



HAL
open science

Développement de méthodes de caractérisation magnétique sous champs tournants et sous contrainte thermique

Clémentine Delaunay

► **To cite this version:**

Clémentine Delaunay. Développement de méthodes de caractérisation magnétique sous champs tournants et sous contrainte thermique. Energie électrique. Université Claude Bernard Lyon 1, 2024. Français. NNT: . tel-04579010

HAL Id: tel-04579010

<https://hal.science/tel-04579010>

Submitted on 17 May 2024

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.

Version provisoire

THÈSE DE DOCTORAT de L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON 1

**École Doctorale ED160 EEA
Électronique, Électrotechnique et Automatique**

Discipline : Génie Électrique

Soutenue publiquement le 2 mai 2024, par :
Clémentine Delaunay

Développement de méthodes de caractérisation magnétique sous champs tournants et sous contrainte thermique

Devant le jury composé de :

Benabou Abdelkader	Professeur des Universités, Université de Lille, L2EP	Rapporteur
Soulard Juliette	Associate Professor, University of Warwick	Rapporteuse
Daniel Laurent	Professeur des Universités, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay, GeePs	Examineur
Raulet Marie-Ange	Maître de Conférence HDR, Université Claude Bernard Lyon 1, Laboratoire Ampère	Examinatrice
Sixdenier Fabien	Maître de Conférence HDR, Université Claude Bernard Lyon 1, Laboratoire Ampère	Directeur de thèse
Joubert Charles	Professeur des Universités, Université Claude Bernard Lyon 1, Laboratoire Ampère	Co-directeur de thèse

Résumé

Les machines électriques tournantes sont au croisement des politiques environnementales actuelles : la réduction de la consommation en énergies fossiles favorise la propagation des véhicules électriques en remplacement des véhicules thermiques, et la réduction de la consommation énergétique globale incite les gouvernements européens à réglementer le rendement minimal des moteurs électriques. L'amélioration de la conception et de la production des machines électriques est donc un axe de travail à la fois pour les industriels et pour les académiques.

Ces travaux, intitulés *Développement de méthodes de caractérisation magnétique sous champs tournants et sous contrainte thermique*, s'insèrent dans ces efforts en améliorant la connaissance des matériaux magnétiques doux indispensables pour réaliser ces machines électriques. Leur spécificité est de se placer au croisement de deux types de caractérisations magnétiques rarement exploitées ensemble : la mesure des propriétés magnétiques sous l'effet de champs tournants, et celle de l'impact de la température sur ces propriétés. Indépendamment, chacun de ces phénomènes altère le comportement des matériaux magnétiques, et donc celui de leurs applications, en agissant à la fois sur les pertes et sur la puissance magnétisante nécessaire.

Le faible nombre d'études existant à ce croisement s'explique notamment par les difficultés de la caractérisation sous champs tournants, qui procure des résultats peu répétables entre différents laboratoires et souffrent d'imprécisions importantes provenant de sources difficilement contrôlables. Le développement de telles méthodes de caractérisation a également été ralenti par les limitations de la modélisation des propriétés des matériaux magnétiques sous l'effet de champs vectoriels. Si les données issues de caractérisations sous champs tournants ne peuvent être injectées dans des modèles, leur utilisation se limite aux comparaisons entre différents matériaux. Néanmoins, le contexte environnemental appelle un regain d'activité dans ce domaine, et d'autres laboratoires s'intéressent actuellement spécifiquement aux caractérisations sous champs tournants et en température.

Ce mémoire développe les travaux réalisés au laboratoire Ampère pour la mise en place de ces caractérisations. Il retrace ainsi les principales étapes de la réalisation d'un banc développé spécifiquement pour ces travaux, depuis les choix de conception jusqu'à la réalisation finale, notamment en ce qui concerne la génération des champs, leur mesure et leur contrôle, le traitement des données et la mise en température. Le manque global de connaissance sur la mesure sous champs tournants a incité à porter une attention toute particulière à l'évaluation des performances du banc, au travers de comparaison à des simulations, des mesures unidirectionnelles et des résultats de systèmes de caractérisation similaires. Enfin, des résultats expérimentaux de propriétés magnétiques sous l'effet de champs tournants et en température sont présentés. Une quantification de l'évolution avec la température des pertes et de l'anisotropie observée des échantillons est proposée, assortie d'une analyse qualitative des résultats.

Abstract

Electrical machines are the focus of various recent regulations aiming at improving the energy consumption. Some of these regulations promote the multiplication of electrical vehicles hence of electrical motors, whereas other set minimum threshold for the efficiency of those motors. Consequently, improving the design and production of electrical machines is currently the target of much efforts from industrial actors and academics.

This work, entitled *Development of methods of magnetic characterisation under rotational fields and thermal constraints*, fits in these efforts as it aims to improve the understanding of the soft magnetic materials needed to build electrical machines. Its specificity is to combine two different types of magnetic characterisation which are seldom used together : under rotating fields and under varying temperature. Independently, each of these conditions impacts the behaviour of magnetic materials, and therefore the power loss and necessary magnetising power of applications.

The lack of studies of these combined phenomena comes from the difficulties associated to characterisation under rotating fields, whose results present a very poor repeatability across different laboratories. Additionally, the improvement of these measurement was slowed by the limitations of the vectorial hysteresis modelling. Indeed, working models would be in great need of trusted characterisation results, but as of now these results can mostly be used for direct comparison between materials. Nonetheless, the current context calls for a renewal of the studies in this field, with several laboratories currently working on characterisations under rotating fields and high temperatures.

The present document reports the work undertaken at the Ampere Laboratory to implement this kind of characterisations. As such, it describes the main steps leading to the development of a test bench, from the conception phase to the actual implementation, which cover the generation, measurement and control of the rotating fields, data processing and heating of the sample. Given the current state of knowledge about measurement under rotating fields, special focus was paid to assess the performances of the test setup, based on comparison against measurements under alternating fields, simulation and measurements from other laboratories. Finally, experimental results of magnetic material behaviour under rotation fields and varying temperatures are provided. The evolution of magnetic loss and observed anisotropy figures is quantified and compared to general properties of soft magnetic materials.

Table des matières

Table des matières	1
Introduction générale	5
1 Matériaux magnétiques, aciers électriques	9
1.1 Matériaux magnétiques : introduction	10
1.1.1 Champ magnétique	10
1.1.2 Moment magnétique	10
1.1.3 Aimantation	12
1.1.4 Matériaux magnétiques	13
1.2 Matériaux cristallins ferromagnétiques doux	15
1.2.1 Rappels de cristallographie	15
1.2.2 Énergies	17
1.2.3 Magnétostriction	18
1.2.4 Anisotropie magnétique	18
1.2.5 Domaines magnétiques	19
1.3 Propriétés d'un matériau magnétique	21
1.3.1 Processus d'aimantation à l'échelle macroscopique	21
1.3.2 Pertes	23
1.4 Matériaux magnétiques sous l'effet d'un champ tournant	25
1.4.1 Pertes	26
1.4.2 Formes d'anisotropie	28
1.5 Les principaux alliages magnétiques cristallins	28
1.5.1 Fer-silicium	29
1.5.2 Fer-cobalt	31
1.5.3 Fer-nickel	31
1.6 Comportement des matériaux magnétiques en température	33
1.6.1 Agitation thermique et organisation des moments	33
1.6.2 Pertes	36
1.6.3 Perméabilité	36
1.7 Conclusion du chapitre	36
2 Banc de caractérisation 2D en température	39
2.1 État de l'art : systèmes de caractérisation magnétique 1D	41
2.1.1 Généralités	41

2.1.2	Dispositifs standardisés	44
2.1.3	Difficultés : bilan	46
2.2	État de l'art : systèmes de caractérisation magnétique 2D	47
2.2.1	Méthodes	47
2.2.2	Inducteurs	49
2.2.3	Capteurs	52
2.2.4	Défis	61
2.3	Réalisation du banc de caractérisation 2D	62
2.3.1	Contraintes thermiques	62
2.3.2	Génération du champ tournant	64
2.3.3	Capteurs	70
2.3.4	Traitement des données	73
2.3.5	Support	76
2.3.6	Bilan du banc	76
2.4	Adaptation en température	77
2.4.1	Options et choix	77
2.4.2	Chauffe à air chaud	79
2.5	Conclusion	81
3	Contrôle de l'induction magnétique	83
3.1	Concepts et enjeux	84
3.1.1	Problématique	84
3.1.2	Objectif	86
3.1.3	Contrôle numérique et analogique	86
3.1.4	Contexte	87
3.1.5	Notations du chapitre	87
3.2	État de l'art	87
3.2.1	Méthodes de contrôles 1D	87
3.2.2	Méthodes de contrôles 2D	92
3.2.3	Problèmes connexes	93
3.3	Application de la méthode de Newton au contrôle de l'induction magnétique	94
3.3.1	Méthode de Newton-Raphson	95
3.3.2	Adaptation au contrôle de l'induction magnétique	96
3.4	Application de la méthode de Broyden au contrôle de l'induction magnétique	99
3.4.1	Méthode de Broyden	99
3.4.2	Adaptation au contrôle de l'induction magnétique	100
3.4.3	Comparaison à la littérature	103
3.5	Résultats expérimentaux des méthodes proposées	104
3.5.1	Détails de l'implémentation	104
3.5.2	Résultats 1D	107
3.5.3	Résultats 2D	116
3.6	Conclusions et perspectives	123
4	Validations du banc	127
4.1	Incertitudes de la chaîne de mesure	128
4.1.1	Généralités	129
4.1.2	Estimation des incertitudes	130
4.1.3	Bilan des incertitudes	138
4.2	Éléments de validation	139

4.2.1	Mesure des déphasages angulaires	139
4.2.2	Évolution du champ magnétique selon la distance à l'échantillon	142
4.2.3	Comparaison à des caractérisations 1D	148
4.2.4	Décomposition des pertes	151
4.3	Comparaison avec d'autres laboratoires	155
4.3.1	Contexte	155
4.3.2	Organisation de la comparaison	156
4.3.3	Comparaison 1D	158
4.3.4	Comparaison 2D	161
4.3.5	Conclusion de l'inter-comparaison	162
4.3.6	Étude de l'extrapolation	164
4.4	Validation thermique	171
4.4.1	Méthodes de chauffe comparées	171
4.4.2	Comparaison expérimentale des différentes méthodes	172
4.4.3	Focus sur la méthode choisie	176
4.5	Conclusions	179
5	Anisotropie magnétique en température	183
5.1	Conditions expérimentales	185
5.2	Étude de l'anisotropie : Cycles et lieux en température	187
5.2.1	Cycles d'hystérésis en température	189
5.2.2	Lieux de H en température	189
5.3	Étude de l'anisotropie : champs selon les directions remarquables	192
5.3.1	Méthode d'extraction des valeurs de champ	192
5.3.2	Champs remarquables en température	195
5.4	Pertes	204
5.5	Conclusion et perspectives	208
	Conclusion générale	211
	Annexes	217
	A Moyenne horaire/anti-horaire des cycles	219
	B Formulation mathématique de l'impact des déphasages	223
	C Extrapolation linéaire sur la décomposition harmonique	229
	D Anisotropie magnétique en température - Figures supplémentaires	235
	E Dessins de la carte d'amplification	249
	Liste des figures	252
	Liste des tableaux	258
	Bibliographie	261

Introduction générale

Les matériaux magnétiques jouent un rôle crucial dans l'industrie actuelle, grâce à leur implication à la fois dans la génération, conversion et transmission de l'énergie, et à leur position au cœur de la motorisation électrique, renforcée aujourd'hui par la transition énergétique. Si les applications de ces matériaux ne s'arrêtent pas là, et s'étendent aux domaines des télécommunications, du médical, etc. [1], ces catégories représentent néanmoins l'essentiel du volume de matériaux magnétiques produits chaque année. Notamment, les transformateurs et moteurs de moyennes et fortes puissances sont réalisés à partir de tôles d'acier électrique, c'est-à-dire d'alliages de fer conçus spécifiquement pour leurs propriétés magnétiques. Ceux-ci représentent l'essentiel du volume des matériaux magnétiques produits dans le monde, à hauteur de plusieurs millions de tonnes par an.

Par conséquent, l'essentiel de l'énergie électrique produite va être véhiculée par ces noyaux magnétiques à différents niveaux de la distribution électrique, soit à des fins de conversion électromécanique, pour les moteurs, ou de changement du niveau de tension, via les transformateurs. Dans les noyaux, cette énergie est portée par les champs magnétiques et une partie va être dissipée par les pertes fer liées aux matériaux magnétiques. À titre d'exemple, la consommation électrique des moteurs a été évaluée en 2009 à 60 % de l'électricité consommée au Japon [2], et en 2017 à 70 % de l'électricité consommée par l'industrie européenne [3]. Le rendement de ces moteurs représente donc un levier d'action significatif dans le cadre des politiques d'économies d'énergie.

En réaction, l'Union Européenne s'est munie de réglementations imposant un rendement minimal pour les moteurs que doivent respecter les fabricants, qui ont alors besoin d'améliorer leurs produits. Pour cela, plusieurs pistes d'améliorations doivent être cumulées et regroupent les efforts de différents domaines. L'utilisation de matériaux magnétiques générant intrinsèquement moins de pertes est une méthode directe pour limiter les dissipations, et justifie les efforts des métallurgistes qui affinent les procédés de fabrication et les compositions des alliages pour améliorer les propriétés magnétiques des matériaux, en veillant à la capacité à produire massivement ces innovations. Néanmoins, utiliser des matériaux à haute performance a un coût, et les pertes ne peuvent être diminuées que graduellement [4] par l'amélioration des propriétés. D'autres axes d'amélioration sont donc nécessaires, à commencer par un meilleur design initial des machines. Celui-ci repose en grande partie sur les performances des outils de simulation et de modélisation, qui demandent, entre autres verrous, de pouvoir prédire de façon réaliste le comportement des matériaux, notamment magnétiques. Par extension, d'importants jeux de données sont nécessaires afin de créer, tester et exploiter ces modèles. Enfin, outre les matières premières et la modélisation des applications, les étapes de fabrication ont une influence majeure sur les performances finales des systèmes et chacune d'entre elles introduit des dégradations plus

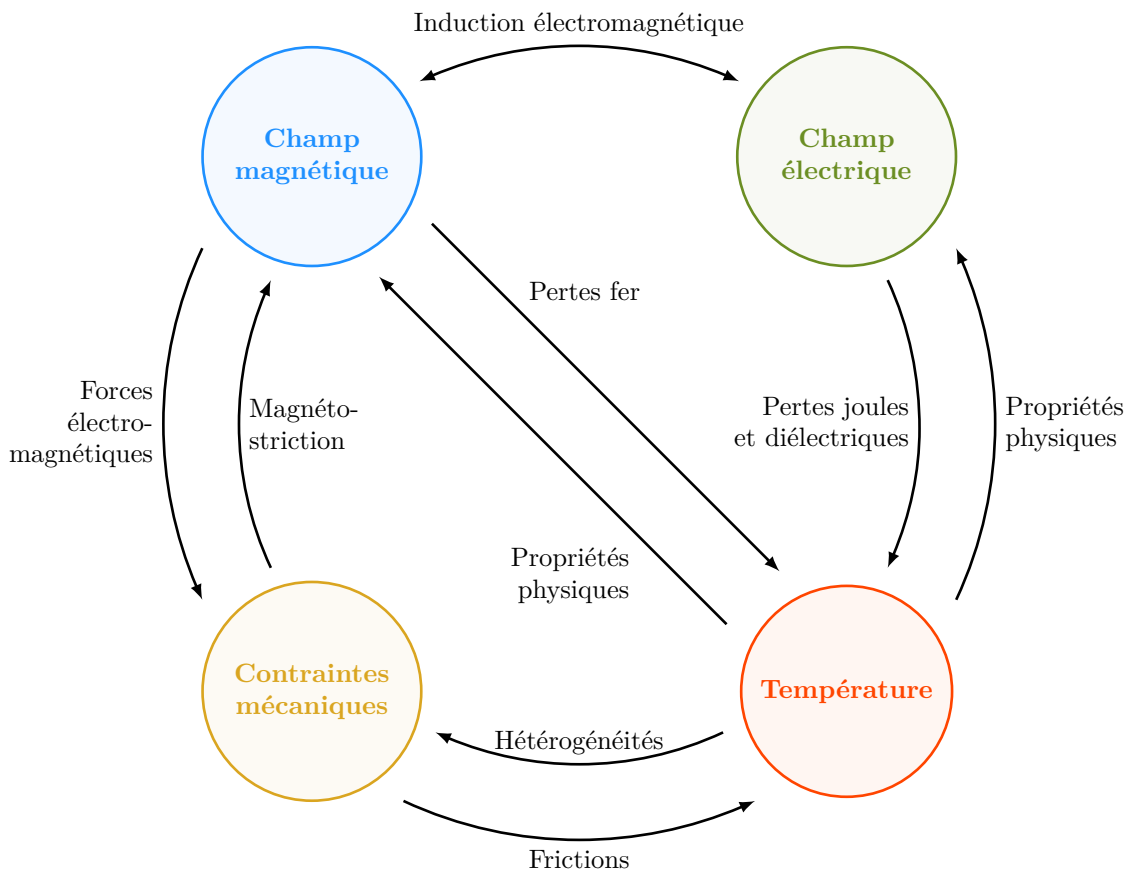


FIGURE 1 – Interactions entre les différentes grandeurs impactant les applications magnétiques. Figure adaptée de [5].

ou moins importantes des performances.

La complexité de l'amélioration du rendement vient notamment du caractère fortement multiphysique des applications des matériaux magnétiques : la figure 1 illustre les interactions entre champs magnétiques, champ électrique, contraintes mécaniques et échauffement thermique. Obtenir une représentation réaliste des applications durant la conception demande alors de prendre en compte ces différents couplages, ainsi que l'influence exercée sur ceux-ci par les procédés de fabrication.

Parmi ces interactions, nous nous focalisons sur l'action de la température sur les propriétés magnétiques. L'échauffement en fonctionnement des machines et transformateurs provient principalement du noyau (pertes fer), des enroulements (pertes cuivre) et des frottements mécaniques (dans le cas des moteurs principalement). À partir de ces sources, l'environnement généralement fermé dans lequel sont installés les systèmes amène à des échauffements significatifs, de l'ordre de 60 à 100° en conditions de travail, et avec des maximums tolérables de l'ordre de 150 °C. Cette élévation de température affecte évidemment les propriétés magnétiques et électriques des matériaux et change sensiblement les conditions de fonctionnement, mais ces modifications impliquent des aspects positifs aussi bien que négatifs.

L'étude de l'évolution des propriétés magnétiques en température a déjà été le sujet de plusieurs thèses au laboratoire Ampère, mais la spécificité des présents travaux est de s'intéresser à l'évolution en température des propriétés magnétiques sous l'effet de champs tournants (2D), en complément des champs unidirectionnels (1D) précédemment utilisés. Les caractérisations

1D fournissent des informations cruciales pour les parties essentielles des circuits magnétiques, notamment les jambes des transformateurs et les dents des stators. Néanmoins, les conditions de fonctionnement des circuits magnétiques impliquent également des champs tournants à des endroits spécifiques des noyaux, particulièrement dans la partie arrière des stators [6-8] et, dans une moindre mesure, au niveau des T des transformateurs triphasés [6, 9]. Pour comprendre, évaluer et modéliser les conséquences de tels champs, des systèmes de caractérisation 2D ont été développés depuis les années 1980, mais de nombreux problèmes de caractérisations ont abouti à des résultats très peu répétables au travers des différents laboratoires concernés [10]. En outre, les difficultés à modéliser le comportement vectoriel des champs magnétiques [11, 12] ont limité l'intérêt de développer ces caractérisations.

Les caractérisations sous champs tournants et en température sont une première au sein du laboratoire Ampère, aussi l'objectif des travaux ici présentés est de mettre en place les outils et méthodes pour réaliser ces caractérisations. Pour cela, trois étapes sont nécessaires : réalisation du banc, validation de ce dernier, et mise en place des méthodes d'analyse des résultats obtenus.

Réalisation du banc Cette réalisation comporte trois axes : la conception et la mise en place du banc de caractérisation magnétique 2D proprement dit, ce qui implique principalement la génération des champs et leur acquisition ; le développement d'un programme de contrôle permettant d'asservir le vecteur magnétique à une forme donnée ; et l'intégration d'un système de chauffe permettant de mettre en température l'échantillon.

Avant ces travaux, les caractérisations magnétiques au sein du laboratoire Ampère avaient toujours été réalisées sous champ unidirectionnel ; par conséquent, le banc de caractérisation 2D a dû être intégralement réalisé et sans expertise interne préalable, en se basant sur les exemples existants dans la littérature. Ce faisant, la conception du banc a pu prendre en compte dès les premières phases les contraintes thermiques qui seront imposées par les caractérisations en température. On notera que durant la phase de conception, il n'existait pas d'exemple de système de caractérisation magnétique 2D en température ; un tel exemple est apparu en 2022 [5], avec des choix de conception sensiblement différents de ceux qui seront présentés par la suite.

Validation du banc Une fois le banc de caractérisation fonctionnel, il est nécessaire de pouvoir valider la qualité des mesures qu'il fournit, c'est-à-dire d'évaluer leur précision et la plage de conditions expérimentales qu'elles peuvent couvrir. Cette tâche est complexifiée par l'absence de références de mesures 2D : il n'existe pas de standard de caractérisation, et donc pas de valeurs communément admises auxquelles se comparer. La validation doit alors se faire élément par élément, par comparaison avec des mesures 1D et avec des mesures 2D d'autres laboratoires.

Analyse des résultats Enfin, une fois les deux premières étapes achevées, une première campagne de caractérisations 2D en température a permis de fournir une base pour de futures études. L'objectif de cette campagne est de déceler quelques premières tendances sur l'évolution du comportement des matériaux, mais également de mettre en place des méthodes d'analyse, c'est-à-dire de sélectionner les grandeurs et indicateurs sur lesquels fonder l'étude des résultats.

Ces étapes vont donc être décrites dans la suite de ce document. Le chapitre 1 récapitule les propriétés des matériaux magnétiques doux et leurs origines physiques, afin de poser les bases théoriques qui seront utilisées par la suite. Une attention particulière sera portée sur l'influence des champs magnétiques tournants et la façon dont ils modifient les comportements habituellement observés en 1D, ainsi qu'aux effets de la montée en température sur les phénomènes magnétiques. Le chapitre 2 présente la réalisation du banc de caractérisation, en dressant tout d'abord l'état de l'art des bancs 2D existants avant de détailler les choix réalisés lors de la réalisation du système de caractérisation en température, à la fois sa partie magnétique et sa partie thermique. La présentation du système sera complétée dans le chapitre 3 par la mise en place d'un programme de contrôle permettant d'asservir la forme du vecteur induction magnétique.

Un état de l'art des méthodes de contrôle existantes sera alors dressé, afin de justifier le choix d'en développer une originale, qui sera par la suite détaillée. La phase de validation sera abordée dans le chapitre 4, qui inclut les résultats de différentes analyses et expérimentations visant à estimer les performances du banc. Celles-ci comprennent notamment un calcul de l'incertitude associée à la chaîne d'acquisition, une validation de l'homogénéité de la chauffe obtenue et les résultats de travaux de comparaison réalisées en collaboration avec deux laboratoires de caractérisation étrangers. Enfin, le chapitre 5 présentera les résultats de caractérisation 2D en température menés durant la durée des travaux, et fournira une première analyse des données obtenues.

Matériaux magnétiques, aciers électriques

1.1	Matériaux magnétiques : introduction	10
1.1.1	Champ magnétique	10
1.1.2	Moment magnétique	10
1.1.3	Aimantation	12
1.1.4	Matériaux magnétiques	13
1.2	Matériaux cristallins ferromagnétiques doux	15
1.2.1	Rappels de cristallographie	15
1.2.2	Énergies	17
1.2.3	Magnétostriction	18
1.2.4	Anisotropie magnétique	18
1.2.5	Domaines magnétiques	19
1.3	Propriétés d'un matériau magnétique	21
1.3.1	Processus d'aimantation à l'échelle macroscopique	21
1.3.2	Pertes	23
1.4	Matériaux magnétiques sous l'effet d'un champ tournant	25
1.4.1	Pertes	26
1.4.2	Formes d'anisotropie	28
1.5	Les principaux alliages magnétiques cristallins	28
1.5.1	Fer-silicium	29
1.5.2	Fer-cobalt	31
1.5.3	Fer-nickel	31
1.6	Comportement des matériaux magnétiques en température	33
1.6.1	Agitation thermique et organisation des moments	33
1.6.2	Pertes	36
1.6.3	Perméabilité	36
1.7	Conclusion du chapitre	36

Ce chapitre expose les bases physiques nécessaires à l'étude et à l'interprétation des propriétés des matériaux magnétiques sous l'effet de champs tournants et à différentes températures. Ces travaux sont limités à l'étude des aciers électriques, qui sont tous des matériaux ferromagnétiques, cristallins et produits sous la forme de tôles fines (épaisseurs inférieures à 1 mm). Néanmoins, les bases présentées ici partiront du cas général pour se concentrer petit à petit vers ces matériaux, de sorte à en dégager les propriétés essentielles.

Dans la section 1.1, la notion de matériau magnétique sera rappelée, ainsi que les principales grandeurs associées, afin de pouvoir présenter les matériaux étudiés (ferromagnétiques cristallins) en section 1.2. Les principales propriétés d'intérêt seront alors détaillées en section 1.3, dans le cas classique d'une excitation unidirectionnelle, avant d'étudier les changements apportés par l'utilisation d'un champ tournant en section 1.4. Les nuances spécifiques de matériaux auxquelles nous allons nous intéresser seront présentées en section 1.5. Enfin, la section 1.6 conclura ce chapitre par une description de l'impact de la température sur les propriétés magnétiques.

1.1. MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES : INTRODUCTION

1.1.1. Champ magnétique

Le terme de champ magnétique est ambigu, car utilisé à la fois pour le champ magnétique \vec{H} et l'induction magnétique \vec{B} (ou densité de flux magnétique). Dans l'air, ainsi que dans la plupart des milieux, les deux champs sont proportionnels et reliés par la perméabilité du vide : $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, où $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$. Par la suite, le terme « champ magnétique » sera utilisé sans précision lorsque appliqué aux deux grandeurs indifféremment ; dans les autres cas, le symbole du champ (B ou H) sera toujours précisé pour lever l'ambiguïté.

Si l'on fait dans un premier temps abstraction de l'existence des matériaux magnétiques, un champ magnétique tire toujours son origine d'un courant électrique ; inversement, un courant électrique donne toujours naissance à un champ magnétique. Une particule en mouvement est donc à l'origine d'un champ magnétique dans l'espace l'entourant, un conducteur parcouru par un courant aussi. Néanmoins, pour obtenir des valeurs de champ plus élevées, on utilise généralement des boucles comme celles de la figure 1.1a, ou mieux encore une juxtaposition de boucles (solénoïde).

1.1.2. Moment magnétique

1.1.2.1. Moment magnétique d'une boucle de courant

Une particule de charge q en mouvement dans des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} subit la force de Lorentz (1.1).

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (1.1)$$

Cette force agit sur chacune des charges parcourant une boucle de courant, ce qui tendra à faire pivoter cette dernière jusqu'à ce qu'elle soit orientée perpendiculairement au champ magnétique extérieur. On représente ce phénomène par un « moment magnétique » $\vec{\mu}$, tel que le couple lié à la force de Lorentz s'appliquant sur la boucle soit égal à $\vec{\mu} \wedge \vec{B}$ [13]. Dans le cas d'une boucle de courant, ce moment se calcule à l'aide de (1.2) (où I est le courant parcourant la spire de surface S et de normale \vec{n}).

$$\vec{\mu} = IS\vec{n} \quad (1.2)$$

On note que le vecteur normal \vec{n} et par conséquent le moment magnétique, sont perpendiculaires au plan de la boucle et orientés par le sens du courant.

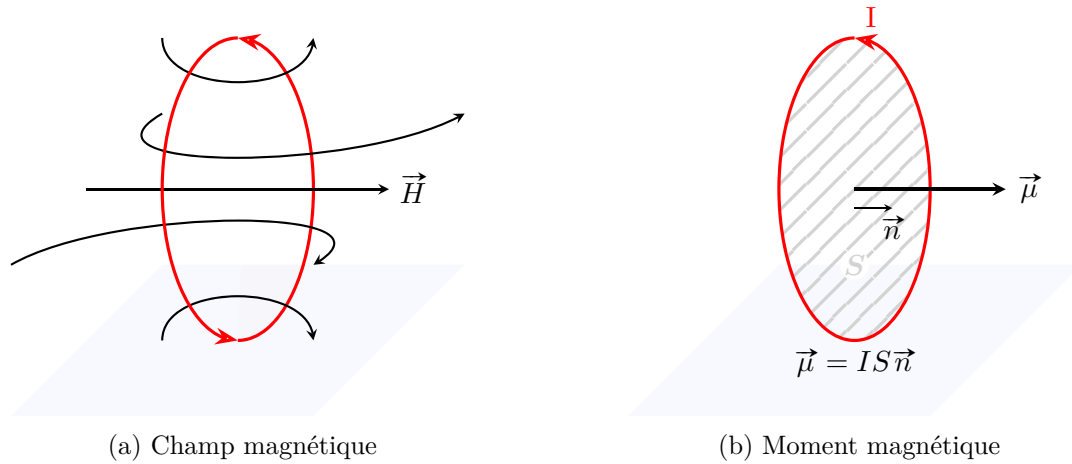


FIGURE 1.1 – Illustration du champ magnétique \vec{H} créé par une spire et du moment magnétique correspondant $\vec{\mu}$.

Cette même boucle de courant engendre également un champ magnétique, comme représenté en figure 1.1a. L'existence d'un moment magnétique (et des forces associées) et la création d'un champ magnétique sont indissociables ; on note que la force de Lorentz va tendre à orienter la boucle de sorte à aligner le champ magnétique créé avec le champ extérieur.

1.1.2.2. Moment magnétique d'un atome

Électron

Un électron d'un atome se déplace autour du noyau : c'est une charge en mouvement, donc un courant, auquel correspond un moment magnétique. Plus précisément, ce dernier est la somme de deux composantes (voir figure 1.2a) : le moment magnétique orbital $\vec{\mu}_l$, lié à la rotation des électrons autour du noyau, et le moment magnétique de spin $\vec{\mu}_s$, assimilé à la rotation des électrons sur eux-mêmes.

À cette échelle de la matière, les propriétés observées sont de nature quantique ; les moments magnétiques $\vec{\mu}_l$ et $\vec{\mu}_s$ ne peuvent qu'être des multiples du magnéton de Bohr (1.3), qui correspond au moment magnétique élémentaire. Les moments magnétiques à l'échelle atomique peuvent alors être exprimés en multiple de ce magnéton.

$$\mu_B = \frac{e}{2m_e} \frac{h}{2\pi} = 9.273 \times 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2 \quad (1.3)$$

(où $m_e = 9.109 \times 10^{-31}$ kg est la masse d'un électron, $e = 1.602 \times 10^{-19}$ C sa charge élémentaire, $h = 6.626 \times 10^{-34}$ J/Hz la constante de Planck.)

On peut noter que ces moments $\vec{\mu}_l$ et $\vec{\mu}_s$ ne sont pas indépendants, mais interagissent au travers du couplage spin-orbite : l'électron (et par conséquent le moment magnétique de spin), est en mouvement dans le champ magnétique du noyau donc subit l'effet de ce dernier, et vice-versa. Cette interaction est nommée couplage spin-orbite [14], et a des conséquences sur diverses propriétés magnétiques du matériau (notamment l'anisotropie magnétique).

Atome

Le moment magnétique de chacun des électrons d'un atome va contribuer au moment magnétique total de ce dernier. Néanmoins, ces électrons répondent à des règles précises d'organisation

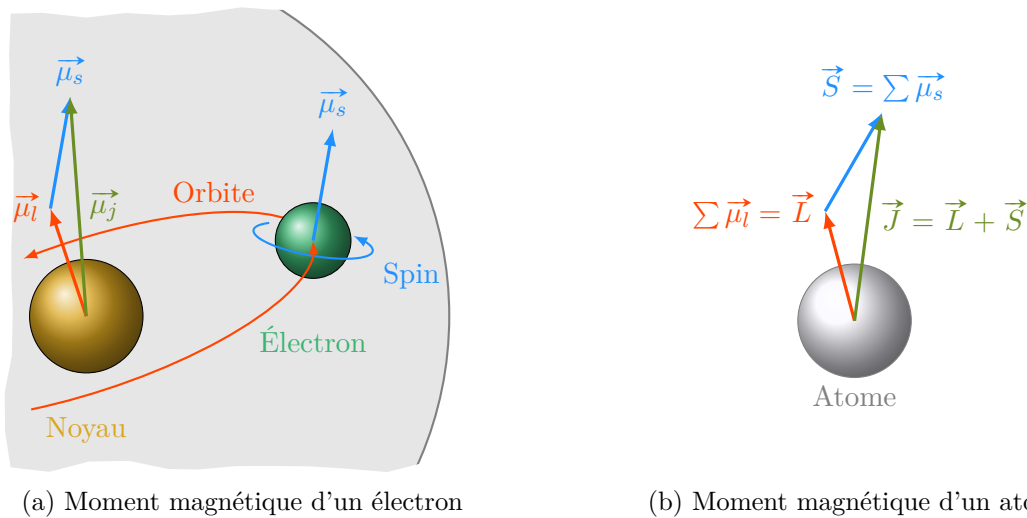


FIGURE 1.2 – Le moment magnétique $\vec{\mu}_j$ d'un électron se compose de son moment magnétique orbital $\vec{\mu}_l$, attribué au mouvement de l'électron dans l'espace, et de son moment magnétique de spin $\vec{\mu}_s$, attribué à son mouvement sur lui-même. Les moments orbitaux et de spin des différents électrons d'un atome se cumulent.

(règles de Hund [15]), en différentes couches et différentes orbitales. Ces règles font que les moments des électrons d'une couche pleine se compensent entre eux, et donc que seules les couches incomplètes vont contribuer au moment magnétique de l'atome.

Quand celui-ci va former des liaisons avec d'autres atomes, il va mettre en commun les électrons de sa couche la plus externe (couche de valence) pour former de nouvelles orbitales, pleines, à nouveau non magnétiques. Par conséquent, le comportement magnétique, c'est-à-dire la conservation d'un moment magnétique, est restreint aux atomes possédant une couche non remplie qui n'est pas la couche de valence (couche interne), et dont les électrons ne participeront pas aux liaisons [16].

Cette compensation des moments explique que peu d'éléments aient des propriétés magnétiques. Deux groupes d'éléments présentent un tel arrangement électronique avec des sous-couches incomplètes : les atomes du groupe du fer qui ont une couche 3d incomplète (chrome, manganèse, fer, cobalt, nickel) et certaines terres rares avec une couche 4f incomplète. Cette couche 3d (ou 4f) n'étant pas impliquée dans les liaisons, car protégée par celle du dessus, ces atomes conservent un moment magnétique résultant $\vec{\mu}_{at}$ lorsqu'ils sont intégrés dans un édifice polyatomique.

1.1.3. Aimantation

Dans un solide composé d'un ensemble d'atomes porteurs d'un moment résultant $\vec{\mu}_{at}$, on définit l'aimantation \vec{M} du solide comme la densité de moments magnétiques dans un volume dV (1.4), qui s'exprime en ampère par mètre à l'instar du champ magnétique \vec{H} ($A \cdot m^2/m^3 = A/m$).

$$\vec{M} = \sum_{n_{atome}} \frac{\vec{\mu}_{at}}{dV} \quad (1.4)$$

Si la direction des moments magnétiques des atomes est aléatoire, l'aimantation du solide va être nulle; en revanche, si *quelque chose* aligne les moments magnétiques entre eux, sa valeur peut devenir très importante. Par exemple, si dans un solide de fer tous les moments élémentaires sont alignés, l'aimantation est de l'ordre de $1 \times 10^6 A/m$ [16]. En présence d'un matériau

magnétique, l'induction magnétique se compose alors de deux contributions (1.5) : celle d'un champ magnétique \vec{H} extérieur, et celle du matériau, c'est-à-dire son aimantation \vec{M} . Le premier champ est engendré par les courants électriques « réels »*, circulant dans des conducteurs, et le second par les mouvements de charge à l'échelle atomique, qui ne correspondent pas à un déplacement de ces charges à l'échelle du système.

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J} \quad (1.5)$$

On notera que le terme $\vec{J} = \mu_0 \vec{M}$ représente la densité de flux introduite par le matériau, aussi appelée polarisation[†] \vec{J} .

Lorsqu'un champ extérieur H_{ext} est appliqué à un matériau, cela applique un couple sur chacun des moments magnétiques qui composent le solide, ce qui va participer à leur alignement. La résultante de tous ces moments, c'est-à-dire l'aimantation du matériau, dépend donc du champ extérieur (ainsi que de diverses propriétés du matériau, qui seront abordées par la suite). On définit la susceptibilité χ du matériau comme la réaction de l'aimantation au champ magnétique, selon $\vec{M} = \chi \vec{H}$. On a alors :

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} \quad (1.6)$$

Le terme $(1 + \chi)$, est considéré comme la perméabilité relative μ_r , qui représente donc la relation entre le champ magnétique appliqué en un point et la densité de flux obtenue en prenant en compte le milieu. L'équation (1.6) devient ainsi (1.7), qui fait également apparaître la perméabilité « absolue » $\mu = \mu_r \mu_0$.

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H} \quad (1.7)$$

1.1.4. Matériaux magnétiques

1.1.4.1. Classes

D'après la section 1.1.3 précédente, lorsqu'un champ magnétique H est appliqué dans un milieu (matériau), la densité de flux B résultante va donc dépendre de celui-ci et plus précisément de la façon dont les moments magnétiques des atomes le constituant réagissent. On classe les matériaux selon la nature de cette réaction [17] :

- si la densité de flux obtenue est plus faible que celle qu'on aurait dans le vide ($B < \mu_0 H, \chi < 0$) : le matériau est diamagnétique ;
- si la densité de flux obtenue est légèrement plus forte que celle qu'on aurait dans le vide ($B > \mu_0 H, \chi > 0$) : le matériau est paramagnétique ou anti-ferromagnétique ;
- si la densité de flux obtenue est beaucoup plus forte que celle qu'on aurait dans le vide ($B \gg \mu_0 H, \chi \gg 0$) : le matériau est ferromagnétique ou ferrimagnétique.

Dans le cadre de cette thèse, seuls des matériaux ferromagnétiques seront étudiés.

1.1.4.2. Ferromagnétiques

Le ferromagnétisme n'apparaît que dans le cas d'un nombre très réduit d'éléments (à l'état pur, les plus notables sont le fer, le nickel et le cobalt), mais donne naissance à un très grand nombre d'applications, parmi lesquelles on trouve les aimants et électroaimants, les moteurs, les transformateurs, le blindage, etc.

*. Ou par des aimants permanents, mais ce cas anticipe sur les notions suivantes.

†. À ne pas confondre avec une densité de courant, pouvant aussi être notée \vec{J} , qui n'est pas utilisée dans ce document

Les éléments ferromagnétiques sont caractérisés par une perméabilité relative très supérieure à l'unité, qui permettent donc de développer des densités de flux élevées à l'aide d'une excitation (champ magnétique) modérée. Deux conditions sont nécessaires au développement de cette propriété : l'atome doit être porteur d'un moment magnétique (couche interne incomplète) et des interactions fortes doivent se développer entre les différents atomes pour aligner les moments entre eux. Ces interactions sont nommées « interactions d'échange », et combinent les effets des contraintes sur les niveaux d'énergie des électrons * et les interactions électrostatiques † [13, 16, 17]. Elles s'expriment selon (1.8) pour deux électrons de moment de spin \vec{S}_i et \vec{S}_j .

$$E_{ij} = -2 \cdot J_{ex} \cdot \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (1.8)$$

Dans l'équation (1.8) ci-dessus, le terme J_{ex} est l'intégrale d'échange, terme déterminant de ces interactions. Son évaluation est, à ce jour, trop complexe dès qu'un grand nombre d'atomes (> 2) intervient [17]. La figure 1.3 fournit une interprétation qualitative des valeurs empiriques de cette intégrale d'échange pour les principaux éléments concernés en fonction de la distance séparant deux atomes, rapportée selon le rayon de la couche considérée. Si les atomes sont proches, à leur échelle, les interactions d'échange amènent les spins à se coupler de façon anti-parallèle pour éviter que les électrons soient dans le même état quantique; on parle alors d'anti-ferromagnétisme. Si les atomes s'éloignent, l'intégrale devient positive, et les interactions d'échange vont favoriser l'alignement parallèle des spins, correspondant à la condition du ferromagnétisme, notamment pour le fer (phase α), le cobalt et le nickel. Ensuite, quand la distance augmente encore, elle devient trop importante pour que des couplages se produisent, et l'intégrale d'échange tend vers zéro.

La principale opposition à ces interactions est l'agitation thermique : cette dernière agite les moments magnétiques autour de leur position « normale » (à 0 K). Plus la température est élevée, moins il est probable qu'un moment soit effectivement dans la direction donnée par l'interaction d'échange, même s'il restera « en moyenne » dans cette direction. Ce mouvement de l'ensemble

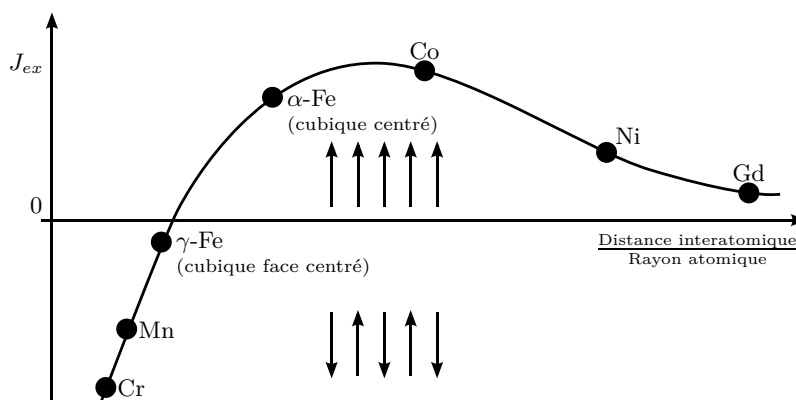


FIGURE 1.3 – Courbe de Bethe-Slater, approxinant l'interaction d'échange pour les principaux éléments ferromagnétiques, selon le rapport de la distance inter-atomique de la maille sur le rayon atomique de la couche impliquée dans le magnétisme (3d pour les éléments du groupe du fer présentés). Courbe d'après [13, 18].

*. Principe d'exclusion de Pauli : deux électrons proches ne peuvent pas présenter des nombres quantiques identiques, donc deux électrons proches d'une même sous-couche électronique vont avoir des spins opposés.

†. Forces de Coulomb : répulsion entre particules chargées de même signe, et attraction entre particules chargées de signe opposé.

des moments se traduit par une diminution de l'aimantation macroscopique. La température à laquelle l'agitation thermique surpasse l'interaction d'échange est nommée température de Curie (d'après sa découverte par P. Curie) ; à partir de cette température, il n'y a plus d'alignement des moments magnétiques des atomes et le matériau se comporte comme un paramagnétique (c'est-à-dire que l'application d'un champ magnétique extérieur exerce un couple sur les moments magnétiques qui s'oppose à l'agitation thermique pour tenter d'aligner les moments).

1.2. MATÉRIAUX CRISTALLINS FERROMAGNÉTIQUES DOUX

1.2.1. Rappels de cristallographie

Les matériaux cristallins sont caractérisés par une disposition organisée de leurs atomes, qui sont placés selon un motif périodique (*maille*) qui se répète par translation à grande échelle. Ils sont à opposer aux matériaux amorphes, pour lesquels la structure est désordonnée. Cet ordonnancement implique des propriétés directionnelles, fixées sur les directions du réseau cristallin : les matériaux sont anisotropes.

Il n'existe géométriquement que peu de motifs tridimensionnels élémentaires (ne pouvant être scindés en sous-motifs) permettant de remplir l'espace entier sans vide ni rotation ; on en dénombre 7, tous correspondant à des parallélépipèdes réguliers. Pour ces 7 motifs, les positions des atomes sont considérées être sur les sommets ; en prenant en compte de possibles atomes supplémentaires à l'intérieur des mailles, on aboutit à 14 réseaux cristallins (dits de Bravais). Les matériaux étudiés dans le présent document seront exclusivement composés de mailles cubiques (et dérivés, voir figure 1.4).

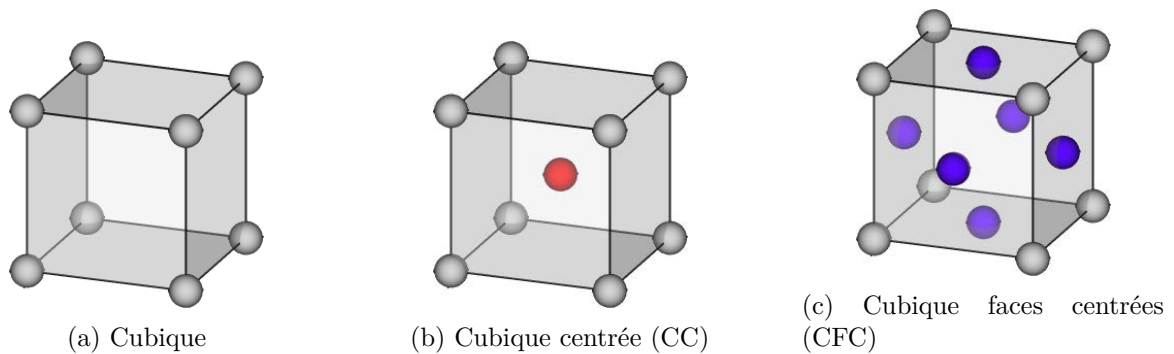


FIGURE 1.4 – Différentes mailles cubiques. Les couleurs sur les mailles CBC et CFC servent uniquement à clarifier les positions des atomes supplémentaires et ne correspondent pas à une nature différente.

Pour se repérer au sein des réseaux, on considère le repère formé par la maille : un atome est choisi comme origine, et trois autres judicieusement disposés correspondent aux vecteurs \vec{x} , \vec{y} , \vec{z} . Les positions sont exprimées directement dans ce repère (figure 1.5a). Les directions sont également exprimées dans ce repère, mais en multipliant le vecteur correspondant de sorte que toutes les coordonnées soient entières (figure 1.5b). Les plans, enfin, sont indiqués en prenant l'inverse de leur intersection avec chacun des axes (figure 1.5c). Pour différencier ces différents objets, on les encadre différemment :

- les directions entre crochets $[110]$;

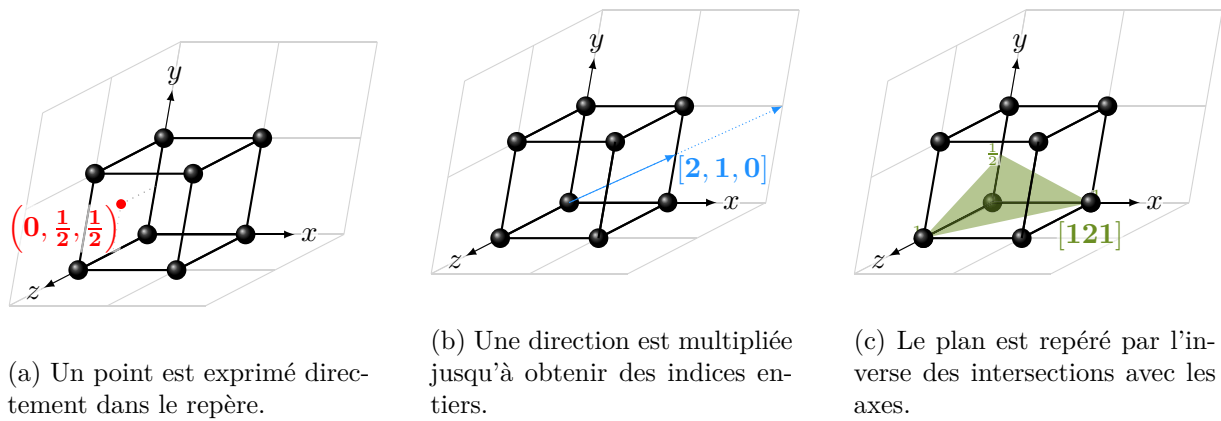


FIGURE 1.5 – Nomenclature des points, directions et plans en cristallographie.

- les familles de direction (directions identiques par rotation) entre chevrons $\langle 110 \rangle$ (qui contient les directions $[110]$, $[101]$, $[011]$...);
- les plans entre parenthèses (110) ;
- les familles de plans (plans identiques par rotations) entre accolades $\{110\}$ (qui contient les plans (110) , (101) , (001) ,...).

Sauf cas exceptionnels et de très petite taille (comparé aux applications du génie électrique), les matériaux ne sont pas composés d'une unique maille cristalline. Lors de la fabrication d'un alliage métallique, les constituants sont mélangés en phase liquide, puis sont soumis à une phase de refroidissement [19], durant laquelle la cristallisation sera amorcée en différents points de la solution (différents germes) qui auront dans le cas général une orientation différente. Chacun de ces éléments cristallins sera dénommé grain, et une phase amorphe (« joint de grain ») viendra lier les différents grains ensemble. Les différents grains auront chacun leurs directions d'anisotropie; à l'échelle d'un échantillon de matériau, les propriétés directionnelles seront moyennées. Selon le matériau et le procédé, les grains peuvent varier de quelques nanomètres à plusieurs millimètres.

Les procédés de fabrication influent l'orientation des mailles cristallines à l'intérieur des grains, en général en créant une direction plus courante que les autres. En adaptant ces procédés, il est possible de réduire cette tendance afin de créer des matériaux plus isotropes, ou au contraire d'accroître l'anisotropie pour créer des matériaux dont l'orientation des grains est imposée, ce qui permet d'obtenir d'excellentes propriétés dans une direction. Une telle texture est repérée par la famille de plans cristallographiques correspondant au plan de la tôle et la famille

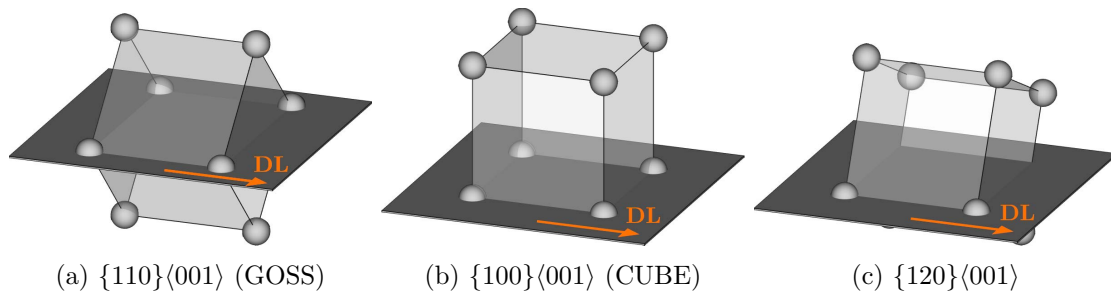


FIGURE 1.6 – Les principales textures spécifiques développées, exprimées sous la forme $\{\text{Plan de la tôle}\}\langle \text{Direction de laminage} \rangle$. Les mailles représentées ici sont cubiques, mais pourraient être centrées ou faces centrées.

de directions alignées avec la direction de laminage ($\{\text{Plan de la tôle}\}\langle\text{Direction de laminage}\rangle$). Quelques exemples sont présentés en figure 1.6. Les matériaux ainsi texturés présentent des propriétés plus proches du monocristal, notamment une anisotropie élevée liée à la prédominance de certaines directions cristallographiques.

1.2.2. Énergies

L'état magnétique d'un matériau est contraint par la conjonction de plusieurs phénomènes, parfois contradictoires, ce qui explique la complexité des comportements des matériaux magnétiques. Une approche macroscopique basée sur les énergies associées à chacune des contraintes permet néanmoins une explication qualitative des phénomènes.

Les principales énergies liées directement à la nature magnétique des matériaux étudiés sont listées ci-après. D'autres forces de contraintes peuvent néanmoins entrer en jeu lors de l'établissement de l'équilibre magnétique, par exemple des grandeurs mécaniques comme l'élasticité du matériau [20], des aspects thermiques, etc.

Interaction d'échange Interaction d'alignement parallèle ou antiparallèle des électrons (1.8), développée en section 1.1.4.2. Elle est minimale (négative) lorsque les moments sont alignés, et positive lorsqu'ils sont dans des sens contraires.

Énergie magnétostrictive Énergie liée aux déformations de la maille cristalline sous l'effet d'un champ, ou inversement, à la modification des propriétés magnétiques sous l'effet d'un stress mécanique, qui sera abordée en section 1.2.3.

Énergie d'anisotropie magnétocristalline Énergie liée à l'influence de la maille cristalline et de ses directions sur l'organisation des moments magnétiques, détaillée en section 1.2.4.

Énergie magnétostatique Énergie liée au déploiement des lignes de champ dans l'espace, elle s'exprime selon deux expressions équivalentes (1.9a) et (1.9b) [21]. Cette énergie est toujours positive et moindre quand les lignes de champs sont contenues dans le volume d'un matériau. Ce dernier point, développé par la suite, est particulièrement important : les états les plus stables (énergie minimum) correspondent souvent à ceux pour lesquels le trajet des lignes de flux dans l'air est moindre.

$$E_{ms} = \frac{1}{2} \mu_0 \int H_d^2 \cdot dV \quad (\text{intégrée sur tout l'espace}) \quad (1.9a)$$

$$= \frac{1}{2} \int \vec{H}_d \cdot \vec{J} \cdot dV \quad (\text{intégrée sur l'échantillon seulement}) \quad (1.9b)$$

Énergie de Zeeman Énergie potentielle d'un corps aimanté (porteur d'un moment magnétique/d'une aimantation) plongé dans un champ extérieur *. Elle est minimale (négative) lorsque le champ et l'aimantation sont alignés, et s'exprime selon (1.10) [21].

$$E_z = -\mu_0 \int_V \vec{H}_{ext} \cdot \vec{M} \cdot dV \quad (1.10)$$

Énergie thermique Énergie correspondant à l'agitation des molécules sous l'effet de la température, et proportionnelle à cette dernière (lorsque exprimée en Kelvin). Ses conséquences sur les matériaux ferromagnétiques seront discutées en section 1.6.

*. On notera la différence d'échelle par rapport à l'intégrale d'échange : cette dernière s'applique à l'échelle atomique pour aligner entre eux les moments de spin des électrons, tandis que l'énergie de Zeeman agit au niveau macroscopique pour aligner l'aimantation globale sur un champ extérieur.

1.2.3. Magnétostriction

Les propriétés magnétiques du matériau sont affectées par l'application de contraintes mécaniques sur l'échantillon ; inversement, ce dernier se déforme lorsque soumis à une excitation magnétique, ce qui est à l'origine du bruit émis par les noyaux en fonctionnement.

Ce couplage entre propriétés magnétiques et contraintes/dimensions est appelé magnétostriction et provient de l'impact de la distance inter-atomique sur les différentes interactions entre atomes. L'alignement des moments magnétiques de spin dû aux interactions d'échange agit sur l'orientation du nuage électronique des atomes (à cause du couplage spin-orbite), ce qui agit sur les distances inter-atomiques au travers des interactions électrostatiques/d'exclusivité [17] et déforme l'échantillon. Inversement, les déformations agissent sur les distances inter-atomiques, ce qui modifie l'équilibre des différentes interactions.

L'évaluation numérique de la magnétostriction se fait à l'aide des valeurs λ_s d'élongation lorsque le matériau est amené jusqu'à la saturation, nommées coefficients de magnétostriction. À l'intérieur d'un grain, ce phénomène va dépendre de l'orientation de la contrainte ou du champ par rapport à la maille cristalline, et on a donc différents coefficients correspondant aux différents axes du cristal : λ_{001} et λ_{111} . Le coefficient de magnétostriction λ_s est évalué empiriquement sur le matériau afin d'aboutir à une magnétostriction effective, prenant en compte le comportement des différents grains. Il peut prendre des valeurs positives ou négatives, traduisant une tendance à se dilater ou à se contracter lorsqu'aimanté.

Les variations de directions entre les différents grains ont une conséquence majeure : sous l'effet d'un champ extérieur, ils ont tendance à se déformer dans des directions différentes, ce qui vient diminuer la réponse magnétique du matériau.

L'application d'une contrainte mécanique extérieure sur les noyaux magnétiques influe également sur leurs propriétés magnétiques, le plus souvent de façon indésirable. L'énergie associée au couplage magnéto-élastique dépend de l'amplitude de la contrainte σ (positive en traction, négative en contraction), de la constante de magnétostriction du matériau (λ_s) et de l'angle θ entre l'aimantation locale et la contrainte (1.11).

$$E_{mstr} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma(\sin\theta)^2 \quad (1.11)$$

1.2.4. Anisotropie magnétique

La nature cristalline d'un matériau est favorable à l'apparition de propriétés anisotropes, puisque le réseau cristallin fait apparaître des directions d'alignement à grande échelle.

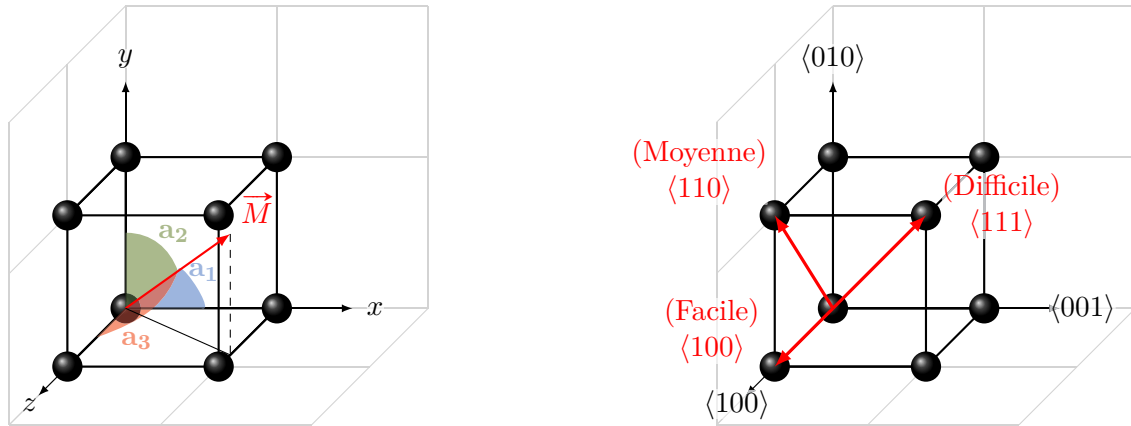
1.2.4.1. Anisotropie magnéto-cristalline

L'anisotropie magnéto-cristalline est la seule forme d'anisotropie magnétique intrinsèque au matériau. Elle est liée au couplage entre le moment magnétique de spin et le moment orbital [17] : ce dernier étant très fortement attaché au réseau cristallin, pour pouvoir faire pivoter les moments magnétiques de spin il est nécessaire de fournir de l'énergie pour outrepasser le couplage spin-orbite.

Cette énergie peut s'exprimer en fonction des cosinus α_1 , α_2 et α_3 de l'inclinaison de l'aimantation \vec{M} par rapport à chacune des directions du réseau (voir figure 1.7a).

$$E = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1\alpha_2\alpha_3) + \dots \quad (1.12)$$

Les coefficients K_0 , K_1 et K_2 sont les constantes d'anisotropie du matériau qui dirigent les variations de l'énergie lors d'un changement d'inclinaison de l'aimantation. Elles sont déterminées de façon empirique.



(a) Angles correspondant aux cosinus directeurs α_1 , α_2 et α_3 , tels que $\alpha_i = \cos a_i$.

(b) Directions de facile, intermédiaire et difficile aimantation, illustrées dans le cas du fer.

FIGURE 1.7 – Illustrations des concepts de l'anisotropie magnéto-cristalline au sein d'une maille cubique.

L'existence de cette énergie d'anisotropie explique que, en l'absence d'excitation, les moments magnétiques aient tendance à s'aligner le long d'une des directions cristallines; un coût énergétique est associé à chacune de ces dernières pour chaque matériau. Dans le cas du fer (illustré en figure 1.7b), la direction $\langle 100 \rangle$, qualifiée de direction de facile aimantation, demande beaucoup moins d'énergie que la direction $\langle 110 \rangle$, elle-même moins coûteuse que $\langle 111 \rangle$ (direction de difficile aimantation). Cette configuration n'est pas une généralité; la situation est inversée notamment dans le cas du nickel ($\langle 100 \rangle$ difficile et $\langle 111 \rangle$ facile).

1.2.4.2. Les autres sources d'anisotropie

Outre l'anisotropie magnéto-cristalline, l'orientation des moments magnétiques élémentaires peut être facilitée dans une direction par divers autres phénomènes :

- une anisotropie uniaxiale peut être induite lors des phases de recuit durant la préparation du matériau, sous l'effet d'un champ magnétique ou de contraintes mécaniques ;
- la forme de l'échantillon peut favoriser l'aimantation selon des directions spécifiques (notamment pour limiter le déploiement des lignes de champ dans l'air et le coût magnéto-statique associé) ;
- des contraintes mécaniques appliquées sur le matériau ont un effet magnétostrictif, et vont donc favoriser le développement du champ selon certains axes et le contraindre selon d'autres

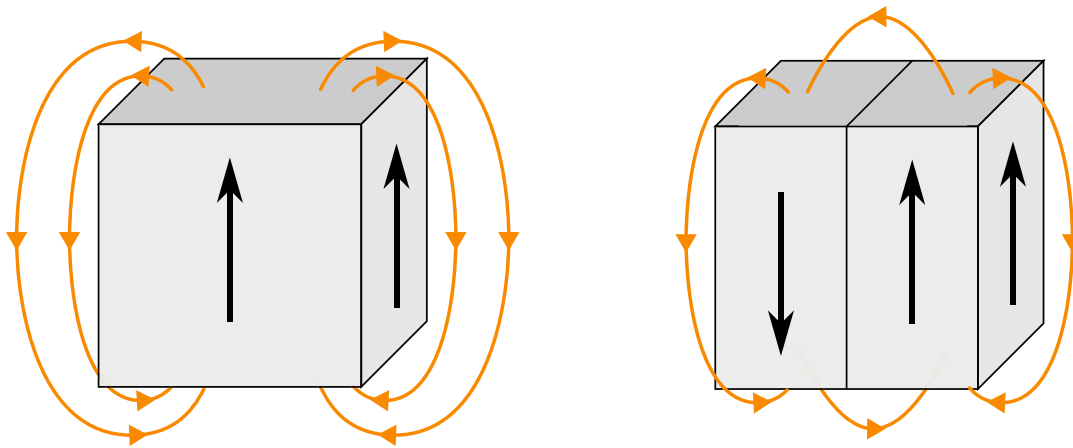
Dans le cadre du présent document, seule l'anisotropie magnéto-cristalline sera étudiée, la magnétostriction pouvant intervenir en tant que perturbation (en se superposant à l'anisotropie magnéto-cristalline en cas de contraintes involontaires, et donc en faussant les résultats de mesure). Les autres formes ne sont pas significatives dans ce cas.

1.2.5. Domaines magnétiques

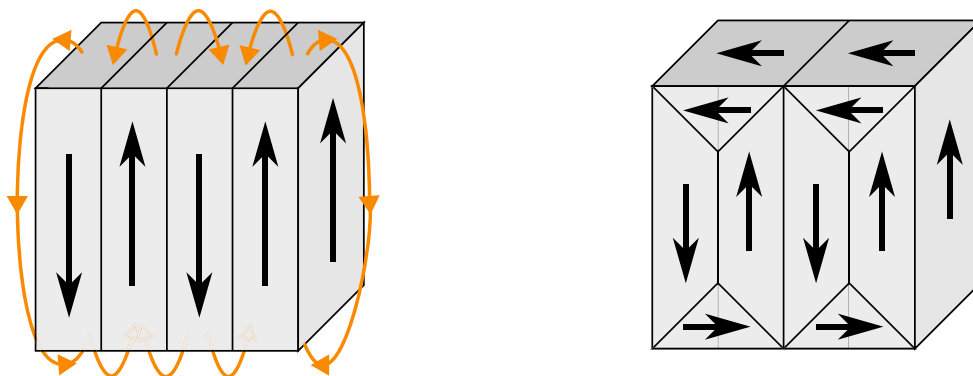
Si on considère un unique grain de matériau magnétique, les interactions d'échange viennent aligner les moments magnétiques de tous les atomes dans la même direction (figure 1.8a). L'aimantation du grain est ainsi égale à sa valeur à saturation M_s et alignée sur la direction de

facile aimantation du grain. Les lignes de champ de cet élément magnétique vont se déployer dans l'espace, et seront alors porteuses d'une énergie magnétostatique importante. En revanche, si le grain est scindé en deux « domaines » (dits domaines de Weiss), chacun aimanté à saturation le long de la direction facile mais dans des sens opposés, les lignes de flux dans l'air sont fortement réduites (figure 1.8b) ce qui diminue l'énergie associée. En reproduisant cette division afin de créer des domaines de plus en plus fins (figure 1.8c), l'énergie peut être de plus en plus réduite.

Néanmoins, une telle division ne peut se poursuivre indéfiniment. En effet, à cause des interactions d'échange, le changement d'orientation des moments magnétiques au niveau de la paroi séparant les domaines possède également un coût énergétique (les moments de spin ne sont plus alignés). De ce point de vue, le retournement du moment se ferait idéalement très lentement. En revanche, au cours de ce retournement, le moment des atomes doit prendre une direction différente des directions faciles, ce qui correspond à un coût d'énergie d'anisotropie. La



(a) Élément magnétique sans division : forte énergie magnétostatique. (b) Diminution de l'énergie magnétostatique par division en domaines (1)



(c) Diminution de l'énergie magnétostatique par division en domaines (2) (d) Élimination des lignes de champs dans l'air par des domaines à 90°

FIGURE 1.8 – Processus de division en domaines magnétiques. Les flèches noires droites représentent l'aimantation de chacun des domaines (égale à M_s donc) et les courbes oranges orientées les lignes de champ dans l'air.

jonction entre les domaines correspond donc à un compromis entre ces deux énergies, et forme une paroi (dite de Bloch, voir figure 1.9) de largeur donnée, au sein de laquelle les moments sont progressivement retournés. Le nombre de parois est limité par un second compromis, cette fois entre l'énergie correspondant à une paroi et le gain énergétique apporté par la création des domaines.

Pour contraindre au maximum les lignes de champ à rester à l'intérieur du matériau, des domaines étant alignés sur une direction moins facile de la maille (typiquement des domaines à 90° dans les alliages de Fer, voir figure 1.8d) peuvent être créés. Le même équilibre entre énergie d'anisotropie et énergie magnétostatique/énergie de paroi régule la taille des domaines.

En l'absence de champ, le matériau magnétique apparaît alors désaimanté, car la somme des aimantations de chacun des domaines est nulle, bien que chacun des domaines soit polarisé à saturation [16].

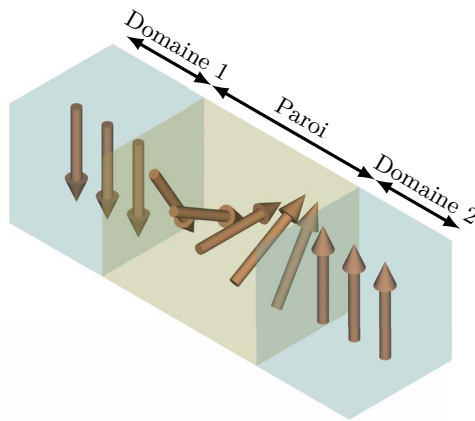


FIGURE 1.9 – Paroi de Bloch : Entre deux domaines à 180° , la rotation s'effectue dans le plan de la paroi.

1.3. PROPRIÉTÉS D'UN MATÉRIAU MAGNÉTIQUE

1.3.1. Processus d'aimantation à l'échelle macroscopique

Lorsqu'un champ magnétique H_{ext} est appliqué sur le matériau, un domaine dont l'aimantation est dans la direction du champ appliqué est favorable du point de vue énergétique (énergie de Zeeman E_z (1.10) négative), tandis qu'un domaine opposé au champ est coûteux (E_z positive). Pour diminuer l'énergie totale au sein du matériau, deux mécanismes vont se mettre en place. Le premier correspond à un déplacement des parois dans le matériau, de sorte à agrandir les domaines les plus alignés avec le champ appliqué. Ces déplacements sont, dans la plupart des cas, non réversibles* et engendrent des pertes, selon des phénomènes abordés ultérieurement en section 1.3.2. Le second mécanisme correspond à une rotation cohérente de l'ensemble des moments d'un domaine, qui vont s'aligner sur le champ extérieur au prix d'un coût en énergie d'anisotropie important, mais de façon réversible. En théorie, l'aimantation par rotations cohérentes se fait donc sans perte, mais il s'agit d'un cas asymptotique qui sera rarement rencontré : en pratique, une telle aimantation sera plus réversible (et engendrera donc moins de pertes),

*. Au sens général du terme (les domaines avant et après l'application d'une excitation ne seront plus les mêmes) et au sens de la thermodynamique (une certaine quantité d'énergie est dissipée lors du mouvement).

mais comportera également une petite partie de mouvements de paroi et la dissipation d'énergie associée.

Si on applique un champ H_{ext} croissant à un grain de matériau magnétique initialement non-excité (point C , voir figure 1.10), le processus d'aimantation se déroule comme suit. Afin que l'aimantation du grain soit colinéaire avec le champ appliqué, les domaines dont la direction est opposée à celle du champ extérieur vont être résorbés en premier au travers des mouvements des parois, notamment celles à 180° (inversion du champ le long de la direction facile du grain), ce qui amène au point A . Si l'amplitude du champ extérieur continue à augmenter, les mouvements de parois se poursuivent pour favoriser les domaines les plus alignés avec le champ jusqu'à ce qu'il n'en reste que quelques-uns. Les rotations cohérentes vont alors débiter, de sorte à aligner l'aimantation des domaines (initialement le long des directions faciles) avec le champ extérieur. Le processus d'aimantation se poursuit jusqu'à ce que l'ensemble des domaines soient confondus et alignés avec le champ extérieur (point S) : le grain est alors saturé (son aimantation est égale à la valeur à saturation M_s).

Le mouvement des parois n'est pas parfaitement libre, car elles sont retenues par les défauts de la maille cristalline (inclusion d'impuretés, trous, etc.). Si le champ appliqué à l'échantillon est relâché, les parois ne retrouveront pas leur position initiale, ni même une position d'aimantation nulle : des parois différentes se créent et s'attachent à certains défauts (point R), ce qui aboutit à une aimantation rémanente M_r lorsque le champ extérieur appliqué est nul, plus souvent traduite par l'induction rémanente B_r . Pour ramener le matériau à un état d'aimantation nulle, il faut fournir un champ magnétique donné, dénommé champ coercitif H_c , qui permettra de surpasser l'attachement des parois aux défauts (point C).

Le processus décrit ci-dessus se reproduit pour des champs appliqués dans la même direction mais de sens opposés, aboutissant au cycle d'hystérésis de la figure 1.10. Si on considère non plus un simple grain mais un matériau polycristallin, ce processus d'aimantation est démultiplié pour l'ensemble des grains.

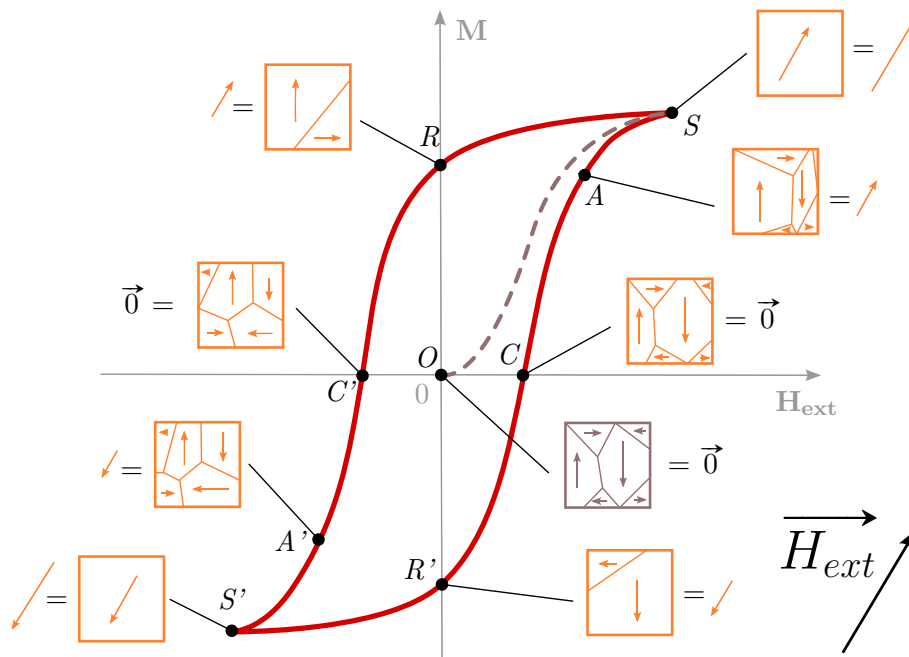


FIGURE 1.10 – Processus d'aimantation et hystérésis, d'après [22].

1.3.2. Pertes

Le processus de déplacement des parois décrit en section précédente est irréversible ; ces déplacements vont créer des courants induits plus ou moins locaux, et donc dissiper une partie de l'énergie sous forme d'effet Joule. Cette dissipation est exprimée selon l'expression (1.13), obtenue à partir du vecteur de Poynting [23].

$$P_{mag}[\text{en W/m}^3] = \frac{1}{T} \int_T \vec{H} \cdot \frac{d\vec{B}}{dt} .dt = \frac{1}{T} \int_T H \cdot \frac{dB}{dt} .dt \quad (1.13)$$

Pour simplifier l'analyse des phénomènes, on classe traditionnellement les pertes en différents termes [24] :

- pertes par hystérésis : liées aux irrégularités du mouvement des parois ;
- pertes par courants de Foucault : liées aux courants induits macroscopiques dans l'échantillon ;
- pertes par excès : liées aux courants induits microscopiques lors du déplacement des parois.

1.3.2.1. Pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis sont la part des pertes qui apparaît même lorsque le matériau est excité par un champ variant suffisamment lentement pour que les phénomènes dynamiques soient négligeables. Ces pertes sont donc intrinsèques au processus de magnétisation, et plus précisément à l'adhésion des parois sur les défauts de la maille, c'est-à-dire à des éléments non magnétiques apparaissant dans le réseau (trou, dislocation, corps étranger, joint de grain, etc.). Ces défauts peuvent s'opposer au processus de magnétisation de deux façons différentes selon leur taille [25].

Si le défaut est de grande taille par rapport à l'épaisseur de la paroi, il possède un coût d'énergie magnétostatique non négligeable puisque les lignes de champ traversant un matériau

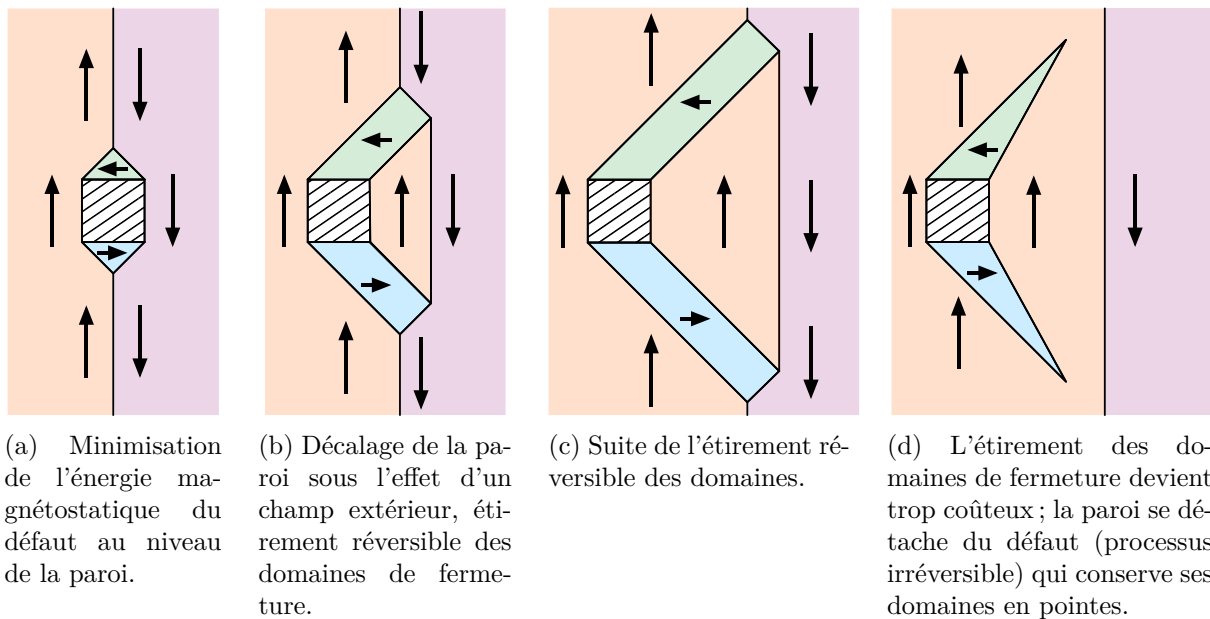


FIGURE 1.11 – Comportement des domaines autour d'un défaut de grande taille vis-à-vis de la paroi. Figure adaptée de [17].

non magnétique. Des domaines de fermeture apparaissent autour du défaut pour limiter cette énergie, et leur position optimale correspond à l'intersection d'une paroi (figure 1.11a), ce qui permet les plus petits domaines de fermeture. À l'inverse, si le défaut est moins large que la paroi, la création de domaines de fermeture n'est pas nécessaire, et le défaut correspondra à une réduction de la surface de paroi, et donc de l'énergie de celle-ci. En effet, la rotation des moments magnétiques autour du défaut est plus facile que dans le reste de la paroi, en l'absence d'interaction d'échange ou d'anisotropie magnéto-cristalline. Dans les deux cas, la position pour laquelle une paroi passe par le défaut correspond à un minimum d'énergie. Le processus d'aimantation se décompose alors en petites variations (réversibles) de la paroi sans la détacher d'un défaut (figures 1.11b et 1.11c) et en variations brutales, appelées sauts de Barkhausen, pour lesquelles la paroi saute brutalement d'un défaut à une autre position une fois que l'énergie fournie est suffisante pour outrepasser la rétention du défaut. L'énergie dépensée pendant ce saut est irréversiblement dissipée [13] sous la forme de courants induits dus aux retournements rapides des moments lors du saut de la paroi. Ces courants sont de très courte durée (de l'ordre de la nanoseconde) et ne dépendent pas de la fréquence réelle du champ [24].

1.3.2.2. Pertes par courants de Foucault

Les pertes par courants de Foucault correspondent aux pertes qui s'établiraient dans un échantillon (hypothétique) de même forme, mais parfaitement uniforme et possédant une conductivité électrique σ donnée, indépendamment de toute propriété magnétique. Elles se calculent à partir des équations de Maxwell pour des cas simples [24]. Par exemple, pour une plaque d'épaisseur e et de densité ρ , excitée par une induction sinusoïdale de fréquence f et d'amplitude J_p , ces pertes prennent la forme suivante :

$$P_{cf} = \frac{\pi^2 \sigma e^2 J_p^2 f^2}{6 \rho} \quad (1.14)$$

1.3.2.3. Pertes par excès

Les pertes par courant de Foucault décrites dans le paragraphe précédent font abstraction de l'existence des domaines magnétiques. Or, lors du processus d'aimantation, les variations de flux magnétiques sont concentrées autour des parois (l'aimantation à l'intérieur des domaines reste constante), et donc les courants induits le sont également. Cette distribution discontinue fait apparaître un surplus de pertes par rapport au calcul des pertes par courant de Foucault (i.e. supposant une distribution continue), ainsi nommées pertes par excès. Elles dépendent fortement de la micro-structure du matériau étudié et des interactions entre les différents domaines. Ces paramètres doivent alors être introduits dans les équations de pertes, mais ne peuvent être connus que de façon empirique, tel le champ V_0 dans l'expression des pertes par excès sous polarisation sinusoïdale (1.15) [26, 27]. Ce dernier a la dimension d'un champ magnétique et traduit la distribution des champs internes dus à la micro-structure du matériau.

$$P_{exc} = 8.76 \sqrt{\sigma G S V_0} J_p^{\frac{3}{2}} f^{\frac{3}{2}} \quad (1.15)$$

(σ la conductivité électrique, $G = 0.1356$ un coefficient adimensionnel, S la section du matériau.)

1.3.2.4. Décomposition des pertes

La caractérisation de matériaux magnétiques dans des conditions statiques ou quasi-statiques est moins facile que la caractérisation dynamique. Aussi, il est possible de tirer avantage des

dynamiques différentes de chacun des termes de pertes et de déduire leur contribution à l'aide d'une série de caractérisations dynamiques. Dans des conditions d'excitation sinusoïdale, les pertes par hystérésis sont proportionnelles à la fréquence f , celles par courants de Foucault à f^2 et celles par excès à $f^{3/2}$. La méthode de décomposition des pertes consiste alors à identifier la tendance des pertes en fonction de la fréquence (1.16) sous la forme $a + b \times f + c \times \sqrt{f}$.

$$\frac{P_{tot}}{f} = W_{hyst} + W_{CF}(f) + W_{exc}(\sqrt{f}) \quad (1.16)$$

1.4. MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES SOUS L'EFFET D'UN CHAMP TOURNANT

On distingue traditionnellement les propriétés magnétiques sous l'effet d'un champ tournant (noté 2D) de celles sous l'effet d'un champ alternatif (noté 1D). Dans le premier cas, la direction de la résultante vectorielle de B varie au cours du temps, tandis qu'elle est constante dans le second cas, où seule l'amplitude peut varier. Quelques illustrations et exemples sont fournis en tableau 1.1. Les principes fondamentaux de l'aimantation du matériau restent évidemment une composition entre mouvement des parois et rotations cohérentes des moments. Néanmoins, l'utilisation d'un champ tournant modifie la séquence d'aimantation. Si on compare les processus impliqués par une induction alternative et une circulaire, partageant un même niveau d'induction crête (qui est l'amplitude constante dans le cas circulaire) :

Pour une faible induction crête le procédé d'aimantation sous champ alternatif se fait principalement par des mouvements de parois à 180° , d'amplitude modérée. En revanche, pour obtenir une aimantation circulaire, tous les domaines, y compris ceux à 90° (ou autre direction de fermeture) sont impliqués dans l'aimantation, de sorte à pouvoir l'orienter dans toutes les directions.

Pour une induction crête proche de la saturation, le procédé d'aimantation sous champ alternatif implique dans chaque période de saturer l'échantillon dans un sens, puis de le désexciter avant de le saturer dans le sens opposé, etc. A l'inverse, sous excitation tournante, l'échantillon reste saturé quelle que soit la direction, et les rotations de l'aimantation se font très majoritairement par rotations cohérentes des moments magnétiques.

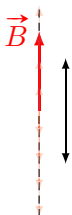
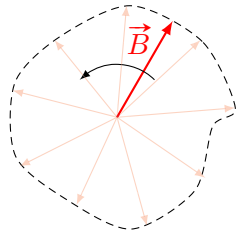
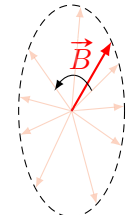
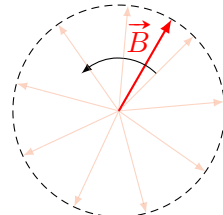
Champ	Alternatif (1D)	Indéfini (2D)	Elliptique (2D)	Circulaire (2D)
Forme				
Amplitude	Variable	Variable	Variable	Constante
Direction	Constante	Variable	Variable	Variable

TABLE 1.1 – Différentes formes et évolutions de la résultante de l'induction magnétique \vec{B} .

Cette variation dans l'application des phénomènes mène à des tendances de pertes très différentes, présentées en figure 1.12. Les pertes 2D sont approximativement 2 fois supérieures aux pertes 1D à faible induction, y compris en comparant à des directions plus difficiles, mais présentent un maximum en début de saturation au-delà duquel les pertes décroissent, car le processus de rotation réversible est de plus en plus prépondérant. Théoriquement, les pertes dues au processus d'aimantation s'annulent sous champ tournant lorsque le matériau est parfaitement saturé, et les pertes totales sont alors égales aux pertes par courant de Foucault.

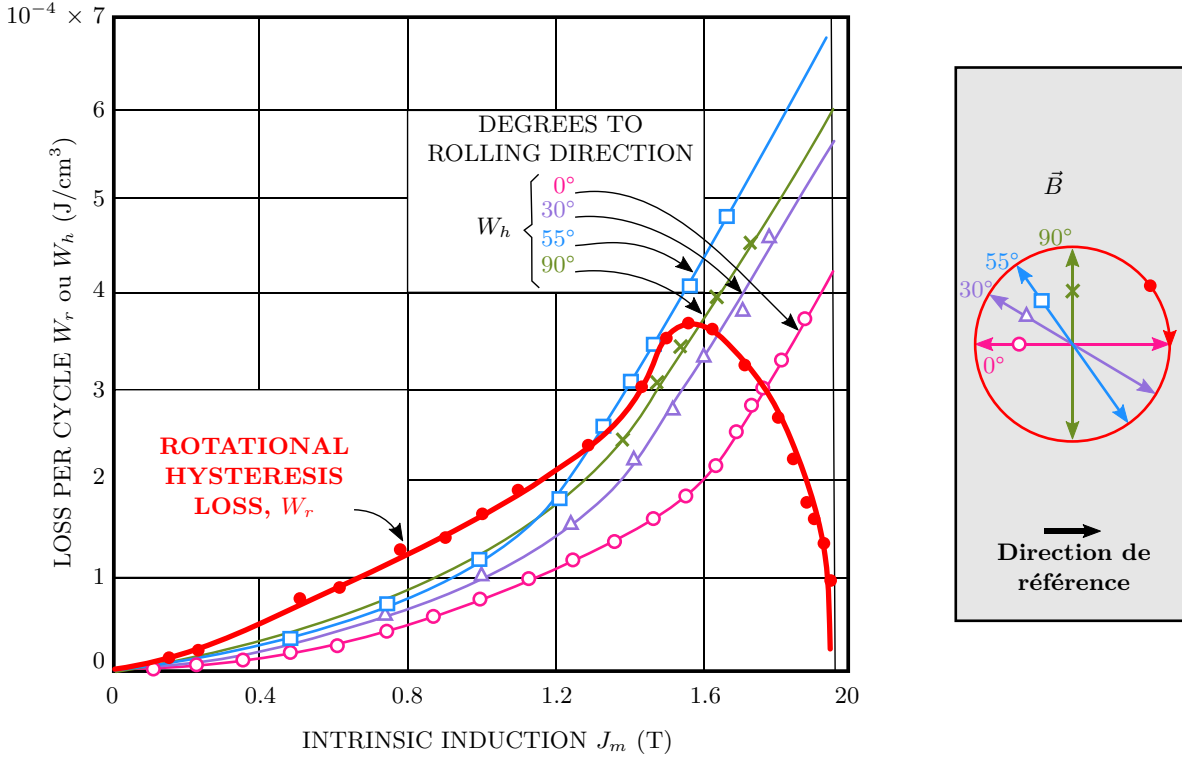


FIGURE 1.12 – Pertes en fonction du niveau d'induction, présentées dans le cas alternatif pour différentes orientations du champ par rapport à l'axe de la tôle (0, 30, 55 et 90°), et dans le cas circulaire (figure issue de [28]). Les directions sont illustrées à droite.

1.4.1. Pertes

Le processus d'aimantation en 2D est donc composé des mêmes phénomènes qu'en 1D, assemblés dans des processus un peu différents. De la même façon, l'expression des pertes sous l'effet de champs circulaires est similaire au cas alternatif (1.13), si ce n'est qu'il est nécessaire de conserver la forme vectorielle à cause de la non-colinéarité des vecteurs (1.17).

$$P_{mag}[\text{en W/m}^3] = \frac{1}{T} \int_T \vec{H} \cdot \frac{d\vec{B}}{dt} \cdot dt = \frac{1}{T} \int_T \|\vec{H}\| \cdot \left\| \frac{d\vec{B}}{dt} \right\| \cdot \cos\langle \vec{H}, \frac{d\vec{B}}{dt} \rangle \cdot dt \quad (1.17)$$

Si l'induction \vec{B} est parfaitement circulaire, l'induction magnétique a un retard de 90° sur sa dérivée, et on peut réécrire le produit scalaire selon :

$$P_{mag} = \frac{1}{T} \int_T \|\vec{H}\| \cdot \left\| \frac{d\vec{B}}{dt} \right\| \cdot \sin\langle \vec{H}, \vec{B} \rangle \cdot dt \quad (1.18)$$

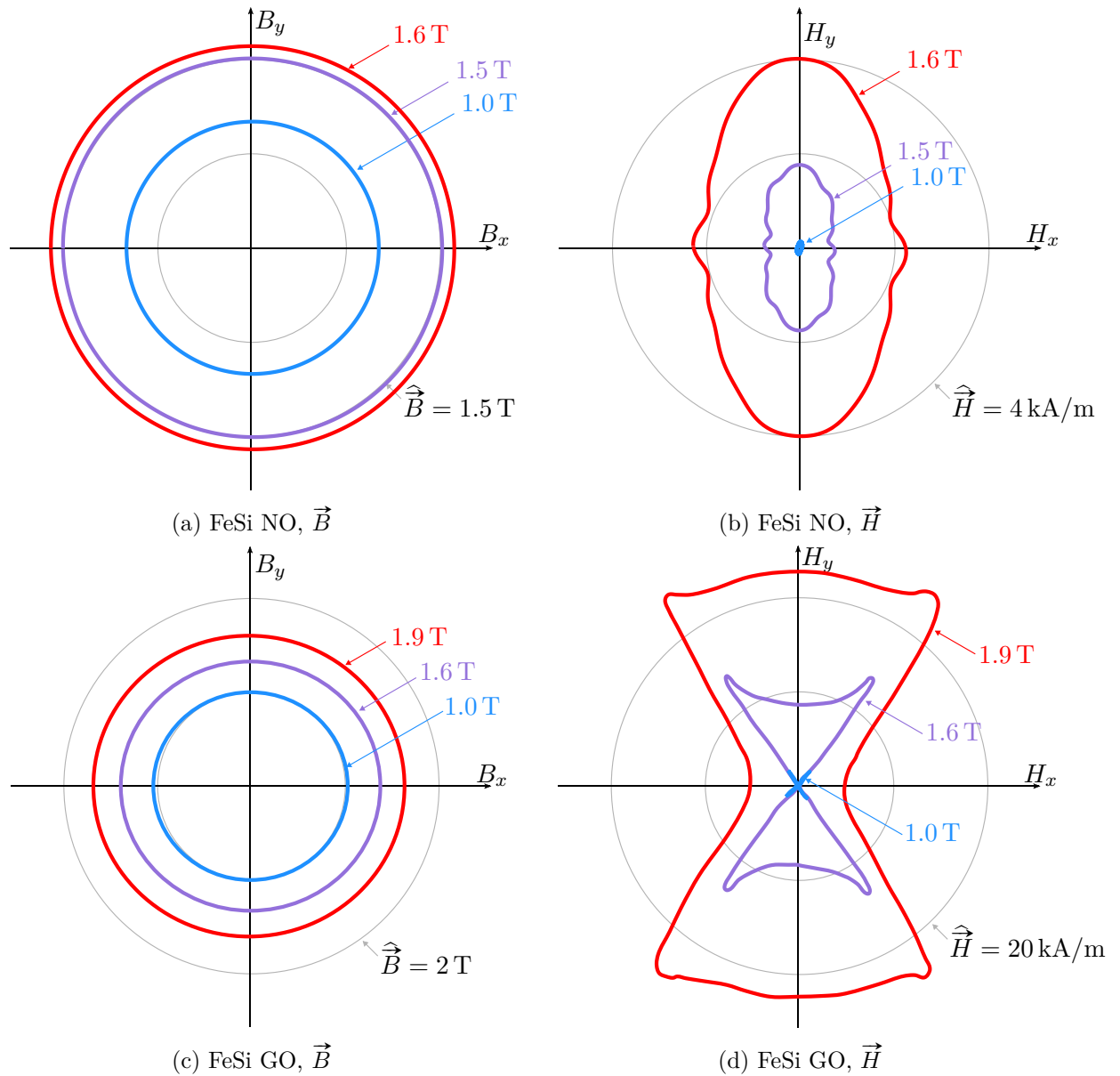


FIGURE 1.13 – Présentation des champs tournants, par le tracé des lieux des vecteurs $\|\vec{B}\|$ (à gauche) et $\|\vec{H}\|$ (à droite) dans le plan de la tôle. Les caractérisations sont faites à amplitude $\|\vec{B}\|$ pour tous les cas présentés. La partie haute illustre le comportement d'un matériau peu anisotrope (données issues des travaux présentés ci-après) et la partie basse un matériau fortement anisotrope (figures adaptées de [29]).

Cette expression permet de mettre en valeur le rôle de l'angle entre les champs \vec{H} et \vec{B} .

Le cas idéal, sans perte, correspond alors à la rotation en phase de \vec{H} et \vec{B} dont le matériau s'approche à forte induction, lorsque l'aimantation se fait principalement par rotations cohérentes. En dehors de ce cas idéal, les phénomènes dissipatifs créeront un retard de l'induction \vec{B} par rapport au champ magnétique \vec{H} , ce qui correspond à une valeur positive des pertes. Une situation particulière peut se produire, pour des champs suffisants, au sein des matériaux présentant une très forte anisotropie (matériaux texturés ou monocristaux) [23] : à cause des directions faciles et difficiles marquées, l'induction \vec{B} peut-être en avance sur une partie de la période : les pertes sont alors négatives sur une courte fraction du temps, ce qui équivaut à une restitution d'énergie. Sur la période d'aimantation, l'induction sera malgré tout majoritairement en retard, et les pertes resteront bien positives.

1.4.2. Formes d'anisotropie

La réponse d'un matériau magnétique à un champ tournant révèle son anisotropie, puisque la totalité des directions du matériau vont être excitées. Traditionnellement, et pour des raisons historiques, les caractérisations se font en imposant la résultante de \vec{B} , typiquement sous la forme d'une induction circulaire (tableau 1.1), et en observant l'évolution de l'excitation, c'est-à-dire du champ magnétique \vec{H} à fournir. Ces résultats peuvent être visualisés sous la forme du tracé des lieux de \vec{H} dans le plan de la tôle $H_y(t) = f(H_x(t))$, comme présenté en figures 1.13b et 1.13d. Une telle figure fait apparaître les directions faciles (celles pour lesquelles il faut fournir peu de champ, par exemple l'axe X dans les figures présentées) et difficiles (axe Y dans le cas de la figure 1.13b, direction intermédiaire dans le cas de la figure 1.13d).

On note néanmoins que, contrairement aux cycles d'hystérésis utilisés sous champ alternatif, ces figures ne donnent pas d'information sur le niveau de pertes : alors que l'aire d'un cycle d'hystérésis $H = f(B)$ est proportionnelle aux pertes 1D dans le matériau, un cycle $H_y(t) = f(H_x(t))$ d'aire élevée ne correspond pas forcément à des pertes élevées et vice-versa.

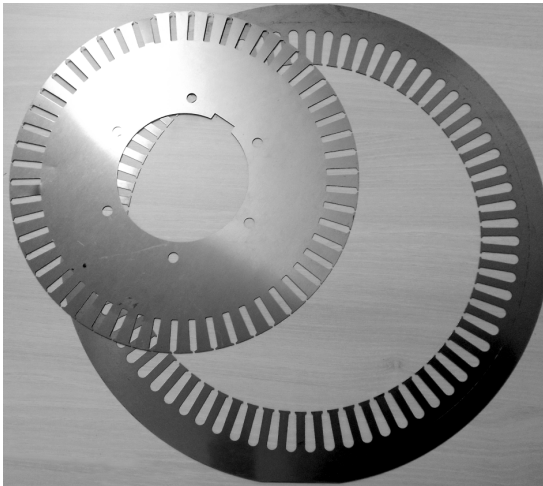
1.5. LES PRINCIPAUX ALLIAGES MAGNÉTIQUES CRISTALLINS

Dans cette section vont être présentés les principaux matériaux d'intérêt dans le cadre des travaux réalisés. L'étude s'est limitée au cas des alliages de fer, qui sont les matériaux par excellence dans les applications de transfert de puissance à basse fréquence (en dessous de quelques kHz). Il s'agit d'alliages principalement composés des trois éléments ferromagnétiques du groupe du fer (fer, cobalt, nickel), auxquels viennent s'ajouter de petites quantités d'éléments non magnétiques (cuivre, chrome, silicium, vanadium, molybdène...) destinés à améliorer d'autres propriétés.

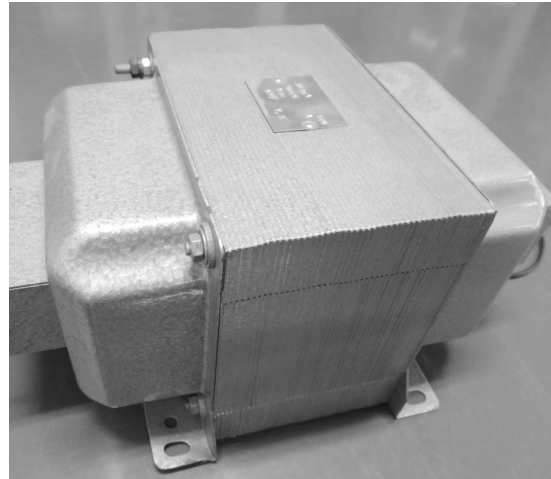
Ces matériaux sont utilisés pour la réalisation de moteurs, transformateurs et inductances afin de bénéficier de leur forte induction à saturation, située généralement entre 1 et 2 T. Celle-ci est particulièrement favorable pour des fréquences modérées, car elle permet de limiter la taille des circuits magnétiques. En effet, si on prend l'exemple du transformateur, le théorème de Boucherot (1.19) illustre que, pour une tension et une fréquence donnée, le produit SN des grandeurs géométriques de dimensionnement du transformateur évolue selon l'inverse de l'induction de travail.

$$V = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} BSfN \quad (1.19)$$

(B l'induction crête de travail, f la fréquence, N le nombre de tours des enroulements, V la tension efficace appliquée, S la section de matériau magnétique.)



(a) Laminations de stator et rotor.



(b) Laminations assemblées dans un transformateur.

FIGURE 1.14 – Exemples d’applications réalisées à partir de tôles magnétiques pour empêcher le développement des courants de Foucault dans les noyaux magnétiques.

En revanche, ces matériaux présentent une conductivité élevée, propice au développement de courants de Foucault et à l’apparition de l’effet de peau, et il est alors nécessaire de limiter la section de matériau conducteur dans laquelle le champ va passer. Pour cela, les alliages sont préparés sous la forme de tôles, de section inférieure au mm, qui vont être recouvertes d’une couche isolante et seront ensuite découpées et assemblées de façon à obtenir les sections nécessaires. Des exemples de tôles et d’applications laminées sont présentés en figure 1.14. Les propriétés mécaniques de ces tôles, notamment leur aptitude à la découpe, sont donc également cruciales pour les applications.

Outre l’induction à saturation et les propriétés mécaniques, d’autres caractéristiques peuvent être souhaitées pour ces matériaux. Les pertes et la perméabilité sont deux aspects importants, et grossièrement corrélés. L’équation (1.20) donne une approximation de la perméabilité maximale μ_z , décomposée entre sa composante continue μ_{stat} et celle liée aux courants de Foucault μ_{CF} [30]. Cette expression n’est valide que pour des anisotropies modérées, mais elle permet d’évaluer qualitativement l’impact des différentes propriétés de l’alliage : un matériau sera d’autant plus facile à aimanter (perméabilité élevée) que son anisotropie et sa magnétostriction seront faibles, et sa résistivité élevée.

$$\frac{1}{\mu_z} \approx \frac{1}{\mu_{stat}} + \frac{1}{\mu_{CF}} \approx \frac{\sqrt{b + K_1 + K_u + \lambda\sigma}}{AJ_s} + \frac{16fdl}{\pi^2\rho} \quad (1.20)$$

(J_s l’aimantation à saturation, K_1 la constante d’anisotropie principale, K_u la constante d’anisotropie induite, d l’épaisseur de la tôle, λ le coefficient de magnétostriction, σ les contraintes appliquées au matériau, A une constante, f la fréquence, l la largeur des domaines, b un coefficient d’énergie magnétostatique lié aux inclusions non magnétiques.)

Les trois grandes familles d’alliages (fer-silicium, fer-cobalt, fer-nickel) vont être développées ci-après, avec leurs spécificités et leurs applications préférentielles.

1.5.1. Fer-silicium

Les alliages de fer-silicium sont les matériaux les plus répandus dans les applications des ferromagnétiques, notamment parce qu’ils permettent des propriétés raisonnables à faible coût. Ce

faible prix s'explique par une composition majoritaire en fer, avec seulement quelques pourcents de silicium. Cette addition présente de nombreux avantages [22] :

- augmentation de la résistivité (de $\approx 10 \Omega \cdot \text{m}$ pour le fer pur à $\approx 80 \Omega \cdot \text{m}$ pour le Fe-Si 6.5%), ce qui permet de diminuer les pertes par courants de Foucault ;
- facilitation des traitements thermiques (suppression de la transformation de phase magnétique $\alpha \rightarrow \gamma$ non magnétique) ;
- stabilisation du matériau (vieillesse amoindri) ;
- augmentation de la dureté et rigidité de la tôle ; cette propriété, souhaitable pour un faible taux de silicium, devient limitante autour de 6.5 % de silicium où la tôle devient trop cassante pour les procédés de fabrication.

Il se trouve majoritairement sous deux formes : les FeSi Non-Orientés (NO), avec des teneurs en silicium allant jusqu'à 3 % environ [31], et à Grains-Orientés (GO), contenant autour de 3 ou 6 % de silicium.

Fer-silicium à Grains-Orientés

Il s'agit d'un matériau texturé selon la texture Goss (figure 1.6a), qui possède une direction de facile aimantation alignée avec la direction de laminage. La direction perpendiculaire à cet axe est de difficulté intermédiaire, tandis qu'une direction difficile se trouve à 54.7° . Les propriétés magnétiques sont alors excellentes le long de la direction de laminage (perméabilité élevée, faibles pertes par hystérésis), mais fortement dégradées pour toutes les autres *. Par conséquent, les figures d'anisotropie du FeSi GO prennent la forme de « papillons » (figure 1.13d), avec des pics très marqués le long des directions difficiles et un rétrécissement fort autour de la direction de laminage.

Il faut néanmoins noter que la qualité des GO est très directement liée à la qualité de l'alignement des différents domaines avec la direction de laminage : un GO conventionnel (CGO) présente une désorientation moyenne de 7° , et les GO-haute perméabilité (HGO) de 3° [19].

Les propriétés extrêmement directionnelles du FeSi GO le rendent principalement utilisé dans les transformateurs réseau de forte puissance, dans lesquels le flux magnétique est majoritairement orienté selon l'axe des jambes, et donc des tôles. On le retrouve néanmoins dans certaines machines de forte puissance †.

Au vu de leur vaste champ d'utilisation, les FeSi GO sont la cible de nombreuses utilisations pour améliorer encore les performances. Ils bénéficient notamment d'un exemple d'effet bénéfique de la magnétostriction : le revêtement isolant qui les recouvre est soigneusement constitué de sorte à exercer une légère traction dans la direction de laminage, qui va venir améliorer les pertes et limiter le bruit émis.

Un autre exemple d'optimisation du matériau est un traitement à base de laser (en anglais, « *laser-scratching* ») qui permet de diminuer la taille des domaines magnétiques en introduisant des défauts en surface. L'objectif est de contrer la tendance du procédé de fabrication Goss à créer de très grands grains de matériau, jusqu'à une dizaine de millimètres. En effet, de grands grains permettent la création de grands domaines magnétiques à l'intérieur des grains, ce qui n'est pas favorable en ce qui concerne la perméabilité, comme le montre la formule (1.20) (largeur l des domaines élevée).

*. Comme l'anisotropie est forte, la modélisation (1.20) n'est plus valide, ce qui explique qu'une forte anisotropie ne soit pas équivalente à une faible perméabilité.

†. Notamment pour la réalisation de turbo-alternateurs de centrales, pour lesquels le stator est découpé en un grand nombre de secteurs de sorte à aligner approximativement les dents avec la direction facile [32]

Fer-silicium Non-Orienté

Contrairement au GO, il n'est pas texturé : l'orientation des réseaux cristallins de chacun des grains n'est pas intentionnellement dirigée. Cependant, le processus de mise en forme, et notamment les phases de laminage [22], favorise l'orientation selon la direction de laminage qui est donc préférentielle d'un point de vue magnétique ; cette préférence reste bien moindre que celle observée sur le matériau GO (figure 1.13b). Le matériau présente alors une légère anisotropie, mais les propriétés dans les différentes directions restent très moyennées par rapport à celle d'un unique cristal.

Plus facile à fabriquer que les tôles GO, c'est un des matériaux magnétiques les moins coûteux. Il s'agit du matériau par excellence dans les machines tournantes non embarquées [20], pour lesquelles les contraintes en taille et rendement ne justifient pas un coût élevé : électroménager, motorisation industrielle, etc.

1.5.2. Fer-cobalt

Les alliages fer-cobalt (FeCo) se distinguent principalement par leur forte polarisation à saturation (jusqu'à 2.4 T environ) ainsi que par leur prix, tous deux étant les plus hauts parmi les matériaux ferromagnétiques doux cristallins [20]. A ce titre, ils sont généralement réservés aux applications pour lesquelles une forte densité volumique de puissance est indispensable, c'est-à-dire pour les applications de puissance embarquées. On les retrouve ainsi dans l'aérospatial, la robotique, etc., sous la forme de moteurs (matériau optimisé pour sa résistance mécanique) et de transformateurs (optimisé pour les pertes) [22].

Polarisation et prix ne sont pas les seules caractéristiques élevées des FeCo. Ils présentent également une température de Curie supérieures à 900 °C, bien au-dessus de celle des autres alliages. Autre propriété hors norme, mais regrettable, la magnétostriction est également très élevée (extension à saturation de l'ordre de 40 à 70 ppm, contre moins de 40 ppm en absolu pour les autres alliages [28]), ce qui engendre un bruit élevé dans les applications, et les rend plus sensibles aux contraintes mécaniques.

1.5.3. Fer-nickel

La famille des alliages de fer-nickel est vaste et surtout extrêmement variée, car l'alliage présente de grandes possibilités de travail pour moduler ses propriétés à des besoins spécifiques [33] :

- bonnes propriétés mécaniques pour la mise en forme ;
- supporte les traitements et la mise en forme sous haute température (absence de transformation de phase) ;
- peut recevoir une anisotropie induite (faibles constantes d'anisotropie magnéto-cristalline).

Seules quelques nuances, d'intérêt pour le cœur du présent document, vont être détaillées ci-dessous.

FeNi à forte teneur en nickel

Pour de hautes teneurs en nickel (autour de 80 %), les constantes d'anisotropie et de magnétostriction des FeNi deviennent négligeables, ce qui permet d'obtenir des matériaux dont la perméabilité magnétique est extrêmement élevée de l'ordre de 500 000 [22]. Il est néanmoins nécessaire d'adjoindre quelques pourcents d'autres éléments (Cuivre, Molybdène) pour rapprocher les points d'annulation des constantes d'anisotropie et de magnétostriction [22], augmenter la résistivité des alliages et améliorer la ductilité. Cette perméabilité exceptionnelle est appliquée

au blindage contre les champs continus, notamment le champ magnétique terrestre, dans les disjoncteurs haute-sensibilité, les transformateurs de signaux (conservation de la forme)... [20].

FeNi à teneur en nickel modérée

Les fer-nickel dont la composition est proche de 50 % de nickel présentent l'induction à saturation la plus forte parmi les FeNi (1.6 T), en conservant une perméabilité élevée et un champ coercitif faible, tout du moins à l'échelle des tôles d'alliages de fer dans leur ensemble (ces propriétés restent respectivement inférieures et supérieures à celles obtenues pour les Fe₂₀Ni₈₀). Néanmoins, le processus de fabrication peut être adapté pour fournir des comportements bien spécifiques :

- selon le degré d'écroûissage et les traitements thermiques, l'anisotropie du matériau obtenue peut varier de l'état quasiment isotrope jusqu'à un état texturé selon la texture CUBE {100}<001> (figure 1.6b), qui correspond à des cycles d'hystérésis très rectangulaires (et à une anisotropie marquée);
- il est également possible avec les traitements d'obtenir un champ coercitif très faible (1 à 2 A/m [33]) en déclenchant une recristallisation à grains secondaires géants, alignés selon {120}<001> (figure 1.6c), qui permet d'abaisser encore le champ coercitif;
- en imposant durant le recuit une anisotropie uni-axiale induite, il est possible de compenser l'anisotropie magnéto-cristalline et d'augmenter ainsi la perméabilité (autour de 150 000 environ [22]), qui reste néanmoins bien inférieure à celle des Fe₂₀Ni₈₀ car les constantes de magnétostriction restent non négligeables.

Ces multiples possibilités permettent de s'adapter à de nombreuses applications, qu'il serait laborieux de lister. On citera néanmoins la réalisation des machines tournantes miniatures (horlogerie) à l'aide des FeNi quasi isotropes.

FeNi à faible température de Curie

Les fer-nickels présentent des températures de Curie faibles, qui varient fortement selon la composition de l'alliage : lors de la fabrication, il est possible de régler avec une bonne précision la température de Curie de l'alliage entre l'ambiante (ou moins) et 450 °C. Cet ajustement se fait au travers de la quantité relative de fer et de nickel, complétée par l'apport d'autres éléments dans l'alliage (vanadium, chrome, molybdène, silicium... [33]). Ces derniers ont l'avantage d'influer également sur d'autres propriétés physiques de l'alliage final, par exemple son coefficient d'expansion thermique (à l'aide de chrome), pour encore une fois adapter le matériau à une application spécifique.

En outre, ces matériaux conservent la perméabilité élevée commune parmi les fer-nickel. Ils deviennent alors très intéressants pour le chauffage par induction, en proposant également une auto-régulation grâce à l'extinction des propriétés magnétiques au niveau du point de Curie, qui diminue de façon drastique la puissance de chauffe générée (et absorbée) lorsque ce point est atteint. Ces matériaux sont notamment utilisés pour les poêles à induction.

1.6. COMPORTEMENT DES MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES EN TEMPÉRATURE

1.6.1. Agitation thermique et organisation des moments

L'augmentation de la température d'un matériau traduit l'apport d'une quantité d'énergie qui peut être évaluée de façon macroscopique selon (1.21) à l'aide de la capacité thermique massique du matériau.

$$E_{mass} = C_p \cdot T \quad (1.21a)$$

$$\text{ou } E_{vol} = C_p \cdot \rho \cdot T \quad (1.21b)$$

(où C_p est la capacité thermique massique du matériau considéré, ρ sa densité et T la température en kelvins.)

Cet apport d'énergie va se traduire au niveau atomique par une augmentation de l'agitation thermique, qui entraîne des variations aléatoires dans l'orientation des moments magnétiques. La direction de ceux-ci va alors être régie par une densité de probabilité : plus une position correspond à un état d'énergie faible, plus elle sera probable, mais l'augmentation de température vient atténuer la différence entre les différents états. Ce phénomène peut être illustré simplement si on considère un moment magnétique μ uniquement soumis à l'effet d'une induction magnétique extérieure B_{ext} et porté à une température T : la probabilité qu'il soit orienté à un angle θ avec ce champ est donnée selon (1.22) * [16].

$$p(\theta) = \text{cst} \times \exp\left(\frac{\mu B_{ext} \cos \theta}{k_B T}\right) \quad (1.22)$$

Si on observe la totalité des moments magnétiques dans un volume de matériau, cette agitation aléatoire implique une diminution de l'organisation des moments magnétiques. À un instant

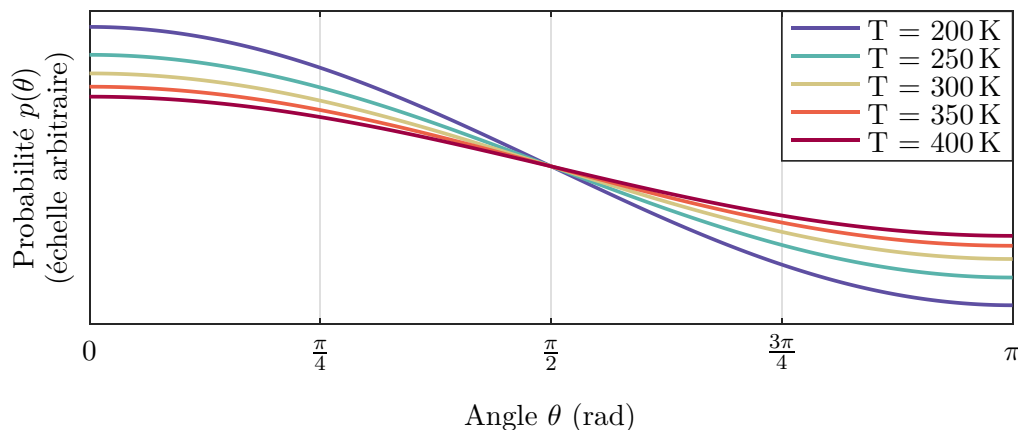


FIGURE 1.15 – Représentation de la densité de probabilité associée à chaque position θ d'un moment excité par un champ extérieur, selon (1.22). Plus la température augmente, plus la probabilité que le moment μ décrive un angle θ avec le champ B_{ext} s'équilibre entre les différents θ .

*. Dans ce cas, l'énergie est celle développée par le couple exercé par le champ sur le moment magnétique, qui va être proportionnelle à $-\mu B_{ext} \cos \theta$.

donné, ces derniers seront moins alignés, chacun possédant un petit décalage par rapport à la position qu'il aurait en l'absence de température ($T = 0\text{ K}$), et donc l'aimantation obtenue sera moindre. La température vient alors diminuer les propriétés magnétiques liées à cette organisation, notamment les interactions d'échange et l'anisotropie magnéto-cristalline.

1.6.1.1. Polarisation à saturation

En désordonnant les moments magnétiques, l'agitation thermique vient réaliser l'inverse de l'action réalisée par les interactions d'échange et empêche l'alignement parfait de l'ensemble des moments avec le champ extérieur, ce qui fait diminuer la polarisation à saturation du matériau. Ce phénomène est illustré en figure 1.16. Il existe alors une température limite au-delà de laquelle l'alignement des moments qui caractérise le ferromagnétisme disparaît complètement, ce qui correspond à une chute des propriétés magnétiques du matériau : cette température est la température de Curie. Au-delà de cette température, le matériau devient paramagnétique, et l'excitation (champ magnétique) apportée servira à combattre l'agitation thermique.

Si la température d'un échantillon de matériau s'élève modérément (par rapport à la température de Curie), le champ nécessaire pour obtenir un niveau d'induction donné va augmenter pour compenser la diminution de la polarisation, c'est-à-dire pour apporter l'énergie nécessaire à la compensation de l'agitation thermique (figure 1.17b). Pour des augmentations de température du même ordre de grandeur que la température de Curie, la polarisation à saturation diminue dans des proportions rendant impossible l'obtention d'un même niveau de flux qu'à température ambiante (figure 1.17a).

1.6.1.2. Anisotropie

En parallèle de la diminution de la polarisation, l'agitation thermique altère également l'anisotropie magnéto-cristalline : les constantes d'anisotropie diminuent lorsque la température augmente [31]. Ce phénomène peut être visualisé comme la conséquence du mouvement des moments magnétiques, qui seront en moyenne moins alignés le long de la direction facile qu'en l'absence de température, et en moyenne moins éloignés de la direction difficile [17].

Contrairement à l'évolution de la polarisation à saturation, les constantes d'anisotropie diminuent rapidement sur toute la plage de température, dès l'ambiante, et s'annulent avant la température de Curie. Les tendances de ces deux grandeurs sont comparées en figure 1.18.

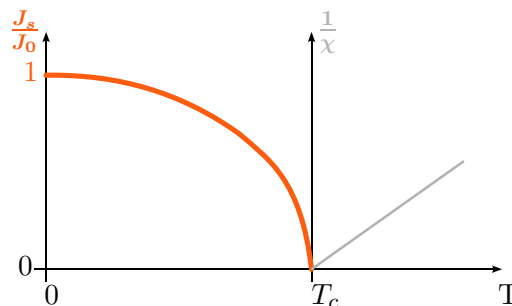


FIGURE 1.16 – Schéma des deux zones du comportement des matériaux ferromagnétiques : à gauche, en orange, la polarisation à saturation décroît en température, puis chute à l'approche de la température de Curie T_c . À droite, en gris, l'inverse de la susceptibilité croît de façon linéaire : le matériau est paramagnétique au-delà de T_c . Figure adaptée de [16].

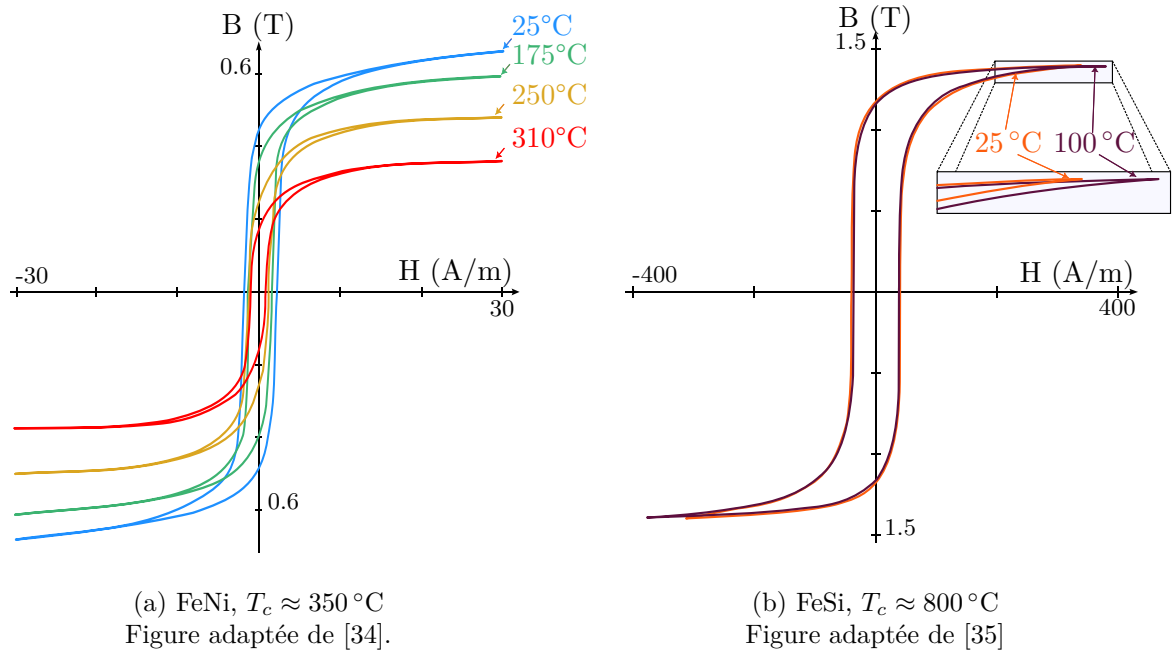


FIGURE 1.17 – Lorsque la température augmente, la polarisation à saturation diminue, et l’effet accélère à l’approche de la température de Curie (visible sur (a)). Loin de ce point, le phénomène est moindre, mais on peut néanmoins percevoir sur (b) une augmentation du champ magnétique nécessaire pour créer un niveau d’induction donné.

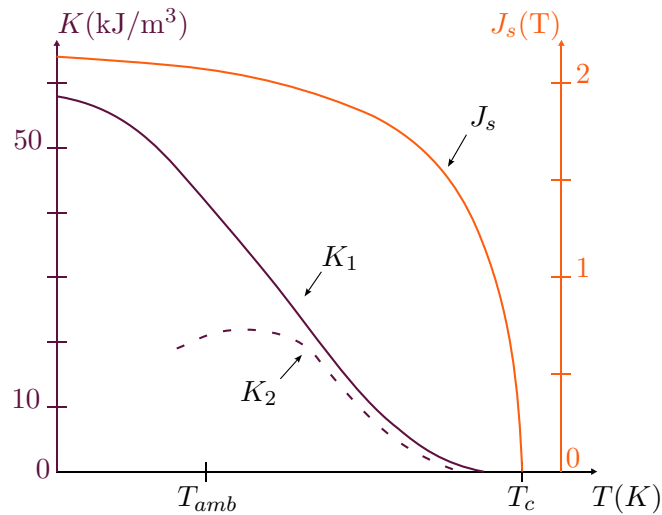


FIGURE 1.18 – Comparaison de l’évolution en température des constantes d’anisotropie magnéto-cristalline K_1 et K_2 , qui diminuent régulièrement jusqu’à s’annuler avant la température de Curie, et de la polarisation à saturation J_s , dont la décroissance accélère brutalement à l’approche de la température de Curie. (Les courbes sont celles du fer pur, issues respectivement de [17] pour les constantes d’anisotropie, et de [22] pour la polarisation).

1.6.2. Pertes

La variation des pertes magnétiques avec la température s'explique selon deux facteurs principaux : la diminution des constantes d'anisotropie, vues ci-dessus, et celle de la conductivité électrique.

Pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis sont affectées par la diminution de l'anisotropie du matériau, puisque cette dernière contraint la réorganisation des domaines autour des parois et des défauts. La décroissance des constantes d'anisotropie implique alors une diminution des pertes par hystérésis.

Pertes par courants de Foucault

La conductivité des métaux diminue lorsque la température augmente, ce qui vient diminuer les pertes par effet Joule liées aux courants induits, et donc les pertes par courants de Foucault et les pertes par excès.

On peut également noter que la diminution de la conductivité des tôles va venir diminuer l'effet de peau à l'intérieur de celles-ci, ce qui peut mener à une diminution supplémentaire des pertes si les tôles étaient trop épaisses pour leur fréquence d'utilisation.

1.6.3. Perméabilité

Comme le montrait l'équation (1.20), la perméabilité dépend de l'ensemble des paramètres évoqués dans les paragraphes précédents (J_s, K, ρ). Par conséquent, la température va affecter la perméabilité mais les variations sont plus difficiles à généraliser au vu des multiples phénomènes mis en jeu. Au final, les variations pourront être différentes selon le matériau étudié [34] et le point autour duquel on évalue la perméabilité (initiale ou maximale [36], d'amplitude à faible ou forte induction [37]).

Pour les tôles d'alliage de fer (FeSi, FeNi, FeCo), deux tendances contraires vont typiquement être observées à faible et fort niveau d'induction [38, 39]. Dans le premier cas, la perméabilité va augmenter à faible induction, grâce à la diminution de la constante d'anisotropie qui facilite le mouvement des parois et donc l'aimantation. Inversement, dans la zone saturée, la diminution de la polarisation à saturation doit être compensée, à \hat{B} égal, par un apport de champ magnétique [40], ce qui correspond à une diminution de la perméabilité. Entre ces deux zones limites, le comportement n'est pas globalement défini et différentes variations peuvent être observées.

1.7. CONCLUSION DU CHAPITRE

Ce premier chapitre a réuni les différentes notions sur lesquelles ces travaux vont s'appuyer.

Les propriétés magnétiques des matériaux ne peuvent pas être abordées sans s'intéresser au comportement des atomes et de leurs électrons qui en sont à l'origine, ce qui permet de définir le moment magnétique. Ces moments et leurs interactions avec des contraintes extérieures, qu'elles soient d'origine magnétique, mécanique, thermique, etc., permettent d'expliquer les phénomènes d'aimantation au sein des matériaux magnétiques. L'analyse énergétique développée permet d'expliquer qualitativement ces phénomènes et la création de domaines magnétiques. À leur tour, ces notions permettent de comprendre les phénomènes dissipatifs se produisant durant l'aimantation, et de les classer en différents types de pertes.

Les présents travaux ont pour but de caractériser le comportement des matériaux magnétiques sous l'effet de champs magnétiques tournants et de la température. La présentation des

phénomènes résumés ci-dessus a donc été complétée par la présentation des changements observés lorsqu'on considère une aimantation non plus alternative mais rotative, notamment pour ce qui concerne les valeurs de pertes. Ces notions serviront pour la validation du banc de caractérisation qui va être mis en place dans le cadre de ces travaux. De plus, les lieux de H , ou figures d'anisotropie, qui permettent de visualiser les directions de facile et difficile aimantation, ont également été illustrés ; ce type de figures sera abondamment utilisé lors de la présentation des résultats expérimentaux en chapitre 5.

Pour préparer l'analyse ces résultats, les principales familles de tôles magnétiques ont été présentées, en introduisant notamment l'anisotropie qu'elles présentent.

Enfin, les principes fondamentaux de l'impact de la température sur les propriétés magnétiques ont été abordés du point de vue général, car les phénomènes exacts impliqués sont complexes. Ces principes permettront l'analyse des résultats de caractérisations en température dans le chapitre 5.

Banc de caractérisation 2D en température

2.1	État de l'art : systèmes de caractérisation magnétique 1D	41
2.1.1	Généralités	41
2.1.2	Dispositifs standardisés	44
2.1.3	Difficultés : bilan	46
2.2	État de l'art : systèmes de caractérisation magnétique 2D	47
2.2.1	Méthodes	47
2.2.2	Inducteurs	49
2.2.3	Capteurs	52
2.2.4	Défis	61
2.3	Réalisation du banc de caractérisation 2D	62
2.3.1	Contraintes thermiques	62
2.3.2	Génération du champ tournant	64
2.3.3	Capteurs	70
2.3.4	Traitement des données	73
2.3.5	Support	76
2.3.6	Bilan du banc	76
2.4	Adaptation en température	77
2.4.1	Options et choix	77
2.4.2	Chauffe à air chaud	79
2.5	Conclusion	81

Le chapitre précédent présentait les principales propriétés des matériaux magnétiques (pertes, perméabilités, constantes d'anisotropies...). Le terme de « caractérisations magnétiques » peut impliquer des méthodes et moyens très différents selon celle de ces propriétés qui est étudiée. Dans ce document, il est principalement question d'aciers électriques, destinés aux transformateurs et aux machines électriques. Dans ce cadre, deux propriétés sont fondamentales du point de vue de l'application : les pertes dissipées dans le matériau en présence d'une excitation magnétique donnée et la courbe d'aimantation du matériau. On peut noter que ce second point inclut des informations sur la polarisation à saturation, la largeur de la zone linéaire et la perméabilité du matériau. Pour les fréquences d'intérêt (du continu jusqu'à quelques kilohertz), ces propriétés sont généralement obtenues au travers de la mesure de cycles d'hystérésis $B(H)$ du matériau. L'hystérésigraphie est donc la forme la plus classique de caractérisation pour les aciers électriques. Il s'agit essentiellement d'une méthode 1D, mais les propriétés du matériau selon différentes directions peuvent être étudiées à l'aide d'échantillons découpés à différents angles par rapport à la direction de la tôle [41, 42]. L'équivalent en 2D de l'hystérésigraphie est de tracer les formes d'anisotropie du matériau, c'est-à-dire les cycles $H_y(H_x)$ et $B_y(B_x)$.

Les résultats de ces caractérisations sont d'intérêt pour la recherche académique, qui cherche à améliorer la compréhension, la modélisation ou l'exploitation des matériaux, mais aussi et surtout pour les industriels qui produisent les matériaux magnétiques ou les utilisent dans leurs applications. En général, les pertes sont l'aspect le plus critique pour tous ces utilisateurs. Afin d'assurer un référentiel commun pour la comparaison entre différents matériaux, les moyens et méthodes de caractérisation des pertes ont été largement standardisés, notamment par l'IEC (*International Electrotechnical Commission*) en Europe (normes 60404-n) et ASTM International aux États-Unis. Ces standards ont pour objectif d'assurer la répétabilité des pertes mesurées au travers de l'ensemble des laboratoires qui réalisent ces caractérisations.

On notera que seules des caractérisations sous l'effet de champs unidirectionnels (1D) ont été standardisées ; une trop grande variabilité dans les résultats obtenus [10] a empêché l'établissement de standard pour les systèmes de caractérisation sous champs tournants (2D). Cela n'a pas empêché de nombreux laboratoires de développer leurs propres bancs de caractérisations 2D, et il existe même des exemples commerciaux [43]. La question de la caractérisation 2D, et de sa possible future standardisation, revient néanmoins régulièrement et de plus en plus dans les discussions*, mais aucun consensus n'existe sur la méthode à appliquer. Par conséquent, la réalisation d'un banc de caractérisation magnétique 2D impose de faire des choix pour chaque étage du banc : création du champ magnétique, mesure des différents champs, traitement des signaux, ...

Le présent document présente le développement de méthodes de caractérisation des matériaux sous champs tournants et en température. Au début de ces travaux, le laboratoire ne possédait pas de banc de caractérisation 2D, avec ou sans montée en température. Par conséquent, un banc de caractérisation a été réalisé spécialement en anticipant la volonté de réaliser les mesures à différentes températures, ce qui a donc impliqué de faire les choix évoqués ci-dessus.

Ce chapitre va être découpé en quatre parties. Dans un premier temps, les dispositifs les plus communs (et standardisés) de mesure de l'hystérésis et des pertes magnétiques (1D, donc) vont être brièvement présentés, afin de fixer les principaux concepts et problématiques. Dans un second temps, un état de l'art des bancs de caractérisations 2D sera dressé, ce qui permettra d'éclairer et d'expliquer dans la partie suivante les choix faits pour la réalisation du banc de caractérisation développé et utilisé pendant cette thèse. Enfin, les adaptations spécifiques à la contrainte haute température seront développées dans la dernière partie.

*. Le sujet avait notamment été abordé durant la session-débat « Développement des standards de métrologie » lors de la conférence 1&2DM22 [44].

2.1. ÉTAT DE L'ART : SYSTÈMES DE CARACTÉRISATION MAGNÉTIQUE 1D

2.1.1. Généralités

2.1.1.1. Principe

La figure 2.1 traduit les étapes de l'interprétation du principe physique sur lequel s'appuie la caractérisation jusqu'au système réel. L'expression des pertes provient du vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$, qui caractérise le flux d'énergie électromagnétique provenant d'un système. Ce vecteur est à la base des expressions permettant de calculer les pertes dans un échantillon magnétique à partir de la connaissance des champs \vec{H} et \vec{B} sur une période (équations (1.13) et (1.17)). L'hystérésigraphie consiste alors à apporter une excitation électrique périodique à un échantillon et à mesurer le champ magnétique H et l'induction magnétique B qui se développent en son sein, puis de déduire les pertes dans l'échantillon.

Néanmoins, ces pertes sont locales, mais il n'est pas possible de mesurer les champs en tout point de l'échantillon : des hypothèses doivent être faites, de sorte à pouvoir élargir le principe physique à un système entier (2^{de} partie de la figure 2.1). Ces hypothèses, qui seront détaillées dans la section suivante, sont évidemment limitées : l'enjeu est d'obtenir une mesure représentative des propriétés intrinsèques du matériau, et non de celles de l'échantillon, qui dépendent de la géométrie et des dimensions de celui-ci. Par ailleurs, il est aussi nécessaire que le matériau qui constitue l'échantillon soit lui-même représentatif de la nuance dont il est issu.

La vue « système » décrite ci-dessus est relativement générale, et peut s'adapter sous diffé-

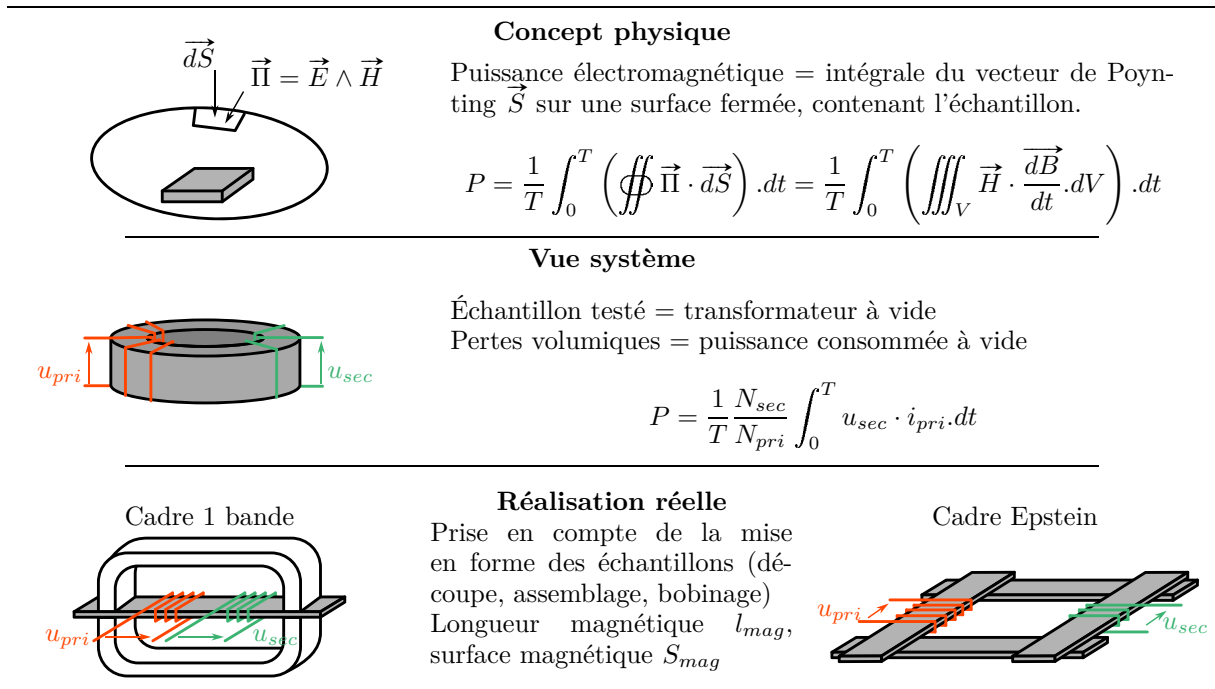


FIGURE 2.1 – Différentes façon d'aborder la mesure des pertes magnétiques : les principes physiques permettant la détermination des pertes sont adaptés dans une vue système générale, qui est elle-même adaptée pour prendre en compte les contraintes pratiques. Figure adaptée de [45].

On notera que les représentations des systèmes sont fortement schématiques.

rentes formes réelles, comme illustré en 3^{ème} partie de la figure 2.1. Le choix est alors dicté par toute une série d'aspects pratiques : sous quelle forme le matériau est-il disponible, quel temps prend la mise en place de l'échantillon, quelle est la répétabilité de la mesure... ?

2.1.1.2. Système

De façon générale, l'hystérésigraphie va se baser sur un noyau magnétique fermé, sur lequel sont réalisés un enroulement primaire et un enroulement secondaire. L'enroulement primaire va être alimenté par une source délivrant un courant i_{pri} , ce qui va créer dans le noyau un champ magnétique H et une induction magnétique B . Si le courant est variable dans le temps, ces champs varient également, et une tension induite u_{sec} va apparaître dans l'enroulement secondaire.

Le noyau magnétique est caractérisé par sa section (supposée constante) S_{mag} et sa longueur magnétique l_{mag} , correspondant à la longueur des lignes de flux. Pour pouvoir déduire le champ magnétique et l'induction présents à l'intérieur de l'échantillon à partir de mesures électriques, il est nécessaire de faire deux hypothèses. La première est de supposer que les champs magnétiques (H et B) sont parfaitement homogènes sur la section S_{mag} ; la seconde, que le flux est parfaitement canalisé par l'échantillon, et donc par conservation, constant sur toute la longueur l_{mag} . À partir de ces hypothèses, on peut développer la loi de Lenz-Faraday jusqu'à (2.1) pour calculer la dérivée de l'induction dB/dt à partir de la tension secondaire u_{sec} , et appliquer le théorème d'Ampère pour calculer le champ magnétique H à partir du courant primaire (2.2).

$$u_{sec} = N_{sec} \frac{d\phi}{dt} = N_{sec} S \frac{dB}{dt} \implies \frac{dB}{dt} = \frac{1}{N_{sec} S_{mag}} u_{sec} \quad (2.1)$$

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = N_{pri} i_{pri} \Leftrightarrow H l_{mag} = N_{pri} i_{pri} \implies H = \frac{N_{pri}}{l_{mag}} i_{pri} \quad (2.2)$$

Cette configuration est utilisée dans les principaux circuits normalisés pour la caractérisation unidirectionnelle, soit en fermant directement le circuit à l'aide du matériau testé (tores, cadre Epstein), soit à l'aide d'une culasse de matériau différent (SST).

Une remarque importante peut être faite sur la définition ci-dessus : les systèmes de caractérisation magnétique 1D ont convergé vers des circuits magnétiques en boucle fermée, c'est-à-dire dans lesquels le flux magnétique traverse uniquement des matériaux magnétiques. Cette configuration évite le développement de champs démagnétisants dans l'échantillon, qui apparaissent en cas de discontinuité de la magnétisation \vec{M} [46] et introduisent toute une série de complications : inhomogénéité des champs, appel de puissance supplémentaire... En particulier, ces champs démagnétisants viennent diminuer le champ magnétique réel présent dans l'échantillon par rapport à celui apporté par la force magnétomotrice NI . L'utilisation de circuits magnétiques fermés permet ainsi de mesurer le champ magnétique H avec une bonne précision à partir de la mesure du courant apporté, ce qui évite de devoir ajouter des capteurs spécifiques pour le champ magnétique (capteur à Effet Hall, etc.) et de devoir les positionner correctement dans le système de caractérisation. Au contraire, il est possible de se contenter de capteurs de courant, qui sont plus largement disponibles avec des précisions élevées, et facile à insérer dans les circuits : on parle alors de mesure watt-métrique, puisque la mesure de pertes est faite à partir du produit d'une tension induite (secondaire) et d'un courant (primaire) (voir figure 2.1).

Cette méthode s'oppose à une mesure basée sur les champs (« champ-métrique », ou en anglais *field-metric*), pour laquelle le champ H est mesuré plus directement en profitant de la conservation de sa composante tangentielle à l'interface échantillon/air. Dans ce second milieu, induction B et champ magnétique H sont proportionnels et un capteur détectant B (capteur à effet Hall, bobine) permet de mesurer H .

2.1.1.3. État de l'échantillon

La mise en forme d'un échantillon de matériau peut altérer ses propriétés de façon importante, même en faisant abstraction des aspects géométriques. Ce terme regroupe ici toutes les étapes permettant de passer du matériau, sous la forme où il est vendu, à l'échantillon à caractériser inséré dans le système de caractérisation. Chacune de ces étapes ajoute des contraintes au sein de l'échantillon et donc détériore ses propriétés magnétiques (diminution de la perméabilité, augmentation des pertes...). L'étude de ces dégradations dépasse le contexte de la caractérisation magnétique : il s'agit avant tout d'un enjeu majeur pour la mise en forme des noyaux magnétiques des applications, qui demande une prise en compte de la totalité du processus de fabrication [47, 48].

En revanche, pour la caractérisation de tôles magnétiques, la découpe des échantillons est la principale source de dégradation des propriétés, suivie éventuellement par l'assemblage des différentes laminations s'il est nécessaire de créer un échantillon plus massif. Les possibilités pour la réaliser sont nombreuses :

- découpe mécanique, elle-même subdivisée entre :
 - guillotine : une lame vient sectionner une tôle de sorte à créer une découpe droite ;
 - poinçonnage : un poinçon vient déformer la tôle, appuyée sur une matrice, jusqu'à la découper ;
- découpe laser : un faisceau laser de forte énergie vient vaporiser la matière de façon localisée, créant ainsi une découpe dans la tôle ;
- découpe par électro-érosion : un fil porté à un potentiel électrique élevé vient retirer de la matière par des décharges successives ;
- découpe par jet d'eau : un faisceau d'eau et de particules abrasives vient découper le contour de la pièce.

On trouve dans la littérature de nombreuses études comparant différents types de découpe [48-54] ou cherchant à analyser et calculer l'impact de la découpe sur les propriétés finales [55, 56]. Les résultats qualitatifs obtenus par ces différentes études sont assez variables, car elles dépendent d'un très grand nombre de paramètres : les propriétés magnétiques et mécaniques des matériaux étudiés, le point d'induction et de fréquence considéré, et surtout les paramètres du procédé de découpe*. Parmi ces paramètres, on peut citer : pour le laser, la vitesse de passage et la puissance [57] ; pour la guillotine, l'angle et l'espace pour passer la lame [57] ; etc.

Malgré ces variations, des tendances qualitatives peuvent être dégagées. La découpe par jet d'eau est généralement admise comme étant la plus neutre [51-53], grâce à des contraintes très localisées (abrasion) et l'absence d'échauffement grâce au flux d'eau. Le laser est dans la plupart des cas le plus néfaste pour le matériau [52-54, 58], à cause des contraintes thermiques très élevées. Néanmoins, il semble possible qu'une coupe plus lente, moins agressive, améliore nettement le processus [57]. Entre ces deux conditions extrêmes, on trouve donc les processus mécaniques et la découpe par électroérosion. Cette dernière semble être plus favorable [52, 54, 56] car introduisant moins de déformations que les méthodes mécaniques, la découpe par poinçonnage étant la pire à cet égard [47, 52, 58].

Lorsque la découpe (ou autre procédé) a endommagé le matériau, il est nécessaire de soumettre l'échantillon à un recuit qui permet de restaurer l'essentiel des propriétés originelles, mais ce procédé est long et coûteux. En outre, il trouve ses limites dans le cas des aciers FeSi GO dont les domaines ont été raffinés par gravure laser, car cette optimisation est défaite par le recuit.

*. Bien entendu, pour complexifier encore l'analyse, les paramètres de découpe ne sont pas les mêmes selon les procédés

2.1.2. Dispositifs standardisés

2.1.2.1. Tore

Le tore est la forme traditionnellement utilisée pour décrire le concept de la caractérisation magnétique (voir figure 2.1), parce qu'il s'agit d'un circuit magnétique familier et simple à représenter. Les équations (2.1) et (2.2) sont alors exprimées avec les notations de la figure 2.2a, mais même dans ce cas simple, les hypothèses posées dans la section 2.1.1.1 ne sont raisonnables que si la réalisation expérimentale du tore bobiné répond aux critères suivants [46] :

- les tours successifs des enroulements primaire et secondaire doivent être régulièrement espacés pour assurer que le flux soit bien contenu dans l'échantillon, comme représenté sur la figure 2.2b ;
- le rapport entre les diamètres $\frac{D_{ext}}{D_{int}}$ du tore doit être inférieur à $D_{ext}/D_{int} = 1.1$, comme illustré en figure 2.2c, pour garantir une bonne homogénéité du flux sur la surface et une bonne définition de la longueur magnétique.

Ces précautions sont complexes à mettre en œuvre et possèdent leurs propres effets parasites. Par exemple, l'enroulement primaire réparti sur toute la périphérie de l'échantillon crée, en plus du champ orthoradial dans l'échantillon, un champ équivalent à celui d'un fil disposé le long du chemin magnétique [46], lié au décalage progressif des enroulements. Ce champ va être perçu par l'enroulement secondaire et introduit une erreur dans le calcul des pertes.

En Europe, le standard IEC 60404-6 définit les conditions permettant une mesure adéquate à l'aide d'échantillons toriques. Il est notamment appliqué pour des échantillons massifs (ferrites, composites) ou en rubans (nanocristallins), pour lesquels des échantillons toriques sont pratiques à réaliser. A l'inverse, pour les aciers électriques qui sont produits sous forme de tôles, la réalisation d'un tore implique de découper plusieurs éléments en forme d'anneau et de les superposer pour obtenir un tore. Cette préparation est laborieuse, particulièrement si on cherche à respecter le ratio de 1.1 entre les diamètres qui correspond à une couronne fine et fragile. De plus, l'impact de la découpe sur les propriétés mesurées est à prendre en compte, car les côtés intérieurs et extérieurs du tore sont dégradés.

2.1.2.2. Cadre Epstein

Le cadre Epstein est, aujourd'hui encore, le dispositif le plus utilisé pour les mesures industrielles, malgré de nombreuses réserves exprimées quant à son optimalité. Le principe fondamental est simple : des éprouvettes rectangulaires de tôles magnétiques sont disposées en carré,

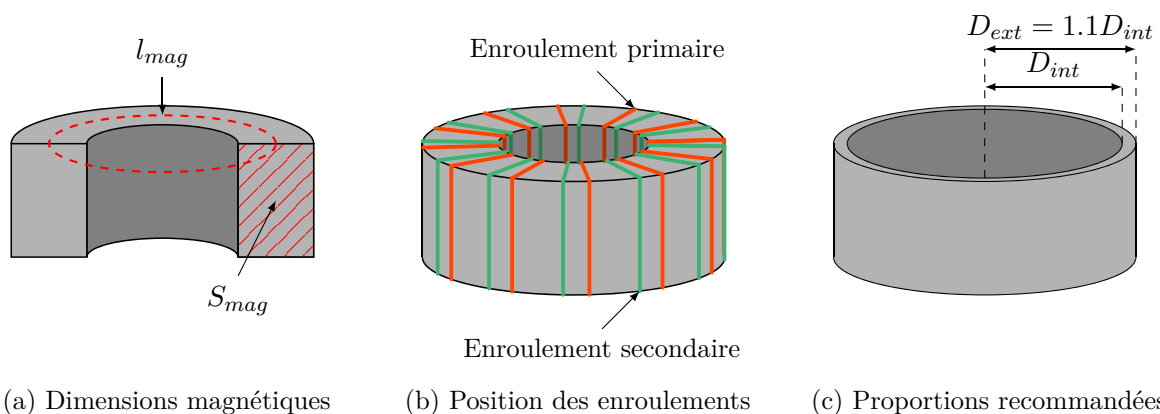


FIGURE 2.2 – Définition des échantillons toriques.

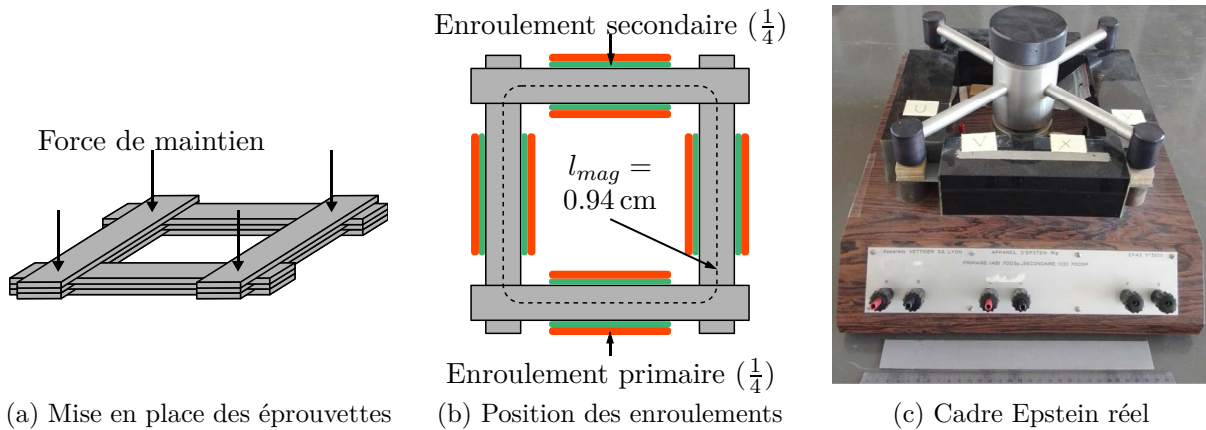


FIGURE 2.3 – Cadre Epstein

comme présenté en figure 2.3a, de sorte à créer un circuit magnétique fermé à partir d'échantillons ouverts. Ces échantillons sont insérés dans un cadre porteur d'enroulements fixes divisés en quatre, également disposés en carré (figure 2.3b) de sorte à envelopper les quatre membres du circuit magnétique formé. Autour de chaque bras, on retrouve un circuit primaire pour apporter l'excitation et un secondaire pour mesurer la force électromagnétique induite.

Afin d'obtenir une répétabilité maximale des mesures, les paramètres les plus importants du cadre sont imposés, notamment ses dimensions (éprouvettes de 30 mm × 300 mm), la longueur magnétique considérée (0.94 m), la force à imposer pour le maintien des échantillons (1 N)... Ces spécifications élevées permettent d'obtenir une répétabilité des mesures entre différents cadres Epstein réels de l'ordre de 1% à 50 Hz et pour des niveaux d'induction similaires à ceux des applications [59].

Les enroulements secondaires étant beaucoup plus grands que les échantillons, ils détectent le flux traversant celui-ci, mais également celui qui passe dans l'air enlacé par les enroulements. À haute induction, ce second terme n'est pas négligeable face à celui dans l'échantillon et doit être compensé, soit de façon numérique à l'aide de la mesure du courant d'excitation et de la section des enroulements, soit de façon pratique en connectant en série-opposition des enroulements un jeu d'inductances mutuelles dont les sections sont agencées pour créer la même tension induite que le flux dans l'air [60].

Le cadre Epstein est le premier circuit magnétique à avoir été standardisé, et ce bien qu'il eût été prouvé qu'il introduisait des erreurs systématiques, notamment dues aux inhomogénéités dans les coins empilés [61]. D'autres sources d'erreur ont depuis été étudiées, comme la variation de l'induction réelle le long des jambes du cadre [62]. A cause de ce défaut, et d'autres, les pertes mesurées à l'aide d'un cadre Epstein sont sous-estimées de 3% à 8%, selon la fréquence et le niveau d'induction [10].

En outre, le cadre Epstein est de plus en plus vu comme laborieux à utiliser dans un contexte industriel, à cause de la grande quantité d'échantillons à découper et à insérer dans le cadre un par un. Les bandes étant relativement étroites, un recuit est également nécessaire.

2.1.2.3. Cadre simple bande

Le cadre simple-bande (ou SST, de l'anglais *Single-Sheet Tester*) est le seul dispositif de caractérisation standardisé qui ferme le circuit magnétique à l'aide d'une culasse dans un autre matériau (voir figure 2.4a), réalisée sous la forme de deux U magnétiques. Celle-ci est réalisée de sorte à rendre négligeable sa contribution au sein du circuit magnétique : un matériau haute

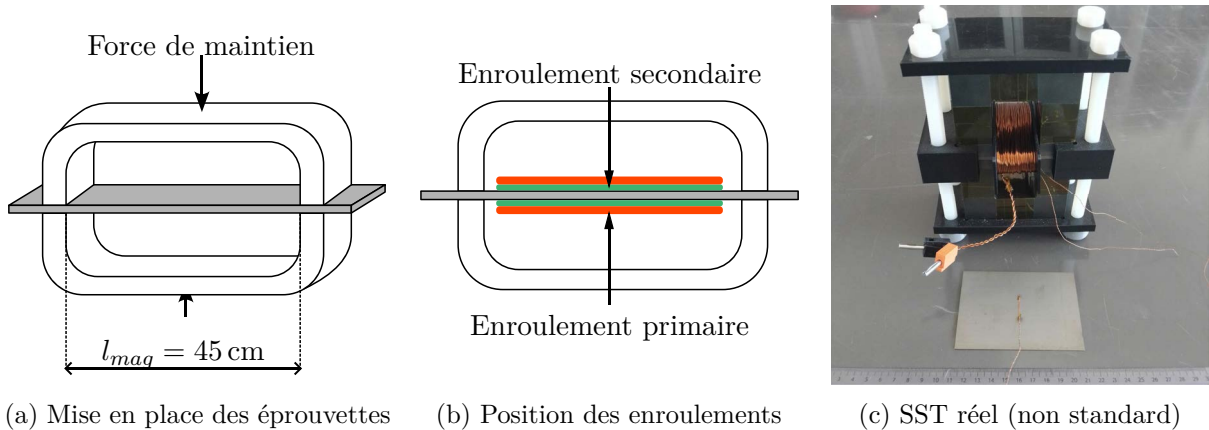


FIGURE 2.4 – Cadre simple bande

perméabilité est utilisé (FeSi GO, FeNi), et la section de la culasse est très supérieure à celle de l'échantillon afin d'assurer qu'elle ne sature pas. Un soin particulier doit être apporté à la réalisation des pôles pour minimiser l'entrefer effectif entre la culasse et l'échantillon et ainsi assurer un bon transfert du flux.

Encore une fois, les propriétés critiques du circuit magnétique sont définies par le standard, notamment la longueur magnétique $l_{mag} = 45$ cm qui correspond à la dimension interne de la culasse. La reproductibilité obtenue est légèrement inférieure à celle du cadre Epstein, mais reste de l'ordre de 1 % dans les conditions d'intérêt [59]. Le SST présente bien entendu ses propres sources d'erreurs, principalement au niveau des contacts et des pertes dans la culasse. L'erreur systématique tend alors à surestimer les pertes, de l'ordre de 2 % [63] ; l'écart avec les résultats obtenus sur un cadre Epstein se cumulent jusqu'à +10 %, ce qui a fortement entravé l'acceptation du SST.

En revanche, ce dernier présente des avantages non négligeables pour ce qui est de la préparation du matériau : d'une part, il ne nécessite qu'un unique échantillon et d'autre part, ce dernier est très grand (entre 30 cm × 50 cm et 50 cm × 50 cm), ce qui rend les effets de bord, notamment ceux liés à la découpe, négligeables [59].

2.1.3. Difficultés : bilan

Les problématiques de la caractérisation magnétique sont similaires entre les différents types de bancs, et sont également partagées entre 1D et 2D. L'une des questions principales concerne la validité des hypothèses utilisées pour construire le banc de test, c'est-à-dire la définition des longueurs magnétiques, l'homogénéité des champs et des pertes au sein des échantillons, etc. Ces problématiques sont complétées par la question de la représentativité du matériau par rapport à sa nuance, notamment limitée par les processus de mise en forme, et sont d'autant plus difficiles à adresser qu'elles dépendent fortement du niveau d'induction considéré. Pour limiter ce problème, les caractérisations magnétiques se font à forme d'onde de l'induction magnétique B imposée, ce qui sera l'objet du chapitre 3.

Ces considérations spécifiques à la caractérisation magnétique se cumulent aux problématiques plus classiques d'instrumentation (justesse des capteurs, bruit de mesure, etc), avec une contribution particulièrement critique des retards entre les signaux de H et B [45].

2.2. ÉTAT DE L'ART : SYSTÈMES DE CARACTÉRISATION MAGNÉTIQUE 2D

2.2.1. Méthodes

Les caractérisations magnétiques 2D peuvent avoir deux objectifs (non mutuellement exclusifs) : la mesure des pertes engendrées dans le matériau sous l'effet d'un champ magnétique tournant, et le tracé des formes d'anisotropie correspondantes. Aujourd'hui, la plupart des bancs sont basés sur un principe électrique, c'est-à-dire sur la création d'un champ tournant via le contrôle de différents générateurs de tension et la mesure des grandeurs électriques images des champs obtenus dans l'échantillon. Néanmoins, il existe des méthodes alternatives pour lesquelles la mesure et/ou l'excitation se font à partir de grandeurs mécaniques ou thermiques.

2.2.1.1. Caractérisations mécaniques

Les premières études sous champ tournant ont été réalisées à la fin du XIX^e siècle en utilisant des bancs de caractérisation basés sur des méthodes mécaniques [6]. Ces dernières sont principalement historiques, même si quelques exemples récents existent, du fait des rapides progrès sur l'instrumentation électrique puis numérique.

Deux fonctions différentes des bancs de caractérisation magnétique peuvent être assurées par des moyens mécaniques : l'excitation et la mesure. Pour la première fonction, un champ tournant peut être imposé à l'échantillon à partir de la génération d'un champ 1D, en entraînant en rotation l'inducteur par rapport à l'échantillon (ou vice-versa). Cette méthode simplifie la génération, qui ne nécessite alors qu'une unique voie d'excitation.

La seconde fonction consiste à introduire une mesure de couple qui sera l'image des pertes :

- si l'échantillon est entraîné en rotation dans un champ fixe, les pertes en son sein engendrent un retard par rapport à l'entraînement, proportionnel aux pertes, et donc un moment qui s'y oppose ;
- si l'échantillon est maintenu fixe dans un champ tournant, il va être entraîné en rotation par ce dernier et le couple à fournir pour le retenir sera proportionnel aux pertes.

De telles mesures nécessitent une bonne connaissance des propriétés mécaniques du système (frottements, alignement, vibrations...) afin de minimiser leur effet ou de le compenser.

2.2.1.2. Caractérisations thermiques

Il a été rappelé en chapitre 1 que les pertes magnétiques correspondent à une dissipation par effet Joule sous l'effet de courants induits. Elles peuvent alors être mesurées au travers de l'échauffement de l'échantillon : d'après l'équation de la chaleur (présentée sous forme simplifiée en (2.3)), l'évolution de la température d'un corps est liée à la génération interne de puissance thermique.

$$c_p \cdot \frac{d(T - T_0)}{dt} - k \cdot (T - T_0) = P_i \quad (2.3)$$

(où : c_p est la capacité thermique massique du matériau, T_0 la température initiale de l'échantillon et la température ambiante, k un coefficient d'échange thermique avec l'ambiante, et P_i la puissance volumique dissipée dans l'échantillon.)

Dans un cas réel le produit $k \cdot (T - T_0)$ est insuffisant pour transcrire les échanges avec différents corps proches ayant chacun une température (dépendante du temps) différente. Inversement, s'il était possible d'isoler complètement l'échantillon du monde extérieur ($k = 0$),

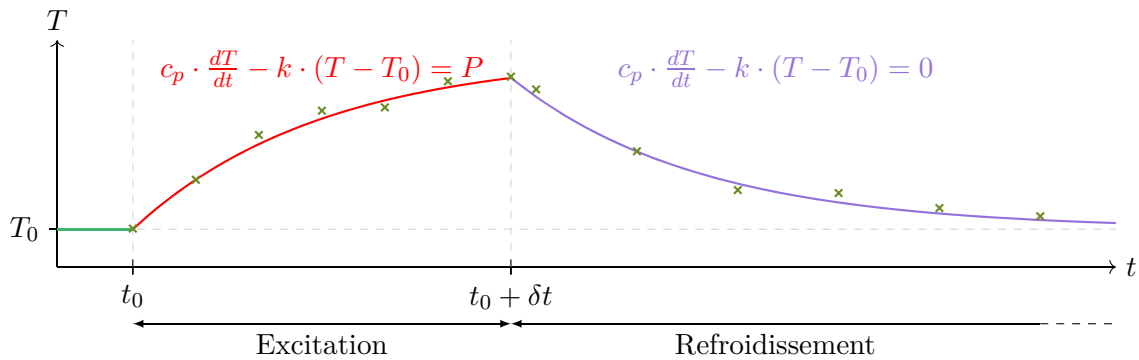


FIGURE 2.5 – Illustration de la méthode calorimétrique, d’après [64]. La température mesurée (marqueurs \times) est interpolée à deux courbes du 1^{er} ordre, correspondant à l’excitation d’un échantillon puis à son refroidissement. La seconde permet d’évaluer la valeur de la constante d’échange k (équation (2.3)) et la première les pertes P .

l’équation (2.3) se simplifierait et la dérivée de la température serait directement proportionnelle à la puissance dissipée. Pour obtenir des résultats exploitables, il faut se rapprocher de ce cas idéal en imposant des conditions quasi adiabatiques autour de l’échantillon, par exemple à l’aide d’une cloche sous vide [64]. Dans ce cas, les hypothèses sont suffisamment raisonnables pour que l’équation (2.3) soit valide, mais la capacité thermique c_p et le coefficient d’échange k sont inconnus. Les auteurs de [64] évaluent ce dernier en se servant de la courbe de refroidissement, c’est-à-dire la mesure de la température de l’échantillon après extinction de l’excitation (voir figure 2.5). Quant à c_p , elle peut être approchée de façon théorique à l’aide de la loi de Kopp-Neumann, qui lie la capacité thermique massique d’un alliage à celles des éléments qui le compose et de leurs proportions.

On peut noter que les mesures thermiques ont également été appliquées pour des caractérisations 1D à fort niveau d’induction [45, 65].

2.2.1.3. Caractérisations électriques

Les notions de mesures watt-métriques et « champ-métriques » ont été abordées dans le cas des caractérisations 1D en section 2.1. Ces mêmes principes peuvent être appliqués en 2D, c’est-à-dire que l’induction magnétique sera mesurée sous la forme d’une tension dans un enroulement à vide, et que le champ magnétique pourra être acquis à partir du courant d’excitation ou d’une mesure tangentielle de champ dans l’air. Dans ce second cas, deux mesures le long de directions perpendiculaires seront nécessaires pour obtenir les résultantes vectorielles de \vec{B} et de \vec{H} , sous la forme des composantes selon chaque direction (B_x et B_y , H_x et H_y).

De façon analogue, la génération du champ tournant se fait à l’aide d’un circuit inducteur comportant différents enroulements (typiquement deux ou trois) permettant d’imposer les différentes composantes du champ au sein de l’échantillon.

Toutes les méthodes de mesure présentées ci-dessus (mécanique, thermique, électrique) permettent d’évaluer les pertes du matériau testé, mais seules les mesures électriques permettent d’obtenir ses formes d’anisotropie (lieux des vecteurs \vec{H} et \vec{B}), ce qui a imposé leur utilisation dans le cadre de ces travaux. En outre, les caractérisations doivent être faites en température, ce qui implique des contraintes marquées sur les matériaux présents dans le système, ainsi que des variations géométriques lors des tests dues à la dilatation thermique. Une génération du champ tournant complètement électrique (sans partie en rotation) a alors été jugée plus robuste face à

l'impact de la température. Pour ces raisons, le reste de cette section est consacré à un état de l'art plus détaillé des dispositifs de caractérisation électrique.

2.2.2. Inducteurs

La section 2.1.1 expliquait que les caractérisations 1D sont généralement réalisées avec des échantillons fermés du point de vue magnétique, afin de faire abstraction des champs démagnétisants et ainsi diminuer l'excitation nécessaire et l'homogénéité obtenue. De plus, ces circuits fermés sont souvent réalisés à partir du matériau testé uniquement (tore, cadre Epstein) mais peuvent être clos à l'aide d'une culasse extérieure (SST).

En 2D, l'utilisation de circuits ouverts présente les mêmes inconvénients, et a été abandonnée [6] au profit de circuits magnétiques soit complètement fermés, soit ouverts mais au travers d'un faible entrefer. En revanche, il est beaucoup plus difficile de fermer le circuit directement avec le matériau sous test, puisqu'il est nécessaire de le fermer dans (au moins) deux directions. Cela peut être réalisé [66], mais la complexité est élevée et l'usage ne s'est pas répandu. La très grande majorité des bancs de caractérisation 2D existants utilisent donc une culasse dans un autre matériau.

2.2.2.1. Cadres verticaux

Une forme similaire au SST peut être réalisée en ajoutant une seconde paire de culasses en U, perpendiculaire à la première, de sorte à fermer le circuit magnétique dans la seconde direction. L'échantillon peut être inclus dans le circuit de deux façons : soit en l'étendant jusqu'aux pôles des culasses, sous la forme d'une croix [67, 68] (figure 2.6a) ou d'une plaque de grandes dimensions [69], soit en ajoutant des pièces magnétiques auxiliaires qui amènent le flux des pôles des culasses jusqu'à un échantillon carré [70-75] (figures 2.6b et 2.6c). Le premier cas impose de déporter les enroulements magnétisants sur les parties extérieures des culasses, tandis que le second permet de les placer sur les pièces auxiliaires (c'est-à-dire dans le plan de l'échantillon) [70-72] ou sur un support enveloppant l'échantillon [73-75].

Les cadres verticaux acceptent facilement des échantillons de grandes dimensions : les exemples donnés ci-dessus concernent principalement des échantillons de 80 mm × 80 mm ou 150 mm × 150 mm, avec un maximum à 300 mm × 300 mm (plaque). Ces dimensions permettent donc une

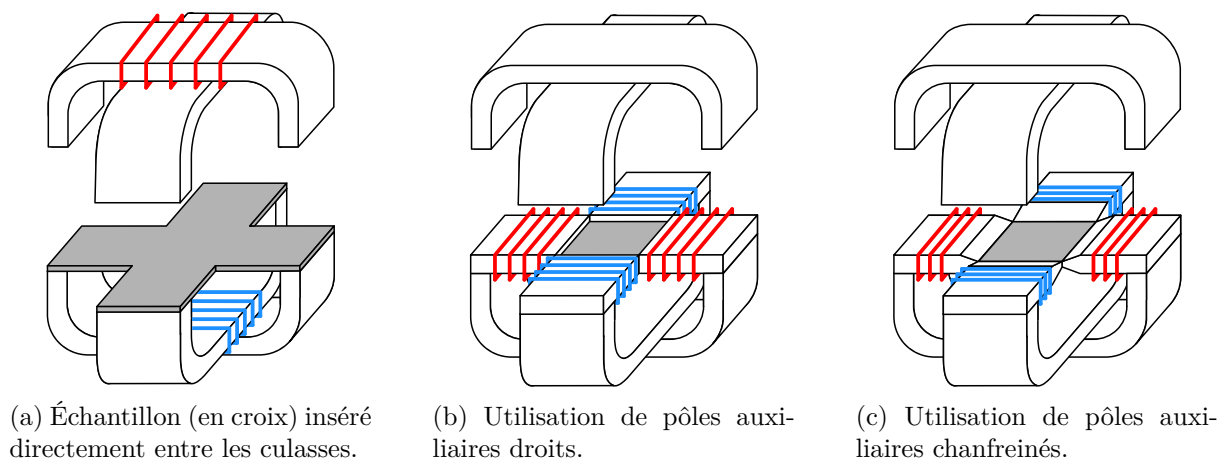


FIGURE 2.6 – Bancs de caractérisation 2D : cadres verticaux. Seuls les enroulements d'excitation sont représentés, de façon schématique.

grande zone de mesure, ce qui correspond à une bonne représentativité du comportement du matériau puisque la mesure couvre un plus grand nombre de grains, et une bonne sensibilité des capteurs bobinés grâce à une section d'enroulement importante. Cependant, les échantillons en forme de croix mènent à une moindre homogénéité du flux magnétique par rapport aux échantillons carrés [76], à cause de l'agrandissement de la section à l'arrivée dans la croix, ce qui explique qu'ils soient moins utilisés.

D'autres variations géométriques apparaissent au sein de cette famille des cadres verticaux. Notamment, la jonction entre la culasse (et pièces auxiliaires éventuelles) et l'échantillon peut se faire par contact direct [72, 73] ou au travers d'un entrefer [69]. Ce dernier peut aider à améliorer l'homogénéité obtenue [77], mais viendra également augmenter la puissance apparente nécessaire à l'excitation du matériau, à induction égale. Une variation intéressante est présentée dans [74], où les auteurs ont adapté leur circuit magnétique (à l'aide de pièces auxiliaires) pour appliquer le champ sur la diagonale du carré, ce qui permettrait d'améliorer l'homogénéité.

Lorsque l'objectif est d'étudier le comportement sous champ tournant couplé à un autre phénomène physique (température, effort) ou de compléter les mesures de pertes/cycles par d'autres résultats (visualisation des domaines par exemple), la possibilité d'accéder à l'échantillon doit être prise en compte [6] dans la conception. Les cadres verticaux complexifient l'accès aux faces de l'échantillon, contrairement aux autres types d'inducteur présentés ci-après, sauf s'ils sont asymétriques (culasses situées d'un seul côté). Cette forme est cependant moins répandue, car l'asymétrie des sources d'excitation se traduit par une asymétrie du champ, ce qui perturbe l'homogénéité du champ et la mesure [78], mais elle est impérative pour des mesures en ligne non destructives [79]. De plus, les cadres verticaux sont les seuls à permettre l'accès aux côtés de l'échantillon, afin de coupler les mesures en champ tournant à des mesures sous contrainte mécanique.

2.2.2.2. Cadres horizontaux

La forme des cadres verticaux avec pôles auxiliaires peut être retravaillée afin de fermer le flux au travers de pièces communes aux différents pôles, et ainsi simplifier la mise en place et limiter la taille de l'ensemble. Ainsi sont réalisés les cadres horizontaux, qui peuvent être diphasés [76, 80, 81] ou triphasés [82], et acceptent respectivement des échantillons carrés (figure 2.7a) ou hexagonaux (figure 2.7b).

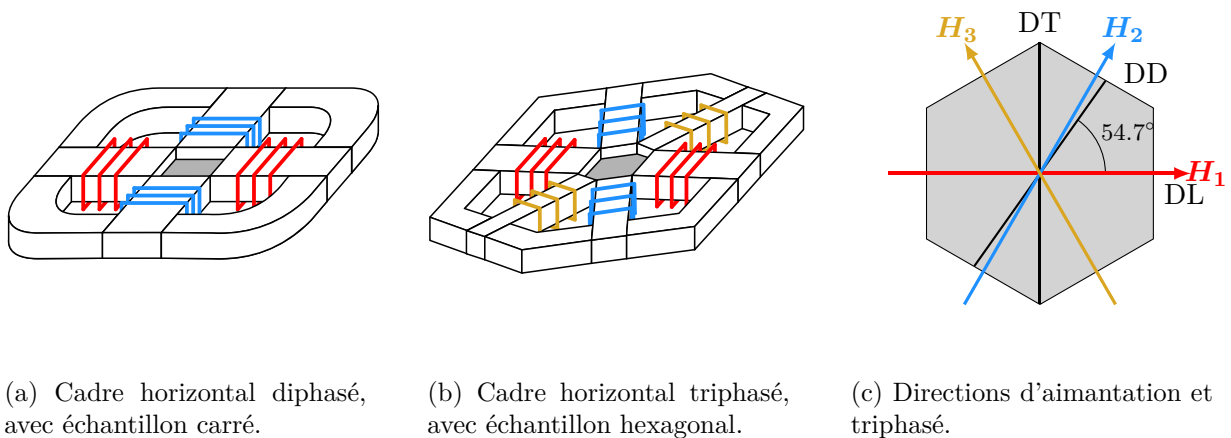


FIGURE 2.7 – Bancs de caractérisation 2D : cadres horizontaux. Seuls les enroulements d'excitation sont représentés, de façon schématique.

S'il serait envisageable de venir placer des échantillons d'autres formes, typiquement ronds, dans ces cadres en adaptant la forme des pôles pour correspondre aux contours de l'échantillon, l'homogénéité obtenue est bien inférieure. Des simulations 2D [83] montrent qu'une excellente homogénéité est obtenue lorsque la forme de l'inducteur correspond à celle de l'échantillon. On notera, cependant, que cette « excellente homogénéité » sera contrariée lors du passage en 3D, à cause des effets liés à la hauteur finie des circuits et de l'échantillon. Pour les cadres verticaux, l'inhomogénéité apportée dépend, entre autres, de la forme du pôle. Un pôle chanfreiné, dont les laminations sont disposées verticalement, semble être le moins néfaste de ce point de vue [84].

Les cadres triphasés sont évidemment plus coûteux en matériel, puisqu'il faut une voie d'excitation supplémentaire, mais cette dernière apporte un avantage majeur : si l'échantillon est découpé de sorte que la direction de laminage soit le long d'un axe, l'un des enroulements triphasés sera à 60° de celui-ci, et donc presque aligné avec la direction difficile typique des fer-silicium à grains orientés (54.7°), comme illustré en figure 2.7c. L'obtention de formes d'induction \vec{B} contrôlées sera alors plus facile avec une voie d'excitation capable de « forcer » sur cette direction difficile [6].

2.2.2.3. Stators

Les champs magnétiques tournants sont à la base du fonctionnement des machines électriques alternatives ; le principe de génération a été repris pour bâtir des systèmes de caractérisation 2D, en remplaçant le rotor par un échantillon circulaire, placé au centre du stator. Tout comme dans la section précédente, l'inducteur peut être diphasé [85-87] (figure 2.8a) ou triphasé [59, 88, 89] (figure 2.8b), selon la façon dont le stator est bobiné ; un système triphasé présentera les mêmes avantages.

À nombre de phases égal, les pôles d'un stator seront plus nombreux et mieux répartis que ceux d'un cadre, ce qui améliore la capacité de l'inducteur à générer une induction \vec{B} circulaire [87, 90], tout du moins en faisant abstraction de l'anisotropie du matériau. La façon dont le stator est bobiné affecte également cette propriété : le nombre de conducteurs par encoche peut être constant, ou suivre une évolution sinusoïdale en fonction de la position angulaire de l'encoche [87]. Cette seconde méthode accroît encore la circularité du champ obtenu en l'absence de contrôle, au prix d'une complexité de réalisation accrue.

Un stator présente des pôles droits (figure 2.8c) bien plus épais qu'un échantillon de tôle.

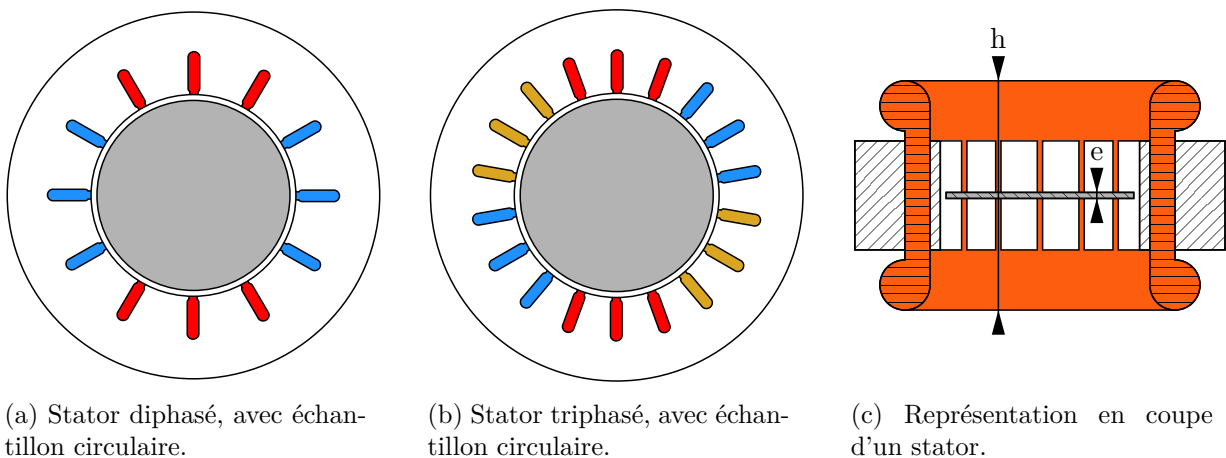


FIGURE 2.8 – Bancs de caractérisation 2D : stators. Seuls les enroulements d'excitation sont représentés, de façon schématique.

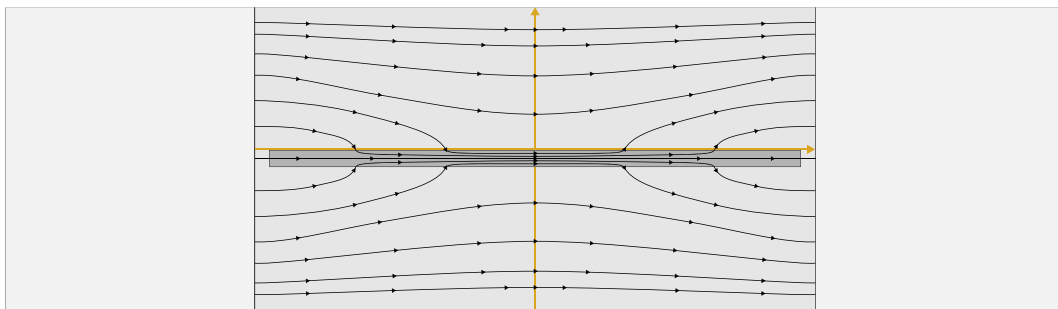


FIGURE 2.9 – Représentation schématique des lignes de champ dans un inducteur statorique.

Or, la puissance nécessaire à l'excitation dépend du rapport h/e entre la hauteur h du stator et l'épaisseur e de l'échantillon [88] : lorsque ce ratio augmente, la force magnétomotrice nI nécessaire pour obtenir une induction crête donnée diminue, tandis que la tension requise pour exciter le système (flux produit par enroulement, U/n) va augmenter au-delà d'un certain seuil. La puissance apparente $UI = nI \times U/n$ pour exciter un échantillon va donc passer par un minimum, qui correspond au rapport h/e permettant d'obtenir la plus forte induction à partir d'une alimentation donnée. Bien entendu, cet optimum changera selon l'épaisseur de l'échantillon et la nature du matériau, mais dans des proportions raisonnables seulement.

Ces pôles de grande taille ont également des conséquences importantes sur la mesure. Tout d'abord, ils engendrent des lignes de flux dans l'air, dont certaines qui rejoindront l'échantillon à moyenne distance des dents (voir figure 2.9), ce qui aboutit à des variations des champs magnétiques le long du diamètre de l'échantillon. D'autre part, le champ magnétique près de l'échantillon est faible, car affecté par celui-ci, tandis que les lignes de flux à plus forte distance sont quasiment égales à ce qu'elles seraient en l'absence d'échantillon. Par conséquent, un fort gradient de champ magnétique s'établit au sein du stator le long de l'axe de ce dernier. Pour améliorer l'homogénéité du champ, certains auteurs suggèrent de limiter la circulation de ces lignes de champ au cœur du stator à l'aide de blindages, réalisés à partir de tôles magnétiques [91, 92]. Néanmoins, ces blindages ne s'adaptent pas forcément à toutes les fréquences, niveaux d'induction et matériaux testés, donc les exemples pratiques sont limités.

2.2.3. Capteurs

2.2.3.1. Mesure de l'induction magnétique

L'induction magnétique est, comme détaillé dans le chapitre 1, fortement liée au matériau qu'elle traverse : la difficulté est alors de mesurer sa valeur à l'intérieur de l'échantillon. Il existe des capteurs capables de mesurer directement sa valeur (capteurs à effet Hall, capteurs magnéto-résistifs), mais qui ne peuvent pas être insérés à l'intérieur du matériau. Par conséquent, les mesures sont exclusivement faites à l'aide de capteurs permettant de détecter la variation de flux magnétique dans une section de matériau suivant la loi de Lenz-Faraday, et donc basés sur des enroulements.

Bobines

Le premier type de capteur utilisé prend la forme d'enroulements entourant une section de l'échantillon. Dans la section 2.1, des bobines de mesure entourant complètement l'échantillon ont été présentées : la tension induite entre les bornes des enroulements est proportionnelle à la variation du flux total traversant la section de la bobine. Dans les dispositifs 2D, cette méthode

ne peut pas être employée, car le champ n'est pas suffisamment homogène sur la largeur de l'échantillon pour tous les angles d'excitation. En revanche, de plus petites bobines peuvent être utilisées, en les passant au travers de trous percés dans l'échantillon (voir figure 2.10a) : la taille de la zone de mesure peut alors être contrôlée par l'espacement d_B des perçages. Cependant, cette méthode présente certains inconvénients.

Premièrement, ces bobines présentent une section S_B réduite, et un nombre de tours N_B limité par le passage du fil dans les perçages : le produit section \times nombre de tours de ces bobines est très faible ($25 \text{ tr} \cdot \text{mm}^2$ pour $d_B = 20 \text{ mm}$, $e_{\text{sample}} = 0.25 \text{ mm}$ et $N_B = 5 \text{ tr}$), et donc les tensions induites mesurées le sont également. La chaîne d'acquisition doit alors être adaptée, soit en ajoutant un étage d'amplification des signaux (et les problèmes associés, voir section 2.2.3.3), soit en utilisant des systèmes d'acquisition très performants et peu bruités.

En outre, les perçages au travers de l'échantillon ne sont pas sans conséquences. Le matériau est probablement dégradé par le processus, quoiqu'il ne semble pas exister d'étude détaillée à ce sujet, probablement parce qu'il est de toute façon conseillé [6] de recuire l'échantillon après perçage pour relâcher les contraintes, de façon équivalente à la découpe. Même en ignorant cette probable dégradation, les trous ont une influence géométrique sur la mesure : le flux traversant l'échantillon va les contourner, sauf dans les cas fortement saturés, et donc présenter sur les bords des perçages des valeurs bien supérieures à ce qu'elles seraient en leur absence [93]. Par conséquent, la valeur d'induction qui va être mesurée surestime forcément la valeur réelle, et ce, d'autant plus que le rapport du rayon de perçage sur l'écartement des bobines est élevé. Les écarts relevés par [93] sont de l'ordre d'une dizaine de pour-cent dans la zone linéaire.

Enfin, la section S_B de la bobine est approximée par le produit de l'espacement entre les trous d_B (bord à bord) et de l'épaisseur du matériau e_{sample} (voir figure 2.10a). Néanmoins, cette section varie selon la position des différents fils dans le trou et par rapport aux autres, les variations d'épaisseur du matériau, etc. Une certaine erreur est alors attendue, mais la section réelle est difficile à évaluer. Une méthode est de placer l'échantillon bobiné dans un système capable de générer des champs magnétiques suffisamment intenses pour saturer complètement le matériau (perméamètre dédié à la caractérisation d'aimants permanents par exemple). Dans ces conditions, la polarisation du matériau est égale à sa valeur à saturation et le champ extérieur est connu : la section effective peut alors être calibrée selon la valeur de la tension induite dans les enroulements.

Malgré ces limitations, de telles bobines restent très utilisées dans le cadre de la caractérisation 2D des aciers électriques, faute de solution idéale. On les retrouve dans onze des références citées dans la section 2.2.2 précédente [59, 67, 69-72, 80, 81, 85, 87, 88], avec des dimensions allant de 18 à 60 mm de large. La plupart des inconvénients cités ci-dessus voient leur impact diminuer lorsque la largeur des bobines augmente (les signaux induits sont plus forts, les effets

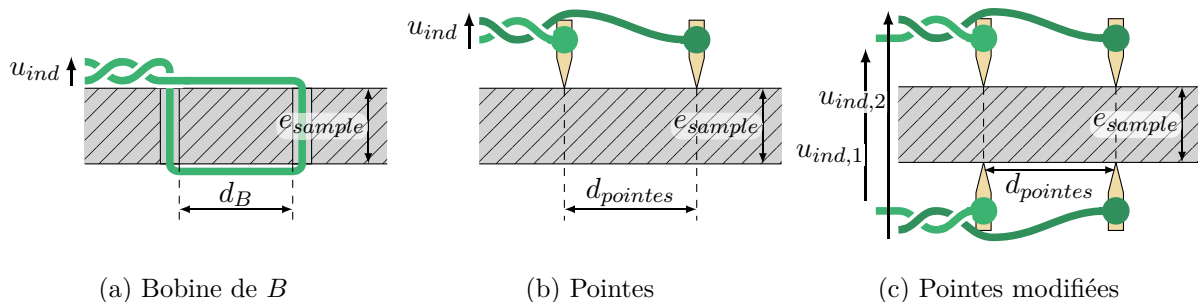


FIGURE 2.10 – Différentes méthodes de mesure de l'induction magnétique B sous la forme d'une ou plusieurs tensions induites $u_{\text{ind},i}$.

de bords moins importants), donc plus la bobine de B est large, plus la mesure est juste. Néanmoins, cela n'est vrai que si l'induction B est homogène sur la zone de mesure : les performances de l'inducteur limitent ainsi la taille de ce capteur.

Méthode des pointes

La réalisation des bobines de mesure de B est un processus délicat (manipulation de fil fin et fragile) et non dénué d'effet sur les mesures, notamment à cause des perçages. Pour s'affranchir de ces problèmes, une autre méthode basée sur la détection d'une tension induite a été imaginée : puisque les variations de flux dans une section d'échantillon induisent une tension dans un conducteur qui entoure cette section, cela fonctionne de même si le conducteur est en réalité la surface (conductrice) de l'échantillon. La tension induite entre deux points de la surface, espacés d'une distance $d_{pointes}$, s'exprime selon (2.4) si l'épaisseur de l'échantillon e_{sample} est négligeable face à l'écartement $d_{pointes}$ (voir figure 2.10b).

$$u_{ind} = \frac{1}{2} \cdot e_{sample} \cdot d_{pointes} \cdot \frac{dB}{dt}(t) \quad (2.4)$$

Le facteur $1/2$ apparaît puisque seule la moitié du chemin entourant la section de l'échantillon est considérée, les côtés perpendiculaires à la surface étant négligeables si la plaque est suffisamment infinie autour de la mesure.

Néanmoins, la condition $e_{sample} \gg d_{pointe}$ est une approximation qui n'est que modérément acceptable dans la plupart des cas réels. Une méthode des pointes modifiées [94], illustrée en figure 2.10c et utilisant quatre contacts, permet de s'affranchir de cette hypothèse en mesurant la différence entre les tensions induites de chaque côté de la zone de mesure (2.5).

$$u_{ind,2} - u_{ind,1} = e_{sample} \cdot d_{pointes} \cdot \frac{dB}{dt}(t) \quad (2.5)$$

En théorie, la méthode des pointes modifiée est équivalente à l'utilisation d'une bobine constituée d'un unique enroulement, mais permet d'éviter les perçages et leurs conséquences. Les autres sources d'erreurs attribuées aux bobines sont néanmoins partagées par les pointes, c'est-à-dire que mesure dépend de la bonne définition de la surface et donc au positionnement des pointes, et que l'unique tour correspond à de très faibles tensions induites. Par ailleurs, la méthode des pointes ajoute ses propres inconvénients, principalement liés à la connexion électrique entre l'échantillon et les pointes : la tension induite est liée aux courants de Foucault occasionnés par la variation de flux dans l'échantillon, mais elle va aussi dépendre de la répartition plus fine de ces courants. Cette dernière est affectée par la répartition des domaines et les contraintes internes de l'échantillon [95].

D'un point de vue pratique, le contact électrique avec l'échantillon peut être fait à l'aide d'aiguilles [94] (éventuellement dotées d'un ressort pour une meilleure résistance aux vibrations [6]) ou de fils dénudés collés à la surface par une colle électriquement conductrice [74]. La première réalisation permet d'obtenir des capteurs facilement amovibles, qui peuvent être intégrés dans un bloc complet de mesure incluant également les capteurs de champ magnétique H (dans le cas d'une mesure selon la méthode non modifiée). La seconde présente l'avantage de limiter au maximum l'inclusion d'une section d'air dans le circuit défini par les contacts. Dans les deux cas, le contact demande de retirer le revêtement de l'échantillon magnétique, s'il existe.

Les bobines de B sont bien plus utilisées dans le cadre des bancs de caractérisation 2D, mais on trouve néanmoins différents exemples d'utilisation des pointes [73-76, 82].

2.2.3.2. Mesure du champ magnétique

La mesure du champ magnétique présente un problème différent de celle de l'induction magnétique : la plupart des capteurs sensibles au champ magnétique sont en réalité sensibles à l'induction magnétique, ce qui oblige à réaliser la mesure dans l'air, où le rapport entre les deux est connu (μ_0). Ces difficultés expliquent l'utilisation de méthodes watt-métriques dans les standards de caractérisation abordés en section 2.1, pour lesquels la définition de la longueur magnétique l_{mag} (liant la force magnétomotrice au champ magnétique) est critique. Pour un système 1D, il est possible de l'estimer ou de la fixer. Mais pour un système 2D, la répartition des champs magnétiques varie lorsque le champ tourne, et une telle estimation n'est alors plus possible dans le cas général, donc une mesure plus directe est nécessaire.

Une méthode courante est alors de venir mesurer le champ magnétique dans l'air à proximité de la surface de l'échantillon : en effet la composante tangentielle du champ magnétique est conservée à l'interface matériau/air. Dans le cas d'une tôle, les champs magnétiques seront principalement situés dans le plan de l'échantillon, donc le champ magnétique mesuré juste au-dessus de la surface de l'échantillon, tangentiellement à celle-ci, sera égal à celui au sein de l'échantillon.

D'autres méthodes sont néanmoins possibles, et seront brièvement abordés par la suite.

Bobine tangentielle

Des bobines de mesures dédiées à une mesure du champ tangentiel constituent l'essentiel des capteurs utilisés dans le cadre de la caractérisation 2D : on les retrouve dans la quasi-totalité des références de bancs 2D cités précédemment : [67, 70, 72-76, 80-82, 85, 87, 88]. Une bobine réalisée autour d'un support rigide et non magnétique est positionnée aussi proche de la surface de l'échantillon que possible, et va donc être traversée par un flux proportionnel au champ magnétique dans l'air ($d\phi = \mu_0 \vec{H} \cdot d\vec{S}$), ce dernier étant théoriquement égal au champ magnétique à la surface de l'échantillon. Une tension induite va alors apparaître aux bornes de la bobine, proportionnelle aux variations de ce flux (2.6) pondérées par la section de la bobine S_H , le nombre de tours réalisés N_H et la perméabilité du vide. Ce dernier facteur étant petit ($4\pi \cdot 10^{-7}$), la tension induite sera très faible, typiquement entre les ordres de grandeur du microvolt au millivolt. Les problèmes de mesure et d'amplification sont donc aussi critiques que pour les bobines de mesure de B .

$$u_{ind} = N_H \cdot S_H \cdot \mu_0 \cdot \frac{dH}{dt} \quad (2.6)$$

Pour limiter ces problèmes, l'objectif peut être de maximiser le produit $N_H \times S_H$, mais les dimensions de la bobine sont contraintes par des considérations de représentativité de la mesure. L'épaisseur est limitée par la viabilité de l'approximation selon laquelle le champ mesuré est égal au champ dans l'échantillon, qui ne peut être considéré comme juste que sur une certaine distance à celle-ci. Or, une bobine plus fine pourra être positionnée plus proche de l'échantillon. La largeur et la longueur de la bobine seront elles limitées par l'homogénéité du champ à l'intérieur de l'échantillon : la mesure ne sera représentative du matériau que si le champ magnétique peut-être considéré comme suffisamment homogène sur la surface de la bobine. Le nombre de tours réalisés sur la bobine est limité par les dimensions, et par la finesse du fil à utiliser.

La plupart des bobines utilisées dans les références précédemment citées ont des dimensions proches de 20 mm × 20 mm, avec un maximum à 60 mm × 60 mm [87], et un nombre de tours allant de quelques dizaines à plusieurs milliers [73]. Avec des nombres de tours aussi élevés, la géométrie exacte de la bobine est plus difficile à maîtriser et il est nécessaire de calibrer la sensibilité de la bobine (produit nombre de tours × surface), par exemple à l'aide d'une source

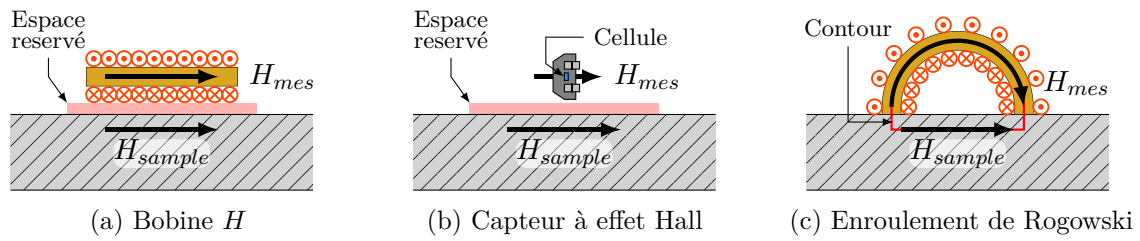


FIGURE 2.11 – Différentes méthodes de mesure du champ magnétique.

de champ connue (solénoïde, bobine d’Helmholtz, etc.) [96]. Pour mesurer un champ magnétique vectoriel, il est nécessaire de relever les composantes du champ magnétique selon deux directions (X et Y), et donc de disposer de deux bobines de H , qui peuvent être bobinées sur deux supports différents ou sur un même support, l’une enveloppant l’autre.

Ces contraintes sur les dimensions et la sensibilité sont cependant compensées par la parfaite linéarité de ces capteurs [96] pour des fréquences jusqu’à la centaine de kilohertz, seuil au-delà duquel des effets capacitifs viennent altérer la mesure. La réalisation d’un très grand nombre de tours de fil fin est néanmoins laborieuse, et les connexions avec le reste du circuit sont un point de fragilité. En outre, une telle quantité de tours mène à une sensibilité accrue au champ perpendiculaire à la bobine, à cause des décalages entre les différents fils [97]. Pour limiter cet effet, notamment dans le cas des inducteurs statoriques dans lesquels le champ normal peut être important, il est possible de réaliser les bobines par circuit imprimé, ce qui permet d’obtenir une géométrie quasi-parfaite correspondant à une surface normale de la bobine minimale (voir figure 2.12). Néanmoins, une telle réalisation impose une faible densité d’enroulement, et donc un nombre de tours très faible et empêche de réaliser plusieurs couches d’enroulements : la sensibilité est alors particulièrement faible.

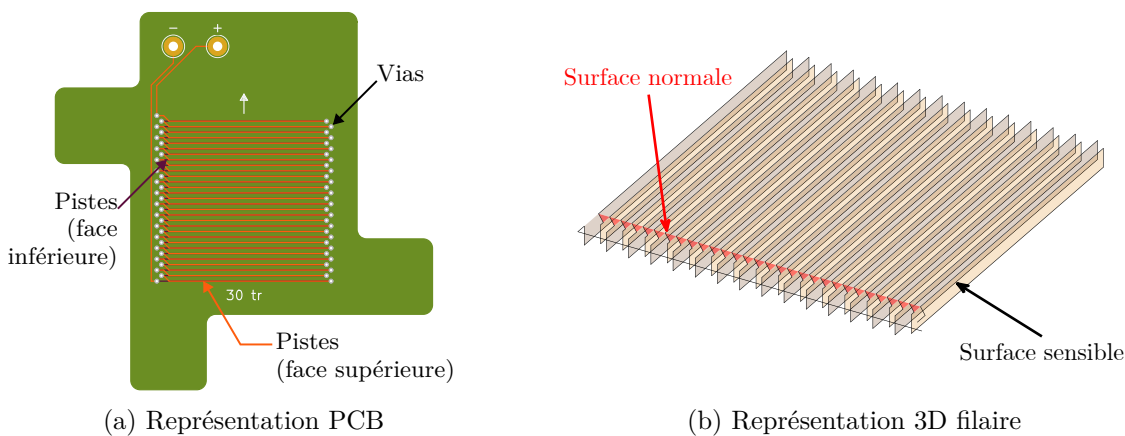


FIGURE 2.12 – Principe de la bobine PCB : pour chaque spire, la piste « aller » (de la gauche vers la droite) et la piste « retour » (vice-versa) sont placées à la verticale l’une de l’autre, de chaque côté du substrat.

Elles définissent ainsi une zone de surface sensible, perpendiculaire au flux, mais ne contribuent que très peu à une surface détectant le flux normal (représentée en rouge sur b), créée par le changement de ligne.

Capteurs à effet Hall

Le principe de la mesure tangentielle s'applique de façon identique avec d'autres capteurs magnétiques, comme des capteurs à effet Hall. Ces derniers sont basés sur la déviation des électrons apportés par un courant électrique i_{\perp} sous l'effet d'une induction magnétique ambiante B (due à la force de Lorentz (1.1)); l'accumulation d'électrons déviés crée une différence de potentiel V_H , selon (2.7) [96].

$$V_H = \frac{R_H i_{\perp} B}{d} \quad (2.7)$$

(Où R_H est le coefficient de Hall du matériau (semi-conducteur), i_{\perp} le courant d'excitation, perpendiculaire à l'induction que l'on souhaite mesurer et à la direction dans laquelle l'on mesure la tension, d l'épaisseur de la cellule semi-conductrice.)

Contrairement aux bobines, la tension de sortie est directement proportionnelle à l'induction magnétique, et non pas à sa dérivée, ce qui évite de devoir intégrer le signal. En contrepartie de cette simplicité, une alimentation supplémentaire est nécessaire pour le capteur à effet Hall, qui limite par ailleurs sa plage de linéarité, et d'une sensibilité accrue à la température, au travers de la résistivité de la cellule qui influe sur la valeur de i_{\perp} . La sensibilité des capteurs Hall présente l'avantage, comparée à celle des capteurs bobinés, d'être indépendante de la fréquence, tout en étant similaire à celle qu'ils présentent pour une fréquence de 50 Hz (autour de 10 mV/mT soit 12.5 $\mu\text{V}/(\text{A}/\text{m})$ environ).

Les capteurs à effet Hall sont vendus sous la forme de composants électroniques et peuvent combiner des cellules sensibles à plusieurs (1, 2 ou 3) directions du champ magnétique : un seul composant peut assurer la mesure des deux composantes du champ, comme cela a été fait dans [98]. Ces cellules sont de très petites dimensions, de l'ordre du dixième de millimètre, ce qui correspond à une mesure extrêmement locale. Si une petite taille de capteur abaisse les contraintes d'homogénéité du champ imposé, de telles proportions amènent à la mesure de comportements localisés, jusqu'à ceux à l'intérieur d'un unique grain si ceux-ci sont de grandes dimensions (FeSi GO) [6]. La mesure obtenue n'est alors pas représentative du comportement général du matériau. En outre, ces très petites cellules sont enfouies dans un composant polymère, ce qui impose une distance minimum entre les cellules sensibles et l'échantillon.

Autres méthodes

Les deux types de capteurs précédents (bobines de H et capteur Hall) sont les plus utilisés en caractérisation 2D, mais d'autres existent, et ont été utilisés en 1D.

Les capteurs magnétorésistifs (dont la résistance évolue en fonction du champ dans lequel ils sont plongés) se déclinent selon différents principes physiques [99] : magnétorésistance anisotrope (AMR, *Anisotropic Magneto-Resistance*), magnétorésistance géante (GMR, *Giant Magneto-Resistance*), magnéto-résistance à effet tunnel (TMR, *Tunneling Magneto-Resistance*), etc. Ces éléments se trouvent, à l'instar des capteurs à effet Hall, sous la forme de composants électroniques et partagent donc les avantages et inconvénients associés. En outre, ils présentent des limitations qui leur sont propres, à commencer par la nécessité d'un circuit électronique spécifique pour mesurer la variation de la résistance (circuit qui peut être inclus dans le composant vendu), et une sensibilité non-linéaire. Ces inconvénients, entre autres, expliquent probablement leur utilisation modérée dans les caractérisations magnétiques, même si des exemples (1D) existent [100].

Les enroulements de Rogowski-Chattock sont un élément un peu spécial de la famille des capteurs bobinés, basés sur le théorème d'Ampère : en l'absence de courant enlacé, l'intégrale du champ magnétique \vec{H} le long d'un contour quelconque est nulle. Par conséquent, si on considère un contour suivant la surface du matériau entre deux points et se refermant par une ligne

quelconque dans l'air, le champ magnétique dans l'échantillon, le long du contour, et celui dans l'air, le long du contour, sont égaux (illustration en figure 2.11c). Ce dernier (s'il est variant dans le temps) peut être mesuré à l'aide d'une bobine courbe dont les enroulements sont répartis de façon homogène. Cette caractéristique est cependant cruciale pour le bon fonctionnement de la mesure et la réalisation est alors particulièrement délicate [101], surtout lorsque plongé dans des gradients de champ importants, par exemple au centre d'un inducteur statorique. Aussi, et malgré une certaine facilité à combiner ces capteurs pour la mesure selon deux directions, on trouve assez peu d'exemples d'utilisation en caractérisation 2D, quoique ceux existant soient d'une précision raisonnable [6].

Compensation du gradient de champ dans l'air

L'hypothèse de base des mesures tangentielles de champ n'est valide qu'à très courte distance, d'autant plus courte que le gradient de \vec{H} au-dessus de l'échantillon est élevé. Pour pallier cette approximation, deux méthodes principales existent.

La première consiste à utiliser des capteurs de petites dimensions (bobines fines, composants électroniques miniatures) afin de les placer aussi près de l'échantillon que possible et ainsi de limiter la variation du champ par rapport à la surface (illustré en figure 2.13a avec des bobines). Néanmoins, il existe un écartement irréductible entre les bobines et l'échantillon, dû aux dimensions du capteur et aux éventuelles bobines de B .

La seconde méthode consiste à faire le choix inverse et à imposer l'écartement entre les capteurs et l'échantillon afin de le connaître. Empiriquement, la variation du champ magnétique lorsque l'on s'éloigne de l'échantillon est approximativement linéaire [78] (figure 2.13b). Si l'on dispose de deux, ou plus, capteurs disposés à différentes distances h_i de l'échantillon, on peut alors extrapoler la valeur à la surface de l'échantillon, par exemple selon (2.8) (cas à deux capteurs).

$$H_{sample} = H_1 - \frac{H_2 - H_1}{h_2 - h_1} \cdot h_1 \quad (2.8)$$

Si en théorie cette méthode devrait assurer une meilleure estimation du champ magnétique dans l'échantillon H_{sample} , elle dépend néanmoins de plus d'entrées que celle évoquée ci-dessus :

- bonne formulation de la forme de $H(h)$, or le comportement du champ dépend du niveau d'excitation et de l'échantillon ;
- précision de la mesure des h_i ;
- traitement équivalent des voies de mesure de H_1 et H_2 , notamment la phase ;
- etc.

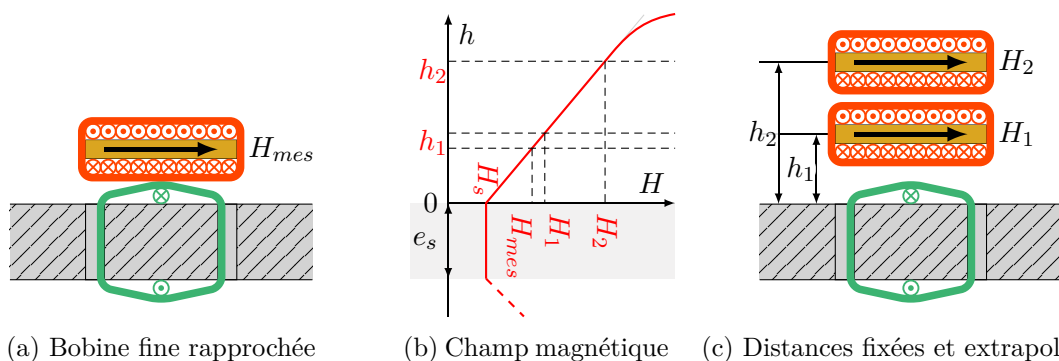


FIGURE 2.13 – Différentes méthodes pour pallier le gradient de champ au-dessus de l'échantillon.

Une telle extrapolation a été appliquée dans différents cadres verticaux [69, 72-74], ainsi que pour un inducteur statorique [89]. En outre, les auteurs de ce dernier ont amélioré le principe d'extrapolation en ajoutant un plus grand nombre de capteurs (3 par direction) afin de réaliser une extrapolation non plus linéaire mais polynomiale, ce qui permet d'accepter de grandes distances entre les capteurs. Néanmoins, cela demande également de disposer de plus de voies de mesures, et de démultiplier les circuits associés (alimentations, amplifications, etc.).

2.2.3.3. Mesure et déphasage

Problématique

Le déphasage entre les vecteurs \vec{B} et \vec{H} est critique pour la mesure des pertes magnétiques sous champ tournant, puisqu'il intervient directement dans leur expression (1.17). Dans la zone linéaire, les champs \vec{H} et \vec{B} présentent des amplitudes modérées mais un déphasage de l'ordre de plusieurs dizaines de degrés, face auxquels les erreurs de phase ajoutées sont négligeables [102]. Inversement, pour des niveaux d'induction plus élevés, le champ magnétique \vec{H} présente une amplitude élevée, alors que le déphasage $\langle \vec{H}, \vec{B} \rangle$ se rapproche de zéro. Les erreurs d'angle sont donc critiques, puisque des déphasages ajoutés de l'ordre de quelques dixièmes de degrés changent complètement les courbes de pertes mesurées [103].

En outre, les déphasages apportés le sont toujours dans le même sens, ce qui implique que les pertes mesurées lorsque les champs tournent dans le sens horaire ou anti-horaire sont très différentes [102, 103]. Par conséquent, une partie des erreurs peut être éliminée en réalisant la moyenne entre les valeurs de pertes obtenues dans chacun des sens de rotation (2.9).

$$P_{moy} = \frac{P_{CW} + P_{CCW}}{2} \quad (2.9)$$

(où P_{CW} et P_{CCW} correspondent respectivement aux pertes mesurées dans les sens horaire et anti-horaire.)

Pour les pertes, cette moyenne entre les comportements dans les deux directions s'exprime sans difficulté. En revanche, si on souhaite appliquer le même principe aux signaux, pour obtenir des cycles « réels », la question se complique : par définition, les signaux temporels présentent des signes opposés sur l'une de leurs composantes lorsque le sens de rotation change (illustré en (2.10) pour un \vec{B} circulaire dont l'origine des temps est prise pour \vec{B} aligné selon l'axe x).

$$B_{x,CW} = \cos(\omega t) \quad B_{x,CCW} = \cos(\omega t) \quad B_{y,CW} = -\sin(\omega t) \quad B_{y,CCW} = \sin(\omega t) \quad (2.10)$$

La moyenne peut donc être faite normalement selon l'axe x , mais doit être faite en corrigeant l'opposition de phase selon y , comme illustré en (2.11b) ; le signal moyenné obtenu tournera en sens horaire ($H_{y,moy,CW}$) ou antihoraire ($H_{y,moy,CCW}$) selon le sens dans lequel l'opposition est corrigée [104].

$$H_{x,moy} = \frac{H_{x,CW} + H_{x,CCW}}{2} \quad (2.11a)$$

$$H_{y,moy,CW} = \frac{H_{y,CCW} - H_{y,CW}}{2} \quad \text{ou} \quad H_{y,moy,CCW} = \frac{H_{y,CW} - H_{y,CCW}}{2} \quad (2.11b)$$

On notera que, si la référence des temps est prise pour \vec{B} aligné selon l'axe y , ce sont les phases selon x qui devront être corrigées. Les calculs permettant d'aboutir à ces résultats sont détaillés en annexe A*.

*. Remerciements au professeur Carlo Ragusa, qui a posé les bases du raisonnement développé dans l'annexe A, lors d'une discussion.

Sources de déphasage

Les erreurs à l'origine des différences entre les signaux mesurés dans les sens horaire et anti-horaire proviennent de sources très diverses tout au long de la chaîne de mesure [105], depuis les capteurs jusqu'à l'acquisition. Ces sources d'erreurs peuvent être divisées en deux catégories : celles liées à l'électronique entre les capteurs et l'acquisition (incluse) et celles liées au positionnement physique des capteurs.

Déphasage géométrique

Les erreurs angulaires de positionnement des capteurs vis-à-vis de l'échantillon ne se convertissent pas directement en déphasages, mais elles y contribuent. L'annexe B propose des développements mathématiques illustrant l'impact des déphasages. De plus, si elles peuvent être limitées par le soin apporté à la mise en place des différents éléments du banc, leur contribution reste majoritaire au vu de la difficulté à aligner autant d'éléments : dans [102], ces angles d'erreur ont été mesurés par des méthodes optiques, et leur correction mathématique permet de retrouver des courbes horaire/anti-horaire quasiment confondues sur une large plage de niveaux d'induction. Ces erreurs interviennent à plusieurs niveaux :

- erreur d'alignement entre l'axe supposé des capteurs et l'axe réel de leur mesure (irréductible et non mesurable dans le cas des bobines de B) ;
- erreur de perpendicularité entre les capteurs d'une même grandeur selon les axes x et y ;
- erreur d'alignement entre les capteurs destinés à la mesure de H et ceux destinés à la mesure de B .

Le dernier point peut-être partiellement corrigé par l'observation des pertes mesurées en sens horaire et anti-horaire lors de l'installation de l'échantillon afin de rapprocher les valeurs autant que faire se peut. Cette correction peut s'appliquer de deux manières, non mutuellement exclusives : physiquement, en faisant pivoter l'échantillon dans le système, ou numériquement, en calculant un décalage d'indice à appliquer aux vecteurs de données de H^* .

Déphasage électronique

Comme cela a été évoqué dans les sections 2.2.3.1 et 2.2.3.2, les signaux issus des différents capteurs sont de faible amplitude, de l'ordre du millivolt voire du microvolt. Pour parvenir à les mesurer avec une précision adéquate, il faut donc soit utiliser des cartes d'acquisition pourvues d'une résolution élevée et de petits calibres en tension, soit amplifier les signaux issus des capteurs. Néanmoins, l'amplification analogique est réalisée par des amplificateurs opérationnels qui ont une bande passante finie et d'autant plus limitée que le gain est élevé : l'opération ajoute donc forcément un retard. Celui-ci peut inciter à se passer complètement d'amplification [6], mais des raisons matérielles peuvent amener à conserver un étage d'amplification. Dans ce cas, il est nécessaire de choisir avec soin la bande passante (ou le produit gain-bande) des composants utilisés pour s'assurer que le déphasage ajouté est négligeable, en prenant en compte que les signaux mesurés peuvent présenter un contenu harmonique conséquent (notamment le champ magnétique). Aujourd'hui, les technologies actuelles des composants électroniques permettent de trouver aisément des amplificateurs d'instrumentation dotés d'une bande passante de plusieurs centaines de megahertz. Si on suppose que l'amplificateur d'instrumentation se comporte comme un filtre passe-bas d'ordre 1, de fréquence de coupure f_c , la fréquence limite f_{lim} qui permet de maintenir le déphasage $\phi(f)$ ajouté par les amplificateurs en dessous d'une valeur ϕ_{max} s'exprime selon (2.12).

$$\phi(f) = \arctan\left(\frac{f}{f_c}\right) \Rightarrow f_{lim} = \tan(\phi_{max}) \times f_c \approx \phi_{max} \times f_c \quad (2.12)$$

*. Remerciements à l'équipe du laboratoire de caractérisation électromagnétique (*Laboratorio di Caratterizzazione ElettroMagnetica*) de l'*Università Degli Studi di Perugia* pour avoir partagé cette technique.

Des considérations analogues sont à prendre en compte dans l'utilisation d'intégrateurs analogiques dans le cas des capteurs bobinés.

Le retard apporté par les amplificateurs opérationnels est majoritaire dans le déphasage qu'apporte la chaîne d'acquisition, mais d'autres existent. Les retards dans les câbles sont généralement négligeables pour les fréquences et longueurs de connexion considérées. En revanche, la carte d'acquisition peut entraîner un retard si elle n'est pas synchrone, c'est-à-dire si les différents signaux mesurés sont numérisés les uns après les autres [105]. Si elle est synchrone, une petite variation temporelle existe entre l'acquisition des différentes voies (gigue), mais de l'ordre de la picoseconde, donc le déphasage apporté est négligeable.

2.2.4. Défis

En conclusion de cette section, il est possible de dire que les travaux sur les caractérisations 2D sont nombreux et toujours d'actualité [6, 68, 106, 107]. Parmi les verrous toujours existants, la montée en fréquence et en induction, présentée en figure 2.14 d'après [59], a été justifiée par le besoin de se rapprocher des conditions présentes dans les machines électriques actuelles. Les problèmes à surmonter sont nombreux : chute des pertes à forte induction malgré des signaux de très grande amplitude, puissance apparente pour magnétiser l'inducteur à haute fréquence, échauffement de l'échantillon lorsque les pertes augmentent...

En parallèle, la demande d'une précision accrue sur le dimensionnement des circuits magnétiques amène à étudier de plus en plus l'impact des contraintes mécaniques et de la température sur les propriétés magnétiques, en 1D comme en 2D. Notamment, [5] implémente des caractérisations 2D combinant ces deux influences et permettant d'obtenir des figures d'anisotropies et les pertes, ce qui fournit des informations sur des conditions d'utilisation très diverses. Il s'agit également du seul banc de caractérisation 2D en température trouvé dans la littérature. Malheureusement, ses grandes capacités font que les données proposées incluant seulement l'effet de

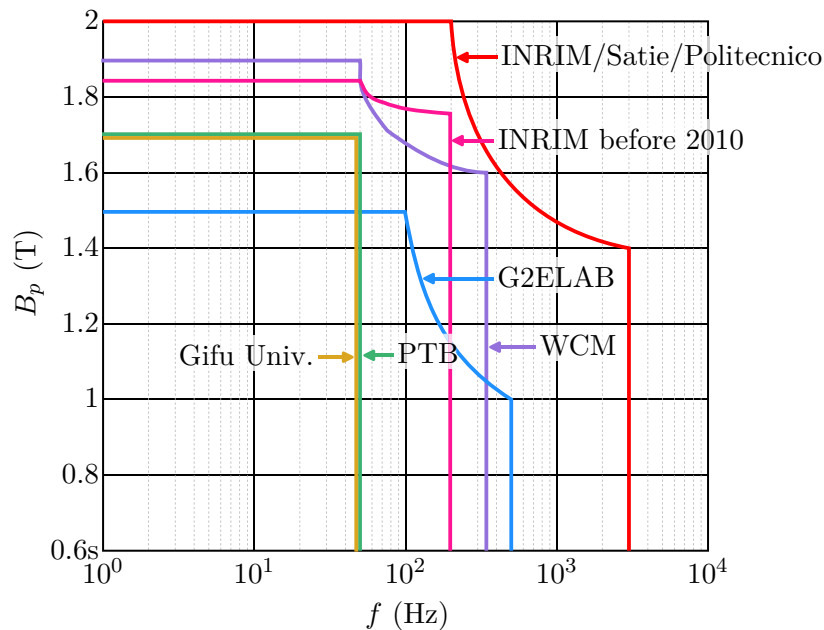


FIGURE 2.14 – Limites en fréquence et induction des bancs de caractérisation 2D connus pour les aciers électriques. Figure adaptée de [59].

la température, sans évolution de la contrainte, sont relativement limitées et fournissent donc assez peu de points de comparaison.

2.3. RÉALISATION DU BANC DE CARACTÉRISATION 2D

La section précédente expose les multiples possibilités pour la réalisation d'un banc de caractérisation magnétiques 2D. Or, l'objectif de ces travaux est de réaliser de telles caractérisations pour différentes températures ; la conception du banc doit alors prendre en compte les différentes contraintes qui y sont liées. Celles-ci seront listées dans la section 2.3.1, mais le restant de la section sera consacré à la partie « magnétique » du banc. Les éléments spécifiques à l'adaptation en température seront eux détaillés en section 2.4.

2.3.1. Contraintes thermiques

Pour caractériser des matériaux magnétiques à différentes températures, il faut pouvoir chauffer l'échantillon sans altérer la capacité du banc à réaliser les mesures magnétiques. Cette condition se décline en plusieurs aspects. Premièrement, le processus de chauffe en lui-même ne doit pas apporter d'interférences avec la mesure, ce qui implique notamment de s'assurer qu'il ne crée pas de champs magnétiques importants à proximité de l'échantillon. Ensuite, il faut que tous les éléments du système soient capables de résister à la température, c'est-à-dire qu'ils ne subissent pas de dégradation irréversible. Enfin, il faudra s'assurer que la mesure n'est pas affectée par les modifications (réversibles) du système lorsque celui-ci est soumis à une température élevée, afin de pouvoir fournir une image réaliste des phénomènes que l'on cherche à mesurer. Ces trois aspects conditionnent respectivement le choix du mode de chauffe, celui des différents éléments et matériaux à placer au sein du système et celui des capteurs.

2.3.1.1. Impact de la température

Lorsque la température augmente, deux phénomènes principaux peuvent altérer la mesure des propriétés magnétiques : la dilatation thermique et la variation de la résistivité électrique des matériaux. En outre, les propriétés magnétiques de l'inducteur vont être affectées si celui-ci est chauffé, notamment son induction à saturation et sa perméabilité. Néanmoins, il est normalement dimensionné de sorte que la densité de flux qui le parcourt soit faible ; l'hypothèse a donc été faite que ces variations de propriétés ne sont pas critiques pour la mesure, et l'étude détaillée des conséquences n'a pas été réalisée. Il est probable, néanmoins, que celles-ci soient concentrées autour des pôles magnétiques, ce qui pourrait éventuellement affecter l'homogénéité du champ obtenu sur la zone de mesure.

Dilatation thermique

Tous les éléments du circuit vont se dilater avec la température, dans des proportions différentes et avec des conséquences plus ou moins facilement quantifiables.

Tout d'abord, les capteurs bobinés présentent une sensibilité proportionnelle à leur section, donc la dilatation de leur support va affecter la justesse de la mesure, sauf si le paramètre est compensé dans le traitement des données. On notera que cette modification est de l'ordre du dixième de pour-cent ; par exemple, la section d'une bobine de B bobinée sur un alliage de fer dont la dilatation thermique est supposée isotrope et proche de $10 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ augmentera d'environ 0.3 % pour une variation de $+150^\circ\text{C}$.

De façon analogue, la dilatation de l'échantillon va réduire un éventuel entrefer entre celui-ci et l'inducteur, alors que cet entrefer joue un rôle essentiel dans l'homogénéité obtenue du champ sur la tôle. Néanmoins, les entrefers typiquement observés sont de l'ordre du millimètre, tandis que la dilatation thermique, sous les mêmes hypothèses que précédemment, ne fera varier le diamètre de l'échantillon que de quelques centièmes de pour-cent.

Ensuite, la dilatation thermique des éléments de maintien de l'échantillon peuvent venir ajouter des contraintes dans celui-ci si l'assemblage est serré, ce qui modifierait les propriétés du matériau via la magnétostriction. Les ordres de grandeur de la dilatation thermique étant modérés, ces contraintes sont probablement faibles, mais elles sont également difficiles à évaluer.

Enfin, la mesure des pertes magnétiques est sensible aux erreurs de positionnement. Il est impossible d'assurer une parfaite symétrie du système dans son ensemble, et donc toutes les petites modifications de taille des différents éléments affectent le positionnement, et par conséquent la mesure des pertes. Encore une fois, la quantification du phénomène est complexe.

Résistivité électrique

Les conséquences d'une variation de la résistivité électrique vont surtout concerner les capteurs à effet Hall et les capteurs magnétorésistifs. Pour les premiers, l'élévation de la température du capteur va entraîner une diminution de la résistivité de la cellule semi-conductrice, et donc une modification du courant i_{\perp} qui les parcourt, et de la sensibilité du capteur ; cependant, la grande majorité des capteurs à effet Hall aujourd'hui disponibles dans le commerce incluent une compensation de température pour s'affranchir de ces effets. Pour les capteurs magnétorésistifs, la conséquence est directe et évidente, et peut également être compensée.

Les conséquences de l'augmentation de la résistivité électrique dans les différents éléments conducteurs du circuit sont répertoriées dans le tableau 2.1 : si les conditions de fonctionnement du circuit peuvent être modifiées, aucun biais n'est ajouté à la mesure.

Élément conducteur	Conséquence
Conducteurs (fils) de puissance & enroulements de l'inducteur	<ul style="list-style-type: none"> — Augmentation de la résistance du circuit, donc de la puissance active du circuit. — Changement des conditions de contrôle (voir chapitre 3).
Conducteurs (fils) de signal, incluant les enroulements des capteurs bobinés	<ul style="list-style-type: none"> — Augmentation de la résistance du circuit, donc du bruit thermique. → Les entrées des cartes d'acquisition ayant une impédance très élevée, le courant dans les voies de signal est négligeable, donc aucune surtension n'apparaît avec l'augmentation de la résistance.
Noyau de l'inducteur	<ul style="list-style-type: none"> — Diminution des courants induits, donc des pertes dans l'inducteur.

TABLE 2.1 – Description de l'impact d'une augmentation de la résistivité dans les différents éléments conducteurs du banc de caractérisation.

2.3.1.2. Méthode de chauffe

Les caractérisations en température des matériaux magnétiques se font généralement en réalisant un banc de test capable de supporter la température maximale souhaitée, puis en le plaçant en totalité dans un four [35, 37, 108]. Cette méthode correspond à une chauffe globale du système et permet d'obtenir une excellente homogénéité de température sur l'échantillon puisque

tout le contenu du four est chauffé. En contrepartie, les contraintes thermiques sont élevées étant donné qu'une part importante du banc (inducteur, conducteurs, supports, capteurs) doit pouvoir supporter la plage de température visée pour l'échantillon.

En opposition à une telle chauffe globale, on peut imaginer différentes méthodes de chauffe locale, pour lesquelles la température est principalement apportée à l'échantillon par l'intermédiaire d'un élément chauffant. La température est alors différente pour chacun des éléments du système, l'échantillon étant normalement l'élément le plus chaud, ce qui implique des contraintes thermiques sur les différentes parties du banc moindres, selon leur positionnement par rapport à l'échantillon. Le transitoire thermique tendra à être plus important que celui d'un four, puisque le flux thermique doit s'établir au travers des multiples éléments.

Lors de la conception du banc, les avantages de la chauffe localisée ont été jugés souhaitables pour le banc de caractérisation, notamment la levée des contraintes thermiques qui permet plus de flexibilité sur les choix de matériaux et capteurs. Ce choix de méthode implique de prévoir un accès à l'échantillon pour pouvoir positionner l'élément chauffant, quel qu'il soit ; par conséquent, l'objectif sera de concentrer les mesures sur une face de l'échantillon, afin de laisser la seconde disponible pour le dispositif thermique.

2.3.2. Génération du champ tournant

2.3.2.1. Choix préliminaires

L'inducteur est le premier élément à figer dans la réalisation du banc, puisqu'il conditionne l'excitation (biphasée ou triphasée) et la forme de l'échantillon. Comme cela a été développé en section 2.2.2, il n'existe pas de consensus sur le type d'inducteur à favoriser entre stator, cadre vertical et cadre horizontal, chacun présentant des avantages et inconvénients notables. Un inducteur statorique a été choisi, principalement pour des raisons pratiques : si un dispositif optimum demande une sélection précise des paramètres géométriques du stator, et donc une réalisation sur mesure [88], il est tout à fait possible de réaliser un banc à partir du stator d'un moteur asynchrone [6]. Une telle réutilisation permettrait de fixer rapidement le premier élément du banc, et ainsi d'en accélérer la réalisation.

Au lancement de ces travaux, un générateur arbitraire doté de 2 voies d'excitation (TTi 12102) ainsi que deux amplificateurs de puissance de même série (Kepco 72-6) étaient disponibles au laboratoire. Le choix d'un mode d'excitation diphasé s'est donc imposé.

2.3.2.2. Inducteur statorique

Le stator utilisé est un stator de moteur à induction monophasé, anciennement utilisé dans une pompe de lave-vaisselle, dont les dimensions sont répertoriés dans le tableau 2.2. Comme

Propriété	Symbole	Valeur
Diamètre intérieur	D_i	80 mm
Diamètre extérieur	D_e	150 mm
Hauteur	e_{stator}	35 mm
Nombre d'encoches	n_{slots}	24
Profondeur d'encoche	d_{slot}	15 mm

TABLE 2.2 – Propriétés géométriques du stator utilisé

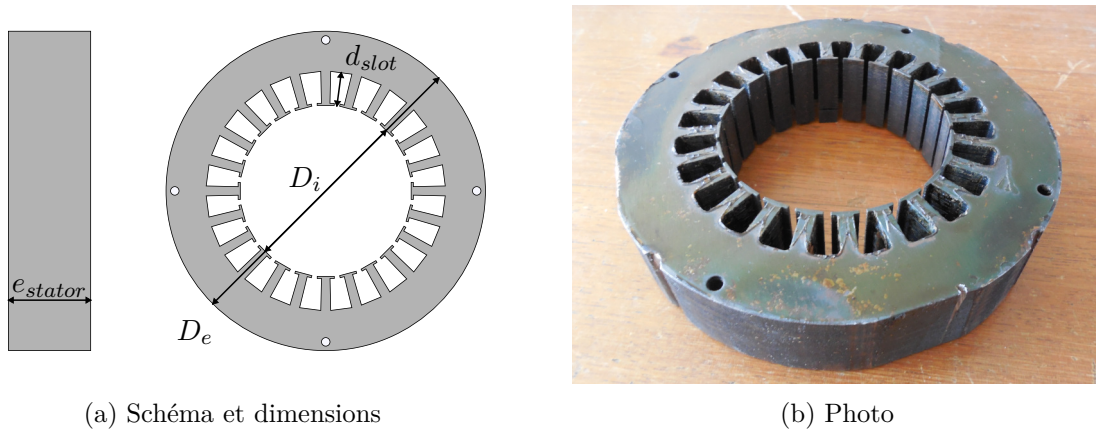


FIGURE 2.15 – Présentation du stator utilisé pour réaliser le banc 2D.

ses enroulements originaux comportaient un enroulement principal et un enroulement auxiliaire pour le démarrage, ils étaient dissymétriques et ont été intégralement remplacés. Les nouveaux enroulements sont donc positionnés de sorte à être identiques et décalés de 90° . De plus, le nombre de tours par encoche varie, pour améliorer la circularité du champ créé en l'absence de contrôle ; cependant, la configuration exacte, c'est-à-dire la répartition des conducteurs dans les différentes encoches, a malheureusement été perdue.

2.3.2.3. Échantillon

L'utilisation d'un inducteur statorique implique l'utilisation d'un échantillon circulaire, dont la taille est fixée par le diamètre intérieur du stator et une valeur d'entrefer qui contribue à l'homogénéité des champs obtenus. Ici, $D_i = 80$ mm, donc le choix s'est porté sur un échantillon de 78 mm de diamètre, ce qui correspond à un entrefer de 1 mm sur tout le pourtour de l'échantillon.

Un échantillon circulaire est invariant par rotation, et donc ne présente pas de repère une fois découpé. Or, pour pouvoir utiliser et interpréter les données mesurées, il est préférable de pouvoir savoir comment l'échantillon se positionne par rapport à la direction de lamination du matériau dont il est tiré. En réaction à ce problème, des encoches ont été ajoutées sur le pourtour de l'échantillon, comme présenté en figure 2.16. Ces encoches sont de petites dimensions et positionnées de sorte à être en face des ouvertures entre les dents du stator, c'est-à-dire sur des directions sur lesquelles peu de flux va être transmis. Une seule encoche suffirait à repérer les

Propriété	Symbole	Valeur
Diamètre de l'échantillon	D_s	78 mm
Côté de la zone de mesure	d_{meas}	20 mm
Largeur de l'entrefer	e	1 mm
Taille des encoches	d_{enc}	3 mm

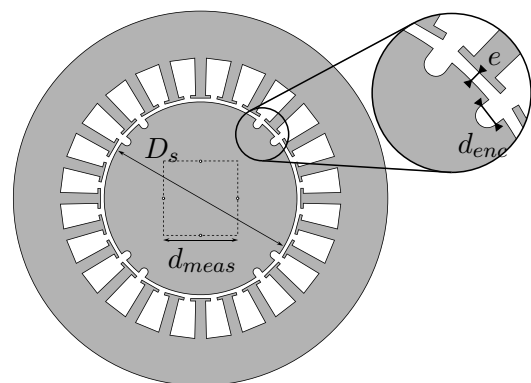


TABLE 2.3 – Géométrie de l'échantillon.

FIGURE 2.16 – Schéma des échantillons.

directions, à condition de savoir comment elle a été positionnée lors de la découpe, mais cela abolirait la symétrie du système. Pour préserver cette dernière, et l'équivalence géométrique des voies X et Y, ce nombre a été porté à 8.

Ces encoches augmentent encore la complexité de la découpe, mais un échantillon circulaire nécessite en lui-même un processus assisté par ordinateur (ou un poinçonnage, rarement utilisé en laboratoire au vu du coût initial de l'ensemble poinçon/matrice). Ici, et au vu des considérations de la section 2.1.1.3 sur la découpe, une découpe par électroérosion a été privilégiée pour les échantillons. Une découpe par jet d'eau aurait été préférable, mais demandait une maîtrise du procédé plus élevée au vu de la faible épaisseur des tôles et de la petite taille des pièces.

2.3.2.4. Simulations par éléments finis du stator

Méthodes

Pour valider ce stator pour la caractérisation, des simulations par éléments finis de l'ensemble {inducteur + enroulements + échantillon} ont été menées à l'aide du logiciel Ansys Maxwell. Le système est modélisé en 3D, afin de tenir compte de l'effet de la hauteur du stator et donc des lignes de flux qui rejoignent l'échantillon hors du plan, mais simplifié à l'aide de la symétrie entre les moitiés supérieures et inférieures du système : une seule est modélisée, comme illustré sur la figure 2.17a.

L'objectif de ces simulations est de vérifier que l'inducteur engendre des champs suffisamment homogènes sur la zone de mesure définie, à savoir le carré central de 20 mm × 20 mm, quelle que soit leur direction. Elles doivent donc permettre d'observer l'influence de la géométrie de l'inducteur sur la répartition des champs, en ignorant les distorsions apportées par les matériaux de l'échantillon et de l'inducteur. À cette fin, ces derniers sont modélisés comme étant linéaires et isotropes, de perméabilité relative finie $\mu_r = 5000^*$. En outre, le stator est considéré comme présentant des laminations suffisamment fines pour ne pas subir l'effet de peau. Par conséquent, une physique magnétostatique est suffisante pour mener à bien l'étude.

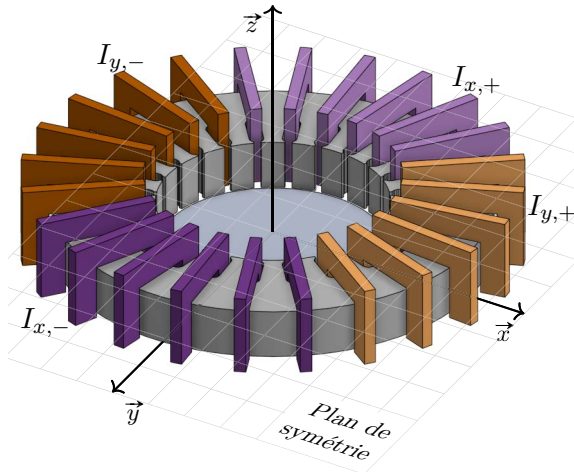
Néanmoins, il demeure souhaitable de faire varier l'angle θ de l'induction imposée \vec{B} par rapport à l'axe x du système. Pour cela, la simulation est répétée pour plusieurs valeurs du paramètre θ qui ajuste le rapport entre les courants I_x et I_y appliqués dans les bobinages, tel que $I_x = I_0 \cos \theta$ et $I_y = I_0 \sin \theta$. On notera que les conducteurs ont été représentés sous la forme simplifiée de la figure 2.17a, divisés en quatre groupes d'enroulements partageant un même courant ($I_{x,+}$, $I_{x,-}$, $I_{y,+}$, $I_{y,-}$).

Résultats

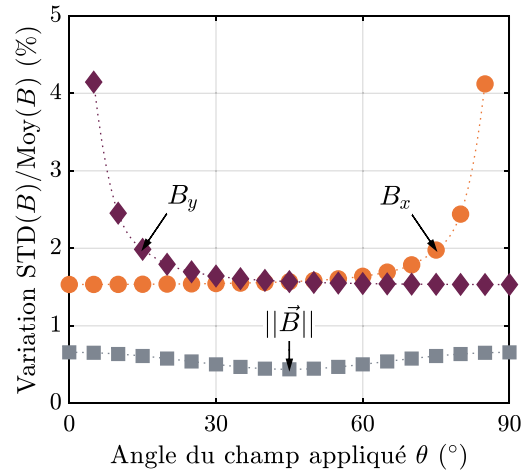
De ces simulations sont extraites les valeurs calculées sur l'ensemble des points de la zone de mesure, de la moyenne (Moy) et de l'écart-type (STD), des composantes B_x et B_y ainsi que de l'amplitude $\|\vec{B}\|$ de l'induction magnétique \vec{B} . Ces indicateurs sont tracés, selon l'angle θ , respectivement en figures 2.17c et 2.17d et leur rapport est ajouté en figure 2.17b.

L'amplitude $\|\vec{B}\|$ présente une meilleure homogénéité que les deux composantes, avec un écart type strictement inférieur à 0.7% de la valeur moyenne, quelque soit l'angle du champ imposé, ce qui correspond à des variations de l'ordre de 10 mT. On notera également que les variations de la valeur moyenne de $\|\vec{B}\|$ en fonction de θ sont très faibles, de l'ordre du millitesla, ce qui implique que la géométrie du stator n'apporte pas de complication au contrôle de l'induction magnétique.

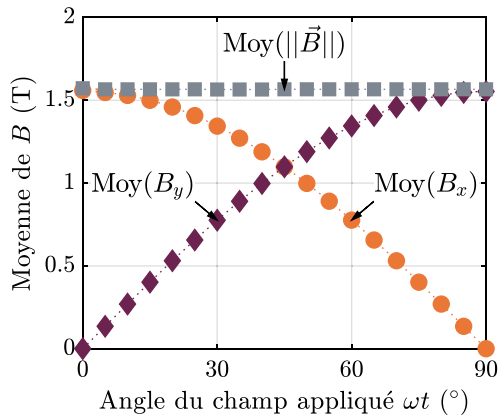
*. Cette simplification du modèle du matériau implique également que, à l'intérieur d'un corps, les champs \vec{B} et \vec{H} sont directement proportionnels, et les conclusions tirées sur l'un sont applicables sur l'autre.



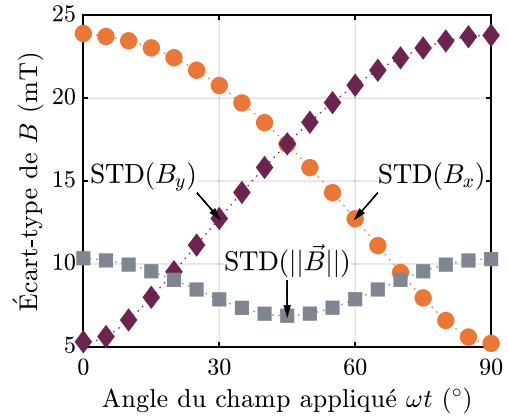
(a) Vue de la simulation 3D (le plan quadrillé correspond au plan de symétrie du modèle).



(b) Rapport écart-type/moyenne calculé sur l'ensemble des points de la zone de mesure.



(c) Moyenne de B calculée sur l'ensemble des points de la zone de mesure.



(d) Écart-type de B calculé sur l'ensemble des points de la zone de mesure.

FIGURE 2.17 – Validation en simulation par éléments finis de l'homogénéité des champs produits par l'inducteur dans la zone de mesure.

En revanche, l'inhomogénéité des deux composantes B_x et B_y de l'induction est plus marquée, ce qui se retrouve à la fois sur la valeur de l'écart-type en figure 2.17d et sur son expression relative à la moyenne en figure 2.17b. Ce rapport est constant autour de 1.5% tant que le vecteur \vec{B} est proche de l'axe de la composante considérée (c'est-à-dire dans le cas d'angles θ faibles pour B_x et proches de 90° pour B_y). En revanche, lorsque la direction du champ s'éloigne de celle de la composante (par exemple, $\theta \geq 60^\circ$ pour x), la diminution de l'écart-type ralentit alors que celle du champ continue au même rythme : la répartition du champ, qui jusque-là était approximativement conservée, présente des disparités de plus en plus marquées.

De telles répartitions de l'induction magnétique sont illustrées en figure 2.18 pour la composante B_x et trois angles θ différents. La forme générale de la répartition demeure inchangée : la répartition de B_x présente un point col au centre de la zone de mesure, les valeurs maximales et minimales étant atteintes sur le contour de la zone de mesure. La direction des maximums est située entre l'axe x et 45° , et les minimums sont atteints sur la direction perpendiculaire. Néanmoins, lorsque θ augmente, les variations augmentent en amplitude, passant d'une situation

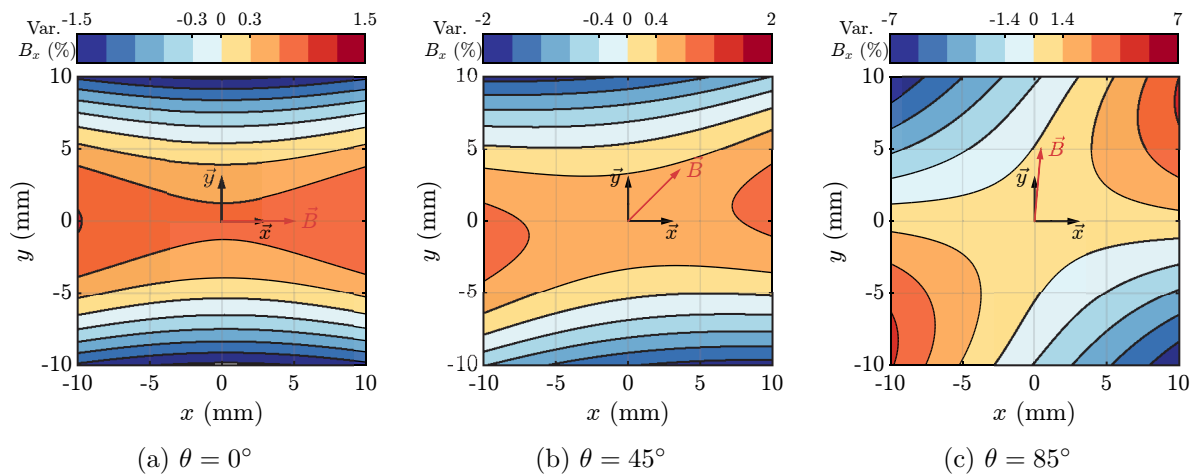


FIGURE 2.18 – Résultats de simulation sur le modèle 3D du stator : répartition de la composante B_x de l'induction dans la zone de mesure, en fonction de l'angle du champ appliqué. Les courbes de niveaux représentent l'écart à la valeur moyenne $(B_x - \langle B_x \rangle) / \langle B_x \rangle$.

avec une zone centrale assez homogène et des évolutions rapides sur les bords, à une répartition régulièrement variée. Cette dernière est ce qui reste lorsque la composante B_x imposée s'annule, et explique la moins bonne répartition pour un angle θ proche de 90° .

2.3.2.5. Simulations par éléments finis des encoches

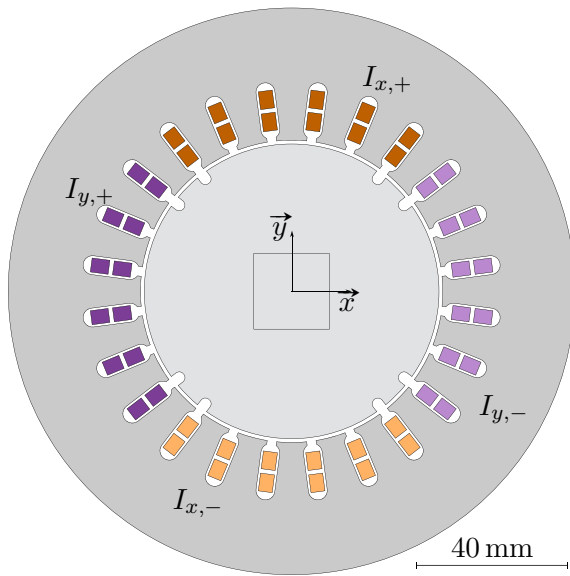
Pour vérifier que les encoches, telles qu'elles ont été dessinées en figure 2.16, ne perturbent pas l'homogénéité du champ dans l'échantillon, une seconde série de simulations a été réalisée. La perturbation ajoutée par rapport au cas de la section 2.3.2.4 précédente est uniquement dans le plan de l'échantillon, aussi ces simulations ont été réalisées en 2D afin de limiter le temps de calcul, selon le modèle présenté en figure 2.19a. Pour les mêmes raisons que dans la section précédente, une simulation magnétostatique a également été appliquée.

La figure 2.19b présente, comme précédemment, le rapport de l'écart-type de l'amplitude du champ par rapport à sa valeur moyenne sur la zone de mesure. Le passage d'un modèle 3D à un modèle 2D change significativement la répartition du champ, puisque ce rapport présente des variations inverses de celles observées dans le cas 3D (figure 2.17b). Cette différence peut être attribuée à l'absence des lignes de champ hors du plan de la tôle, qui viennent accroître les variations des champs magnétiques. Néanmoins, l'ordre de grandeur des phénomènes est conservé (rapport $\text{Moy}(\|\vec{B}\|) / \text{STD}(\|\vec{B}\|)$ de quelques dixièmes de pourcents).

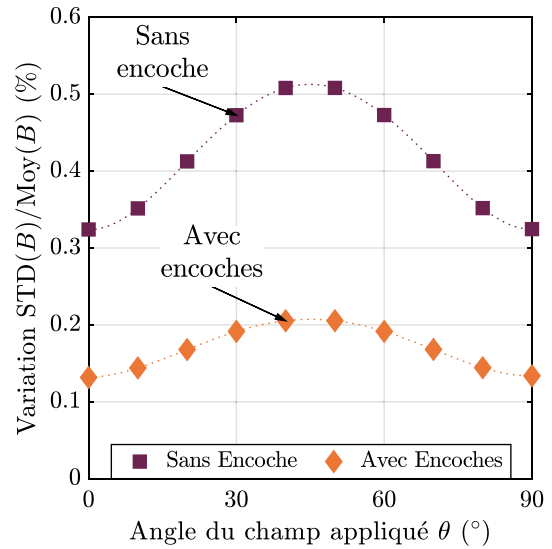
De façon contre-intuitive, le modèle avec encoches obtient une meilleure homogénéité de $\|\vec{B}\|$, avec un écart-type plus faible par rapport à la moyenne. L'observation des lignes de flux obtenues dans l'échantillon avec et sans encoches figures 2.19c et 2.19d permet de conclure sur l'origine de cette variation : les lignes de flux doivent contourner les encoches, ce qui perturbe la forme normalement concave des lignes de flux et les rend plus rectilignes.

Cet effet est obtenu en contrepartie d'une légère diminution du champ moyen dans la zone de mesure, à excitation égale, puisque l'induction dans le cas avec encoches représente 99 % de celui sans. Il aurait été envisageable d'étudier en détail la géométrie des encoches pour essayer cet effet, mais les gains attendus ont été jugés trop faibles par rapport aux multiples sources d'inhomogénéité négligées dans ces simulations.

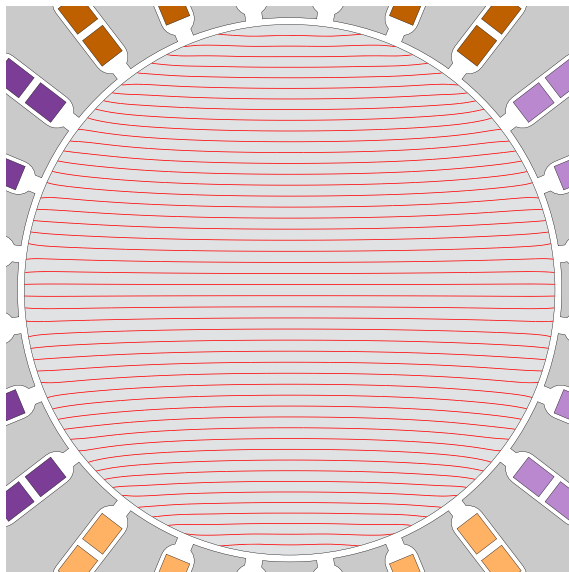
Cette courte étude est cependant suffisante pour valider que l'introduction des encoches n'est pas néfaste pour l'homogénéité du champ dans la zone de mesure.



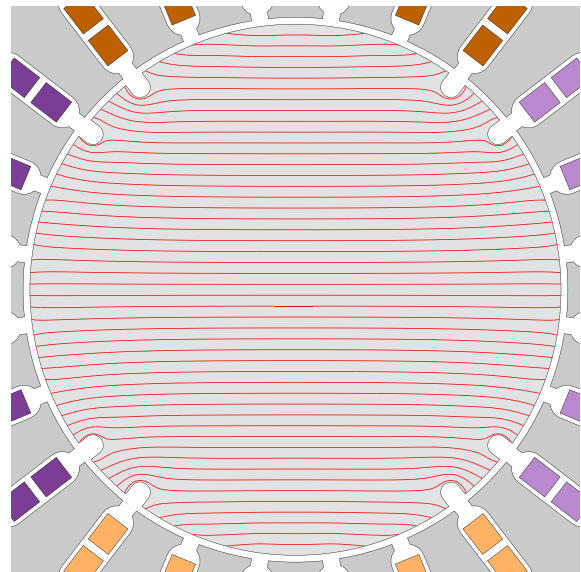
(a) Vue de la simulation 3D (avec encoches)



(b) Rapport écart-type/moyenne calculé sur l'ensemble des points de la zone de mesure.



(c) Lignes de flux dans l'échantillon sans encoche, pour $\theta = 0^{\circ}$.



(d) Lignes de flux dans l'échantillon avec encoches, pour $\theta = 0^{\circ}$.

FIGURE 2.19 – Validation par éléments finis de l'absence d'influence des encoches sur l'homogénéité des champs dans la zone de mesure.

2.3.3. Capteurs

2.3.3.1. Capteurs de B

Pour la mesure de B , le choix doit être fait entre bobines de mesure et méthode des pointes. La seconde méthode a été jugée trop contraignante du point de vue du maintien, dans la mesure où la face supérieure de l'échantillon est laissée dégagée pour implémenter la chauffe : les bobines doivent être placées entièrement à l'intérieur du stator, dans une zone difficilement accessible. Si des mouvements se produisent durant la montée en température au point de compromettre le contact électrique, il serait alors nécessaire d'arrêter la chauffe pour démonter le système et replacer les aiguilles. Pour ces raisons pratiques, l'utilisation d'enroulements a été préférée. Ces derniers sont placés au travers de trous réalisés dans l'échantillon, distants de 20 mm et représentés sur la figure 2.16, à l'aide de fil de 0.2 mm de diamètre recouvert d'un émail supportant des températures de 200 °C. Les principales propriétés géométriques considérées sont répertoriées dans le tableau 2.4.

On notera la différenciation entre la largeur de la bobine l_B et l'écartement entre les perçages $d_{\text{perçages}}$: en effet, on mesure l'induction magnétique dans la section d'échantillon enlacée par les enroulements, donc il faut déduire deux fois le rayon des perçages à l'écartement. Ce faisant, on considère que le flux dans l'air ϕ_0 est négligeable par rapport à celui dans l'échantillon ϕ_{sample} . Les difficultés à connaître exactement la section d'une bobine de B ont été abordées en section 2.2.3.1 : une détermination exacte est impossible, et une compensation empirique demande de pouvoir saturer très fortement l'échantillon, ce qui était impossible dans le cadre de ces travaux. Par conséquent, il n'est pas possible de compenser le flux dans l'air ϕ_0 , et la sensibilité de la bobine devra être approchée par (2.13).

$$e_B = N_B \cdot l_B \cdot e_{\text{sample}} \cdot \frac{dB}{dt} \quad (2.13)$$

Celle-ci dépend de l'épaisseur de l'échantillon e_{sample} et de la fréquence ; quelques exemples de valeurs numériques sont présentés dans le tableau 2.5. Comme les valeurs de l'induction magnétique ne dépassent pas 2.5 T, les signaux mesurés aux bornes des enroulements seront donc de l'ordre de quelques dixièmes à quelques dizaines de millivolts.

Propriété	Symbole	Valeur
Nombre de tours	N_B	3
Espacement du centre des perçages	$d_{\text{perçages}}$	20 mm
Diamètre des perçages	d_{drill}	1 mm
Largeur de bobine considérée	d_B	19 mm

TABLE 2.4 – Propriétés géométriques des bobines de B .

f	1 Hz	5 Hz	50 Hz	200 Hz
e_{sample}				
0.2 mm	0.072	0.36	3.6	14
0.3 mm	0.11	0.54	5.4	21
0.5 mm	0.18	0.90	9.0	36

TABLE 2.5 – Quelques exemples de sensibilité \mathcal{S} (en mV/T) des bobines de B dans l'hypothèse d'un signal $B(t)$ sinusoïdal, selon l'épaisseur e_{sample} de l'échantillon et la fréquence f du signal.

2.3.3.2. Capteurs de H

Choix et configuration

Les contraintes thermiques liées à une température d'échantillon élevée sont considérables lorsqu'il s'agit de mesurer le champ magnétique, puisque la mesure tangentielle « classique » nécessite d'avoir un capteur aussi proche que possible de l'échantillon. Comme la plage de température visée pour ce dernier est de 25 à 200 °C, cela impose de choisir des capteurs pouvant supporter 200 °C. Pour les capteurs Hall ou magnétorésistifs (composants électroniques), cette condition limite fortement le choix parmi les composants commerciaux, tandis que pour les capteurs bobinés, le matériau du support ainsi que l'émail des enroulements doivent être adaptés. Ces problèmes ne sont pas insurmontables, mais le choix a été fait de les contourner en extrapolant le champ à partir de plusieurs capteurs. Il sera montré par la suite qu'un écartement de l'ordre de 1 mm permet de limiter la température du premier capteur à environ 130 °C.

Il a été énoncé en section 2.2.3.2 que la quasi-totalité des exemples de la littérature utilisent des bobines pour mesurer le champ magnétique H , aussi le choix s'est naturellement porté sur ce type de mesure. Ensuite, l'extrapolation entre différents capteurs impose d'utiliser au minimum quatre bobines pour la mesure du champ H , c'est-à-dire deux par direction, bobinées sur au moins deux supports. Pour anticiper d'éventuels problèmes durant les phases de mise en place et test du banc, les bobines ont été réalisées sur circuit imprimé, afin d'obtenir facilement un grand nombre d'exemplaires quasi identiques. Ces dernières ne peuvent néanmoins présenter qu'une seule couche d'enroulements, ce qui implique qu'il ne sera pas possible de réaliser sur le même support les enroulements destinés à la mesure des composantes x et y ; il y aura alors quatre bobines indépendantes dans le montage. Une conséquence malheureuse est que l'une des paires de bobines (selon x ou y) sera plus éloignée de l'échantillon, et il est donc possible que la compensation soit de moindre précision sur cet axe. En revanche, ces bobines en circuit imprimé ont l'avantage de présenter une faible sensibilité à la composante normale du champ, ce qui est particulièrement intéressant lorsqu'on utilise un inducteur statorique au vu de l'importance de la composante normale.

Réalisation

La configuration des enroulements adoptée est celle qui a été montrée en figure 2.12 (répétée dans cette section) : les bobines sont dessinées* de sorte à avoir un maximum d'enroulements sur une longueur donnée, en respectant les distances minimales entre les pistes et leur largeur minimale, qui sont des critères imposés par le fabricant. La réalisation finale est présentée dans

Propriété	Symbole	Valeur
Nombre de tours	N_{pcb}	30 tr
Épaisseur	e_{pcb}	0.94 mm
Largeur (moyenne) de la bobine	l_{pcb}	18 mm
Longueur de la bobine	l_{pcb}	18 mm
Surface active	S_{pcb}	502.2 mm ²
Surface normale	S_n	≈36 mm ²

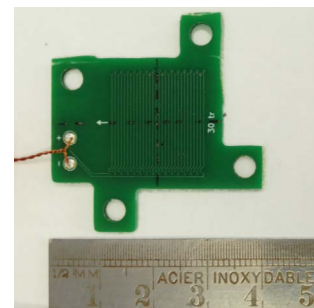


TABLE 2.6 – Paramètres géométriques des bobines de H utilisées.

FIGURE 2.20 – Photo.

*. Remerciements à Loup Plantevin, doctorant au laboratoire Ampère, pour le codage et partage du script de génération automatique des pistes.

les tableau 2.6 et figure 2.20. La sensibilité obtenue pour ces capteurs est très faible, de l'ordre de quelques nanovolts à quelques microvolts par ampère par mètre selon la fréquence ; quelques exemples de valeurs numériques sont présentés en tableau 2.7.

$$e_H = \mu_0 \cdot N_H \cdot l_{pcb} \cdot e_{pcb} \cdot \frac{dH}{dt} \quad (2.14)$$

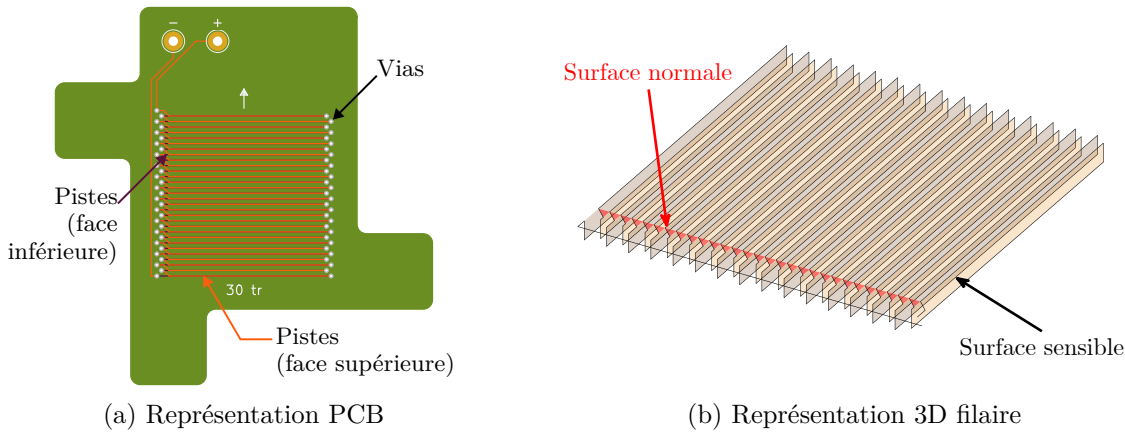


FIGURE 2.12 – Principe de la bobine PCB : pour chaque spire, la piste « aller » (gauche vers droite) et la piste « retour » (vice-versa) sont placées à la verticale l'une de l'autre, de chaque côté du substrat. (copié depuis la page 56).

f	1 Hz	5 Hz	50 Hz	200 Hz
S [$\mu\text{V}/(\text{A}/\text{m})$]	0.004	0.02	0.2	0.8

TABLE 2.7 – Quelques exemples de sensibilité S (en $\mu\text{V}/(\text{A}/\text{m})$) des bobines de H dans l'hypothèse d'un signal $H(t)$ supposé sinusoïdal de fréquence f .

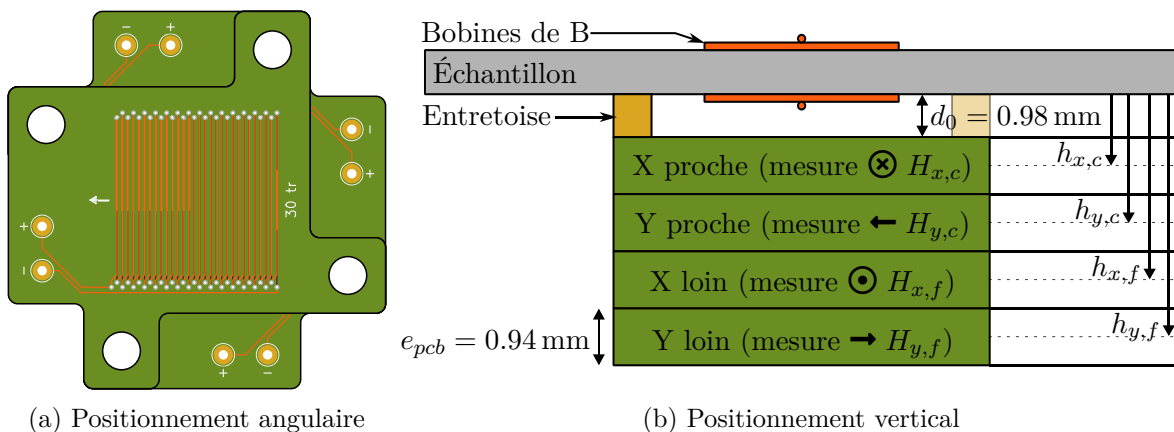


FIGURE 2.21 – Positionnement des quatre bobines utilisées pour permettre l'extrapolation du champ sur l'échantillon : la position des contacts permet de superposer directement les bobines, en pivotant chacune de 90° par rapport à la précédente. La distance entre la première bobine et l'échantillon est fixée par une entretoise non magnétique.

La plupart des dimensions présentent des tolérances serrées (± 0.1 à 0.2 mm d'après le fabricant), mais une attention particulière doit être portée à l'épaisseur du circuit qui n'est garantie qu'à $\pm 10\%$ près. Comme la sensibilité des bobines est directement proportionnelle à leur épaisseur, une bonne estimation de celle-ci est critique et doit être mesurée avant utilisation.

On notera que les connexions des bobines sont faites pour pouvoir superposer les circuits sans espacement ajouté en disposant les bobines de même direction en sens contraire, comme illustré en figure 2.21a. Cela permet de réaliser la configuration générale de la figure 2.21b, avec les quatre bobines positionnées en bloc, éloignées de l'échantillon par des entretoises qui imposent un espacement fixe $d_0 = 0.98$ mm. Les champs mesurés vont donc être calculés selon :

$$H_x = H_{x,c} - \frac{H_{x,c} - H_{x,f}}{h_{x,c} - h_{x,f}} \cdot h_{x,c} \quad \text{et} \quad H_y = H_{y,c} - \frac{H_{y,c} - H_{y,f}}{h_{y,c} - h_{y,f}} \cdot h_{y,c} \quad (2.15)$$

2.3.4. Traitement des données

La numérisation des signaux se fait à partir d'une carte d'acquisition Spectrum MI.3112, dotée de huit entrées synchrones et d'une résolution de 12 bits, dont les caractéristiques principales sont recensées dans le tableau 2.8. Ces huit voies vont permettre l'acquisition des tensions d'excitation des deux voies (v_x, v_y), des tensions induites aux bornes des bobines de B ($e_{B,x}, e_{B,y}$) et de celles aux bornes des bobines de H ($e_{H,x,c}, e_{H,x,f}, e_{H,y,c}, e_{H,y,f}$). L'essentiel des traitements à appliquer aux signaux mesurés est assuré par la partie numérique du banc directement, afin de conserver au mieux la forme des signaux, mais certaines fonctions, à commencer par l'amplification, ne peuvent se faire que de façon analogique.

D'après les sensibilités des capteurs, exposées dans les sections 2.2.3.1 et 2.2.3.2, les signaux issus des bobines de H peuvent tomber aussi bas que quelques dizaines de microvolts si la fréquence est faible, et ceux de B jusqu'à quelques millivolts. La résolution de la carte d'acquisition, sur son calibre le plus faible, est de $24 \mu\text{V}$, ce qui impose au minimum d'amplifier les signaux de H . Néanmoins, les différents signaux relevés sont plutôt bruités, aussi a-t-il été jugé préférable d'amplifier à la fois les tensions induites images des inductions magnétiques et celles des champs magnétiques.

Caractéristique	Valeur
Acquisition	Synchrone
Nombre de voies	8
Résolution	12 bits
Calibre d'entrée	± 50 mV à ± 10 V (8 calibres)
Taux d'échantillonnage maximum	1 MS/s
Bande passante à -3 dB	> 500 kHz
Diaphonie	< -70 dB

TABLE 2.8 – Caractéristiques principales de la carte d'acquisition (Spectrum MI.3112 [109]).

2.3.4.1. Traitement analogique

L'amplification des signaux issus des bobines est faite par des amplificateurs d'instrumentation (INA103 de Texas Instruments), qui amplifient la tension induite différentielle et rejettent le mode commun. La référence utilisée est caractérisée par une grande adaptabilité, avec un gain

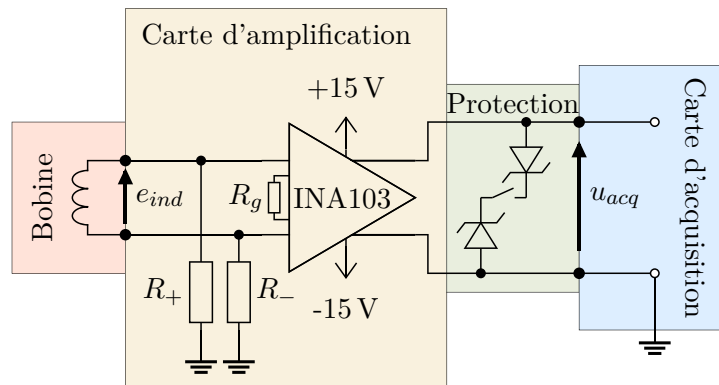
Caractéristique	Valeur	Condition
Plage de gain	1 à 1000 V/V	
Tension d'alimentation	±9 à ±25 V	
Bande passante	800 kHz 6 MHz	(gain $G = 100$) (gain $G = 1$)

TABLE 2.9 – Caractéristiques principales des amplificateurs d'instrumentation (TI INA103 [110]).

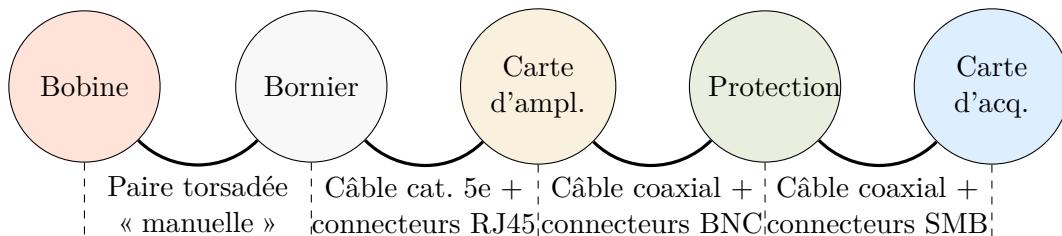
réglable à l'aide de résistances externes, et une bonne conservation du signal d'entrée, c'est-à-dire un faible bruit ajouté, une faible distorsion et une large bande passante. Cette dernière permet d'assurer que, pour un signal (ou un harmonique) de fréquence inférieure à 500 Hz, le déphasage ajouté sera inférieur à 0.06°.

Les amplificateurs d'instrumentation nécessaires ont été réunis sur deux cartes électroniques comportant chacune quatre amplificateurs, ainsi que la totalité des connecteurs, composants et routage nécessaires à leur utilisation. Le circuit final est représenté, pour une seule voie de mesure, dans le bloc « Carte d'amplification » de la figure 2.22a*. Le gain du montage est réglé selon (2.16) à l'aide d'une résistance de gain R_g connectée entre deux broches de l'amplificateur.

$$G_{amp} = 1 + \frac{6000 \Omega}{R_g} \tag{2.16}$$



(a) Représentation des composants du circuit.



(b) Représentation des connexions du circuit.

FIGURE 2.22 – Connexions analogiques impliquées entre les capteurs et la carte d'acquisition.

*. Des représentations plus détaillées de la carte sont proposées en annexe E.

Le gain est typiquement réglé autour de $G_{amp} = 500$ pour la mesure du champ magnétique et de $G_{amp} = 100$ pour la mesure de l'induction magnétique. Pour améliorer la justesse du gain supposé, la valeur de la résistance vue entre les deux broches de gain de l'amplificateur est mesurée à l'aide d'un ohmmètre au début de chaque journée de mesure, en venant appliquer les pointes de touches directement sur les broches de l'amplificateur acceptant la résistance de gain.

Les résistances R_+ et R_- qui relient les entrées à la masse sont nécessaires puisque les capteurs (bobines) sont complètement isolées de celle-ci : il faut fournir un chemin de retour pour les courants de polarisation et référencer les tensions par rapport à la masse. Dans les faits, une seule résistance $R_- = 100\text{ k}\Omega$ a été utilisée, commune entre les différents amplificateurs d'une même carte d'acquisition : les expérimentations n'ont pas montré de différence notable, dans cette configuration, par rapport au cas avec deux résistances R_+ et R_- dédiées à chaque amplificateur, et ce même si cette dissymétrie est théoriquement susceptible d'entraîner une conversion de perturbations de mode commun en mode différentiel.

On notera également sur cette figure 2.22a la présence d'un bloc de protection composé de 2 diodes Zener de tension de seuil 4.7V. Ces diodes ont pour rôle de protéger les entrées de la carte d'acquisition : en effet, lorsque celles-ci sont réglées sur des calibres inférieurs à 1V, la protection contre les surtensions n'est assurée que jusqu'à $\pm 5\text{ V}$ [109]. Les diodes vont donc écrêter la tension si celle-ci dépasse leur tension de seuil. Dans les cas où les signaux à mesurer sont plus élevées, la protection peut être retirée à l'aide d'interrupteurs à leviers.

La figure 2.22b illustre la multiplicité des connecteurs impliqués dans la chaîne d'acquisition. Ce grand nombre de connexions, et donc de contacts, est probablement néfaste pour la qualité de la mesure, au moins pour ce qui est du bruit, mais leur existence a été dictée par des contraintes pratiques au fil des étapes de réalisation.

2.3.4.2. Traitement numérique

Le banc est piloté par une application Matlab qui a été entièrement réalisée durant cette thèse, et qui assure ainsi les fonctions :

- de communication et de pilotage des appareils (générateur de signaux et carte d'acquisition) ;
- de traitement des données et conversion en grandeurs physiques ;
- de contrôle de la forme d'onde (voir chapitre 3) ;
- d'interfaçage avec l'utilisateur (saisie des paramètres et affichage des résultats) ;
- de sauvegarde des données.

Seuls les aspects relatifs à l'acquisition des données vont être développés dans cette section.

Les caractérisations visées par ce banc sont faites en régime périodique, ce qui va permettre de générer et d'acquérir les signaux sous la forme de motifs d'une période, que l'on suppose se répéter indéfiniment dans le système. Cette configuration apporte des avantages significatifs. D'une part, il n'y a alors pas de délai maximum durant lequel les mesures doivent être faites, ce qui signifie que des temps de communication ou de calcul élevés sont acceptables. D'autre part, il est possible de répéter la mesure d'une période n_{avg} fois et de venir ensuite moyenner ces différents motifs point à point pour diminuer le bruit sur le signal, ce qui améliore* la résolution effective d'un facteur $\sqrt{n_{avg}}$ [6]. Selon la fréquence du signal considéré, la mesure de plusieurs périodes peut correspondre à des délais non négligeables : par exemple, à $f = 1\text{ Hz}$, chaque mesure prend 1 s et deux mesures consécutives seront séparées par au moins une seconde. Ici, les mesures finales seront faites en réalisant une moyenne sur $n_{avg} = 64$ périodes, mais toute mesure

*. Par décorrélation de l'erreur de quantification suite à l'addition de bruit (*dithering*).

intermédiaire, notamment celles au cours du contrôle, seront moyennées sur $n_{avg} = 16$ périodes uniquement.

La fonction de traitement des données la plus importante réalisée par le programme est l'intégration des tensions induites. L'intégration numérique présente de très grands avantages sur l'intégration analogique. Premièrement, contrairement aux circuits à base d'amplificateurs opérationnels, elle n'ajoute aucun retard sur le signal d'entrée. Ensuite, l'opération d'intégration filtre en grande partie le bruit sur les signaux d'entrée, mais si cette opération est faite de façon analogique, et donc avant l'acquisition, cette dernière réintroduira du bruit sur les signaux obtenus. Enfin, la dérive obtenue lors de l'intégration numérique est bien moindre, car elle ne s'accumule que sur une unique période. Comme le nombre de points par périodes est relativement élevé ($n = 2000$), l'intégration est faite simplement par la méthode des trapèzes (2.17). La constante d'intégration est déduite du fait que les capteurs inductifs ne peuvent pas détecter la composante continue des champs, et donc que la moyenne du champ mesuré doit être nulle.

$$\int e(t).dt \approx \sum_{i=1}^k \left(\frac{e_i + e_{i-1}}{2} \times T_s \right) + \text{constante} \quad (2.17)$$

(où $e(t)$ est une tension mesurée, e_i est le i -ème point mesuré de $e(t)$ et T_s est la période d'échantillonnage de la mesure.)

2.3.5. Support

L'utilisation du banc suppose de maintenir en position différents éléments les uns par rapport aux autres. L'échantillon doit être maintenu à mi-hauteur du stator, avec présence d'un entrefer de 1 mm sur toute la circonférence, et doit être placé à une hauteur fixe et connue au-dessus des bobines de H . En outre, il faut assurer un bon alignement entre les axes de l'échantillon, définis par les bobines B qui sont montées dessus, et les bobines de H . L'alignement entre les voies du stator (axe du champ produit à vide) et les axes de l'échantillon est un avantage pour le contrôle, mais il est moins critique pour les mesures.

En outre, le système de maintien doit être non magnétique et résister à des températures élevées, jusqu'à 200 °C pour les pièces en contact avec l'échantillon.

L'essentiel de la mise en position angulaire et du centrage au sein du stator va se faire grâce aux huit encoches réalisées sur l'échantillon et à huit tiges filetées en laiton grâce auxquelles vont être alignés les différents éléments de support et l'échantillon, comme cela est représenté sur la figure 2.23. Une de ces pièces de support va recevoir les bobines de H , montées encastrées sur des plots. Un jeu de quatre cales verticales, larges de 1 mm permet d'assurer la concentricité de l'échantillon et du stator.

2.3.6. Bilan du banc

Tous les éléments présentés ci-dessus peuvent se résumer dans le paragraphe suivant : Un générateur de signaux arbitraires (figure 2.24a) crée deux tensions V_x et V_y , qui vont être appliquées sur les enroulements d'un stator diphasé (b) au travers d'amplificateurs de puissance (c). Ce dernier va alors générer un champ magnétique tournant qui va être altéré par la présence d'un échantillon circulaire de tôle (d). Les composantes x et y de l'induction magnétique dans ce dernier vont être relevées par deux bobines de mesure (e) montées sur l'échantillon au travers de perçages, et les composantes du champ magnétique correspondant vont être obtenues par extrapolation linéaire à partir de deux paires de bobines tangentielles (f) réalisées en circuit imprimé. Les signaux issus des différentes bobines vont être amplifiés par des amplificateurs

d'instrumentation haute fréquence (g) puis numérisés, avec les tensions d'excitation, par une carte d'acquisition huit voies synchrones (h), protégée par des diodes Zener montée en antiparallèle (i). Ces signaux sont ensuite récupérés par une application Matlab (j), qui va moyenner les différentes périodes relevées, les intégrer numériquement et les convertir pour retrouver les valeurs correspondantes des champs, et adapter la tension d'excitation jusqu'à aboutir à la forme de B souhaitée.

2.4. ADAPTATION EN TEMPÉRATURE

2.4.1. Options et choix

La section 2.3.1.2 exposait le choix d'une chauffe locale, sans donner plus de détails quant à la méthodologie employée. Plusieurs options ont été envisagées durant la conception du banc :

- chauffe résistive, avec apposition d'une résistance chauffante plate sur le circuit ;
- chauffe par air chaud, soufflé par une pompe et canalisé jusqu'à l'échantillon ;
- chauffe par rayonnement infrarouge, à l'aide d'une lampe chauffante ;

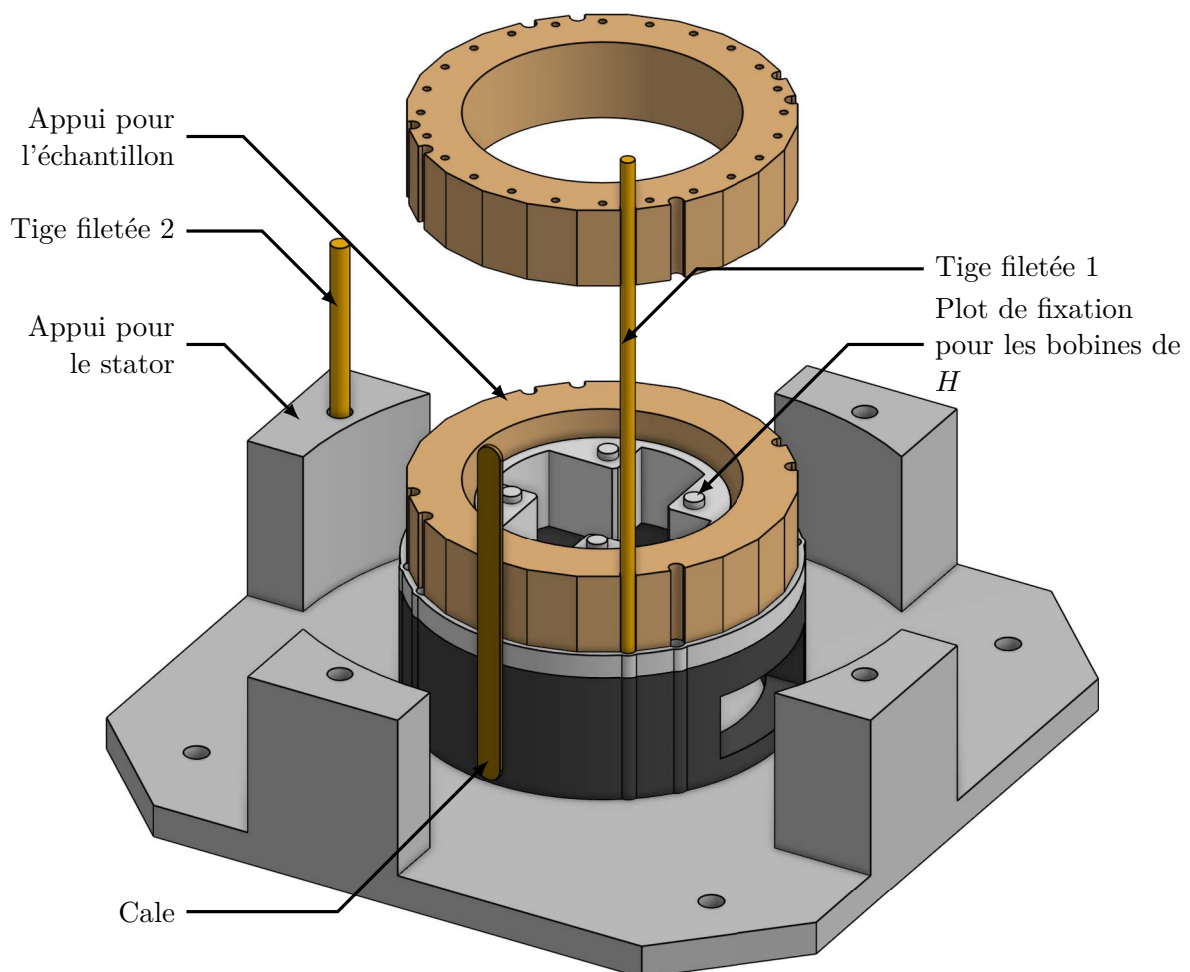


FIGURE 2.23 – Principaux éléments de support du banc.

Pour ne pas surcharger le schéma, une seule des huit tiges filetées « 1 » qui positionnent échantillon et capteurs est représentée, et une seule des quatre tiges filetées « 2 » qui positionnent le stator.

— chauffe par induction, grâce à un champ haute-fréquence généré par une bobine séparée.

Les avantages et inconvénients de ces différentes méthodes sont détaillées dans le tableau 2.10. On notera que toutes ces méthodes présenteront des transitoires thermiques assez longs : la chauffe étant localisée sur l'échantillon, la température de ce dernier augmentera rapidement sur les premiers instants, mais n'atteindra son régime établi que lorsque le flux de chaleur à travers les différents éléments du banc se sera stabilisé.

Pour les caractérisations, l'échantillon doit être chauffé jusqu'à obtenir une température établie puis maintenu en température sur toute la durée des mesures. Or, l'inertie thermique de l'échantillon est faible et les mesures peuvent être très longues, notamment à cause des phases de contrôle de $\vec{B}(t)$: la chauffe doit donc être maintenue durant les mesures. Par conséquent, l'utilisation d'une chauffe résistive ou par induction semblait dérangeante, puisque ces méthodes créent des champs magnétiques à proximité de l'échantillon, dirigés selon la direction normale. Dans le cas du chauffage par induction, ce champ généré est intentionnel, important et haute fréquence, ce qui a disqualifié cette méthode des options souhaitables. À l'inverse, le courant parcourant une résistance chauffante crée un champ continu qui ne participe pas à la chauffe, et de très faible amplitude. Quelques tests en simulations semblaient indiquer que ce champ est négligeable, pour des dimensions de résistance et courant associés réalistes, mais d'autres méthodes évitant complètement cette question ont été envisagées.

Les méthodes de chauffe par air chaud et infrarouge permettent justement d'apporter le flux de puissance thermique via l'air et la lumière respectivement, ce qui n'interfère pas avec la mesure. La chauffe par infrarouge n'est pas forcément applicable pour tous les aciers électriques : lors de tests à la caméra thermique, certains se sont révélés être de bons miroirs pour certaines longueurs d'onde dans l'infrarouge, ce qui rendrait la transmission de puissance moins efficace.

La chauffe par air chaud, en revanche, s'applique facilement à tous les échantillons et n'a

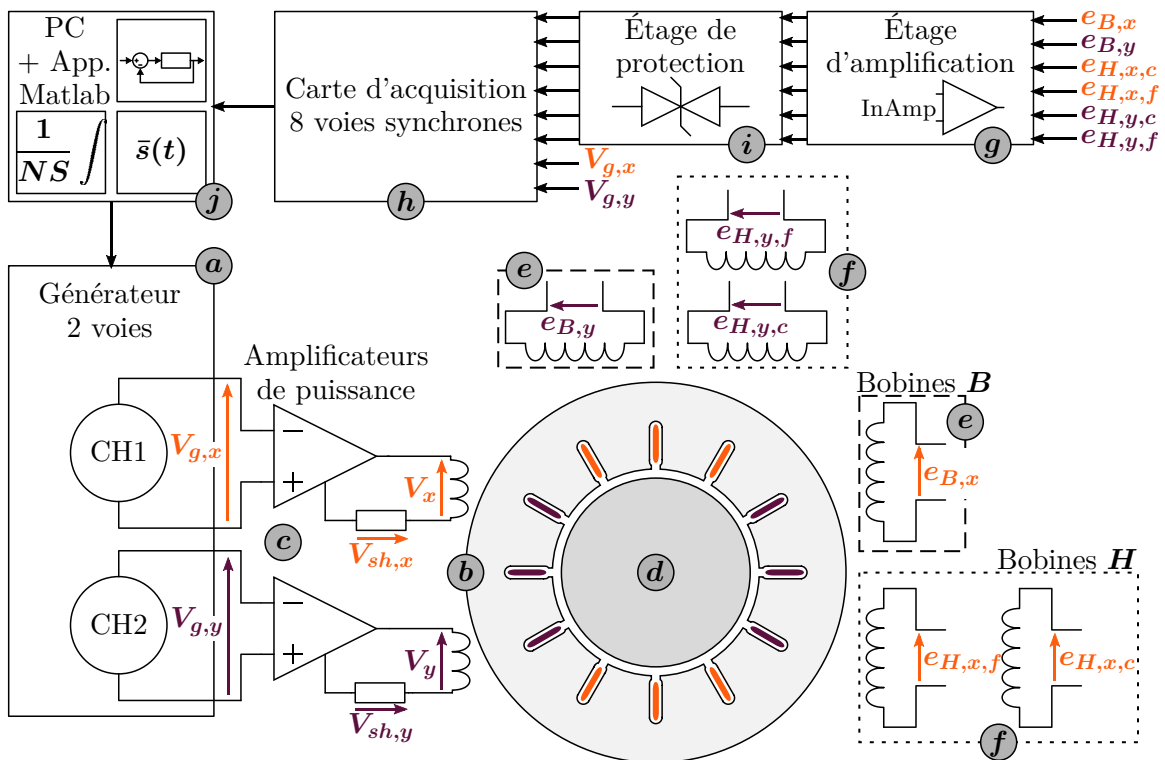


FIGURE 2.24 – Synoptique du RSST réalisé.

aucune raison de perturber les conditions expérimentales. Comme une pompe à air chaud, en l'occurrence une pompe à dessouder, était disponible, des tests d'homogénéité ont aisément pu être menés, et les premiers résultats se sont montrés suffisamment encourageants pour justifier d'investir du temps dans le développement d'un système de concentration de l'air adapté. Les résultats finaux seront détaillés dans le chapitre 4, et ont permis de valider la méthode décrite ci-après.

2.4.2. Chauffe à air chaud

Le système de chauffe par air chaud se compose de deux éléments principaux : la pompe à air chaud (CIF 852) qui crée le flux thermique, et la buse qui élargit le flux et l'amène jusqu'à l'échantillon. Deux formes de buses ont été étudiées durant ces travaux et sont schématisées en figure 2.26 :

- la première (figure 2.26a) se présente sous la forme d'une petite chambre pourvue d'ouvertures sur le dessus pour évacuer l'air chaud, hermétiquement collée à l'échantillon à l'aide d'une rondelle de silicone ;
- la seconde (figure 2.26b) est beaucoup plus grande, présente une forme divergente-convergente suivant des angles de l'ordre de 8° et évacue l'air sur les côtés*.

Ces buses sont également détaillées dans la figure 2.25. Au niveau de l'échantillon, elles font respectivement 44 et 30 mm de diamètre, c'est-à-dire qu'elles sont au minimum aussi large que la diagonale de la zone de mesure, en vue de fournir une homogénéité suffisante. La seconde buse s'est révélée beaucoup plus performante, et sera toujours utilisée dans les caractérisations magnétiques en température. La comparaison entre les deux buses sera détaillée dans le chapitre 4.

Pour ne pas perturber le flux magnétique, les parties inférieures des buses sont réalisées dans des matériaux non magnétiques et non métalliques, en l'occurrence une résine haute température imprimée en 3D qui présente une température de fléchissement sous charge de 238°C (sous 0.45 MPa) [111]. Aussi peu d'efforts que possible sont appliqués sur les pièces en 3D pour éviter la déformation, ce qui est d'autant plus important que l'air injecté dépassera souvent cette limite de température.

Durant la phase de montée en température, et pendant les mesures, la température est relevée de façon régulière à différents endroits du dispositif grâce à des thermocouples. Le plus important de ces derniers sert à contrôler la température de l'échantillon, et il est fixé sous celui-ci à l'aide d'une colle thermiquement conductrice à base de silicone, de telle sorte que la soudure chaude du thermocouple soit en contact direct avec la surface de l'échantillon. Les autres thermocouples

Méthode	Chauffe localisée	Interférences avec la mesure	Besoins matériels spécifiques	Modélisable analytiquement
Résistance	+	-	●	+
Air chaud	-	+	-	-
Infrarouge	-	+	- -	-
Induction	+ +	- -	-	+

TABLE 2.10 – Avantages et inconvénients des différentes méthodes de chauffe locale envisagées.

*. Remerciements au Dr. Hervé Pabiou, du laboratoire CETHIL, qui a fourni de précieux conseils sur la conception de cette seconde buse, ainsi que des pistes d'interprétation des résultats.

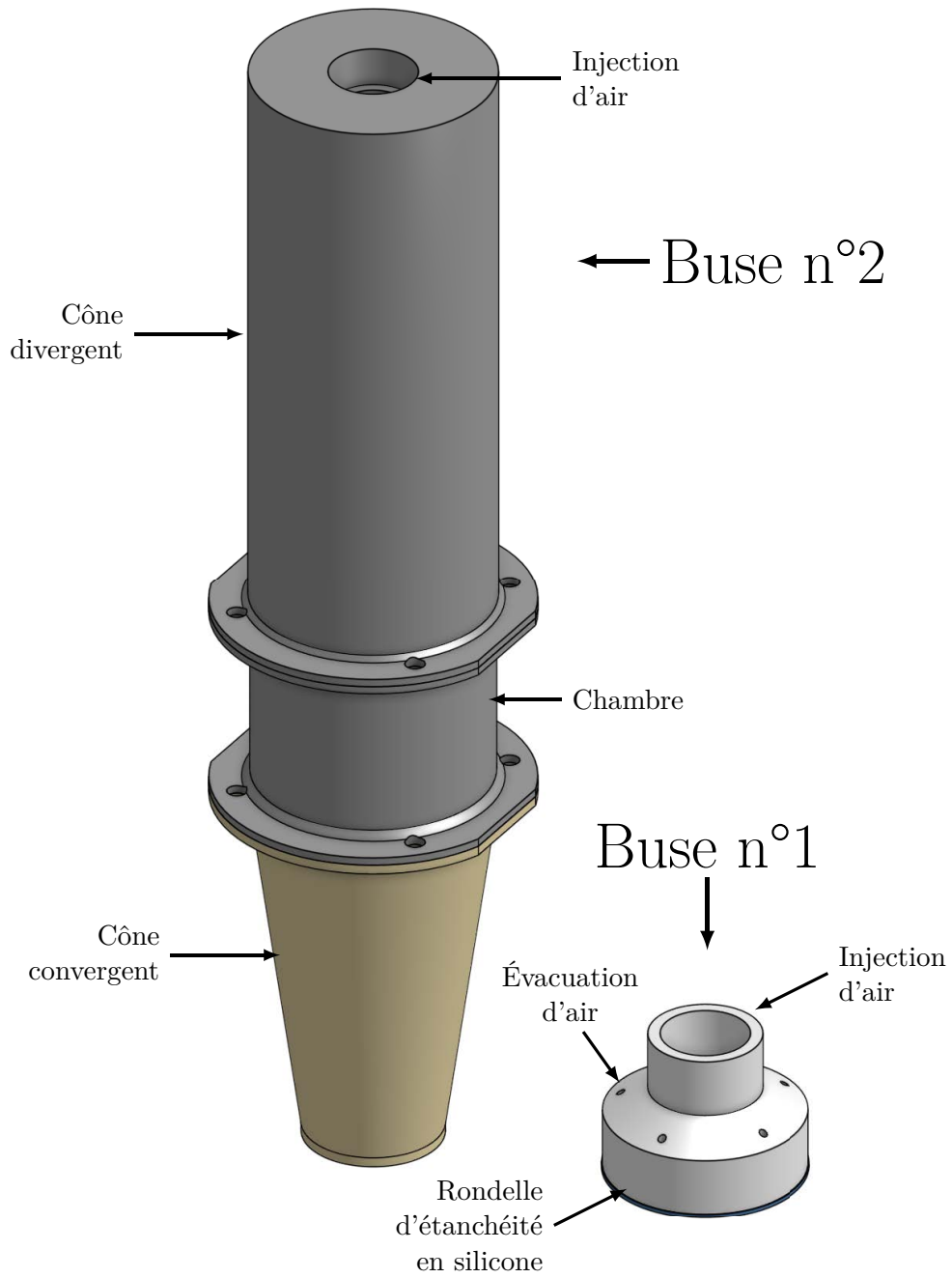


FIGURE 2.25 – Schéma détaillé des deux buses utilisées.

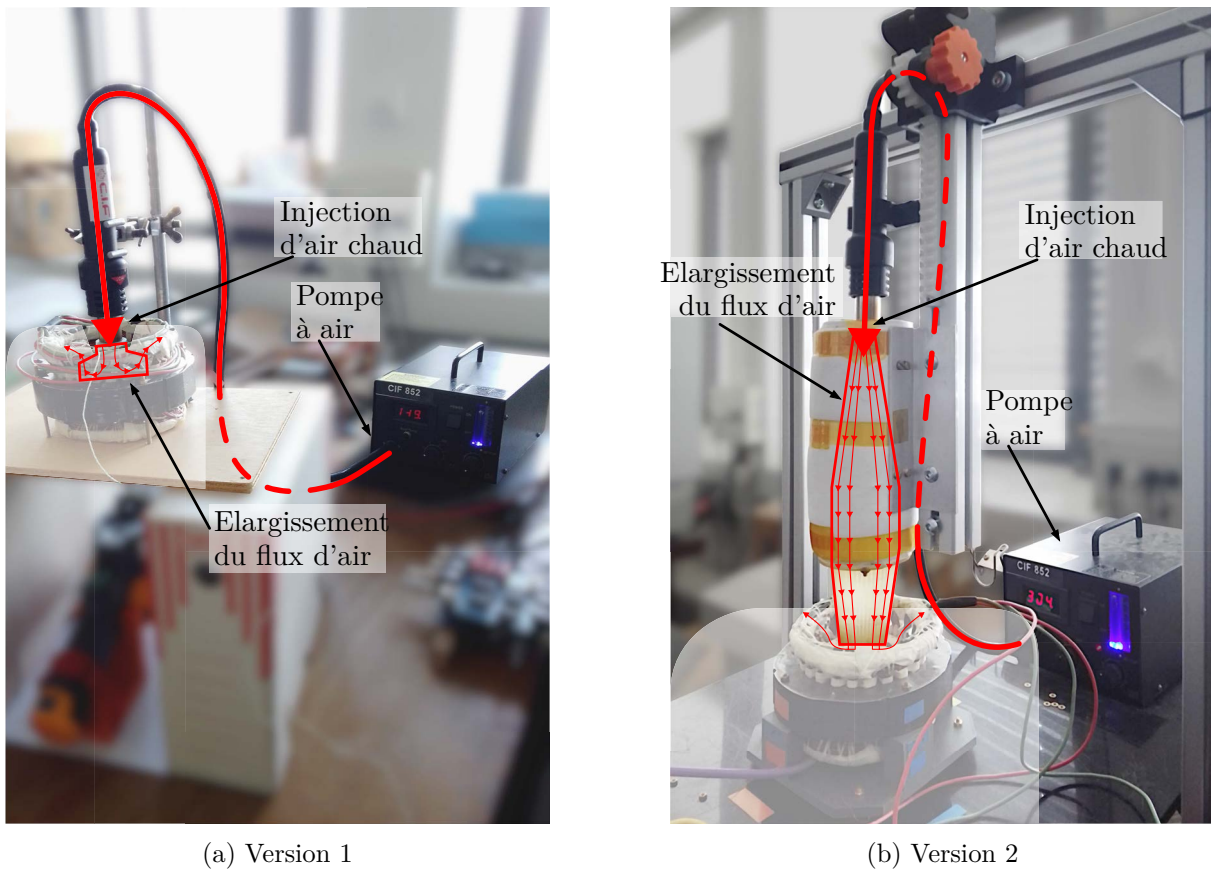


FIGURE 2.26 – Chauffe par air chaud soufflé : la pompe à air fournit l'air qui est chauffé par une résistance au niveau de l'embout monté sur le tuyau. Le flux d'air chaud va ensuite être élargi par une buse, dont deux modèles sont présentés ci-dessus.

permettent de contrôler la température de la bobine de H la plus proche de l'échantillon et la température ambiante.

2.5. CONCLUSION

Le système de caractérisation magnétique 2D en température, qui est à la fois l'objet de ces travaux et leur principal outil, a été présenté dans ce chapitre. On notera que sa conception a fait l'objet de communications dans des congrès nationaux [112] et internationaux [113].

Cette conception est fondée sur l'état de l'art actuel des systèmes de caractérisation magnétique 2D, introduit dans la section 2.1 consacrée aux mesures sous champ alternatif, puis développé en section 2.2. Cette dernière répertoriait les principaux choix pour les différentes facettes du système et soulignait les multiples difficultés et sources d'erreur de ces caractérisations.

À partir de ces informations, le banc a été réalisé, fondé sur un inducteur statorique biphasé qui vient exciter un échantillon circulaire de tôle magnétique. Il utilise des bobines pour la mesure de H aussi bien que celle de B : les premières sont au nombre de quatre et placées à différentes hauteurs afin de déduire le champ dans l'échantillon par extrapolation, tandis que les secondes sont réalisées au travers de trous dans l'échantillon. La chaîne d'acquisition comporte un étage d'amplification analogique et un étage de protection pour assurer la sécurité de la carte

d'acquisition.

Tout ce système est piloté par un programme réalisé sous Matlab, qui, outre la communication avec les appareils de génération et d'acquisition, prend en charge l'asservissement de l'induction magnétique \vec{B} afin d'assurer des conditions de mesure bien définies. Cette partie sera abordée en détail dans le chapitre 3, car une méthode originale a été développée.

L'adaptation à des températures élevées a également été présentée dans ce chapitre, à la fois comme objectif de la conception qui imposait certains des choix réalisés et comme dernière étape de la réalisation. Les performances de la chauffe par air chaud soufflé seront détaillées dans le chapitre 4, qui est consacré à la validation du banc. Divers autres aspects du bon fonctionnement de celui-ci y seront également traités.

Enfin, des résultats de caractérisation 2D en température seront proposés dans le chapitre 5.

Contrôle de l'induction magnétique

3.1	Concepts et enjeux	84
3.1.1	Problématique	84
3.1.2	Objectif	86
3.1.3	Contrôle numérique et analogique	86
3.1.4	Contexte	87
3.1.5	Notations du chapitre	87
3.2	État de l'art	87
3.2.1	Méthodes de contrôles 1D	87
3.2.2	Méthodes de contrôles 2D	92
3.2.3	Problèmes connexes	93
3.3	Application de la méthode de Newton au contrôle de l'induction magnétique	94
3.3.1	Méthode de Newton-Raphson	95
3.3.2	Adaptation au contrôle de l'induction magnétique	96
3.4	Application de la méthode de Broyden au contrôle de l'induction magnétique	99
3.4.1	Méthode de Broyden	99
3.4.2	Adaptation au contrôle de l'induction magnétique	100
3.4.3	Comparaison à la littérature	103
3.5	Résultats expérimentaux des méthodes proposées	104
3.5.1	Détails de l'implémentation	104
3.5.2	Résultats 1D	107
3.5.3	Résultats 2D	116
3.6	Conclusions et perspectives	123

La capacité à contrôler la forme d'onde, soit de l'induction magnétique $B(t)$, soit du champ magnétique $H(t)$, est indispensable à la caractérisation des matériaux ferromagnétiques. La raison est simple : les propriétés magnétiques, à commencer par les pertes et les cycles d'hystérésis, seront différents selon la forme d'induction considérée. Cette dépendance se comprend aisément dans l'exemple des pertes par courants de Foucault : comme ces derniers sont créés par les variations du champ magnétique dans les matériaux conducteurs, le taux de variation et son évolution tout au long de la période sont fondamentaux.

Idéalement, cette condition n'est vraie que pour les caractérisations dynamiques (AC) ; les caractérisations statiques (DC) sont justement définies comme la mesure des propriétés liées uniquement aux niveaux de champ atteints, indépendamment de la vitesse de variation de ce champ. Dans la pratique, en revanche, une telle indépendance est difficile à obtenir [42], et différentes méthodes de caractérisations considérées DC peuvent produire des résultats sensiblement différents. Pour les propriétés AC, qui sont bien plus fortement affectée par les variations des champs, il est impératif de comparer celles de différents matériaux sous l'action d'une même forme d'onde.

Dans le cas des caractérisations 2D, qui sont le cœur de ce document, cette nécessité est d'autant plus grande. En effet, le flux magnétique traversant un matériau va avoir tendance à passer autant que possible par les directions faciles. Pour étudier le matériau selon toutes les directions, et pour comparer les propriétés sous champ tournant de différents matériaux, il faut pouvoir imposer des formes de champ régulières.

Malgré plusieurs décennies de caractérisation magnétique, l'obtention d'une forme d'induction imposée reste une problématique réelle de la caractérisation, comme le prouve la présence régulière de travaux à ce sujet dans la littérature. Ce chapitre décrit les travaux qui ont été menés dans ce cadre, et qui avaient pour objectif principal l'implémentation d'un contrôleur permettant d'obtenir les formes d'onde 2D souhaitées pour le vecteur induction magnétique \vec{B} . Néanmoins, cette implémentation a nécessité de nombreuses étapes avant d'aboutir, notamment des tests dans des conditions 1D.

Les concepts principaux du contrôle de l'induction magnétique, ainsi que les problèmes rencontrés, seront développés dans une première section. Un état de l'art des méthodes existantes, dans le cas de caractérisations 1D puis 2D, est dressé dans une seconde section. Plusieurs tentatives d'implémentation d'exemples de la littérature ont conduit à des idées de contrôleurs originaux, dont les principes seront développés dans les sections 3.3 et 3.4 (le second contrôleur s'adaptant particulièrement bien à des systèmes 2D). Enfin, les résultats expérimentaux de ces contrôleurs seront détaillés.

3.1. CONCEPTS ET ENJEUX

3.1.1. Problématique

En pratique, l'utilisation d'une sinusoïde comme forme de référence B_{ref} pour l'induction magnétique est unanimement appliquée, soutenue par les standards de caractérisation [114, 115]. Par conséquent, les fournisseurs d'aciers électriques fournissent principalement les données de leurs produits pour des inductions sinusoïdales, typiquement aux fréquences 50 Hz et/ou 60 Hz. La capacité à obtenir la forme d'onde $B(t)$ voulue est donc cruciale dans les caractérisations, ce qui n'est pas trivial lorsque l'échantillon arrive en saturation.

En effet, un système de caractérisation magnétique prend typiquement la forme de la figure 3.1 : une tension v_g est appliquée à un enroulement enlaçant un échantillon magnétique. Outre la composante magnétisante u_{ind} , cette tension v_g se décompose sur les résistances internes

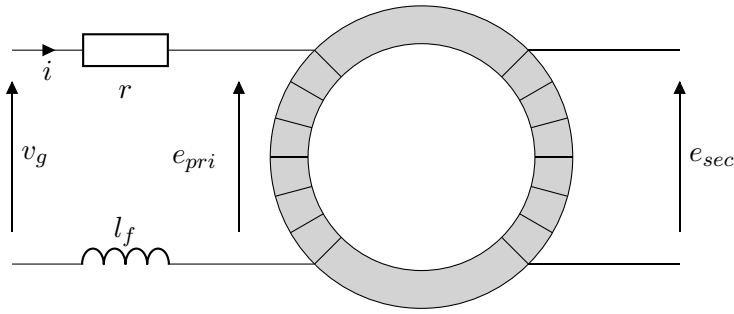


FIGURE 3.1 – Forme simplifiée de la caractérisation magnétique. L'échantillon représenté par un tore pourrait prendre la forme de n'importe quel autre système de caractérisation 1D.

r des enroulements et sur l'inductance de fuite l_f (3.1). Cette équation peut être transformée pour faire apparaître les grandeurs magnétiques, en supposant que le champ magnétique qui excite l'échantillon est approximativement proportionnel (notons $H \approx \zeta i$) au courant dans les enroulements, ce qui mène à (3.2).

$$v_g = RI + l_f \cdot \frac{di}{dt} + e_{pri} \quad (3.1)$$

$$v_g = \frac{R}{\zeta} \cdot H + \frac{l_f}{\zeta} \cdot \frac{dH}{dt} + NS \cdot \frac{dB}{dt} \quad (3.2)$$

Pour de faibles inductions magnétiques, l'induction est presque proportionnelle au champ magnétique ($B \approx \mu H$) et les fuites sont négligeables. Le problème est alors linéaire, et il suffit que la tension v_g dans l'équation (3.3) soit une sinusoïde d'amplitude et de phase adéquates, ce qui peut être réalisé à l'aide d'un contrôleur simple.

$$v_g = \frac{R}{\mu\zeta} \cdot B + NS \cdot \frac{dB}{dt} \quad (3.3)$$

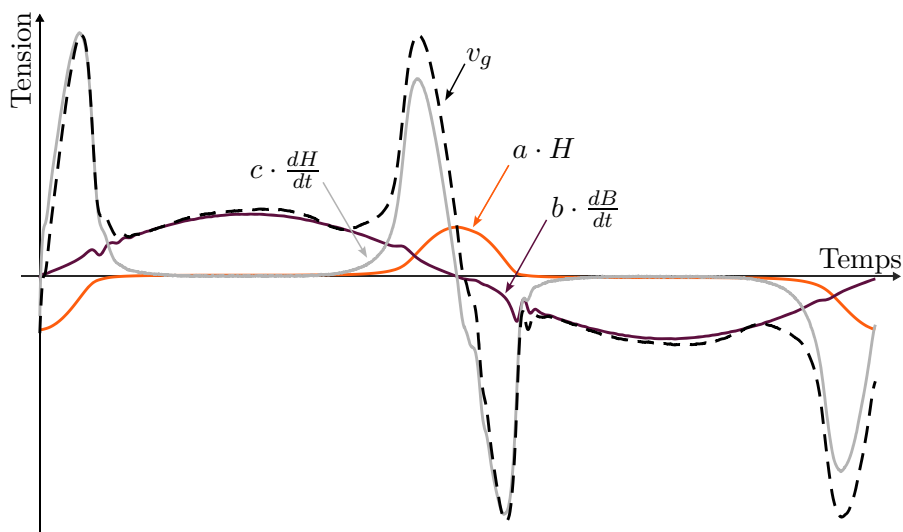


FIGURE 3.2 – Allure possible de la décomposition de la tension d'excitation entre les termes proportionnels à H , dH/dt , et dB/dt , dans le cas d'un régime saturé (pics sur le terme $a \cdot H$) et pourvu d'un fort flux de fuite (terme $c \cdot dH/dt$ majoritaire dans v_g).

En revanche, dans un régime saturé, le champ magnétique H devant être fourni pour obtenir une induction proche de la saturation est beaucoup plus élevé que celui nécessaire durant la fraction de la période où le matériau est en régime linéaire. La forme d'onde de H sera alors distordue, et celle de sa dérivée plus encore. Par conséquent, la tension d'excitation v_g présentera à son tour des pics prononcés, comme illustré en figure 3.2. En outre, l'inductance de fuite augmente lorsque le matériau sature, ce qui accroît le terme proportionnel à dH/dt , qui devient ainsi significatif voire majoritaire dans la tension d'excitation v_g (comme présenté dans l'illustration). La forme v_g devient alors difficile à prédire ou prévoir, et demande un contrôle robuste.

3.1.2. Objectif

Historiquement, la caractérisation sous induction sinusoïdale fournissait des données particulièrement adaptées aux applications alimentées directement par le réseau électrique, à commencer par les transformateurs réseaux [6]. Néanmoins, aujourd'hui, même ces éléments sont soumis une large plage d'harmoniques [116], principalement à cause de la multiplication des alimentations à découpage (onduleurs, conversion DC/DC) [117]. La question de l'estimation des pertes liées à ces harmoniques prend alors toute son importance, et ce d'autant que les pertes des différents harmoniques ne s'additionnent pas [118]. Dans le cas extrême des composants magnétiques destinés à l'électronique de puissance (inductances, transformateurs), les courants vus par les composants présentent nécessairement des formes complexes, notamment triangulaires. Ces conditions étaient déjà importantes au début du XIX^{ème} siècle [42], et leur importance n'a fait que s'amplifier.

3.1.3. Contrôle numérique et analogique

Aujourd'hui, la plupart des fonctions des bancs de caractérisation magnétique sont assurées par des appareils numériques. Ces derniers présentent (par rapport aux bancs analogiques) de bien plus grandes possibilités de contrôle, mais les arguments en leur faveur ne sont pas restreints au cadre du contrôle : sensibilité moindre à la température, correction simplifiée de la dérive des intégrateurs [42], facilité à stocker, extraire et traiter les données...

Les boucles de régulation analogiques sont basées sur un comparateur alimentant un amplificateur, dont la sortie va être proportionnelle à l'écart entre le signal obtenu et un signal de référence. Quoiqu'efficace, ce système manque de flexibilité : les non-linéarités du système magnétique imposent de conserver des gains assez faibles pour assurer la stabilité du système.

Le principe de fonctionnement de ces bancs analogiques peut être adapté pour un système numérique : il faut alors mesurer l'induction magnétique (et autres signaux nécessaires) à intervalles de temps t_p réguliers, transmettre cette donnée rapidement au système de contrôle, et s'assurer que ce dernier ajuste la tension avant le prochain point de mesure, c'est-à-dire avant la fin de la durée t_p . Cette dernière correspond à la fois à la période d'échantillonnage du signal et au délai maximal que le système de contrôle peut prendre pour mettre à jour la commande. Un tel processus nécessite une vitesse de calcul et de communication avec les appareils très élevée, pour maintenir cette période t_p courte (très inférieure à la période du signal) et assurer que le système soit contrôlé à tout instant. Par conséquent, cela force à utiliser des contrôleurs simples (type PI), similaires aux boucles analogiques. Néanmoins, les contraintes matérielles imposées par ce fonctionnement en temps-réel sont très élevées pour des avantages modérés, et c'est pourquoi la quasi-totalité des bancs numériques changent fondamentalement de paradigme de contrôle.

Comme les hystérésigraphes fonctionnent toujours en régime périodique, il est possible de découper le contrôle en itérations durant lesquelles le système maintiendra un état (périodique) stable. Ces itérations pourront alors avoir une durée très supérieure à la période du signal. Chacune d'entre elles contiendra les étapes suivantes, commandées depuis une unité centrale :

Étape 1 : Transmission d'un motif périodique de tension au générateur, sous la forme d'un vecteur de points. Ce motif va être reproduit par le générateur aussi longtemps que nécessaire.

Étape 2 : Mesure sur une période de la réponse du système à ce motif, c'est-à-dire au minimum de la tension induite image de l'induction magnétique $B(t)$. Ces données sont acquises par une carte d'acquisition/oscilloscope numérique puis transmises au PC.

Étape 3 : Calcul d'un nouveau motif de tension censé améliorer la forme de l'induction. Ce calcul peut prendre des formes extrêmement diverses, présentées dans la section 3.2.

Ces étapes seront alors reproduites aussi longtemps que nécessaire pour obtenir l'induction magnétique souhaitée. Cette forme de contrôle itératif a été adoptée dès les premiers hystérésigraphes numériques [119], et est aujourd'hui largement appliquée.

3.1.4. Contexte

Dans le cadre de la présente thèse, le contrôle est évidemment nécessaire pour obtenir des résultats significatifs et comparables avec ceux de la littérature. Les contrôleurs AC présents au laboratoire au début de cette thèse étant inclus dans des systèmes de caractérisations propriétaires, nous avons dû développer nos propres méthodes de contrôle. Plusieurs pistes ont été explorées à partir de la littérature, et une solution originale, particulièrement adaptable au cas 2D, a également été proposée [120]. Une vue générale des méthodes existantes est avancée en section 3.2, et la solution proposée est développée en sections 3.3 à 3.5.

3.1.5. Notations du chapitre

Dans la suite de ce chapitre, les notations ont été homogénéisées autant que possible entre les différentes méthodes issues de la littérature et celles proposées. Notamment, l'objectif du contrôle est d'améliorer le motif périodique de la tension d'excitation $v_g(t)$ jusqu'à ce que l'induction $B(t)$ mesurée dans l'échantillon corresponde à une induction souhaitée B_{ref} .

Le principe de contrôle itératif détaillé ci-avant sera traduit par l'existence d'un motif périodique pour chaque grandeur physique, noté en exposant et entre parenthèses : par exemple, $v_g^{(k)}$ pour la tension d'excitation à l'itération k .

3.2. ÉTAT DE L'ART

3.2.1. Méthodes de contrôles 1D

3.2.1.1. Méthodes de type Proportionnel-Intégral

Principe

Les méthodes les plus simples de contrôle éditent la tension d'entrée en la corrigeant par des termes proportionnels aux erreurs commises sur l'induction et sur sa dérivée (3.4) [42]. Parmi les

variations les plus proéminentes de cette équation, on peut trouver des méthodes ne comportant que le premier terme [121] ou le second [122], ou utilisant des écarts relatifs à l'amplitude de la référence considérée [86].

$$v_g^{(k+1)}(t) = v_g^{(k)}(t) + a \left(B_{ref}(t) - B^{(k)}(t) \right) + b \left(\left(\frac{dB_{ref}}{dt} \right) (t) - \left(\frac{dB^{(k)}}{dt} \right) (t) \right) \quad (3.4)$$

(où a et b sont les gains du correcteur, correspondant respectivement au coefficient de proportionnalité appliqué à l'induction et à sa dérivée.)

La formulation est alors sensiblement similaire à celle d'un contrôleur PID (Proportionnel-Intégral-Dérivé, présenté en (3.5) pour une grandeur contrôlée $y(t)$ quelconque), qui est une variante possible [123].

$$\begin{aligned} v_g^{(k+1)} = v_g^{(k)} &+ K_P \cdot (y(t) - y(t)) \\ &+ K_I \cdot \int_0^t (y(t) - y(t)) \cdot dt \\ &+ K_D \cdot \frac{d}{dt} (y(t) - y(t)) \end{aligned} \quad (3.5)$$

(où K_P , K_I et K_D sont les gains du correcteur.)

Réglage des gains

Ces formulations présentent le défaut d'avoir plusieurs gains à régler (a et b , ou K_P , K_I et K_D), qui varient selon la fréquence, le niveau d'induction et le système considéré.

Pour illustrer l'impact de ces gains, la figure 3.3 décrit un correcteur proportionnel itératif de gain b appliqué à la dérivée de l'induction (équation (3.4) pour $a = 0$). La tension $v_g^{(k+1)}$ appliquée au système au début d'une nouvelle itération $k + 1$ est composée de deux termes : la tension $v_g^{(k)}$ appliquée à l'itération précédente (qui génère dans le circuit une induction dérivée $(dB/dt)^{(k)}$ connue car mesurée), et la correction $b \times \epsilon^{(k)}$ calculée à l'aide des données de l'itération k (voir figure 3.4a). Cette composition va se traduire en sortie du système par une induction dérivée $(dB/dt)^{(k+1)}$, qui est une combinaison non-linéaire $(dB/dt)^{(k)}$ et d'une correction image de $b \times \epsilon^{(k)}$, que l'on va noter ici $S(b \times \epsilon^{(k)})$.

Ce terme $S(b \times \epsilon^{(k)})$ n'est pas prédictible, mais suivra qualitativement les variations de b . Si ce dernier est faible, la correction sera d'amplitude modérée (voir figure 3.4b), et un grand nombre d'itérations seront nécessaires pour que l'induction dérivée approche la référence. Néanmoins, plus on s'approche et plus l'erreur diminue ; la correction est alors de plus en plus faible, et peut devenir indiscernable par le système à cause des limitations sur la génération et l'acquisition. Inversement, si b est grand, la correction pourra être supérieure à l'erreur sur tout (voir figure 3.4b)

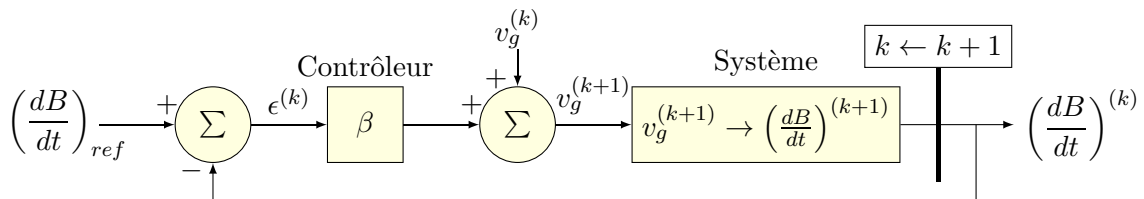


FIGURE 3.3 – Contrôleur proportionnel itératif. La nouvelle tension d'excitation $v_g^{(k+1)}$ est calculée à partir de l'ancienne tension $v_g^{(k)}$ et d'un terme de correction proportionnel à l'erreur $\epsilon^{(k)}$ entre la dérivée de l'induction obtenue et celle de référence.

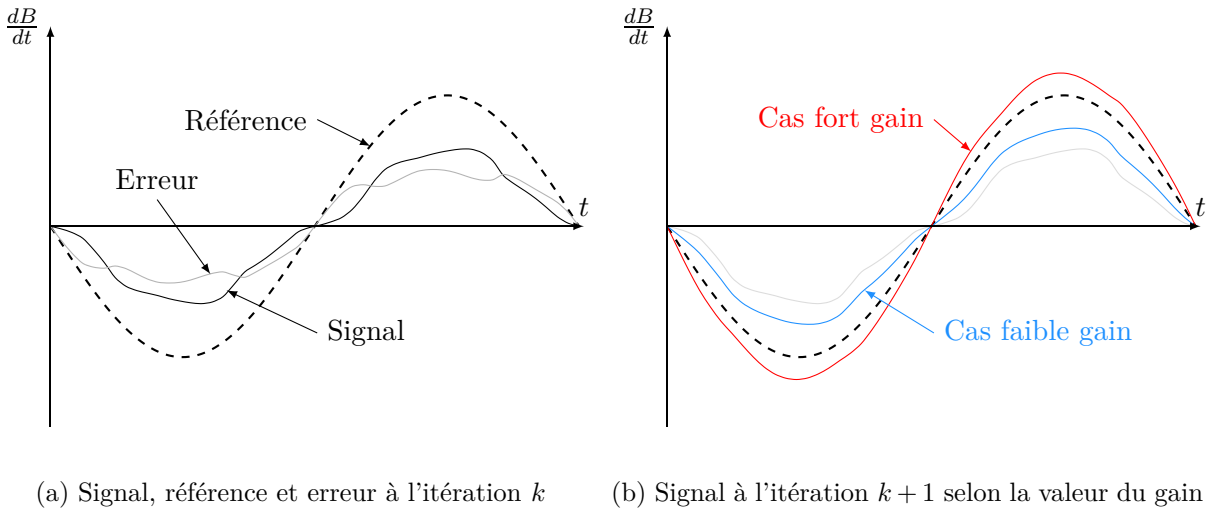


FIGURE 3.4 – Impact des gains sur le contrôle, dans le cas d'un contrôleur proportionnel itératif. A chaque itération, la tension $v_g^{(k+1)}$ est corrigée d'un terme proportionnel à l'erreur sur le signal dB/dt . Si le gain est faible, le changement de l'état du système sera modéré et progressera lentement. S'il est fort, la correction peut être plus grande que l'erreur, ce qui entrainera des oscillations ou des instabilités.

ou partie de la période. D'itération en itération, une telle correction entrainera des oscillations croissantes jusqu'à atteindre les limites du système (et imposer l'arrêt du contrôle). Un bon réglage est une convergence aussi rapide que possible sans déstabiliser le système (compromis vitesse-stabilité).

On note qu'une condition stricte pour avoir un contrôle stable est d'assurer, pour l'ensemble des itérations et pour chaque point d'une période, la condition (3.6).

$$S(b \times \epsilon^{(k)}) < \epsilon^{(k)} \quad (3.6)$$

Dans notre contexte, la véracité de cette condition ne peut pas être prouvée. Les gains peuvent alors soit être réglés grâce à la connaissance de l'équation du circuit (méthode détaillée dans la section suivante), ou empiriquement, en faisant plusieurs essais de contrôle et en observant le comportement du système. Cette seconde option est néanmoins de plus en plus limitée lorsque le nombre de gains augmente (ajout de α , etc).

Dans [122], une méthode générale favorisant la stabilité du contrôle est proposée. Pour cela, la réponse $S(\cdot)$ va être approximée par un gain constant s calculé avec le rapport des amplitudes de dB/dt et de v_g en régime linéaire (petits signaux) pour une fréquence donnée. Ce gain est supposé être maximal, ce qui revient à supposer que lorsque l'induction augmente, la réponse du système va avoir tendance à s'amoinrir. Les principales sources de non-linéarité dans les dispositifs de caractérisations magnétiques (saturation de l'échantillon, diminution des couplages) rendent cette hypothèse viable. La réponse du système est donc approximée à l'équation (3.7a).

$$S(b \times \epsilon^{(k)}) < s \times b \times \epsilon^{(k)} \quad (3.7a)$$

$$s \times b \times \epsilon^{(k)} < \epsilon^{(k)} \quad (3.7b)$$

Si l'on règle le gain du système b tel que $b \leq k^{-1}$, cela permet de s'approcher fortement de la condition de l'équation (3.6), et donc d'obtenir une relative universalité du contrôle du point de vue de la stabilité. La vitesse de convergence n'est néanmoins pas optimale dans la plupart des cas.

3.2.1.2. Méthodes basées sur l'équation du circuit

Réglage des gains à l'aide des éléments du circuit

Une méthode prisée pour la détermination des gains consiste à identifier les différents éléments du circuit de la figure 3.1, c'est-à-dire la résistance totale r et l'inductance de fuite l_f . Ensuite, les coefficients de l'équation de contrôle (3.4) peuvent être réglés par la connaissance de l'équation du circuit (3.3) [124, 125]. Néanmoins, les éléments du circuit peuvent être non-linéaires ou insuffisamment connus, et ces évolutions doivent souvent être intégrées dans des paramètres évolutifs [125]. Une méthode alternative consiste à estimer les paramètres et de s'en servir uniquement pour initialiser la première tension envoyée, puis de procéder à l'asservissement avec des gains arbitraires [126]. Si cette dernière méthode profite des avantages des deux méthodes, elle demande également deux fois plus d'identification (gains et éléments du circuit).

Utilisation du cycle d'hystérésis à chaque itération

Une fois que le système a atteint le coude de saturation, plus le processus itératif progresse plus la forme de $H(t)$ (donc de $i(t)$, donc de $v_g(t)$) s'altère. La connaissance de cette déformation due à la saturation (c'est-à-dire de la fonction $H(B)$) est alors de plus en plus nécessaire à la correction de v_g . Pour fournir cette information au correcteur, certains auteurs [119, 127] utilisent le cycle d'hystérésis $B_{meas}^{(k)}(H^{(k)})$ mesuré à une itération k donnée pour estimer le champ magnétique permettant d'obtenir la forme d'induction cherchée $H(B_{ref})$. À partir de cette forme d'onde $H(B_{ref})$ supposée et de la connaissance des éléments (r, l_f) du circuit, on peut alors calculer la tension d'excitation correspondante, en prenant en compte les deux champs.

Identification globale du circuit

Pour éviter de reposer sur la connaissance des éléments du circuit, une version par identification de cette méthode peut également être appliquée [128]. Le principe de cette méthode est d'identifier à chaque itération des coefficients dépendant du temps $p(t)$ et $r(t)$, afin de mettre l'équation du circuit sous la forme (3.8). À l'itération k , les coefficients $p^{(k)}$ et $r^{(k)}$ sont identifiés par la méthode des moindres carrés à partir des grandeurs d'intérêt ($v_g^{(k)}, B^{(k)}, (dB/dt)^{(k)}$), et serviront à déterminer la tension d'excitation à l'itération suivante $v_g^{(k+1)}$. On peut noter qu'ils contiennent de façon indissociable les informations sur l'état actuel du circuit et celles sur la relation $H(B)$.

$$v_g^{(k)}(t) = p^{(k)}(t)B^{(k)}(t) + r^{(k)}(t)\frac{dB^{(k)}}{dt}(t) \quad (3.8)$$

Par rapport à la méthode présentée au paragraphe précédent, cette identification présente deux avantages : elle ne dépend pas de la connaissance de l'équation du circuit ou de ses éléments, et elle évite d'injecter du bruit sur la tension d'excitation (suite à l'identification de $H(B)$ à partir des résultats de mesure).

3.2.1.3. Boucles multiples et considérations avancées

Les méthodes présentées dans les sections précédentes travaillent avec une unique boucle de rétroaction : la correction de la tension fournie vise à corriger l'entièrement des défauts de $B(t)$. À l'inverse, certains contrôleurs traitent indépendamment différents défauts, typiquement l'erreur d'amplitude et la déformation du signal [129]. En sus de ces deux erreurs, [130] conseille de contrôler également la symétrie du champ magnétique H , afin de compenser le biais des générateurs et/ou amplificateurs de puissance.

Ces contrôles multiobjectifs [129, 130] s'appuient sur plusieurs boucles imbriquées. Dans un premier temps, l'amplitude de l'induction est augmentée jusqu'à atteindre une erreur raisonnable. Ensuite, le correcteur de forme est appliqué jusqu'à obtenir les conditions souhaitées, ou jusqu'à avoir trop dégradé l'amplitude. Dans ce dernier cas, le contrôleur d'amplitude est à nouveau utilisé, en conservant la forme obtenue précédemment. Il est à noter que le choix des conditions de passage d'une boucle à l'autre a une influence majeure sur la durée du contrôle.

La séparation entre contrôle de l'amplitude et contrôle de la forme autorise plus de flexibilité sur le second. Par exemple, si l'amplitude de $B(t)$ est contrôlée par ailleurs, la correction de forme peut s'effectuer en ré-échantillonnant la tension [131] : pour chaque point de l'induction $B^{(k)}(t)$, le déphasage $\phi(t)$ par rapport au moment où la référence a la même valeur est calculé ($B^{(k)}(t + \phi(t)) = B_{ref}(t)$). Ce déphasage sera ensuite réinjecté en inverse sur la tension de sorte à la corriger ($v_g^{(k+1)} = v_g^{(k)}(t + \phi(t))$).

3.2.1.4. Contrôles hybrides et méthodes d'accélération

Malgré les multiples avantages du pilotage numérique des bancs, cela ajoute des temps de transmission entre les différents éléments qui représentent une fraction non négligeable des durées de mesure. Pour compenser cela, il est possible de réintroduire un asservissement analogique dans un banc numérique [79]. La boucle numérique, plus stable, vient faire évoluer la référence de la boucle analogique, afin de repousser les limites du contrôle analogique. Ce dernier peut alors avoir un faible gain, synonyme de grande stabilité, qui sur un système uniquement analogique impliquerait une convergence très lente.

De façon similaire, quoique purement numérique, les auteurs de [132] déportent leur contrôle sur un circuit logique programmable (FPGA : Field-Programmable Gate Array). Ce dernier, muni de circuits de conversion analogique-numérique (CAN) et numérique-analogique (CNA) peut prendre en charge les mesures et la génération de la commande. Contrairement à un ordinateur, ce FPGA ne remplit pas d'autre fonction en parallèle (système d'exploitation, affichage, etc). Il est par ailleurs connecté directement par ports logiques parallèles avec le CAN et le CNA, ce qui permet des transmissions extrêmement rapides. Ce banc numérique présente alors des itérations environ 20 fois plus courtes que son équivalent sur ordinateur.

3.2.1.5. Méthodes plus diverses

Depuis le début du contrôle numérique, nombreuses sont les techniques qui ont été essayées pour améliorer la vitesse ou l'universalité du contrôle. L'absence de conséquence en cas d'échec de la convergence et les fortes non-linéarités ont par ailleurs incité à essayer des méthodes de contrôle moins traditionnelles.

L'application au contrôle de l'induction d'un réseau de neurones artificiels est présenté dans [123]. Celle d'un algorithme de recherche de zéro est développée dans [133].

Un changement majeur est envisageable : au lieu de corriger le signal temporel, il est possible de travailler dans le domaine fréquentiel. Pour cela, il faut décomposer la tension d'excitation et l'induction obtenue en série de Fourier, puis appliquer un contrôle (proportionnel ou proportionnel-intégral) sur chacun des éléments de la série avant de recomposer la nouvelle tension à générer [134, 135]. Ce type de contrôle présente l'avantage de pouvoir s'arrêter au contrôle des harmoniques significatifs, et donc d'ignorer le bruit haute fréquence. Il est aussi possible de contrôler la symétrie du signal d'excitation en ne contrôlant que les harmoniques impairs.

3.2.2. Méthodes de contrôles 2D

Un banc de caractérisation 2D comporte deux (diphasé) ou trois enroulements (triphase) créant un flux magnétique dans un noyau commun. Des couplages s'établissent donc entre les deux voies d'excitation, et vont se traduire par une influence de la tension appliquée à un axe ($v_{g,x}$ par exemple) sur le champ obtenu le long de l'autre axe (soit B_y).

Pour adapter un contrôle 1D à un banc 2D, la méthode la plus simple est de dupliquer la boucle d'asservissement et de contrôler indépendamment les inductions magnétiques selon les deux axes, X et Y. Cette simplicité en fait une méthode couramment employée, et qui n'est pas sans réussite [104, 122]. Néanmoins, comme le comportement du matériau sous l'effet d'un champ tournant n'est pas une combinaison linéaire de l'état selon les deux axes, cette pratique est justifiée uniquement dans le cas des matériaux faiblement anisotropes [42].

Prendre en compte les couplages entre les voies d'excitation permet de rejeter plus efficacement les distorsions induites sur une voie par une autre, notamment si une de celles-ci nécessite une excitation beaucoup plus forte [86]. Cette prise en compte est mise en place dans [136], au travers de l'équation du circuit incluant les inductances mutuelles (3.9). En revanche, l'impact des propriétés de l'échantillon sur les couplages semble ne pas être pris en compte.

$$G \times \begin{pmatrix} v_{g,1} \\ v_{g,2} \\ v_{g,3} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} R_1 & 0 & 0 \\ 0 & R_2 & 0 \\ 0 & 0 & R_3 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_3 \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} L_{11} & M_{21} & M_{31} \\ M_{12} & L_{22} & M_{32} \\ M_{13} & M_{23} & L_{33} \end{bmatrix} \cdot \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_3 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

(Où $v_{g,n}$ est la tension générée sur la phase n et i_n le courant correspondant, R_i , L_{nn} et M_{nm} les résistances, inductances et mutuelles correspondant aux phases n et m , G le gain des amplificateurs de puissance.)

Cet exemple utilise un inducteur triphasé, ce qui impose de passer du repère triphasé au repère cartésien afin de calculer les trois courants d'excitation menant aux deux composantes de l'excitation magnétique souhaitée (3.10).

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{2}{3} & 0 \\ -\frac{1}{3} & -\frac{\sqrt{3}}{3} \\ -\frac{1}{3} & \frac{\sqrt{3}}{3} \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Cette transformation du triphasé vers cartésien pourrait-être poursuivie par le passage du repère cartésien (x, y) vers un repère orthogonal tournant (d, q) (voir figure 3.5), comme cela

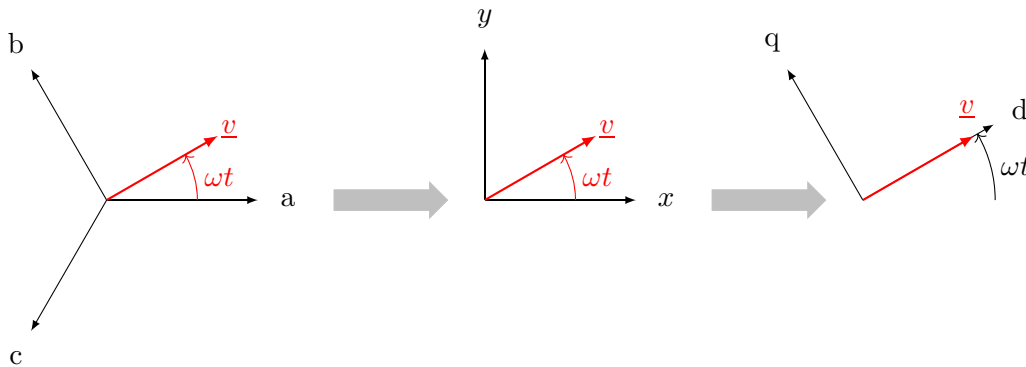


FIGURE 3.5 – Passage du repère triphasé (abc) au repère cartésien (xy) (transformée de Clarke), puis au repère rotatif (dq) tournant à une vitesse angulaire ω choisie (transformée de Park).

est fait dans [137] où les champs cartésiens d'un banc 2D biphasé sont convertis dans le repère (d, q) .

L'utilisation d'un repère tournant simplifie les signaux de référence. Notamment, dans le cas d'un champ tournant circulaire, la composante B_q est nulle, et la composante B_d est constante. Le contrôle est donc moins contraignant au sein de l'espace dq , ce qui permet à [137] d'effectuer un contrôle temps-réel. La rapidité du contrôle en est démultipliée, puisque le système est stabilisé au bout de quelques périodes seulement. Les contraintes matérielles sont élevées, comme évoquées à la section 3.1.3, et un contrôleur simple (PI) est appliqué pour limiter le temps de calcul. Il s'agit néanmoins d'un exemple rare de contrôle numérique temps réel dans un banc magnétique.

3.2.3. Problèmes connexes

Le développement d'un programme de contrôle d'un banc de caractérisation 2D impose des questions liées aux limitations des appareils numériques impliqués ou à des informations non mesurables. Les plus importantes sont listées ici.

3.2.3.1. Synchronisation

La quasi-totalité des contrôleurs nécessite de venir comparer, point à point, l'induction magnétique mesurée avec une référence (par exemple, les termes de (3.4)). Si le concept est simple dans le cas de signaux sinusoïdaux peu déformés, l'application est complexifiée lorsque la différence entre référence et mesure croît, comme illustré en figure 3.6. Dans ce second cas, plusieurs positionnements semblent plausibles, et le choix peut affecter la stabilité du contrôleur. Typiquement, la synchronisation peut se faire sur le passage par zéro [122] (en rouge sur la figure 3.6b) ou en trouvant la position de meilleure corrélation des courbes [129] (en jaune sur la figure 3.6b).

Une fois que la différence entre les inductions est obtenue, la variation de tension d'excitation δv_g peut être calculée. Cette variation doit alors être additionnée à l'ancienne tension $v_g^{(k)}$ pour former la nouvelle tension $v_g^{(k+1)}$ destinée à corriger l'induction. La correction ne sera efficace que si elle est appliquée avec la bonne phase. Il est alors conseillé de mesurer également la tension d'excitation $v_g(t)$ pour connaître la valeur de $v_g(t)$ correspondant à chaque point de $B(t)$ [122].

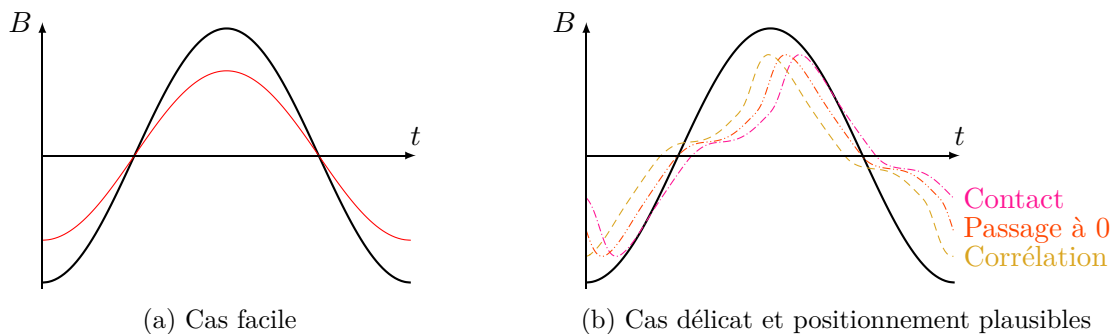


FIGURE 3.6 – Illustration des problèmes de synchronisation du signal mesuré par rapport à la référence. Pour un signal sinusoïdal, la définition de la synchronisation est triviale. En revanche, lorsque le signal se déforme, le calcul peut se faire selon différents points de vue (superposition des passages par zéro, corrélation, contact maximum des formes d'onde, etc.), ce qui peut avoir un impact sur le contrôle.

3.2.3.2. Chargement des formes d'onde

L'allumage et l'extinction des sorties (ainsi que la mise à jour de l'onde) peuvent être un sujet selon le générateur de formes d'onde utilisé. En effet, si la tension d'excitation passe brutalement de zéro à une valeur élevée lors de l'activation d'une sortie, des pics de courant apparaissent. Si ceux-ci sont trop importants, cela entraîne des dépassements temporaires de la valeur d'induction crête choisie pour la mesure, et donc une légère magnétisation de l'échantillon [6]. Dans le cas de l'étude de faibles signaux ou de matériaux très doux, cela biaisera les mesures effectuées.

Les générateurs de forme d'onde arbitraire stockent le motif périodique dans un registre, et parcourent de façon cyclique les différents éléments de celui-ci. Lors de la mise à jour, les valeurs du registre sont remplacées par d'autres, et un saut brutal de tension apparaît si le changement est effectué alors que la sortie est active.

Pour combattre cet effet, il est nécessaire de connaître le fonctionnement exact du générateur utilisé afin de choisir entre diverses solutions :

- transmettre des formes de tension commençant à zéro, et imposer une phase initiale nulle au générateur ;
- mettre le signal à jour de façon progressive sur une génération continue [6] ;
- lors des mises à jour, augmenter progressivement l'amplitude du signal pour amoindrir le régime transitoire [129] ;
- etc.

3.2.3.3. Formes d'ondes numérisées

Dans les systèmes numériques, les différents signaux vont être acquis sous la forme d'un vecteur de données contenant un nombre fixe de points, échantillonnés à période fixe. De même, le signal généré est une succession de paliers, la valeur d'un point étant maintenue constante sur une durée égale à la période d'échantillonnage de la génération $t_s = T/n$ (où T est la période du signal et n le nombre de points du motif généré).

Cette forme d'escalier induit une succession de régimes transitoires lors du parcours de la période. Si le même nombre de points est utilisé pour la génération et la mesure, l'échantillonnage de la seconde va s'effectuer à un instant quasi constant dans le transitoire du système (en réaction au mini-échelon) [138]. Ce biais de mesure peut aboutir à des erreurs sur les valeurs de pertes obtenues de l'ordre de plusieurs dizaines de pour-cent.

Ceci étant dit, les générateurs actuels incluent typiquement des filtres passe-bas afin de lisser leur sortie (exemple : [139]). Ces filtres permettent de réduire drastiquement l'effet, à condition d'avoir une fréquence de coupure suffisamment basse [138]. En l'absence de filtre, il est conseillé d'utiliser une période d'échantillonnage différente entre la génération et la mesure pour rendre plus aléatoire l'instant du transitoire échantillonné.

3.3. APPLICATION DE LA MÉTHODE DE NEWTON AU CONTRÔLE DE L'INDUCTION MAGNÉTIQUE

La section précédente montre que les exemples de contrôleurs adaptés à des hystérésigraphes ne manquent pas dans la littérature. Néanmoins, l'implémentation d'une de ces méthodes est un processus complexe, qui demande de très longues phases de corrections avant d'aboutir à un système fonctionnel. Lorsqu'il a fallu appliquer un contrôle au banc 2D réalisé dans le chapitre 2, ces phases de correction ont fait émerger l'idée d'un contrôleur particulier, basé sur l'algorithme de Newton-Raphson. Ce contrôleur est détaillé dans la présente section.

3.3.1. Méthode de Newton-Raphson

3.3.1.1. Présentation : Cas de la fonction mono-dimensionnelle et mono-variable

La méthode de Newton-Raphson est un algorithme permettant de trouver le zéro x_z d'une fonction objectif $f(x)$ réelle d'expression connue. Dans sa forme actuelle, elle se base sur l'expression du développement limité à l'ordre 1 (3.11). Celui-ci permet d'approximer la valeur d'une fonction $f(x)$ dans le voisinage d'un point x_0 pour lequel on connaît les valeurs de la fonction et de sa dérivée.

$$f(x_0 + \delta x) \approx f(x_0) + f'(x_0) \times (\delta x) \quad (3.11)$$

Si on connaît la fonction f en un point $x^{(k)}$ et qu'on suppose que le zéro x_z est dans le voisinage de ce point, on peut alors trouver à l'aide de (3.11) un déplacement δx à partir de $x^{(k)}$ allant vers ce zéro, c'est-à-dire tel que $x_z = x^{(k)} + \delta x$ (3.12).

$$\begin{aligned} f(x_z) = 0 &\Leftrightarrow f(x^{(k)} + \delta x) = 0 \\ &\Leftrightarrow f(x^{(k)}) + f'(x^{(k)}) \times \delta x = 0 \\ &\Leftrightarrow \delta x = -\frac{f(x^{(k)})}{f'(x^{(k)})} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Si la valeur de $f(x^{(k)} + \delta x)$ n'est pas suffisamment proche de zéro (par exemple, s'il dépasse une tolérance ϵ), on peut choisir le point $x^{(k+1)} = x^{(k)} + \delta x$ comme notre nouveau point de départ, et répéter le processus, comme présenté en figure 3.7.

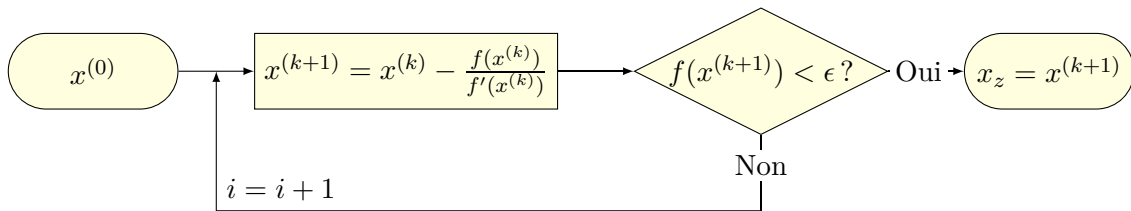


FIGURE 3.7 – Méthode de Newton (1D) - Schéma bloc

3.3.1.2. Cas des fonctions multi-dimensionnelles et multi-variables

On considère maintenant le vaste champ des fonctions présentant plusieurs dimensions, et prenant en entrée plusieurs variables, illustré en (3.13) avec n dimensions et m variables.

$$\begin{aligned} f(x) &= f(x_1, x_2, \dots, x_n) \\ &= \left(f_1(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad f_2(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad \dots \quad f_m(x_1, x_2, \dots, x_n) \right) \end{aligned} \quad (3.13)$$

La méthode de Newton-Raphson est également adaptée au cas de dimensions supérieures à 1, pour peu que le nombre de dimensions soit égal à celui des variables ($n = m$). Dans ce cas, le développement limité (3.11) demeure le même, si ce n'est que la Jacobienne $J_f(x)$ vient remplacer la dérivée $f'(x)$ pour représenter les variations locales de la fonction. La mise à jour de la variable lors d'une itération devient alors (3.15).

$$f(x^{(0)} + \delta x) \approx f(x^{(0)}) + J_f(x^{(0)}) \times \delta x \quad (3.14)$$

$$x^{(k+1)} = x^{(k)} - J_f(x^{(k)})^{-1} \cdot f(x^{(k)}) \quad (3.15)$$

3.3.1.3. Propriétés remarquables

Pour peu que la fonction f soit continue, dérivable, et que sa dérivée soit continue, la convergence locale quadratique de la méthode de Newton-Raphson est démontrée [140] :

Locale : Si le point initial choisi $x^{(0)}$ est *suffisamment* proche de la solution x_z , la méthode est assurée de converger. Le choix de $x^{(0)}$ est fondamental : selon la valeur fixée, différents zéros peuvent être obtenus, et l'algorithme peut également ne pas converger.

Quadratique : Pour toute paire d'itérations successives (k) et ($k + 1$), il existe une même constante C permettant d'écrire l'équation (3.16). Il s'agit d'une convergence rapide : à partir du moment où l'algorithme a trouvé une valeur *suffisamment* proche d'un zéro, il progresse rapidement vers cette solution.

$$e^{(k+1)} \leq C \cdot (e^{(k)})^2 \quad (3.16)$$

(Où $e^{(k)}$ est l'écart à zéro de la fonction objectif au point $x^{(k)}$ considéré.)

3.3.2. Adaptation au contrôle de l'induction magnétique

3.3.2.1. Définition du système

La caractérisation magnétique peut être résumée au cas général d'un ensemble {inducteur + échantillon}, excité par une tension $v_g(t)$ périodique, dont on mesure l'induction magnétique $B(t)$ au niveau de l'échantillon. Ce cas général 1D est représenté en figure 3.8. Entre autres, il ne distingue pas l'utilisation ou non d'un amplificateur entre le générateur et l'inducteur, la forme de l'inducteur, etc.

3.3.2.2. Notation des grandeurs mesurées

Les grandeurs mesurées sont obtenues sous la forme de vecteurs de n points d'échantillonnage, tel que présenté en (3.17a) pour l'induction magnétique. Par la suite, on notera B_k les éléments de ce vecteur, tels que $B_k = B(t = kT_s)$; le même principe sera appliqué aux autres grandeurs mesurées.

$$B_{mesure} = [B(t = 0), \quad B(t = T_s), \quad B(t = 2T_s), \quad \dots, \quad B(t = T - T_s)]^T \quad (3.17a)$$

$$= [B_0 \quad , \quad B_1 \quad , \quad B_2 \quad , \quad \dots, \quad B_{n-1} \quad]^T \quad (3.17b)$$

(Où T est la fréquence du champ magnétique, T_s la fréquence d'échantillonnage de la mesure. La transposition $[]^T$ est précisée dans un souci de cohérence avec l'implémentation numérique matricielle.)

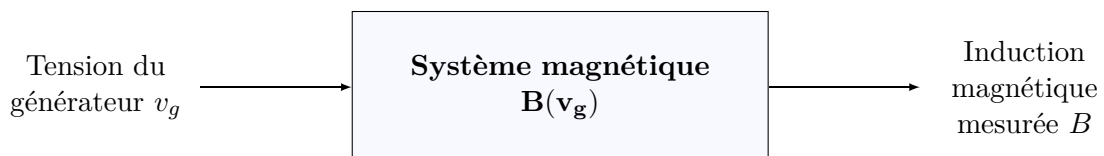


FIGURE 3.8 – Système considéré pour le contrôle : on considère n'avoir aucune information sur le comportement du système, mais on peut mesurer l'entrée que l'on impose (tension d'excitation v_g) et la sortie obtenue (induction magnétique B ou sa dérivée dB/dt).

La référence étant définie comme une fonction analytique (par exemple $B_{ref} = B_0 \sin(\omega t)$), cette dernière sera échantillonnée sur les n points d'acquisition pour pouvoir comparer, point à point, l'induction magnétique mesurée à la référence.

3.3.2.3. Fonction objectif

L'objectif est de faire correspondre la forme d'onde de l'induction magnétique mesurée $B(t)$ à une référence $B_{ref}(t)$. Pour appliquer la méthode de Newton à ce problème, il faut donc traduire cet objectif sous la forme d'une fonction s'annulant lorsque l'objectif est rempli. Cette fonction aura ainsi la signification d'une erreur (grande si les formes diffèrent beaucoup, faible si elles sont similaires).

L'erreur sur B (3.18) est un exemple intuitif remplissant les critères précédents, qui dépend de la tension d'entrée v_g dans la mesure où le vecteur B en dépend. C'est une fonction à n variables et n dimensions correspondant respectivement aux n éléments de v_g et n éléments de B . (Le même nombre de points d'acquisition, et donc d'éléments, est imposé par l'usage d'une seule et unique carte d'acquisition pour l'ensemble des signaux, mais n'est pas une nécessité pour la méthode de contrôle proposée.)

$$F_B(v_g^{(k)}) = \frac{B^{(k)}(v_g^{(k)}) - B_{ref}}{\widehat{B_{ref}}} \quad (3.18)$$

L'application de la méthode de Newton (3.15) à cette fonction objectif permettra donc de faire évoluer l'entrée v_g selon l'équation (3.19).

$$v_g^{(k+1)} = v_g^{(k)} - \left(J_{F_B}(v_g^{(k)}) \right)^{-1} \cdot F_B(v_g^{(k)}) \quad (3.19)$$

3.3.2.4. Jacobienne

La méthode de Newton nécessite de connaître la Jacobienne de la fonction objectif. Or, par définition, le comportement de $F_B(v_g)$ nous est inconnu, donc sa Jacobienne également. En revanche, on sait que l'on est en régime périodique. Pour s'affranchir de cette nécessité, on essaye d'approximer la forme de la Jacobienne dans le cas d'une petite variation Δv_g de la tension d'entrée entraînant une petite variation ΔB de l'induction. Pour cela, on fait l'hypothèse que chaque point de ΔB est une combinaison linéaire de l'ensemble des éléments de Δv_g ; les coefficients (notés $j_{k \in [1, n]}$) de cette combinaison s'appliquant de façon cyclique à cause de la périodicité des signaux. Cette hypothèse est illustrée par l'équation (3.20) et la figure 3.9.

$$\begin{aligned} \Delta B_k &= f(\Delta v_{g,1}, \Delta v_{g,2}, \dots, \Delta v_{g,n}) \\ &= j_1 \cdot \Delta v_{g, \mathfrak{m}(k)} + j_2 \cdot \Delta v_{g, \mathfrak{m}(k+1)} + \dots + j_n \cdot \delta v_{g, \mathfrak{m}(k+n-1)} \\ &= j_1 \cdot \Delta v_{g,k} + j_2 \cdot \Delta v_{g,k+1} + \dots + j_n \cdot \delta v_{g,k-1} \end{aligned} \quad (3.20)$$

(Où $\mathfrak{m}(k) = \text{mod}(k, n)$.)

Pour l'ensemble des points de l'induction B , on dispose alors du système d'équations (3.21), qui admet les deux représentations matricielles présentées à droite et à gauche de (3.22).

$$\begin{cases} \Delta B_1 = j_1 \cdot \Delta v_{g,1} + j_2 \cdot \Delta v_{g,2} + \dots + j_n \cdot \Delta v_{g,n} \\ \Delta B_2 = j_1 \cdot \Delta v_{g,2} + j_2 \cdot \Delta v_{g,3} + \dots + j_n \cdot \Delta v_{g,1} \\ \dots \\ \Delta B_n = j_1 \cdot \Delta v_{g,n} + j_2 \cdot \Delta v_{g,1} + \dots + j_n \cdot \Delta v_{g,n-1} \end{cases} \quad (3.21)$$

$$\begin{bmatrix} \Delta v_{g,1} & \Delta v_{g,2} & \dots & \Delta v_{g,n} \\ \Delta v_{g,2} & \Delta v_{g,3} & \dots & \Delta v_{g,1} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \Delta v_{g,n} & \Delta v_{g,1} & \dots & \Delta v_{g,n-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j_1 \\ j_2 \\ \dots \\ j_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta B_1 \\ \Delta B_2 \\ \dots \\ \Delta B_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j_1 & j_2 & \dots & j_n \\ j_n & j_1 & \dots & j_{n-1} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ j_2 & j_3 & \dots & j_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta v_{g,1} \\ \Delta v_{g,2} \\ \dots \\ \Delta v_{g,n} \end{bmatrix} \quad (3.22a)$$

$$(\Delta v_g) \times J = \Delta B = (J) \times \Delta v_g \quad (3.22b)$$

La représentation $(\Delta v_g) \times J$ (Δv_g matriciel, J vectoriel) permet d'estimer, à partir des résultats de deux itérations successives, le jeu des coefficients j_k correspondant au point de travail actuel (3.23).

$$J^{(k)} = (\Delta v_g^{(k)})^{-1} \times (B^{(k)} - B^{(k-1)}) \quad (3.23)$$

Ces coefficients j_k vont nous permettre de constituer notre approximation de la Jacobienne de F . Pour cela, on les répartit dans une matrice comme présenté en (3.22a). Ensuite, on considère que cette Jacobienne approximative, formée autour des petites variations entre les itérations (k) et ($k - 1$), sera suffisamment conservée pour passer à l'itération ($k + 1$). De plus, comme on souhaite que l'induction $B^{(k+1)}$ soit égale à B_{ref} , la représentation $(J) \times \Delta v_g$ (J matriciel, Δv_g vectoriel) devient (3.24).

$$\Delta v_g^{(k+1)} = (J^{(k)})^{-1} \times (B_{ref} - B^{(k)}) \quad (3.24)$$

On peut ici réécrire les équations (3.23) et (3.24) pour exprimer notre fonction objectif ce qui amène respectivement à (3.25a) et (3.25b). Cette dernière correspond à l'équation (3.19).

$$J_{FB}^{(k)} = (\Delta v_g^{(k)})^{-1} \times [F_B(v_g^{(k)}) - F_B(v_g^{(k-1)})] \quad (3.25a)$$

$$\Delta v_g^{(k+1)} = (J_{FB}^{(k)})^{-1} \times F_B(v_g^{(k+1)}) \quad (3.25b)$$

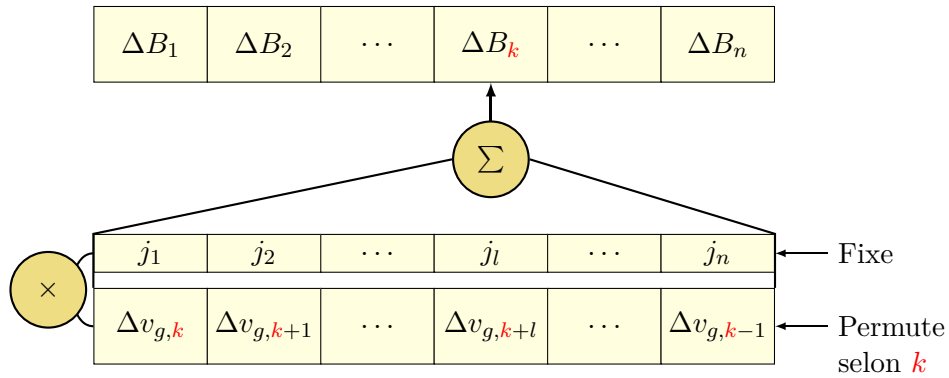


FIGURE 3.9 – Illustration de l'hypothèse utilisée pour déterminer une Jacobienne approchée : on suppose que chaque point de ΔB est une combinaison linéaire de l'ensemble des éléments de Δv_g dont les coefficients se répartissent de façon cyclique grâce à la périodicité des signaux.

3.4. APPLICATION DE LA MÉTHODE DE BROYDEN AU CONTRÔLE DE L'INDUCTION MAGNÉTIQUE

Les résultats expérimentaux concernant le contrôleur présenté dans la section précédente seront détaillés en section 3.5. Certaines limitations ont amené au développement de la variante présentée ci-dessous.

3.4.1. Méthode de Broyden

La méthode de Broyden appartient à la classe des méthodes dites « quasi-Newton », c'est-à-dire des algorithmes de recherche de zéro qui améliorent le point considéré selon la même équation (3.15) que la méthode de Newton, mais en évitant le calcul direct de la Jacobienne. Cette dernière va être approximée de façon mathématiquement raisonnable. Le recours à de telles méthodes peut être justifié soit par l'incapacité à calculer exactement cette Jacobienne (ce qui est le cas ici), soit par le coût calculatoire trop élevé. Le principe, étayé par des démonstrations mathématiques [141], prévoit d'améliorer itérativement une estimation de la Jacobienne J_f , en parallèle de la recherche du zéro x_z .

Pour cela, la méthode considère une approximation $b^{(k)}$ (à l'itération (k)) de la Jacobienne, selon (3.26).

$$b^{(k)} = b^{(k-1)} + \frac{(y^{(k)} - b^{(k-1)} s^{(k)}) (s^{(k)})^T}{(s^{(k)})^T s^{(k)}} \quad (3.26)$$

(Où $y^{(k)} = f(x^{(k)}) - f(x^{(k-1)})$ et $s^{(k)} = x^{(k)} - x^{(k-1)}$.)

Cette approximation étant itérative, une estimation initiale $J^{(0)}$ doit être choisie pour pouvoir résoudre la première itération. En l'absence d'information sur la fonction, la matrice identité I_n est un choix classique, pondérée au besoin. Par ailleurs, l'expression (3.26) fait intervenir les valeurs de la fonction objectif sur deux itérations consécutives (dans le terme $y^{(k)}$). L'amélioration de la Jacobienne ne peut alors être effectuée qu'à partir de la 3^{ème} itération ($i = 2$).

Lorsqu'on ramène (3.26) dans le cadre d'une fonction unidimensionnelle et monovariante, cela équivaut à approximer la dérivée de la fonction (3.27) par la droite entre deux points successifs ; cette méthode existe sous le nom de méthode de la sécante [142].

$$f'(x^{(k)}) = \frac{f(x^{(k)}) - f(x^{(k+1)})}{x^{(k)} - x^{(k+1)}} \quad (3.27)$$

Une version alternative de cette méthode existe, qui fait évoluer non plus une estimation de la Jacobienne $b^{(k)}$, mais une estimation de son inverse $h^{(k)} = (b^{(k)})^{-1}$ (3.28). Cette version, illustrée en figure 3.10, est traditionnellement appelée « *Bad Broyden Method* », en opposition à la précédente dénommée « *Good Broyden Method* »).

$$h^{(k)} = h^{(k-1)} + \frac{(s^{(k)} - h^{(k-1)} y^{(k)}) (y^{(k)})^T}{(y^{(k)})^T y^{(k)}} \quad (3.28)$$

Cette modification permet d'éviter la résolution d'un système linéaire (de type $Ax = b$) pour le calcul du terme $J_f(x^{(k)})^{-1} \cdot f(x^{(k)})$ (de l'équation (3.15)), opération algorithmiquement coûteuse, donc pouvant s'avérer longue si les dimensions de la matrice sont grandes.

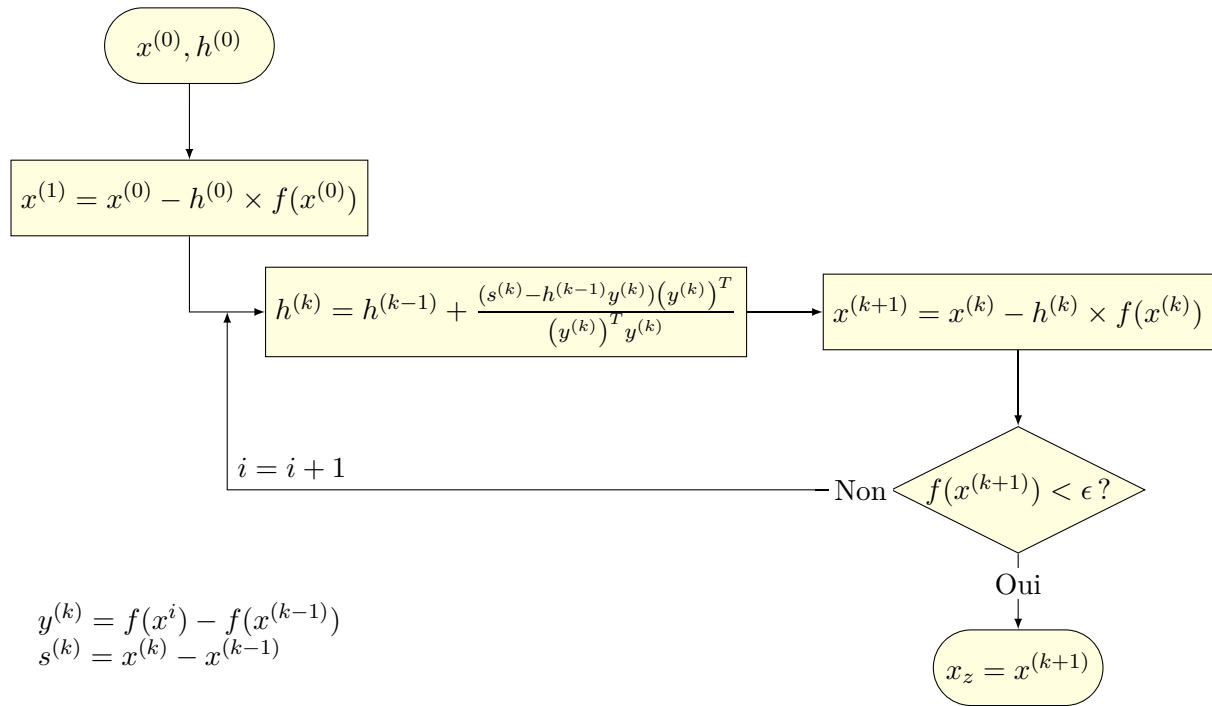


FIGURE 3.10 – Schéma bloc de la méthode de « Bad » Broyden

3.4.2. Adaptation au contrôle de l'induction magnétique

3.4.2.1. Principe

L'application de la méthode de Broyden au contrôle de l'induction magnétique suit un processus similaire à celui de la section 3.3.2. Le système général (présenté en section 3.3.2.1 précédente) ne change pas, c'est-à-dire que notre fonction objectif prend toujours en entrée la tension du générateur v_g et fournit en sortie une image de l'erreur sur l'induction magnétique. Néanmoins, le choix de la fonction objectif dans l'application de la méthode de Newton-Raphson anticipait les hypothèses et manipulations de la section 3.3.2.4. En se dispensant de ces hypothèses, on obtient un peu plus de liberté dans la spécification de notre fonction objectif, même si la fonction F_B (3.18) demeure un choix valide.

Par exemple, et selon le principe que contrôler dB/dt équivaut à contrôler B , la fonction (3.29) est envisageable, et fournit un contrôle plus strict de la forme de l'induction magnétique.

$$F_{dB}(v_g) = \frac{\left(\frac{dB}{dt}\right)(v_g) - \left(\frac{dB}{dt}\right)_{ref}}{\left(\frac{dB}{dt}\right)_{ref}} \quad (3.29)$$

Il est également possible d'aller plus loin et, à l'instar des contrôleurs proportionnel-intégral qui corrigent la tension à la fois à l'aide de l'erreur sur l'induction magnétique et celle sur sa dérivée, concaténer verticalement les deux fonctions évoquées (3.30). Dans ce cas, on obtient une fonction de dimensions $2n \times 1$.

$$F_{Dual}(v_g) = \begin{bmatrix} F_B(v_g) \\ F_{dB}(v_g) \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

3.4.2.2. Jacobienne

Comme énoncé en section 3.4.1, il est nécessaire de choisir une valeur initiale de la Jacobienne, ou de son inverse dans le cas de (3.28). Ici, la matrice identité pondérée par un coefficient λ (c'est-à-dire $J^{(0)} = \lambda \times I_n$) sera utilisée, en l'absence de meilleure estimation.

Dans le cadre de la caractérisation magnétique, il est nécessaire de commencer par une première itération d'amplitude raisonnable afin d'assurer que l'induction magnétique ne dépasse pas sa valeur pic. La première itération prend la forme (3.31), qui est équivalente à un contrôleur proportionnel de gain λ .

$$v_g^{(1)} = v_g^{(0)} - \lambda \times F(x^{(0)}) \quad (3.31)$$

Afin de mettre notre erreur F à l'échelle de la tension d'entrée, on va choisir comme coefficient λ l'amplitude initiale de la tension $\widehat{v_g^{(0)}}$.

Ce choix est motivé par l'absence de paramètre à ajouter au contrôle; en revanche, cela renforce l'importance du choix de la tension d'excitation initiale puisque l'impact de la valeur initiale sur la Jacobienne subsiste tout au long du contrôle. Notamment, une tension élevée peut agir de façon similaire à un gain trop important dans un contrôleur PI, et introduire des oscillations en sur-corrigeant les erreurs. A l'inverse, une tension trop faible fait commencer le système loin de son état (magnétique) souhaité, et la Jacobienne sera initialement améliorée sur des changements qui ne sont pas représentatifs de cet état, ce qui peut ralentir le contrôle, introduire des distorsions ou conduire à des trajectoires non désirées.

On peut noter que, dans le cas de la fonction objectif F_{Dual} (3.30), la Jacobienne est de taille $2n \times n$, et est initialisée selon l'équation suivante :

$$(J_{Dual}^{(0)})^{-1} = \widehat{v_g^{(0)}} \cdot \begin{bmatrix} I_n \\ I_n \end{bmatrix} \quad (3.32)$$

3.4.2.3. Spécificité de l'adaptation

En pratique, une légère variation a dû être apportée au déroulement de la figure 3.10. En effet, les tests initiaux du contrôleur se sont révélés instables dans les premières itérations, et des déformations chaotiques apparaissaient. L'observation a mené à la conclusion que les non-linéarités du système magnétique étaient trop importantes : à partir d'un état donné, la méthode de Broyden vise à atteindre directement l'objectif, c'est-à-dire $B(t) = B_{ref}(t)$. Or, pour des niveaux d'induction non négligeables, l'état magnétique du système change très fortement entre l'état de départ (zone linéaire) et celui de fin.

Le processus décrit plus haut était alors trop abrupt. Pour le ralentir, on introduit un facteur $\alpha = 0.5$ qui va venir freiner la progression, selon (3.33).

$$x^{(k+1)} = x^{(k)} - \alpha H^{(k)} \times f(x^{(k)}) \quad (3.33)$$

Dans des cas linéaires (à faible niveau d'induction notamment), un tel coefficient va venir ralentir le contrôle. Néanmoins, dans le cas général, ce freinage permet une meilleure prise en compte de l'évolution de l'état magnétique du système, et améliore la stabilité.

Le terme α est maintenu constant et égal à 0.5. Des variations ont été testées, sans révéler une relation explicite entre sa valeur et le temps de convergence. Notamment, dans des cas instables, diminuer α ne permet pas de résoudre la non-convergence. Et, sauf dans les cas linéaires, l'augmenter réintroduisait les problèmes d'instabilité évoqués ci-dessus.

3.4.2.4. Adaptation en 2 dimensions et prise en compte des couplages

La flexibilité sur le choix de la fonction objectif de notre application de la méthode de Broyden permet de prendre en compte les couplages entre les deux canaux d'excitation X et Y. Pour cela, il faut alors que notre fonction objectif implique une dépendance de B_y à $v_{g,x}$ et de B_x à $v_{g,y}$.

Prise en compte des couplages

Pour permettre cette dépendance, notre variable d'entrée sera donc choisie comme la concaténation verticale des vecteurs de tensions $v_{g,x}$ et $v_{g,y}$ (3.34), et sera injectée dans une fonction objectif concaténant les fonctions objectifs sur les deux voies (3.35).

$$v_{g,c} = \begin{bmatrix} v_{g,x} \\ v_{g,y} \end{bmatrix} \quad (3.34)$$

$$F_{B|dB|Dual,c} = \begin{bmatrix} F_{B|dB|Dual,x}(v_{g,c}) \\ F_{B|dB|Dual,y}(v_{g,c}) \end{bmatrix} \quad (3.35)$$

(Où $F_{B|dB|Dual}$ correspond à une des fonctions F_B ou F_{dB} ou F_{Dual} .)

La Jacobienne initiale doit également être modifiée pour s'adapter à la nouvelle taille des variables et de la fonction objectif. On fait le choix de ne pas injecter de couplage dans cette Jacobienne initiale, selon l'hypothèse que l'influence de la tension d'une voie (exemple $v_{g,x}$) sur l'induction magnétique de cette même voie (B_x) est nettement supérieure à celle de la tension de l'autre voie ($v_{g,y}$) sur cette même induction (B_x).

Une synthèse des différentes utilisations de la méthode de Broyden est proposée en tableau 3.1.

Contrôle Objectif	1D (ou 2D Indépendant)		2D Couplé	
	B ou dB	$Dual$	B ou dB	$Dual$
Variable	$v_{g,x y}$	$v_{g,x y}$	$\begin{bmatrix} v_{g,x} \\ v_{g,y} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} v_{g,x} \\ v_{g,y} \end{bmatrix}$
(dimensions)	$n \times 1$	$n \times 1$	$2n \times 1$	$2n \times 1$
Fonction objectif	$F_{B dB}(v_{g,x y})$	$F_{Dual}(v_{g,x y})$	$\begin{bmatrix} F_{B dB}(v_{g,x}) \\ F_{B dB}(v_{g,y}) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} F_{Dual}(v_{g,x}) \\ F_{Dual}(v_{g,y}) \end{bmatrix}$
(dimensions)	$n \times 1$	$2n \times 1$	$2n \times 1$	$4n \times 1$
Jacobienne initiale	$\widehat{v_g^{(0)}} \cdot I_n$	$\widehat{v_g^{(0)}} \cdot \begin{bmatrix} I_n \\ I_n \end{bmatrix}$	$\widehat{v_g^{(0)}} \cdot \begin{bmatrix} I_n & 0 \\ 0 & I_n \end{bmatrix}$	$\widehat{v_g^{(0)}} \cdot \begin{bmatrix} I_n & I_n & 0 & 0 \\ 0 & 0 & I_n & I_n \end{bmatrix}$
(dimensions)	$n \times n$	$2n \times n$	$2n \times 2n$	$2n \times 4n$

TABLE 3.1 – Récapitulatif des différentes variations de l'application proposées de la méthode de Broyden. $F_{B|dB}$ correspond à « F_B ou F_{dB} » et $v_{g,x|y}$ à « $v_{g,x}$ ou $v_{g,y}$ ».

Comparaison à d'autres contrôleurs

Les méthodes de Newton rendent cette adaptation simple : en modifiant la fonction objectif, on modifie le problème que l'on demande au contrôleur de résoudre. Pour d'autres types de contrôleurs, cette modification peut être plus compliquée. Dans le cas du correcteur PI, notamment, ajouter les couplages multiplie les gains ; on peut en effet utiliser une équation comme (3.36) (on définit $\delta(s)$ qui représente l'erreur sur le signal s) :

$$v_{g,x}^{(k+1)}(t) = v_{g,x}^{(k)}(t) + \alpha_{xx}\delta_{B_x} + \alpha_{yx}\delta_{B_y} + \beta_{xx}\delta_{(dB/dt)_x} + \beta_{yx}\delta_{(dB/dt)_y} \quad (3.36)$$

Un réglage empirique des gains, comme il a été appliqué pour le contrôleur PI dans les sections 3.5.2 et section 3.5.3 devient alors beaucoup trop fastidieux. En revanche, il est possible de se servir de l'équation du circuit en prenant en compte les inductances mutuelles entre chacun des axes [104], qui peuvent être mesurées en l'absence d'échantillon. Il est cependant nécessaire de garder à l'esprit que le couplage est également fonction des propriétés magnétiques de l'échantillon, et que les gains pré-calculés avec les valeurs des inductances mutuelles peuvent nécessiter des ajustements. On peut noter que les contrôleurs prévus pour des bancs triphasés répondent forcément cette problématique des couplages, au travers de la conversion depuis le repère triphasé des tensions vers la décomposition du vecteur \vec{B} entre ses composantes sur X et Y.

3.4.3. Comparaison à la littérature

Comme cité en section 3.2.1.5, l'application d'algorithme de recherche de zéro peut se retrouver dans la littérature [133]. En l'occurrence, il s'agissait de l'application d'une méthode dérivée de celle de Broyden, modifiée par [143] pour améliorer la convergence. Une phase de recherche linéaire (choix d'une direction et d'un pas de descente) est ajoutée dans cette variation, afin d'améliorer les propriétés de convergence de l'algorithme (une convergence globale et super-linéaire est démontrée dans certaines conditions, ne couvrant probablement pas le cas d'un système magnétique).

Si le principe de la méthode proposée ci-dessus et de celle développée dans [133] sont très semblables, les différences dans l'application restent fondamentales. La seconde se distingue notamment par :

Inversion : Elle est basée sur la version « *Good Broyden* » de l'algorithme (3.26), qui nécessite l'inversion de la Jacobienne à chaque itération. Si le nombre de points par période est élevé, le temps de calcul nécessaire pour l'inversion devient important (jusqu'à plusieurs secondes).

Fonction objectif : La fonction objectif utilisée était uniquement $f = \left(\frac{dB}{dt}\right) - \left(\frac{dB}{dt}\right)_{ref}$.

Paramètres : L'introduction de la recherche linéaire amène 5 nouveaux paramètres dépourvus de sens physique évident. S'il s'agit d'autant de leviers d'action possibles pour améliorer la convergence, cela rend la prise en main du contrôle plus délicate.

3.5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DES MÉTHODES PROPOSÉES

3.5.1. Détails de l'implémentation

3.5.1.1. Indicateurs

Puisque l'objectif du contrôle est d'obtenir une induction magnétique correspondant à une forme de référence, une métrique de « bonne forme » doit être définie. Pour juger de l'amplitude du signal, il est généralement admis d'utiliser directement l'erreur sur la valeur crête (3.37).

$$e_A(s, s_{ref}) = \frac{\hat{s} - \widehat{s_{ref}}}{\widehat{s_{ref}}} \quad (3.37)$$

(où s est un signal périodique, s_{ref} un signal (périodique) de référence, et $\hat{\cdot}$ représente l'amplitude d'un signal.)

Pour la forme, la question est un peu plus délicate : les indicateurs de forme sont par nature ambigus, puisque l'on représente par un seul nombre l'état d'un vecteur. Différents signaux peuvent alors correspondre à une même valeur d'indicateur, et cette subjectivité a entraîné l'utilisation de divers indicateurs. Ceux dont il est question dans la suite sont présentés dans le tableau 3.2. Les normes [114, 115] préconisent d'obtenir un facteur de forme de la tension induite (FF, défini tel que (3.38)) valant celui du signal de référence à 1 % près ($\pi/\sqrt{8} = 1.1107$ pour un sinus).

Lorsque l'objectif est d'atteindre un signal sinusoïdal, cet indicateur est particulièrement aveugle à la présence d'harmoniques, et le taux de distorsion harmonique (THD, (3.39)) lui est souvent préféré [6, 118], car il correspond à un critère plus strict.

D'autres indicateurs peuvent être utilisés, comme l'erreur quadratique moyenne $MSE(s, s_{ref})$ (3.40), le facteur de dissimilarité de Pearson $d_{Pearson}(s, s_{ref})$ (3.42), etc.

Dans les tests qui vont être présentés, trois indicateurs sont employés en parallèle : l'erreur sur l'amplitude de l'induction $B(t)$, et les erreurs sur le THD et le facteur de forme de la dérivée de l'induction $dB/dt(t)$. La forme de l'induction est moins significative que celle de sa dérivée [122], notamment parce qu'il s'agit d'un critère moins strict : le bruit sur la dérivée (donc sur la tension induite mesurée dans les bobines) est filtré par l'intégration, alors qu'il rentre en compte lors du calcul des pertes ($W[J/m^3] = \int_T H(t) \cdot (dB/dt)(t) \cdot dt$).

Le tableau 3.3 fait la synthèse de ces indicateurs. Les seuils sont arbitrairement fixés à 0.5 %, 3 % et 0.5 %. Comme dit précédemment, le THD est un critère plus strict que le facteur de forme ; ce dernier est néanmoins considéré pour assurer d'être dans des conditions réalistes par rapport

Indicat.	FF	THD	MSE	$r_{Pearson}$	$d_{Pearson}$
Équation	(3.38)	(3.39)	(3.40)	(3.41)	(3.42)
Formule	$\frac{\sqrt{\langle s^2 \rangle}}{\langle s \rangle}$	$\frac{\sum_{i=2}^n S_i^2}{S_1}$	$\frac{\sqrt{\langle (s_{ref} - s)^2 \rangle}}{\sqrt{\langle (s_{ref})^2 \rangle}}$	$\frac{\sum_n (s - \langle s \rangle) \times (s_{ref} - \langle s_{ref} \rangle)}{\sqrt{\sum_n (s - \langle s \rangle)^2 \cdot \sum_n (s_{ref} - \langle s_{ref} \rangle)^2}}$	$\frac{1 - r_{Pearson}}{2}$

TABLE 3.2 – Présentation de différents indicateurs de forme possibles.

Notations utilisées : $\langle \cdot \rangle = \frac{1}{T} \int_T \cdot dt$ représente la moyenne d'un signal périodique sur une période ; S_i représente l'amplitude du $i^{\text{ème}}$ harmonique du signal s , S_1 étant le fondamental.

Indic.	Amplitude	THD	FF
Formule	$e_A(B, B_{ref})$	$THD\left(\left(\frac{dB}{dt}\right)\right) - THD\left(\left(\frac{dB}{dt}\right)_{ref}\right)$	$\frac{FF\left(\left(\frac{dB}{dt}\right)\right) - FF\left(\left(\frac{dB}{dt}\right)_{ref}\right)}{FF\left(\left(\frac{dB}{dt}\right)_{ref}\right)}$
Seuil	0.5 %	3 %	0.5 %
Norme	? %	N/A	1 %

TABLE 3.3 – Récapitulatif des indicateurs utilisés pour détecter la fin du contrôle et valeurs seuil choisies pour la convergence.

aux standards de caractérisation. Dans les faits, le THD est le dernier critère de convergence à être atteint dans la quasi-totalité des cas.

Dans le cas 2D, les indicateurs sont calculés indépendamment sur les deux directions (X et Y). Les seuils doivent être respectés sur chacun des axes pour que le contrôle soit considéré comme réussi.

3.5.1.2. Filtrage

Les signaux de mesure ne doivent jamais être filtrés, sous peine de perdre de l'information sur les grandeurs magnétiques présentes dans le circuit. En revanche, il est envisageable de filtrer la tension envoyée dans le système pour éviter d'injecter du bruit, qui peut ralentir ou déstabiliser la convergence. Mais il ne faut pas créer l'effet inverse : si la tension d'entrée v_g idéale est déformée par le filtre, cela peut également ralentir ou empêcher la convergence.

Les contrôleurs proposés ont effectivement tendance à ajouter un bruit de faible amplitude et de fréquence très supérieure à celle du signal souhaité (plus de 100 fois supérieure). Pour compenser cela, on applique un filtrage numérique à la mise-à-jour de la tension $v_g^{(k+1)}$ avant de la transmettre au générateur.

Le filtre implémenté est un filtre de Savitzky-Golay. Ce type de filtre présente à la fois un gain très stable et aucun déphasage dans sa bande passante, ce qui permet une excellente conservation du signal [144]. De plus, comme son atténuation (hors bande) est modérée, les pics sont bien conservés [145].

Le principe de ce filtre est illustré en figure 3.11, dans le cas d'un signal échantillonné avec un pas constant. Pour un point x_k donné, une fenêtre de $2M+1$ points centrée sur x_k va être observée (voir figure 3.11), et on calcule le polynôme $p(u) = \sum_{n=0}^N a_n \cdot u^n$ d'ordre N approximant le mieux (au sens des moindres carrés) les $2M+1$ points de la fenêtre. L'ordonnée s_k correspondant à x_k va être remplacée par la valeur du polynôme au point correspondant : comme la fenêtre est centrée (x_k correspond à $u = 0$) cette valeur est égale au coefficient constant a_0 du polynôme. Le processus est ensuite répété pour le point x_{k+1} suivant, etc.

Les hypothèses utilisées (fenêtre centrée, pas constant) permettent de diminuer drastiquement le coût algorithmique du filtrage, car le calcul de a_0 se fait par combinaison linéaire avec des coefficients pré-calculés selon les valeurs N et M .

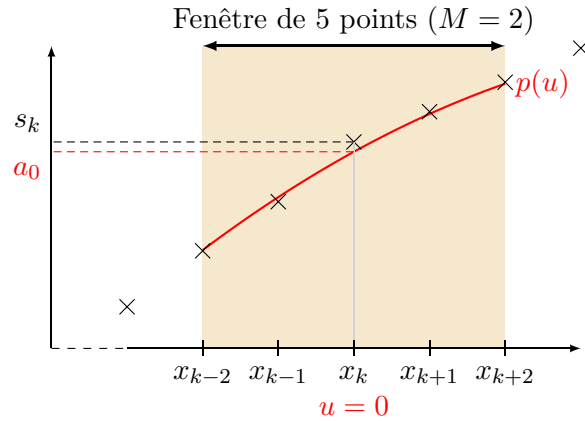


FIGURE 3.11 – Illustration du principe du filtre de Savitzky-Golay. Un signal $s(t)$ est échantillonné avec un pas constant, ce qui fournit un vecteur $s = [s_1, s_2, \dots, s_n]^T$ correspondant à des points $x = [x_1, x_2, \dots, x_n]^T = [1, 2, \dots, n]^T$. Pour une fenêtre de 5 points, on calcule le polynôme $p(u)$ approximant le mieux son contenu.

La fréquence de coupure de ce filtre peut être approximée par (3.43a) sous les conditions $M > 25$ et $N < M$ [144].

$$f_c \approx n \cdot f \cdot \frac{N + 1}{3.2M - 4.6} \quad (3.43a)$$

$$f_c \approx n \cdot f \cdot \frac{3}{3.2 \frac{n}{h_{max}} - 4.6} \approx f \cdot \frac{3h_{max}}{3.2} \approx h_{max} \cdot f \quad (3.43b)$$

Notre mesure consiste en un vecteur de n points, correspondant à une unique période d'un signal de fréquence f dont on souhaite conserver les harmoniques de rang 1 à h_{max} . Autrement dit, on souhaite que le filtre ait une fréquence de coupure égale à $h_{max} \cdot f$. Pour ce faire, on choisit une fenêtre de largeur $2n/h_{max} + 1$ points ($M = n/h_{max}$), et un degré polynomial N de 2, ce qui permet d'approximer l'ordre de grandeur de la fréquence de coupure par (3.43b) : l'objectif est atteint (à condition que n/h_{max} soit très supérieur à 1).

Le choix de filtre a été motivé par la meilleure conservation des pics qui peuvent apparaître sur la tension dans des conditions très saturées (1D) ou pour un échantillon à forte anisotropie (2D). Néanmoins, aucune comparaison détaillée de différents filtres (filtre FFT idéal, passe-bas classique, etc.) n'a été réalisée, si ce n'est une comparaison visuelle sur des cas isolés. Une étude de l'influence de l'action de ce filtrage est proposée en section 3.5.3.6.

3.5.1.3. Synchronisation

La section 3.2.3.1 abordait les difficultés liées à la synchronisation. Dans les travaux présentés par la suite, une méthode simple est employée : l'harmonique fondamental de l'induction magnétique $B(t)$ mesurée est extrait par FFT. Ensuite, une permutation circulaire va être appliquée à l'ensemble des signaux mesurés de sorte à synchroniser le zéro du fondamental $B_1(t)$ à celui de la référence $B_{ref,1}(t)$. Comme ces signaux sont des sinusoides purs, le passage à zéro est sans équivoque, quelle que soit la forme réelle de $B(t)$.

3.5.2. Résultats 1D

3.5.2.1. Systèmes

Le système de caractérisation en régime alternatif, représenté en figure 3.12, correspond (pour ce qui est du matériel) à une voie du banc de caractérisation 2D (même amplificateur de puissance, même transformateur, etc). La quantité de données à mesurer est moindre : seule la tension générée v_g et la tension induite dans les bobines de B sont directement nécessaires au contrôle.

En revanche, là où la caractérisation 2D nous impose un inducteur spécifique et des échantillons adaptés, différents systèmes ont été testés en 1D. Notamment, nous avons utilisé un cadre Epstein normalisé (figure 3.13a), un cadre-une-bande (dans la suite SST pour *Single-Sheet-Tester*) non normalisé pouvant accepter des plaques de $100\text{ cm} \times 70\text{ cm}$ (figure 3.13b) et des tores de dimensions variées (figure 3.13c). Une telle diversité de systèmes permet de tester les performances du contrôleur dans des cas très différents et surtout d'en éprouver la robustesse et l'adaptabilité.

Nos systèmes correspondent aux cas suivants :

SST : Notre SST (non normalisé) présente un couplage modéré, ce qui entraîne une grande importance du flux dans l'air, et donc du terme en dH/dt ;

Cadre Epstein : Le cadre Epstein est réalisé (d'après la norme [114]) avec un très grand nombre de spires (700), ce qui permet de maximiser l'importance du terme inductif (en dB/dt), et ainsi de limiter la différence entre la forme de la tension imposée et celle de la dérivée de l'induction que l'on cherche à contrôler ;

Tores : Les tores sont des éléments présentant un excellent couplage mais un nombre de spires modéré (limité par la patience de l'opérateur), donc pour lesquels le terme résistif est de l'ordre du terme inductif.

Dans le cas du SST, la mesure du champ magnétique H se fait par une bobine PCB identique à celles utilisées dans le banc 2D. Pour le cadre Epstein et les tores, le courant i_{pri} est mesuré (au travers de la tension de shunt V_{sh}) et sera utilisé pour déduire la valeur du champ magnétique en appliquant le théorème d'Ampère selon l'hypothèse d'un couplage parfait et d'un champ homogène dans la section magnétique (3.44).

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum i_{enlacé} \Rightarrow H \cdot l = Ni \Rightarrow H = \frac{Ni}{l} \quad (3.44)$$

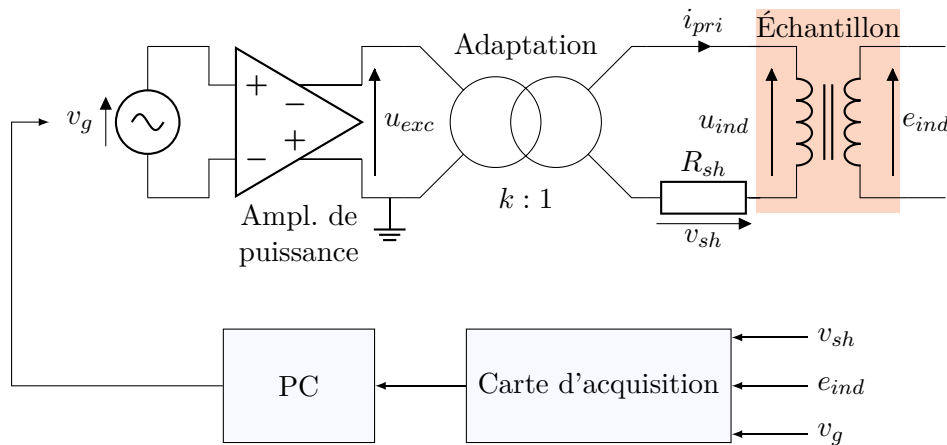


FIGURE 3.12 – Schéma du système de caractérisation 1D utilisé.

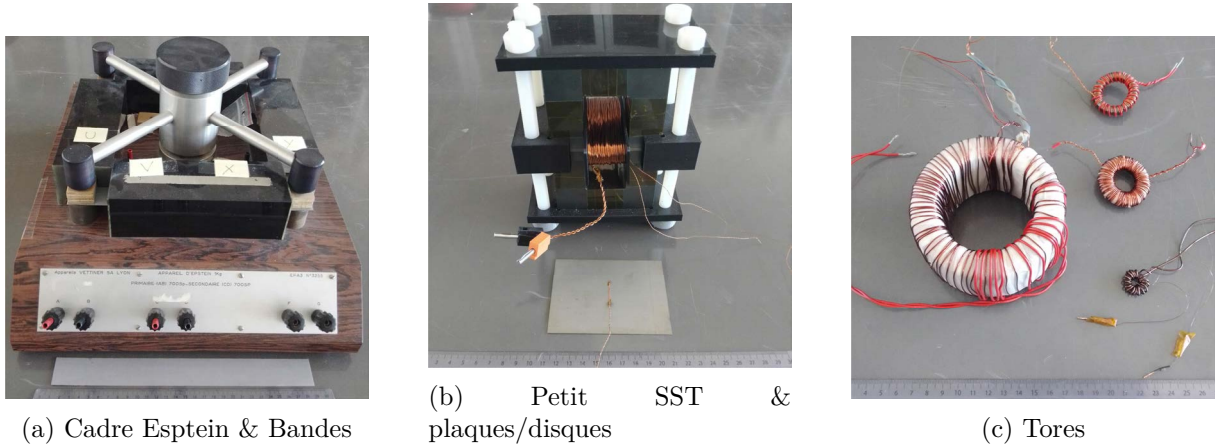


FIGURE 3.13 – Différents systèmes & échantillons utilisés dans le cas 1D

On note dans la figure 3.12 que notre amplificateur de puissance présente un gain linéaire négatif ($G = -7.2 \text{ V/V}$). Ce signe doit être pris en compte dans le contrôle, c'est-à-dire que la tension doit être retournée à deux moments : lors de la mesure, afin que la phase du v_g mesuré corresponde à celle de la tension appliquée sur l'inducteur ($G \times v_g$) et lors de la génération. Le premier retournement est évident en pratique, puisqu'un simple coup d'œil sur les différents signaux révèle si les phases correspondent ou non. Le second est en revanche inaccessible à l'utilisateur : on ne sait pas à quel point du signal généré correspond le signal mesuré. La figure 3.14 illustre le problème : si v_g n'est pas retourné avant la génération, la correction se retrouve appliquée avec un déphasage d'une demi-période par rapport à l'itération précédente, et donc sera alternativement aux lobes haut et bas, aboutissant à des oscillations autour des points opposés non-égaux de la tension d'excitation (c'est-à-dire tels que $v_g(t + T/2) \neq v_g(t)$)

3.5.2.2. Conditions de comparaison

Dans le cas 1D, jusqu'à trois algorithmes différents vont être comparés : l'application de la méthode de Newton présentée en section 3.3, nommée par la suite NR (Newton-Raphson), celle de la méthode de Broyden en section 3.4, nommée BB (Bad-Broyden), et un contrôleur proportionnel-intégral itératif appliqué à la dérivée dB/dt et correspondant à l'équation (3.45) ci-dessous, nommé PI.

$$v_g^{(k+1)}(t) = v_g^{(k)}(t) + \alpha \frac{B_{ref}(t) - B^{(k)}(t)}{\widehat{B_{ref}}} + \beta \frac{\left(\frac{dB_{ref}}{dt}\right)(t) - \left(\frac{dB^{(k)}}{dt}\right)(t)}{\left(\frac{dB_{ref}}{dt}\right)} \quad (3.45)$$

Les paramètres (α, β) de ce correcteur PI sont, dans chacun des cas proposés, empiriquement optimisés, c'est-à-dire que différents réglages sont essayés et seul le plus rapide est conservé. Cette pseudo-optimisation, appliquée ici pour donner une image objective, est très coûteuse en temps et n'est donc pas envisageable pour des mesures quotidiennes. Il est à noter que, sauf mention contraire, la même tension initiale est appliquée pour les différents algorithmes.

Cette tension initiale est construite à partir d'une forme $v(t)$ et d'une amplitude \widehat{V} . Cette dernière est sélectionnée arbitrairement, afin d'arriver à une amplitude de B valant approximativement la moitié ou les deux tiers de la valeur objectif, pour commencer le contrôle sur un échantillon dans sa zone linéaire [126]. Cela permet au contrôleur de commencer à corriger la forme de l'induction avant d'atteindre la saturation, et par la suite de compenser progressivement les changements liés à l'état magnétique du circuit.

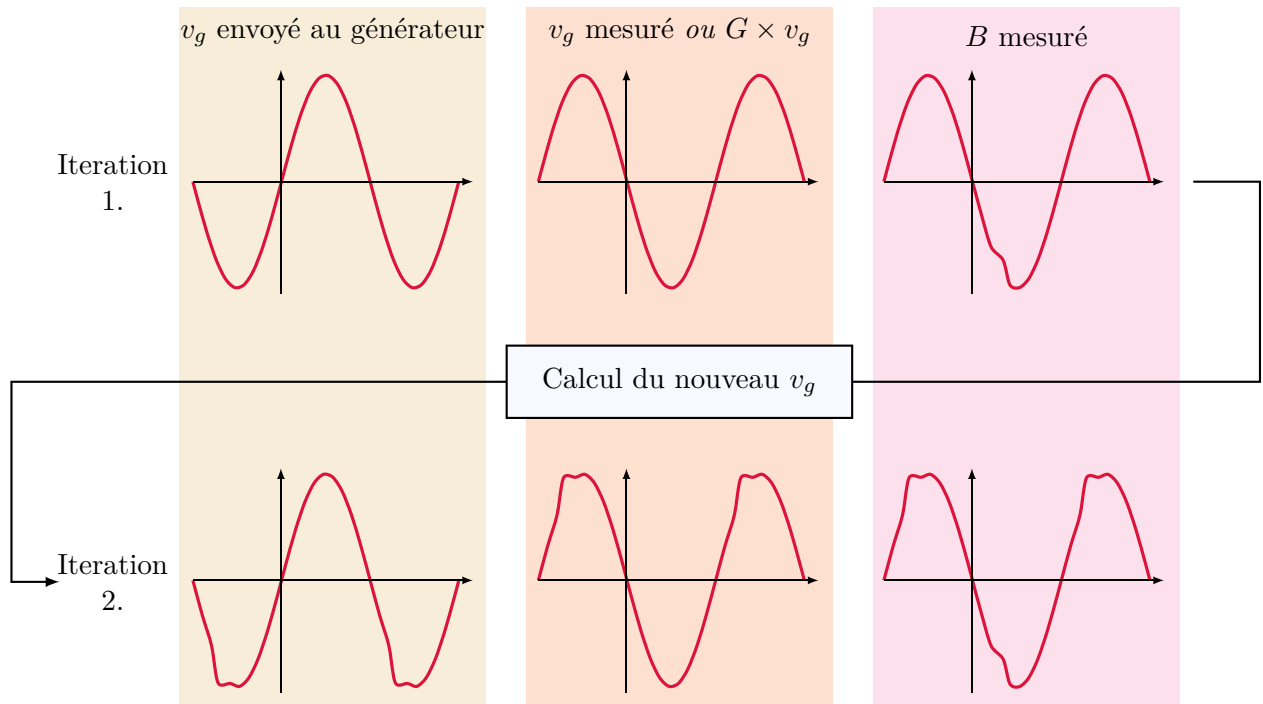


FIGURE 3.14 – Illustration de la nécessité d’inverser la tension calculée avant de la transmettre au générateur.

Sur la figure ci-dessus, on trouve : partie gauche, la tension calculée pour corriger la forme de B ; partie centrale, la tension v_g mesurée, qui a été retournée pour que sa phase corresponde à celle de la tension imposée sur l’inducteur ; partie droite, le signal B mesuré (la relation $B(v_g)$ est simplifiée pour l’exemple).

La forme de tension initiale appliquée est choisie identique à celle que l’on souhaite obtenir pour dB/dt . Comme la tension appliquée va se décomposer en termes proportionnels à $dB/dt(t)$, $H(t)$ et $dH/dt(t)$, et qu’on ne connaît pas au préalable les deux derniers, utiliser la forme de $(dB/dt)_{ref}$ est un point de départ raisonnable pour la plage de fréquence visée. Il serait moins approprié pour un circuit magnétique qui serait principalement résistif (prépondérance de $H(t)$) ou présentant un mauvais couplage et donc d’importantes fuites des lignes de champ dans l’air (prépondérance de $dH/dt(t)$).

3.5.2.3. Vitesse de calcul

Pour chacun des algorithmes, le temps dédié au calcul de la nouvelle forme d’onde est estimé. Cette durée est mesurée au sein du programme de pilotage du banc, et ne prend pas en compte tous les temps communs : affichage de l’état du système, communication avec les instruments, temps de mesures, etc. La moyenne de ces durées, sur des asservissements correspondant à une trentaine d’itérations, sont présentés en tableau 3.4.

Le contrôleur NR est notablement plus lent que les autres, puisqu’il comporte une inversion de matrice de taille considérable ($n \times n$ dont 2000×2000). On peut néanmoins noter que ces différents temps ne représentent pas la majorité de la durée de l’asservissement : les ordres de grandeur des étapes les plus coûteuses en temps sont présentés en tableau 3.5. Quel que soit le contrôleur utilisé, le calcul de la nouvelle tension reste nettement inférieur à celui de l’ensemble {Transfert + Mesure}.

Le contrôleur BB, qui évite cette inversion, nécessite dix fois moins de temps, et le contrôleur PI encore cent fois moins. Néanmoins, un temps de calcul par itération de l'ordre de 0.15 s (BB) est déjà suffisamment court pour être insignifiant à l'échelle du contrôle.

Méthode	$t_{moy}(s)$	$t_{STD}(s)$
PI	0.0027	± 0.006
BB	0.15	± 0.06
NR	1.2	± 0.2

TABLE 3.4 – Temps de calcul d'une itération par chacun des contrôleurs, pour un nombre de points par période $n = 2000$. La valeur moyenne t_{moy} de ce temps et son écart-type t_{STD} sont calculés sur une quarantaine d'itérations environ.

Tâche	Durée (s)	Détails
Transfert	2.9	Transfert de la nouvelle forme d'onde vers le générateur
Mesure	$\approx 1.0 + \frac{55}{f}$	Acquisition des données et transfert vers le PC (2000 points, 16 périodes)
Traitement	0.006	Moyennage, calcul des grandeurs physiques, synchronisation à la référence, etc.
Affichage	0.56	Tracé des différents signaux et indicateurs

TABLE 3.5 – Durées approximatives des principales étapes d'une itération de contrôle. Les durées sont moyennées sur 30 itérations. On note que le temps de mesure est fonction de la fréquence ; par exemple, il vaut 1.5 s et 11 s à 100 Hz et 5 Hz respectivement.

3.5.2.4. Contrôleur BB : Fonctions objectif

Trois fonctions objectifs ont été introduites en section 3.4.2.1. La première (F_B) se concentre sur le contrôle de B , la deuxième (F_{dB}) sur dB/dt , et la troisième (F_{Dual}) sur une combinaison des deux grandeurs. Intuitivement, cette dernière pourrait être plus performante, car on indique au contrôleur deux des principaux termes de l'équation du système. Néanmoins, comme ces termes sont dépendants l'un de l'autre, il est envisageable que cela sur-contraigne la résolution. Pour vérifier ce qu'il en est, le contrôle est réalisé sur un tore de Fer-Cobalt, pour différentes fréquences et sous une même induction de 1.7 T. Les résultats sont présentés en figure 3.15

Les performances de la fonction F_{Dual} s'avèrent remarquablement supérieures à celles des deux autres fonctions, ce qui confirme l'intuition précédente. En effet, pour cette fonction, le contrôle converge dans tous les cas où l'une des deux autres fonctions permet la convergence. La fonction F_B est plus adaptée aux cas basse-fréquence, et la fonction F_{dB} aux cas haute-fréquence. Pour des fréquences intermédiaires (20 à 50 Hz), les deux fonctions permettent la convergence, pour des tensions initiales différentes néanmoins (ce qui équivaut à nécessiter des gains différents).

Par la suite, seule la fonction F_{Dual} sera donc employée.

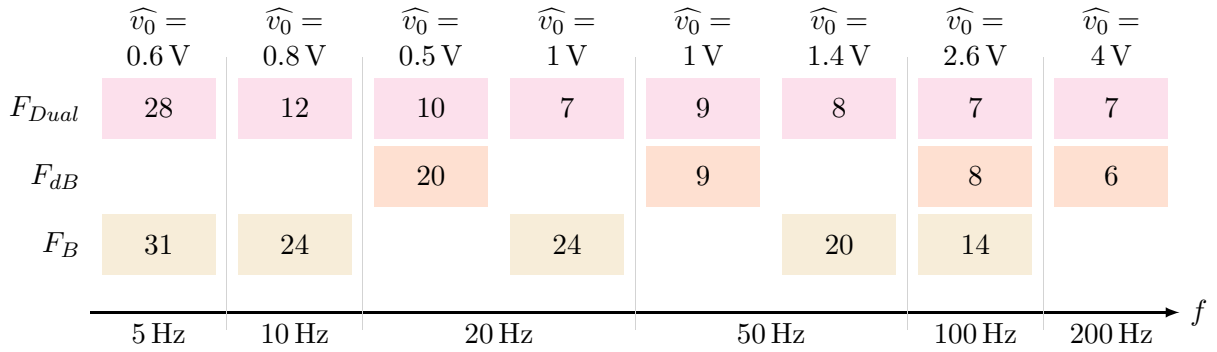


FIGURE 3.15 – Nombre d'itérations nécessaires pour la convergence selon la fonction objectif F_{obj} , la tension initiale V_0 et la fréquence f (contrôleur BB, $B = 1.7 \text{ T}$). Une absence de résultat dénote une absence de convergence.

3.5.2.5. Cas sinusoïdal, différents systèmes

Dans un premier temps, les contrôleurs P, NR et BB sont comparés sur les trois systèmes de la figure 3.13, pour les fréquences de 2 Hz et 50 Hz. La première permet d'illustrer un cas difficile, lié à un régime dynamique basse fréquence (sans toutefois être dans des conditions quasi-statiques), et la seconde le cas le plus classique de la fréquence réseau. Les points d'induction sont choisis de sorte à être dans un régime saturé : on s'assure que la perméabilité différentielle relative $\mu_{r,d} = \mu_0^{-1} \cdot dJ/dH$ soit comprise entre 20 et 30 aux extrémités du cycle. Les cycles d'hystérésis correspondants sont présentés en figure 3.16.

Le processus de convergence est illustré par l'évolution de l'erreur quadratique moyenne (MSE), définie en (3.40), selon les itérations. Les figures 3.17 à 3.19 comparent les résultats des différents algorithmes ; sur l'ensemble de ces figures, les marqueurs creux représentent un contrôle n'atteignant pas les objectifs du tableau 3.3, et les marqueurs pleins des contrôles réussis.

Ces informations sont complétées par une comparaison plus détaillée des contrôleurs (figure 3.20) sur l'échantillon de Fer-Silicium correspondant à la figure 3.18, pour diverses fréquences et deux niveaux d'induction.

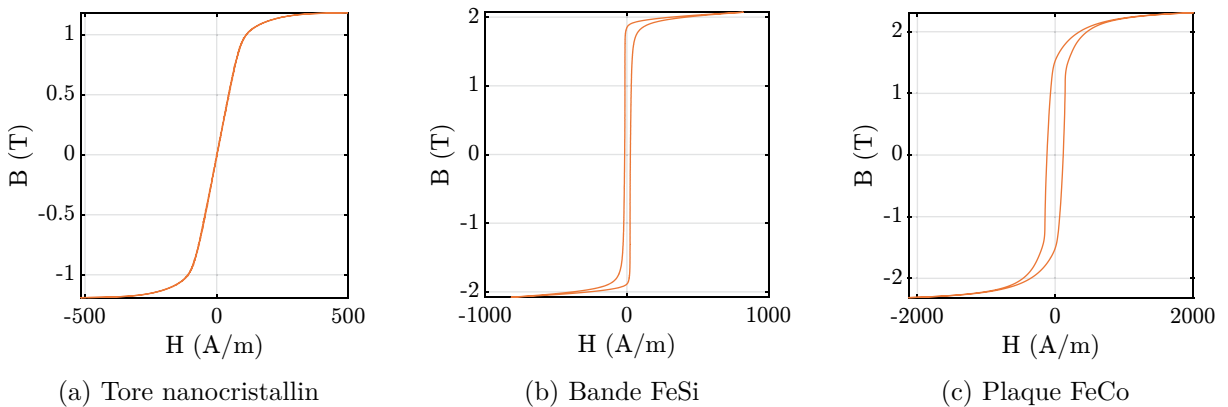


FIGURE 3.16 – Cycles d'hystérésis obtenus à 50 Hz, pour les échantillons utilisés dans la section 3.5.2.5.

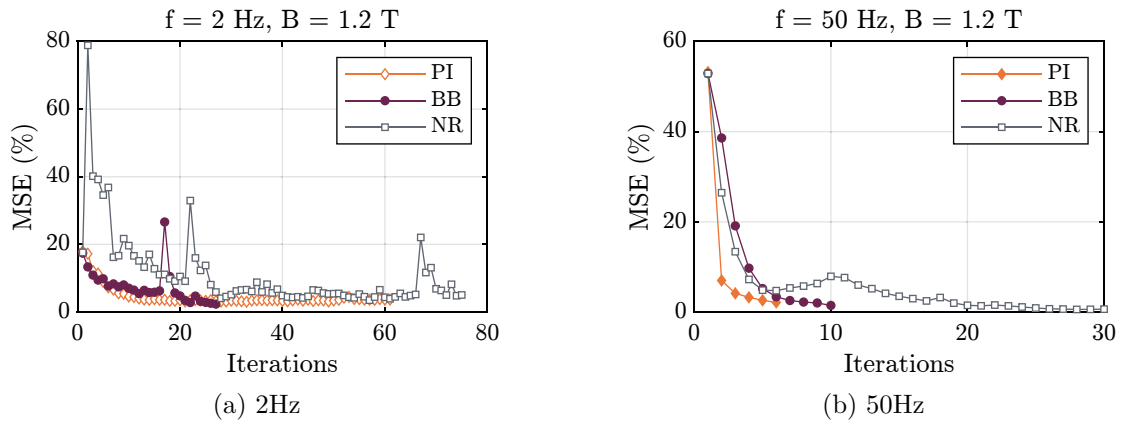


FIGURE 3.17 – Forme de convergence sur un tore nanocristallin ($B = 1.2 \text{ T}$) pour les différents contrôleurs, sous la forme de l’erreur quadratique moyenne (3.40) au fil des itérations. Les marqueurs utilisés sont creux si la convergence n’a pas réussi.

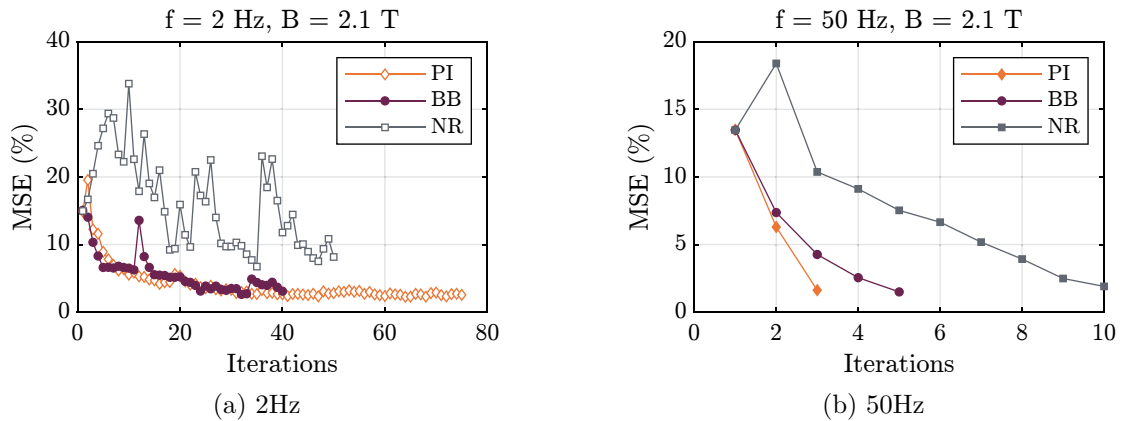


FIGURE 3.18 – Forme de convergence sur une bande FeSi ($B = 2.1 \text{ T}$) pour les différents contrôleurs, sous la forme de l’erreur quadratique moyenne (3.40) au fil des itérations. Les marqueurs utilisés sont creux si la convergence n’a pas réussi.

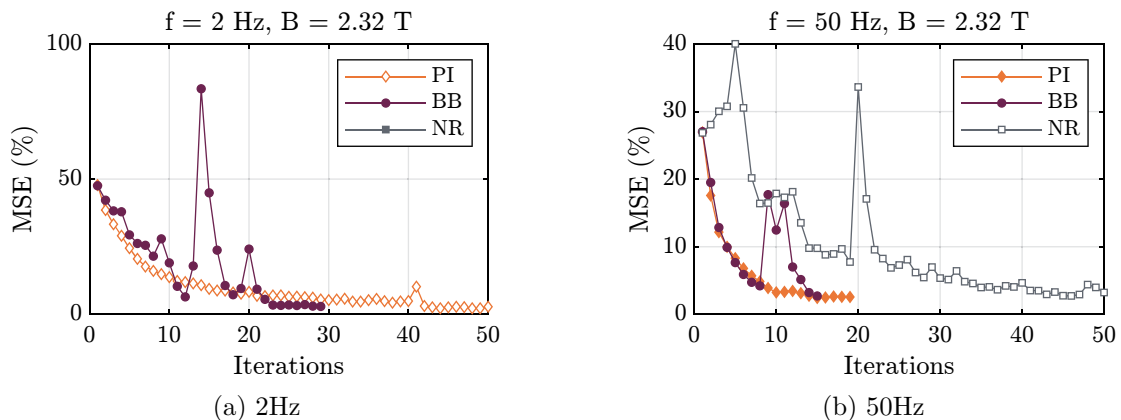


FIGURE 3.19 – Forme de convergence sur une plaque FeCo ($B = 2.32 \text{ T}$) pour les différents contrôleurs, sous la forme de l’erreur quadratique moyenne (3.40) au fil des itérations. Les marqueurs utilisés sont creux si la convergence n’a pas réussi.

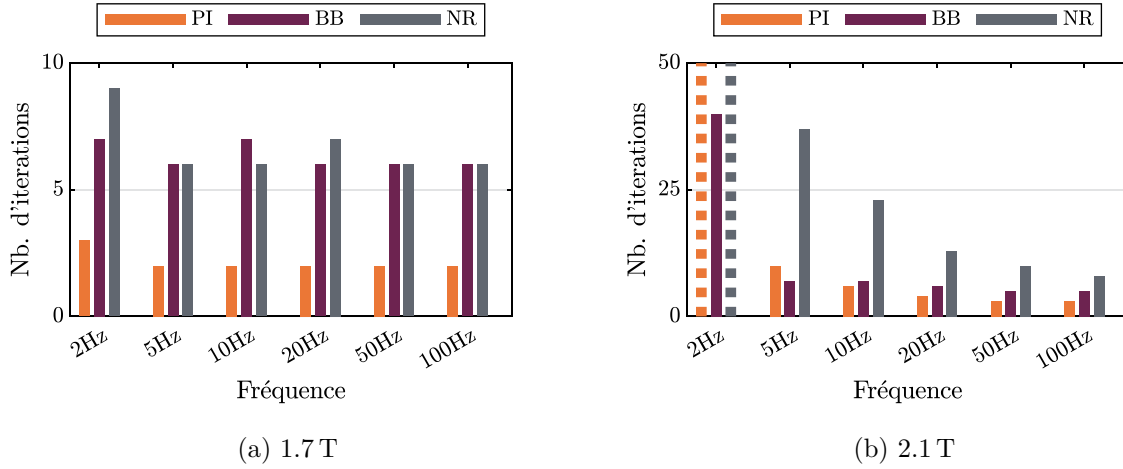


FIGURE 3.20 – Durée de la convergence des différents contrôleurs sur un échantillon de FeSi dans un cadre Epstein. Des lignes pointillées indiquent que la convergence n’a pas réussi.

Contrôleur NR

On s’aperçoit ainsi que le contrôleur NR est de loin le plus instable, et ne converge que dans le cas simple du cadre Epstein à 50 Hz. Il s’agit également du contrôleur ayant le comportement le plus erratique. Ces difficultés sont liées au très faible conditionnement de la Jacobienne approximée par (3.23), qui provient du mauvais conditionnement de la matrice de tensions $(\Delta v_g^{(k)})$ utilisée pour calculer cette Jacobienne. En effet, si on se réfère à l’équation (3.22), cette matrice comporte sur chaque ligne (et chaque colonne) l’ensemble des points de $v_g^{(k)}(t)$ sur une période. Or, les caractérisations étudiées ici se font en champ purement alternatif, sans biais continu. Par conséquent, la moyenne des différents signaux est nulle, et donc la somme des $v_{g,k}^{(k)}$ aussi. La somme des éléments de chaque ligne de $(\Delta v_g^{(k)})$ est donc nulle et notre matrice est singulière. Dans la pratique, à cause notamment des erreurs numériques, la matrice n’est pas singulière mais très mal conditionnée.

Le conditionnement $\text{cond}(A)$ d’une matrice A (variant entre 1 et l’infini) et son conditionnement réciproque $\text{rcond}(A)$ (entre 0 et 1) sont définis selon (3.46) ; ils sont une image du bon comportement de A , notamment face à l’inversion. Plus le conditionnement est grand (et son inverse faible), plus on dit que la matrice est mal conditionnée, et plus la matrice inverse A^{-1} voit de très grandes valeurs apparaître, ce qui rend la résolution du système d’équations très imprécise. Dans notre cas, on obtient un conditionnement réciproque $\text{rcond}(\Delta v_g^{(k)})$ compris entre 10^{-15} et 10^{-19} (pour référence, Matlab affiche un avertissement relatif au mauvais conditionnement à partir de $\text{rcond}(A) \approx 10^{-15}$). Cela explique la non-monotonie (manque de stabilité) de la convergence du contrôleur NR.

$$\text{cond}(A) = \|A\| \cdot \|A^{-1}\| \quad \text{et} \quad \text{rcond}(A) = (\text{cond}(A))^{-1} \quad (3.46)$$

Contrôleur PI

A l’inverse, le contrôleur PI présente une convergence très monotone. S’il est le plus rapide à 50 Hz, il présente en revanche des difficultés à basse fréquence, où il converge pour des valeurs d’indicateurs supérieures aux seuils fixés. Ses excellentes performances à 50 Hz s’interprètent par la possibilité de l’optimiser dans un cas simple, où la tension appliquée n’est que modérément

déformée. En revanche, pour les cas à basse fréquence, le système est très sensible aux variations de la tension : comme la fréquence est faible, le système est principalement résistif et la dérivée de $B(t)$ est faible. Toute perturbation (pic, bruit) sur la tension de commande va alors entraîner un pic sur l'induction magnétique, ce qui équivaut à une déformation très importante sur la dérivée dont on cherche à contrôler la forme. De fait, toute variation brutale va déséquilibrer le contrôle, ce qui impose de choisir des gains α et β faibles pour conserver la stabilité. En conséquence, la convergence est lente, et les gains peuvent s'avérer insuffisants pour outrepasser certaines limites du système.

Contrôleur BB

Les propriétés du contrôleur BB constituent un entre-deux entre les cas précédents : sa convergence peut présenter des irrégularités, avec des itérations produisant une erreur bien supérieure à la précédente, mais il réussit à retrouver des meilleures conditions par la suite. Par ailleurs, s'il est plus lent que le contrôleur PI en moyenne fréquence, il présente une meilleure capacité à s'adapter à l'évolution des conditions et à trouver une convergence selon les critères du tableau 3.3. En effet, la Jacobienne présente beaucoup plus de degrés de liberté qu'un simple gain, ce qui permet de régler le contrôle pour les différents états magnétiques rencontrés tout au long de la période et du contrôle.

Il est important de noter que le facteur $\alpha = 0.5$ introduit dans la section 3.4.2.3 ralentit la convergence dans les cas très simples, relativement linéaires, comme ici celui de la bande FeSi sur cadre Epstein à 50 Hz. Néanmoins, dans la grande majorité des autres cas, le facteur α est une condition nécessaire au bon fonctionnement de l'algorithme.

3.5.2.6. Contenu harmonique

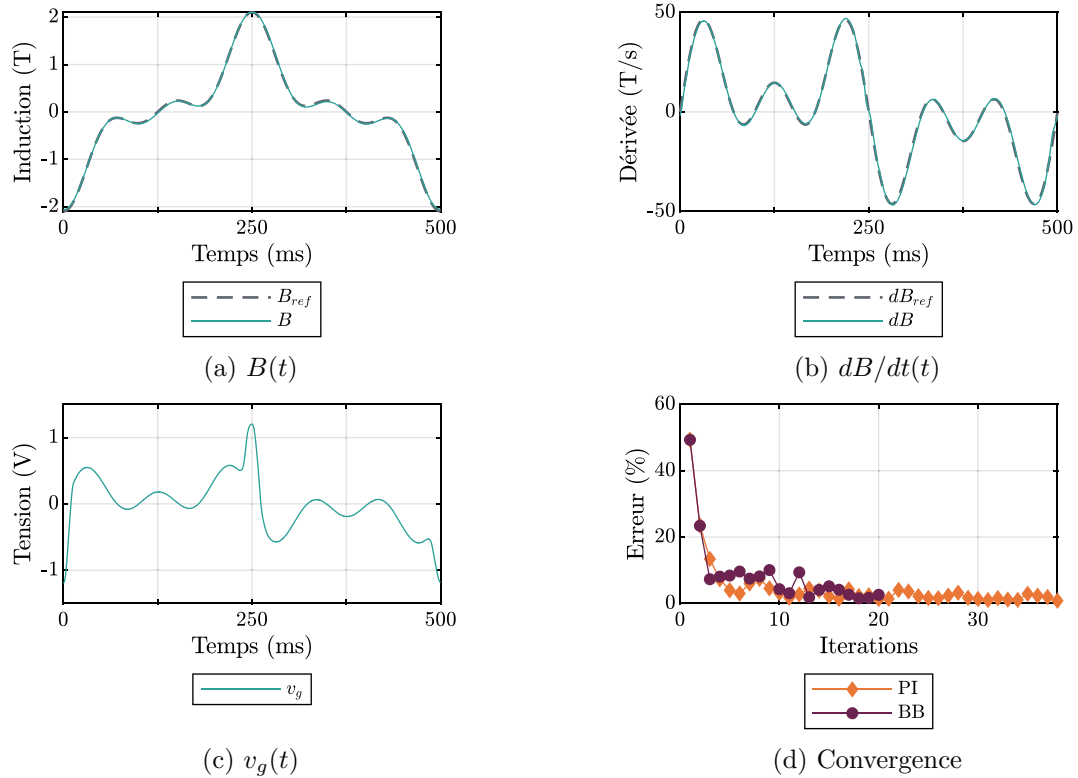
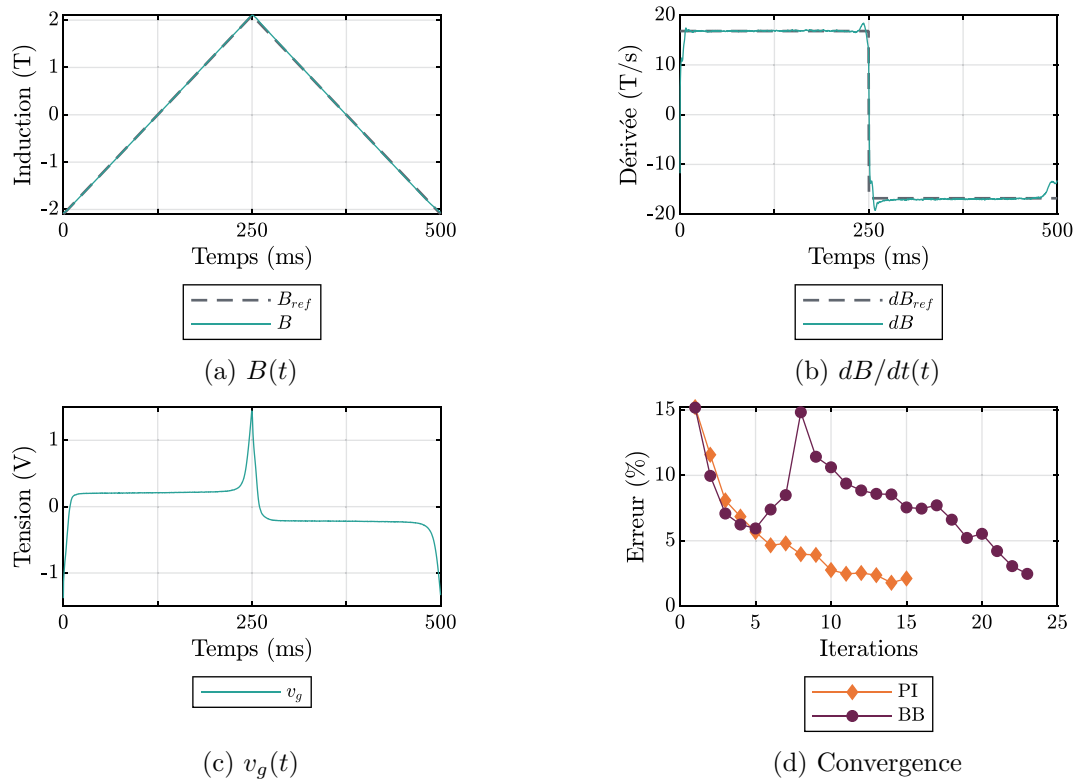
La capacité à obtenir une forme d'induction sinusoïdale est essentielle pour un système de caractérisation magnétique, puisqu'il s'agit de la forme d'onde classique pour la plupart des mesures. Néanmoins, lorsqu'il s'agit de caractériser un matériau dont on connaît l'application finale, des formes plus complexes sont également intéressantes.

Par conséquent, le contrôleur BB a également été comparé au contrôleur PI pour deux formes plus spécifiques d'induction magnétiques $B(t)$. La première est une somme de sinus, contenant 55 % de fondamental, 28 % d'harmonique de rang 3, 17 % de rang 5 (3.47). La seconde est un signal triangulaire. Les expérimentations se sont concentrées sur l'échantillon de Fer-Silicium à grains orientés utilisé dans la section précédente (figures 3.18 et 3.20). Les figures 3.21 et 3.22 présentent les formes de $B(t)$ et $dB/dt(t)$ obtenues dans les deux cas, pour une fréquence de 2 Hz, cas où le contrôle est plus sensible. Les deux contrôleurs parviennent à une convergence satisfaisante dans chacun des deux cas.

$$B(t) = \hat{B} \cdot (0.55 \sin(\omega t) + 0.28 \sin(3\omega t) + 0.17 \sin(5\omega t)) \quad (3.47)$$

Somme de sinus

Le contrôleur PI nécessite plus d'itérations pour converger, malgré une réduction de l'erreur similaire sur les premières itérations. Plus précisément, il a des difficultés à fixer la forme dans ce cas : encore une fois, des gains modérés doivent être utilisés pour conserver la stabilité. Lorsque la tension nécessaire présente un pic (figure 3.21c), de nombreuses itérations sont nécessaires, chacune apportant une petite augmentation de la tension locale. Dans le cas d'une somme de sinus, la tension peut présenter de nombreux pics (comme illustré en figure 3.21c), ce qui ralentit d'autant plus la convergence. Le contrôleur BB n'a pas ce problème, puisqu'il s'ajuste tout au long de la période.


 FIGURE 3.21 – Résultat du contrôle dans le cas d'une somme de sinus (FeSi GO, $f = 2$ Hz)

 FIGURE 3.22 – Résultat du contrôle dans le cas d'un signal triangulaire (FeSi GO, $f = 2$ Hz)

Signal triangulaire

Les deux contrôleurs présentent une convergence similaire au cours des premières itérations. En revanche, le contrôleur BB est plus instable au niveau des angles aigus présentés par la forme de l'induction et de sa dérivée, là où le contrôleur PI bénéficie d'une convergence très progressive. Le premier présente sur ce cas précis une instabilité passagère, qu'il parvient à résorber mais qui retarde sa convergence. On peut noter que, dans la partie où tout se passe bien pour le contrôleur BB (itérations 8 à 23), les deux contrôles présentent une durée très similaire.

3.5.2.7. Conclusions en 1D

Dans le cas des caractérisations unidirectionnelles, les deux contrôleurs proposés sont fonctionnels. Néanmoins, le contrôleur NR se révèle instable à cause de défauts dans sa définition. Ainsi, il est non seulement plus lent qu'un contrôleur PI bien optimisé, mais le contrôle est peu reproductible et sujet à des erreurs fréquentes.

En revanche, le contrôleur BB présente des performances intéressantes. Bien que moins stable au global que le contrôleur PI, et présentant moins de possibilités d'optimisation pour l'utilisateur, il parvient généralement à converger, même si les premières itérations conduisent paradoxalement à une augmentation de l'erreur, jusqu'à ce que la matrice jacobienne soit correctement corrigée. Comme il travaille sur l'entièreté de la période et adapte son comportement avec l'évolution du système, il a plus de facilité que PI à traiter des cas où des pics importants apparaissent sur la tension d'entrée, ce qui le rend plus performant dans certains cas. La mise en place des expérimentations est également plus rapide, car le contrôleur BB ne demande ni connaissances préalables sur les propriétés magnétiques du système, ni réglage de gains.

Ce contrôleur semble donc être un choix valable pour des expérimentations en laboratoire, où des échantillons très divers, et souvent mal connus, peuvent être rencontrés. Néanmoins, le contrôle 1D n'est pas un objectif principal de ces travaux : les performances en 2D doivent également être étudiées.

3.5.3. Résultats 2D

3.5.3.1. Conditions expérimentales

Au vu des résultats de la section 3.5.2, seul le contrôleur BB sera étudié pour le contrôle d'une induction 2D. Les deux variantes introduites dans la section 3.4.2.4 vont être comparées : la première (BB) applique le contrôleur à chacune des deux voies indépendamment. La seconde (BBC), inclut les deux voies dans une même fonction objectif et prend en compte les couplages entre elles. En outre, elles seront également comparées avec le contrôleur P, qui à l'instar de BB contrôle chaque voie indépendamment.

L'ensemble des expérimentations de cette section seront réalisées sur le banc de test présenté dans le chapitre 2.

Comme précédemment, et sauf mention contraire, les contrôleurs sont comparés pour les mêmes conditions initiales. Le contrôle est considéré comme achevé lorsque les deux voies ont atteint les seuils d'indicateurs définis dans le tableau 3.3, rappelé ci-dessous.

3.5.3.2. Vitesse de calcul

De façon analogue à la section 3.5.2.3, le temps de calcul est comparé entre les trois algorithmes implémentés. Les résultats sont rassemblés en tableau 3.6, toujours pour un nombre de points par période de $n = 2000$, et une trentaine d'itérations au minimum.

Indic.	Amplitude	THD	FF
Formule	$e_A(B, B_{ref})$	$THD\left(\left(\frac{dB}{dt}\right)\right) - THD\left(\left(\frac{dB}{dt}\right)_{ref}\right)$	$\frac{FF\left(\left(\frac{dB}{dt}\right)\right) - FF\left(\left(\frac{dB}{dt}\right)_{ref}\right)}{FF\left(\left(\frac{dB}{dt}\right)_{ref}\right)}$
Seuil	0.5 %	3 %	0.5 %

TABLE 3.3 – Récapitulatif des indicateurs utilisés (copié depuis la page 105).

Méthode	$t_{moy}(s)$	$t_{STD}(s)$
PI	0.0076	± 0.02
BB	0.17	± 0.03
BBC	0.33	± 0.06

TABLE 3.6 – Temps de calcul (moyenne et écart-type sur plus de 30 itérations) des différentes méthodes.

Tâche	Durée (s)	Détails
Transfert	6.5	Transfert de la nouvelle forme d'onde vers le générateur
Mesure	$\approx 0.2 + \frac{40}{f}$	Acquisition des données et transfert vers le PC (2000 points, 16 périodes)
Traitement	0.015	Moyennage, calcul des grandeurs physiques, synchronisation à la référence, etc.
Affichage	0.25	Tracé des différents signaux et indicateurs

TABLE 3.7 – Durées approximatives des principales étapes d'une itération de contrôle, dans le cas 2D. Les durées sont moyennées sur 30 itérations.

On peut remarquer que le temps de mesure est moindre comparé au cas 1D : une carte d'acquisition différente est utilisée, avec un protocole de communication avec le PC plus rapide.

L'algorithme PI reste nettement plus rapide que les autres (environ 20 fois plus). La nécessité de manipuler une Jacobienne de taille $2n \times 4n$ (BBC Dual) au lieu de $2n \times n$ (BB Dual) est néanmoins contraignante, puisque le premier prend environ 2 fois plus de temps que le second. Néanmoins, la conclusion reste la même que pour le cas 1D : la durée de l'asservissement n'est que modérément affectée par la durée du calcul de la nouvelle forme d'onde comparé à celle du reste des tâches (tableau 3.7).

3.5.3.3. Complexité relative du contrôle 2D

Matériau peu anisotrope

Dans un premier temps, le contrôle va être testé sur un échantillon à faible anisotropie, en l'occurrence un Fer-Silicium non-orienté. Pour ce type de matériau, le contrôle présente une difficulté similaire au contrôle 1D. En effet, les formes de champ magnétique obtenues sont moins déformées (figure 3.23c) que ce qui serait nécessaire en 1D à induction égale, puisque le matériau

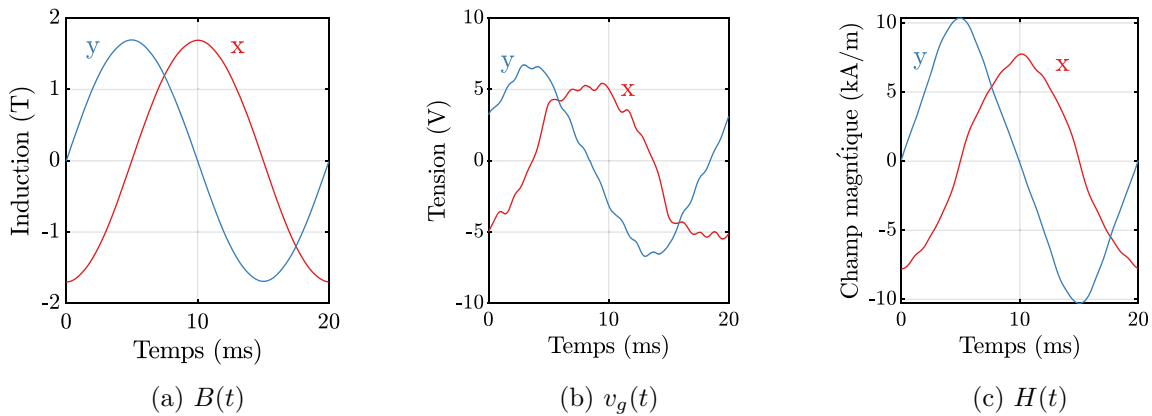


FIGURE 3.23 – Formes d’ondes obtenues sur le FeSi NO en 2D (50 Hz, 1.7 T). La tension d’excitation et le champ magnétique nécessaires sont relativement peu déformés (par comparaison avec la figure 3.24).

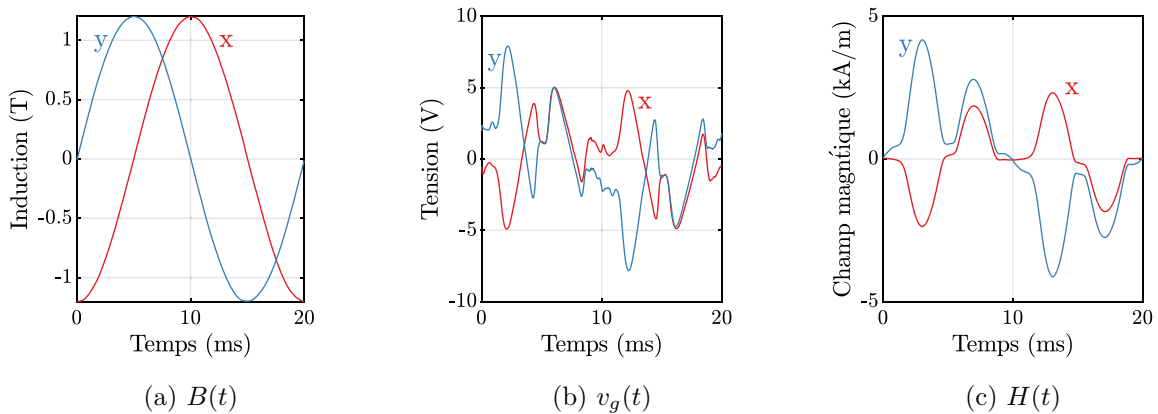


FIGURE 3.24 – Formes d’ondes obtenues sur le FeSi GO en 2D (50 Hz, 1.2 T). La tension d’excitation et le champ magnétique nécessaires sont extrêmement déformés.

reste dans un état saturé tout au long de la période. Les formes d’ondes à obtenir sont plus régulières, ce qui simplifie le contrôle. Cette régularité est cependant limitée par les variations du comportement du matériau selon l’angle (son anisotropie), ainsi que par l’irrégularité du couplage entre inducteur et échantillon (notamment à cause des dents du stator). Des ondulations apparaissent alors sur la tension (figure 3.23b), et tendent à complexifier le contrôle.

Pour ces matériaux, les propriétés le long de chacune des directions (lamination et transverses) sont suffisamment semblables pour qu’il soit acceptable de régler de la même façon chacune des voies : mêmes gains pour le contrôleur PI ($\alpha_x = \alpha_y$, $\beta_x = \beta_y$), mêmes tensions initiales sur les voies.

Matériau anisotrope

Ces caractérisations 2D se justifient particulièrement pour des matériaux présentant un comportement anisotrope (Fer-Nickel, Fer-Silicium à grains orientés). Il est donc nécessaire de pouvoir atteindre un certain niveau de contrôle sur ces échantillons. L’anisotropie élevée de ces matériaux se traduit par d’importantes variations de l’excitation magnétique H selon l’angle, c’est-à-dire au cours de la période (figure 3.24c). La tension nécessaire peut alors être extrême-

ment chaotique, comme présenté en figure 3.24b. Le contrôle devient donc très complexe, et la plage d'induction accessible s'en ressent : avec notre système, il n'a pas été possible de réussir le contrôle pour une induction supérieure à 1.2 T.

3.5.3.4. Comparaison entre BB, BBC et PI

Comme l'optimisation empirique des réglages de PI est coûteuse en temps, les trois algorithmes sont comparés en figure 3.25 pour un nombre de points limité :

- (a) inductions de 0.5, 1.0, 1.5 et 1.6 T pour une fréquence de 5 Hz ;
- (b) mêmes points d'induction complétés par 1.7 T pour une fréquence de 50 Hz ;
- (c) fréquences de 3, 5, 50, 100 et 200 Hz pour une induction de 1.5 T.

Les contrôleurs BB et PI sont tous deux appliqués de façon indépendante sur chacune des voies. Pour le second, cela n'est pas un problème majeur : le contrôleur PI reste le plus rapide dans la plupart des cas, notamment à basse induction et basse fréquence. A l'inverse, le contrôleur BB s'avère être à la fois lent et instable : il est plausible que l'approximation de la Jacobienne peine à s'améliorer à cause des couplages, qui viennent ajouter des variations que l'algorithme

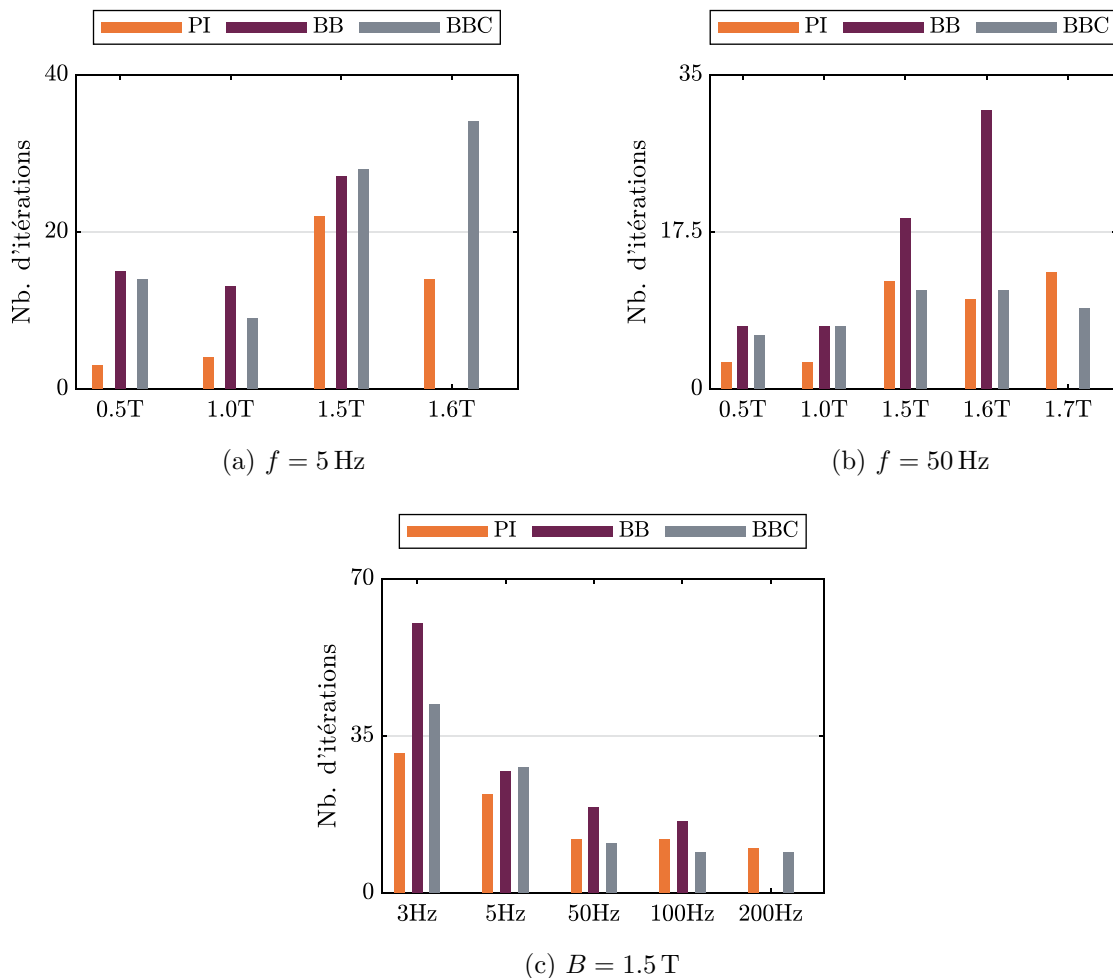


FIGURE 3.25 – Comparaison du nombre d'itérations nécessaires à la convergence dans différents cas d'excitations 2D circulaires, et pour les différents contrôleurs.

ne prend pas en compte. Cela mène à des augmentations brutales de l'erreur, qui ralentissent la convergence.

Bien qu'un peu plus lent à basse fréquence, car tout changement abrupt sur la tension induit des variations importantes sur les dérivées qui vont devoir être éliminées par la suite, le contrôleur BBC parvient malgré tout à converger grâce à la bonne prise en compte des couplages dans la fonction objectif. Il se montre même approximativement aussi rapide que le PI pour les cas à plus haute fréquence.

3.5.3.5. Comparaison détaillée entre BB et BBC

Malgré la supériorité remarquée du contrôleur BBC par rapport à BB, une analyse plus détaillée a été réalisée pour vérifier si elle couvrait l'ensemble des cas. Le contrôle PI a lui été laissé de côté afin que le temps dédié aux mesures soit raisonnable.

Matériau à faible anisotropie (FeSi NO)

La comparaison entre les contrôleurs BB et BBC est poursuivie en parcourant toutes les combinaisons entre une fréquence de 3, 5, 10, 50, 100 et 200 Hz et une induction de 0.5, 1, 1.5, 1.6 et 1.7 T. Les figure 3.26a et figure 3.26b comparent les performances relatives, respectivement selon le nombre d'itérations (e_n , voir (3.48)) et la durée effective (e_t).

$$(a) \quad e_n (\%) = 100 \cdot \frac{n_{BBC} - n_{BB}}{n_{BB}} \quad (b) \quad e_t (\%) = 100 \cdot \frac{t_{BBC} - t_{BB}}{t_{BB}} \quad (3.48)$$

La comparaison des figures 3.26a et 3.26b met l'accent sur l'impact du temps de calcul plus élevé du contrôleur BBC (présentés en section 3.5.3.2). En effet, la diminution relative du nombre d'itérations est un peu plus favorable à BBC (surface verte plus étendue) que ne l'est celle de la durée. Néanmoins, l'ajout des couplages reste très favorable, notamment lorsque l'induction est élevée : le contrôleur BBC atteint la convergence dans un certain nombre de cas où BB échoue (marqueurs rouges), et permet d'économiser jusqu'à 60 % de temps de contrôle.

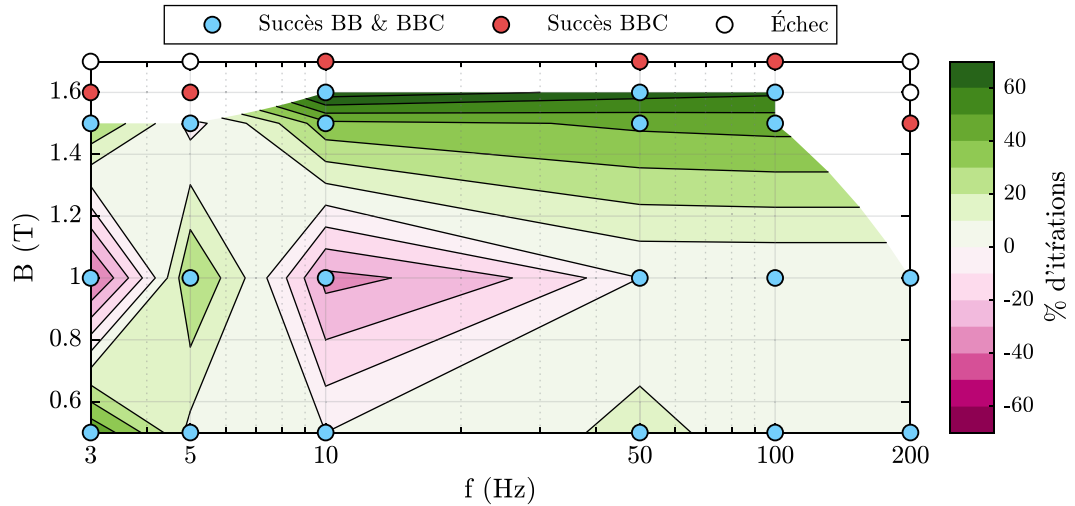
Matériau à forte anisotropie (FeSi GO)

La figure 3.27 compare l'évolution des formes de dB/dt obtenues au cours des itérations, ainsi que l'évolution de la MSE. En l'occurrence, le contrôleur BB échoue de façon répétable. Si on observe les formes d'onde correspondantes, on s'aperçoit que le contrôleur BB ne parvient pas à améliorer la forme du signal, et finit par produire des signaux extrêmement déformés, jusqu'à atteindre la limite de tension que l'on peut générer. Au vu de la bonne réussite de BBC, l'importance de la prise en compte des couplages sur les matériaux anisotropes est évidente, de même que la pertinence de la façon dont ce contrôleur le fait.

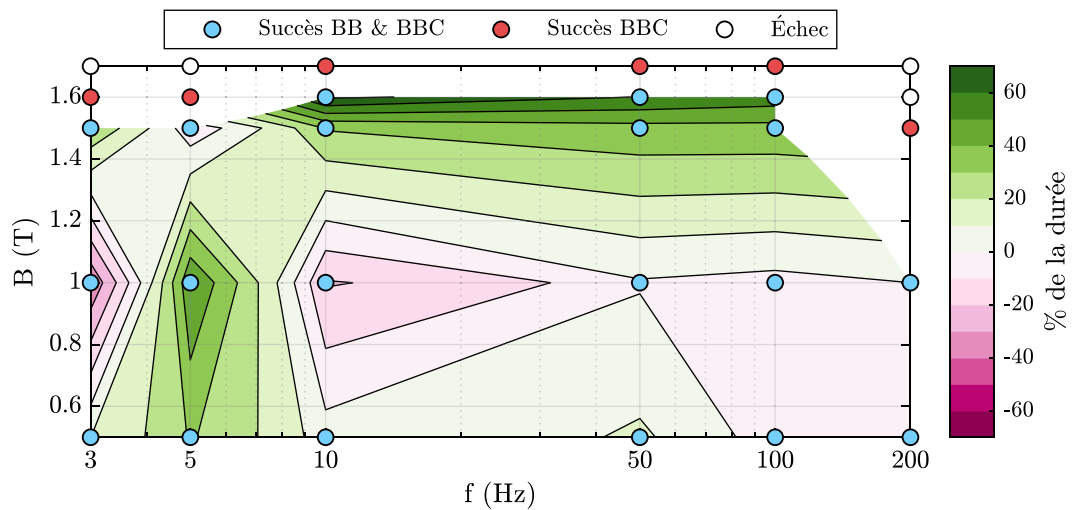
3.5.3.6. Impact du filtrage

La section 3.5.1.2 introduisait l'idée d'ajouter un filtrage sur la tension lors de l'envoi au générateur, afin d'atténuer du bruit et/ou des pics apparaissant temporairement durant le contrôle. Ces perturbations mènent souvent à des variations brusques et de grande amplitude de dB/dt .

La figure 3.28 présente les formes de convergence obtenues sur chacun des deux échantillons de Fer-Silicium précédemment utilisés (NO et GO), pour deux valeurs d'harmonique maximal h_{max} (50 et 200, voir (3.43b)). Afin d'alléger les représentations, cette figure représente la convergence globale du système, c'est-à-dire englobant les deux voies X et Y, sous la forme de la norme



(a) Variation du nombre d'itérations



(b) Variation de la durée

FIGURE 3.26 – Performances relatives du contrôleur BBC comparées à celles de BB et BBC (en 2D), correspondant respectivement à (a) e_n et (b) e_t . Des valeurs positives (vertes) indiquent une convergence plus rapide de BBC, et des négatives (rouges) une convergence plus rapide de BB. Les marqueurs circulaires indiquent quel(s) algorithme(s) a(ont) convergé.

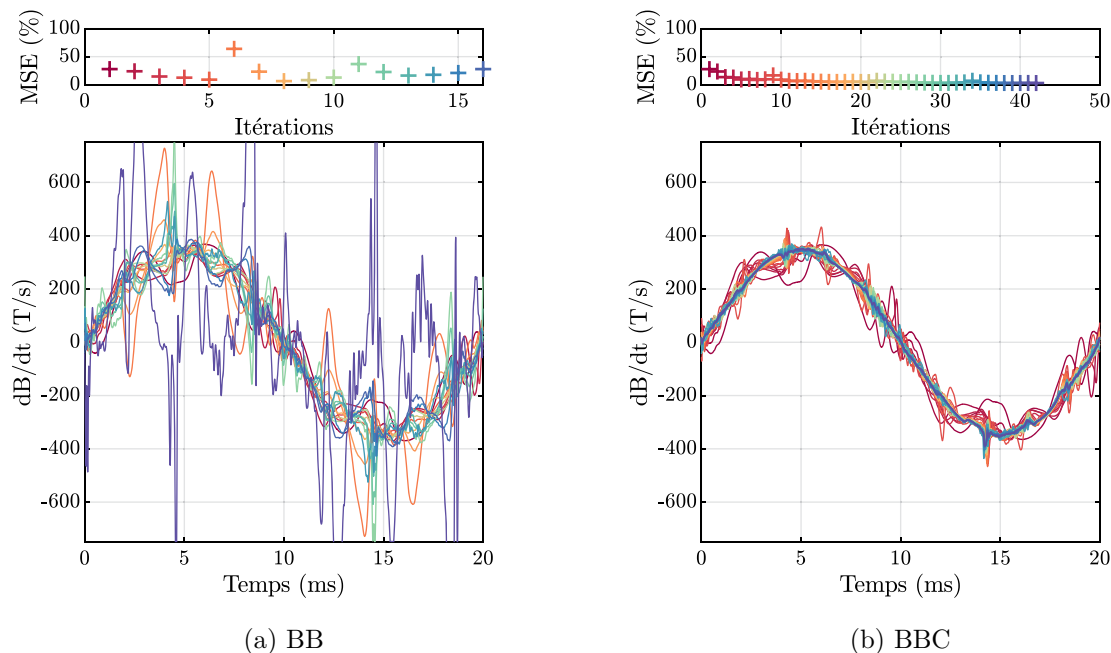


FIGURE 3.27 – Formes d’onde de dB_x/dt obtenues au cours du contrôle, et évolution de l’erreur quadratique moyenne (MSE), pour le point ($B = 1.1$ T, $f = 50$ Hz). A chaque itération correspond une couleur, partagée entre les marqueurs de MSE et les lignes des formes d’onde.

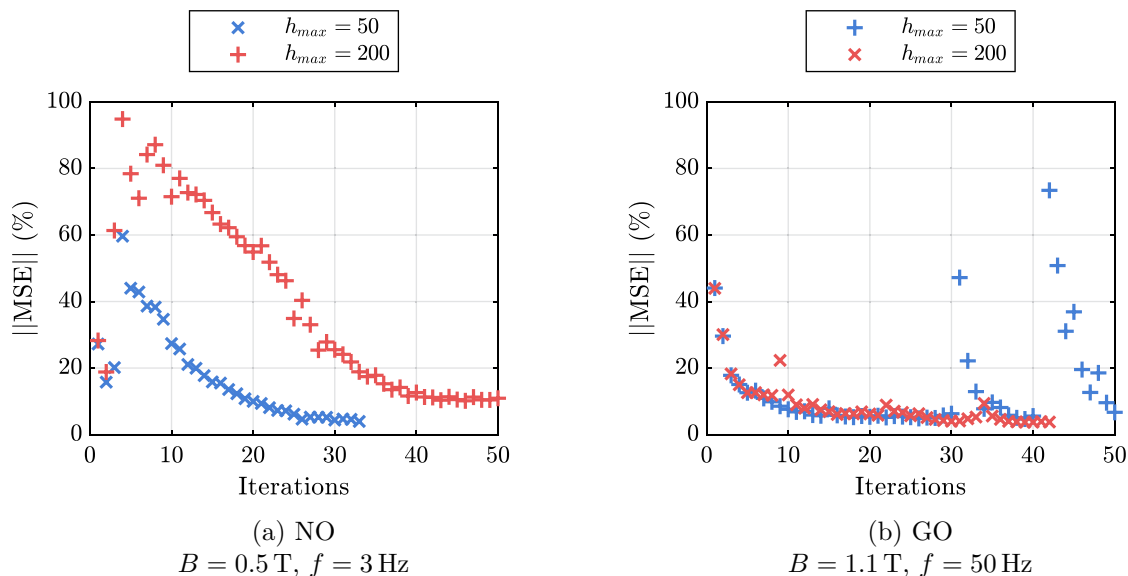


FIGURE 3.28 – Impact de l’harmonique maximal h_{max} du filtrage sur deux échantillons de FeSi. La convergence est présentée sous la forme de la norme de l’erreur quadratique moyenne sur X et Y (3.49).

des erreurs quadratiques moyennes sur chaque voie (3.49).

$$\|MSE\| = \sqrt{\text{MSE} \left(\left(\frac{dB_x}{dt} \right) \right)^2 + \text{MSE} \left(\left(\frac{dB_y}{dt} \right) \right)^2} \quad (3.49)$$

L'exemple en figure 3.28a utilisant un matériau non-orienté concerne également une très faible fréquence, pour laquelle le bruit environnant est fortement déstabilisant. À l'inverse, la figure 3.28b utilise un matériau GO, demandant une tension très déformée, à la fréquence classique de 50 Hz.

Dans le premier cas, limiter plus fortement le contenu harmonique du signal est plutôt bénéfique : le cas $h_{max} = 50$ présente une moindre augmentation initiale de l'erreur. Dans les premières itérations, des variations brusques apparaissent généralement, pendant que l'estimation de la Jacobienne s'affine : l'initiale étant forcément erronée, les premières itérations ne vont pas nécessairement dans la bonne direction. En filtrant, ces variations abruptes sont partiellement filtrées. Le système est donc moins déséquilibré sur les premières itérations, ce qui aide la convergence.

À l'inverse, dans le cas du matériau à grains orientés, les deux niveaux de filtrage se comportent initialement de façon similaire : comme la fréquence utilisée est plus haute, les premières itérations sont moins sensibles aux pics éventuellement introduits. En revanche, lorsque la convergence progresse, le cas $h_{max} = 50$ voit apparaître des sauts dans la convergence, avec un accroissement de l'erreur sur une itération qui doit ensuite être résorbé. Comme cela a été montré en figure 3.24b, la tension nécessaire pour le contrôle sur un matériau à grains orientés est très découpée. Il est probable que le filtrage vienne alors s'opposer au contrôle, en retirant les pics introduits de façon nécessaire. Ce phénomène a été rencontré également sous une autre forme : la convergence peut stagner car le filtre retire l'amélioration de la tension apportée par le contrôle.

En résumé, cet ajout du filtrage vient quelque peu contrarier notre volonté de limiter la quantité de paramètres du système : si on ne filtre pas, le contrôle peut introduire des variations locales trop brutales qui devront ensuite être contrées, parfois dans des proportions suffisantes pour rendre le contrôle instable. À l'inverse, néanmoins, le filtrage doit laisser passer les pics réellement présents dans la tension d'excitation idéale (celle que l'on cherche), et le réglage correspondant ne peut pas être connu d'avance. On notera, malgré tout, que le principe de contrôle itératif est permissif au filtrage : il relâche les contraintes temporelles, et l'acquisition d'une période complète permet l'utilisation de filtres n'introduisant pas de déphasage sur le signal traité. Ce dernier point limite grandement les déformations et instabilités introduites.

3.6. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Conclusions

Dans le cadre du développement d'un banc de caractérisation 2D, la mise en place d'un contrôleur permettant d'obtenir l'induction magnétique souhaitée était indispensable, de façon à produire des résultats pertinents, reproductibles et comparables à la littérature. La section 3.2 recensait un grand nombre de contrôleurs différents pouvant être appliqués à des hystérésigraphes, dont divers exemples 2D. Néanmoins, il existait peu d'exemples de contrôles adaptés à un inducteur biphasé et prenant en compte les couplages entre les voies. Des contrôleurs originaux ont alors été proposés, dans l'optique d'obtenir un contrôle à la fois facile à régler et permettant cette prise en compte. Les performances des contrôleurs proposés ont été comparées à celles un contrôleur PI simple que l'on peut retrouver dans la littérature ; un bilan de ces comparaisons est proposé ci-dessous et en tableau 3.8.

Méthode	Stabilité	Facilité de réglage	Marge d'optimisation	Prise en compte des couplages
PI	+	- -	++	*
NR	- -	+	-	⊗
BB	-	+	-	++

TABLE 3.8 – Récapitulatif des avantages et inconvénients des différents contrôleurs testés.

* : Possible mais laborieux.

Le premier contrôleur proposé se base sur la méthode de Newton-Rhaphson, et vise à annuler une fonction objectif, en l'occurrence l'erreur sur l'induction magnétique. Des hypothèses sur le fonctionnement du système doivent être faites pour obtenir la Jacobienne de cette fonction. Néanmoins, la Jacobienne ainsi produite présente un mauvais conditionnement, ce qui dégrade fortement la stabilité du contrôle.

Un second contrôleur a alors été proposé, cette fois se basant sur la méthode de Broyden. Les hypothèses sur la Jacobienne sont remplacées par une estimation initiale (bien conditionnée) qui sera améliorée au fil des itérations. Cette méthode permet une grande flexibilité sur le choix de la fonction objectif, ce qui permet notamment de l'adapter aux cas 2D et de prendre en compte les couplages entre les différentes voies, avec très peu de changements au niveau de l'implémentation. On notera que ces couplages peuvent théoriquement être pris en compte par le contrôleur PI; néanmoins, le nombre de gains à introduire est alors multiplié, ce qui rend les phases de réglage des gains beaucoup trop coûteuses en temps.

Ce contrôleur BB s'adapte à de nombreux cas grâce à l'amélioration de la Jacobienne. Néanmoins, il a été conçu de sorte à nécessiter peu de paramètres, ce qui limite les possibilités dont dispose l'utilisateur en termes d'optimisation de ce contrôleur pour un point spécifique. Par conséquent, ses performances ne sont pas aussi rapides que celles du contrôleur PI pour lequel l'utilisateur fixe des gains, une fois ces derniers choisis de façon optimale. Néanmoins, ces choix sont loin d'être triviaux, et doivent être répétés pour tous les points de mesure (amplitude, forme d'onde, fréquence, température,...). Le contrôleur BB compense donc ses moindres performances par rapport au PI bien réglé par le temps économisé pour le réglage des gains grâce à sa meilleure adaptabilité en cours de contrôle : si le point de départ du contrôle est raisonnable, il parvient en général à trouver la direction de convergence.

Perspectives

Malgré les performances satisfaisantes du contrôleur BB, des pistes d'amélioration demeurent pour rendre le processus plus fiable.

Dans un premier temps, la convergence pourrait être améliorée. En effet, le contrôleur basé sur la méthode de Broyden converge, mais pas vers des erreurs nulles, notamment pour ce qui est du THD. Il serait envisageable d'aller plus loin, en se servant de la composition de la Jacobienne approchée pour déduire l'état du système et basculer sur une autre stratégie de contrôle. Un exemple simple serait de déterminer des gains adaptés pour un contrôleur PI et finir le contrôle avec ce dernier. L'idée serait alors de bénéficier de l'adaptabilité de la méthode de Broyden dans une première phase, et ensuite de la possibilité d'optimiser un contrôleur PI. Néanmoins, puisque l'objectif du contrôleur BB était de limiter le nombre de paramètres introduit, ce changement de stratégie devrait suivre une méthode qui soit fonctionnelle dans un grand nombre de cas. Une

étude poussée, d'une part sur la stratégie à appliquer dans la seconde phase et son réglage, et d'autre part sur la prise de décision, serait donc nécessaire.

On a également noté que les contrôleurs utilisés peuvent introduire du bruit sur les signaux de commande, qu'il est ensuite nécessaire de rejeter. Cet effet a été compensé par un filtrage, mais les réglages optimaux de celui-ci dépendent des conditions étudiées ; chercher des réglages optimums de ce filtre reviendrait à introduire un paramètre supplémentaire alors que l'objectif initial était de minimiser le nombre de ceux-ci. Une piste alternative serait d'adapter le contrôleur basé sur la méthode de Broyden dans le domaine fréquentiel. Le contrôle ne sera donc plus appliqué sur des vecteurs de valeurs temporelles, mais sur des vecteurs de composition harmonique : les signaux d'induction, de dérivée de l'induction et de tension doivent alors être convertis avant d'appliquer le contrôle (et la tension doit être ramenée dans le domaine temporel avant d'être transmise au générateur). Un tel contrôle pourrait apporter une meilleure résistance au bruit, relégué sur les harmoniques de rangs élevés que l'on cherche à supprimer. Le contrôleur BBC présenté permettrait très simplement d'adapter la théorie du contrôle, puisqu'il suffit de changer la fonction objectif pour passer dans le domaine fréquentiel. Cela n'a néanmoins pas pu être réalisé, faute de temps pour tester la méthode de façon exhaustive.

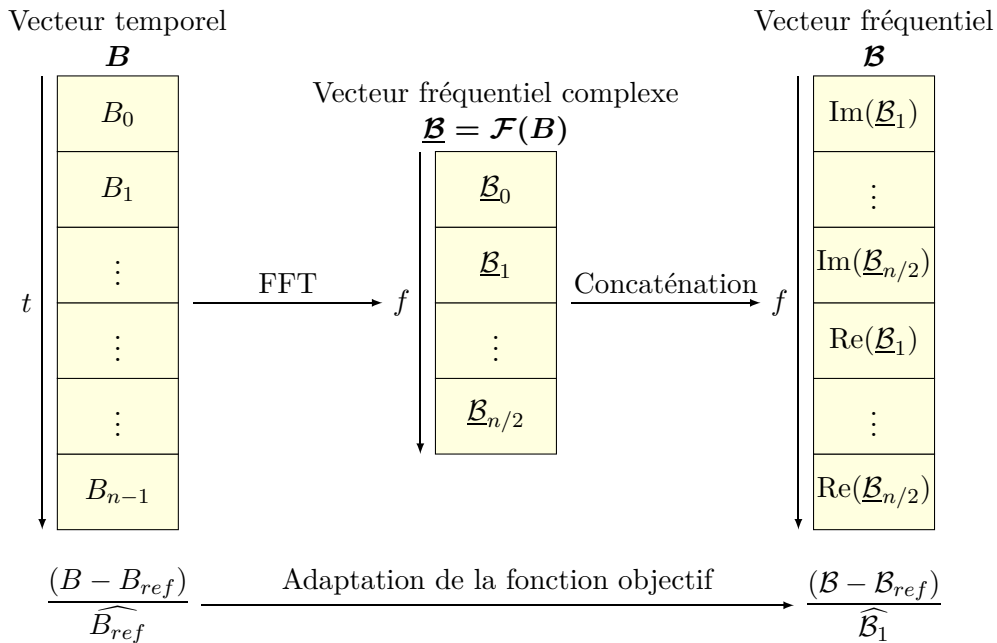


FIGURE 3.29 – Illustration de l'adaptation dans le domaine fréquentiel du contrôleur basé sur la méthode de Bad-Broyden, illustré pour le l'induction magnétique B et la fonction objectif F_B .

Le vecteur temporel B est remplacé par un vecteur fréquentiel \mathcal{B} composé des parties réelles et imaginaires de la décomposition en série de Fourier du signal $B(t)$. Comme le terme continu de la FFT \underline{B}_0 est ignoré, les vecteurs B et \mathcal{B} sont de la même longueur.

4.1	Incertitudes de la chaîne de mesure	128
4.1.1	Généralités	129
4.1.2	Estimation des incertitudes	130
4.1.3	Bilan des incertitudes	138
4.2	Éléments de validation	139
4.2.1	Mesure des déphasages angulaires	139
4.2.2	Évolution du champ magnétique selon la distance à l'échantillon	142
4.2.3	Comparaison à des caractérisations 1D	148
4.2.4	Décomposition des pertes	151
4.3	Comparaison avec d'autres laboratoires	155
4.3.1	Contexte	155
4.3.2	Organisation de la comparaison	156
4.3.3	Comparaison 1D	158
4.3.4	Comparaison 2D	161
4.3.5	Conclusion de l'inter-comparaison	162
4.3.6	Étude de l'extrapolation	164
4.4	Validation thermique	171
4.4.1	Méthodes de chauffe comparées	171
4.4.2	Comparaison expérimentale des différentes méthodes	172
4.4.3	Focus sur la méthode choisie	176
4.5	Conclusions	179

Le chapitre 2 présentait en détail le banc de caractérisation magnétique 2D (RSST) développé pour permettre les caractérisations en température, ainsi que les difficultés des caractérisations 2D et les limites de l'état de l'art à leur sujet. À l'heure actuelle, non seulement les caractérisations 2D n'ont jamais été standardisées, mais il n'existe pas de consensus sur la façon de les réaliser, ni de référence de mesure acceptée comme étant suffisamment juste. Aussi, pour valider le bon fonctionnement d'un RSST, il est tout au plus possible d'évaluer les différentes sources d'erreurs et de variations, et de se comparer à des bancs existants, sans apporter d'estimation quant à l'écart entre la valeur mesurée, et la valeur réelle du phénomène que l'on souhaite mesurer.

Ce chapitre présente les résultats de différentes expérimentations menées dans ce sens. Une première partie développe l'évaluation des incertitudes liées à la chaîne d'acquisition uniquement, sans essayer d'évaluer l'exactitude de la mesure en elle-même. La section 4.2 apporte des résultats numériques sur divers aspects critiques du banc, afin de fournir une vue d'ensemble de ses performances et limites. La section 4.3 positionne le banc de caractérisation développé par rapport à l'état de l'art grâce à une inter-comparaison de résultats 1D et 2D par rapport à ceux d'autres laboratoires. Enfin, la section 4.4 se concentre sur la méthode de chauffe employée et l'homogénéité de température atteinte sur la zone de mesure.

4.1. INCERTITUDES DE LA CHAÎNE DE MESURE

En toute rigueur, les données expérimentales obtenues à partir d'un système de mesure ne peuvent être exploitées que si elles sont complétées par l'incertitude qui leur est associée, afin de pouvoir évaluer si les valeurs numériques proposées doivent être considérées de façon qualitative ou quantitative, et si les tendances relevées peuvent être considérées comme exactes ou sujettes à caution. Cependant, le calcul détaillé des incertitudes associées à un banc de mesure demande tout d'abord de connaître l'ensemble des grandeurs d'entrée influant sur la mesure, puis de pouvoir estimer leurs contributions sur l'erreur finale et donc d'avoir une suffisamment bonne représentation du comportement du système (ou de le tester expérimentalement). À titre d'exemple, pour un système standardisé 1D de caractérisation de tôles magnétiques (SST ou cadre Epstein), l'évaluation complète de l'incertitude sur la valeur des pertes mesurées fait intervenir celles sur [146] :

- la densité du matériau testé
- la tension primaire imposée
- la longueur des éprouvettes
- la longueur magnétique du circuit
- la température
- la résistance de shunt utilisée pour la mesure de courant
- la fréquence de l'excitation
- le facteur de forme obtenu à l'issue du contrôle
- la compensation de flux dans l'air
- la tension secondaire mesurée
- la masse de l'échantillon testé
- le déphasage entre les tensions primaire et secondaire

Dans le cas d'un banc de caractérisation 2D, le processus est démultiplié par l'existence de multiples voies d'excitation et de mesure, ainsi que par la difficulté à évaluer la justesse de la mesure tangentielle du champ magnétique : il s'agit d'un exemple de phénomène dont la contribution sur les pertes est mal connue. Pour ces raisons, les présents travaux ne comportent pas une étude des incertitudes sur la valeur obtenue des pertes ou des champs H et B . En revanche, cette section 4.1 détaille l'estimation des incertitudes associées à la chaîne de mesure, c'est-à-dire celles s'appliquant entre la tension induite aux bornes des capteurs bobinés et les valeurs des champs magnétiques que l'on en déduit.

4.1.1. Généralités

4.1.1.1. Notations

Tout au long de cette section, les notations suivantes seront employées :

- Δx pour l'incertitude absolue associée à une mesure x ;
- $\frac{\Delta x}{x}$ pour l'incertitude relative associée à une mesure x ;
- ϵ_{nom} pour symboliser une erreur (par exemple, ϵ_{gain} pour l'erreur liée au gain d'un amplificateur).

4.1.1.2. Mesure des champs magnétiques

Le chapitre 2 présentait les bobines enveloppantes utilisées pour la mesure de l'induction B ainsi que les bobines tangentielles en circuits imprimés dédiées à celle du champ magnétique H . Dans le cas idéal*, les dérivées des champs sont obtenues à partir des tensions induites dans les bobines, selon les équations (4.1) et (4.2).

$$\frac{dH}{dt} = \frac{u_H}{G_{A,H} K_{PCB} \mu_0} \quad (4.1)$$

$$\frac{dB}{dt} = \frac{u_B}{G_{A,B} K_B} \quad (4.2)$$

(où K_{PCB} est la sensibilité des bobines de H , c'est-à-dire leur produit section \times nombre de tours et K_B celui des bobines de B ; $G_{A,H}$ et $G_{A,B}$ sont les gains des étages d'amplification associés aux voies de H et B respectivement.)

Les incertitudes associées aux valeurs des dérivées peuvent être obtenues par propagation de l'erreur à partir de (4.1) et (4.2) selon :

$$\frac{\Delta \left(\frac{dH}{dt} \right)}{\left(\frac{dH}{dt} \right)} = \frac{\Delta u_H}{u_H} + \frac{\Delta K_{PCB}}{K_{PCB}} + \frac{\Delta G_{A,H}}{G_{A,H}} \quad (4.3)$$

$$\frac{\Delta \left(\frac{dB}{dt} \right)}{\left(\frac{dB}{dt} \right)} = \frac{\Delta u_B}{u_B} + \frac{\Delta K_B}{K_B} + \frac{\Delta G_{A,B}}{G_{A,B}} \quad (4.4)$$

On recense donc trois sources d'erreurs principales liées à la chaîne d'acquisition : l'erreur d'acquisition Δu , liée à la numérisation du signal ; l'erreur de sensibilité ΔK , liée à la définition des produits section \times nombre de tours des bobines ; et l'erreur d'amplification ΔG , liée au gain des amplificateurs d'instrumentation.

4.1.1.3. Distribution et incertitudes

Dans la plupart des cas, la tolérance sur les diverses propriétés d'éléments commerciaux, notamment les cartes d'acquisition, amplificateurs, etc., est fournie sous la forme d'un intervalle maximum $\pm a$ autour de la valeur mesurée x_m dans lequel doit se trouver la valeur réelle x_0 . Une telle indication correspond à une distribution rectangulaire des valeurs possibles, c'est-à-dire que tous les points inclus dans cet intervalle $\pm a$ ont a priori la même probabilité d'être la valeur réelle, comme illustré en figure 4.1.

*. On rappelle que cette section s'intéresse aux incertitudes de la chaîne de mesure : les problématiques d'alignement des capteurs, de positionnement, etc., sont pour le moment laissées de côté, car leurs conséquences sur les résultats obtenus sont trop mal connues. Elles seront adressées dans les sections suivantes.

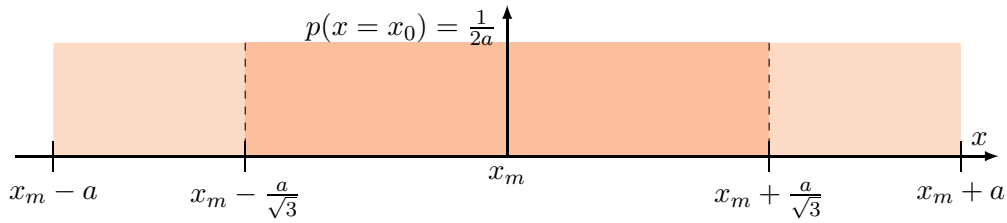


FIGURE 4.1 – Si pour un appareil de mesure, le fabricant indique un intervalle de variation de $\pm a$, la valeur réelle x_0 pourra être n’importe quelle valeur de l’intervalle $[x_m - a, x_m + a]$ (centré sur la valeur mesurée x_m) avec une probabilité $p = 1/(2a)$ et un écart-type de $\pm a\sqrt{3}^{-1}$. Figure inspirée de [6].

A l’inverse, d’autres incertitudes, notamment celles issues d’une détermination expérimentales, peuvent être associées à d’autres types de distributions *, pour lesquelles l’intervalle des valeurs possibles n’est pas fini et la probabilité qu’un point de l’intervalle soit la vraie valeur n’est pas constante. Dans ce cas, les variations possibles de la valeur sont indiquées sous la forme d’un intervalle de tolérance associé à une probabilité que la valeur réelle soit comprise dans cet intervalle (intervalle de confiance à 95 %, 99 %, etc.).

Pour associer des incertitudes rectangulaires à d’autres types de distributions, il est nécessaire de les mettre sous la forme d’un écart-type, c’est-à-dire de leur appliquer un facteur $\sqrt{3}^{-1}$ qui correspond à l’écart-type $a\sqrt{3}^{-1}$ d’une distribution rectangulaire.

4.1.2. Estimation des incertitudes

4.1.2.1. Erreur d’acquisition

Dans un premier temps, on s’intéresse à l’incertitude Δu associée à la numérisation de la tension par la carte d’acquisition, et donc par les convertisseurs analogiques-numériques (CAN) qu’elle contient. La carte d’acquisition Spectrum MI.3112 [109] utilisée dans le banc a été présentée dans le chapitre 2 (tableau 2.8, page 73).

L’incertitude d’une carte d’acquisition se compose de quatre sources d’erreur [147].

$$\epsilon_{\text{acq}} = \epsilon_{\text{quant}} + \epsilon_{\text{gain}} + \epsilon_{\text{dlin}} + \epsilon_{\text{ilin}} \quad (4.5)$$

Tout d’abord, l’erreur de quantification ϵ_{quant} est intrinsèque au fonctionnement des CAN, et correspond à la perte d’information lors de la discrétisation d’une plage analogique continue en un nombre fini de valeurs numériques. Idéalement, la conversion d’une tension analogique u_{analog} en une valeur numérique u_{num} se fait selon (4.6), et engendre une erreur de quantification égale à la moitié de la résolution.

$$u_{\text{num}} = i \times q \quad \text{si} \quad \left(i - \frac{1}{2}\right) \times q < u_{\text{analog}} < \left(i + \frac{1}{2}\right) \times q \quad (4.6)$$

(où $q = V_{PE} \cdot (2^n)$ est la résolution du CAN, c’est-à-dire la plus petite valeur qu’il peut reconnaître, qui est fonction de la valeur pleine échelle, ou excursion de tension d’entrée, V_{PE} et du nombre de bits n du CAN.)

Les imperfections des circuits électroniques des CAN sont à l’origine de déviations par rapport à (4.6) et constituent les trois autres sources d’erreurs associées à l’acquisition : erreur

*. En général, des distributions gaussiennes, ou normales, sont supposées.

	Source d'erreur	Valeur indiquée par le fabricant [109]	Valeur évaluée
ϵ_{gain}	Erreur de gain	1 % de la valeur	1 % \times valeur
ϵ_{quant}	Erreur de linéarité différentielle	1 LSB	$\frac{1}{2^{12}-1} \times V_{PE}(\text{calibre})$
ϵ_{dlin}	Erreur de linéarité intégrale	2.5 LSB	$\frac{2.5}{2^{12}-1} \times V_{PE}(\text{calibre})$
ϵ_{ilin}	Erreur de quantification	N/A	$\frac{1}{2^{12+1}} \times V_{PE}(\text{calibre})$

TABLE 4.1 – Origine de l'incertitude associée à la numérisation des tensions par la carte d'acquisition (Spectrum MI.3112).

$V_{PE}(\text{calibre})$ est la valeur pleine échelle du CAN, qui varie selon le calibre d'entrée de la voie considérée, par exemple 20 mV pour le calibre ± 10 mV, 100 mV pour le calibre ± 50 mV, etc.

de gain, de linéarité différentielle et de linéarité intégrale. Leurs valeurs dépendent donc de la qualité de la carte d'acquisition et sont fournies par son fabricant. Celles de la MI.3112 sont reportées dans le tableau 4.1, et peuvent être injectées dans (4.5) pour obtenir l'erreur associée à une tension u mesurée par la carte d'acquisition, jusqu'à aboutir à l'incertitude relative (4.8a) ou à son équivalent sous la forme d'un écart-type (4.8b).

$$\Delta u = 1\% \times u + V_{PE} \cdot \frac{1}{2^{12}-1} + V_{PE} \cdot \frac{2.5}{2^{12}-1} + V_{PE} \cdot \frac{1}{2^{12+1}} \quad (4.7)$$

$$\epsilon_{\text{acq}} = \frac{\Delta u}{u} = 0.20\% \cdot \frac{V_{PE}}{u} + 1\% \quad (4.8a)$$

$$(\epsilon_{\text{acq}})_{\text{std}} = \left(\frac{\Delta u}{u} \right)_{\text{std}} = 0.12\% \cdot \frac{V_{PE}}{u} + 0.58\% \quad (4.8b)$$

4.1.2.2. Erreur d'amplification

Cette section s'intéresse à l'erreur ΔG_A introduite par l'étage d'amplification qui a été présenté en figure 2.22 (page 74) et tableau 2.9 (page 74). Cet étage contribue à l'incertitude au travers des sept types d'erreurs [147] de l'équation (4.9), qui proviennent du circuit, des amplificateurs d'instrumentation ou des résistances de gain. Ces différents termes sont développés en tableau 4.2.

$$\epsilon_A = \epsilon_{\text{gain}} + \epsilon_{\text{non lin}} + \epsilon_{\text{der.th. gain}} + \epsilon_{\text{dec. stat.}} + \epsilon_{\text{MC}} + \epsilon_{\text{rg}} + \epsilon_{\text{der.th. Rg}} \quad (4.9)$$

Comme les capteurs bobinés ne peuvent détecter que les variations des champs magnétiques H et B , et que les mesures se font en régime périodique, la composante continue des tensions induites sera forcément nulle. Par conséquent, la valeur moyenne des tensions d'entrée est considérée comme non significative et sera supprimée numériquement après l'acquisition. Aussi, les composantes d'erreurs contribuant d'une valeur constante (décalage statique $\epsilon_{\text{dec. stat.}}$ et mode commun ϵ_{MC}) seront ignorées.

	Type d'erreur	Origine	Donnée	Valeur
ϵ_{gain}	Erreur de gain	Amplificateur	0.05 %	0.05 %
$\epsilon_{\text{non lin}}$	Erreur de non-linéarité	Amplificateur	$0.01 \% \cdot \Delta V_{\text{alim}}$	0.3 %
$\epsilon_{\text{der.th. gain}}$	Erreur due à la dérive thermique du gain	Amplificateur	25 ppm/°C	0.08 %
$\epsilon_{\text{dec. stat.}}$	Erreur due au décalage statique	Amplificateur et circuit		
ϵ_{MC}	Erreur de mode commun	Circuit		
ϵ_{rg}	Erreur sur la résistance de gain	Résistance	Formule (4.11)	0.9 % / 0.2 %
$\epsilon_{\text{der.th. rg}}$	Erreur due à la dérive thermique de la résistance	Résistance	Formule (4.13)	0.02 % / N/A

TABLE 4.2 – Détail de l'incertitude associée à l'amplification par la carte d'amplification. Les cellules grisées sont ignorées puisque la composante continue du signal est numériquement retirée. Pour les résistances, deux valeurs sont données selon la valeur de la résistance considérée $12.3 \Omega / 60.6 \Omega$

Amplificateur d'instrumentation réel

La documentation des amplificateurs d'instrumentation INA103 [110] fournit l'équation du gain du montage en fonction de la résistance ajoutée R_g (4.10).

$$G_A = 1 + \frac{6000}{R_g} \quad (4.10)$$

Comme dans la section précédente, les déviations à cette équation imposées par les imperfections des circuits électroniques constituent les différentes sources d'erreur de l'amplificateur d'instrumentation et leurs valeurs maximales sont fournies par le fabricant. On détermine ainsi les valeurs de l'erreur de linéarité $\epsilon_{\text{non lin}}$, de l'erreur de gain ϵ_{gain} , de la dérive thermique de celui-ci $\epsilon_{\text{th.dr. gain}}$, regroupées et évaluées dans le tableau 4.2. On notera que pour évaluer la valeur de la dérive thermique, on considère une élévation maximale de la température du composant (par rapport à 25 °C) de 30°, d'après des observations qui ont pu être faites lors du fonctionnement.

Résistance

Impact de l'erreur sur la résistance sur le gain

De l'équation (4.10), on déduit par propagation de l'erreur l'influence de l'incertitude sur la valeur de la résistance ΔR_g sur celle du gain du montage amplificateur.

$$\Delta G_{A,rg} = 6000 \cdot \frac{\Delta R_g}{R_g^2} \quad (4.11)$$

Dans le cas général, les gains appliqués sur les voies de mesure de H et B sont respectivement $G_{A,H} \approx 500$ (résistance de gain associée $R_g \approx 12.3 \Omega$) et $G_{A,B} \approx 100$ ($R_g \approx 60.6 \Omega$). Cependant, les cartes d'amplification ont été réalisées de sorte à pouvoir changer facilement le gain des amplificateurs, grâce à des plots recevant les résistances, mais les contacts de celles-ci ne sont pas de la meilleure qualité. Pour compenser cela, la valeur des résistances est mesurée au début de chaque journée de caractérisations à l'aide d'un multimètre, en positionnant les pointes de touche

directement sur les broches de l'amplificateur d'instrumentation connectées à la résistance de gain *. La documentation du multimètre [148] fournit l'erreur de lecture sur la valeur de R_g †, que l'on peut injecter dans (4.11) de sorte à aboutir à l'expression de l'incertitude relative associée (4.12b).

$$\Delta G_{A,rg} = 6000 \cdot \frac{0.8\% R_g + 0.1\ \Omega}{R_g^2} \quad (4.12a)$$

$$\Leftrightarrow \epsilon_{rg} = \frac{\Delta G_{A,der.th.}}{G_A} = \frac{6000}{R_g \cdot G_A} \cdot \left(0.08\% + \frac{0.1\ \Omega}{R_g} \right), \quad (4.12b)$$

L'application numérique peut alors être faite pour nos deux valeurs de résistances :

- $R_g \approx 12.3\ \Omega$: $\epsilon_{rg} = \frac{\Delta R_g}{R_g} \approx 0.9\%$
- $R_g \approx 60.6\ \Omega$: $\epsilon_{rg} = \frac{\Delta R_g}{R_g} \approx 0.2\%$

Les écarts-types correspondants à ces incertitudes maximales sur les valeurs sont de 0.5 % et 0.1 % respectivement (division par $\sqrt{3}$).

Dérive thermique de la résistance

Le traitement des données acquises n'inclut pas de correction de la valeur de gain selon la température ambiante, donc la variation possible de la valeur de R_g doit être prise en compte dans l'incertitude. On suppose qu'au cours d'une journée de mesure, la variation maximale de température dans la salle de caractérisation est de 10 °C.

Les résistances de 12.3 Ω présentent un coefficient de température de 15 ppm/°C, donc la variation de résistance possible est de 0.015 %. Cette variation se propage de façon analogue à l'erreur de lecture de la valeur (4.11), ce qui permet d'aboutir à (4.13).

$$\epsilon_{der.th. rg} = \frac{\Delta G_{A,der.th. rg}}{G_A} = \frac{6000}{R_g \cdot G_A} \cdot \left(\frac{\Delta R_{g,der.th.}}{R_g} \right) = \frac{6000}{R_g \cdot G_A} \cdot 0.015\% \quad (4.13)$$

Les résistances de 60.6 Ω sont internes aux amplificateurs d'instrumentation ; comme la documentation technique de ceux-ci [110] ne donne pas de valeur spécifique pour leur coefficient thermique, on suppose que la valeur est incluse dans la dérive thermique de l'amplificateur pour le gain correspondant.

Incertitude d'amplification : bilan

En combinant les résultats des deux paragraphes précédents et du tableau 4.2, on aboutit aux valeurs d'incertitudes suivantes pour l'étage d'amplification :

$$\begin{aligned} \epsilon_A &= \epsilon_{gain} + \epsilon_{non\ lin} + \epsilon_{der.th. gain} + \epsilon_{rg} + \epsilon_{der.th. rg} \\ &= \begin{cases} 0.05\% + 0.3\% + 0.08\% + 0.9\% + 0.02\% & \text{si } R_g = 12.3\ \Omega \\ 0.05\% + 0.3\% + 0.08\% + 0.2\% & \text{si } R_g = 60.6\ \Omega \end{cases} \\ &= \begin{cases} 1.4\% & \text{si } R_g = 12.3\ \Omega \\ 0.63\% & \text{si } R_g = 60.6\ \Omega \end{cases} \end{aligned} \quad (4.14a)$$

$$(\epsilon_A)_{std} = \frac{\epsilon_A}{\sqrt{3}} = \begin{cases} 0.80\% & \text{si } R_g = 12.3\ \Omega \\ 0.36\% & \text{si } R_g = 60.6\ \Omega \end{cases} \quad (4.14b)$$

*. Cette méthode de mesure suppose que les résistances internes à l'amplificateur, en parallèle de cette résistance de gain, forment une résistance équivalente suffisamment grande pour être négligée.

†. 0.8 % de la valeur + 10 × LSD (0.01 Ω) pour une résistance inférieure à 500 Ω .

Vérification expérimentale des gains de l'étage d'amplification

Pour vérifier que les valeurs de gain utilisées, et leurs incertitudes, sont raisonnables, elles ont été vérifiées expérimentalement à l'aide du circuit de la figure 4.2. Une tension sinusoïdale est appliquée en entrée du circuit d'amplification directement par un générateur de signaux, et les tensions d'entrée V_{gen} et de sortie V_{out} sont vérifiées à l'aide de multimètres de table décrits dans le tableau 4.3. Le tracé de la courbe $V_{out} = f(V_{gen})$ associé aux incertitudes de mesure sur chaque point permet d'obtenir une estimation de la pente, c'est-à-dire le gain de l'amplificateur, et de son incertitude (figure 4.3). Cette dernière est calculée par une fonction Matlab dédiée `linfitxy` [150], qui applique une méthode probabiliste pour évaluer la dispersion possible de droites $V_{out} = f(V_{gen})$ satisfaisant les incertitudes d'entrée.

Les plages de variation possible des valeurs calculées et expérimentales présentées en tableau 4.4 se recoupent largement, ce qui a validé l'étage d'amplification et le gain associé.

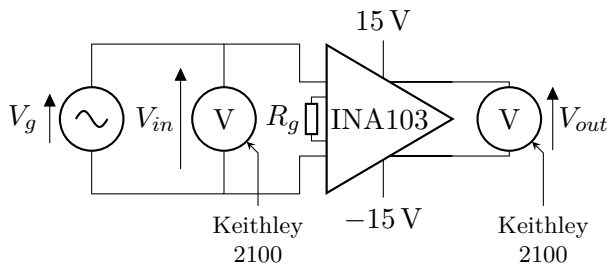
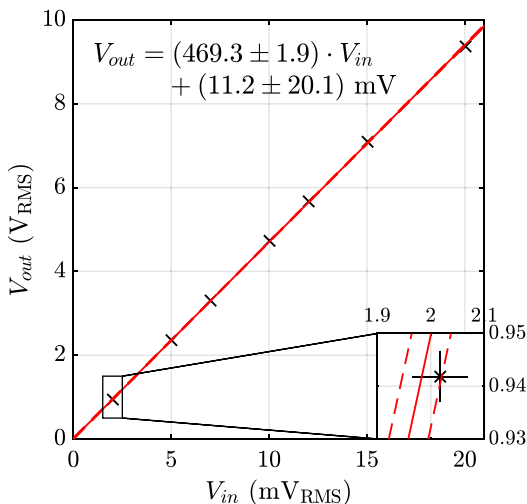


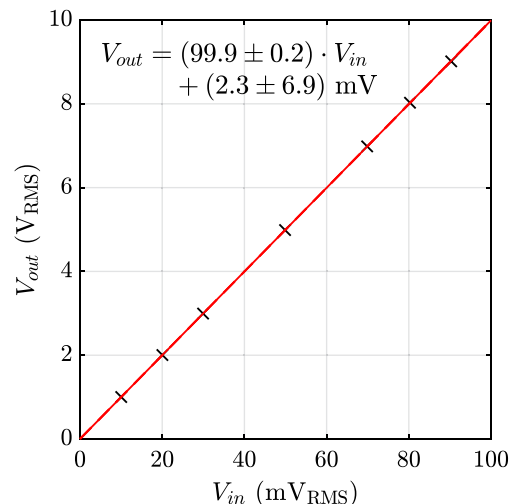
FIGURE 4.2 – Le gain de l'étage d'amplification est déterminé expérimentalement en mesurant la tension avant et après l'amplification.

	Calibre	Incertitude
Courant	± 1 A	$0.15\% \times \text{valeur} + 0.5$ mA
	± 3 A	$0.2\% \times \text{valeur} + 2.1$ mA
Tension	± 0.1 V	$0.08\% \times \text{valeur} + 50$ μ V
	± 1 V	$0.08\% \times \text{valeur} + 0.4$ mV
	± 1 V	$0.08\% \times \text{valeur} + 4$ mV

TABLE 4.3 – Incertitudes associées au multimètre Keithley utilisé [149], pour les différents calibres d'intérêt.



(a) Pour $R_g \approx 12.3 \Omega$



(b) Pour $R_g \approx 60.6 \Omega$

FIGURE 4.3 – Mesure expérimentale du gain de l'étage d'amplification. La figure (a) inclut une visualisation des incertitudes et des limites calculées par `linfitxy` qui permettent de calculer les incertitudes sur les coefficients $V_{out} = f(V_{in})$.

R_g mesuré (Ω)	Gain expérimental	Gain théorique (4.10)
60.81	99.9 ± 0.2	99.7 ± 0.4
12.76	469.2 ± 1.9	471.2 ± 3.8

TABLE 4.4 – Validation expérimentale des gains de l'étage d'amplification.

4.1.2.3. Capteurs

Enfin, on s'intéresse à l'incertitude provenant de l'évaluation de la sensibilité des capteurs bobinés, c'est-à-dire de leur produit section \times nombre de tours. Ce dernier ne peut pas être estimé à partir de données fabricants et d'expressions théoriques comme dans les sections précédentes, aussi une étude plus expérimentale a été menée.

Bobines de B

Chaque échantillon est porteur d'une paire de bobines de B qui lui sont propres et dont la section est dépendante de l'épaisseur de l'échantillon. Comme elles ne peuvent pas être retirées sans être détruites, il est quasiment impossible de trouver un cas où le comportement du matériau n'influe pas sur la tension induite afin de caractériser la sensibilité des bobines. La seule possibilité est de venir saturer complètement le matériau, afin qu'il n'influe plus sur le flux magnétique, mais cela demande des capacités d'excitation au-delà de ce qui est possible au laboratoire Ampère, et donc cette méthode n'a pas été systématisée pour les échantillons testés.

En revanche, elle a été appliquée sur un de nos échantillons par un autre laboratoire *, et l'écart entre la valeur calculée à partir du produit épaisseur \times écartement des trous \times nombre de tours et celle mesurée est de l'ordre de 1.5%. En l'absence d'une meilleure option, cette valeur sera considérée comme représentative de l'erreur possible.

Bobines de H

Pour les bobines de H , au contraire, il est parfaitement possible de déterminer expérimentalement la sensibilité. Pour cela, le capteur va être placé au centre d'un solénoïde connu, décrit dans le tableau 4.5, qui est alimenté par un courant sinusoïdal au travers d'un amplificateur de puissance selon le schéma de la figure 4.4. L'étalonnage consiste alors à tracer la courbe de la tension induite aux bornes de la bobine u_{PCB} en fonction de la dérivée de l'induction magnétique $(dB/dt)_{sol}$ produite par le solénoïde dans l'air, qui se calculent respectivement selon (4.15a) et

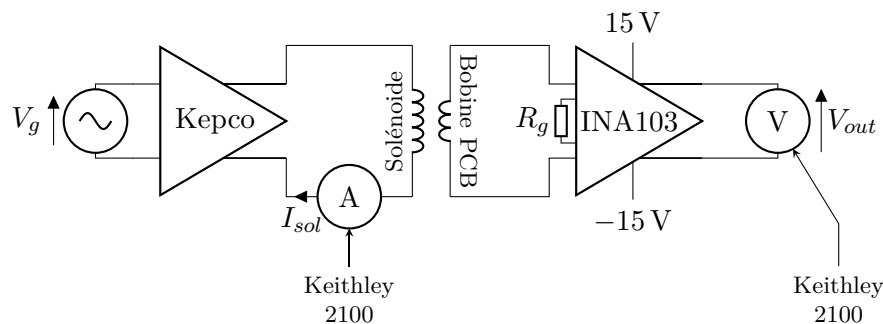


FIGURE 4.4 – Étalonnage des bobines PCB.

*. Plus de détails seront fournis en section 4.3.

Diamètre D	80	mm
Nombre de tours N	379	tours
Longueur l	0.8	m
Constante théorique $K_{sol,th}$	473.75	(A/m)/A
Constante mesurée $K_{sol,exp}$	476 ± 6	(A/m)/A

TABLE 4.5 – Paramètres du solénoïde 379 tours.

(4.16a) avec les incertitudes associées (4.15b) et (4.16b).

$$u_{PCB} = \frac{V_{out}}{G_A} \quad (4.15a)$$

$$\frac{\Delta u_{PCB}}{u_{PCB}} = \frac{\Delta G_A}{G_A} + \frac{\Delta V_{out}}{V_{out}} \quad (4.15b)$$

$$\left(\frac{dB}{dt}\right)_{sol} = \mu_0 \cdot 2\pi f \cdot H_{sol} = \mu_0 \cdot 2\pi f \cdot K_{sol} \cdot I_{sol} \quad (4.16a)$$

$$\frac{\Delta dB_{sol}}{dB_{sol}} = \frac{\Delta K_{sol}}{K_{sol}} + \frac{\Delta I_{sol}}{I_{sol}} + \frac{\Delta f}{f} \quad (4.16b)$$

(où K_{sol} est la constante du solénoïde, G_A le gain de l'amplificateur d'instrumentation.)

Une telle courbe est tracée en figure 4.5a à partir des données expérimentales, et la valeur de la pente ainsi que l'incertitude associée sont calculées à l'aide de `linfitxy` de la même façon que dans la section précédente. Cette pente, évaluée à $(506 \pm 12) \text{ tr} \cdot \text{mm}^2$, correspond directement au produit surface \times nombre de tours de la bobine PCB. En comparaison, la valeur théorique est estimée à $507.6 \text{ tr} \cdot \text{mm}^2$ * et est donc incluse dans l'intervalle expérimental, ce qui permet de valider que le capteur se comporte comme attendu par la théorie, avec une incertitude associée de l'ordre de 2%.

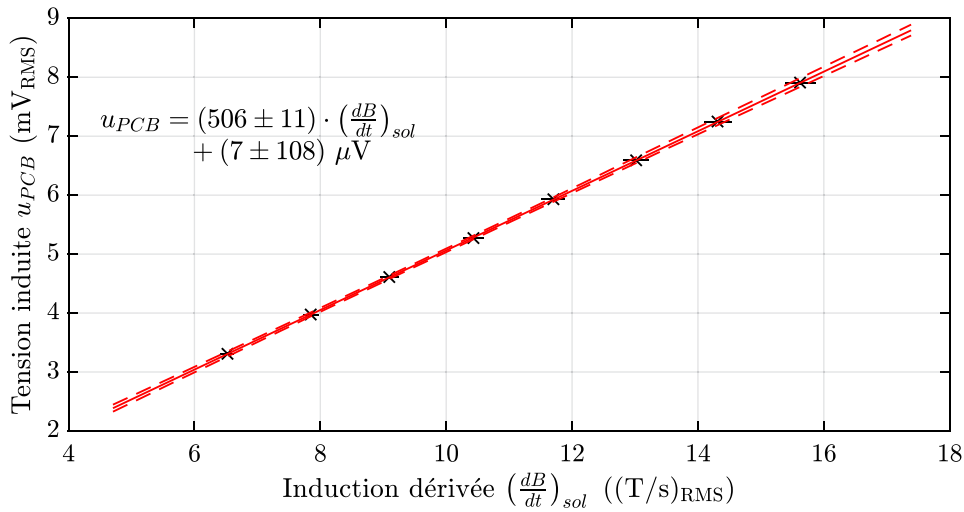
En outre, la figure 4.5b compare les tensions induites aux bornes de plusieurs bobines de H placées ensemble dans le solénoïde de sorte à percevoir le même flux. En tout point, les écarts entre les différentes tensions induites sont inférieurs à 0.5 %, ce qui nous a permis de faire l'hypothèse que nos bobines PCB sont suffisamment identiques pour ne pas toutes les étalonner. Par précaution, l'incertitude sur la valeur de la constante considérée est augmentée de ces 0.5 %, pour un total de 2.5 %.

Cette hypothèse s'assortit cependant d'une condition : la mesure de H est basée sur un total de quatre bobines ($2 \times 2 \ y$), qui sont réalisées ensemble, dans la même plaque de substrat. Or, l'épaisseur de ce dernier est soumise à une tolérance plutôt large du fournisseur (évoqué dans le chapitre 2, section 2.3.3.2), donc des bobines issues de plaques différentes pourraient présenter des variations bien plus importantes. Par conséquent, l'assemblage d'un jeu de quatre capteurs doit soit être fait entre bobines du même substrat, soit en mesurant et tenant compte de l'épaisseur de chacune.

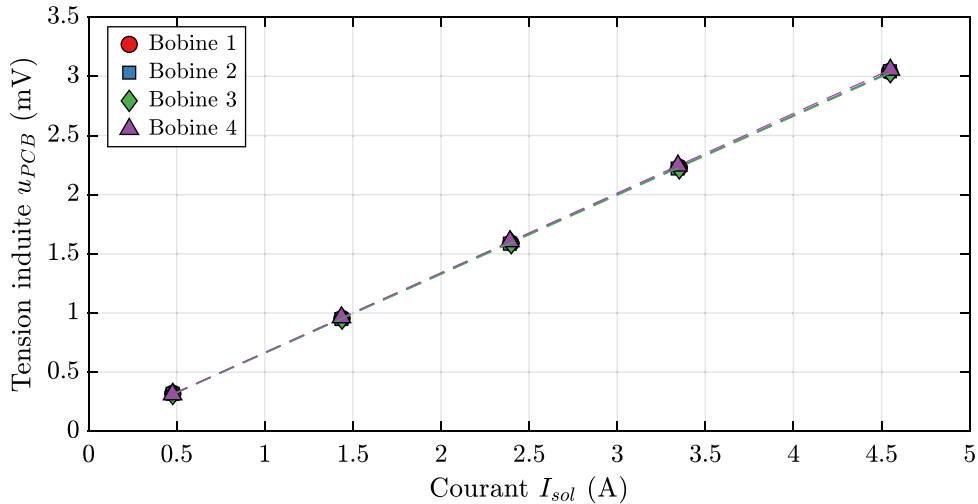
Dilatation thermique

Puisque les caractérisations vont être faites en température, la section d'échantillon enveloppée par les bobines va s'accroître lorsque la température augmente.

*. $K_{th} = u_{PCB} \times l_{PCB} \times N_{PCB} = 0.94 \times 18 \times 30 = 507.6 \text{ tr} \cdot \text{mm}^2$



(a) Étalonnage d'une bobine PCB



(b) Comparaison des tensions induites dans différentes bobines PCB supposées identiques

FIGURE 4.5 – Résultats expérimentaux de l'étalonnage des bobines PCB.

Dans le cas des bobines de B , les coefficients de dilatation thermique des métaux sont modérés : leurs valeurs sont de l'ordre de 10 ppm/K, ce qui correspond à une variation de section d'environ 0.35 % pour une élévation de température de $+175^\circ\text{C}$.

Pour les bobines de H , la dilatation thermique du substrat en FR4 est à l'origine de l'augmentation de section, et son coefficient est sensiblement plus élevé que celui des aciers électriques, puisqu'il vaut environ 60 ppm/K. Même si on considère une température plus modeste sur les bobines, qui sont protégées par l'espace introduit entre elles et l'échantillon, une élévation de l'ordre de 125°C est tout de même attendue (et sera présentée en section 4.4). Dans ces conditions, la variation maximale de la section des bobines PCB vaut 1.5 %, ce qui n'est pas négligeable par rapport aux incertitudes considérées.

Cet accroissement de la section des bobines entraîne une surestimation du champ mesuré. En effet, si on fait l'hypothèse d'une induction sinusoïdale, les variations de flux traversant la bobine produisent une tension induite $e = (NS)_{\text{réel}} B_{\text{réel}} \omega$, à partir de laquelle on va déterminer

l'induction mesurée B_{mes} selon (4.17).

$$B_{mes} = \frac{e}{(NS)_{mes}\omega} = \frac{(NS)_{réel}\omega B_{réel}}{(NS)_{mes}\omega} = \frac{(NS)_{réel}}{(NS)_{mes}} B_{réel} \quad (4.17)$$

(où $(NS)_{mes}$ est la sensibilité supposée de la bobine et $(NS)_{réel}$ celle réelle, impactée par la dilatation thermique.)

Comme le rapport $(NS)_{réel}/(NS)_{mes}$ est supérieur à 1, la mesure du champ est surestimée. Un calcul identique peut être appliqué pour la tension induite dans une bobine de H , mais la valeur réelle du champ mesuré sera altérée de façon sensiblement différente à cause de l'extrapolation linéaire, puisque les deux bobines utilisées dans l'extrapolation ne sont pas portées à la même température. Le biais ajouté dépend alors du positionnement des bobines, de leur température et du champ mesuré, mais dans la mesure où la bobine la plus proche est la plus chaude, le champ mesuré sera toujours surestimé.

Pour les deux types de capteurs, la température du support pourrait être mesurée afin d'appliquer une correction de section sur les résultats. Dans ce cas, les incertitudes sur leur section devraient alors considérer celles sur la mesure de température et sur la connaissance du coefficient de dilatation thermique. Dans les caractérisations du chapitre 5, une telle correction n'est pas appliquée, mais l'ordre de grandeur des variations dues à la dilatation sera intégré dans l'analyse.

Une autre façon de prendre en compte de cette dilatation serait d'ajouter un terme correspondant à la dérive thermique des sensibilités des bobines, de 0.35 % pour celles de B et de 1.5 % pour celles de H . Néanmoins, leur température est plus facilement estimée que celle des résistances et composants électroniques, donc l'ajout d'un tel terme surestimerait l'incertitude par rapport à ce qui peut être connu.

4.1.3. Bilan des incertitudes

En rassemblant les résultats des trois sections précédentes, on obtient les incertitudes globales (4.18) et (4.19), qui dépendent du rapport entre l'excursion en tension V_{PE} du calibre utilisé pour la mesure, et de la tension u_{in} mesurée sur la voie correspondante.

$$\begin{aligned} \text{Incertainitude} &= \frac{\Delta u}{u} + \frac{\Delta G_A}{G_A} + \frac{\Delta K}{K} \\ \frac{\Delta \left(\frac{dH}{dt} \right)}{\left(\frac{dH}{dt} \right)} &= 0.20 \% \cdot \frac{V_{PE}}{u_{in}} + 1 \% + 1.4 \% + 2.5 \% \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$\frac{\Delta \left(\frac{dB}{dt} \right)}{\left(\frac{dB}{dt} \right)} = 0.20 \% \cdot \frac{V_{PE}}{u_{in}} + 1 \% + 0.63 \% + 1.5 \% \quad (4.19)$$

Le rapport V_{PE}/u_{in} varie selon le point de la période : un point qui est proche, en valeur, de l'amplitude du signal observé sera mesuré avec une meilleure précision, puisque le calibre lui sera plus adapté. Par conséquent, un signal qui présente des pics très découpés sera l'objet d'une plus grande incertitude qu'un autre qui serait plus lisse ; par exemple, les champs magnétiques mesurés sur les fer-silicium à grain orientés selon la direction difficile peuvent être plusieurs centaines de fois supérieurs à ceux sur la direction facile, qui souffriront donc d'une précision moindre.

En faisant abstraction de cet aspect temporel, on peut considérer la contribution des différents éléments de la chaîne sur l'incertitude de l'acquisition, afin d'évaluer des pistes d'amélioration possible.

La mauvaise connaissance de la sensibilité des bobines contribue approximativement à hauteur de la moitié de l'incertitude. Pour celles de H , la solution serait de réétalonner le solénoïde puis les bobines, à l'aide d'appareils de mesure dotés d'une résolution plus fine et de calibres plus adaptés afin d'améliorer la précision. La réponse est similaire pour les bobines de B , c'est-à-dire qu'un étalonnage systématique des enroulements montés sur l'échantillon serait nécessaire ; néanmoins, les problématiques matérielles seraient démultipliées, puisqu'elles incluent de disposer d'un système d'excitation permettant la saturation profonde des échantillons.

L'erreur d'amplification est la deuxième plus importante, mais elle provient principalement de l'erreur de lecture sur les résistances. Une amélioration importante serait alors de modifier les cartes d'amplifications pour utiliser des résistances, et donc des gains, fixes qui pourraient être reliés via de meilleures connexions que les plots actuels. Cela permettrait de se passer de la mesure quotidienne à l'aide du multimètre et de faire une unique, plus précise, calibration de la carte.

Enfin, l'erreur d'acquisition ne pourrait être améliorée qu'en changeant de carte d'acquisition, ce qui sera probablement envisagé à moyen terme.

4.2. ÉLÉMENTS DE VALIDATION

Cette section vise à approfondir la connaissance d'aspects spécifiques du RSST développé, et regroupe les résultats de quatre études :

- la première se consacre à l'évaluation des erreurs de positionnement angulaires entre les différents éléments ;
- la seconde à la vérification de la cohérence d'une extrapolation linéaire entre les capteurs de H ;
- la troisième compare des résultats de caractérisations unidirectionnelles obtenus sur le RSST à d'autres réalisés sur un système 1D ;
- enfin, la quatrième applique la méthode de décomposition des pertes sur des données de caractérisations 2D afin de vérifier la cohérence des résultats obtenus avec d'autres tirés de la littérature.

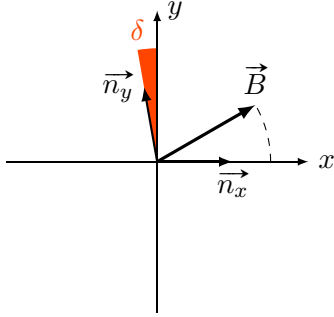
4.2.1. Mesure des déphasages angulaires

Les erreurs de positionnement angulaire, c'est-à-dire celles sur l'orientation relative des différents capteurs et de l'échantillon, sont une source connue d'erreur lors des caractérisations 2D qui ne peut pas être éliminée. Dans le cas du RSST présenté dans le chapitre 2, l'alignement est assuré par les huit axes de fixation en tige filetée, qui bloquent la rotation de l'échantillon par rapport au support sur lequel sont encastrées les bobines de H . L'objectif de cette section est d'évaluer les déphasages entre les différents capteurs fournis par cette méthode de fixation.

Pour cela, l'échantillon est remplacé dans le système par une pièce de même forme et dimensions, mais non magnétique et non métallique, qui porte des bobines de B réalisées exactement de la même façon que celles qui sont montées sur les échantillons. Cette pièce va permettre de mesurer les différents signaux utiles, c'est-à-dire les tensions, courants et champs H et B , sans que les propriétés magnétiques d'un échantillon ne viennent les perturber. Ensuite, les déphasages entre ces signaux pourront être mesurés pour évaluer les erreurs de positionnement.

Cependant, ces déphasages ne sont égaux aux erreurs géométriques de positionnement que si le champ mesuré est circulaire ; pour preuve, on considère le cas de la figure 4.6, où deux capteurs d'induction magnétique orientés selon x et y sont représentés par leurs normales respectives \vec{n}_x et \vec{n}_y , le second présentant un décalage angulaire δ par rapport à sa position théorique.

Si \vec{B} est circulaire, c'est-à-dire si $\vec{B} = (B \cos(\omega t), B \sin(\omega t))^T$, alors :



$$\begin{cases} B_{x,mes} = \vec{B} \cdot \vec{n}_x = B \cos(\omega t) \\ B_{y,mes} = \vec{B} \cdot \vec{n}_y = B \sin(\omega t + \delta) \end{cases} \quad (4.20a)$$

Si \vec{B} est elliptique, c'est-à-dire si $\vec{B} = (B_x \cos(\omega t), B_y \sin(\omega t))^T$, alors :

$$\begin{cases} B_{x,mes} = \vec{B} \cdot \vec{n}_x = B_x \cos(\omega t) \\ B_{y,mes} = \vec{B} \cdot \vec{n}_y = B_{y,m} \sin(\omega t + \delta_m) \end{cases} \quad (4.20b)$$

$$\text{où : } B_{y,m} = \sqrt{B_x^2 \sin(\delta)^2 + B_y^2 \cos(\delta)^2}$$

$$\text{et } \delta_m = \arccos\left(\frac{B_y}{B_{y,m}} \cos(\delta)\right)$$

FIGURE 4.6 – Définition des angles utilisés ci-contre.

Donc si le champ est circulaire, le signal mesuré présente un écart par rapport à la quadrature égal à l'erreur de positionnement, mais cela n'est pas vrai pour un champ elliptique. Ici, la forme du champ réel n'est pas connue, puisque les différents déphasages viennent altérer la mesure, mais le rapport entre les champs générés selon x et ceux selon y peut être estimé à partir des amplitudes des courants, qui diffèrent de 4% environ ($I_y/I_x = 1.04$). Si on évalue l'expression de δ_m ci-dessus pour une composante B_y qui est 4% plus élevée que B_x , l'écart angulaire devrait être environ 4% plus élevé que le déphasage, donc l'ordre de grandeur, au moins, est conservé.

Si la forme de l'induction magnétique \vec{B} est contrôlée, les composantes B_x et B_y à l'issue de l'asservissement seront forcément déphasées de 90° ce qui empêche l'estimation de l'erreur angulaire entre les capteurs. Pour éviter cela, l'excitation va être appliquée sous la forme de deux tensions sinusoïdales en quadrature v_x et v_y créées par le générateur de tension, et transmises via les amplificateurs de puissance à l'inducteur. Celui-ci reçoit donc des courants i_x et i_y en retard par rapport à la tension, qui vont générer les champs observés à l'intérieur du stator, mesurés par une série de bobines de B et H . Dans la mesure où le nombre de voies d'acquisition disponibles est limité, l'expérience se fait en deux étapes : dans un premier temps, on relève les tensions v_x et v_y , les courants i_x , i_y , les champs magnétiques proches $H_{x,c}$ et $H_{y,c}$, et les champs magnétiques plus éloignés $H_{x,f}$ et $H_{y,f}$. Ensuite, l'expérience est répétée en remplaçant les courants par les inductions B_x et B_y .

Les signaux sont acquis sur 64 périodes moyennées, puis décomposés en série de Fourier par transformée de Fourier rapide (FFT) afin d'extraire la phase du fondamental. Les résultats sont réunis dans le tableau 4.6a et illustrés en figure 4.7.

Parmi les résultats du tableau 4.6a, on remarque que la quadrature imposée par le générateur entre les deux tensions est quasiment parfaite, mais que les courants sont déphasés l'un par rapport à l'autre d'environ 0.25° , probablement à cause de légères différences d'impédance entre les deux enroulements du stator. Le retard des courants par rapport aux tensions, de l'ordre de 16.5° , est nettement visible. Par ailleurs, les différents champs mesurés respectent bien le positionnement attendu ; on notera que les paires de champs magnétiques ($H_{x,c}$ et $H_{x,f}$, $H_{y,c}$ et $H_{y,f}$) sont en opposition de phase, parce que les bobines PCB alignées sont placées dans des sens opposés afin de dégager les connections (voir figure 2.21a).

Pour mieux appréhender le comportement des bobines, on ré-exprime ces mêmes angles, cette fois référencés par rapport au courant de la voie considérée ; par exemple, les phases de V_x , B_x etc., sont exprimées par rapport à celle de I_x , et celles $H_{y,c}$, $H_{y,f}$, etc. par rapport à la phase de I_y . On fait l'hypothèse que, puisque les phases mesurées pour les tensions sont très proches entre les deux expériences, celles des courants sont également conservées. En outre, les signaux des bobines proches sont retournés de sorte à les rendre similaires à ceux des bobines éloignées. Le tableau 4.6b présente les résultats à l'issue de ces différentes étapes.

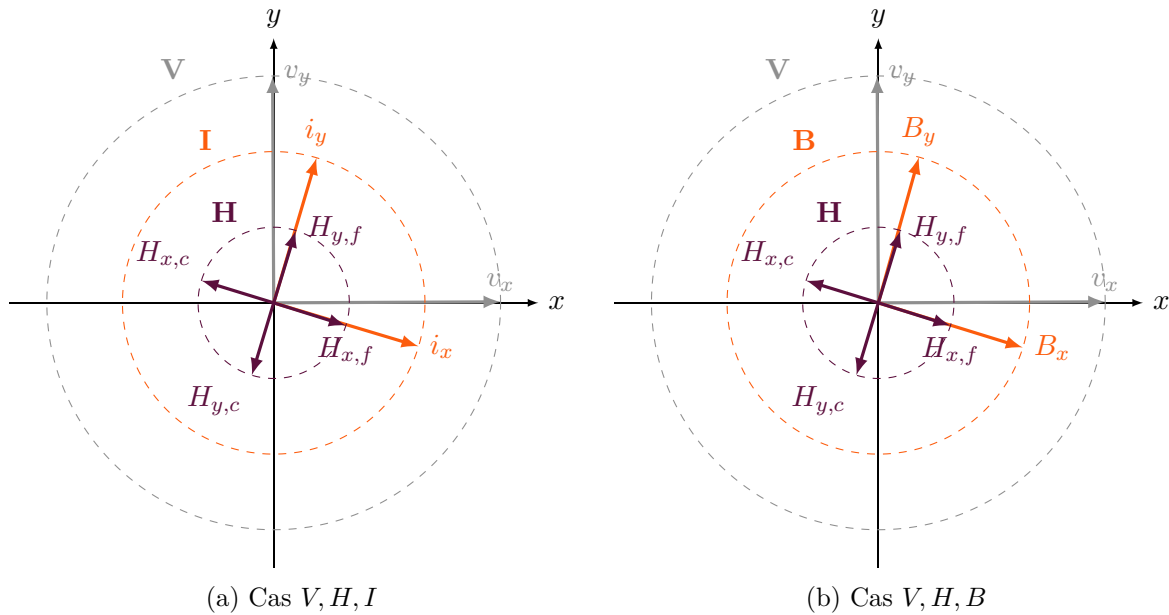


FIGURE 4.7 – Graphe de Fresnel des différents signaux du tableau 4.6 : les phases des vecteurs sont exactement reportées, mais leur longueur dépend de la grandeur représentée.

Cas	Selon x					Selon y				
	$\langle V_x \rangle$	$\langle I_x \rangle$	$\langle B_x \rangle$	$\langle H_{x,c} \rangle$	$\langle H_{x,f} \rangle$	$\langle V_y \rangle$	$\langle I_y \rangle$	$\langle B_y \rangle$	$\langle H_{y,c} \rangle$	$\langle H_{y,f} \rangle$
V, H, I	0.26	-16.70		162.90	-17.43	90.28	73.55		-106.84	73.05
V, H, B	0.26		-17.18	162.89	-17.48	90.29		74.43	-106.88	73.03

(a) Résultats bruts, obtenus en sortie de la FFT.

Cas	Par rapport à $\arg(I_x) = -16.7^\circ$					Par rapport à $\arg(I_y) = 73.55^\circ$				
	$\langle V_x \rangle$	$\langle I_x \rangle$	$\langle B_x \rangle$	$\langle H_{x,c} \rangle$	$\langle H_{x,f} \rangle$	$\langle V_y \rangle$	$\langle I_y \rangle$	$\langle B_y \rangle$	$\langle H_{y,c} \rangle$	$\langle H_{y,f} \rangle$
V, H, I	16.96	0.00		-0.40	-0.73	16.73	0.00		-0.39	-0.50
V, H, B	16.96		-0.48	-0.41	-0.78	16.74		0.88	-0.43	-0.52

(b) Résultats retravaillés, en référençant les phases par rapport aux courants et retournant les sorties des bobines PCB proches.

TABLE 4.6 – Phase (en $^\circ$) déduite par FFT des différents signaux mesurés sous l'effet de tensions sinusoïdales en quadrature.

Les angles mesurés pour la plupart des bobines de H et de B sont autour de -0.5° , ce qui est interprété comme correspondant à l’erreur de positionnement angulaire de l’ensemble {échantillon + mesures} par rapport au stator (ou vice-versa). La bobine mesurant B_y s’écarte fortement de cette position et présente un écart d’environ 1.4° avec les autres. Or, l’erreur de positionnement entre B_x et B_y dégrade notablement l’induction imposée, puisque les deux mesures sont alors légèrement couplées, et que la forme de B est imposée le long de directions qui ne sont pas parfaitement orthogonales. De plus, un tel écart entre H et B devrait être critique sur la mesure des pertes. Cependant, les exemples de caractérisations 2D qui seront présentés dans la section 4.3 ne présentaient pas des anomalies traduisant un tel écart angulaire. Il est possible que le bobinage qui a été réalisé sur le simili-échantillon en polymère ait été particulièrement mauvais, mais ce cas illustre alors la facilité avec laquelle un tel déphasage peut s’introduire.

Si on laisse de côté cette bobine B_y , les déphasages observés sur les signaux issus des quatre bobines de H et de celle de B_x sont inclus dans 0.4° . De tels angles ne sont pas à proprement parler négligeables dans le cas de caractérisations 2D, mais difficiles à corriger dans le cadre d’un système qui doit rester suffisamment démontable. Un meilleur positionnement pourrait être envisagé pour les bobines de H , notamment pour diminuer les déphasages entre les différents termes de l’extrapolation. Cependant, comme l’échantillon doit rester amovible, le positionnement des bobines de B pourra difficilement être assuré dans tous les cas. Or, l’angle entre \vec{B} et \vec{H} est le plus critique en ce qui concerne la mesure des pertes, et comme cela a été mis en valeur ci-dessus, il s’agit aussi d’un angle sur lequel les déphasages sont très facilement ajoutés. Un soin maximal a été apporté par la suite à la mise en place des bobines de B , qui sont installées sur l’échantillon puis maintenues en place à l’aide de Kapton adhésif pour limiter les possibles déformations.

4.2.2. Évolution du champ magnétique selon la distance à l’échantillon

La mesure tangentielle de \vec{H} est fondée sur la conservation de la composante tangentielle du champ magnétique à l’interface échantillon-air, mais les écarts à cette loi s’accroissent lorsque la mesure s’éloigne de l’échantillon. Pour compenser cet effet, dans le RSST développé, la mesure du champ magnétique est faite à plusieurs hauteurs et une extrapolation linéaire entre ces points est appliquée pour retrouver le champ à la surface de l’échantillon. Bien entendu, cette correction suppose que la variation de champ magnétique en fonction de la distance varie de façon linéaire, tout du moins sur la plage de hauteur correspondant aux capteurs. Cette section est consacrée à l’étude de la forme du champ magnétique $H(h, t)$ dans l’air au-dessus de l’échantillon, selon l’écartement h par rapport à celui-ci, d’abord à l’aide de simulations puis de façon expérimentale.

4.2.2.1. Simulation simplifiée et concepts

Dans un premier temps, une simulation simplifiée est menée afin de poser des bases de compréhension quant à l’évolution de $H(h)$ selon la géométrie du système et l’état magnétique de l’échantillon. Pour représenter cet état, l’échantillon est représenté par un matériau linéaire, de perméabilité relative μ_r constante, pour laquelle plusieurs valeurs vont être utilisées au cours de simulations successives. Le modèle utilisé est identique à celui utilisé lors des validations de l’inducteur (figure 2.17a page 67) et rappelé en figure 4.8. Il représente la moitié supérieure d’un stator, de ses enroulements et d’un échantillon circulaire, la moitié inférieure étant prise en compte via des conditions de symétrie adéquates. On notera que la hauteur du stator utilisé dans ces simulations ($h_{stat,sim} = 50$ mm) est supérieure à celle du banc expérimental ($h_{stat,exp} = 35$ mm), ce dernier ayant été approvisionné de façon ultérieure à la présente étude. L’excitation

est représentée par une densité de courant constante dans les enroulements et une simulation magnétostatique est réalisée.

L'évolution de l'amplitude du champ magnétique H le long de l'axe du stator est tracé en figure 4.9 selon le rapport de la distance sur la demi-épaisseur du noyau magnétique du stator. La composante tangentielle du champ H à l'intérieur de l'échantillon est observable à proximité de l'axe des ordonnées : il est constant, d'autant plus faible que la perméabilité est élevée, et surtout continu au niveau de l'interface échantillon-air. En l'absence d'échantillon ($\mu_r = 1$), le champ est maximal au centre du stator, où les contributions des différents enroulements se cumulent au mieux, puis décroît avec la distance. Ce comportement est conservé pour des perméabilités relatives de l'ordre de quelques dizaines, mais au-delà le matériau est suffisamment perméable pour que le champ dans l'échantillon diminue fortement. Par conservation de la composante tangentielle, le champ à la surface de l'échantillon diminue également.

Néanmoins, lorsque la mesure s'éloigne de l'échantillon, le champ magnétique tend vers le

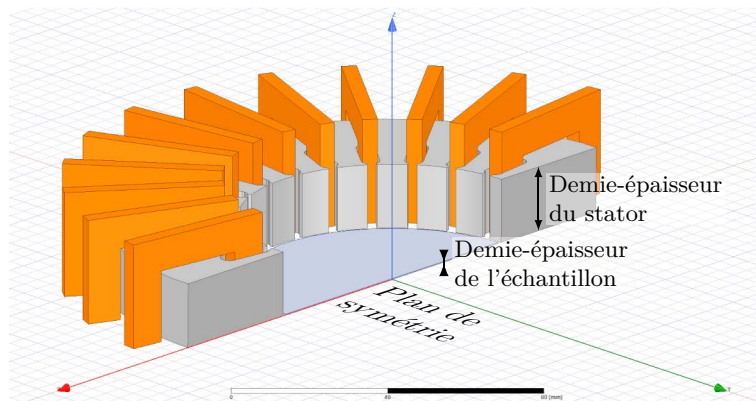


FIGURE 4.8 – Rappel de la géométrie utilisée dans les simulations de l'évolution de H selon la hauteur.

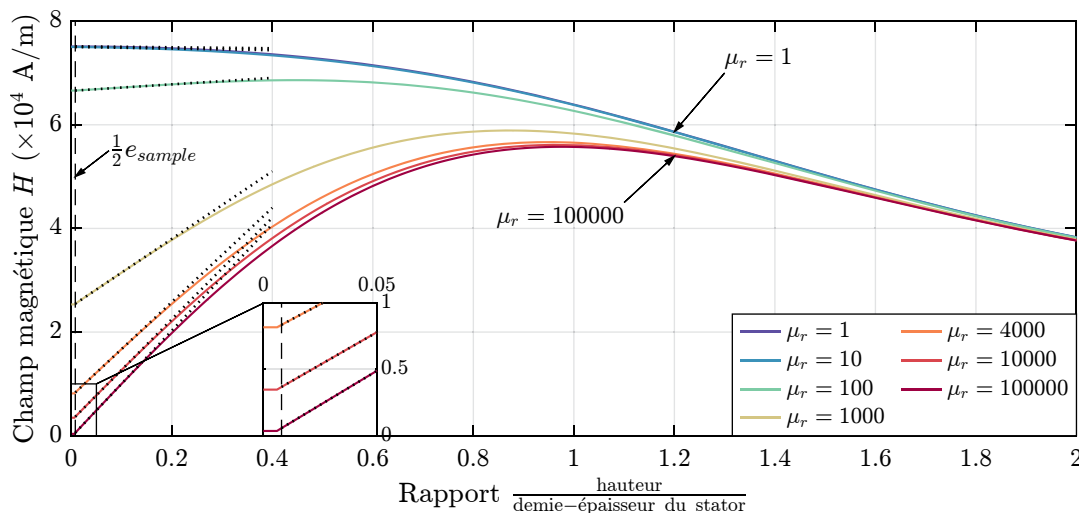


FIGURE 4.9 – Simulation magnétostatique de la tendance de $H(h)$, pour différentes valeurs de perméabilité relative μ_r finie de l'échantillon. L'axe des distances est normalisée par rapport à la demi-hauteur du stator. L'incrustation met en valeur le comportement du champ au niveau de l'échantillon (d'épaisseur e_{sample}).

cas à vide ($\mu_r = 1$) : l'influence de l'échantillon n'est nettement perceptible que dans une zone finie autour de lui, et plus la mesure s'en éloigne, plus le champ mesuré croit vers celui que créerait le stator dans l'air. On peut remarquer sur la figure 2.17a que cette augmentation du champ, de l'échantillon jusqu'au point où il est maximum, est de forme plus polynomiale que linéaire. Cependant, pour des valeurs de hauteur suffisamment inférieures à l'épaisseur du stator, l'approximation sous la forme d'une droite, comme proposé en pointillé, décrit très bien le comportement du système, surtout pour des perméabilités modérées.

4.2.2.2. Simulation temporelle

Dans un second temps, le même modèle est utilisé, mais avec les modifications suivantes :

- l'échantillon est modélisé comme un matériau doté d'une courbe $B(H)$ non-linéaire ;
- le type de physique est changé pour une simulation transitoire, de sorte à pouvoir voir la déformation du champ au cours d'une période sous l'effet du matériau non-linéaire ;
- l'excitation reste une densité de courant imposée dans les enroulements, mais variante dans le temps (sinusoïdale).

L'étude va maintenant porter sur la surface $H(h, t)$, c'est-à-dire l'amplitude vectorielle du champ magnétique mesuré, sur l'axe du stator, selon la distance à l'échantillon et le point de la période. L'objectif de cette section est donc de valider que l'extrapolation linéaire est acceptable sur la plage concernée par les mesures, en prenant en compte certaines distorsions de la forme du champ dues à l'échantillon.

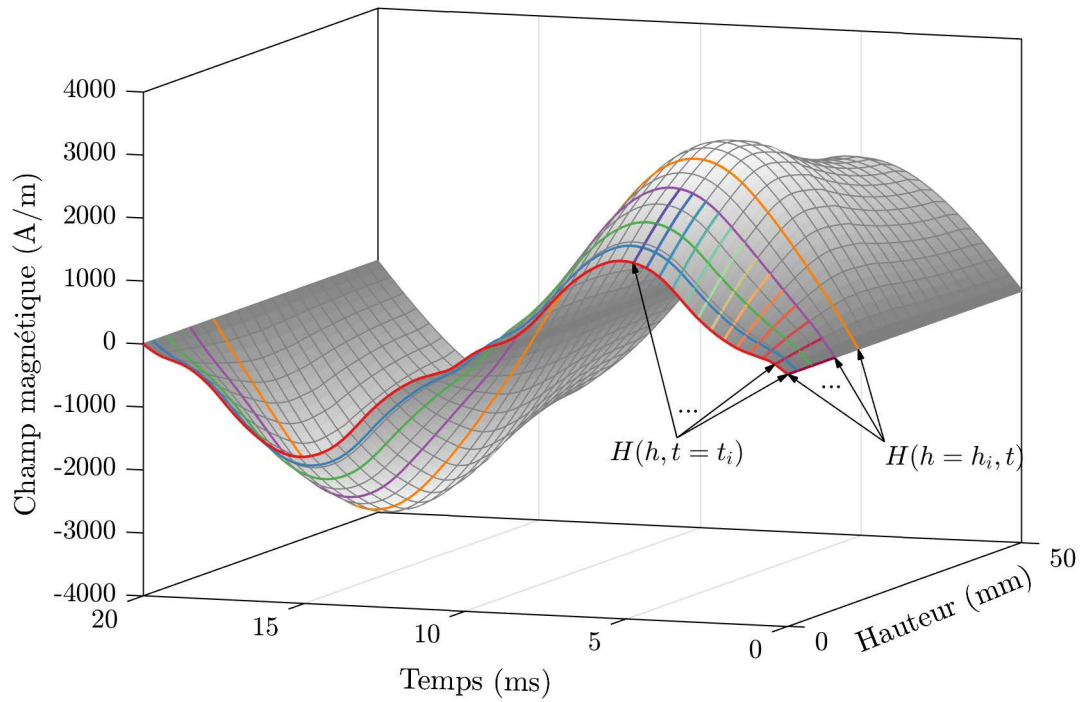
Des résultats sont présentés en figure 4.10 : la figure 4.10a propose une visualisation 3D de la surface $H(h, t)$ sur laquelle on retrouve la forme observée dans la section précédente : une croissance du champ le long de l'axe du stator, puis sa décroissance. Sur cette figure sont également indiqués les éléments tracés en figures 4.10b et 4.10c, qui illustrent respectivement le motif périodique de $H(t)$ pour plusieurs valeurs de la hauteur et la variation de $H(h)$ selon la distance à l'échantillon (pour $h < 10$ mm).

Néanmoins, du fait de la non-linéarité du matériau, la forme des courbes $H(h)$ varie selon le point de la période : au cours du temps, l'état magnétique du matériau, donc sa perméabilité, change. On peut voir sur la figure 4.10b que la distorsion de forme du champ, due à la non-linéarité, s'efface rapidement lorsque la mesure s'éloigne de l'échantillon, et n'est déjà plus qu'à peine perceptible 10 mm au-dessus de la surface. L'écart entre la surface et le point de mesure tangentielle est donc critique sur l'obtention de la forme du champ magnétique, de même que l'épaisseur de la surface sensible.

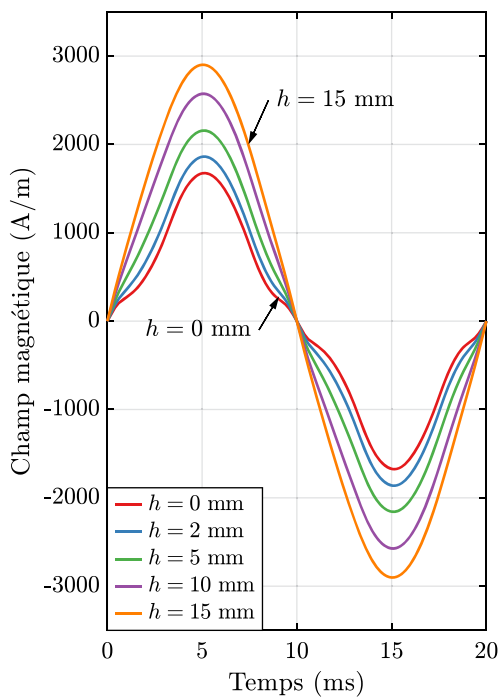
Ce dernier problème est inhérent à la mesure de H par capteurs bobinés dans la mesure où l'amincissement de ceux-ci réduit une sensibilité déjà modérée et est limité par la rigidité du support. Le problème de la distance à l'échantillon, en revanche, est résolu dans le RSST développé par l'application d'une extrapolation linéaire. La figure 4.10c présente l'évolution du champ magnétique selon la hauteur $H(h)$ à proximité de l'échantillon, ainsi que l'approximation linéaire du début de ces courbes. La plage de validité de celle-ci est plus limitée que dans le cas précédent : les écarts à la linéarité sont notables à partir de 4 mm. Dans la mesure où le stator utilisé dans ces simulations est plus haut que celui utilisé dans le dispositif expérimental, cette plage limitée n'est pas très rassurante quant à l'extrapolation utilisée pour laquelle les bobines de mesure sont disposées à approximativement 1.45, 2.39, 3.33 et 4.27 mm.

4.2.2.3. Étude expérimentale

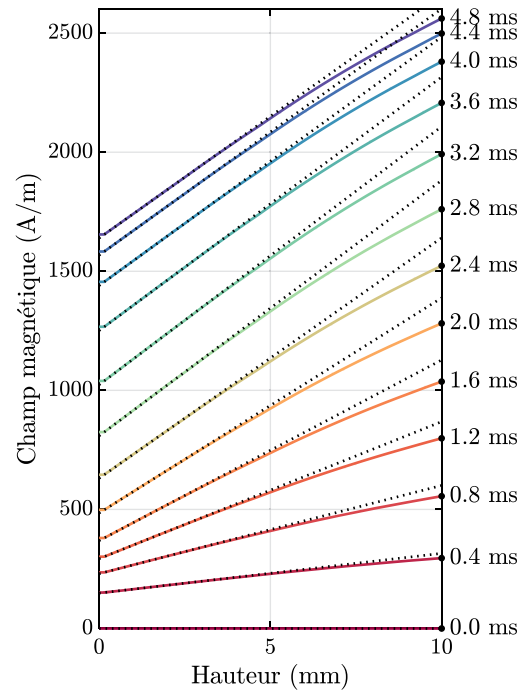
Afin de compléter les résultats de simulation, qui sont forcément insuffisants à représenter la complexité du comportement magnétique de l'échantillon et de son influence sur le champ H qui



(a) Visualisation 3D. Les courbes ci-dessous (b) et (c) sont représentées sur la surface.



(b) Courbes projetées selon l'axe temporel



(c) Courbes projetées selon la hauteur

FIGURE 4.10 – Simulation du champ magnétique $H(h, t)$ au-dessus de l'échantillon, en fonction de la hauteur h et de l'instant t de la période.

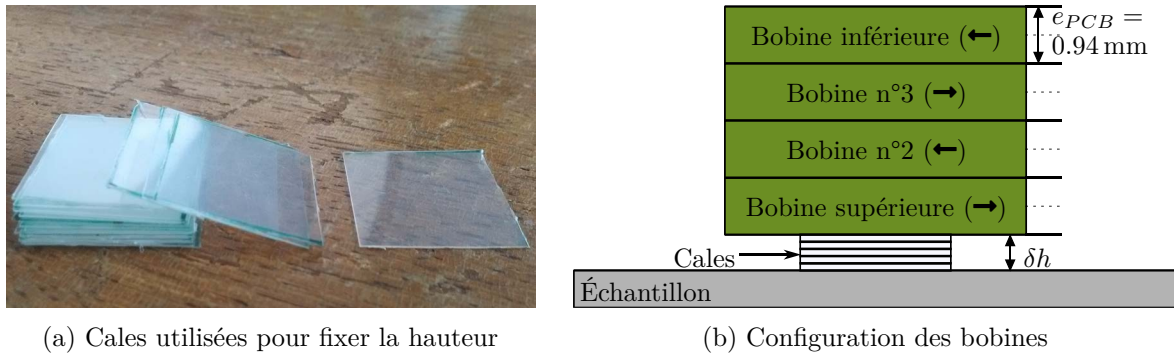


FIGURE 4.11 – Étude expérimentale du champ magnétique en fonction de la distance.

l'entoure, une étude expérimentale similaire est menée. Pour cela, des bobines PCB, identiques à celles présentées dans le chapitre 2, sont utilisées pour mesurer le champ magnétique à différentes distances de l'échantillon, fixées par des cales en feuille plastique de 0.25 mm (figure 4.11a). Afin de multiplier le nombre de points de mesure obtenus, quatre bobines vont être assemblées de telle façon à toutes mesurer le champ dans la même direction, comme illustré en figure 4.11b, chaque bobine étant à 180° des bobines adjacentes. L'alignement des bobines selon les axes de mesure est fait de façon visuelle à l'aide de repères placés sur l'échantillon.

Une tension sinusoïdale est appliquée sur les enroulements du stator afin de créer un champ alternatif dans la direction des bobines, puis un échantillon de fer-cobalt de 0.5 mm d'épaisseur est inséré dans le stator. Pour chaque hauteur possible, c'est-à-dire tous les 0.25 mm à partir de la demie-épaisseur de la bobine, seize périodes de signal sont relevées puis moyennées pour diminuer le bruit de mesure, avant d'être intégrées pour obtenir le champ magnétique.

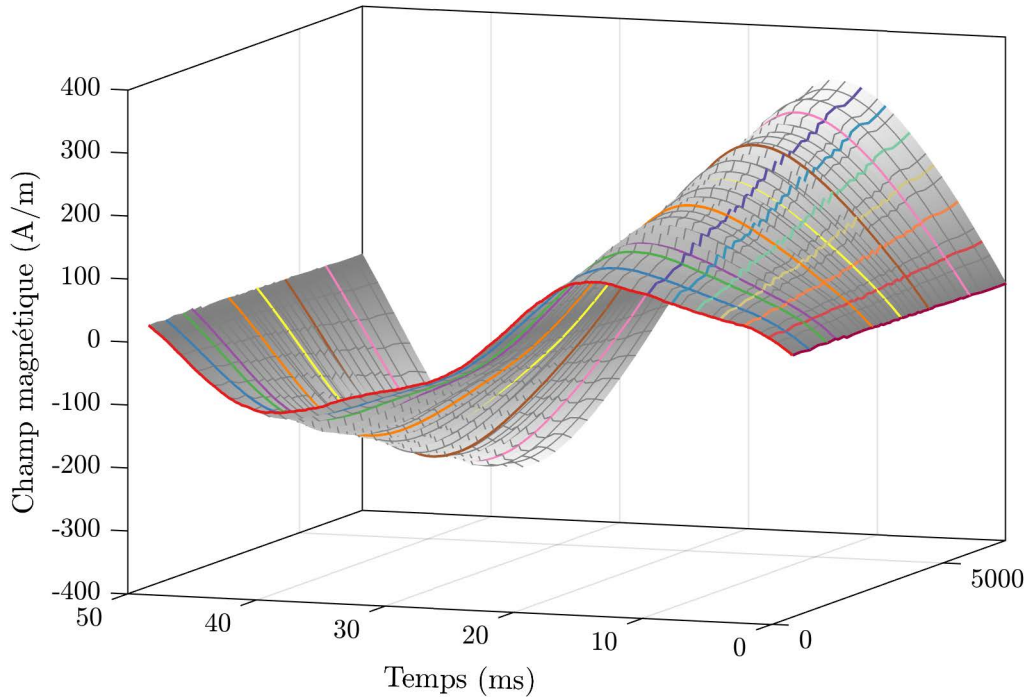
Les résultats sont présentés en figure 4.12, dans un format identique à ceux de la figure 4.10. L'évolution du motif périodique de H lorsque la mesure s'éloigne de l'échantillon est présentée en figure 4.12c, et la distorsion est déjà fortement amoindrie pour $h = 2$ mm.

Sur la figure 4.12c, les marqueurs représentent un point de $H(h, t)$, c'est-à-dire la valeur du champ H lue à une hauteur et un instant donné ; pour un même instant, les points mesurés à différentes hauteurs forment un nuage étiré, dont la dispersion est attribuée aux erreurs à la fois sur la hauteur considérée et sur l'orientation angulaire des bobines. Malgré celle-ci, la tendance linéaire, tracée en pointillée sous les marqueurs, semble être bien respectée pour chaque instant de la période sur la plage de hauteur nécessaire aux caractérisations (0 à 4.27 mm).

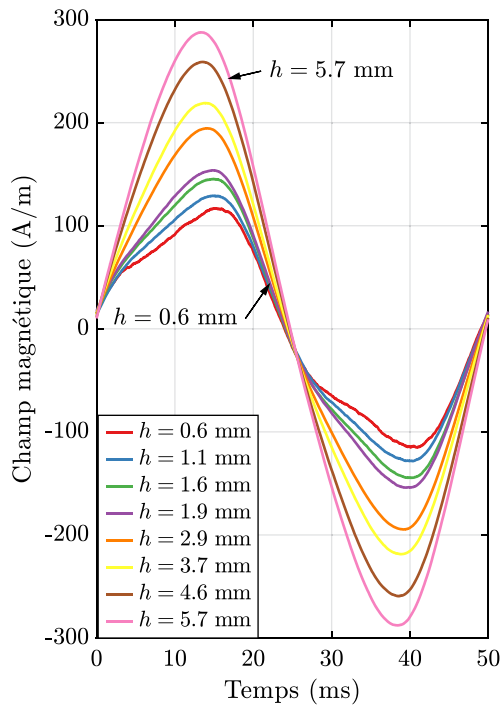
La dispersion des mesures empêche l'estimation de la précision de l'extrapolation, mais les résultats semblent cependant nettement plus favorables que ceux des simulations de la section 4.2.2.2 précédente. La sensibilité de la mesure au positionnement est indéniable, mais celui-ci est bien plus fixe durant les caractérisations :

- les différentes bobines sont fixées ensemble, donc l'offset de hauteur entre les deux bobines d'une même voie est relativement bien connu ;
- la position angulaire est assurée à moins d'un demi-degré près, comme montré en section 4.2.1 ;
- les bobines étant fixées au support sur lequel est appuyé l'échantillon, la distance qui les sépare ne devrait pas bouger au cours des expérimentations.

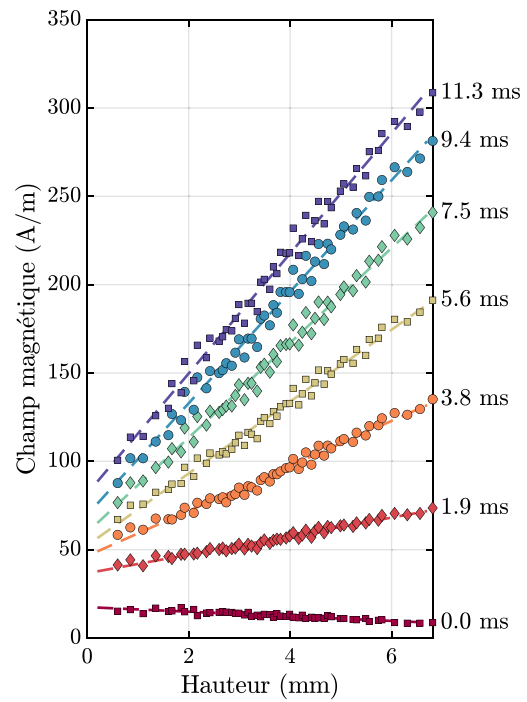
La dernière distance est la plus susceptible d'être perturbée, soit lors du changement d'échantillon, soit à cause de la dilatation thermique du support. Les matériaux de ce dernier ont cependant été choisis pour leur bonne stabilité dimensionnelle en température.



(a) Visualisation 3D. Les courbes ci-dessous (b) et (c) sont représentées sur la surface.



(b) Courbes projetées selon l'axe temporel



(c) Courbes projetées selon la hauteur

FIGURE 4.12 – Mesure du champ magnétique $H(h, t)$ au-dessus de l'échantillon, en fonction de la hauteur h et de l'instant t de la période.

4.2.3. Comparaison à des caractérisations 1D

La comparaison des résultats 1D, réalisés par le RSST, à d'autres issus de systèmes 1D mieux connus, idéalement standards, est une piste majeure de validation d'un RSST en l'absence de système ou résultats de référence 2D.

4.2.3.1. Conditions expérimentales et objectifs

Ici, la comparaison va être faite sur différents échantillons réalisés dans la même nuance de fer-cobalt : deux de forme circulaire (tels que décrits dans la section 2.3.2.3, page 65), découpés respectivement au laser et par électroérosion, et un de forme rectangulaire, découpé par électroérosion et qui ne sera utilisé que dans le système 1D. Pour alléger les descriptions, ces différents échantillons vont être nommés C-LAS, C-EE et R-EE (C et R pour les échantillons circulaires et rectangulaires, LAS et EE pour la découpe par laser ou électroérosion).

Pour l'échantillon C-LAS, les perçages pour monter les bobines de B sont réalisés au laser, tandis que ceux de C-EE et R-EE sont percés à l'aide d'un foret. Ces conditions sont répertoriées dans le tableau 4.7.

Cette étude présente deux objectifs : le premier est d'évaluer la pertinence des mesures 1D réalisées par le RSST face à celle d'un système plus simple, et le second de comparer les propriétés mesurées sur chacun des échantillons selon le mode de découpe, et donc de vérifier la nécessité (ou non) d'une découpe par électroérosion.

Les caractérisations 1D sur le RSST vont être complétées par celles réalisées par le cadre simple-bande (SST) de la figure 4.13. Celui-ci est réalisé à partir d'un double U en ferrite et

Échantillon	Forme	Découpe	Perçage	SST	RSST
C-LAS	Disque avec encoches 78 mm de diamètre	Laser	Laser	✓	✓
C-EE	Disque avec encoches 78 mm de diamètre	Électroérosion	Mécanique	✓	✓
R-EE	Plaque rectangulaire 70 mm × 100 mm	Électroérosion	Mécanique	✓	✗

TABLE 4.7 – Conditions appliquées lors de la comparaison de résultat 1D entre RSST et SST.

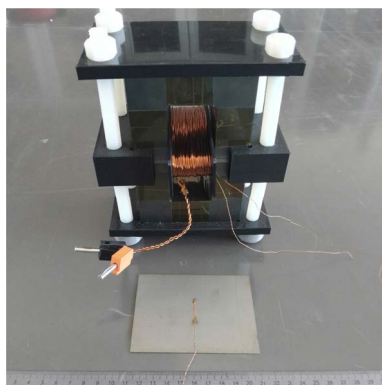


FIGURE 4.13 – SST non standard qui va fournir un point de comparaison pour les mesures 1D.



FIGURE 4.14 – Dégradation visible de la tôle autour de la découpe laser.

pourvu de bobinages d'excitation montés sur un support entourant l'échantillon ; la mesure est réalisée de façon localisée, à l'aide de bobines de B percées dans l'échantillon et d'une bobine PCB tangentielle pour H collée contre la tôle. Les dimensions de ce SST sont suffisamment réduites pour permettre d'y insérer les échantillons circulaires en enserrant plusieurs millimètres de matériau entre les U, mais le couplage est probablement plus limité que pour l'échantillon rectangulaire.

Différents cycles d'hystérésis obtenus dans ces différentes configurations sous l'effet d'une induction B sinusoïdale selon l'axe de laminage sont présentés dans la figure 4.15, accompagnés des valeurs des pertes correspondantes.

4.2.3.2. Comparaison des modes de découpe

La dégradation importante des propriétés magnétiques attribuée à la découpe laser est amplement vérifiée ici. Les pertes mesurées, et de façon équivalente le champ coercitif, sont environ 20 à 25 % plus importantes sur C-LAS, toutes conditions égales par ailleurs. De plus, la perméabilité des échantillons est bien moindre : les cycles d'hystérésis sont moins rectangulaires, plus inclinés vers l'axe des abscisses.

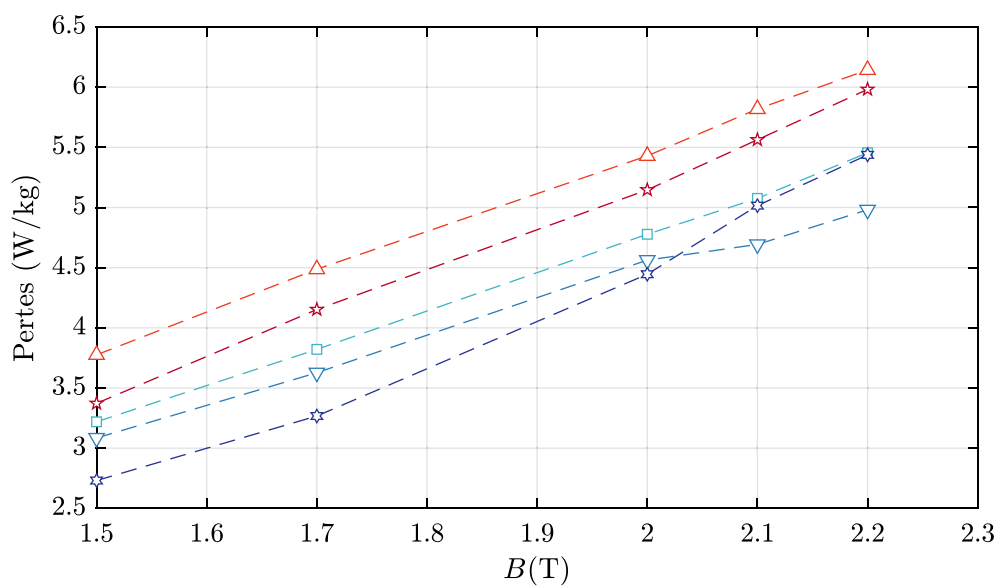
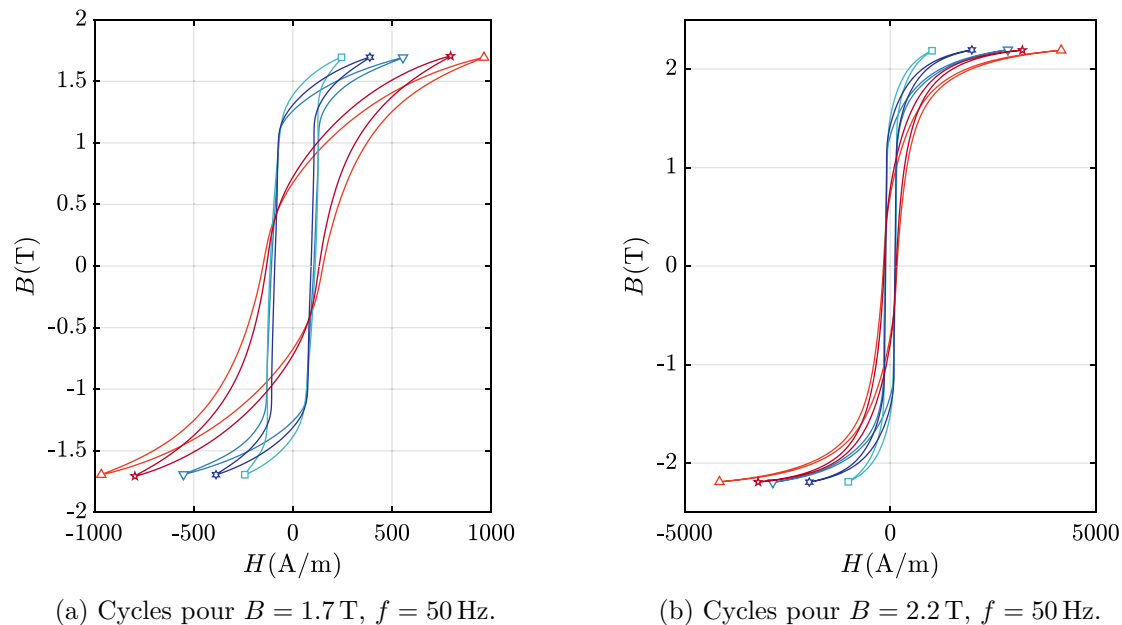
Les paramètres de découpe (et de perçage) de cet échantillon avaient été choisis de sorte à limiter la taille de la zone visuellement brûlée, qui demeure cependant visible sur les coins des encoches figure 4.14). Au vu des résultats, ce choix est insuffisant pour limiter la dégradation due à la découpe, ou du moins aux perçages. En effet, comme le contour de l'échantillon est séparé de la zone de mesure par plus de 25 mm, une telle dégradation semble extrême ; en revanche, les perçages sont directement situés sur les bords de la zone de mesure. Pour isoler l'impact des opérations de découpe et de perçage sur les propriétés, il faudrait disposer d'échantillons découpés au laser, mais percés mécaniquement, ou découpés par électroérosion, mais percés au laser. Néanmoins, de telles pièces n'avaient pas été approvisionnées et l'étude n'a pas été poussée plus loin.

4.2.3.3. Comparaison des inducteurs

La comparaison des résultats obtenus sur le SST et sur le RSST peut se faire en deux étapes : la première va être de comparer les propriétés magnétiques mesurées sur C-EE et R-EE lorsqu'ils sont tous deux excités par le SST, afin de vérifier le bon comportement de celui-ci ; ensuite, il sera possible de comparer les propriétés mesurées à l'aide des deux inducteurs.

Les pertes obtenues, à système d'excitation égal, sur les deux échantillons découpés par électroérosion diffèrent de quelques pourcents, R-EE présentant des pertes supérieures. Malgré cela, les formes des cycles d'hystérésis sont très similaires dans la zone linéaire, mais leurs comportements diffèrent notablement au niveau du coude de saturation : R-EE présente un cycle très rectangulaire, tandis que celui du disque s'incurve notablement à l'entrée en saturation. Vu que le matériau utilisé pour chacun des échantillons est censé être identique et dégradé de façon semblable par la découpe, ces différences ne peuvent être expliquées que par deux facteurs : soit l'existence de perçages à 90° sur l'échantillon circulaire, donc sur la trajectoire du flux, perturbe la mesure, soit l'insertion d'un échantillon circulaire dans le SST amène des différences sur la répartition du champ qui sont trop importantes. Dans ces conditions, la mesure sur SST de l'échantillon circulaire ne peut pas être considérée comme une proche représentation du comportement 1D du matériau, mais elle demeure une référence raisonnable.

Si, dans un second temps, on compare donc uniquement les résultats obtenus sur les échantillons circulaires C-EE et C-LAS, les conclusions sont similaires quel que soit le mode de découpe : les pertes mesurées sur le RSST sont inférieures à celles provenant du SST de 2 à 10 %,



★ Laser, Disque, RSST
 △ Laser, Disque, SST
 ★ Erosion, Disque, RSST
 ▽ Erosion, Disque, SST
 □ Erosion, Plaque, SST

FIGURE 4.15 – Comparaison des mesures 1D réalisées avec le banc développé (RSST) ou un système 1D (SST) non-standard, sur des échantillons de fer-cobalt AFK502R, découpés au laser ou par électroérosion.

et les cycles un peu plus droits. Pour C-EE, les propriétés sont donc encore plus éloignées de celles obtenues sur R-EE, sauf au-delà du coude de saturation, et les écarts relevés ne sont pas qualitativement altérés par l'utilisation d'une référence modérément fiable. Ces écarts pourraient facilement être attribués, entre autre, à l'extrapolation linéaire utilisée dans le RSST : les pertes mesurées diminuent lorsque l'on s'éloigne de la surface, et devraient être restaurées par l'extrapolation. Cependant, si les hauteurs sont mal estimées, celle-ci peut facilement perdre en précision.

Une seconde série de comparaisons sur des mesures 1D a été réalisée de façon ultérieure, avec une référence plus fiable, et sera présentée en section 4.3 en incluant une étude plus poussée de l'influence de l'extrapolation. Entre les deux, la position des bobines a notamment été réévaluée, et l'impact de l'extrapolation étudiée de façon plus attentive.

4.2.4. Décomposition des pertes

Cette section s'intéresse à la décomposition des pertes, c'est-à-dire la séparation, à partir de la mesure des pertes W_{tot} à différentes fréquences f , de la contribution relative des pertes par hystérésis W_{hyst} , par courants de Foucault W_{cf} et par excès W_{exc} . L'objectif est de comparer les résultats d'une telle décomposition, appliquée à un échantillon de fer-silicium non-orienté d'épaisseur 0.35 mm, à des exemples existants dans la littérature sur des matériaux similaires, et ainsi d'évaluer la cohérence des mesures.

La séparation employée suit le modèle statistique de Bertotti [26, 27] pour le calcul des pertes par excès. Une version plus simple considère que celles-ci sont proportionnelles à la racine carrée de la fréquence, alors que le modèle considéré apporte un terme de correction qui intervient pour de faibles fréquences et niveaux d'induction*.

4.2.4.1. Méthode

La méthode employée pour la décomposition des pertes 2D est issue de [151], et les principales étapes sont illustrées en figure 4.16.

Pour une amplitude d'induction circulaire donnée B_p , les pertes totales W_{tot} sont relevées pour différentes fréquences f (figure 4.16a). Ensuite, les pertes par courant de Foucault (en J/kg) sont calculées en fonction de la fréquence à l'aide de (4.21) (figure 4.16b).

$$W_{cf}(f) = \frac{\pi^2}{3\rho} \sigma d^2 B_p^2 f \quad (4.21)$$

(où ρ est la densité du matériau, d l'épaisseur de l'échantillon, B_p l'induction crête et f la fréquence.)

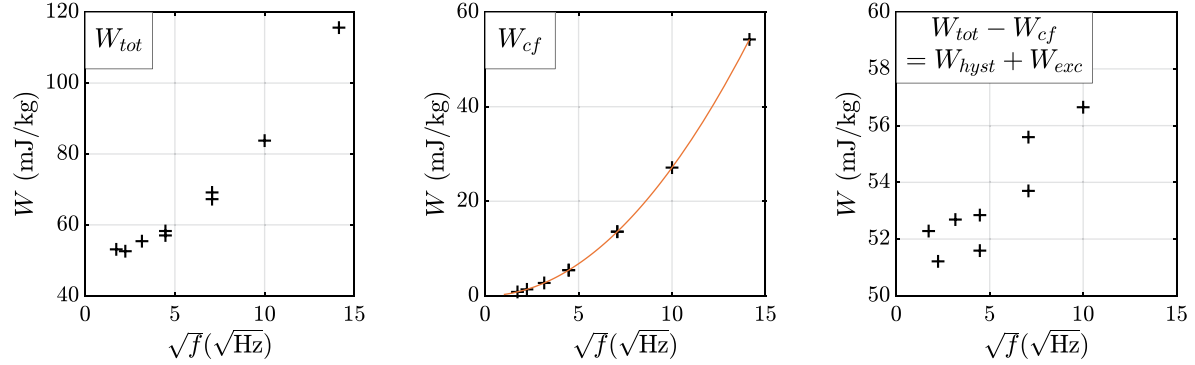
Ce terme de pertes W_{cf} va ensuite être déduit des pertes totales pour obtenir $W_{exc} + W_{hyst}$, comme illustré en figure 4.16c.

Selon le modèle de Bertotti, les pertes par excès sont supposées suivre l'équation (4.22), dans laquelle les paramètres n_0 et V_0 vont être identifiés par régression (figure 4.16d), à l'aide de la fonction `fit` de Matlab. Ces paramètres représentent respectivement le nombre moyen d'objets magnétiques actifs dans la section de matériaux, le champ magnétique moyen d'activation de ces différents objets [26].

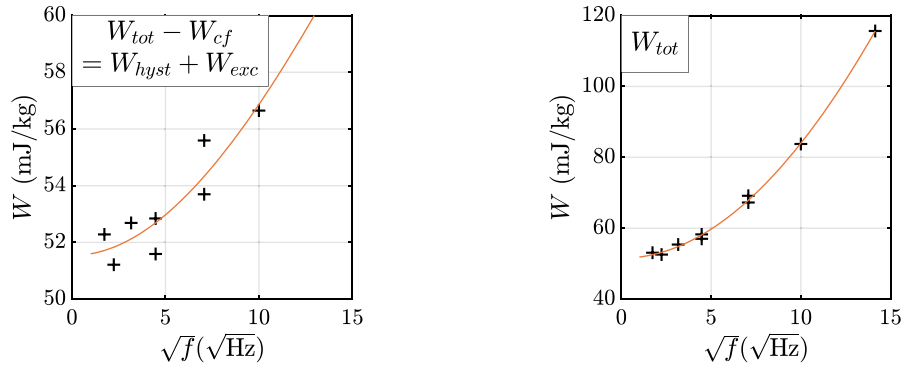
$$W_{exc}(f) + W_{hyst} = \frac{2}{\rho} J_p n_0 V_0 \int_0^{\pi/2} \left(\sqrt{1 + \frac{8\sigma G S}{n_0^2 V_0} \pi f J_p \cos \phi} - 1 \right) \cos \phi \cdot d\phi + W_{hyst} \quad (4.22)$$

*. Ce modèle plus simple a également été appliqué pour vérifier qu'il conserve l'essentiel des conclusions formulées ci-après.

A l'issue de cette régression, les différents termes de perte W_{cf} , W_{exc} , W_{hyst} peuvent donc être calculés en fonction de f pour le niveau d'induction B_p choisi. La validité de la décomposition peut être vérifiée en refaisant la somme de ces différents termes, comme en figure 4.16e.



(a) Étape 1 : tracé des pertes par rapport à \sqrt{f} . (b) Étape 2 : Calcul des pertes par courant de Foucault selon (4.21). (c) Étape 3 : soustraction des pertes par courant de Foucault.



(d) Étape 4 : détermination des coefficients n_0 , V_0 et W_h de (4.22).

(e) Étape 5 : vérification.

FIGURE 4.16 – Méthode de décomposition des pertes employée.

4.2.4.2. Résultats

La méthode décrite dans la section précédente a été appliquée à une série de valeurs de pertes mesurées sous champ circulaire pour différents niveaux d'induction et différentes fréquences, et les résultats des identifications sont présentés en figure 4.17. On peut noter que la dispersion des points de la somme $W_{exc} + W_{hyst}$, donc après soustraction du terme de pertes par courants de Foucault, est notable, comme cela se voyait déjà sur la figure 4.16d. Par conséquent, l'identification présente probablement une fiabilité modérée à faible fréquence, mais la partie linéaire semble raisonnablement représentée. Les tendances théoriques sont respectées, étant donné que la différence à faible fréquence par rapport à une identification linéaire de $W_{exc}(f)$ apparaît uniquement pour des inductions faibles à modérées, et disparaît ici aux alentours de 1.45 T, sauf pour le point 1.5 T. On notera, cependant, que le tracé de $W_{hyst} + W_{exc}$ pour $B_p = 1.7$ T est décroissante avec la fréquence, ce qui n'est guère physique, mais peut être expliqué soit par une baisse de précision de la mesure des pertes à haute induction, soit par le fait que la distinction entre induction et polarisation n'a pas été faite dans les calculs, et peut commencer à être non négligeable.

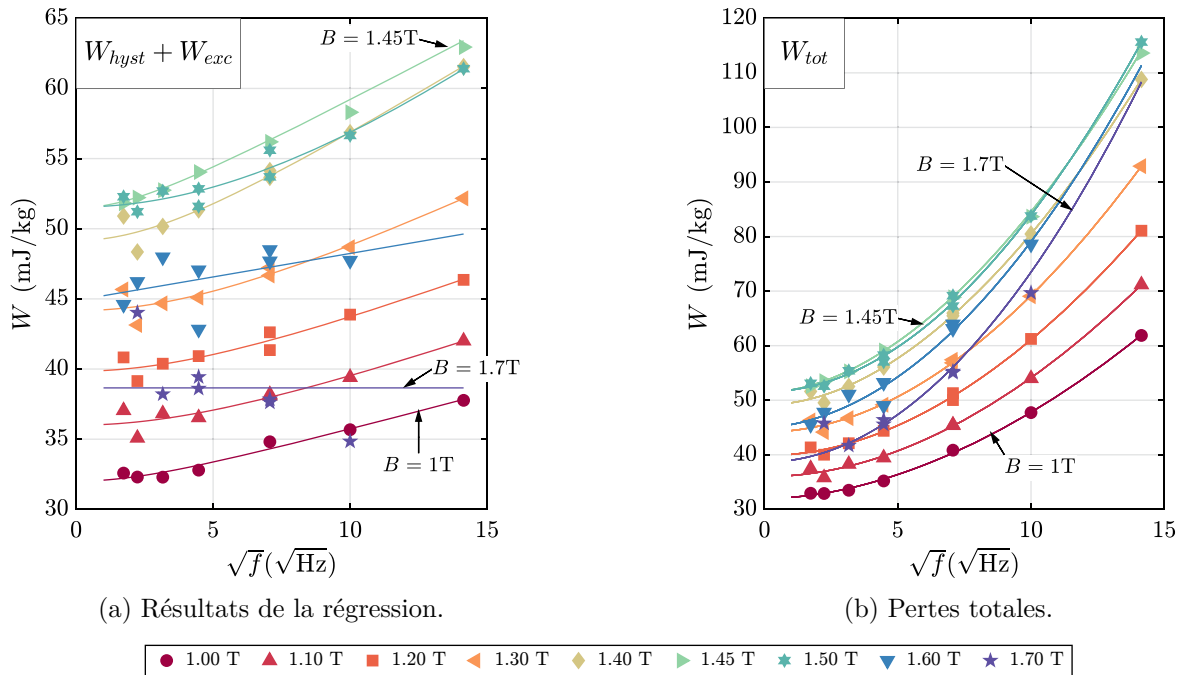


FIGURE 4.17 – Application de la décomposition des pertes en 2D sur un échantillon de fer-silicium M330-35A.

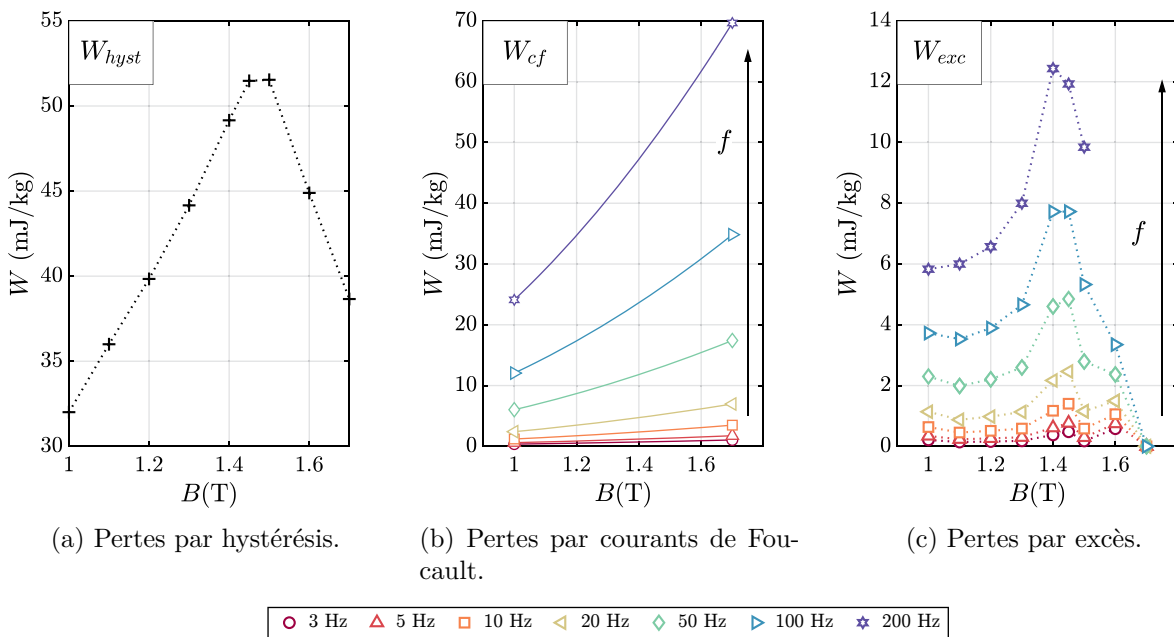


FIGURE 4.18 – Valeurs des différents types de pertes à l'issue de la décomposition.

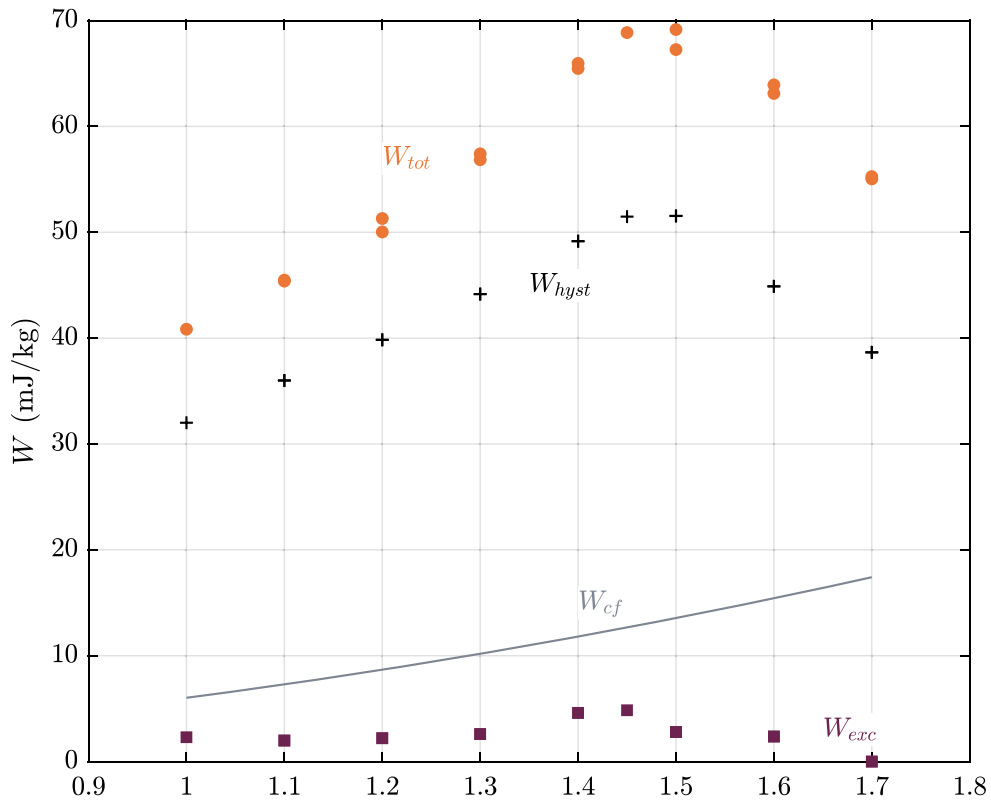


FIGURE 4.19 – Décomposition des pertes pour $f = 50$ Hz.

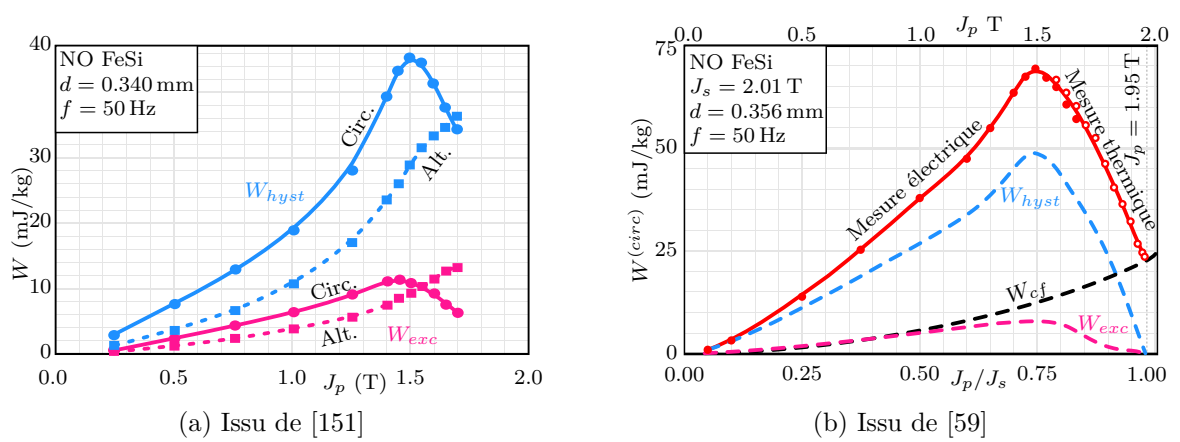


FIGURE 4.20 – Comparaison à des résultats publiés de décomposition des pertes en 2D

À partir de cette décomposition, les différents termes de pertes sont présentés en figure 4.18, en fonction du niveau d'induction, pour les différentes fréquences où les mesures ont été effectuées*. De ces résultats, les courbes à 50 Hz sont extraites et détaillées en figure 4.19, assorties d'exemples de la littérature [59, 151] en figure 4.20. Ces derniers concernent également des fer-silicium non-orientés d'épaisseur semblable à celle de l'échantillon étudié, dont on peut attendre un comportement similaire malgré des valeurs de pertes différentes.

La répartition des pertes semble cohérente avec ces exemples : les pertes par hystérésis sont nettement majoritaires dans les pertes totales, et de l'ordre de 50 à 75 mJ/kg sur la plage d'induction de 1 à 1.7 T. Les pertes par excès sont minoritaires, comme dans les références données, mais pourraient être sous-estimées, en étant plutôt de l'ordre de 0 à 5 mJ · % · kg que 5 à 10 mJ · % · kg. En outre, trop peu de points ont été relevés par rapport aux références présentées, notamment dans la zone saturée, et l'évolution des pertes en fonction de l'induction est mal représentée. Le pic des pertes est présenté un peu plus tôt que dans les exemples proposés, autour de 1.4 T plutôt que 1.5 T.

À l'issue de cette étude, les résultats fournis par le RSST développé montrent des tendances cohérentes avec celles de la littérature, malgré un jeu de données peu dense. La précision des mesures semble un peu faible, notamment à faible fréquence et induction, mais les tendances générales sont respectées.

4.3. COMPARAISON AVEC D'AUTRES LABORATOIRES

Parmi les différents travaux engagés pour valider les performances du RSST, le plus significatif fut de pouvoir confronter ses résultats à ceux obtenus par d'autres laboratoires. En l'occurrence, des caractérisations réalisées aussi bien sous champ 1D que 2D, notamment les valeurs de pertes, ont été comparées à celles obtenues par l'INRIM (institut national de métrologie de Turin) et Politecnico di Torino (université polytechnique de Turin, abrégée en PoliTO dans la suite).

4.3.1. Contexte

4.3.1.1. Projet HEFMAG

Le projet HEFMAG [152] est une collaboration entre de nombreux laboratoires européens financée par un programme de recherche en métrologie[†]. Il s'inscrit dans un contexte d'amélioration du rendement des moyens de conversion de l'énergie électrique, au travers d'une meilleure connaissance des matériaux magnétique utilisés[‡]. Pour cela, les travaux s'organisent selon deux axes principaux :

- repousser les limites des standards de caractérisation actuels en ce qui concerne le niveau d'induction, de fréquence et de température ;
- améliorer la compréhension et la modélisation des pertes magnétiques dans des conditions réalistes d'utilisation.

L'un des objectifs du projet était d'améliorer les capacités actuelles à modéliser le comportement des matériaux magnétiques sous champs tournants, ce qui nécessite dans un premier temps d'être en mesure de produire des données de caractérisation globalement acceptées. Sans que le

*. Dans les faits, n'importe quelle fréquence dans la plage 2 à 200 Hz pourrait être représentée à l'issue de la décomposition ; en revanche, seuls les points d'induction inclus dans les mesures peuvent l'être.

†. programme EMPIR : *European Metrology Programme for Innovation and Research*

‡. HEFMAG : *metrology of MAGnetic losses in electrical steel sheets for High-EFficiency energy conversions*

laboratoire Ampère ne soit impliqué dans le projet, les échanges avec l'INRIM et PoliTO ont été intégrés dans les résultats, notamment au travers des publications [68] et [153].

4.3.1.2. Fondements de l'échange

Une inter-comparaison de caractérisations 2D avait été menée en 1996 [10] entre six laboratoires européens (dont l'ancêtre de l'INRIM *), qui avaient chacun conçu des RSST très différents. Les différences entre les pertes mesurées, notamment en 2D, s'étaient révélées importantes : de l'ordre de 3 à 20 % pour les matériaux non-orientés, et 20 à 100 % pour ceux orientés.

Dans les travaux présentés ci-dessous, les différences de conception entre les bancs de caractérisation sont moindres. En effet, les RSST « Ampère » et « INRIM » sont tous deux basés sur un stator et donc des échantillons circulaires, qui présentent en outre des dimensions similaires. Le banc « PoliTO » présente une géométrie un peu plus différente, puisque l'excitation est apportée à l'aide de deux culasses en C perpendiculaires à un échantillon en forme de croix †. Les principales caractéristiques des bancs sont présentées en tableau 4.8, en mettant l'accent sur la comparaison entre les deux inducteurs statoriques. L'objectif de l'inter-comparaison est donc plus modeste que celui de [10], mais les variations entre les différents RSST considérés restent largement suffisantes pour pouvoir proposer une évaluation réaliste des capacités actuelles de comparabilité de la caractérisation magnétique 2D.

Du point de vue des travaux de thèse du présent document, cette collaboration fut une opportunité majeure de valider les résultats du banc réalisé par rapport à ceux d'une autre équipe de recherche, hautement respectée dans le domaine des caractérisations magnétiques sous champ tournant, avec plusieurs décennies de travail sur le sujet et d'implication dans la communauté scientifique dédiée. On notera, néanmoins, que ces comparaisons sont faites sur un échantillon plutôt isotrope (FeSi NO) et à l'ambiante ; les différents résultats qui vont être présentés couvrent donc une part très spécifique de l'ensemble des conditions de caractérisation possibles.

4.3.2. Organisation de la comparaison

4.3.2.1. Objectifs

L'évaluation de la performance des systèmes de caractérisation 2D s'articule autour de deux axes. Tout d'abord, il est évidemment nécessaire de connaître la dispersion des mesures de pertes sous champs tournants mesurés par les différents RSST. Néanmoins, une seconde problématique non moins importante est de savoir comment les résultats obtenus peuvent se comparer aux systèmes 1D standards, afin d'évaluer le biais introduit par la méthode de mesure, par rapport à un système dont les biais sont connus.

Par conséquent, l'inter-comparaison a comporté autant de caractérisations 1D que 2D, toutes réalisées à l'aide des RSST : dans les deux cas, la variabilité entre les trois bancs a été évaluée, mais les données obtenues sous excitation unidirectionnelle ont également été comparées à des mesures réalisées sur un cadre Epstein.

4.3.2.2. Conditions de mesure

Un nombre très important de caractérisations a été réalisé dans le cadre de cette collaboration, dans différentes conditions expérimentales (échantillons, capteurs) et à chaque fois pour

*. *L'Institut Elettrotecnico Nazionale G. Ferraris.*

†. Ce banc se classe alors dans la catégorie des cadres verticaux présentés en section 2.2.2.1, mais il est asymétrique : les culasses ne sont positionnées que d'un côté de l'échantillon.

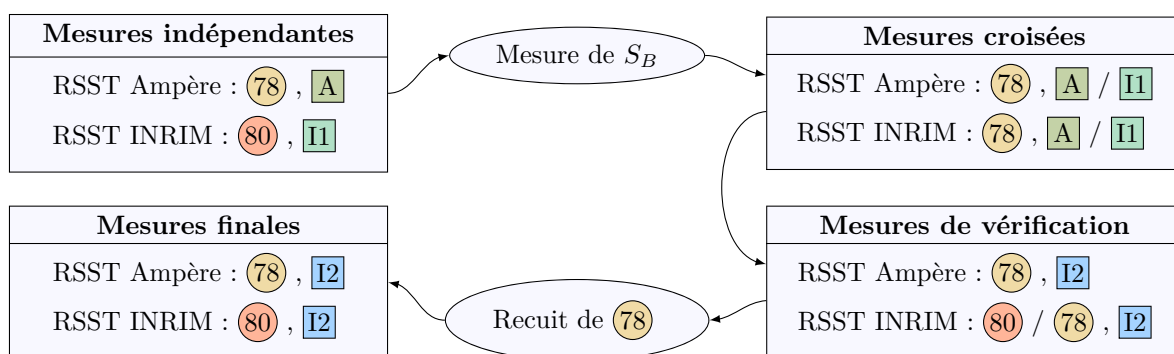
Banc	PolITO	INRIM	Ampère
Inducteur	Vertical	Stator	Stator
Nombre de phases	2	3	2
Forme de l'échantillon	Croix	Disque	Disque
Taille de l'échantillon	80 mm × 80 mm (intersection)	80 mm (diamètre)	78 mm (diamètre)
Taille de la zone de mesure	20 mm × 20 mm	20 mm × 20 mm	20 mm × 20 mm
Méthode de mesure de H (intrinsèque)	Bobines proches sur un même support	Bobines proches sur un même support	Bobines superposées et extrapolation

(a) Comparaison générale

Stator	INRIM	Ampère
Épaisseur du noyau	15 mm	35 mm
Nombre d'encoches	18	24
Nombre de pôles	2	2
Position des têtes de bobines par rapport au circuit magnétique	À l'extérieur	Au-dessus et en-dessous
Entrefer	1 mm	1 mm
Diamètre intérieur	172 mm	150 mm
Diamètre extérieur	82 mm	78 mm

(b) Comparaison entre les stators

TABLE 4.8 – Paramètres principaux des RSST utilisés lors de l'inter-comparaison.



Échantillon : $\textcircled{80}$ « INRIM » 80 mm rond, $\textcircled{78}$ « Ampère » 78 mm avec encoches.

Bobines H : A « Ampère » (PCB), I1 « INRIM 1 » (bobinées), I2 « INRIM 2 » (bobinées).

FIGURE 4.21 – Récapitulatif des itérations successives de comparaison entre les bancs de caractérisation d'Ampère et de l'INRIM.

Les caractérisations réalisées par PolITO ne sont pas représentées ici puisqu'elles utilisaient un échantillon fondamentalement différent, et n'ont donc pas été réalisées à de multiple reprise pour comprendre l'origine des variations.

toute une série de conditions magnétiques (induction, fréquence). Un résumé condensé des différents échanges est proposé en figure 4.21, dont les notations seront éclaircies par la suite. Seuls les résultats finaux vont être développés ici, les étapes intermédiaires ne seront résumées qu'au travers des conclusions atteintes.

Échantillon

Toutes les caractérisations ont été réalisées sur une unique nuance de fer-silicium non-orienté, nommée par la suite nuance « HEFMAG », dans laquelle ont été réalisés trois échantillons différents :

- un disque de diamètre 80 mm, adapté au RSST « INRIM » ;
- un disque de diamètre 78 mm, pourvu d'encoches, adapté au RSST « Ampère » ;
- un échantillon en croix de largeur 80 mm et de longueur 240 mm, adapté au RSST « PoliTO ».

Le banc « INRIM » est le seul à pouvoir admettre deux échantillons différents (les deux disques), modulo un entrefer deux fois plus important lorsque l'échantillon de 78 mm est inséré en son sein.

Mesure du champ magnétique H

Les trois bancs ont tous été conçus pour mesurer le champ H à l'aide de bobines tangentielles. Les RSST « INRIM » et « PoliTO » utilisent des bobines composées d'un très grand nombre de fils fins, et pour lesquelles les enroulements destinés à la mesure du champ selon x et y sont réalisés l'un autour de l'autre sur un même support. En revanche, le RSST « Ampère » emploie les bobines PCB superposées, destinées à l'extrapolation linéaire, qui ont été présentées en section 2.3.3.2. Les principaux résultats qui vont être présentés ont été obtenus à l'aide d'un jeu de capteurs de H bobinés (noté I2 sur la figure 4.21) partagé entre l'INRIM et Ampère, ce qui limite les variations de conception par rapport aux configurations standards des bancs. Cependant, ces résultats seront complétés en section 4.3.6 par une série de résultats utilisant les bobines PCB (notées A) et l'extrapolation.

Mesure de l'induction magnétique B

Chaque échantillon utilisé était porteur d'une paire de bobines destinées à la mesure de B , montées au travers des trous percés à cet effet, qui ont été conservées lorsque les échantillons ont été échangés. D'après l'expertise de l'INRIM et de PoliTO, la section S_B considérée pour la mesure est d'une importance fondamentale pour la comparabilité entre les différents systèmes : en effet, l'erreur sur cette section contribue directement à celle sur les pertes. Par conséquent, la valeur de la section a été estimée par l'INRIM à l'aide d'un perméamètre, d'après la procédure décrite en section 2.2.3.1.

4.3.3. Comparaison 1D

Dans un premier temps, on considère les résultats de caractérisations unidirectionnelles obtenus sur les échantillons « HEFMAG » par les trois RSST, et on vient les comparer aux mesures sur cadres Epstein qui servent de références. Ces dernières sont séparées en deux : d'une part, des mesures réalisées selon le standard IEC 60404-2 réalisées par l'INRIM ; d'autre part, des mesures réalisées sur cadre Epstein mais à l'aide de bobines de mesure localisées réalisées par le SATIE, pour lesquelles une bobine tangentielle de H est placée sur une éprouvette Epstein et enveloppée par la bobine de B . Les différences relevées entre ces deux configurations sont très faibles, de l'ordre de 0.5 % à 50 Hz et inférieures à 2.5 % dans tous les cas [68]. Ces deux jeux de

mesure peuvent alors être considérés comme étant une représentation fiable du comportement du matériau sur les points étudiés, et seront utilisés en complément l'un de l'autre.

Comme le matériau utilisé est non-orienté, il va présenter des propriétés légèrement différentes selon les directions, ce qui est pris en compte en moyennant les valeurs de pertes obtenues selon la direction de lamination DL (direction facile) et la direction transverse DT. Pour chaque état magnétique (couple induction B et fréquence f), les mesures sont donc répétées à deux reprises, selon chacune des directions, ce qui est nettement moins laborieux et coûteux à faire sur un RSST que sur un cadre Epstein, puisqu'un seul échantillon est nécessaire. Pour chaque direction, les caractérisations sont réalisées pour une induction magnétique B contrôlée sinusoïdale.

Les différentes valeurs de pertes relevées sont présentées en figure 4.22, pour les quatre niveaux d'induction ($B = 1, 1.25, 1.4$ et 1.5 T) et les six fréquences considérées ($f = 5, 10, 20, 50, 100$ et 200 Hz). Il est important de rappeler que ces mesures sont faites sur trois échantillons différents de la même nuance, chacun doté de ses propres bobines de mesure de B , et toutes avec des bobines tangentielles de H similaires, composées d'un très grand nombre de tours de fil fin et superposées sur un unique support.

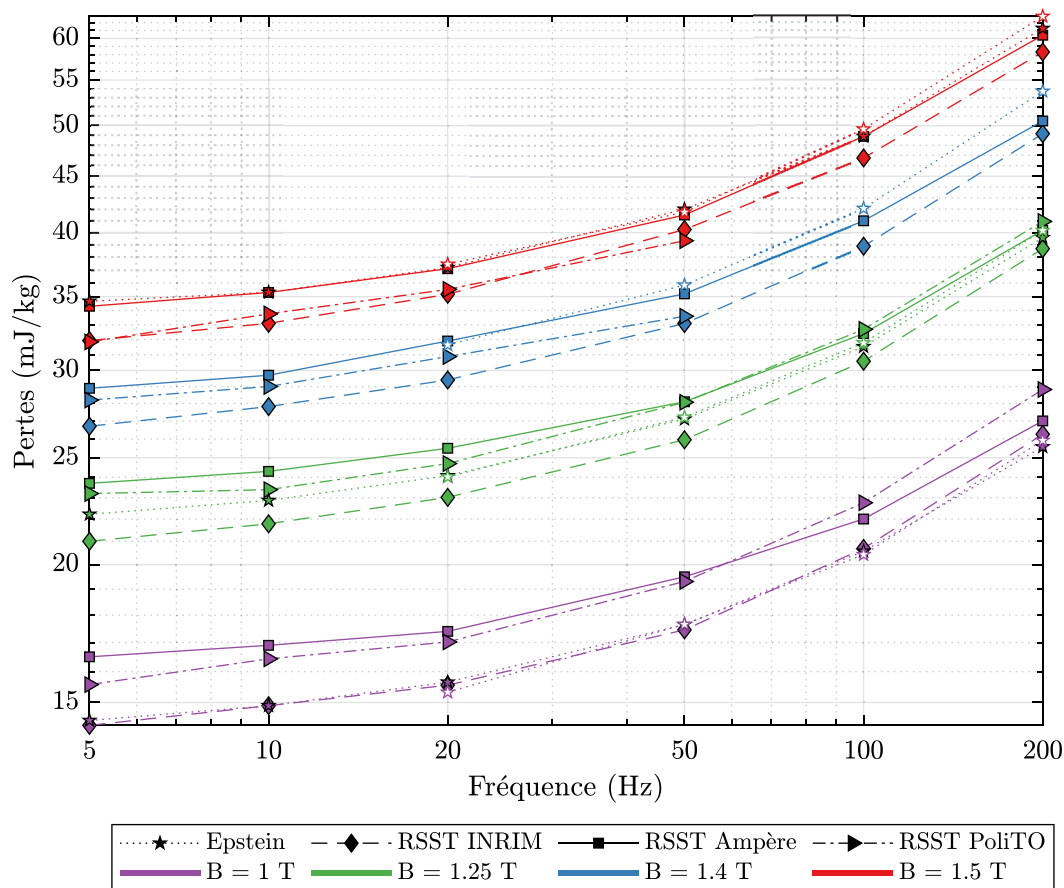


FIGURE 4.22 – Pertes mesurées sur les échantillons HEFMAG sous excitation unidirectionnelle (B sinusoïdal) sur différents systèmes de caractérisations. Les pertes sont moyennées entre DL et DT. Les mesures sur cadre Epstein standard sont représentées par des étoiles pleines (contour noir et remplissage coloré), tandis que celles réalisées avec des bobines localisées le sont par des étoiles creuses (contour coloré et remplissage blanc).

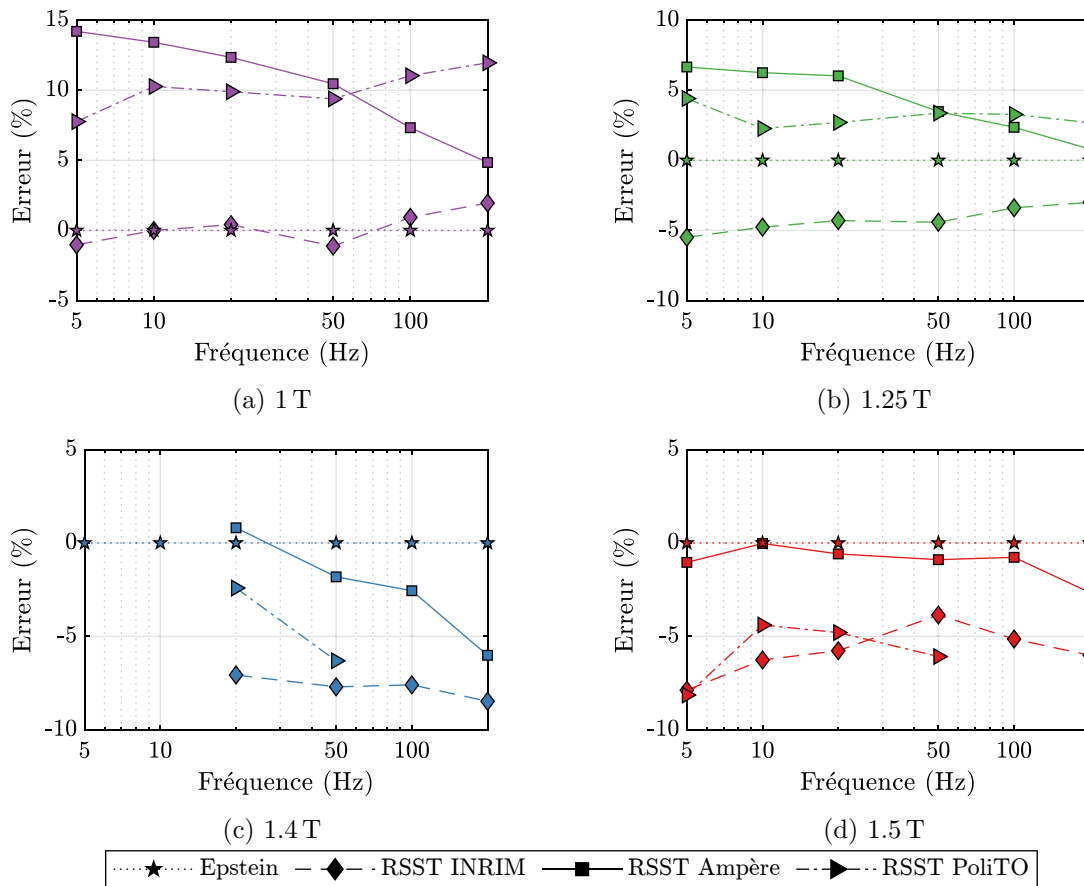


FIGURE 4.23 – Performances des différents RSST comparées à un système de caractérisations standard, sous la forme de l’erreur relative sur la valeur de pertes mesurées par rapport à celle obtenue à l’aide du cadre Epstein. Lorsque ces dernières comportaient à la fois des mesures standards et localisées, la moyenne des deux est considérée. Les pertes sont moyennées entre DL et DT.

On peut remarquer, dans un premier temps, des écarts non négligeables entre les mesures réalisées sur les différents systèmes. Néanmoins, si on considère les mesures réalisées sur cadre Epstein comme référence, aucun des RSST ne semble être bien meilleur que les autres : chacun est proche de la référence sur une plage spécifique. Ces remarques sont précisées sur la figure 4.23, qui présente l’écart relatif entre les pertes mesurées sur les différents RSST et celles issues des cadres Epstein. Ces écarts peuvent atteindre des valeurs de presque +15 %, et sont en général dispersés entre +10 % et -10 %. Les bancs « Ampère » et « PoliTO » tendent à surestimer les pertes à moyenne induction, et les trois RSST les sous-estiment à l’approche de la saturation. A première vue, l’utilisation d’un inducteur type stator ou cadre n’est pas le paramètre le plus déterminant dans la précision des mesures, puisque les mesures RSST « PoliTO » se rapproche de celles du banc « Ampère » à moyenne induction et de celles du banc « INRIM » en approchant de la saturation.

Dans un second temps, on s’intéresse aux performances du RSST « Ampère » qui est le sujet du présent document. A moyenne induction, la précision est plutôt modérée avec des erreurs de l’ordre de 10 % et 6 % pour 1 T et 1.25 T respectivement. De meilleures performances sont obtenues à plus forte induction, avec des erreurs inférieures à 5 %. En outre, les pertes mesurées par le RSST « Ampère » semblent croître avec la fréquence moins rapidement que celles obtenues

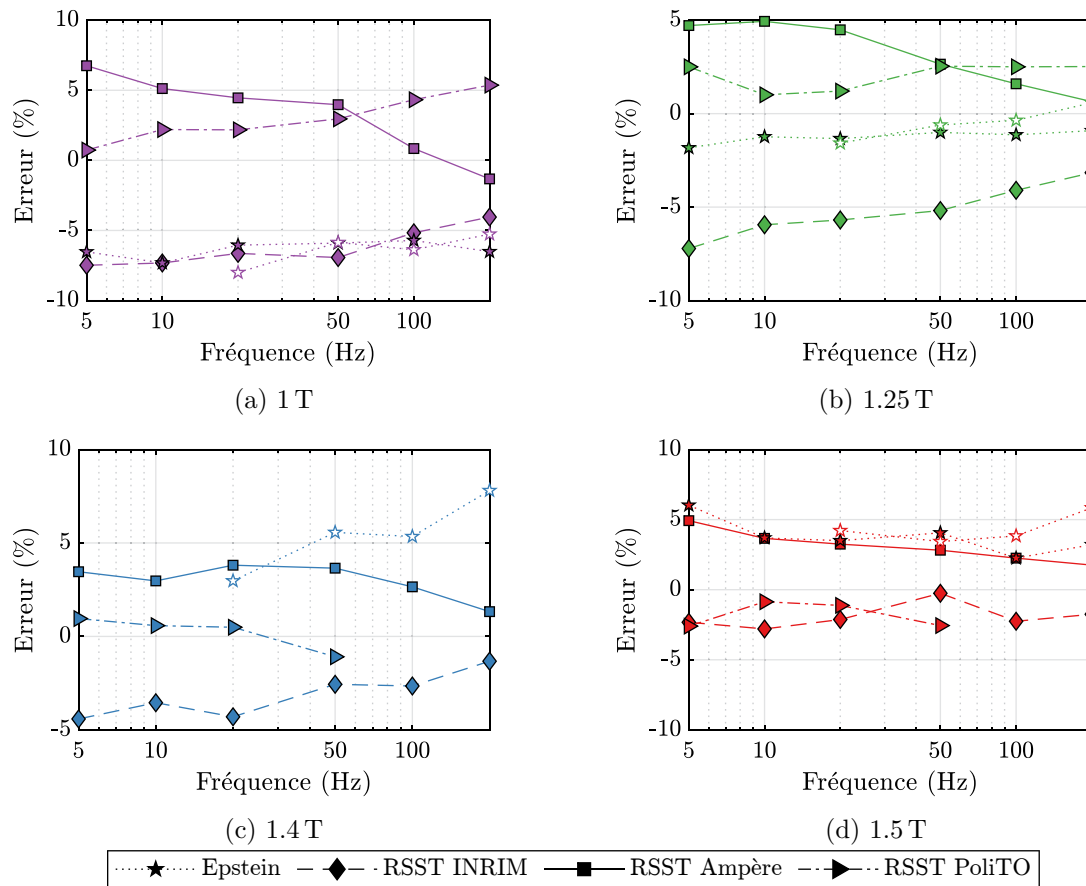


FIGURE 4.24 – Cohérence des pertes mesurées par les différents systèmes, sous la forme de l’erreur relative sur la valeur de pertes mesurées par rapport à la moyenne des pertes obtenues sur les trois RSST testés. Les pertes sont moyennées entre DL et DT.

par le cadre Epstein.

Pour la comparaison des résultats en 2D, la « meilleure estimation » des pertes sera la moyenne des résultats issus des trois RSST, par rapport à laquelle la dispersion des résultats individuels des RSST va être évaluée. Une étude similaire en 1D est présentée en figure 4.24, en incluant les mesures sur cadre Epstein. La dispersion des pertes issues d’un RSST par rapport à la moyenne des trois est incluse dans $\pm 7\%$ sur tous les points considérés et vaut en moyenne 2.5 %. Par ailleurs, cette « meilleure estimation » des pertes diffère de celle fournie par le cadre Epstein de 2 à 7 %.

4.3.4. Comparaison 2D

Les caractérisations sous champs tournants sont faites de façon analogue à celles sous champs unidirectionnels : les mêmes échantillons et capteurs sont utilisés, et le vecteur induction magnétique \vec{B} est asservi pour tourner de façon régulière et avec un module constant, donc pour être circulaire. Les résultats sont également moyennés, cette fois entre rotation horaire et anti-horaire. La figure 4.25 représente les pertes obtenues dans ces conditions sur chacun des RSST. Le comportement semble globalement conservé par rapport au cas 1D : les pertes lues par le banc « Ampère » sont généralement les plus importantes, et les résultats du banc « PoliTO »

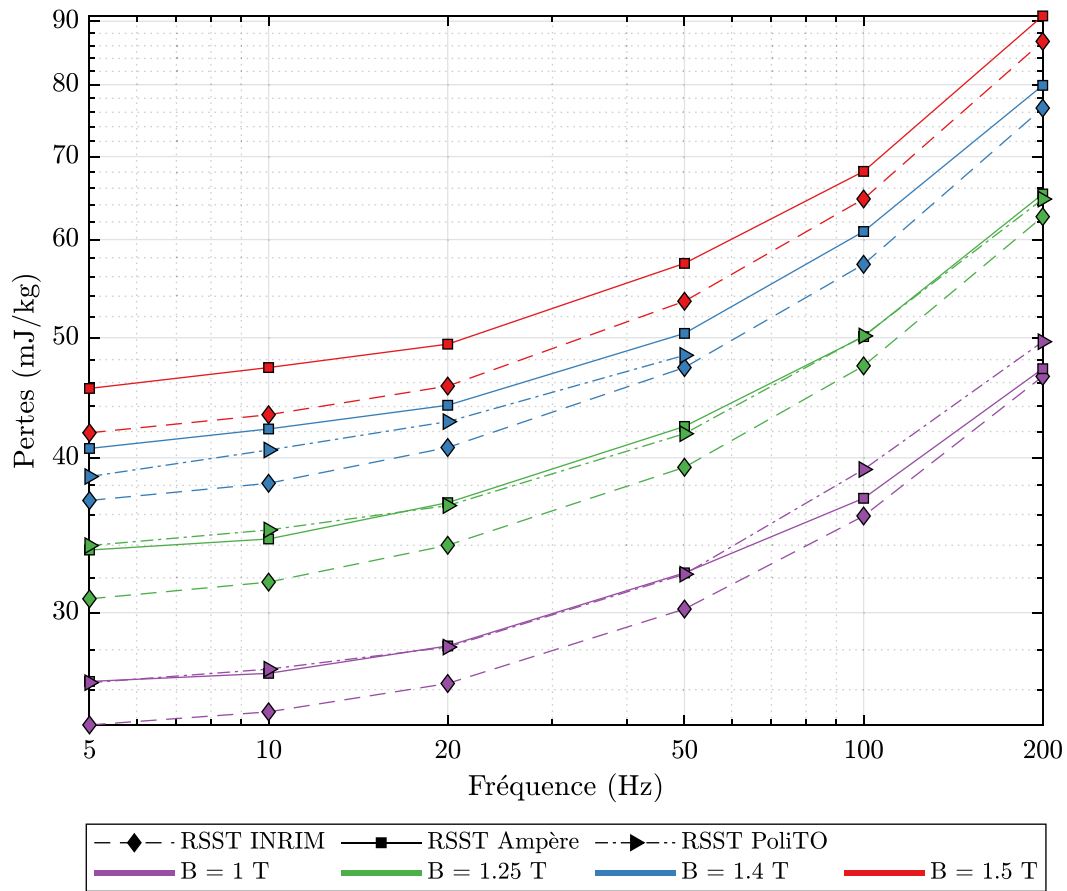


FIGURE 4.25 – Pertes mesurées sur les échantillons HEFMAG sous champ tournant (\vec{B} circulaire) sur les trois RSST. Les pertes sont moyennées entre sens horaire et anti-horaire.

leur ressemblent à moyenne induction, mais se rapprochent des résultats du RSST « INRIM » pour des inductions plus élevées.

La figure 4.26 est l'équivalent en 2D de la figure 4.24, c'est-à-dire qu'elle représente l'écart relatif entre les pertes mesurées par chaque RSST par rapport à la « meilleure estimation ». On retrouve les conclusions précédentes sur la disposition relative des différents résultats. En outre, les écarts sont un peu moins importants que dans le cas unidirectionnel puisqu'ils sont contenus dans $\pm 5\%$, mais leur valeur moyenne est à peine inférieure (2.4 % pour 2.5 % précédemment). L'étude du comportement des RSST dans des conditions 1D, sur un FeSi non-orienté en tout cas, est donc bien représentative de leurs performances 2D.

4.3.5. Conclusion de l'inter-comparaison

Les deux sections précédentes révèlent la complexité que représentent, aujourd'hui encore, les caractérisations magnétiques sous champ tournant. Malgré l'expertise sur le sujet des deux autres laboratoires impliqués, les dispersions couvrent des plages de l'ordre de 10 %, et les écarts par rapport à des mesures standardisées sont du même ordre de grandeur. Néanmoins, les résultats fournis par cette étude restent positifs pour les travaux de thèse ici décrits : même s'il est impossible de fournir une estimation de la précision du système, faute de pouvoir définir une « vraie » valeur des pertes, les résultats obtenus sont cohérents avec ceux d'autres laboratoires,

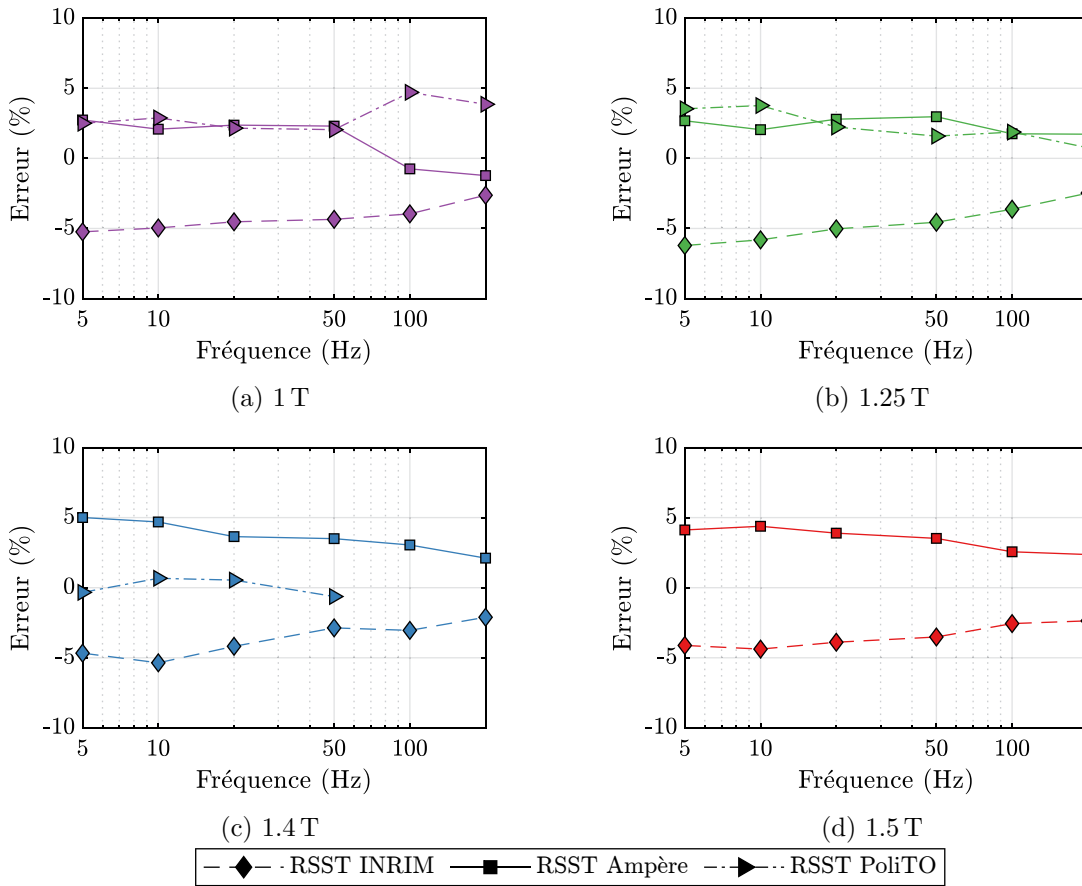


FIGURE 4.26 – Cohérence des pertes mesurées sous champ tournant par les différents RSST, sous la forme de l’erreur relative sur la valeur de pertes mesurées par rapport à la moyenne des pertes obtenues sur les trois RSST testés. Les pertes sont moyennées entre sens horaire et anti-horaire.

en valeurs ou en tendances. Une certaine réserve est à appliquer envers les résultats obtenus à moyenne induction et faible fréquence, puisque les pertes mesurées dans ces conditions présentent des écarts par rapport aux mesures Epstein sensiblement plus élevées que le reste des mesures.

On peut noter que les variations obtenues sur les pertes mesurées en 2D sont sensiblement inférieures à celles qui avaient été obtenues dans [10] sur les matériaux non-orientés. Bien entendu, le plus faible nombre de RSST comparés dans les travaux présentés ici est favorable à une plus faible dispersion; à titre indicatif, une comparaison des écarts obtenus est proposée en figure 4.27 à partir de l’exploitation graphique des figures de [10]. Les figures 4.27a et 4.27b illustrent les écarts moyens e_{moy} et maximaux e_{max} entre les pertes P_i mesurées par chacun des RSST, selon (4.23a) et (4.23b).

$$e_{moy} = \frac{\text{moy}(P_i - \text{moy}(P_i))}{\text{moy}(P_i)} \quad (4.23a) \quad e_{max} = \frac{\max(P_i - \text{moy}(P_i))}{\text{moy}(P_i)} \quad (4.23b)$$

Une deuxième série d’inter-comparaisons est prévue à moyen terme, incluant toujours le laboratoire Ampère, l’INRIM et PoliTo, auxquels viendrait s’ajouter le laboratoire de caractérisations électromagnétiques de l’*Università degli Studi di Perugia* (université de Pérouse). L’objectif serait donc de comparer les résultats obtenus et d’inclure également des caractérisations sur des matériaux à grains orientés, qui amènent une plus grande complexité de mesure.

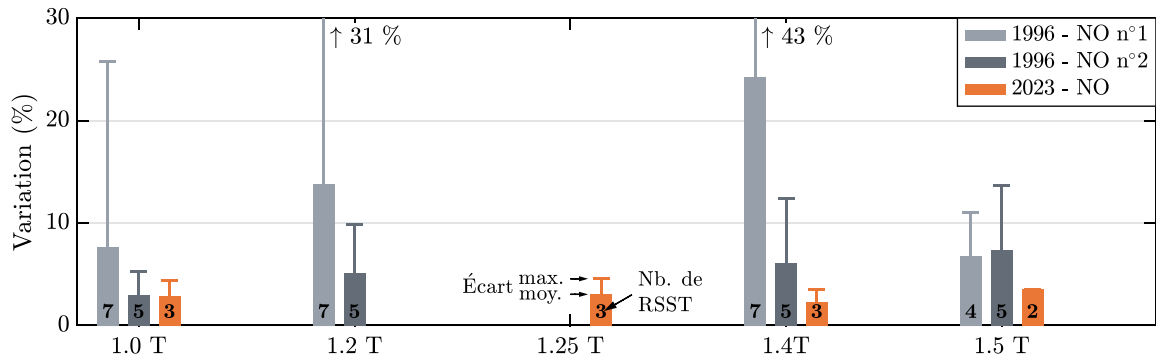
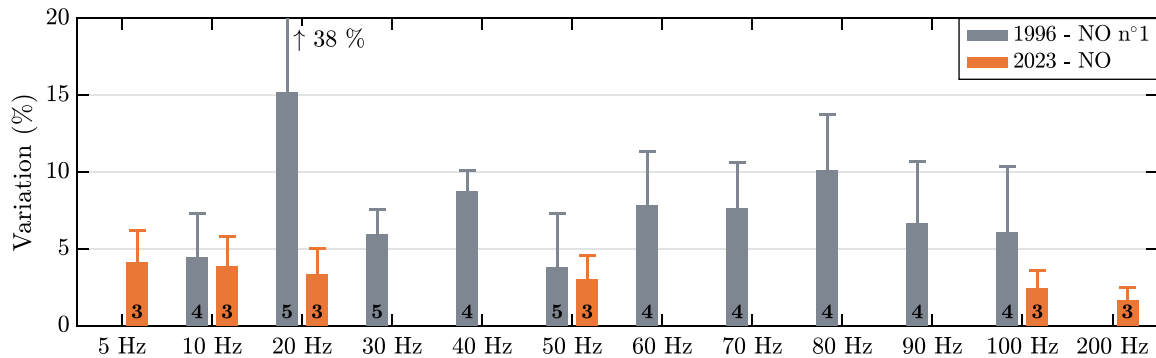

 (a) Pour $f = 50$ Hz

 (b) Pour $B = 1.2$ T (1996) ou $B = 1.25$ T (2023).

FIGURE 4.27 – Comparaison des résultats de l’inter-comparaison de mesures 2D datant de 1996 [10] et de celle présentée ici.

Pour chaque condition (B , f , matériau), les barres représentent, relativement à la moyenne des pertes mesurées par les différents RSST, le plus grand écart observé (barres épaisses) et la moyenne des écarts (barres fines). Les nombres indiqués à la base de chaque barre correspondent au nombre de RSST exploités.

4.3.6. Étude de l’extrapolation

L’inter-comparaison détaillée dans les section précédentes permet d’évaluer les performances du banc de caractérisation, dans son ensemble, par rapport à celles d’autres laboratoires. Néanmoins, elle est basée sur une méthode de mesure du champ magnétique H différente de celle qui est normalement utilisée avec le RSST développé, et surtout différente de celle qui va être appliquée dans les caractérisations en température du chapitre 5. Cette section 4.3.6 va donc se concentrer sur le système de caractérisation développé durant les travaux de thèse, en appliquant différentes méthodes de mesure de H , afin de positionner les performances du système complet et tel qu’il va être employé par rapport aux résultats précédents. Pour cela, les configurations suivantes vont être employées :

- avec les bobines « I2 » (multiples tours, x et y sur un même support) collées contre l’échantillon (figure 4.28a) ;
- avec les bobines « A » (PCB, 30 tours, x et y superposés à deux reprises) collées contre l’échantillon (dites « rapprochées », figure 4.28b) ;
- avec les bobines « A » (idem) fixées à 0.98 mm de l’échantillon, c’est-à-dire dans les conditions correspondant à la mesure à haute température (dites « fixées », figure 4.28c).

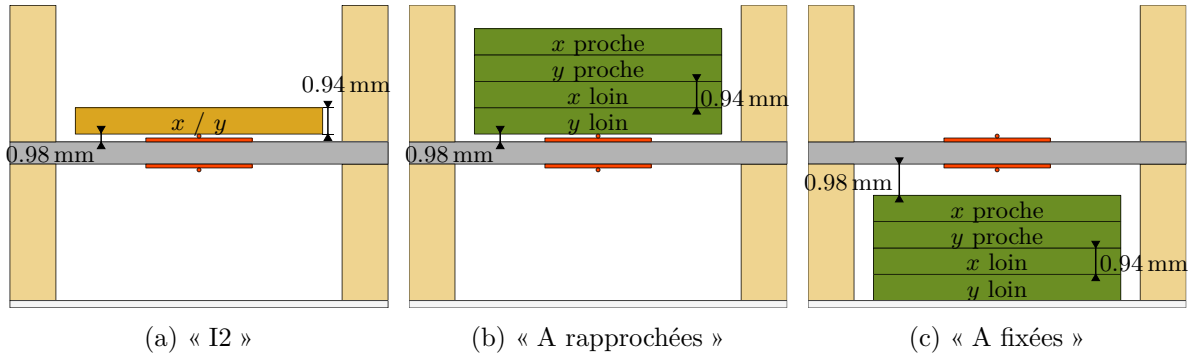


FIGURE 4.28 – Bobines et configurations utilisées dans la section 4.3.6.

Les bobines « A » mesurent donc le champ magnétique selon les deux directions (x et y) et à deux distances de la tôle (proche c et éloigné f), dans l'ordre suivant : $H_{x,c}$, $H_{y,c}$, $H_{x,f}$, $H_{y,f}$.

La comparaison entre les deux premières configurations permet d'illustrer la différence entre le cas où la mesure de champ magnétique H selon x et y est faite à deux points différents (« A rapprochées ») par rapport à celui où les deux mesures sont prises autour d'un même point (« I2 »). La représentation des pertes obtenues dans le second cas permet aussi de relier les résultats présentés dans cette section avec ceux des sections précédentes (qui étaient issus de ces mêmes bobines).

Néanmoins, même si les bobines « A rapprochées » fournissent suffisamment de valeurs du champ pour permettre l'extrapolation linéaire, celle-ci ne sera pas appliquée : la distance entre la tôle et la première bobine est trop mal connue pour que la correction puisse être pertinente. Par conséquent, on introduit la troisième configuration, adaptée à l'extrapolation, qui va être appliquée aux champs magnétiques relevés selon les formules (2.15) présentées dans le chapitre 2 et rappelées ci-dessous.

$$H_x = H_{x,c} - \frac{H_{x,c} - H_{x,f}}{h_{x,c} - h_{x,f}} \cdot h_{x,c} \quad \text{et} \quad H_y = H_{y,c} - \frac{H_{y,c} - H_{y,f}}{h_{y,c} - h_{y,f}} \cdot h_{y,c} \quad (\text{rappel de 2.15})$$

On notera que, du fait de la linéarité de l'extrapolation et de l'intégration, les pertes mesurées par les bobines proches et éloignées sont reliées aux pertes totales par la relation (4.24), similaire à celles de (2.15). L'interprétation que l'on peut avoir en observant les mesures des pertes est donc similaire à celle que l'on obtient par l'étude des formes d'onde, si ce n'est que le sens de variation de l'extrapolation change*.

$$\begin{aligned} W_{extrap} &= \int_0^T H \cdot \left(\frac{dB}{dt} \right) \cdot dt \\ &= \int_0^T \left(H_c - \frac{H_c - H_f}{h_c - h_f} \cdot h_c \right) \cdot \left(\frac{dB}{dt} \right) \cdot dt \\ &= \int_0^T H_c \cdot \left(\frac{dB}{dt} \right) \cdot dt - \frac{h_c}{h_c - h_f} \cdot \left(\int_0^T H_c \cdot \left(\frac{dB}{dt} \right) \cdot dt - \int_0^T H_f \cdot \left(\frac{dB}{dt} \right) \cdot dt \right) \\ &= W_c - \frac{h_c}{h_c - h_f} \cdot (W_c - W_f) = W_c - \frac{W_c - W_f}{h_c - h_f} \cdot h_c \end{aligned} \quad (4.24)$$

Une forme alternative d'extrapolation, appliquée non plus aux formes d'onde dans le domaine temporel mais à leur décomposition harmonique a été envisagée, et est explorée dans l'annexe C.

*. On a en effet $H_c - H_f < 0$, donc le champ croît avec la distance, et $W_c - W_f > 0$, donc les pertes diminuent avec la distance.

4.3.6.1. Cas 1D

Dans un premier temps, l'échantillon est soumis à un champ alternatif selon DL ou DT, et on s'intéresse aux pertes obtenues dans les deux cas par les différentes bobines, pour différents niveaux d'inductions. Les résultats sont présentés en figure 4.29.

Comparaison des pertes mesurées par les différentes bobines

Les champs magnétiques H mesurés (figures 4.29e et 4.29f), respectent l'ordre attendu à l'issue de la section 4.2.2 : ils sont d'autant plus élevés que la bobine qui les mesure est éloignée, et leur forme s'arrondit avec la distance.

Pour ce qui est des pertes, le cas vers lequel tendent les champs mesurés en s'éloignant de l'échantillon correspond au champ créé dans l'air par le stator en l'absence d'échantillon. Ce cas est sans pertes, celles que l'on mesure diminuent avec la distance. En l'occurrence, les pertes issues des différentes bobines « A » sont bien ordonnées, les bobines les plus éloignées dans le cas « A fixées » présentant les pertes les plus faibles, puis celles du cas « A rapprochées », puis les bobines les plus proches du cas « A fixées », etc.

La situation est moins claire dans le cas des bobines « I2 ». À priori, celles-ci sont situées à une hauteur similaire à celle des bobines « A fixées » suivant l'axe x (DL), et sont plus proches suivant l'axe y (DT). Les pertes mesurées par les bobines « I2 » et « A fixées » devraient donc être semblables dans le premier cas, ce qui n'est pas vérifié sur la figure 4.29 (a) et (b), et plus importantes dans le second, ce qui est effectivement observable en figure 4.29 (c) et (d) mais dans des proportions très modérées. Ce comportement inattendu n'a pas été rigoureusement expliqué. Comme les deux jeux de bobines ont été étalonnés, une erreur sur la sensibilité semble peu probable, mais diverses autres sources d'erreur peuvent être mises en cause, notamment un décalage angulaire ou une moins bonne fixation sur l'échantillon.

Résultat de l'extrapolation

L'extrapolation linéaire est donc appliquée aux champs magnétiques H lus par les bobines « A fixées », et les résultats sont comparés à ceux fournis par les bobines « A rapprochées ». Pour les cas selon DL, figure 4.29 (a) et (b), les valeurs de pertes fournies par l'extrapolation sont très proches de celles obtenues à l'aide des plus proches bobines « A rapprochées », qui sont mesurées à faible distance de l'échantillon. En revanche, selon DT (y), l'extrapolation fournit une valeur de pertes plus élevée que celle obtenue avec les bobines « A rapprochées », puisque celle-ci sont un peu plus éloignées.

Dans l'ensemble, l'extrapolation produit donc des résultats en adéquation avec ce qui pouvait être attendu à l'issue des simulations. Par conséquent, les problèmes qu'elle peut entraîner sont liés à la précision des mesures, notamment celles sur les hauteurs des différentes bobines.

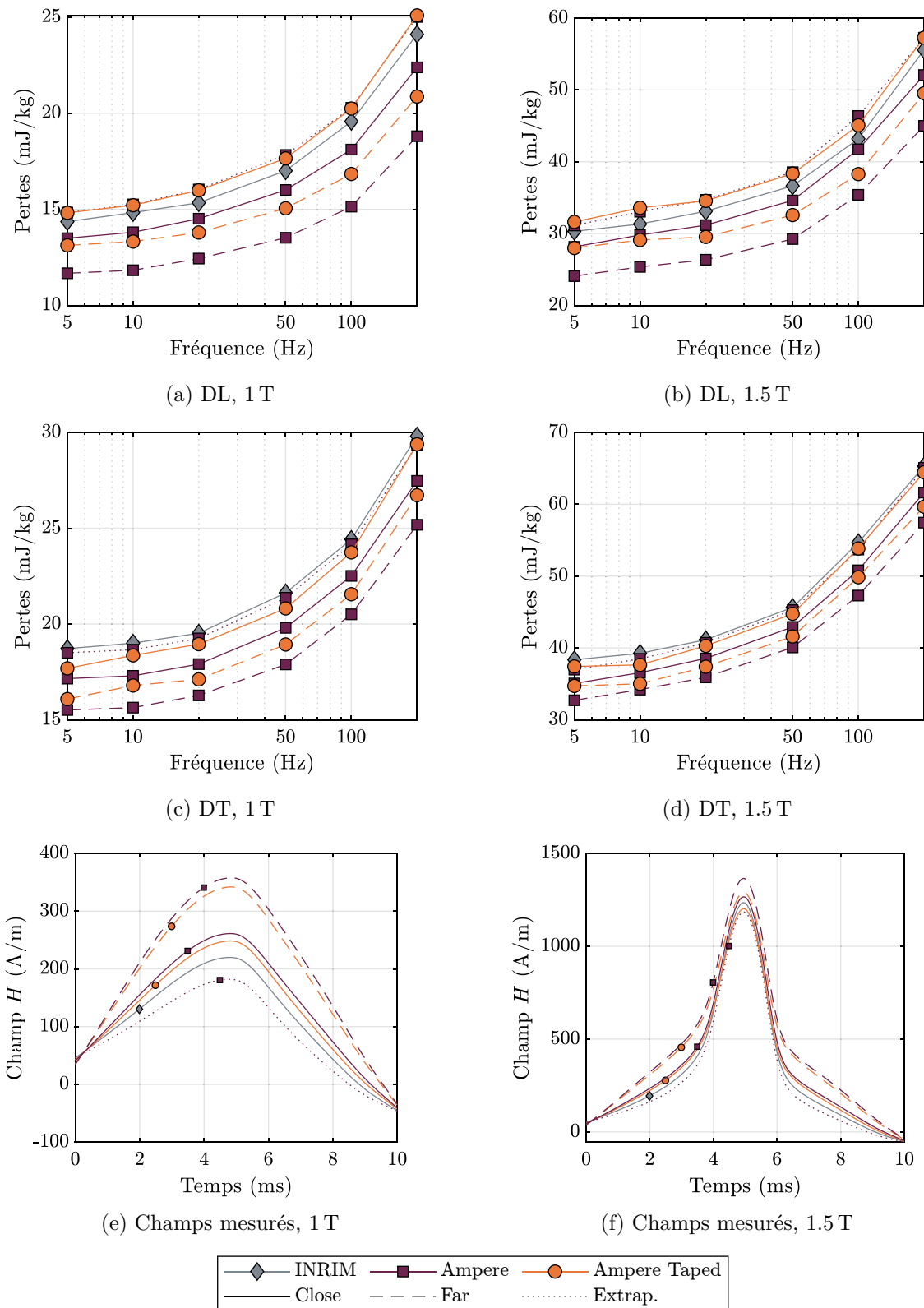


FIGURE 4.29 – Comparaison entre les pertes sous champ alternatif obtenues, sur le RSST « Ampère », avec différents jeux de bobines de mesure de H : bobines I2, bobines A dans la position « fixée » pour l'extrapolation et collées sur l'échantillon (« rapprochée »), et pour différents niveaux d'induction.

4.3.6.2. Cas 2D

Dans un second temps, l'échantillon est soumis à un champ \vec{B} circulaire, et les pertes sont mesurées dans les sens horaire et anti-horaire, puis moyennées. Les pertes correspondantes sont représentées en figure 4.30 pour différents niveaux d'induction. Cette figure illustre nettement l'évolution selon le niveau d'induction de la rapidité à laquelle les pertes mesurées diminuent lorsque le capteur s'éloigne de l'échantillon : les courbes associées à chacune des bobines sont d'autant plus écartées les unes des autres que le niveau d'induction est faible.

Les conclusions formulées dans la section précédente se maintiennent : les pertes obtenues à l'issue de l'extrapolation sont généralement plus hautes que celles obtenues par les bobines « rapprochées », ou similaires. Le cas 1.5 T (figure 4.30d) fait exception : les pertes obtenues avec l'extrapolation sont inférieures à celles mesurées par les bobines « A rapprochées » les plus proches, mais aussi à celles les plus éloignées. On peut remarquer que, dans ce même cas, l'ordre était perturbé, c'est-à-dire que les mesures de pertes avec les bobines « fixées », proches ou lointaines, sont toutes inférieures à celles mesurées avec les bobines « rapprochées ». Les mesures à 1.4 T (figure 4.30c) sont également proches d'une telle inversion dans l'ordre selon lesquelles les pertes sont mesurées. Cet écart à la théorie est représentatif de la sensibilité des mesures 2D. Comme ce phénomène n'était pas observé sur les mesures 1D, alors qu'elles ont été réalisées dans les mêmes conditions, il semble probable que l'erreur vienne d'un décalage angulaire, auquel les mesures 2D sont connues pour être extrêmement sensible notamment à forte induction, mais qui n'influence que modérément les mesures 1D*.

À l'issue de l'extrapolation, les résultats obtenus avec les bobines « fixées » diffèrent de ceux fournis par les bobines « rapprochées » de 1 à 3 % environ, comme présenté dans le tableau 4.9. Des conclusions identiques seraient obtenues en comparant les résultats à ceux des bobines « I2 », car la différence entre celles-ci et les bobines « A rapprochées » est plus faible que dans le cas 1D précédent.

Les écarts présentés dans le tableau 4.9 sont sensiblement plus resserrés que ne l'est la dispersion observée entre différents systèmes de caractérisation, donc même si le choix d'une méthode pour la mesure de H (rapprochée ou extrapolée) n'est pas sans conséquences, aucune ne peut être jugée comme étant fondamentalement erronée. On notera, cependant, que les arguments en faveur de la méthode avec des bobines proches sont nombreux : elle implique moins de voies d'acquisition, moins de traitements sur les données, moins de capteurs et donc de sources d'erreur sur les positionnements angulaires, etc.

Fréquence	$B = 1.00$ T	$B = 1.25$ T	$B = 1.40$ T	$B = 1.50$ T
5	3.8 %	1.19 %	0.69 %	-2.07 %
10	3.4 %	0.54 %	-0.19 %	-4.41 %
20	3.5 %	1.95 %	-0.08 %	-2.06 %
50	3.0 %	1.72 %	-0.79 %	-2.55 %
100	2.7 %	1.34 %	-0.03 %	-2.29 %
200	1.6 %	0.53 %	-0.82 %	-2.31 %

TABLE 4.9 – Erreur relative entre les pertes obtenues par l'extrapolation et par les bobines « rapprochées » les plus proches.

*. Au premier ordre, les mesures 1D varient selon le cosinus de l'erreur angulaire, qui reste proche de 1.

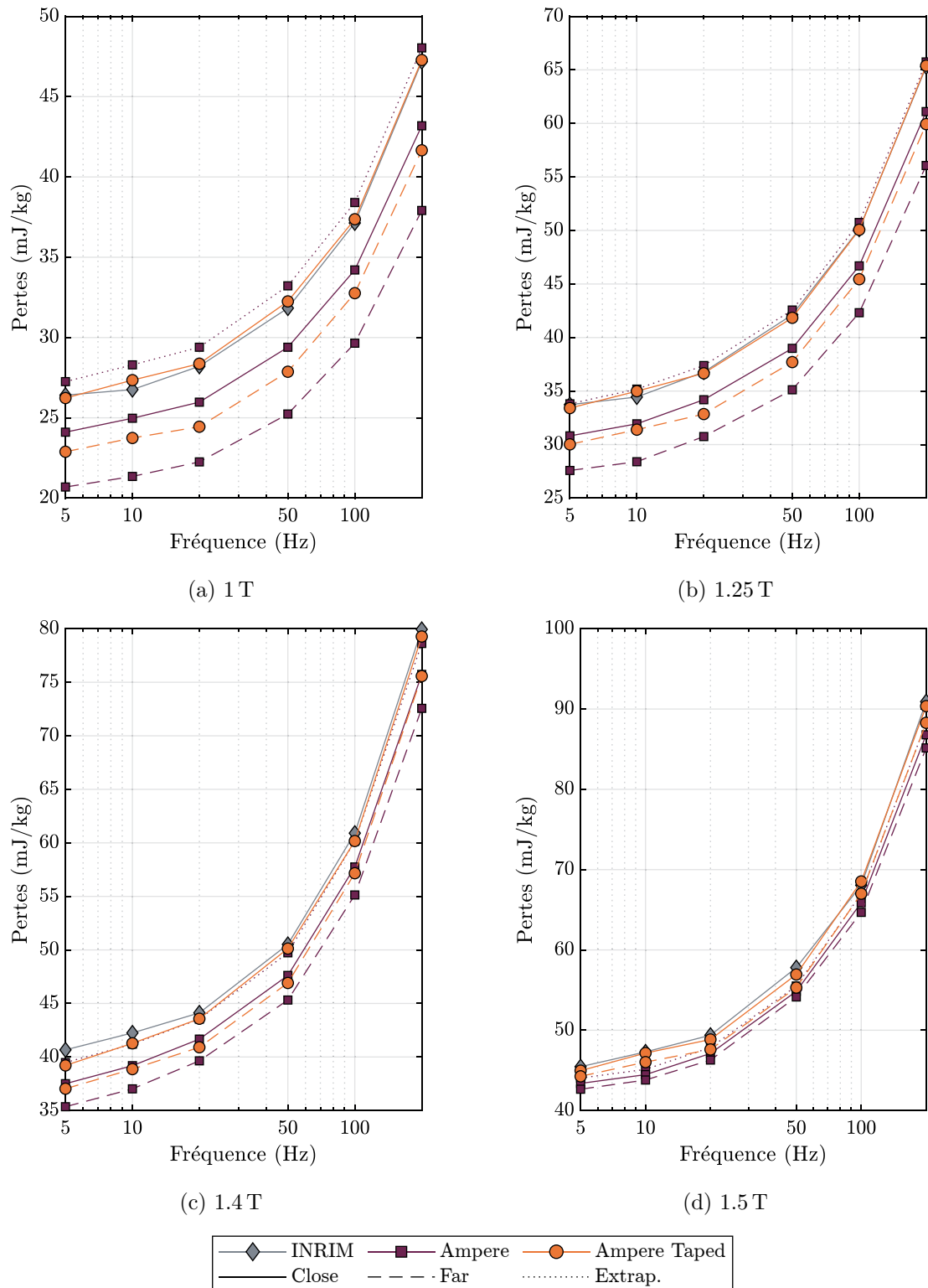


FIGURE 4.30 – Comparaison entre les pertes sous champ circulaire obtenues sur le RSST « Ampère », avec différents jeux de bobines de mesure de H : bobines I2, bobines A dans la position « fixée » pour l'extrapolation et collées sur l'échantillon (« rapprochée »). Les valeurs sont moyennées entre sens horaire et anti-horaire.

Néanmoins, le choix d'introduire l'extrapolation dans le RSST avait été motivé par la volonté de protéger les bobines destinées à la mesure de H des températures auxquelles va être soumis l'échantillon, au moins durant la phase de développement afin de simplifier les remplacements *. Aussi, la question de la performance de l'extrapolation peut être abordée dans l'autre sens : à partir du moment où un décalage en hauteur est introduit, à quel point l'extrapolation permet-elle de réduire l'erreur ajoutée ? En guise de réponse, le tableau 4.10 présente l'amélioration relative (4.25) apportée par l'extrapolation dans les résultats expérimentaux de la figure 4.30, c'est-à-dire la fraction des pertes mesurées par les bobines « rapprochées » les plus proches $W_{A,rapprochées,proches}$ qui est récupérée à l'issue de l'extrapolation par rapport à celles mesurées par les bobines « fixées » les plus proches $W_{A,fixées,proches}$.

$$100 \cdot \frac{(W_{A,fixées,extrap} - W_{A,rapprochées,proches}) - (W_{A,fixées,proches} - W_{A,rapprochées,proches})}{W_{A,rapprochées,proches}} \quad (4.25)$$

Pour les faibles et moyennes inductions ($B = 1$ T et 1.25 T), l'amélioration est donc significative, bien supérieure à l'erreur finale, mais elle diminue dans les cas correspondant à un matériau plus proche de la saturation. Par conséquent, si pour des raisons extérieures à la mesure magnétique un écart doit être introduit entre l'échantillon et la mesure, l'extrapolation permet d'améliorer les pertes mesurées de façon significative, et doit donc être favorisée malgré les diverses sources d'erreur qu'elle apporte (second jeu de capteurs, expression théorique imprécise, mesure des distances, etc.).

Fréquence	$B = 1.00$ T	$B = 1.25$ T	$B = 1.40$ T	$B = 1.50$ T
5	12.0 %	8.96 %	5.04 %	1.48 %
10	12.2 %	9.26 %	4.88 %	1.39 %
20	12.1 %	8.71 %	4.29 %	1.53 %
50	11.9 %	8.55 %	4.22 %	1.17 %
100	11.2 %	8.09 %	4.00 %	1.61 %
200	10.3 %	7.09 %	3.65 %	1.67 %

TABLE 4.10 – Amélioration obtenue à l'issue de l'extrapolation par rapport aux mesures « fixées », présentée sous la forme de l'équation (4.25) et illustrée en figure 4.31.

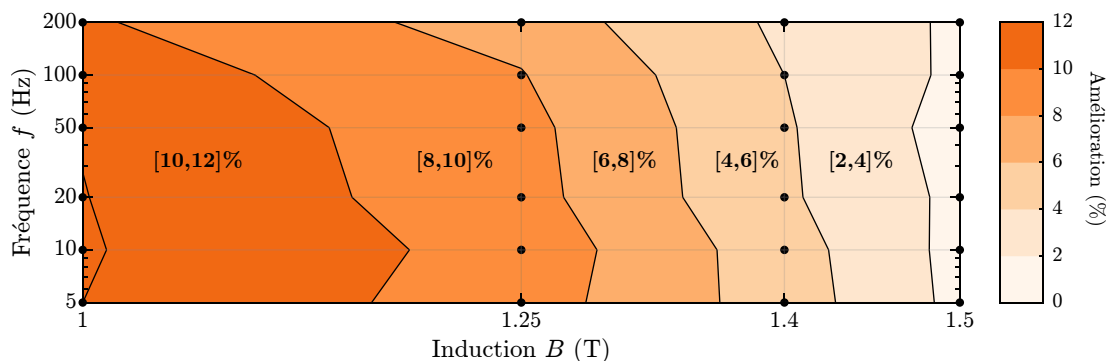


FIGURE 4.31 – Illustration de l'amélioration détaillée dans le tableau 4.10 : plus la zone est foncée, plus l'amélioration apportée est grande.

*. Durant la mise en place du banc, de multiples jeux de bobines se sont succédé suite à des accidents et modifications diverses.

4.4. VALIDATION THERMIQUE

4.4.1. Méthodes de chauffe comparées

Dans le chapitre 2 (section 2.4), l'implémentation d'une chauffe par air chaud soufflé a été présentée, ainsi que les deux géométries de buse qui ont été testées (rappelées en figure 4.32). La première (figure 4.35, nommée « Buse n°1 ») était un simple embout permettant de contenir le flux d'air chaud dans une chambre en l'évacuant par des trous placés sur la face supérieure, tandis que la seconde (figure 4.33, nommée « Buse n°2 ») est de taille largement supérieure, et comporte un cône divergent, une chambre d'homogénéisation et un cône convergent, ce dernier étant fixé à une faible distance au-dessus de l'échantillon pour évacuer l'air sur les côtés.

Comme cette méthode de chauffe n'est pas forcément très bien connue, du moins dans un laboratoire de génie électrique, deux questions principales doivent se poser pour valider sa pertinence pour l'application visée :

- Est-ce que la température d'échantillon obtenue est suffisante ?
- Est-elle suffisamment homogène ?

La seconde question est mal définie, puisqu'on ne sait pas, a priori, quelle sensibilité à la température les phénomènes magnétiques sous champ tournant présentent. Néanmoins, comme les travaux s'effectuent sur la plage allant de 25 à 200 °C, c'est-à-dire bien en dessous de la température de Curie des aciers électriques étudiés, on suppose que les variations du comportement

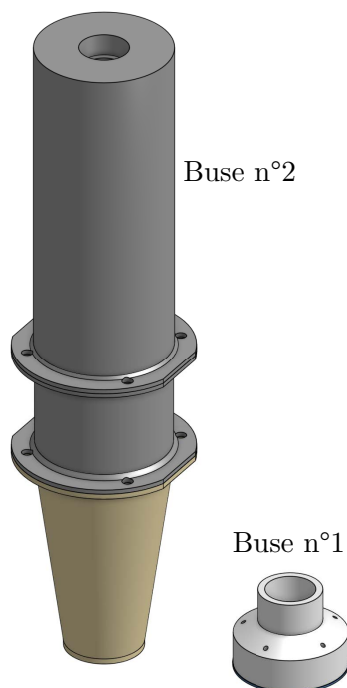


FIGURE 4.32 – Illustration à l'échelle des deux buses utilisées.

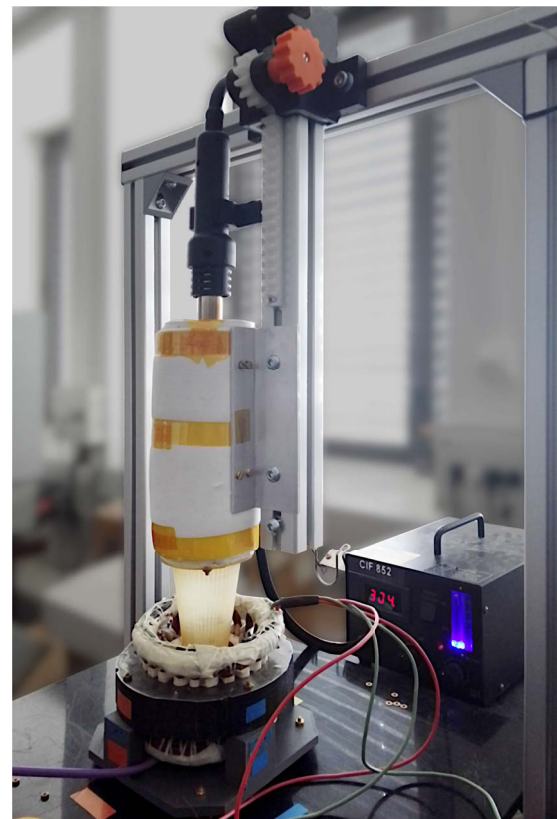


FIGURE 4.33 – Photo du montage incluant la buse n°2 (buse divergente-convergente).



FIGURE 4.34 – Résistance chauffante.



FIGURE 4.35 – Buse n°1.

sont modérées, et qu'une inhomogénéité de l'ordre de quelques degrés sur la zone de mesure est acceptable.

Les réponses des deux buses aux questions ci-dessus vont être comparées, ainsi que celle d'une résistance chauffante de 5 cm de diamètre. Cette dernière, présentée en figure 4.34, est considérée comme une référence de chauffe homogène, puisqu'elle apporte une température répartie sur sa surface, et donc comme un objectif à atteindre. De meilleures performances pourraient probablement être atteintes avec une résistance de plus grand diamètre, mais cela poserait des problèmes pratiques quant à l'insertion dans le montage.

4.4.2. Comparaison expérimentale des différentes méthodes

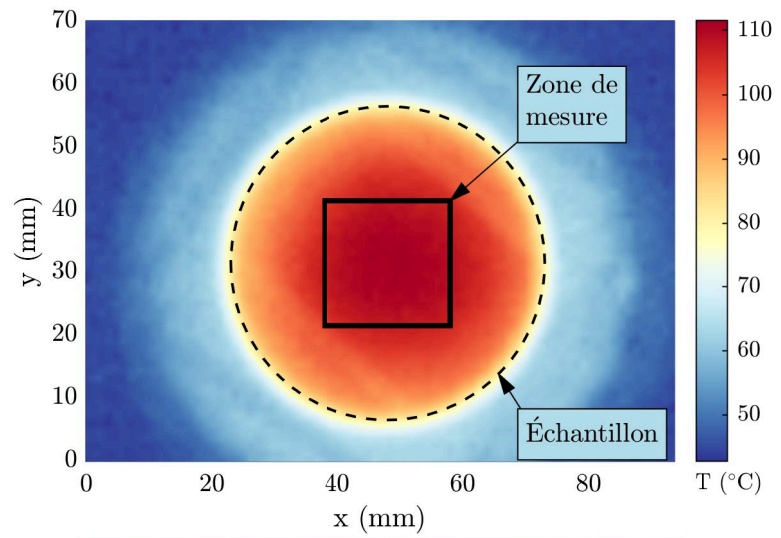
4.4.2.1. Méthode expérimentale

Afin de pouvoir étudier l'homogénéité de la température avec un nombre significatif de points, des clichés de la surface de l'échantillon sont pris à l'aide d'une caméra thermique, et sont ensuite traités numériquement pour déduire la répartition. Quelle que soit la méthode utilisée, la face supérieure de l'échantillon est encombrée par le système de chauffe, aussi le cliché doit être pris sur la face inférieure, au travers d'un trou prévu à cet effet dans la plaque supportant le montage. Selon le recul de la caméra durant les mesures, le nombre de points correspondant à la zone de mesure, et donc sur lesquels les statistiques sont évaluées, varie de 40 pts \times 40 pts à 75 pts \times 75 pts. Un thermocouple est également fixé sur la surface de l'échantillon, et servira uniquement à repérer la fin du transitoire thermique avant de prendre un cliché.

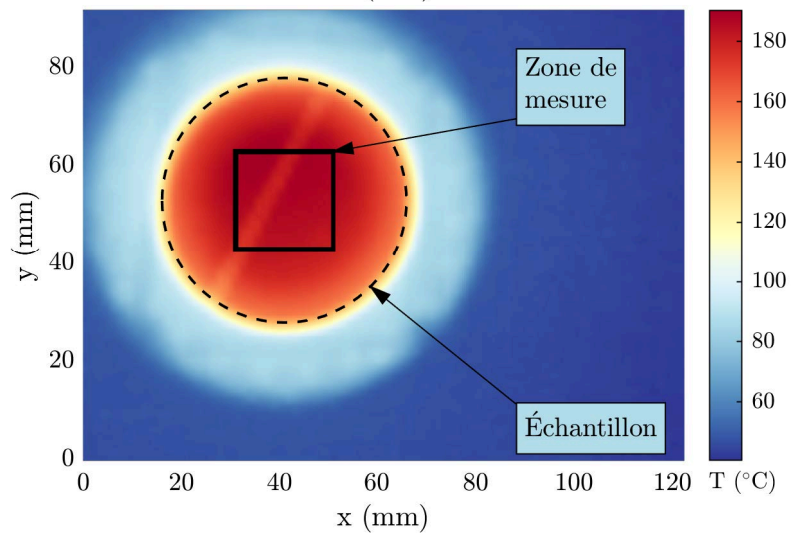
Certains des aciers électriques utilisés* se sont révélés être réfléchissants dans la bande infrarouge détectée par la caméra thermique, ce qui a entraîné l'ajout d'une couche de ruban adhésif mat sur la face inférieure de l'échantillon afin de rapprocher de 1 l'émissivité de la surface étudiée. Néanmoins, la valeur exacte de cette émissivité est inconnue, et donc la justesse de la température lue par la caméra thermique ne peut pas être assurée. L'émissivité est cependant supposée suffisamment homogène et proche de 1 pour que les clichés soient représentatifs de la répartition de température réelle sur l'échantillon.

*. Notamment un échantillon de fer-cobalt non-isolé.

(a) Résistance, sur un échantillon de 0.5 mm d'épaisseur.



(b) Buse n°2, sur un échantillon de 0.5 mm d'épaisseur.



(c) Buse n°2, sur un échantillon de 0.25 mm d'épaisseur.

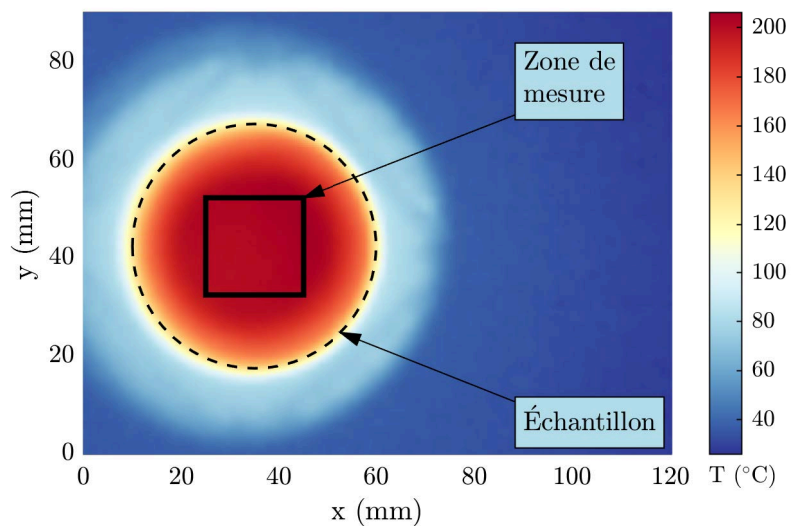


FIGURE 4.36 – Clichés pris à la caméra thermique de l'échantillon pour différents modes de chauffe. On notera que seule une zone de 50 mm de diamètre de l'échantillon est visible, le reste étant caché par le support (zones bleu pâle).

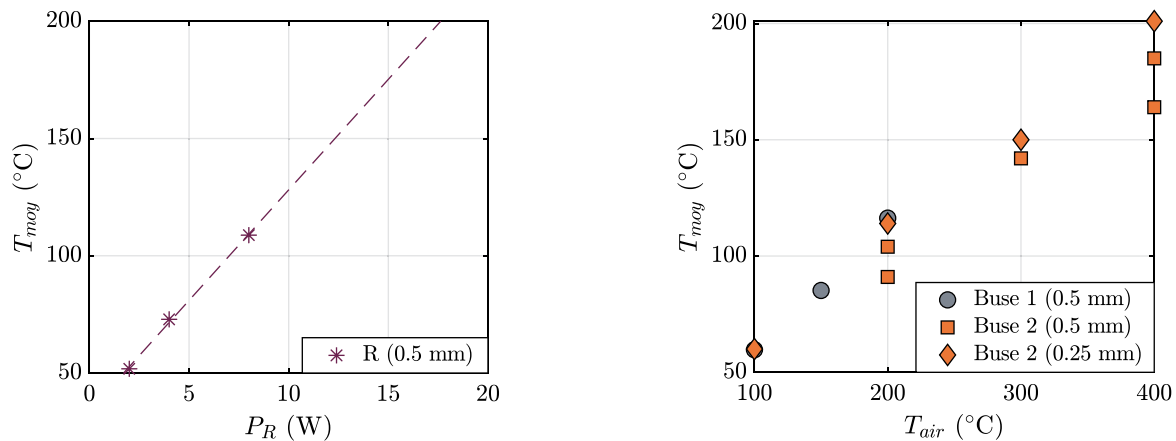
La figure 4.36 présente quelques exemples de clichés thermiques, sur lesquels on peut voir un cercle très chaud correspondant à la partie dégagée de l'échantillon et une zone de moindre température correspondant à un des éléments du support qui vient obstruer le reste de la surface. En pratique, l'homogénéité de la température n'est requise que sur la zone de mesure, c'est-à-dire le carré de $20\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ au centre de l'échantillon, et il n'est donc nécessaire de calculer la température moyenne et ses variations que sur cette zone. Afin d'extraire les points du cliché thermique qui y correspondent, le cercle correspondant à la zone dégagée est repéré sur les clichés et utilisé pour obtenir la correspondance entre pixels et distance ainsi qu'un centrage, puis le carré central est positionné grâce à ces repères.

L'étude thermique a été réalisée à quatre reprises : une fois pour chaque méthode avec un échantillon de fer-cobalt de 0.5 mm d'épaisseur, et une fois avec la buse n°2 sur un échantillon de fer-silicium de 0.23 mm , qui a été ajouté afin de s'assurer que les performances obtenues sont validées pour différentes épaisseurs d'échantillon. Néanmoins, le changement de matière introduit aussi un changement sur les propriétés thermiques. Comme la conductivité thermique des métaux est proportionnelle à leur conductivité électrique *, celle du fer-cobalt est supérieure à celle du fer-silicium, d'environ 20% pour les nuances considérées, ce qui peut favoriser l'homogénéité de la température du fer-cobalt. En revanche, les capacités thermiques massiques du cobalt et du fer sont très proches [155], donc celle des alliages étudiés devraient l'être également.

Les mesures réalisées avec la buse n°1 sur l'échantillon le plus épais souffrent cependant d'un défaut, visible sur la figure 4.36b : l'adhésif servant à améliorer l'émissivité avait été appliqué avec un léger interstice entre deux bandes adjacentes, ce qui crée une ligne de températures observées plus faibles traversant la zone de mesure. Une homogénéité et une température moyenne légèrement inférieure sont donc attendues.

4.4.2.2. Température atteinte

Dans un premier temps, la température moyenne observée sur la zone de mesure est présentée en figure 4.37, en fonction de la grandeur d'entrée de la méthode de chauffe. Pour la résistance



(a) Selon la puissance dissipée dans la résistance.

(b) Selon la température d'air injecté dans la buse.

FIGURE 4.37 – Température moyenne obtenue dans la zone de mesure pour les différents modes de chauffe. La moyenne est réalisée à partir des clichés thermiques.

*. Loi de Wiedemann-Franz [154].

(figure 4.37a), la température atteinte semble approximativement linéaire par rapport à la puissance électrique fournie, du moins sur la plage de 2 à 8 W testée, qui ne permet d'atteindre que la moitié de la plage de températures souhaitée pour les caractérisations.

En revanche, dans le cas de la chauffe par air chaud soufflé (figure 4.37b), les températures obtenues couvrent toute la plage de 50 à 200 °C, sous l'effet d'un air soufflé variant entre 100 et 400 °C. La pompe à air chaud pourrait fournir un air plus chaud, jusqu'à 600 °C, mais la buse n°1 ainsi que le cône convergent de la buse n°2, imprimés en 3D avec une résine haute-température, ne le supporteraient pas.

La température T_{moy} obtenue à l'issue des essais varie de façon linéaire par rapport à celle de l'air injecté dans le système T_{air} , et la pente de $T_{moy} = f(T_{air})$ est similaire sur les trois situations considérées dans la figure 4.37b. Néanmoins, les mesures réalisées avec la buse n°2 sur l'échantillon le plus épais ont été répétées pour certaines températures, ce qui explique l'existence de deux marqueurs carrés pour $T_{air} = 200$ et 400 °C ; ces derniers sont nettement espacés, ce qui révèle des différences de température moyenne importantes pour le même réglage. Celles-ci peuvent être attribuées à des variations de la position verticale de la buse n°2, qui est fixée à un portique au-dessus du système et non pas posée sur l'échantillon directement. Cette variabilité a été acceptée comme un inconvénient de la chauffe en circuit ouvert : les mesures sous champ tournant et en température se feront pour des réglages de pompe fixés, et la température obtenue sera variable entre différentes expérimentations, y compris pour une un même réglage de température d'air. Par la suite, le réglage de la position verticale de la buse n°2 a été améliorée par un système à crémaillère pour faciliter la mise en position et améliorer la répétabilité des températures obtenues.

4.4.2.3. Homogénéité

Pour comparer l'homogénéité obtenue à l'aide des différentes méthodes de chauffe, l'écart-type de la température sur la zone de mesure est calculé et présenté en figure 4.38. La buse n°1 fournit des variations de température bien plus importantes que les autres méthodes, avec un écart-type approximativement doublé pour les points considérés. En revanche, l'homogénéité atteinte par la buse n°2 est similaire à celle de la résistance à échantillon égal, malgré la zone perturbée par l'interstice entre les adhésifs, et bien meilleure dans le cas de l'échantillon plus fin.

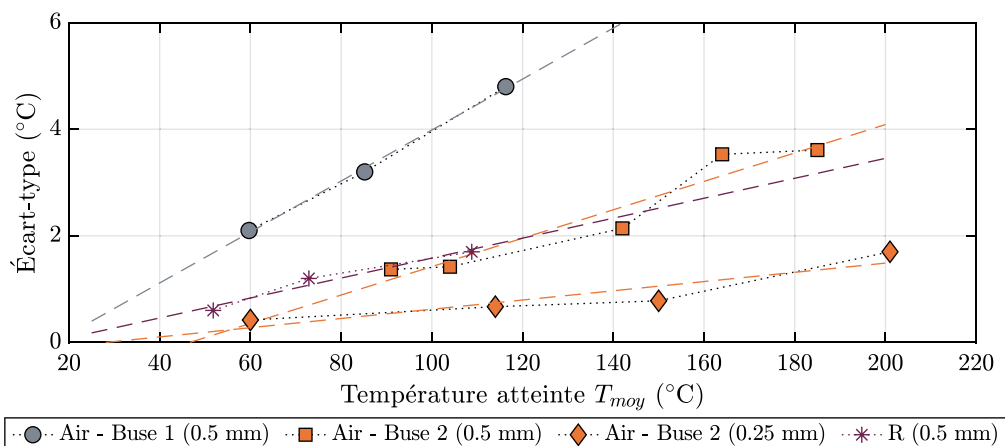


FIGURE 4.38 – Écart-type de la température obtenue sur la zone de mesure, selon la température moyenne de la même zone.

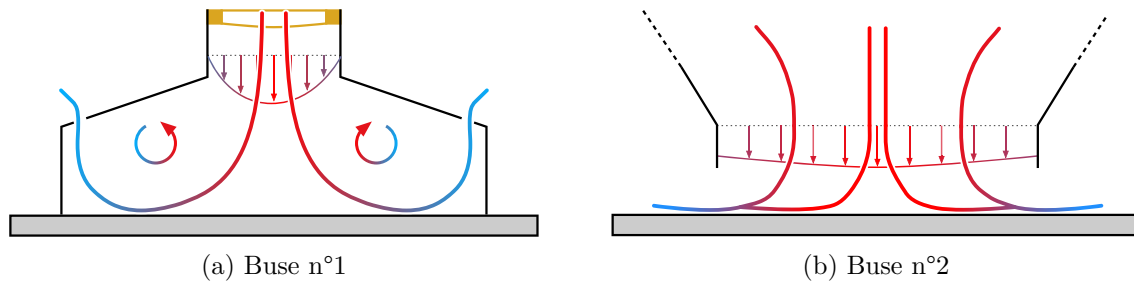


FIGURE 4.39 – Interprétation proposée de la différence d’homogénéité de la température atteinte selon les deux buses.

Une interprétation de ces différences observées entre les buses est proposée en figure 4.39. Dans le cas de la buse n°1, en figure 4.39a, l’air chaud est apporté directement par la pompe, avec un profil de vitesse et température qui est inconnu, mais probablement pas homogène. Cet air parcourt ensuite l’intérieur de la buse jusqu’à pouvoir sortir par les trous, de qui lui donne le temps de refroidir et crée des turbulences. Au contraire, la buse n°2 (figure 4.39b) souffle un air chaud qui a été mélangé dans la chambre puis concentré par le cône convergent, et qui arrive à proximité de l’échantillon pourvu d’une vitesse et température relativement homogène. De plus, cet air est évacué sur tout le pourtour de la buse via l’interstice laissé entre celle-ci et l’échantillon, et parcourt donc un chemin réduit le long de la surface.

Ces pistes d’explication, toutes qualitatives qu’elles soient et non confirmées par une étude approfondie, nous ont été apportées par le Dr. Hervé Pabiou *, qui nous a également proposé la géométrie de la buse n°2. Toujours suivant les mêmes conseils, les cônes de cette dernière présentent un angle de 8° avec la verticale, ce qui est proche de la limite de 6 à 7° préconisée en fluidique pour les surfaces pour conserver un régime laminaire et éviter les turbulences.

4.4.3. Focus sur la méthode choisie

Cette section se concentre sur l’étude de la buse n°2, qui sera utilisée dans toutes les caractérisations du chapitre 5 et dont la géométrie est détaillée en figure 4.40.

4.4.3.1. Homogénéité

À l’issue de la section précédente, le choix de la buse n°2 est évidemment justifié par la très bonne homogénéité obtenue, critère selon lequel la méthode proposée est au moins aussi performante que la résistance chauffante testée. En outre, malgré la taille imposante de la buse n°2, la température moyenne obtenue est sensiblement la même, à température d’air égale, que celle fournie par la buse n°1.

Une étude plus détaillée des performances de cette buse est proposée pour les deux échantillons considérés sur la figure 4.41, qui représente la densité de chaque température (diagramme en essaim) ainsi que les principaux indicateurs statistiques (diagramme en boîte). Pour celui de 0.5 mm , on remarque une longue trainée de points vers les températures inférieures à la moyenne, qui peut être en grande partie attribuée à l’interstice entre les adhésifs. Même dans ces conditions, les variations de température sur la zone de mesure sont inférieures à $\pm 7\%$, ce qui représente cependant des variations pouvant aller jusqu’à une dizaine de degrés. Les résultats sur l’autre échantillon sont bien meilleurs, puisque les variations sont inférieures à $\pm 3\%$, et à $\pm 2\%$ si on se restreint à 95% de la surface. Une correction rapide des résultats de l’échantillon

*. Du laboratoire CETHIL (CNRS/INSA Lyon).

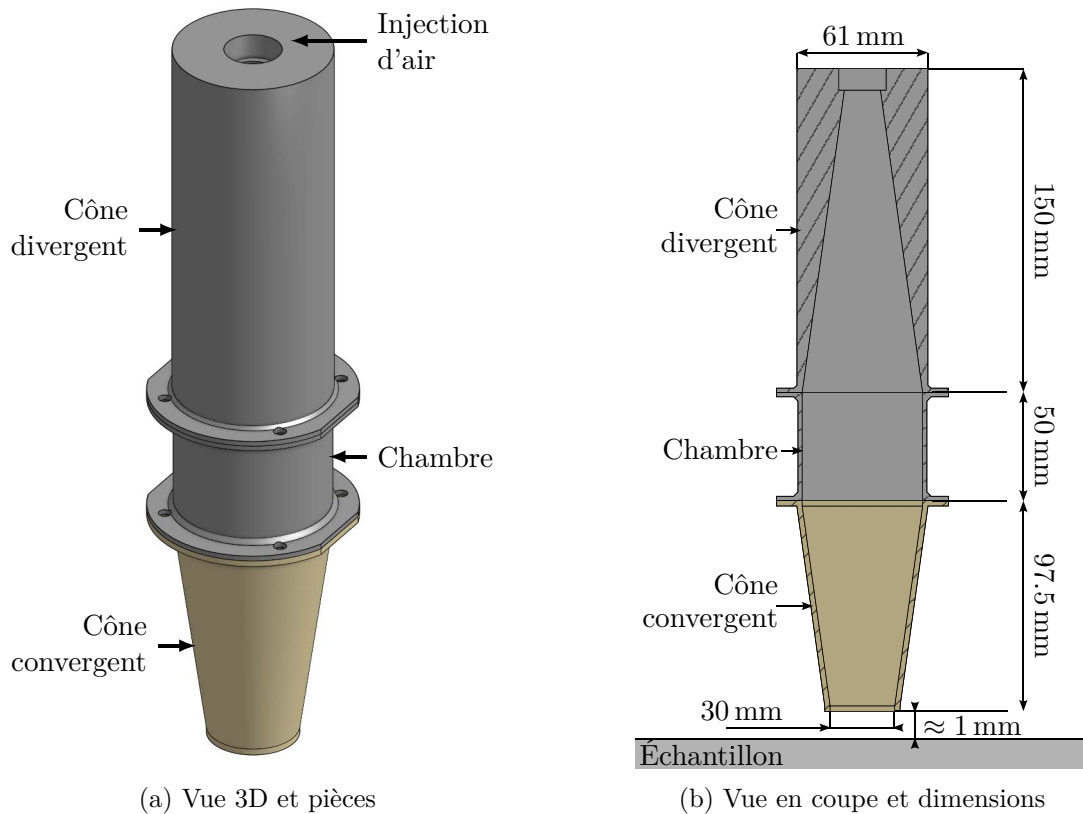


FIGURE 4.40 – Détails de la buse n°2 utilisée pour canaliser le flux thermique.

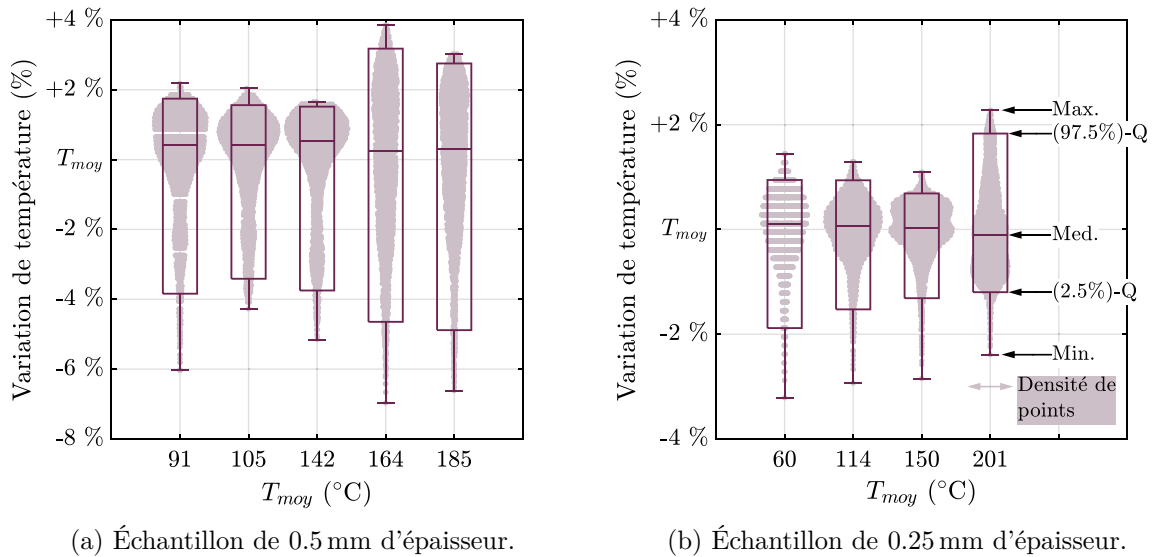


FIGURE 4.41 – Visualisation statistique de la température sur la zone de mesure avec la buse n°2.

À l'arrière-plan, les diagrammes en essaim illustrent la répartition précise : la largeur de l'essai à une ordonnée donnée est proportionnelle à la densité de points correspondant à cette ordonnée.

Au premier plan, un diagramme en boîte indique, de haut en bas, la température maximum, le quantile des 97.5%, la médiane, le quantile des 2.5%, et la valeur minimum. La boîte en elle-même contient donc 95% des points relevés.

de 0.5 mm, en retirant les points le long de l'interstice, permet de retrouver ces variations de $\pm 2\%$ sur 95 % de la surface, mais uniquement sur les trois températures les plus basses ; les deux plus hautes conservent les mêmes variations qu'en l'absence de correction.

Dans l'ensemble, néanmoins, l'homogénéité obtenue dans la zone de mesure est très satisfaisante : des variations de $\pm 2\%$ à la température maximale de 200 °C correspondent à des écarts de température sur la surface de $\pm 4\text{ °C}$, ce qui permet de considérer nos différents points de température comme étant bien différenciés. Des précautions seraient cependant à observer pour des échantillons plus épais, et pourraient demander une étude complémentaire pour vérifier si les écarts remarqués sont représentatifs ou non *. Toutefois, les échantillons testés dans le chapitre 5 présentent une épaisseur maximale de 0.35 mm, donc cette question a été laissée en suspens.

4.4.3.2. Échauffement des différents éléments

Pour conclure sur la méthode thermique employée, la figure 4.42 présente le relevé de température à différents endroits du montage pendant une expérimentation, c'est-à-dire 3 h de montée en température et 3 h de mesures magnétiques. Au début de celles-ci, l'échantillon a atteint environ 98 % de sa température finale. Entre les différentes caractérisations magnétiques réalisées pour un point de température, de tels petits écarts peuvent donc venir s'intercaler.

Outre la température de l'échantillon, la figure 4.42 présente également la température obtenue sur la bobine de H la plus proche de l'échantillon, qui s'élève jusqu'à 130 °C environ, c'est-à-dire un peu en dessous des limites considérées pour le matériau du substrat (FR4), dont la température de transition vitreuse est de l'ordre de 140 °C . Dans les faits, des températures d'échantillon plus élevées (200 °C) ont pu être atteintes sans relever de dégradation au niveau des bobines de H , ce qui est permis par l'introduction de l'extrapolation et de l'espace entre les bobines et l'échantillon.

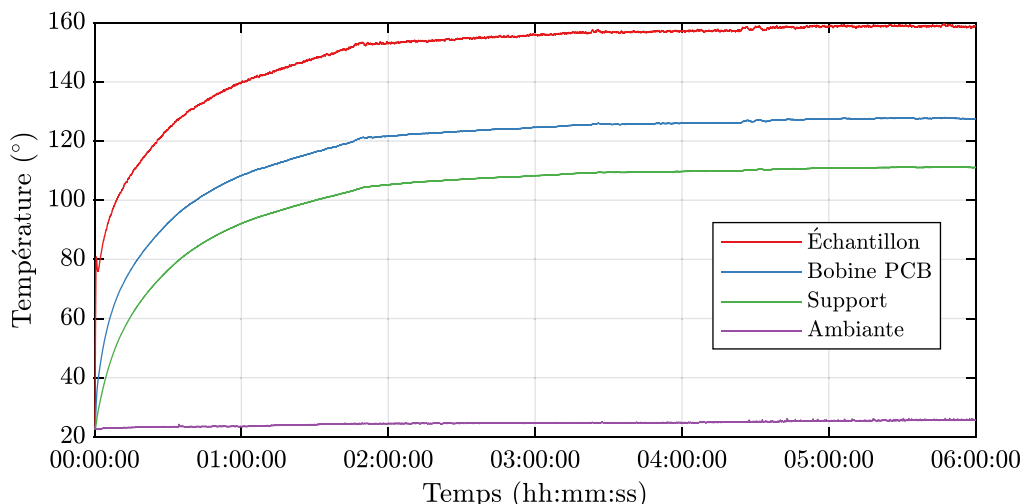


FIGURE 4.42 – Établissement thermique relevé à différents endroits du montage par des thermocouples.

*. Le système de fixation de la buse a été grandement amélioré depuis ces premiers essais, et devrait désormais empêcher des problèmes de centrage qui pourraient expliquer les mauvais résultats.

4.5. CONCLUSIONS

Durant ce chapitre, plusieurs aspects critiques du fonctionnement du RSST développé ont été étudiés. Si la justesse des caractérisations 2D est une problématique dont la résolution est encore très lointaine, plusieurs sources d'erreurs ont pu être évaluées ou étudiées.

Bilan

La première section était dédiée à l'estimation de l'incertitude de la chaîne d'acquisition, qui s'élève à plus de 3 et 6 % respectivement pour les mesures de H et B . A cette incertitude générale vient s'ajouter un terme dépendant du rapport entre la tension relevée et le calibre, qui est non négligeable lorsque les non-linéarités des matériaux entraînent des signaux très disparates au cours d'une période. De plus, ces incertitudes ne considèrent pas la justesse de la mesure en elle-même, c'est-à-dire dans quelle mesure les tensions induites dans les bobines de H et de B sont bien représentatives des champs que l'on souhaite relever. Enfin, la dilatation thermique des bobines n'est pas prise en compte dans ces calculs, mais n'est pas négligeable, notamment pour les bobines de H . Elle sera prise en compte dans l'analyse du prochain chapitre. Néanmoins, le reste des sources d'erreur ne devrait pas être influencé par l'augmentation de la température : même si la valeur absolue des champs mesurés souffre d'une incertitude importante, elle est aussi constante, et donc la comparaison des mesures à différentes températures reste pertinente.

La seconde partie de ce chapitre était consacrée à diverses expérimentations visant à mieux connaître certains aspects du système. Tout d'abord, le positionnement angulaire des différents capteurs a été évalué, et les déphasages introduits par le système, qui seront neutralisés par le contrôle, ont été retirés. Les différents capteurs PCB de H sont alignés à 0.4° près, ce qui ne pourrait être réduit que par la réalisation d'un système mécanique usiné avec une grande précision. L'erreur sur l'alignement avec les bobines de B , et donc avec l'échantillon, semble être du même ordre de grandeur, mais l'une de ces bobines était mal positionnée lors des expérimentations menées. Malheureusement, il n'existe pas de solution évidente pour limiter ce problème ; le plus grand soin doit être appliqué lors de la réalisation des bobines de B .

Dans un second temps, l'évolution du champ magnétique H dans le stator en fonction de la hauteur considérée a été étudiée, au travers de simulations et d'expérimentations, afin de vérifier la validité de l'extrapolation linéaire appliquée pour la mesure de H . Les simulations fournissent une plage acceptable pour cette validation plutôt limitée, mais les expérimentations ne révélaient pas d'écart majeur pour toutes les hauteurs d'intérêt.

Une série de caractérisations unidirectionnelles ont été réalisées avec le RSST et comparées à celles obtenues sur un système 1D. Elles ont notamment mis en valeur la dégradation importante des propriétés engendrée par la découpe, ou le perçage, laser, et ont donc validé le rejet de cette méthode en faveur d'une découpe par électroérosion. Dans cette configuration, les pertes semblaient sensiblement sous-estimées par le RSST, ce qui correspondait à des champs inférieurs mesurés.

La décomposition des pertes sous champs tournants obtenues par le RSST a permis d'observer des tendances qui semblent globalement correctes selon la fréquence f et le niveau d'induction B , quoique la précision semble modérée lorsque ceux-ci sont faibles.

Les comparaisons 1D, et 2D, ont été prolongées à l'ambiante dans la troisième partie de ce chapitre, mais cette fois en comparaison avec d'autres systèmes de caractérisation 2D. Les écarts observés entre ceux-ci ne sont pas négligeables, de l'ordre de $\pm 7\%$. Les tendances relevées sur les mesures de pertes en 1D ne sont également pas complètement cohérentes avec les caractérisations standards, mais aucune explication n'a pu être proposée malgré la réflexion de tous les acteurs. Néanmoins, cela a permis de prouver que le RSST développé s'intégrait bien dans l'état de

l'art actuel des systèmes de caractérisation 2D. Cette série de comparaisons semble également indiquer une faible précision pour les mesures à faible fréquence et faible induction, que l'on peut attribuer à la nécessité de travailler alors avec des tensions induites faibles.

Cette inter-comparaison a été complétée par une série de mesures visant à vérifier comment l'extrapolation linéaire appliquée à la mesure de H affecte ces résultats. Évidemment, cette influence modifie un peu la tendance observée, mais les écarts sont moindres par rapport à ceux relevés entre différents systèmes. Par ailleurs, elle constitue une nette amélioration par rapport aux cas où un écart est introduit entre les bobines et l'échantillon sans appliquer de correction.

Enfin, une dernière partie justifiait les choix de conception faits lors de la réalisation du système de chauffe intégré au RSST, notamment concernant la géométrie de la buse utilisée. Celle-ci permet d'obtenir une inhomogénéité de la température sur la zone de mesure inférieure à $\pm 4\%$, et majoritairement incluse dans $\pm 2\%$. Cette méthode de chauffe semble donc tout à fait adéquate pour les objectifs fixés.

Éléments essentiels

La connaissance acquise sur le banc va permettre une analyse critique des résultats de caractérisation magnétique 2D en température, qui sont l'objectif de cette thèse, et vont être détaillés dans le prochain chapitre. Pour cela, les points suivants sont à retenir :

- L'incertitude sur les mesures de H est B ne peut être garantie en dessous de 6 et 3% respectivement.
- L'extrapolation linéaire est valable sur la plage de distances à l'échantillon considérée, et des petites différences de tendances sont attendues par rapport à une mesure proche.
- Les résultats fournis par le RSST sont comparables à ceux d'autres systèmes existants, à environ $\pm 7\%$ près.
- Les mesures à faible induction et fréquence présentent une moindre précision.

Perspectives d'amélioration

Ce chapitre a permis de soulever différentes pistes d'amélioration pour le banc réalisé.

La chaîne d'instrumentation pourrait être le lieu d'améliorations simples et immédiates. Tout d'abord, la carte d'acquisition est d'un modèle ancien quoique performant et pourrait être remplacée par une présentant une meilleure résolution et de plus petits calibres, tout en conservant les huit voies synchrones d'acquisition. Ensuite, la confiance applicable aux mesures pourrait être améliorée en réitérant les calibrations qui ont été réalisées, mais à l'aide d'appareils de mesure plus précis, notamment les bobines PCB et les cartes d'amplification. Ces dernières devraient au préalable être modifiées pour assurer un contact plus stable avec les résistances de gain.

Ensuite, le système de chauffe pourrait être doté d'une boucle de régulation, ce qui permettrait d'imposer la température de l'échantillon et donc de réduire la durée des transitoires thermiques, de permettre de répéter des mesures, et d'améliorer la connaissance de la température de mesure en limitant les variations sur la durée des mesures. Le principal obstacle à cette tâche sera de trouver un moyen de contrôler automatiquement la pompe à air chaud, qui n'a pas d'entrée numérique; elle peut en outre difficilement être remplacée au vu des nombreuses pièces mécaniques complexes qui en dépendent.

L'une des questions majeures de la caractérisation 2D concerne la mesure de H . Les multiples études qui ont été détaillées dans ce chapitre ont permis de valider que le principe semble applicable dans le cas de la géométrie du stator, et que la correction apportée est nécessaire lorsque les bobines doivent être éloignées de l'échantillon. Néanmoins, ces études ont également

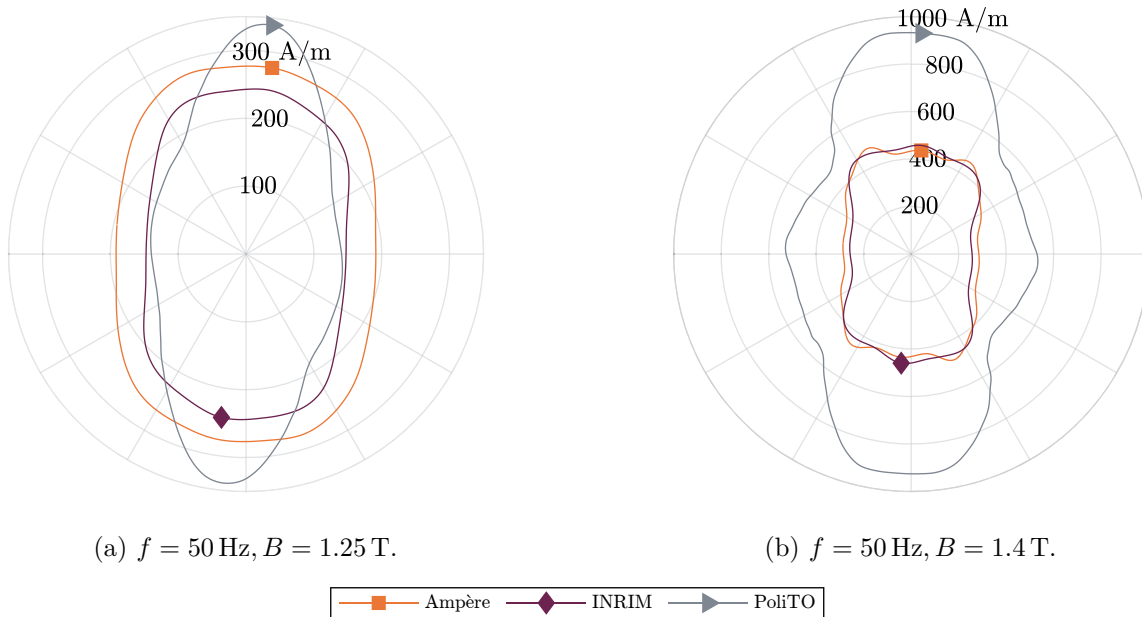


FIGURE 4.43 – Comparaison entre les lieux de H obtenus sur l'échantillon HEFMAG par les différents RSST impliqués. Ces lieux correspondent aux pertes de la figure 4.25.

mis en valeur la façon dont les différentes erreurs de mesure ont des conséquences lourdes sur sa justesse ; or, les sources d'erreurs sont démultipliées dans le cas de l'extrapolation par rapport à la mesure rapprochée. Il est envisageable de faire réaliser des capteurs bobinés avec un support et un émail résistant aux températures en surface d'échantillon, de sorte à pouvoir installer celles-ci au plus près de l'échantillon. Ce n'est néanmoins pas une modification envisagée à moyen terme.

Toutes ces améliorations auraient pour finalité d'améliorer la précision du banc, afin de produire, à terme, des résultats pouvant avoir un intérêt applicatif. L'un des objectifs premiers en la matière serait d'obtenir des résultats largement acceptés pour ce qui est des mesures de pertes, ce qui correspond à la direction visée par l'inter-comparaison de la section 4.3. Néanmoins, ces pertes ne constituent qu'une partie des résultats exploitables d'un système de caractérisation 2D ; leur utilisation comme critère de validation provient, d'une part, de leur fort intérêt applicatif et, d'autre part, de leur relative robustesse. En effet, des pertes comparables sont plus susceptible d'être atteintes que des lieux de H similaires : la figure 4.43 compare, pour deux niveaux d'induction, des cycles mesurés sur les différents RSST de l'inter-comparaison. Pour les conditions présentées, l'écart entre les pertes mesurées par chaque RSST et la moyenne des trois était inférieur respectivement à $\pm 5\%$ (figure 4.43a) et $\pm 3\%$ (figure 4.43b). En revanche, il semble y avoir une dépendance nette de la forme des cycles par rapport au type d'inducteur utilisé : les lieux $H_y(H_x)$ fournis par les bancs INRIM et Ampère, basés sur des stators, sont semblables même si des écarts de forme et d'amplitude sont évidents, alors que ceux fournis par le cadre vertical de PoliTO sont fondamentalement différents. On notera également que le RSST PoliTO présentait des pertes intermédiaires par rapport aux résultats des deux autres bancs, dont les lieux sont pourtant bien plus ressemblants. Par conséquent, la mesure de pertes comparables n'est donc jamais qu'une première étape, déjà hautement complexe, de l'amélioration des méthodes de mesure ; obtenir des lieux répétables en sera une autre.

Anisotropie magnétique en température

5.1	Conditions expérimentales	185
5.2	Étude de l'anisotropie : Cycles et lieux en température	187
5.2.1	Cycles d'hystérésis en température	189
5.2.2	Lieux de H en température	189
5.3	Étude de l'anisotropie : champs selon les directions remarquables	192
5.3.1	Méthode d'extraction des valeurs de champ	192
5.3.2	Champs remarquables en température	195
5.4	Pertes	204
5.5	Conclusion et perspectives	208

Les quatre chapitres précédents détaillaient les différentes étapes du développement de méthodes de caractérisation d'aciers électriques sous champs tournants et contraintes thermiques.

Le premier chapitre exposait les bases théoriques des matériaux étudiés et de leur comportement, et justifiait ainsi les travaux menés par les modifications apportées au processus d'aimantation suite à l'introduction de champs tournants, et par l'impact de la température sur les mécanismes d'aimantation. Sous l'effet de l'agitation thermique, la polarisation à saturation des matériaux diminue, mais ce phénomène n'est notablement perceptible qu'à l'approche de la température de Curie du matériau. En revanche, les constantes d'anisotropie du matériau, c'est-à-dire la tendance de la maille cristalline à contraindre la position de l'aimantation, diminuent de façon non négligeable pour des échauffements plus faibles. Cette diminution des constantes entraîne directement celle des pertes du matériau concerné, notamment les pertes par hystérésis et par excès ; les pertes par courants de Foucault sont, elles, réduites par l'augmentation de la résistivité des métaux avec la température.

L'étude de cette évolution des pertes en température a principalement été menée en 1D, de concert avec celle de la perméabilité et des cycles d'hystérésis. Cependant, la diminution des constantes d'anisotropie devrait également amoindrir les différences de comportement entre les différents axes du matériau, et devrait donc être visible sur les figures d'anisotropie présentant les lieux de \vec{H} . Des exemples de telles figures, issues de [5], sont présentés en figure 5.1, mais il s'agit d'exemples rarement trouvés dans la littérature. En l'occurrence, l'étude dont ils sont issus s'intéressait aux effets cumulés des contraintes thermiques et mécaniques sur les aciers électriques, aussi les données concernant le seul impact de la température sont peu nombreux et peu explicites. Le but des présents travaux est donc de fournir des résultats similaires, mais plus complets et avec une analyse plus ciblée.

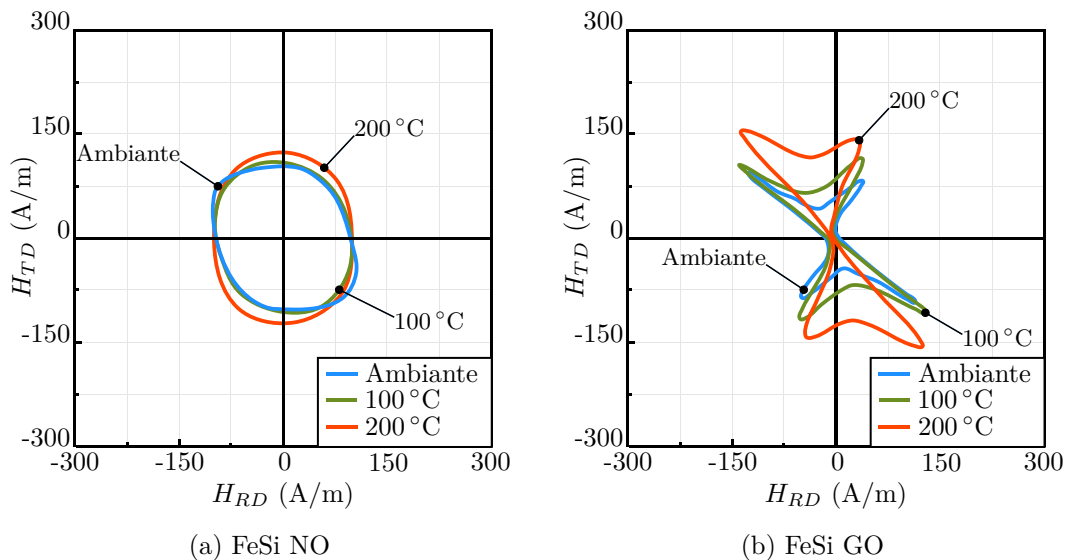


FIGURE 5.1 – Exemple de lieux de H en température pour deux échantillons de Fer-Silicium, sous une induction crête $\|\vec{B}\| = 1$ T. Figures extraites de [5].

Le banc de caractérisation magnétique 2D en température qui va être utilisé a été présenté dans le chapitre 2, puis complété par le programme de contrôle de la résultante vectorielle \vec{B} de l'induction dans le chapitre 3. Les capacités du banc ont pu être évaluées dans le chapitre 4, afin de donner une vision globale des performances du banc comparées à l'état de l'art, et des différentes sources d'erreur.

Dans ce chapitre 5, ce RSST adapté en température va être utilisé pour caractériser des échantillons de fer-silicium à des températures allant de 25 à 200 °C. Ces résultats vont être présentés selon deux axes différents : dans un premier temps, les variations des pertes avec la température vont être exposées ; dans un second temps, la forme des lieux du champ magnétique \vec{H} et son amplitude selon différentes directions vont être analysés. Ces données sous l'effet de champs tournants vont être complétées par des caractérisations unidirectionnelles, également menées à l'aide du RSST, afin de fournir une base de comparaison. La majorité de ces résultats ont également été exposés dans des conférences nationales [156] et internationales [157], et publiés en [158].

5.1. CONDITIONS EXPÉRIMENTALES

Cette section définit les conditions dans lesquelles la totalité des expériences présentées dans ce chapitre ont été menées.

Échantillons

Deux échantillons de fer-silicium, présentés en figure 5.2 et tableau 5.1, vont être caractérisés : le premier provient d'un matériau non orienté, de nuance M330-35A, et le second d'un matériau à grains orientés dont les domaines ont été raffinés au laser.

Le choix de ces échantillons provient de raisons très différentes. Les fer-silicium non-orientés sont notamment répandus pour la réalisation de moteurs électriques, qui sont des applications très susceptibles de développer des champs tournants non négligeables au sein des noyaux. Ces champs tournants apparaissent notamment au niveau de la base des dents, où la proximité des bobinages du stator entraîne également l'apparition de points chauds. Aussi, l'étude en température de ces matériaux possède un intérêt applicatif important. A l'inverse, les matériaux à grains orientés sont favorisés pour des applications voyant principalement des champs unidirectionnels, pour profiter de leurs excellentes propriétés selon la direction facile en limitant les conséquences de leur forte anisotropie ; l'intérêt applicatif des caractérisations 2D est donc moindre. En revanche, étudier l'évolution en température de l'anisotropie magnétique sur des matériaux dans lesquels elle est plus développée peut permettre des observations différentes.

Ces deux échantillons ont été découpés par électroérosion, et aucun d'eux n'a été recuit afin de relâcher les contraintes introduites par le processus de découpe. Si pour l'échantillon NO, cette absence de traitement thermique est simplement due à des contraintes matérielles et temporelles, le raffinage laser du GO aurait été détruit par un recuit qui n'était donc pas souhaité.

On notera que, pour s'assurer que les propriétés des échantillons n'ont pas été altérées durant les expérimentations, les caractérisations à température ambiante sont réalisées à deux reprises, avant et après les mesures en température, et leur bonne cohérence est contrôlée.

FeSi NO	Échantillon	FeSi GO
0.35 mm	Épaisseur	0.23 mm
$\approx 1.7\text{--}1.8\text{ T}$	Polarisation à saturation	2.03 T
745 °C	Température de Curie	$\approx 700\text{--}800\text{ °C}$

TABLE 5.1 – Quelques informations sur les échantillons utilisés.

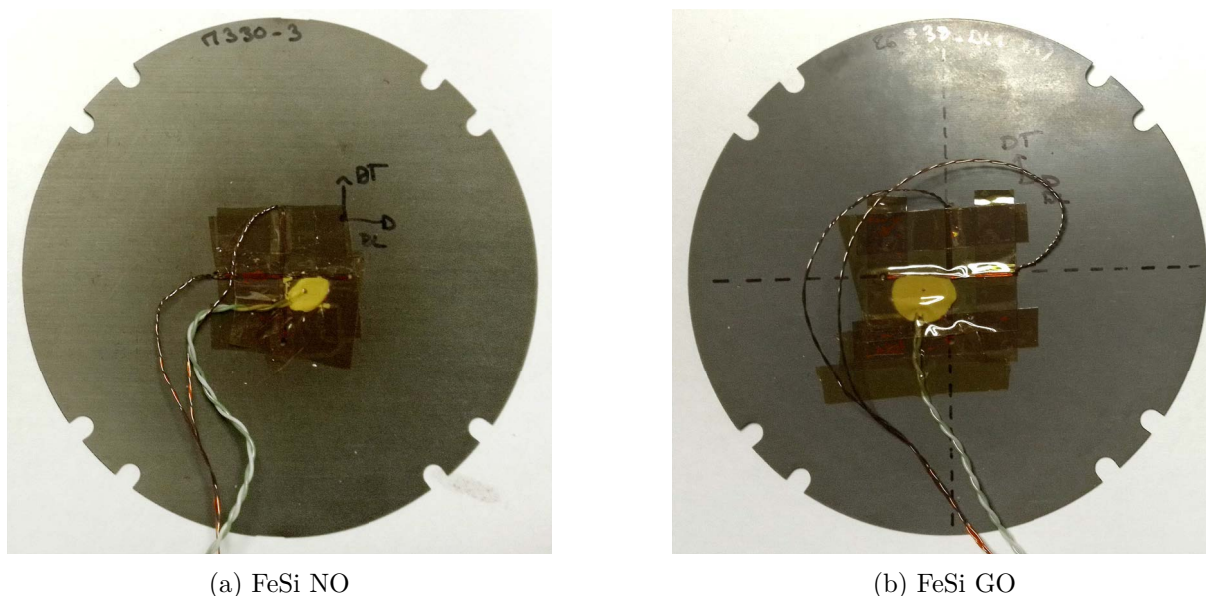


FIGURE 5.2 – Échantillons utilisés pour les résultats présentés, pourvus des bobines de B et de thermocouples.

Mesure de température

La température de chaque échantillon est contrôlée par un thermocouple de type K placé proche du centre de la zone de mesure, comme visible sur la figure 5.2. Ces thermocouples sont fixés à l'aide d'une pâte silicone conductrice thermique* en assurant un contact entre l'échantillon et la soudure chaude. Les données issues de ce thermocouple sont relevées tout du long de la montée en température du système, afin d'identifier quand celle-ci s'est suffisamment stabilisée pour commencer les mesures magnétiques, ainsi que durant la durée des caractérisations.

Comme la chauffe s'effectue en boucle ouverte, la température obtenue n'est ni prévisible ni reproductible. Afin de pouvoir disposer de jeux de données correspondant à une même température, ou approchée, un échantillon chauffé va être caractérisé pour autant de points de fréquence f et de niveaux d'induction B possible, ce qui correspond typiquement à plusieurs heures de mesures. La température moyenne sur toute cette durée va être attribuée à l'ensemble des points de mesure, mais un échauffement de 2 à 3 °C est typiquement observé.

Contrôle

Le vecteur induction \vec{B} est contrôlé dans l'ensemble des caractérisations menées, de sorte à être circulaire dans les cas 2D et alternatif dans les cas 1D. L'algorithme « *Bad-Broyden* couplé » défini dans le chapitre 3, va être appliqué, ce qui implique que les deux voies vont être contrôlées y compris pour les caractérisations 1D : l'induction mesurée sur la voie non-excitée est ainsi limitée[†].

La fin du contrôle est définie par les indicateurs précédemment utilisés répertoriés dans le tableau 5.2, qui doivent être atteints sur les deux voies de façon simultanée. En pratique, quelques expérimentations parmi toutes celles réalisées se sont arrêtées un peu avant la convergence, à

*. Conductrice thermique pour une pâte silicone; la conductivité thermique n'est que de 1.55 W/(K · m), contre plusieurs centaines pour les métaux.

†. En l'absence de contrôle, une induction parasite de l'ordre de 20 à 50 mT est mesurée, et elle est réduite à quelques milliteslas lorsque contrôlée.

Indicateur	Seuil	Observation
Erreur d'amplitude (B)	0.5 %	Occasionnellement arrêté à 0.6 %
Taux de distorsion harmonique (dB/dt)	3 %	
Erreur sur le facteur de forme (dB/dt)	0.5 %	Toujours < 0.3 %

TABLE 5.2 – Indicateurs utilisés pour tous les résultats présentés dans le chapitre.

cause de mauvais réglages initiaux, mais les résultats ont été conservés lorsque l'erreur était faible, comme indiqué dans le tableau 5.2.

Points de mesure

Chaque échantillon va être caractérisé pour six à huit températures correspondant à différents réglages de température d'air sur la pompe à air chaud : inactive (ambiante), 100, 150, 200, 250, 300, 350 et 400 °C. Pour un échantillon donné, les mêmes mesures vont être reproduites à chaque température, c'est-à-dire les mêmes couples fréquence-niveau d'induction. Dans le cas de l'échantillon NO, une deuxième série de mesures, unidirectionnelles selon DL et DT, a été réalisée pour des réglages identiques.

Le niveau d'induction pouvant être atteint durant les expérimentations dépend de l'échantillon et peut être limité par deux facteurs : la puissance apparente disponible et la stabilité du contrôle. Le premier point concerne principalement l'échantillon NO, pour lequel le contrôle est relativement simple, et ne devenait limitant qu'au-delà de 1.7 T. En revanche, la forte anisotropie de l'échantillon GO rend le contrôle instable, car les directions difficile et transverse résistent bien plus à l'excitation, et de petites variations dans la tension peuvent obtenir des formes d'induction sensiblement différentes. Pour cette raison, les caractérisations sur l'échantillon GO n'ont, pour une convergence telle que définie dans le tableau 5.2, pu être menées que jusqu'à 1.15 T. Dans les deux cas, les caractérisations ont débuté autour de 0.5 T, et ce bien que la précision à faible induction soit sujette à caution au vu des résultats du chapitre précédent.

Enfin, les résultats présentés par la suite le seront tous pour une fréquence de 50 Hz bien qu'ils aient été répétés sur le NO* pour les fréquences de 10 et 100 Hz. Pour des fréquences aussi proches, les résultats présentent cependant des tendances identiques ; ils pourront être trouvés en annexe D.

5.2. ÉTUDE DE L'ANISOTROPIE : CYCLES ET LIEUX EN TEMPÉRATURE

Cette section s'intéresse à l'évolution de l'anisotropie observée des échantillons avec la température, c'est-à-dire la façon dont l'excitation magnétique \vec{H} nécessaire pour obtenir une même induction circulaire \vec{B} va être modifiée lorsque l'échantillon est chauffé. L'étude va être réalisée en deux temps : dans une première partie, l'évolution en température des cycles d'hystérésis (1D) de l'échantillon NO va établir un lien avec des phénomènes mieux connus, puis celle des lieux de \vec{H} va être présentée et comparée. Cette analyse sera poursuivie dans la section 5.3 suivante par l'observation des champs magnétiques obtenus le long de directions spécifiques pour mieux cibler les phénomènes.

*. Cela n'a pas été réalisé sur le GO par manque de temps.

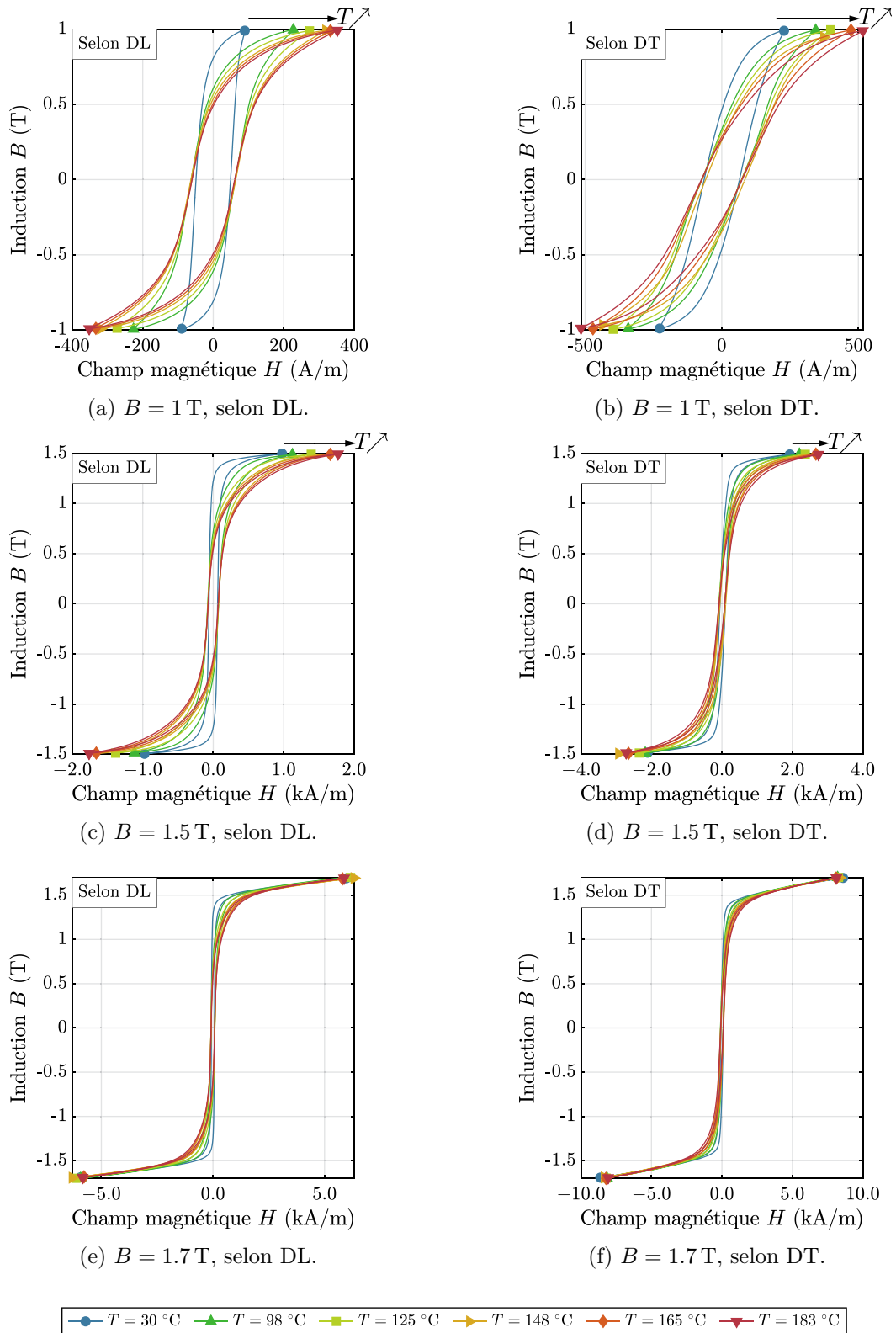


FIGURE 5.3 – Cycles d’hystérésis relevés pour différentes températures sur l’échantillon de FeSi NO (M330-35A), pour $f = 50$ Hz.

5.2.1. Cycles d’hystérésis en température

Pour donner une base de comparaison à l’étude des formes d’anisotropie, la figure 5.3 présente l’évolution en température des cycles d’hystérésis (1D) mesurés sur l’échantillon NO le long de la direction DL (colonne de gauche) et DT (droite). Lorsque la température augmente, les cycles deviennent moins rectangulaires, plus inclinés vers l’axe des abscisses, et un champ magnétique plus important est nécessaire pour obtenir le même niveau d’induction. Cette variation de forme peut être attribuée à l’augmentation de l’agitation thermique, sur un principe similaire à celui de la diminution de la polarisation à saturation : l’excitation apportée à l’échantillon doit, en plus de modifier la configuration des domaines magnétiques, combattre l’effet de l’agitation thermique qui désorganise les moments magnétiques au sein même des domaines. Comme l’échauffement du matériau reste relativement modéré par rapport à la température de Curie *, les échantillons ne rentrent pas dans la zone où la décroissance de la polarisation à saturation J_s est abrupte, et les points d’induction visés restent atteignables. En outre, on peut remarquer que les différences sont moindres pour des niveaux d’induction élevés, ce qui pourrait s’expliquer par le plus faible taux de variation de $B(H)$: puisqu’un champ H important est déjà nécessaire pour obtenir l’induction souhaitée, l’appel d’énergie supplémentaire pour aligner les moments est, en relatif, moins important. Néanmoins, dans le cas $B = 1.7\text{ T}$, ce phénomène paraît quelque peu extrême vu que les différents cycles présentent des extrémités similaires.

Il est important de noter que ces variations de forme des cycles sont légèrement biaisées par la dilatation thermique des bobines de mesure. Il a été évalué dans le chapitre 4 que la mesure de B est surestimée au maximum de 0.35 %. Dans le cas de H , l’extrapolation empêche l’évaluation exacte du biais ajouté et le rend dépendant du point de la période considéré ; l’ordre de grandeur est de quelques pourcents. Comme les variations en température précédemment décrites sont d’un ordre de grandeur notablement supérieur à ces erreurs, les tendances relevées sont significatives.

5.2.2. Lieux de H en température

Dans un second temps, les tendances observables sur les formes d’anisotropie, c’est-à-dire sur les lieux de \vec{H} ou cycles $H_y = f(H_x)$, sont présentées en figures 5.4 et 5.5 respectivement pour les échantillons NO et GO, chacun pour trois niveaux d’induction et pour les différentes températures.

5.2.2.1. Échantillon NO

Les lieux de l’échantillon NO (figure 5.4) montrent un très net élargissement en température, les différents cycles étant espacés de façon régulière entre les différents points de température. Lorsque le matériau est amené dans un état plus saturé (figure 5.4c), cet accroissement est de moindre importance mais demeure distinctement discernable. Cet élargissement est cohérent avec l’inclinaison des cycles 1D : un champ magnétique H plus important est nécessaire pour obtenir le même niveau d’induction. De façon analogue à ce qui était observé en 1D, ces modifications sont relativement moins importantes à forte induction, quoique les variations restent plus marquées à 1.7 T sur les lieux qu’elles ne l’étaient sur les cycles d’hystérésis.

En outre, la forme des lieux semble s’arrondir lorsque la température augmente, ce qui est notamment visible dans le cas $B = 1.5\text{ T}$ (figure 5.4b) : les différences quant à l’excitation H né-

*. Température de Curie qui est, pour le NO, de l’ordre de 1100 K, alors que l’échantillon n’est porté qu’à 500 K.

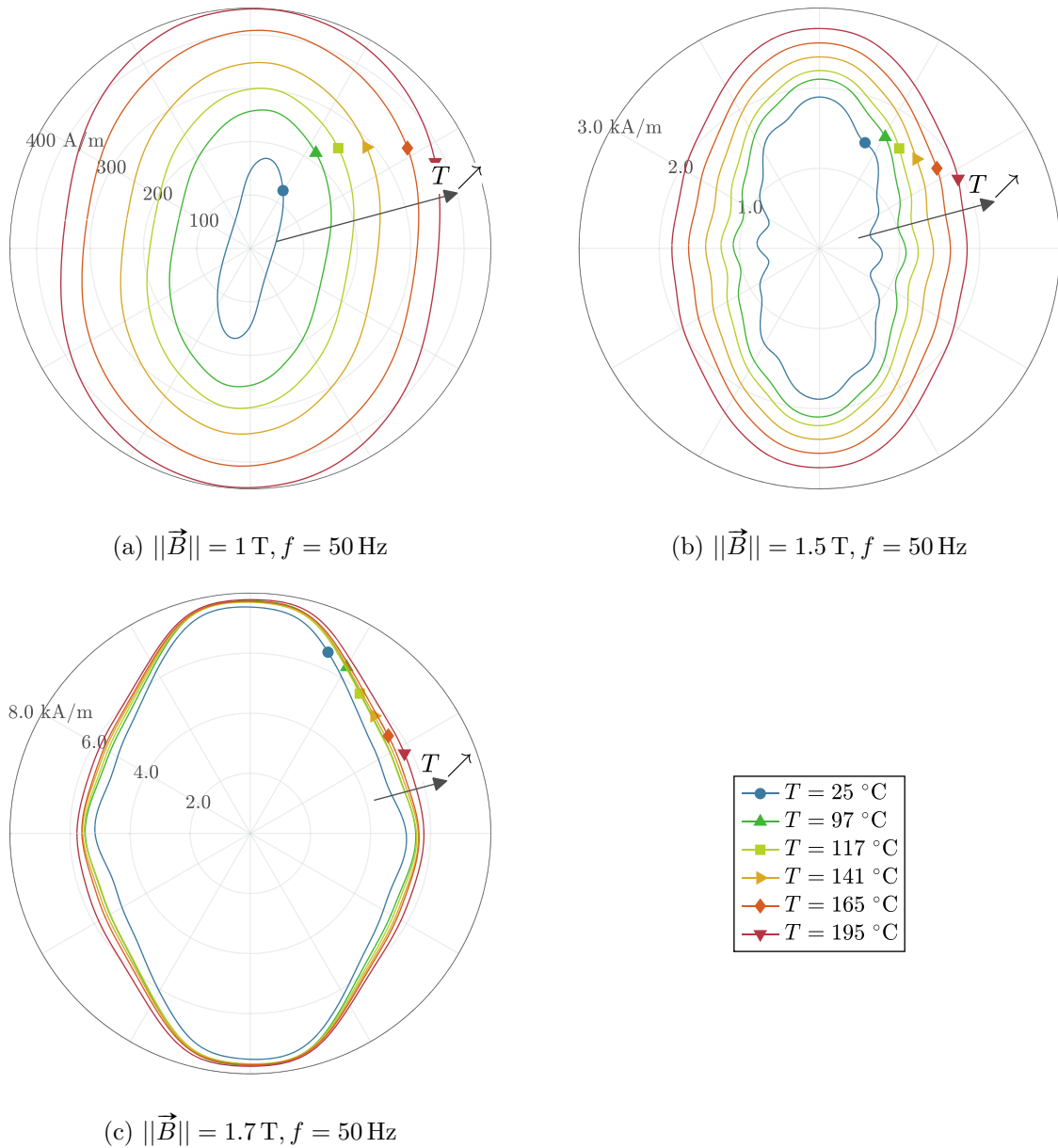


FIGURE 5.4 – Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, et pour $f = 50 \text{ Hz}$.

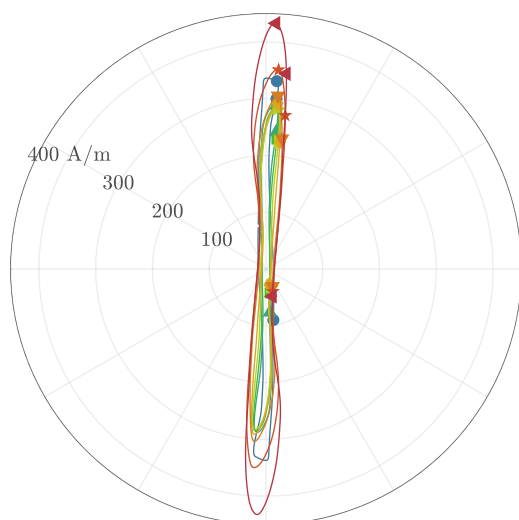
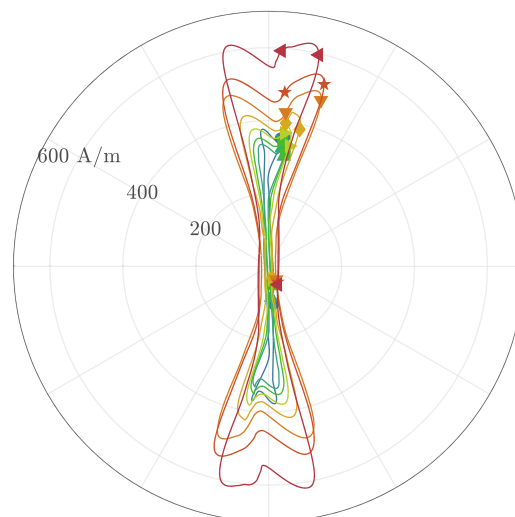
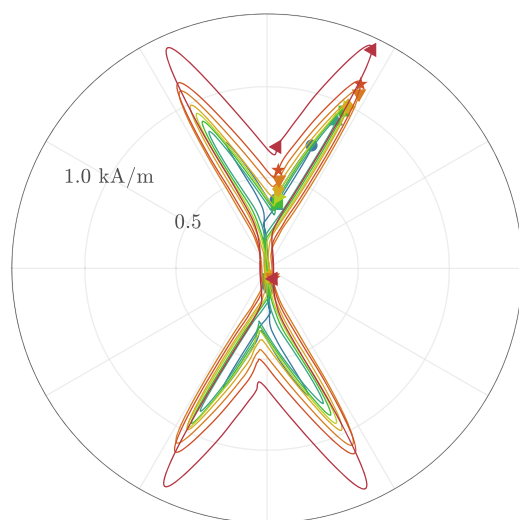
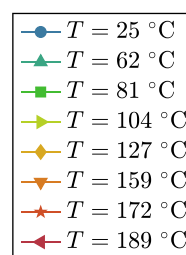
(a) $\|\vec{B}\| = 0.75 \text{ T}$, $f = 50 \text{ Hz}$ (b) $\|\vec{B}\| = 1.0 \text{ T}$, $f = 50 \text{ Hz}$ (c) $\|\vec{B}\| = 1.1 \text{ T}$, $f = 50 \text{ Hz}$ 

FIGURE 5.5 – Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi GO, sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, et pour $f = 50 \text{ Hz}$.

cessaire pour obtenir le même niveau d'induction B le long des différentes directions s'estompent. Ce phénomène sera abordé de façon plus précise dans la section 5.3.

5.2.2.2. Échantillon GO

Dans le cas de l'échantillon GO (figure 5.5), la forte anisotropie engendre des lieux très distordus, dont les variations selon le niveau d'induction sont importantes. À faible induction, le processus d'aimantation se fait quasi-exclusivement par composition entre les domaines selon DL et DT, en sollicitant donc très peu la direction difficile : les cycles sont alors étroits et allongés suivant l'axe y , comme illustré en figure 5.5a. En revanche, pour une induction plus élevée ($B > 1$ T), cette composition n'est plus suffisante et la direction difficile doit être exploitée, ce qui amène le déploiement des pointes des lieux, visibles en figure 5.5c.

Ces déformations marquées rendent les cycles moins lisibles que ceux du NO, mais ils s'élargissent néanmoins avec la température, quoique de façon plus modérée. Cependant, les lieux obtenus à température ambiante ne s'insèrent pas dans cette tendance, c'est-à-dire qu'ils présentent des formes sensiblement différentes des autres, et sont même par endroits plus larges que ceux pour $T = 62$ et 81 °C. À l'œil, il est difficile d'interpréter les évolutions de la forme, qui vont être détaillées dans la section suivante.

5.3. ÉTUDE DE L'ANISOTROPIE : CHAMPS SELON LES DIRECTIONS REMARQUABLES

5.3.1. Méthode d'extraction des valeurs de champ

Afin de mieux appréhender les évolutions en température des lieux, on relève l'amplitude du champ magnétique $\|\vec{H}\|$ lorsque \vec{B} est aligné avec les différentes directions remarquables du matériau : les directions de laminage DL et transverse DT, complétées dans le cas de l'échantillon GO uniquement par la direction difficile DD, qui présente un angle entre \vec{B} et DL de 54.7° . On notera qu'un angle de 54.7° sur \vec{B} ne correspond pas à un angle de 54.7° sur \vec{H} (voir figure 5.6), puisqu'il existe un déphasage de \vec{B} par rapport à \vec{H} dû aux phénomènes dissipatifs qui retiennent le vecteur induction [104]. Deux méthodes vont être appliquées pour extraire les valeurs de ces champs selon les directions remarquables : la première présente une meilleure

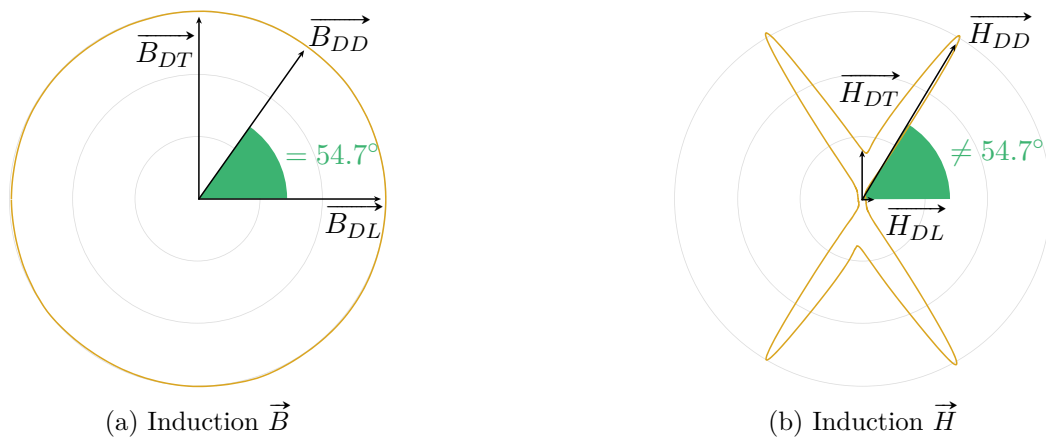


FIGURE 5.6 – Placement des différents vecteurs.

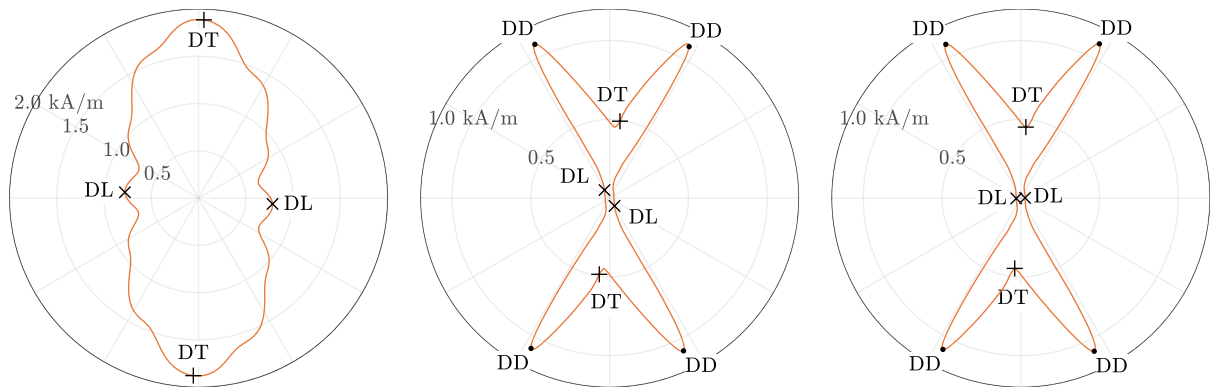
justification théorique, mais se révèle aussi moins robuste face aux difficultés de mesures que la seconde.

5.3.1.1. Méthode n°1 : angles de \vec{B}

La méthode n°1 consiste à localiser l'instant pour lequel le vecteur \vec{B} est aligné selon les directions remarquables, et à extraire l'amplitude du champ magnétique $\|\vec{H}\|$ à cet instant. Dans un premier temps, les composantes B_x et B_y du vecteur \vec{B} sont converties en coordonnées polaires afin d'obtenir l'amplitude $\|\vec{B}\|$ du vecteur induction et l'angle θ_B entre \vec{B} et l'axe x . Ensuite, les indices temporels correspondant aux instants où \vec{B} est aligné avec les directions remarquables sont relevés, c'est-à-dire ceux correspondant à $\theta_B = \{-90^\circ, 0^\circ, 90^\circ \text{ et } 180^\circ\}$ ainsi que, pour le GO uniquement, $\theta_B = \{54.7^\circ, 125.3^\circ, -54.7^\circ \text{ et } -125.3^\circ\}$. Ces indices sont ensuite utilisés pour retrouver l'amplitude $\|\vec{H}\|$ en chacun de ces instants, ce qui permet d'obtenir deux valeurs de H_{DL} , deux pour H_{DT} et, éventuellement, quatre pour H_{DD} . Ces différentes valeurs sont moyennées entre elles pour améliorer l'estimation de H_{DL} , H_{DT} et H_{DD} .

Cette méthode ne permet de retrouver les angles adéquats que si la direction selon laquelle est mesurée la composante B_x (axe x) est alignée avec DL. Les directions obtenues en pratique sont présentées en figures 5.7a et 5.7b pour les échantillons NO et GO respectivement.

Sur le NO, les marqueurs correspondant à DL et DT sont bien placés sur les protubérances du cycle, mais celles-ci présentent une légère rotation par rapport au repère (x,y) , ce qui révèle probablement un décalage angulaire soit entre les capteurs de H et de B , soit entre les bobines de B et les directions remarquables du matériau. En revanche, sur l'échantillon GO, la situation est plus ambiguë : les marqueurs de DD sont positionnés, comme attendu, sur les extrémités des pics, mais ceux de DL et DT sont légèrement décalés des creux du cycle, eux-mêmes n'étant pas alignés avec les axes du repère (x,y) . Il est probable que deux problèmes se cumulent dans cette configuration : le décalage des capteurs incline légèrement le cycle, et les difficultés de mesure associées au cycle GO le déforment.



(a) Échantillon NO, méthode n°1. (b) Échantillon GO, méthode n°1. (c) Échantillon GO, méthode n°2.

FIGURE 5.7 – Illustration de la localisation des directions remarquables sur les lieux de \vec{H} .

5.3.1.2. Méthode n°2 : creux et pics de $\|\vec{H}\|$

Pour essayer de dépasser les problèmes obtenus avec la méthode n°1 sur le GO, une seconde méthode est introduite, basée sur l'analyse visuelle des cycles. Intuitivement, les directions difficiles vont être interprétées comme étant celles des pics, la direction de laminage comme étant celle où le cycle $H_y(H_x)$ est le plus étroit, et la direction transverse comme étant celle reliant les

creux entre deux pics ; ces positions sont illustrées en figure 5.7c. On notera que cette méthode est moins cohérente avec la définition théorique des directions remarquables, qui est liée aux angles de B par rapport au réseau cristallin ; en revanche, elle présente certains avantages au vu des limitations des résultats expérimentaux, comme cela sera détaillé ultérieurement.

Numériquement, cette méthode va être appliquée en repérant les extremums locaux de l'amplitude du vecteur champ magnétique $\|\vec{H}\|$ au cours du temps. Durant l'analyse, deux situations illustrées en figure 5.8 peuvent se présenter. Premièrement, si le niveau d'induction est faible (figure 5.8a), le lieu de \vec{H} est très allongé et l'aimantation est faite par composition des domaines selon DL et DT. L'amplitude du champ magnétique au cours de la période présente alors deux minimums qui correspondent au passage du vecteur selon la direction DL, et deux maximums qui correspondent à DT. Inversement, si le niveau d'induction est suffisamment élevé (figure 5.8b) pour nécessiter une excitation selon la direction difficile, les « ailes » du cycle apparaissent, et $\|\vec{H}\|$ présente quatre maximums locaux correspondant à ces pointes, donc à la direction difficile, et quatre minimums locaux révélant soit la direction de laminage (minimums les plus bas) soit à la direction transverse (minimums les plus hauts). Néanmoins, cette distinction entre cas à faible et forte induction est parfois ambiguë : la figure 5.9a présente un cycle pris pour $B = 0.9$ T

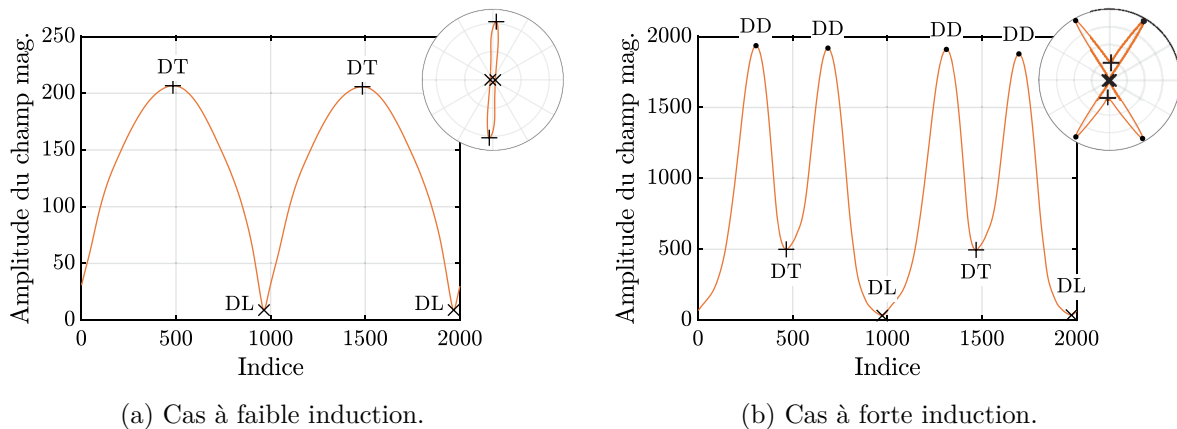


FIGURE 5.8 – Démonstration des deux cas définis pour l'identification des directions remarquables de l'échantillon GO selon la méthode n°2.

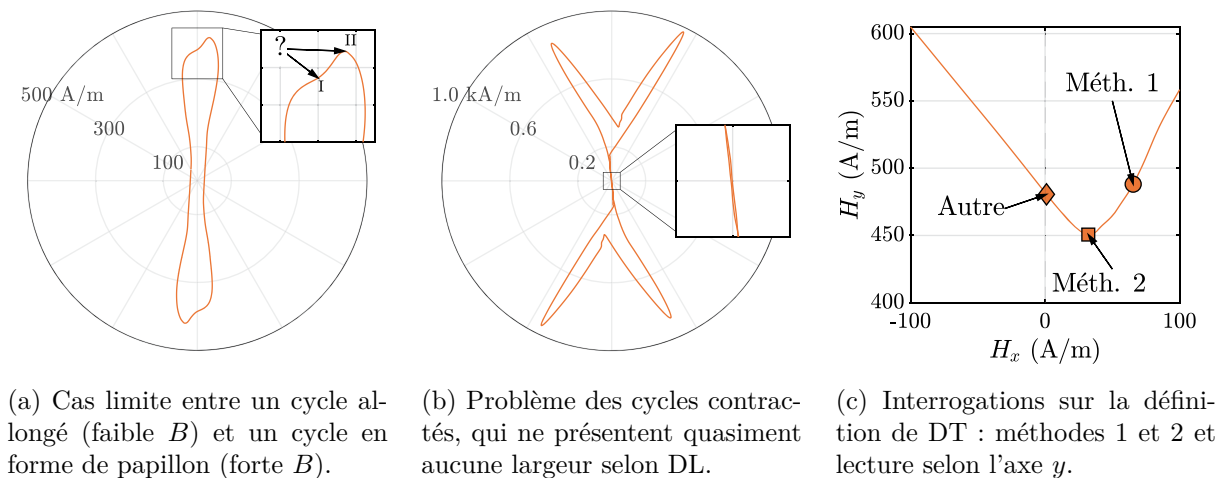


FIGURE 5.9 – Illustration de divers problèmes associés à la détection des directions remarquables sur les lieux, principalement associés à la méthode n°2.

($T = 172^\circ\text{C}$), sur lequel les pics commencent à se dessiner, mais sont encore très peu marqués. La localisation de DT devient alors plus délicate à identifier, car elle pourrait correspondre aussi bien au point le plus haut (noté I sur la figure 5.9a) qu'à celui où le creux qui commence à se distinguer (noté II), qui ne constitue pas encore un minimum local.

5.3.1.3. Comparaison des deux méthodes

Les figures 5.7b et 5.7c présentent les directions remarquables obtenues à l'aide des méthodes 1 (angles de \vec{B}) et 2 (extremums de $\|\vec{H}\|$) à partir d'un même lieu $H_y(H_x)$ obtenu sur l'échantillon GO. Les écarts sur les amplitudes H_{DL} , H_{DT} et H_{DD} sont recensés en figure 5.10.

La mesure de H_{DL} obtenue par la méthode n°2 est, comme espéré, représentative de la demie-largeur du cycle $H_y(H_x)$ pris à son point le plus étroit. Elle est donc bien inférieure à celle lue par la méthode n°1, étant donné que l'amplitude $\|\vec{H}\|$ varie rapidement pour de petits décalages angulaires autour de l'axe x^* . Les écarts obtenus sont alors extrêmement importants, entre -60 et -200% sur la figure 5.10a. La méthode n°2 semble plus représentative de la forme observée des cycles, mais elle n'est pas infaillible pour autant : notamment, la figure 5.9b illustre un cas dans lequel les limitations de la mesure engendrent un cycle extrêmement contracté, au point d'en être irréaliste, et le H_{DL} devient alors très faible, de l'ordre de 1 A/m . Ces conditions sont notamment observées pour les quatre points où l'écart entre les deux méthodes est le plus grand sur la figure 5.10a ($B = 1.1$ et 1.15 T , $T = 62$ et 81°C) ; pour ces points-là, on n'a pas d'estimation fiable du champ selon DL.

Pour la direction DT, les écarts sont bien moindres (de -20 à $+2\%$ en figure 5.10b) mais l'analyse est plus délicate : la figure 5.9c agrandit la partie concernée d'un lieu à moyenne induction ($B = 1\text{ T}$), en représentant les résultats fournis par les méthodes 1 et 2, ainsi qu'un troisième point correspondant à l'intersection de l'axe y avec le cycle. Dans un cas idéal, sans erreur de mesure, ces trois points devraient être confondus ; en l'état, aucun d'entre eux ne s'impose, de manière indiscutable, comme étant la meilleure représentation de H_{DT} .

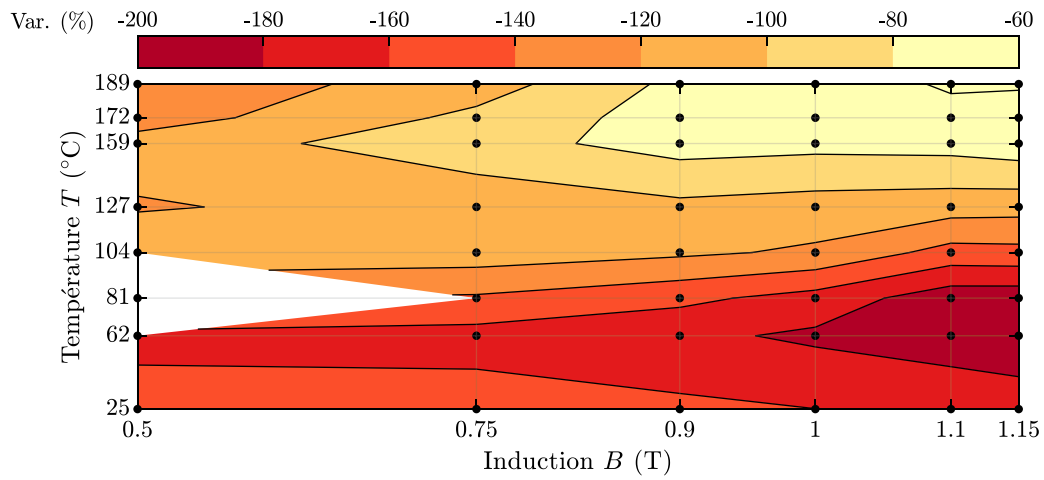
Enfin, la méthode n°2 ne peut fournir une estimation du champ selon la direction difficile (figure 5.10c) que pour des niveaux d'induction un peu élevés ($B \geq 1\text{ T}$), c'est-à-dire uniquement lorsque leur expression a du sens, mais les écarts entre les deux méthodes sont alors assez faibles : inférieurs à 7% pour tous les cas, et en moyenne égaux à 0.2% pour 1.15 T .

5.3.2. Champs remarquables en température

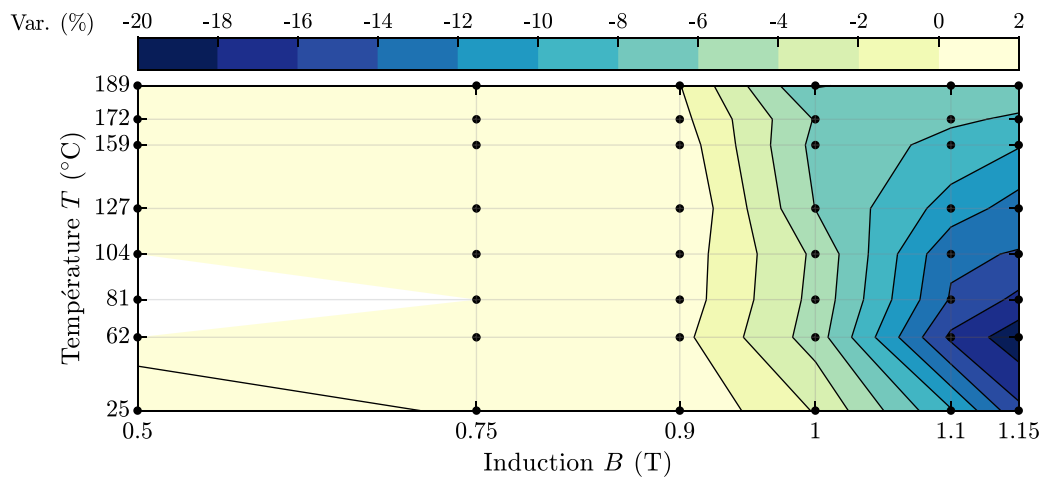
Pour l'échantillon NO, les figures 5.11 et 5.12 présentent dans les cas 1D et 2D respectivement, l'évolution selon la température des champs magnétiques nécessaires selon DL (a) et DT (b) pour exciter le matériau à une induction donnée, ainsi que le rapport H_{DT}/H_{DL} de leurs valeurs (c). Pour cet échantillon, seule la méthode n°1 de lecture des directions remarquables a été appliquée.

L'échantillon GO comportant une direction remarquable de plus, ces figures sont séparées en deux : la figure 5.13 présente (de haut en bas) les valeurs des champs H_{DL} , H_{DT} et H_{DD} selon la température, pour les différents niveaux d'induction, tandis que la figure 5.14 détaille plusieurs rapports entre les champs : H_{DT}/H_{DL} , H_{DD}/H_{DL} , H_{DD}/H_{DT} . Ces deux figures comprennent les résultats des deux méthodes : méthode n°1 dans la colonne de gauche, et n°2 dans celle de droite.

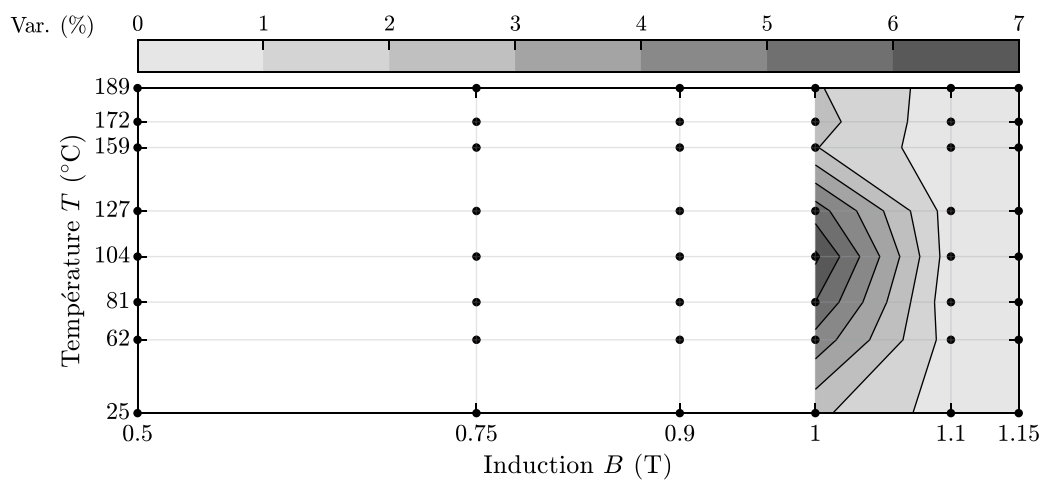
*. Si on assimile le cycle autour de l'origine à des droites verticales, l'amplitude du vecteur champ magnétique varie selon l'angle au carré : $H_x = H_{DL} = \text{cste} \Leftrightarrow \|\vec{H}\| = H_{DL}/\cos(\theta_H) \approx H_{DL} \cdot (1 + \theta_H^2/2)$.



(a) Écart sur H_{DL} .



(b) Écart sur H_{DT} .



(c) Écart sur H_{DD} .

FIGURE 5.10 – Écart (en %) sur les valeurs de champ obtenues selon avec les méthodes 1 et 2, calculé comme $200 \cdot (H_{\text{Meth. 2}} - H_{\text{Meth. 1}}) / (H_{\text{Meth. 1}} + H_{\text{Meth. 2}})$.

5.3.2.1. Échantillon NO

Les figures 5.11 et 5.12 (a et b) fournissent la même conclusion que l'observation des lieux dans la section 5.2.2 : le champ H nécessaire pour obtenir le même niveau d'induction B augmente avec la température, en 2D comme en 1D, et ce phénomène s'atténue lorsque le matériau sature, jusqu'à disparaître en 1D.

La comparaison des figures 5.11 (1D) et 5.12 (2D) révèle que, selon DL, le champ magnétique H_{DL} nécessaire pour obtenir une induction magnétique B donnée présente des valeurs et une variation en température similaires entre les cas 1D et 2D. En revanche, cette similitude n'est pas retrouvée selon DT, direction pour laquelle les champs H_{DT} nécessaires sont sensiblement plus importants en 2D, ce qui aboutit à des rapports H_{DT}/H_{DL} plus élevés. Cette différence peut être attribuée à une séquence d'aimantation différente entre excitation alternative et rotative, mais implique également que la variation des lieux 2D ne peut pas être prédite directement avec celle des cycles 1D. Par conséquent, disposer de données de caractérisations 2D en température sera favorable à la modélisation du comportement magnétique sous champs tournants.

Néanmoins, l'observation la plus importante doit être faite sur les figures 5.11c et 5.12c : le rapport H_{DT}/H_{DL} décroît sensiblement avec la température, c'est-à-dire que le champ selon DT croît plus lentement que celui selon DL, ce qui rejoint l'observation précédente sur l'arrondissement des lieux. Cela correspond à la direction « difficile » qui croît plus progressivement que la direction « facile ». Ce phénomène peut être expliqué par la diminution des constantes d'anisotropie qui vient tempérer l'accroissement des cycles en température, c'est-à-dire qu'il faut fournir plus d'énergie pour compenser l'agitation thermique, mais moins pour détacher les moments de la maille cristalline.

Pour les différents niveaux d'induction, les variations observées à la température maximale ($T = 195^\circ\text{C}$) par rapport aux mesures effectuées à l'ambiante des champs H_{DL} , H_{DT} ainsi que de leur rapport sont présentées dans le tableau 5.3, en 1D (a) et 2D (b). Ces variations sont plus importantes :

- dans le cas 2D que 1D ;
- selon DT que selon DL ;

B	Champs		Rapport
	H_{DL}	H_{DT}	$\frac{H_{DT}}{H_{DL}}$
0.5 T ●	92.3 %	62.3 %	-15.6 %
0.75 T ▲	178 %	93.5 %	-30.3 %
1.0 T ■	294 %	126 %	-42.4 %
1.25 T ►	340 %	163 %	-40.2 %
1.4 T ◆	227 %	101 %	-38.5 %
1.5 T ▼	80.9 %	35.2 %	-25.2 %
1.6 T ★	14.5 %	0.300 %	-12.4 %
1.7 T ►	-1.62 %	-6.00 %	-4.45 %

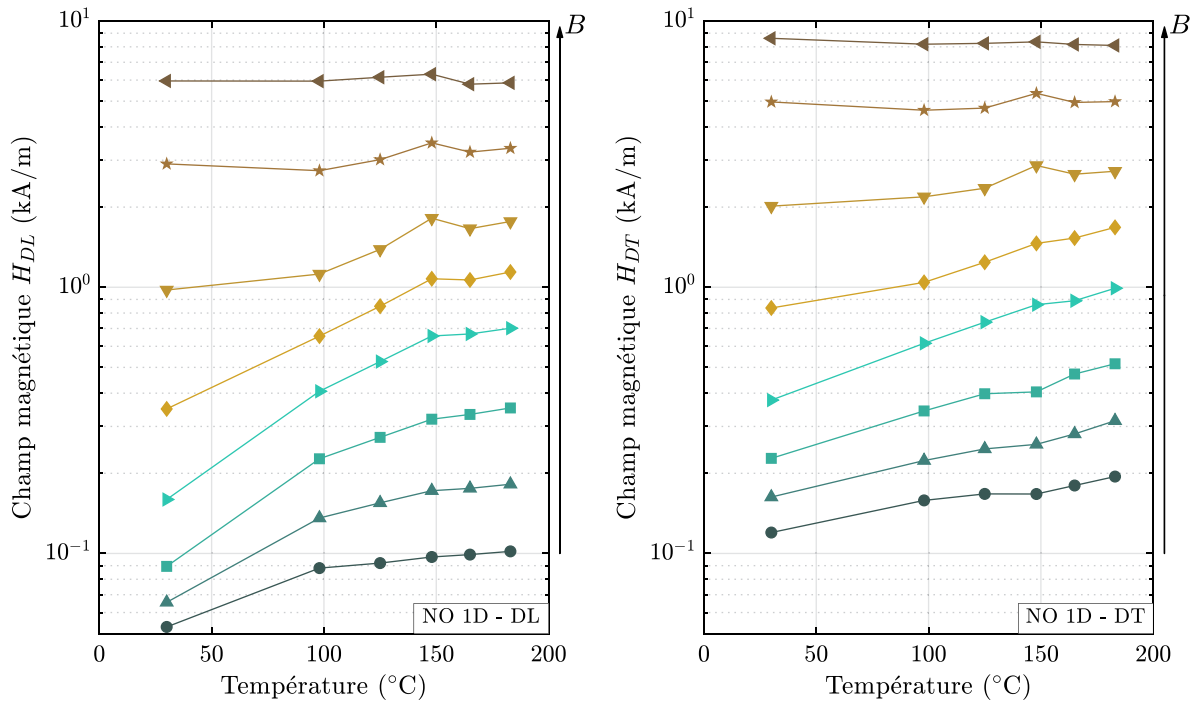
(a) Cas 1D

B	Champs		Rapport
	H_{DL}	H_{DT}	$\frac{H_{DT}}{H_{DL}}$
0.5 T ●	42.1 %	53.6 %	8.07 %
0.75 T ▲	169 %	132 %	-13.8 %
1.0 T ■	444 %	246 %	-36.4 %
1.25 T ►	564 %	304 %	-39.2 %
1.4 T ◆	372 %	201 %	-36.3 %
1.5 T ▼	135 %	71.9 %	-26.9 %
1.6 T ★	34.5 %	20.3 %	-10.6 %
1.7 T ►	11.4 %	6.64 %	-4.29 %

(b) Cas 2D

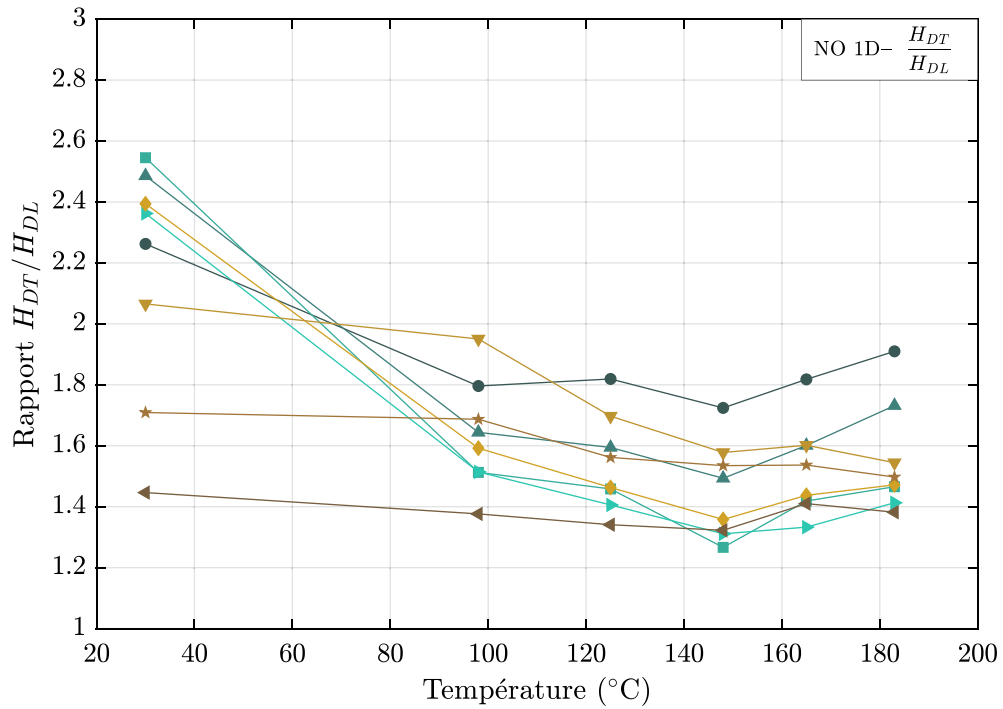
TABLE 5.3 – Variations des champs selon les directions remarquables et rapports obtenus en $T \approx 200^\circ\text{C}$ par rapport à la mesure à l'ambiante, mesurées sur l'échantillon de FeSi NO.

Les marqueurs indiqués permettent de faire le lien avec les figures 5.11 et 5.12.



(a) Champ selon la direction de lamination.

(b) Champ selon la direction transverse.



(c) Rapport entre les champs selon les deux directions.

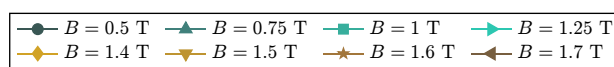
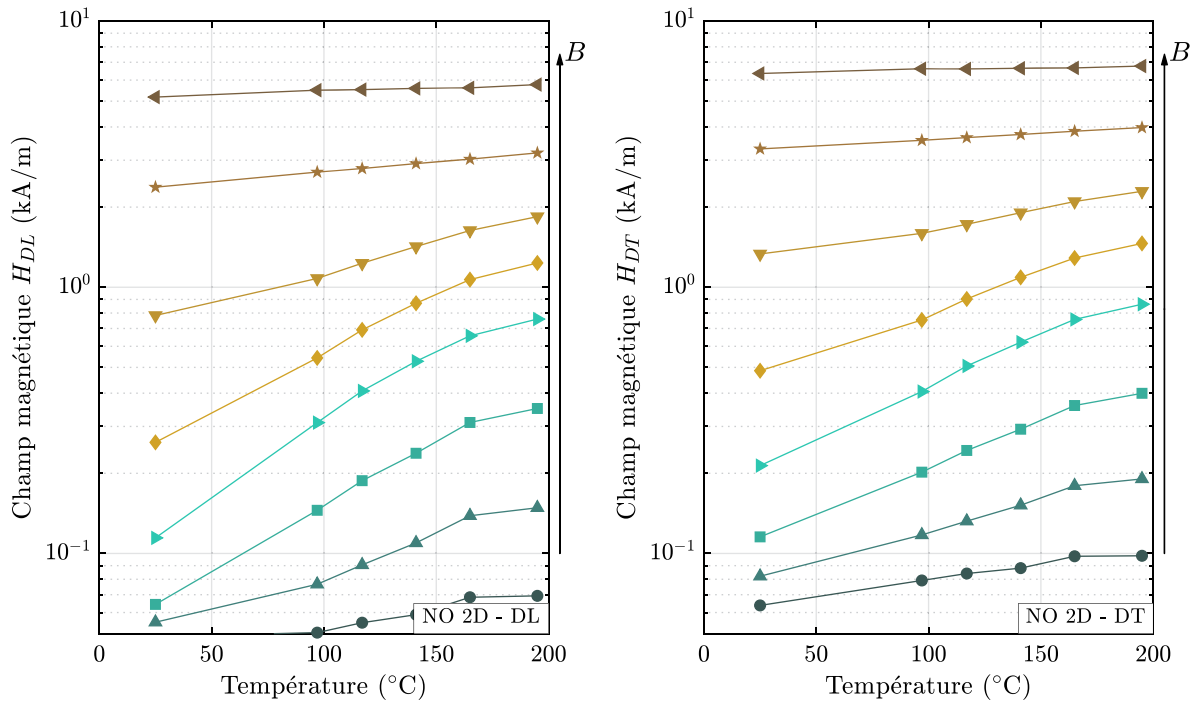
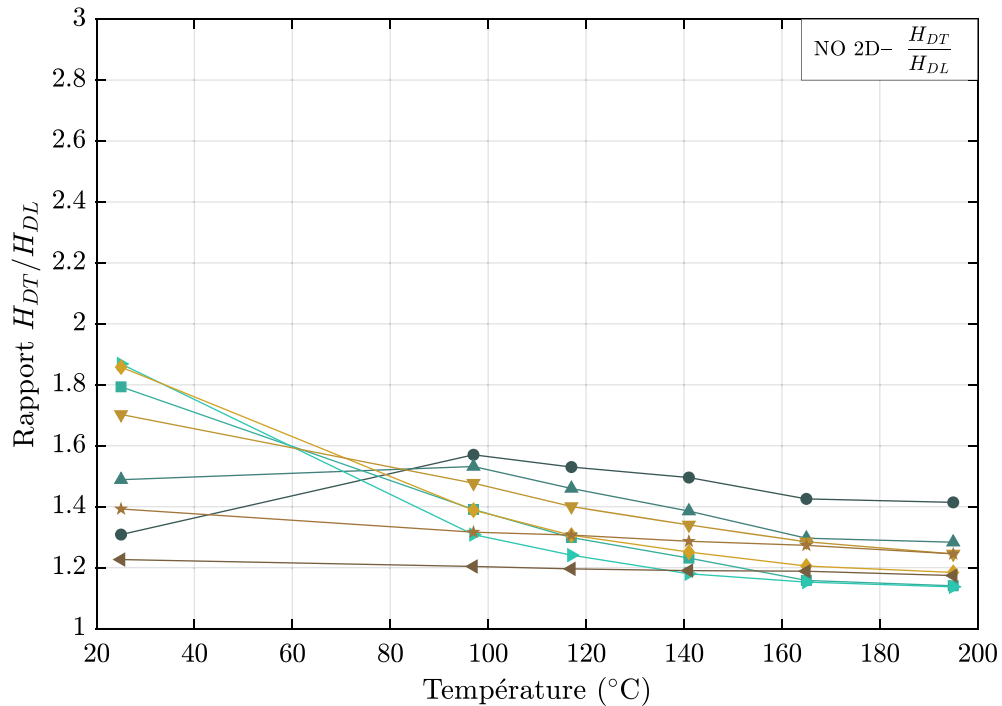


FIGURE 5.11 – Étude des champs selon les directions remarquables, sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A) soumis à une induction B sinusoïdale ($f = 50 \text{ Hz}$).



(a) Champ selon la direction de lamination.

(b) Champ selon la direction transverse.



(c) Rapport entre les champs selon les deux directions.

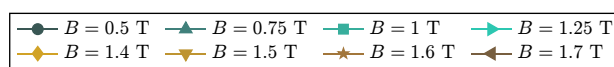


FIGURE 5.12 – Étude des champs selon les directions remarquables, sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A) soumis à une induction \vec{B} circulaire ($f = 50$ Hz).

— pour des niveaux d'induction intermédiaires ($B = 1$ à 1.4 T).

Toutes ces conditions sont vraies indépendamment les unes des autres, et se cumulent lorsqu'elles sont réunies. Par conséquent, l'augmentation du champ H_{DT} en 2D pour une induction de 1.25 T est la plus grande de toutes les variations observées, avec une valeur de $+564\%$. On notera, ici, que cette augmentation record est obtenue pour une induction sensiblement inférieure aux conditions de travail typiquement choisies pour un circuit magnétique, mais qui peut se retrouver dans les zones moins contraintes des noyaux, notamment dans le stator d'une machine électrique.

La diminution de l'anisotropie magnétique, observée précédemment, est retrouvée dans le tableau 5.3 sous la forme des variations négatives du rapport H_{DT}/H_{DL} , lesquelles sont également d'amplitude maximale pour des inductions intermédiaires, avec des valeurs de l'ordre de -40% . Inversement, on retrouve des variations faibles à haute induction, où les champs varient relativement peu avec la température, et à faible induction, où le rapport présente même une croissance initiale qui aboutit à une variation totale positive entre 0 et 200°C .

5.3.2.2. Échantillon GO

Sur l'échantillon GO, l'analyse de l'évolution des champs magnétiques selon les différents axes remarquables (figure 5.13) est complexifiée par l'utilisation de deux méthodes différentes. Comme remarqué précédemment, celles-ci diffèrent principalement en ce qui concerne le champ selon la direction de lamination H_{DL} , et par conséquent, les rapports H_{DT}/H_{DL} et H_{DD}/H_{DL} .

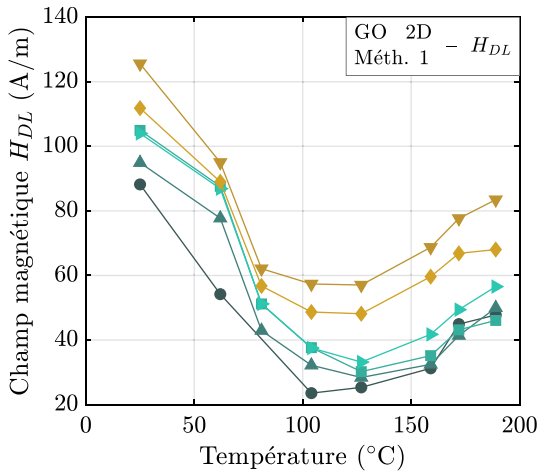
Ces écarts sur la mesure de H_{DL} s'expliquent par des conditions de mesure défavorables : sur une même période, le système d'acquisition peut avoir à lire des champs magnétiques de l'ordre de 10 A/m le long de DL, et de 1 kA/m selon DD. Or, il avait été évoqué dans la section 4.1 que la précision de l'acquisition se réduit dans ces conditions, car le calibre de la voie est alors surdimensionné par rapport à la tension observée autour de DL. En outre, sur l'échantillon GO, les directions remarquables correspondent à des changements rapides du sens de variation des champs, et donc à des signaux mesurés très découpés, ce qui augmente l'impact des erreurs sur la synchronisation, des éventuels déphasages, etc.

Au vu des observations faites sur les deux méthodes d'extraction des champs selon les directions remarquables, la seconde semble être plus fiable pour la mesure de H_{DL} , mais les valeurs obtenues avec la méthode n°1 sont néanmoins présentées, à la fois pour illustrer l'impact du choix de la méthode et pour rappeler que bien que ces tendances semblent pertinentes, elles doivent être interprétées avec prudence.

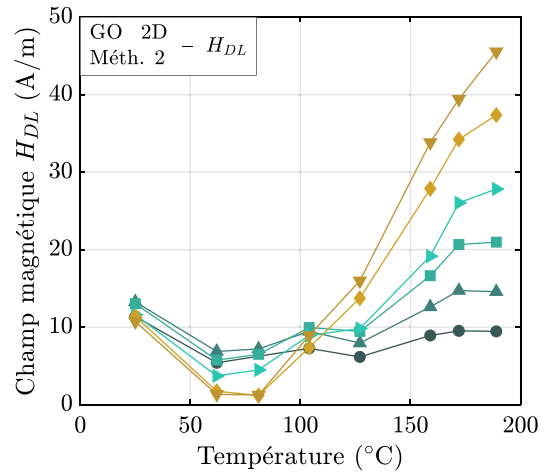
Malgré ces problématiques, la croissance des différents champs, et donc des cycles, avec la température est globalement retrouvée sur la figure 5.13 à l'instar de ce qui avait été observé sur l'échantillon NO. Cependant, lorsque H_{DL} est mesuré avec la méthode n°1, cette croissance n'est obtenue que pour une température supérieure à 110°C , et de façon très modérée. L'augmentation est en revanche nettement visible si H_{DL} est calculée avec la méthode n°2. En outre, on notera une légère décroissance des champs entre la mesure à l'ambiante et celle correspondant au premier point de température ($T = 62^\circ\text{C}$), ce qui correspond à la forme incohérente de la mesure à l'ambiante qui avait été observée en section 5.2.2.

Si on se concentre sur les deux autres directions, DL et DD, cet élargissement des lieux en température est net tant que le niveau d'induction est important ($B > 0.9$ T).

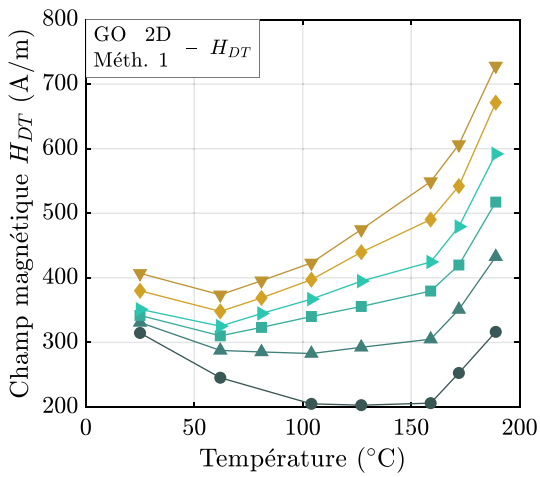
Les rapports H_{DT}/H_{DL} et H_{DD}/H_{DL} sont présentés sur la figure 5.14 (a) à (d). Ceux obtenus à l'aide de la méthode n°1 sont principalement croissants avec la température, notamment à cause de la très forte diminution de H_{DL} obtenue par cette méthode entre l'ambiante et $T \approx 100^\circ\text{C}$. Inversement, les rapports obtenus avec la méthode n°2 présentent une légère augmentation initiale suivie d'une nette décroissance ; néanmoins, cette forme est rendue plus difficile à évaluer par la forme très contractée des cycles pour des températures de 62°C et 81°C ,



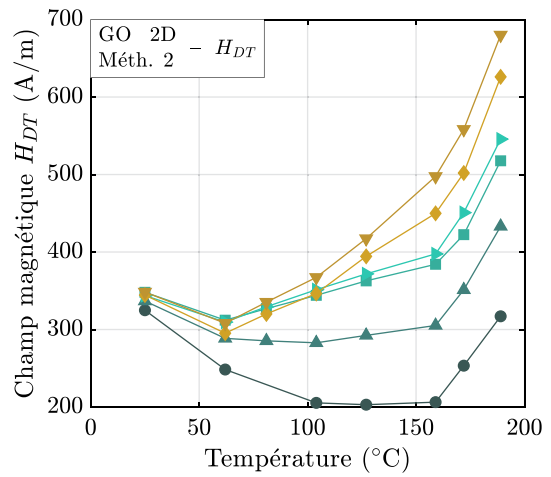
(a) Selon la direction de lamination (méthode 1).



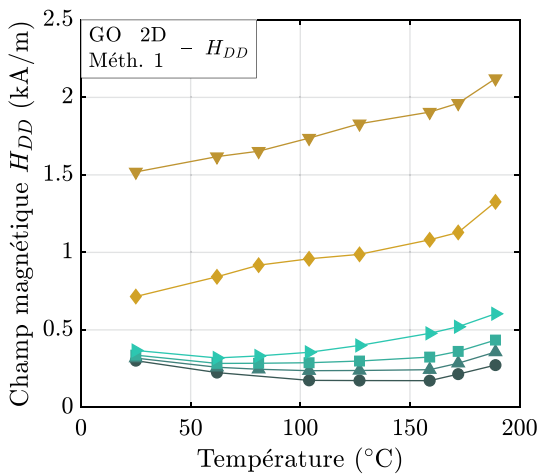
(b) Selon la direction de lamination (méthode 2).



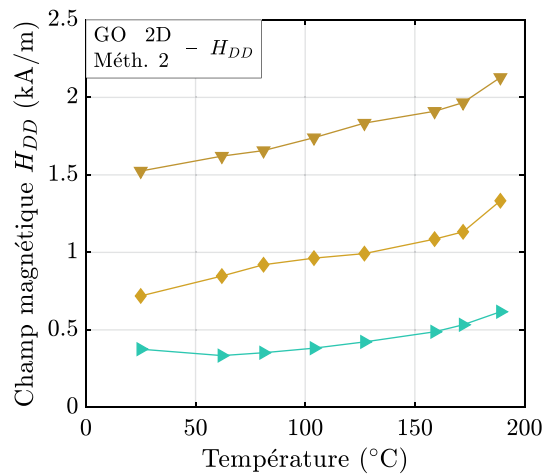
(c) Selon la direction transverse (méthode 1).



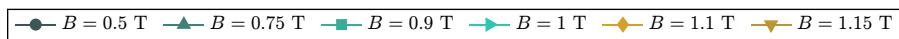
(d) Selon la direction transverse (méthode 2).

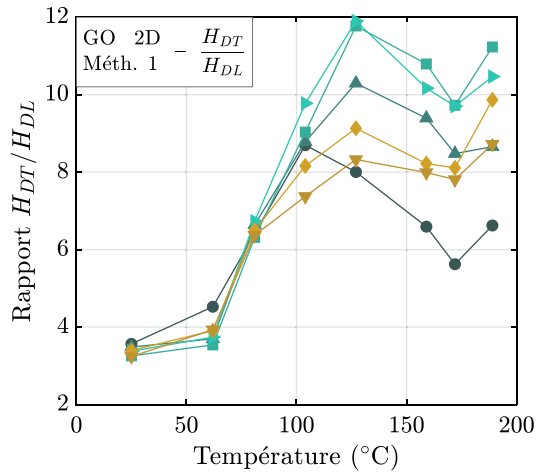


(e) Selon la direction difficile (54.7°) (méthode 1).

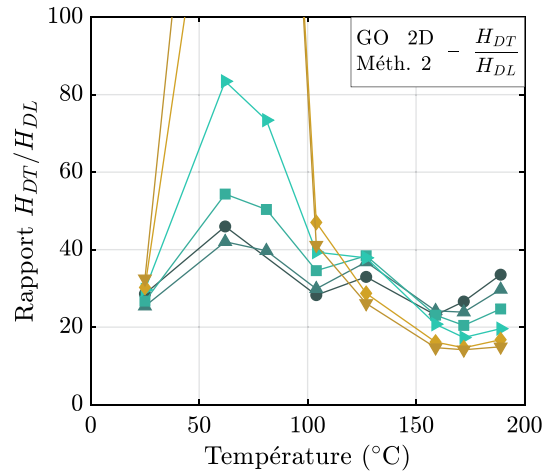


(f) Selon la direction difficile (54.7°) (méthode 2).

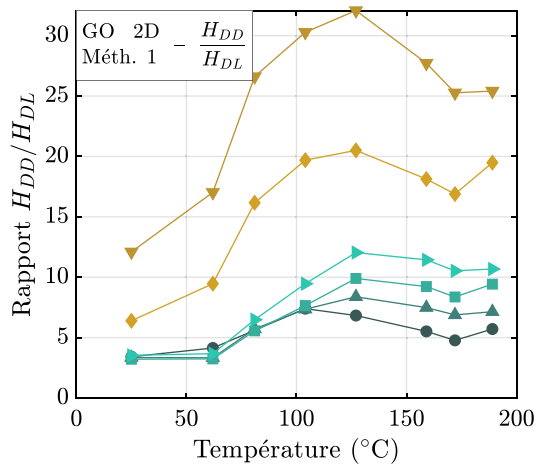
FIGURE 5.13 – Étude des champs selon les directions remarquables, sur l'échantillon de FeSi GO soumis à une induction \vec{B} circulaire ($f = 50$ Hz).



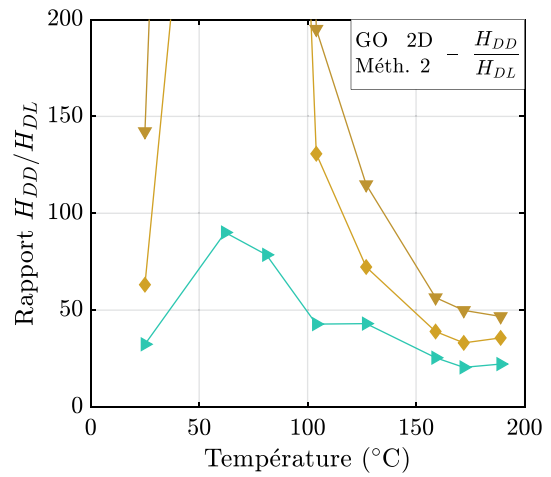
(a) DT par rapport à DL (méthode 1).



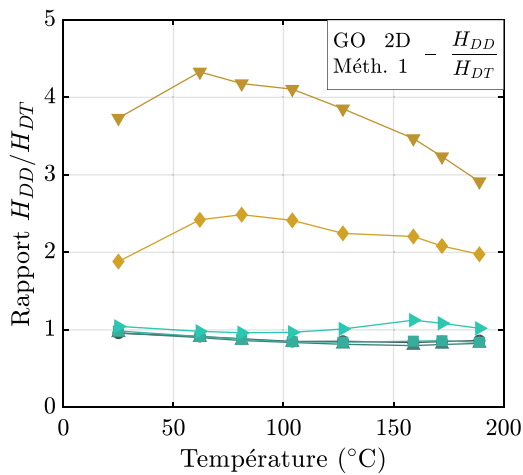
(b) DT par rapport à DL (méthode 2).



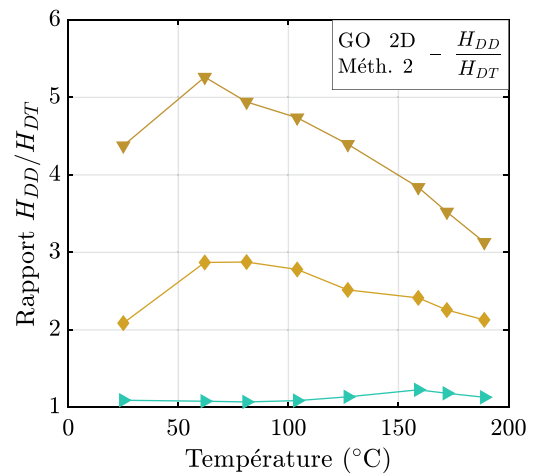
(c) DD par rapport à DL (méthode 1).



(d) DD par rapport à DL (méthode 2).



(e) DD par rapport à DT (méthode 1).



(f) DD par rapport à DT (méthode 2).

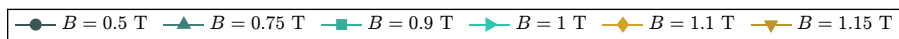


FIGURE 5.14 – Rapports des champs selon les directions remarquables, sur l'échantillon de FeSi GO soumis à une induction \vec{B} circulaire ($f = 50$ Hz).

qui annule quasiment la valeur lue pour H_{DL} et ainsi explique les valeurs extrêmes obtenues pour les rapports. Ces points extrêmes n'apparaissent pas sur les figures 5.14b et 5.14d dont les axes horizontaux ont été limités pour permettre la visualisation des tendances esquissées par le reste des données. En outre, pour les températures les plus élevées les rapports H_{DT}/H_{DL} et H_{DD}/H_{DL} semblent présenter une légère croissance, liée à une mesure de H_{DL} plus élevée que celle des points précédents.

Le rapport H_{DD}/H_{DT} est introduit sur les figures 5.14c et 5.14d pour faire abstraction des limitations sur la mesure de H_{DL} , et les deux méthodes présentent alors des résultats similaires sur les points où la seconde est définie. Pour des niveaux d'induction modérés ($B \leq 1$ T), le rapport H_{DD}/H_{DT} varie assez peu avec la température, et demeure relativement faible, ce qui correspond aux niveaux d'induction pour lesquels le processus d'aimantation ne sollicite que peu la direction difficile. Pour des inductions supérieures, les pics des lieux apparaissent nettement (figure 5.5c), ce qui correspond à une augmentation du rapport H_{DD}/H_{DT} . Avec cette augmentation, une plus grande sensibilité de ce rapport à la température apparaît sur les figures 5.14c et 5.14d : il augmente dans un premier temps entre la mesure à l'ambiante et celle pour le premier point de température, puis présente une nette décroissance lorsque la température continue d'augmenter. Ce comportement rejoint alors celui du NO, et peut être également attribué de façon cohérente à la décroissance des constantes d'anisotropie.

Comme précédemment, les évolutions obtenues pour la température maximale ($T = 183$ °C) des champs, et de leurs rapports, exprimées relativement aux mesures à l'ambiante sont répertoriées dans le tableau 5.4. Seules les valeurs obtenues par la méthode n°2 ont été utilisées, dans la mesure où celle-ci a été jugée plus représentative de la forme des cycles. Comme sur l'échantillon NO, les variations du champ sont plus grandes selon DL que selon DT, et les valeurs maximales sont obtenues pour des niveaux d'induction modérés par rapport à la polarisation à saturation du matériau ; ces niveaux modérés sont ici les plus hauts que nous puissions mesurer. L'ordre de grandeur de l'accroissement des champs est cependant plus faible que ce qui avait été relevée sur l'échantillon NO, avec un maximum à +325 % selon DL et +95 % selon DT. Contrairement à H_{DL} et H_{DT} , l'accroissement de H_{DD} avec la température ne semble pas s'amplifier avec l'entrée en saturation, mais la tendance ne peut être évaluée que sur trois points.

Pour les différents rapports entre les champs, on retrouve toujours la décroissance avec la température associée à la diminution des constantes d'anisotropies, qui est principalement observable pour les niveaux d'induction les plus hauts mesurés. Ainsi, pour $B \geq 1$ T, les rapports H_{DT}/H_{DL} et H_{DD}/H_{DL} diminuent d'environ -30 à -50 %, ce qui est semblable à ce qui avait

B	Champ			Rapport		
	H_{DL}	H_{DT}	H_{DD}	H_{DT}/H_{DL}	H_{DD}/H_{DL}	H_{DD}/H_{DT}
0.5 T ●	-16.8 %	-2.41 %		17.3 %		
0.75 T ▲	9.91 %	28.6 %		17.0 %		
0.9 T ■	60.9 %	48.8 %		-7.56 %		
1.0 T ►	140 %	58.7 %	64.3 %	-33.8 %	-31.5 %	3.52 %
1.1 T ◆	228 %	81.7 %	85.4 %	-44.6 %	-43.5 %	2.03 %
1.15 T ▼	325 %	95.2 %	39.6 %	-54.0 %	-67.1 %	-28.5 %

TABLE 5.4 – Variations des différents champs selon les directions remarquables et rapports obtenus en $T \approx 200$ °C par rapport à la mesure à l'ambiante, mesurées sur l'échantillon de FeSi GO à l'aide de la méthode n°2.

Les cases grisées correspondent à celles où la méthode n°2 ne permet pas d'obtenir la valeur de H_{DD} .

été observé sur l'échantillon NO. Les valeurs obtenues pour le rapport H_{DD}/H_{DT} sont moindres, sauf à $B = 1.15$ T, quoique la décroissance reste nette sur la figure 5.14f : la croissance du rapport entre le point à l'ambiante et les mesures en température est importante, et la décroissance en température ne rattrape pas tout à fait cette augmentation initiale.

5.4. PERTES

Si le développement du banc avait pour objectif principal le tracé des formes d'anisotropie d'aciers électriques en température, la caractérisation de leurs pertes en 2D et en température est un enjeu majeur dans les applications. A ce titre, les pertes mesurées en parallèle des lieux et cycles de la section précédente sont présentées en figures 5.15 à 5.17, respectivement pour l'échantillon NO (1D), l'échantillon NO (2D) et l'échantillon GO (2D). Ces résultats sont présentés sous deux formes :

- en haut, les pertes tracées en fonction du niveau d'induction, pour les différentes températures testées $W(T = T_i, B)$;
- en bas, la variation de ces pertes par rapport à celles mesurées à température ambiante (5.1), tracées selon la température de l'échantillon et pour les différents niveaux d'induction considérés.

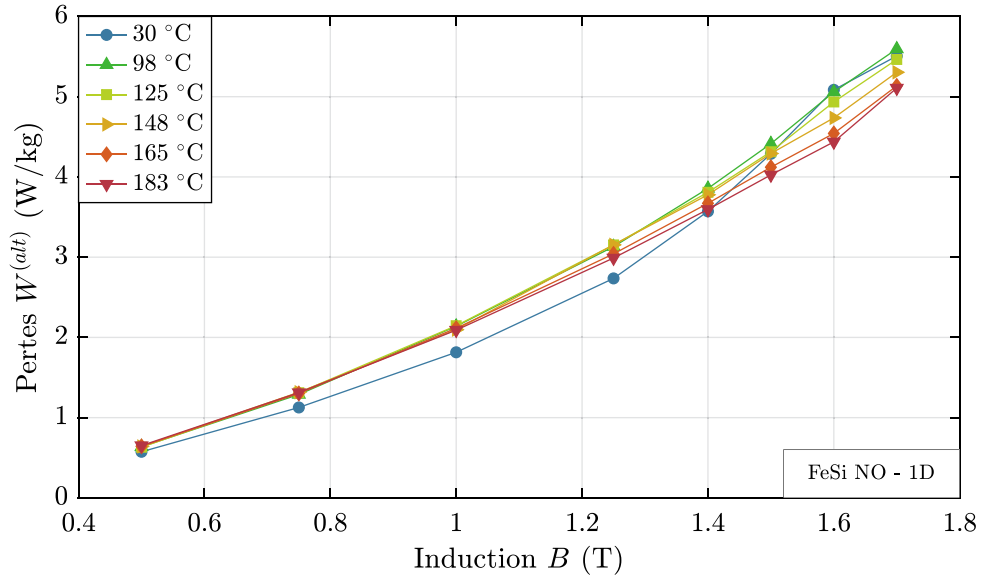
$$\text{VAR}(T, B = B_i) = \frac{W(T, B = B_i) - W(T_{amb}, B = B_i)}{W(T_{amb}, B = B_i)} \quad (5.1)$$

La figure 5.16a illustre la forme classique des pertes mesurées sous champs tournants : croissantes pour des inductions modérées, maximale à l'entrée en saturation et décroissantes par la suite. Cette forme est évidemment absente de la figure 5.15a, qui concerne les résultats 1D, et n'est pas retrouvée sur la figure 5.17a dans la mesure où l'induction atteinte n'est pas suffisante pour saturer l'échantillon GO.

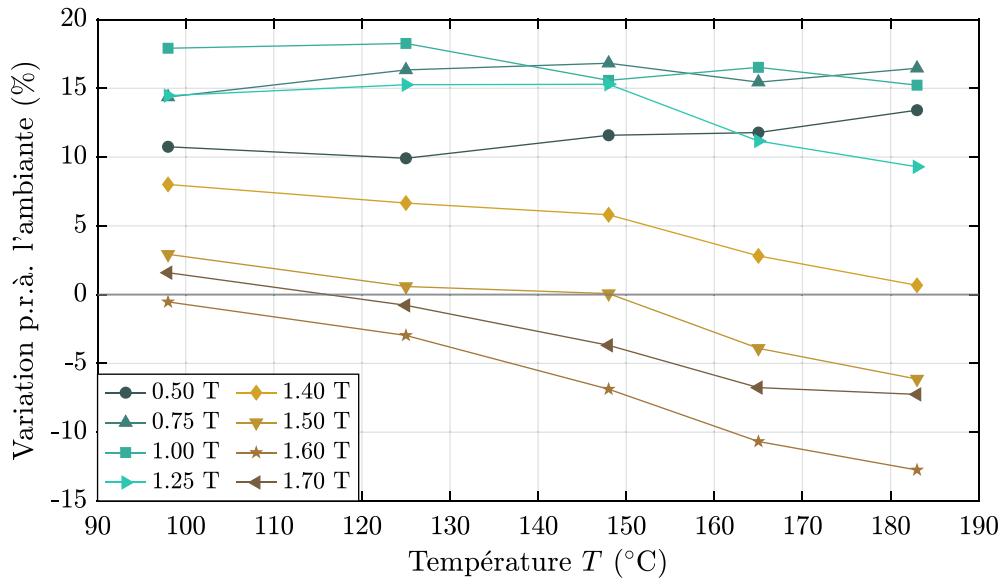
Sur la majorité des données récoltées, pour deux températures successives, les pertes mesurées pour la température la plus élevée sont plus faibles. Cette partie des résultats est cohérente avec ce que l'on pouvait attendre : lorsque la température augmente, la conductivité électrique diminue, et avec elle les pertes par courants de Foucault. D'autre part, les constantes d'anisotropie diminuent, ce qui facilite le déplacement des parois des domaines magnétiques et limite donc les pertes par hystérésis et par excès.

Cette tendance, expliquée, n'est pas observée pour la mesure à l'ambiante sur le NO : les pertes mesurées à l'ambiante pour des niveaux d'induction modérés sont notablement inférieures aux pertes mesurées à cette même induction pour des températures plus élevées. Toute la question est alors de savoir si cette différence entre les pertes mesurées à l'ambiante et celles mesurées en température est révélatrice d'un biais du système ou d'un comportement magnétique particulier entre 25 et 100 °C. Ce problème n'est pas partagé par les pertes mesurées sur l'échantillon GO, malgré des niveaux d'induction modérés ; en revanche, il avait été remarqué en section 5.2.2 que la forme des lieux mesurés à l'ambiante sur le GO ne s'insérait pas dans les tendances relevées sur les autres températures, malgré une meilleure densité de points de mesure entre 0 et 100 °C. L'existence d'un biais semble alors possible mais n'a pas pu être expliquée.

On notera que, à température égale, la variation par rapport à l'ambiante des pertes est ordonnée différemment selon le niveau d'induction entre les échantillons NO et GO : le NO présente une diminution des pertes d'autant plus importante lorsque le matériau sature, alors que l'inverse est observé sur le GO. Cependant, les écarts à l'ambiante mesurés sur le GO sont de l'ordre de -30 à -60 %, ce qui semble extrême et pourrait être révélateur d'une précision médiocre de la mesure des pertes sur ce matériau. Les caractérisations 2D sur les matériaux

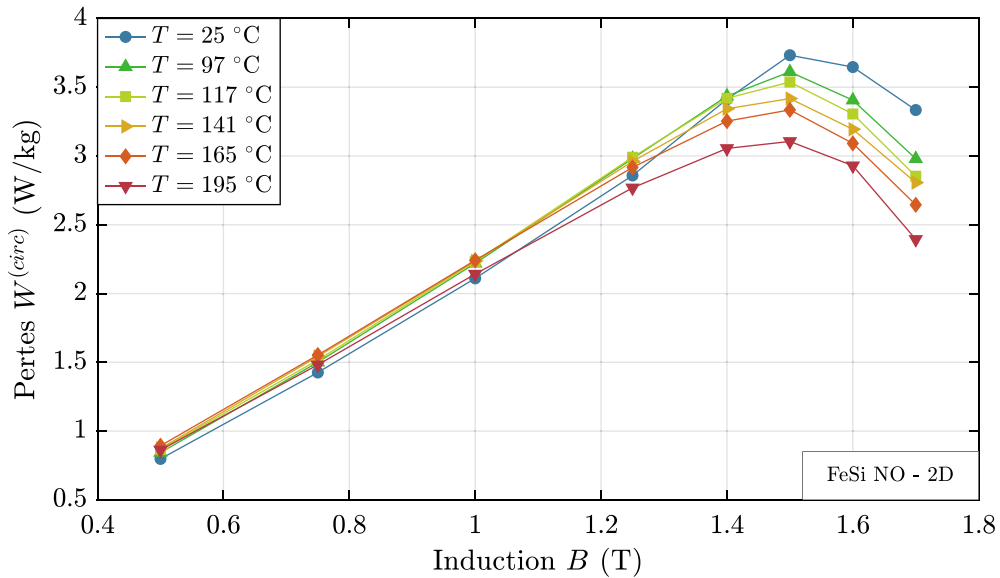


(a) Pertes selon le niveau d'induction, à différentes températures.

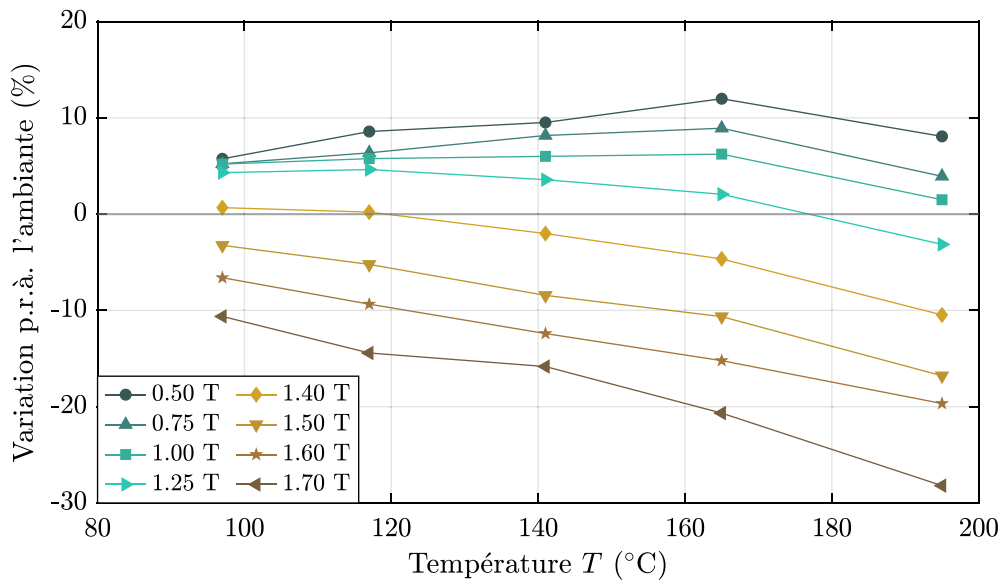


(b) Variation des pertes par rapport à l'ambiante, selon la température, à plusieurs niveaux d'induction.

FIGURE 5.15 – Pertes mesurées sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique B alternative ($f = 50$ Hz).

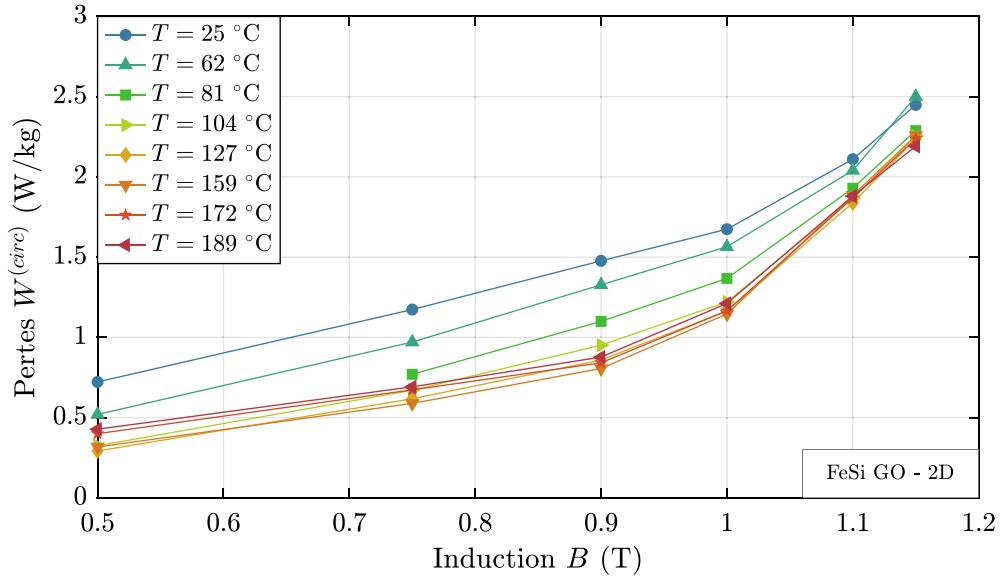


(a) Pertes selon le niveau d'induction, à différentes températures.

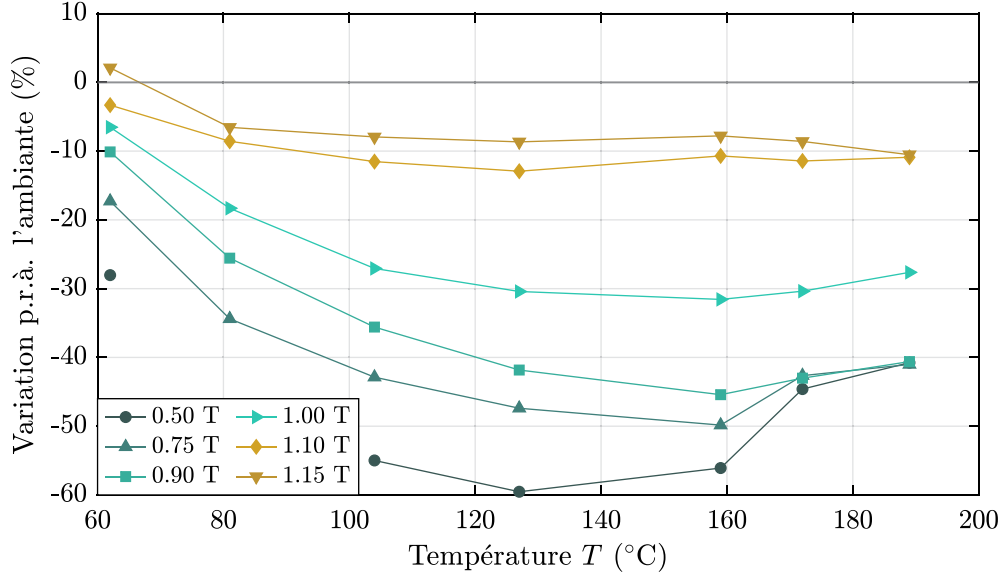


(b) Variation des pertes par rapport à l'ambiante, selon la température, à plusieurs niveaux d'induction.

FIGURE 5.16 – Pertes mesurées sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire ($f = 50$ Hz).



(a) Pertes selon le niveau d'induction, à différentes températures.



(b) Variation des pertes par rapport à l'ambiante, selon la température, à plusieurs niveaux d'induction.

FIGURE 5.17 – Pertes mesurées sur l'échantillon de FeSi GO, sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire ($f = 50$ Hz).

orientés sont connues pour être délicates ; comme une inter-comparaison sur de tels échantillons est prévue à moyen terme, l'analyse détaillée de ces écarts jugés trop importants a été laissée en suspend, afin d'y revenir avec une meilleure expertise. Pour ce qui est du NO, la variation des pertes en température, quoique perturbée par cette incohérence à l'ambiante, est de l'ordre de 10 à 30 % environ.

5.5. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Conclusions

Ce chapitre est une ébauche de l'étude du comportement d'aciers électriques sous l'influence de champs tournants et en température, et pourra servir de base au sein du laboratoire pour préparer d'autres campagnes de caractérisation. Il a également permis de dégager une première vision des tendances d'évolution des formes d'anisotropie magnétique en température.

Deux échantillons de matériaux largement répandus parmi les applications du génie électrique ont été caractérisés : un fer-silicium non orienté (NO) et un autre à grains orientés (GO). Pour différentes températures et niveaux d'induction, les échantillons ont été soumis à une induction \vec{B} circulaire, et les champs magnétiques nécessaires H_x et H_y ont été relevés. Ces données ont ensuite été interprétées de différentes façons pour analyser le comportement des matériaux.

Tout d'abord, les lieux de \vec{H} ont pu être comparés, ce qui révélait à la fois une croissance non négligeable des cycles lorsque la température augmente, et la difficulté à interpréter les lieux de \vec{H} visuellement. Ensuite, les champs selon les directions d'intérêt (de lamination, transverse, ...) du matériau ont été relevés, pour mieux mettre en valeur les tendances relatives, ce qui permet de mettre en avant l'amoindrissement de l'anisotropie observable sur les échantillons testés. Sur l'échantillon NO, les cycles obtenus pour une température proche de 200 °C peuvent être environ 5 fois plus large que ceux mesurés à l'ambiante, avec un rapport entre les directions du matériau DT et DT plus faible d'environ 40 %. Ces modifications importantes sont cependant obtenues pour des niveaux d'induction modérés, et les variations sont moindres lorsque le matériau sature. Les lieux de l'échantillon GO se sont avérés plus complexes à analyser, et deux méthodes différentes ont été employées. La croissance des cycles est particulièrement importante le long de la direction de lamination, selon laquelle H_{DL} est multiplié par 4 entre l'ambiante et 200 °C. L'élargissement des cycles selon les autres directions est moindre, de façon plus marquée pour H_{DD} que pour H_{DT} .

Enfin, les pertes et leur évolution avec la température ont pu être observées. Les pertes mesurées à l'ambiante s'avèrent peu cohérentes avec le reste des données ; ces dernières diminuent lorsque la température augmente, de plusieurs dizaines de pour-cent sur la plage de 25 à 200 °C.

Perspectives

Pour poursuivre ces travaux, plusieurs axes peuvent être envisagés. Le premier serait bien entendu d'améliorer les résultats proposés.

Une première étape sera de tirer des conclusions sur les points de mesure à privilégier. Dans ce qui a été présenté, les caractérisations commençaient pour de faibles niveaux d'induction malgré les réserves exprimées dans le chapitre 4 quant à la précision du RSST dans ces conditions. Les tendances observées étaient alors au mieux moins évidentes que celles pour des inductions plus élevées, au pire incohérentes. Aussi, il semblerait plus intéressant de plutôt se concentrer sur des caractérisations dans des conditions plus saturées, en y réalisant plus de points afin de fournir une meilleure représentation du comportement du matériau testé.

Ensuite, l'échantillon NO a été testé pour des échauffements commençant à 100 °C, ce qui exclut toute la plage entre 25 et 100 °C qui correspond pourtant à des conditions réalistes pour les applications. Ajouter des points sur cette plage de température permettrait peut-être de conclure sur les différences plusieurs fois obtenues entre les caractérisations à l'ambiante et celles en température, ce qui serait déjà une avancée notable dans l'exploitation du banc.

Une troisième direction de recherche sera de multiplier les fréquences auxquelles sont réalisées les caractérisations. Cela permettrait d'appliquer la méthode de décomposition des pertes pour évaluer la variation relative des différents termes, et donc de discriminer l'impact sur les pertes de l'accroissement de la résistivité d'une part et des modifications du comportement magnétique d'autre part. Cependant, cela suppose également de connaître, ou de pouvoir mesurer, cette évolution de la résistivité.

D'autres indicateurs du comportement magnétique pourraient être étudiés, notamment l'évolution lorsque la température augmente du déphasage entre \vec{H} et \vec{B} tout du long de la période magnétique. En effet, l'angle entre ces deux vecteurs est à la fois lié aux pertes dans le matériau et à l'anisotropie, et pourrait permettre d'aboutir à des conclusions plus physiques. Des exemples de tracé de cet angle peuvent être trouvés dans la littérature [6, 104].

Enfin, d'autres matériaux ont été approvisionnés et pourront être testés :

- un fer-cobalt, de nuance spécialement adaptée pour les moteurs, qui présente donc un intérêt applicatif certain ;
- un fer-nickel à très haute perméabilité (mumétal) ;
- un fer-nickel à faible température de Curie, qui permettra d'observer l'évolution des cycles et des lieux à proximité de celle-ci.

L'étude de ces nuances, si le RSST la permet, pourra fournir une vue d'ensemble bien plus vaste du comportement des aciers électriques sous champs tournants et sous contrainte thermique.

Conclusion générale

CONCLUSIONS

Dans cette thèse, les différentes étapes de la réalisation d'un banc de caractérisation magnétique sous champs tournants et en température ont été développées.

Concepts physiques

Le chapitre 1 rappelait les différentes bases physiques nécessaires au reste de l'étude. Les phénomènes magnétiques ne peuvent pas être expliqués sans s'intéresser, au moins superficiellement, au comportement des atomes dans les métaux. Ce niveau d'analyse est d'autant plus nécessaire lorsque l'on souhaite expliquer l'influence de la température sur les propriétés, puisque l'agitation thermique des atomes porteurs de moments magnétiques est la principale source de modifications. Les notions abordées s'intéressaient également au comportement des matériaux magnétiques au niveau macroscopique et à l'organisation de leurs moments en domaines magnétiques, qui permet de comprendre la séquence d'aimantation des matériaux et d'expliquer les différences observées entre excitation unidirectionnelle et tournante.

Conception du banc de caractérisation

La mise en place du système de caractérisation magnétique 2D (RSST) en température a été développée dans le chapitre 2. Pour cela, un état de l'art des bancs 2D introduisait les stratégies existantes pour la génération du champ tournant, notamment la forme de l'inducteur magnétique permettant d'amener ce champ sur un échantillon, et pour la mesure des champs magnétiques \vec{H} et \vec{B} . À partir de ces informations, un RSST basé sur un stator de moteur à induction a été réalisé. Ce stator, rebobiné pour obtenir des enroulements diphasés équilibrés, permet de créer un champ tournant sur un échantillon circulaire à partir de deux tensions de commande permettant d'ajuster le champ selon deux axes x et y . La mesure des champs obtenus est faite à l'aide de bobines, tant pour l'induction magnétique \vec{B} que pour le champ magnétique \vec{H} , ce dernier nécessitant en outre d'extrapoler entre les mesures prises à deux hauteurs différentes afin de compenser l'effet du gradient de champ magnétique au-dessus de l'échantillon. Enfin, la mise en température de l'échantillon est assurée par un système à air chaud, composé d'une pompe pour créer le flux thermique et d'une buse pour le concentrer et l'homogénéiser dans le but d'obtenir une température suffisamment uniforme sur l'échantillon.

Contrôle du vecteur induction magnétique

Le chapitre 3 complète le RSST précédemment introduit à l'aide d'un programme de contrôle du vecteur induction magnétique \vec{B} . Les caractérisations en régime dynamique de matériaux magnétiques doivent se faire à forme d'onde de B imposée afin d'obtenir des séquences d'aimantation, et donc des propriétés, comparables entre différents systèmes de caractérisation. Or, comme les matériaux magnétiques sont fortement non-linéaires, et que les propriétés de l'échantillon ne sont pas connues avant les caractérisations, la problématique du contrôle ne trouve pas de solution généralement satisfaisante, comme le montrent les nombreux exemples que l'on peut trouver dans la littérature, anciens comme récents.

L'introduction d'une seconde voie d'excitation pour les caractérisations 2D accroît évidemment la complexité du problème, et peu de références tentent de prendre en compte les couplages entre les voies, qui pourtant deviennent particulièrement critiques dans le cas de systèmes anisotropes. Pour ces raisons, un contrôle original a été développé, basé sur des algorithmes de recherche de racines et caractérisé par une grande adaptabilité et un faible nombre de paramètres. Les performances dans le cas 1D de ce contrôle se sont révélées satisfaisantes : s'il ne permet pas une convergence très fine ni très courte, il converge néanmoins en un temps raisonnable dans bon nombre de cas tant que la tension initiale est bien choisie, sans nécessiter un réglage précis des paramètres. En outre, la forte adaptabilité de ce contrôle permet également de prendre en compte les couplages entre les voies avec très peu de modifications du fonctionnement, ce qui a permis une forte amélioration de la convergence dans les cas 2D.

Validations du banc de caractérisation

Les complexités de la caractérisation magnétique sous champs tournants s'expliquent notamment par la difficulté à créer un champ tournant homogène sur une surface étendue de matériau anisotrope, ce qui impose de recourir à des mesures localisées qui doivent alors être judicieusement positionnées. En l'état, les RSST existants génèrent un champ magnétique supposé suffisamment homogène dans une zone de mesure délimitée par des capteurs, eux-mêmes étant supposés fournir une image réaliste du champ que l'on souhaite mesurer. Par conséquent, les données récoltées présentent des biais liés au système de caractérisation et aux conditions de mesure, ce qui limite la comparabilité des mesures entre différents bancs de caractérisation. Des efforts ont néanmoins été fournis dans le chapitre 4 pour appréhender la pertinence de celui qui a été développé et pour estimer ses limites.

Dans un premier temps, les incertitudes de la chaîne de mesure ont été évaluées, en considérant uniquement la façon dont cette chaîne altère les tensions induites par les capteurs, sans chercher à vérifier si ces tensions fournissent une image correcte des champs que l'on souhaite mesurer. À l'issue de cette étude, l'incertitude qui peut être garantie est modérée, de l'ordre de 3 % pour l'induction B et 6 % pour le champ H .

Néanmoins, cette incertitude est secondaire par rapport aux questionnements sur la justesse de la mesure tangentielle de H , notamment concernant les avantages et inconvénients de l'extrapolation linéaire appliquée. Celle-ci a été l'objet de plusieurs études durant ces travaux, à la fois en simulation et expérimentalement, qui valident que cette méthode devrait permettre d'améliorer les champs mesurés, notamment lorsque les capteurs doivent être éloignés de la surface, pour peu que la précision des mesures de champs et de distance soit suffisante. L'application lors de caractérisations de cette extrapolation prouve néanmoins que celle-ci ne fournit pas toujours les résultats escomptés, ce qui peut être attribué à la fois à une précision insuffisante de ces mesures et à d'éventuelles limitations en fréquence et/ou niveau d'induction de l'extrapolation qui n'ont pas été explorées. Cependant, il est impossible de conclure de façon certaine sur les performances

comparées de l'extrapolation et d'une mesure au plus proche, en l'absence de référence fiable de résultats à obtenir.

L'aspect clé de la phase de validations de ce banc fut de pouvoir comparer les résultats de mesures de pertes à ceux d'autres laboratoires, sur une même nuance de fer-silicium non-orienté, ce qui a permis de vérifier que le RSST réalisé s'insère bien dans l'état de l'art des systèmes de caractérisation 2D. Ces comparaisons ont suivi deux axes principaux. Tout d'abord, une série de caractérisations 1D ont permis de comparer les résultats obtenus par les trois RSST impliqués à ceux de mesures 1D de référence, réalisées sur cadre Epstein. Les pertes fournies par les RSST différaient de cette référence à hauteur de $\pm 10\%$, tandis que la dispersion entre les différents bancs 2D était de $\pm 7\%$, sans que l'un d'entre eux ne soit évidemment meilleur. Dans un second temps, des résultats de mesures de pertes 2D ont été comparés, et ont abouti à une dispersion de $\pm 5\%$ autour de la moyenne des RSST, ce qui correspond à une variabilité importante mais encourageante au vu des difficultés impliquées par ces caractérisations.

Enfin, ce chapitre évaluait également l'homogénéité de la température obtenue sur l'échantillon à l'aide de clichés pris à la caméra thermique de sa surface. La méthode de chauffe par air chaud qui a été choisie permet d'obtenir des variations de la température sur 95 % de la surface de la zone de mesure d'environ $\pm 2\%$, ce qui est jugé comme très satisfaisant par rapport à la vitesse de variation des propriétés magnétiques lorsque la température change. Néanmoins, pour aboutir à ce résultat, l'air chaud généré doit être apporté sur l'échantillon au travers d'une buse de grandes dimensions, permettant d'élargir le flux d'air en conservant une bonne homogénéité de sa température et de sa vitesse. Une première conception plus simple de cette buse présentait une homogénéité bien moindre.

Anisotropie magnétique en température - Résultats et analyse

Le chapitre 5 conclut ces travaux par la présentation de résultats expérimentaux de l'évolution de l'anisotropie magnétique en température sur la plage de 25 à 200 °C sous une fréquence de 50 Hz. Deux échantillons ont été testés, issus respectivement d'une nuance de fer-silicium non-orienté (NO), faiblement anisotrope, et d'une nuance à grain orienté (GO), fortement anisotrope. De tels résultats sont quasi inexistantes dans la littérature, et les tendances observées ne peuvent donc être comparées à celles issues d'autres laboratoires, mais elles fournissent un premier aperçu du sujet. L'essentiel des résultats est cohérent avec ce qui est connu des matériaux magnétiques :

- les pertes diminuent, étant donné que la diminution des constantes d'anisotropie amoindrit la rétention des parois par les défauts et que l'augmentation de la résistivité limite les courants de Foucault ;
- les lieux de \vec{H} s'agrandissent avec la température, puisque l'agitation thermique doit être combattue pour aligner les moments ;
- les différences entre les directions diminuent, également à cause de la diminution des constantes d'anisotropie.

Ces résultats apportent ainsi un ordre de grandeur de l'amplitude de ces différents phénomènes.

Ainsi, les lieux de l'échantillon NO présentent une croissance de +400 % à moyenne induction, mais seulement de l'ordre de +100 % lorsqu'excité sous une induction de travail typique (1.5 T). Les pertes dans le matériau, elles, diminuent plus nettement à forte induction avec une variation de l'ordre de -10 à -20 %.

L'analyse des cycles du GO a révélé que la forme relevée pour les lieux présente des problèmes évidents, aussi l'étude de l'anisotropie observée a demandé une réflexion sur la définition des directions remarquables. L'accroissement des cycles semble être de l'ordre de +50 à +100 %,

avec une décroissance sensible de l'anisotropie pour les plus hautes inductions mesurées. Ces dernières, néanmoins, étaient limitées par la complexité de l'asservissement de l'induction \vec{B} sur un matériau très anisotrope. Les pertes obtenues pour ces mêmes niveaux d'induction, diminuent d'environ -10% entre la température ambiante et $T = 200\text{ }^\circ\text{C}$.

PERSPECTIVES

L'étude de l'anisotropie magnétique en température, à l'échelle d'un échantillon de matériau, n'est encore que superficiellement étudiée. Les présents travaux forment une base sur laquelle de futures études pourraient s'appuyer pour améliorer la connaissance de ces phénomènes.

Amélioration du banc

Améliorer la précision du banc, et surtout la connaissance de cette précision, permettrait de fournir des résultats avec un meilleur intervalle de confiance.

Pour cela, des modifications de la chaîne d'acquisition seraient envisageables, notamment en remplaçant les cartes d'acquisition et d'amplification par d'autres présentant une meilleure précision, mais également en réalisant des calibrations plus précises des différents étages afin d'aboutir à une valeur d'incertitude plus réduite témoignant d'une meilleure connaissance du banc.

En outre, le calcul d'incertitude qui a été présenté pourrait être étendu et amélioré. Une étude poussée permettant de rendre compte de l'erreur liée aux capteurs et surtout à leur positionnement serait d'une grande complexité mais extrêmement précieuse dans la compréhension des résultats. Des tests de répétition permettraient également de donner une vue statistique des performances du banc.

La répétition des mesures en température ne peut pas être envisagée sans compléter tout d'abord le système de chauffe actuel par une régulation de température, afin de pouvoir choisir les conditions étudiées. En outre, cela permettrait de réduire les temps de montée en température qui couvrent actuellement près de la moitié de la durée des caractérisations.

Enfin, d'autres comparaisons avec des laboratoires étrangers sont actuellement prévues, et permettront peut-être de mieux évaluer l'impact des choix de conception. En outre, des caractérisations d'échantillons GO devraient également être envisagées, ce qui permettra d'évaluer la comparabilité des mesures réalisées sur des matériaux plus complexes.

Amélioration du contrôle

À l'heure actuelle, le niveau d'induction des caractérisations réalisées sur l'échantillon à grains orientés est limité par les capacités du contrôle, ce qui empêche d'atteindre les points de fonctionnement typiques appliqués à ces matériaux.

Pour repousser ces limites, une piste envisagée est d'adapter les contrôleurs basés sur la méthode de Broyden développés pour appliquer le contrôle non plus sur les points temporels de la période mais sur la décomposition harmonique des signaux. Hypothétiquement, ce changement de domaine permettrait d'accroître la résilience du contrôle face au bruit de mesure et de limiter l'injection d'artefacts liés au calcul numérique dans la tension d'entrée.

Une autre idée serait d'utiliser le contrôle original développé jusqu'à ce qu'il n'améliore plus les différentes valeurs d'indicateur, puis d'utiliser la Jacobienne estimée par le contrôleur pour déterminer, sans intervention de l'utilisateur, les paramètres pour un contrôleur type proportionnel-intégral. Ce dernier serait alors dans des conditions favorables, puisqu'il s'exécute

terait à partir d'un état proche de celui désiré, et en disposant d'informations relatives à l'état de l'échantillon et à ses réactions à la tension d'entrée.

Poursuite de l'étude de l'anisotropie en température

Les résultats de caractérisations magnétiques 2D en température qui ont été présentés forment une base sur laquelle capitaliser pour poursuivre les travaux.

Cette première campagne de mesures a remis en cause le choix des conditions de test utilisées. Tout d'abord, il semble plus intéressant au vu des capacités actuelles du banc de se concentrer sur des inductions plus élevées ($B > 0.9$ T), afin de présenter une meilleure précision et de mieux représenter les évolutions liées à la saturation. Il semble également nécessaire, au vu des interrogations soulevées sur les différences entre les mesures à l'ambiante et en température, de réaliser des points de mesure pour des échauffements de quelques dizaines de degrés seulement ; cela serait également intéressant d'un point de vue applicatif.

Les tests présentés se concentraient sur une fréquence de 50 Hz ; les réitérer pour plusieurs fréquences entre 2 et 200 Hz permettrait d'appliquer la méthode de décomposition des pertes, et donc d'évaluer l'impact relatif des diminutions de la conductivité et des constantes d'anisotropie sur la diminution des pertes. De façon analogue, il serait intéressant d'étudier l'évolution en température d'une autre grandeur caractéristique de l'aimantation sous champ tournant, à savoir le déphasage entre les champs H et B durant une rotation, ce qui pourrait permettre de mieux comprendre le lien entre l'évolution de la forme et celle des pertes, et peut-être de mieux appréhender les tendances observées.

Enfin, d'autres nuances de matériaux ont été approvisionnées dans l'idée de les soumettre à des caractérisations 2D en température, parmi lesquelles plusieurs fer-nickel et un fer-cobalt. L'objectif de cette multiplication de nuances serait de comparer les tendances observées sur des matériaux ayant des propriétés différentes, notamment en ce qui concerne la structure cristalline, la température de Curie et les constantes d'anisotropie, afin de pouvoir conclure sur les différences observées et leur lien avec ces propriétés.

Ainsi, nous espérons avoir, à travers ce travail, ouvert une voie de recherche intéressante dans la caractérisation des matériaux magnétiques, qui pourra être poursuivie au sein du laboratoire Ampère par l'amélioration et l'exploitation du système de caractérisation développé.

Annexes

Moyenne horaire/anti-horaire des cycles

RÉSUMÉ

Faire la moyenne entre les cycles tournant dans les directions horaires et anti-horaire suppose de corriger l'une des composantes pour retrouver des signaux à moyenner de phase similaire. Cette annexe A justifie les formules du tableau A.1 par le biais d'un bref développement mathématique.

Cycle obtenu	Anti-horaire		Horaire	
	$2 \cdot H_x$	$2 \cdot H_y$	$2 \cdot H_x$	$2 \cdot H_y$
$\vec{B}_{(t=0)} = \pm B \cdot \vec{e}_x$	$H_{x,CCW} + H_{x,CW}$	$H_{y,CCW} - H_{y,CW}$	$H_{x,CCW} + H_{x,CW}$	$H_{y,CW} - H_{y,CCW}$
$\vec{B}_{(t=0)} = \pm B \cdot \vec{e}_y$	$H_{x,CCW} - H_{x,CW}$	$H_{y,CW} + H_{y,CCW}$	$H_{x,CW} - H_{x,CCW}$	$H_{y,CW} + H_{y,CCW}$

TABLE A.1 – Combinaisons des champs à appliquer selon le sens de rotation souhaité pour le cycle moyenné, et le point de référence des temps. La division par 2 de la moyenne est renvoyée en en-tête de colonne.

A.1. CONTEXTE

La nécessité de moyenner les cycles obtenus sous l'effet d'un champ tournant dans le sens horaire ou anti-horaire a été présentée en section 2.2.3.3 (page 59). Une partie des erreurs engendrée par les erreurs de positionnement géométriques peut être éliminée en réalisant la moyenne arithmétique entre les valeurs de pertes obtenues dans chacun des sens de rotation. En revanche, réaliser une opération similaire sur les lieux de H n'est pas trivial, car les signaux temporels présentent des signes opposés sur l'une de leurs composantes lorsque le sens de rotation change (illustré en (A.1) pour un \vec{B} circulaire dont l'origine des temps est prise pour \vec{B} aligné selon l'axe x).

$$B_{x,CW} = \cos(\omega t) \quad B_{x,CCW} = \cos(\omega t) \quad B_{y,CW} = -\sin(\omega t) \quad B_{y,CCW} = \sin(\omega t) \quad (\text{A.1})$$

La moyenne peut donc être faite point par point selon l'axe x , mais une correction doit être appliquée sur les composantes mesurés selon l'axe y , faute de quoi les deux signaux se compenseront quasi-parfaitement (aux erreurs que l'on souhaite corriger près). Au premier abord, cette correction peut être réalisée de deux manières :

- en soustrayant le champ mesuré dans un sens à celui mesuré dans l'autre au lieu de l'ajouter ;
- en retournant un des vecteurs de données de façon à ce que le dernier point du vecteur retourné soit moyenné avec le premier du vecteur conservée, et ainsi de suite.

Durant les échanges avec INRIM, le Pr. Carlo Ragusa a fourni la réponse suivante :

Le moyennage (au facteur 2 près) se fait en additionnant les termes en X , et soustrayant ceux sur Y , lorsque \vec{B} commence aligné avec l'axe des X (le sens importe peu). Si \vec{B} commence aligné avec l'axe des ordonnées, les opérations doivent être croisées.

La section suivantes reprennent la démonstration qu'il avait proposé, légèrement modifiée (notamment, il l'avait réalisée pour le point $t = 0$ uniquement, là où la démonstration ci-dessous se place à un point de temps ωt).

A.2. DÉVELOPPEMENT

A.2.1. Instant initial pris pour un champ selon l'axe x

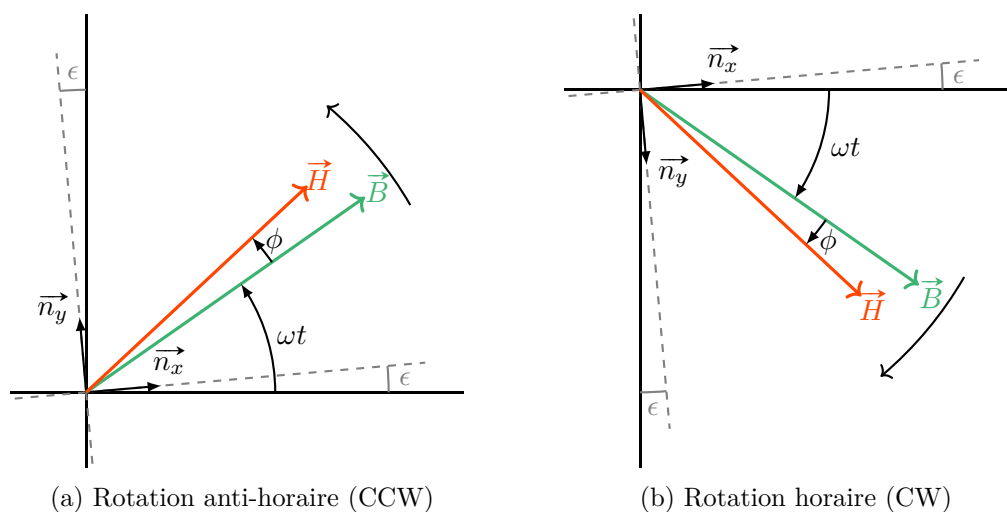


FIGURE A.1 – Positionnement des vecteurs utilisés pour les développements de la section A.2.1.

On se place tout d'abord dans la configuration de la figure A.1, sur laquelle sont tracés des vecteurs \vec{H} et \vec{B} dans les sens anti-horaire (figure A.1a) et horaire (figure A.1b) pour un même instant ωt exprimé par rapport à un instant $t = 0$ tel que \vec{B} soit aligné avec l'axe des x positif. Les bobines de mesure de \vec{H} et \vec{B} sont supposées être désalignées d'un angle ϵ , représenté sur la figure, qui se place donc entre l'axe selon lequel est mesuré \vec{B} et la normale $n_{x|y}$ à la surface de détection de la bobine de H considérée. Dans ces conditions, on peut exprimer les valeurs mesurées de H'_x et H'_y telles que :

$$H'_{x,CCW} = \vec{H} \cdot \vec{n}_x = \|\vec{H}(\omega t)\| \cos(\omega t + \phi - \epsilon) \quad (\text{A.2a})$$

$$H'_{y,CCW} = \vec{H} \cdot \vec{n}_y = \left\| \vec{H}(\omega t) \right\| \sin(\omega t + \phi - \epsilon) \quad (\text{A.2b})$$

et

$$H'_{x,CW} = \vec{H} \cdot \vec{n}_x = \left\| \vec{H}(\omega t) \right\| \cos(\omega t + \phi + \epsilon) \quad (\text{A.3a})$$

$$H'_{y,CW} = \vec{H} \cdot \vec{n}_y = - \left\| \vec{H}(\omega t) \right\| \sin(\omega t + \phi + \epsilon) \quad (\text{A.3b})$$

On peut alors développer les termes pour isoler ϵ :

$$H'_{x,CCW} = \left\| \vec{H}(\omega t) \right\| \cos(\omega t + \phi) \cos(\epsilon) + \left\| \vec{H}(\omega t) \right\| \sin(\omega t + \phi) \sin(\epsilon) \quad (\text{A.4a})$$

$$H'_{y,CCW} = \left\| \vec{H}(\omega t) \right\| \sin(\omega t + \phi) \cos(\epsilon) - \left\| \vec{H}(\omega t) \right\| \cos(\omega t + \phi) \sin(\epsilon) \quad (\text{A.4b})$$

$$H'_{x,CW} = \left\| \vec{H}(\omega t) \right\| \cos(\omega t + \phi) \cos(\epsilon) - \left\| \vec{H}(\omega t) \right\| \sin(\omega t + \phi) \sin(\epsilon) \quad (\text{A.4c})$$

$$H'_{y,CW} = - \left\| \vec{H}(\omega t) \right\| \sin(\omega t + \phi) \cos(\epsilon) - \left\| \vec{H}(\omega t) \right\| \cos(\omega t + \phi) \sin(\epsilon) \quad (\text{A.4d})$$

Par conséquent, et puisque l'on veut supprimer au maximum l'influence de ϵ , c'est-à-dire supprimer le terme en $\sin(\epsilon)$, pour obtenir le cycle le plus proche du « réel », il faut additionner les termes sur x et soustraire ceux sur y pour faire la moyenne.

$$H'_x = \frac{H'_{x,CW} + H'_{x,CCW}}{2} = H(t) \cos(\omega t + \phi(t)) \cos(\epsilon) = H_x \cos(\epsilon) \quad (\text{A.5})$$

$$H'_{y,AVG} = \frac{H'_{y,CCW} - H'_{y,CW}}{2} = H(t) \cos(\omega t + \phi(t)) \cos(\epsilon) = H_y \cos(\epsilon) \quad (\text{A.6})$$

$$\text{ou } H'_{y,AVG} = \frac{H'_{y,CW} - H'_{y,CCW}}{2} = -H(t) \cos(\omega t + \phi(t)) \cos(\epsilon) = -H_y \cos(\epsilon)$$

Note : selon le sens de la différence, on se retrouvera dans une configuration moyenne tournant dans un sens ou l'autre.

A.2.2. Hypothèse

La démonstration précédente repose sur deux hypothèses majeures qui contraignent fortement sa validité.

La première est de supposer que les bobines de B sont perpendiculaires entre-elles, et de même pour les bobines de H , ce qui permet d'obtenir des décalages angulaire de ϵ autour de chacun des axes. Sans cela, il n'existe pas d'expression permettant de compenser la totalité des erreurs angulaires, sauf à connaître leur valeur ; un exposé des développements associés à une telle configuration peut être trouvé en annexe B.

La seconde hypothèse est de considérer que le matériau est symétrique par rapport aux axes x et y : sans cela, l'amplitude du champ $\left\| \vec{H}(\omega t) \right\|$, qui dépend de la direction du matériau (et de façon équivalente, à l'instant considéré) ne seront pas identique selon les deux sens de rotation. Hors, cette hypothèse est techniquement invalidée par les erreurs de positionnement des bobines de B par rapport au repère (DL,DT) ; les conséquences devraient, cependant, être bien moindre que celles de l'hypothèse précédente.

A.2.3. Instant initial pris pour un champ selon l'axe y

Le développement change si on considère que $t = 0$ ne correspond plus à $\vec{B} = \vec{B} \cdot \vec{e}_x$ mais $\vec{B} = \vec{B} \cdot \vec{e}_y$, selon la figure A.2. (Dans cette section, $\left\| \vec{H} \right\|$ remplace $\left\| \vec{H}(\omega t) \right\|$ pour limiter la taille

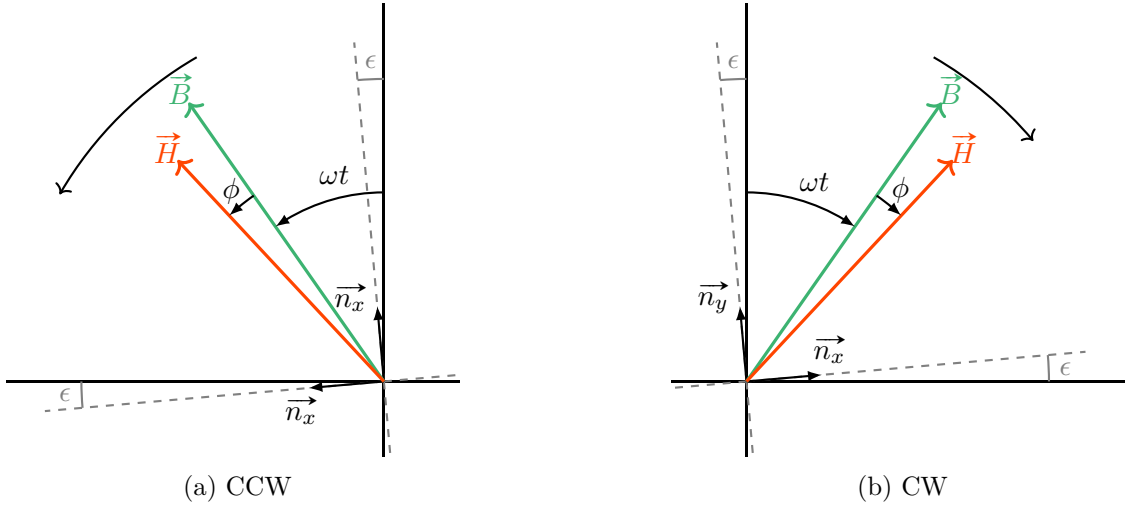


FIGURE A.2 – Positionnement des vecteurs utilisés pour les développements de la section A.2.3.

des expressions.)

$$H'_{x,CCW} = -\|\vec{H}\| \sin(\omega t + \phi - \epsilon) = -\|\vec{H}\| \sin(\omega t + \phi) \cos(\epsilon) + \|\vec{H}\| \cos(\omega t + \phi) \sin(\epsilon) \quad (\text{A.7a})$$

$$H'_{y,CCW} = \|\vec{H}\| \cos(\omega t + \phi - \epsilon) = \|\vec{H}\| \cos(\omega t + \phi) \cos(\epsilon) + \|\vec{H}\| \sin(\omega t + \phi) \sin(\epsilon) \quad (\text{A.7b})$$

$$H'_{x,CW} = \|\vec{H}\| \sin(\omega t + \phi + \epsilon) = \|\vec{H}\| \sin(\omega t + \phi) \cos(\epsilon) + \|\vec{H}\| \cos(\omega t + \phi) \sin(\epsilon) \quad (\text{A.7c})$$

$$H'_{y,CW} = \|\vec{H}\| \cos(\omega t + \phi + \epsilon) = \|\vec{H}\| \cos(\omega t + \phi) \cos(\epsilon) - \|\vec{H}\| \sin(\omega t + \phi) \sin(\epsilon) \quad (\text{A.7d})$$

Pour moyenner les cycles, il est nécessaire de soustraire les composantes sur X et additionner celles sur Y.

$$H'_{x,AVG} = \frac{H'_{x,CW} - H'_{x,CCW}}{2} = H_x \cos(\epsilon) \quad (\text{A.8})$$

$$H'_{y,AVG} = \frac{H'_{y,CW} + H'_{y,CCW}}{2} = H_y \cos(\epsilon) \quad (\text{A.9})$$

On notera que les mêmes expressions peuvent être obtenues en utilisant comme direction de départ $-\vec{e}_y$ (et $-\vec{e}_x$ pour la section précédente), ce qui complète le tableau A.1.

Formulation mathématique de l'impact des déphasages

RÉSUMÉ

Cette annexe détaille la propagation des erreurs de positionnement des bobines dans les expressions des champs, et des pertes. Il s'agit d'une adaptation des calculs présentés dans [103, 105], avec certaines hypothèses relâchées, des notations adaptées et plus de détails sur le développement mathématique.

Ces expressions ont surtout pour but d'exprimer la complexité à différencier les influences des différentes erreurs, et n'ont pas été utilisées dans les traitements.

B.1. NOTATIONS

Les angles entre les différents repères sont définis dans la figure B.1. On distinguera :

- Les champs présents dans le système, \vec{B}_{LT} et \vec{H}_{LT} , exprimés dans le repère $\{\vec{e}_{DL}, \vec{e}_{DT}\}$ orthonormé ;
- Le champ \vec{B}_{xy} mesuré et contrôlé, exprimé dans le repère $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y\}$ formé par les normales aux bobines de B , ainsi que le champ \vec{H}_{xy} créé ;
- Le champ \vec{H}'_{xy} que l'on mesure, basé sur les normales aux bobines de H qui sont \vec{n}_x et \vec{n}_y .

Si on suppose \vec{B} parfaitement contrôlé, seul le premier harmonique \vec{H}_1 du champ \vec{H} créera des pertes, quelle que soit la forme de $H(t)$. Ces pertes dépendront de l'angle $\phi(t) = \langle \vec{H}, \vec{B} \rangle$ (la dépendance en fonction du temps est omise par la suite pour alléger l'écriture, mais demeure).

B.2. CALCULS

B.2.1. Décalage des bobines de B

À l'issue du contrôle, le vecteur induction \vec{B} mesuré s'exprime dans le repère $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y\}$ comme :

$$\vec{B}_{xy} = \begin{pmatrix} |B_x| \cdot \sin(\omega t) \\ \pm |B_y| \cdot \cos(\omega t) \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

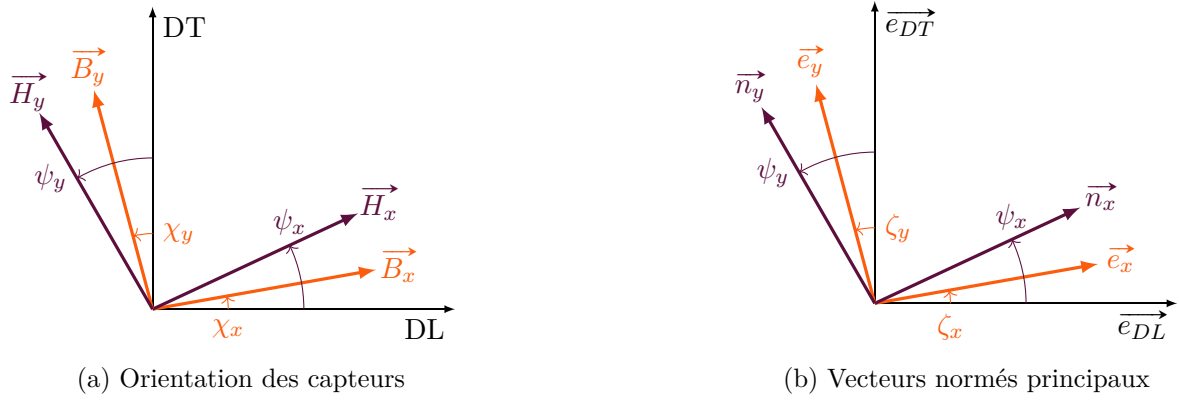


FIGURE B.1 – Définition des notations

Les composantes du vecteur induction dans le repère de mesure $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y\}$ peuvent être converties vers le repère de l'échantillon $\{\vec{e}_{DL}, \vec{e}_{DT}\}$ suivant :

$$\begin{aligned}
 B_{meas} = \vec{B} \cdot \vec{e}_{meas} &\Rightarrow B_x = \vec{B} \cdot \vec{e}_x \\
 &= (B_{DL} \times \vec{e}_{DL} + B_{DT} \times \vec{e}_{DT}) \cdot \vec{e}_x \\
 &= B_{DL} \times \vec{e}_{DL} \cdot \vec{e}_x + B_{DT} \times \vec{e}_{DT} \cdot \vec{e}_x \\
 &= B_{DL} \times \cos(\zeta_x) + B_{DT} \times \cos(\pi/2 - \zeta_x)
 \end{aligned} \tag{B.2}$$

Et de même pour B_y , ce qui permet d'obtenir :

$$\begin{cases} B_x(t) = \vec{B}(t) \cdot \vec{e}_x = B_{DL}(t) \cos(\zeta_x) + B_{DT} \sin(\zeta_x) \\ B_y(t) = \vec{B}(t) \cdot \vec{e}_y = -B_{DL}(t) \sin(\zeta_y) + B_{DT} \cos(\zeta_y) \end{cases} \tag{B.3}$$

Et donc :

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} = \Gamma \times \begin{pmatrix} B_{DL} \\ B_{DT} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} B_{DL} \\ B_{DT} \end{pmatrix} = \Gamma^{-1} \times \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} \tag{B.4}$$

Où :

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \cos(\zeta_x) & \sin(\zeta_x) \\ -\sin(\zeta_y) & \cos(\zeta_y) \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Gamma^{-1} = \frac{1}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \times \begin{pmatrix} \cos(\zeta_y) & -\sin(\zeta_x) \\ \sin(\zeta_y) & \cos(\zeta_x) \end{pmatrix} \tag{B.5}$$

On a donc une différence entre la forme de \vec{B}_{LT} réelle (sur un axe orthonormé) et celle \vec{B}_{xy} que l'on voit. On peut alors exprimer le premier harmonique de \vec{H}_{xy} présent dans le système :

$$\vec{H}_{1xy} = \begin{pmatrix} H_{DL,1} \\ H_{DT,1} \end{pmatrix} = \Gamma^{-1} \times \begin{pmatrix} H_{x,1} \\ H_{y,1} \end{pmatrix} = \Gamma^{-1} \times \begin{pmatrix} |H_{x,1}| \cdot \sin(\omega t + \phi) \\ \pm |H_{y,1}| \cdot \cos(\omega t + \phi) \end{pmatrix} \tag{B.6}$$

B.2.2. Impact du décalage de B sur les pertes

Avant de prendre en compte le décalage des capteurs de H , il est possible de regarder l'impact de celui des bobines de B sur la mesure des pertes. On fait alors l'hypothèse que $\psi_x = \zeta_x$ et

$\psi_y = \zeta_y$, c'est-à-dire que les capteurs de H sont alignés à ceux de B.

$$\begin{aligned}
 p(t) &= \vec{H}_{xy} \cdot \frac{d}{dt} \vec{B}_{xy} \\
 &= \left(\vec{H}_{xy} \right)^T \times \frac{d}{dt} \vec{B}_{xy} \\
 &= \left(\Gamma \vec{H}_{LT} \right)^T \times \left(\Gamma \frac{d}{dt} \vec{B}_{LT} \right) \\
 &= \left(\vec{H}_{LT} \right)^T \times \Gamma^T \Gamma \times \frac{d}{dt} \vec{B}_{LT}
 \end{aligned} \tag{B.7}$$

On peut alors développer le facteur $\Gamma^T \Gamma$:

$$\begin{aligned}
 \Gamma^T \Gamma &= \begin{pmatrix} \cos(\zeta_x) & -\sin(\zeta_y) \\ \sin(\zeta_x) & \cos(\zeta_y) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos(\zeta_x) & \sin(\zeta_x) \\ -\sin(\zeta_y) & \cos(\zeta_y) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \cos^2(\zeta_x) + \sin^2(\zeta_y) & \cos(\zeta_x) \sin(\zeta_x) - \cos(\zeta_y) \sin(\zeta_y) \\ \cos(\zeta_x) \sin(\zeta_x) - \cos(\zeta_y) \sin(\zeta_y) & \sin^2(\zeta_x) + \cos^2(\zeta_y) \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{B.8}$$

Si on fait de plus l'hypothèse que $\zeta_x = \zeta_y = \zeta$, c'est-à-dire que les bobines de B (et donc de H) sont perpendiculaires (sans pour autant être alignées avec le matériau), ce terme $\Gamma^T \Gamma$ se simplifie en I_2 et les pertes sont égales quelque soit le repère où on les calcule ! En revanche, la mesure de pertes est faussée dès lors que les deux bobines ne sont pas perpendiculaires.

B.2.3. Décalage des bobines de H

La même expression du champ vu par une bobine peut-être repris pour obtenir le H' que l'on mesure, cette fois en considérant les déphasages entre les normales aux capteurs et les direction du matériau (angles ψ) :

$$\begin{cases} H'_{x,1}(t) = \overrightarrow{H_1(t)} \cdot \vec{n}_x = H_{DL,1}(t) \cos(\psi_x) + H_{DT,1} \sin(\psi_x) \\ H'_{y,1}(t) = \overrightarrow{H_1(t)} \cdot \vec{n}_y = -H_{DL,1}(t) \sin(\psi_y) + H_{DT,1} \cos(\psi_y) \end{cases} \tag{B.9}$$

$$\begin{pmatrix} H'_{x,1} \\ H'_{y,1} \end{pmatrix} = \Lambda \times \begin{pmatrix} H_{DL,1} \\ H_{DT,1} \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad \Lambda = \begin{pmatrix} \cos(\psi_x) & \sin(\psi_x) \\ -\sin(\psi_y) & \cos(\psi_y) \end{pmatrix} \tag{B.10}$$

Ce qui nous mène à l'expression du H mesuré en fonction de celui appliqué :

$$\begin{pmatrix} H'_{x,1} \\ H'_{y,1} \end{pmatrix} = \Lambda \times \Gamma^{-1} \times \begin{pmatrix} H_{x,1} \\ H_{y,1} \end{pmatrix} \tag{B.11}$$

On peut réécrire :

$$\begin{aligned}
 \Lambda \times \Gamma^{-1} &= \begin{pmatrix} \cos(\psi_x) & \sin(\psi_x) \\ -\sin(\psi_y) & \cos(\psi_y) \end{pmatrix} \times \frac{1}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \times \begin{pmatrix} \cos(\zeta_y) & -\sin(\zeta_x) \\ \sin(\zeta_y) & \cos(\zeta_x) \end{pmatrix} \\
 &= \frac{1}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \times \begin{pmatrix} \cos(\psi_x - \zeta_y) & \sin(\psi_x - \zeta_x) \\ -\sin(\psi_y - \zeta_y) & \cos(\psi_y - \zeta_x) \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{B.12}$$

On peut ensuite reformuler l'expression de \vec{H}'_{xy} :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} H'_x \\ H'_y \end{pmatrix} &= \frac{1}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \times \begin{pmatrix} \cos(\psi_x - \zeta_y) & \sin(\psi_x - \zeta_x) \\ -\sin(\psi_y - \zeta_y) & \cos(\psi_y - \zeta_x) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} H_x \\ \pm H_y \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \begin{pmatrix} H_x \cos(\psi_x - \zeta_y) \pm H_y \sin(\psi_x - \zeta_x) \\ -H_x \sin(\psi_y - \zeta_y) \pm H_y \cos(\psi_y - \zeta_x) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

Dans ce cas, la moyenne entre cycles tournant en sens horaire et anti-horaire est faite en compensant le changement de signe :

$$\begin{pmatrix} H'_{x,avg} \\ H'_{y,avg} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} H'_{x,CW} + H'_{x,CCW} \\ H'_{y,CW} - H'_{y,CCW} \end{pmatrix} = \frac{1}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \begin{pmatrix} H_x \cos(\psi_x - \zeta_y) \\ H_y \cos(\psi_y - \zeta_x) \end{pmatrix} \quad (\text{B.14})$$

B.2.4. Notation alternative des angles

Pour améliorer la lecture physique, on peut reformuler les angles comme suit :

- P l'angle de rotation des bobines de B par rapport à l'échantillon ($P = \zeta_x$)
- ψ l'erreur d'angle entre les bobines de H ($\psi = \psi_x - \psi_y$)
- ζ l'erreur d'angle entre les bobines de B ($\zeta = \zeta_x - \zeta_y$)
- Δ l'erreur d'alignement entre les bobines B et H ($\Delta = \psi - \zeta$)

A ce moment, on peut réécrire :

$$\Lambda \times \Gamma^{-1} = \frac{1}{\cos(\zeta)} \times \begin{pmatrix} \cos(\Delta - \zeta) & \sin(\Delta) \\ -\sin(\Delta + \psi - \zeta) & \cos(\Delta + \psi) \end{pmatrix} \quad (\text{B.15})$$

B.2.5. Expression totale des pertes

Si on note P' les pertes mesurées, qui sont obtenue à l'aide de l'intégrale $P' = f \int_T p'(t) \cdot dt$, l'impact des différents angles peut être estimé comme suit.

$$p'(t) = \begin{pmatrix} H'_{x,1} \\ H'_{y,1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{dB_x}{dt} \\ \frac{dB_y}{dt} \end{pmatrix} = \left[\Lambda \times \Gamma^{-1} \times \begin{pmatrix} |H_{x,1}| \sin(\omega t + \phi) \\ \pm |H_{y,1}| \cos(\omega t + \phi) \end{pmatrix} \right] \cdot \begin{pmatrix} \omega |B_x| \cos(\omega t) \\ \mp \omega |B_y| \sin(\omega t) \end{pmatrix} \quad (\text{B.16a})$$

$$\begin{aligned} p'(t) &= \begin{pmatrix} \frac{\cos(\psi_x - \zeta_y)}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} |H_{x,1}| \sin(\omega t + \phi) \pm \frac{\sin(\psi_x - \zeta_x)}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} |H_{y,1}| \cos(\omega t + \phi) \\ -\frac{\sin(\psi_y - \zeta_y)}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} |H_{x,1}| \sin(\omega t + \phi) \pm \frac{\cos(\psi_y - \zeta_x)}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} |H_{y,1}| \cos(\omega t + \phi) \end{pmatrix} \cdots \\ &\quad \cdot \begin{pmatrix} \omega |B_x| \cos(\omega t) \\ \mp \omega |B_y| \sin(\omega t) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.16b})$$

$$\begin{cases} p'_x(t) = \omega |B_x| \cos(\omega t) \cdot \left[|H_{x,1}| \frac{\cos(\psi_x - \zeta_y)}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \sin(\omega t + \phi) \pm |H_{y,1}| \frac{\sin(\psi_x - \zeta_x)}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \cos(\omega t + \phi) \right] \\ p'_y(t) = \mp \omega |B_y| \sin(\omega t) \cdot \left[-|H_{x,1}| \frac{\sin(\psi_y - \zeta_y)}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \sin(\omega t + \phi) \pm |H_{y,1}| \frac{\cos(\psi_y - \zeta_x)}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \cos(\omega t + \phi) \right] \end{cases} \quad (\text{B.16c})$$

Pour alléger l'expression, on peut retirer les termes qui s'annuleront lors de l'intégration sur une période. Pour cela, on pose $p(t) = \tilde{p}(t) + p_0(t)$ tel que $\int_T p_0(t) \cdot dt = 0$.

Exemple : dans le produit

$$\cos(\omega t) \cdot \sin(\omega + \phi) = \sin(\omega t + \phi + \omega t) + \sin(\omega t + \phi - \omega t) = \sin(2\omega t + \phi) + \sin(\phi)$$

on a : $\tilde{p}(t) = \sin(\phi)$ et $p_0(t) = \sin(2\omega t + \phi)$

On obtient alors :

$$\begin{cases} \tilde{p}'_x(t) &= \frac{\omega}{2} |B_x| \cdot \left[|H_{x,1}| \frac{\cos(\psi_x - \zeta_y)}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \sin(\phi) \pm |H_{y,1}| \frac{\sin(\psi_x - \zeta_x)}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \cos(\phi) \right] \\ \tilde{p}'_y(t) &= \mp \frac{\omega}{2} |B_y| \sin(\omega t) \cdot \left[-|H_{x,1}| \frac{\sin(\psi_y - \zeta_y)}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \cos(\phi) \mp |H_{y,1}| \frac{\cos(\psi_y - \zeta_x)}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \sin(\phi) \right] \end{cases} \quad (\text{B.17a})$$

$$\begin{aligned} \tilde{p}'(t) &= \frac{\omega}{2} \frac{1}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \left[|B_x| \cdot |H_{x,1}| \sin(\phi) \cos(\psi_x - \zeta_y) \pm |B_x| \cdot |H_{y,1}| \cos(\phi) \sin(\psi_x - \zeta_x) \dots \right. \\ &\quad \left. \pm |B_y| \cdot |H_{x,1}| \cos(\phi) \sin(\psi_y - \zeta_y) + |B_y| \cdot |H_{y,1}| \sin(\phi) \cos(\psi_y - \zeta_x) \right] \end{aligned} \quad (\text{B.17b})$$

Ce qui, lorsque l'on fait la moyenne entre les pertes obtenues pour des champs tournant dans les sens horaires et anti-horaire, aboutit à :

$$\tilde{p}'_{avg}(t) = \frac{\omega}{2} \frac{1}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \left[\tilde{p}_{x,avg} \cos(\psi_x - \zeta_y) + \tilde{p}_{y,avg} \cos(\psi_y - \zeta_x) \right] \quad (\text{B.18})$$

$$P_{avg} = \frac{\omega}{2} \frac{1}{\cos(\zeta_x - \zeta_y)} \left[P'_{x,avg} \cos(\psi_x - \zeta_y) + P_{y,avg} \cos(\psi_y - \zeta_x) \right] \quad (\text{B.19})$$

Extrapolation linéaire sur la décomposition harmonique

RÉSUMÉ

Le RSST présenté utilise une méthode d'extrapolation linéaire pour reconstituer le champ magnétique à la surface de l'échantillon à partir de deux mesures prises à des hauteurs différentes ; cette extrapolation s'applique à chacun des points de temps acquis durant une période. Une méthode alternative a été envisagée, utilisant la même extrapolation appliquée non plus aux points dans le domaine fréquentiel mais aux composantes de la décomposition fréquentielle des champs mesurées.

Malgré des premiers résultats prometteurs, l'influence de cette méthode sur la phase obtenue du signal est trop importante et engendre des erreurs non-négligeable sur les mesures de pertes. Cette étude a par conséquent été suspendue.

C.1. INTRODUCTION

Durant les travaux sur la validité de l'extrapolation linéaire et les échanges avec l'INRIM, l'une des questions principale était de savoir comment l'extrapolation pouvait créer une erreur sur la phase du signal, qui est cruciale pour la mesure des pertes. Pour esquisser une réponse, des résultats expérimentaux d'une configuration semblable à celle de la section 4.2.2.3 vont être utilisés : le champ magnétique au-dessus d'un échantillon de fer-cobalt de 0.5 mm d'épaisseur est mesuré à différentes hauteurs contrôlées par des cales plastiques. En revanche, contrairement à la section citée, la tension d'alimentation n'est pas sinusoïdale, mais issue d'une phase de contrôle permettant d'obtenir une induction $B(t)$ sinusoïdale le long de la direction considérée ; cela permet d'obtenir un champ magnétique dont le contenu harmonique est plus riche grâce à la saturation de l'échantillon. Les signaux issus des différentes bobines sont décomposés en séries de Fourier par FFT, sous la forme de l'équation (C.1), et les phases et amplitudes des trois premiers harmoniques peuvent être comparés sur la figure C.1.

$$H(t) = \sum_{k=1}^n H_k \cdot \cos(k\omega t + \phi_k) \quad (\text{C.1})$$

(où k , de façon analogue aux notations du chapitre 3, correspond à l'indice dans le vecteur de données d'un point de temps.)

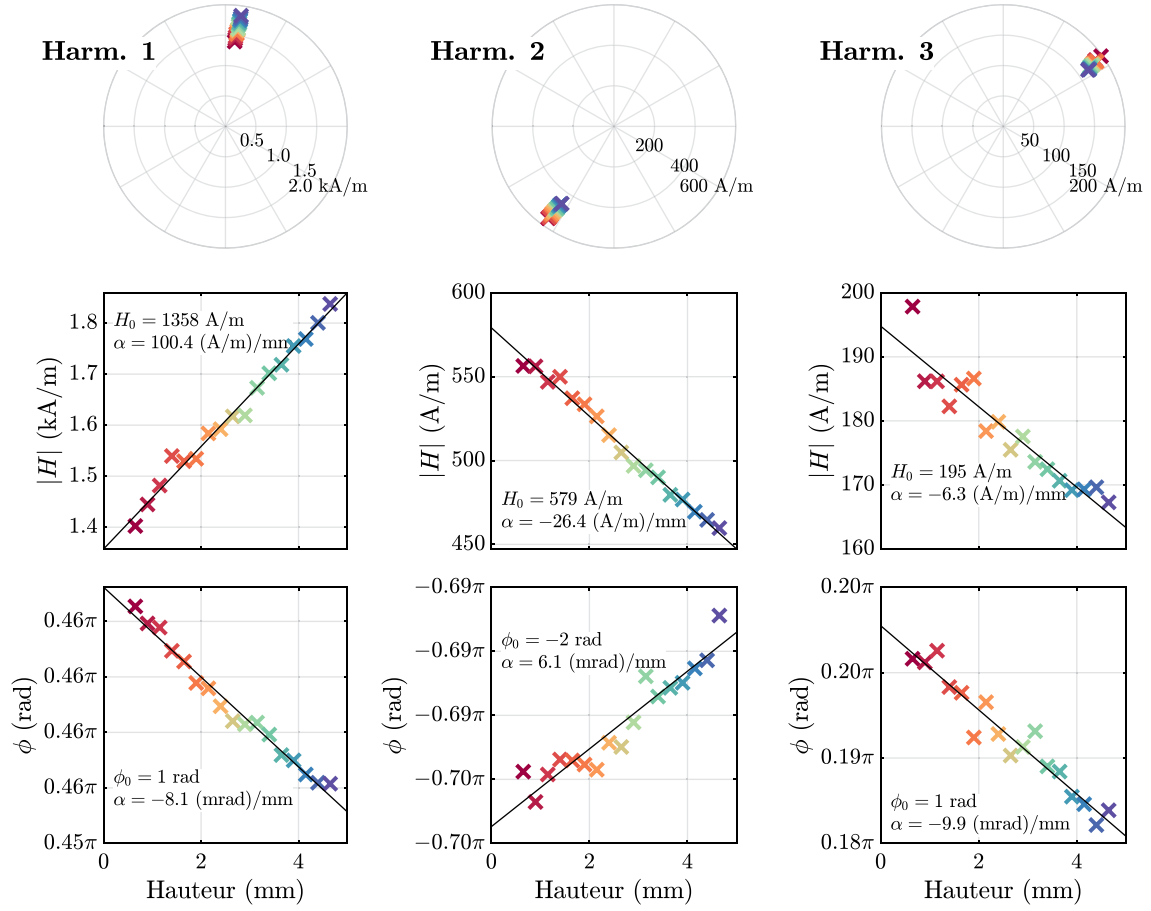


FIGURE C.1 – Évolution en phase et amplitude des trois premiers harmoniques impairs de H (lus avec la 3^e bobine la plus éloignée).

C.2. EXTRAPOLATION DANS LE DOMAINE FRÉQUENTIEL

Sur la figure C.1, il semble que l'amplitude $||\vec{H}||$ et la phase ϕ du champ magnétique mesuré dépendent linéairement de la distance à l'échantillon, ce qui a soulevé l'idée d'appliquer l'extrapolation non pas sur les différents points temporels des formes d'onde (C.2), mais sur les composantes de la décomposition harmonique selon l'équation (C.3). Idéalement, cette méthode pourrait permettre un meilleur contrôle de la phase du signal $H(t)$ extrapolé, et donc une meilleure précision sur les pertes.

$$H(t) = H_{close}(t) - h_{close} \times \frac{H_{far}(t) - H_{close}(t)}{h_{far} - h_{close}} \quad (C.2)$$

(où H_{close} et H_{far} sont les champs magnétiques mesurés par les deux bobines de H , respectivement la plus proche et la plus éloignée. H_0 est le champ magnétique dans l'échantillon, correspondant à $H(h = 0)$ où h est la distance bobine-échantillon.)

$$H_{0,k} = H_{close,k} - h_{close} \times \frac{H_{far,k} - H_{close,k}}{h_{far} - h_{close}} \quad (C.3a)$$

$$\phi_{0,k} = \phi_{close,k} - h_{close} \times \frac{\phi_{far,k} - \phi_{close,k}}{h_{far} - h_{close}} \quad (C.3b)$$

Les deux méthodes d'extrapolation ne sont pas équivalentes. À partir de la formule de l'extrapolation temporelle (C.2), il est possible de calculer la décomposition en série de Fourier équivalente (C.4). Les formes de $H_{0,k}$ et $\phi_{0,k}$ sont sensiblement différentes de celles obtenues en équations (C.4a) et (C.4b).

$$H_{0,k} = \frac{1}{h_{far} - h_{close}} \times \dots \cdot \sqrt{H_{far,k}^2 h_{close}^2 + H_{close,k}^2 h_{far}^2 - 2H_{far,k} H_{close,k} h_{close} h_{far} \cos(\phi_{far,k} - \phi_{close,k})} \quad (C.4a)$$

$$\phi_{0,k} = \arctan \left(\frac{H_{far,k} h_{close} \sin(\phi_{far,k}) - H_{close,k} h_{far} \sin(\phi_{close,k})}{H_{far,k} h_{close} \cos(\phi_{far,k}) - H_{close,k} h_{far} \cos(\phi_{close,k})} \right) \quad (C.4b)$$

Les deux méthodes employées n'apportent évidemment qu'une approximation du champ dans l'échantillon ; toute la question est de savoir laquelle apporte, en pratique, la plus grande précision. Quelques exemples de résultats vont être apportés dans les sections C.3 et C.4 ci-après.

C.3. RÉSULTATS : EXTRAPOLATION SUR 17 POINTS

Dans un premier temps, les deux méthodes d'extrapolation vont être appliquées l'aide des résultats présentés en figure C.1, c'est-à-dire à partir de dix-sept hauteurs d'acquisition de $H(t)$. À la place du calcul direct des formules (C.3a) et (C.3b)), la meilleure droite approximant les points de données est calculée par la méthode des moindres carrés.

La figure C.2 présente les formes reconstituées par l'extrapolation dans le domaine temporel (nommé « WF ») et dans le domaine fréquentiel (nommé « FFT ») à partir de la totalité des harmoniques calculables* ou seulement des trois premiers impairs (fondamental, rang 3 et rang 5). Ces formes d'ondes sont calculées à l'aide des dix-sept points fournis par la bobine PCB la plus proche de l'échantillon (figure C.2a) ou la plus éloignée (figure C.2b).

Deux remarques principales peuvent être faites. Premièrement, le calcul sur les trois premiers harmoniques approche de façon intéressante les résultats obtenus avec le spectre complet, dans le cas d'un échantillon excité en 1D modérément saturé. Si l'approximation est insuffisante pour de la caractérisation, il est néanmoins probable qu'une partie du spectre soit suffisante pour pratiquer l'extrapolation dans le domaine fréquentiel. Deuxièmement, bien que les deux extrapolations utilisent les mêmes données de départ, l'extrapolation « WF » appliquée aux mesures de la bobine la plus éloignée retrouve une forme similaire à celle appliquée à l'aide de la bobine la plus proche, mais ce n'est plus le cas pour l'extrapolation « FFT ». En théorie, les champs acquis au plus près de l'échantillon devraient permettre une meilleure reconstitution du champ qu'il contient ; il semble donc que l'extrapolation « FFT » soit moins robustes.

C.4. RÉSULTATS : EXTRAPOLATION SUR 2 POINTS (H_{far} ET H_{close})

Dans un second temps, les résultats fournis par les deux méthodes sont comparées dans des conditions réelles de test, c'est-à-dire en récupérant les données fournies par les bobines de H proche et éloignée. Pour cela, les résultats expérimentaux qui ont servi à l'étude de l'extrapolation sur l'échantillon HEFMAG en section 4.3.6 (page 164) vont être réemployés.

*. Soit 1000 harmoniques grâce aux 2000 points acquis par période.

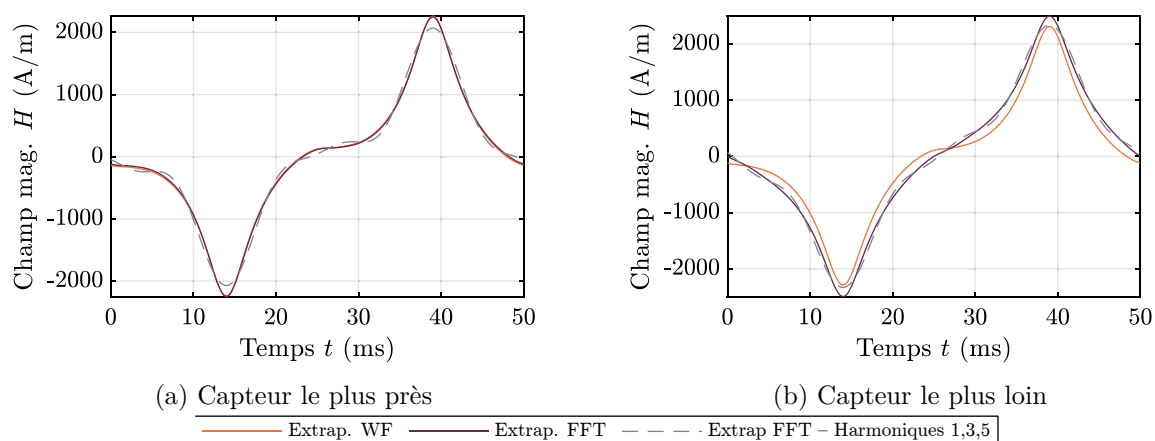
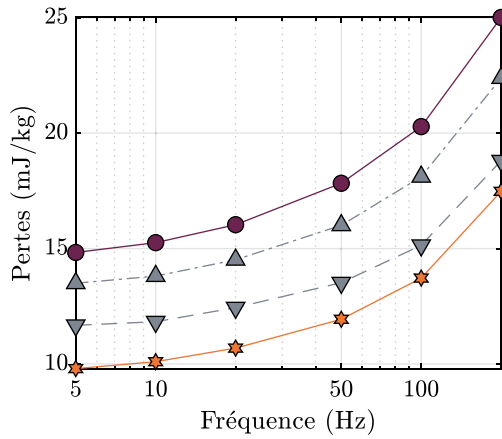
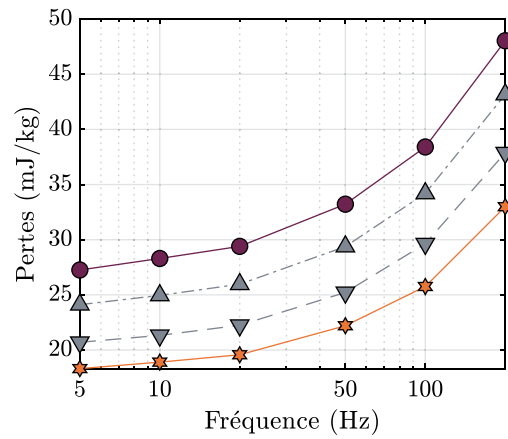
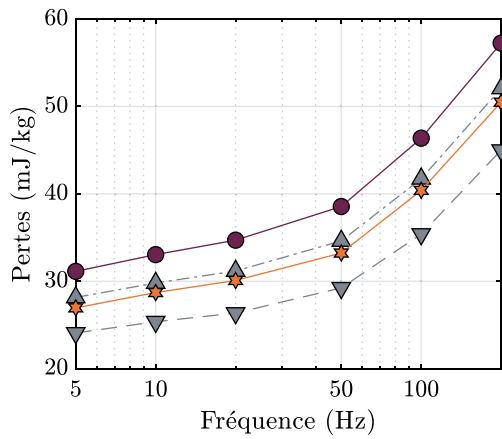
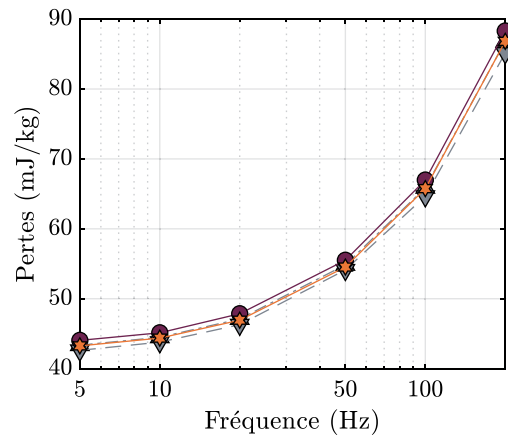
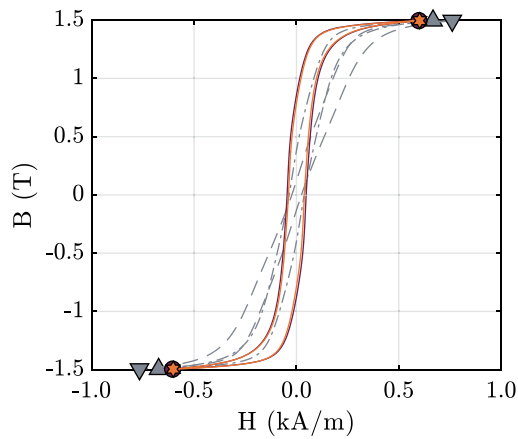
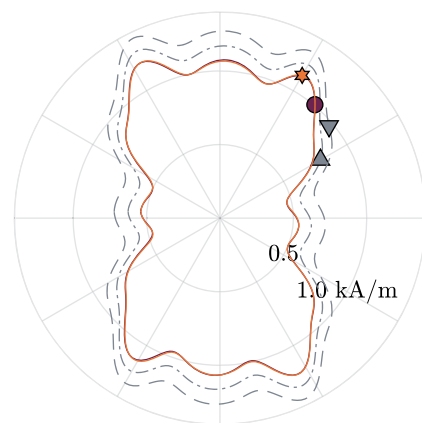


FIGURE C.2 – Comparaison entre le signal obtenu par extrapolation des formes d’onde ou de la FFT.

La figure C.3 présente différents exemples de tels résultats, sur des mesures 1D et 2D. Dans le premier cas, seuls les pertes et champs selon l’axe x sont présentés, c’est-à-dire ceux obtenus à l’aide de la paire de bobine la plus rapprochée, en moyenne.

Les deux méthodes d’extrapolation permettent de retrouver des champs de formes similaires, mais les écarts existant impactent fortement les pertes mesurées. Dans le cas 1D, ces différences se traduisent par un cycle d’hystéresis plus étroit, bien que les pics soient adéquatement conservés, et donc des pertes plus faibles. En 2D, les différences peuvent être liées à des différences sur la phase du champ H extrapolé. L’objectif de la méthode était de permettre un meilleur contrôle de celle-ci au travers de son évolution selon la hauteur, mais il semblerait que l’effet obtenu soit inverse : l’extrapolation FFT, en intervenant directement sur la phase du champ mesuré, accentue l’erreur.


 (a) 1D, selon x , $B = 1$ T

 (b) 2D, $B = 1$ T

 (c) 1D, selon x , $B = 1.5$ T

 (d) 2D, $B = 1.5$ T

 (e) 1D, selon x , $B = 1.5$ T

 (f) 2D, $B = 1.5$ T

---▲--- Close ---▼--- Far ---●--- Extrap. WF ---★--- Extrap. FFT

FIGURE C.3 – Comparaison des deux méthodes d'extrapolation, à partir de données récoltées sur l'échantillon HEFMAG. En 2D, les données sont moyennées entre rotation horaire et anti-horaire. ($f = 50$ Hz)

Anisotropie magnétique en température - Figures supplémentaires

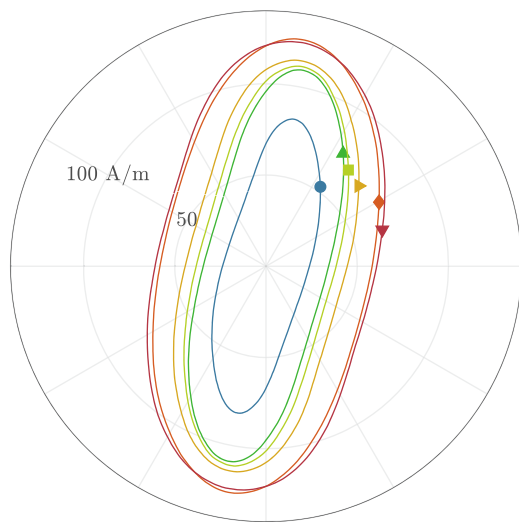
RÉSUMÉ

Cette annexe regroupe les résultats de caractérisation 2D (et uniquement 2D) en température qui n'ont pas été inclus dans le chapitre 5 pour en limiter la longueur. Les figures sont présentées selon le même formalisme que celui employé dans le chapitre en question, et contiennent :

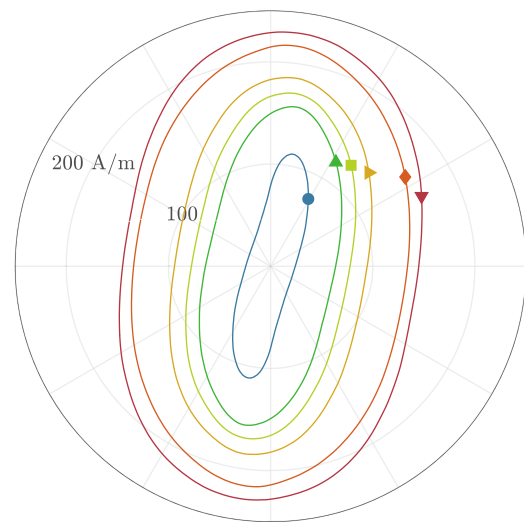
- pour les deux échantillons : les figures de lieux obtenues pour une fréquence de 50 Hz et qui n'avaient pas été incluses (pour simplifier l'observation, les figures précédemment montrées sont répétées) ;
- pour l'échantillon NO uniquement, les résultats obtenus à 10 et 100 Hz :
 - figures de lieux ;
 - champs selon les directions remarquables ;
 - pertes.

D.1. ÉCHANTILLON NO - 2D

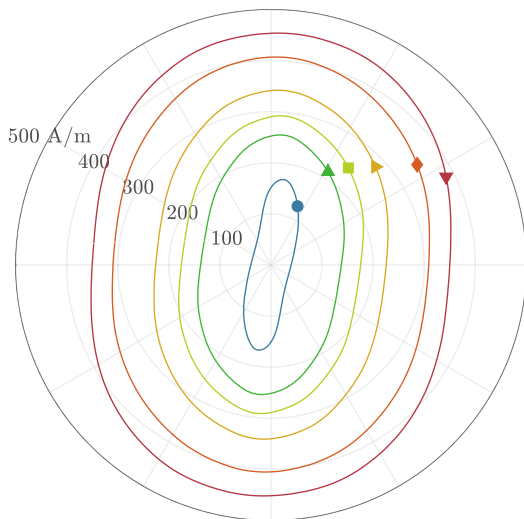
D.1.1. Lieux de \vec{H} , $f = 10$ Hz



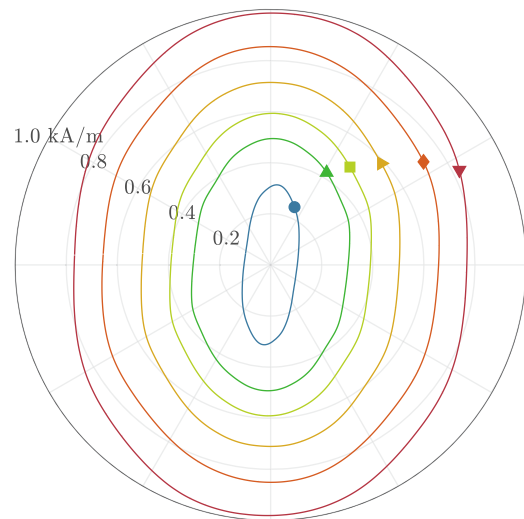
(a) $\|\vec{B}\| = 0.5$ T, $f = 10$ Hz



(b) $\|\vec{B}\| = 0.75$ T, $f = 10$ Hz



(c) $\|\vec{B}\| = 1$ T, $f = 10$ Hz



(d) $\|\vec{B}\| = 1.25$ T, $f = 10$ Hz



FIGURE D.1 – Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.4 page 190.

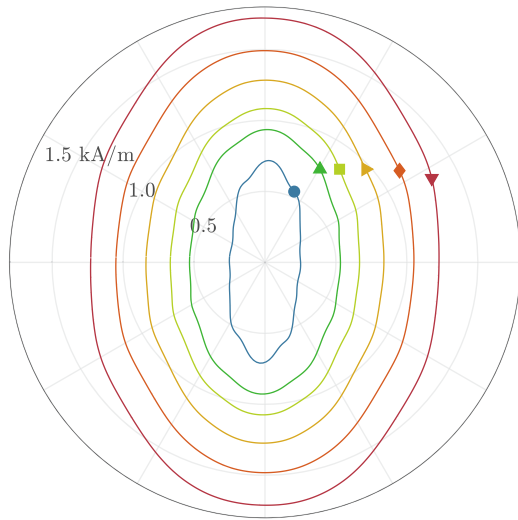
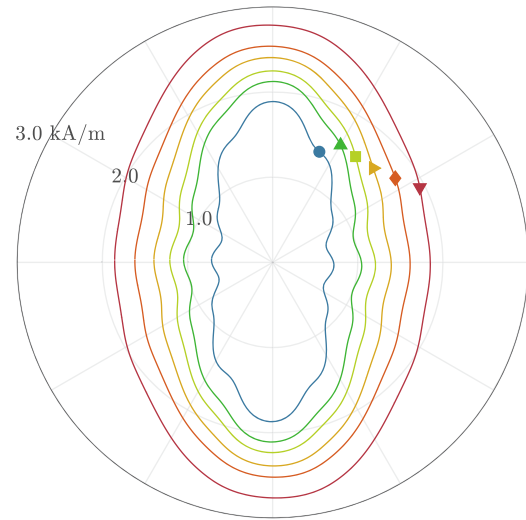
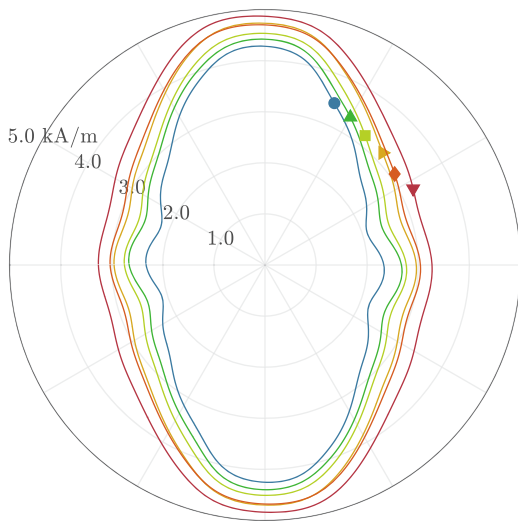
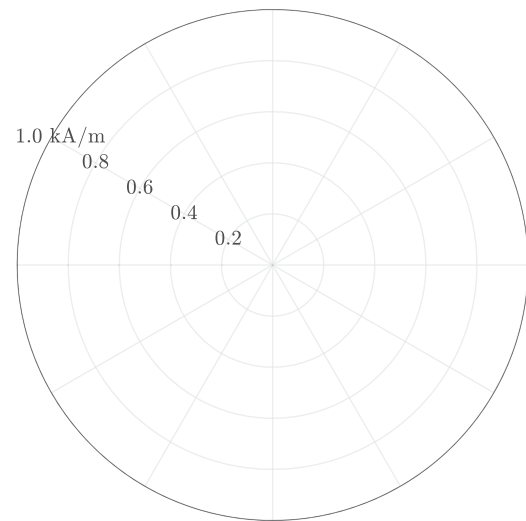

 (e) $\|\vec{B}\| = 1.4 \text{ T}$, $f = 10 \text{ Hz}$

 (f) $\|\vec{B}\| = 1.5 \text{ T}$, $f = 10 \text{ Hz}$

 (g) $\|\vec{B}\| = 1.6 \text{ T}$, $f = 10 \text{ Hz}$

 (h) $\|\vec{B}\| = 1.7 \text{ T}$, $f = 10 \text{ Hz}$

 FIGURE D.1 (SUITE) – Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.4 page 190.

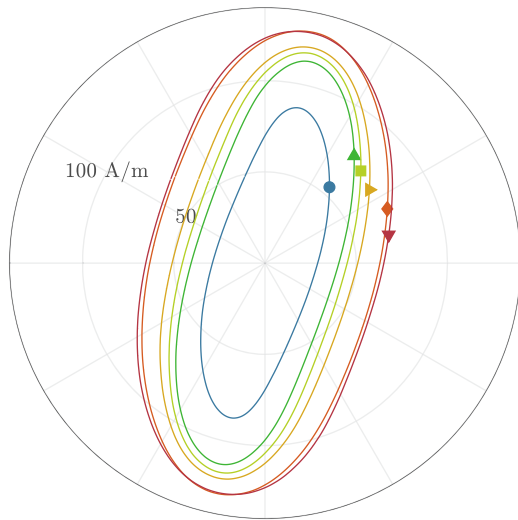
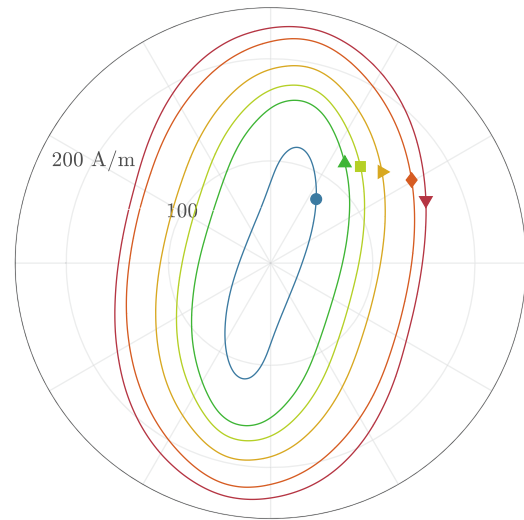
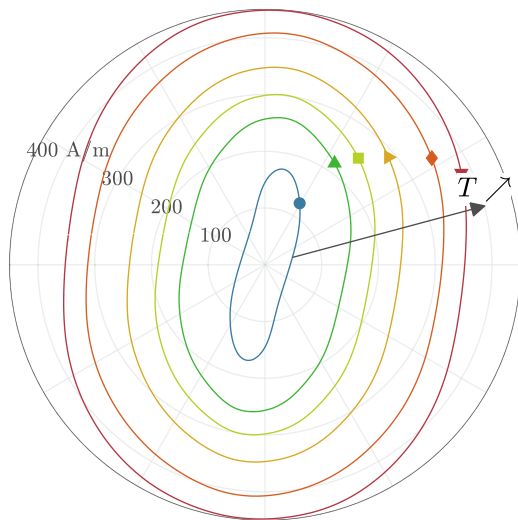
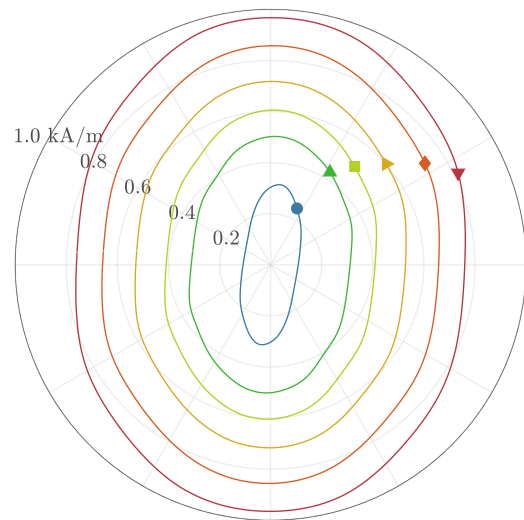
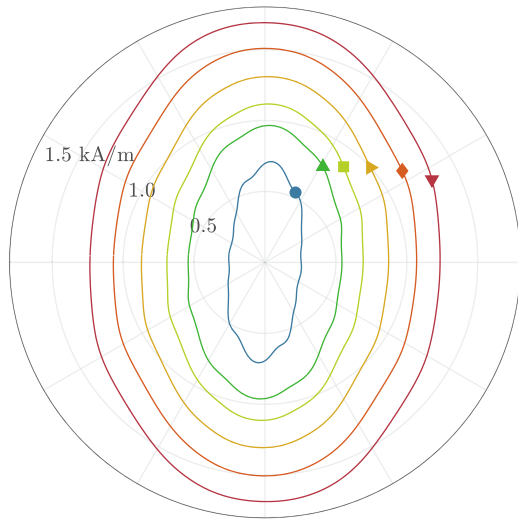
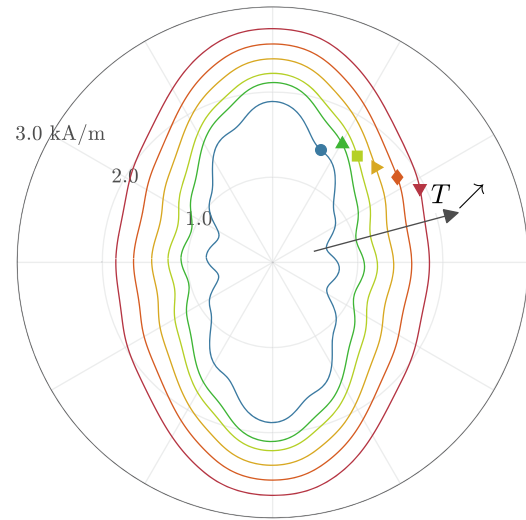
D.1.2. Lieux de \vec{H} , $f = 50$ Hz(a) $\|\vec{B}\| = 0.5$ T, $f = 50$ Hz(b) $\|\vec{B}\| = 0.75$ T, $f = 50$ Hz(c) $\|\vec{B}\| = 1$ T, $f = 50$ Hz(d) $\|\vec{B}\| = 1.25$ T, $f = 50$ Hz

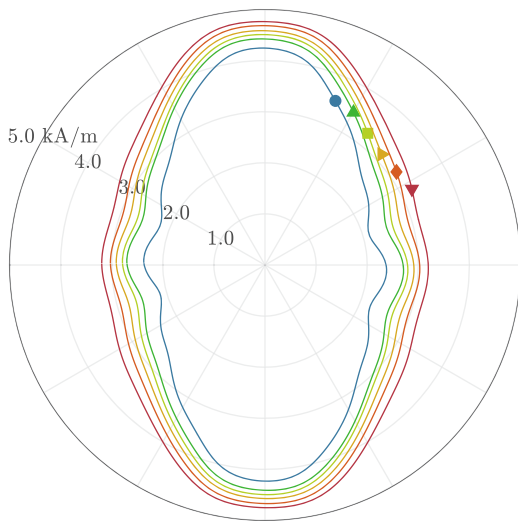
FIGURE D.2 – Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.4 page 190.



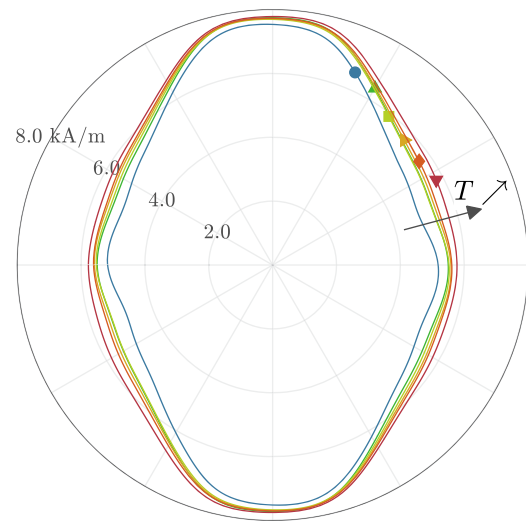
(e) $\|\vec{B}\| = 1.4 \text{ T}, f = 50 \text{ Hz}$



(f) $\|\vec{B}\| = 1.5 \text{ T}, f = 50 \text{ Hz}$



(g) $\|\vec{B}\| = 1.6 \text{ T}, f = 50 \text{ Hz}$



(h) $\|\vec{B}\| = 1.7 \text{ T}, f = 50 \text{ Hz}$



FIGURE D.2 (SUITE) – Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.4 page 190.

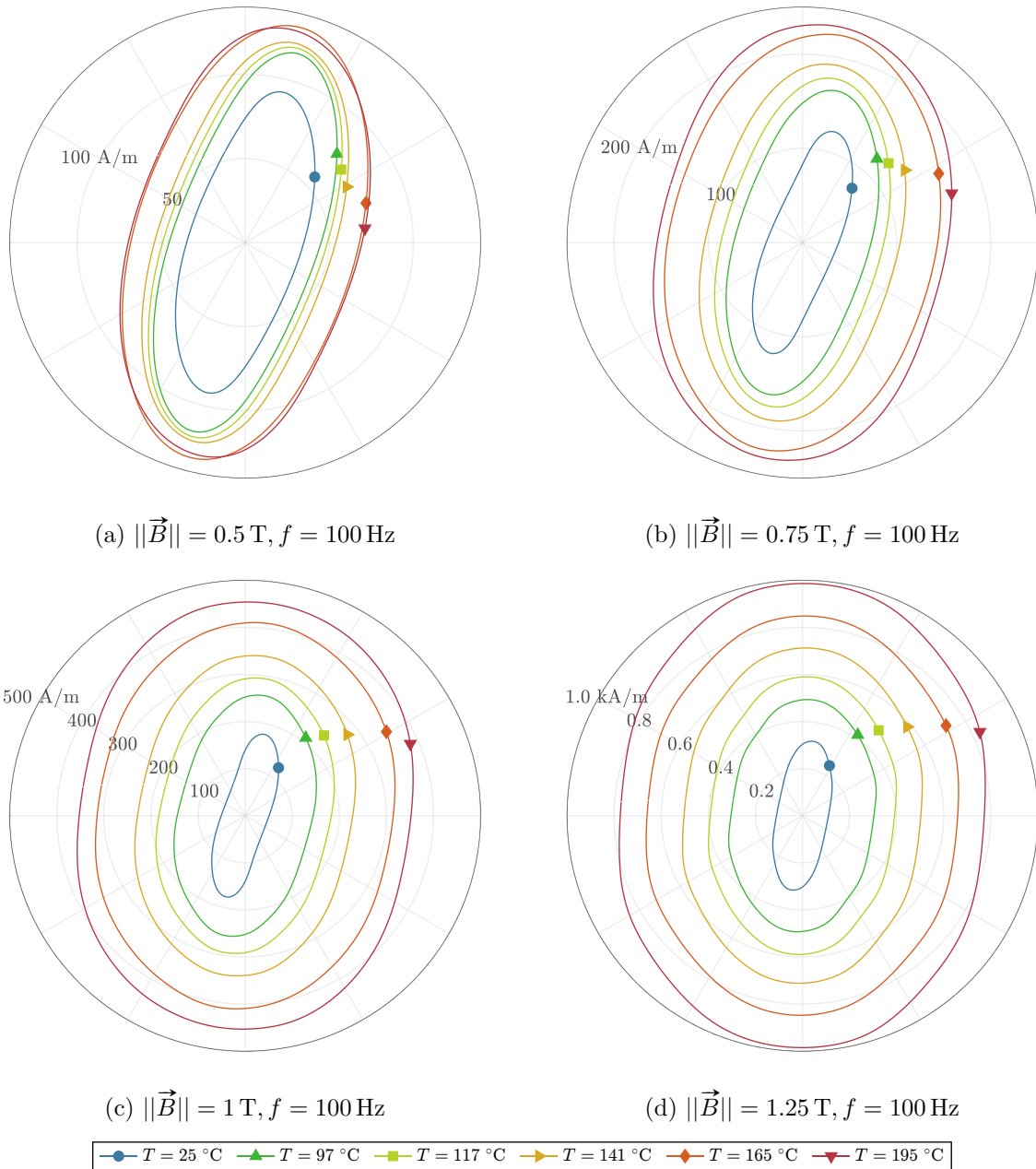
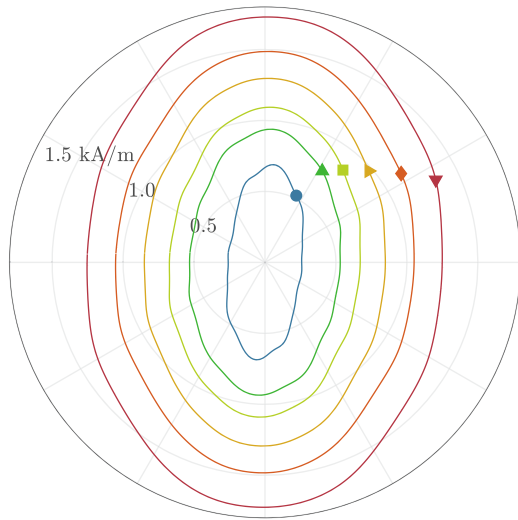
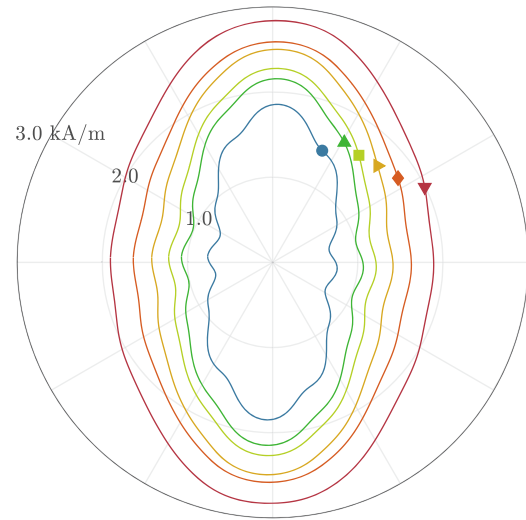
D.1.3. Lieux de \vec{H} , $f = 100$ Hz

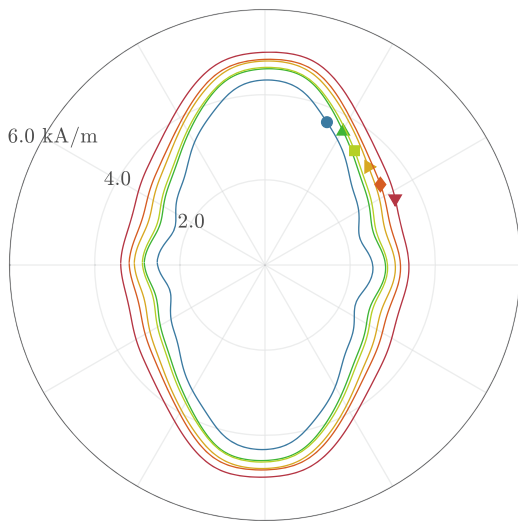
FIGURE D.3 – Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.4 page 190.



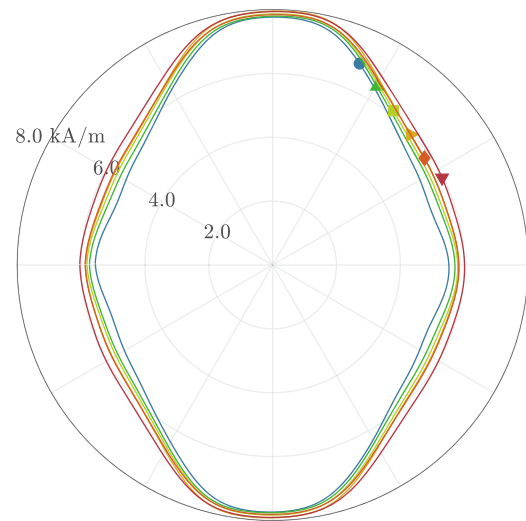
(e) $\|\vec{B}\| = 1.4 \text{ T}, f = 100 \text{ Hz}$



(f) $\|\vec{B}\| = 1.5 \text{ T}, f = 100 \text{ Hz}$



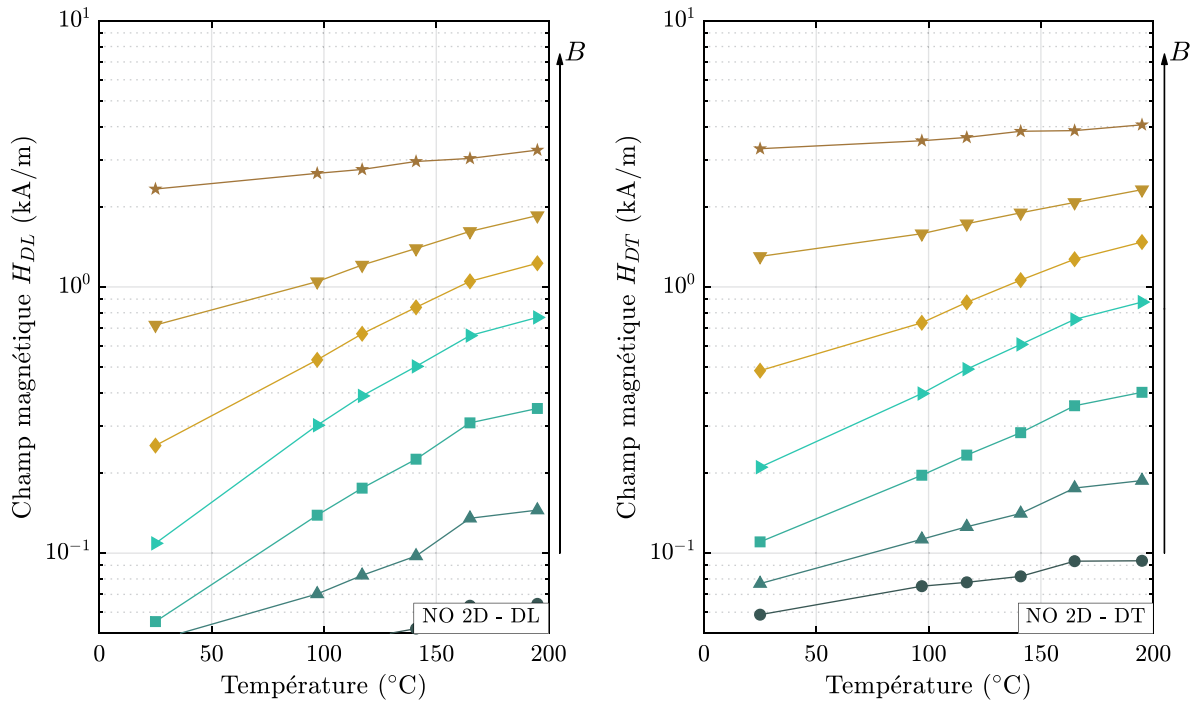
(g) $\|\vec{B}\| = 1.6 \text{ T}, f = 100 \text{ Hz}$



(h) $\|\vec{B}\| = 1.7 \text{ T}, f = 100 \text{ Hz}$

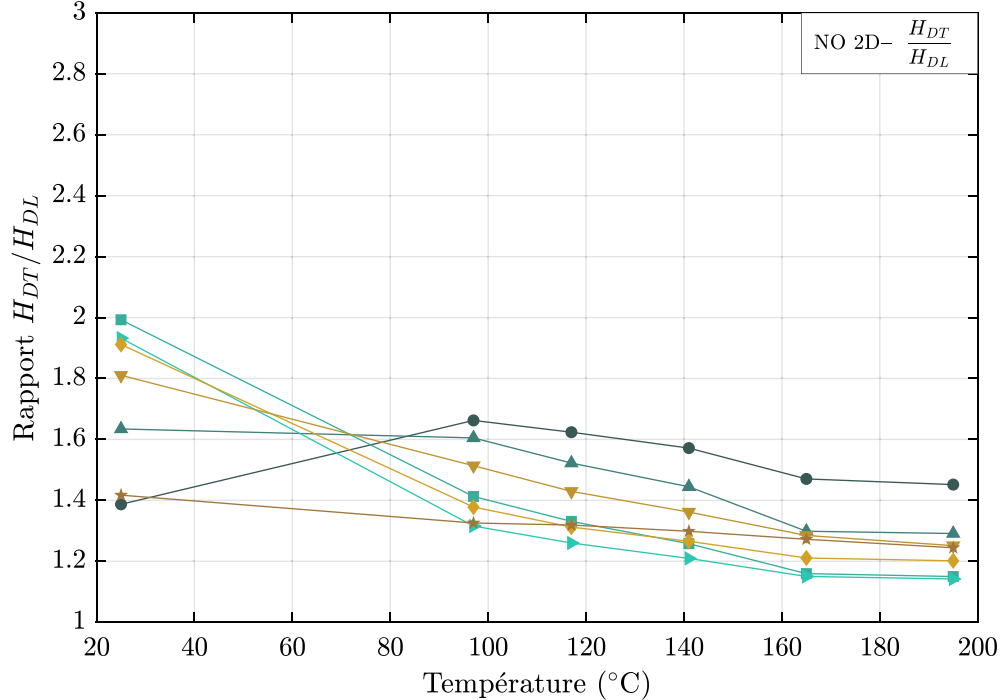


FIGURE D.3 (SUITE) – Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.4 page 190.

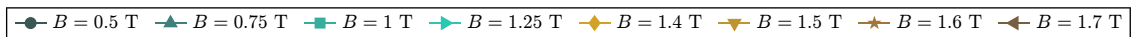
D.1.4. Champs selon les directions remarquables, $f = 10$ Hz

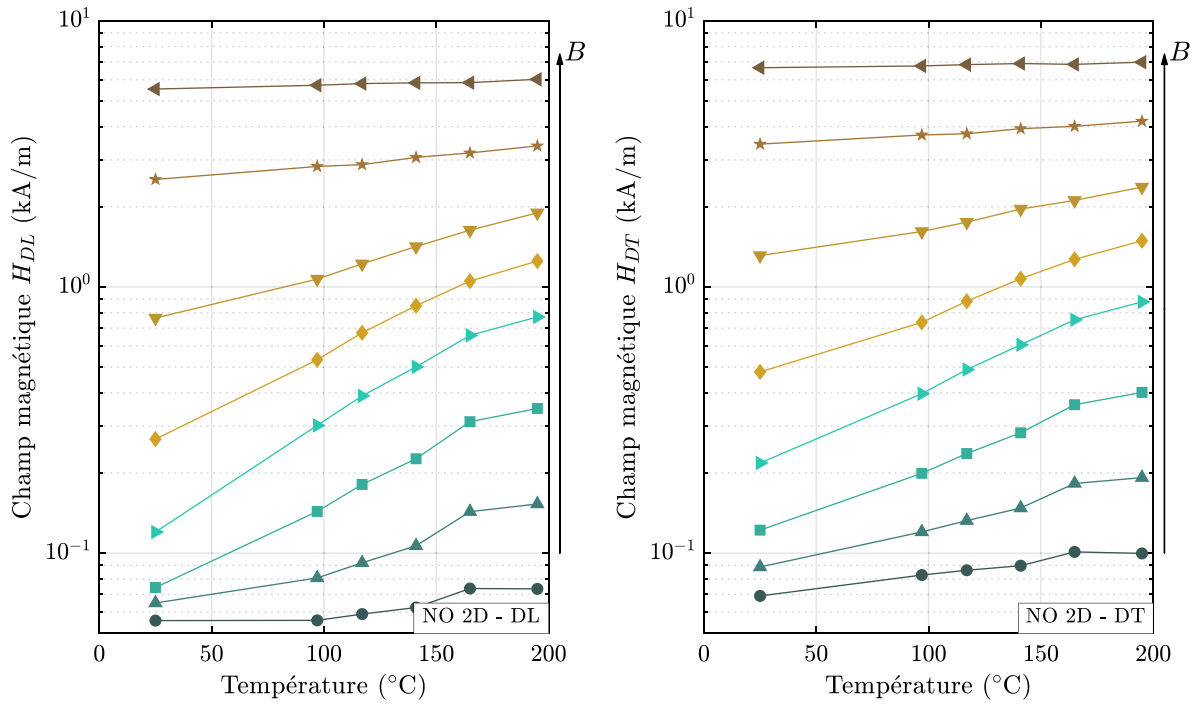
(a) Champ selon la direction de lamination.

(b) Champ selon la direction transverse.



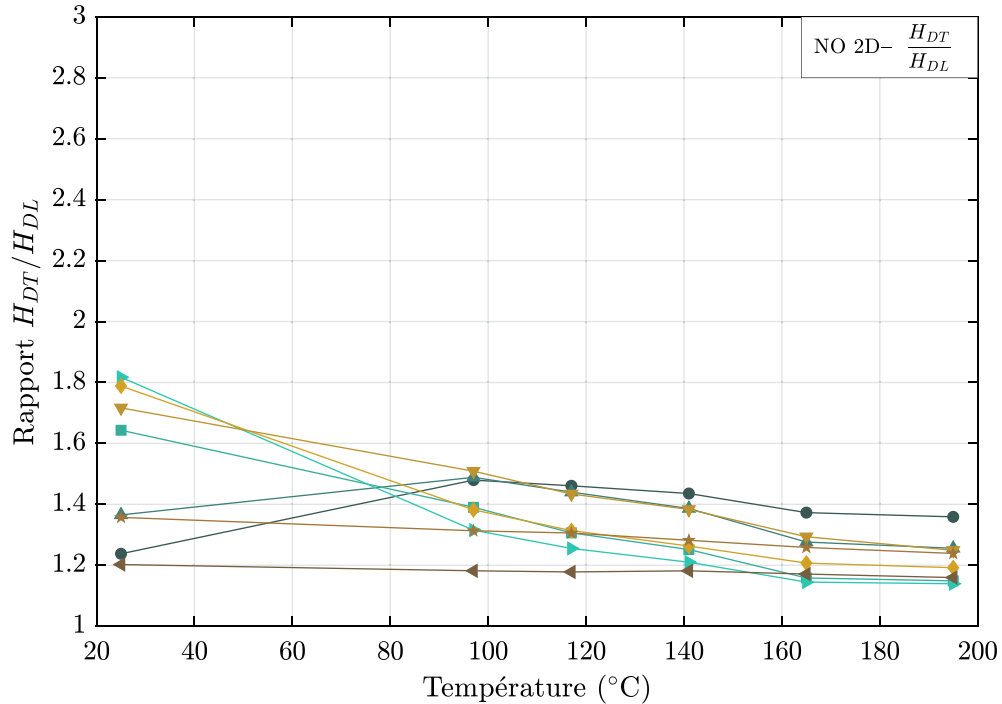
(c) Rapport entre les champs selon les deux directions.

FIGURE D.4 – Étude des champs selon les directions remarquables, sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A) soumis à une induction \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.12 page 199.

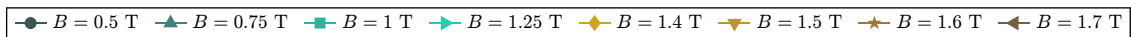
D.1.5. Champs selon les directions remarquables, $f = 100$ Hz


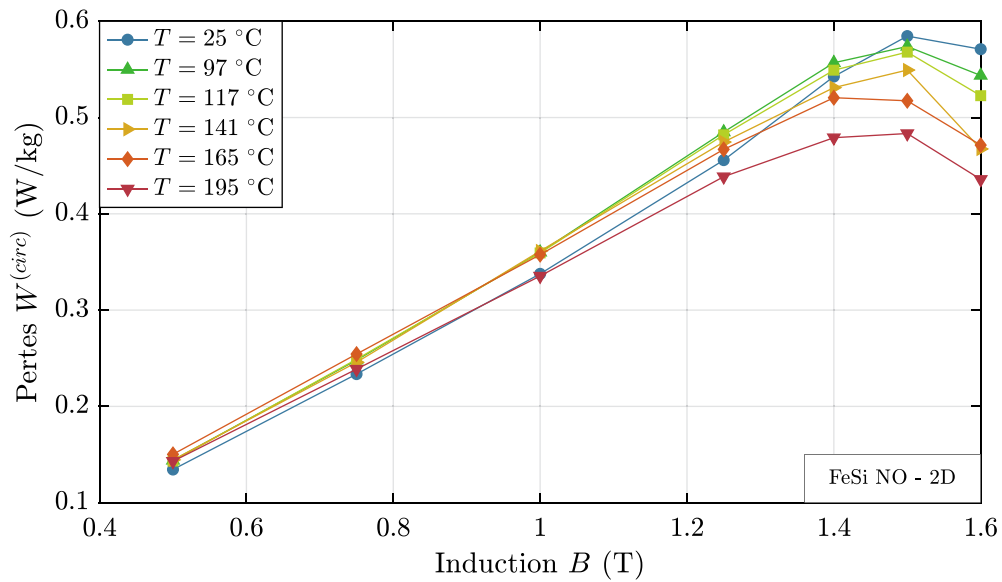
(a) Champ selon la direction de lamination.

(b) Champ selon la direction transverse.

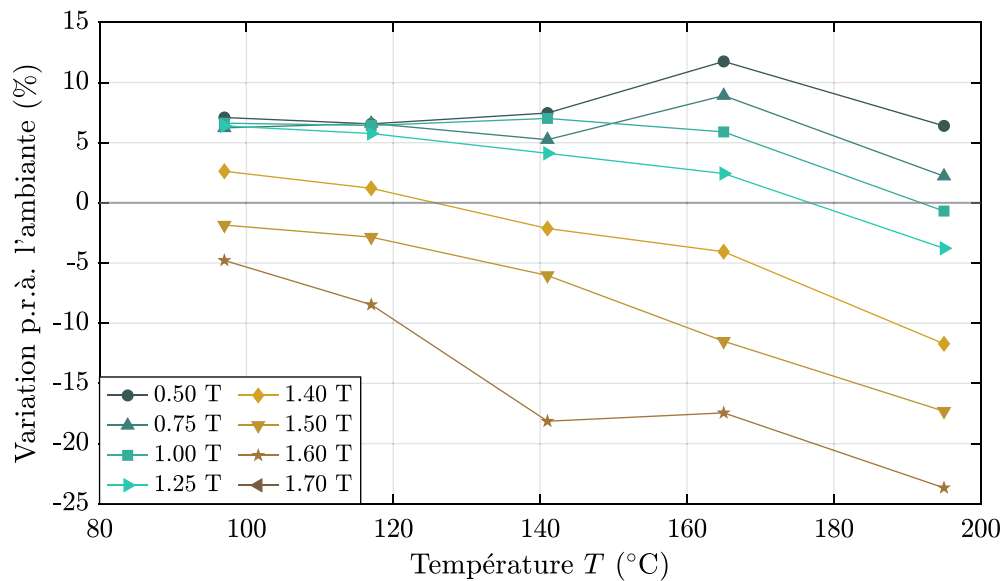


(c) Rapport entre les champs selon les deux directions.


 FIGURE D.5 – Étude des champs selon les directions remarquables, sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A) soumis à une induction \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.12 page 199.

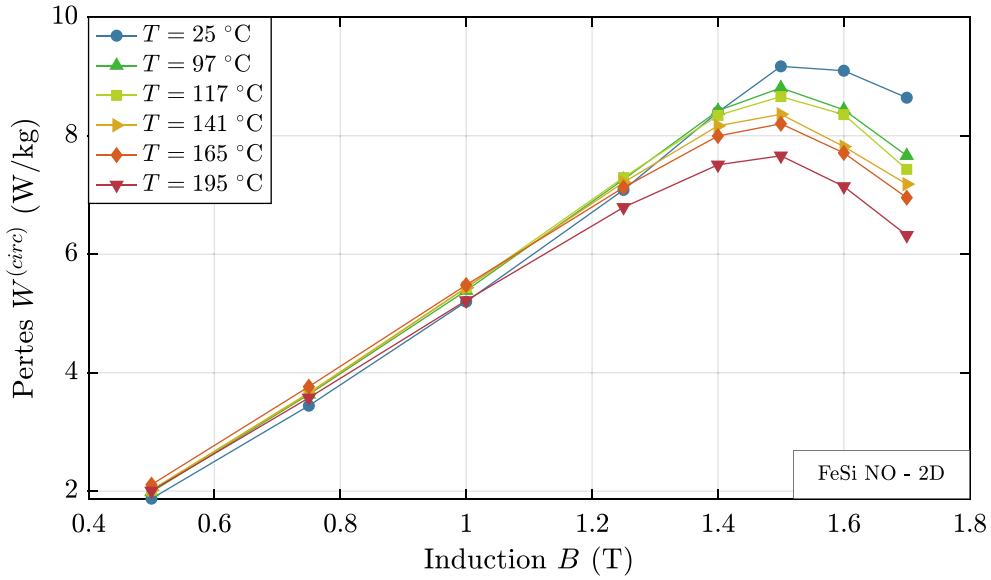
D.1.6. Pertes, $f = 10$ Hz

(a) Pertes selon le niveau d'induction, à différentes températures.

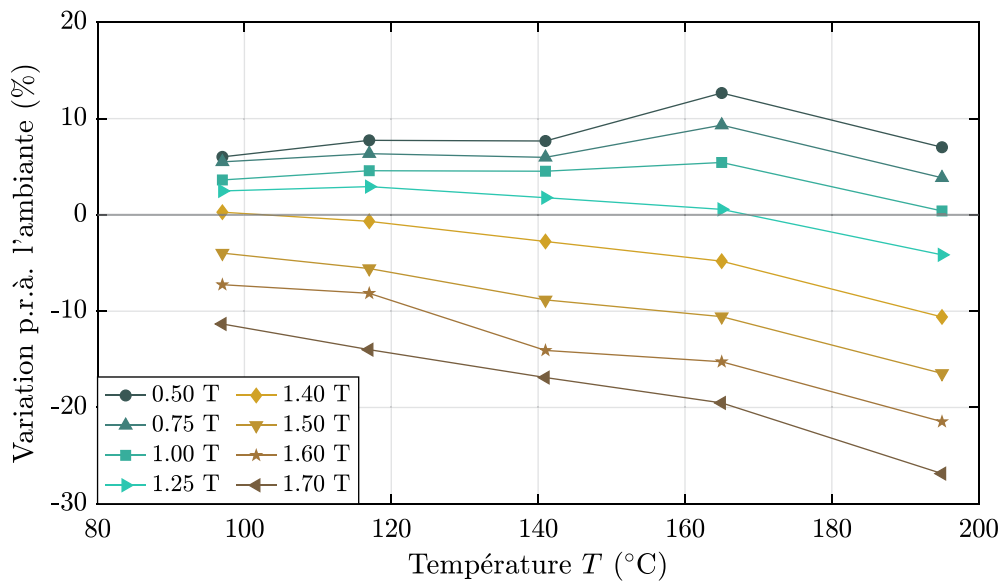


(b) Variation des pertes par rapport à l'ambiante, selon la température, à plusieurs niveaux d'induction.

FIGURE D.6 – Pertes mesurées sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.16 page 206.

D.1.7. Pertes, $f = 100$ Hz

(a) Pertes selon le niveau d'induction, à différentes températures.



(b) Variation des pertes par rapport à l'ambiante, selon la température, à plusieurs niveaux d'induction.

FIGURE D.7 – Pertes mesurées sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.16 page 206.

D.2. ÉCHANTILLON GO - 2D

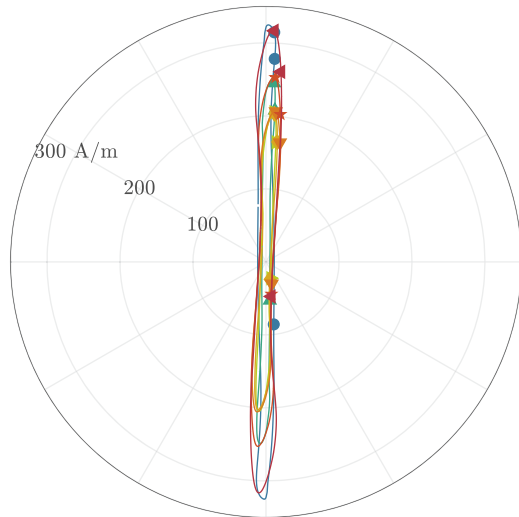
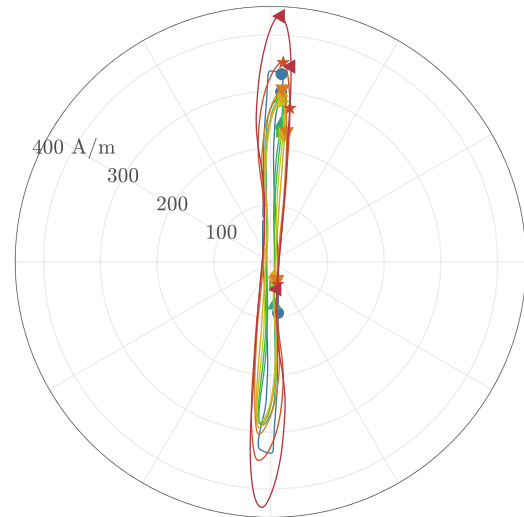
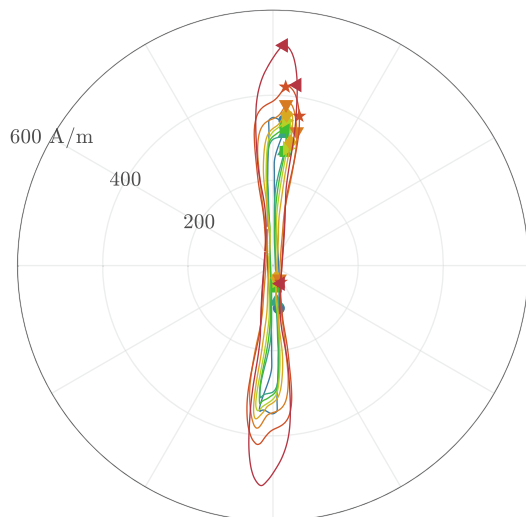
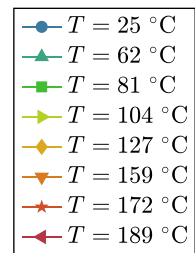
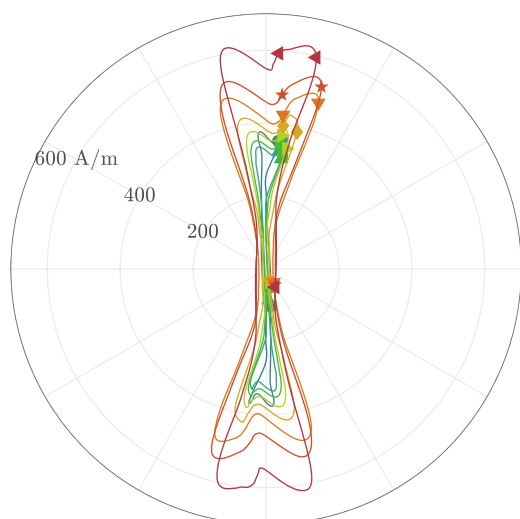
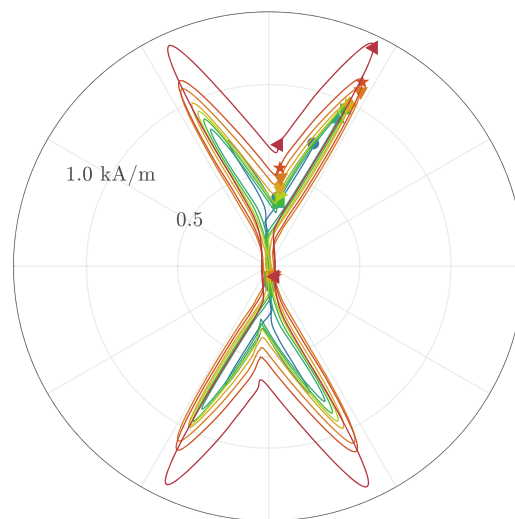
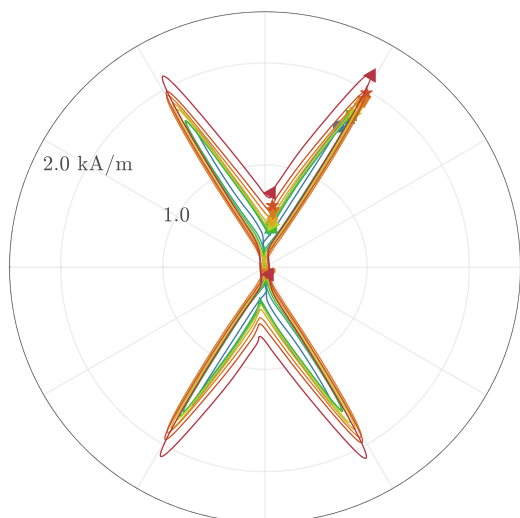
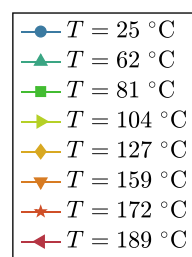
(a) $\|\vec{B}\| = 0.5 \text{ T}$, $f = 50 \text{ Hz}$ (b) $\|\vec{B}\| = 0.75 \text{ T}$, $f = 50 \text{ Hz}$ (c) $\|\vec{B}\| = 0.9 \text{ T}$, $f = 50 \text{ Hz}$ 

FIGURE D.8 – Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi GO, sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.5 page 191.


 (d) $\|\vec{B}\| = 1.0 \text{ T}$, $f = 50 \text{ Hz}$

 (e) $\|\vec{B}\| = 1.1 \text{ T}$, $f = 50 \text{ Hz}$

 (f) $\|\vec{B}\| = 1.15 \text{ T}$, $f = 50 \text{ Hz}$

 FIGURE D.8 (SUITE) – Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi GO, sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.5 page 191.

Dessins de la carte d'amplification

RÉSUMÉ

Cette annexe détaille la carte d'amplification utilisée dans le banc, qui fut réalisée en majorité par Justin Lafay durant son stage de DUT au laboratoire Ampère au printemps 2021. Trois visions de la carte sont proposées : la figure E.1 présente une photo de la carte physiquement implémentée, la figure E.2 détaille les connexions entre les différents éléments, complétées par le routage final en figure E.3.

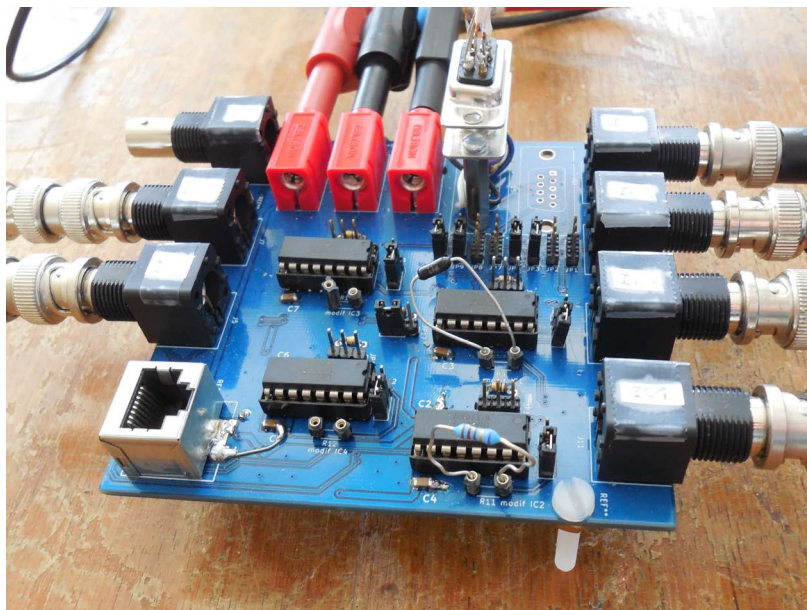


FIGURE E.1 – Photo de la carte d'amplification réelle.

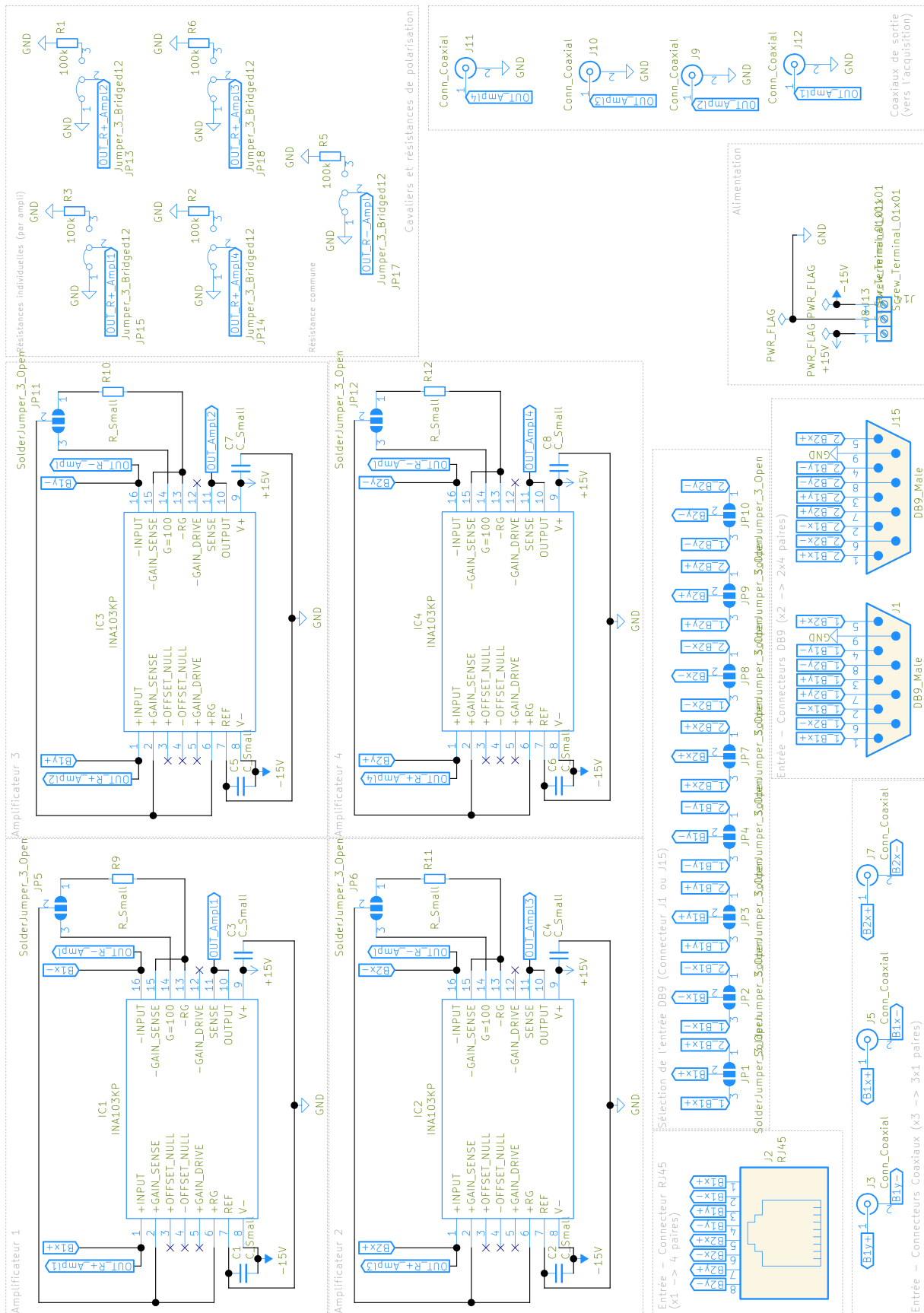


FIGURE E.2 – Schéma électrique des connexions.

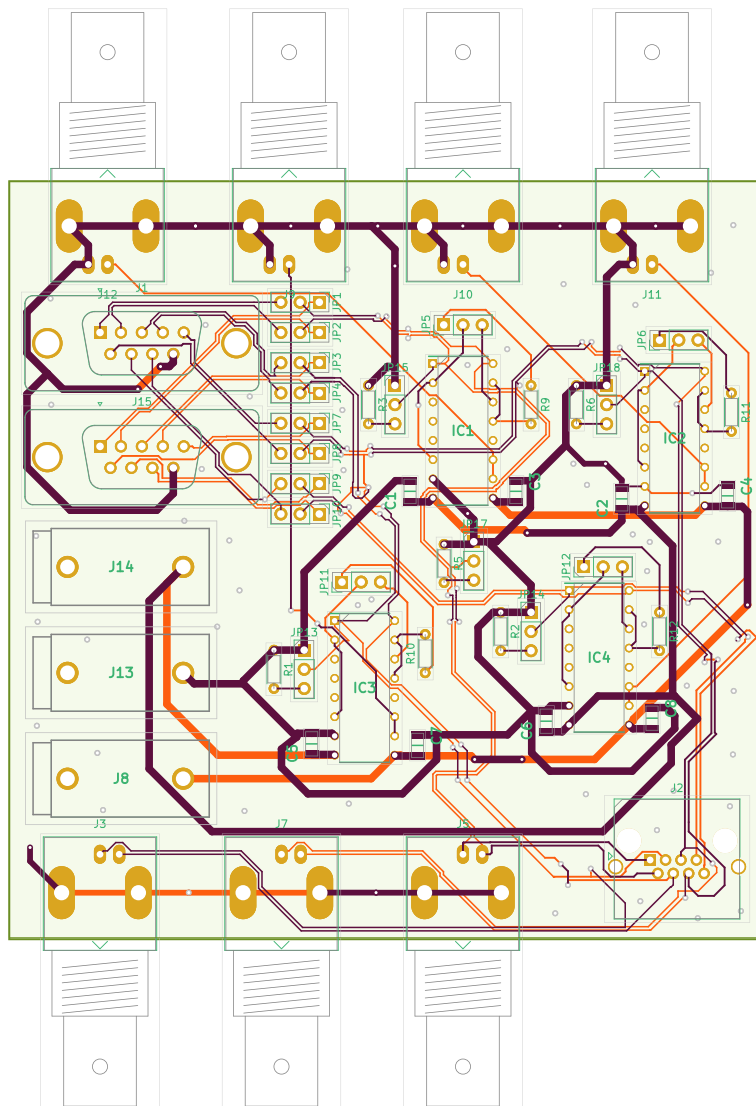


FIGURE E.3 – Routage de la carte.

Liste des figures

1	Interactions entre les différentes grandeurs impactant les applications magnétiques. Figure adaptée de [5].	6
1.1	Illustration du champ magnétique \vec{H} créé par une spire et du moment magnétique correspondant $\vec{\mu}$	11
1.2	Moments magnétiques orbital et de spin d'un électron et d'un atome.	12
1.3	Courbe de Bethe-Slater, d'après [13, 18].	14
1.4	Différentes mailles cristallographiques cubiques.	15
1.5	Nomenclature des points, directions et plans en cristallographie.	16
1.6	Principales textures cristallographiques développées dans les alliages magnétiques.	16
1.7	Illustrations des concepts de l'anisotropie magnéto-cristalline au sein d'une maille cubique.	19
1.8	Processus de division en domaines magnétiques.	20
1.9	Paroi de Bloch.	21
1.10	Processus d'aimantation et hystérésis, d'après [22].	22
1.11	Comportement des domaines autour d'un défaut de grande taille vis-à-vis de la paroi. Figure adaptée de [17].	23
1.12	Pertes selon le niveau d'induction, sous l'effet de champs alternatifs et tournants.	26
1.13	Présentation des lieux de \vec{B} et \vec{H} , dans le cas de matériau peu et fortement anisotropes.	27
1.14	Exemples d'applications réalisées à partir de tôles magnétiques.	29
1.15	Représentation de la densité de probabilité associée à chaque position θ d'un moment excité par un champ extérieur, selon (1.22).	33
1.16	Schéma du comportement des matériaux ferromagnétiques, avant et après la température de Curie.	34
1.17	Évolution de la polarisation à saturation selon la température.	35
1.18	Évolution des constantes d'anisotropie selon la température.	35
2.1	Différentes visions de la mesure des pertes magnétiques.	41
2.2	Définition des échantillons toriques.	44
2.3	Cadre Epstein	45
2.4	Cadre simple bande	46
2.5	Illustration de la mesure des pertes 2D par calorimétrie, d'après [64].	48
2.6	Bancs de caractérisation 2D : cadres verticaux.	49
2.7	Bancs de caractérisation 2D : cadres horizontaux.	50
2.8	Bancs de caractérisation 2D : stators.	51
2.9	Représentation schématique des lignes de champ dans un inducteur statorique.	52

2.10	Différentes méthodes de mesure de l'induction magnétique B	53
2.11	Différentes méthodes de mesure du champ magnétique.	56
2.12	Principe des bobines de mesure de champ magnétique réalisées en circuit imprimé.	56
2.13	Différentes méthodes pour pallier le gradient de champ au-dessus de l'échantillon.	58
2.14	Limites en fréquence et induction des bancs de caractérisation 2D connus pour les aciers électriques. Figure adaptée de [59].	61
2.15	Présentation du stator utilisé pour réaliser le banc 2D.	65
2.16	Schéma des échantillons.	65
2.17	Validation en simulation par éléments finis de l'homogénéité des champs produits par l'inducteur dans la zone de mesure.	67
2.18	Résultats de simulation sur le modèle 3D du stator.	68
2.19	Validation par éléments finis de l'absence d'influence des encoches sur l'homogénéité des champs dans la zone de mesure.	69
2.20	Photo.	71
2.21	Positionnement des quatre bobines utilisées pour permettre l'extrapolation du champ sur l'échantillon.	72
2.22	Connexions analogiques impliquées entre les capteurs et la carte d'acquisition.	74
2.23	Principaux éléments de support du banc.	77
2.24	Synoptique du RSST réalisé.	78
2.25	Schéma détaillé des deux buses utilisées.	80
2.26	Schéma de principe de la Chauffe par air chaud soufflé.	81
3.1	Forme simplifiée de la caractérisation magnétique.	85
3.2	Allure possible de la décomposition de la tension d'excitation entre les termes proportionnels à H , dH/dt , et dB/dt	85
3.3	Contrôleur proportionnel itératif.	88
3.4	Impact des gains sur le contrôle, dans le cas d'un contrôleur proportionnel itératif.	89
3.5	Passage du repère triphasé (abc) au repère cartésien (xy) (transformée de Clarke), puis au repère rotatif (dq) tournant à une vitesse angulaire ω choisie (transformée de Park).	92
3.6	Illustration des problèmes de synchronisation du signal mesuré par rapport à la référence.	93
3.7	Méthode de Newton (1D) - Schéma bloc	95
3.8	Système « boîte noire » considéré pour le contrôle.	96
3.9	Illustration de l'hypothèse utilisée pour déterminer une Jacobienne approchée.	98
3.10	Schéma bloc de la méthode de « Bad » Broyden	100
3.11	Illustration du principe du filtre de Savitzky-Golay.	106
3.12	Schéma du système de caractérisation 1D utilisé.	107
3.13	Différents systèmes & échantillons utilisés dans le cas 1D	108
3.14	Illustration de la nécessité d'inverser la tension calculée avant de la transmettre au générateur.	109
3.15	Nombre d'itérations nécessaires pour la convergence selon la fonction objectif, la tension initiale et la fréquence (contrôleur BB, $B = 1.7$ T).	111
3.16	Cycles d'hystérésis obtenus à 50 Hz, pour les échantillons utilisés dans la section 3.5.2.5.	111
3.17	Forme de convergence sur un tore nanocristallin ($B = 1.2$ T) pour les différents contrôleurs.	112
3.18	Forme de convergence sur une bande FeSi ($B = 2.1$ T) pour les différents contrôleurs.	112
3.19	Forme de convergence sur une plaque FeCo ($B = 2.32$ T) pour les différents contrôleurs.	112

3.20	Durée de la convergence des différents contrôleurs sur un échantillon de FeSi dans un cadre Epstein.	113
3.21	Résultat du contrôle dans le cas d'une somme de sinus (FeSi GO, $f = 2$ Hz)	115
3.22	Résultat du contrôle dans le cas d'un signal triangulaire (FeSi GO, $f = 2$ Hz)	115
3.23	Formes d'ondes obtenues sur le FeSi NO en 2D (50 Hz, 1.7 T).	118
3.24	Formes d'ondes obtenues sur le FeSi GO en 2D (50 Hz, 1.2 T).	118
3.25	Comparaison du nombre d'itérations nécessaires à la convergence dans différents cas d'excitations 2D circulaires, et pour les différents contrôleurs.	119
3.26	Performances relatives du contrôleur BBC comparées à celles de BB et BBC (en 2D).	121
3.27	Formes d'onde de dB_x/dt obtenues au cours du contrôle, et évolution de l'erreur quadratique moyenne (MSE), pour le point ($B = 1.1$ T, $f = 50$ Hz).	122
3.28	Impact de l'harmonique maximal h_{max} du filtrage sur deux échantillons de FeSi.	122
3.29	Illustration de l'adaptation dans le domaine fréquentiel du contrôleur basé sur la méthode de Bad-Broyden	125
4.1	Tolérance et répartition rectangulaire. Figure inspirée de [6].	130
4.2	Schéma de mesure du gain de l'étage d'amplification.	134
4.3	Mesure expérimentale du gain de l'étage d'amplification.	134
4.4	Étalonnage des bobines PCB.	135
4.5	Résultats expérimentaux de l'étalonnage des bobines PCB.	137
4.6	Définition des angles utilisés dans le développement associé.	140
4.7	Graphes de Fresnel des différents signaux du tableau 4.6	141
4.8	Rappel de la géométrie utilisée dans les simulations de l'évolution de H selon la hauteur.	143
4.9	Simulation magnétostatique de la tendance de $H(h)$, pour différentes valeurs de perméabilité relative μ_r finie de l'échantillon.	143
4.10	Simulation du champ magnétique $H(h, t)$ au-dessus de l'échantillon, en fonction de la hauteur h et de l'instant t de la période.	145
4.11	Étude expérimentale du champ magnétique en fonction de la distance.	146
4.12	Mesure du champ magnétique $H(h, t)$ au-dessus de l'échantillon, en fonction de la hauteur h et de l'instant t de la période.	147
4.13	SST non standard qui va fournir un point de comparaison pour les mesures 1D.	148
4.14	Dégradation visible de la tôle autour de la découpe laser.	148
4.15	Comparaison des mesures 1D réalisées avec le banc développé (RSST) ou un système 1D (SST) non-standard, sur des échantillons de fer-cobalt AFK502R, découpés au laser ou par électroérosion.	150
4.16	Méthode de décomposition des pertes employée.	152
4.17	Application de la décomposition des pertes en 2D sur un échantillon de fer-silicium M330-35A.	153
4.18	Valeurs des différents types de pertes à l'issue de la décomposition.	153
4.19	Décomposition des pertes pour $f = 50$ Hz.	154
4.20	Comparaison à des résultats publiés de décomposition des pertes en 2D	154
4.21	Récapitulatif des itérations successives de comparaison entre les bancs de caractérisation d'Ampère et de l'INRIM.	157
4.22	Pertes mesurées sur les échantillons HEFMAG sous excitation unidirectionnelle (B sinusoïdal) sur différents systèmes de caractérisations.	159
4.23	Performances des différents RSST comparées à un système de caractérisations standard.	160
4.24	Cohérence des pertes 1D mesurées par les différents RSST de l'intercomparaison.	161

4.25	Pertes mesurées sur les échantillons HEFMAG sous champ tournant (\vec{B} circulaire) sur les trois RSST.	162
4.26	Cohérence des pertes mesurées sous champ tournant par les différents RSST de l'intercomparaison.	163
4.27	Comparaison des résultats de l'inter-comparaison de mesures 2D datant de 1996 [10] et de celle présentée ici.	164
4.28	Bobines et configurations utilisées dans la section 4.3.6.	165
4.29	Comparaison entre les pertes sous champ alternatif obtenues, sur le RSST « Ampère », avec différents jeux de bobines de mesure de H	167
4.30	Comparaison entre les pertes sous champ circulaire obtenues sur le RSST « Ampère », avec différents jeux de bobines de mesure de H	169
4.31	Illustration de l'amélioration détaillée dans le tableau 4.10.	170
4.32	Illustration à l'échelle des deux buses utilisées.	171
4.33	Photo du montage incluant la buse n°2 (buse divergente-convergente).	171
4.34	Résistance chauffante.	172
4.35	Buse n°1.	172
4.36	Cliché pris à la caméra thermique de l'échantillon pour différents modes de chauffe.	173
4.37	Température moyenne obtenue dans la zone de mesure pour les différents modes de chauffe.	174
4.38	Écart-type de la température obtenue sur la zone de mesure, selon la température moyenne de la même zone.	175
4.39	Interprétation proposée de la différence d'homogénéité de la température atteinte selon les deux buses.	176
4.40	Détails de la buse n°2 utilisée pour canaliser le flux thermique.	177
4.41	Visualisation statistique de la température sur la zone de mesure avec la buse n°2.	177
4.42	Établissement thermique relevé à différents endroits du montage par des thermocouples.	178
4.43	Comparaison entre les lieux de H obtenus sur l'échantillon HEFMAG par les différents RSST de l'intercomparaison.	181
5.1	Exemple de lieux de H en température pour deux échantillons de Fer-Silicium, sous une induction crête $\ \vec{B}\ = 1$ T. Figures extraites de [5].	184
5.2	Échantillons utilisés pour les résultats présentés, pourvus des bobines de B et de thermocouples.	186
5.3	Cycles d'hystérésis relevés pour différentes températures sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), pour $f = 50$ Hz.	188
5.4	Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, et pour $f = 50$ Hz.	190
5.5	Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi GO, sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, et pour $f = 50$ Hz.	191
5.6	Placement des différents vecteurs.	192
5.7	Illustration de la localisation des directions remarquables sur les lieux de \vec{H}	193
5.8	Démonstration des deux cas définis pour l'identification des directions remarquables de l'échantillon GO selon la méthode n°2.	194
5.9	Illustration de divers problèmes associés à la détection des directions remarquables sur les lieux, principalement associés à la méthode n°2.	194
5.10	Écarts (en %) sur les valeurs de champ obtenues selon avec les méthodes 1 et 2, calculé comme $200 \cdot (H_{\text{Meth. 2}} - H_{\text{Meth. 1}}) / (H_{\text{Meth. 1}} + H_{\text{Meth. 2}})$	196
5.11	Étude des champs selon les directions remarquables, sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A) soumis à une induction B sinusoïdale ($f = 50$ Hz).	198

5.12	Étude des champs selon les directions remarquables, sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A) soumis à une induction \vec{B} circulaire ($f = 50$ Hz).	199
5.13	Étude des champs selon les directions remarquables, sur l'échantillon de FeSi GO soumis à une induction \vec{B} circulaire ($f = 50$ Hz).	201
5.14	Rapports des champs selon les directions remarquables, sur l'échantillon de FeSi GO soumis à une induction \vec{B} circulaire ($f = 50$ Hz).	202
5.15	Pertes mesurées sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique B alternative ($f = 50$ Hz).	205
5.16	Pertes mesurées sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire ($f = 50$ Hz).	206
5.17	Pertes mesurées sur l'échantillon de FeSi GO, sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire ($f = 50$ Hz).	207
A.1	Positionnement des vecteurs utilisés pour les développements de la section A.2.1.	220
A.2	Positionnement des vecteurs utilisés pour les développements de la section A.2.3.	222
B.1	Définition des notations	224
C.1	Évolution en phase et amplitude des trois premiers harmoniques impairs de H (lus avec la 3 ^e bobine la plus éloignée).	230
C.2	Comparaison entre le signal obtenu par extrapolation des formes d'onde ou de la FFT.	232
C.3	Comparaison des deux méthodes d'extrapolation, à partir de données récoltées sur l'échantillon HEFMAG. ($f = 50$ Hz)	233
D.1	Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.4 page 190.	236
D.1	Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.4 page 190.	237
D.2	Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.4 page 190.	238
D.2	Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.4 page 190.	239
D.3	Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.4 page 190.	240
D.3	Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.4 page 190.	241
D.4	Étude des champs selon les directions remarquables, sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A) soumis à une induction \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.12 page 199.	242
D.5	Étude des champs selon les directions remarquables, sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A) soumis à une induction \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.12 page 199.	243
D.6	Pertes mesurées sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.16 page 206.	244
D.7	Pertes mesurées sur l'échantillon de FeSi NO (M330-35A), sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.16 page 206.	245
D.8	Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi GO, sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.5 page 191.	246
D.8	Lieux de \vec{H} obtenus sur l'échantillon de FeSi GO, sous l'effet d'une induction magnétique \vec{B} circulaire, en complément de la figure 5.5 page 191.	247

E.1	Photo de la carte d'amplification réelle.	249
E.2	Schéma électrique des connexions.	250
E.3	Routage de la carte.	251

Liste des tableaux

1.1	Différentes formes et évolutions de la résultante de l'induction magnétique \vec{B}	25
2.1	Description de l'impact d'une augmentation de la résistivité dans les différents éléments conducteurs du banc de caractérisation.	63
2.2	Propriétés géométriques du stator utilisé	64
2.3	Géométrie de l'échantillon.	65
2.4	Propriétés géométriques des bobines de B	70
2.5	Quelques exemples de sensibilité \mathcal{S} (en mV/T) des bobines de B	70
2.6	Paramètres géométriques des bobines de H utilisées.	71
2.7	Quelques exemples de sensibilité \mathcal{S} (en $\mu\text{V}/(\text{A}/\text{m})$) des bobines de H dans l'hypothèse d'un signal $H(t)$ supposé sinusoïdal de fréquence f	72
2.8	Caractéristiques principales de la carte d'acquisition (Spectrum MI.3112 [109]).	73
2.9	Caractéristiques principales des amplificateurs d'instrumentation (TI INA103 [110]).	74
2.10	Avantages et inconvénients des différentes méthodes de chauffe locale envisagées.	79
3.1	Récapitulatif des différentes variations de l'application proposées de la méthode de Broyden.	102
3.2	Présentation de différents indicateurs de forme possibles.	104
3.3	Récapitulatif des indicateurs utilisés pour détecter la fin du contrôle et valeurs seuil choisies pour la convergence.	105
3.4	Temps de calcul d'une itération par chacun des contrôleurs 1D.	110
3.5	Durées approximatives des principales étapes d'une itération de contrôle.	110
3.6	Temps de calcul (moyenne et écart-type sur plus de 30 itérations) des différents contrôleurs 2D.	117
3.7	Durées approximatives des principales étapes d'une itération de contrôle, dans le cas 2D.	117
3.8	Récapitulatif des avantages et inconvénients des différents contrôleurs testés.	124
4.1	Origine de l'incertitude associée à la numérisation des tensions par la carte d'acquisition (Spectrum MI.3112).	131
4.2	Détail de l'incertitude associée à l'amplification par la carte d'amplification.	132
4.3	Incertainces associées au multimètre Keithley utilisé [149].	134
4.4	Validation expérimentale des gains de l'étage d'amplification.	135
4.5	Paramètres du solénoïde 379 tours.	136
4.6	Phase (en $^\circ$) déduite par FFT des différents signaux mesurés sous l'effet de tensions sinusoïdales en quadrature.	141

4.7	Conditions appliquées lors de la comparaison de résultat 1D entre RSST et SST. . .	148
4.8	Paramètres principaux des RSST utilisés lors de l'inter-comparaison.	157
4.9	Erreur relative entre les pertes obtenues par l'extrapolation et par les bobines « rapprochées » les plus proches.	168
4.10	Amélioration obtenue à l'issue de l'extrapolation par rapport aux mesures « fixées », présentée sous la forme de l'équation (4.25) et illustrée en figure 4.31.	170
5.1	Quelques informations sur les échantillons utilisés.	185
5.2	Indicateurs utilisés pour tous les résultats présentés dans le chapitre.	187
5.3	Variations des champs selon les directions remarquables et rapports obtenus en $T \approx 200^\circ\text{C}$ par rapport à la mesure à l'ambiante, mesurées sur l'échantillon de FeSi NO. Les marqueurs indiqués permettent de faire le lien avec les figures 5.11 et 5.12.	197
5.4	Variations des différents champs selon les directions remarquables et rapports obtenus en $T \approx 200^\circ\text{C}$ par rapport à la mesure à l'ambiante, mesurées sur l'échantillon de FeSi GO à l'aide de la méthode n°2. Les cases grisées correspondent à celles où la méthode n°2 ne permet pas d'obtenir la valeur de H_{DD}	203
A.1	Combinaisons des champs à appliquer selon le sens de rotation souhaité pour le cycle moyenné, et le point de référence des temps.	219

Bibliographie

- [1] Tony MOSES. « Opportunities for Exploitation of Magnetic Materials in an Energy Conscious World ». In : *Interdisciplinary Science Reviews* 27.2 (1^{er} juin 2002), p. 100-113. ISSN : 0308-0188. DOI : 10.1179/030801802225003187.
- [2] Elmazeg ELGAMLI et Fatih ANAYI. « Advancements in Electrical Steels : A Comprehensive Review of Microstructure, Loss Analysis, Magnetic Properties, Alloying Elements, and the Influence of Coatings ». In : *Applied Sciences* 13.18 (18 jan. 2023), p. 10283. ISSN : 2076-3417. DOI : 10.3390/app131810283.
- [3] Anibal T. de ALMEIDA et al. « Policy Options to Promote Energy Efficient Electric Motors and Drives in the EU ». In : *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 74 (1^{er} juill. 2017), p. 1275-1286. ISSN : 1364-0321. DOI : 10.1016/j.rser.2017.01.112.
- [4] Anthony John MOSES. « Energy Efficient Electrical Steels : Magnetic Performance Prediction and Optimization ». In : *Scripta Materialia*. Viewpoint Set No. 51 : Magnetic Materials for Energy 67.6 (1^{er} sept. 2012), p. 560-565. ISSN : 1359-6462. DOI : 10.1016/j.scriptamat.2012.02.027.
- [5] Dianhai ZHANG et al. « Measurement of Stress and Temperature Dependent Vector Magnetic Properties of Electrical Steel Sheet ». In : *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 69.1 (jan. 2022), p. 980-990. ISSN : 0278-0046, 1557-9948. DOI : 10.1109/TIE.2021.3053894.
- [6] Stanislaw ZUREK. *Characterisation of Soft Magnetic Materials Under Rotational Magnetisation*. T. First edition. Boca Raton, FL : CRC Press, 2017. ISBN : 978-1-138-30436-9.
- [7] Guzman DIAZ et al. « Analytical Interpretation and Quantification of Rotational Losses in Stator Cores of Induction Motors ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 43.10 (oct. 2007), p. 3861-3867. ISSN : 0018-9464. DOI : 10.1109/TMAG.2007.903382.
- [8] Jemimah C AKIROR. « Rotational Core Losses in Hydro Generators ». Montreal, Canada : Concordia University, 2017.
- [9] Helmut PFUTZNER et al. « Rotational Magnetization in Transformer Cores—A Review ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 47.11 (nov. 2011), p. 4523-4533. ISSN : 0018-9464, 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.2011.2151201.
- [10] J. SIEVERT et al. « European Intercomparison of Measurements of Rotational Power Loss in Electrical Sheet Steel ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 160 (juill. 1996), p. 115-118. ISSN : 03048853. DOI : 10.1016/0304-8853(96)00129-1.

- [11] O. BOTTAUSCIO et al. « A Test Case for Validation of Magnetic Field Analysis with Vector Hysteresis ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 38.2 (mars 2002), p. 893-896. ISSN : 00189464. DOI : 10.1109/20.996230.
- [12] Ermanno CARDELLI et al. « Comparison between Different Models of Magnetic Hysteresis in the Solution of the TEAM 32 Problem ». In : *International Journal of Numerical Modelling : Electronic Networks, Devices and Fields* n/a.n/a (), e3103. ISSN : 1099-1204. DOI : 10.1002/jnm.3103.
- [13] R. HILZINGER et W. RODEWALD. *Magnetic Materials*. Hanau, Germany : Vacuumschmelze GmbH & Co., 2013.
- [14] Claude ASLANGUL. *Mécanique Quantique*. 1^{re} éd. T. 2. 3 t. De Boeck Université, 2008. ISBN : 978-2-8073-1559-4.
- [15] Robert J. LANCASHIRE. *The Russell Saunders Coupling Scheme*. Chemistry LibreTexts. 3 jan. 2014. URL : [https://chem.libretexts.org/Bookshelves/Physical_and_Theoretical_Chemistry_Textbook_Maps/Supplemental_Modules_\(Physical_and_Theoretical_Chemistry\)/Spectroscopy/Electronic_Spectroscopy/Spin-orbit_Coupling/The_Russell_Saunders_Coupling_Scheme](https://chem.libretexts.org/Bookshelves/Physical_and_Theoretical_Chemistry_Textbook_Maps/Supplemental_Modules_(Physical_and_Theoretical_Chemistry)/Spectroscopy/Electronic_Spectroscopy/Spin-orbit_Coupling/The_Russell_Saunders_Coupling_Scheme) (visité le 23/05/2023).
- [16] Olivier GEOFFROY. *Physique des matériaux magnétiques*. In : *Conversion de l'énergie électrique*. Matériaux magnétiques en électrotechnique. Techniques de l'ingénieur, 10 août 2006.
- [17] B. D. CULLITY et C. D. GRAHAM. *Introduction to Magnetic Materials*. 2nd ed. Hoboken, N.J : IEEE/Wiley, 2009. 544 p. ISBN : 978-0-471-47741-9.
- [18] WIKIMEDIA COMMONS et ZUREKS. *Bethe-Slater Curve*. Mars 2010. URL : https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Bethe-Slater_curve_by_Zureks.svg.
- [19] Régis LEMAÎTRE et Thierry BELGRAND. « Matériaux magnétiques doux cristallins. Acier électrique à grains orientés ». In : *Conversion de l'énergie électrique* (mai 2014). DOI : 10.51257/a-v1-d2124.
- [20] Thierry WAECKERLÉ. « Matériaux magnétiques doux cristallins - Choix des matériaux ». In : *Conversion de l'énergie électrique* (nov. 2011). DOI : 10.51257/a-v1-d2122.
- [21] Alex HUBERT et Rudolf SCHÄFER. *Magnetic Domains : The Analysis of Magnetic Microstructures*. Corr. print., [Nachdr.] Berlin : Springer, 2011. 696 p. ISBN : 978-3-540-64108-7.
- [22] Georges COUDERCHON. *Alliages magnétiques doux*. In : *Techniques de l'Ingénieur*. Archives - Etude et Propriété des Matériaux. Éditions Techniques de l'Ingénieur, oct. 1985, p. 34.
- [23] H. PFUTZNER. « Rotational Magnetization and Rotational Losses of Grain Oriented Silicon Steel Sheets-Fundamental Aspects and Theory ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 30.5 (sept. 1994), p. 2802-2807. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/20.312522.
- [24] Fausto FIORILLO. « Soft Magnetic Material ». In : *Characterization and Measurement of Magnetic Materials*. Elsevier Science Publishing. Elsevier Series in Electromagnetism. Academic Press, 2004, p. 26-89. ISBN : 978-0-12-257251-7.
- [25] Louis NÉEL. « Effet Des Cavités et Des Inclusions Sur Le Champ Coercitif ». In : *Cahiers de Physique* 25 (1944), p. 21.
- [26] E. BARBISIO, F. FIORILLO et C. RAGUSA. « Predicting Loss in Magnetic Steels Under Arbitrary Induction Waveform and With Minor Hysteresis Loops ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 40.4 (juill. 2004), p. 1810-1819. ISSN : 0018-9464. DOI : 10.1109/TMAG.2004.830510.

-
- [27] G. BERTOTTI, F. FIORILLO et P. MAZZETTI. « Basic Principles of Magnetization Processes and Origin of Losses in Soft Magnetic Materials ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 112.1 (1^{er} juill. 1992), p. 146-149. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/0304-8853(92)91137-I.
- [28] R. M. BOZORTH. *Ferromagnetism*. Piscataway, N.J : IEEE Press, 1993. 968 p. ISBN : 978-0-7803-1032-2.
- [29] Stan ZUREK. « Rotational Magnetisation ». In : *Transformer Magazine* 2.2 (2015), p. 44.
- [30] G. COUDERCHON. « Magnetic Alloys with Vanishing Anisotropies ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 96.1 (1^{er} juin 1991), p. 47-59. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/0304-8853(91)90609-E.
- [31] Thierry WAECKERLÉ. « Matériaux magnétiques doux cristallins - Tôles magnétiques fer-silicium non orientées (NO) ». In : *Conversion de l'énergie électrique* (nov. 2013). DOI : 10.51257/a-v1-d2123.
- [32] Leysmir Adriana Millan MIRABAL. « Contribution to the Characterization and 3D Modeling of the Anisotropy of Grain-Oriented Electrical Steels for the Calculation of Losses at the End-Regions of Turbo-Generators ». Thèse de doct. Université de Lille, 28 juin 2022.
- [33] Thierry WAECKERLÉ et al. « Recent Progress in the Application Development of Fe50Ni50 Type Alloys ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 564 (15 déc. 2022), p. 170075. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2022.170075.
- [34] Fabien SIXDENIER et al. « Caractérisation et modélisation de matériaux et composants magnétiques sous contrainte thermique ». In : *Symphosium de Génie Electrique*. cachan, juill. 2014, p. 4.
- [35] Masayoshi NAKAOKA et al. « Examination of Temperature Characteristics of Magnetic Properties Using a Single Sheet Tester ». In : *IEEE Transactions on Fundamentals and Materials* 125.1 (2005), p. 63-68. ISSN : 0385-4205, 1347-5533. DOI : 10.1541/ieejfms.125.63.
- [36] Michael PASNAK et R. H. LUNDSTEN. « Effects of High Temperature on Magnetic Properties of Core Materials ». In : *Journal of Applied Physics* 30.4 (avr. 1959), S107-S108. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.2185844.
- [37] Norio TAKAHASHI et al. « Examination of Magnetic Properties of Magnetic Materials at High Temperature Using a Ring Specimen ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 46.2 (fév. 2010), p. 548-551. ISSN : 0018-9464. DOI : 10.1109/TMAG.2009.2033122.
- [38] J. J. CLARK et J. F. FRITZ. « Temperature Dependence of the Magnetic Properties of Nickel-Iron Alloys ». In : *Journal of Applied Physics* 30.4 (13 août 2009), S105-S107. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.2185843.
- [39] Norio TAKAHASHI et al. « Comparison of Magnetic Properties of Magnetic Materials at High Temperature ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 47.10 (oct. 2011), p. 4352-4355. ISSN : 0018-9464, 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.2011.2158517.
- [40] C. W. CHEN. « Temperature Dependence of Magnetic Properties of Silicon-Iron ». In : *Journal of Applied Physics* 29.9 (1958), p. 1337-1343. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1723438.
- [41] F. FIORILLO et al. « Comprehensive Model of Magnetization Curve, Hysteresis Loops, and Losses in Any Direction in Grain-Oriented Fe-Si ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 38.3 (mai 2002), p. 1467-1476. ISSN : 00189464. DOI : 10.1109/20.999119.
-

- [42] Fausto FIORILLO. « Characterization of Soft Magnetic Materials ». In : *Characterization and Measurement of Magnetic Materials*. Elsevier Science Publishing. Elsevier Series in Electromagnetism. Academic Press, 2004, p. 307-475. ISBN : 978-0-12-257251-7.
- [43] BROCKHAUS MEASUREMENTS. *Rotational Power Loss Tester*. URL : <https://www.brockhaus.com/measurements/products/softmagnetic/special-s/rpt/?lang=en> (visité le 12/12/2023).
- [44] SESSION DISCUSSION N°2. « Development in Metrology Standards ». In : 16th International Workshop on 1&2 Dimensional Magnetic Measurement and Testing. Cardiff, 22 sept. 2022.
- [45] Johannes SIEVERT. « Determination of AC Magnetic Power Loss of Electrical Steel Sheet : Present Status and Trends ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 20.5 (sept. 1984), p. 1702-1707. ISSN : 0018-9464. DOI : 10.1109/TMAG.1984.1063278.
- [46] Fausto FIORILLO. « Magnetic Circuits and General Measurement Problems ». In : *Characterization and Measurement of Magnetic Materials*. Elsevier Science Publishing. Elsevier Series in Electromagnetism. Academic Press, 2004, p. 281-306. ISBN : 978-0-12-257251-7.
- [47] Anh Tuan VO et al. « Analyse et Modélisation Des Pertes Fer Dans Une Machine Haute Vitesse Avec Prise En Compte Des Procédés de Fabrication ». In : Symposium de Génie Electrique 2023. Lille, 5-7 juill. 2023.
- [48] Hugo HELBLING. « Etude de l'impact des procédés de fabrication des machines électriques sur les propriétés des noyaux magnétiques ». Thèse de doct. Université de Lille, 2 déc. 2021.
- [49] M EMURA et al. « The Influence of Cutting Technique on the Magnetic Properties of Electrical Steels ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 254-255 (jan. 2003), p. 358-360. ISSN : 03048853. DOI : 10.1016/S0304-8853(02)00856-9.
- [50] Veronica MANESCU (PALTANEA) et al. « Influence of Mechanical and Water-Jet Cutting on the Dynamic Magnetic Properties of NO Fe-Si Steels ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 499 (avr. 2020), p. 166257. ISSN : 03048853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2019.166257.
- [51] A SCHOPPA et al. « Influence of Abrasive Waterjet Cutting on the Magnetic Properties of Non-Oriented Electrical Steels ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 254-255 (jan. 2003), p. 370-372. ISSN : 03048853. DOI : 10.1016/S0304-8853(02)00882-X.
- [52] Wenmin SHI, Jing LIU et Changyi LI. « Effect of Cutting Techniques on the Structure and Magnetic Properties of a High-Grade Non-Oriented Electrical Steel ». In : *Journal of Wuhan University of Technology-Mater. Sci. Ed.* 29.6 (déc. 2014), p. 1246-1251. ISSN : 1000-2413, 1993-0437. DOI : 10.1007/s11595-014-1076-3.
- [53] Ravi SUNDARIA et al. « Effect of Different Cutting Techniques on Magnetic Properties of Grain Oriented Steel Sheets and Axial Flux Machines ». In : *IECON 2019 - 45th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society*. IECON 2019 - 45th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society. Lisbon, Portugal : IEEE, oct. 2019, p. 1022-1027. ISBN : 978-1-72814-878-6. DOI : 10.1109/IECON.2019.8926876.
- [54] Yongjian LI et al. « Magnetic Properties Measurement and Analysis of Electrical Steel Sheet under Cutting Influence ». In : *AIP Advances* 11.2 (1^{er} fév. 2021), p. 025115. ISSN : 2158-3226. DOI : 10.1063/9.0000098.

-
- [55] Zbigniew GMYREK, Andrea CAVAGNINO et Luca FERRARIS. « Estimation of the Magnetic Properties of the Damaged Area Resulting From the Punching Process : Experimental Research and FEM Modeling ». In : *IEEE Transactions on Industry Applications* 49.5 (sept. 2013), p. 2069-2077. ISSN : 0093-9994, 1939-9367. DOI : 10.1109/TIA.2013.2261041.
- [56] V. MANESCU et al. « Analysis of the Cutting Area Obtained through Mechanical and Electrical Discharge Tehnologies in Non Oriented Silicon Iron Sheets ». In : *Revue Roumaine des Sciences Techniques Serie Electrotechnique et Energetique* 60 (1^{er} avr. 2015), p. 143-152.
- [57] G. LOISOS et A. J. MOSES. « Effect of Mechanical and Nd :YAG Laser Cutting on Magnetic Flux Distribution near the Cut Edge of Non-Oriented Steels ». In : *Journal of Materials Processing Technology* 161.1-2 (10 avr. 2005), p. 151-155. ISSN : 0924-0136. DOI : 10.1016/j.jmatprotec.2004.07.061.
- [58] T. NAKATA, M. NAKANO et K. KAWAHARA. « Effects of Stress Due to Cutting on Magnetic Characteristics of Silicon Steel ». In : *IEEE Translation Journal on Magnetics in Japan* 7.6 (juin 1992), p. 453-457. ISSN : 2375-0545. DOI : 10.1109/TJMJ.1992.4565422.
- [59] Olivier de la BARRIÈRE et al. « 1D and 2D Loss Measuring Methods : Optimized Setup Design, Advanced Testing, Results ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 54.9 (juill. 2018). DOI : 10.1109/TMAG.2018.2846619.
- [60] Fausto FIORILLO et Frédéric MAZALEYRAT. *Mesures magnétiques - Mesurage des propriétés magnétiques des matériaux*. In : *Conversion de l'énergie électrique*. Edition Techniques de l'Ingenieur. Mesures et essais en électrotechnique. 10 août 2009.
- [61] D.C. DIETERLY. « DC Permeability Testing of Epstein Samples with Double-Lap Joints ». In : *Proceedings of the 51st Annual Meeting of the American Society for Testing Materials*. 51st Annual Meeting of the American Society for Testing Materials. Detroit, 1948.
- [62] Enzo FERRARA et al. « Effective versus Standard Epstein Loss Figure in Fe-Si Sheets ». In : *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics* 55 (19 août 2017), p. 105-112. DOI : 10.3233/JAE-172263.
- [63] Johannes SIEVERT. « The Measurement of Magnetic Properties of Electrical Sheet Steel – Survey on Methods and Situation of Standards ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 215-216 (juin 2000), p. 647-651. ISSN : 03048853. DOI : 10.1016/S0304-8853(00)00251-1.
- [64] Carlo APPINO, Fausto FIORILLO et Carlo RAGUSA. « One-Dimensional/Two-Dimensional Loss Measurements up to High Inductions ». In : *Journal of Applied Physics* 105.7 (avr. 2009), 07E718. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.3068540.
- [65] D. A. BALL et H. O. LORCH. « An Improved Thermometric Method of Measuring Local Power Dissipation ». In : *Journal of Scientific Instruments* 42.2 (fév. 1965), p. 90. ISSN : 0950-7671. DOI : 10.1088/0950-7671/42/2/307.
- [66] A. MOSES et B. THOMAS. « Measurement of Rotating Flux in Silicon Iron Laminations ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 9.4 (déc. 1973), p. 651-654. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.1973.1067705.
- [67] W. BRIX, K. HEMPEL et W. SCHROEDER. « Method for the Measurement of Rotational Power Loss and Related Properties in Electrical Steel Sheets; » in : *IEEE Transactions on Magnetics* 18.6 (nov. 1982), p. 1469-1471. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.1982.1062088.
-

- [68] Carlo APPINO et al. « Interlaboratory Comparison of Two-Dimensional Magnetic Measurements ». In : *EMPIR 19ENG06 HEFMAG* (30 août 2023). DOI : 10.5281/zenodo.8298627.
- [69] N. NENCIB, A. KEDOUS-LEBOUC et B. CORNUT. « Performance Evaluation of a Large Rotational Single Sheet Tester ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. Proceedings of the Twelfth International Conference on Soft Magnetic Materials 160 (1^{er} juill. 1996), p. 174-176. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/0304-8853(96)00148-5.
- [70] S. ZOZOU, A. KEDOUS-LEBOUC et P. BRISSOUNNEAU. « Magnetic Properties under Unidirectional and Rotational Field ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 112.1-3 (1^{er} juill. 1992), p. 106-108. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/0304-8853(92)91125-D.
- [71] C. R. BOON et J. E. THOMPSON. « Alternating and Rotational Power Loss at 50 c/s in 3% Silicon-Iron Sheets ». In : *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers* 112.11 (1^{er} nov. 1965), p. 2147-2151. ISSN : 2053-7891. DOI : 10.1049/piee.1965.0360.
- [72] T. NAKATA et al. « Measurement of Magnetic Characteristics along Arbitrary Directions of Grain-Oriented Silicon Steel up to High Flux Densities ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 29.6 (nov. 1993), p. 3544-3546. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/20.281224.
- [73] M. NAKANO et al. « Improvements of Single Sheet Testers for Measurement of 2-D Magnetic Properties up to High Flux Density ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 35.5 (sept. 1999), p. 3965-3967. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/20.800723.
- [74] Yuki MORI et al. « Measurement of Magnetic Properties of Grain-Oriented Electrical Steel Sheet Using 2D Single Sheet Tester ». In : *Przegląd Elektrotechniczny* 87 (sept. 2011), p. 47-51.
- [75] K. MORI et al. « 2-D Magnetic Rotational Loss of Electrical Steel at High Magnetic Flux Density ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 41.10 (oct. 2005), p. 3310-3312. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.2005.854908.
- [76] W. BRIX, K. HEMPEL et F. SCHULTE. « Improved Method for the Investigation of the Rotational Magnetization Process in Electrical Steel Sheets ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 20.5 (sept. 1984), p. 1708-1710. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.1984.1063242.
- [77] N. NENCIB, A. KEDOUS-LEBOUC et B. CORNUT. « Experimental Analysis of the Field Distribution in a Large RSST ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 160 (juill. 1996), p. 171-173. ISSN : 03048853. DOI : 10.1016/0304-8853(96)00147-3.
- [78] T. NAKATA, Y. KAWASE et M. NAKANO. « Improvement of Measuring Accuracy of Magnetic Field Strength in Single Sheet Testers by Using Two H Coils ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 23.5 (sept. 1987), p. 2596-2598. ISSN : 0018-9464. DOI : 10.1109/TMAG.1987.1065607.
- [79] Steven WHITE, Thomas W. KRAUSE et Lynann CLAPHAM. « A Multichannel Magnetic Flux Controller for Periodic Magnetizing Conditions ». In : *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 61.7 (juill. 2012), p. 1896-1907. ISSN : 1557-9662. DOI : 10.1109/TIM.2011.2182261.
- [80] M. ENOKIZONO et al. « Rotational Power Loss of Silicon Steel Sheet ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 26.5 (sept. 1990), p. 2562-2564. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/20.104798.

-
- [81] N. STRANGES et R.D. FINDLAY. « Measurement of Rotational Iron Losses in Electrical Sheet ». In : *IEEE Transactions on Magnetism* 36.5 (sept. 2000), p. 3457-3459. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/20.908859.
- [82] A. HASENZAGL, B. WEISER et H. PFÜTZNER. « Novel 3-Phase Excited Single Sheet Tester for Rotational Magnetization ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. Proceedings of the Twelfth International Conference on Soft Magnetic Materials 160 (1^{er} juill. 1996), p. 180-182. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/0304-8853(96)00158-8.
- [83] Oriano BOTTAUSCIO et al. « Space and Time Distribution of Magnetic Field in 2D Magnetizers ». In : *Przegląd Elektrotechniczny* 81 (1^{er} jan. 2005), p. 8-12.
- [84] M. ENOKIZONO, J. SIEVERT et H. AHLERS. « Optimum Yoke Construction for Rotational Power Loss Measurement Apparatus ». In : *Anales de Fisica, Series B* 86 (1990).
- [85] Viktor GORIČAN et al. « Measurement of Magnetic Properties of Grain-Oriented Silicon Steel Using Round Rotational Single Sheet Tester (RRSST) ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 272-276 (mai 2004), p. 2314-2316. ISSN : 03048853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2003.12.939.
- [86] Stan ZUREK. « Two-Dimensional Magnetisation Problems in Electrical Steels ». Cardiff University, mars 2005.
- [87] J. WANJIKU et P. PILLAY. « Design Considerations of 2-D Magnetizers for High Flux Density Measurements ». In : *IEEE Transactions on Industry Applications* 51.5 (sept. 2015), p. 3629-3638. ISSN : 1939-9367. DOI : 10.1109/TIA.2015.2417834.
- [88] Olivier DE LA BARRIÈRE et al. « A Novel Magnetizer for 2D Broadband Characterization of Steel Sheets and Soft Magnetic Composites ». In : *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics* (2015). DOI : 10.3233/JAE-151994.
- [89] Ermanno CARDELLI et Antonio FABÀ. « Vector Hysteresis Measurements of Not Oriented Grain SiFe Steels by a Biaxial Hall Sensors Array ». In : *Physica B : Condensed Matter* 435 (15 fév. 2014), p. 34-39. ISSN : 0921-4526. DOI : 10.1016/j.physb.2013.06.011.
- [90] Marcelo S. LANCAROTTE et Aderbal de ARRUDA PENTEADO. « Improving the Magnetizing Device Design of the Single Sheet Tester of Two-Dimensional Properties ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 269.3 (mars 2004), p. 346-351. ISSN : 03048853. DOI : 10.1016/S0304-8853(03)00630-9.
- [91] J. WANJIKU et P. PILLAY. « Shielding of the Z-Component of the Magnetic Field in a 2-D Magnetizer with a Deep Yoke ». In : *2015 IEEE International Electric Machines Drives Conference (IEMDC)*. 2015 IEEE International Electric Machines Drives Conference (IEMDC). Mai 2015, p. 1312-1316. DOI : 10.1109/IEMDC.2015.7409231.
- [92] Stan ZUREK. « Theoretical Concept and FEM Simulations of Improved Shielding for Round Horizontal Yokes for Rotational Power Loss Measurement ». In : *Journal of Electrical Engineering* 68.4 (28 août 2017), p. 267-273. DOI : 10.1515/jee-2017-0038.
- [93] Stan ZUREK. « Systematic Measurement Errors of Local B-coils Due to Holes ». In : *PRZEGLĄD ELEKTROTECHNICZNY* 1 (5 mars 2018), p. 8-14. DOI : 10.15199/48.2018.03.02.
- [94] G. LOISOS et A. J. MOSES. « Critical Evaluation and Limitations of Localized Flux Density Measurements in Electrical Steels ». In : *IEEE Transactions on Magnetism* 37.4 (juill. 2001), p. 2755-2757. ISSN : 0018-9464. DOI : 10.1109/20.951297.
-

- [95] T. YAMAGUCHI et al. « Theoretical Analysis of Localized Magnetic Flux Measurement by Needle Probe ». In : *Le Journal de Physique IV* 08 (PR2 1^{er} juin 1998), Pr2-720. ISSN : 1155-4339. DOI : 10.1051/jp4:19982167.
- [96] Fausto FIORILLO. « Measurement of Magnetic Fields ». In : *Characterization and Measurement of Magnetic Materials*. Elsevier Science Publishing. Elsevier Series in Electromagnetism. Academic Press, 2004, p. 159-278. ISBN : 978-0-12-257251-7.
- [97] Stan ZUREK. « Sensitivity to Off-Axis Vector Components of Typical Wire Wound Flat H-Coil Configurations ». In : *IEEE Sensors Journal* 17.13 (juill. 2017), p. 4021-4028. ISSN : 1558-1748. DOI : 10.1109/JSEN.2017.2704599.
- [98] Ermanno CARDELLI, Antonio FABA et Francesco TISSI. « Surface Field Measurements in Vector Characterization of Si-Fe Magnetic Steel Samples ». In : *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics* 44.3-4 (1^{er} jan. 2014), p. 331-338. ISSN : 1383-5416. DOI : 10.3233/JAE-141795.
- [99] Christophe DOLABDJIAN et Christophe CORDIER. *Capteurs Magnétorésistifs - Principes, Conditionnement et Applications*. In : *Techniques de l'Ingénieur*. Editions TI. 2017.
- [100] Slawomir TUMAŃSKI et Slawomir BARANOWSKI. « The Single Strip Tester of Magnetic Materials with AMR Sensors Array ». In : Instrumentation and Measurement Technology Conference. Sorrento, Italy, avr. 2006, p. 4.
- [101] Ahmed Abou-Elyazied ABDALLH et Luc DUPRÉ. « A Rogowski–Chattock Coil for Local Magnetic Field Measurements : Sources of Error ». In : *Measurement Science and Technology* 21.10 (sept. 2010), p. 107003. ISSN : 0957-0233. DOI : 10.1088/0957-0233/21/10/107003.
- [102] Yoshitaka MAEDA et al. « Rotational Power Loss of Magnetic Steel Sheets in a Circular Rotational Magnetic Field in CCW/CW Directions ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. Proceedings of the 18th International Symposium on Soft Magnetic Materials 320.20 (1^{er} oct. 2008), e567-e570. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2008.04.144.
- [103] S. ZUREK et T. MEYDAN. « Errors in the Power Loss Measured in Clockwise and Anticlockwise Rotational Magnetisation. Part 1 : Mathematical Study ». In : *IEE Proceedings - Science, Measurement and Technology* 153.4 (1^{er} juill. 2006), p. 147-151. ISSN : 1359-7094. DOI : 10.1049/ip-smt:20050072.
- [104] Sorin Aurel SPORNIC. « Automatisation de bancs de caractérisation 2D des tôles magnétiques, Influence des formes d'onde sur les mécanismes d'aimantation ». Grenoble : Institut National Polytechnique de Grenoble, 1998.
- [105] S. ZUREK et T. MEYDAN. « Errors in the Power Loss Measured in Clockwise and Anticlockwise Rotational Magnetisation. Part 2 : Physical Phenomena ». In : *IEE Proceedings - Science, Measurement and Technology* 153.4 (1^{er} juill. 2006), p. 152-157. ISSN : 1350-2344, 1359-7094. DOI : 10.1049/ip-smt:20050073.
- [106] Jemimah C. AKIROR et al. « Rotational Core Loss Magnetizer : Design and Measurements ». In : *IEEE Transactions on Industry Applications* 54.5 (sept. 2018), p. 4355-4364. ISSN : 0093-9994, 1939-9367. DOI : 10.1109/TIA.2018.2844844.
- [107] Long CHEN et al. « Measurement of Rotational Magnetic Properties of Nanocrystalline Alloys by a Modified B-H Sensor ». In : *AIP Advances* 7.5 (mai 2017), p. 056614. ISSN : 2158-3226. DOI : 10.1063/1.4973595.

-
- [108] Junquan CHEN et al. « Modeling of Temperature Effects on Magnetic Property of Non-oriented Silicon Steel Lamination ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 51.11 (nov. 2015), p. 1-4. ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.2015.2432081.
- [109] SPECTRUM INSTRUMENTATION MI.3112. *12 Bit Transient Recorder*. 24 mai 2018. URL : https://spectrum-instrumentation.com/dl/mi31_datasheet_english.pdf (visité le 13/12/2023).
- [110] TEXAS-INSTRUMENT INA103. *Low Noise, Low Distortion Instrumentation Amplifier*. 20 nov. 23. URL : <https://www.ti.com/product/INA103> (visité le 13/12/2023).
- [111] FORMLABS. *High-Temp Resin*. URL : <https://formlabs.com/fr/boutique/materials/high-temp-resin/> (visité le 21/12/2023).
- [112] Clémentine DELAUNAY, Fabien SIXDENIER et Charles JOUBERT. « Conception et Réalisation d'un Dispositif de Caractérisations Magnétiques 2D En Température ». In : Journées Des Jeunes Chercheurs En Génie Electrique 2022 (JCGE22). Le Croisic, France, 14-17 juin 2022.
- [113] Clémentine DELAUNAY, Fabien SIXDENIER et Charles JOUBERT. « Design and Realisation of a Test System for Two-Dimensional Magnetic Testing Including Temperature Influence. » In : 16th 1&2DM Workshop. Cardiff, UK, 20-22 sept. 2022.
- [114] IEC 60404-2 : 1996+AMD1 : 2008. *Magnetic Materials - Part 2 : Methods of Measurement of the Magnetic Properties of Electrical Steel Strip and Sheet by Means of an Epstein Frame*. 26 juin 2008.
- [115] IEC 60404-3 : 2022. *Magnetic Materials - Part 3 : Methods of Measurement of the Magnetic Properties of Electrical Steel Strip and Sheet by Means of a Single Sheet Tester*. 8 nov. 2022.
- [116] Jalil YAGHOUBI et al. « Impact of High-Frequency Harmonics (0–9 kHz) Generated by Grid-Connected Inverters on Distribution Transformers ». In : *International Journal of Electrical Power & Energy Systems* 122 (1^{er} nov. 2020), p. 106177. ISSN : 0142-0615. DOI : 10.1016/j.ijepes.2020.106177.
- [117] Hidefumi OKAMA, Yasuhito TAKAHASHI et Koji FUJIWARA. « A Measurement Method of Minor Hysteresis Loss of Electrical Steel Sheet by Means of a Single Sheet Tester ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 505 (1^{er} juill. 2020), p. 166688. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2020.166688.
- [118] Korbinian PFNUER. « Improvement of Measurement Setups for Measuring Power Losses in Soft Magnetic Materials ». In : 16th 1&2DM Workshop. Cardiff, UK, 20-22 sept. 2022.
- [119] G. BIRKELBACH, KA HEMPEL et FJ SCHULTE. « Very Low Frequency Magnetic Hysteresis Measurements with Well-Defined Time Dependence of the Flux Density ». In : *Magnetics, IEEE Transactions on* 22 (1^{er} oct. 1986), p. 505-507. DOI : 10.1109/TMAG.1986.1064372.
- [120] Clémentine DELAUNAY et al. « Flux Density Waveform Control Based on Root-Finding Algorithms ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 564 (déc. 2022), p. 170109. ISSN : 03048853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2022.170109.
- [121] Philip ANDERSON. « A Universal DC Characterisation System for Hard and Soft Magnetic Materials ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. Proceedings of the 18th International Symposium on Soft Magnetic Materials 320.20 (1^{er} oct. 2008), e589-e593. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2008.04.034.
-

- [122] Stan ZUREK. « Practical Implementation of Universal Digital Feedback for Characterisation of Soft Magnetic Materials under Controlled AC Waveforms ». In : *Przegląd Elektrotechniczny* 93.7 (2017).
- [123] Slawomir BARANOWSKI, Slawomir TUMAŃSKI et Stan ZUREK. « Comparison of Digital Methods of the Control of Flux Density Shape ». In : *Przegląd Elektrotechniczny* 85.1 (jan. 2009), p. 93-95.
- [124] Fausto FIORILLO. « Measurements of Magnetic Materials ». In : *Metrologia* 47.2 (mars 2010), S114-S142. ISSN : 0026-1394. DOI : 10.1088/0026-1394/47/2/S11.
- [125] Anh-Tuan VO et al. « Novel Adaptive Controller for Effective Magnetic Measurement Under Arbitrary Magnetization ». In : *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 67.11 (nov. 2020), p. 9841-9850. ISSN : 0278-0046, 1557-9948. DOI : 10.1109/TIE.2019.2955422.
- [126] K. MATSUBARA et al. « Acceleration Technique of Waveform Control for Single Sheet Tester ». In : *IEEE Transactions on Magnetics* 31.6 (nov. 1995), p. 3400-3402. ISSN : 00189464. DOI : 10.1109/20.490395.
- [127] G. BERTOTTI et al. « Loss Measurements on Amorphous Alloys under Sinusoidal and Distorted Induction Waveform Using a Digital Feedback Technique ». In : *Journal of Applied Physics* 73.10 (15 mai 1993), p. 5375-5377. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.353735.
- [128] D. MAKAVEEV, J. MAES et J. MELKEBEEK. « Waveform Control Algorithm for Rotational Single Sheet Testers Using System Identification Techniques ». In : *Journal of Applied Physics* 87.9 (mai 2000), p. 5983-5985. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.372587.
- [129] Anh Tuan VO. « Modèle LS Pour Une Meilleure Prise En Compte de l'hystérésis Dynamique Dans Les Matériaux Magnétiques Doux : Amélioration, Identification et Validation Expérimentale ». Génie Electrique. Grenoble Alpes, 11 fév. 2021.
- [130] Alexandr STUPAKOV, Oleksiy PEREVERTOV et Vitalii ZABLOTSKII. « A System for Controllable Magnetic Measurements of Hysteresis and Barkhausen Noise ». In : *2015 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC) Proceedings*. 2015 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC) Proceedings. Mai 2015, p. 1507-1511. DOI : 10.1109/I2MTC.2015.7151501.
- [131] O. STUPAKOV. « System for Controllable Magnetic Measurement with Direct Field Determination ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 324.4 (1^{er} fév. 2012), p. 631-636. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2011.08.058.
- [132] Shigeru AIHARA, Hiroyasu SHIMOJI et Takashi TODAKA. « Acceleration Technique of Flux Waveform Control with FPGA ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 502 (mai 2020), p. 166371. ISSN : 03048853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2019.166371.
- [133] Ken-ichi YAMAMOTO et Shigeru HANBA. « Waveform Control for Magnetic Testers Using a Quasi-Newton Method ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. Proceedings of the 18th International Symposium on Soft Magnetic Materials 320.20 (1^{er} oct. 2008), e539-e541. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2008.04.015.

-
- [134] Changgeng ZHANG et al. « Measurement of Three-Dimensional Magnetic Properties With Feedback Control and Harmonic Compensation ». In : *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 64.3 (mars 2017), p. 2476-2485. ISSN : 1557-9948. DOI : 10.1109/TIE.2016.2597118.
- [135] N CHATZILIAS, T MEYDAN et C PORTER. « Real Time Digital Waveform Control for Magnetic Testers ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. Proceedings of the 15th International Conference on Soft Magnetic Materials (SMM15) 254–255 (1^{er} jan. 2003), p. 104-107. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/S0304-8853(02)00761-8.
- [136] Carlo RAGUSA et Fausto FIORILLO. « A Three-Phase Single Sheet Tester with Digital Control of Flux Loci Based on the Contraction Mapping Principle ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 304.2 (1^{er} sept. 2006), e568-e570. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2006.02.177.
- [137] Jemimah C. AKIROR et al. « Closed-Loop Control for a Rotational Core Loss Tester ». In : *IEEE Transactions on Industry Applications* 54.6 (nov. 2018), p. 5888-5896. ISSN : 1939-9367. DOI : 10.1109/TIA.2018.2854270.
- [138] K. MATSUBARA et al. « Effect of Staircase Output Voltage Waveform of a D/A Converter on Iron Losses Measured Using an H Coil ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 160 (juill. 1996), p. 185-186. ISSN : 03048853. DOI : 10.1016/0304-8853(96)00132-1.
- [139] AIM TTI. *TGA1200 Series*. TGA12100 Datasheet.
- [140] Francis FILBET. « Les systèmes non linéaires ». In : *Analyse numérique : algorithmes et étude mathématique cours et exercices corrigés*. 2e éd. Sciences sup. Paris : Dunod, 2013. ISBN : 978-2-10-059910-3.
- [141] Andreas GRIEWANK. « Broyden Updating, the Good and the Bad! » In : *Documenta Mathematica* (2012), p. 16.
- [142] *Broyden Method*. In : *The Encyclopedia of Mathematics*. EMS Press.
- [143] Dong-Hui LI et Masao FUKUSHIMA. « A Derivative-Free Line Search and Global Convergence of Broyden-like Method for Nonlinear Equations ». In : *Optimization Methods and Software* 13.3 (jan. 2000), p. 181-201. ISSN : 1055-6788, 1029-4937. DOI : 10.1080/10556780008805782.
- [144] Ronald W. SCHAFER. « What Is a Savitzky-Golay Filter ? » In : *IEEE Signal Processing Magazine* 28.4 (juill. 2011), p. 111-117. ISSN : 1558-0792. DOI : 10.1109/MSP.2011.941097.
- [145] MATHWORKS. *Sgolayfilt (Savitzky-Golay Filtering)*. Mathworks Documentation. URL : <https://fr.mathworks.com/help/signal/ref/sgolayfilt.html>.
- [146] Heiko AHLERS et Joachim LÜDKE. « The Uncertainties of Magnetic Properties Measurements of Electrical Sheet Steel ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 215–216 (2 juin 2000), p. 711-713. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/S0304-8853(00)00266-3.
- [147] DETTI VALÉRIE. *Chaîne d'Instrumentation et d'Acquisition - UE GEP2186M*. Université Claude Bernard Lyon 1, 2021.
- [148] KEYSIGHT U1251B. *Hand-Held Multimeter*. 27 oct. 2023. URL : <http://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/5989-5509EN.pdf> (visité le 13/12/2023).
- [149] KEITHLEY (A TEKTRONIX COMPANY) 2100. *6-1/2 USB Digital Multimeter*. URL : <https://download.tek.com/datasheet/2100.pdf> (visité le 13/12/2023).
-

- [150] BROWAEYS JULIEN. *linfitxy : Linear fit with both uncertainties in x and in y*. 25 oct. 2017. URL : <https://fr.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/45711-linear-fit-with-both-uncertainties-in-x-and-in-y> (visité le 13/12/2023).
- [151] Carlo APPINO, Carlo RAGUSA et Fausto FIORILLO. « Loss Decomposition under Two-Dimensional Flux Loci in Non-Oriented Steel Sheets ». In : *Przegląd Elektrotechniczny* 83.4 (jan. 2007), p. 25-30.
- [152] 19ENG06 HEFMAG. *Site Du Projet*. URL : <https://hefmag.inrim.it/> (visité le 11/12/2023).
- [153] Carlo APPINO et al. *Interlaboratory Comparison of Two-Dimensional Magnetic Measurements*. Poster présenté à SSM26, Prague. Sept. 2023. DOI : 10.5281/zenodo.8304851.
- [154] Thierry WAECKERLÉ. « Matériaux magnétiques doux cristallins - Magnétisme et métallurgie appliqués ». In : *Conversion de l'énergie électrique* (août 2010). DOI : 10.51257/a-v1-d2121.
- [155] ROYAL SOCIETY OF CHEMISTRY. *Periodic Table*. URL : <https://www.rsc.org/periodic-table/> (visité le 18/12/2023).
- [156] Clémentine DELAUNAY, Fabien SIXDENIER et Charles JOUBERT. « Matériaux Magnétiques Sous Champs Tournants et Contrainte Thermique ». In : *Symphosium de Génie Electrique 2023*. Lille, France : Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique de Puissance de Lille (L2EP), juill. 2023.
- [157] Clémentine DELAUNAY, Charles JOUBERT et Fabien SIXDENIER. « Behaviour of Electrical Steels under Rotationnal Magnetization and High Temperatures ». In : 26th SMM. Prague : Czech Technical University, Faculty of Electrical Engineering, sept. 2023.
- [158] Clémentine DELAUNAY, Charles JOUBERT et Fabien SIXDENIER. « Behaviour of Electrical Steels under Rotational Magnetization and High Temperatures ». In : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 590 (15 jan. 2024), p. 171680. ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2023.171680.