signaux	121
2.6.2.	L'Amplificateur	121
2.6.3.	Le circuit d'asservissement.....	121
2.6.4.	Les sondes et l'oscilloscope.....	122
2.6.5.	Les sondes	122
2.6.6.	Acquisition numérique, interface MatLab	123
3.	Mesures et discussions	124
3.1.	Les compensations.....	124
3.1.1.	La compensation du flux dans l'air.....	124
3.1.2.	La compensation de la phase du signal mesuré.....	124
3.2.	Résultats de mesures	125
3.2.1.	La perméabilité complexe	125
3.2.2.	Les pertes et la perméabilité d'amplitude	126
4.	Vers un prototype de convertisseur d'électronique de puissance.....	130
5.	Conclusions	132

1. Introduction

Le noyau multicouche méandre, a été réalisé et les caractéristiques en fréquence en faibles excitations ont été relevées au Chapitre III. Ces caractéristiques peuvent nous apporter certains indices comme la perméabilité initiale et une image des pertes magnétiques. Dans les applications d'électronique de puissance les niveaux d'induction mis en jeu sont plus importants que ceux imposés par le pont d'impédance. Les excitations peuvent créer des inductions jusqu'à quelques centaines de mT. Le comportement fréquentiel en fonction de l'induction de ce noyau ne peut pas être prévu, ni par les mesures sur le pont d'impédance ni par les modèles présentés dans le Chapitre II. Nous avons donc besoins des signaux plus forts et puisque, comme indiqué dans le Chapitre III, les mesures d'impédance ne peuvent pas représenter correctement le comportement du noyau magnétique, nous devons recourir à la méthode fluxmétrique pour surmonter ce problème.

Dans ce chapitre nous allons regarder, dans un premier temps, la méthode de mesure fluxmétrique et les problèmes à résoudre pour développer un banc de mesures adapté à la plage de fréquences et inductions nécessaires en électronique de puissance. Dans un second temps nous allons caractériser, à l'aide du banc de mesures développé, l'alliage FeNi SP302+ sous forme d'un noyau multicouche plan (sans mise en forme), et de même dimensions que le noyau méandre. Au final nous allons conclure sur les résultats de mesures pour quantifier le potentiel de ces matériaux polycristallins vis-à-vis des applications d'électronique de puissance en proposant le dimensionnement d'un convertisseur DC-DC résonant.

2. Méthode de mesures fluxmétriques

2.1. Principes de mesures

Les caractérisations fluxmétriques comptent parmi les méthodes de mesures magnéto-électriques. Le champ magnétique surfacique et l'induction moyenne dans le matériau sont déduits à l'aide de grandeurs électriques. Le principe de la méthode fluxmétrique est montré sur la Figure V-1. Un signal amplifié alimente le transformateur sous test, dont le matériau magnétique constitue le noyau. Le courant qui parcourt le primaire de ce composant donne une image du champ magnétique appliqué sur la surface du matériau, via le théorème d'Ampère ($\int \vec{\nabla} \times \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I$), et la tension secondaire, mesurée au travers d'une impédance très élevée, fournit l'image de l'induction moyenne dans le matériau, via la loi de Faraday ($\int (d\phi/dt) ds = V_s$).

En considérant un contour d'Ampère, le champ magnétique tangentiel à celui-ci, noté H , s'exprime en fonction de la longueur magnétique moyenne du noyau l_m selon :

$$H \cdot l_m = N_p I_p \quad (V-1)$$

L'induction moyenne dans le noyau s'exprime selon la loi de Faraday sous la forme :

$$\langle B \rangle = \frac{1}{N_s \cdot A_{s_{mat}}} \int V_{Sec} dt \quad (V-2)$$

Avec $A_{s_{mat}}$ la section effective du noyau et N_p et N_s les nombres de spires primaire et secondaire.

L'acquisition des signaux s'effectue alors de manière synchrone, et dans notre cas, en régime établi et en excitation sinusoïdale.

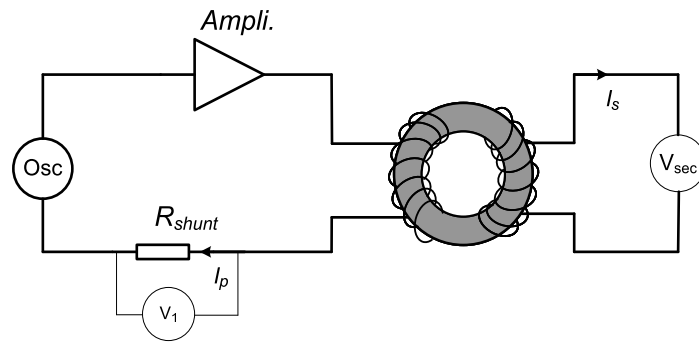


Figure V-1 : Schéma représentatif du principe de la méthode fluxmétrique.

De ces mesures peuvent être déduites notamment les pertes magnétiques dans le noyau :

$$P = \frac{1}{T} \int_{(T)} H dB \quad (V-3)$$

Ces informations sont celles, présentent dans les documentations de fabricants de matériaux sous forme d'abaques de densités de pertes en fonction de la fréquence ou de l'induction crête. Celles-ci permettent donc de comparer a priori les différents noyaux hors de toutes contraintes applicatives. Notons cependant que notre démarche s'appuie à l'inverse sur l'idée que les matériaux doivent être comparés a posteriori et que les contraintes applicatives de densités de puissance et température de fonctionnement constituent les points clés.

Une autre information, importante d'un point de vue notre étude théorique, est la perméabilité complexe. En effet, si le comportement du matériau est linéaire, on peut décrire son comportement sous la forme :

$$B_m e^{j(\omega t - \delta)} = \tilde{\mu}(\omega) H_m e^{j\omega t} \quad (\text{V-4})$$

$\tilde{\mu}$ est la perméabilité complexe du matériau qui décrit donc le déphasage entre le champ surfacique et l'induction dans le volume du matériau.

$$\tilde{\mu}(\omega) \equiv \mu_0 [\mu'(\omega) - j\mu''(\omega)] = \mu(\omega) e^{-j\delta(\omega)} \quad (\text{V-5})$$

$\mu_a = B_m / H_m$, la perméabilité d'amplitude, est alors égale au module de la perméabilité complexe : $\mu_a(\omega)^2 = \mu_0^2 [\mu'(\omega)^2 + \mu''(\omega)^2]$. De cette description linéaire, nous obtenons un cycle d'hystérésis en forme d'ellipsoïde (Figure V-2). $\tan \delta$ est appelé tangente de pertes et caractérise l'hystérésis et en conséquence les pertes dans le matériau et $\delta = \text{Arctan}(\mu'' / \mu')$.

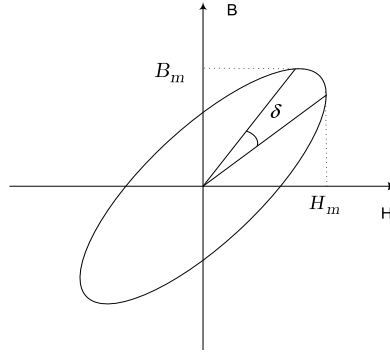


Figure V-2 : Cycle d'hystérésis elliptique, l'induction B est déphasée de δ par rapport au champ surfacique. L'angle δ , nommé tangente de perte, est proportionnelle à la surface de cycle d'hystérésis.

Le champ magnétique H et l'induction B sont considérés sinusoïdaux, et l'équation (V-3) peut alors s'écrire sous la forme :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T H_m \sin(\omega t) \cdot B_m \omega \cos(\omega t - \delta) \cdot dt \quad (\text{V-6})$$

Les pertes liées à l'hystérésis s'expriment alors en fonction de l'angle δ , le champ magnétique surfacique et l'induction moyenne :

$$P = \frac{1}{2} \omega B_m H_m \sin \delta \quad (\text{V-7})$$

Le champ magnétique et l'induction maximale, H_m et B_m , sont les grandeurs issues de mesures. Les pertes, et en conséquence la tangente des pertes, $\tan \delta$, sont calculées à partir de ces deux grandeurs mesurées. Les parties réelles et imaginaires de la perméabilité complexe sont alors déterminées :

$$\mu' = \frac{B_m}{H_m} \cos \delta, \quad \mu'' = \frac{B_m}{H_m} \sin \delta \quad (\text{V-8})$$

L'angle δ , est déterminé alors en utilisant l'équation (V-7) on peut écrire :

$$\delta = \arcsin \left(\frac{2P}{\omega B_m H_m} \right) \quad (\text{V-9})$$

B_m et H_m seront déduites des mesures en utilisant les identités suivantes, pour nous permettre de minimiser l'influence des bruits de mesures :

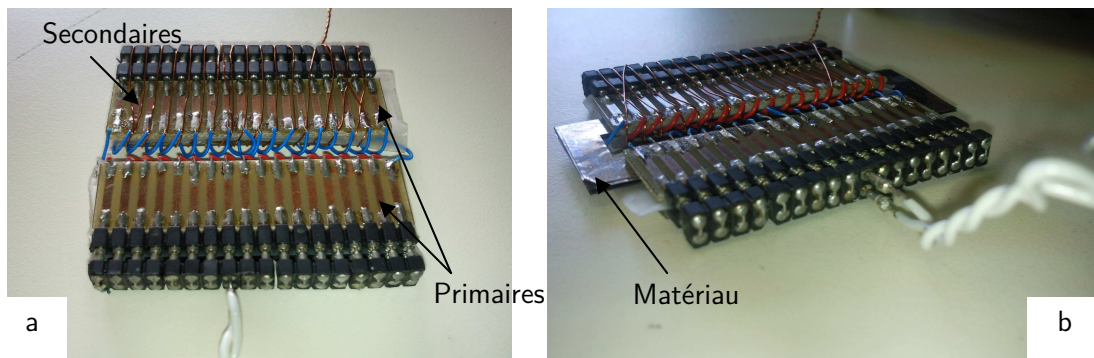
$$B_m = \sqrt{2} \left(\frac{1}{T} \int_0^T B^2 dt \right)^{1/2} \quad H_m = \sqrt{2} \left(\frac{1}{T} \int_0^T H^2 dt \right)^{1/2} \quad (\text{V-10})$$

2.2. Le composant sous test

Le composant méandre ne se prête pas à une caractérisation de type fluxmétrique. En effet, les liens entre le champ magnétique et le courant ou entre la tension et l'induction ne sont pas facilement identifiés, compte tenu du type de spires. Par contre le matériau, garde un comportement magnétique a priori identique que ce soit pour un noyau méandre ou que ce soit pour un noyau plan (sans mise forme). En effet, puisque pour ces deux types de noyau, le recuit de relaxation après découpe reste identique (Figure IV-13), nous supposons alors les comportements magnétiques similaires. Le noyau du transformateur sous test est donc réalisé par l'empilement de 10 rubans sans mise en forme.

Pour ce composant de test, l'enroulement primaire est réalisé sur le PCB afin d'assurer la reproductibilité des mesures (Figure V-3).

Figure V-3 : a) Les enroulements primaires réalisés sur PCB et les enroulements secondaires en ajoutant des spires sur



les enroulements primaires b) Le composant sous test.

2.3. L'acquisition des signaux : protocole des mesures, précisions et limites des mesures

Dans cette méthode de caractérisation, et à l'inverse des mesures d'impédance, le comportement des conducteurs du primaire n'affecte pas la mesure du courant, de la même manière, le flux de fuite entre primaire et secondaire n'affecte pas la mesure de la tension secondaire.

La tension secondaire donne alors une image fidèle de l'induction moyenne si le courant secondaire est nul, c'est-à-dire que l'impédance connectée au secondaire est infinie. D'un point de vue expérimental, l'impédance au secondaire est souvent celle de la sonde de tension et de l'oscilloscope qui permettent la mesure. Ces impédances, ramenées au primaire doivent donc être beaucoup plus importantes que l'impédance magnétisante et ce même aux fréquences les plus élevées possibles.

Une sonde atténuatrice de tension, connectée à l'entrée d'un oscilloscope, constitue un pont diviseur compensé (Figure V-4). Pour une sonde $\times 10$, connectée à l'oscilloscope, les résistances R_{prb}

et R_{osc} s'établissent respectivement à $9M\Omega$ et $1M\Omega$. L'impédance en basses fréquences est donc de $10M\Omega$. La capacité interne de l'oscilloscope TDS3014B est de $\approx 13pF$ et se trouve en parallèle d'une capacité de $100pF$ due au câble coaxial de la sonde ($100pF/m$ pour un câble de $1m$). La capacité C_{osc} vaut alors $113pF$. Compte tenu de ces ordres de grandeur, et pour une sonde calibrée, la valeur de la capacité C_{prb} vaut $(R_{osc}/R_{prb}) \times C_{osc} = 12pF$. A la fréquence de $1MHz$, le module de l'impédance de la sonde s'établit alors à $12k\Omega$. Compte tenu du rapport de transformation ($N_p/N_s=2$), l'impédance ramenée au primaire, pour notre composant sous test, est quatre fois plus importante soit de $48k\Omega$.

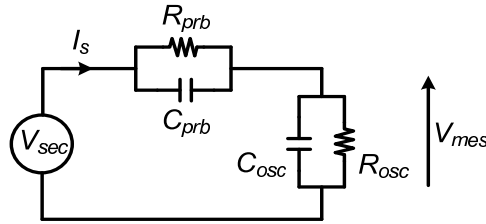


Figure V-4 : Schéma équivalent de la sonde de mesure de tension connectée à l'oscilloscope.

Une mesure de l'impédance à vide du transformateur, vue du primaire, nous donne alors l'ordre de grandeur de l'impédance magnétisante à mesurer. Cette mesure est montrée sur la Figure V-5. Le module de l'impédance magnétisante est donc de l'ordre de 100Ω à $1MHz$ soit 480 plus faible que l'impédance ramenée d'une sonde atténuatrice $\times 10$. Nous pourrions donc considérer que le courant au secondaire est négligeable par rapport au courant magnétisant.

Un autre point à vérifier pour des fréquences de mesures de l'ordre du mégahertz concerne le comportement capacitif parasite du composant. En effet, au-delà d'une fréquence de résonance le comportement du composant est capacitif. Les chemins de courant sont alors modifiés et la caractérisation fluxmétrique n'est plus valide. Cette fréquence de résonance, déterminée à l'aide de la mesure d'impédance, est de l'ordre de $50MHz$ (Figure V-5).

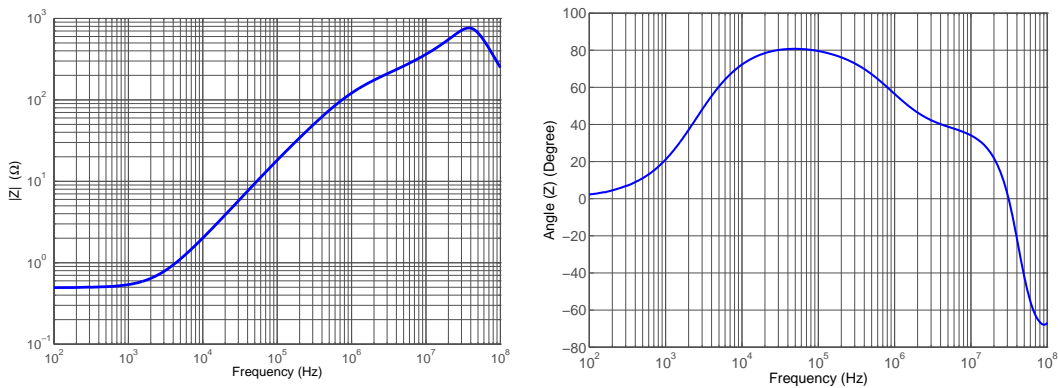


Figure V-5 : Impédance vue de primaire du composant avec le secondaire en circuit ouvert.

En ce qui concerne la mesure du courant primaire, celle-ci peut être effectuée soit à l'aide d'une sonde de courant passive, soit par le biais d'un shunt et d'une mesure de tension aux bornes de celui-ci. Compte tenu des faibles amplitudes de courant à mesurer et des caractéristiques des sondes de courant disponibles (P6021 Tektronix), nous avons choisi d'utiliser un shunt résistif de 10Ω .

Cette mesure par shunt peut conduire à différentes erreurs. En effet, si la valeur de la résistance du shunt varie en fonction de température, due notamment à l'auto-échauffement, les mesures seront biaisées. Pour éviter cet écueil, le shunt est constitué d'une résistance de puissance en boîtier, monté sur un radiateur.

Pour mesurer le courant au primaire de notre composant, la valeur de l'impédance du shunt doit être connue avec précision. Celle-ci est alors mesurée en fonction de la fréquence au pont d'impédance Agilent 4294A par une méthode 4 points. Ces mesures montrent un comportement quasi résistif. Le comportement inductif est très faible et ne pèse que moins de 1% en terme de module à 1MHz soit une inductance série de l'ordre de 15nH. Outre l'erreur sur l'amplitude du courant déduite des mesures de tension aux bornes du shunt, une autre source d'erreur concerne son déphasage. Cet effet sera discuté dans le paragraphe 3.1.2.

2.4. Description du banc de mesures

Compte tenu du paragraphe précédent, les appareillages de mesures sont choisis pour une fréquence maximale de mesure de l'ordre de 1MHz. Le schéma bloc du banc de mesures complet est montré sur la Figure V-6. Pour détailler les appareillages mis en œuvre, nous décrivons ceux-ci dans l'ordre suivant : du générateur de signaux jusqu'au système d'acquisition.

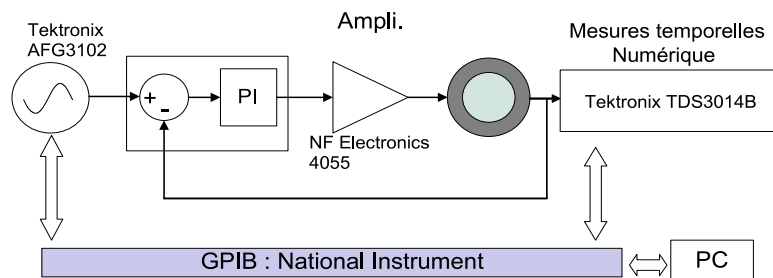


Figure V-6 : Schéma du banc de mesures fluxmétriques.

2.4.1. Générateur de signaux

Le générateur de signaux utilisé dans ce banc de mesure est un Tektronix AFG3102. La fréquence maximale de génération des signaux est de 100MHz. L'amplitude maximale du signal de sortie est de 10V sur une impédance de 50Ω.

2.4.2. L'Amplificateur

L'amplificateur de puissance NFElectronic4055 est utilisé pour réaliser ce banc de mesures. Son impédance d'entrée est de 50Ω et il peut accepter une tension d'entrée jusqu'à 10V d'amplitude. La puissance de sortie de cet amplificateur est de 100VA et il peut délivrer cette puissance dans les limites d'une tension de 70V et d'un courant de 1.2A. (Ces limites maximales sont variables en fonction de la fréquence de fonctionnement).

2.4.3. Le circuit d'asservissement

Afin d'assurer la forme d'onde sinusoïdale de l'induction, et donc de la tension secondaire du transformateur, nous avons développé un circuit d'asservissement, adapté aux caractéristiques d'entrée de l'amplificateur.

Contrairement aux cas de mesures fluxmétriques basses fréquences, où les déformations des formes d'ondes sont dues au comportement non linéaire du matériau à des niveaux d'induction

proches de la saturation, (e.g. les mesures fluxmétriques sur les tôles Fe-Si en dessous de 1000Hz), cet asservissement a pour le but de corriger principalement les déformations dues aux non linéarités dans la chaîne d'amplification large bande. Néanmoins, pour les niveaux d'induction mis en jeu dans ces mesures, les non linéarités du matériau peuvent également intervenir.

Dans ce circuit, la tension secondaire du composant sous test est comparée avec la tension générée par le générateur de signaux. Il génère ensuite une tension qui, après l'amplification par l'amplificateur de puissance, corrige la forme de la tension secondaire. Afin d'assurer des mesures avec le secondaire en circuit ouvert, l'étage d'entrée de mesure de la tension secondaire sur le circuit d'asservissement possède une impédance très élevée ($3.2M\Omega$ à DC et $2.2M\Omega$ à 10MHz). Ce circuit d'asservissement est de type *Proportionnel Intégral (PI)*. Le fonctionnement de ce circuit est expliqué avec plus de détails dans l'Annexes D.

2.4.4. Les sondes et l'oscilloscope

L'acquisition s'effectue à l'aide d'un oscilloscope Tektronix TDS3014B. Celui-ci présente une bande passante de 100MHz. Les formes d'ondes sont alors numérisées simultanément à l'aide d'un convertisseur analogique numérique de 9bits. Le nombre de points pour chaque acquisition est fixé à 10k et nous utiliserons le mode moyennage sur 64 acquisitions, soit une résolution maximale de 12bits.

2.4.5. Les sondes

Comme décrit précédemment, la tension secondaire est mesurée à l'aide d'une sonde passive atténuatrice Tektronix P3010. Cette sonde présente une bande passante de 100MHz et atténue le signal d'un facteur 10. Le gain AC de la sonde est calibré à l'aide d'une forme d'onde en créneau de manière à éviter toutes déformations des signaux dues à une variation du gain en fonction de la fréquence. D'après les documentations constructeurs, ce type de calibration permet d'ajuster le gain en AC de manière à être égal au gain DC et ce à 1% près. En ce qui concerne la mesure du gain DC, qui normalement est de 0.1, celui-ci dépend à la fois de l'oscilloscope et de la sonde. Pour l'oscilloscope Tektronix 3014B, l'impédance d'entrée de $1M\Omega$ est définie à $\pm 1\%$. Pour la sonde P3010, et compte tenu de précision spécifiée pour la résistance de $9M\Omega$, le gain DC est donc définie à $\pm 2\%$. Pour connaître le gain DC de la sonde plus précisément, les résistances de l'oscilloscope et de la sonde sont mesurées. Les mesures, effectuées à l'aide d'un multimètre Keithley 196, sont montrées dans le Tableau V-4. Le gain DC de la sonde est alors de 0.101 et est connu avec une plus grande précision.

Tableau V-4 : Les valeurs mesurées des résistances de la sonde P3010 et l'oscilloscope 3014B

	Valeur mesurée	Calibre	Résolution
R_{osc}	$0.9996M\Omega \pm 230\Omega$	$3M\Omega$	10Ω
R_{prb}	$8.9216 M\Omega \pm 9.4k\Omega$	$30M\Omega$	10Ω

Pour la tension aux bornes du shunt, nous effectuons une mesure différentielle. En effet tous les appareils du banc de mesures ont une masse commune. Nous devons éviter des boucles dans le circuit de masse pour ne pas créer des tensions parasites dans ce circuit. En conséquence la masse de l'oscilloscope est connectée à ce circuit à un seul point, qui est le secondaire du transformateur

sous test. La tension aux bornes du shunt de courant est mesurée alors avec une sonde différentielle. Cela augmente la stabilité du banc de mesures.

L'appareillage de cette sonde, se compose d'un amplificateur différentiel Lecroy DA1855A et de deux sondes de tension atténuatrices Tektronix 5100 appairées (résistance d'entrée de 10M Ω et bande passante de 400MHz). L'amplificateur différentiel autorise une réjection de mode commun très importante même en haute fréquence (CMRR de 90dB à 1MHz pour un gain de $\times 10$ tel qu'utilisé). Ce taux de réjection de mode commun est par contre considérablement dégradé à cause du déséquilibre des sondes. En effet, le gain des sondes est de $\times 100 \pm 1.75\%$. Le taux de réjection en mode commun de l'ensemble ne peut alors excéder 40dB.

Le gain en AC des sondes est alors calibré comme précisé précédemment pour l'autre sonde de tension, soit un gain AC identique au gain DC à $\pm 1\%$.

2.4.6. Acquisition numérique, interface MatLab

Pour contrôler les différents appareillages et piloter l'acquisition des signaux via l'oscilloscope, une liaison GPIB est mise en œuvre et un programme sous Matlab®, de même qu'une IHM sont développés.

Ce programme utilisateur permet alors de paramétrer l'oscilloscope et de récupérer les fichiers de points après acquisition. Celui-ci est développé à l'aide de la toolbox « Instrument Control ToolBox » et permet outre le contrôle des appareillages, le traitement a posteriori des mesures de manière automatisée. (Figure V-7).

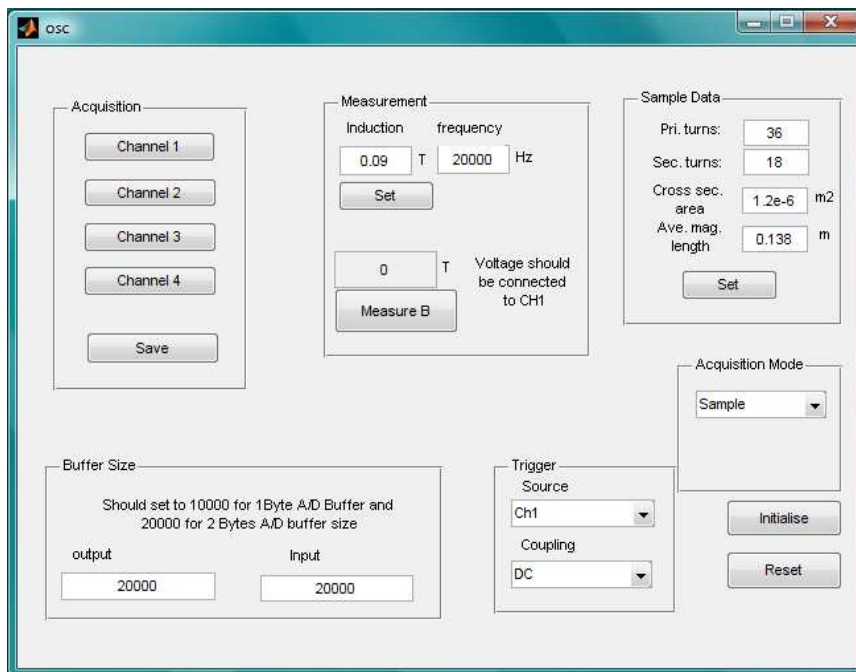


Figure V-7 : L'interface développée pour communiquer avec l'oscilloscope et le générateur des signaux

3. Mesures et discussions

3.1. Les compensations

3.1.1. La compensation du flux dans l'air

Un phénomène qui superpose sa signature à celle du noyau magnétique, est le flux dans l'air créé par l'enroulement primaire et vu par l'enroulement secondaire. Ce flux, qui contribue à l'induction mesurée, ne contient pas d'information sur le comportement du matériau et de ce point de vue, perturbe les mesures. On peut écrire :

$$\phi_{mesure} = \phi_{mat} + \phi_{air} \quad (V-11)$$

Pour compenser cette erreur, la contribution du flux dans l'air doit être soustraite du flux total mesuré. Cette compensation s'effectue à l'aide d'une mesure sur un composant à air. Ce composant, dit « à air » est identique au composant mesuré si ce n'est que le matériau magnétique est enlevé (Figure V-3-a). Notons $A_{s_{mat}}$ la section du matériau et supposons que la section effective entourée par les enroulements secondaires soit $A_{s_{air}}$. On peut donc écrire :

$$\phi_{air} = \mu_0(A_{s_{air}} - A_{s_{mat}}) H \quad (V-12)$$

En utilisant les identités $\phi_{mat} = \langle B_{mat} \rangle A_{s_{mat}}$ et $\phi_{mes} = (1/N_s) \int V_{Sec} dt$, nous pouvons obtenir :

$$\langle B_{mat} \rangle = \frac{1}{N_s \cdot A_{s_{mat}}} \int V_{Sec} dt - \mu_0 \frac{A_{s_{air}} - A_{s_{mat}}}{A_{s_{mat}}} H \quad (V-13)$$

Cette compensation est plus importante quand la perméabilité du matériau est diminuée, soit du fait de la saturation du matériau, soit lors de mesures en hautes fréquences.

Afin d'identifier la section effective $A_{s_{air}}$, nous avons mesuré la perméabilité du composant dit « à air ». Nous obtenons alors cette section effective en ajustant à μ_0 , la pente du cycle B-H mesuré. Cette section est utilisée ensuite dans l'équation V-13 afin de compenser le flux dans l'air. Cette section est identifiée à 47mm^2 . La section du noyau est elle de 1.2mm^2 .

3.1.2. La compensation de la phase du signal mesuré

L'erreur de phase du signal mesuré est imputable principalement aux temps de réponses des sondes de courant et de tension. A ces délais d'acquisition s'ajoutent également le retard introduit par l'impédance non purement résistive du shunt. Si le shunt présente une impédance inductive, la tension aux bornes de celui-ci est en avance par rapport au courant qui le traverse. Ces erreurs se manifestent alors toutes sous forme d'un déphasage supplémentaire entre l'induction et le courant qu'il convient de compenser.

Pour cela, des mesures sur un transformateur « à air », c'est à dire une mesure de mutuelle inductance pure, que se caractérise par un déphasage de 90° entre le courant et tension, est possible. Autrement dit, le champ magnétique et l'induction doivent être en phase. Le cycle B-H doit alors être théoriquement une droite. L'hystérésis relevée expérimentalement, traduit alors un déphasage inhérent à la chaîne d'acquisition. Le déphasage introduit par l'acquisition peut être identifié, à l'aide de l'équation V-9, en fonction de la fréquence. Le champ magnétique H est alors retardé numériquement de δ pour annuler cette hystérésis.

Le retard identifié permet donc ensuite de compenser l'intégralité de la chaîne d'acquisition. Le déphasage introduit par l'acquisition est montré sur la Figure V-8

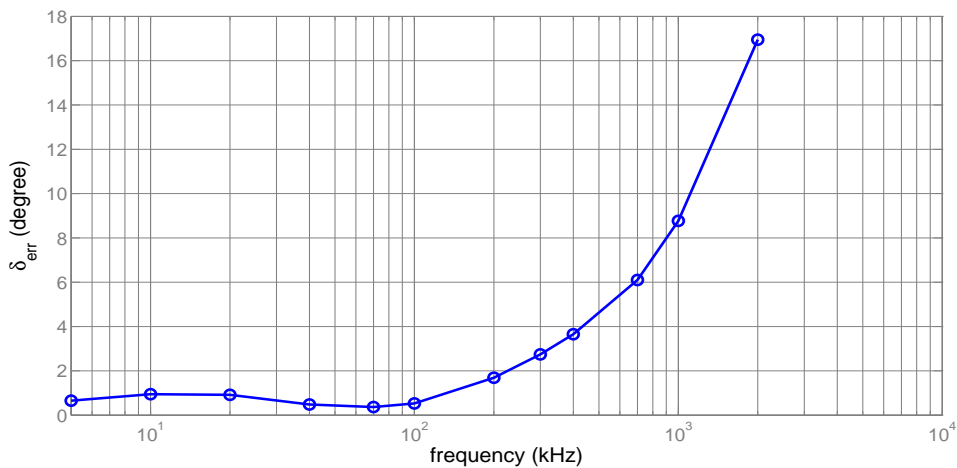


Figure V-8 : Erreur de déphasage due à la chaîne d'acquisition.

3.2. Résultats de mesures

Les mesures peuvent être exploitées de deux manières différentes, soit par le calcul de la perméabilité complexe, soit par le calcul des densités de pertes magnétiques. Comme indiqué dans le paragraphe 2.1 la première représentation est utilisée pour valider le modèle « mésoscopique » établi au Chapitre II. La seconde représentation, sous forme d'abaque permet d'estimer les pertes dans le composant magnétique final et d'effectuer le dimensionnement de celui-ci. Nous allons regarder ces deux présentations par la suite.

3.2.1. La perméabilité complexe

En ce qui concerne le calcul de la perméabilité complexe, celui-ci s'appuie sur l'hypothèse de linéarité, i.e. pour les mesures où l'induction et le champ magnétique sont sinusoïdaux. Les mesures montrent que le comportement du matériau peut être considéré linéaire jusqu'aux inductions de 130mT.

Les spectres de perméabilités complexes déduits des mesures sont présentés sur la Figure V-9, à gauche pour la perméabilité réelle et à droite pour la perméabilité imaginaire.

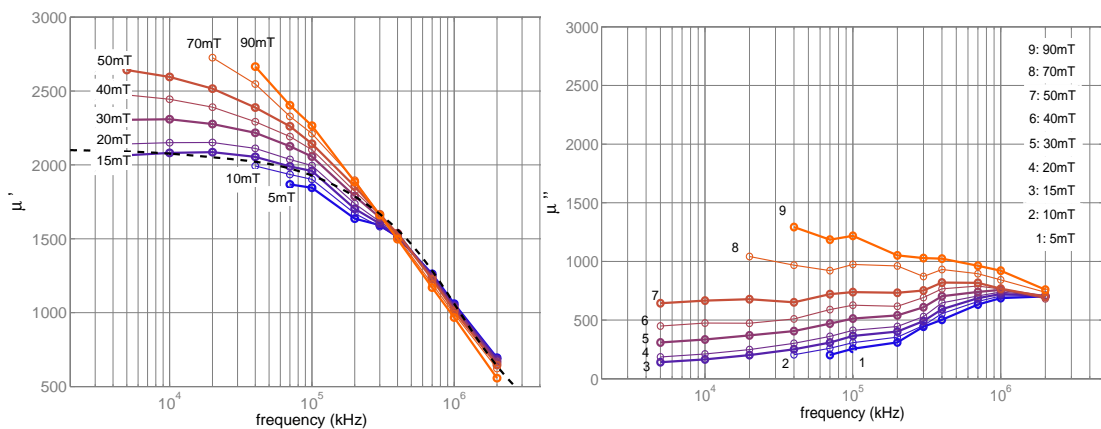


Figure V-9 : Spectres de perméabilité complexe obtenus par les mesures fluxmétriques.

Ces résultats présentent, des irrégularités qui sont notamment visible sur les courbes de perméabilité imaginaire. Nous distinguons alors deux facteurs qui peuvent conduire à de telles irrégularités. Le premier concerne la précision des appareillages de mesure. Celle-ci est décrite précédemment et demeure a priori d'un ordre de grandeur trop faible pour expliquer ces irrégularités dans les spectres de perméabilités.

Le second concerne le traitement numérique a posteriori des mesures. En effet, un point clé concerne le calcul du déphasage entre les deux signaux temporels. Ce déphasage est un facteur clé pour déterminer les contributions respectives des termes réelle et imaginaire de la perméabilité (l'Equation V-8).

Un facteur qui affecte le calcul de ce déphasage est le retard inhérent à la chaîne d'acquisition. Ce retard est compensé par les mesures sur un transformateur « à air » comme décrit au paragraphe 3.1.2. Lors de cette étape de compensation, les couplages entre le composant et l'environnement constituent des sources d'erreur puisque ceux-ci diffèrent entre la mesure effective et la mesure de compensation. Pour évaluer cet effet expérimentalement, une idée pourrait être d'approcher à proximité du composant « à air », une pièce magnétique et de visualiser l'influence de celle-ci sur les mesures. Cet essai peut alors permettre d'affiner les précautions expérimentables et in fine nos mesures.

Un autre facteur concerne la méthode de calcul de ce déphasage. En effet, le calcul d'une perméabilité complexe sous entend une excitation sinusoïdale et un comportement du dispositif linéaire. En effet, les valeurs de déphasage, calculées à l'aide de l'Equation V-9 dépendent fortement des précisions de mesures des valeurs crêtes du champ et de l'induction (l'Equation V-10), et se déduisent de l'expression des pertes en régime sinusoïdal. Ce calcul ne prend donc pas en compte toutes déformations des signaux. Dans notre banc expérimental, une carte d'asservissement permet de corriger la forme d'onde en tension et l'impose sinusoïdale. Cependant, cet asservissement, lui-même, déforme légèrement les signaux en basse fréquences et cela du aux filtres BF implémenté dans le circuit d'asservissement pour augmenter la stabilité du système.

Ce calcul de déphasage peut être effectué différemment, soit par la détection des passages par zéro des formes d'ondes, soit encore par le calcul des pics de corrélation entre les deux signaux. Ces méthodes restent à investiguer pour déterminer leurs propres imprécisions et nous gardons dans un premier temps notre démarche d'identification. En effet comme les spectres de perméabilité complexe, en général, sont utilisés pour les études théoriques sur les matériaux, il est préférable de limiter les sources d'erreurs et garder les mesures cohérentes par rapport aux équations (V-7) et (V-9).

Ce point reste une limite pour les mesures fluxmétriques et les améliorations sont nécessaires pour surmonter ce problème. Ces mesures sont importantes vis-à-vis des modèles développés dans le Chapitre II. Ces mesures peuvent déterminer la limite de ces modèles en termes d'induction de fonctionnement. De l'autre côté, dans cette zone de validité, les variations de différents paramètres, notamment la largeur des domaines magnétiques, peuvent être étudiés.

3.2.2. Les pertes et la perméabilité d'amplitude

Pour le dimensionnement des systèmes d'électronique de puissance, les grandeurs d'usage sont les densités de pertes magnétiques et la perméabilité d'amplitude $\mu_a = B_m / H_m$. La Figure V-10 montre la perméabilité d'amplitude déduite des mesures.

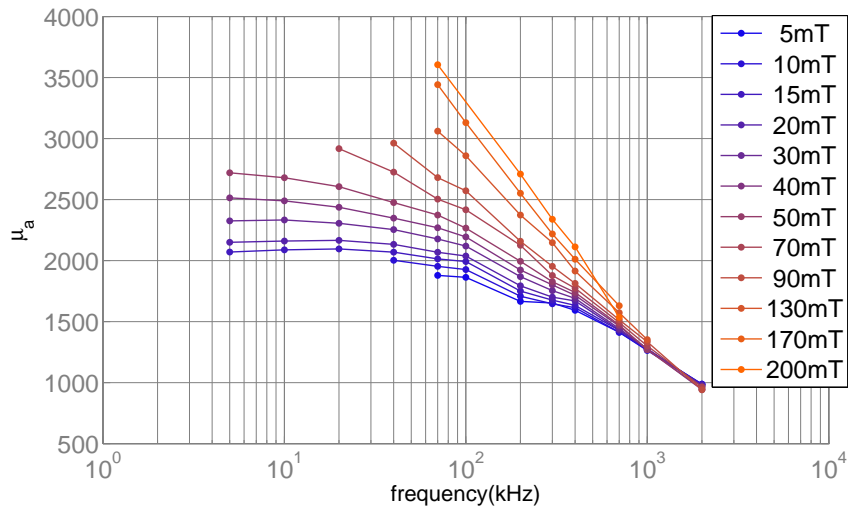


Figure V-10 : Perméabilité d'amplitude de noyau FeNi SP302 mesurée par la méthode fluxmétrique.

La perméabilité d'amplitude de ce noyau reste très faible par rapport à celles des composants en matériaux nanocristallins et amorphes qui sont de l'ordre de quelques 10 000 à quelques 100 000, mesurées pour des noyaux toriques. Par contre cette perméabilité est supérieure à celle de certains noyaux en matériaux Ferrites. Une comparaison avec le noyau Ferrite 3C95 de Ferroxcube, présenté dans le Chapitre V-3.3.3, montre que ce noyau en FeNi présente les mêmes ordres de grandeurs au niveau de la perméabilité d'amplitude. Cette nuance de Ferrite possède une perméabilité élevée par rapport aux autres nuances de la même famille (2000 en faibles excitations et 5000 à 200mT et à 25kHz).

Les pertes admissibles dans le composant seront déterminées de façon empirique. Nous choisissons donc insérer ce composant dans un convertisseur complet pour pouvoir ensuite affiner son dimensionnement. Le point de fonctionnement optimum sera donc déterminé par des études empiriques. Cette étude reste cependant une perspective et seules les premières étapes de dimensionnement d'un convertisseur DC-DC haute fréquence basé sur ce nouveau composant méandre sont abordées dans la section suivante.

Dans le chapitre précédent (Chapitre IV-3.3.3) nous avons, mentionné l'idée qu'en déplaçant l'induction de fonctionnement du composant magnétique vers les inductions plus élevées, nous pouvions tirer bénéfice de perméabilités plus élevées. A titre d'exemple la perméabilité à 50mT est augmentée de 25% par rapport à celle à 15mT. L'augmentation de l'induction de fonctionnement entraîne l'augmentation de la densité de pertes. Il faut donc trouver un compromis entre les pertes et l'induction de fonctionnement.

A ce stade, nous comparons donc simplement les densités de pertes dans ce matériau polycristallin à celles de Ferrite 3C95. Les abaques de pertes magnétiques en fonction de l'induction, en régime sinusoïdal, sont montrés sur la Figure V-11-b. Pour une induction de fonctionnement de 100mT, on peut remarquer que les pertes dans le noyau SP302+ sont presque 5 fois plus élevées à 100kHz, 4 fois plus élevées à 200kHz et 3 fois plus élevées à 400kHz. Ce résultat marque alors l'efficacité de feuilletage fin dans ce noyau SP302. L'utilisation des rubans 20μm pour construire le noyau réduit considérablement les pertes magnétiques à hautes fréquences.

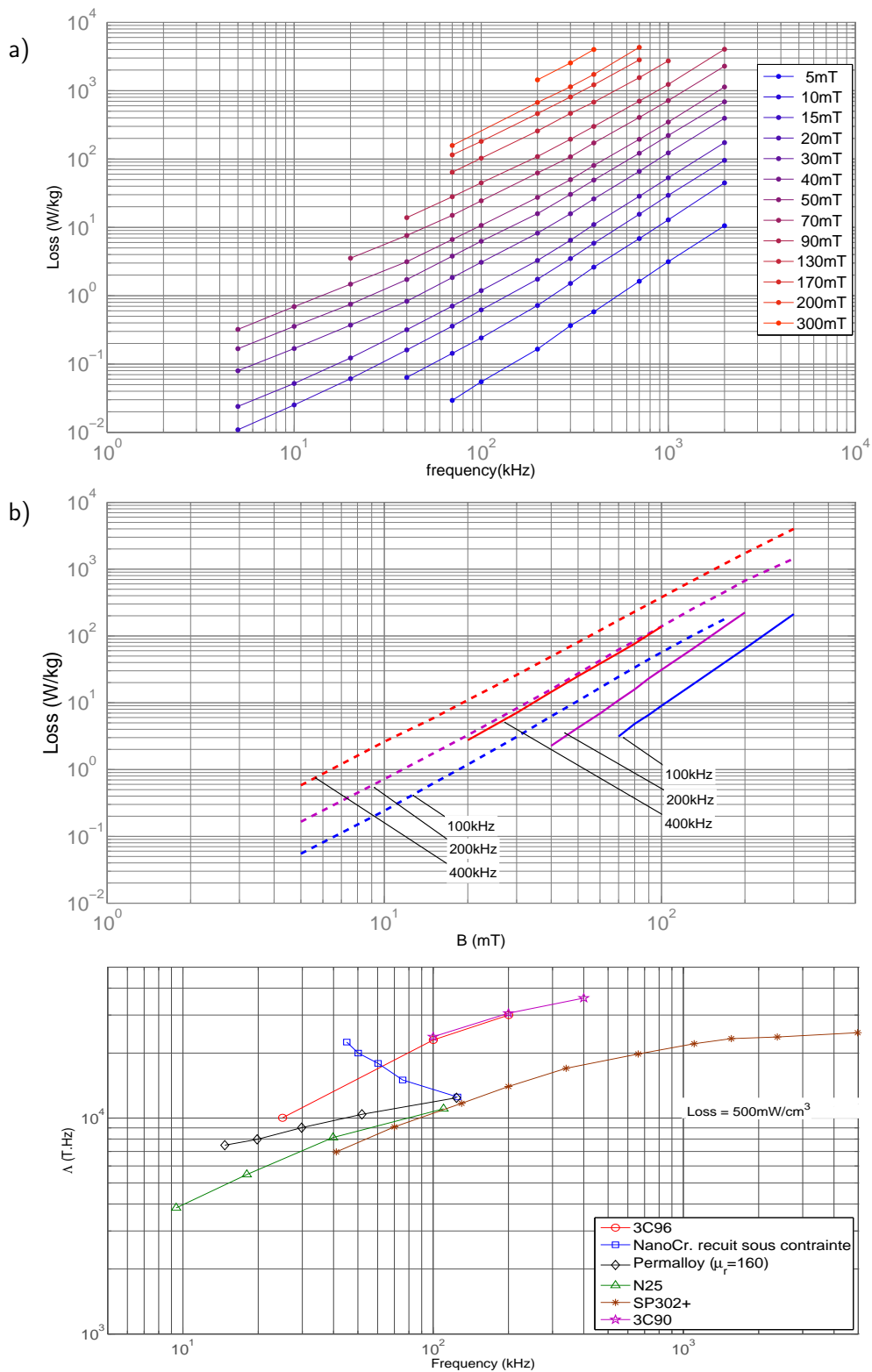


Figure V-11 : (a) densités de pertes (par unité de masse) de l'alliage SP302+ (b) La comparaison entre les pertes magnétiques dans les matériaux SP302 (en pointillé) et les Ferrites 3C95 (ligne solide) pour les inductions sinusoïdales.c) La comparaison de facteur de mérite [7](Chapitre IV) entre différents alliages et SP302+

On peut constater le besoin d'améliorer des propriétés magnétiques intrinsèques de ces alliages, malgré cela ces résultats ouvrent l'horizon pour utilisation des alliages polycristallins dans les applications hautes fréquences.

4. Vers un prototype de convertisseur d'électronique de puissance

Nous avons indiqué, dans le paragraphe précédent, de même que dans le Chapitre V-3.3.3, l'intérêt d'une étude expérimentale pour appréhender l'augmentation des densités de puissance et cerner les limites thermiques pour ce type de composant méandre. Dans cette voie, le prototype de composant méandre doit être mis en œuvre dans un convertisseur de puissance. Pour cela, une topologie de convertisseur, adaptée aux spécificités de notre composant, est proposée. Le convertisseur DC-DC retenu est ensuite dimensionné. Ce convertisseur n'a, par contre, pas pu être finalisé dans le temps imparti.

Le prototype de composant méandre présente une taille très réduite (60mm x 26mm x 1mm) et vise les applications d'électronique de quelques Watts. Le cahier des charges d'un convertisseur DC-DC de 3.3W est donc retenu. Les tensions d'entrée et de sortie sont fixées par rapport aux usages de ce type de convertisseur soit respectivement de 12V et 3.3V.

Notre prototype de transformateur méandre présente une inductance magnétisante relativement réduite de 4 μ H. En conséquence, l'impédance magnétisante risque d'être faible et donc les courants magnétisants importants. Ces courants sont alors une source de pertes importantes pour les semi-conducteurs en amont du transformateur et impliquent donc un rendement plus réduit et un surdimensionnement des composants.

Pour augmenter l'impédance magnétisante, une alternative réside dans l'augmentation de la fréquence de découpage et de l'induction de fonctionnement. Pour décider du meilleur compromis, nous nous appuyons sur les abaques de densités de pertes établis précédemment.

Compte tenu des résultats de mesures de la partie précédente nous considérons une fréquence de fonctionnement relativement élevée, 300kHz, et une induction de 100mT. En effet l'augmentation de la fréquence est plus avantageuse de ce point de vue. A 100kHz en augmentant l'induction de 100mT à 200mT la perméabilité change de 2640 à 3300 soit une hausse de 25% de l'inductance magnétisante. Les pertes spécifiques à 200mT, à cette fréquence, sont 260W/kg contre 56W/kg à 100mT. Par contre l'inductance magnétisante varie proportionnellement avec la fréquence et les densités des pertes à 300kHz et 100mT ne sont que de 245W/kg. Ce raisonnement n'inclut pas le calcul des pertes dans les semiconducteurs en fonction de l'amplitude des courants magnétisants (inversement proportionnel à l'impédance magnétisante). Le point de fonctionnement retenu ne constitue donc pas un optimum de fonctionnement et une étude plus approfondie reste nécessaire.

Pour cette fréquence de fonctionnement les pertes par commutations peuvent être importantes, donc nous nous dirigeons vers une structure résonance. De plus, pour exploiter au mieux notre matériau nous choisissons une structure en électronique de puissance qui permet des excitations symétriques.

Compte tenu de ces critères, nous avons décidé de dimensionner un convertisseur Forward résonant dont le schéma est montré sur la Figure V-12.

Les détails de fonctionnement de ce convertisseur sont présentés dans l'Annexe E. Nous nous limiterons dans ce chapitre aux tracés des formes d'ondes des grandeurs électriques d'entrées et de sorties et des contraintes appliquées sur le matériau.

Le transformateur doit être réalisé en ajoutant des enroulements secondaires sous forme méandre sur l'autre face du PCB. Les nombres de spires primaires et secondaires sont alors choisis identiques et égaux à 16 spires. Le dimensionnement est effectué pour une section de noyau deux fois plus

importante que l'inductance méandre présenté dans le Chapitre IV. Nous avons considéré une inductance magnétisante de $10\mu\text{H}$ qui reflète l'augmentation du nombre de rubans admissible sans pour autant changer les dimensions externes du composant.

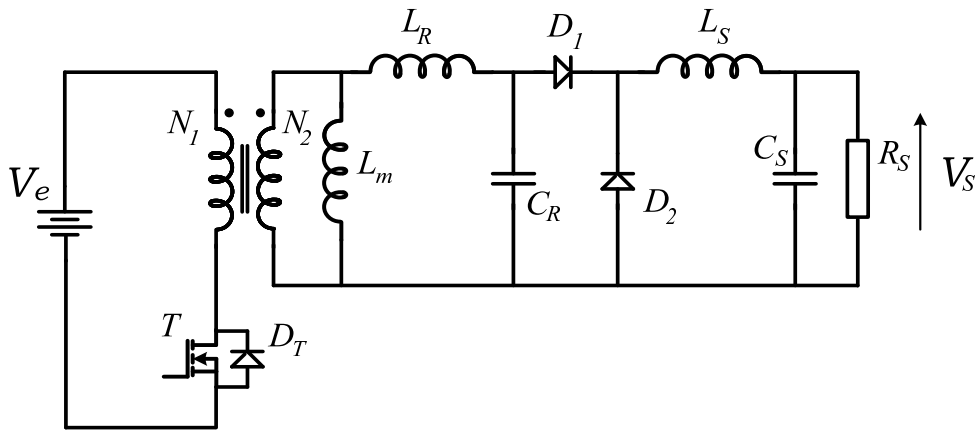


Figure V-12 : Schéma du convertisseur Forward résonant proposé.

L'allure du courant d'entrée est montrée sur la Figure V-13. Le courant maximum qui parcourt l'interrupteur est de moins de 5A. Le courant de sortie a une valeur moyenne de 1A. Le courant magnétisant à une valeur maximale de 510mA et une valeur moyenne très faible (37mA).

La tension d'entrée est considérée 12V et la tension maximum aux bornes de l'interrupteur est 20V. Cela permet d'utiliser un transistor MOSFET de type CMS¹ avec un faible calibre en tension qui a une résistante d'état passant très faible. La fréquence de fonctionnement est considérée 322kHz pour avoir une tension de 3.3V en sortie pour la charge nominale (l'Annexe E).

Les composants considérés pour réaliser ce convertisseur sont tous de type CMS. Le filtre LC de sortie est dimensionné pour assurer une ondulation du courant de sortie de 20%.

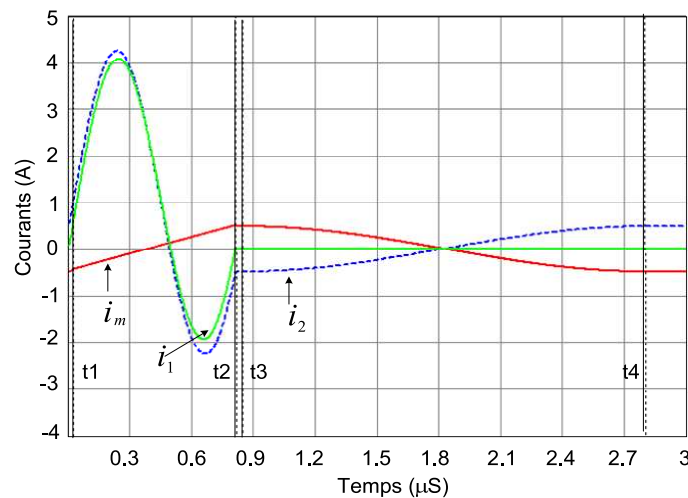


Figure V-13 : Formes d'ondes en fonctionnement du Forward quasi-résonant : courant primaire en bleu, courant secondaire en vert et courant magnétisant en rouge.

L'induction dans le matériau est une image du courant magnétisant. L'excursion de cette induction est donc dans les deux sens, positif et négatif, avec une valeur crête de l'ordre de 120mT.

¹ Composant Monté en Surface

5. Conclusions

Ce chapitre marque alors la fin de la partie technologique de ce mémoire. Il nous permet d'envisager la réalisation d'un convertisseur d'électronique de puissance et d'analyser expérimentalement le comportement du composant magnétique.

Pour réaliser les caractérisations sur une plage d'induction et de fréquence typique de celles rencontrée dans les applications en électronique de puissance, de l'ordre de 100 à 200mT et ce jusqu'à quelques MHz, nous avons développé un banc de caractérisations adapté. Ce banc permet alors d'effectuer des caractérisations fluxmétriques jusqu'à 300mT pour nos échantillons et ce jusqu'à une fréquence de 1MHz. Les précautions expérimentales et les compensations de la chaîne d'acquisition ont alors été détaillées.

Les résultats obtenus, présentés sous formes d'abaques de densités de pertes en fonction de l'induction et la fréquence. Ces abaques montrent notamment l'importance de feuilletage du noyau en 20 μ m d'épaisseur puisque celles-ci restent d'un ordre de grandeur comparable à celles des Ferrites. Par contre, cette étude s'appuie sur l'idée de comparer les noyaux matériaux dans leur contexte applicatif, point qui requière d'avancer jusqu'au convertisseur complet. Ces caractérisations fluxmétriques nous ont été alors indispensables pour choisir le point de fonctionnement du noyau magnétique dans le convertisseur d'électronique de puissance.

A ce stade de l'étude, nous proposons alors deux perspectives. La première, à court terme, qui consiste à réaliser et instrumenter le composant méandre en fonctionnement dans un convertisseur de type Forward quasi-résonant. La seconde, à plus long terme, consiste elle à analyser théoriquement et par simulations le comportement thermique du composant et d'apporter des solutions spécifiques de refroidissement du noyau. En effet, la topologie méandre permet a priori le contact direct entre le noyau et un refroidisseur, si ce n'est au travers d'une couche fine d'isolant qui les sépare.

Une autre perspective relève des résultats de mesures, présentés sous forme de spectre de perméabilité complexe. En effet, ces résultats peuvent contribuer aux travaux de modélisation pour étudier le comportement fréquentiel de matériau en fonction de l'induction. Ces résultats permettent de déterminer les limites des modèles présentés dans le chapitre II et constituent un point de départ pour modéliser les matériaux magnétiques métalliques en excitations plus élevées.

Conclusions et perspectives

Ces travaux contribuent aux recherches menées par la communauté des électroniciens de puissance autour de l'intégration des systèmes comme mentionné dans la feuille de route ISP3D.

L'objectif affiché concerne alors l'augmentation de la densité de puissance transférée pour les convertisseurs. Vis-à-vis du thème de recherche que constitue l'intégration, notre étude se focalise sur les composants magnétiques utilisables dans les convertisseurs de moyenne puissance. C'est en effet autour de ces applications de moyenne puissance que ce concentre dans un même temps, le plus grand nombre de contraintes applicatives, et le plus grand nombre d'études scientifiques et technologiques.

Dans ce contexte, nous avons adopté un cheminement « du matériau vers le composant magnétique et l'application ». On présente un cheminement qui part des matériaux magnétiques, passe par l'étude de leurs propriétés intrinsèques vis-à-vis de l'application, présente une méthode de mise en œuvre et nous amène jusqu'à la réalisation d'un composant magnétique.

Notre étude commence donc par une analyse des caractéristiques magnétiques intrinsèques des matériaux et les procédés de mise en forme spécifiques à chacun. Cet état de l'art nous conduit à choisir les matériaux métalliques polycristallins et plus particulièrement l'alliage FeNiCrCu. En effet, ces matériaux présentent tout à la fois des caractéristiques magnétiques intéressantes, tirées vers le haut par le développement récent de rubans en 20 μ m d'épaisseur, et une aptitude à être mis en forme mécaniquement, à l'inverse des nanocristallins par exemple. Ces matériaux se présentent donc comme des matériaux de compromis à même de répondre aux contraintes applicatives et de permettre l'innovation en terme de topologie de composant.

Dans une première partie, nous avons mené un travail de compréhension et de modélisation du comportement fréquentiel de ces matériaux polycristallins. Le modèle développé établit alors un lien entre ce comportement et les propriétés physiques du matériau. Pour ce faire, il s'appuie sur une description des mécanismes d'aimantation que sont les déplacements de parois de Bloch et la rotation cohérente des moments magnétiques, à l'échelle mésoscopique. Ce modèle est validé expérimentalement pour des alliages de FeNiCrCu à l'aide de mesures sous contrainte mécanique. Ces alliages s'avèrent alors les plus favorables, parmi les matériaux polycristallins, pour les applications d'électronique de puissance.

Outre la validation expérimentale supplémentaire que constituerait l'observation des domaines par effet magnéto-optique, cette étude de modélisation nécessite d'être poursuivie sur d'autres matériaux. En effet, les matériaux FeNiCrCu sont encore relativement méconnus. Pour éprouver notre modélisation, et donc vérifier nos hypothèses, trop d'informations sont manquantes, comme la taille des grains, la texturation du matériau, les valeurs de magnétostriction, etc... Pour cela, deux solutions sont retenues, l'une à court terme concerne le changement de matériaux, par exemple par un alliage FeNi 50% comme proposé dans le chapitre III. L'autre à plus long terme concerne la caractérisation de ces alliages, soit par le développement de bancs de mesures spécifiques, soit par le biais de collaborations universitaires et industrielles.

Une autre suite à donner à cette étude concerne la modélisation du comportement fréquentiel à plus haute induction, de l'ordre de 100 à 200mT. Pour ces excitations, le comportement du matériau reste en effet linéaire (induction et champ restent de forme d'onde quasi sinusoïdale), et peut donc être représenté par des spectres de perméabilité complexe. Dans cette voie, l'identification des paramètres physiques, tels que la susceptibilité de parois ou la taille des domaines en fonction de l'induction constitue un premier pas. Cette identification peut alors être réalisée à l'aide mesures fluxmétriques présentées dans le Chapitre V.

Ce travail de modélisation établit donc un lien entre les électroniciens de puissance et les métallurgistes. Les premiers s'expriment leurs besoins en termes de caractéristiques hautes fréquences des matériaux magnétiques et les seconds ont des savoir-faire pour ajuster les propriétés physiques des matériaux.

La deuxième partie de ce manuscrit est plus technologique. Nous présentons en effet une méthode de mise en œuvre, adaptée aux matériaux métalliques et appliquée aux matériaux polycristallins de type FeNiCrCu. Le procédé retenu se décompose en plusieurs étapes, de découpe, d'isolation des rubans, de traitement thermique. Pour chacune d'entre elles, les dégradations induites sur le matériau sont quantifiées. Un des points importants concerne alors l'étape de traitement thermique qui permet de restaurer les caractéristiques du matériau et qui intervient alors après l'emboutissage mécanique. Cet ordre permet en conséquence de mettre en forme plus librement le matériau et de profiter in fine de bonnes caractéristiques magnétiques.

En perspective de cette étude technologique, nous envisageons maintenant d'étendre cette démarche aux matériaux de type amorphes et nanocristallins. Les verrous concernent alors par exemple l'étape de recuit pour les matériaux nanocristallins.

Le premier composant réalisé sous forme de méandre démontre de l'innovation que peut apporter la mise en forme des matériaux. Le composant présente en effet une épaisseur ultra réduite de l'ordre du millimètre ce qui constitue un atout important pour son intégration, notamment au sein des PCB. A ce stade, une comparaison avec des composants similaires en matériau Ferrite, montrent alors la compétitivité de ces matériaux.

Au niveau de densités de pertes magnétiques, le composant en Ferrite se montre plus efficace que notre composant méandre en alliage FeNiCrCu. Ce point ne nous permet par contre pas de conclure sur le potentiel applicatif. En effet, et comme montré au chapitre I, les densités de puissance transférées peuvent être augmentées même si les pertes intrinsèques au matériau sont plus importantes. Le juge de paix réside alors dans les températures de fonctionnement qui dépendent, elles, du matériau et du refroidissement du noyau magnétique.

Pour poursuivre cette étude et conclure quant au potentiel applicatif de notre solution, nous proposons une approche empirique. En effet, cette étape de prototypage s'avère un prélude incontournable à toute étude théorique sur le refroidissement des composants magnétiques. Ce sujet constitue à lui seul un thème de recherche très vaste et cette approche empirique doit nous permettre d'en justifier l'intérêt applicatif et d'en cerner les contours. Une autre perspective concerne enfin le matériau magnétique. Les alliages de type FeNiCrCu utilisés ne sont pas développés vis-à-vis des applications l'électronique de puissance et une marge de progrès reste présente. Dans cette voie, les études théoriques de compréhension des phénomènes en lien avec le procédé d'élaboration, du laminage au traitement thermique via leur mise en forme, sont indispensables.

Annexes

A	Calculs de la perméabilité complexe.....	138
A.I	Calcul des coefficients c_n ; Modèle de l'épaisseur infinie.....	138
A.II	Calcul de flux magnétique dans un matériau non homogène.....	139
A.III	Calcul de flux magnétique dans un matériau homogène.....	140
A.IV	La résolution numérique des coefficients p_n	140
A.V	La limite en basse fréquence de la somme A.....	144
A.VI	Calcul des coefficients p_n : modèle d'une épaisseur finie.....	145
A.VII	Calcul des coefficients c_n : modèle de l'épaisseur δ	145
A.VIII	Série de Fourier de Cosh(x).....	146
A.IX	Série de Fourier de Sinh(x).....	148
B	L'effet de l'anisotropie et la direction de magnétisation.....	149
B.I	Calcul de la nouvelle position d'équilibre.....	149
B.II	La perméabilité statique.....	150
B.III	La diffusion d'un champ magnétique alternatif dans une plaque ferromagnétique.....	150
C	Les dessins côtes.....	152
C.I	La pièce supérieure de la matrice.....	152
C.II	La pièce inférieure de la matrice.....	153
C.III	Les enroulements en PCB.....	154
C.IV	Eprouvette pour magnéto-optique.....	154
D	Le circuit d'asservissement.....	155
D.I	Etage d'entrées.....	156
D.II	Etage d'asservissement.....	156
D.III	Etage de sortie.....	156
E	L'analyse du convertisseur Forward résonant.....	157

A Calculs de la perméabilité complexe

A.1 Calcul des coefficients c_n ; Modèle de l'épaisseur infinie

Le champ magnétique sur la surface du matériaux doit être égal au champ magnétique appliqué, H_0 . En appliquant cette condition sur la solution proposée pour le champ magnétique (Equation II-10) on obtient :

$$\sum_{n=0}^{\infty} c_n \cos(p_n x) = 1 \quad (\text{A-1})$$

En multipliant par $\cos(p_m x)$, les deux côtés de cette équation en l'intégrant de $-d/2 = d/2$ on obtient :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \int_{-d/2}^{d/2} c_n \cos(p_n x) \cos(p_m x) dx = \int_{-d/2}^{d/2} \cos(p_m x) dx \quad (\text{A-2})$$

On introduit l'identité :

$$Q_{nm} = \int_{-d/2}^{d/2} \cos(p_n x) \cos(p_m x) dx \quad (\text{A-3})$$

En développant cette identité on obtient :

$$Q_{nm} = 2 \frac{p_m \sin(p_m \frac{d}{2}) \cos(p_n \frac{d}{2}) - p_n \cos(p_m \frac{d}{2}) \sin(p_n \frac{d}{2})}{(p_m - p_n)(p_m + p_n)} \quad (\text{A-4})$$

De l'équation II-11 on peut écrire :

$$\sin(p_m \frac{d}{2}) = \frac{r^2 \cos(p_m \frac{d}{2})}{p_m \frac{d}{2}} \quad (\text{A-5})$$

De ces deux dernières équations on peut obtenir :

$$Q_{nm} = 0 \text{ pour } n \neq m \quad (\text{A-6})$$

De l'Equation (A-3), pour $n=m$ on doit calculer Q_{nm} :

$$Q_{nn} = \int_{-d/2}^{d/2} \cos^2(p_n x) dx = \frac{d}{2} + \frac{\sin(p_n d)}{2p_n} = \frac{d}{2} + \frac{\sin(p_n \frac{d}{2}) \cos(p_n \frac{d}{2})}{p_n}$$

Et encore en utilisant l'Equation (A-5) on peut déduire :

$$Q_{nn} = \frac{d}{2} \cdot \left(1 + \frac{1}{r^2} \sin^2(p_n \frac{d}{2}) \right) \quad (\text{A-7})$$

Le coefficient c_n peut être ensuite calculé à partir de l'équation (A-2)

$$c_n = \frac{2 \sin(p_n \frac{d}{2})}{p_n \frac{d}{2} \left(1 + \frac{\sin^2(p_n \frac{d}{2})}{r^2} \right)} \quad (\text{A-8})$$

A.II Calcul de flux magnétique dans un matériau non homogène

Pour calculer le flux, par unité de longueur, relié à un domaine, il faut intégrer le terme $\mu_0 H$ sur toute la surface du domaine perpendiculaire au champ :

$$\Phi_1 = \frac{\mu_0 H_0}{d} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-d/2}^{d/2} \int_0^{\infty} c_n \cos(p_n x) e^{-q_n y} dx dy \quad (\text{A-9})$$

Après intégration, le flux correspondant aux domaines s'écrit sous la forme :

$$\Phi_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_0 H_0 c_n \sin(p_n \frac{d}{2})}{(p_n \frac{d}{2}) q_n} \quad (\text{A-10})$$

Le flux, par unité de longueur, lié aux déplacements des parois est égale à :

$$\Phi_2 = \mu_0 \chi_w \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_0}{d} \int_0^{\infty} c_n \cos(p_n \frac{d}{2}) e^{-q_n y} dy \quad (\text{A-11})$$

Après l'intégration le flux correspondant aux parois s'écrit sous la forme :

$$\Phi_2 = \mu_0 \frac{\chi_w}{d} H_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{c_n \cos(p_n \frac{d}{2})}{q_n} \quad (\text{A-12})$$

Et le flux total est égal à : $\Phi_t = \Phi_1 + \Phi_2$. On peut écrire :

$$\Phi_t = \mu_0 H_0 \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{c_n \sin(p_n \frac{d}{2})}{(p_n \frac{d}{2}) q_n} + \frac{\chi_w}{d} \frac{c_n \cos(p_n \frac{d}{2})}{q_n} \right) \quad (\text{A-13})$$

En utilisant l'équation (II-11), on peut récrire l'expression du flux total sous la forme :

$$\Phi_t = \mu_0 H_0 \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{c_n}{(p_n \frac{d}{2}) q_n} + \frac{\chi_w}{d} \frac{c_n}{q_n r^2} (p_n \frac{d}{2}) \right) \sin(p_n \frac{d}{2}) \quad (\text{A-14})$$

En utilisant les relations (II-13) et (II-14) on peut finalement écrire :

$$\phi_t = \frac{\mu_0 \chi_w H_0}{r^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^4}{\left((p_n \frac{d}{2})^2 + r^4 + r^2 \right) \cdot p_n \frac{d}{2}} \sqrt{1 + \frac{r^2}{\frac{\chi_w}{d} \cdot (p_n \frac{d}{2})^2}} \quad (\text{A-15})$$

En introduisant :

$$A = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^3}{\left((p_n \frac{d}{2})^2 + r^4 + r^2 \right) \cdot p_n \frac{d}{2}} \sqrt{1 + \frac{r^2}{\frac{\chi_w}{d} \cdot (p_n \frac{d}{2})^2}} \quad (\text{A-16})$$

On peut écrire :

$$\phi_t = \frac{\mu_0 \chi_w H_0}{r} A \quad (\text{A-17})$$

A.III Calcul de flux magnétique dans un matériau homogène

L'équation de diffusion (L'Equation II-4) pour un matériaux homogène avec une perméabilité relative scalaire et réelle μ_r , et une résistivité ρ , s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial^2 H_z(y)}{\partial y^2} = \frac{j\omega\mu_0\mu_r}{\rho} H_z(y) \quad (\text{A-18})$$

Une solution générale pour cette équation consiste à :

$$H_z(y) = H_1 e^{\frac{\sqrt{j\omega\mu_0\mu_r}}{\rho} y} + H_2 e^{-\frac{\sqrt{j\omega\mu_0\mu_r}}{\rho} y} \quad (\text{A-19})$$

A $y=0$, le champ est égal au champ appliqué H_0 , et à l'infini il est égal à zéro. On obtient donc :

$$H_z(y) = H_0 e^{-\frac{\sqrt{j\omega\mu_0\mu_r}}{\rho} y} \quad (\text{A-20})$$

Le flux magnétique créé par ce champ dans le matériau, est égal à :

$$\phi = \mu_0 \mu_r \int_0^{\infty} H_0 e^{-\frac{\sqrt{j\omega\mu_0\mu_r}}{\rho} y} dy \quad (\text{A-21})$$

On obtient :

$$\phi = H_0 \sqrt{\frac{\rho\mu_0\mu_r}{j\omega}} \quad (\text{A-22})$$

A.IV La résolution numérique des coefficients p_n

A.IV.i Mis en équation du problème

Nous calculons numériquement les racines de l'Equation (II-11), qui est la condition à respecter par le champ magnétique (sur les parois). Les coefficients p_n sont les nombres complexes. Nous introduisons l'identité suivante :

$$\left(p_n \frac{d}{2}\right) \cdot \tan\left(p_n \frac{d}{2}\right) = r^2 \quad (\text{A-23})$$

$$p_n \frac{d}{2} \equiv \theta_n + j\gamma_n$$

Donc le système d'équation à résoudre est :

$$f(\theta_n, \gamma_n) = \begin{cases} g(\theta_n, \gamma_n) = \gamma_n \cdot e^{2\gamma_n} - \gamma_n e^{-2\gamma_n} - 4\theta_n \sin(\theta_n) \cos(\theta_n) = 0 \\ h(\theta_n, \gamma_n) = \frac{4\gamma_n \cdot \sin(\theta_n) \cos(\theta_n) \cdot e^{2\gamma_n} + \theta_n \cdot e^{4\gamma_n} - \theta_n - a}{1 - 2e^{2\gamma_n} + 4e^{2\gamma_n} \cos^2(\theta_n) + e^{4\gamma_n}} = 0 \end{cases} \quad (\text{A-24})$$

A.IV.ii Détermination du pas d'itération

Nous partons d'un point initial (γ_0, θ_0) et pour chaque itération, nous devons calculer la variation des paramètres θ_n et γ_n pour arriver à l'itération suivante. Nous écrivons cette idée sous la forme matricielle. On peut écrire :

$$\Delta f = \begin{bmatrix} \Delta g \\ \Delta h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial g}{\partial \gamma} & \frac{\partial g}{\partial \theta} \\ \frac{\partial h}{\partial \gamma} & \frac{\partial h}{\partial \theta} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta \gamma \\ \Delta \theta \end{bmatrix} \quad (\text{A-25})$$

Et nous obtenons les pas d'itération pour θ_n et γ_n :

$$\begin{bmatrix} \Delta \gamma \\ \Delta \theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial g}{\partial \gamma} & \frac{\partial g}{\partial \theta} \\ \frac{\partial h}{\partial \gamma} & \frac{\partial h}{\partial \theta} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \Delta g \\ \Delta h \end{bmatrix} \quad (\text{A-26})$$

Pour résoudre le problème, il faut calculer n paires de (θ_n, γ_n) . On peut alors écrire :

$$\begin{bmatrix} \Delta g(\gamma_0, \theta_0) \\ \Delta h(\gamma_0, \theta_0) \\ \Delta g(\gamma_1, \theta_1) \\ \Delta h(\gamma_1, \theta_1) \\ \vdots \\ \Delta g(\gamma_n, \theta_n) \\ \Delta h(\gamma_n, \theta_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial g(\gamma_0, \theta_0)}{\partial \gamma} & \frac{\partial g(\gamma_0, \theta_0)}{\partial \theta} & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \frac{\partial h(\gamma_0, \theta_0)}{\partial \gamma} & \frac{\partial h(\gamma_0, \theta_0)}{\partial \theta} & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial g(\gamma_1, \theta_1)}{\partial \gamma} & \frac{\partial g(\gamma_1, \theta_1)}{\partial \theta} & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial h(\gamma_1, \theta_1)}{\partial \gamma} & \frac{\partial h(\gamma_1, \theta_1)}{\partial \theta} & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & \frac{\partial g(\gamma_n, \theta_n)}{\partial \gamma} & \frac{\partial g(\gamma_n, \theta_n)}{\partial \theta} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & \frac{\partial h(\gamma_n, \theta_n)}{\partial \gamma} & \frac{\partial h(\gamma_n, \theta_n)}{\partial \theta} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta \gamma_0 \\ \Delta \theta_0 \\ \Delta \gamma_1 \\ \Delta \theta_1 \\ \vdots \\ \Delta \gamma_n \\ \Delta \theta_n \end{bmatrix} \quad (\text{A-27})$$

Et donc les pas d'itérations sont donc définis par :

$$\begin{bmatrix} \Delta\gamma_0 \\ \Delta\theta_0 \\ \Delta\gamma_1 \\ \Delta\theta_1 \\ \vdots \\ \Delta\gamma_n \\ \Delta\theta_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{J} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \Delta g(\gamma_0, \theta_0) \\ \Delta h(\gamma_0, \theta_0) \\ \Delta g(\gamma_1, \theta_1) \\ \Delta h(\gamma_1, \theta_1) \\ \vdots \\ \Delta g(\gamma_n, \theta_n) \\ \Delta h(\gamma_n, \theta_n) \end{bmatrix} \quad (\text{A-28})$$

A.IV.iii Construction de la matrice Δf

Dans cette partie nous expliquons la méthode de construction de la matrice Δf pour implémenter sous logiciel MatLab. La matrice Δf est définie par :

$$\Delta f = \begin{bmatrix} \Delta g(\gamma_0, \theta_0) \\ \Delta h(\gamma_0, \theta_0) \\ \Delta g(\gamma_1, \theta_1) \\ \Delta h(\gamma_1, \theta_1) \\ \vdots \\ \Delta g(\gamma_n, \theta_n) \\ \Delta h(\gamma_n, \theta_n) \end{bmatrix} \quad \Delta g = \begin{bmatrix} \Delta g(\gamma_0, \theta_0) \\ \Delta g(\gamma_1, \theta_1) \\ \vdots \\ \Delta g(\gamma_n, \theta_n) \end{bmatrix} \quad \Delta h = \begin{bmatrix} \Delta h(\gamma_0, \theta_0) \\ \Delta h(\gamma_1, \theta_1) \\ \vdots \\ \Delta h(\gamma_n, \theta_n) \end{bmatrix} \quad (\text{A-29})$$

Pour construire la matrice Δf à partir des matrices Δg et Δh , nous utilisons l'identité :

$$\begin{bmatrix} 0 \\ \Delta h(\gamma_0, \theta_0) \\ 0 \\ \Delta h(\gamma_1, \theta_1) \\ \vdots \\ 0 \\ \Delta h(\gamma_n, \theta_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & & & & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\Delta h] \\ [\Delta h] \end{bmatrix} \quad (\text{A-30})$$

Concrètement sous Matlab on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} 0 \\ \Delta h(\gamma_0, \theta_0) \\ 0 \\ \Delta h(\gamma_1, \theta_1) \\ \vdots \\ 0 \\ \Delta h(\gamma_n, \theta_n) \end{bmatrix} = \text{kron} \left(I_{m \times m}, \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \right) \cdot \begin{bmatrix} [\Delta h] \\ [\Delta h] \end{bmatrix} \quad (\text{A-31})$$

Le même traitement sur la matrice Δg parvient à :

$$\begin{bmatrix} 0 \\ \Delta g(\gamma_0, \theta_0) \\ 0 \\ \Delta g(\gamma_1, \theta_1) \\ \vdots \\ 0 \\ \Delta g(\gamma_n, \theta_n) \end{bmatrix} = \text{kron} \left(I_{m \times m}, \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \right) \cdot \begin{bmatrix} [\Delta g] \\ [\Delta g] \end{bmatrix} \quad (\text{A-32})$$

Nous obtenons la matrice $\Delta f : \Delta f = \Delta g + \Delta h$

Nous obtenons la matrice de pas d'itération pour les paramètres θ_n et γ_n de la même façon en écrivant $\Delta \varphi = \Delta \gamma + \Delta \theta$.

A.IV.iv Construction de la matrice Jacobienne

Pour construire la matrice Jacobienne nous devons calculer les quatre fonctions : $\partial g(\gamma, \theta) / \partial \gamma$, $\partial g(\gamma, \theta) / \partial \theta$, $\partial h(\gamma, \theta) / \partial \gamma$, $\partial h(\gamma, \theta) / \partial \theta$. Nous avons les expressions analytiques de $g(\gamma, \theta)$ et $h(\gamma, \theta)$ (L'équation A-24) et nous pouvons calculer analytiquement les quatre termes nécessaires. Ensuite nous calculons la matrices Jaccobienne pour n paires de (θ_n, γ_n) :

$$\left[\frac{\partial g}{\partial \gamma} \right] = \begin{bmatrix} \partial g(\gamma_0, \theta_0) / \partial \gamma & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \partial g(\gamma_1, \theta_1) / \partial \gamma & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \partial g(\gamma_n, \theta_n) / \partial \gamma \end{bmatrix} \quad (\text{A-33})$$

Nous construisons ainsi les éléments de la matrice Jacobienne en quatre parties et en rajoutant ces quatre parties on obtient la matrice Jacobienne globale:

$$J_1 = \text{kron} \left(\begin{bmatrix} \frac{\partial g}{\partial \gamma} \\ \frac{\partial g}{\partial \gamma} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \right) = \begin{bmatrix} \begin{bmatrix} \partial g(\gamma_0, \theta_0) / \partial \gamma & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} & \dots & \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} \partial g(\gamma_1, \theta_1) / \partial \gamma & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} & \dots & \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} & \dots & \begin{bmatrix} \partial g(\gamma_n, \theta_n) / \partial \gamma & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \end{bmatrix}$$

Et de la même manière nous calculons les autres éléments de la matrice :

$$\begin{aligned} J_2 &= \text{kron} \left(\begin{bmatrix} \frac{\partial g}{\partial \theta} \\ \frac{\partial g}{\partial \theta} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \right) \\ J_3 &= \text{kron} \left(\begin{bmatrix} \frac{\partial g}{\partial \theta} \\ \frac{\partial g}{\partial \theta} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \right) \\ J_4 &= \text{kron} \left(\begin{bmatrix} \frac{\partial g}{\partial \theta} \\ \frac{\partial g}{\partial \theta} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \right) \end{aligned} \quad (\text{A-34})$$

Finalement la matrice Jacobienne est :

$$J = J_1 + J_2 + J_3 + J_4 \quad (\text{A-35})$$

A.IV.v Obtention des vecteurs γ et θ

Une fois que les itérations convergent vers un point (vecteur) nous avons la solution de problème sous forme de la matrice suivante :

$$\begin{bmatrix} p_n \\ \frac{d}{2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma_0 \\ \theta_0 \\ \gamma_1 \\ \theta_1 \\ \vdots \\ \gamma_n \\ \theta_n \end{bmatrix} \quad (\text{A-36})$$

Les matrices γ et θ s'obtiennent de cette matrice à l'aide des identités :

$$\begin{aligned} [\gamma] &= \begin{bmatrix} \gamma_0 \\ \gamma_1 \\ \vdots \\ \gamma_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} p_n \\ \frac{d}{2} \end{bmatrix} = \text{kron}(I_{m \times m}, [1 \ 0]) \\ [\theta] &= \begin{bmatrix} \theta_0 \\ \theta_1 \\ \vdots \\ \theta_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & \cdots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} p_n \\ \frac{d}{2} \end{bmatrix} = \text{kron}(I_{m \times m}, [0 \ 1]) \end{aligned} \quad (\text{A-37})$$

A.V La limite en basse fréquence de la somme A

Pour calculer cette limite, on peut récrire la somme A, (l'équation II-17) sous la forme :

$$A = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^3}{\left(\frac{p_n d}{2}\right)^3} \frac{\sqrt{1 + \frac{r^2}{\left(\frac{p_n d}{2}\right)^2} \chi_0}}{1 + \frac{r^2}{\left(\frac{p_n d}{2}\right)^2} + \frac{r^4}{\left(\frac{p_n d}{2}\right)^2}} \quad (\text{A-38})$$

En statique, tous les termes θ_n et γ_n pour $n \neq 0$ sont nuls. Donc la somme A peut s'écrire sous la forme :

$$A \Big|_{\substack{r \rightarrow 0 \\ \frac{p_0 d}{2} \rightarrow 0}} = \lim \frac{r^3}{\left(\frac{p_0 d}{2}\right)^3} \frac{\sqrt{1 + \frac{r^2}{\left(\frac{p_0 d}{2}\right)^2} \chi_0}}{1 + \frac{r^2}{\left(\frac{p_0 d}{2}\right)^2} + \frac{r^4}{\left(\frac{p_0 d}{2}\right)^2}} \rightarrow \sqrt{1 + \frac{1}{\chi_0}} \quad (\text{A-39})$$

Et l'Equation (II-19) nous donne :

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_0) \quad (\text{A-40})$$

A.VI Calcul des coefficients p_n : modèle d'une épaisseur finie

Pour obtenir les coefficients p_n on remplace le champ magnétique (l'Equation II-25) dans l'équation de diffusion. On peut écrire :

$$\begin{aligned} & -\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[c_n p_n^2 - c_n \left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} \right)^2 \right] \frac{\cosh(p_n x)}{\cosh(p_n \frac{d}{2})} \cos\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} y\right) \right\} + r^2 \\ & \frac{\cosh(r'y)}{\cosh(r'\frac{\delta}{2})} \end{aligned} \quad (\text{A-41})$$

$$= r^2 \frac{\cosh(r'y)}{\cosh(r'\frac{\delta}{2})} - r^2 \sum_{n=0}^{\infty} c_n \frac{\cosh(p_n x)}{\cosh(p_n \frac{d}{2})} \cos\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} y\right)$$

On peut donc déduire :

$$\left[c_n p_n^2 - c_n \left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} \right)^2 \right] = c_n r^2 \quad (\text{A-42})$$

Ou :

$$p_n = \sqrt{r^2 + \left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} \right)^2} \quad (\text{A-43})$$

A.VII Calcul des coefficients c_n : modèle de l'épaisseur δ

Pour calculer les coefficients c_n on remplace le champ H (l'Equation II-25) dans la condition aux limites sur les parois (l'Equation II-9). On obtient :

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} c_n p_n \frac{\sinh(p_n \frac{d}{2})}{\cosh(p_n \frac{d}{2})} \cos\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} y\right) + \\ & \frac{j\omega\mu_0 \chi_w}{\rho} \frac{1}{4} \left\{ \frac{\cosh(r'y)}{\cosh(r'\frac{\delta}{2})} - \sum_{n=0}^{\infty} c_n \cos\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} y\right) \right\} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A-44})$$

En utilisant la définition du r' , on peut écrire :

$$-\frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} c_n p_n \frac{\sinh(p_n \frac{d}{2})}{\cosh(p_n \frac{d}{2})} \cos\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} y\right) +$$

$$\frac{r^2 \chi_w}{\mu_i 4} \left\{ \frac{\cosh(r'y)}{\cosh(r' \frac{\delta}{2})} - \sum_{n=0}^{\infty} c_n \cos\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} y\right) \right\} = 0 \quad (\text{A-45})$$

Dans l'intervalle $-\delta/2 \leq y \leq \delta/2$ en développant le terme $\cosh(r'y)$ en série de Fourier (Annexe A.VIII) on peut écrire :

$$-\frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} c_n p_n \tanh(p_n \frac{d}{2}) \cos\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} y\right) +$$

$$\frac{r^2 \chi_w}{\mu_i 4} \left\{ \frac{4}{\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \frac{(2n+1)\pi}{\delta}}{\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta}\right)^2 + r^2} \cdot \cos\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} y\right) - \sum_{n=0}^{\infty} c_n \cos\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} y\right) \right\} = 0 \quad (\text{A-46})$$

On peut donc écrire :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left(\frac{r^2 \chi_w}{\mu_i 4} \left(\frac{4}{\delta} \frac{(-1)^n \frac{(2n+1)\pi}{\delta}}{\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta}\right)^2 + r^2} - c_n \right) - \frac{c_n p_n}{2} \tanh(p_n \frac{d}{2}) \right) \cdot \cos\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} y\right) \right\}$$

$$= 0 \quad (\text{A-47})$$

On en déduit :

$$\left(\frac{r^2 \chi_w}{\mu_i 4} \left(\frac{4}{\delta} \frac{(-1)^n \frac{(2n+1)\pi}{\delta}}{\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta}\right)^2 + r^2} - c_n \right) - \frac{c_n p_n}{2} \tanh(p_n \frac{d}{2}) \right) = 0 \quad (\text{A-48})$$

Et finalement les coefficients c_n s'écrivent sous la forme :

$$c_n = \frac{4}{\delta} \frac{(-1)^n \left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} \right)}{\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta} \right)^2 + r^2} \left(1 + \frac{4}{d^2} \frac{(p_n \frac{d}{2}) \cdot \mu_i}{r^2 \chi_w / d} \tanh(p_n \frac{d}{2}) \right)^{-1} \quad (\text{A-49})$$

A.VIII Série de Fourier de Cosh(x)

La fonction $\cosh(x)$ est définie sous forme suivante :

$$\cosh(ry) = \frac{e^{ry} + e^{-ry}}{2} \quad (\text{A-50})$$

D'une manière générale on peut toujours écrire :

$$\cosh(ry) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(npy) + b_n \sin(npy) \quad (\text{A-51})$$

Cosh étant une fonction paire, on peut écrire :

$$\cosh(ry) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(npy) \quad (\text{A-52})$$

Pour obtenir les coefficients a_n , on intègre sur une période qui est définie par la géométrie du problème :

$$\int_{(T)} \cosh(ry) \cos(n'py) d(py) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \int_{(T)} \cos(n'py) \cos(npy) d(py) \quad (\text{A-53})$$

On en déduit :

$$a_n = \frac{1}{T} \int_{(T)} \cosh(ry) \cos(npy) d(py) \quad (\text{A-54})$$

Pour $n=0$ on obtient :

$$a_0 = \frac{2}{r\delta} \sinh\left(r\delta/2\right) \quad (\text{A-55})$$

Pour $n \neq 0$, on obtient :

$$a_n = \frac{1}{\pi} \frac{p^2}{r^2 + n^2 p^2} \left[\frac{r}{p} \sinh(ry) \cos(npy) + n \cosh(ry) \sin(npy) \right]_{py=-\pi}^{py=\pi} \quad (\text{A-56})$$

$$a_n = \frac{2}{\pi} \frac{rp}{r^2 + n^2 p^2} (-1)^n \sinh\left(r\pi/p\right)$$

Nous savons que $-\delta/2 < y < \delta/2$ donc nous avons :

$$-\frac{\pi}{2} < \frac{\pi}{\delta} y < \frac{\pi}{2} \quad (\text{A-57})$$

$$p \equiv \frac{2\pi}{\delta}$$

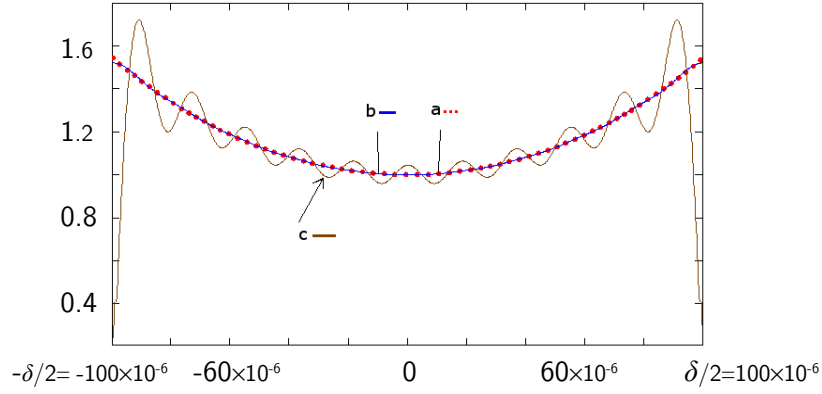
Nous pouvons écrire :

$$a_n = \frac{4}{\delta} \frac{r}{r^2 + n^2 p^2} (-1)^n \sinh\left(r\delta/2\right) \quad (\text{A-58})$$

Donc :

$$\cosh(ry) = a_0 + \frac{4}{\delta} \sinh\left(r\delta/2\right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r}{r^2 + n^2 p^2} (-1)^n \cos(2n\pi y/\delta) \quad (\text{A-59})$$

L'approximation utilisée pour $\cosh(ry)$ dans le calcul des coefficients c_n est :



$$\cosh(ry) = \cosh\left(r\frac{\delta}{2}\right) \cdot \frac{4}{\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \frac{(2n+1)\pi}{\delta}}{\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta}\right)^2 + r^2} \cdot \cos\left(\frac{(2n+1)\pi}{\delta}y\right) \quad (\text{A-60})$$

La comparaison entre cette approximation, l'équation (A-59) et $\cosh(ry)$ pour $n=10$, est montrée sur la Figure A-14:

Figure A-14 : La comparaison entre a) $\cosh(ry)$ b) l'équation (A-59) et c) l'équation (A-60) pour $n=10$

A.IX Série de Fourier de $\text{Sinh}(x)$

On peut regarder aussi ce développement pour la fonction $\sin(x)$:

$$\sinh(ry) = \frac{e^{ry} - e^{-ry}}{2} \quad (\text{A-61})$$

La série de Fourier de cette fonction s'écrit sous la forme :

$$\sinh(ry) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(npy) + b_n \sin(npy) \quad (\text{A-62})$$

$\text{Sinh}(x)$ étant une fonction impaire, nous pouvons écrire :

$$\sinh(ry) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \sin(npy) \quad (\text{A-63})$$

On peut calculer le coefficient b_n en écrivant :

$$\int_{(T)} \sinh(ry) \sin(n'py) d(py) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \int_{(T)} \sin(n'py) \sin(npy) d(py) \quad (\text{A-64})$$

On en déduit :

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{(T)} \sinh(ry) \sin(npy) d(py) \quad (\text{A-65})$$

Et dont on peut écrire :

$$\sinh(ry) = \frac{8\pi}{\delta^2} \sinh(r\delta/2) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n n}{n^2 p^2 + r^2} \sin(2n\pi y/\delta) \quad (\text{A-66})$$

B L'effet de l'anisotropie et la direction de magnétisation

B.1 Calcul de la nouvelle position d'équilibre

L'énergie totale s'écrit sous la forme : $E_t = E_{k_u} + E_{me}$. L'énergie d'anisotropie est calculée à partir de l'Equation (II-30) et l'énergie magnétoélastique de l'Equation (II-37). On peut écrire :

$$E_t = k_u \sin^2 \Delta\zeta - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \zeta + \frac{1}{2} \sigma \lambda_s \quad (\text{B-1})$$

Avec $\zeta = \zeta_0 + \Delta\zeta$

On dérive cette expression par rapport à $\Delta\zeta$ pour trouver sa valeur minimale :

$$\frac{\partial E_t}{\partial (\Delta\zeta)} = k_u \sin(2\Delta\zeta) + \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin(2(\zeta_0 + \Delta\zeta)) = 0 \quad (\text{B-2})$$

On peut en déduire :

$$\tan(2\Delta\zeta) = \tan\left(-\frac{\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin(2\zeta_0)}{k_u + \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos(2\zeta_0)}\right) \quad (\text{B-3})$$

De cette équation on peut également déduire les deux identités suivantes :

$$\Delta\zeta = \frac{1}{2} \tan^{-1}\left(-\frac{\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin(2\zeta_0)}{k_u + \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos(2\zeta_0)}\right) \text{ ou } \Delta\zeta = \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \tan^{-1}\left(-\frac{\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin(2\zeta_0)}{k_u + \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos(2\zeta_0)}\right) \quad (\text{B-4})$$

Les logiciels de CAD (Type MathCAD ou MatLab), considèrent $-\pi/2 \leq \text{Arctan}(\alpha) < \pi/2$. Théoriquement l'angle $\Delta\zeta$ est délimité entre 0 et $\pi/2$ donc $0 \leq 2\Delta\zeta < \pi$. Pour les valeurs de $\Delta\zeta$ supérieures à $\pi/4$, ces logiciels trouvent une valeur négative pour $\Delta\zeta$, en utilisant la première expression de l'Equation (B-4) et on doit utiliser la deuxième expression. Pour éviter ce problème de discontinuité on écrit l'expression de $\tan(2\Delta\zeta)$ en fonction de $\tan(\Delta\zeta)$ en utilisant l'identité :

$$\tan(2\alpha) = \frac{2 \tan(\alpha)}{1 - \tan^2(\alpha)} \quad (\text{B-5})$$

On obtient donc :

$$\tan \Delta\zeta_{eq} = \frac{1 \pm \sqrt{1 + \tan^2 2\Delta\zeta_{eq}}}{\tan 2\Delta\zeta_{eq}}$$

En utilisant le bon signe dans cette équation, on peut écrire l'Equation (B-4) sous la forme :

$$\Delta\zeta_{eq} = \tan^{-1}\left(-\frac{\sqrt{k_u^2 + \left(\frac{3}{2} \lambda_s \sigma\right)^2 + 3k_u \lambda_s \sigma \cos(2\zeta_0)} - \left(k_u + \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos(2\zeta_0)\right)}{\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin(2\zeta_0)}\right) \quad (\text{B-6})$$

Cette expression est utilisée pour les calculs de l'angle $\Delta\zeta$ avec le logiciel MatLab.

B.II La perméabilité statique

La perméabilité mesurée est définie dans la direction du champ appliqué : $\mu_{RD//} = B_{RD//}/H$. A partir des équations (II-51) et (II-57) on peut écrire :

$$\begin{pmatrix} \delta M_{RD//} \\ \delta M_{RD\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ \sin \zeta & -\cos \zeta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \chi_{DWf \rightarrow 0} & -M_s \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \\ 0 & M_s \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ \sin \zeta & -\cos \zeta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \delta H_{RD//} \\ \delta H_{RD\perp} \end{pmatrix} \quad (\text{B-7})$$

On peut donc obtenir les éléments de matrice de susceptibilité dans la direction de laminage (l'équation II-58) :

$$\begin{aligned} \chi_{RD11} &= \cos^2 \zeta \cdot \chi_{DWf \rightarrow 0} - M_s \left(\sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \cos \zeta + \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \sin \zeta \right) \sin \zeta \\ \chi_{RD12} &= \sin \zeta \cos \zeta \cdot \chi_{DWf \rightarrow 0} + M_s \left(\sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \cos \zeta + \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \sin \zeta \right) \cos \zeta \\ \chi_{RD21} &= \sin \zeta \cos \zeta \cdot \chi_{DWf \rightarrow 0} + M_s \left(\sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \sin \zeta - \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \cos \zeta \right) \sin \zeta \\ \chi_{RD22} &= \sin^2 \zeta \cdot \chi_{DWf \rightarrow 0} - M_s \left(\sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \sin \zeta - \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \cos \zeta \right) \cos \zeta \end{aligned} \quad (\text{B-8})$$

Les éléments de matrice de perméabilité dans la direction de laminage (l'équation II-60) sont alors :

$$\begin{aligned} \mu_{11} &= 1 + \cos^2 \zeta \cdot \chi_{DWf \rightarrow 0} - M_s \left(\sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \cos \zeta + \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \sin \zeta \right) \sin \zeta \\ \mu_{12} &= \sin \zeta \cos \zeta \cdot \chi_{DWf \rightarrow 0} + M_s \left(\sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \cos \zeta + \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \sin \zeta \right) \cos \zeta \\ \mu_{21} &= \sin \zeta \cos \zeta \cdot \chi_{DWf \rightarrow 0} + M_s \left(\sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \sin \zeta - \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \cos \zeta \right) \sin \zeta \\ \mu_{22} &= 1 + \sin^2 \zeta \cdot \chi_{DWf \rightarrow 0} - M_s \left(\sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \sin \zeta - \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{\perp}} \cos \zeta \right) \cos \zeta \end{aligned} \quad (\text{B-9})$$

B.III La diffusion d'un champ magnétique alternatif dans une plaque ferromagnétique

La géométrie considérée est montrée sur la Figure B-1. Le matériau est considéré homogène avec une perméabilité scalaire et réelle μ_{\perp} . Le champ magnétique est appliqué dans la direction perpendiculaire. L'équation de diffusion s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial y^2} = j \frac{\omega \mu_0 \mu_{\perp}}{\rho} H \quad (\text{B-10})$$

La solution de cette équation s'écrit sous la forme :

$$H = H_1 e^{\sqrt{\frac{j\omega\mu_0\mu_{\perp}}{\rho}} y} + H_2 e^{-\sqrt{\frac{j\omega\mu_0\mu_{\perp}}{\rho}} y} \quad (\text{B-11})$$

En supposant le champ identique sur les deux faces de la plaque et égal à $H_{0\perp}$ nous pouvons écrire :

$$H(-\delta/2) = H(\delta/2) = H_{0\perp}$$

$$H_1 = H_2 = \frac{H_0}{2 \cosh\left(\sqrt{\frac{j\omega\mu}{\rho}} \delta/2\right)} \quad (\text{B-12})$$

Le champ magnétique dans la plaque s'écrit alors sous la forme :

$$H = H_{0\perp} \frac{\cosh\left(\sqrt{\frac{j\omega\mu}{\rho}} y\right)}{\cosh\left(\sqrt{\frac{j\omega\mu}{\rho}} \delta/2\right)} \quad (\text{B-13})$$

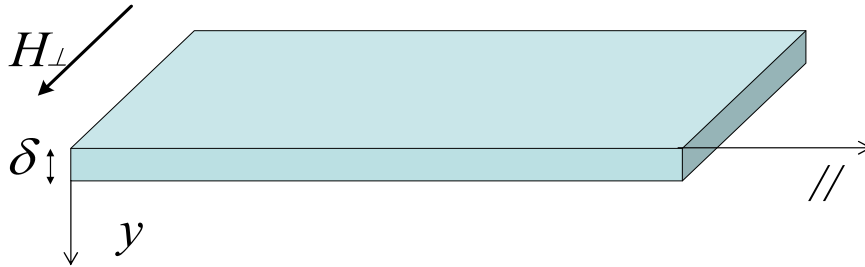


Figure B-1 : La Géométrie considérée pour calculer la dépendance fréquentielle de la perméabilité perpendiculaire.

Le flux magnétique, par unité de longueur, lié à ce champ dans le matériau s'écrit alors comme:

$$\Phi_{\perp} = \frac{1}{\delta} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} \mu_0 \mu_{\perp} H_{0\perp} \frac{\cosh\left(\sqrt{\frac{j\omega\mu_0 \mu_{\perp}}{\rho}} y\right)}{\cosh\left(\sqrt{\frac{j\omega\mu_0 \mu_{\perp}}{\rho}} \delta/2\right)} dy \quad (\text{B-14})$$

On peut écrire :

$$\Phi_{\perp} = \mu_0 \mu_{\perp} H_{0\perp} \frac{\tanh\left(\sqrt{\frac{j\omega\mu_0 \mu_{\perp}}{\rho}} \frac{\delta}{2}\right)}{\sqrt{\frac{j\omega\mu_0 \mu_{\perp}}{\rho}} \frac{\delta}{2}} \quad (\text{B-15})$$

En statique, le flux magnétique par unité de longueur lié à ce champ magnétique est égale à :

$$\Phi_{\perp\text{DC}} = \mu_0 \mu_{\perp} H_{0\perp} \quad (\text{B-16})$$

En comparant ces deux expressions pour le flux magnétique, la perméabilité équivalent en fonction de la fréquence s'écrit sous la forme :

$$\mu_{\perp}(\omega) = \mu_{\perp} \frac{\tanh\left(\sqrt{\frac{j\omega\mu_0 \mu_{\perp}}{\rho}} \frac{\delta}{2}\right)}{\sqrt{\frac{j\omega\mu_0 \mu_{\perp}}{\rho}} \frac{\delta}{2}} \quad (\text{B-17})$$

C Les dessins côtes

C.1 La pièce supérieure de la matrice

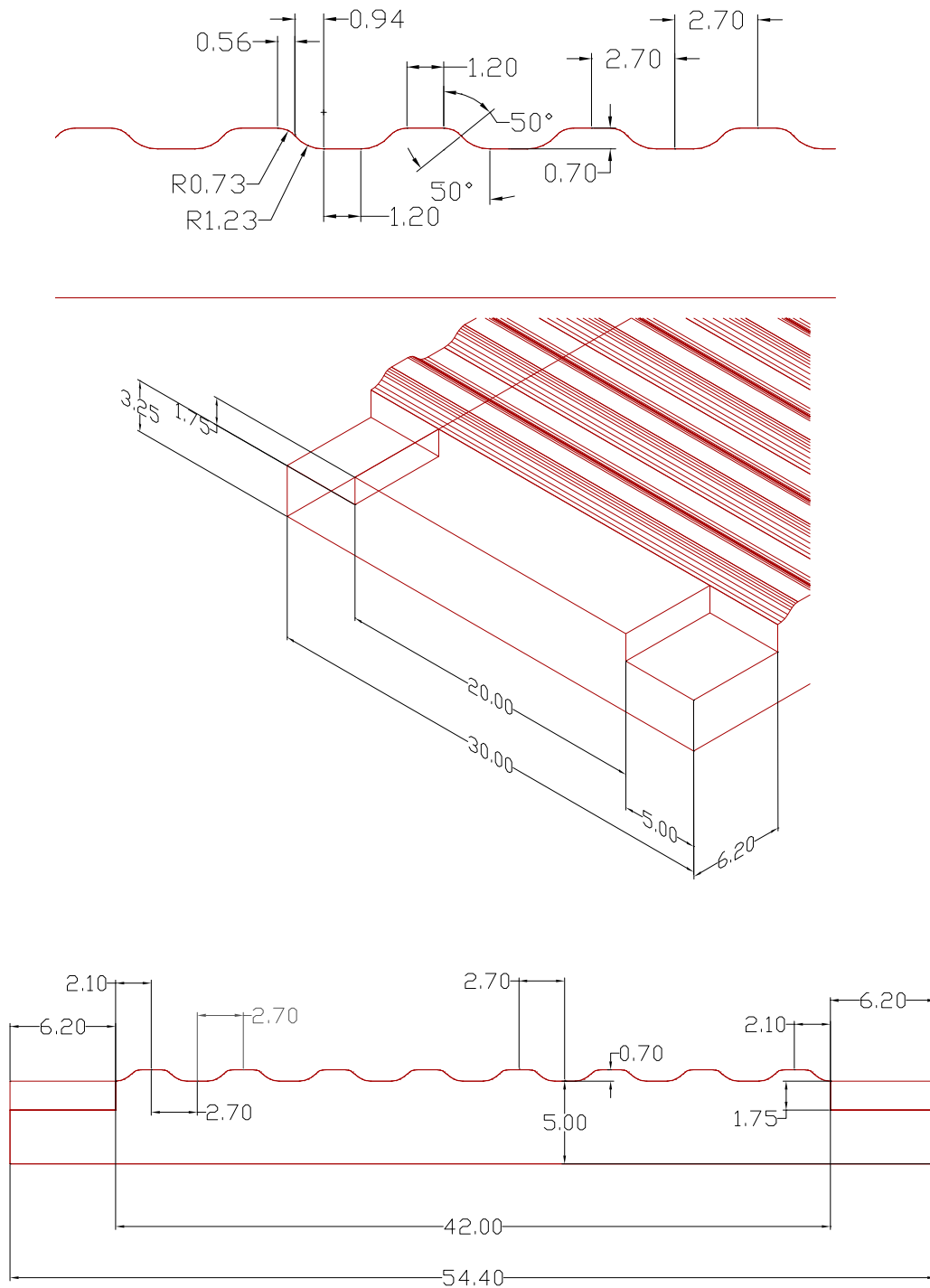


Figure C-1 : Dimensions de la pièce supérieure de la matrice usinée pour la mise en forme des rubans Fe-Ni. Les dimensions sont en mm et les angles en degrés.

C.II La pièce inférieure de la matrice

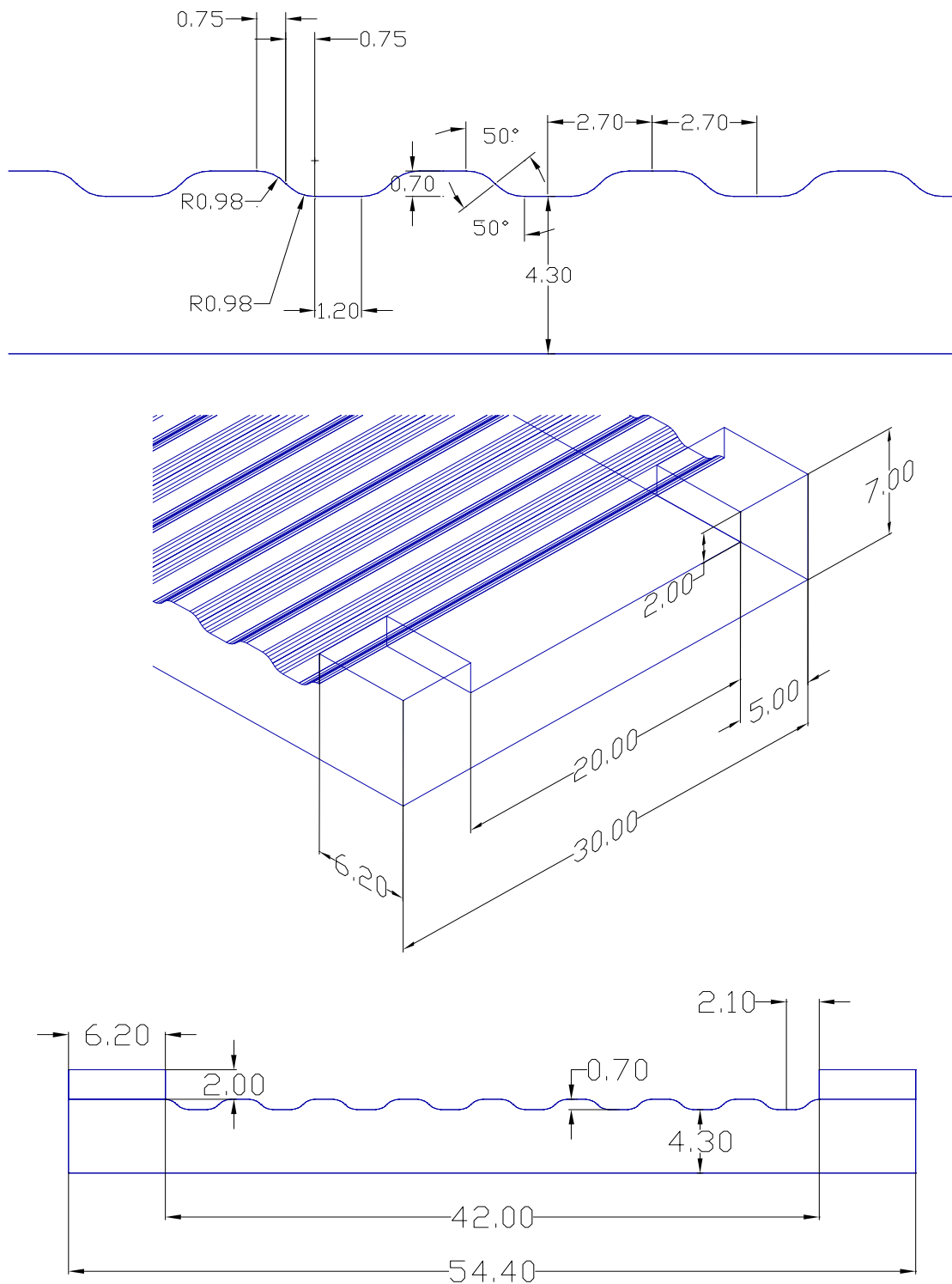


Figure C-2 : Dimensionnes de la pièce inférieure de la matrice usinée pour la mise en forme des rubans Fe-Ni. Les dimensions sont en mm et les angles en degrés.

C.III Les enroulements en PCB

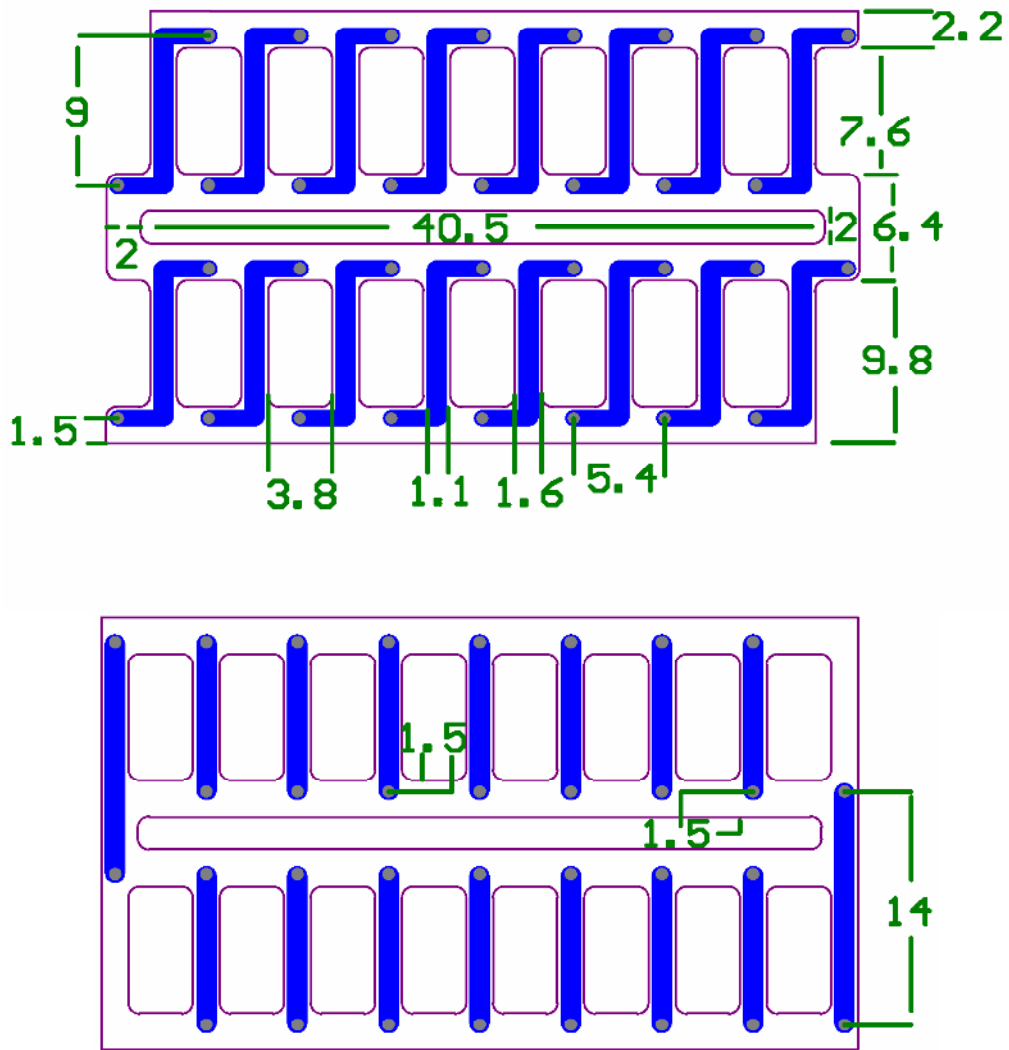


Figure C-3 : Dimensions du PCBs utilisés pour réaliser les enroulements du composant méandre. Les dimensions sont en mm.

C.IV Eprouvette des mesures magnéto-optique

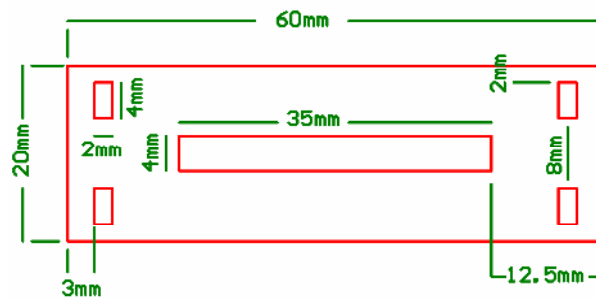


Figure C-4 : Dimensions de l'éprouvette utilisée pour les mesures magnéto optiques.

D Le circuit d'asservissement

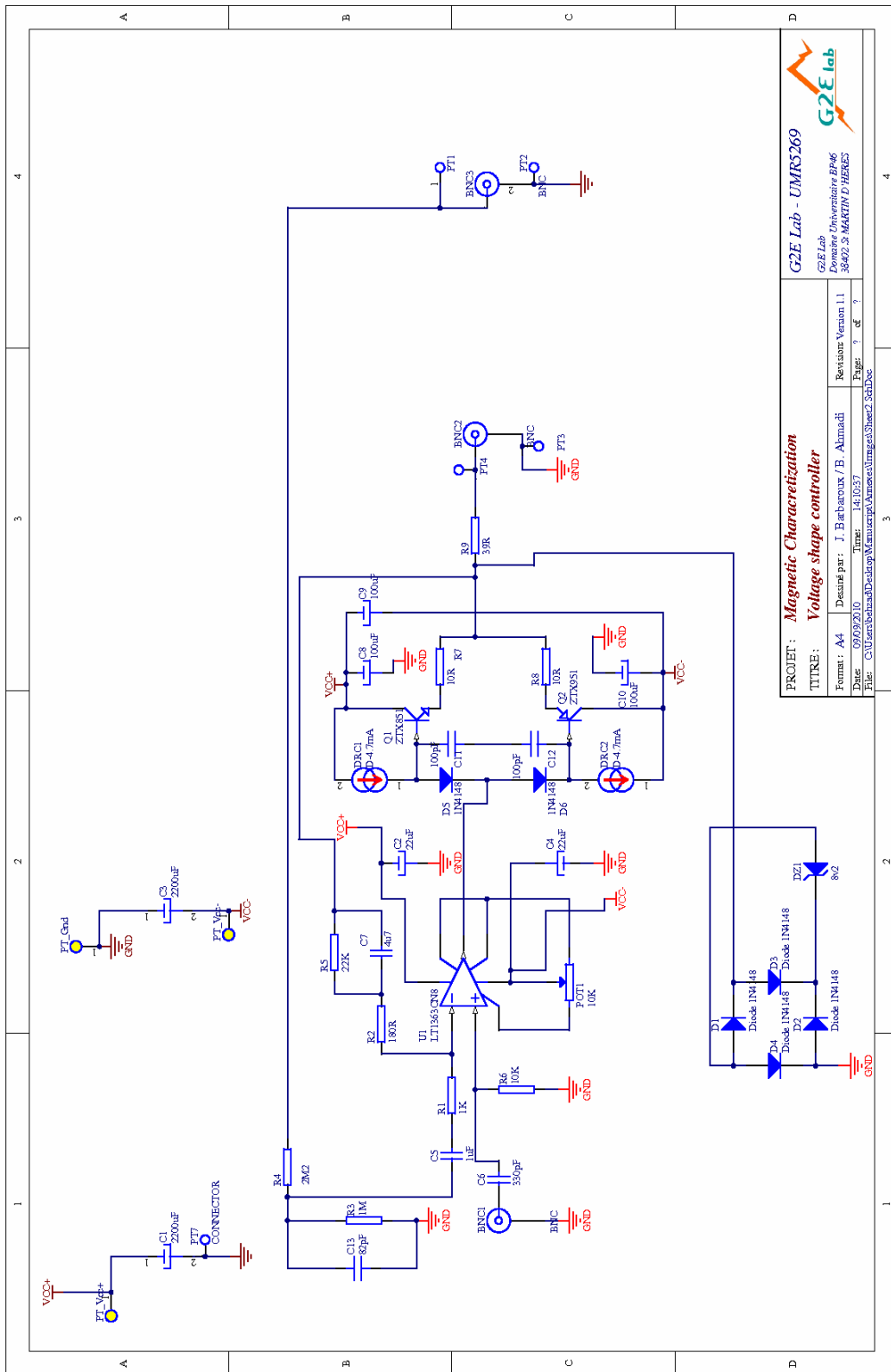


Figure D-1 : Schéma du circuit d'asservissement utilisé pour corriger les formes d'ondes dans les mesures fluxmétriques.

D.I Etage d'entrées

- L'entrée du signal

Le signal fourni par le générateur des signaux arrive à la borne (BNC1). Ce signal est filtré par un filtre passe haut RC qui est constitué des éléments $C_6=330\text{pF}$ et $R_6=10\text{k}\Omega$.

- L'entrée de la tension secondaire

La tension à corriger entre dans le circuit par la porte (BNC3). Un filtre RC passe bas, coupe les perturbations de très haute fréquence. Ce filtre est constitué des éléments $R_4=2.2\text{M}\Omega$, $R_3=1\text{M}\Omega$ et $C_{13}=82\text{pF}$. L'impédance d'entrée de cette étage est donc en basse fréquence égale à $R_4+R_3=3.2\text{M}\Omega$ et en haute fréquence $R_4=2.2\text{M}\Omega$.

D.II Etage d'asservissement

- Circuit d'asservissement

Le circuit d'asservissement est un correcteur de type « PI ». Le cœur de ce circuit est l'amplificateur opérationnel U1. C'est un amplificateur LT1363 avec une bande passante de 70MHz et une réponse à un signal impulsionnel de $1000\text{V}/\mu\text{S}$.

Le gain P est réglé par les résistances $R_1=1\text{k}\Omega$, $R_2=180\Omega$ et $R_6=10\text{k}\Omega$. La partie Intégrale est réglé par le condensateur $C_7=4.7\mu\text{F}$. La résistance $R_5=22\text{k}\Omega$ annule l'offset dû à l'intégration.

- Préamplificateur

Un amplificateur Push-Pull constitue l'étage de sortie de ce circuit, qui est un étage de pré-amplification de puissance. En effet l'amplificateur LT1363 ne parvient pas à délivrer suffisamment de courant pour alimenter une charge de 50Ω (qui est l'impédance de l'étage d'entrée de l'amplificateur de puissance connecté à la borne BNC2).

Deux transistors complémentaires Q1 = ZTX851(NpN) et Q2 = ZTX951(PnP) constitue l'étage push-pull. Les deux sources de courant DRC1 et DRC2 (4.7mA) compensent les diodes B-E de ces deux transistors.

D.III Etage de sortie

Etage de sortie représente donc une impédance de 50Ω en DC. Cet étage, par le biais de la borne BNC2 alimente l'amplificateur de puissance (qui se place entre les bornes BNC2 et BNC3). La limite de tension d'entrée de l'amplificateur de puissance est 10V donc la tension de sortie est écrêtée à 8.2V.

E L'analyse du convertisseur Forward quasi-résonant

Le schéma de ce convertisseur Forward quasi-résonant est montré sur la Figure V-12. En considérant le rapport de transformation égale à r et ramener les éléments du côté primaire au côté secondaire le schéma équivalent se transforme à la forme présentée sur la Figure E-2 :

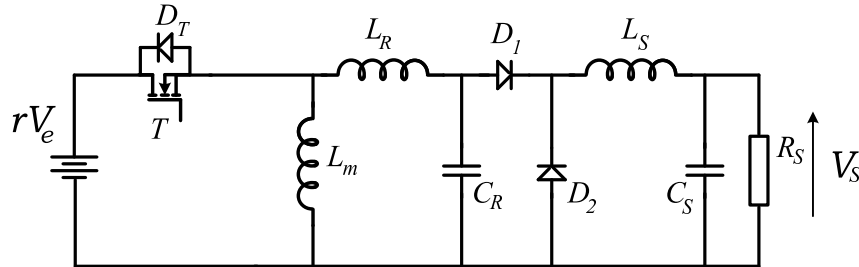


Figure E-2 : Schéma du convertisseur Forward quasi-résonant. Les éléments sont ramenés au secondaire.

On commence l'analyse de ce convertisseur par la phase où la diode D_2 est dans l'état passant. A l'instant $t = 0$, on commande la fermeture de l'interrupteur T . Les courants i_m et i_L parcourent les inductances L_m et L_R et le condensateur C_R reste court-circuité par la diode D_2 (Figure E-3). On peut donc écrire :

$$I_S = i_L + i_D \quad (\text{E-18})$$

La variation du courant i_L est déterminée par l'inductance L_R et la tension rV_e :

$$i_L(t) = \frac{rV_e}{L_R}t - I_{M_0} \quad (\text{E-19})$$

Cette phase se termine quand le courant dans la diode D_2 s'annule et le courant i_L devient égal au courant I_S . On peut donc déterminer le temps, t_1 correspondant à la fin de cette phase :

$$t_1 = \frac{(I_S + I_{M_0}) L_R}{rV_e} \quad (\text{E-20})$$

Le courant magnétisant à la fin de cette phase atteint la valeur :

$$i_m(t_1) = \frac{rV_e}{L_m}t_1 + I_{M_0} \quad (\text{E-21})$$

Avec I_{M_0} le courant magnétisant au début de cette phase.

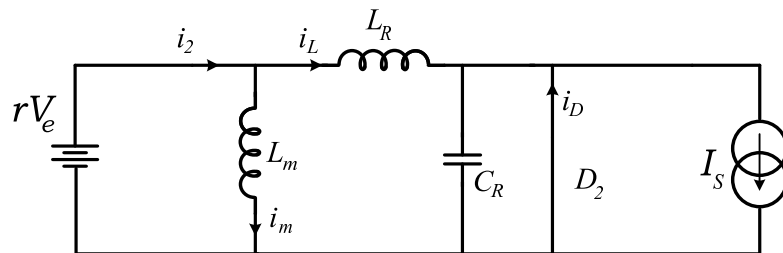


Figure E-3 : Schéma équivalent de la première phase de fonctionnement du convertisseur Forward quasi-résonant.

Dans la deuxième phase, l'interrupteur T reste fermé. Par contre la diode D_2 s'ouvre et le condensateur C_R commence à se charger par le courant i_C (Figure E-4). En écrivant la loi des mailles on peut obtenir :

$$rV_e = L_R \frac{di_L}{dt} + V_C \quad (\text{E-22})$$

La tension rV_e est invariante dans le temps. En dérivant l'Equation (E-22) on peut écrire :

$$\frac{d^2 i_L}{dt^2} + \omega_r^2 i_L = \omega_r^2 I_S \quad (\text{E-23})$$

Avec $\omega_r^2 = 1/(L_R C_R)$. L'origine du temps dans cette phase est à $t=t_1$. La solution générale est sous la forme :

$$i_L(t) = A \cos(\omega_r t) + B \sin(\omega_r t) + C \quad (\text{E-24})$$

Les deux conditions initiales sont $i_L(0) = I_S$ et $V_L(0) = rV_e$. De la première on peut obtenir $C = I_S$ et $A = 0$. En écrivant $V_L = L_R \cdot (di_L(t)/dt)$, de la deuxième condition initiale on peut déduire : $B = rV_e / (L\omega_r) = rV_e C_R \omega_r$. L'Equation (E-24) s'écrit alors sous la forme :

$$i_L(t) = rV_e C_R \omega_r \sin(\omega_r t) + I_S \quad (\text{E-25})$$

En utilisant la loi des nœuds ($i_C = i_L - I_S$) on peut calculer le courant i_C et ensuite la tension V_C :

$$V_C(t) = \frac{1}{C_R} \int_0^t i_C \cdot dt = rV_e (1 - \cos(\omega_r t)) \quad (\text{E-26})$$

Cette phase de résonance se termine lorsque le courant $i_L + i_m$ s'annule et que la diode D_T se bloque au bout d'un temps t_2 . En écrivant $i_L + i_m = 0$ on peut obtenir :

$$\sin(\omega_r t) + \frac{t_1 + t}{C_R L_m \omega_r} + \frac{I_{M_0} + I_S}{rV_e C_R \omega_r} = 0 \quad (\text{E-27})$$

Cette équation n'a pas de solution analytique. De l'autre côté le courant I_{M_0} va être déterminé à la fin de la dernière phase de fonctionnement. Nous allons donc le traiter ultérieurement.

L'ordre de la fermeture de l'interrupteur T doit donc intervenir pendant la conduction de la diode D_T . La condition limite de ce mode de fonctionnement est alors :

$$rV_e C_R \omega_r \sin(\omega_r t) > I_S + i_m \quad (\text{E-28})$$

Le courant magnétisant à la fin de cette phase atteint la valeur :

$$i_m(t_2) = \frac{rV_e}{L_m} (t_1 + t_2) + I_{M_0} \quad (\text{E-29})$$

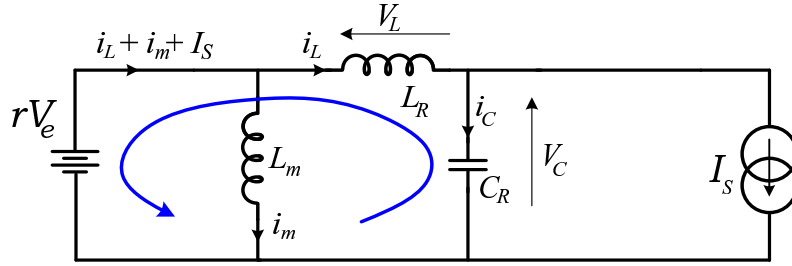


Figure E-4 : Schéma équivalent de la deuxième phase de fonctionnement du convertisseur Forward quasi-résonant.

La troisième phase commence par le blocage de l'interrupteur T et permet la décharge du condensateur C_R (Figure E-5). A la fin de la phase de résonance, la tension V_C est positive ; le condensateur C_R se décharge alors simultanément par les courants i_m et I_S .

La tension V_C est relativement faible, donc le courant i_m de même que le courant i_L n'évoluent quasiment pas et seront considérés constants. Le condensateur C_R se décharge alors sous un courant constant égal à $I_S + i_m$. La tension V_C à l'origine du temps ($t=t_1 + t_2$) est égale à :

$$V_C(0) = rV_e (1 - \cos(\omega_r t_2)) \quad (\text{E-30})$$

Le condensateur se décharge avec une pente de $(I_S + i_m)/C_R$ au bout du temps t_3 :

$$t_3 = \frac{V_C(0) C_R}{I_S + i_m} \quad (\text{E-31})$$

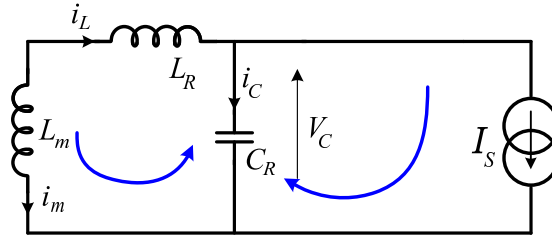


Figure E-5 : Schéma équivalent de la troisième phase de fonctionnement du convertisseur Forward quasi-résonant.

Quand la tension aux bornes de C_R s'annule, la diode D_1 se bloque et la quatrième phase commence par la mise en conduction de la diode roue libre D_2 (Figure E-6). Dans cette phase, l'inductance magnétisante, l'inductance L_R et le condensateur C_R constituent un nouveau circuit de résonance. L'équation qui régit le système est alors :

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \omega_r'^2 i = 0 \quad (\text{E-32})$$

Avec $\omega_r'^2 = 1/[C_R (L_R + L_m)]$ la pulsation de résonance et $i_4 = i_L = i_C = -i_m$. La solution générale de cette équation est sous la forme :

$$i_4(t) = A' \cos(\omega_r' t) + B' \sin(\omega_r' t) + C' \quad (\text{E-33})$$

Les deux conditions initiales sont :

$$V_C(0) = V_m(0) - V_L(0) = 0 \quad (\text{E-34})$$

$$i_4(0) = -\frac{rV_e}{L_m}(t_1+t_2) - I_{M0}$$

On obtient alors :

$$i_4(t) = \left(-\frac{rV_e}{L_m}(t_1+t_2) - I_{M0}\right) \cos(\omega_r' t) \quad (\text{E-35})$$

La tension aux bornes du condensateur C_R s'obtient alors :

$$V_C(t) = \frac{1}{C_R} \int_0^t i_4 \cdot dt = \frac{1}{C_R \omega_r'} \left(-\frac{rV_e}{L_m}(t_1+t_2) - I_{M0}\right) \sin(\omega_r' t) \quad (\text{E-36})$$

Cette phase se termine quand la tension aux bornes de C_R s'annule. A la fin de cette phase la diode D_1 passe à l'état passant et la diode de roue libre D_2 conduit le courant I_S . La durée de cette phase est alors égale à :

$$t_4 = \frac{\pi}{\omega_r'} = \pi \sqrt{C_R (L_R + L_m)} \quad (\text{E-37})$$

Le courant dans l'inductance magnétisante au temps t_4 est égale à :

$$i_m(t_4) = -i_4(t_4) = \left(-\frac{rV_e}{L_m}(t_1+t_2) - I_{M0}\right) \quad (\text{E-38})$$

Cette phase sera enchaînée par la première phase, donc le courant dans l'inductance magnétisante doit être identique à la fin de cette phase et le début de la première phase. La courant I_{M0} s'obtient alors en écrivant la condition $i_m(t_4) = I_{M0}$. On peut écrire :

$$I_{M0} = -\frac{1}{2} \frac{rV_e}{L_m} (t_1+t_2) \quad (\text{E-39})$$

Cette relation avec l'Equations (E-27) et (E-20) déterminent les valeurs numériques de la durée de temps t_2 et le courant initial dans l'inductance magnétisante I_{M0} .

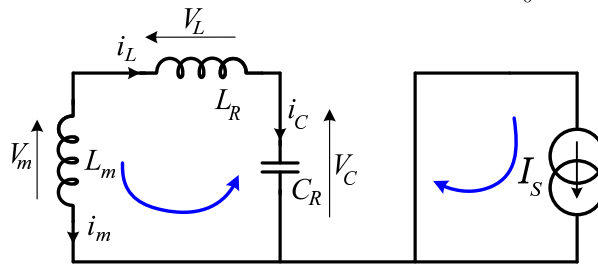


Figure E-6 : Schéma équivalent de la quatrième phase de fonctionnement du convertisseur Forward quasi-résonant.

Les courants dans les inductances magnétisante, i_m , et de fuite, i_L , et le courant primaire ramené au secondaire, i_2 , sont tracés sur la Figure V-13.

Le courant primaire, $i_1 = r i_2$, est le courant qui passe dans l'interrupteur. La tension aux bornes de l'interrupteur, quand il est ouvert, est égale à $V_e - V_m/r$. La tension aux bornes de l'inductance magnétisante est égale à $L_m (di_m/dt)$. On peut donc calculer la tension aux bornes de l'interrupteur à

chaque phase de fonctionnement. Pour la première et deuxième phase l'interrupteur est fermé donc la tension V_T est égale de zéro.

$$V_T = 0, \quad t < t_1 + t_2 \quad (\text{E-40})$$

Dans la troisième phase le courant magnétisant est considéré constant, donc la tension aux bornes de l'inductance magnétisante est zéro en conséquence la tension au bornes de l'interrupteur est égale à l'interrupteur est égale à V_e .

Dans la quatrième phase On peut écrire : $V_m = -L_m(di_A/dt)$ et on obtient :

$$V_m = - (rV_e(t_1+t_2) + L_m I_{M0}) \omega'_r \sin(\omega'_r t) \quad (\text{E-41})$$

La tension aux bornes de l'interrupteur est donc égale à $V_e - V_m/r$.

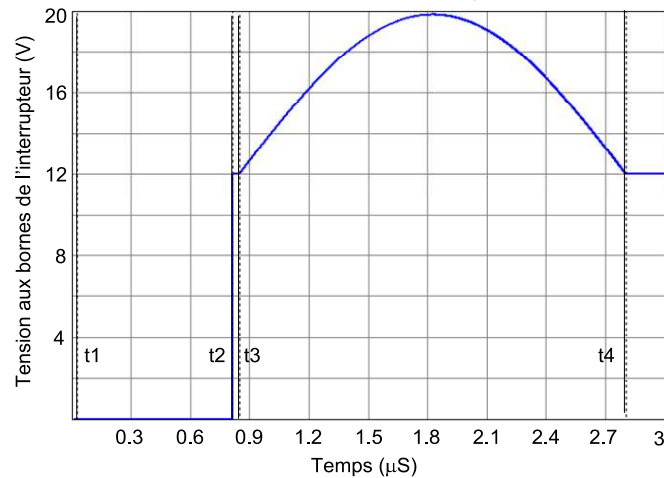


Figure E-7 : Tension aux bornes de l'interrupteur .Le rapport de transformation est considéré unitaire.

D'autres facteurs importants sont les courants dans les diodes D_1 et D_2 et les tensions auxquelles elles sont soumises. Le courant maximal des diodes ne dépasse pas le courant de sortie. Nous regardons donc seulement la tension inverse de ces diodes. La diode D_1 est en état bloqué seulement dans la quatrième phase où sa tension inverse est égale à la tension V_C . C'est le cas pour la diode D_2 dans la deuxième phase (Figure E-8).

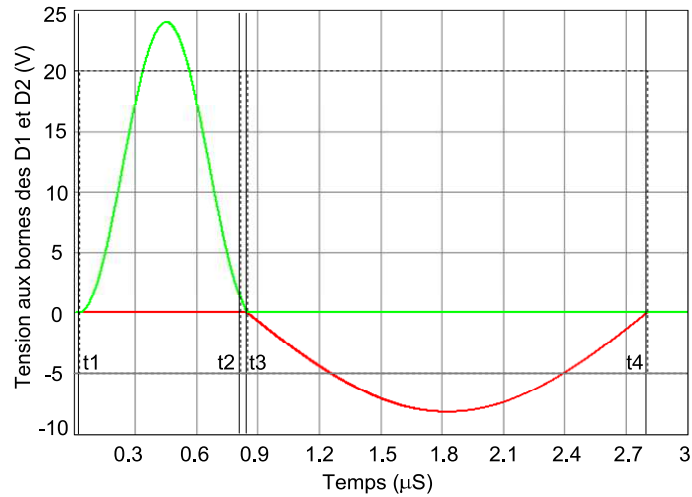


Figure E-8 : Les tensions aux bornes des diodes D1 et D2

Le courant dans le condensateur est décisif pour déterminer la technologie employée pour le condensateur de résonance. Ce courant a été calculé théoriquement dans toutes les phases de fonctionnement (Figure E-9).

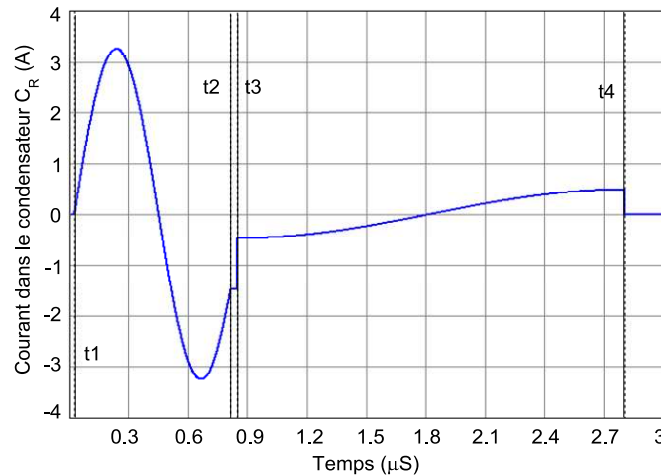


Figure E-9 : Le courant dans le condensateur de résonance.

La tension de sortie sera la moyenne de la tension aux bornes de la source de courant I_s . On peut donc écrire :

$$V_s = frq \int_0^{\frac{1}{frq}} V_{I_s}(t) \cdot dt \tag{E-42}$$

Dans la première phase la tension aux bornes de cette source de courant est nulle. Dans la deuxième et troisième phase cette tension est égale à la tension du condensateur C_R et dans la quatrième phase elle est égale zéro de nouveau. Elle garde cette valeur après temps t_4 (Tableau E-5).

Tableau E-5 : Tension aux bornes de la source de sortie V_{I_s}

$t < t_1$	$t < t_1+t_2$	$t < t_1+t_2+ t_3$	$t < t_1+t_2+ t_3+t_4$	$t > t_1+t_2+ t_3+t_4$
0	$rV_e (1 - \cos(\omega_r t))$	$rV_e (1 - \cos(\omega_r t_2)) -$ $\frac{I_S + i_m(t_1+t_2)}{C_R}$	0	0

Il faut donc ajuster la fréquence de découpage pour avoir la tension de sortie souhaitée. Dans notre cas, pour avoir une tension de sortie égale à 3.3V pour la charge nominale (3.3Watt), il faut fixer la fréquence à 322kHz.

Ondulation du courant de sortie pour la charge nominale est déterminée par le Filtre LC de sortie.

Table des figures

Figure I-1 : Inductance conçue par électrodéposition d'un l'alliage Fe-Ni 80%.. Le noyau est un circuit fermé de dimensionnes $5 \times 2 \times 0.25$ mm. La fréquence de fonctionnement peut attendre 10MHz. (L'image est reproduite de [6])	6
Figure I-2 : Section de l'inductance formée par des pistes de cuivre englobées dans le matériau magnétique CoZrTa. (L'image est reproduite de [7])	6
Figure I-3 : Une structure entrelacée. Un seul composant magnétique remplace le transformateur et l'inductance de lissage dans un convertisseur multi cellulaire.	7
Figure I-4 : Convertisseur quasi résonant 60W (50V/5V) fréquence de découpage 250kHz avec le composant LCT planar intégré (L'image est reproduite de [12])	8
Figure I-5 : Convertisseur intégré DC-DC dimensionné pour 1kW avec une fréquence de découpage de 150kHz, réalisé au G2ELab. (L'image est reproduite de [13])	9
Figure I-6 : Convertisseur intégré DC-DC résonant dimensionné pour 500W, avec une fréquence de découpage de 1MHz. (L'image est reproduite de [14])	9
Figure I-7 : Composants magnétiques intégrés LLCT, insertion de matériau conducteur dans le noyau Ferrite pour augmenter la conductivité thermique du noyau. (L'image est reproduite de [14])	10
Figure I-8 : Convertisseur DC-DC résonant à 200kHz pour une application de génération d'impulsions de puissance. Deux prototypes à base de matériaux Ferrites et Nanocristallins (FT 3M Hitachi) ont été développés. (L'image est reproduite de [15])	10
Figure I-9 : La méthode d'élaboration des rubans amorphes par trempe sur rue (L'image est reproduite du brevet d'Hitachi [20])	13
Figure I-10 : L'épaisseur des alliages amorphes. En fonction de la composition et la vitesse de traction de rubans (L'image est reproduite de [21])	14
Figure I-11 : Cycles d'hystérésis d'un alliage amorphes à base de cobalt de Metglas® (2714A). (L'image est reproduite du site web du constructeur)	15
Figure I-12 : Fabrication de noyaux magnétiques : l'enroulement de rubans amorphes pour construire un tore (L'image est reproduite du brevet d'ABB [22])	15
Figure I-13 : Méthode de découpe de rubans amorphes par emboutissage mécanique (L'image est reproduite du brevet d'Hitachi [23])	16
Figure I-14 : Fabrication de noyaux magnétiques : La mise en forme de rubans amorphes sous formes U (L'image est reproduite du brevet d'Hitachi [24])	16
Figure I-15 : Noyaux amorphes de Metglas sous forme de U (PowerLite®)	17
Figure I-16 : Perméabilité d'amplitude en fonction de l'induction de fonctionnement. Ferrites 3F3 Philips (L'image est reproduite du catalogue constructeur)	18
Figure I-17 : Perméabilité complexe d'un alliage amorphe ($\text{Co}_{0.67}\text{Fe}_{4.5}\text{B}_{14.5}\text{Si}_{14.5}$) avec une épaisseur extra fine ($5.8\mu\text{m}$). Résultats comparés avec les ferrites MnZn et NiZn (Reproduit de [25], pp. e812)	19
Figure I-18 : Le recuit de cristallisation rend les matériaux nanocristallins très fragiles et non-ductiles.	21
Figure I-19 : Spectres de perméabilité complexe de l'alliage $\text{Fe}_{74.5}\text{Cu}_{0.75}\text{Nb}_{2.25}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ dans les deux états amorphe et nanocristallisé.(Reproduit de [25], pp. 304)	22

Figure I-20 : La perméabilité initiale basse fréquence et l'induction à saturation pour différents matériaux magnétiques. (Reproduit de [32], Vol.4, pp.125).....	23
Figure I-21 : Densité de pertes en fonction de l'induction maximale de fonctionnement (en excitations sinusoïdales). (L'image est Reproduite du catalogue de constructeur).....	23
Figure I-22 : La perméabilité de matériau Nanocristallin recuit flash. Comparaisons avec les Ferrites.	24
Figure I-23 : Schéma de découpe laser utilisée pour la découpe des aciers électriques et fabrication des tores enroulés. (L'image est reproduite de [37])	26
Figure I-24 : L'aimantation à saturation (pour un champ très grand) de quelques nuances des alliages Fe-Ni. Les points sont les alliages qui sont produits industriellement. (L'image est reproduite de [34]).....	27
Figure I-25 : a) Constante d'isotropie magnétocristalline $\langle K_1 \rangle$ en fonction de vitesse de refroidissement. b) Constante d'anisotropie induite sous champ magnétique (Les images sont reproduites de [39] et [40] respectivement).....	27
Figure II-1 : Modèle à une seule paroi dans la profondeur d'un matériau magnétique pour le calcul théorique de la perméabilité, proposé par Kittel.....	35
Figure II-2 : Corps ferromagnétique modélisé sous forme d'une plaque semi infinie constituée de domaines à 180° séparés par des parois équidistantes.....	36
Figure II-3 : Les conditions aux limites autour d'une paroi	37
Figure II-4 : Racines de l'équation : $(\mu_n d/2) \tan(\mu_n d/2) = ja$. θ_n est la partie réelle et γ_n est la partie imaginaire. a est la pulsation réduite.	40
Figure II-5 : La perméabilité complexe issue du modèle : $\chi_w/d=18000$, $d=30\mu\text{m}$ et $\rho=1.2\mu\Omega\cdot\text{m}$	41
Figure II-6 : La structure en domaine : une géométrie non infinie considérée par Bishop pour le calcul des courants induits dans les corps ferromagnétiques conducteurs.	41
Figure II-7 : Perméabilité d'une plaque non-infinie : comparaison entre le calcul issu du modèle de plaque non infinie et la perméabilité homogène (l'équation II-29) avec les paramètres : $d=300\mu\text{m}$, $\delta=0.3\text{mm}$ $\mu_i=1$ (pour l'équation II-28) et $\mu_i=5000$ (pour l'équation II-29).....	43
Figure II-8 : La perméabilité complexe de nanocristallins recuit sous champ longitudinal (L). Avec $d=88\mu\text{m}$	46
Figure II-9 : La perméabilité complexe de nanocristallins recuit sans champ magnétique (noyau R). Avec $d=45\mu\text{m}$	47
Figure II-10 : La perméabilité complexe de nanocristallins recuit sous champ magnétique longitudinale (noyau L). En pointillé $\mu_i=1$ et $d=134\mu\text{m}$. En ligne solide $\mu_i=1218$ et $d=162\mu\text{m}$	48
Figure II-11 : La perméabilité complexe de nanocristallins recuit sans champ magnétique (noyau R). En pointillé $\mu_i=1$ et $d=39\mu\text{m}$. En ligne solide $\mu_i=12034$ et $d=50\mu\text{m}$	48
Figure II-12 : Prise en compte de la rotation cohérente des moments. La déviation de moments magnétiques à l'intérieur des domaines est due au champ magnétique DC.....	51
Figure II-13 : Description de la structure en domaines à différentes échelles : a) échelle de quelques cristaux b) échelle de quelques grains c) échelle du matériau.....	52
Figure II-14 : l'influence d'une contrainte de traction sur la structure en domaine d'un ruban de matériau amorphe Fe-Co-B-Si. (L'image est reproduite de [23] pp. 3322)	53
Figure II-15 : Variation supposée de la structure en domaine moyenne lors de l'application d'une contrainte de traction. La nouvelle position est repérée par l'angle $\Delta\zeta$ par rapport à la position initiale.	54
Figure II-16 : Schéma représentatif d'un volume corrélé. Un volume corrélé est déformé de « e » dans la direction d'aimantation et ce dans l'état aimanté par rapport à celui désaimanté.	55
Figure II-17 : Positions des vecteurs aimantation et champ magnétique. Les angles sont positifs dans la direction indiquée. ζ_0 est la direction de l'axe de facile aimantation quand il n'y a pas de contrainte sur le matériau. L'angle θ définit les oscillations de vecteur aimantation autour de sa position d'équilibre, dues au champ magnétique.	59

Figure II-18 : Composantes du champ magnétique dans les directions parallèle et perpendiculaire à la structure en domaines. La diffusion de la composante perpendiculaire est prise en compte en considérant le matériau comme homogène pour cette composante du champ.....	62
Figure III-1 : Comparaison entre différentes techniques de mesures et leurs domaines d'applications. (L'image est reproduite de [1]).....	70
Figure III-2 : Schéma simplifié du pont auto équilibré. L'échantillon à mesurer est placé entre les bornes H et L du bornier de mesure. La tension L_p est maintenue à zéro pour équilibrer le système de mesure.	70
Figure III-3 : Utilisation du pont auto-équilibré avec le système de connexion 4TP (4 terminal-paire) utilisé dans l'analyseur d'impédance Agilent 4294A.....	71
Figure III-4 : Le bornier de mesure est représenté par un quadripôle passif symétrique. L'impédance à mesurer est connectée aux bornes de sortie (V_2) et l'impédancemètre mesure l'impédance vue de l'entrée, V_1	72
Figure III-5 : Le schéma de bornier de mesure HP 16454A. Le courant est fourni par le conducteur au centre du boîtier et il retour par la carcasse du boîtier.	73
Figure III-6 : Le bornier de mesures Agilent 16047E. Les mesures de court-circuit se réalisent en utilisant les fils d'amenée de courant, court-circuités au plus proche du DUT.....	73
Figure III-7 : Compensation du flux dans l'aire. a) Les mesures avec le matériau magnétique b) Les mesures sans le matériau magnétique en gardant la même géométrie des bobines	74
Figure III-8 : Système de mors et d'ergot pour appliquer une contrainte mécanique dans la direction de laminage. Les bobines pour effectuer une mesure d'impédance se place sur les parties latérales du ruban.	75
Figure III-9 : Schéma du système de mise sous traction mécanique du ruban.	76
Figure III-10 : Banc de mesures d'impédance sous traction mécanique. Le système de conditionnement du capteur de force affiche continuellement le niveau de la force appliquée.	76
Figure III-11 : Perméabilité initiale DC en fonction de contrainte appliquée. La contrainte est déduite de mesures de force par un capteur piézoélectrique.....	77
Figure III-12 : ζ , l'angle entre le champ appliqué et la structure en domaine. Cet angle augmente en fonction de la contrainte appliquée.....	79
Figure III-13 : Les spectres de la perméabilité complexe pour quelques niveaux de contraintes. Les courbes de différents niveaux de contraintes se rejoignent après 1MHz.	79
Figure III-14 : Comparaison entre le modèle de mouvement des parois (Modèle de Néel ou D.W.) et le modèle couplé. Les paramètres des modèles sont identifiés à l'aide de la méthode des moindres carrés.....	80
Figure III-15 : Comparaison du modèle couplé avec les mesures pour quelques niveaux de contrainte appliquée. Les paramètres du modèle sont seulement identifiés en statique et à contrainte nulle.	81
Figure III-16 : Schéma du montage en « V ». L'échantillon est sous forme d'un circuit fermé d'une échelle $\frac{1}{2}$ par rapport à celui utilisé dans les mesures magnéto-électriques.	83
Figure III-17 : Etat de surface de l'éprouvette SP302 avant et après le polissage mécanique. a) avant le polissage b) après le polissage $1\mu\text{m}$	84
Figure III-18 : Traitement thermique de relaxation des contraintes mécaniques, effectué sur les éprouvettes SP302 après le polissage mécanique.....	84
Figure IV-1 : Illustration de composants magnétiques planar en Ferrite pour application en électronique de puissance. (Les images reproduites de [2] et [3]).....	91
Figure IV-2 : Illustration de différentes topologies planar de composants magnétiques et réalisation en microélectronique de puissance. (L'image reproduite de [4])	92

Figure IV-3 : Géométrie 2D méandre simulée dans le logiciel des simulations électromagnétiques Flux®. Le retour de flux magnétique est rassuré par la culasse considérée autour de la structure méandre.	93
Figure IV-4 : L'épaisseur du matériau magnétique ainsi que du conducteur est de 0.2mm. Toutes les dimensions sont en millimètre.	93
Figure IV-5 : Répartition de l'induction dans la géométrie méandre simulée a) au centre de b) à l'extrémité de la géométrie. Au centre de la géométrie l'induction est comprise entre 100 et 130mT et à l'extrémité entre 30 et 50mT.	94
Figure IV-6 : Schéma équivalent considéré pour la structure en méandre simulée sous Flux. Les parties résistives ne prennent pas en compte les pertes magnétiques dues à la perméabilité scalaire et réelle considérée dans le logiciel. .	94
Figure IV-7 : Deux géométries avec un circuit magnétique fermé avec la possibilité de réalisation d'une structure méandre en imaginant des ondulations sur le matériau magnétique. a) sur les quatre côté du cadre b) sur les deux côtés latéraux du cadre.	95
Figure IV-8 : La géométrie de la structure méandre considérée pour réaliser le composant magnétique. Les conducteurs doivent être réalisés sur le même plan et le matériau magnétique tourne autour des pistes conductrices.	96
Figure IV-9 : Synoptique des étapes technologiques retenues pour la réalisation du composant méandre.	97
Figure IV-10 : Schéma de principe du procédé de découpe par électroérosion. Le fil parcouru par un courant continu, traverse le trou préalablement percé dans le matériau.	98
Figure IV-11 : Les rubans découpés par la méthode d'électroérosion. a) Les rubans sont découpés séparément pour éviter toutes déformations. b) Les rubans sont empilés dans un sandwich et découpés, les microsoudures ont été enlevées par la suite.	98
Figure IV-12 : Dimensions d'une feuille de matériau SP302+ d'épaisseur 20µm, découpée par la technique d'électroérosion.	99
Figure IV-13 : Condition de recuit des rubans de matériau SP302+ après la découpe. Le recuit se réalise sous atmosphère hydrogène.	99
Figure IV-14 : Les enroulements réalisés sur PCB pour caractériser les échantillons à l'échelle 1/2.	100
Figure IV-15 : La perméabilité complexe en fonction de la fréquence pour un matériau SP302+ d'épaisseur 20µm découpé par électroérosion. Un recuit de relaxation permet de restaurer les propriétés magnétiques.	100
Figure IV-16 : Le schéma des matrices prévu pour l'essai de mise en œuvre par emboutissage.	101
Figure IV-17 : Le moule construit pour effectuer l'essai d'emboutissage. Pour éviter les éventuels problèmes de dilatations différentes entre ces pièces et les rubans, le même alliage est utilisé pour réaliser ces pièces.	102
Figure IV-18 : Lissage des coins déformés de la feuille SP302+ après la découpe par l'électroérosion. Ces bavures pourraient créer des microsoudures entre les couches de matériau lors du processus de recuit dans le moule.	102
Figure IV-19 : Les 10 rubans SP302+ sont empilés dans la matrice. Avec une légère pression dans un étai ils prennent la forme de moule.	103
Figure IV-20 : Le traitement thermique effectué sur les rubans non isolé.	103
Figure IV-21 : Les étapes prévues pour réaliser les enroulements méandre sur un circuit imprimé. Les pistes conductrices doivent se placer de part et d'autre du noyau magnétique (a-b). La continuité des pistes conductrices est assurée par des points de soudures réalisés à travers des « via » au bout de chaque piste (e-f).	105
Figure IV-22 : Coupe latérale du composant qui montre les dimensions prévues pour l'épaisseur des PCBs et des pistes de cuivres. Le noyau ne dépasse pas du PCB.	106
Figure IV-23 : Prototype d'inductance méandre réalisé à partir des feuilles de 20mm de SP302+ et d'enroulements sur circuit imprimé.	107

Figure IV-24 : L'inductance par le nombre de spire au carré (L/N^2) dans les deux cas : de l'inductance méandre (a) et l'inductance plane construit par une bobine solénoïde autour des rubans plats (b).....	108
Figure IV-25 : La valeur de l'inductance et de la résistance en fonction de la fréquence du prototype méandre. (seul la résistance DC des enroulements est soustraite des valeurs de résistance).	109
Figure IV-26 : Dimensions du noyau planar Ferrite, E14/3.5/5 de Ferroxcube. Le matériau considéré est le 3C95. L'inductance A_L prévue pour ce noyau est de 1740 nH. Les dimensions sont en millimètre.....	110
Figure V-1 : Schéma représentatif du principe de la méthode fluxmétrique.....	117
Figure V-2 : Cycle d'hystérésis elliptique, l'induction B est déphasée de δ par rapport au champ surfacique. L'angle δ , nommé tangente de perte, est proportionnelle à la surface de cycle d'hystérésis.	118
Figure V-3 : a) Les enroulements primaires réalisés sur PCB et les enroulements secondaires en ajoutant des spires sur les enroulements primaires b) Le composant sous test.....	119
Figure V-4 : Schéma équivalent de la sonde de mesure de tension connectée à l'oscilloscope.....	120
Figure V-5 : Impédance vue de primaire du composant avec le secondaire en circuit ouvert.....	120
Figure V-6 : Schéma du banc de mesures fluxmétriques.	121
Figure V-7 : L'interface développée pour communiquer avec l'oscilloscope et le générateur des signaux	123
Figure V-8 : Erreur de déphasage due à la chaîne d'acquisition.....	125
Figure V-9 : Spectres de perméabilité complexe obtenus par les mesures fluxmétriques.	125
Figure V-10 : Perméabilité d'amplitude de noyau FeNi SP302 mesurée par la méthode fluxmétrique.....	127
Figure V-11 : (a) densités de pertes (par unité de masse) de l'alliage SP302+ (b) La comparaison entre les pertes magnétiques dans les matériaux SP302 (en pointillé) et les Ferrites 3C95 (ligne solide) pour les inductions sinusoïdales.	128
Figure V-12 : Schéma du convertisseur Forward résonant proposé.....	131
Figure V-13 : Formes d'ondes en fonctionnement du Forward quasi-résonant : courant primaire en bleu, courant secondaire en vert et courant magnétisant en rouge.	131
Figure A-14 : La comparaison entre a) $\cosh(ry)$ b) l'équation (A-59) et c) l'équation (A-60) pour $n=10$	148
Figure B-1 : La Géométrie considérée pour calculer la dépendance fréquentielle de la perméabilité perpendiculaire.	151
Figure C-1 : Dimensions de la pièce supérieure de la matrice usinée pour la mise en forme des rubans Fe-Ni. Les dimensions sont en mm et les angles en degrés.....	152
Figure C-2 : Dimensionnes de la pièce inférieure de la matrice usinée pour la mise en forme des rubans Fe-Ni. Les dimensions sont en mm et les angles en degrés.	153
Figure C-3 : Dimensions du PCBs utilisés pour réaliser les enroulements du composant méandre. Les dimensions sont en mm	154
Figure C-4 : Dimensions de l'éprouvette utilisée pour les mesures magnéto optiques.	154
Figure D-1 : Schéma du circuit d'asservissement utilisé pour corriger les formes d'ondes dans les mesures fluxmétriques.....	155
Figure E-2 : Schéma du convertisseur Forward quasi-résonant. Les éléments sont ramenés au secondaire.	157
Figure E-3 : Schéma équivalent de la première phase de fonctionnement du convertisseur Forward quasi-résonant.....	157
Figure E-4 : Schéma équivalent de la deuxième phase de fonctionnement du convertisseur Forward quasi-résonant.....	159
Figure E-5 : Schéma équivalent de la troisième phase de fonctionnement du convertisseur Forward quasi-résonant.	159
Figure E-6 : Schéma équivalent de la quatrième phase de fonctionnement du convertisseur Forward quasi-résonant.....	160
Figure E-7 : Tension aux bornes de l'interrupteur .Le rapport de transformation est considéré unitaire.	161
Figure E-8 : Les tensions aux bornes des diodes D1 et D2.....	162
Figure E-9 : Le courant dans le condensateur de résonance.	162

Index

A	
ABB	15
Abrasif.....	83
Aciérie.....	25
Agilent	
16047E	73
4294A.....	70, 121
Anisotropie	
Aléatoire.....	51
Cristalline	27
Magnétoélastique.....	54
Uniaxiale	27, 54
Auto équilibrage.....	70

B	
BNC	71

C	
CALC.....	8
Chemin de mesure.....	70
Contrainte mécanique.....	75

D	
Découpe	
Electroérosion.....	97
Emboutissage mécanique	15
Laser.....	26
Distribution	
Aléatoire 2D	56
Aléatoire3D	56
DUT	70

E	
Echantillon	
A 98, 100	

B 99, 100	
C 103	
D 104	
E 104	
Effet Kerr.....	82
Electrodéposition	6
Energie	
Anisotropie	54
Magnétoélastique.....	54, 57
Zeeman	57
Entrelacé.....	7
Epitaxie.....	7

F	
Facteur de qualité.....	6
Four-terminal pairs	70
Fréquence	
Coupure	19, 21, 109

H	
Hitachi	16
HP16454A	73

I	
Identification des modèles	46
Inductance spécifique	107
Intégration	
Hybride	5
Monolithique.....	5
ISP3D	5

K	
Keithley 196	122

L	
Laminage à chaud.....	25

Laminage à froid	25
LCT.....	8
Lecroy DA1855A.....	123

M	
Magnétostriction	77
Effective	53
Saturation	55
Matériau	
Amorphes	19
Ferrite spinel.....	18
Finemet.....	20
FT-3M	10
Hitperm	20
Metglas.....	16
Metglas2714A.....	15, 17
Nanoperm.....	20
Nanophy	20, 23
PermImphy	24
Phillips 3F3	17
Recuit flash	24
SP302+.....	75, 96
Supra50	24, 85

Matrice	
Impédance	71, 72
Mesures	
Force	75
Impédance	69
Méthode	
Compensation.....	74
Numérique.....	39
Méthode des moindres carrés... 46,	
47, 48, 80	
Modèle	
Couplé.....	80
DW.....	35, 41, 80
Montage en V.....	82

N	
Nanocristallins	
Tores.....	45
Néel.....	36, 39
Newton-Raphson.....	39
NF Electronics 4055.....	121
Noyau	
Nanocristallins.....	10
Power Core.....	24
Powerlite.....	16

O	
Oscillateur principal.....	70
Oscillator level.....	70

P	
PCB	
Enroulements.....	91
Multicouches.....	8
Perméabilité	
Amplitude.....	126
Complexe.....	39, 125
Pertes spécifiques.....	129

Polissage mécanique.....	84
Polivanov.....	41
Pry.....	41
Pulsation réduite.....	40

R	
Recristallisation primaire.....	25
Recuit	
Longitudinal.....	14, 45
Relaxation.....	84
Rond.....	14, 45
Transverse.....	14
Réjection de mode commun.....	123
Relaxation structurelle.....	19

S	
SEEDS.....	5
Sputtering.....	6
Susceptibilité	
D.W.....	60
Matrice.....	58, 59
Rotationnelle.....	60
Surfacique.....	36
System On Chip.....	5

T	
Technique de Bitter.....	35
Tektronix	
3014B.....	122
5100.....	123
AFG3102.....	121
P3010.....	122
P6021.....	120
TDS3014B.....	122
Température	
Cristallisation.....	17, 19
Curie.....	17
Transition vitreuse.....	13, 19
Théorème de Stockes.....	37
ThyssenKrupp.....	24
Topologies planars.....	91
Transformateur Sous Test.....	117
Trempage	
Liquide.....	13
Vapeur.....	13

V	
Volume corrélé.....	52, 54

