Caractéristiques magnétiques de matériaux doux sous l'action de contraintes mécaniques cycliques

Olivier Ghibaudo

▶ **To cite this version:**

Olivier Ghibaudo. Caractéristiques magnétiques de matériaux doux sous l'action de contraintes mécaniques cycliques. Energie électrique. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAT084 . tel-01515316

HAL Id: tel-01515316
https://theses.hal.science/tel-01515316

Submitted on 27 Apr 2017

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.

Communauté
UNIVERSITÉ Grenoble Alpes

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Génie Électrique**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Olivier GHIBAUDO

Thèse dirigée par **Hervé CHAZAL**
et co-encadrée par **Nicolas GALOPIN** et **Lauric GARBUIO**

préparée au sein du **Laboratoire de Génie Électrique de Grenoble**
et de l'**École doctorale E.E.A.T.S**

Caractéristiques magnétiques de matériaux doux sous l'action de contraintes mécaniques cycliques

Thèse soutenue publiquement le **2 décembre 2016**,
devant le jury composé de :

Mme. Afef KEDOUS-LEBOUC
Directrice de recherche CNRS au G2ELab, Présidente
M. Anouar BELAHCEN
Professeur à l'Université d'Aalto, Finlande, Rapporteur
M. Olivier HUBERT
Professeur à l'ENS Cachan, Rapporteur
M. Thierry WAECKERLÉ
Ingénieur de recherche, Aperam Alloys Imphy, Examinateur
M. Hervé CHAZAL
Maître de conférences à l'Université de Grenoble-Alpes, Invité
M. Nicolas GALOPIN
Maître de conférences à l'Université de Grenoble-Alpes, Invité
M. Lauric GARBUIO
Maître de conférences à l'Université de Grenoble-Alpes, Invité

Remerciements

Je suis honoré d'avoir pu mener mes travaux de thèse (financé par le Ministère Français de l'Éducation nationale, de l'Enseignement supérieur et de la Recherche) au sein du laboratoire G2Elab où j'ai eu la chance de travailler avec de nombreuses personnes enrichissantes, accessibles et impliquées.

Tout d'abord, j'adresse mes remerciements à tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail. Je voudrais remercier Pr Afef Kedous-Lebouc pour avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je tiens aussi à remercier Pr Olivier Hubert et Pr Anouar Belahcen, rapporteurs de ce manuscrit, pour leur étude détaillée et pertinente de mes travaux. Le recul technique de leurs évaluations et le degré de détail de leurs rapports font preuve de leur compétence scientifique. Celà m'a inspiré et questionné pour la préparation de ma soutenance. Je remercie également Dr Thierry Waeckerlé pour avoir examiné ma thèse, et ainsi partagé son expertise industrielle considérable sur les matériaux magnétiques. Nous aurons, je le souhaite, encore l'occasion d'échanger sur différentes thématiques.

Ensuite, je remercie mes trois encadrants, c'est une expérience très enrichissante de travailler à vos cotés. Hervé Chazal, directeur de thèse, dont la rigueur scientifique a permis de poser de solides fondations à ce travail exploratoire. Nicolas Galopin, co-encadrant doté d'une grande disponibilité et générosité. J'ai pu profiter de ces conseils précieux tant en recherche que pour le monitorat. Lauric Garbuio, co-encadrant, dont les idées novatrices et originales ont permis de valoriser ces travaux de thèse. Cela fut un grand plaisir de travailler avec une équipe qui donne une grande liberté à toutes démarches créatives.

J'ai aussi eu le plaisir de travailler en parallèle sur le banc Epstein, sous la houlette de Afef accompagnée du Dr Oualid Messal. Afef, je te remercie de m'avoir donné autant de responsabilité pour contribuer au développement du nouveau banc Epstein. Une joie de travailler avec chacune des personnes qui partagent leurs connaissances pour faire avancer une passion commune : la mesure de l'hystérésis magnétique. Je remercie à ce titre Dr Loïc Michel dont les connaissances en automatisme ont été très précieuses, ainsi que François, Cédric, Antoine qui ont chacun apporté leur expertise. J'espère que d'autres publications verrons le jour.

La partie expérimentale de la thèse a été rendue possible grâce au savoir-faire de l'atelier mécanique et électrique du laboratoire. Je remercie DjiDji, Florian, Sébastien et Rolland de l'atelier mécanique, qui ont réalisé les pièces nécessaires au fonctionnement du banc de caractérisation magnéto-mécanique. Ainsi que Kamel de l'atelier électrique, qui a réalisé les onduleurs.

Une chance aussi, d'avoir co-encadré trois stagiaires sur différentes thématiques. Merci à Damien, dont la contribution sur le banc Epstein restera énorme, Valentin qui a travaillé sur un sujet aussi pointu que l'obtention de la courbe anhystérétique, et Hicham pour la réalisation

de filtres dont l'utilité n'est plus à démontrer quand il s'agit de mesurer des faibles signaux en environnement bruité.

Je souhaite également remercier les collègues de l'équipe MADEA : Olivier Geoffroy, pour sa sympathie et ses connaissances incommensurables sur les matériaux magnétiques, Aktham pour m'avoir encouragé sur la fin en tant que co-bureau, et Christian qui gére d'une main de maître tout ce monde en tant que chef d'équipe MADEA.

En arrivant en thèse, j'ai fait la connaissance de personnes dont la diversité est extrêmement enrichissante. Je pense en particulier à ceux qui ont insufflé une ambiance si particulière dans le cluster MADEA : Ando, Sylvain, Morgan, Manel, Wahid, Yunxia. D'autres forces vives ont ensuite repris le flambeau avec brio pour transmettre cette esprit d'entraide et camaraderie, je pense à Guilherme, Hakim, Oualid, Benjamin, Quentin, Papa-Silly, Julie, Nicolas, Kathleen. J'ai pu aussi faire la connaissance de spécimens rares : des poissons-doctorants qui frétillaient au milieu de l'aquarium de l'ancien batiment : Anthony, Long, Farshid, Xavier, Luiz, Hajer.

La diversité au laboratoire, je peut encore l'apprécier au travers des nombreuses amitiés internationales avec lesquelles j'ai échangé tout au long de cette thèse : les Brésiliens Douglas, Rodrigo, Lucas et Diego, les Vietnamiens Vinh et Long, et bien d'autres nationalités encore : Bertrand, Zaki, Djamel, Jonathan, Lyubo, Aurel, Boris, Mélissa, Timothé.

Merci aussi à ceux qui ont été membres de l'équipe OPLAT 2014, Farshid, Xavier, Zaki, Pauline, Aurel, Guilherme, Vinh, Ahmed, Aurélien, Emmanuelle, ainsi qu'à ceux qui ont repris l'équipe par la suite : Maximin, Hakim, Davy, puis Nicolas.

J'ai énormément apprécié les moments passés avec les footeux du labo aussi bien lors des victoires que durant les défaites : Vincent, Lyes, Hakim, Oussama, Oualid, Thomas, Andres, Menad, Mor, Davy, Gaetan, Benjamin, Mounir, Sellé, Boris, Ahmed. « El Táctico » vous remercie tous pour votre présence et détermination à toute épreuve. Quoi qu'il en soit, 3-3-1 ou 2-4-1 losange sur demi-terrain, il n'y a pas match avec le plaisir pris à se retrouver tous ensemble.

Enfin, je remercie mes parents qui m'ont soutenu durant mes études et ont été d'une aide précieuse pour limiter au possible les quelques fautes d'orthographe de ce document.

Table des matières

Remerciements iii

Table des matières vii

Liste des figures xiii

Liste des tableaux xiv

Notations, abréviations xv

Introduction générale 1

1 Matériaux ferromagnétiques doux : hystérésis et comportement magnéto-mécanique 3
- 1.1 Introduction . . . 4
- 1.2 Matériaux ferromagnétiques doux et phénomènes dissipatifs . . . 4
  - 1.2.1 Équilibre énergétique et configuration de l'aimantation en domaines magnétiques . . . 4
  - 1.2.2 Le cycle d'hystérésis magnétique . . . 11
  - 1.2.3 Parois magnétiques et phénomènes statiques d'hystérésis . . . 15
  - 1.2.4 Défauts de contraintes internes . . . 20
  - 1.2.5 Champ de piégeage et coercivité d'une paroi déformable évoluant sur des défauts . . . 21
- 1.3 Comportement magnéto-mécanique . . . 22
  - 1.3.1 Couplage magnéto-mécanique . . . 22
  - 1.3.2 Comportement magnétique sous sollicitation mécanique statique et quasi statique . . . 25
  - 1.3.3 Comportement magnétique sous sollicitation mécanique cyclique . . . 28
- 1.4 Conclusions . . . 32

2 Développement d'un banc de caractérisation magnéto-mécanique dynamique 35
- 2.1 Principe et état de l'art de la caractérisation magnéto-mécanique . . . 37
  - 2.1.1 Principe . . . 37
  - 2.1.2 Bancs expérimentaux de référence . . . 38
    - 2.1.2.1 Banc de traction/compression uniaxiale du LMT Cachan [Hubert *et al.*, 2005] . . . 38
    - 2.1.2.2 Banc biaxial du LMT Cachan [Hubert *et al.*, 2005] . . . 39
    - 2.1.2.3 Banc de vibration de tores ferrites [Baguley *et al.*, 2009] . . . 40
    - 2.1.2.4 Banc de mesure d'impédance d'un barreau magnétique sous vibrations ultrasoniques [Osada *et al.*, 2008] . . . 41

2.1.2.5 Banc de mise en vibration d'une tôle magnétique du G2ELab [Ghibaudo, 2012] . . . 42
2.1.3 Conclusions sur la littérature . . . 44
2.2 Matériau d'étude . . . 44
2.2.1 Critères importants . . . 44
2.2.2 Adéquation matériau retenu/sollicitations . . . 45
2.3 Réalisation du banc de mesure magnéto-mécanique . . . 46
2.3.1 Objectifs . . . 46
2.3.2 Excitation mécanique . . . 46
2.3.3 Excitation magnétique . . . 51
2.4 Protocole expérimental . . . 54
2.4.1 Mesures magnétiques fluxmétriques . . . 54
2.4.2 Mesures mécaniques . . . 56
2.4.2.1 Instrumentation et mesure . . . 56
2.4.2.2 Identification des modes de résonances . . . 58
2.4.3 Pilotage du banc . . . 60
2.4.4 Validation expérimentale . . . 61
2.4.4.1 Essai magnétique quasi-statique sans sollicitation mécanique . . . 61
2.4.4.2 Essai avec sollicitation mécanique dynamique . . . 62
2.5 Conclusions . . . 63

3 Résultats expérimentaux sous sollicitations mécaniques dynamiques 65
3.1 Comportement magnétique sous sollicitation mécanique dynamique cyclique . . . 66
3.1.1 Cycles d'hystérésis magnétique majeurs . . . 66
3.1.2 Cycles d'hystérésis magnétique mineurs symétriques et asymétriques . . . 70
3.1.2.1 Cycles mineurs asymétriques . . . 70
3.1.2.2 Cycles mineurs symétriques . . . 71
3.1.2.3 Cycles mineurs symétriques : étude de la perméabilité complexe 74
3.2 Comportement magnétique sous sollicitations mécaniques dynamiques transitoires 76
3.2.1 Protocole de test . . . 76
3.2.2 Résultats expérimentaux . . . 76
3.3 Conclusions . . . 79

4 Représentation de l'avancée d'une paroi sur un défaut magnéto-élastique par l'application d'une contrainte 81
4.1 Introduction . . . 82
4.2 Origine des défauts . . . 83
4.2.1 Détails de l'échantillon étudié . . . 83
4.2.2 Description des défauts magnéto-élastiques . . . 85
4.3 Détermination analytique de l'énergie d'interaction du système défaut-paroi magnétique . . . 86
4.3.1 Energie magnétostatique défaut - paroi . . . 86
4.3.2 Densités d'énergies d'anisotropie considérées pour un défaut . . . 91
4.3.3 Profil énergétique . . . 91
4.4 Effet cumulatif induit par une contrainte mécanique externe variable . . . 97
4.5 Confrontation modèle-expérimentation . . . 99
4.6 Conclusions . . . 100

5 Contribution d'une sollicitation mécanique cyclique au fonctionnement de systèmes magnétiques 101

5.1 Bilan de puissance . . . 102
5.1.1 Pertes Joule dissipées par le bobinage d'excitation magnétique . . . 103
5.1.2 Puissance électrique dissipée dans les actionneurs piézoélectriques . . . 103
5.1.3 Puissance mécanique élastique . . . 105
5.1.4 Puissance mécanique dissipée . . . 105
5.1.5 Puissance magnétique dissipée . . . 106
5.1.6 Bilan des puissances . . . 107
5.1.6.1 Bilan à excitation magnétique fixée . . . 107
5.1.6.2 Bilan à excitation mécanique fixée . . . 109
5.1.7 Puissance magnétique incrémentale . . . 110
5.1.8 Conclusion sur le bilan de puissance . . . 112
5.2 Applications aux dispositifs du génie électrique . . . 112
5.2.1 Désaimantation par activation mécanique . . . 112
5.2.1.1 Courant d'enclenchement dans les transformateurs . . . 113
5.2.1.2 Discrétion magnétique . . . 114
5.2.1.3 Soudure par faisceau d'électrons . . . 115
5.2.2 Récupération d'énergie vibratoire . . . 116
5.2.3 Contrôle non destructif . . . 117
5.3 Conclusions . . . 119

Conclusions générales et perspectives **121**

Bibliographie **131**

Publications de l'auteur **133**

A Développements des énergies magnéto-cristalline, magnéto-élastique et Zeeman. **135**
A.1 Calcul de l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline uniaxiale . . . 135
A.2 Calcul de l'énergie magnéto-élastique . . . 136
A.3 Calcul de l'énergie de Zeeman . . . 136

B Interaction paroi-défaut : étude de cas **137**
B.1 Inclusion non magnétique . . . 137
B.2 Influence de l'amplitude de la contrainte interne . . . 138

Resumé - Abstract **139**

Table des figures

1.1 Observation de domaines magnétiques au sein de cristaux de fer silicium, par microscopie à effet Kerr. 5
1.2 Influence d'une contrainte mécanique statique de traction d'amplitude croissante : mesure par effet Kerr sur une tôle de Fe-3%Si GO [Perevertov et Schäfer, 2014]. La contrainte est appliquée suivant la direction horizontale. 5
1.3 Courbes d'aimantation d'un monocristal de fer (Fe) mesurées par [Morrish, 1965](1 Gauss = $10^3 A \cdot m^{-1}$, 1 oersted = 80 $A \cdot m^{-1}$) 6
1.4 Distribution spatiale de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline. 7
1.5 Alignement de l'aimantation sous l'effet d'un champ appliqué. 8
1.6 Structure en domaines à énergie démagnétisante décroissante grâce aux domaines de fermeture présents sur la configuration (d). 9
1.7 Incompatibilité de la déformation de magnétostriction [Mballa-Mballa, 2013]. . . 10
1.8 Effet d'une contrainte statique sur la structure en domaines pour un matériau à magnétostriction positive [Iordache, 2003]. 11
1.9 Mécanismes d'aimantation à l'œuvre dans les matériaux polycristallins [Geoffroy, 2008]. 12
1.10 Hystérésis par déplacement de parois de Bloch. Modification de la structure en domaine. 13
1.11 Cycles d'hystérésis pour différentes amplitudes de sollicitation obtenue sur tôle de Fer-Silicium NO Fully process (Arcelor-Mittal), mesures réalisées sur le banc Epstein au laboratoire G2ELAB [Michel *et al.*, 2016]. 13
1.12 Cycle de Rayleigh et représentation schématique de la structure en domaines associée. 14
1.13 Séparation des pertes : pertes par hystérésis, classiques, et par excès. 15
1.14 Représentation de la rotation des moments magnétiques dans une paroi magnétique. 16
1.15 Représentation de deux configurations de parois 180° séparant deux domaines antiparallèles. La configuration de la paroi courbée perpendiculairement à l'aimantation des domaines est défavorable car créer des champs démagnétisants. . . 17
1.16 Déplacement réversible et irréversible d'une paroi dans un potentiel aléatoire $E_p(x)$ [du Trémolet de Lacheisserie, 1999], [Rizzo, 2012]. 18
1.17 Cycle élémentaire d'une paroi dans le potentiel décrit figure 1.16. 19
1.18 Apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois par saut de Barkhausen. 19
1.19 Déformation réversible d'une paroi sous l'action d'un champ magnétique extérieur [Bertotti, 1998]. 20
1.20 Déviations de l'aimantation autour du coeur d'une dislocation [Seeger, 1966], [Traüble, 1969]. Les déviations d'aimantation sont accentuées par besoin de clarté. 20
1.21 Représentation adoptée par Néel [Néel, 1946] pour décrire l'avancée d'une paroi à 180° évoluant dans un amas de charges magnétiques causées par des contraintes internes. 21

1.22 Représentation de la coercivité d'une paroi par sommation sur la statistique d'une population d'inclusions non magnétiques distribuées aléatoirement. 22
1.23 Courbe caractéristique de magnétostriction ([Rizzo, 2012] page 8). 24
1.24 Effet des contraintes sur l'aimantation d'un polycristal de fer [Cullity, 1972]. . . . 24
1.25 Illustration de l'effet ΔE [Hubert et Daniel, 2010]. 25
1.26 Modification de la structure en domaine d'un cristal Fe-Si durant le processus d'aimantation sans chargement mécanique et avec une traction appliquée de 20 MPa. Le champ magnétique et la contrainte appliquée forme un angle de 5° avec l'axe de facile aimantation [001] [Gorkunov *et al.*, 2001]. 26
1.27 Hystérésis magnétique en traction/compression uniaxiale [Rekik, 2014] (page 58 et 63-64). 27
1.28 Effet d'une contrainte de compression sur le comportement magnétique de tore ferrite Ni-Zn [Vieille, 2007] (page 46-54). 28
1.29 Comportement magnétique d'un barreau ferromagnétique sous chargement mécanique « cyclique » ([Bozorth, 1951], page 600-608). 1 Oertedt $\approx$ 80 A/m. 29
1.30 Cycles piézo-magnétiques $M(\sigma)$ obtenus par ([Rizzo, 2012], page 188-193) sur un barreau d'acier bas carbone (XC18) en chargement mécanique cyclique sous traction/compression et champ magnétique fixé. 31
1.31 cycle B(H) asymétrique (B_{dc}=0.35 T) en forme de « 8 » obtenue sur un tore ferrite Mn-Zn qui vibre à sa propre magnétostriction, la fréquence d'utilisation est celle de la résonance magnéto-mécanique f_{mag}=34.8 kHz [Baguley *et al.*, 2009]. 32

2.1 Banc de mesures magnéto-mécaniques uniaxiales du laboratoire LMT-Cachan [Gourdin, 1998], [Hubert, 2008], [Mballa-Mballa, 2013]). 39
2.2 Banc de mesures magnéto-mécaniques biaxiales du laboratoire LMT-cachan [Mballa-Mballa, 2013], [Rekik, 2014]. 40
2.3 Mesure de la vibration due à la magnétostriction d'un tore ferrite par vibromètrie laser [Baguley *et al.*, 2011]. 41
2.4 Schéma du banc de mesure de l'impédance d'un barreau magnétique soumis à des impulsions d'onde ultrasoniques et propagatives [Hatafuku *et al.*, 2002], [Hatafuku, 2002], [Osada *et al.*, 2008]. 41
2.5 Vue en coupe d'un banc de caractérisation magnéto-mécanique expérimentale développé au laboratoire G2ELab en 2012 [Ghibaudo, 2012]. 0 : bâti amagnétique, 1 : tôle AFK502R 300mm x 30mm x 0.50mm, 2 : culasse magnétique Fe-Si(GO), 3 : bobinages d'excitation magnétique, 4 : bobinage de mesure d'induction, 5 : mords latéraux amagnétiques, 6 : fixation amagnétique par pincement, 7 : actionneur piézoélectrique ou pot vibrant, 8 : capteur de déplacement capacitif, 9 : jauges de déformation. 42
2.6 Simulation du comportement mécanique d'une tôle $Fe_{49}Co_{49}V_2$ bi-encastrée, mise en vibration par liaison pincement en son milieu. Le déplacement maximal de la liaison pincement est imposé à $u_{max} = \pm$ 10 μm et la fréquence d'excitation mécanique variable. Visualisation de la contrainte appliquée en surface dans la direction du champ magnétique et de la dépendance de l'état de contrainte à la fréquence mécanique pour un déplacement imposé [Ghibaudo, 2012]. 43
2.7 Mise en évidence expérimentale de la réduction de coercivité d'une tôle AFK502R soumise à une vibration imposée en son milieu par l'intermédiaire d'un pot vibrant à f_{mec}=310 Hz [Ghibaudo *et al.*, 2014]. 43
2.8 Observation par OIMTM d'un alliage de FeCo-2V AFK502 après recristallisation [Nabi *et al.*, 2013]. 45

2.9 Tore $Fe_{49}Co_{49}V_2$ ($\emptyset_{moy}$= 100 mm, section de 1cm x 2mm) avec 6 jauges de déformation collées sur les faces supérieure et inférieure. 46
2.10 Courbe des efforts spécifiques en fonction de la vitesse de déformation relative pour différentes classes d'actionneurs électriques [Nogarede, 2005], [Jendritza, 1998]. 47
2.11 Comparaison énergétique des différentes technologies d'actionneurs [Maxonics, 2003] : hydraulique, alliages à mémoire de forme (AMF), magnétostrictifs, piézoélectrique, électromagnétique, selon leurs fréquences d'utilisation. 47
2.12 Céramique multicouche qui constitue l'actionneur piézoélectrique. 49
2.13 Vue en perspective de l'échantillon torique instrumenté. 3 : B-coils, 5 : actionneurs piézo-électriques, 6 : encastrement, 7 : capteur capacitif de déplacement, 8 : jauges de déformations, 9 : supports mobiles. Les trois liaisons mâchoires de fixation mécanique sont disposées à 120° autour de l'échantillon torique. La vis de précontrainte de l'actionneur piézo-électrique de gauche apparaît en transparence. . . 50
2.14 Plan médian de l'anneau torique (échantillon). 1 : anneau torique $Fe_{49}Co_{49}V_2$, 2 : bobine d'excitation magnétique, 3 : B-coil, 5 : actionneurs piezo-électriques, 6 : liaison encastrement non-magnétique, 8 : jauges de déformation bi-axiales. 50
2.15 Simulation de l'état des déformations longitudinales sur l'échantillon pour les modes de vibrations à différentes fréquences mécaniques pour un déplacement de l'actionneur piézo-électrique de $u_{piezo} = 1$ μm pk-pk. 51
2.16 Vue schématique de l'excitation magnétique de l'anneau torique. Le bobinage est monté sur support. Le support permet la fixation des trois mâchoires réparties à 120° autour de l'échantillon. 52
2.17 Simulation à l'aide du logiciel FLUX-3D® de la distribution de l'induction dans le plan médian pour un courant injecté de 4 et 0,5 A dans la bobine d'excitation de 393 spires au total. 53
2.18 Caractéristiques d'actionneurs piézoélectriques. 58
2.19 Vue schématique du protocole de détection expérimental des résonances mécaniques, avec les 3 liaisons « mâchoires » mécaniques placées à 120° les unes des autres. Les liaisons pincement sont ajustées de manière à ne laisser aucun interstices entre l'échantillon et les mâchoires. 59
2.20 Spectre de détection expérimentale des fréquences de résonances mécaniques de la structure complète formée des actionneurs piézoélectriques et du tore. Cette détection est réalisée au travers de la mesure du courant de court-circuit dans le second actionneur piézo-électrique. 59
2.21 Vue schématique en coupe du banc magnéto-mécanique. 0 : châssis non magnétique, 1 : anneau torique $Fe_{49}Co_{49}V_2$, 2 : bobine d'excitation magnétique, 3 : B-coil, 4 : fixation pincement non magnétique, 5 : actionneurs piézo-électriques, 6 : liaison encastrement non-magnétique, 7 : capteur de déplacement capacitif, 8 : jauges de déformation bi-axiales. 61
2.22 Comportement magnétique et magnétostrictif quasi-statique obtenue à $f_{mag} = 0.1$ Hz pour l'échantillon $Fe_{49}Co_{49}V_2$. La fréquence de coupure du filtre passe-bas sur le conditionneur de jauge est choisie à 10 Hz. 62
2.23 Mesure des déformations orthoradiales à $f_{mec} = 6058$ Hz pour un déphasage entre les deux actionneurs piézo-électriques de $\pi/4$. 63

3.1 Cycles majeurs d'hystérésis magnétique obtenus à $f_{mag} = 1$ Hz avec et sans excitation mécanique, pour l'échantillon $Fe_{49}Co_{49}V_2$. 66
3.2 Mesure du champ coercitif avec et sans excitation mécanique, pour différentes fréquences magnétiques, pour l'échantillon $Fe_{49}Co_{49}V_2$. 67

3.3 Mesures du champ coercitif pour différentes amplitudes et fréquences de la sollicitation mécanique. La fréquence magnétique est fixée à $f_{mag} = 1$ Hz. 68
3.4 Corrélation déplacement - déformation obtenue à partir des mesures mécaniques pour différentes fréquences et amplitudes de la sollicitation mécanique. 68
3.5 Dépendance du champ coercitif avec la contrainte mécanique élastique estimée numériquement. 69
3.6 Mesure de cycles d'hystérésis mineurs asymétriques à $f_{mag} = 1$ Hz sans excitation mécanique, pour l'échantillon $Fe_{49}Co_{49}V_2$. 70
3.7 Mesure de cycles d'hystérésis mineurs asymétriques avec et sans excitation mécanique, sous différentes amplitudes magnétiques. 71
3.8 Cycles mineurs symétriques obtenus à différentes excursions en champ, à amplitude mécanique imposée. 72
3.9 Pertes magnétiques associées à la figure 3.8 et completée avec des cycles de plus fortes amplitudes magnétiques. 72
3.10 Cycles B-H mineurs à amplitude mécanique imposée, à différentes fréquences magnétiques f_{mag} et différentes excursions en champ. 73
3.11 Effet d'une sollicitation mécanique d'amplitude croissante sur des cycles B-H mineurs. 74
3.12 Ajustement elliptique de cycle B-H mineurs obtenus à différentes fréquences magnétiques f_{mag} avec et sans excitation mécanique. 75
3.13 Spectre de la perméabilité complexe estimée à partir des cycles B-H mineurs symétriques ($H_{max} = 50$ A/m), avec et sans excitation mécanique. 75
3.14 Illustration de la migration de l'induction rémanente consécutivement à l'activation de l'excitation mécanique. 76
3.15 Effet de l'amplitude de la sollicitation mécanique sur la migration de l'induction rémanente pour différentes valeurs de fréquences mécaniques f_{mec}. 77
3.16 Migration de l'induction rémanente pour différentes fréquences de la sollicitation mécanique. 77
3.17 Influence du cyclage mécanique sur la migration de l'induction rémanente, pour une fréquence mécanique $f_{mec} = 868$ Hz. 78

4.1 Observation par MEB d'un alliage de FeCo-2V R après recristallisation [Rekik, 2014] (page 151). 84
4.2 Structure en domaine et paroi d'un polycristal. 84
4.3 Représentation des perturbations élastiques provoquées par incompatibilité de déformation inter grains sous l'effet de la magnétostriction [Waeckerlé, 2010a]. . . . 84
4.4 Représentation adoptée par Néel pour traiter l'interaction entre une paroi et une inclusion non magnétique sphérique [Néel, 1978] (page 318). 85
4.5 Principe de superposition adopté pour calculer les densités de charges magnétiques du système paroi - défaut. 86
4.6 Représentation d'une paroi qui se déplace sur des défauts magnéto-élastiques sphériques dont les directions d'aimantations sont très légèrement déviées de celles des domaines qui le jouxte. 86
4.7 Représentation d'un défaut magnéto-élastique (md) intersecté par une paroi, i.e entre deux domaines. La direction de l'aimantation des domaines qui jouxtent le défaut est orientée suivant l'axe d'anisotropie magnétocristalline par hypothèse uniaxiale (Ox) et coïncide avec la direction du champ appliqué. Oz : direction de l'avancée d'une paroi. L'épaisseur de paroi est considérée nulle pour simplifier les développements analytiques. 87

4.8 Représentation du déplacement d'une paroi sur un défaut magnéto-élastique bi-domaine. L'angle de polarisation du défaut évolue avec le déplacement de la paroi. 87
4.9 Profil énergétique à l'équilibre entre un défaut magnéto élastique et l'avancée d'une paroi, pour une contrainte interne σ_i de 100 MPa orientée suivant ($\varphi_i = \pi/4$, $\theta_i = \pi/4$). L'évolution du profil énergétique est fonction de la contrainte externe σ_a appliquée suivant l'axe d'aimantation des domaines Ox ($\varphi_a = 0$, $\theta_a = \pi/2$). . . . 93
4.10 Évolution du profil énergétique en fonction de la contrainte externe appliquée suivant l'axe Oz ($\varphi_a = 0$, $\theta_a = 0$). La contrainte interne σ_i de 100 MPa est orientée suivant ($\varphi_i = \pi/4$, $\theta_i = \pi/4$). Les résultats sont identiques pour une contrainte externe appliquée suivant l'axe Oy. 94
4.11 Coercivité d'un défaut au travers de la grandeur $max(\frac{\partial E_t^{eq}}{\partial z})$ en fonction de l'orientation (φ_a , $\theta_a = \pi/2$) pour une amplitude de la contrainte externe σ_a=100 MPa. La contrainte interne σ_i=±100 MPa est orientée suivant ($\varphi_i = \pi/4$, $\theta_i = \pi/2$). . 95
4.12 Coercivité d'un défaut au travers de la grandeur $max(\frac{\partial E_t^{eq}}{\partial z})$ en fonction de l'orientation (φ_a , $\theta_a = \pi/2$) pour différentes amplitudes de la contrainte externe σ_a. La contrainte interne σ_i=±100 MPa est orientée suivant ($\varphi_i = \pi/4$, $\theta_i = \pi/2$). . . . 96
4.13 Coercivité d'un défaut au travers de la grandeur $max(\frac{\partial E_t^{eq}}{\partial z})$ pour différentes orientations (φ_a , $\theta_a = \pi/2$) et fonction de la contrainte externe σ_a d'amplitude variable. La contrainte interne σ_i=±100 MPa est orientée suivant ($\varphi_i = \pi/4$, $\theta_i = \pi/2$). . 96
4.14 Représentation des rotations d'aimantation dans les défauts magnéto-élastiques suite à l'application d'une contrainte mécanique. L'effet cumulatif décrit ici traduit l'aptitude de la contrainte mécanique répétée et cyclique à faciliter le déplacement de la paroi défaut par défaut. 98
4.15 Confrontation modèle-mesure de la réduction relative du champ coercitif en fonction de la contrainte appliquée. Les résultats du modèle associe la coercivité d'un défaut à la force de rappel maximale d'une paroi qui se déplace sur le défaut, et sont issus du cas de la figure 4.9d (contrainte appliquée parallèle aux domaines). . 99

5.1 Bilan de puissance sur le banc de caractérisation magnéto-mécanique. 102
5.2 Illustration de l'hystérésis de la polarisation d'une céramique ferroélectrique [morganelectroceramics, 2003]. La plage d'excursion en orange illustre l'utilisation d'une céramique piézoélectrique qui travaille quasi-linéairement autour d'un point de polarisation. Les pertes diélectriques sont contenues dans l'aire du cycle orange P(E) lors du parcours de ce cycle. 103
5.3 Résonateur de Langevin [Garbuio, 2006] (page 226) en régime dynamique avec pertes diélectriques. F et U représentent respectivement une force et une tension, L une longueur. 104
5.4 Exemple d'oscillogramme de tension/courant/déplacement d'un des deux actionneurs piézoélectriques à f_{mec}=21 463 Hz. 105
5.5 Illustration du comportement de l'hystérésis mécanique sous chargement cyclique. 105
5.6 Caractéristique expérimentale σ - ϵ obtenue par [Hubert et Daniel, 2010] sur une tôle massive de $Fe_{49}Co_{49}V_2$ en chargement mécanique cyclique quasi-statique. Visualisation de l'hystérésis mécanique et de l'effet ΔE introduit par les déplacements de parois sous l'effet de la contrainte appliquée. 106
5.7 Bilan des puissances associées aux mesures des figures 3.3a et 3.3b (chapitre 3) pour des cycles B-H majeurs à une fréquence magnétique f_{mag} = 1 Hz. 108
5.8 Bilan des puissances associées aux mesures des figures 3.9a et 3.9b (chapitre 3) pour des cycles B-H mineurs de fréquence magnétique f_{mag} = 1 Hz et à excitation mécanique fixée (f_{mec} = 6058 Hz, u_{piezo}=1.81 μm pk-pk). 109

5.9 Principe de calcul de la puissance magnétique incrémentale économisée avec l'excitation mécanique sur un cycle B-H majeur. 110
5.10 Puissance magnétique incrémentale économisée sur un cycle majeur associé à la figure 3.1 (chapitre 3) consécutive à l'excitation mécanique. 111
5.11 Courant d'enclenchement dans un transformateur [Heathcote, 1968]. 113
5.12 Exemple de la distribution de l'induction dans un noyau de transformateur. . . . 114
5.13 Sous marin à coque ferromagnétique dans le champ magnétique terrestre, ses masses internes et son système d'immunisation [Chadebec, 2011]. 114
5.14 Principe du soudage par faisceau d'électrons. 115
5.15 Désaimantation locale des pipelines sur chantier avant soudage [srem, 2009]. . . . 116
5.16 Exemple de cycle HPP suivi de trois reptations (HPP : mise sous champ inducteur constant, puis montée en contrainte et enfin retour à un état non contraint) obtenu sur un barreau ferromagnétique ([Viana, 2010], page 44). 118
5.17 Dépendance linéaire mesurée au chapitre 3 §3.1.1 entre le champ coercitif et l'amplitude des contraintes mécaniques élastiques appliquées consécutives aux vibrations.119

B.1 Profil énergétique obtenu à l'équilibre pour une unique inclusion non magnétique sphérique. 137
B.2 Évolution du profil énergétique pour différentes contraintes internes. La contrainte externe σ_a est nulle. 138

Liste des tableaux

2.1 Caractéristiques de l'empilement de céramiques multicouches piézoélectriques utilisées. 49
2.2 Caractéristiques de l'alimentation de puissance utilisée pour l'excitation magnétique. 52
2.3 Caractéristiques de la carte d'acquisition utilisée. 55
2.4 Caractéristiques des jauges de déformation bi-axiales utilisées. 56
2.5 Fréquences de coupures des filtres passe-bas du conditionneur de jauge. 57
2.6 Caractéristiques du capteur de déplacement capacitif utilisé. 58
2.7 Tableau des valeurs de fréquences de résonance mécanique obtenues expérimentalement. 60

5.1 Quelques sources de récupération d'énergie [Chalasani et Conrad, 2008]. 117

Notations, abréviations

Constantes et variables physiques

Symbole	Nom	Valeur	Unité
k_B	Constante de Boltzmann	$1,38667 \cdot 10^{-23}$	J/K
μ_0	Perméabilité du vide	$4\pi \cdot 10^{-7}$	$kg \cdot m \cdot A^{-2} \cdot s^{-2}$
T	Température		K
t	Temps		s

Termes énergétiques

Nom	Symbole	Unité
E_{ech}	Énergie d'échange	$J \cdot m^{-3}$
E_k	Énergie d'anisotropie magnétocristalline	$J \cdot m^{-3}$
E_{me}	Énergie magnéto-élastique	$J \cdot m^{-3}$
E_{ms}	Énergie magnétostatique	$J \cdot m^{-3}$
E_Z	Énergie de Zeeman	$J \cdot m^{-3}$
E_t	Énergie totale d'interaction paroi - défaut	$J \cdot m^{-3}$

Constantes et variables magnétiques

Symbole	Nom	Unité
$\vec{B}$	Induction magnétique	T
B_s	Induction magnétique à saturation	T
B_r	Induction magnétique rémanente	T
f_{mag}	Fréquence d'excitation magnétique	Hz
$\vec{H}$	Champ magnétique	$A \cdot m^{-1}$
$\vec{H}_{md}$	Champ magnétique dans le défaut magnéto-élastique	$A \cdot m^{-1}$
H_c	Champ coercitif	$A \cdot m^{-1}$
H_r	Champ d'accrochage	$A \cdot m^{-1}$
$\vec{J}$	Polarisation magnétique	T
$\vec{J}_d$	Polarisation magnétique d'un domaine	T
$\vec{J}_{md}$	Polarisation magnétique dans un défaut magnéto-élastique	T
$\vec{M}$	Aimantation	$A \cdot m^{-1}$
M_s	Aimantation à saturation	$A \cdot m^{-1}$
K_1, K_2	Constantes d'anisotropie magnéto-cristalline	$J \cdot m^{-3}$
λ	Magnétostriction apparente	
λ_s	Magnétostriction à saturation	
μ_r	Perméabilité relative	
χ	Susceptibilité magnétique	
σ	Densité surfacique de charges magnétiques	$A \cdot m^{-1}$
Φ	Flux magnétique	Wb
P_n	Polynômes de Legendre de degrés n	
$Y_n^{(m)}$	Harmoniques sphériques de degrés n et d'ordre m	
z_{dw}	Abscisse z de la position d'une paroi magnétique	m

Constantes et variables mécaniques

Symbole	Nom	Unité
$[\epsilon]$	Tenseur des déformations	
$[\epsilon_\mu]$	Tenseur des déformations de magnétostriction	
$[\epsilon_e]$	Tenseur des déformations élastiques	
$[\epsilon_\mu^H]$	Déformation de magnétostriction induite par le champ magnétique	
$[\epsilon_\mu^\sigma]$	Déformation de magnétostriction induite par la contrainte	
E	Module d'Young	Pa
ν	Coefficient de poisson	
f	Fraction volumique de défauts	m^{-3}
f_{mec}	Fréquence d'excitation mécanique	Hz
N	Nombre de cycles mécaniques	
$[\sigma]$	Tenseur des contraintes mécaniques	Pa
$[\sigma_a]$	Tenseur des contraintes mécaniques appliquées	Pa
$[\sigma_i]$	Tenseur des contraintes mécaniques internes	Pa
u	Déplacement mécanique	m
$\varphi_{md}, \theta_{md}$	Angles de la polarisation d'un défaut magnéto-élastique	rad
γ_i	Angle contrainte interne d'un défaut VS polarisation défaut	rad
γ_k	Angle polarisation défaut VS aimantation des domaines	rad
R_{md}	Rayon des défauts magnéto-élastiques	m
u_{piezo}	Déplacement mécanique des actionneurs piézoélectriques	m

Abréviations

CND	Contrôle Non Destructif
DL	Direction du Laminage
DT	Direction Transverse
DW	Domain-Wall (paroi)
EBSD	Electron Backscatter Diffraction
fem	Force électromotrice
GO	Grains Orientés
MEB	Microscopie Électronique à Balayage
md	Défaut magnéto-élastique
NO	Grains Non Orientés
OIMTM	Orientation Imaging Microscopy
PZT	Titano-Zirconate de Plomb désigne les céramiques des actionneurs piézoélectriques
TEM	Transmission Electron Microscopy (microscopie électronique en transmission)
VER	Volume Élémentaire Représentatif

Introduction générale

Contexte

L'atout du vecteur électrique n'est plus à démontrer en ce début de XXI^e siècle et les systèmes électriques sont omniprésents dans notre société. Ils doivent maintenant répondre aux enjeux sociétaux. Outre le tsunami que provoquent dans nos sociétés la transition énergétique et le développement durable, les systèmes électriques doivent répondre à la multiplicité des usages qui accompagnent cette vague du tout électrique. Les applications en environnement sévère comme le secteur du transport, ou les dispositifs off-shore, imposent aux sciences de l'ingénieur de relever différents défis et stimulent ainsi l'innovation. Il en est de même des bouleversements marqués par l'arrivée discrète des systèmes autonomes de récupération d'énergie et leurs multiples applications : dans le domaine médical, dans celui du génie civil, dans les agrégateurs électriques que sont les smart-grids et les smart-cities.

Les matériaux magnétiques sont des éléments clés des dispositifs électriques rendus indispensables par leur capacité à convertir l'énergie et par leur sensibilité aux stimuli de leur environnement. Ils permettent au travers de leurs caractéristiques de coupler différentes grandeurs physiques : mécanique, thermique, magnétique, électrique...

Cette thèse se focalise sur le couplage magnéto-mécanique des matériaux magnétiques doux.

Positionnement du travail de thèse

Plusieurs projets de recherche, durant ces dix dernières années, se sont focalisés sur l'amélioration des caractéristiques magnétiques des matériaux lors de leur élaboration. Par exemple, le projet ANR MICMAGPRO [1] traite du procédé de recuits sous champ magnétique intense pour optimiser la microstructure (MICrostructures tailored by MAGnetic PROcessing). Également les projets 3MT [2] et FECOPROGEN [3] ambitionnent de développer un procédé industriel d'élaboration d'acier électrique en Fer-Cobalt AFK502 à haute limite élastique pour application à haute densité de puissance.

L'idée suivie dans cette thèse est d'utiliser le levier que constitue l'excitation mécanique pour modifier le comportement magnétique des matériaux lors de leur utilisation. Le pied de nez est alors d'estimer que ce levier mécanique ne mène pas uniquement à une dégradation subie des caractéristiques magnétiques. Pourquoi ne pas utiliser les stimuli mécaniques comme une nouvelle grandeur de contrôle ? Le but serait alors de réussir à piloter les performances magnétiques à

1. http://www.agence-nationale-recherche.fr/fileadmin/documents/2013/matetpro2013/pres/18_MICMAGPRO.pdf

2. Matériaux Magnétiques pour Machines et Transformateurs - collaboration démarrée en 2009 entre les laboratoires LMT Cachan et GEEPS et industriels ArcelorMittal et Aperam

3. (FeCo based magnetic alloys with high strength and minimized iron losses, for new high speed aerospace generator) initié en 2013 par Aperam Alloys Imphy et le LMT Cachan http://cordis.europa.eu/result/rcn/177277_fr.html

l'aide d'une excitation mécanique contrôlée.

A l'instar de la lubrification électro-active qui réduit les frottements mécaniques par la vibration de l'interface de contact [Garbuio, 2006], l'originalité de ces travaux est d'utiliser une excitation mécanique vibratoire pour effacer les frottements à l'origine de l'hystérésis magnétique des matériaux.

L'objectif est alors de comprendre et caractériser l'action d'une excitation mécanique vibratoire sur la réponse magnétique des matériaux.

Organisation du manuscrit de thèse

Ce document s'articule autour de cinq chapitres.

Tout d'abord, le premier chapitre pose le cadre théorique dans lequel s'inscrit ce travail. Après un bref rappel des comportements magnétiques et élastiques, les phénomènes de couplage magnéto-mécanique sont introduits. Les principaux points de modélisation abordés au chapitre 4 sont appréhendés.

Puis, le second chapitre décrit le banc de caractérisation magnéto-mécanique développé. Les principaux bancs expérimentaux de la littérature sont présentés, ce qui permet de définir les objectifs à atteindre pour la mise au point de notre propre plate-forme de caractérisation. Une description ainsi qu'une analyse de la plate-forme sont développées, et le protocole expérimental permettant les mesures du chapitre 3 est défini.

Le troisième chapitre est consacré à la caractérisation expérimentale du comportement magnéto-mécanique d'un échantillon torique de Fer-Cobalt AFK502 mis en vibration à l'aide d'actionneurs piézo-électriques. L'effet des contraintes mécaniques est quantifié au travers du comportement magnétique hystérétique.

Ainsi, le quatrième chapitre propose un modèle de compréhension pour expliquer le comportement magnétique sous l'action d'une contrainte cyclique. Ce modèle, défini à partir de considérations à l'échelle des domaines magnétiques, permet d'interpréter les mécanismes à l'origine des décrochements de parois identifiés comme étant responsables des réductions d'hystérésis magnétique évoquées au chapitre précédent.

Le dernier et cinquième chapitre s'appuie sur les résultats expérimentaux pour illustrer le potentiel applicatif. Un bilan énergétique permet alors de sélectionner les applications les plus prometteuses.

Enfin, les perspectives tant d'un point de vue des applicatifs que d'un point de vue du modèle de comportement magnéto-mécanique à exploiter sont avancées.

Chapitre 1

Matériaux ferromagnétiques doux : hystérésis et comportement magnéto-mécanique

Sommaire

1.1 Introduction **4**
1.2 Matériaux ferromagnétiques doux et phénomènes dissipatifs **4**
1.2.1 Équilibre énergétique et configuration de l'aimantation en domaines magnétiques 4
1.2.2 Le cycle d'hystérésis magnétique 11
1.2.3 Parois magnétiques et phénomènes statiques d'hystérésis 15
1.2.4 Défauts de contraintes internes 20
1.2.5 Champ de piégeage et coercivité d'une paroi déformable évoluant sur des défauts 21
1.3 Comportement magnéto-mécanique **22**
1.3.1 Couplage magnéto-mécanique 22
1.3.2 Comportement magnétique sous sollicitation mécanique statique et quasi statique 25
1.3.3 Comportement magnétique sous sollicitation mécanique cyclique . . . 28
1.4 Conclusions **32**

Résumé

Ce chapitre introductif vise à préciser le cadre dans lequel s'inscrit ce travail. Les mécanismes associés au comportement magnéto-mécanique des matériaux ferromagnétiques doux sont discutés d'un point de vue microscopique au travers d'une approche énergétique, puis d'un point de vue macroscopique. Afin de comprendre et modéliser le comportement magnétique sous sollicitation mécanique cyclique, les principaux résultats de la littérature obtenus sous différents chargements mécaniques sont interprétés.

1.1 Introduction

L'effet d'une contrainte mécanique sur les propriétés magnétiques des matériaux ferromagnétiques a été mis en évidence au 19ème siècle par Villari. Cet effet est jugé physiquement important puisqu'on considère la contrainte comme un des trois facteurs majeurs pouvant affecter l'aimantation avec le champ magnétique et la température [Bozorth, 1951]. Depuis lors, de nombreux travaux ont été menés en vue de comprendre, maîtriser et utiliser cet effet de couplage. Le comportement magnétique est ainsi sensible à tout chargement mécanique et fonction de son amplitude, de sa direction et de sa nature (statique ou dynamique, uniaxiale ou multiaxiale).

1.2 Matériaux ferromagnétiques doux et phénomènes dissipatifs

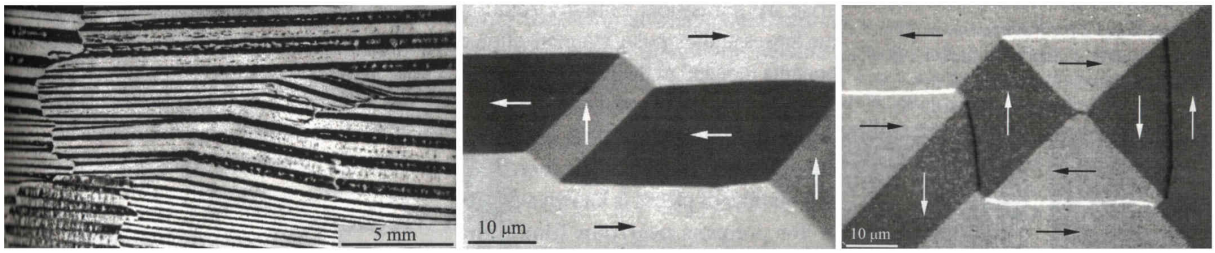
1.2.1 Équilibre énergétique et configuration de l'aimantation en domaines magnétiques

Les matériaux magnétiques adoptent une structure magnétique hétérogène [Couderchon, 1998]. L'observation microscopique (figure 1.1a) d'un tel matériau met en évidence l'existence de domaines magnétiques [Hubert et Schäfer, 1998], [Bitter, 1932], [Landau et Lifshitz, 1935] au sein desquels l'aimantation est uniforme et dirigée (en règle générale) selon un des axes du cristal considéré. Pierre Weiss (1907) a montré qu'un échantillon de taille macroscopique, afin de diminuer son énergie globale, se subdivise en de nombreuses régions aimantées à saturation (domaines) séparées par des frontières (parois de Bloch ou parois de Néel). En tout point du matériau, le vecteur aimantation microscopique, dont la direction peut changer, a le même module valant l'aimantation à saturation M_s. L'aimantation est orientée selon des orientations privilégiées appelées axes de facile aimantation du cristal constituant le grain. Afin de visualiser les structures en domaines magnétiques, diverses méthodes existent, dont les premières méthodes d'observations directes ont été développées à partir de poudres très fines par Bitter en 1931. En 1935, Landau et Lifshitz ont relié l'existence des domaines de Weiss aux figures de Bitter et ont montré que ce constat n'est qu'une conséquence naturelle de la minimisation des contributions énergétiques mises en jeu dans les corps ferromagnétiques. Les figures 1.2a-1.2c mettent en évidence cette configuration en domaines pour un Fe-3%Si à grains orientés et montrent que les domaines s'affinent et s'orientent vers la direction de la traction statique appliquée (pour un matériau à magnétostriction positive).
Dans chaque domaine, la norme de l'aimantation vaut M_s. La transition d'orientation du vecteur $\vec{M_s}$ entre deux domaines s'effectue sur une zone large de quelques dizaines de distances inter atomiques, nommée paroi magnétique. Cette configuration peut s'expliquer par une approche énergétique dans laquelle l'équilibre magnétique formant cette structure en domaines est le fruit de différentes interactions énergétiques au sein de la matière. À l'échelle du groupement d'atomes, l'état d'équilibre magnétique peut s'expliquer alors par la compétition de différents termes énergétiques [Chikazumi, 1997]. L'énergie libre s'écrit :

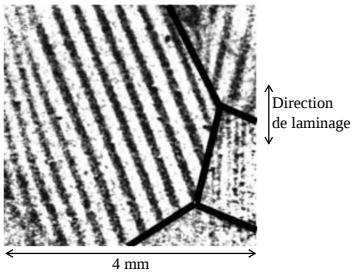
$$E = E_{ech} + E_k + E_{ms} + E_{me} \tag{1.1}$$

où :

- E_{ech} désigne l'énergie d'échange.
- E_k désigne l'énergie d'anisotropie magnétocristalline.
- E_{ms} désigne l'énergie magnétostatique.
- E_{me} désigne l'énergie magnéto-élastique.



(a) Cristaux de fer silicium [Hubert et Schäfer, 1998]



(b) Tôle polycristalline de FeSi de texture GOSS [Geoffroy, 2008]. Les frontières des grains sont surlignées pour plus de clarté. La tôle est soumise à une contrainte de traction de 9 MPa dans la direction de laminage.

FIGURE 1.1 – Observation de domaines magnétiques au sein de cristaux de fer silicium, par microscopie à effet Kerr.

(a) σ_a= 0 (b) σ_a=8 MPa (c) σ_a=40 MPa

FIGURE 1.2 – Influence d'une contrainte mécanique statique de traction d'amplitude croissante : mesure par effet Kerr sur une tôle de Fe-3%Si GO [Perevertov et Schäfer, 2014]. La contrainte est appliquée suivant la direction horizontale.

Chaque domaine magnétique est caractérisé par son vecteur aimantation donné par :

$$\vec{M} = M_s\vec{\gamma} = M_s[\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3]^T \qquad avec \qquad \gamma_1^2 + \gamma_2^2 + \gamma_3^2 = 1 \tag{1.2}$$

$\vec{\gamma}$ est un vecteur unitaire qui porte l'aimantation dont la direction est définie par ses trois cosinus directeurs γ_1, γ_2 et γ_3.

Énergie d'échange

En 1907, Weiss [Weiss et Foex, 1926] propose l'hypothèse de l'existence d'une interaction favorisant l'alignement des moments magnétiques, ceci en l'absence de champ magnétique extérieur. Il donna le nom de champ moléculaire à cette interaction. Cette hypothèse lui permit de retrouver l'ensemble des propriétés essentielles du ferromagnétisme (aimantation spontanée, transition de phase vers un état paramagnétique). La nature de l'interaction responsable du fer-

romagnétisme a été révélée par Heisenberg en 1928 [Heisenberg, 1928], qui a montré qu'il s'agit d'une interaction purement quantique qui dérive de la combinaison du couplage spin/orbite, et de la nécessité de satisfaire le principe d'exclusion de Pauli (1925). Autrement dit, l'échange traduit la tendance des spins voisins à s'aligner dans la même direction. Cette contribution est purement locale et ne dépend que des propriétés microscopiques du matériau [Geoffroy, 2006]. Ce phénomène se manifeste à l'échelle microscopique, et dans le cadre classique des milieux continus, par un gradient d'aimantation correspondant à une force de rappel élastique.

L'énergie d'échange qui correspond à l'effet de couplage ferromagnétique entre atomes voisins, et tend à rendre uniforme l'aimantation, s'écrit :

$$E_{ech} = A||\nabla\vec{\gamma}||^2 \tag{1.3}$$

où A est la constante d'échange caractéristique du matériau considéré. L'énergie d'échange est faible quand les variations spatiales de la direction de l'aimantation $\vec{\gamma}$ sont faibles.

Énergie d'anisotropie magnétocristalline

L'origine physique de l'anisotropie magnétocristalline est connue depuis les travaux de Bloch et Gentile (1931), et de Van Vleck (1931). Il s'agit de l'interaction des spins avec le potentiel créé par la symétrie cristalline. Le résultat d'une telle interaction est la préférence des spins à s'orienter dans certaines directions énergétiquement favorables (les directions de facile aimantation). Cette préférence des moments magnétiques traduit l'existence d'un potentiel énergétique dépendant de l'orientation des moments par rapport aux axes cristallins. Des observations du comportement de monocristaux (figure 1.3) montrent bien qu'il existe des directions de facile aimantation suivant lesquelles le comportement magnétique est favorisé. Il s'agit des directions $< 100 >$ dans le cas du fer (figure 1.4a).

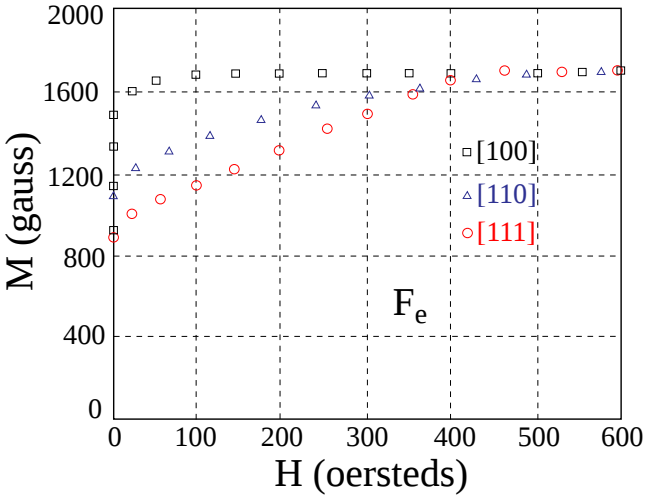


FIGURE 1.3 – Courbes d'aimantation d'un monocristal de fer (Fe) mesurées par [Morrish, 1965](1 Gauss = $10^3 A \cdot m^{-1}$, 1 oersted = 80 $A \cdot m^{-1}$)

À l'équilibre, la direction des moments magnétiques est déterminée par l'anisotropie cristalline : l'interaction d'échange ne fera qu'aligner tous les spins dans la même direction. Les deux contributions peuvent donc être nulles simultanément. L'expression de l'énergie d'anisotropie doit être compatible avec la symétrie du réseau cristallin, ce qui est pris en compte grâce à une fonction paire convexe s'annulant sur l'ensemble des directions de facile aimantation. Elle peut donc s'écrire comme un développement polynomial des puissances paires des cosinus directeurs

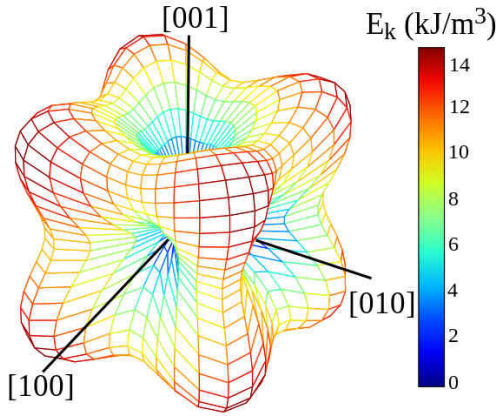
(γ_1, γ_2, γ_3) de l'aimantation [Chikazumi, 1997] avec les projections exprimées en coordonnées sphérique sur les axes respectifs $\overrightarrow{Ox}$, $\overrightarrow{Oy}$, $\overrightarrow{Oz}$, tel que :

$$\gamma_1 = cos(\varphi) \cdot sin(\theta) \tag{1.4}$$

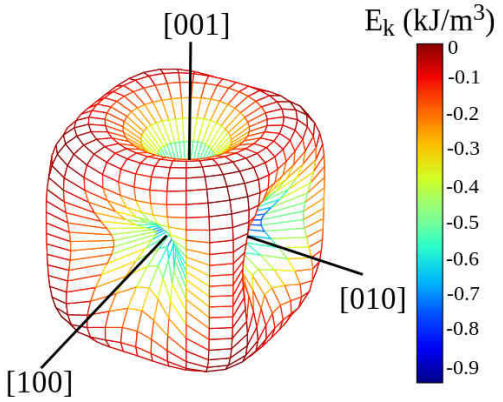
$$\gamma_2 = sin(\varphi) \cdot sin(\theta) \tag{1.5}$$

$$\gamma_3 = cos(\theta) \tag{1.6}$$

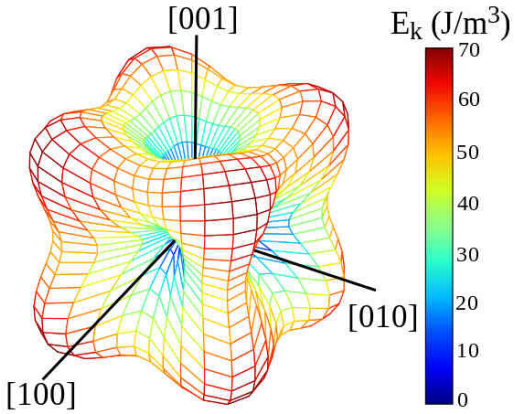
avec φ l'angle polaire et θ l'angle azimutal entre l'aimantation et l'axe $\overrightarrow{Oz}$ en coordonnée sphérique.



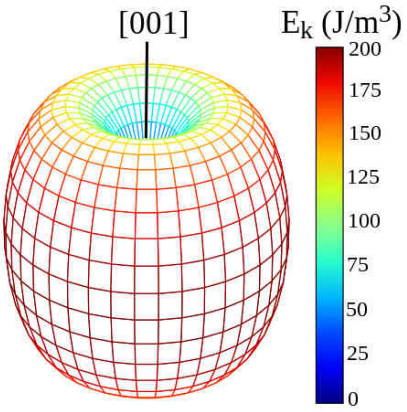
(a) Monocristal de fer, cubique centrée : $K_1 = 42.7\ kJ/m^3$, $K_2 = 15\ kJ/m^3$ [Bozorth, 1951]



(b) Monocristal de nickel, cubique face centrée : $K_1 = -3.4\ kJ/m^3$, $K_2 = 5.3\ kJ/m^3$ [Bozorth, 1951]



(c) $Fe_{49}Co_{49}V_2$, cubique centré : $K_1 \approx 200\ J/m^3$, $K_2 \approx 0\ J/m^3$ [Waeckerlé, 2010a]



(d) uniaxiale $K_1 \approx 200\ J/m^3$, $K_2 \approx 0\ J/m^3$

FIGURE 1.4 – Distribution spatiale de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline.

Dans le cas où une direction de l'espace contrôle l'anisotropie, l'énergie d'anisotropie est invariante par rotation autour de cette direction et ne dépend que de l'orientation relative des moments par rapport à cet axe, c'est l'anisotropie uniaxiale (figure 1.4d). Dans ce cas, l'énergie d'anisotropie magnétocristalline est une fonction de l'aimantation projetée suivant l'axe d'anisotropie ($\gamma_1^2 + \gamma_2^2 = 1 - \gamma_3^2 = sin^2\theta$). La densité d'énergie d'anisotropie magnétocristalline s'écrit alors :

$$E_k = K_1 sin^2\theta + K_2 sin^4\theta \tag{1.7}$$

où K_1 et K_2 désignent les constantes d'anisotropie magnétocristalline caractéristiques du matériau.

Dans le cas de l'anisotropie cubique, trois directions orthogonales définies par les axes du cube sont dites de facile aimantation ou de difficile aimantation en fonction s'il s'agit d'un minimum ou d'un maximum d'énergie. Par exemple, pour une structure cubique centrée comme le Fer (figure 1.4a), les axes $< 100 >$ sont des directions de faciles aimantation. En raison de cette forte symétrie, la densité d'énergie d'interaction des moments magnétiques avec les axes de symétrie peut s'exprimer sous la forme d'un développement en série des cosinus directeurs de l'aimantation, qui s'annule suivant les trois axes de symétrie :

$$E_k = K_1(\gamma_1^2\gamma_2^2 + \gamma_2^2\gamma_3^2 + \gamma_3^2\gamma_1^2) + K_2(\gamma_1^2\gamma_2^2\gamma_3^2) \tag{1.8}$$

L'équilibre énergétique entre l'anisotropie magnétocristalline et l'énergie d'échange gouverne la configuration en domaines magnétiques. L'existence de plusieurs directions faciles liées à la forme de l'énergie d'anisotropie explique la formation des domaines magnétiques.

Énergie magnétostatique

L'énergie magnétostatique se divise habituellement en deux contributions [Gersdorf, 1960]. D'une part est considérée l'énergie associée au champ magnétique extérieur appliqué $\vec{H}_0$ dite énergie de Zeeman E_Z , qui s'écrit :

$$E_Z = -\mu_0 \vec{H}_0 \cdot \vec{M} \tag{1.9}$$

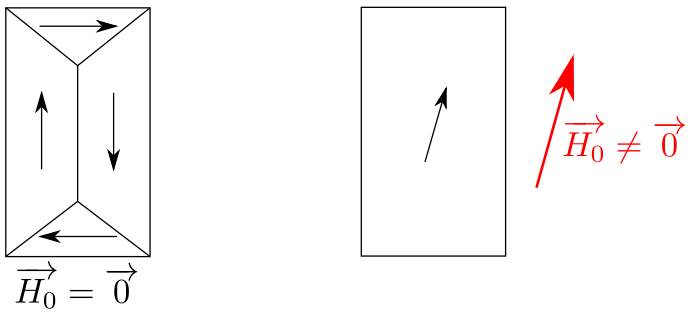


FIGURE 1.5 – Alignement de l'aimantation sous l'effet d'un champ appliqué.

Ce terme énergétique E_Z tend à aligner la direction de l'aimantation avec celle du champ extérieur. Il est minimum quand l'aimantation est parallèle à $\vec{H}_0$ et de même sens.
D'autre part, les variations spatiales d'aimantation créent un champ démagnétisant $\vec{H}_d$ généralement opposé à l'aimantation. Il est d'usage d'associer à ce champ l'énergie démagnétisante E_d :

$$E_d = -\mu_0 \vec{H}_d \cdot \vec{M} \tag{1.10}$$

Il est important de noter que les interactions d'échange et d'anisotropie magnétocristalline sont des interactions locales à courte distance alors que le champ démagnétisant dépend de la géométrie et de la distribution de l'aimantation dans tout le milieu. Si la minimisation des énergies d'anisotropie magnétocristalline et d'échange permet d'expliquer la formation des domaines magnétiques (alignement suivant les axes faciles), la structure en domaines n'est pas le résultat de

cet alignement. Elle provient de la minimisation des champs émergeants sources de charges surfaciques (figure 1.6, nécessité de refermeture du flux) afin de réduire l'interaction démagnétisante E_d.

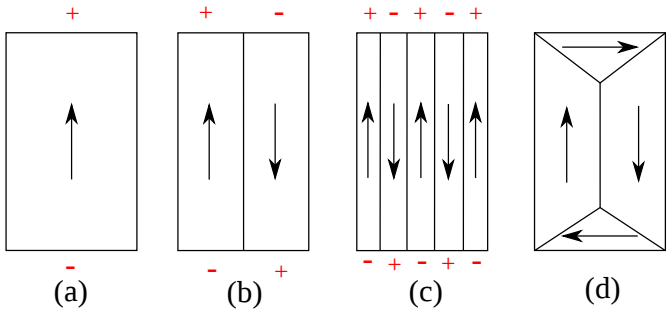


FIGURE 1.6 – Structure en domaines à énergie démagnétisante décroissante grâce aux domaines de fermeture présents sur la configuration (d).

L'énergie magnétostatique s'écrit donc :

$$E_{ms} = E_Z + E_d = -\mu_0 \vec{H_0} \cdot \vec{M} - \mu_0 \vec{H_d} \cdot \vec{M} = -\mu_0 \vec{H} \cdot \vec{M} \tag{1.11}$$

Le champ magnétique local $\vec{H}$ est décomposé en deux contributions : le champ extérieur appliqué $\vec{H_0}$ et le champ démagnétisant $\vec{H_d}$ provoqué par les variations spatiales d'aimantation,

$$\vec{H} = \vec{H_0} + \vec{H_d} \tag{1.12}$$

L'hétérogénéité de distribution d'orientation des grains peut conduire à ce que le champ vu par un grain diffère du champ appliqué macroscopique. De plus, les variations locales d'aimantation créées par les mouvements de parois entre domaines magnétiques peuvent être à la source de champs démagnétisants locaux en raison de l'apparition de charges magnétiques fictives. En revanche, la moyenne spatiale des champs locaux est égale au champ appliqué : $< \vec{H} >= \vec{H_0}$.

Énergie magnéto-élastique

L'énergie élastique est liée au tenseur des contraintes mécanique $[\sigma]$ et au tenseur d'élasticité local $[\mathbb{C}]$ que subit le matériau. Là encore, il faut introduire la notion de localisation pour distinguer la contrainte appliquée macroscopiquement de celle perçue localement :

$$E_{me} = \frac{1}{2}[\sigma]^T : [\mathbb{C}]^{-1} : [\sigma] \tag{1.13}$$

Cette expression ne fait pas apparaître explicitement le couplage magnéto-élastique mais la contrainte locale $[\sigma]$ qui est la somme de la contrainte appliquée $[\sigma_a]$ et des contraintes internes $[\sigma_i]$,

$$[\sigma] = [\sigma_a] + [\sigma_i] \tag{1.14}$$

La déformation locale $[\epsilon]$ est la somme de deux déformations : la déformation élastique $[\epsilon_{el}]$ d'origine mécanique et la déformation de magnétostriction $[\epsilon_\mu]$ [Rizzo, 2012], [Mballa-Mballa, 2013], [Rekik, 2014], [Daniel *et al.*, 2007], [Hubert, 2008] :

$$[\epsilon] = [\epsilon_{el}] + [\epsilon_\mu] \tag{1.15}$$

La contrainte $[\sigma]([\sigma_a], [\sigma_i]_{([\epsilon_\mu])})$ est associée linéairement à la déformation élastique $[\epsilon_{el}]$ via la loi de Hooke. $[\epsilon_\mu](\vec{H}, [\sigma])$ désigne le tenseur de la déformation de magnétostriction « libre », c'est-à-dire la déformation d'origine magnétique que l'on observerait si le matériau pouvait se déformer librement. En réalité, des incompatibilités de déformation [Kronmüller, 2003] inter-domaines et inter-grains (accommodations) apparaissent en raison de l'hétérogénéité du matériau et du caractère généralement non compatible de $[\epsilon_\mu]$ (figure 1.7). L'incompatibilité de la magnétostriction conduit à un état de contrainte interne à moyenne nulle sur le milieu global. Cette contrainte interne permet de corriger l'incompatibilité de la déformation de magnétostriction [Kronmüller, 2003].

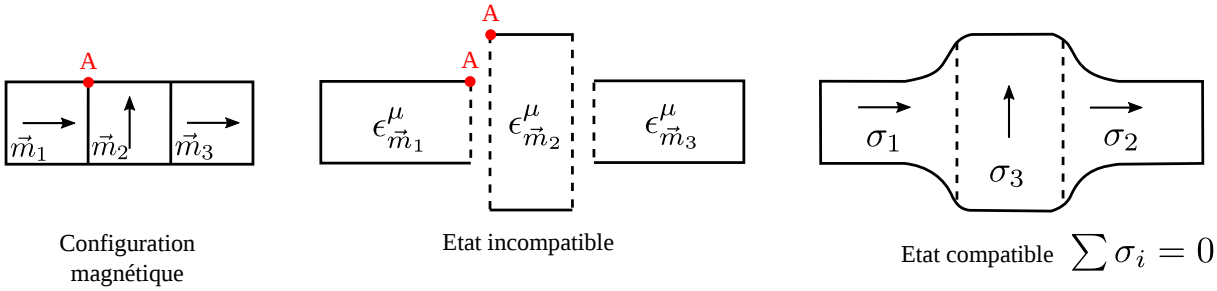


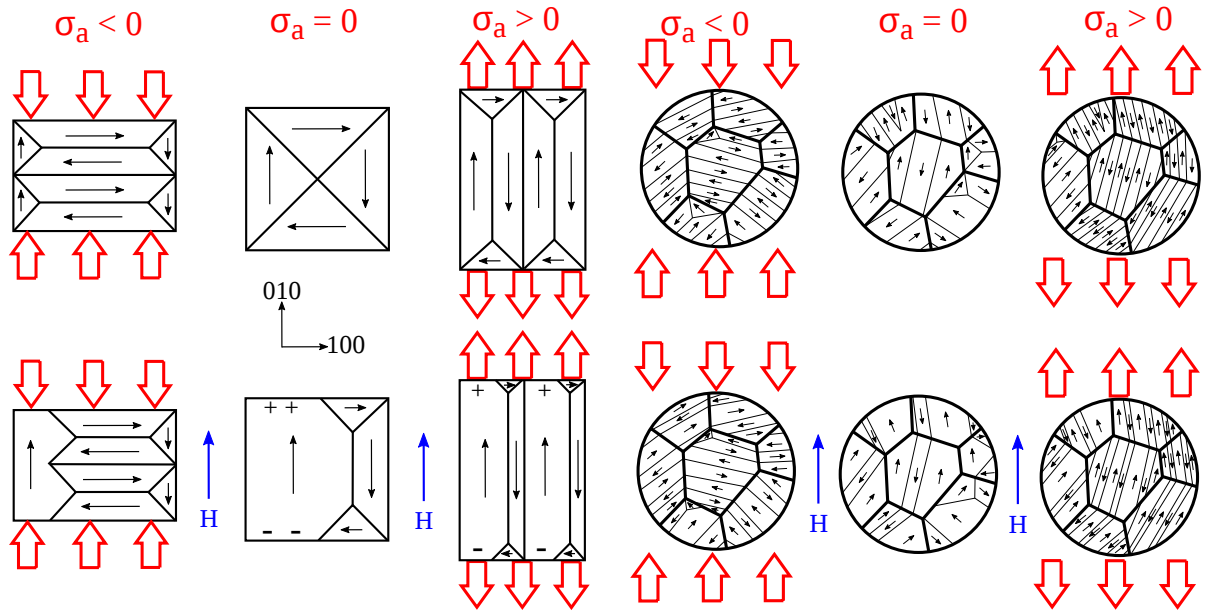
FIGURE 1.7 – Incompatibilité de la déformation de magnétostriction [Mballa-Mballa, 2013].

Dans le cas d'un matériau à symétrie cubique, trois paramètres suffisent à décrire la déformation de magnétostriction $[\epsilon_\mu]$. En admettant l'hypothèse de déformation isochore [du Trémolet de Lacheisserie, 1999], ces paramètres se réduisent à deux. Dans le repère cristallographique ([100] ; [010] ; [001]), le tenseur de la déformation de magnétostriction $[\epsilon_\mu]$ s'écrit :

$$[\epsilon_\mu] = \frac{3}{2}\begin{bmatrix} \lambda_{100}(\gamma_1^2 - \frac{1}{3}) & \lambda_{111}(\gamma_1\gamma_2) & \lambda_{111}(\gamma_1\gamma_3) \\ \lambda_{111}(\gamma_1\gamma_2) & \lambda_{100}(\gamma_2^2 - \frac{1}{3}) & \lambda_{111}(\gamma_2\gamma_3) \\ \lambda_{111}(\gamma_1\gamma_3) & \lambda_{111}(\gamma_2\gamma_3) & \lambda_{100}(\gamma_3^2 - \frac{1}{3}) \end{bmatrix} \tag{1.16}$$

λ_{100} et λ_{111} désignent les deux constantes de magnétostrictions, λ_{100} (resp. λ_{111}) étant égal à la déformation de magnétostriction mesurée dans la direction $< 100 >$ (resp. $< 111 >$) d'un monocristal lorsqu'il est aimanté à saturation suivant cette direction.

Un état de contrainte appliqué est susceptible de modifier le comportement magnétique. Ce mécanisme est lié à une reconfiguration de la structure en domaines magnétiques causée par la contrainte appliquée (figures 1.8a et 1.8b). Pour un matériau à magnétostriction « positive » (déformation > 0 dans le sens du champ appliqué), une traction par exemple aura tendance à favoriser les domaines alignés suivant l'axe de sollicitation, tandis qu'une compression aura tendance à favoriser les domaines orthogonaux à l'axe de sollicitation. Cette anisotropie induite par l'état de contrainte a pour conséquence de modifier le comportement magnétique, mais également le comportement magnétostrictif macroscopique.



(a) monocristal (b) polycristal

FIGURE 1.8 – Effet d'une contrainte statique sur la structure en domaines pour un matériau à magnétostriction positive [Iordache, 2003].

Énergie totale

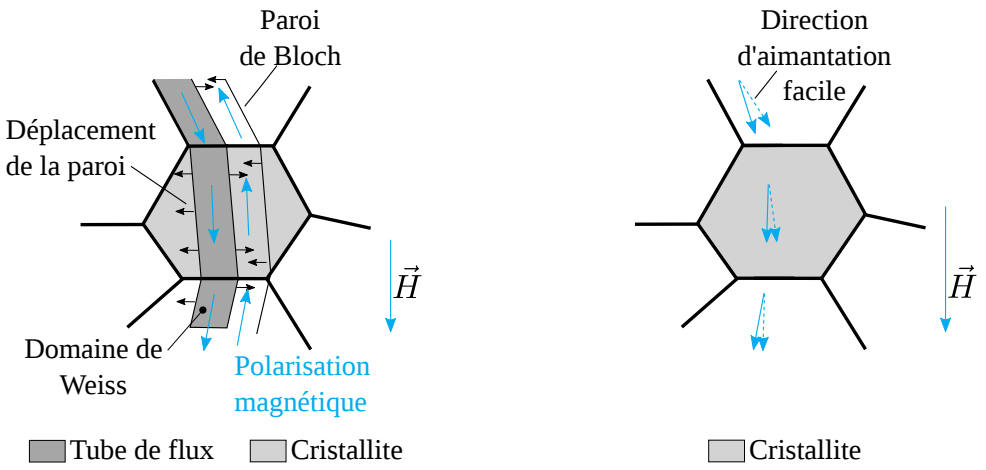
La densité d'énergie totale locale en présence d'un champ magnétique $\vec{H}$ local et d'une contrainte $[\sigma]$ locale est la somme des différents termes énergétiques :

- d'échange
- d'anisotropie magnéto-cristalline
- magnétostatique
- magnéto-élastique.

La microstructure magnétique adopte alors une configuration en domaine minimisant l'énergie totale.

1.2.2 Le cycle d'hystérésis magnétique

En absence de champ magnétique, le principe du minimum d'énergie se traduit par l'alignement de l'aimantation selon les axes de facile aimantation de telle sorte que l'aimantation globale est nulle à l'état initial désaimanté. Il se forme ainsi une structure en domaines. En appliquant un champ magnétique, l'équilibre initial est modifié. Le nouvel état d'équilibre est le résultat de deux mécanismes distincts. D'une part, les domaines favorisés (dont la direction est proche de celle du champ appliqué) augmentent de volume par déplacement des parois magnétiques (figure 1.9a). D'autre part, l'aimantation effectue une rotation à l'intérieur des domaines (figure 1.9b) lorsque l'énergie magnétostatique équilibre l'énergie d'anisotropie magnétocristalline.
Ces deux mécanismes peuvent co-exister ou se dominer l'un l'autre en fonction des constantes d'anisotropie et du niveau de champ. Ainsi, dans les matériaux à forte anisotropie, le mouvement des parois est prédominant pour les champs faibles et la rotation apparaît pour des champs plus forts. Les figures 1.10a, 1.10b illustrent l'évolution de l'aimantation macroscopique et de la structure en domaines magnétiques d'un tel matériau. Le début de la courbe de première aimantation, approximativement parabolique, est principalement dominé par des mécanismes de



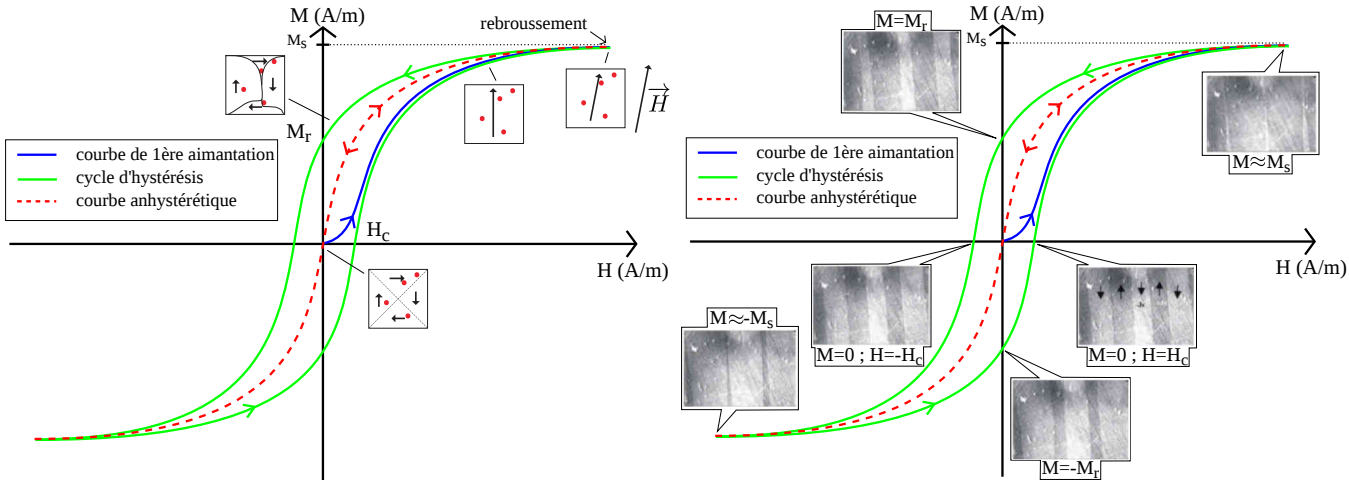
(a) par déplacement de paroi (b) par rotation d'aimantation

FIGURE 1.9 – Mécanismes d'aimantation à l'œuvre dans les matériaux polycristallins [Geoffroy, 2008].

mouvement quasi-réversible des parois, dite zone de Rayleigh. Il apparaît ensuite le déplacement irréversible des parois de domaines. Le volume des domaines de vecteurs $\vec{M}$, dont la projection scalaire avec le vecteur champ magnétique $\vec{H}$ est positive, augmente au détriment des domaines adjacents d'orientation moins favorable. Lors du mouvement des parois, les domaines changent de taille. Le déplacement des parois et la variation d'aimantation associée sont généralement interrompues lorsque les parois se heurtent à des défauts de structure du matériau (contraintes internes, impuretés, amas de dislocations, microfissures [Vonsovskii et Hardin, 1974]). Dans le régime du « coude » de la courbe d'aimantation les déplacements de parois à 90° sont importants. Le « coude » annonce le début de la rotation de l'aimantation dans les domaines en direction du champ appliqué. En sortir du coude, quelques domaines subsistent : ce sont les domaines en « spikes » qui assurent la fermeture du flux entre les surfaces de l'échantillon et qui vont s'annihiler sur la large plage de champ dite « d'approche à saturation ». La valeur de l'aimantation tend vers la limite théorique représentée par l'aimantation à saturation M_s.

Dans le paragraphe précédent est décrite une configuration à l'équilibre où le principe du minimum d'énergie permet d'atteindre la configuration la plus stable. Si l'on connaît le type de cristallographie et l'état de chargement du matériau à un instant donné (champ appliqué, contrainte mécanique...), il est possible de déterminer la configuration d'équilibre correspondante. La notion de chemin parcouru ou d'historique pour atteindre cette configuration n'intervient pas. En revanche, la description du comportement irréversible traduit par définition un état hors équilibre. Toute mesure magnétique dépend non seulement des conditions expérimentales (température, niveau de champ, contrainte mécanique) mais également de tous les états antérieurs d'aimantation. Du fait de la structuration en domaines et de la présence d'imperfections dans les matériaux magnétiques, le processus d'aimantation détaillé précédemment dépendra du parcours emprunté par les parois et des obstacles qui auront entravé leur chemin. La réponse en aimantation du matériau ne sera plus une courbe unique (courbe anhystérétique) parcourue à la charge et à la décharge, mais un cycle.

Même lors d'un chargement très lentement variable, l'aimantation décrit un cycle qui est nommé communément cycle d'hystérésis (figure 1.10a). Pour un chargement en champ, ce cycle est toujours parcouru dans le même sens tel que l'effet (ici l'aimantation) soit en retard sur la cause (le champ extérieur imposé). Pour une sollicitation en champ suffisamment grande, la courbe dite anhystérétique représentée en rouge est toujours contenue dans le cycle d'hystérésis

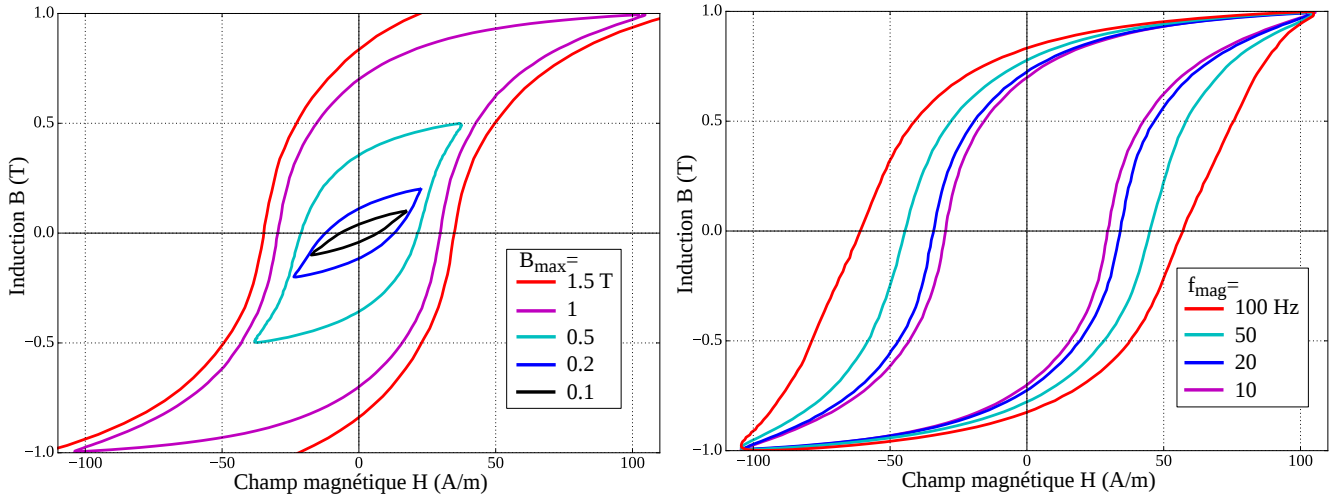


(a) représentation schématique

(b) observation des domaines par effet Kerr [Alves et Barrué, 2004]

FIGURE 1.10 – Hystérésis par déplacement de parois de Bloch. Modification de la structure en domaine.

qui suit son parcours avec un effet retard jusqu'à la saturation où les deux courbes se confondent. Au début du chargement périodique, la zone transitoire qui mène au cycle stabilisé est appelée courbe de première aimantation (en bleu sur la figure 1.10a). Lors de la diminution du champ appliqué, l'aimantation du matériau diminue, c'est le rebroussement du cycle. A la fin de la sollicitation cyclique, lorsque le niveau de champ appliqué est nul, il persiste une aimantation non nulle au sein du matériau, c'est l'aimantation rémanente M_r. Le matériau « garde en mémoire » son chargement magnétique. Le surplus de champ à appliquer dans ces conditions au matériau pour atteindre l'état désaimanté est appelé champ coercitif H_c. Ces deux grandeurs H_c et M_r (ou $B_r = \mu_0 M_r$) sont usuellement employées pour caractériser un cycle d'hystérésis.



(a) à différentes amplitudes à $f_{mag} = 10\ Hz$

(b) à différentes fréquences à $B_{max} = 1\ T$

FIGURE 1.11 – Cycles d'hystérésis pour différentes amplitudes de sollicitation obtenue sur tôle de Fer-Silicium NO Fully process (Arcelor-Mittal), mesures réalisées sur le banc Epstein au laboratoire G2ELAB [Michel *et al.*, 2016].

Lors d'une sollicitation cyclique quasi-statique (infiniment lente), H_c et M_r dépendent de l'amplitude du champ maximum appliqué. L'ensemble des cycles possibles reste contenu à l'intérieur d'un cycle d'hystérésis limite observé pour un champ suffisamment grand pour atteindre la saturation. L'ensemble des cycles dits mineurs est contenu dans le cycle majeur (représenté en rouge figure 1.11a). Le cycle d'hystérésis dépend donc de la forme et de l'amplitude du signal d'excitation appliqué.

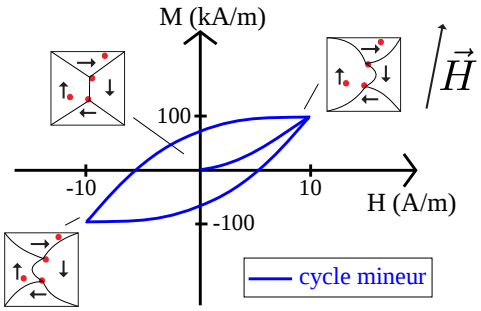


FIGURE 1.12 – Cycle de Rayleigh et représentation schématique de la structure en domaines associée.

Pour les excitations de très faible amplitude, les cycles ont une forme d'ellipse caractéristique dont la pente est directement liée à la susceptibilité initiale χ_0. Ces cycles sont observables pour des niveaux de champ correspondant à la zone de Rayleigh (voir figure 1.12). Pour ce niveau de champ, les parois magnétiques se limitent principalement à un mouvement de gonflement autour d'une position d'équilibre (figure 1.12) car l'amplitude du champ apporté n'est pas suffisante pour que les parois franchissent la plupart des défauts intersectés.

Pertes magnétiques

Les pertes correspondent à la quantité d'énergie dissipée par le matériau lors du cycle d'hystérésis. La quantification de la densité d'énergie volumique E_{diss} dissipée lors d'un cycle est égale à l'aire du cycle d'hystérésis selon l'expression (1.17). Les pertes du matériau sont définies de façon normalisée par unité de masse (ou unité de volume) dans des conditions de chargement en champ standard (sollicitation sinusoïdale d'amplitude donnée).

$$E_{diss} = \oint H \cdot \mathrm{d}B = \mu_0 \oint H \cdot \mathrm{d}M \tag{1.17}$$

Le cycle d'hystérésis s'élargit significativement avec l'augmentation de la fréquence. Il est d'usage de partitionner la dissipation en composantes statiques et dynamiques. La partie constante des pertes qui subsistent, quelle que soit la fréquence de sollicitation, correspond aux pertes appelées « pertes par hystérésis ». Ces pertes se distinguent de celles qui dépendent de la fréquence. Une partie des pertes dynamiques peut être estimée à partir des équations de Maxwell. Il s'agit alors de « pertes classiques » dues aux courants de Foucault (i.e courants induits macroscopiques). Mais l'expérience montre l'existence de pertes supérieures à l'estimation théorique. Cette partie excédentaire de dissipation est communément appelée « pertes par excès » et causée par les courants induits microscopiques localisés autour des parois. Cette partition théorique des composantes de la dissipation est représentée en fonction de la fréquence magnétique sur la figure 1.13. La contribution associée aux pertes classiques par courant de Foucault est généralement la principale source de perte fer pendant l'utilisation des matériaux magnétiques doux pour l'électrotechnique.

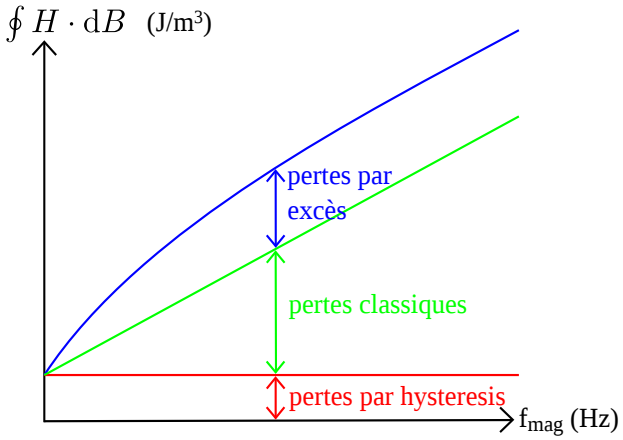


FIGURE 1.13 – Séparation des pertes : pertes par hystérésis, classiques, et par excès.

Dans les parties suivantes sont détaillés les mécanismes locaux qui engendrent l'hystérésis magnétique. L'influence d'un couplage magnéto mécanique dynamique sur la contribution statique de la dissipation magnétique sera discutée.

1.2.3 Parois magnétiques et phénomènes statiques d'hystérésis

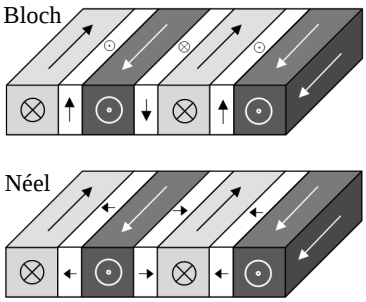
Paroi magnétique

La région de transition entre deux domaines de Weiss adjacents est appelée paroi magnétique. Dans cette zone, l'orientation de l'aimantation bascule d'une direction de facile aimantation à une autre (figure 1.14a). Plusieurs types de parois se distinguent selon la manière dont cette transition s'effectue. Dans les parois de Bloch, la transition d'aimantation entre les deux domaines s'effectue par rotation autour de l'axe normal au plan de la paroi (figure 1.14c). Pour vérifier les équation de Maxwell, l'organisation de ces parois doit satisfaire la condition de divergence nulle $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$. Dans un matériau très mince, une paroi séparant deux domaines à 180° s'accompagne d'une induction hors plan fortement défavorable. La rotation des moments magnétiques s'effectue alors dans le plan de la couche. Ces parois sont appelées parois de Néel. Elles ont été prédites en 1955 puis observées ultérieurement dans des couches d'épaisseur réduite à 10^{-8} m [Brissonneau, 1997]. La dernière possibilité de transition entre domaines s'effectue par une circulation progressive des moments magnétiques en vortex dans l'épaisseur de la paroi.
Une paroi correspond à une configuration particulière des moments magnétiques. Son épaisseur satisfait un compromis énergétique entre anisotropie magnétocristalline et interaction d'échange (figure 1.14c) de sorte que l'épaisseur de paroi δ_{dw} s'exprime [Brissonneau, 1997], [du Trémolet de Lacheisserie, 1999] :

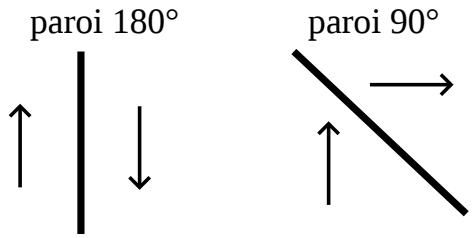
$$\delta_{dw} \propto \sqrt{\frac{A}{K_1}} \tag{1.18}$$

où A et K_1 sont définies section 1.2.1.

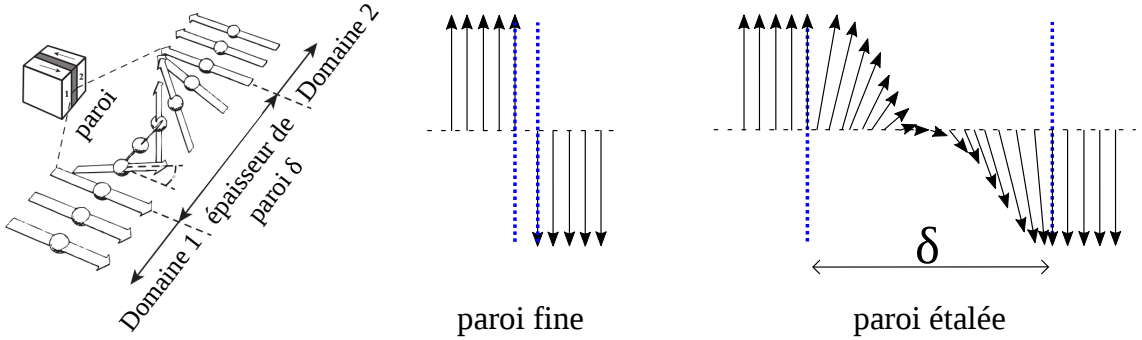
Deux familles de parois se distinguent : les parois dites à « 90° » ou à « 180° » comme illustré sur la figure 1.14b. Cette classification est directement liée à l'orientation de l'aimantation dans les deux domaines que la paroi sépare. Lorsque ces aimantations sont opposées, il s'agit de paroi à 180°. Dans la majorité des autres configurations, il est d'usage d'employer le terme de paroi à 90° même si l'aimantation entre les deux domaines mitoyens ne forme pas rigoureusement un angle droit. Les parois strictement à 90° sont présentes dans les matériaux cubiques à anisotropie K_1



(a) rotation des moments magnétiques dans une paroi de type Bloch et Néel.



(b) configuration de paroi à 180° et 90°.



(c) Rotation progressive des moments magnétiques dans l'épaisseur d'une paroi de Bloch 180° [Cullity, 1972] (page 277), paroi fine avec renversement brutal d'aimantation, ou paroi étalée avec renversement progressif de l'aimentation

FIGURE 1.14 – Représentation de la rotation des moments magnétiques dans une paroi magnétique.

positive (les six directions de facile aimantation sont orthogonales entre elles). Dans les matériaux cubiques à anisotropie négative (qui ont 8 directions de facile aimantation), des parois à 70,5° et 109,5° sont aussi présentes. Les déplacements de parois à 180° sont généralement majoritaires pour les régimes d'aimantations linéaire autour du champ coercitif (pour les alliages doux dont la forme du cycle est ronde ou rectangulaire), alors que les déplacements de parois à 90° sont importants au niveau du « coude » de saturation. Les domaines à 90° assurent la conservation du flux interne et sont à la base de la magnétostriction apparente des matériaux magnétiques doux cristallins (incompatibilité de déformations).

Chaque domaine représente un volume uniformément aimanté. La position que va adopter la paroi doit minimiser la création de champs démagnétisants dus à des configurations à divergence non nulle. Cette configuration est atteinte lorsque la composante normale de l'aimantation est continue de part et d'autre de la paroi. Prenons l'exemple des figures 1.15a et 1.15b où une paroi plane sépare deux domaines d'aimantation opposée. La configuration de la figure 1.15b est pénalisante car la surface de la paroi intercepte un flux d'aimantation de divergence non nulle, d'où l'apparition de charges magnétiques fictives. L'énergie magnétostatique qui en résulte est alors prohibitive et impose à la paroi de rester parallèle à l'aimantation des domaines. La configuration de la figure 1.15a est la plus favorable. Cet exemple sous entend que la paroi ne doit pas nécessairement adopter une forme plane et rigide. Elle peut onduler autour de la direction d'aimantation des domaines qu'elle sépare. L'existence de parois courbées ou cylindriques est possible tant que $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$. Les déplacements et les déformations d'une telle paroi s'apparentent alors à ceux d'une membrane élastique empruntant les vallées d'énergie (l'élasticité évoquée étant bornée par la présence d'une énergie de surface finie).

(a) paroi courbée parallèlement à l'aimantation des domaines

(b) paroi courbée perpendiculairement à l'aimantation des domaines

FIGURE 1.15 – Représentation de deux configurations de parois 180° séparant deux domaines antiparallèles. La configuration de la paroi courbée perpendiculairement à l'aimantation des domaines est défavorable car créer des champs démagnétisants.

Hystérésis statique, déplacements de parois

Est entendu par régime statique l'absence de phénomènes dynamiques dus, entre-autre, à l'apparition des courants de Foucault lorsque le matériau est soumis à une excitation fortement variable dans le temps. Les pertes par hystérésis en régime statique sont uniquement liées, de manière intrinsèque, aux propriétés physiques du matériau et à sa géométrie.

A l'approche de la saturation, la courbe anhystérétique est confondue avec le cycle d'hystérésis. Dans le cas d'un matériau cubique comme le fer, la structure en domaines passe d'une configuration multi-domaines à mono-domaine. L'hystérésis devient donc inexistante lorsqu'il n'y a plus de domaines magnétiques dans le matériau, c'est à dire lorsque les mécanismes de variation d'aimantation sont gouvernés uniquement par la rotation d'aimantation. A l'inverse, le processus d'aimantation par déplacement ou déformation de parois magnétiques au sein d'un matériau toujours imparfait est à l'origine de l'hystérésis en raison du phénomène d'accrochage des parois sur des défauts de microstructures [Bertotti, 2008]. Ces défauts sont la source de l'existence de charges magnétiques de nature surfacique ou volumique. La présence de pôles magnétiques produit un champ démagnétisant qui s'oppose au champ extérieur. Ainsi, le retard des variations de l'aimantation M par rapport aux variations du champ magnétique H en régime statique est dû à l'existence, au sein du matériau magnétique, d'un champ d'accrochage H_r induit par les deux phénomènes précédemment décrits et proportionnel au gradient de l'énergie potentielle E_p. Sur la figure 1.16, l'évolution de l'énergie potentielle est donnée en fonction de la position x de la paroi dans le matériau. Le champ d'accrochage s'oppose au déplacement des parois qui sont donc le lieu des variations de l'énergie magnétostatique. En effet, les parois se heurtent à des barrières de potentiel qu'elles ne franchissent qu'avec l'apport d'une énergie supplémentaire. Le champ extérieur H doit donc être supérieur au champ d'accrochage H_r régnant localement sur la paroi pour permettre à celle-ci de se mouvoir.

Les déplacements de parois ne se font pas de manière continue mais par sauts brusques d'un site d'accrochage à un autre (sauts de Barkhausen) ce qui a pour conséquence l'ouverture du cycle d'hystérésis [Durin *et al.*, 2000]. Ceux-ci engendrent donc des pertes ayant pour origine le développement de courants induits microscopiques localisés (figure 1.18). Un modèle, introduit par Louis Néel, permet d'interpréter le mouvement des parois en interaction avec des défauts de type inclusion non magnétique [Néel, 1946]. L'énergie magnétique dans un matériau réel n'est jamais homogène et varie en fonction de la position des parois qu'il contient. Néel aborde la présence d'une distribution de défauts comme une variation spatiale du potentiel énergétique de la paroi. Considérons une paroi à 180° rectiligne. Son déplacement est perpendiculaire au plan de paroi et repéré par sa coordonnée x. A cette paroi est affectée une énergie potentielle $E_p(x)$ fonction de sa position x. Les défauts jouent le rôle d'obstacles au déplacement de la paroi. Ceci

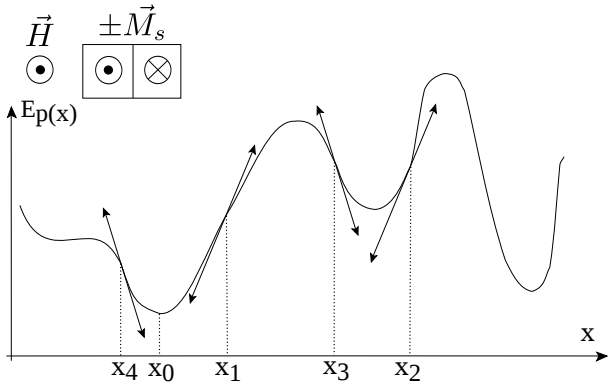


FIGURE 1.16 – Déplacement réversible et irréversible d'une paroi dans un potentiel aléatoire $E_p(x)$ [du Trémolet de Lacheisserie, 1999], [Rizzo, 2012].

est pris en compte au travers d'une modification locale du potentiel $E_p(x)$ au rythme des défauts rencontrés et de leur capacité à accrocher la paroi plus ou moins efficacement. L'équilibre des forces par unités de surface sur une paroi fait intervenir la force de rappel liée au gradient de l'énergie potentielle et la force de poussée du champ magnétique. La projection de cette somme de deux forces suivant x donne pour la configuration de la figure 1.16 :

$$2M_s\mu_0 H - \nabla_x E_p(x) = 0 \tag{1.19}$$

L'étude se ramène alors à considérer le mouvement d'une paroi située au point x sur la courbe $E_p(x)$ présentée schématiquement sur la figure 1.16. En l'absence de champ, la paroi est au repos dans une position d'équilibre x_0 correspondant à un minimum locale de E_p. Lorsqu'on applique un champ croissant, la paroi se déplace d'abord réversiblement (x croissant, $\frac{\mathrm{d}E_p}{\mathrm{d}x}$ augmente) jusqu'au point où $\frac{\mathrm{d}E_p}{\mathrm{d}x}$ est maximal (en x_1), point d'inflexion de la courbe ($\frac{\mathrm{d}^2E_p}{\mathrm{d}x^2} = 0$). La paroi saute irréversiblement jusqu'au point d'abscisse x_2 où $\frac{\mathrm{d}E_p(x_1)}{\mathrm{d}x} = \frac{\mathrm{d}E_p(x_2)}{\mathrm{d}x}$. Le mouvement de la paroi s'effectue de manière discontinue. L'induction B est proportionnelle à ce déplacement. La caractéristique B(H) présente alors une évolution en escalier (figure 1.18), composée d'incréments très rapprochés. Ce mouvement chaotique à été mis en évidence expérimentalement par Barkhausen en 1919 grâce à une mesure de l'évolution de l'aimantation et plus particulièrement de la présence de perturbations de très faible amplitude tout au long du signal. Il reflète l'accrochage des parois sur les différents défauts du réseau cristallin assimilés à des puits de potentiel. Cette perturbation caractéristique est depuis qualifiée de bruit de Barkhausen et les sauts brusques qu'effectuent les parois pour passer de défauts en défauts sont communément appelés sauts de Barkhausen. Quand le champ est inversé, le déplacement de la paroi est d'abord réversible entre x_2 et x_3. La paroi passe ensuite de la position x_3 à x_4 : elle n'a pas emprunté le même « chemin », la caractéristique B(H) forme alors un cycle d'hystérésis élémentaire (figure 1.17).
À ce cycle élémentaire est associée une dissipation d'énergie élémentaire. Celle-ci est reliée à l'existence de ces minima de potentiel local. Cette notion de micro-cycle est retrouvée par ailleurs dans le modèle d'hystérésis de Preisach [Preisach, 1935]. Plus récemment, Bertotti [Bertotti, 1998] a complété cette modélisation en ajoutant à la description le gonflement des parois sous l'effet du champ (figure 1.19). Les défauts constituent toujours des points d'ancrage mais la paroi n'est plus modélisée par un plan rigide. Elle possède une certaine mobilité autour d'une position d'équilibre local et va effectuer des déplacements réversibles tant que le champ local ne permet pas de saut jusqu'au défaut suivant (théorie que l'on retrouvera plus tard dans la modélisation de Sablik et Jiles [Sablik et Jiles, 1993]). Ces descriptions illustrent l'influence de la présence de défauts sur la forme de l'hystérésis. La quantité de défauts et leur répartition modifient la

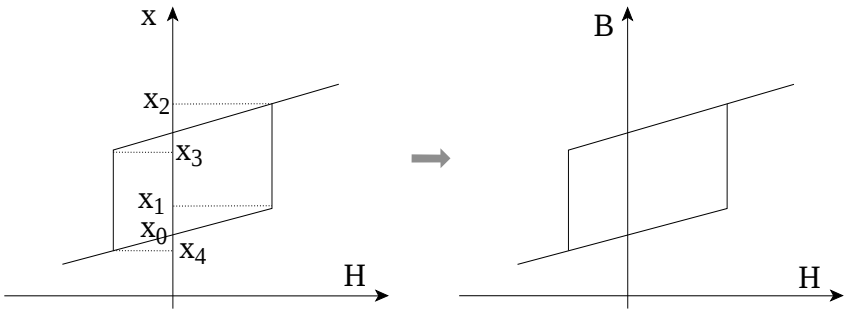


FIGURE 1.17 – Cycle élémentaire d'une paroi dans le potentiel décrit figure 1.16.

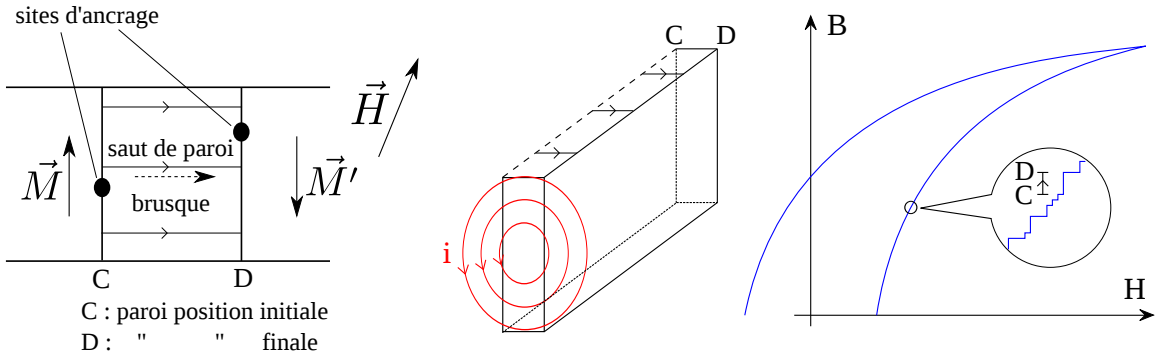


FIGURE 1.18 – Apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois par saut de Barkhausen.

dissipation. Chaque matériau nécessitera un apport supplémentaire d'énergie propre à sa « carte » de défauts pour franchir les sauts de potentiels lors du chargement. Cet apport supplémentaire correspondra macroscopiquement à un champ coercitif plus élevé. D'autre part, le gonflement des parois avant de se décrocher permet deux mécanismes séquencés selon le niveau de champ. Macroscopiquement, cela explique l'existence de micro-cycles dans la zone de Rayleigh différents des cycles mineurs. La figure 1.10a schématise une configuration de domaines magnétiques et l'aimantation macroscopique associée. L'évolution des parois est séquencée en gonflements puis sauts vers les défauts les plus proches jusqu'à saturation. Indépendamment de la vitesse des parois lors de leur libre parcours entre deux défauts, il y aura toujours besoin d'un apport d'énergie pour lutter contre le mécanisme d'accrochage. La relaxation de l'énergie une fois la barrière passée crée la dissipation. Cette énergie dissipée est incompressible et est présente quelle que soit la fréquence de sollicitation. Cette dissipation est donc classée dans la catégorie des pertes par hystérésis.

Pour conclure cette sous section concernant l'hystérésis magnétique, l'ensemble des défauts constitue un terrain d'anisotropie dans lequel évolue les parois. Une approche énergétique permet de décrire ce terrain d'anisotropie comme une succession de puits de potentiels énergétiques responsables de la coercivité. Il est nécessaire de décrire les parois magnétiques puis leur interaction avec les défauts du matériau pour comprendre comment un couplage magnéto-élastique peut agir sur le terrain d'anisotropie micro-structurale.

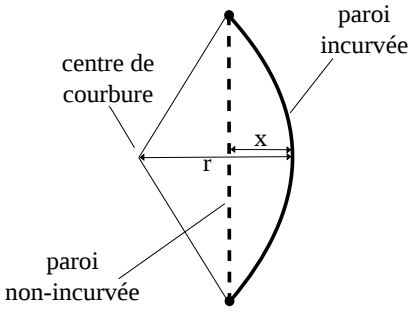


FIGURE 1.19 – Déformation réversible d'une paroi sous l'action d'un champ magnétique extérieur [Bertotti, 1998].

1.2.4 Défauts de contraintes internes

Outre les défauts métallurgiques comme les cavités et inclusions non-magnétiques traitées par [Kersten, 1943], qui induisent une discontinuité de l'aimantation et donc l'apparition de densité de charges magnétiques, d'autres défauts sont à considérer. Par exemple, les champs de perturbations élastiques qui s'établissent autour d'une dislocation [Cottrel, 1964], ont pour effet de causer localement la distorsion de la maille cristallographique et donc sont sources de fluctuations locales de l'anisotropie magnéto-élastique.

Ces perturbations élastiques du réseau (contraintes internes) induisent finalement des discontinuités (déviations) de l'aimantation [Traüble, 1969], [Seeger, 1966] (cf figure 1.20), et par conséquent l'apparition de masses magnétiques (figure 1.21) et donc de champs démagnétisants locaux, qui sont responsables de l'accrochage des parois.

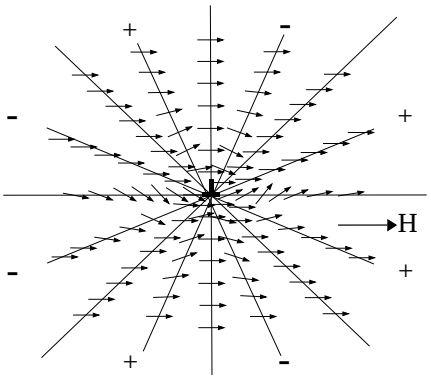


FIGURE 1.20 – Déviations de l'aimantation autour du coeur d'une dislocation [Seeger, 1966], [Traüble, 1969]. Les déviations d'aimantation sont accentuées par besoin de clarté.

Dans notre étude, ce sont a fortiori ces défauts, dits défauts magnéto-élastiques (md) qui seront considérés comme source importante de coercivité et qui seront modélisés par la suite. Ces contraintes internes ont finalement une origine diverse : elles peuvent être dues à des dislocations [Seeger *et al.*, 1943], aux joints de grains aux défauts d'empilements, ainsi qu'aux incompatibilités de déformation mécaniques (fluctuation de composition) et aux contraintes d'origine magnétostrictive qui en résultent [Nabi *et al.*, 2013], [Waeckerlé, 2010a]. Ces défauts se caractérisent par l'établissement d'un champ de contraintes élastiques qui s'épanouit autour d'eux [Cottrel, 1964]. Pour tout ces défauts, la taille caractéristique du champ de contrainte élastique est estimée entre quelques 100nm, i.e. supérieure à la taille d'une paroi, et inférieure à la taille des domaines (quelques micromètres [Yu, 2000]) et donc des grains ($\approx 10\mu$m [Hug *et al.*, 2002]) pour les alliages de type $Fe_{49}Co_{49}V_2$ étudiés. C'est donc à l'échelle intermédiaire entre taille de paroi et

de domaine que le modèle est établi dans le chapitre 4 de modélisation : il s'agira de décrire l'interaction entre une paroi et un défaut magnéto-élastique.

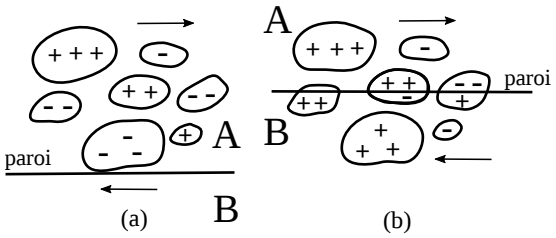


FIGURE 1.21 – Représentation adoptée par Néel [Néel, 1946] pour décrire l'avancée d'une paroi à 180° évoluant dans un amas de charges magnétiques causées par des contraintes internes.

1.2.5 Champ de piégeage et coercivité d'une paroi déformable évoluant sur des défauts

L'énergie totale E_t associée à un défaut intersecté par une paroi, est la somme de l'énergie magnétostatique fonction de la position de la paroi z_{dw}, de l'énergie magnéto-cristalline, et magnéto-élastique. L'orientation de la position angulaire à l'équilibre de la polarisation d'un défaut est donnée par $\gamma_{md}^{eq}(z_{dw}) = (\ \theta_{md}^{eq}(z_{dw}), \varphi_{md}^{eq}(z_{dw})\ )$, avec θ_{md}^{eq} et φ_{md}^{eq} les angles en coordonnée sphérique qui repère l'angle de la polarisation d'un défaut par rapport aux axes cristallographiques. Cet orientation à l'équilibre s'obtient en minimisant l'énergie totale à l'équilibre $E_t^{eq}(z_{dw})$ pour chaque position de paroi z_{dw}. La rotation d'aimantation dans un défaut suite à l'application d'une contrainte externe a pour conséquence de modifier la distribution de charge magnétique qui entrave le déplacement de la paroi. En effet, la contrainte interne agit sur le défaut de manière à dévier l'aimantation du défaut de celle des domaines. En présence de contrainte externe, cet équilibre est perturbé et l'angle $\gamma_{md}^{eq}(z_{dw})$ est modifié. En considérant un défaut sphérique comme un point de piégeage pour la paroi, le champ de piégeage H_r associé s'écrit :

$$H_r = \frac{1}{2J_d}\frac{\partial}{\partial z_{dw}} E_t^{eq}(\gamma_{md}^{eq}(z_{dw})) \tag{1.20}$$

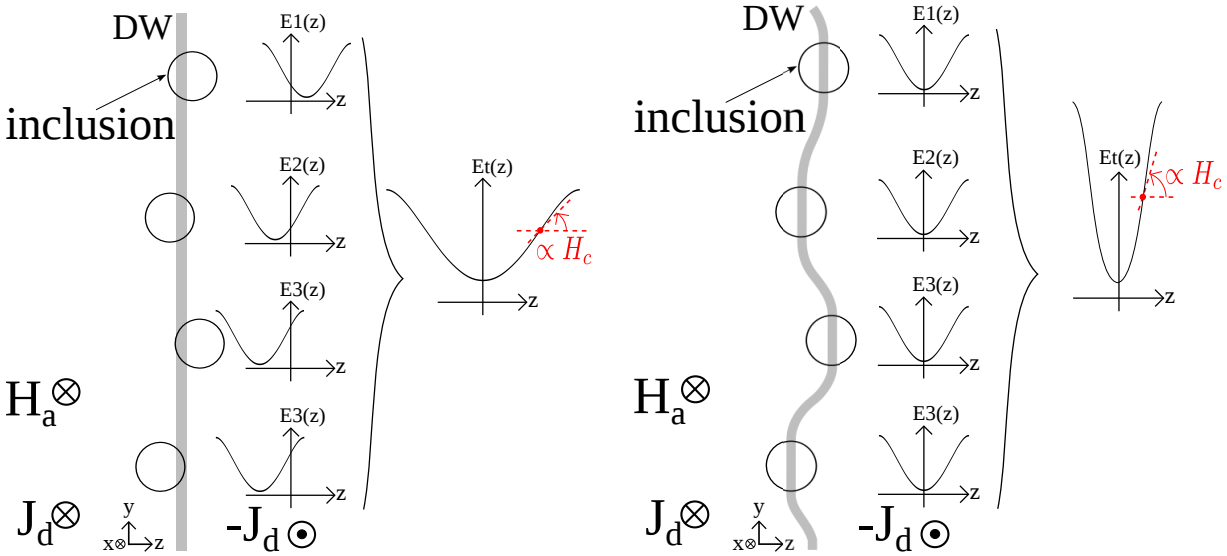
L'équation (1.20) rend compte que la force qui entrave la progression de la paroi est proportionnelle au gradient de l'énergie potentielle (figure 1.22b).

Par ailleurs, le cas d'une paroi déformable dont les ondulations sont principalement parallèles à l'aimantation est ici adopté pour ce travail de thèse : la magnétostatique s'oppose ainsi aux déformations de paroi perpendiculaire à l'aimantation. Le cas moins réaliste d'une paroi rigide [Kronmüller et Fähnle, 1994] (figure 1.22a) est abandonné par Néel [Néel, 1946] et Hilzinger [Hilzinger et Kronmuller, 1976] car ne provoquent en réalité qu'un champ coercitif négligeable. En effet, la coercivité du système paroi - inclusions est décrite historiquement par de nombreux auteurs [Kondorski, 1937], [Becker et Doring, 1939], [Stoner et Wohlfarth, 1948], [Skomski, 2008] comme étant proportionnel au maximum du gradient d'énergie totale d'interaction E^t tel que :

$$H_c \propto \frac{1}{2\mu_0 M_s} max\left(\frac{\partial E_t(z)}{\partial z}\right) \tag{1.21}$$

En accord avec [Kondorski, 1937], [Kronmüller et Fähnle, 1994], [Hilzinger et Kronmuller, 1976], $\langle\langle H_r \rangle\rangle$ est obtenue par moyennage sur l'ensemble des défauts intersectés suivant les directions $\overrightarrow{Ox}$ et $\overrightarrow{Oy}$ par la paroi et pour toutes les positions de la paroi afin d'estimer le champ coercitif H_c comme suit :

$$H_c = \overline{\langle\langle H_r \rangle\rangle} + \overline{[c(\Delta H_r)^2]}^{1/2} \tag{1.22}$$



(a) paroi rigide (b) paroi souple

FIGURE 1.22 – Représentation de la coercivité d'une paroi par sommation sur la statistique d'une population d'inclusions non magnétiques distribuées aléatoirement.

où le surlignage indique une moyenne sur différentes positions z_{dw} de la paroi, et les doubles crochets $\langle\langle \ \ \rangle\rangle$ indiquent une moyenne sur les différents défauts intersectés simultanément par une paroi. D'après l'annexe de [Kondorski, 1937], c est une constante d'ordre 1 et $\overline{[c(\Delta H_r)^2]}$ représente la moyenne de la variance statistique des fluctuations des champs de piégeage. Dans le cas d'une paroi rigide, le terme de gauche $\overline{\langle\langle H_r \rangle\rangle}$ est nul car $E_t(z_{dw})$ montre une symétrie paire pour une population importante de défauts intersectés (i.e autant de défauts sont situés de part et d'autre de la paroi). Dans le cas d'une accommodation de la paroi (paroi souple), le terme $\overline{\langle\langle H_r \rangle\rangle}$ est non nul et bien supérieur au terme de fluctuation $\overline{[c(\Delta H_r)^2]}^{1/2}$ [Kondorski, 1937]. Il en résulte finalement d'après l'annexe de [Kondorski, 1937] :

$$H_c = cste \cdot \frac{f^{2/3} \left[\dfrac{\partial E_t}{\partial z_{dw}} \right]_{max}^{4/3} \delta_{dw}^{1/3}}{J_d \gamma_{dw}^{1/3} L_x^{2/3}} \tag{1.23}$$

où f est la fraction volumique de défaut, $\delta_{dw} \propto \sqrt{A/K_1}$ est la largeur d'une paroi, $\gamma_{dw} \propto \sqrt{AK_1}$ est l'énergie surfacique d'une paroi et L_x la dimension latérale d'une paroi. Une importance particulière au terme $max\left(\dfrac{\partial E_t}{\partial z_{dw}}\right)$ est attribuée par la suite pour rendre compte de la coercivité du système « paroi - défauts ».

1.3 Comportement magnéto-mécanique

1.3.1 Couplage magnéto-mécanique

Lorsqu'une contrainte mécanique est appliquée sur un matériau, il se déforme. Les grandeurs utilisées pour décrire l'état mécanique sont le tenseur des contraintes $[\sigma]$ et le tenseur des déformations $[\epsilon]$. Dans le cadre de l'élasticité linéaire, la loi de Hooke qui relie ces deux variables d'état peut s'écrire sous la forme :

$$[\sigma] = [\mathbb{C}] : [\epsilon] \tag{1.24}$$

avec $[\mathbb{C}]$ le tenseur d'élasticité. Un comportement élastique isotrope utilise par exemple deux constantes (i.e. le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν). Dans ce travail, nous nous situerons dans le cadre de l'élasticité linéaire, étant donnés les chargements mécaniques envisagés (gamme des faibles déformations, inférieures à 10^{-4}). En d'autres termes, la contrainte appliquée sera d'amplitude inférieure à la limite élastique du matériau considéré.

Les phénomènes de couplage magnéto-mécanique ont deux manifestations principales : la déformation de magnétostriction (dite de Joule (1847)) et l'effet des contraintes sur l'aimantation (effet Villari). L'effet des contraintes sur la déformation de magnétostriction est également une caractéristique de ce couplage.

Déformation de magnétostriction

Quand un matériau ferromagnétique est soumis à un champ magnétique, il se déforme. Cette déformation $[\epsilon_\mu]$ est associée à deux phénomènes distincts :

- Les forces d'origine magnétique, associées aux gradients d'aimantation, provoquent une déformation purement élastique. Ces forces apparaissent sur les surfaces libres et en volume [Maugin, 1988]. Elles sont directement reliées à la géométrie de l'échantillon d'où leur nom « d'effet de forme », et s'ajoutent à la déformation de magnétostriction [du Trémolet de Lacheisserie, 2002], [Hirsinger et Billardon, 2002]. Les formulations à ce sujet ne font néanmoins pas l'unanimité [Hirsinger, 1994], [Galopin *et al.*, 2006], et conduisent à des résultats parfois contradictoires. La déformation due aux forces d'origine magnétique est le résultat d'un couplage global n'impliquant pas le comportement du matériau. L'hypothèse des petites perturbations est vérifiée puisque le niveau général des contraintes associées aux forces magnétiques est faible (quelques MPa).
- Une déformation « spontanée », intrinsèque au matériau apparaît également (déformation de Joule). Cette déformation dépend de l'état magnétique local du matériau [du Trémolet de Lacheisserie, 2002], [Cullity, 1972].

Ce deuxième phénomène est appelé magnétostriction. On notera cette déformation sous la forme tensorielle $[\epsilon_\mu]$. Le comportement magnétostrictif $[\epsilon_\mu](\vec{H})$ est fortement non-linéaire, saturant, et parfois non monotone. Cette non-linéarité est associée à l'existence d'une déformation maximale, appelée déformation à saturation (valeur scalaire notée usuellement λ_s). La déformation de magnétostriction apparente dépend de la valeur du champ magnétique appliquée et résulte d'une combinaison linéaire des coefficients λ_{100} et λ_{111} de magnétostriction du cristal ([Bozorth, 1951] page 631-632). Les principales caractéristiques de la magnétostriction sont son signe (λ_s peut être positif ou négatif, λ_{100} et λ_{111} peuvent être de signe contraire comme dans le cas du fer pur), son amplitude (λ_s varie typiquement en fonction des nuances de 0 à environ 10^{-3} [Claeyssen *et al.*, 1997] et que cette déformation s'effectue à volume constant ($tr([\epsilon_\mu]) = 0$) [du Trémolet de Lacheisserie, 1993], [du Trémolet de Lacheisserie, 2002].

Cette déformation de magnétostriction est souvent représentée en fonction du champ appliqué $\epsilon_\mu(H)$ comme sur la figure 1.23. Comme pour les mesures d'aimantation, on retrouve une courbe de première magnétostriction avant d'atteindre le cycle. Il est également possible de tracer la courbe réversible associée à la magnétostriction par une procédure de mesure anhystérétique ([Galopin, 2007] page 60-67,[Rizzo, 2012] page 74-80).

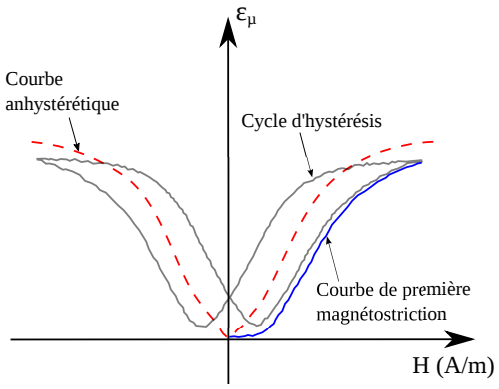


FIGURE 1.23 – Courbe caractéristique de magnétostriction ([Rizzo, 2012] page 8).

Effet d'une contrainte sur le comportement magnétique

Bozorth ([Bozorth, 1951]) a rassemblé un grand nombre d'informations expérimentales à propos de l'influence de la contrainte sur l'aimantation. Il prend pour exemple les comportements du Permalloy 68 (68%Ni-Fe) et du nickel : dans le cas du nickel, une contrainte de compression uniaxiale de -70 MPa multiplie par deux la perméabilité initiale ; une traction uniaxiale de même amplitude la divise par 10. Traction et compression ont un effet inverse dans le cas du permalloy-68.

Le comportement du fer est plus complexe (voir figure 1.24) : une contrainte de traction entraîne une augmentation de la perméabilité pour des champs magnétiques faibles, mais une chute pour des niveaux de champ magnétique plus élevés. Une contrainte de compression conduit en revanche généralement à une chute de la perméabilité. Dans tous les cas, l'influence sur le comportement magnétique de l'application d'une contrainte n'est pas symétrique en traction et compression. Ce mécanisme a pu depuis être mis en évidence sur de nombreux matériaux [Shirkoohi et Moses, 1990], [Cullity, 1972], [Gourdin, 1998], [Delage, 1997], sous forme de monocristaux ou polycristaux texturés ou non [Matsumura et Fukuda, 1984], [Kashiwaya, 1992].

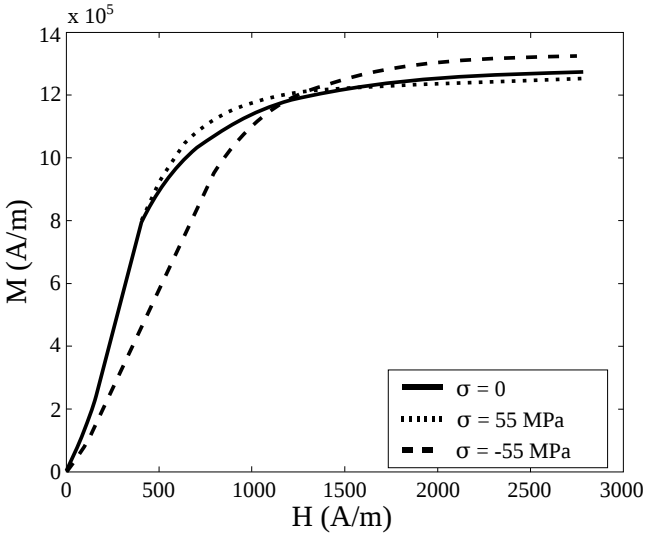


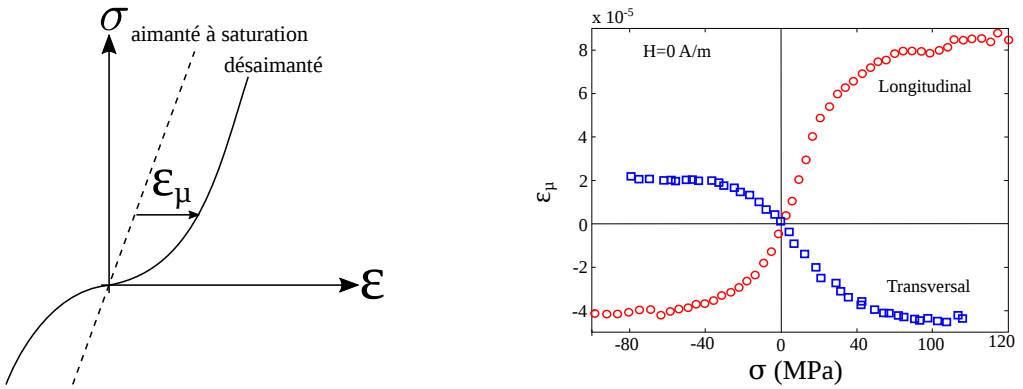
FIGURE 1.24 – Effet des contraintes sur l'aimantation d'un polycristal de fer [Cullity, 1972].

Historiquement, dès les premières observations, il est remarqué que l'influence de la contrainte dépend du signe du produit « magnétostriction à saturation multiplié par la contrainte » et de

l'ordre d'application du champ et de la contrainte. Cette vision scalaire est nécessairement limitée mais elle est à la base des principaux modèles couplés rencontrés dans la littérature. Le modèle macroscopique de Jiles-Atherton-Sablik a ainsi été étendu de manière à rendre compte de l'effet des contraintes sur la courbe anhystérétique par le biais du terme de magnétostriction [Sablik et Jiles, 1993], [Pitman, 1990].

Effet de la contrainte sur la magnétostriction

La déformation de magnétostriction d'un matériau magnétique est fonction de l'état de contrainte mécanique auquel il est soumis. Bozorth [Bozorth, 1951] et Cullity [Cullity, 1972] rapportent un certain nombre d'observations expérimentales allant dans ce sens. Cette sensibilité à l'état de contrainte permet également d'expliquer l'effet ΔE, qui correspond à une apparente perte de linéarité du comportement élastique des échantillons magnétiques désaimantés aux faibles contraintes [Carr *et al.*, 1969], [Hubert et Daniel, 2010]. La figure 1.25b montre l'évolution de la déformation de magnétostriction longitudinale d'un barreau d'acier en fonction de la contrainte axiale. Quand la contrainte appliquée devient suffisamment élevée, la déformation de magnétostriction tend à « saturer ».



(a) variation du module d'Young sous l'effet du champ magnétique

(b) variation de la déformation de magnétostriction sous l'effet d'une contrainte, échantillon : Fer-Cobalt

FIGURE 1.25 – Illustration de l'effet ΔE [Hubert et Daniel, 2010].

1.3.2 Comportement magnétique sous sollicitation mécanique statique et quasi statique

Les travaux de [Gorkunov *et al.*, 2001] réalisés sur un cristal de Fe-Si, montrent l'observation des domaines à l'intérieur d'un grain, obtenus par microscopie à effet Kerr (figure 1.26), et révèlent la présence d'une zone où la direction d'aimantation diffère de celle des domaines adjacents. Cette zone est visible au centre des images lorsque le champ magnétique augmente et lorsqu'aucune contrainte externe n'est appliquée.
D'après [Gorkunov *et al.*, 2001], ces fluctuations d'aimantations sont causées par un défaut de type contrainte interne. C'est d'ailleurs à partir de cette observation que le modèle présenté au chapitre 4 de cette thèse fût influencé. Lorsqu'une contrainte de traction σ_0 est appliquée suivant l'orientation principale d'aimantation, cela a pour conséquence « d'effacer » le défaut. Autrement dit, la direction d'aimantation dans la zone décrite comme « défaut » est ramenée vers la direction des domaines qui jouxtent celui-ci (on est ici en présence d'un matériau Fe-Si à magnétostriction apparente positive). Les densités de charges magnétiques attenantes au défaut

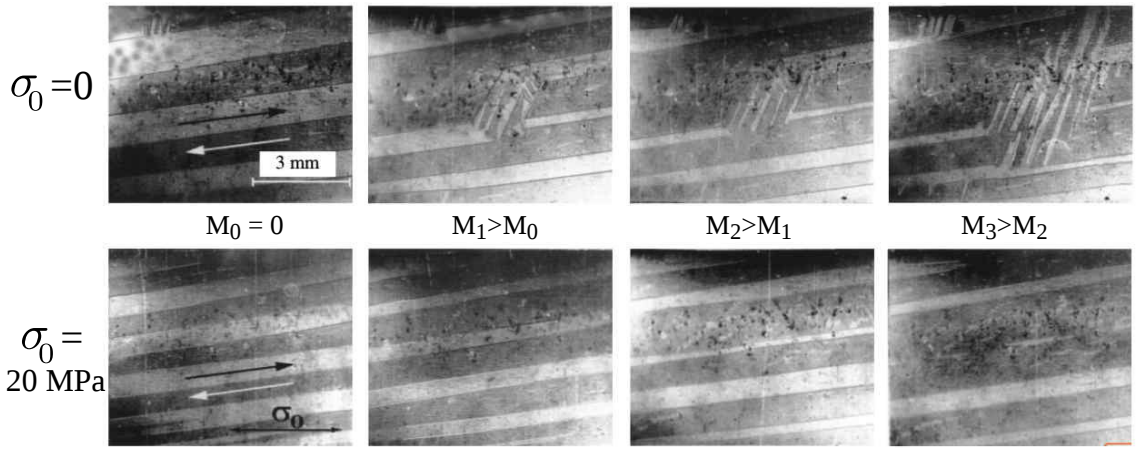
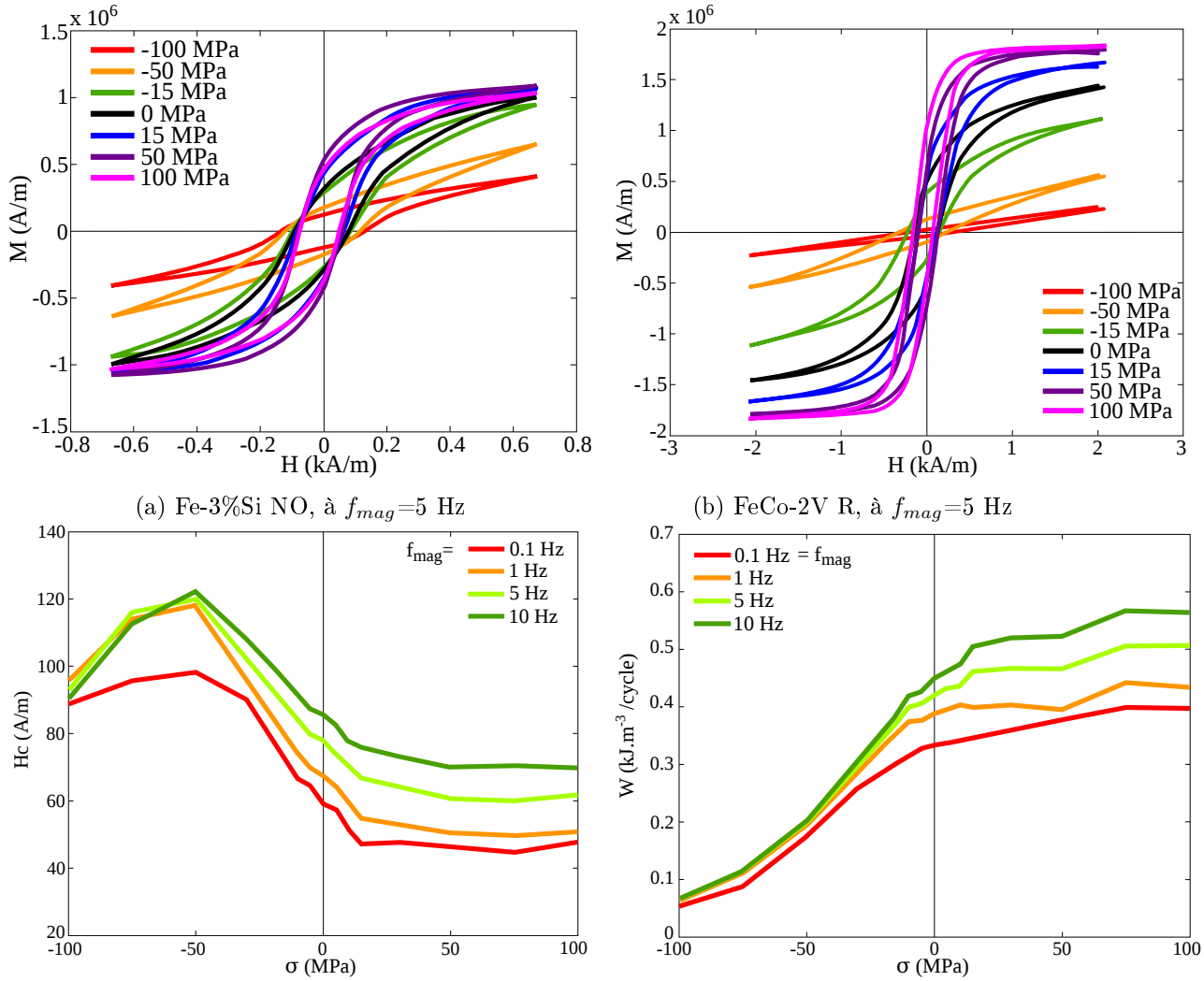


FIGURE 1.26 – Modification de la structure en domaine d'un cristal Fe-Si durant le processus d'aimantation sans chargement mécanique et avec une traction appliquée de 20 MPa. Le champ magnétique et la contrainte appliquée forme un angle de 5° avec l'axe de facile aimantation [001] [Gorkunov *et al.*, 2001].

sont alors grandement diminuées. Il en résulte une diminution du gradient d'énergie potentielle (§1.2.3 figure 1.22b) à l'approche du défaut : les parois franchissent ce défaut avec plus de facilité, la coercivité est diminuée. Cela se traduit sur le comportement magnétique macroscopique de l'échantillon par une augmentation de la perméabilité.

Cette tendance est aussi illustrée par les figures 1.27a et 1.27b, issues des travaux de thèse de [Rekik, 2014] du laboratoire LMT Cachan (banc expérimental de référence décrit au chapitre 2 §2.1.2.1), qui présentent le comportement à f_{mag}=5 Hz de tôles Fe-3%Si NO et FeCo-2V R sous chargement mécanique statique.
La contrainte uniaxiale de compression tend à diminuer la susceptibilité alors que la contrainte de traction tend à l'augmenter. Ceci est cohérent car ces résultats sont obtenus pour deux matériaux à magnétostriction apparente positive. La forme du cycle est également fortement dépendante de la contrainte. En appliquant une contrainte élastique variable de 100 MPa à −100 MPa, l'aire du cycle diminue. Ceci est provoqué par la chute de perméabilité. Sur le cycle M(H), l'effet d'une contrainte de compression est plus prononcé que celui d'une traction d'amplitude identique. Cet effet est non symétrique en traction et compression pour une observation de $\Delta B_{max}/\Delta\sigma$ (la rectangularité des cycles donnée par l'observation de B_r/B_{max} n'est ici pas discutée).
Pour l'échantillon FeCo-2V R utilisé sur la figure 1.27b, l'évolution du champ coercitif et de l'aire des cycles B(H) est illustré en fonction de la contrainte appliquée sur les figures 1.27c et 1.27d respectivement. Cette évolution est obtenue pour différentes fréquences d'excitation magnétique. Pour la courbe obtenue à f_{mag}=0.1 Hz (soit proche du quasi-statique magnétique) de la figure 1.27c, le champ coercitif initiale sans contrainte appliquée est de 60 A/m, alors qu'il est de 48 A/m pour une contrainte de traction de 100 MPa, soit une variation relative de 20%. Cette évolution est non linéaire et non monotone en fonction de la contrainte (sous observation en champ fixée). Les pertes magnétiques sont aussi affectées par la contrainte appliquée comme en témoigne la figure 1.27d. De ces mesures, il semble que la variation des pertes magnétiques dynamiques (à $f_{mag} \geq 5$ Hz) sous l'effet de la contrainte soit provoquée par la modification importante de la perméabilité des cycles M(H) de la figure 1.27b. La contrainte a donc un effet « indirect » sur les pertes magnétiques dynamiques. Elle agit plutôt « directement » sur le comportement magnétique quasi-statique (i.e à $f_{mag} \leq 0.1$ Hz).



(a) Fe-3%Si NO, à f_{mag}=5 Hz

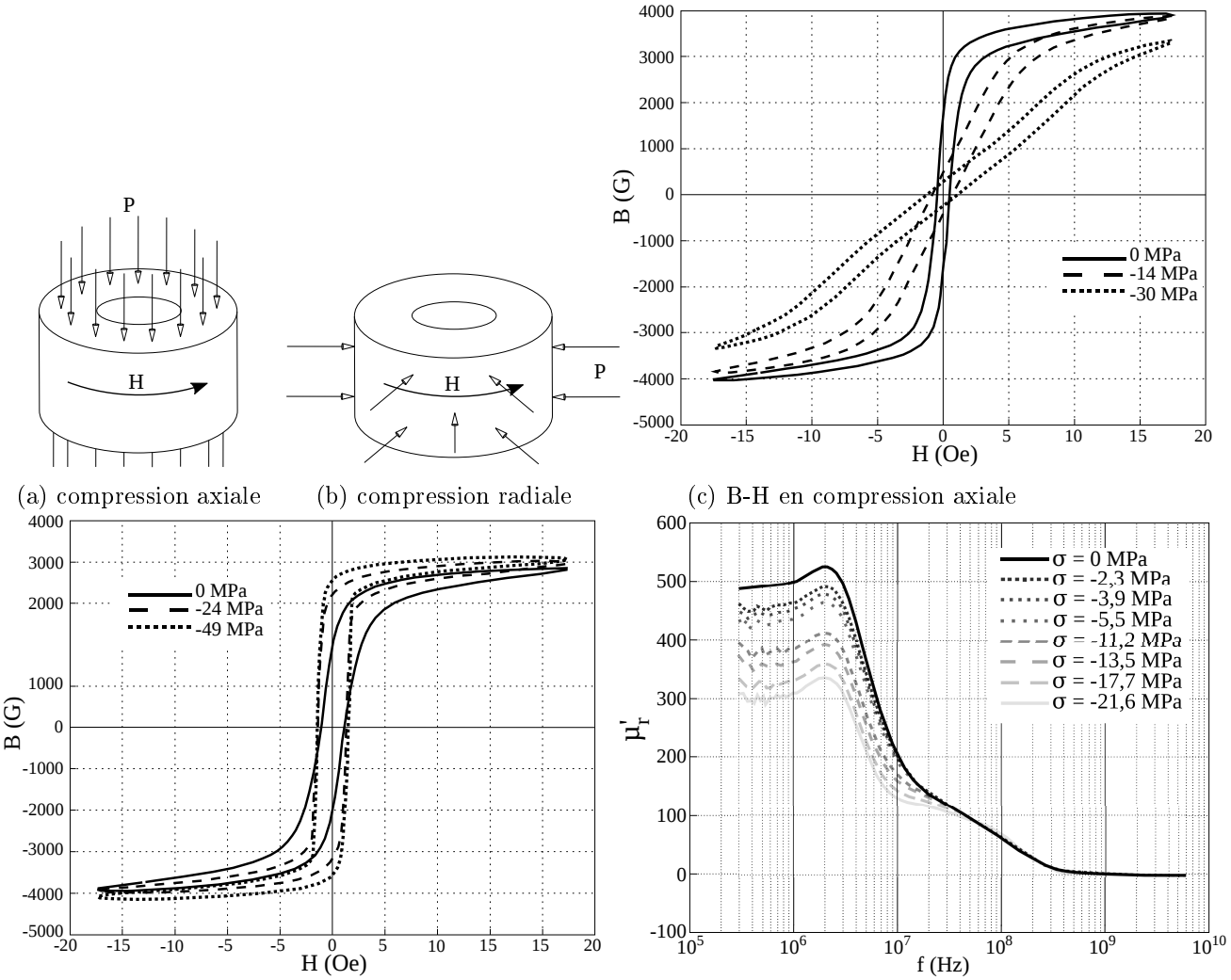
(b) FeCo-2V R, à f_{mag}=5 Hz

(c) FeCo-2V R, champ coercitif

(d) FeCo-2V R, aire cycle B(H)

FIGURE 1.27 – Hystérésis magnétique en traction/compression uniaxiale [Rekik, 2014] (page 58 et 63-64).

Ces analyses sont corroborées par d'autres résultats expérimentaux aussi obtenus au laboratoire LMT Cachan mais sur un échantillon assez différent puisqu'il s'agit d'un tore de ferrite Ni-Zn destiné plutôt aux applications hautes fréquences (figures 1.28). La contrainte de compression appliquée suivant le direction radiale (i.e la direction du champ magnétique) a ici pour effet de redresser le cycle B-H car la magnétostriction de l'échantillon suivant la direction du champ est négative ($\lambda_{100} = -26 \cdot 10^{-6}$ et $\lambda_{111} = -4.5 \cdot 10^{-6}$ [Hubert, 2008], page 16). Le spectre de la perméabilité réelle obtenue sur une large plage d'excitation magnétique (figure 1.28e) montre que la contrainte appliquée agit essentiellement sur le comportement magnétique quasi-statique.



(a) compression axiale (b) compression radiale (c) B-H en compression axiale

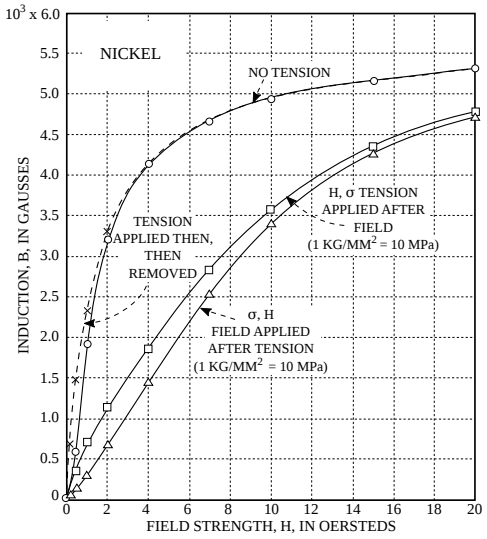
(d) B-H en compression radiale (e) spectre de la perméabilité réelle

FIGURE 1.28 – Effet d'une contrainte de compression sur le comportement magnétique de tore ferrite Ni-Zn [Vieille, 2007] (page 46-54).

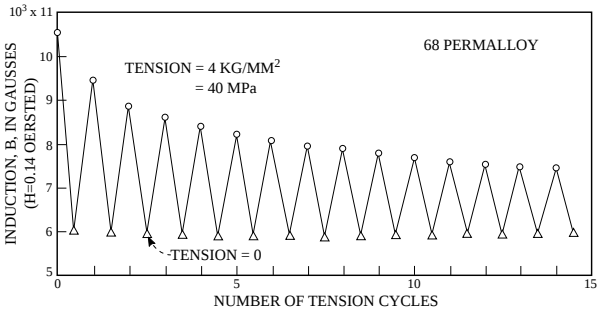
1.3.3 Comportement magnétique sous sollicitation mécanique cyclique

Les essais en chargement mécanique cyclique sont nettement moins abondants dans la littérature que ceux en chargement mécanique statique. Bozorth [Bozorth, 1951] est l'un des premiers auteurs à étudier l'influence d'une contrainte mécanique cyclique sur le comportement magnétique. Ces résultats expérimentaux de la figure 1.29a, obtenus sur un barreau de nickel (à magnétostriction négative) en condition magnétique statique (mesures points par points), montrent que l'ordre d'application entre champ et contrainte influence l'induction du matériau de manière inégale. Lorsque le champ est appliqué en premier et maintenue constant puis la traction est appliquée (désigné par « (H,σ) »), la courbe B-H mesurée en statique pour certaines valeurs de champs est située au dessus de celle obtenue lorsque la traction est appliquée en premier (désigné par « (σ,H) »). Cette différence est notable bien que l'amplitude de la contrainte élastique dans l'échantillon est relativement faible puisque égale à 10 MPa.

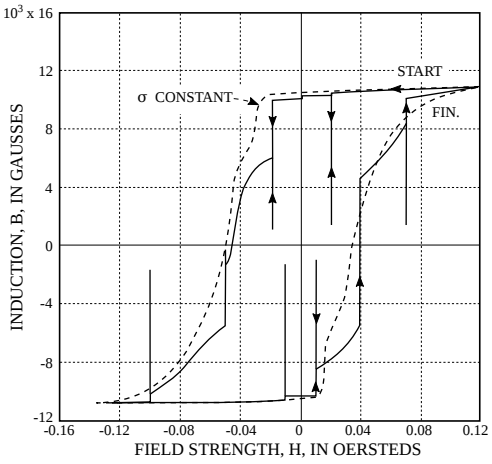
Cette analyse est ensuite complétée par les résultats expérimentaux de la figure 1.29b. Le



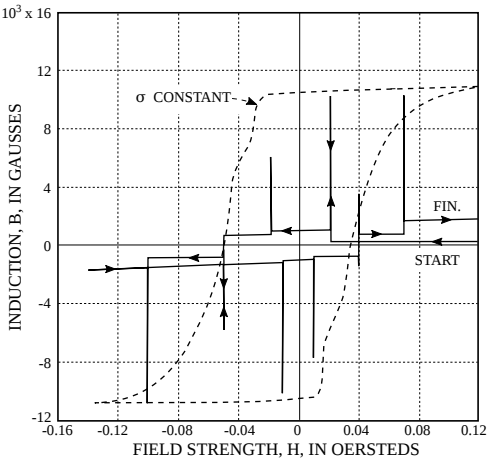
(a) effet d'une contrainte et d'un champ appliqués sous différents ordre, matériau : nickel



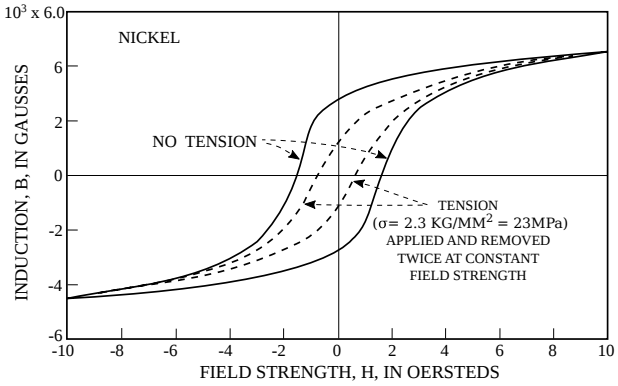
(b) variation de l'induction provoquée par l'application puis l'annulation d'une traction, matériau : permalloy-68



(c) hystérésis magnétique sous traction mécanique, matériau : permalloy-68. La traction est relâchée puis reappliquée à certaines valeurs de champs magnétiques.



(d) hystérésis magnétique, matériau : permalloy-68. La traction est nulle sauf pour certaines valeurs de champs magnétiques où elle est appliquée puis relâchée.



(e) hystérésis magnétique statique, matériau : nickel. La traction mécanique est appliquée puis relâchée deux fois pour chaque valeurs de champs magnétiques.

FIGURE 1.29 – Comportement magnétique d'un barreau ferromagnétique sous chargement mécanique « cyclique » ([Bozorth, 1951], page 600-608). 1 Oertedt ≈ 80 A/m.

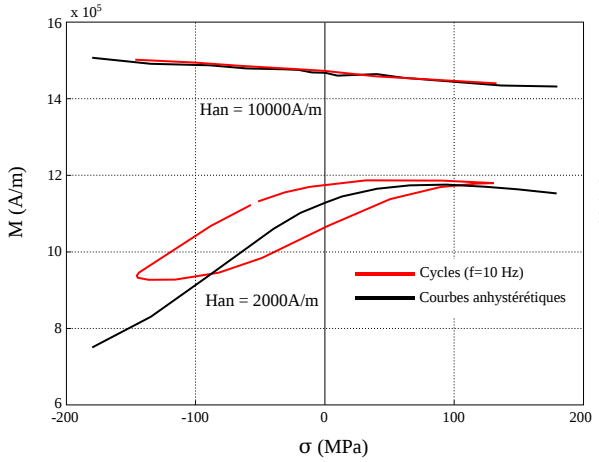
champ magnétique est à présent maintenu constant mais l'application puis le relâchement de la traction mécanique est réalisée plusieurs fois successivement. L'induction est donc tracée en fonction du nombre de traction mécanique effectuée (figure 1.29b). Les variations de l'induction sont inégales : elles diminuent lorsque le nombre de traction déjà effectuées est important. Cette variation approche une limite asymptotique lorsque le nombre de traction effectuée est grand. De plus, Bozorth remarque que ces variations d'inductions provoquées par la contrainte (effet Villari) sont plus importantes pour les faibles niveaux d'inductions.
Par ailleurs, Bozorth note que, en comparant ces résultats obtenus avec du nickel ou du permalloy-68 (respectivement à magnétostriction négative et positive), les variations d'induction provoquées par la contrainte sont plus importantes avec le permalloy-68 qu'avec le nickel bien que le nickel possède une plus forte magnétostriction (en valeur absolue). Ceci est attribué à la relative faible anisotropie magnéto-cristalline du permalloy-68 comparé au nickel.

Pour illustrer l'inter-dépendance entre σ, B, et H, la figure 1.29c compare le cycle B-H du permalloy-68 obtenue sous traction de 40 MPa (courbe discontinue) avec le cycle B-H obtenue sous traction identique mais relâchée puis re-appliquée à différentes valeurs de H. Après re-application de la traction, l'induction n'est pas égale à celle obtenue sous traction maintenue constante. Le cycle B-H décrit lorsque la contrainte est relâchée à plusieurs niveaux de champs est donc bien différent du cycle B-H sous contrainte constante. Cette analyse vaut aussi pour la figure 1.29d où cette fois-ci la contrainte est toujours nulle sauf pour quelques valeurs de champs où elle est appliquée puis relâchée. En comparant la hauteur des pics des figures 1.29c avec ceux de la figure 1.29d provoqués par l'activation/relachement de la contrainte, on constate encore une fois que ces variations sont inégales notamment pour les plus faibles niveaux d'inductions.

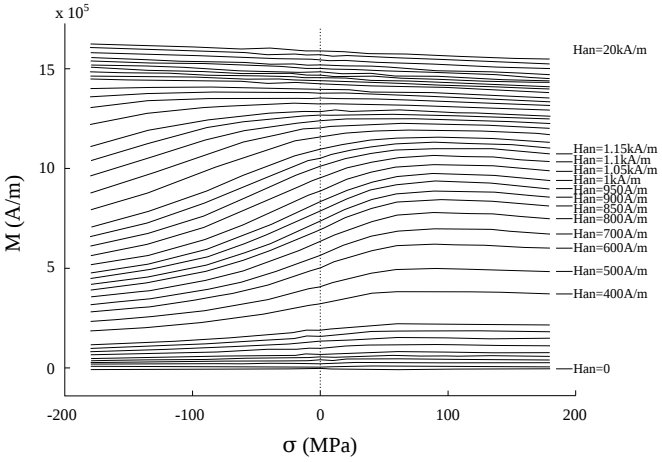
Afin de comparer à présent deux situations pour lesquelles la traction appliquée est la plupart du temps nulle, Bozorth mesure tout d'abord le cycle B-H en statique du nickel, et ensuite le cycle B-H obtenu avec une succession de deux application/relâchement de la contrainte (figure 1.29e). Le cycle B-H est obtenu en statique donc les mesures sont réalisées point par point pour chaque valeur de champs de même que l'application/relâchement de la contrainte. L'hystérésis B-H avec double application/relâchement de la traction est réduit de 30% (le cycle est inscrit dans le cycle sans contrainte) avec un niveau de contrainte très inférieure à la limite élastique.

Plus récemment, en annexe de [Rizzo, 2012], des mesures magnétiques sous chargement mécaniques cycliques sont réalisées sur des barreaux d'acier bas carbone (de type XC18). La traction ou compression uniaxiale est appliquée parallèlement au champ magnétique. Le champ magnétique vue par l'échantillon est fixé alors que les contraintes appliquées à l'échantillon, à l'aide d'une machine hydraulique (voir chapitre 2 §2.1.2.1) sont lentement variables. La plage d'excitation mécanique est typiquement comprise entre le quasi-statique et 50 Hz. Les variations de contraintes dans l'échantillon entraînent, via l'effet Villari, des variations d'aimantations. Les cycles d'hystérésis $M(\sigma)$ (figure 1.30a) traduisent alors un comportement « piézomagnétique ». La contrainte appliquée agit alors comme un champ équivalent.

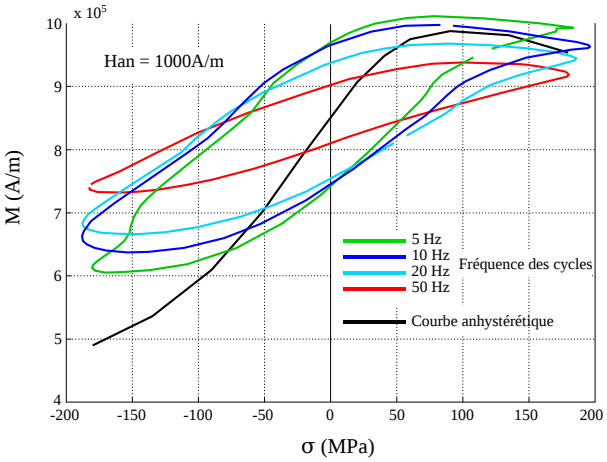
La figure 1.30a montre que le comportement est dissymétrique entre traction et compression. Les variations d'aimantation suivent la courbe anhystérétique mais on remarque qu'à amplitude égale, la dissipation (i.e l'ouverture du cycle $M(\sigma)$) est plus importante en compression. A fort champ magnétique (H_{an}=10 kA/m sur la figure 1.30a) on n'observe plus de cycle. Le matériau est magnétiquement saturé, il n'y a plus de paroi donc plus de dissipation. De même pour une très forte traction à H_{an}=2 kA/m, le cycle s'affine jusqu'à disparaître puisque dans ce cas le matériau n'est pas saturé sous l'effet d'un champ mais c'est l'application de l'effort mécanique



(a) influence du niveau de champ



(b) comportement anhystérétique



(c) influence de la fréquence d'excitation mécanique

FIGURE 1.30 – Cycles piézo-magnétiques $M(\sigma)$ obtenus par ([Rizzo, 2012], page 188-193) sur un barreau d'acier bas carbone (XC18) en chargement mécanique cyclique sous traction/compression et champ magnétique fixé.

qui sature magnétiquement le matériau.

La figure 1.30b montre que pour les forts champs magnétiques (réseau de courbes en haut du graphique correspondant à $H_{an} \geq 4$ kA/m), l'amplitude des variations d'aimantation sont faibles. De même pour les faibles champs (réseau de courbes en bas du graphique correspondant à $H_{an} \leq 100$ A/m). Les variations de l'aimantation avec la contrainte sont donc maximales pour des régimes d'aimantation compris entre la zone de Rayleigh (i.e les parois sont fortement piégées et les variations d'aimantation traduisent un gonflement des parois) et la zone associée à des rotations d'aimantation (qui s'effectuent à partir du coude de l'hystérésis magnétique). Autrement dit, les variations d'aimantations avec la contrainte sont maximales lorsque les déplacements de parois sont majoritaires.

La figure 1.30c illustre l'effet de la fréquence mécanique sur les cycles $M(\sigma)$. Contrairement au cycle M(H) qui s'élargit avec la fréquence magnétique, il n'est pas observé ici d'élargissement des cycles $M(\sigma)$ avec la fréquence mécanique. Au contraire, plus la sollicitation mécanique est imposée rapidement, moins les cycles montent en aimantation.

Les exemples précédents ont montré l'influence sur le comportement magnétique d'une contrainte mécanique appliquée de manière maîtrisée et intentionnellement. De récents travaux [Baguley *et al.*, 2009], [Baguley *et al.*, 2011], [Baguley *et al.*, 2012b] étudient à l'inverse l'effet d'une sollicitation mécanique générée de manière non intentionnelle et non maîtrisée sur des tores ferrites Mn-Zn (à magnétostriction faible et négative). En effet, les tores sont ici soumis simplement à leurs propres déformations de magnétostriction, les surfaces libres du tore sont sujettes à des déplacements mécaniques lors de l'application d'un champ orthoradial. Baguley remarque que, lorsque le tore est excité magnétiquement à des fréquences particulières correspondantes à des résonances de vibration mécaniques, alors les cycles d'hystérésis B-H asymétriques mesurés possèdent une forme originale en « 8 » (figure 1.31).

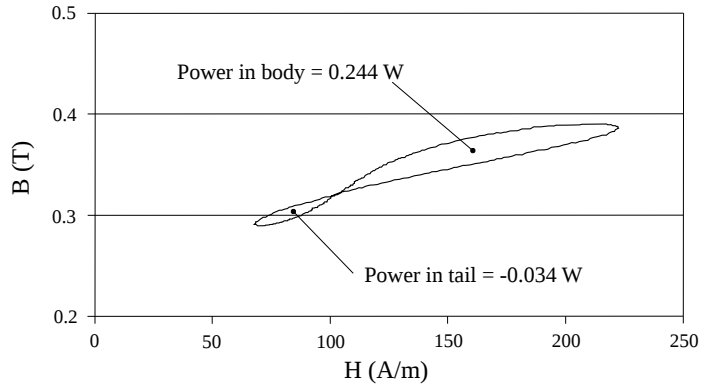


FIGURE 1.31 – cycle B(H) asymétrique (B_{dc}=0.35 T) en forme de « 8 » obtenue sur un tore ferrite Mn-Zn qui vibre à sa propre magnétostriction, la fréquence d'utilisation est celle de la résonance magnéto-mécanique f_{mag}=34.8 kHz [Baguley *et al.*, 2009].

La portion du cycle B-H qui tourne en sens horaire est donc associée à une récupération d'énergie. Cette énergie récupérée est donc reçue par la source d'excitation magnétique. Les auteurs expliquent cette forme en « 8 » par le couplage magnéto-mécanique. Lorsque le tore se contracte, la frustration inter-granulaire au sein du matériau est importante et dès lors les contraintes internes qui en résultent sont des sites d'ancrages des parois. A l'inverse, d'après [Baguley *et al.*, 2012b], [Baguley *et al.*, 2012a], lorsque le tore se dilate, cela a pour conséquence de relaxer temporairement les contraintes internes puisque la frustration inter-granulaire devient plus faible. L'énergie mécanique libérée est transférée sous forme magnétique (via le couplage magnéto-mécanique). Comme cette énergie est d'amplitude comparable à la dissipation magnétique sur le cycle mineurs, il en résulte une trajectoire en sens horaire sur le cycle B-H.

1.4 Conclusions

Les nombreux aspects de la manifestation du couplage magnéto-mécanique ont été présentés. Les comportements magnétique et magnétostrictif correspondent à des comportements complexes (non linéaire, non monotone). L'origine microscopique de ces phénomènes se trouve dans l'existence d'une microstructure magnétique organisée en domaines et parois magnétiques. Parmi les défauts à l'origine de la coercivité magnétique, on s'intéresse principalement aux défauts provoqués par les distorsions élastiques du réseau cristallin (bien que les défauts de type inclusions non magnétiques contribuent aussi en grande partie à la coercivité). En effet, ces défauts associés à des contraintes internes induisent des fluctuations locales d'anisotropie magnéto-élastique. Ces fluctuations d'anisotropie peuvent être influencées par l'application d'une contrainte externe. La

contrainte externe modifie alors localement l'état d'énergie totale et donc modifie la structure en domaines.

Quelques uns des résultats de la littérature ont été interprétés. De nombreux sujets traitent des chargements mécaniques statiques, mais les études du comportement magnétique sous sollicitation mécanique cyclique sont en revanche peu courantes. Parmi ces derniers, les résultats originaux de [Bozorth, 1951] et [Baguley *et al.*, 2009] font état de réduction significative de l'hystérésis magnétique. Ces derniers sont cependant peu explicités c'est pourquoi un modèle de compréhension est proposé au chapitre 4. Ceci dans le but de maîtriser les effets positifs d'une contrainte cyclique sur le comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques doux.

De plus, la revue de la littérature proposée dans la section §1.3.3 montre que le comportement magnétique sous l'application simultanée d'une contrainte mécanique dynamique et d'un champ magnétique dynamique n'a, à notre connaissance, pas été étudié jusqu'alors. Ainsi, pour mesurer ce comportement induit par exemple par l'application de vibrations mécaniques, il est nécessaire de développer notre propre banc expérimental. C'est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 2

Développement d'un banc de caractérisation magnéto-mécanique dynamique

Sommaire

2.1 Principe et état de l'art de la caractérisation magnéto-mécanique **37**
2.1.1 Principe 37
2.1.2 Bancs expérimentaux de référence 38
2.1.2.1 Banc de traction/compression uniaxiale du LMT Cachan [Hubert *et al.*, 2005] 38
2.1.2.2 Banc biaxial du LMT Cachan [Hubert *et al.*, 2005] 39
2.1.2.3 Banc de vibration de tores ferrites [Baguley *et al.*, 2009] . . 40
2.1.2.4 Banc de mesure d'impédance d'un barreau magnétique sous vibrations ultrasoniques [Osada *et al.*, 2008] 41
2.1.2.5 Banc de mise en vibration d'une tôle magnétique du G2ELab [Ghibaudo, 2012] 42
2.1.3 Conclusions sur la littérature 44
2.2 Matériau d'étude **44**
2.2.1 Critères importants 44
2.2.2 Adéquation matériau retenu/sollicitations 45
2.3 Réalisation du banc de mesure magnéto-mécanique **46**
2.3.1 Objectifs 46
2.3.2 Excitation mécanique 46
2.3.3 Excitation magnétique 51
2.4 Protocole expérimental **54**
2.4.1 Mesures magnétiques fluxmétriques 54
2.4.2 Mesures mécaniques 56
2.4.2.1 Instrumentation et mesure 56
2.4.2.2 Identification des modes de résonances 58
2.4.3 Pilotage du banc 60
2.4.4 Validation expérimentale 61
2.4.4.1 Essai magnétique quasi-statique sans sollicitation mécanique 61
2.4.4.2 Essai avec sollicitation mécanique dynamique 62
2.5 Conclusions **63**

Résumé

L'objectif de ce chapitre est de justifier les solutions retenues pour la mise en place d'un banc de caractérisation magnéto-mécanique sous sollicitations mécaniques dynamiques. Dans un premier temps, les principaux bancs de caractérisation magnéto-mécanique dédiés aux matériaux magnétiques doux issus de la littérature sont présentés. Les choix et solutions retenues pour surmonter les difficultés associées à la mise en place de telles mesures seront discutées. Le banc de mesure développé durant ces travaux sera ensuite exposé puis le protocole expérimental sera détaillé. Finalement, les capacités et limitations du banc seront discutées.

La caractérisation du couplage magnéto-mécanique est difficile et ne profite pas de protocoles de mesure standards comme c'est le cas pour les caractérisations magnétiques [60404-3,1992] et mécanique [6892, 1998]. En effet, pour être complète, cette caractérisation sous-entend un dispositif expérimental capable de mesurer simultanément les grandeurs magnétiques (champ magnétique $\vec{H}$ et induction $\vec{B}$) et les grandeurs mécaniques (contrainte [σ] et déformation [ϵ]) dans des conditions reproductibles.

C'est de plus, localement - i.e. à l'échelle des phénomènes de couplage - qu'il faut envisager de mesurer les grandeurs magnétiques et mécaniques. De manière pragmatique, c'est plus souvent des grandeurs à plus grande échelle qui sont mesurées. Elles n'apportent donc pas toute l'information souhaitée sur le comportement magnéto-mécanique.

Les méthodes de mesure se différencient donc suivant la manière dont les grandeurs sont acquises et déduites, et se répartissent en deux grandes familles.

D'un côté, les méthodes dites résonantes pour lesquelles c'est uniquement à partir des pics aux fréquences de résonance et d'anti-résonance que les grandeurs sont déduites. Ces mesures ne permettent alors d'accéder qu'à une information réduite, par exemple la déformation de magnétostriction à saturation de l'échantillon. Ces méthodes sont très largement utilisées pour caractériser les matériaux piézoélectriques.

D'un autre côté, les méthodes dites temporelles pour lesquelles les grandeurs magnétiques et mécaniques sont acquises simultanément en fonction de l'excitation. Ce sont ces méthodes qui sont privilégiées dans la suite puisqu'elles apportent une information plus conséquente sur le comportement magnéto-élastique et pertinente pour la compréhension des phénomènes à l'œuvre.

2.1 Principe et état de l'art de la caractérisation magnéto-mécanique

2.1.1 Principe

Le comportement magnéto-mécanique dépend de l'état magnétique et mécanique du matériau qu'il faut en conséquence contrôler préalablement à toutes mesures. Sans cette précaution, les mesures ne peuvent être reproductibles.

En effet, pour les mesures magnétiques, les fortes excitations [1] impliquent des irréversibilités et un comportement hystérétique. Ces mesures reflètent alors l'histoire de l'état du matériau magnétique et dépendent donc des chargements antérieurs. Il faut donc veiller à rétablir dans un même état le matériau entre les mesures. C'est le but d'une désaimantation qui permet de réinitialiser l'état magnétique tout comme les mesures anhystérétiques qui s'y apparentent.

Pour l'état de contrainte mécanique, c'est à l'aide de mesures de déformation, de déplacement, d'effort appliqué qu'il est déduit. Il faut alors connaître pour le matériau les coefficients d'élasticité. Il faut de plus statuer sur l'effet de l'état magnétique sur ces coefficients mécaniques à l'image de la variation du module d'Young ΔE [Hubert et Daniel, 2010] souvent évoquée comme conséquence du comportement magnéto-mécanique.

Pour décrire le couplage magnéto-mécanique, il faut de plus envisager ces caractérisations à l'échelle des mécanismes à l'œuvre. Une des difficultés expérimentales réside alors dans la taille des capteurs comme les jauges de déformation, les bobines de mesures de flux, ... Ce sont donc plus souvent des grandeurs moyennées spatialement qui sont déduites.

Pour permettre la caractérisation du couplage magnéto-mécanique sur des matériaux doux, sous sollicitation magnétique et mécanique dynamique, il est alors indispensable de concevoir un dispositif expérimental spécifique. Pour guider ce développement, différents bancs expérimentaux

1. supérieure au régime de Rayleigh pour les excitations en champ magnétique et limite du comportement élastique-plastique en contrainte mécanique

représentatifs de la littérature sont détaillés pour en souligner la pertinence et les limitations par rapport à nos besoins.

2.1.2 Bancs expérimentaux de référence

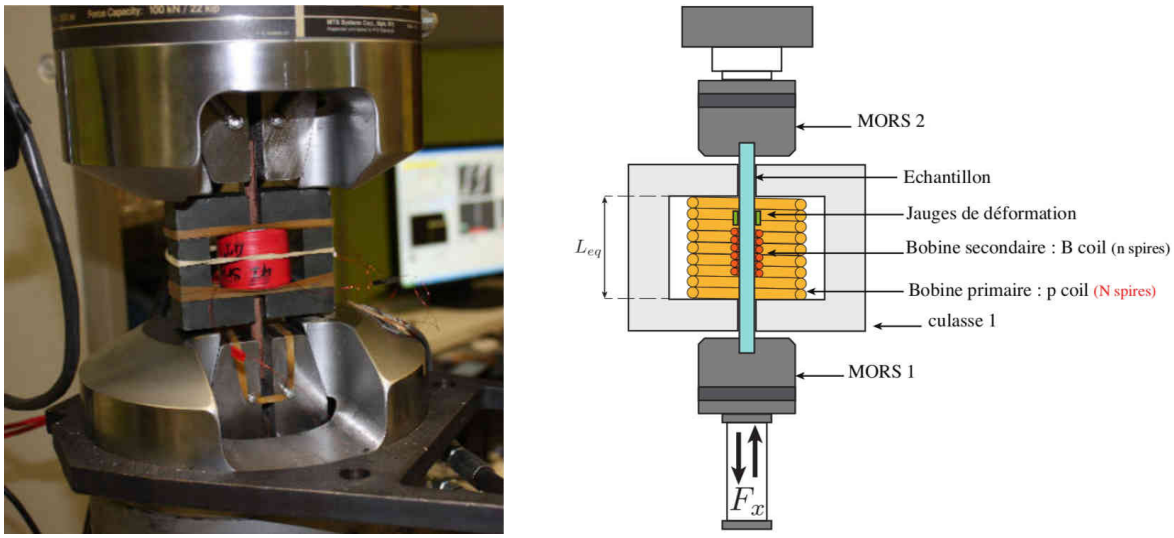
En plus des bancs expérimentaux présentés ci après, de nombreux auteurs ont caractérisé le comportement magnéto-mécanique dans le cas de sollicitations uniaxiales, par exemple [Bozorth, 1951], [Cullity, 1972], [Moses, 1981], [Gourdin *et al.*, 1998], [LoBue *et al.*, 1998], [Belahcen, 2004], mais aussi bi-axiales [Schneider et Richardson, 1982], [Pearson *et al.*, 2000], [Maurel, 2002] ce qui constitue une liste non exhaustive. Une partie des travaux du Pr. Enokizono consiste à étudier l'influence d'une contrainte bi-axiale sur les propriétés bi-dimensionnelles de la magnétostriction de tôle de FeSi-NO [Kai *et al.*, 2014] ou investigue vers la mesure non destructive des contraintes internes par méthode Barkhausen dans les moteurs électriques afin de les rendre plus efficaces [Tsuchida et Enokizono, 2016]. Quant aux travaux du Pr. Pfutzner [Pfutzner, 1981], l'une des thématiques consiste à visualiser sans champ appliqué l'influence d'une traction ou compression sur la structure en domaine d'une tôle FeSi par l'intermédiaire d'une suspension colloïdale : l'auteur constate qu'une contrainte de traction élimine la formation des domaines en « spikes » en surface de l'échantillon.

2.1.2.1 Banc de traction/compression uniaxiale du LMT Cachan [Hubert *et al.*, 2005]

Le LMT Cachan dispose d'un banc de caractérisation magnéto-mécanique uniaxiale (figure 2.1a, 2.1b) développé par [Gourdin *et al.*, 1998]. Il se compose d'un dispositif amovible qui peut-être amarré au bâti d'une machine de traction électro-hydraulique. Il permet de mesurer les grandeurs mécaniques et magnétiques en réponse à des excitations elles-mêmes mécanique et magnétique.

D'un point de vue mécanique, les échantillons caractérisés sont de forme parallélépipédique ou cylindrique. Les déformations longitudinale et transversale sont mesurées à l'aide de jauges de déformation bi-axiales. L'utilisation d'une paire de jauges permet des mesures thermo-compensées et le collage en vis-à-vis d'autres jauges permet de vérifier l'absence de flexion de l'échantillon. La déformation retenue pour la caractérisation est alors la moyenne des déformations. Pour les essais en compression sur des éprouvettes de faible épaisseur, l'utilisation d'une structure sandwich éprouvette/âme/éprouvette [Vieille, 2007] est nécessaire afin d'éviter le flambage. Ce banc de mesure magnéto-mécanique possède l'avantage d'appliquer des contraintes relativement uniformes dans tout le volume de l'échantillon suivant la direction du champ magnétique appliquée, ce qui facilite les interprétations. Mais la sollicitation mécanique générée par la machine électro-hydraulique est limitée à l'exploration des régimes mécaniques statiques ou quasi-statiques.

Comme dans un perméamètre, l'échantillon est placé entre deux culasses en forme de « U » qui permettent de refermer le flux magnétique (figure 2.1a). Le champ d'excitation est obtenu à l'aide d'une bobine d'excitation dit bobinage primaire parcourue par un courant d'intensité variable. La mesure du champ moyen vu par l'échantillon est déduite approximativement du théorème d'Ampère au travers de la mesure dans l'enroulement primaire. La longueur effective considérée pour calculer ce champ moyen est la longueur de l'échantillon entre culasse. Cette longueur est calibrée grâce à une mesure préalable du champ à l'aide d'une H-coil. La mesure du flux magnétique dans l'éprouvette se fait à l'aide d'une bobine de mesure de flux ou B-coil. Le flux est estimé par intégration numérique de la tension induite mesurée aux bornes de la B-coil. La connaissance du flux magnétique permet de déterminer l'induction B, puis l'aimantation M, ceci en réalisant une correction de flux d'air puisque la section de la B-coil (connue) est supérieure à celle de l'échantillon.



(a) Montage (b) Schéma de principe

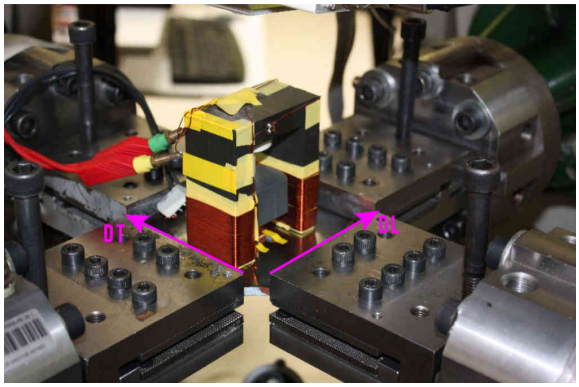
FIGURE 2.1 – Banc de mesures magnéto-mécaniques uniaxiales du laboratoire LMT-Cachan [Gourdin, 1998], [Hubert, 2008], [Mballa-Mballa, 2013]).

La mesure magnétique inclut des courbes anhystérétiques et des cycles d'hystérésis à différentes fréquences magnétiques allant du quasi-statique (inférieur à 1 Hz) jusqu'à des fréquences supérieures à quelques 100 Hz, ceci pour des formes d'ondes en courant imposé sinusoïdaux ou triangulaires. Des grandeurs comme le champ coercitif H_c et les pertes magnétiques proportionnelles à l'aire d'un cycle d'hystérésis sont relevées en fonction de l'amplitude de la sollicitation mécanique et magnétique [Hubert, 2008], [Rizzo, 2012].

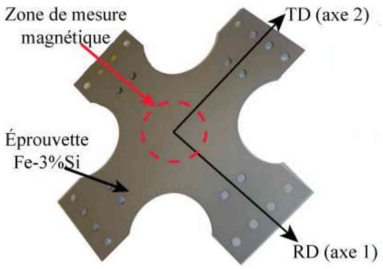
2.1.2.2 Banc biaxial du LMT Cachan [Hubert *et al.*, 2005]

En dissociant la direction d'application de la contrainte et du champ magnétique, les chargements magnéto-mécaniques biaxiaux peuvent fournir une meilleure compréhension des couplages magnéto-élastiques [Hubert, 2007] que le cas axial, et permettent notamment de se rapprocher des conditions de chargement magnéto-élastique réelles dans un rotor de machines électriques [Rekik, 2014].

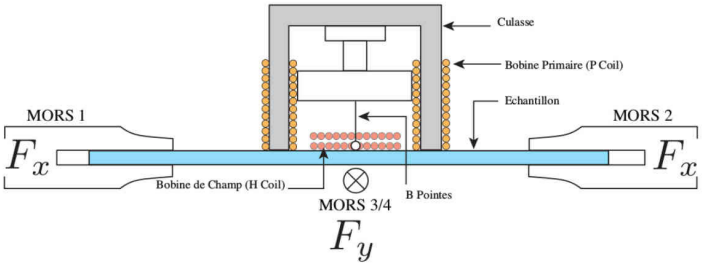
L'échantillon, en forme de croix (figure 2.2b) est disposé dans une machine hydraulique multiaxiale afin d'être soumis à des efforts biaxiaux de traction/compression selon deux directions perpendiculaires. La zone de mesure magnétique est un cercle de 30 mm de diamètre où à la fois la contrainte et le champ magnétique sont approximativement uniformes (niveau d'hétérogénéité inférieur à 15%). L'éprouvette comporte deux zones de mesures symétriques, dont les états de déformation et de contrainte sont supposés identiques. Une des faces est consacrée aux mesures magnétiques l'autre aux mesures mécaniques. La zone de mesure magnétique et la zone de mesure mécanique sont des surfaces libres. La géométrie du montage permet d'effectuer des mesures simultanées sur chacune des faces de l'éprouvette sans interactions entre les mesures. La technique de mesure des champs de déformation par corrélation d'images numériques est utilisée. Le principe de base de cette méthode est la reconnaissance des niveaux de gris sur des images prises au cours d'un essai à l'aide d'une caméra numérique haute résolution. La technique de corrélation d'images permet de suivre l'évolution d'une image à l'autre de chaque point du motif d'un mouchetis suffisamment fin [Rekik, 2014]. Cette méthode est précise et polyvalente. Elle permet de déterminer les champs de déformation, tout en assurant un suivi continu des



(a) Montage



(b) Éprouvette biaxiale $Fe - 3\%SiNO$



(c) Schéma de principe

FIGURE 2.2 – Banc de mesures magnéto-mécaniques biaxiales du laboratoire LMT-cachan [Mballa-Mballa, 2013], [Rekik, 2014].

champs de déplacement sur de grandes plages de déformation. Une autre technique complémentaire détaillée dans [Rekik *et al.*, 2013] permet de mesurer les déformations par diffractions des rayons X. La mesure locale du champ magnétique H, en appliquant la règle de conservation du champ tangentiel, s'effectue au travers d'une H-coil placée au plus près de la zone de mesure sur l'échantillon. En raison de la faible section de la H-coil, ceci associé à une faible perméabilité sur cette zone de mesure (celle de l'air μ_0), les signaux collectés sur la H-coil sont de faibles amplitudes. La mesure locale du champ est donc fortement soumise à toutes perturbations rayonnées ou conduites sur la chaîne de mesure. La mesure locale de l'induction B s'effectue au travers de capteurs B-pointes en contact avec l'échantillon [Delage, 1997]. L'induction s'exprime en fonction de la différence de potentiel mesurée entre les B-pointes, ceci grâce à la forme intégrale de l'équation de Maxwell-Faraday. Cette mesure est très délicate, car la tension mesurée est très faible (quelques micro-volts). Un bon contact des pointes sur la surface et leur perpendicularité au plan de l'échantillon sont nécessaires pour une bonne mesure. De plus la mesure est sensible au champ magnétique dans l'air, qui crée une inductance dans la demi-spire formée par les fils de mesure [Loisos et Moses, 2001].

2.1.2.3 Banc de vibration de tores ferrites [Baguley *et al.*, 2009]

Des tores ferrites de Mn-Zn ont été étudiés en régime magnétique dynamique par [Baguley *et al.*, 2009] lorsqu'ils sont soumis à leurs propres déformations de magnétostriction. Des cycles mineurs B(H) asymétriques sont mesurés pour plusieurs valeurs de fréquences inaudibles (>20 kHz). L'induction est mesurée au travers d'une B-coil et le champ magnétique est déduit du courant injecté au bobinage primaire. Seule une mesure de déplacement par vibrométrie laser

réalisée sur les points A et B de la figure 2.3 permet de se rendre compte de l'amplitude de la vibration mécanique provoquée uniquement par la déformation de magnétostriction.

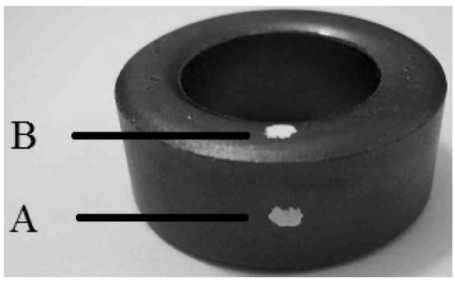
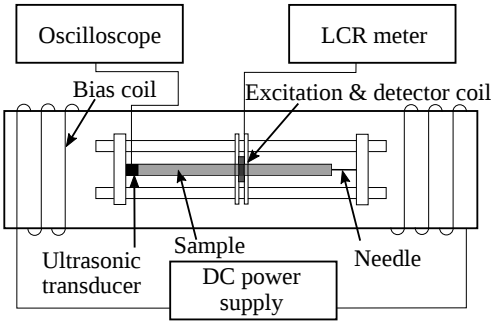


FIGURE 2.3 – Mesure de la vibration due à la magnétostriction d'un tore ferrite par vibromètrie laser [Baguley *et al.*, 2011].

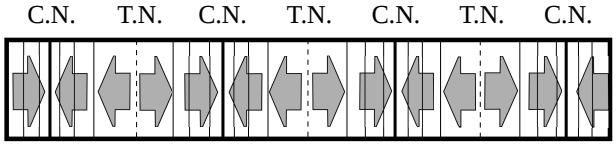
La mesure de déplacement permet de cibler des fréquences de résonances magnéto-mécaniques pour lesquelles sont observées des cycles d'hystérésis mineurs asymétriques non-conventionnels en forme de « 8 » (chapitre 1 §1.3.3 figure 1.31), phénomène imputé par les auteurs à une forme de récupération d'énergie magnéto-élastique. Toutefois, ce banc ne permet d'étudier l'effet d'une contrainte appliquée de manière additionnelle à la déformation de magnétostriction.

2.1.2.4 Banc de mesure d'impédance d'un barreau magnétique sous vibrations ultrasoniques [Osada *et al.*, 2008]

Des barreaux cylindriques de ferrite ont été étudiés par [Hatafuku *et al.*, 2002], [Hatafuku, 2002], [Osada *et al.*, 2008] sous excitations magnétique et mécanique dynamiques. Un actionneur piézo-électrique permet de générer une onde mécanique stationnaire ou propagative le long du barreau magnétique (figure 2.4a), ceci pour des fréquences ultrasoniques (>20 kHz). L'état mécanique de l'échantillon est alors une succession de zones de traction et de compression (figure 2.4b). Une mesure d'impédance (cycles mineurs) est relevée au travers d'une bobine mobile le long de l'échantillon. Les parties réelle et imaginaire de la perméabilité complexe sont donc relevées sur des cycles mineurs elliptiques asymétriques. Les variations d'impédances détectées en présences d'excitations mécaniques sont imputées par les auteurs à une modification réversible des contraintes internes dans l'échantillon.



(a) Schéma de principe



(b) État des contraintes qui illustre les nœuds de compressions (C.N) et nœuds de traction (T.N).

FIGURE 2.4 – Schéma du banc de mesure de l'impédance d'un barreau magnétique soumis à des impulsions d'onde ultrasoniques et propagatives [Hatafuku *et al.*, 2002], [Hatafuku, 2002], [Osada *et al.*, 2008].

En raison de la géométrie ouverte autour de l'échantillon (entrefer) et de la faible étendue spatiale de la bobine d'excitation AC, l'influence des vibrations ultrasoniques sur des cycles d'hystérésis majeurs n'est pas étudiée par les auteurs car l'amplitude du champ alternatif est insuffisante.

2.1.2.5 Banc de mise en vibration d'une tôle magnétique du G2ELab [Ghibaudo, 2012]

Un banc de type poutre bi-encastrée est développé en 2012 au Laboratoire G2ELab [Ghibaudo, 2012] (figure 2.5). Ce banc permet la mesure du comportement magnéto-mécanique, sous régime mécanique dynamique. L'excitation magnétique pouvant balayer un large spectre de fréquences, est d'amplitude suffisante pour saturer l'échantillon. La mise en vibration sur les modes de flexion longitudinaux de la tôle, est effectuée en son milieu par l'intermédiaire d'un pot vibrant pour de forts déplacements (mais faible force et faible fréquence) ou d'un actionneur piézoélectrique pour des fréquences mécaniques plus élevées mais des déplacements plus faibles.

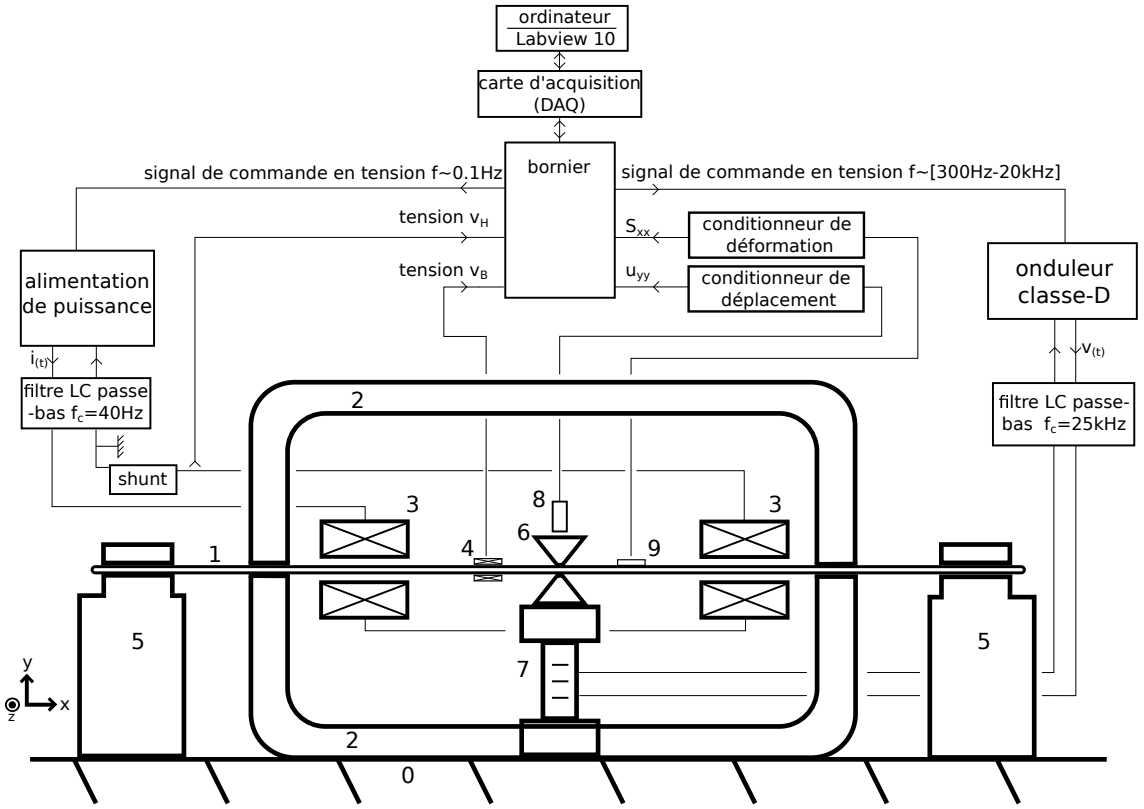
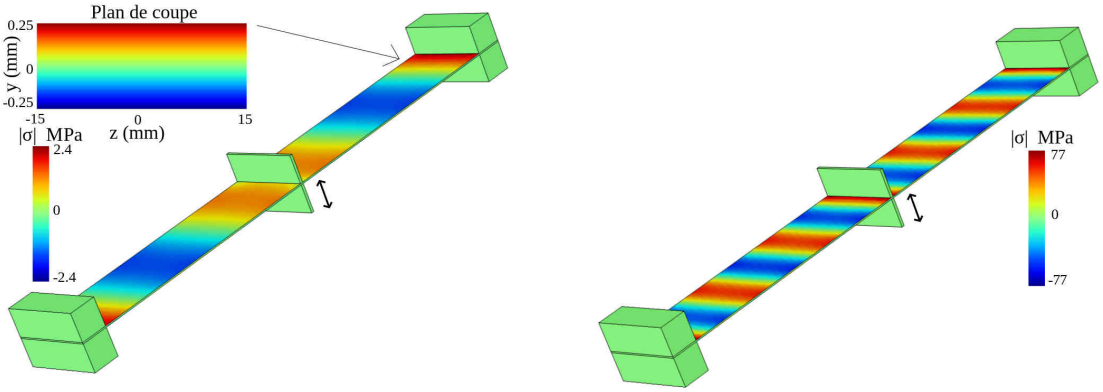


FIGURE 2.5 – Vue en coupe d'un banc de caractérisation magnéto-mécanique expérimentale développé au laboratoire G2ELab en 2012 [Ghibaudo, 2012]. 0 : bâti amagnétique, 1 : tôle AFK502R 300mm x 30mm x 0.50mm, 2 : culasse magnétique Fe-Si(GO), 3 : bobinages d'excitation magnétique, 4 : bobinage de mesure d'induction, 5 : mords latéraux amagnétiques, 6 : fixation amagnétique par pincement, 7 : actionneur piézoélectrique ou pot vibrant, 8 : capteur de déplacement capacitif, 9 : jauges de déformation.

L'état de contrainte en traction/compression est alors fortement non-uniforme le long de la tôle et dans l'épaisseur de la tôle comme illustré figure 2.6a et 2.6a. Le couple de mesures déformations et déplacement est nécessaire pour pouvoir estimer numériquement la contrainte en tout point de la tôle. Le déplacement est mesuré au travers d'un capteur capacitif situé au dessus

du point d'accroche sur la tôle. L'excitation sur les modes propres de la tôle n'autorise pas de modifier indépendamment fréquence et amplitude mécanique. La mesure du champ magnétique moyen, estimé au travers du courant injecté au bobinage primaire, est soumise à l'incertitude liée à la non uniformité du champ associé aux effets de champ démagnétisant qui sont certes faibles grâce à l'utilisation de culasses de fermeture.



(a) f_{mec}=532 Hz (b) f_{mec}=4593 Hz

FIGURE 2.6 – Simulation du comportement mécanique d'une tôle $Fe_{49}Co_{49}V_2$ bi-encastrée, mise en vibration par liaison pincement en son milieu. Le déplacement maximal de la liaison pincement est imposé à $u_{max} = \pm$ 10 μm et la fréquence d'excitation mécanique variable. Visualisation de la contrainte appliquée en surface dans la direction du champ magnétique et de la dépendance de l'état de contrainte à la fréquence mécanique pour un déplacement imposé [Ghibaudo, 2012].

Les résultats issus de ce banc permettent d'observer des réductions notables de l'hystérésis magnétiques (figure 2.7) pour une tôle de Fer-Cobalt AFK502R, avec notamment des réductions relatives du champ coercitif pouvant atteindre 18% avec l'utilisation de contraintes appliquées relativement faibles en amplitude (inférieure à 40 MPa) [Ghibaudo *et al.*, 2014]. Ces résulats encouragent l'idée de solliciter en flexion dynamique un échantillon doux pour réduire significativement son hystérésis magnétique. Mais cette structure n'a pas été retenue car il est difficile de quantifier par des mesures de champ global les effets des entrefers parasites aux interstices culasse/tôle en présence de vibrations mécaniques.

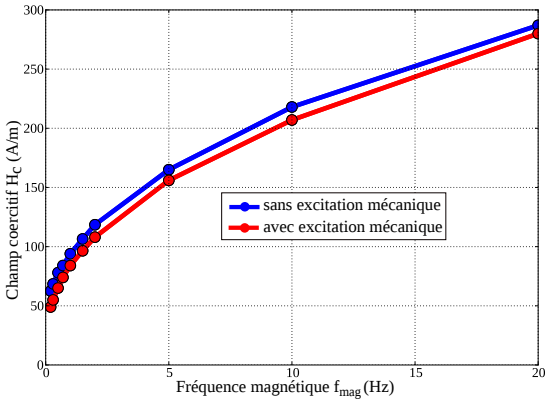


FIGURE 2.7 – Mise en évidence expérimentale de la réduction de coercivité d'une tôle AFK502R soumise à une vibration imposée en son milieu par l'intermédiaire d'un pot vibrant à f_{mec}=310 Hz [Ghibaudo *et al.*, 2014].

2.1.3 Conclusions sur la littérature

Les différents bancs de caractérisation magnéto-mécanique exposés ci dessus présentent chacun leurs avantages et inconvénients. En ce qui concerne l'excitation mécanique, l'utilisation de sollicitations statiques ou quasi-statiques, uniaxiales ou bi-axiales, présentent l'avantage de faire intervenir des contraintes relativement uniformes dans l'échantillon étudié d'où une plus forte certitude sur l'analyse et l'interprétation des résultats sous-jacent au couplage magnéto-mécanique. Pour étudier l'influence de la dynamique des contraintes mécaniques sur le comportement magnétique, les principes et précautions prises sur les bancs à excitation mécanique quasi-statique seront à conserver. Sous sollicitation mécanique dynamique, l'état de contrainte est généralement non-uniforme (hormis le cas où la dimension de l'échantillon est comparable à la longueur de l'onde mécanique générée). Il conviendra alors d'exprimer les dépendances des grandeurs magnétiques d'intérêt en fonction de l'amplitude crête (ou crête à crête) de la sollicitation mécanique.

En ce qui concerne l'excitation magnétique, le circuit magnétique peut être fermé ou ouvert. Dans le cas ouvert, les mesures magnétiques du champ et de l'induction doivent être de préférence locales afin de prendre en compte les champs démagnétisants qui sont à caractères fortement non uniformes. Dans le cas fermé, les champs démagnétisants sont généralement négligés, ceci permet l'utilisation de mesures globales du champ et de l'induction ce qui améliore en conséquence la qualité de la mesure (i.e la robustesse contre les perturbations).

Afin d'étudier l'influence d'un cyclage mécanique dynamique en tout point d'aimantation d'un cycle d'hystérésis B(H), l'expérience développée au laboratoire G2ELab par [Ghibaudo, 2012] constitue un point de départ. De cette analyse, il ressort que, en présence de mesures magnétiques globales, une bonne uniformité du champ magnétique doit être respectée dans la conception du banc de caractérisation magnéto-mécanique dynamique. En passant d'une géométrie d'échantillon de type tôle à une géométrie de type tore, les effets de champs démagnétisant seront nettement inférieurs et les éventuels entrefers parasites échantillon-culasse seront exclus puisque l'utilisation d'une culasse n'est plus nécessaire à la fermeture du flux.

2.2 Matériau d'étude

2.2.1 Critères importants

Les matériaux doux du génie électrique sont livrés plus fréquemment sous forme de tôle [Waeckerlé, 2010b] ou de tore. Il s'agit principalement d'alliages de fer-silicium, fer-cobalt, fer-nickel, aciers bas-carbone pour les applications puissances basses fréquences, ou ferrite pour les applications puissances à moyenne et haute fréquences [Lebourgeois, 2005], [Lebourgeois, 2014]. Les échantillons massifs ont l'avantage par rapport aux tôles fines d'être moins soumis à des effets de bord compte tenu de leur plus grande épaisseur (les contraintes résiduelles en surface des tôles, provoquées par l'opération de découpe [Ismail, 2007] ou de poinçonnage [Kedous-Lebouc *et al.*, 2015], [Kedous-Lebouc, 2016]).

Par ailleurs, la rigidité mécanique de l'échantillon doit être suffisante pour assurer des contraintes mécaniques supérieures à la dizaine de MPa dans l'échantillon pour des déplacements des actionneurs de quelques μm. Cette rigidité doit être par ailleurs suffisamment faible pour permettre à l'actionneur de rester dans sa gamme d'utilisation inférieure à la force bloquée.

Dans le cas d'étude retenu, l'excitation mécanique aura pour effet de générer des contraintes mécaniques principalement orthoradiales dans la direction du champ magnétique appliqué c'est pourquoi il est préférable d'avoir un échantillon le plus isotrope possible. De plus, les matériaux candidats prédisposés à avoir une forte sensibilité à une excitation mécanique sont ceux qui présentent forte magnétostriction ainsi qu'une faible anisotropie magnétocristalline. Autrement dit, le terme d'énergie magnétocristalline de l'équation (1.7) ne doit pas écraser le terme d'énergie

magnéto-élastique de l'équation (1.13). C'est pourquoi les critères de choix pour sélectionner les matériaux candidats seront ceux qui présentent de faibles constantes d'anisotropie magnétocristalline K_1 et K_2, ainsi qu'une forte magnétostriction à saturation λ_s.

2.2.2 Adéquation matériau retenu/sollicitations

Le candidat retenu est un tore de $Fe_{49}Co_{49}V_2$ AFK502, structure monophasée cubique centrée ([Sourmail, 2005] page 219), polycristallin, grains non orientés de taille moyenne = 15 μm (figure 2.8), E=210 GPa, ν=0.29 [Hubert *et al.*, 2005], T_c=900°C (transformation de phase α/γ), Ω=40 μm.cm, fourni par Aperam-Imphy Alloy, qui présente de faible constantes d'anisotropie magnétocristalline ($K_1 < 200 J/m^3$ et $K_2 \approx 0$ ([Waeckerlé, 2010a] page 7) ainsi que de fortes constantes de magnétostriction $\lambda_{100} = 15 \cdot 10^{-5}$, $\lambda_{111} = 4 \cdot 10^{-5}$, $\lambda_s \approx 70 \cdot 10^{-6}$. Par ailleurs, l'aimantation à saturation élevée du $Fe_{49}Co_{49}V_2$ ($M_s = 1.91 \cdot 10^6$ A/m [Kedous-Lebouc, 2006], [Hubert, 2008] page 14) en fait habituellement un candidat de choix pour les applications nécessitant de fortes puissances massiques, adaptées par exemple aux équipements aéronautiques. Cet anneau torique a fait l'objet d'un traitement thermique initial à 860°C pendant 3 heures ceci pour recristalliser la phase α ferromagnétique. Le faible refroidissement de 250°C/h en post-recuit a pour objectif de réduire la constante d'anisotropie magnétocristalline K_1 vers zéro. Le recuit a aussi pour conséquence de relâcher les contraintes d'usinage de manière à assurer de bonnes propriétés magnétiques. Le champ coercitif mesuré initialement à 0.1 Hz est de H_c = 158.5 A/m. Cette valeur relativement importante [Sourmail, 2004] par rapport au tôle fine AFK502 pour lesquelles la valeur du champ coercitif est plutôt de 30-40 A/m. Ceci peut être imputée au recuit thermique qui n'avait pas relâché entièrement les contraintes internes et/ou par le fait que des contraintes internes ont pu être induites par diverses manipulations post-recuit [Waeckerlé, 2010a]. Une autre raison à cette relativement forte valeur du champ coercitif est que l'échantillon a été assez peu corroyé en transformation à chaud, et donc en proie à d'assez fortes ségrégations chimiques du fer, cobalt et vanadium issues de la solidification du lingot (dendrites). Ce matériau a donc localement des fluctuations de composition en %Co et %Fe provoquant autant de fluctuations des propriétés magnétocristallines et magnétostrictives, et donc d'autant plus d'incompatibilités de déformation locale entre zones de transfert du flux.

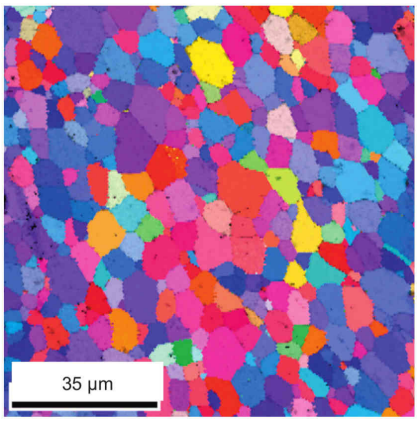


FIGURE 2.8 – Observation par OIMTM d'un alliage de FeCo-2V AFK502 après recristallisation [Nabi *et al.*, 2013].

La géométrie plane des faces supérieure et inférieure de l'anneau FeCo (section rectangulaire figure 2.9) se prêtera plus facilement à un encastrement mécanique comparativement à celle d'un tore à section circulaire, ainsi qu'à une plus grande facilité au niveau de la sollicitation mécanique.

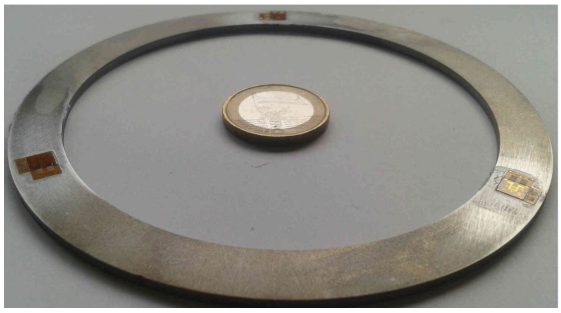


FIGURE 2.9 – Tore $Fe_{49}Co_{49}V_2$ ($\emptyset_{moy}$= 100 mm, section de 1cm x 2mm) avec 6 jauges de déformation collées sur les faces supérieure et inférieure.

2.3 Réalisation du banc de mesure magnéto-mécanique

2.3.1 Objectifs

Les objectifs du banc de caractérisation magnéto-mécanique développé durant ces travaux de thèse sont les suivants :

— piloter et acquérir simultanément des mesures magnétiques (B, H) et mécaniques dynamiques (déplacement, déformations),
— quantifier les dépendances existantes entre les grandeurs d'études magnétique et mécanique : influence du cyclage mécanique,
— identifier les paramètres pertinents menant à des réductions d'hystérésis : influence du cyclage mécanique.

2.3.2 Excitation mécanique

L'excitation mécanique est choisie en fonction des critères de choix suivant :

— bande passante : possibilité d'étudier les ultra-sons,
— déplacement : amplitude suffisante,
— contraintes mécanique : amplitude suffisante pour influencer significativement le comportement magnétique.

Pour créer des vibrations, les actionneurs électriques offrent de très bonnes aptitudes à la conversion d'énergie. L'acheminement de l'énergie est beaucoup plus flexible que pour une transmission mécanique. Sa transformation est plus aisée et très peu volumineuse. Nous avons choisi dans notre étude de recourir aux actionneurs électroactifs qui sont l'objets de nombreuses utilisations du génie électrique [Garbuio, 2006]. Les actionneurs électromagnétiques représentent à eux seuls la plus grande partie des actionneurs actuellement utilisés. La forte recherche et les développements dont ils furent l'objet depuis le début de XX^{eme} siècle a permis une réduction des coûts et une augmentation impressionnante des performances. D'après la figure 2.10, nous pouvons faire un tri parmi les diverses solutions disponibles d'actionneurs de nos jours [Nogarede, 2005], [Jendritza, 1998], selon leur effort spécifique.
La contrainte spécifique, illustrée sur la figure 2.10, représente la capacité d'une technologie à développer des efforts pour un volume donné (la contrainte limite développée au sein du matériau). La vitesse de déformation relative représente la rapidité à laquelle un actionneur peut se déformer ramené à son encombrement. Elle est le produit de la pulsation ($\omega = 2\pi f$) par la déformation relative. Le produit de ces deux grandeurs donne la puissance volumique théorique. La figure 2.11 représente l'énergie volumique que peuvent développer les différentes technologies. Les alimentations associées ne sont pas prises en compte ici. Dans le cadre de notre étude, nous

avons besoin d'efforts de plus de 1kN, à des fréquences de vibration sinusoïdales qui peuvent atteindre l'inaudible (supérieures à 20 kHz) et si possible dans un volume de l'ordre du décimètre cube pour un encombrement réduit. La zone concernée se situe alors autour de vitesses de déformation relatives de 10 à 1000 s^{-1} pour des efforts de 1kN en considérant des actionneurs centimétriques.

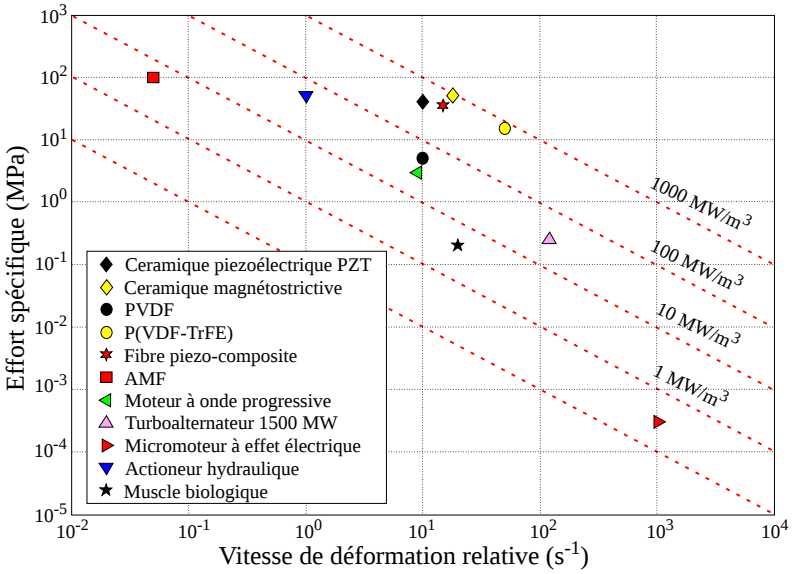


FIGURE 2.10 – Courbe des efforts spécifiques en fonction de la vitesse de déformation relative pour différentes classes d'actionneurs électriques [Nogarede, 2005], [Jendritza, 1998].

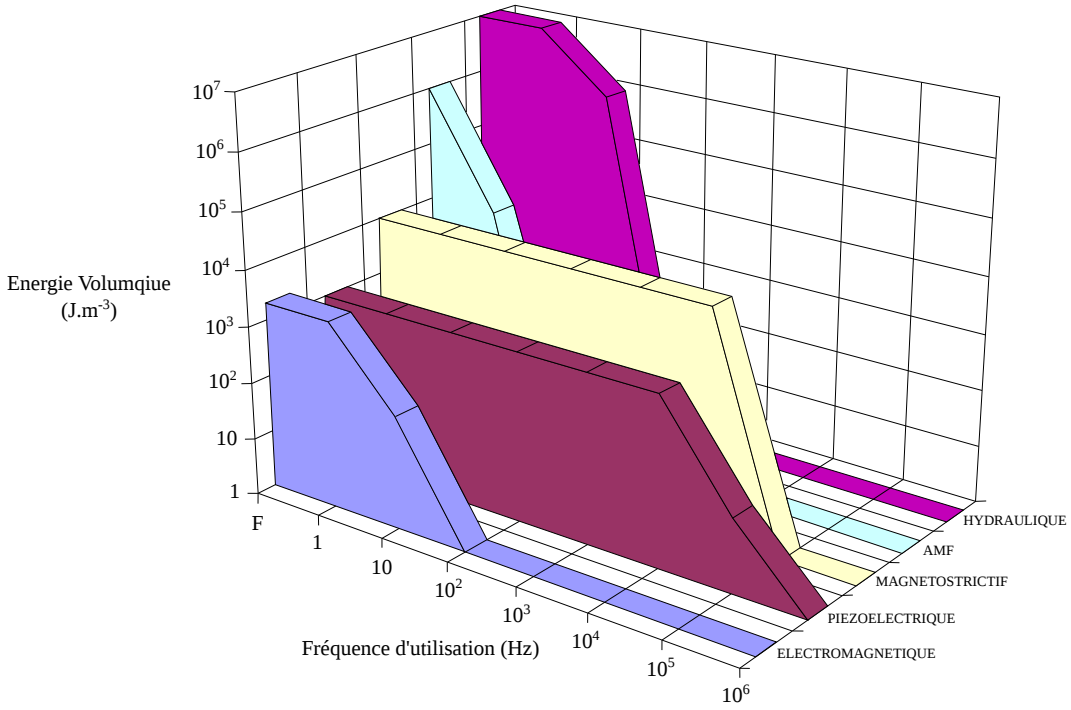


FIGURE 2.11 – Comparaison énergétique des différentes technologies d'actionneurs [Maxonics, 2003] : hydraulique, alliages à mémoire de forme (AMF), magnétostrictifs, piézo-électrique, électromagnétique, selon leurs fréquences d'utilisation.

Des technologies sont exclues d'office comme les actionneurs hydrauliques à puissance volumique élevée mais trop lents ou les moteurs électromagnétiques rapides mais trop encombrants. Les composites ou film PVD sont exclus à cause de leur fragilité. Nous retiendrons alors trois candidats dont voici les avantages et inconvénients :

— **Les actionneurs électrostrictifs**. L'électrostriction est un phénomène de couplage du second ordre entre champ électrique et déformation (i.e. les déformations dépendent du carré de l'intensité du champ électrique). Ce couplage est observé dans des céramiques artificielles de type PMN (Plomb, Magnésium et Niobium). Les performances de ces matériaux sont légèrement inférieures à celles des céramiques piézoélectriques [Garbuio, 2006]. Les déformations peuvent atteindre 2 000 ppm pour des champs électriques de 2 $MV \cdot m^{-1}$. Ces céramiques présentent une orientation spontanée des dipôles, elles ne sont pas polarisées. De fait, leur dérive au cours du temps est beaucoup plus faible que pour des composés piézo-électriques PZT et elles présentent un hystérésis moins marqué (pas de champ coercitif).

— **Les actionneurs magnétostrictifs**. Les matériaux magnétostrictifs sont des composés synthétiques à base de terres rares comme le Terfernol-D. Les matériaux à magnétostriction géante permettent de générer des déformations de 2 000 ppm en quasi-statique et des forces élevées de quelques milliers de Newton [Claeyssen et Lhermet, 2002]. L'application d'une précontrainte permet de les polariser « mécaniquement » et d'obtenir un caractère linéaire sur une certaine gamme d'effort. Ainsi leur mise en application nécessite un système de contrainte élastique (vis ou ressort) associé à une source de champ magnétique. La création d'un fort champ magnétique nécessite aussi une architecture bobinée encombrante et proche de l'actionneur. Ainsi le volume de l'actionneur est relativement important comparé aux céramiques PZT. Par conséquent, leur intégration au sein de dispositifs en est moins aisée. Cette source de champ magnétique est par ailleurs potentiellement nuisible pour l'étude des caractéristiques d'échantillons magnétiques qui fait l'objet des travaux de cette thèse.

— **Les actionneurs piézoélectriques**. Cette classe d'actionneur repose sur des matériaux offrant un couplage électromécanique. L'effet piézoélectrique se traduit par un couplage linéaire entre le champ électrique au sein du matériau et la déformation [Ikeda, 1990]. Nous avons choisi cette technologie de part les performances des matériaux, le faible encombrement de leur alimentation et leur haute capacité d'intégration. Néanmoins, ces actionneurs nécessitent certaines mises en garde quant à leurs utilisations. En effet, les céramiques piézoélectriques sont idéales pour fournir un effort mécanique de compression, mais supportent difficilement un travail mécanique de torsion et de cisaillement. L'angle de perte tan δ, qui est une conséquence des pertes diélectriques, se traduit par une puissance thermique à dissiper non négligeable. Ces pertes peuvent provoquer à terme la perte des propriétés piézoélectriques.

Nous décrivons dans ce qui suit l'excitation mécanique que nous avons développé dans ce travail de thèse. Un empilement de céramiques (PZT : Titano-Zirconate de Plomb) multicouches piézoélectriques Noliac® SCMAR03-H20-A01 (figure 2.12) constitue l'excitation mécanique du banc développé. Les principales caractéristiques sont détaillées dans le tableau 2.1 :

L'excitation mécanique est constituée de deux actionneurs piézo-électriques et d'un point d'encastrement, chacun réparties à 120° autour du tore. Les deux actionneurs piézo-électriques sont pilotés chacun par une alimentation (de tension sinusoïdale) individuelle, ce qui permet de contrôler le déphasage, la fréquence et l'amplitude du déplacement imposé sur chacun des actionneurs piézo-électriques, comme illustré sur la figure 2.21. Ainsi, les actionneurs piézo-électriques,

Noliac® SCMAR03-H20-A01	
Paramètre	Valeur
Force bloquée	8.45kN
Course maximale	27 μm
Tension max. d'alimentation	200 V
Hauteur	20 mm
Capacité sans pré-contrainte	3 μF

TABLE 2.1 – Caractéristiques de l'empilement de céramiques multicouches piézoélectriques utilisées.

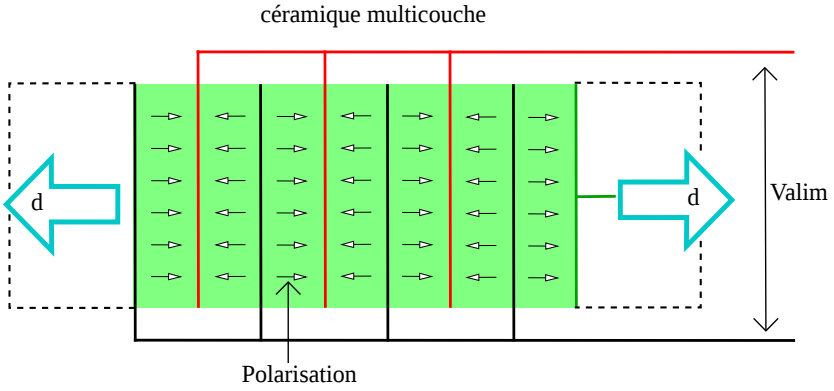


FIGURE 2.12 – Céramique multicouche qui constitue l'actionneur piézoélectrique.

surmontés de liaisons pincement, permettent de solliciter le tore sur ces modes propres de flexion (figures 2.13, 2.21, 2.16), en délivrant un déplacement suivant un axe vertical. Le déplacement maximal délivré par ces actionneurs piézo-électriques est de 27 μm (en régime de déplacement libre) et la force bloquée de 8,45 kN (tableau 2.1). La multiplication des points d'accroche mécanique le long de l'échantillon permet de plus vastes possibilités quant à l'introduction d'ondes mécaniques propagatives, mais au détriment de l'uniformité du champ magnétique. C'est pourquoi trois points d'accroches mécaniques le long de l'échantillon semblent un bon compromis entre une bonne uniformité du champ et le fait de disposer de diverses possibilités mécaniques. Notons que les fixations entre le châssis et les actionneurs piézo-électriques sont mobiles, puisque les supports des actionneurs (# 9 en bleu sur la figure 2.13) peuvent se déplacer le long de chacune des glissières, puis fixés à l'aide de vis de serrage. Ceci permet d'étudier des échantillons toriques de différents diamètres et de différentes section, et donc de rigidités mécaniques différentes. En jouant sur la rigidité du tore, il sera possible de modifier indirectement les valeurs de déplacements et de contraintes appliquées au tore.

Une attention particulière est portée sur les propriétés magnétiques des pièces qui constituent l'excitation mécanique. Celles-ci doivent être non-magnétiques afin de ne pas perturber l'environnement magnétique de l'échantillon d'étude. Le châssis principal est d'une masse importante, ce qui assure en outre une bonne inertie mécanique pour lutter contre les transmissions de vibrations parasites. Les pièces qui constituent les différentes liaisons pincement sont en DURAL ($Al_{95}Cu_4Mg_1$) donc non-magnétiques. Les contre masses cylindriques disposées de part et d'autres des actionneurs piézo-électriques (figure 2.13 et 2.14), et les vis de serrage sont en laiton donc non-magnétiques.

L'excitation mécanique est sinusoïdale à la fréquence f_{mec} (figures 2.15a et 2.15b). Les figures 2.15a et 2.15b illustrent les résonances mécaniques longitudinales d'un échantillon torique.

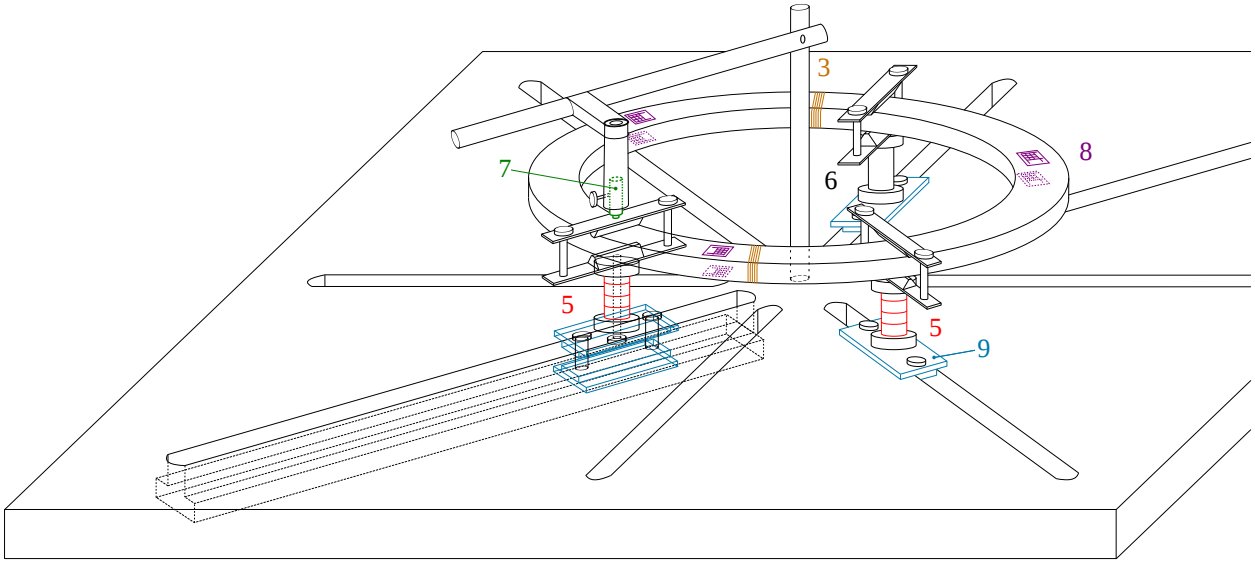


FIGURE 2.13 – Vue en perspective de l'échantillon torique instrumenté. 3 : B-coils, 5 : actionneurs piézo-électriques, 6 : encastrement, 7 : capteur capacitif de déplacement, 8 : jauges de déformations, 9 : supports mobiles. Les trois liaisons mâchoires de fixation mécanique sont disposées à 120° autour de l'échantillon torique. La vis de pré-contrainte de l'actionneur piézo-électrique de gauche apparaît en transparence.

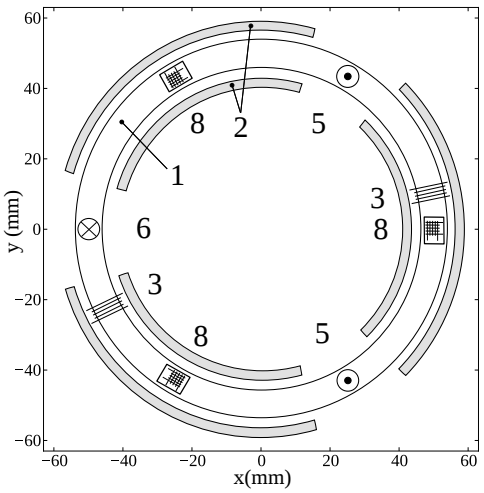
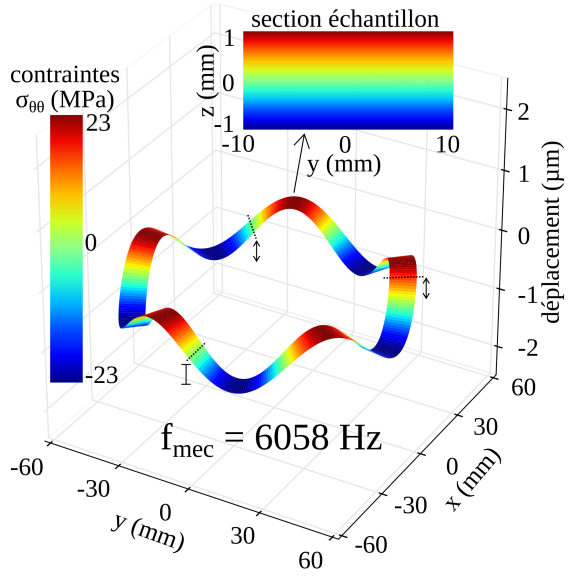
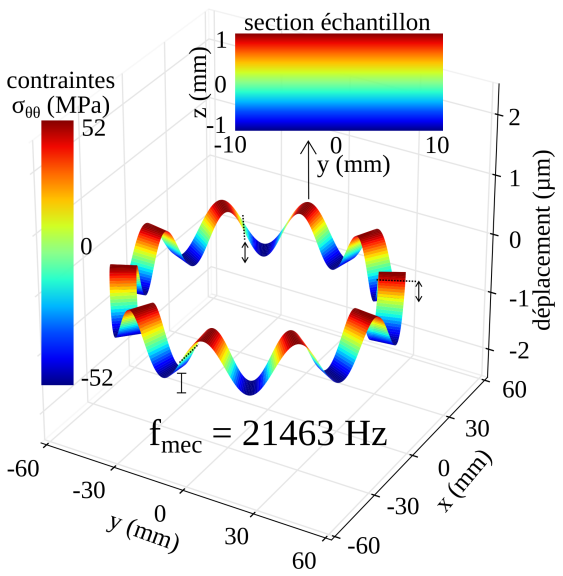


FIGURE 2.14 – Plan médian de l'anneau torique (échantillon). 1 : anneau torique $Fe_{49}Co_{49}V_2$, 2 : bobine d'excitation magnétique, 3 : B-coil, 5 : actionneurs piezo-électriques, 6 : liaison encastrement non-magnétique, 8 : jauges de déformation bi-axiales.

Le déphasage entre les deux actionneurs piézo-électriques contrôle l'onde mécanique générée qui peut être de nature stationnaire ou propagative. Dans tous les cas, la distribution des contraintes sur l'ensemble de l'échantillon est fortement non uniforme le long du tore et suivant son épaisseur comme illustrée sur la figure 2.15a. L'amplitude des contraintes est dépendante de l'amplitude des déplacements imposés et de la fréquence mécanique de sollicitation. L'état mécanique est alors une succession de nœuds et ventres de vibrations. Un point du tore peut donc subir successivement une contrainte de traction puis de compression. Il subsistera cependant une partie de l'échantillon qui ne sera pas soumis à un état de contrainte non nulle (existence d'une fibre neutre et des



(a) f_{mec} = 6058 Hz



(b) f_{mec} = 21463 Hz

FIGURE 2.15 – Simulation de l'état des déformations longitudinales sur l'échantillon pour les modes de vibrations à différentes fréquences mécaniques pour un déplacement de l'actionneur piézo-électrique de u_{piezo} = 1 μm pk-pk.

noeuds). Afin de faciliter l'interprétation des résultats et les dépendances entre les grandeurs d'études magnétiques et mécaniques, les grandeurs d'intérêt retenues sont :

— l'amplitude des contraintes,

— l'amplitude des déformations,

— l'amplitude des déplacements.

Pour la solution retenue, les mesures directes des contraintes ne sont pas réalisables (géométrie torique). Celles-ci seront donc estimées à partir des mesures de déplacement et de déformation.

L'excitation mécanique réalisée simultanément avec l'excitation magnétique permet d'apprécier l'influence du couplage magnéto-mécanique dynamique. Ceci est permis par la synchronisation des excitations et des mesures magnéto-mécaniques comme illustré sur la figure 2.21. Le pilotage du banc est automatisé depuis le logiciel LABVIEW® par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition cadencée, permettant l'acquisition de données.

2.3.3 Excitation magnétique

L'excitation magnétique, sous forme d'une onde contrôlée en champ magnétique H, est composée de 3 bobinages disposés tout autour de l'échantillon torique et connectés en série. La structure torique a l'avantage de réduire efficacement les effets de champs démagnétisants macroscopiques (indésirables car souvent inhomogènes), par rapport aux structures de type perméamètre [Brissonneau, 1997], [Fiorillo et Mazaleyrat, 2009b]. L'excitation mécanique décrite précédemment, en particulier les 3 liaisons pincement réparties à 120° autour du tore et ajustées pour annuler tout interstices entre l'échantillon et les mâchoires, impose une excitation magnétique répartie de manière non continue le long du tore, comme illustrée sur la figure 2.16.
Il persiste d'étroites zones non bobinées de part et d'autres des mâchoires de fixation mécanique. Afin de limiter les vibrations des bobines d'excitation magnétique lors de l'activation de l'excitation mécanique, et donc limiter des oscillations spatiales parasites du champ magnétique,

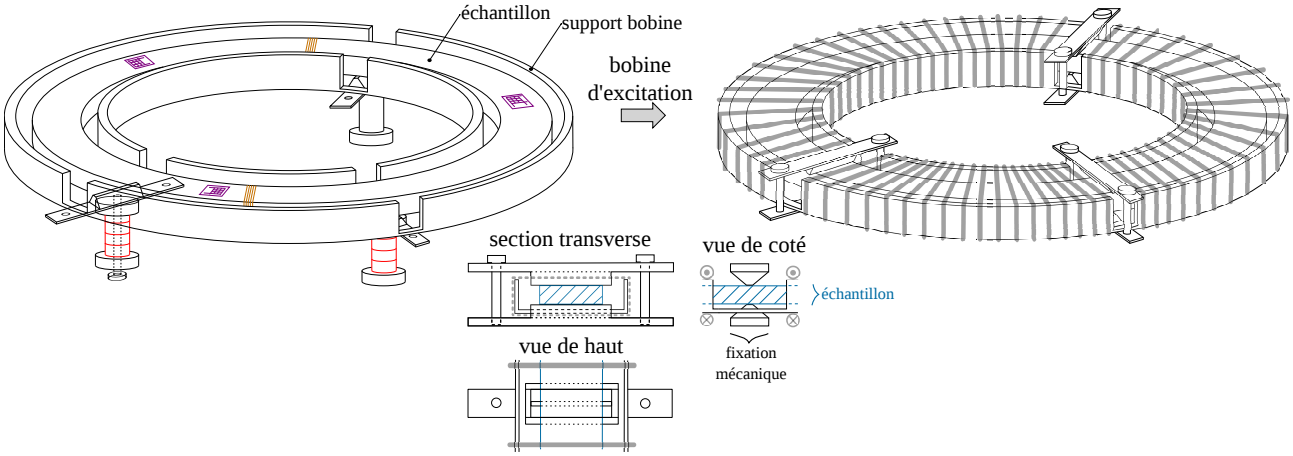


FIGURE 2.16 – Vue schématique de l'excitation magnétique de l'anneau torique. Le bobinage est monté sur support. Le support permet la fixation des trois mâchoires réparties à 120° autour de l'échantillon.

le bobinage est monté sur support isolant et amagnétique (polymère) comme illustré sur la figure 2.16. Ce support, formé d'une unique pièce, est dimensionné de manière à ce que le champ magnétique imposé soit le plus uniforme possible malgré les contraintes de réalisation mécanique. Pour ce faire, la hauteur de ce support et donc du bobinage, est suffisamment faible pour garantir une bonne uniformité du champ magnétique suivant l'épaisseur de l'échantillon, mais suffisamment importante pour permettre une vibration libre du tore. De même, le rapport entre le rayon externe et interne du support pour bobinage est suffisamment faible pour garantir une bonne uniformité du champ magnétique suivant l'axe radial du tore. En pratique, c'est surtout l'encombrement occupé par la bobine de mesure de l'induction, bobinée directement sur le tore, qui impose une largeur et hauteur suffisante du support de bobinage d'excitation magnétique. Des encoches taillées sur la face inférieure du support permettent aux mâchoires inférieures qui surmontent les actionneurs piézoélectriques de pincer l'échantillon comme illustré sur la figure 2.16.

Le bobinage d'excitation magnétique est dimensionné par rapport à l'amplitude du champ nécessaire pour saturer l'échantillon (typiquement 5 kA/m pour le FeCo), ceci en fonction de l'alimentation de puissance utilisée. L'alimentation linéaire de puissance « Kepco BOP 100-4M » [2] peut être régulée en courant (i.e en champ) ou en tension (i.e en induction). Les principales caractéristiques de cette alimentation sont indiquées dans le tableau 2.2.

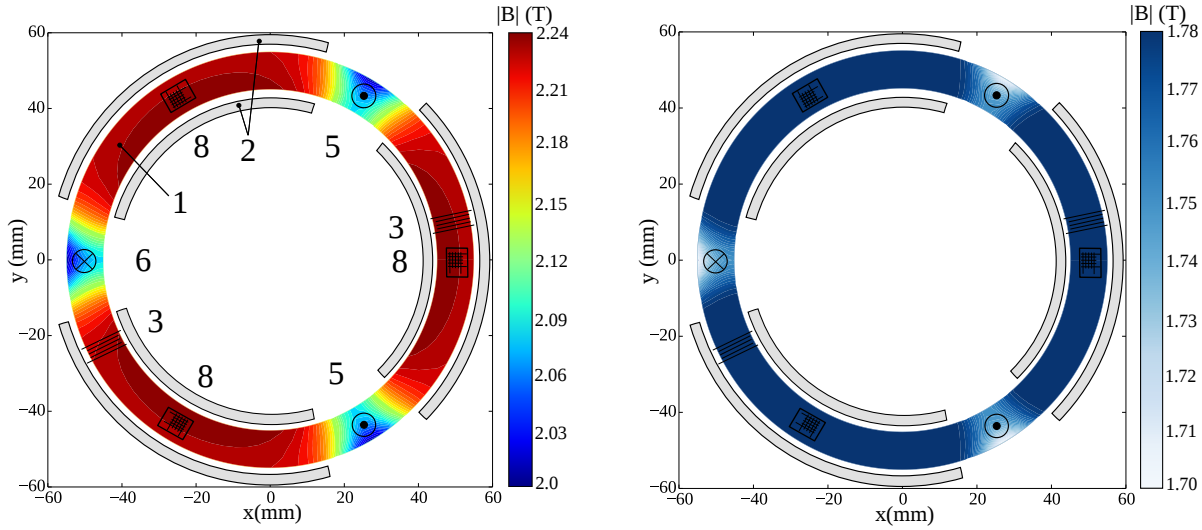
Kepco BOP 100-4M	
Paramètre	Valeur
Tension de sortie max.	100 V
Courant de sortie max.	4 A
Bande passante	[DC-6 kHz]

TABLE 2.2 – Caractéristiques de l'alimentation de puissance utilisée pour l'excitation magnétique.

Le diamètre de cuivre et le nombre de spires du bobinage sont dimensionnés pour un courant maximum de 4 A. Les trois bobines de 131 spires chacune sont connectées en série, soit un nombre totale de spires N_1=393 spires au bobinage d'excitation. Le champ magnétique

2. L'avantage de ce type de structure linéaire est d'offrir un meilleur rapport signal/bruit par rapport aux structures de type alimentation à découpage

moyen généré pour un courant maximum de 4 A, pour un tore de 100 mm de diamètre est : $H_{max} = N_1 I_{max}/l_{moy} = 5000 A/m$. Ce champ magnétique est suffisant pour permettre d'approcher la saturation de l'échantillon de Fer-Cobalt (J_s=2.40 T). La fréquence d'excitation magnétique est très inférieure à celle de l'excitation mécanique puisque bien inférieure à 1kHz. Le mode de sollicitation considéré est donc bien une vibration mécanique superposée à un champ magnétique « quasi-statique ».
Une simulation par la méthode des éléments finis obtenue depuis le logiciel de modélisation électromagnétique FLUX-3D® permet d'apprécier l'uniformité de l'induction magnétique sur l'ensemble de l'échantillon torique (figure 2.17) lorsqu'aucune excitation mécanique n'est appliquée (i.e les liaisons pincements ne sont pas serrées).



(a) I = 4 A

(b) I = 0.5 A

FIGURE 2.17 – Simulation à l'aide du logiciel FLUX-3D® de la distribution de l'induction dans le plan médian pour un courant injecté de 4 et 0,5 A dans la bobine d'excitation de 393 spires au total.

Un critère d'homogénéité de l'induction magnétique est défini par l'équation (2.1) :

$$C_B = \frac{B_{max} - B_{min}}{B_{max}} \tag{2.1}$$

où C_B doit être inférieur ou égale à 5 %. En dépit de la présence des fixations mécaniques qui délaissent certaines zones sur l'échantillon d'un point de vue magnétique (zones en bleu sur la figure 2.17a), le critère d'homogénéité est respecté ($C_B \leq 5\%$) bien que le cas de la figure 2.17a soit le plus défavorable puisque le plus proche de la saturation (i.e pour un courant maximum de 4A). Ce critère d'homogénéité est d'autant plus respecté lorsque l'échantillon est sollicité dans sa plage de linéarité magnétique (faible courant injecté, cas de la figure 2.17b)

La forme d'onde cyclique en champ magnétique est pilotée depuis une carte d'acquisition comme illustrée sur la figure 2.21. Ce pilotage permet de générer des cycles magnétiques majeurs (proches de la saturation) et mineurs (de faible amplitude), symétriques ou asymétriques, le plus souvent à partir de formes d'ondes sinusoïdale ou triangulaire et en régime magnétique quasi-statique (0.1 Hz) ou dynamique (quelques kHz). La désaimantation de l'échantillon est permise par la génération d'un signal basse fréquence d'amplitude lentement amortie. La génération des formes d'ondes est synchronisée avec les mesures magnéto-mécaniques.

2.4 Protocole expérimental

2.4.1 Mesures magnétiques fluxmétriques

Le dispositif de mesures magnétiques fluxmétriques doit permettre de réaliser des mesures de flux et de champ magnétique sous contraintes mécaniques. Le champ magnétique moyen sur la totalité de l'échantillon, $< H(t) >$, est estimé tel que :

$$< H(t) >= \frac{N_1 \cdot I(t)}{l_{moy}} \tag{2.2}$$

où N_1=393 spires au bobinage primaire, et I(t) le courant qui traverse le bobinage d'excitation magnétique. La longueur moyenne l_{moy} pour un échantillon torique est déterminée à partir de l'expression suivante [Fiorillo, 2004], [Fiorillo et Mazaleyrat, 2009a] :

$$l_{moy} = 2\pi \left[\frac{(R_{ext} - R_{int})}{Ln \frac{R_{ext}}{R_{int}}} \right] \tag{2.3}$$

avec R_{ext} et R_{int} les rayons du tore extérieur et intérieur respectivement. Cette expression (2.3) permet de prendre en compte le fait que le champ magnétique est plus intense en un point proche du rayon intérieur que du rayon extérieur (figure 2.17a), en raison des densités de courant plus importantes sur le rayon intérieur. Ainsi, plus le rapport R_{ext}/R_{int} est important, plus l'emplacement de cette longueur moyenne se rapproche du rayon extérieur (et donc s'éloigne du périmètre moyen du tore). La mesure du courant au primaire est réalisée par l'intermédiaire d'un shunt « RTO 20 F » et de la tension à ses bornes tel que $I(t) = V_{shunt}/R_{shunt}$. La résistance du shunt est choisie en fonction des caractéristiques de la carte d'acquisition et du courant maximum délivré par l'alimentation de puissance, ceci pour utiliser la pleine échelle de mesure de la carte d'acquisition pour garantir un bon rapport signal/bruit. Ainsi, sachant que l'alimentation délivre un courant maximal de 4 A, et que la carte d'acquisition mesure des signaux allant jusqu'à ± 10 Volts, un shunt dont la valeur de résistance est comprise entre 2 Ω et 2.5 Ω est une gamme qui permet d'avoir une mesure de tension V_{shunt} proche de 10 Volts. La valeur exacte du shunt, mesurée par la méthode 4 fils est de $R_{shunt} = 2.1950\ \Omega \pm 0.1 m\Omega$. Ce shunt permet une évacuation thermique maximale de 20 W lorsqu'il est monté sur dissipateur thermique, et offre une bonne garantie de stabilité en température. Cette méthode de mesure moyenne du champ magnétique généré sur l'échantillon offre une bonne réjection contre les distorsions harmoniques causées par les perturbations électromagnétiques extérieures (conduites ou rayonnées). En effet, l'amplitude de la tension mesurée aux bornes du shunt étant bien supérieure à celle détectée par exemple lors de mesures du champ local aux travers de H-coils, alors le rapport signal/bruit en est d'autant plus amélioré. Par ailleurs, cette méthode de mesure du courant au travers d'un shunt, qui offre la possibilité de mesurer un courant avec composante continue, est purement passive, contrairement aux sondes actives à effet Hall ou aux sondes de courant « fluxgate » qui ont le désavantage d'introduire du bruit et des offsets parasites intrinsèques aux composants de l'électronique qui les composent. Un inconvénient dans l'utilisation d'un shunt pour la mesure du courant est qu'il n'introduit pas d'isolation galvanique contrairement aux sondes de courant.

La mesure locale du flux magnétique est réalisée au travers d'une B-coil de 200 spires (bobinage secondaire) bobinées directement à même l'échantillon (adhésif de protection), de sorte à ne pas avoir à soustraire le flux d'air embrassé par la B-coil pour obtenir le flux dans l'échantillon. La section de l'échantillon est suffisamment importante pour pouvoir négliger la section d'air embrassé par la superposition des couches de la B-coil et par l'adhésif de protection. La section de la B-coil est orientée suivant la direction orthoradiale $\vec{u}_\theta$ de sorte que seule la composante

orthoradiale (ou longitudinale) du flux Φ soit mesurée. L'étendue spatiale, c'est à dire la longueur d'une B-coil, doit être suffisamment courte pour considérer que le flux mesuré constitue une mesure locale, soit pour ce tore une zone de longueur inférieure à 2 cm. Le diamètre du conducteur (0.1 mm) est suffisamment faible pour permettre de bobiner 200 spires sur peu d'encombrement (réparties en 5 couches). Finalement, par l'intermédiaire de la tension induite aux bornes de la B-coil, l'induction suivant la direction orthoradiale $\vec{u}_\theta$ (ou longitudinale) est calculée par intégration numérique de la loi de Lenz-Faraday tel que :

$$B_\theta = \frac{1}{N_2 S} \int v_2(t) \cdot \mathrm{d}t \tag{2.4}$$

où $N_2 = 200$ est le nombre de spires de la B-coil, S la section de l'échantillon, $v_2(t)$ la tension induite aux bornes de la B-coil. Pour avoir accès aux variations spatiales du flux le long du tore, deux B-coils identiques sont disposées à 180° comme illustrées sur les figures 2.16 et 2.17a. L'une des B-coils est proche du point d'encastrement, c'est à dire à un éloignement maximal par rapport aux sources d'émissions électromagnétiques que sont les deux actionneurs piézoélectriques en vibration, mais située sur une zone où l'intensité du champ n'est pas maximale et non parfaitement uniforme. La deuxième B-coil est proche d'une jauge de déformation, c'est à dire sur une zone où règne un champ magnétique maximal et de forte uniformité, mais située entre les deux sources d'émissions électromagnétiques que constituent les deux actionneurs piézoélectriques en vibration. La mesure sur les deux B-coils peut être étudiée et comparée.

L'acquisition des mesures de champ et d'induction s'effectue via une carte d'acquisition « NI PCI-6353 express série X » dont les principales caractéristiques sont indiquées dans le tableau 2.3.

NI PCI-6353 express serie X	
Paramètre	Valeur
Nb entrées analogiques	32
Nb sorties analogiques	4
Fréquence d'échantillonnage max.	1 MHz
Résolution	16 bits
Amplitude max. signaux entrées/sorties	±10 Volts
Nb calibres	7

TABLE 2.3 – Caractéristiques de la carte d'acquisition utilisée.

Depuis la carte d'acquisition, les méthodes de mesure des tensions peuvent être au choix : référencées à une masse (RSE) ou différentielles. Pour la mesure de tension aux bornes de la B-coil, nous avons choisi le mode différentiel car il est particulièrement adapté aux signaux flottants et aux signaux bruités. Ce mode différentiel permet de s'affranchir des perturbations associées aux éventuelles boucles de masse et de perturbation de mode communs. Nous notons que tous les appareils de mesures sont connectés au réseau électrique par un montage étoile dont le point central se situe à proximité du banc de manière à réduire très sensiblement les perturbations induites par les éventuelles boucles de masses.

Aucune techniques de filtrages additionnelles n'est appliquées sur les mesures magnétiques (l'effet de l'intégration numérique pour obtenir l'induction joue le rôle d'un intégrateur ce qui rejettent les variations hautes fréquences du flux devant les variations basses fréquences). Bien qu'aucune composante continue (offset) n'est censée être mesurée aux bornes du bobinage secondaire, des offsets parasites (inférieur à 1 mV) persistent sur les mesures de tension et sont responsables du phénomène de « dérive » de l'induction, surtout visualisable pour des mesures

aux très basses fréquences (<1 Hz) c'est à dire là où les temps d'intégration sont longs. Ces offsets parasites, délivrés par les convertisseurs analogique/numérique de la carte d'acquisition, sont dépendants du calibre utilisé par la carte d'acquisition lors de la mesure. En considérant ces offsets comme étant constants durant une mesure, diverses méthodes existent dans la littérature pour corriger artificiellement en post-traitement ce phénomène de dérive [Fiorillo, 2004], [Fiorillo et Mazaleyrat, 2009a], [Rizzo, 2012], [Rekik, 2014]. Soit la dérive est identifiée sur l'induction qui dévie linéairement, puis l'on retranche la dérive en chaque point connaissant sa position temporelle, soit l'offset est identifié sur la tension au secondaire puis soustrait à la mesure de v_2 de manière à ce que l'induction B obtenue après intégration numérique ne dérive plus. Ces méthodes peuvent être utilisées avec succès dans la mesure où l'offset parasite est bien constant pendant la phase d'acquisition. Ce qui est bien le cas quand le calibre utilisé par la carte d'acquisition est fixé pendant une mesure. Par ailleurs, la constante d'intégration pour obtenir l'induction est soit fixée à zéro lorsqu'une désaimantation est effectuée au préalable (en supposant que la désaimantation est de bonne qualité) ou fixée de manière à obtenir un cycle symétrique sur l'axe des ordonnées lorsque la courbe de première aimantation n'est pas mesurée (en supposant que la symétrie en champ soit respectée).

Les mesures magnétiques permettent alors d'obtenir la courbe de première aimantation et le le cycle B(H) du matériau d'étude en régime magnétique quasi-statique (0.1 Hz) ou dynamique (quelques kHz). Ces mesures permettent d'observer l'évolution de certaines grandeurs d'intérêt comme le champ coercitif H_c, l'induction rémanente B_r, les pertes magnétiques (proportionnelles à l'aire d'un cycle B(H)), ceci pour des cycles majeurs (de forte amplitudes) ou mineurs (de faible amplitudes).

2.4.2 Mesures mécaniques

2.4.2.1 Instrumentation et mesure

Pour estimer l'état des contraintes mécaniques appliquées sur l'ensemble de l'échantillon torique, les mesures de déformations et de déplacements sont requises. Les mesures de déformations se font au travers de jauges de déformation bi-axiales de marque Vishay®-CEA-06-032WT-120 dont les caractéristiques sont indiquées dans le tableau 2.4.

Vishay®-CEA-06-032WT-120	
Paramètre	Valeur
Résistance (24°C)	120,0 ± 0,5 %
Plage de déformation	± 3 %
Plage de température	[-75°C à +65°C]

TABLE 2.4 – Caractéristiques des jauges de déformation bi-axiales utilisées.

La déformation longitudinale est la déformation la plus intéressante puisque l'anneau torique est sollicité en flexion (bien que la déformation transverse soit permise). Un total de 6 jauges de déformations bi-axiales sont collées sur les faces supérieure et inférieure de l'anneau, soit 3 jauges bi-axiales sur la face supérieure réparties à 120° comme illustré sur la figure 2.14. Les déformations à mesurer sont de faible amplitude ($< 500 \cdot 10^{-6}$) c'est pourquoi un conditionneur (Vishay®-2210B) en montage quart de pont est utilisé. Les signaux délivrés et référencés par le conditionneur sont envoyés sur la carte d'acquisition. Les signaux à mesurer sont de fréquences très différentes : en effet, il s'agit de mesurer la déformation de magnétostriction associée à un cyclage magnétique basse fréquence (<1 Hz) et la déformation mécanique appliquée par la sollicitation mécanique haute fréquence (<25 kHz). La fréquence d'échantillonnage de la carte

d'acquisition doit alors être suffisante en regard de la fréquence des vibrations mécaniques ceci pour satisfaire les conditions d'échantillonnage de Nyquist-Shannon. De plus, les fréquences de coupures des filtres passes bas du conditionneur de jauge (tableau 2.5) sont choisies de manière à être toujours supérieures à la fréquence de la sollicitation mécanique.

Vishay®-2210B
Fréquences de coupure (Hz)
1
10
100
1k
10k
50k

TABLE 2.5 – Fréquences de coupures des filtres passe-bas du conditionneur de jauge.

Un protocole de mesure associé aux déformations est utilisé pour améliorer le rapport signal/bruit. Ce protocole consiste à dédier une des 4 voies du conditionneur à la mesure de bruit au travers d'une jauge « témoin ». Cette jauge témoin n'est pas collée sur l'échantillon mais est disposée dans l'air, à proximité d'une jauge sur laquelle une mesure est réalisée. Ceci permet de mesurer la totalité du bruit capté par l'ensemble de la chaîne de mesure : le bruit dont l'origine est du rayonnement capté à proximité de la jauge de mesure par ses fils de connections, le bruit par conduction qui perturbe le conditionneur de jauge puis la carte d'acquisition, le bruit intrinsèque aux éléments électroniques du conditionneur et de la carte d'acquisition. Ainsi, la voie dédiée à la mesure du bruit doit posséder les mêmes caractéristiques que celles dédiées aux mesures des déformations : gain des pré-amplificateurs du conditionneur et fréquence de coupure des filtres utilisés sont identiques entre les voies. Le bruit mesuré sur la voie spécifique à la mesure de bruit est alors fortement synchrone avec le bruit mesuré sur la mesure de déformation. La mesure du bruit est ensuite soustraite à la mesure des déformations ce qui permet de rejeter en grande partie le bruit associé aux mesures de déformations, dont le contenu harmonique n'est pas aléatoire. En plus de cette élimination partielle du bruit, un moyennage sur plusieurs périodes d'acquisition est utilisé pour rejeter efficacement le bruit blanc (de nature aléatoire) persistant. Dues à la magnétostriction, les déformations mesurées ne sont pas sinusoïdales. La méthode de détection synchrone qui permet d'extraire un signal sinusoïdal dans un signal bruité n'est donc pas applicable (bien que les déplacements imposés aux actionneurs piézo-électriques soient sinusoïdaux).

En raison du couplage magnéto-élastique (effet ΔE [Hubert et Daniel, 2010]), il est nécessaire, au préalable des mesures de déformations, d'effectuer une désaimantation de l'échantillon de sorte à initialiser à zéro la déformation lorsque l'excitation mécanique est au repos. La mesure de déformation peut ensuite être effectuée en présence ou non d'excitation magnétique et/ou mécanique.

La mesure du déplacement s'effectue au travers d'un capteur de déplacement capacitif de marque Microepsilon®-CS005 dont les principales caractéristiques sont indiquées dans le tableau 2.6.

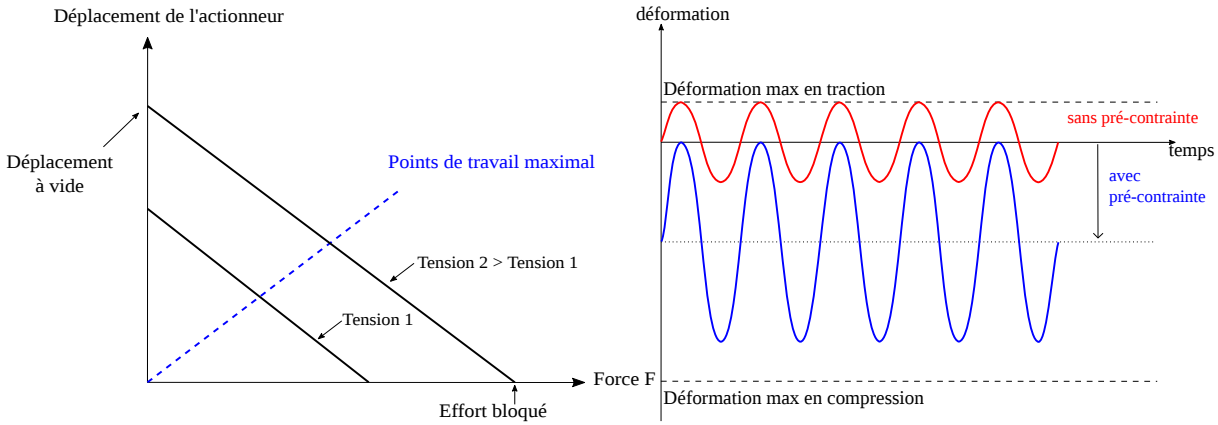
Ce capteur de déplacement est équipé d'un conditionneur « CapaNCDT6350 », lui même équipé d'un filtre passe-bas à fréquence de coupure réglable. Positionné en regard de la mâchoire supérieure qui surmonte l'un des actionneurs piézo-électriques comme illustré sur la figure 2.13, ce capteur de déplacement permet de mesurer le déplacement u_{piezo} micrométrique moyenne fréquence (<25 kHz) généré par l'actionneur piézo-électrique.

Microepsilon®-CS005	
Paramètre	Valeur
Pleine échelle	50 μm
Résolution maximale	1 nm
Bande passante	50 kHz
Matériau	titane (amagnétique)

TABLE 2.6 – Caractéristiques du capteur de déplacement capacitif utilisé.

2.4.2.2 Identification des modes de résonances

Pour faire en sorte que les actionneurs piézo-électriques transmettent suffisamment d'effort à l'échantillon, la pré-contrainte des céramiques des actionneurs est effectuée par une vis de serrage visible sur la figure 2.13 et joue un rôle important. En effet, les céramiques supportent mieux la compression que la traction. Pour certaines céramiques, la contrainte limite en traction est de 25 MPa tandis que la contrainte limite en compression est de 500 MPa. Au delà de ces limites, nous allons vers la destruction de la céramique. Pour pouvoir exploiter de grandes déformations et de fortes contraintes, les céramiques sont en général comprimées à la valeur moyenne entre la contrainte limite en compression et traction comme illustré sur la figure 2.18b ce qui permet d'augmenter l'amplitude de l'excursion en contrainte. Cependant, les propriétés des céramiques varient avec la gamme d'efforts appliqués ou de tension (figure 2.18a). Les données sont le plus souvent indiquées pour de faibles chargements car des conditions de fonctionnement sous fortes contraintes accélèrent le processus de vieillissement.



(a) Caractéristique statique déplacement/effort d'actionneurs piézoélectriques

(b) Effet d'une précontrainte sur les performances d'une céramique piézoélectrique

FIGURE 2.18 – Caractéristiques d'actionneurs piézoélectriques.

Afin d'étudier l'influence de la dynamique mécanique sur l'hystérésis magnétique, il est nécessaire de sélectionner les fréquences mécaniques f_{mec} de travail. Ces fréquences d'excitation mécaniques doivent correspondre à des modes de résonances longitudinaux de manière à maximiser le transfert d'énergie élastique entre les actionneurs piézo-électriques et le tore, c'est à dire maximiser les déformations et contraintes appliquées. Pour identifier les modes de résonance mécaniques de la structure complète formée par les actionneurs piézoélectriques et du tore, un protocole expérimental spécifique est utilisé. Ce protocole est illustré sur la figure 2.19.
L'un des actionneurs piézo-électriques (PZT1) est alimenté en tension et sa fréquence d'excitation est contrôlée. Le second actionneur piézo-électrique (PZT2) est court-circuité. L'amplitude

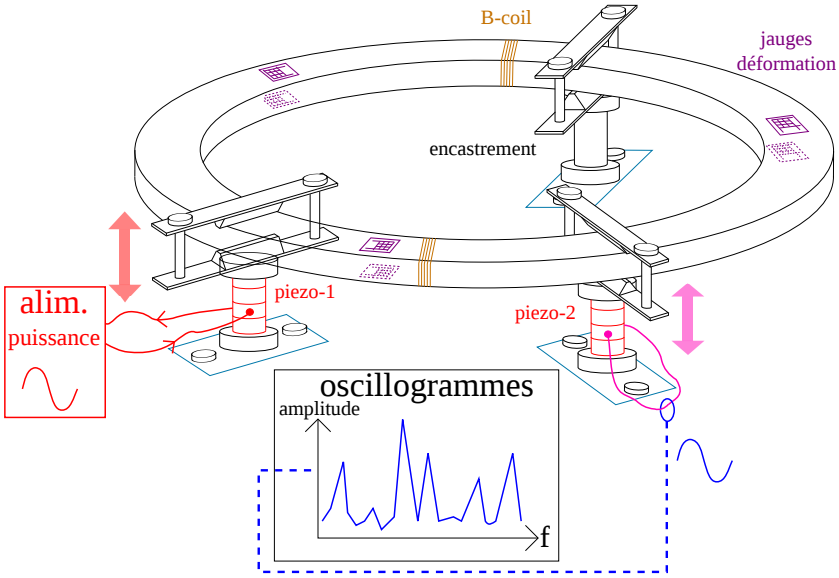


FIGURE 2.19 – Vue schématique du protocole de détection expérimental des résonances mécaniques, avec les 3 liaisons « mâchoires » mécaniques placées à 120° les unes des autres. Les liaisons pincement sont ajustées de manière à ne laisser aucun interstices entre l'échantillon et les mâchoires.

du courant détecté au second actionneur est alors l'image du déplacement dont il est l'objet, consécutif à la mise en vibration du premier actionneur. L'amplitude du courant de court-circuit mesuré au second actionneur est relevée en fonction de la fréquence d'excitation mécanique comme illustré sur la figure 2.20.

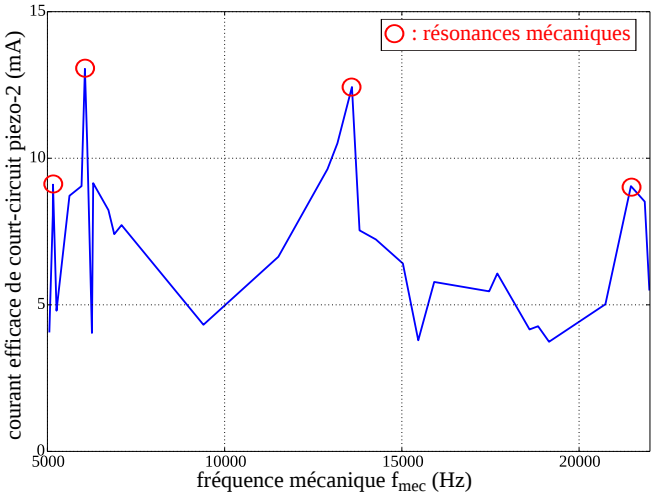


FIGURE 2.20 – Spectre de détection expérimentale des fréquences de résonances mécaniques de la structure complète formée des actionneurs piézoélectriques et du tore. Cette détection est réalisée au travers de la mesure du courant de court-circuit dans le second actionneur piézo-électrique.

Le déphasage entre les courants des deux actionneurs est aussi mesuré. Finalement, les modes de résonance correspondent à des pics de courant au second actionneur d'amplitudes bien distinctes. Pour le tore de 100 mm de diamètre, 1 cm de largeur et 2 mm d'épaisseur, il en résulte que

seulement 4 modes de vibration sont identifiés dans la gamme de fréquence [100 Hz - 25 kHz]. Ces fréquences de résonances sont répertoriées dans le tableau 2.7.

fréquence (Hz)	déphasage PZT2/PZT1
5158	$\pi/2$
6058	$\pi/4$
13592	0
21463	$-\pi/4$

TABLE 2.7 – Tableau des valeurs de fréquences de résonance mécanique obtenues expérimentalement.

Les valeurs des fréquences de résonance et des déphasages associés entre chaque actionneur piézo-électrique sont utilisées ensuite pour générer l'onde mécanique stationnaire, en alimentant chacun des actionneurs individuellement par leur alimentation dédiée comme illustré sur la figure 2.21. Cette méthode expérimentale d'obtentions des résonances mécaniques peut être comparée à une méthode numérique mais cette dernière ne tient pas compte des éléments qui composent les mâchoires et des résonances intrinsèques aux actionneurs piézo-électriques.

Comme précédemment mentionné dans le paragraphe §2.3.2 pour caractériser le comportement mécanique (figures 2.15a, 2.15b), l'état de contrainte mécanique est estimé par une simulation numérique qui fait intervenir la méthode des éléments finis via le logiciel COMSOL®. Les mesures de déplacement et des déformations alimentent la simulation. En sachant que la simulation ne permet pas de prendre en compte le couplage magnéto-mécanique, le champ de contrainte mécanique appliqué par l'excitation mécanique est alors estimé en tout point de l'échantillon connaissant la valeur du module d'Young (E=210 GPa) de l'échantillon comme indiquée sur la figure 2.15a.

Notons qu'une estimation correcte des déformations mesurées suppose d'étudier l'influence des forces d'origine magnétique [Galopin, 2007]. Les distributions inhomogènes des champs magnétiques $\vec{H}$ et d'induction magnétique $\vec{B}$ dans l'échantillon induisent une distribution de forces magnétiques agissant principalement sur les surfaces libres de l'échantillon. Bien souvent, et surtout pour des géométries de taille importante et sans entrefer, la pression magnétique exercée ne dépasse pas quelques dizaines de Pa [Galopin, 2007], ce qui correspond à des déformations élastiques négligeables devant l'amplitude de la déformation de magnétostriction supérieure à 10^{-6} .

2.4.3 Pilotage du banc

Le pilotage du banc est automatisé depuis le logiciel LABVIEW® par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition cadencée, permettant l'acquisition de données (figure 2.21).

Les mesures magnétiques fluxmétriques ainsi que les mesures mécaniques, pilotées depuis le logiciel Labview®, peuvent être réalisées avec ou sans désaimantation du matériau au préalable. Ces mesures sont synchrones avec l'excitation magnéto-mécanique.

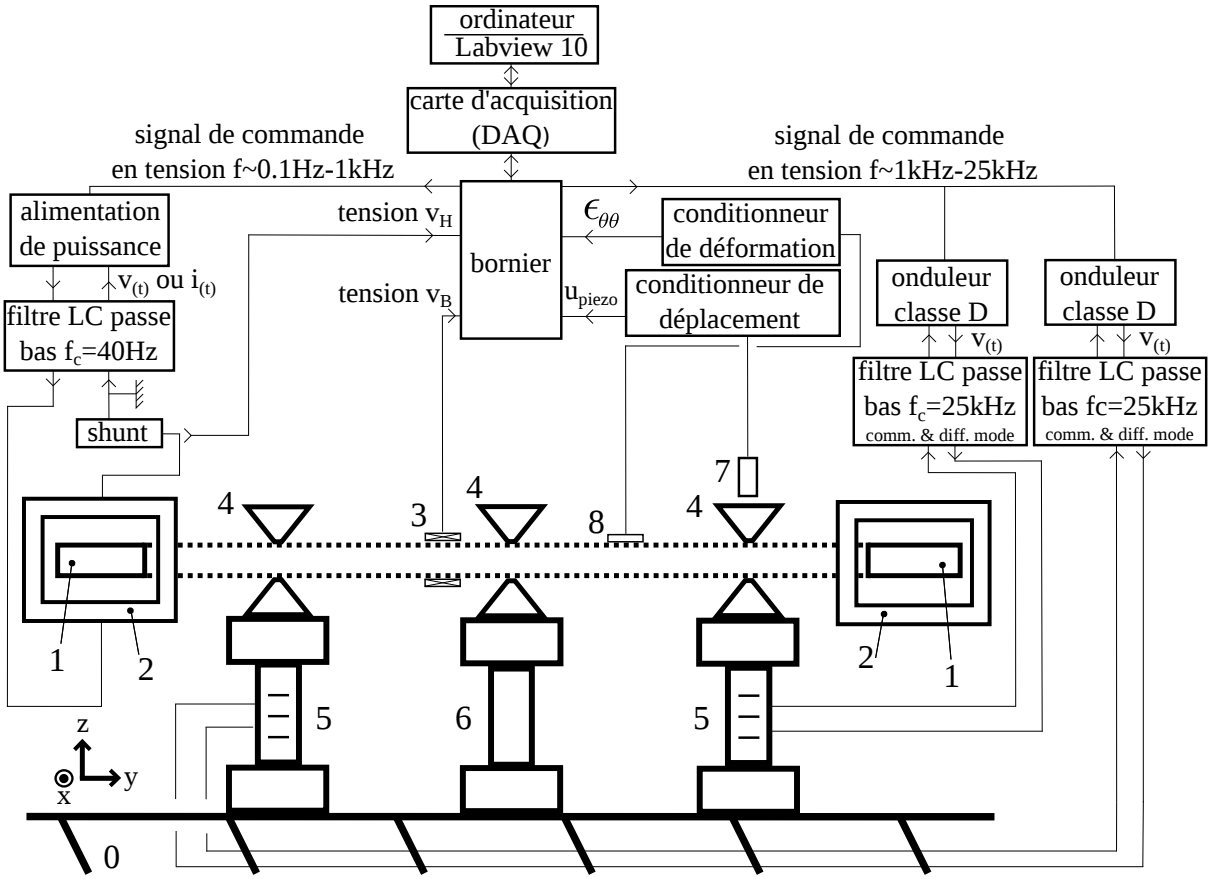


FIGURE 2.21 – Vue schématique en coupe du banc magnéto-mécanique. 0 : châssis non magnétique, 1 : anneau torique $Fe_{49}Co_{49}V_2$, 2 : bobine d'excitation magnétique, 3 : B-coil, 4 : fixation pincement non magnétique, 5 : actionneurs piézo-électriques, 6 : liaison encastrement non-magnétique, 7 : capteur de déplacement capacitif, 8 : jauges de déformation bi-axiales.

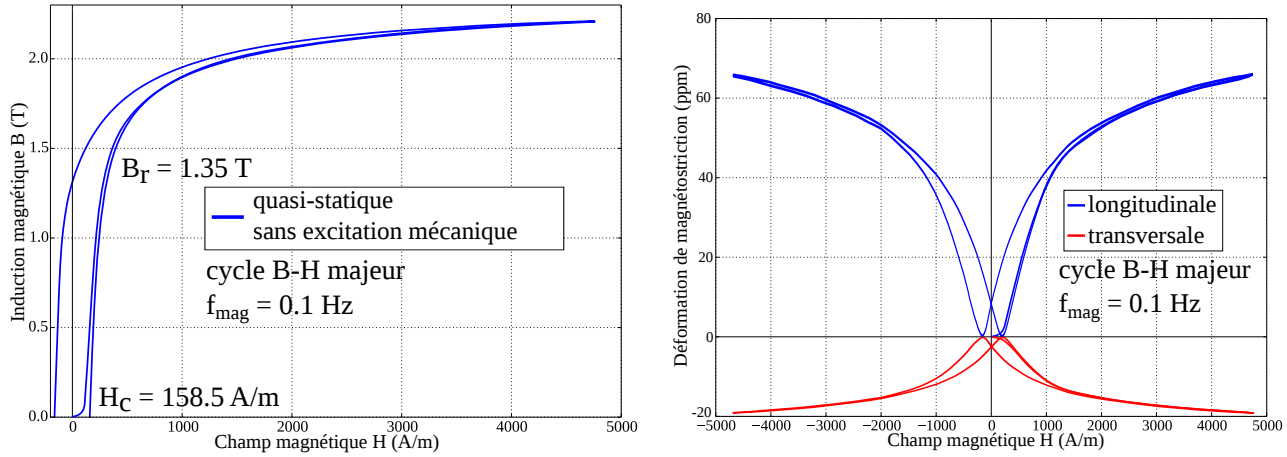
2.4.4 Validation expérimentale

Après avoir détaillé indépendamment les différentes parties qui composent le banc, les excitations mécaniques et magnétiques, les mesures magnétiques et mécaniques, il est utile de rappeler que les grandeurs d'enjeu sont mesurées simultanément afin de caractériser le couplage magnéto-mécanique.

2.4.4.1 Essai magnétique quasi-statique sans sollicitation mécanique

Pour vérifier le comportement magnétique de l'échantillon de $Fe_{49}Co_{49}V_2$, il est nécessaire de mesurer le cycle d'hystérésis B(H) de l'échantillon en régime magnétique quasi-statique à f_{mag}=0.1 Hz sans sollicitation mécanique (figure 2.22a). L'induction à saturation B_s s'approche très sensiblement de 2.4 T, donnée cohérente par rapport aux spécifications du fabricant Aperam-Imphy alloy®. Le champ coercitif mesuré initialement à 0.1 Hz est de H_c = 158.5 A/m, ce qui est relativement important malgré le traitement thermique initial à 860°C pendant 3 heures (avec refroidissement lent de 250°C/h). Ceci peut s'expliquer par le fait que le recuit thermique n'a pas relâché entièrement les contraintes internes et par le fait que des contraintes internes ont pu être induites par diverses manipulations post-recuit. Ceci laisse présager d'une forte sensibilité du champ coercitif à une contrainte mécanique extérieure.

Le comportement magnétostrictif est aussi étudié en régime magnétique quasi-statique sur la figure 2.22b. La magnétostriction à saturation est comparable à celle indiquée par le constructeur Aperam-Imphy alloy® ($\lambda_s \approx 70 \cdot 10^{-6}$). La dispersion statistique entre les différentes jauges de déformation est faible (<5 %).



(a) Comportement magnétique

(b) Comportement magnétostrictif

FIGURE 2.22 – Comportement magnétique et magnétostrictif quasi-statique obtenue à $f_{mag} = 0.1$ Hz pour l'échantillon $Fe_{49}Co_{49}V_2$. La fréquence de coupure du filtre passe-bas sur le conditionneur de jauge est choisie à 10 Hz.

2.4.4.2 Essai avec sollicitation mécanique dynamique

Lorsque l'excitation mécanique haute fréquence est activée, c'est à dire lorsque les deux actionneurs piézo-électriques sont chacun alimentés avec une tension dont la fréquence correspond aux résonances mécaniques identifiées dans le tableau 2.7, la déformation longitudinale correspond à la superposition de : la déformation $[\epsilon_\mu^H]$ de magnétostriction basse fréquence, la déformation $[\epsilon_e]$ induite par l'excitation mécanique à haute fréquence et la déformation $[\epsilon_\mu^\sigma]$ de magnétostriction induite par la contrainte [Hubert et Daniel, 2010] (figure 2.23).
La déformation totale mesurée est donc la somme d'une déformation élastique $[\epsilon_e]$, de la déformation de magnétostriction $[\epsilon_\mu^H] + [\epsilon_\mu^\sigma]$ tel que (hypothèse d'additivité) :

$$[\epsilon] = [\epsilon_e] + [\epsilon_\mu^H] + [\epsilon_\mu^\sigma] \tag{2.5}$$

La déformation $[\epsilon_\mu^\sigma]$ de magnétostriction induite par la contrainte peut être évaluée connaissant le relation $[\epsilon_\mu^\sigma] = f(\sigma)$ (voir chapitre 1 figure 1.25b). Cependant, comme illustré sur la figure 2.23 cette déformation semble à priori suffisamment faible pour être négligée en première approximation. En effet, l'amplitude de la déformation élastique haute fréquence semble indépendante de l'intensité du champ magnétique. Ceci peut s'expliquer par le caractère dissipatif de $[\epsilon_\mu^\sigma]$ avec la fréquence mécanique. Par ailleurs, l'amplitude des contraintes expérimentées par l'échantillon est suffisamment faible pour ne pas déformer de manière irréversible (plasticité) l'échantillon. Il est vérifié que les propriétés magnétiques sont identiques avant et après excitation mécanique.

Les mesures magnéto-mécaniques peuvent aisément balayer une large plage de fréquences et d'amplitude du champ magnétique (cycle mineurs ou majeurs). Cependant, certaines limitations du banc sont intrinsèques à l'excitation mécanique piézo-électrique et sont difficilement contournables :

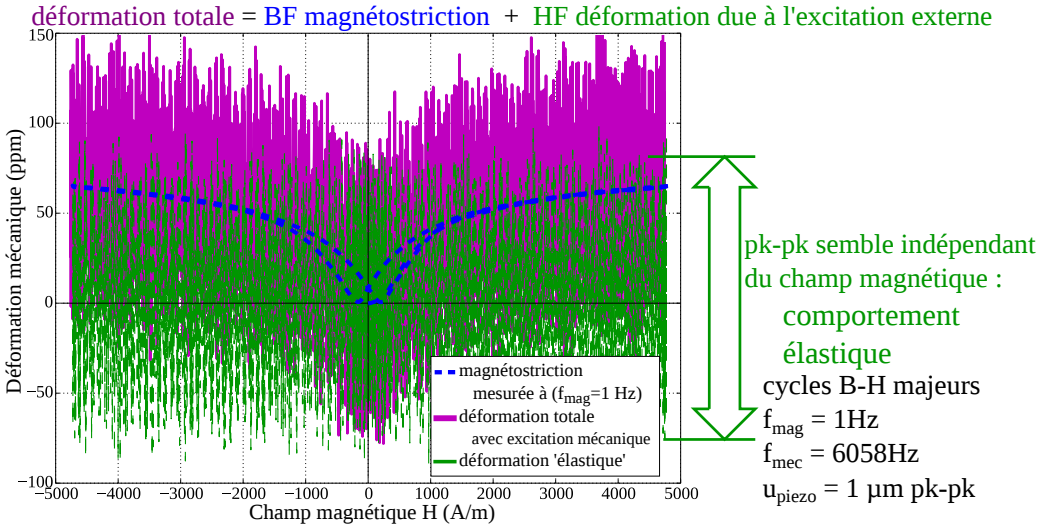


FIGURE 2.23 – Mesure des déformations orthoradiales à $f_{mec} = 6058$ Hz pour un déphasage entre les deux actionneurs piézo-électriques de $\pi/4$.

— L'étude se cantonne au régime des faibles déformations pour ne pas plastifier l'échantillon de manière irréversible : les contraintes maximales appliquées au tore ne dépassent pas 80 MPa en raison des déplacements mécaniques imposés par les actionneurs piézo-électriques qui sont inférieurs à 10 μm.
— L'étude du cyclage mécanique, par l'intermédiaire des mesures de déformation, est fortement bruitée lorsque la fréquence d'excitation mécanique dépasse 10 kHz. La coupure des filtres passe-bas du conditionneur ne permet plus de rejeter efficacement le bruit lorsque les fréquences de coupure sont supérieures à 10 kHz. Pour des fréquences mécaniques supérieures à 10 kHz, seule l'amplitude des déformations est suffisamment identifiable.
— Le rapport important entre la fréquence mécanique la plus haute (21463 Hz) et la fréquence magnétique la plus basse (0.1 Hz) implique un nombre de points d'acquisition parfois très importants pour mesurer la totalité du cyclage magnétique basse fréquence tout en respectant les conditions d'échantillonnage de Shannon-Nyquist vis-à-vis du signal mécanique haute fréquence.

2.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons mis au point un dispositif expérimental dédié à la caractérisation du comportement magnéto-mécanique dynamique d'un échantillon ferromagnétique. Le dispositif, associé à une instrumentation adaptée, permet de synchroniser et piloter l'ensemble des mesures magnéto-mécaniques en présence d'excitation mécanique vibratoire. L'instrumentation choisie permet d'explorer une large gamme de fréquence magnétique : du quasi-statique (0.1 Hz) jusqu'aux régimes magnétiques fortement dynamiques ($>$ 1kHz), ainsi qu'une large gamme de fréquence mécanique (100 Hz - 25 kHz). De plus, ce banc permet d'explorer une large gamme d'amplitude magnétique (cycles magnétique à saturation ou mineurs).
Cet outil expérimental permet d'observer les dépendances entre les différentes grandeurs d'intérêt : magnétiques (champ coercitif, induction rémanente, pertes) et mécaniques (amplitude du déplacement imposé, amplitude des déformations).
La sollicitation mécanique sur des modes de vibrations longitudinales, excités à l'aide d'actionneurs piézo-électriques, permet alors d'induire des contraintes mécaniques de type uniaxiales

(suivant la direction orthoradiale) d'amplitudes bien inférieures à la limite d'élasticité.

Ce banc permet donc de quantifier l'influence d'une excitation mécanique cyclique sur l'hystérésis magnétique. Les observations macroscopiques dans le chapitre 3 seront alors à associer aux phénomènes physiques du couplage magnéto-mécanique qui interviennent à l'échelle microscopique modélisés dans le chapitre 4.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux sous sollicitations mécaniques dynamiques

Sommaire

3.1 Comportement magnétique sous sollicitation mécanique dynamique cyclique . **66**
3.1.1 Cycles d'hystérésis magnétique majeurs 66
3.1.2 Cycles d'hystérésis magnétique mineurs symétriques et asymétriques . 70
3.1.2.1 Cycles mineurs asymétriques 70
3.1.2.2 Cycles mineurs symétriques 71
3.1.2.3 Cycles mineurs symétriques : étude de la perméabilité complexe 74
3.2 Comportement magnétique sous sollicitations mécaniques dynamiques transitoires **76**
3.2.1 Protocole de test 76
3.2.2 Résultats expérimentaux 76
3.3 Conclusions **79**

Résumé

Ce chapitre a pour but d'identifier de manière macroscopique les paramètres qui influencent le comportement magnétique sous sollicitation mécanique dynamique. Pour cela, un échantillon en alliage de Fer-Cobalt de géométrie torique présenté au chapitre 2 est mis en vibration à l'aide d'actionneurs piézoélectriques pour lesquels l'amplitude et la fréquence des vibrations sont imposées. Simultanément à l'excitation mécanique, une large gamme d'amplitude et de fréquence pour la sollicitation magnétique est expérimentée. Ceci permet, dans un premier temps, de mener des essais en régime magnéto-mécanique établi sur des cycles d'hystérésis majeurs/mineurs et symétriques/asymétriques. Dans un second temps, les essais sont menés en régime transitoire depuis un état d'aimantation rémanente. Ce large panel de sollicitations magnéto-mécaniques dynamiques permet d'appréhender les mécanismes responsables des variations d'aimantation consécutives à la mise en vibrations de l'échantillon. Finalement, les résultats issus du banc de mesures magnéto-mécaniques permettent de conclure sur les avantages d'utiliser ce type de sollicitations mécaniques dynamiques.

3.1 Comportement magnétique sous sollicitation mécanique dynamique cyclique

3.1.1 Cycles d'hystérésis magnétique majeurs

Les mesures de cycles d'hystérésis majeurs (H_{max} = 5000 A/m) avec et sans excitation mécanique, en condition magnétique sinusoïdale proche du quasi-statique pour le matériau $Fe_{49}Co_{49}V_2$ utilisé (f_{mag} = 1 Hz), sont présentées sur la figure 3.1. Le cycle en trait discontinu bleu est obtenu sans excitation mécanique alors que les cycles en trait continu jaune et violet sont obtenus pour deux sollicitations mécaniques d'amplitudes et fréquences différentes. Ces régimes de fonctionnement montrent une réduction significative de l'hystérésis magnétique par l'exploitation de l'effet Villari en tout point du cycle B-H. Cette réduction d'hystérésis est influencée par l'amplitude et la fréquence des vibrations mécaniques comme illustrée sur la figure 3.1 ([Ghibaudo *et al.*, 2015b], [Ghibaudo *et al.*, 2015a]). En particulier, le champ coercitif à f_{mag} = 1 Hz évolue de H_c = 235.8 A/m sans excitation mécanique, à H_c = 202.5 A/m pour f_{mec} = 21468 Hz puis H_c = 172.1 A/m pour f_{mec} = 6058 Hz soit une réduction relative de 27%. De même, l'induction rémanente évolue de B_r = 1.350 T à B_r = 1.255 T puis B_r = 1.17 T soit une réduction relative de 13%.
De plus, il est remarquable que les allures des cycles B-H avec et sans excitation mécanique restent très similaires : les cycles avec excitation mécanique sont inscrits dans le cycle majeur sans excitation mécanique. Ces résultats sont très différents de ceux connus dans la littérature [LoBue *et al.*, 1998] [Rizzo, 2012], [Rekik, 2014], pour lesquels une contrainte mécanique statique uniforme de traction ou compression a pour effet d'augmenter ou diminuer la pente des cycles B-H en regard avec la valeur de la magnétostriction apparente. Par contre, les résultats expérimentaux de Bozorth [Bozorth, 1951] (chapitre 1 §1.3.3 figure 1.29) possèdent quelques similitudes : l'application d'une traction suivie d'une phase d'annulation de la contrainte appliquée, le tout répété deux fois à champ constant, permet de décrire itérativement un cycle d'hystérésis B-H réduit inscrit dans le cycle majeur.

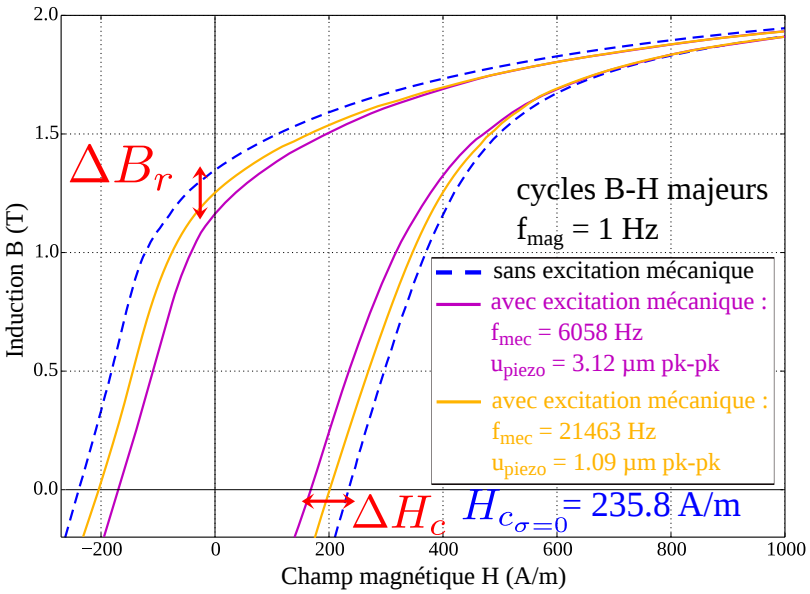


FIGURE 3.1 – Cycles majeurs d'hystérésis magnétique obtenus à f_{mag} = 1 Hz avec et sans excitation mécanique, pour l'échantillon $Fe_{49}Co_{49}V_2$.

Ces diminutions de coercivité observées ne peuvent pas être attribuées à une sollicitation thermique. En effet, l'élévation de température atténue puis détruit l'interaction d'échange responsable du ferromagnétisme via le couplage magnéto-thermique. Ainsi, plusieurs travaux, dont ceux récents issus du travail de la thèse du Dr Messal [Messal, 2013], [Messal *et al.*, 2013a], [Messal *et al.*, 2013b], réalisés sur des alliages de FeNi et FeCo (cycles B-H quasi statiques) montrent qu'une élévation de température fait décroître la coercivité mais aussi l'aimantation à saturation. Or, dans notre cas (figure 3.1), l'aimantation à saturation est conservée à l'identique avec ou sans excitation mécanique.

Pour la sollicitation mécanique à f_{mec} = 6058 Hz et d'amplitude imposée, le champ coercitif, obtenu à partir d'un cycle B-H majeur (H_{max} = 5000 A/m), est tracé en fonction de la fréquence magnétique f_{mag} comme le montre la figure 3.2. La dépendance de H_c en $\sqrt{f_{mag}}$ puis en f_{mag} est conforme à la littérature [Bertotti, 1998], [Fiorillo, 2004]. Pour la fréquence magnétique f_{mag} = 0.1 Hz la plus proche du quasi-statique, les réductions du champ coercitif consécutives à l'excitation mécanique sont importantes : H_c = 158.5 A/m sans sollicitation mécanique à H_c = 107.3 A/m avec sollicitation mécanique soit une réduction relative de 32%. Pour des régimes magnétiques dynamiques, par exemple à f_{mag} = 30 Hz, les réductions relatives du champ coercitif sont moins importantes : H_c = 782.6 A/m sans sollicitation mécanique à H_c = 718.2 A/m avec sollicitation mécanique soit une réduction relative de 8%. Ces résultats montrent que la réduction absolue du champ coercitif d'environ 60 A/m est constante quelle que soit la fréquence magnétique, à amplitude et fréquence mécanique fixées. En d'autres termes, cette réduction absolue ne dépend pas de la dynamique magnétique, elle est donc associée à des phénomènes statiques qui gouvernent les variations d'aimantation (déplacements de parois). Ces résultats (figures 3.1 et 3.2), illustrent de manière macroscopique les phénomènes de décrochements de parois comme étant les mécanismes statiques menant aux réductions de coercivité consécutives à l'activation de l'excitation mécanique. En effet, pour le matériau étudié, les décrochements de parois sont prédominants proche du champ coercitif comparés aux phénomènes de rotation d'aimantation, et prédominants lorsque la fréquence magnétique tend vers une sollicitation quasi-statique. De plus, comme l'excitation mécanique se limite ici à des contraintes mécaniques dans le domaine élastique, aucune irréversibilité mécanique n'est induite. Il ne s'agit donc pas de phénomènes de relaxation de contraintes résiduelles de manière irréversible comme c'est le cas d'un traitement thermique. Le comportement magnétique avant et après excitation mécanique est ici retrouvé à l'identique.

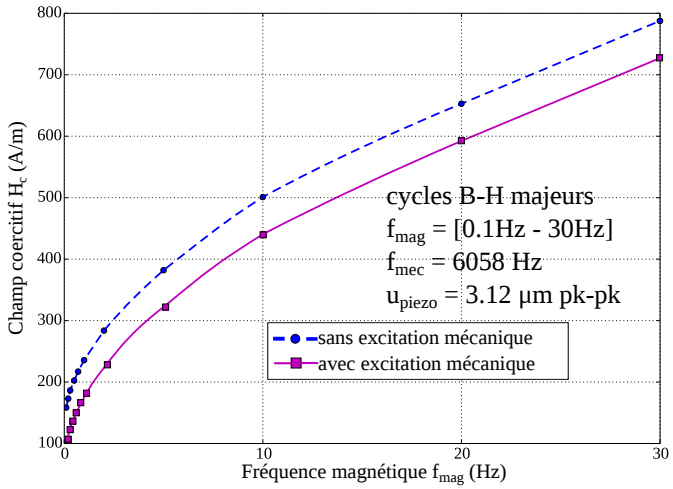
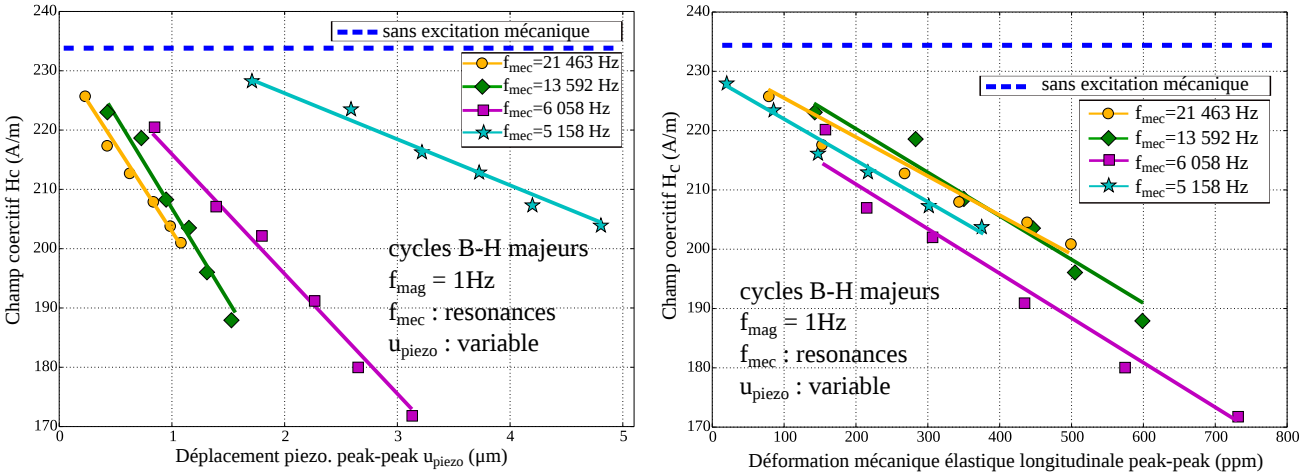


FIGURE 3.2 – Mesure du champ coercitif avec et sans excitation mécanique, pour différentes fréquences magnétiques, pour l'échantillon $Fe_{49}Co_{49}V_2$.

Pour étudier les paramètres influents sur les réductions de coercivité observées consécutives aux vibrations appliquées, il est nécessaire de mesurer l'amplitude du déplacement des actionneurs piézoélectriques pour les différentes valeurs de fréquences de résonance mécanique. Le champ coercitif obtenu à partir d'un cycle B-H majeur est alors relevé en fonction de l'amplitude du déplacement mécanique comme illustré sur la figure 3.3a. Ces résultats montrent que, pour une fréquence de résonance mécanique de l'anneau torique, le champ coercitif décroît linéairement avec l'amplitude du déplacement imposé par la sollicitation mécanique ([Ghibaudo *et al.*, 2015b], [Ghibaudo *et al.*, 2015a]).



(a) dépendance avec l'amplitude du déplacement des actionneurs piézoélectriques

(b) dépendance avec la déformation élastique mesurée

FIGURE 3.3 – Mesures du champ coercitif pour différentes amplitudes et fréquences de la sollicitation mécanique. La fréquence magnétique est fixée à $f_{mag} = 1$ Hz.

Comme les pentes des courbes de la figure 3.3a dépendent de la fréquence mécanique, il semble que les hautes valeurs de fréquence mécanique soient plus favorables à réduire le champ coercitif. Mais, comme mentionné dans le paragraphe §2.3.2, les déformations et contraintes mécaniques sont fonctions de l'amplitude et de la fréquence de l'excitation mécanique comme le montrent les mesures déformation - déplacement de la figure 3.4.

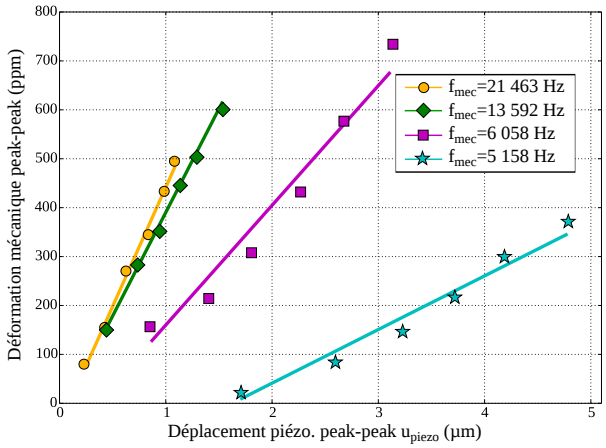


FIGURE 3.4 – Corrélation déplacement - déformation obtenue à partir des mesures mécaniques pour différentes fréquences et amplitudes de la sollicitation mécanique.

Afin de corréler le champ coercitif avec l'amplitude des contraintes mécaniques, il faut dans un premier temps mesurer la déformation mécanique longitudinale à chaque essai au moyen des jauges de déformation. Ainsi, en étudiant la dépendance du champ coercitif à l'amplitude des déformations élastiques $[\epsilon_e]$ longitudinales mesurées sur les jauges, comme illustrée sur la figure 3.3b, le champ coercitif suit la même tendance linéaire qu'avec la déformation quelle que soit la fréquence de résonance mécanique sélectionnée.

Dans un second temps, après simulation numérique, la contrainte mécanique est estimée sur l'ensemble du tore (chapitre 2 §2.3.2). La contrainte expérimentée en tout point du tore est non uniforme suivant la longueur de l'échantillon et suivant son épaisseur. Or le champ coercitif mesuré est dans notre cas une grandeur globale sur l'ensemble de l'échantillon (mesure du champ moyen sur l'ensemble de la bobine d'excitation). Afin d'associer deux grandeurs à caractère non locale, il s'agit d'exprimer le champ coercitif en fonction de l'amplitude de la contrainte maximale expérimentée par le tore. La contrainte est maximale en superficie de l'échantillon sur les ventres de vibration (figure 2.15b). Les simulations (chapitre 2 §2.3.2) montrent que la composante $\sigma_{\theta\theta}$ est prépondérante devant les composantes $\sigma_{\theta z}$ et σ_{zz} (50 fois supérieure). On ne considérera pas de contrainte équivalente (type Von Mises) mais uniquement la composante $\sigma_{\theta\theta}$ de la contrainte qui est par ailleurs colinéaire au champ magnétique appliqué. De plus, comme le terme de couplage $[\epsilon_\mu^\sigma]$ est négligé (chapitre 2 §2.4.4.2), la non linéarité du terme $\sigma_{\theta\theta}$ n'est ici pas prise en compte. Les deux grandeurs à caractère non locale que sont le champ coercitif macroscopique et l'amplitude de la contrainte élastique $\sigma_{\theta\theta}$ sont donc retenues comme grandeurs d'observation sur la figure 3.5. Ces résultats montrent que le champ coercitif décroît linéairement avec l'amplitude de la contrainte élastique induite par l'excitation mécanique vibratoire, quelle que soit la fréquence mécanique.

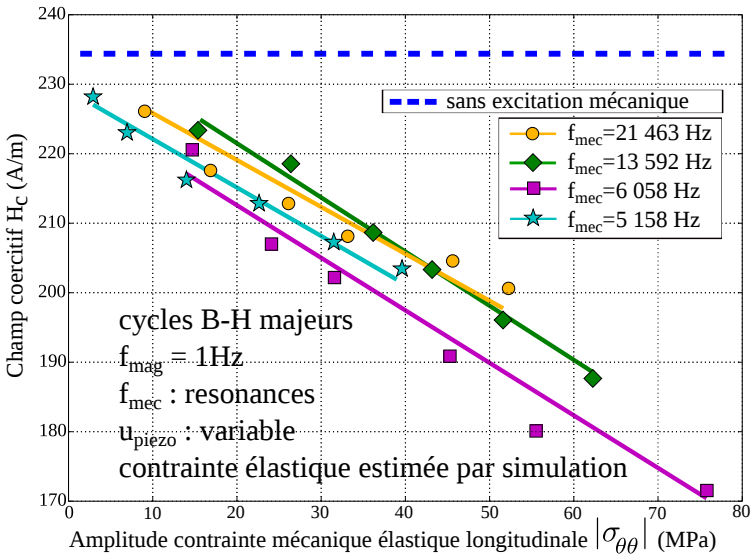


FIGURE 3.5 – Dépendance du champ coercitif avec la contrainte mécanique élastique estimée numériquement.

Ces résultats impliquent qu'une excitation mécanique de faible amplitude à relativement haute fréquence conduit à des réductions de champ coercitif similaire à ceux d'excitation mécanique de plus forte amplitude mais de fréquence plus basse. Ainsi, pour la large bande de fréquence mécanique étudiée (typiquement [500 Hz - 25 kHz]) et en dépit du fait que la puissance mécanique soit proportionnelle à la fréquence mécanique, c'est l'amplitude de la contrainte mécanique élastique qui est perçue comme le paramètre pertinent pour décrire les réductions du

champ coercitif observées.
Ces analyses sont à mettre en perspective avec d'autres travaux menés par le Pr Dapino [Smith et Dapino, 2005] sur des transducteurs à base de matériaux ferromagnétiques à magnétostriction géante (Terfenol-D, Galfenol). Les auteurs ont construit un modèle prédictif dont la dépendance du champ coercitif est, d'une part, proportionnelle à l'amplitude des contraintes appliquées, et d'autre part et dans une moindre mesure proportionnelle à la dynamique des contraintes appliquées.

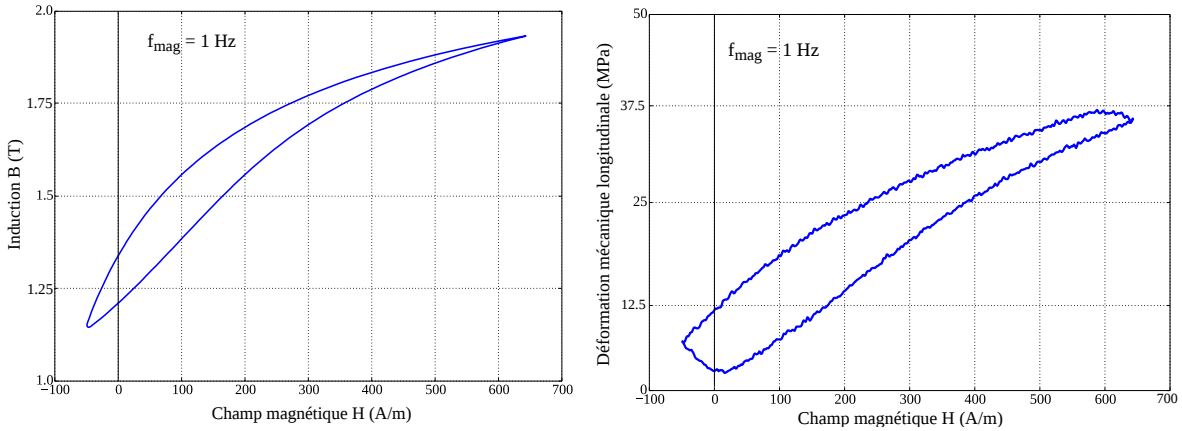
Par ailleurs, se posent la question de la saturation du phénomène observé lorsque l'amplitude de l'excitation mécanique augmente. Sur la figure 3.5, il semble que pour la valeur de $|\sigma_{\theta\theta}|$ supérieure à 70 MPa (pour f_{mec}=6058 Hz) apparaissent un début de saturation. Bien que cette valeur soit nettement inférieure à la limite élastique, il semble justifié de supposer que le champ coercitif ne puissent pas diminuer en dessous d'une certaine valeur (et donc que le comportement totalement anhystérétique ne soit jamais atteint). En effet, comme indiqué au chapitre 1 §1.2.4, la coercivité des défauts de type inclusions non magnétiques (qui contribuent également à l'accrochage des parois au même titre que les défauts de contraintes internes) ne semblent peut (ou pas) impactés par l'application d'une contrainte externe.

3.1.2 Cycles d'hystérésis magnétique mineurs symétriques et asymétriques

Pour enquêter de manière plus approfondie les effets d'une sollicitation mécanique dynamique sur les phénomènes de décrochement de parois, des cycles mineurs B-H sont étudiées pour de faibles niveaux de champ magnétique imposés. En effet, de faibles valeurs de champ magnétique impliquent de faibles rotations d'aimantation pour le matériau étudié. Par conséquent, il est attendu une très forte sensibilité de l'aimantation sous vibrations mécaniques imposées.

3.1.2.1 Cycles mineurs asymétriques

Les possibilités du banc permettent, d'une part, d'étudier des cycles d'hystérésis à faible amplitude magnétique (par exemple inférieure à 50 A/m), et, d'autre part, d'étudier les sollicitations magnétiques asymétriques.



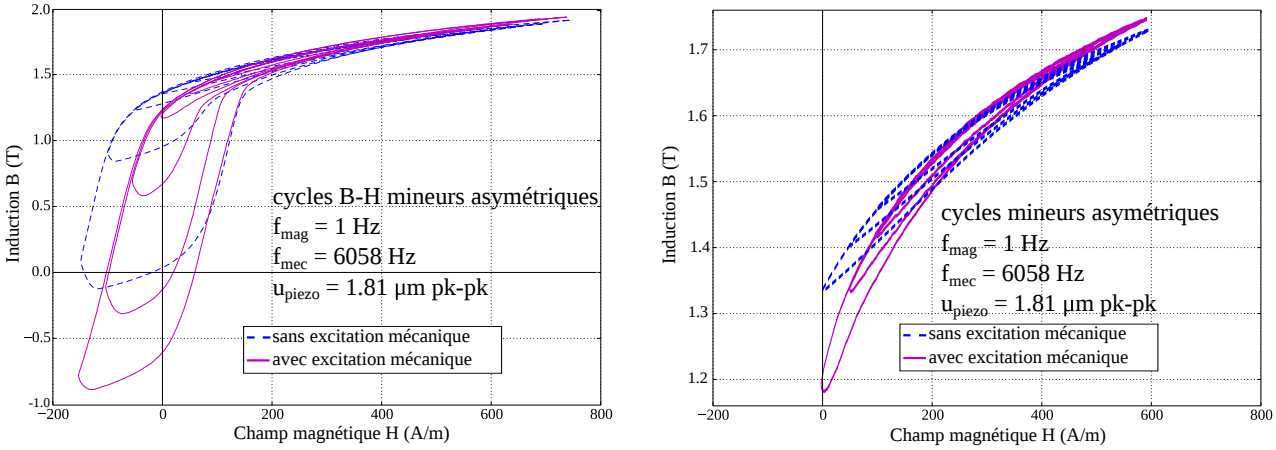
(a) Comportement magnétique (b) Comportement magnétostricif

FIGURE 3.6 – Mesure de cycles d'hystérésis mineurs asymétriques à f_{mag} = 1 Hz sans excitation mécanique, pour l'échantillon $Fe_{49}Co_{49}V_2$.

Ainsi, pour une excitation magnétique en champ magnétique imposée, l'asymétrie du cyclage magnétique sera la conséquence d'un courant délivré dans le bobinage d'excitation de valeur

moyenne non nulle. Dans ce cas, pour positionner convenablement suivant l'axe des inductions (resp. des déformations) les cycles mineurs asymétriques qui oscillent autour d'une valeur continue en champ, l'acquisition de la courbe de première aimantation (et/ou anhystérétique) est nécessaire. Les figures 3.6a et 3.6b montrent la propreté des mesures de cycles mineurs asymétriques malgré l'utilisation de basse fréquence magnétique et de faibles variations de flux mesurées.

L'asymétrie du champ imposé permet de cibler des valeurs de champ magnétiques qui oscillent autour du coude de l'hystérésis. En d'autres termes, cela permet d'étudier l'influence de l'excitation mécanique sur les déplacements de parois qui sont majoritaires avant le coude de saturation puis minoritaires devant les rotations cohérentes d'aimantation après le coude de l'hystérésis. Les résultats sur les cycles B-H mineurs asymétriques des figures 3.7a et 3.7b montrent de manière forte la conséquence avantageuse consécutives aux vibrations appliquées : l'excursion en induction est d'autant plus importante pour les niveaux de champs associés à d'importants ancrages des parois (i.e autour du H_c et du B_r). Autrement dit, à variation de pression magnétique imposée sur une paroi, le déplacement d'une paroi est plus important car moins entravé par les sites d'accrochages.



(a) cycles à forte excursion magnétique

(b) cycles à faible excursion magnétique

FIGURE 3.7 – Mesure de cycles d'hystérésis mineurs asymétriques avec et sans excitation mécanique, sous différentes amplitudes magnétiques.

A l'inverse les migrations d'aimantations consécutives à l'excitation mécanique sont plus faibles après le coude de l'hystérésis, ce qui est une conséquence de la moindre influence de la contrainte sur les mécanismes de rotation d'aimantation. Par exemple, pour les cycles de la figure 3.7a dont la valeur en champ minimal est imposé à H_{min}= -100 A/m, l'excursion supplémentaire de l'induction est de 1.2 T grâce à l'excitation mécanique, alors qu'elle n'est que de 0.16 T à H_{min}= 0 A/m de la figure 3.7b. Par ailleurs, en regardant chaque point d'induction à niveau constant situé de part et d'autre de l'axe vertical H= 0 A/m sur la figure 3.7a, l'excitation mécanique a tendance à réduire l'asymétrie introduite par la forme d'onde en champ imposé.

3.1.2.2 Cycles mineurs symétriques

Pour compléter les résultats précédents obtenus sur des cycles mineurs asymétriques, l'influence de l'excitation mécanique est étudiée à présent sur des cycles mineurs symétriques comme illustré sur la figure 3.8. En suivant l'évolution de la courbe de première aimantation et des cycles d'hystérésis avec et sans excitation mécanique, il s'en déduit que la perméabilité est augmentée par l'excitation mécanique et ce plus particulièrement pour les faibles niveaux de champ ma-

gnétique imposés ([Ghibaudo *et al.*, 2015b], [Ghibaudo *et al.*, 2015a]). C'est le cas par exemple des cycles bleu, rouge et vert sur la figure 3.8. En d'autres termes, à pression magnéto-statique imposée (i.e à champ extérieur imposé), la mobilité des parois magnétiques est augmentée en présence de l'excitation mécanique. Il en résulte des variations d'aimantation plus importantes. Par exemple, pour le cas des cycles rouge en trait continu et discontinu de la figure 3.8, l'induction maximale à $H_{max} \approx 60\ A/m$ est ré-haussée de $B_{max} = 0,16\ T$ sans excitation mécanique à $B_{max} = 0,64\ T$ avec excitation mécanique, soit une augmentation de perméabilité d'un facteur 4.

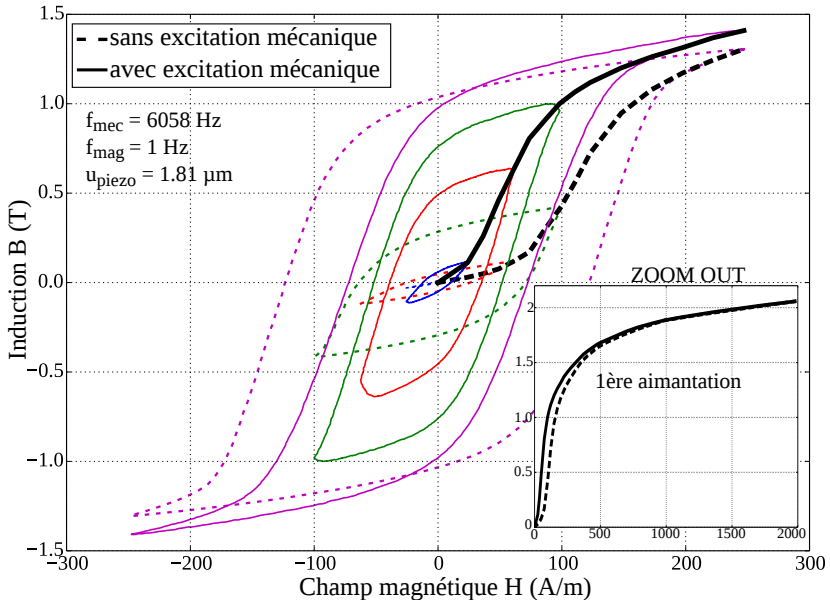
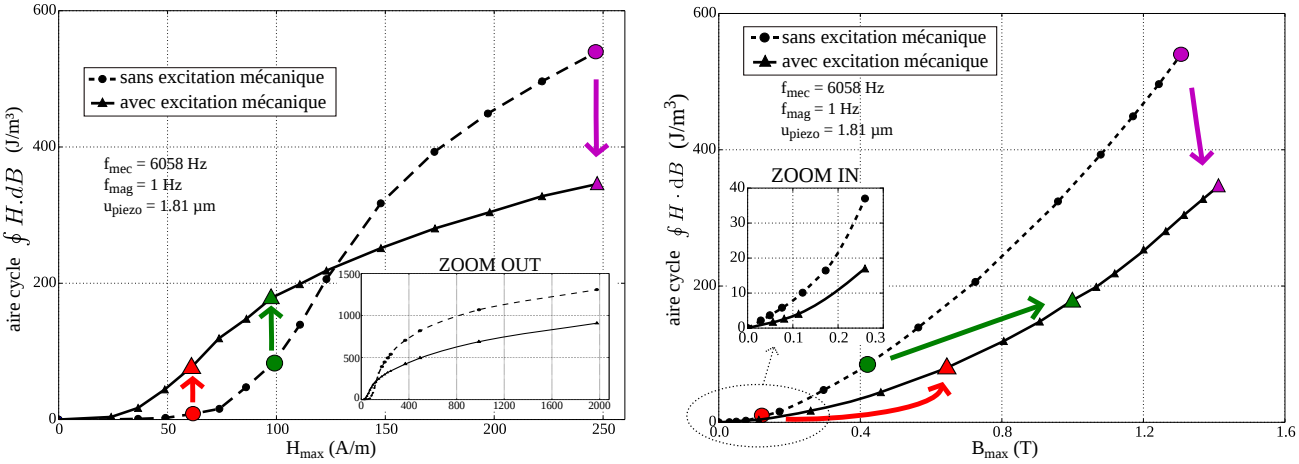


FIGURE 3.8 – Cycles mineurs symétriques obtenus à différentes excursions en champ, à amplitude mécanique imposée.



(a) pertes en fonction de H_{max}

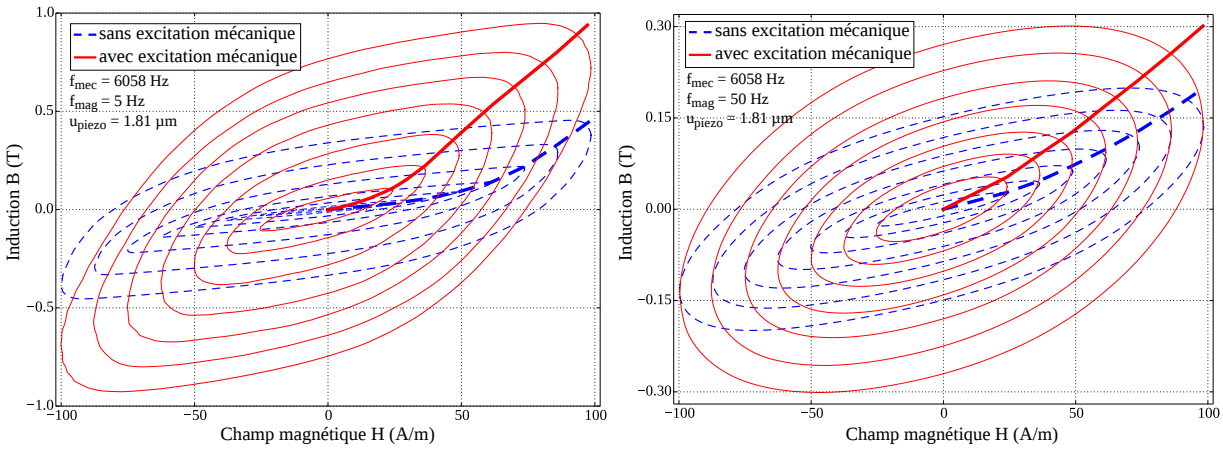
(b) pertes en fonction de B_{max}

FIGURE 3.9 – Pertes magnétiques associées à la figure 3.8 et completée avec des cycles de plus fortes amplitudes magnétiques.

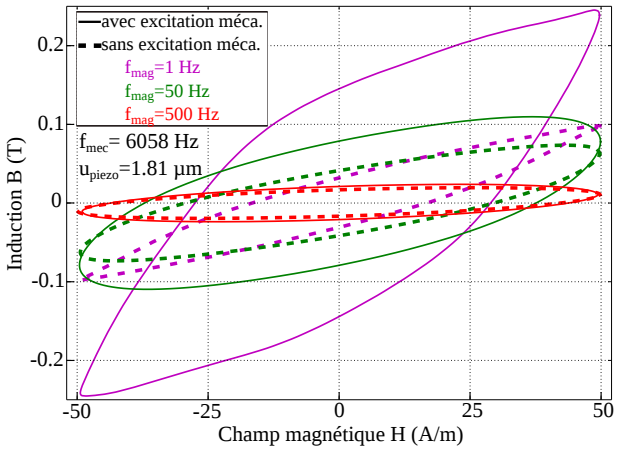
En conséquence, à faibles amplitudes de champ magnétique, les courants de Foucault induits par ces déplacements de parois sont aussi augmentés et les pertes magnétiques spécifiques (ici

représentées par l'aire des cycles B-H) deviennent plus importantes sous sollicitation mécanique comme le montre la figure 3.9a pour des faibles amplitudes de champ magnétique. Mais si les courbes d'aimantation sont étudiées à variation d'induction imposée, les pertes magnétiques sont diminuées (figure 3.9b) en raison d'une amplitude de champ magnétique réduite pour pousser les parois à se déplacer en présence d'excitation mécanique. Ce constat se vérifie aussi en comparant le cycle rouge discontinu avec le cycle bleu continu de la figure 3.8, pour lesquels les excursions sur B_{max} sont sensiblement identiques alors que le champ magnétique nécessaire pour atteindre ces excursions est bien moins important dans le cas avec excitation mécanique.

L'augmentation de la perméabilité des cycles mineurs symétriques, consécutive à la mise en vibrations de l'échantillon, est aussi remarquable pour des fréquences magnétiques croissantes, donc pour des régimes magnétiques dynamiques, comme l'illustre les figures 3.10a et 3.10b. Cependant, la comparaison des cycles violet et rouge en trait continu et discontinu de la figure 3.10c insinuent que les effets de l'excitation mécanique s'atténuent lorsque la fréquence magnétique augmente (ce point déjà observé précédemment pour les cycles majeurs du paragraphe §3.1.1).



(a) $f_{mag} = 5$ Hz (b) $f_{mag} = 50$ Hz



(c) pour différentes fréquences magnétiques f_{mag} et à excursion en champ fixe.

FIGURE 3.10 – Cycles B-H mineurs à amplitude mécanique imposée, à différentes fréquences magnétiques f_{mag} et différentes excursions en champ.

De plus, en conservant une excitation magnétique fixée à la fois en fréquence et en amplitude, il est possible d'étudier l'effet intrinsèque de l'augmentation de l'amplitude mécanique en faisant

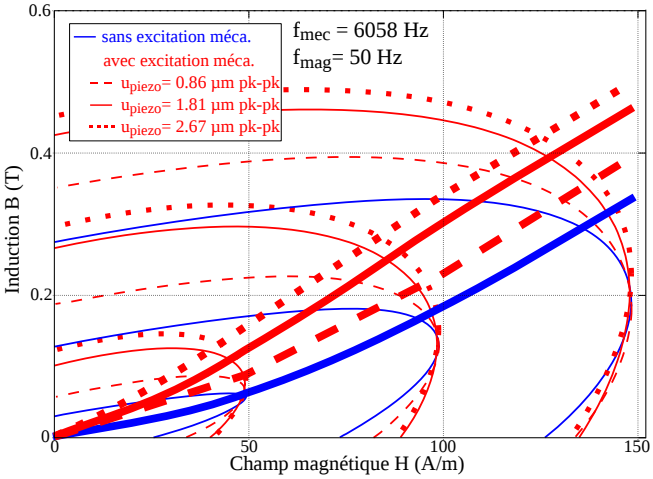
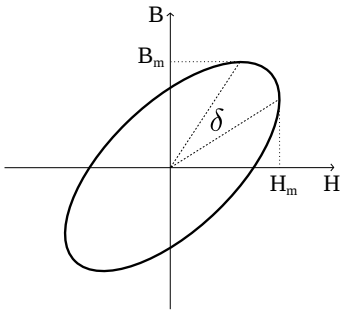


FIGURE 3.11 – Effet d'une sollicitation mécanique d'amplitude croissante sur des cycles B-H mineurs.

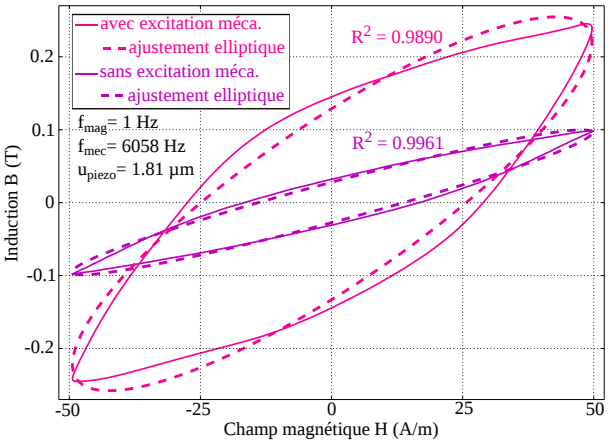
varier l'amplitude du déplacement des actionneurs piézoélectriques (cas de la figure 3.11). L'augmentation de l'amplitude mécanique a aussi pour conséquence de redresser graduellement les cycles mineurs symétriques. Ces résultats (figure 3.11) montrent que l'ajustement de l'amplitude mécanique permet de contrôler les propriétés magnétiques des cycles mineurs telles que la perméabilité et l'excursion en induction, ce qui est utile pour les applications dédiées aux capteurs magnéto-mécaniques basés sur les matériaux actifs par exemple.

3.1.2.3 Cycles mineurs symétriques : étude de la perméabilité complexe

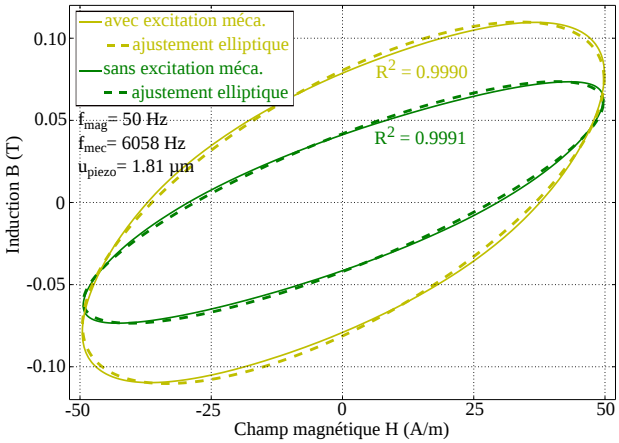
Pour des cycles mineurs, bien souvent approximés par une méthode d'ajustement numérique elliptique par moindre carré, l'étude de l'impédance qui s'exprime au moyen de la perméabilité complexe $\bar{\mu} = \mu' - j \cdot \mu"$ peut être faite [Ahmadi *et al.*, 2011], au travers de l'angle de perte $\delta = arctan(\mu'/\mu")$ comme illustrée sur la figure 3.12a, sachant que $\mu' = cos(\delta) \cdot B_{max}/H_{max}$ et $\mu" = sin(\delta) \cdot B_{max}/H_{max}$. La partie complexe $\mu"$ de la perméabilité est alors déduite de l'angle de perte δ qui déphase les signaux B et H connaissant la perméabilité réelle μ' qui est la pente d'un cycle B(H).
Les figures 3.12b et 3.12c permettent d'apprécier l'ajustement elliptique par moindre carré des cycles mineurs à différentes fréquences magnétiques, avec et sans excitation mécanique, au travers du coefficient de détermination R^2. Pour une excursion en champ fixé à $H_{max} = 50$ A/m, les cycles B-H s'éloignent d'autant plus d'une forme elliptique que la fréquence magnétique f_{mag} diminue. Dans l'ensemble, l'ajustement elliptique reste très correct (dispersion sur R^2 inférieure à 2%), même en présence d'excitation mécanique. Le calcul des perméabilités réelle et imaginaire peut donc être aisément effectué à partir des cycles ajustés des figures 3.12b et 3.12c. Ainsi, en multipliant les essais pour une fréquence magnétique f_{mag} comprise dans une large gamme [0.1 Hz - 1 kHz], il est possible d'étudier le spectre de la perméabilité complexe avec et sans excitation mécanique comme illustré sur la figure 3.13. L'augmentation de la perméabilité réelle consécutivement à l'excitation mécanique est atténuée lorsque la fréquence magnétique f_{mag} augmente (figure 3.13). L'effet des vibrations mécanique est donc très important en régime magnétique quasi-statique puis s'atténue lorsque la fréquence magnétique augmente. Ceci est due à la contribution croissante des courants de Foucault. En effet, lorsque la fréquence magnétique augmente, l'épaisseur de peau diminue. Il en résulte que dans la profondeur du matériau



(a) Illustration d'un cycle d'hystérésis elliptique



(b) f_{mag} = 1 Hz



(c) f_{mag} = 50 Hz

FIGURE 3.12 – Ajustement elliptique de cycle B-H mineurs obtenus à différentes fréquences magnétiques f_{mag} avec et sans excitation mécanique.

sur laquelle s'appliquent pourtant les contraintes mécaniques cyliques, aucune pression magnétique n'exerve les parois sur ces régions car le champ résultant (appliqué + courant induit) est quasi-nul. Seules les régions en surface de l'échantillon sur lesquelles le champ résultant est bien supérieur à zéro, profitent de l'effet apporté par les contraintes cycliques.

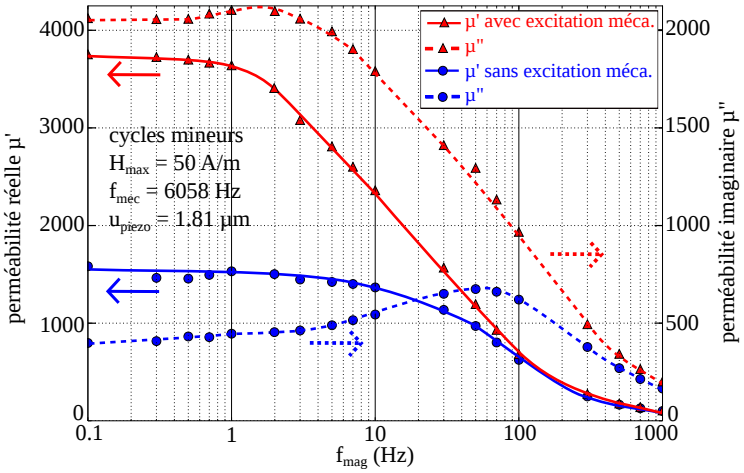
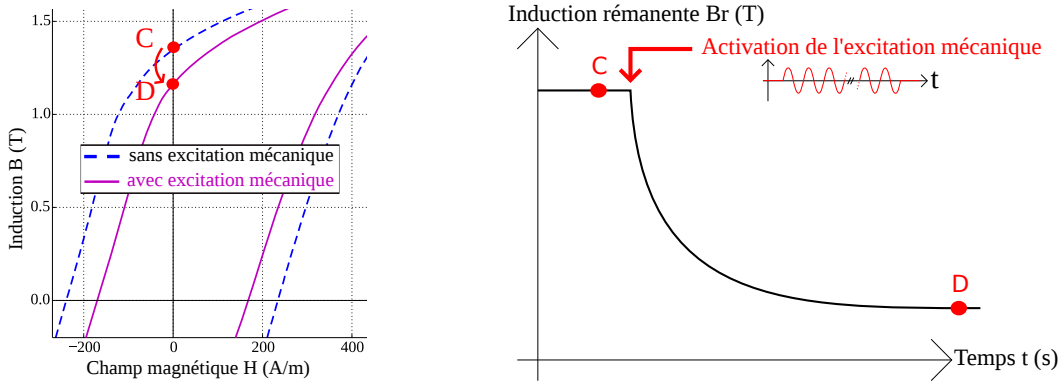


FIGURE 3.13 – Spectre de la perméabilité complexe estimée à partir des cycles B-H mineurs symétriques (H_{max} = 50 A/m), avec et sans excitation mécanique.

3.2 Comportement magnétique sous sollicitations mécaniques dynamiques transitoires

3.2.1 Protocole de test

Pour compléter les résultats précédents obtenus sur des cycles d'hystérésis B-H, le comportement dynamique apporté par les vibrations mécaniques imposées est étudié dans la partie qui suit. Les variations de flux sont mesurées à champ magnétique imposé nul (moyennant les perturbations électromagnétiques environnantes) depuis un point d'induction rémanente. Une première étape consiste donc à amener l'échantillon à l'état de saturation. Le champ magnétique imposé est ensuite annulé (supprimé) et la sollicitation mécanique est appliquée. Le régime transitoire des variations de l'induction rémanente est étudié consécutivement à l'activation de l'excitation mécanique comme illustré par le passage du point C vers le point D sur les figures 3.14a et 3.14b.



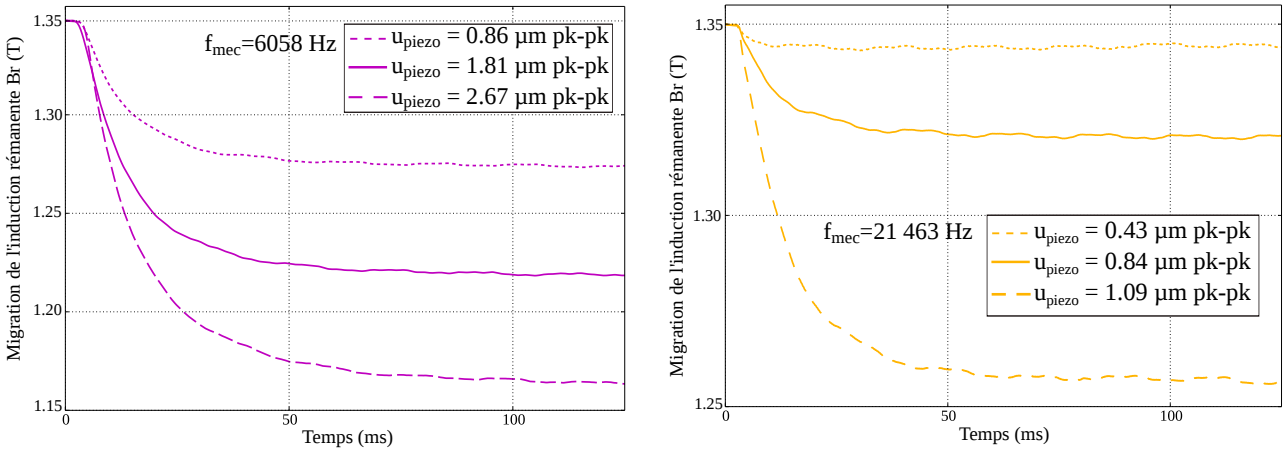
(a) illustration sur un cycle d'hystérésis majeur. (b) illustration temporelle

FIGURE 3.14 – Illustration de la migration de l'induction rémanente consécutivement à l'activation de l'excitation mécanique.

3.2.2 Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux des figures 3.15a et 3.15b étudient la migration de l'induction rémanente consécutive à l'activation de l'excitation mécanique. Ces essais sont réalisés à amplitude mécanique variable et fréquence mécanique imposée suivant les valeurs de fréquences de résonances retenues au paragraphe §2.4.2. Ces résultats montrent que l'excitation mécanique est favorable pour faire migrer itérativement l'aimantation rémanente vers un état d'aimantation plus basse et plus proche de la courbe anhystérétique de l'échantillon (comportement asymptotique vers l'anhystérétique). Les courbes de migration d'aimantation rémanente ont une allure exponentielle en fonction du temps. Ainsi, de manière analogue aux observations de [Bozorth, 1951] (chapitre 1 §1.3.3 figure 1.29) effectuées sur des échantillons de 68-permalloy soumis à une succession de traction-relâchement mécanique, les premiers cycles mécaniques possèdent une forte influence sur les migrations d'aimantation. A l'inverse, l'influence de l'excitation mécanique s'affaiblit lorsque le nombre de cycles mécaniques effectués augmente jusqu'à ce que l'aimantation rémanente atteigne un état stationnaire (i.e l'influence de l'excitation mécanique s'affaiblit jusqu'à devenir nulle). L'aimantation rémanente n'évolue plus même après extinction de l'excitation mécanique puisque le champ magnétique vu par l'échantillon est ici imposé nul durant l'expérience.
Par ailleurs, l'amplitude de l'excitation mécanique a un impact notable sur l'amplitude des migrations d'aimantations observées. Par exemple, les figures 3.15a et 3.15b laissent supposées que,

lorsque l'aimantation rémanente atteint un état stationnaire après un nombre de cycles mécaniques effectués important (i.e après 100 ms sur les figures 3.15a et 3.15b) alors une augmentation de l'amplitude d'excitation mécanique permet de sortir de cet état d'équilibre et permet d'accroître l'amplitude des migrations d'aimantation.



(a) f_{mec} = 6058 Hz (b) f_{mec} = 21463 Hz

FIGURE 3.15 – Effet de l'amplitude de la sollicitation mécanique sur la migration de l'induction rémanente pour différentes valeurs de fréquences mécaniques f_{mec}.

Pour étudier le potentiel effet de la fréquence mécanique sur les variations d'aimantation, les résultats expérimentaux de la figure 3.16 exposent les variations de l'induction rémanente pour différentes valeurs de fréquences mécaniques. Mais, comme décrit dans le paragraphe §2.4.2, l'amplitude des contraintes mécaniques appliquées à l'échantillon est étroitement liée à la fréquence de la sollicitation mécanique. Ceci induit que, à fréquence et amplitude mécanique variable, il est préférable d'exprimer les variations d'induction observées en fonction de l'amplitude de la contrainte mécanique élastique estimée numériquement (cf. paragraphe §2.4.2).

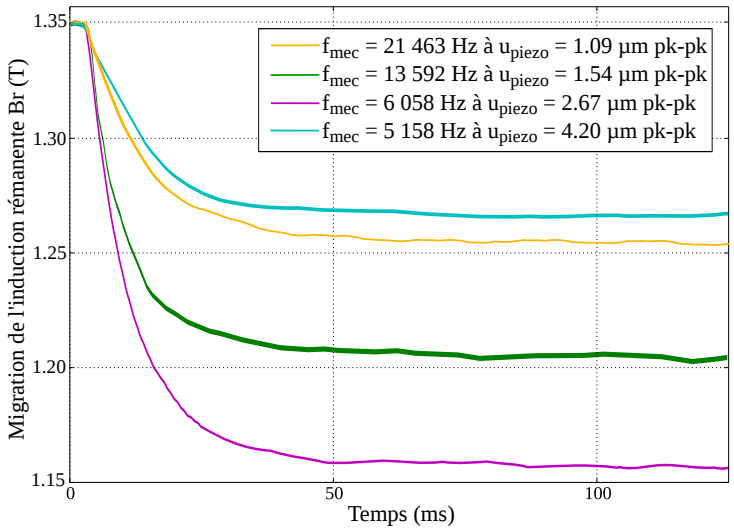
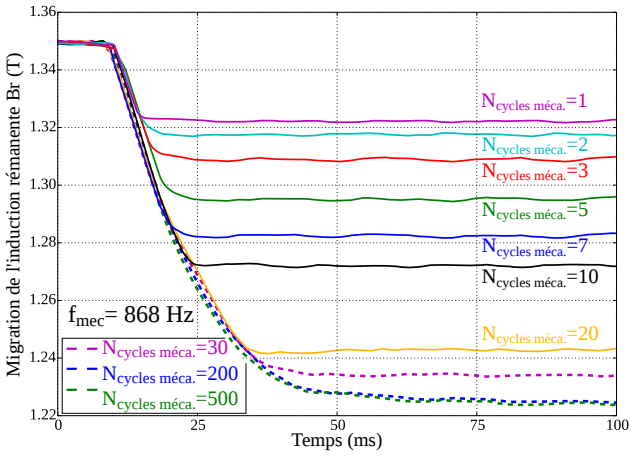


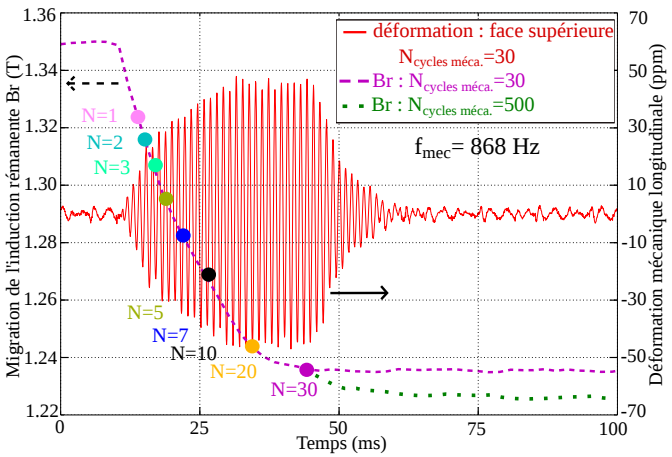
FIGURE 3.16 – Migration de l'induction rémanente pour différentes fréquences de la sollicitation mécanique.

Pour compléter les résultats des figures 3.15a, 3.15b et 3.16 qui mettent en avant l'influence

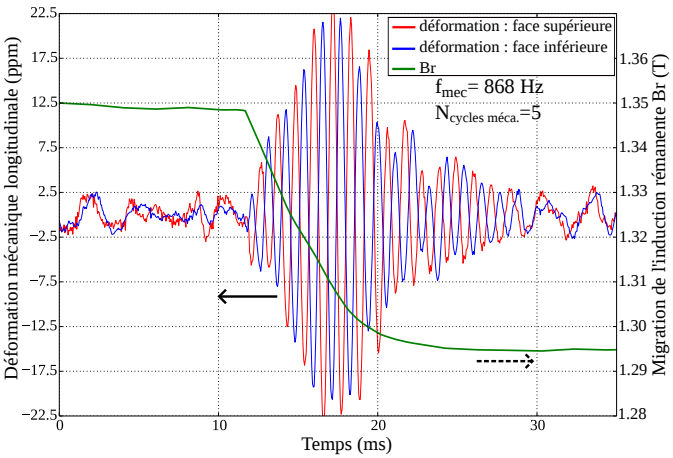
de l'amplitude de la contrainte mécanique, il faut étudier plus finement (en plus de l'amplitude) le cyclage mécanique. Ainsi, afin de mettre en perspective les décroissances de l'induction rémanente avec le cyclage mécanique consécutivement à la mise en vibration du tore, il est intéressant de suivre le cyclage mécanique au moyen de la dynamique des mesures de déformations. Or, pour étudier finement la dynamique des déformations effectuées à des fréquences bien plus importantes que l'excitation magnétique, il est nécessaire de réduire le bruit sur les signaux de déformations. Pour ce faire, il est possible d'utiliser les fréquences de coupure (1 Hz, 10 Hz, 100 Hz, 1 kHz, 10 kHz) des filtres passe-bas du conditionneur (Vishay®-2210B) associés aux jauges de déformations. Pour cela, il convient de prendre quelques précautions puisque, d'une part, plus la fréquence de coupure est basse, plus le bruit sur la chaîne de mesure est rejeté, mais d'autre part la fréquence de coupure doit être supérieure à la fréquence d'excitation mécanique. C'est la raison pour laquelle les essais des figures 3.17a, 3.17b, 3.17c et 3.17d sont effectués à la fréquence d'excitation mécanique $f_{mec} = 868$ Hz, fréquence inférieure aux fréquences de résonances étudiées jusqu'à présent. Le choix de cette fréquence, dont la résonance est assez faiblement prononcée par rapport aux résonances étudiées précédemment (figure 3.16), permet de suivre assez finement l'évolution du cyclage mécanique (figures 3.17b, 3.17c et 3.17d).



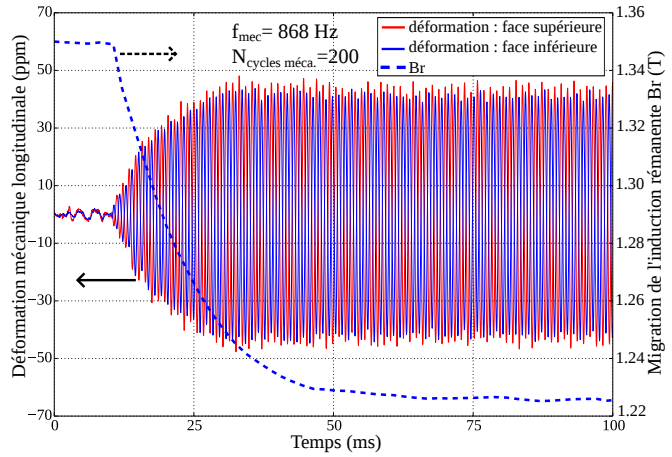
(a) pour différents nombre de cycles mécanique générés



(b) avec visualisation du cyclage de la déformation mécanique



(c) $N_{cycles\ meca} = 5$



(d) $N_{cycles\ meca} = 200$

FIGURE 3.17 – Influence du cyclage mécanique sur la migration de l'induction rémanente, pour une fréquence mécanique $f_{mec} = 868$ Hz.

Les résultats des figures 3.17a, 3.17b et 3.17c montrent qu'un nombre suffisant de cycles mécaniques ($N_{cycles\ meca}$) est nécessaire pour faire migrer largement l'induction rémanente vers un état d'équilibre. Par exemple, sur la figure et 3.17a et 3.17b, un minimum de 20 cycles mécanique est nécessaire pour faire décroître l'induction rémanente de plus de 0,1 Tesla. Cette décroissance n'est que de 0,022 Tesla lors de la génération d'un unique cycle mécanique (courbe violet sur la figure 3.17a). Le cyclage mécanique a donc pour conséquence de faire migrer cycle par cycle l'aimantation, ce qui est nettement appréciable au travers de l'évolution temporelle des déformations sur la figure 3.17b et 3.17c. L'aimantation est donc sensible à un « effet cumulatif » apporté par le cyclage de l'excitation mécanique. Cet « effet cumulatif » est plus strictement identifié sur les courbes en trait discontinu $N_{cycles\ meca} = 20$, $N_{cycles\ meca} = 30$ et $N_{cycles\ meca} = 500$ de la figure 3.17b. En effet, l'induction rémanente continue de varier période après période même lorsque la déformation a atteint une amplitude constante. Aussi, ces migrations d'aimantation rémanente sont, tout comme les réductions de coercivité observées §3.1.1, influencées par l'amplitude de la contrainte mécanique appliquée (figures 3.15a, 3.15b). Au sens strict, ces variations d'aimantation ne sont pas influencées par la fréquence mécanique mais plutôt par le nombre de cycle mécanique effectués.
Par ailleurs, il est notable que l'amplitude des déformations mesurées (figure 3.17b et 3.17d) atteint une valeur constante à partir d'un certain nombre de cycles mécaniques (régime transitoire), autrement dit l'amplitude du cyclage mécanique est croissante lors des premiers cycles mécaniques. Ceci est une limitation de ce type de sollicitation mécanique : les actionneurs piézoélectriques connectés à la structure en anneau torique possèdent une certaine inertie mécanique de mise en vibration (inertie présente de manière plus ou moins marquée pour d'autres systèmes d'excitation mécanique). C'est pourquoi les résultats expérimentaux réalisés sous un faible nombre de cycles mécaniques (inférieur à 20) sont à analyser avec précautions en regard de « l'effet cumulatif ».

Il peut être aussi noté que les courbes de décroissances de l'induction rémanente des figures 3.17b, 3.17c et 3.17d s'apparentent aux variations temporelles de l'aimantation dues aux effets de traînage magnétique irréversible ("magnetic after effect" en anglais). Ce traînage magnétique irréversible, causé par des fluctuations thermiques, dont la découverte revient à Ewing [Ewing, 1885], [Ewing, 1889], agit de manière analogue sur les variations d'aimantations. Les fluctuations thermiques aident les parois à franchir les obstacles s'opposant à leur propagation [Néel, 1951], [Brissonneau, 1958], [du Trémolet de Lacheisserie, 1999], [LoBue *et al.*, 1999]. La dynamique de ce traînage magnétique s'exprime en logarithme du temps, ce qui s'apparente bien aux courbes de décroissance de l'induction rémanente des figures 3.17b, 3.17c et 3.17d. Cependant, les constantes de temps observées (quelques dizaines de millisecondes) sont suffisamment longues pour exclure toutes responsabilités liées aux phénomènes de relaxation des moments magnétiques atomiques (10^{-12} à 10^{-7} secondes [du Trémolet de Lacheisserie, 1999]), et suffisamment courtes pour exclure toutes responsabilités liées aux phénomènes de relaxation thermique (plusieurs secondes [Minov *et al.*, 2011]).

3.3 Conclusions

Ce chapitre a présenté les résultats expérimentaux issus de l'échantillon torique $Fe_{49}Co_{49}V_2$ soumis à des vibrations mécaniques imposées. Les essais ont été menés pour trois situations magnétiques : cycles B-H majeurs, mineurs, puis en champ nul à partir d'un état d'aimantation rémanente. Les résultats montrent que l'amplitude de la contrainte mécanique élastique est le paramètre pertinent pour décrire les réductions de coercivité et les migrations de l'induction rémanente consécutives à l'excitation mécanique dynamique. En effet, quelque soit la fréquence mécanique des vibrations, une unique corrélation quasi-linéaire est observée lorsque ces réduc-

tions sont analysées en fonction de l'amplitude de la contrainte mécanique (inférieure à la limite d'élasticité). Les essais réalisés à différentes fréquences magnétiques montrent que ces réductions agissent sur l'hystérésis statique et sont la conséquence des décrochements de parois de Bloch. Une analyse plus approfondie sur ces décrochements de parois nécessiterait l'étude du bruit Barkhausen. Cette étude est délicate à mettre en œuvre expérimentalement en raison des perturbations harmoniques causées par l'excitation mécanique électro-activée : ces perturbations sont rayonnées sur le bobinage de mesure du bruit Barkhausen.

Les essais menés en régime transitoire, depuis un état d'aimantation rémanente, permettent d'apprécier les migrations itératives de l'aimantation consécutives au cyclage mécanique. La nature cyclique (variable) de la contrainte mécanique apporte un « effet cumulatif ». Par cet effet, les parois franchissent plus facilement les sites d'accrochages. Cela implique que, quelque soit la fréquence des vibrations mécaniques, le nombre de cycles mécaniques réalisés pour chaque valeur de champ doit être suffisant pour obtenir de large migration d'aimantation. Cet effet cumulatif est influencé par l'amplitude de la contrainte mécanique élastique, à l'inverse n'est pas strictement influencé par la fréquence mécanique, c'est pourquoi la fréquence mécanique n'intervient pas dans le modèle développé au chapitre suivant. Au chapitre 4, la modélisation des phénomènes microscopiques qui gouvernent les déplacements de parois sous l'action d'une contrainte cyclique, apportera des éléments de réponse pour, d'une part comprendre ces constats expérimentaux, et d'autre part établir un modèle capable de distinguer le type de sollicitation mécanique à utiliser pour augmenter les performances magnétiques des matériaux ferromagnétiques. Les observations semblent indiquer que les effets de l'excitation mécanique sont préférentiellement activés sur les déplacements de parois 180° (importants autour du H_c) bien qu'une part importante de la coercivité soit aussi associée aux mouvements des parois 90° (importants dans le coude de l'hystérésis et notamment pour la nuance de Fer-Cobalt étudié).

Concernant les intérêts applicatifs de ces résultats, les avantages d'utiliser des vibrations contrôlées sont mis en évidence aux travers de l'ajustement de l'amplitude des vibrations ce qui constitue un moyen actif de contrôler les propriétés magnétiques (telle que la perméabilité des cycles mineurs). Cette sollicitation apporte aussi une possibilité de désaimanter un échantillon doux par activation mécanique. L'étude de dispositifs du génie électrique pouvant bénéficier avantageusement de ce type de sollicitation mécanique fera l'objet du chapitre 5.

Chapitre 4

Représentation de l'avancée d'une paroi sur un défaut magnéto-élastique par l'application d'une contrainte

Sommaire

4.1 Introduction **82**
4.2 Origine des défauts **83**
4.2.1 Détails de l'échantillon étudié 83
4.2.2 Description des défauts magnéto-élastiques 85
4.3 Détermination analytique de l'énergie d'interaction du système défaut-paroi magnétique **86**
4.3.1 Energie magnétostatique défaut - paroi 86
4.3.2 Densités d'énergies d'anisotropie considérées pour un défaut 91
4.3.3 Profil énergétique 91
4.4 Effet cumulatif induit par une contrainte mécanique externe variable **97**
4.5 Confrontation modèle-expérimentation **99**
4.6 Conclusions **100**

Résumé

Ce chapitre porte sur la modélisation du comportement magnétique sous l'effet d'un champ en condition magnétique quasi-statique et d'une contrainte mécanique variable. Le modèle présenté considère les défauts associés à une distribution irrégulière de contraintes mécaniques résiduelles. L'énergie impliquée pour le dé-piégeage d'une paroi retenue par ces défauts est exprimée. Outre les anisotropies magnéto-cristalline et magnéto-élastique, l'interaction magnétostatique défaut-paroi est prise en compte. Ce modèle permet d'estimer qualitativement la réduction du champ coercitif constatée expérimentalement et d'interpréter le mécanisme qui en est à l'origine.

4.1 Introduction

Les résultats expérimentaux présentés précédemment montrent une réduction importante du champ coercitif pour un échantillon torique en $Fe_{49}Co_{49}V_2$ lors de l'application d'une sollicitation mécanique répétée. Il est montré que la grandeur qui conditionne cet effet est l'amplitude de la contrainte $|\sigma_{\theta\theta}|$ appliquée (voir figure 3.5). Il apparaît également que seul l'hystérésis statique se trouve réduite et que les variations d'aimantation en réponse aux sollicitations mécaniques se trouvent plus importantes autour du champ coercitif et plus faibles au voisinage du coude de l'hystérésis puis de la saturation. En conséquence, il convient de se focaliser sur les mécanismes de piégeage des parois de Bloch qui séparent des domaines aimantés à 180°, bien qu'une part non négligeable de la coercivité est aussi causée par les déplacements de parois 90°.

Dans la littérature, l'effet sur l'hystérésis de l'application répétée d'une contrainte mécanique a été relativement peu étudié. Une expérimentation succincte est réalisée par Bozorth [Bozorth, 1951] avec un alliage de permalloy-68 (chapitre 1 §1.3.3 figure 1.29) mais aucune modélisation se rapportant à cet effet n'a fait l'objet d'étude. Ainsi, les mécanismes à l'origine de cette réduction du champ coercitif ne sont que très peu explicités. En effet, les modèles établis pour quantifier ce couplage magnéto-mécanique sont souvent restreints aux contraintes mécaniques statiques [Smith et Birchak, 1969], [Hubert et Daniel, 2011] et ne considèrent pas le caractère répétée de la sollicitation mécanique. Il apparaît pourtant, à la vue des faibles amplitudes de contraintes et de leurs effets importants sur la coercivité du Fer-Cobalt qu'il faille en comprendre les répercussions. C'est alors vers un modèle dit de compréhension qui permette d'entrevoir les rouages qui expliquent ce couplage magnéto-mécanique qu'il faut se tourner. En conséquence, c'est par la description de l'engrenage élémentaire que constitue le piégeage d'une paroi de Bloch sur un défaut qu'il convient de débuter. Ce sont les travaux de Néel [Néel, 1946] sur la coercivité qui constitueront le socle de départ. Il s'agit alors de décrire au travers des fluctuations des directions d'aimantation à l'intérieur des domaines, les champs de piégeage qui maintiennent la paroi et dont résulte le champ coercitif. En effet, toute déviation de l'aimantation implique l'apparition de charges magnétiques fictives qui se trouvent alors diluées à l'intérieur des domaines. L'énergie magnétostatique qui en résulte ne varie alors qu'au voisinage d'une paroi - i.e. lorsque la paroi intersecte les densités de charges.
Ces changements de direction d'aimantation s'expliquent alors par des variations d'anisotropies qui constituent les défauts. Il s'agit alors d'en esquisser les origines et outre les défauts métallurgiques comme les cavités et inclusions non-magnétiques traitées par [Kersten, 1943], qui induisent une discontinuité de l'aimantation, d'autres défauts sont à considérer. Les fluctuations d'anisotropie magnéto-élastique dues à des contraintes internes irrégulièrement réparties peuvent également conduire à une déviation de l'aimantation [Traüble, 1969], [Seeger, 1966]. Les travaux de Astie et Degauque [Astie et Degauque, 1985] étudient par exemple l'influence des défauts structuraux (dislocations, contraintes internes) sur le comportement des parois de Bloch à 90° dans le fer pur ceci à partir de la mesure du frottement intérieur magnéto-mécanique.
Il s'agit donc de décrire le rouage que constitue un ensemble paroi - défaut. Ce sont alors des champs de piégeage qui apparaissent lorsqu'une paroi intersecte un défaut, caractérisé par une direction d'aimantation qui diffère de celle des domaines qui l'immergent, que le champ coercitif est déduit. Contrairement aux travaux de Degauque [Astie et Degauque, 1985] qui traitent des parois de Bloch à 90°, on se focalisera sur les parois à 180° suite aux interprétations expérimentales (dont les déplacements sont importants pour des valeurs d'aimantation macroscopique nulles). De ce rouage se dessine ensuite l'engrenage qui mène à une réduction du champ coercitif lors de l'application d'une contrainte répétée. Cette description de l'effet entrevu expérimentalement a alors pour finalité d'en préciser les conditions (autres matériaux, autres sollicitations, ...) sous lesquelles il peut être vu et exploité.

4.2 Origine des défauts

Dans cette étude, ce sont a fortiori les fluctuations d'anisotropie magnéto-élastique qui sont considérées à l'origine des défauts, dits défauts magnéto-élastiques et notées (md) par la suite. En effet, les contraintes internes qui mènent à ces variations peuvent être dues à des dislocations [Seeger *et al.*, 1943], aux joints de grains ainsi qu'aux incompatibilités de déformations mécaniques et aux contraintes d'origine magnétostrictive qui en résultent [Nabi *et al.*, 2013], [Waeckerlé, 2010a]. Finalement, on décrira tous ces défauts comme ayant une même conséquence : une fluctuation de la densité d'énergie magnéto-élastique. La taille de ces fluctuations est donnée par l'échelle caractéristique des perturbations élastiques du réseau cristallographique induites par la présence d'imperfections. La taille de ces perturbations sera supposée au moins supérieure à plusieurs groupements d'atomes (i.e généralement bien supérieure à la taille du coeur d'une dislocation). C'est cette taille caractéristique qu'il convient d'encadrer et ce pour l'échantillon étudié.

4.2.1 Détails de l'échantillon étudié

L'échantillon étudié est en alliage $Fe_{49}Co_{49}V_2$ et se présente sous la forme d'un circuit magnétique torique de section rectangulaire ($\varnothing_{moy}$= 100 mm, section de 1cm x 2mm). Cet échantillon n'a pas suivi le procédé industriel dédié aux tôles $Fe_{49}Co_{49}V_2$ souvent utilisées dans les machines et actionneurs spéciaux (nouvelles tôles FeCo Fully Process [Waeckerle, 2014]). La forme torique a été débitée par usinage mécanique dans un échantillon massif. Ce tore a ensuite été aminci par électro-érosion à 2mm d'épaisseur. Cet échantillon s'éloigne donc fortement des tôles industrielles et ne profite pas des étapes de laminage qui conditionnent les caractéristiques magnétiques qui s'acquièrent lors du traitement thermique de recristallisation. Cet échantillon n'a subi qu'un traitement thermique de relaxation après découpe à 850°C pendant 3 heures (refroidissement de 250°C/h) sous hydrogène. Cet échantillon est donc en proie à d'assez fortes ségrégations chimiques du fer, cobalt et vanadium issues de la solidification du lingot (dendrites) et possède donc localement, des fluctuations de composition en % Co et % Fe. Ces fluctuations de composition provoquent autant de fluctuations des propriétés magnétostrictives et magnétocristallines et ainsi d'autant plus d'incompatibilité de déformation locale entre zone de fluctuations, et donc d'incompatibilité de transfert de flux magnétique entre zones de fluctuations.
Ce sont alors, faute de caractérisations spécifiques, aux données de la littérature sur des tôles de type rotor que se réfèrent les grandeurs présentées par la suite (pour les traitements rotor voir [Rekik, 2014] page 149).
L'observation au microscope, figure 4.1, montre par exemple pour un matériau FeCo-2V R des grains de diamètre de l'ordre de 15 μm (diamètre variable selon les nuances). Ces grains présentent une anisotropie magnéto-cristalline de symétrie cubique très faible et de l'ordre de $K_1 < 200 J/m^3$, $K_2 \approx 0$ ([Waeckerlé, 2010a] page 7).

Les parois et domaines - de l'ordre de quelques μm de large [Yu, 2000] - s'établissent à l'intérieur des grains et la conservation du flux d'un grain à l'autre impose alors que les parois et domaines parcourent plusieurs grains comme l'illustre la figure 4.2. Les joints de grains constituent par conséquent des défauts potentiels pour les parois du fait des variations d'anisotropies qu'ils marquent. De plus, comme les directions d'aimantation diffèrent d'un grain à l'autre, les déformations de magnétostriction qu'expérimenteraient chaque grain si ils étaient mécaniquement isolés de ces voisins diffèrent également. Il résulte de l'équilibre mécanique qui s'établit entre les grains des contraintes d'origine magnétostrictives. Ces frustrations impliquent des variations de l'anisotropie magnéto-élastique à l'intérieur même des grains comme l'illustre la figure 4.3.

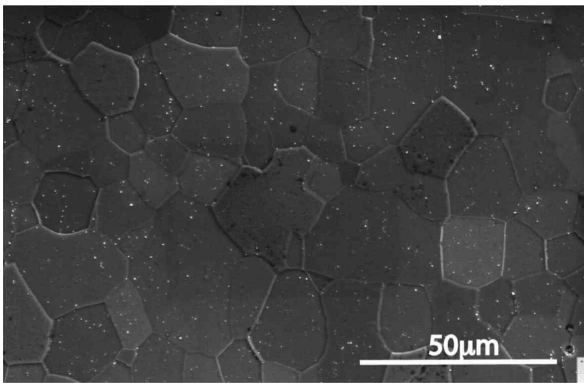
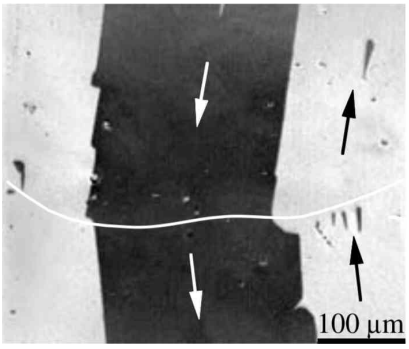
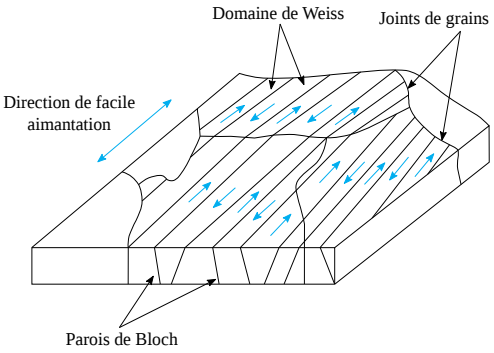


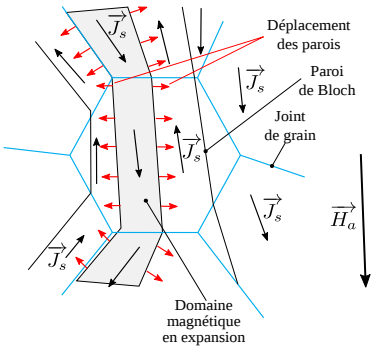
FIGURE 4.1 – Observation par MEB d'un alliage de FeCo-2V R après recristallisation [Rekik, 2014] (page 151).



(a) observation Kerr au joint de grains d'un alliage de Fer-Silicium [Hubert et Schäfer, 1998]



(b) domaines magnétiques de Weiss [Waeckerlé, 2010a]



(c) conservation du flux aux joints de grain [Waeckerlé, 2010a]

FIGURE 4.2 – Structure en domaine et paroi d'un polycristal.

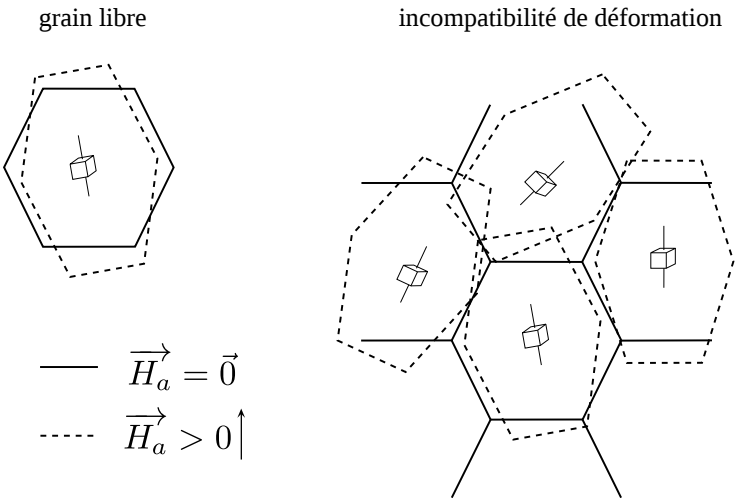


FIGURE 4.3 – Représentation des perturbations élastiques provoquées par incompatibilité de déformation inter grains sous l'effet de la magnétostriction [Waeckerlé, 2010a].

4.2.2 Description des défauts magnéto-élastiques

Les variations locales, i.e. à l'intérieur d'un grain, de l'anisotropie locale sont alors assimilées à des défauts dont la taille se situe entre celle d'un grain et la largeur d'une paroi, à l'échelle des domaines. Un défaut se caractérise par une contrainte interne uniforme et une direction d'aimantation qui diffère de celle du(des) domaine(s) qui l'environne(nt).
La taille des défauts est a fortiori très supérieure à la largeur d'une paroi généralement comprise entre 10 et 100 nm pour l'alliage étudié ([Hubert, 2008] page 8), c'est-à-dire la longueur caractéristique qu'il faut à l'aimantation pour changer de sens. L'état d'aimantation d'un défaut dépend en conséquence des domaines qui l'entourent et de la position de la paroi.
Lorsqu'un défaut se trouve immergé à l'intérieur d'un domaine, l'énergie magnétostatique qui résulterait d'une aimantation différente en direction entre le défaut et le domaine s'avérerait très importante et très supérieure aux énergies d'anisotropie. Toutes déviations de l'aimantation de manière cohérente à l'intérieur d'un défaut sont alors très réduites. Ces îlots de charges ne constituent un obstacle que lorsqu'une paroi les intersecte. Les densités de charges changent de signe lors du basculement du sens de l'aimantation que marque le passage d'un domaine à l'autre. L'énergie magnétostatique se trouve réduite par la proximité de ces charges opposées et implique le piégeage de la paroi sur le défaut.

La taille des défauts considérés autorise par contre les déviations progressives de l'aimantation qui tendrait à s'accommoder de la direction de facile aimantation du défaut et à plier sous la pression qu'exerce la magnétostatique. C'est l'effet μ^* décrit par Chikazumi dans [Chikazumi, 1997] (page 437). Les charges magnétiques fictives qui résulteraient de ces déviations progressives se trouvent alors diluées à l'intérieur du(es) défaut(s) et donc du domaine qui le(s) recouvre(nt). C'est l'idée d'une première modélisation décrite dans [Ghibaudo *et al.*, 2013] qui considère les effets d'écrantage magnétostatique μ^* dans l'environnement voisin du défaut. Ce voisinage du défaut est alors assimilé à une coquille perméable qui agit à la manière d'un blindage sphérique. Cette modélisation a été écarté car outre la coquille, le défaut bien que grand à l'échelle de la paroi est supposé d'aimantation uniforme. En conséquence, l'énergie magnétostatique associée à ce défaut bissecté par la paroi conditionne à elle seule le champ de piégeage. L'hypothèse d'un défaut d'aimantation uniforme parait trop grossière et fragilise la démarche.

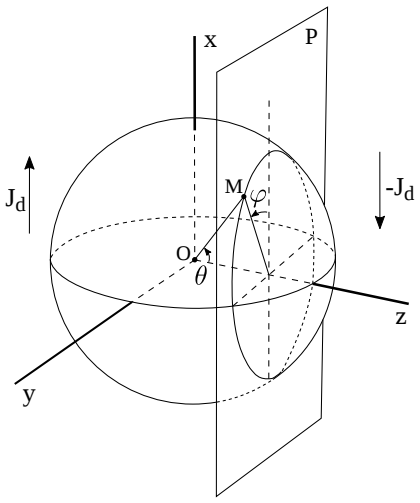


FIGURE 4.4 – Représentation adoptée par Néel pour traiter l'interaction entre une paroi et une inclusion non magnétique sphérique [Néel, 1978] (page 318).

Au vu de la taille caractéristique des défauts considérés, bien supérieure à la largeur d'une

paroi mais inférieure au domaine, et dans le souci de simplifier les développements analytiques, plusieurs hypothèses sont faites :

— La contrainte interne qu'expérimente un défaut est uniforme. Seules les termes associés à la traction et la compression sont considérés, les termes de cisaillement étant négligés dans un souci de simplification des développements. D'un défaut à l'autre, seule l'orientation de l'anisotropie causée par la contrainte interne (décrite par les angles φ_i , θ_i) est variable et non l'amplitude tout comme dans [Néel, 1946].
— La polarisation J_{md} à l'intérieur d'un défaut est égale en amplitude à celle des domaines qui l'immergent (figure 4.5).
— Les défauts sont assimilés à des sphères et n'apportent pas d'anisotropie de forme (figure 4.4).

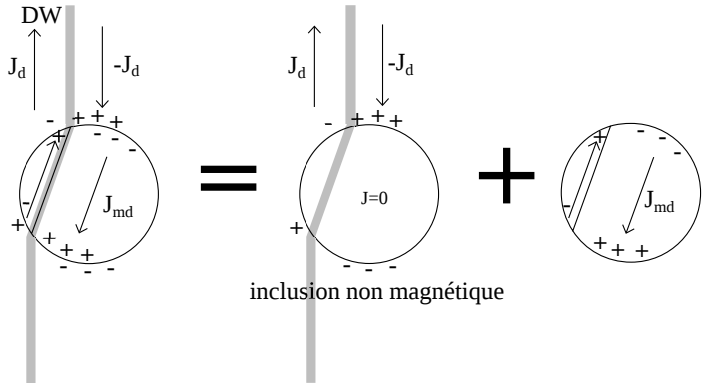
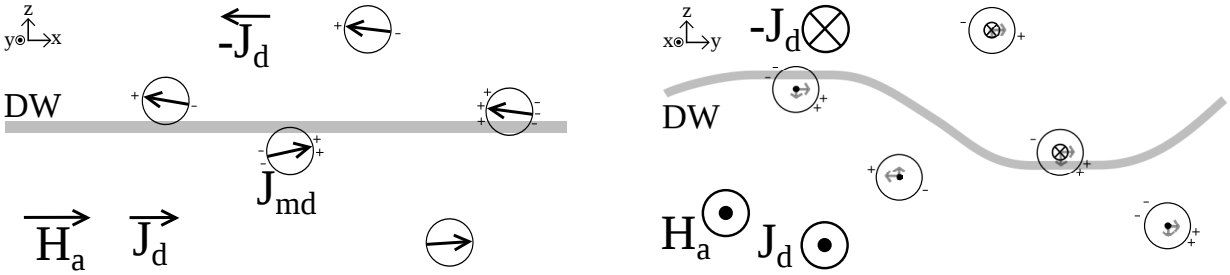


FIGURE 4.5 – Principe de superposition adopté pour calculer les densités de charges magnétiques du système paroi - défaut.



(a) vue dans le plan des domaines (b) vue transverse aux domaines

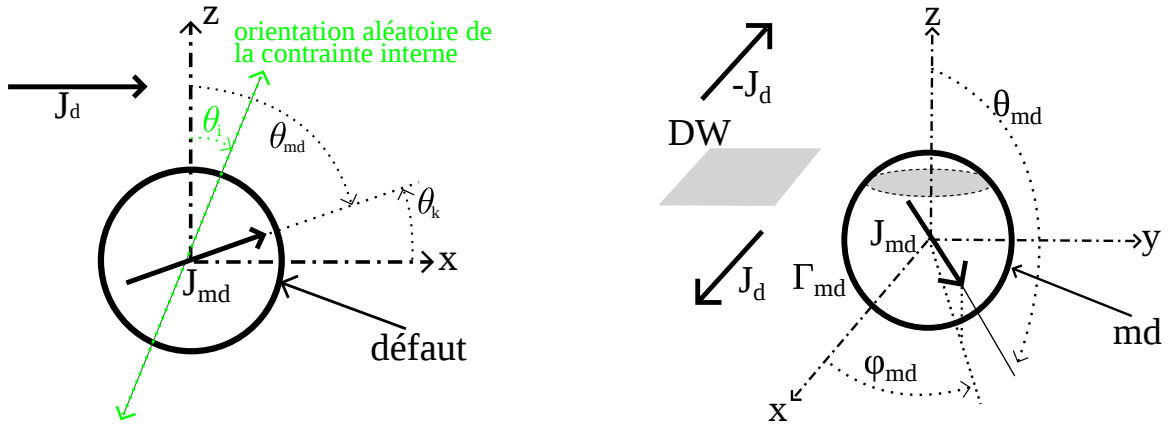
FIGURE 4.6 – Représentation d'une paroi qui se déplace sur des défauts magnéto-élastiques sphériques dont les directions d'aimantations sont très légèrement déviées de celles des domaines qui le jouxte.

4.3 Détermination analytique de l'énergie d'interaction du système défaut-paroi magnétique

4.3.1 Energie magnétostatique défaut - paroi

Dans cette section, il s'agit d'estimer l'énergie magnétostatique associée à un ensemble défaut - paroi et ce en fonction de la position de la paroi et de la direction d'aimantation du défaut.

Comme vu précédemment, le défaut est d'une taille supérieure à la largeur de paroi de sorte que lorsqu'il est bissecté par une paroi, son aimantation bascule également d'un sens à l'autre en correspondance avec celle des domaines qui le jouxtent. La direction de l'aimantation des deux cotés du défaut séparés par la paroi reste alors la même. La paroi s'adapte de manière à éluder toutes charges magnétiques fictives sur chacune de ces faces et n'est pas considérée rigide comme l'illustre les figures 4.5 et 4.6b. La polarisation du défaut [1] est alors décrite par $\epsilon\overrightarrow{J_{md}}$ où $\epsilon = \pm 1$ en fonction de la position par rapport à la paroi. Cette aimantation est alors orientée suivant le vecteur unitaire $\overrightarrow{u_{md}}$ repéré en coordonnées sphériques par θ_{md} et φ_{md}. L'aimantation des domaines est également décrites par $\epsilon\overrightarrow{J_d}$ suivant la direction Ox (ou aussi suivant le vecteur unitaire $\overrightarrow{u_d}$) comme illustré sur la figure 4.7.



(a) Rotation de polarisation d'un défaut magnéto-élastique

(b) Paroi qui intersecte le défaut magnéto-élastique

FIGURE 4.7 – Représentation d'un défaut magnéto-élastique (md) intersecté par une paroi, i.e entre deux domaines. La direction de l'aimantation des domaines qui jouxtent le défaut est orientée suivant l'axe d'anisotropie magnétocristalline par hypothèse uniaxiale (Ox) et coïncide avec la direction du champ appliqué. Oz : direction de l'avancée d'une paroi. L'épaisseur de paroi est considérée nulle pour simplifier les développements analytiques.

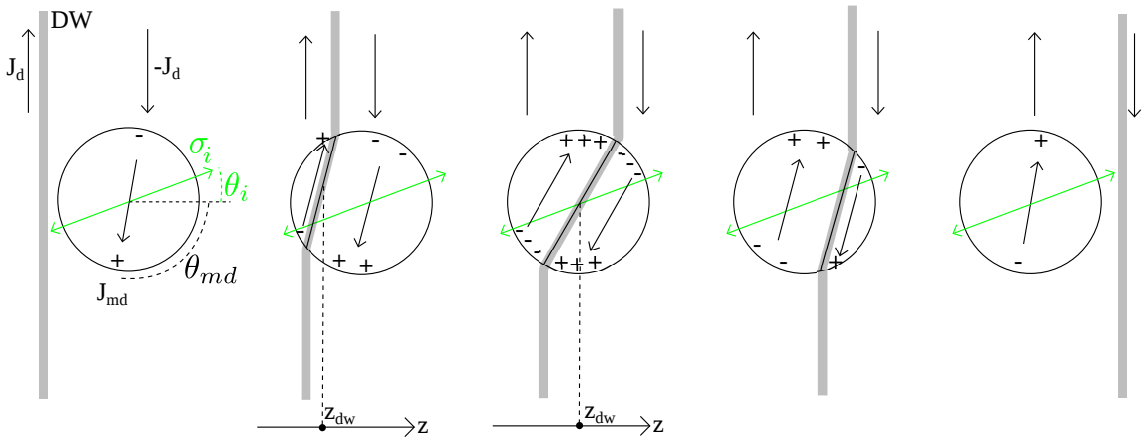


FIGURE 4.8 – Représentation du déplacement d'une paroi sur un défaut magnéto-élastique bi-domaine. L'angle de polarisation du défaut évolue avec le déplacement de la paroi.

1. indexée par « md » pour « défaut magnéto-élastique »

L'expression de l'énergie magnétostatique E_{ms} associée aux densités de charges σ à la surface du défaut est exprimée comme mentionné dans [Néel, 1978] (page 318) et [Medeiros *et al.*, 1998] :

$$E_{ms}(z) = \frac{1}{2}\int_{\Gamma_{md}} \sigma U|_{r=R_{md}} \mathrm{d}\Gamma_{\mathrm{md}} \tag{4.1}$$

avec R_{md} le rayon du défaut, Γ_{md} la surface sphérique du défaut et U le potentiel scalaire magnétique.

La détermination de l'énergie magnétostatique (équation (4.1)) requiert d'abord le calcul des densités de charges magnétiques σ qui se décomposent par superposition (figure 4.5) en un terme σ_{md} associé aux charges dues à l'aimantation du défaut seul et en un terme σ_d associé aux charges dues à l'aimantation des domaines seuls qui intersectent une inclusion non magnétique. Par superposition, $\sigma = \sigma_{md} + \sigma_d$. Ces densités de charges σ apparaissent à l'interface entre défaut et domaines. Les densités de charges σ_{md} sont exprimées dans le repère associé à l'aimantation des domaines $\overrightarrow{Ox}$ et sont développées à l'aide des polynômes de Legendre [2] $P_n(z)$ à l'aide du produit scalaire [Néel, 1978] (page 318) :

$$\sigma_d = \frac{1}{\mu_0}\overrightarrow{J_d}\cdot\overrightarrow{u_r} = \frac{J_d}{\mu_0}\epsilon_{(z_{dw})}\overrightarrow{u_d}\cdot\overrightarrow{u_r} = \frac{J_d}{\mu_0}\sum_{n=1}^{\infty} c_n {P_n}'(z) cos(\varphi) sin(\theta) \tag{4.2}$$

$$\sigma_{md} = \frac{1}{\mu_0}\overrightarrow{J_{md}}\cdot(-\overrightarrow{u_r}) = \frac{J_{md}}{\mu_0}\epsilon_{(z_{dw})}\overrightarrow{u_{md}}\cdot(-\overrightarrow{u_r}) \tag{4.3}$$

où ${P_n}'(z) = \mathrm{d}P_n(z)/\mathrm{d}z$ désigne la dérivée des polynômes de Legendre $P_n(z)$, $\overrightarrow{u_r}$ le vecteur unitaire radial (hypothèse normale sortante). Les coefficients de Fourrier c_n sont les projections des densités de charge σ_d sur la base des polynômes de Legendre. La fonction $\epsilon_{(z_{dw})}$ décrit le renversement d'aimantation dans les domaines de sens opposé de part et d'autre de la paroi ainsi que le renversement d'aimantation dans le défaut dit bi-domaine. Cette fonction s'exprime tel que $\epsilon = -1$ si $z < z_{dw} = R_{md} \cdot cos(\theta_{dw})$ et 1 sinon, comme indiquée sur la figure 4.7b.
Seul le calcul de σ_d est détaillé dans la suite puisque σ_{md} et σ_d sont liées par la relation :

$$\sigma_{md} = -\sigma_d \cdot \frac{J_{md}}{J_d} \cdot cos(\varphi_{md}) \cdot sin(\theta_{md}) \tag{4.4}$$

Pour poursuivre le calcul des coefficients de Fourrier c_n dans l'équation (4.2), similaire à l'étude des inclusions non magnétiques dans [Néel, 1978], la relation (4.2) est multipliée par $(\mu_0/J_d) \cdot {P_q}' \cdot sin(\theta)$ et intégrée de $t = z/R_{md} = -1$ à $t = 1$ sachant que $t = cos(\theta)$ et que $\overrightarrow{u_d}\cdot\overrightarrow{u_r} = cos(\varphi)\cdot sin(\theta)$, cela donne l'égalité :

$$\int_{-1}^{1} \epsilon_{(t_{dw})} {P_q}'(t) cos(\varphi) sin^2(\theta) \mathrm{dt} = \int_{-1}^{1} \sum_{n=1}^{\infty} c_n {P_n}'(t) {P_q}'(t) cos(\varphi) sin^2(\theta) \mathrm{dt} \tag{4.5}$$

En écrivant que $sin^2(\theta) = 1 - cos^2(\theta) = 1 - t^2$, puis, pour le membre de gauche de l'équation (4.5), en décomposant l'intégrale en deux intégrales séparées tel que $\int_{-1}^{1}\epsilon = -\int_{-1}^{t_{dw}} + \int_{t_{dw}}^{1}$ avec $t_{dw} = z_{dw}/R_{md}$, il en résulte la relation suivante :

$$\int_{-1}^{t_{dw}} {P_q}' \cdot (1-t^2) \cdot \mathrm{dt} - \int_{t_{dw}}^{1} {P_q}' \cdot (1-t^2) \cdot \mathrm{dt} = \int_{-1}^{1} \sum_{n=1}^{\infty} c_n {P_n}' {P_q}' \cdot (1-t^2) \cdot \mathrm{dt} \tag{4.6}$$

2. Les polynômes de Legendre sont une base de polynômes orthogonaux. Ils sont solutions de l'équation de Laplace en coordonnées sphériques (et s'obtiennent par la méthode de séparation des variables)

Pour le membre de droite de l'équation (4.6), la propriété (4.7) est d'abord utilisée :

$$P_n{}' = P_n \cdot (1-t^2)^{-1/2} \tag{4.7}$$

Suivie des propriétés d'orthogonalité des polynômes de Legendre [Ayant et Borg, 1971] :

$$\int_{-1}^{1} P_n P_q \mathrm{dt} = \frac{2(n+1)!}{(2n+1)(n-1)!}\delta_{n,q} = \frac{2n(n+1)}{2n+1}\delta_{n,q} \tag{4.8}$$

avec $\delta_{n,q}$ le symbole de Kronecker $\delta_{n,q} = 1$ si $n = q$ ou 0 si $n \neq q$.
Pour le terme de gauche de l'équation (4.6), les formules de récurrence entre polynômes de Legendre [Ayant et Borg, 1971] sont utilisées :

$$P_n{}' \cdot (1-t^2) = \frac{n(n+1)}{2n+1}\left(\frac{P_n{}' - P_{n-2}{}'}{2n-1} - \frac{P_{n+2}{}' - P_n{}'}{2n+3}\right) \tag{4.9}$$

Les équations (4.7), (4.8) et (4.9) associées aux propriétés des polynômes de Legendre permettent donc de ré-écrire l'équation (4.6) sous la forme :

$$-\int_{-1}^{t_{dw}} g \cdot Q_n{}' \mathrm{dt} + \int_{t_{dw}}^{1} g \cdot Q_n{}' \mathrm{dt} = c_n \cdot 2g \tag{4.10}$$

où $g = n(n+1)/(2n+1)$, et :

$$Q_n(t) = \left(\frac{P_n - P_{n-2}}{2n-1} - \frac{P_{n+2} - P_n}{2n+3}\right) \tag{4.11}$$

Après simplification, les coefficients de Fourrier c_n dans l'équation (4.2) sont obtenus par :

$$c_n(z_{dw}) = \left(\frac{P_{n-2}(z_{dw}) - P_n(z_{dw})}{2n-1}\right) - \left(\frac{P_n(z_{dw}) - P_{n+2}(z_{dw})}{2n+3}\right) \tag{4.12}$$

Les densités de charges déposées σ_d sont donc estimées dans l'équation (4.2) à l'aide de l'évaluation des coefficients c_n. Les densités de charges σ_{md} se déduisent par l'équation (4.4) ce qui permet au final d'estimer les densités de charges totale $\sigma = \sigma_{md} + \sigma_d$ déposées sur la périphérie du défaut sphérique intersecté par une paroi :

$$\sigma(r,\theta,\varphi) = \frac{J_d}{\mu_0}\sum_{n=1}^{\infty} c_n \left(1 - \frac{J_{md}}{J_d} cos(\varphi_{md}) sin(\theta_{md})\right) P_n{}' cos(\varphi) sin(\theta) \tag{4.13}$$

Pour poursuivre le calcul de l'énergie magnétostatique donné par l'expression (4.1), les solutions en potentiel scalaire U de l'équation de Laplace sont exprimées sur un point quelconque à l'extérieur (i.e dans les domaines qui jouxtent le défaut) puis à l'intérieur du défaut afin d'obtenir le potentiel $U|_{r=R_{md}}$ à l'interface Γ_{md}. Le potentiel U_d à l'extérieur du défaut s'écrit dans la base des polynômes de Legendre tel que [Durand, 1968] :

$$U_d(r,\theta,\varphi) = \frac{1}{4\pi}\int_S \frac{\sigma}{r} \cdot \mathrm{dS} = \sum_{n=1}^{\infty} a_n r^{-(n+1)} P_n{}'(z) cos(\varphi) sin(\theta) \tag{4.14}$$

avec $\mathrm{dS} = r^2 sin(\theta)\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\varphi$ une surface élémentaire en coordonnée sphérique. De manière analogue, le potentiel scalaire U_{md} à l'intérieur du défaut se développe tel que :

$$U_{md}(r,\theta,\varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n r^n P_n{}'(z) cos(\varphi) sin(\theta) \tag{4.15}$$

Il s'agit à présent d'identifier dans les équations (4.14) et (4.15) les coefficients a_n et b_n pour déterminer les potentiels scalaires U_d et U_{md} respectivement à l'extérieur et à l'intérieur du défaut. Pour ce faire, la continuité de ces potentiels à l'interface défaut - domaines est utilisée :

$$U_d|_{\Gamma_{md}} = U_{md}|_{\Gamma_{md}} \tag{4.16}$$

Le système d'équation est complété en utilisant la discontinuité du champ normal de part et d'autre de la surface Γ_{md} tel que :

$$(\overrightarrow{H_d} - \overrightarrow{H_{md}}) \cdot \overrightarrow{u_r} = \sigma \tag{4.17}$$

L'équation (4.17) s'écrit aussi sous la forme :

$$- \left.\frac{\partial U_d}{\partial r}\right|_{\Gamma_{md}} + \left.\frac{\partial U_{md}}{\partial r}\right|_{\Gamma_{md}} = \sigma \tag{4.18}$$

Les coefficients a_n et b_n sont ensuite calculés grâce aux relations de passage (4.16), (4.18) et l'expression de σ donnée par (4.13). Ces coefficients a_n et b_n s'expriment en fonction des coefficients c_n tel que :

$$a_n = 4\pi \frac{R_{md}^{n+2}}{2n+1} \cdot \frac{J_d}{\mu_0} c_n \left(1 - \frac{J_{md}}{J_d} cos(\varphi_{md}) \cdot sin(\theta_{md})\right) \tag{4.19}$$

$$b_n = 4\pi \frac{R_{md}^{-(n-1)}}{2n+1} \cdot \frac{J_d}{\mu_0} c_n \left(1 - \frac{J_{md}}{J_d} cos(\varphi_{md}) \cdot sin(\theta_{md})\right) \tag{4.20}$$

Les potentiels magnétiques scalaires sont donc estimés par :

$$U_d(r,\theta,\varphi) = 4\pi \frac{J_d}{\mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r^{-(n+1)} R_{md}^{n+2}}{2n+1} c_n \left(1 - \frac{J_{md}}{J_d} cos(\varphi_{md}) sin(\theta_{md})\right) P_n{}' cos(\varphi) sin(\theta) \tag{4.21}$$

$$U_{md}(r,\theta,\varphi) = 4\pi \frac{J_d}{\mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r^{n} R_{md}^{-(n-1)}}{2n+1} c_n \left(1 - \frac{J_{md}}{J_d} cos(\varphi_{md}) sin(\theta_{md})\right) P_n{}' cos(\varphi) sin(\theta) \tag{4.22}$$

Pour calculer la densité d'énergie magnétostatique d'interaction défaut - paroi $E_{ms}(z)$ (unité J/m^3), il suffit à présent d'insérer l'expression (4.13) des densités de charges σ et du potentiel scalaire à l'interface $U_d|_{r=R_{md}} = U_{md}|_{r=R_{md}}$ (équations (4.21) et (4.22)) dans la relation (4.1). Le changement de variable $t = cos(\theta) = z/R_{md}$ ainsi que les propriétés d'orthogonalité des polynômes de Legendre [Ayant et Borg, 1971] données par l'équation (4.8) permettent de poursuivre ce calcul. Au final, l'énergie $E_{ms}(z)$ s'obtient en fonction des coefficients c_n (qui sont fournis par l'équation (4.12)) et s'exprime :

$$E_{ms}(z_{dw}) = 4\pi^2 \left(\frac{J_d}{\mu_0}\right)^2 R_{md}^3 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n+1)}{(2n+1)^2} \left[c_n(z_{dw}) \left(1 - \frac{J_{md}}{J_d} cos(\varphi_{md}) sin(\theta_{md})\right)\right]^2 \tag{4.23}$$

La relation (4.23) peut être comparée avec succès à l'expression de Néel [Néel, 1978] (page 318) pour le cas d'inclusion non-magnétique ($J_{md} = 0$).

4.3.2 Densités d'énergies d'anisotropie considérées pour un défaut

Pour calculer l'état d'équilibre sur un défaut fonction de l'angle $\gamma_{md} = (\theta_{md}\ ,\ \varphi_{md})$, il faut exprimer les différents termes d'anisotropie. Comme les déviations de l'aimantation sont a priori très réduites, la densité d'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline, de symétrie cubique est alors approximée pour simplifier par une anisotropie uniaxiale selon (voir annexe A) :

$$E_k = K_1 sin^2\gamma_k \tag{4.24}$$

avec $\gamma_k = (\widehat{\overrightarrow{EA}, \overrightarrow{J_{md}}})$ et $\overrightarrow{EA}$ l'axe de facile aimantation des domaines qui jouxte le défaut. A l'intérieur d'un domaine, autrement dit hors du défaut, l'anisotropie magnéto-cristalline est considérée comme la seule à dicter la direction de facile aimantation. L'aimantation des domaines est alors supposée suivant cette direction facile ce qui impose que la direction de facile aimantation se trouve suivant $\overrightarrow{J_d}$, i.e Ox.

Pour la densité d'énergie d'anisotropie magnéto-élastique, la contrainte résiduelle caractéristique du défaut est d'amplitude σ_i et orientée par γ_i référencée par rapport à Ox.
A ce terme s'additionne celui associé à la contrainte appliquée par la sollicitation mécanique, d'amplitude σ_a et orientée par γ_a (voir annexe A) :

$$E_{me} = -\frac{3}{2}\lambda\sigma_i cos^2\gamma_i - \frac{3}{2}\lambda\sigma_a cos^2\gamma_a \tag{4.25}$$

où l'hypothèse très simplificatrice sur la magnétostriction isotrope du polycristal est utilisée tel que $\lambda = \lambda_{100} = \lambda_{110} = \lambda_{111}$ (cf annexe A et page 377 de [Chikazumi, 1997]). Par ailleurs, le couplage avec la contrainte dans le terme de magnétostriction macroscopique est ici négligé compte tenu des constats expérimentaux (cf §2.4.4.2 chapitre 2).

Enfin, le terme d'énergie de Zeeman associé au champ local qui agit sur l'orientation de l'aimantation du défaut s'écrit selon : (voir annexe A) :

$$E_{Zloc} = -H_{md} J_{md} cos(\gamma_h) \tag{4.26}$$

où $\gamma_h = (\widehat{\overrightarrow{H_{md}}, \overrightarrow{J_{md}}})$.

Le terme d'énergie d'échange ferromagnétique n'intervient pas ici dans l'état d'équilibre d'un défaut. En effet, à l'intérieur d'un défaut les variations d'aimantations dans un domaine sont nulles ce qui annule l'énergie d'échange entre les moments magnétiques microscopiques.

Finalement, l'énergie totale E_t d'interaction paroi - défaut s'obtient par sommation des termes énergétiques (4.23), (4.24), (4.25) et (4.26) selon :

$$E_t = E_{ms} + E_k + E_{me} + E_{Zloc} \tag{4.27}$$

L'orientation d'équilibre de la polarisation du défaut $\gamma_{md}^{eq} = (\theta_{eq}^{md}\ ,\ \varphi_{md}^{eq})$ est obtenue numériquement par minimisation de E_t. Le profil énergétique à l'équilibre $E_t^{eq}(\theta_{md}^{eq}, \varphi_{md}^{eq}, z_{dw})$ est alors obtenu pour chaque position z_{dw} de la paroi par rapport au défaut.

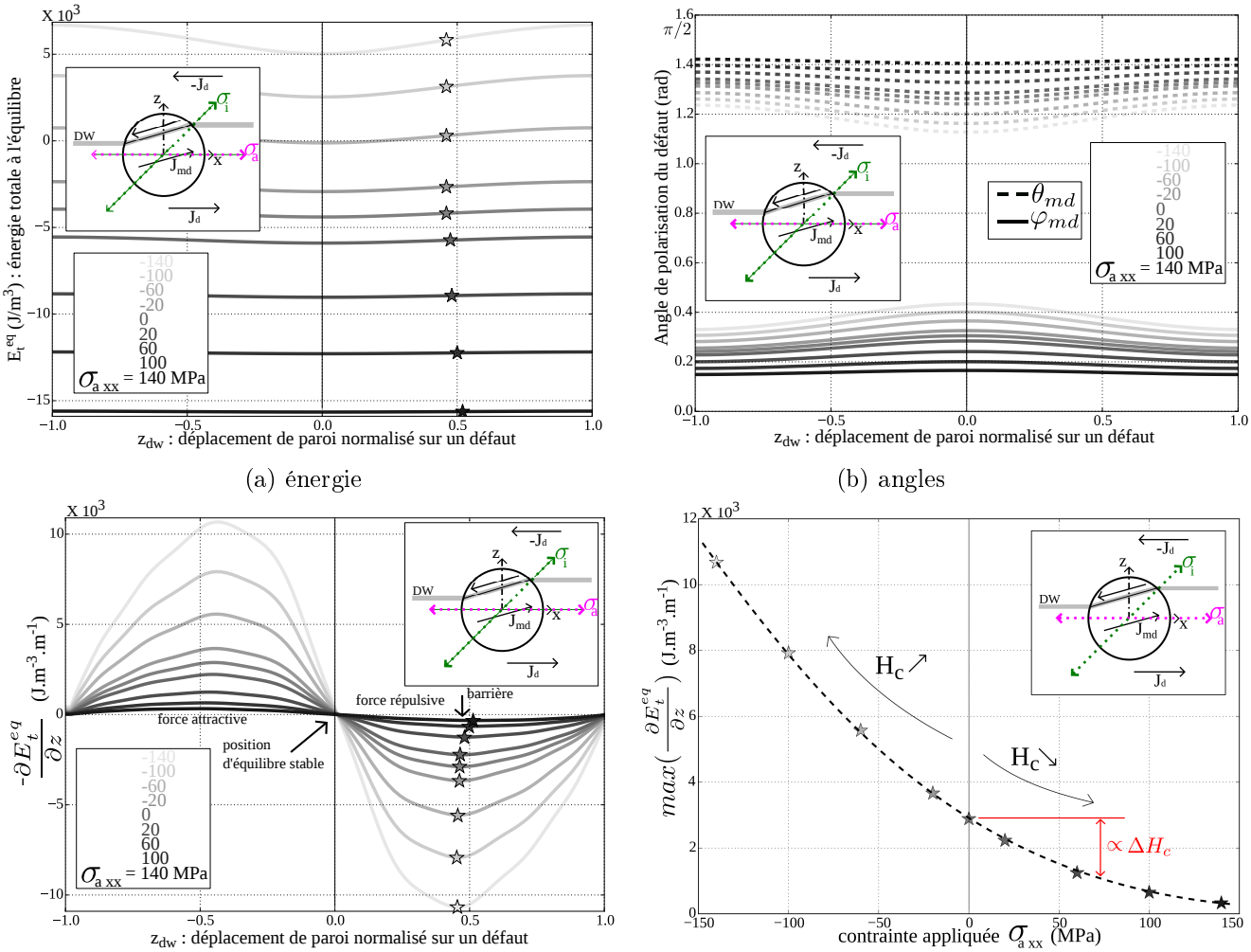
4.3.3 Profil énergétique

Pour discriminer les défauts qui contribuent à la coercivité suivant qu'une contrainte est ou non appliquée, plusieurs situations sont étudiées selon la direction de cette contrainte. En effet, comme illustré sur les figures 4.2a et 4.2c, l'axe de facile aimantation diffère d'un grain à l'autre et la contrainte est elle suivant une direction unique. Cette direction est d'ailleurs identique à

celle du champ appliqué et à la direction de mesure, c'est-à-dire pour le tore, la direction orthoradiale. Pour reproduire cette situation attribuée à la désorientation des grains, deux cas extrêmes sont d'abord étudiés : lorsque la direction d'aimantation facile est parallèle ou perpendiculaire à la direction d'application de la contrainte. Pour ces deux cas, l'orientation de la contrainte interne (d'amplitude σ_i=±100 MPa) est ensuite choisie suivant $\varphi_i = \pi/4$ et $\theta_i = \pi/4$. En effet, la contrainte interne est supposée orientée aléatoirement selon les défauts, l'idée est alors de ne pas privilégier l'une ou l'autre des directions mentionnées précédemment et donc de choisir φ_i et θ_i de sorte que les projections suivant les trois axes Ox, Oy, Oz soient identiques.

Contrainte externe parallèle aux domaines

Un premier cas d'étude consiste donc à étudier l'effet d'une contrainte appliquée suivant la direction des domaines (figure 4.9). Le profil énergétique à l'équilibre pour les différentes positions d'avancé de la paroi est alors calculé et représenté sur la figure 4.9a. Le profil présente une symétrie paire. La position de la paroi z_{dw}=0 est un point d'équilibre stable qui minimise l'énergie totale du système. En effet, Néel souligne dans ces travaux [Néel, 1946] que la position préférentielle de la paroi est celle qui intersecte un îlot de charge magnétique de manière à laisser autant de charges de signe contraire de part et d'autre de la paroi. L'allure du profil énergétique est donc un puits de potentiel analogue à celui obtenu pour une inclusion non magnétique sphérique en annexe B.1. Le dépassement du défaut par la paroi nécessite donc le franchissement de cette vallée énergétique pour déplacer la paroi de la position z_{dw}=0 à la position z_{dw}=1 comme évoqué au chapitre 1 §1.2.4. Or, comme illustré sur la figure 4.9a, la variation d'amplitude de la contrainte externe $\sigma_{a_{xx}}$ appliquée suivant l'axe Ox a pour effet de modifier la profondeur du puits de potentiel.
Le défaut magnéto-élastique, qui passe d'une configuration monodomaine lorsque $|z_{dw}| \geq 1$, à une configuration bi-domaine lorsque $|z_{dw}| < 1$ (figure 4.8), voit sa position angulaire varier suivant l'avancée de la paroi comme le montre la figure 4.9b. Lorsque $|z_{dw}|$ tend vers 1, l'aimantation portée par le défaut est proche en orientation de celles des domaines car la pression magnétostatique exercée par l'un des domaines qui l'entoure est forte. Lorsque $|z_{dw}|$ tend vers 0, la pression magnétostatique exercée par le domaine de gauche est égale à celle exercée par le domaine de droite de sens opposé, la résultante tend vers 0 ce qui autorise la polarisation du défaut à s'éloigner de la direction d'aimantation des domaines et à s'accommoder de l'anisotropie induite par la contrainte interne. Ainsi, la distribution de charges magnétiques, due à la discontinuité de l'aimantation à la frontière entre le défaut et les domaines, évolue lorsque la paroi se déplace sur le défaut. La non uniformité de cette distribution de charge est à l'origine des champs démagnétisants qui entravent la progression de la paroi. Or la force qui entrave la progression de la paroi est proportionnelle au gradient du profil énergétique (chapitre 1 §1.2.5). Ainsi, l'anisotropie provoquée par l'application d'une contrainte externe de traction suivant l'axe Ox d'aimantation des domaines a pour effet de ramener la polarisation du défaut suivant l'orientation des domaines (matériau à magnétostriction positive) ce qui diminue les charges magnétiques et par conséquent la force qui retient la progression de la paroi.
La composante suivant l'axe Oz de la force qui agit sur la paroi est déduite du profil énergétique comme illustrée sur la figure 4.9c. Lorsque z_{dw} est inférieure à 0, cette force est attractive puisque la position $z_{dw} = 0$ est une position de minima d'énergie. A l'inverse, cette force est répulsive (i.e de sens $-\overrightarrow{Oz}$) lorsque z_{dw} est supérieur à 0. Par conséquent, le champ appliqué doit être suffisant pour faire passer la paroi de la position préférentielle z_{dw}=0 à la position z_{dw}=1, ceci se traduit donc par de la coercivité. En particulier, le point dur à franchir est indiqué par une étoile sur les figures 4.9a et 4.9c. Ce point dur correspond à la valeur maximale (en valeur absolue) de la force répulsive qui retient la paroi vers sa position préférentielle z_{dw}=0. Ce point dur se situe approximativement au 3/4 du défaut sphérique, c'est à dire là où le gradient de distribution



(a) énergie

(b) angles

(c) force

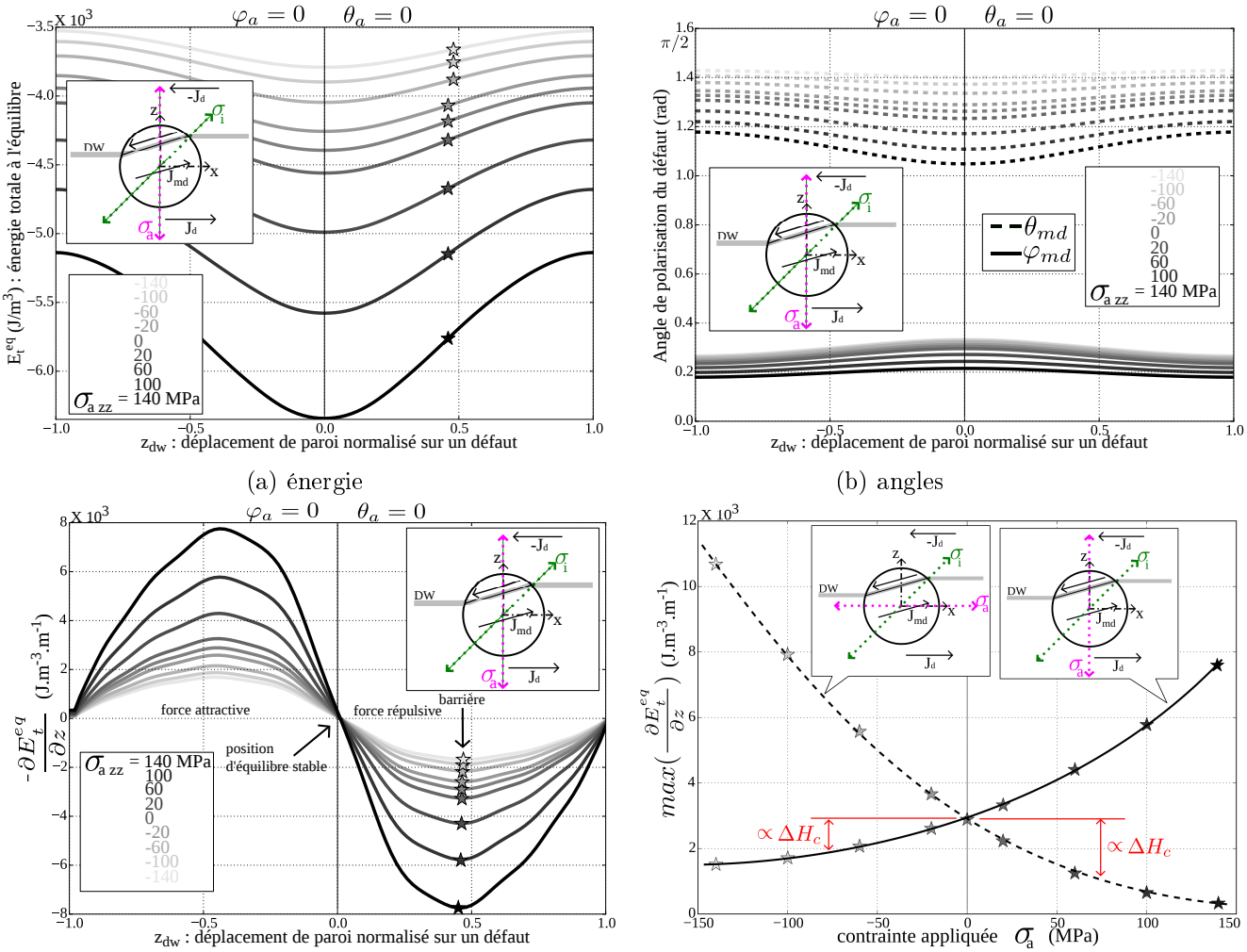
(d) force max VS contrainte

FIGURE 4.9 – Profil énergétique à l'équilibre entre un défaut magnéto élastique et l'avancée d'une paroi, pour une contrainte interne σ_i de 100 MPa orientée suivant ($\varphi_i = \pi/4$, $\theta_i = \pi/4$). L'évolution du profil énergétique est fonction de la contrainte externe σ_a appliquée suivant l'axe d'aimantation des domaines Ox ($\varphi_a = 0$, $\theta_a = \pi/2$).

des charges magnétiques est le plus élevé. Les figures 4.9c et 4.9d montrent clairement l'avantage d'appliquer une contrainte de traction suivant Ox pour diminuer la force qui retient la paroi.

Contrainte externe orthogonale aux domaines

Une seconde configuration consiste à étudier l'effet d'une contrainte appliquée orthogonale à celle des domaines, c'est à dire suivant la direction Oy ou Oz (figure 4.10).
Les résultats de la figure 4.10d comparent deux situations à contrainte interne identique mais où seule la direction de σ_a diffère. Or les variations d'énergie magnéto-élastique dépendent de l'angle d'application des contraintes (équation (4.25)). Ainsi et contrairement au cas précédent d'application de la contrainte parallèle aux domaines, c'est ici la contrainte de compression est bénéfique pour réduire la coercivité du défaut étudié. En effet, une contrainte de compression suivant l'axe Oy ou Oz a pour effet de favoriser l'anisotropie suivant l'axe Ox, c'est à dire suivant la direction des domaines. Autrement dit, cette contrainte de compression tend à ramener la po-



(a) énergie (b) angles

(c) force (d) force max VS contrainte

FIGURE 4.10 – Évolution du profil énergétique en fonction de la contrainte externe appliquée suivant l'axe Oz ($\varphi_a = 0$, $\theta_a = 0$). La contrainte interne σ_i de 100 MPa est orientée suivant ($\varphi_i = \pi/4$, $\theta_i = \pi/4$). Les résultats sont identiques pour une contrainte externe appliquée suivant l'axe Oy.

larisation J_{md} du défaut vers la direction des domaines, ce qui diminue l'apparition de charge magnétique à l'interface défaut-domaine et donc diminue la coercivité. Cependant, la figure 4.10d montre la dissymétrie en contrainte de traction ou compression : la contrainte de compression $\sigma_{a_{zz}}$ fait diminuer la barrière énergétique dans des proportions plus faibles qu'une contrainte de traction $\sigma_{a_{xx}}$.

Contrainte externe de direction φ_a variable

Afin d'étudier l'influence de la direction d'application de la contrainte, il s'agit à présent de tracer le profil énergétique du système défaut-paroi pour différentes valeurs d'angles φ_a intermédiaires compris entre $-\pi/2$ et $\pi/2$. Pour simplifier l'analyse, l'angle θ_a est une nouvelle fois fixé à $\pi/2$. La contrainte interne σ_i=±100 MPa est à présent selon les cas de la figure 4.11 soit en traction soit en compression et orientée suivant $\varphi_i = \pi/4$, $\theta_i = \pi/2$. Ainsi, la courbe en trait discontinue noir de la figure 4.11 montre que la situation qui minimise la coercivité du défaut est celle d'une contrainte appliquée d'angle φ_a opposé à l'angle φ_i de la contrainte interne (avec $\sigma_a = \sigma_i$). Cette courbe montre aussi qu'au delà d'une certaine valeur d'angle φ_a, la coercivité du défaut augmente par rapport au cas σ_a=0.

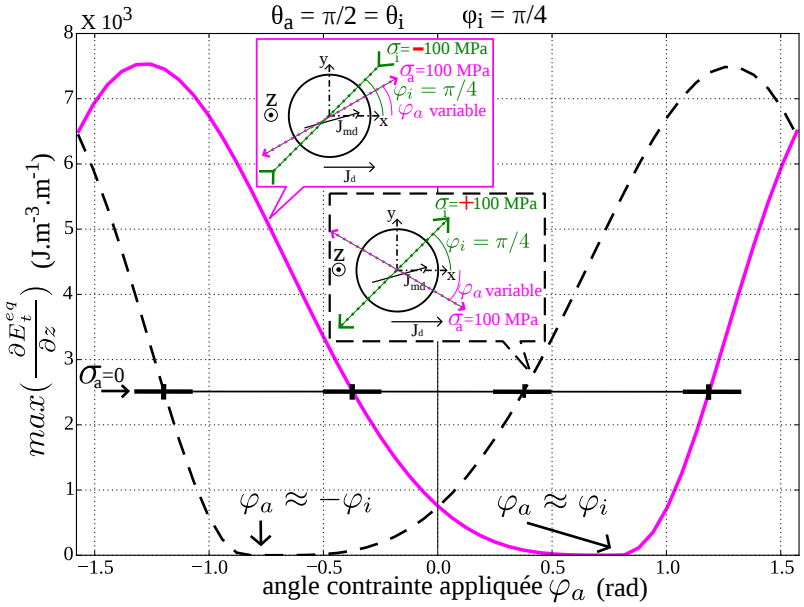
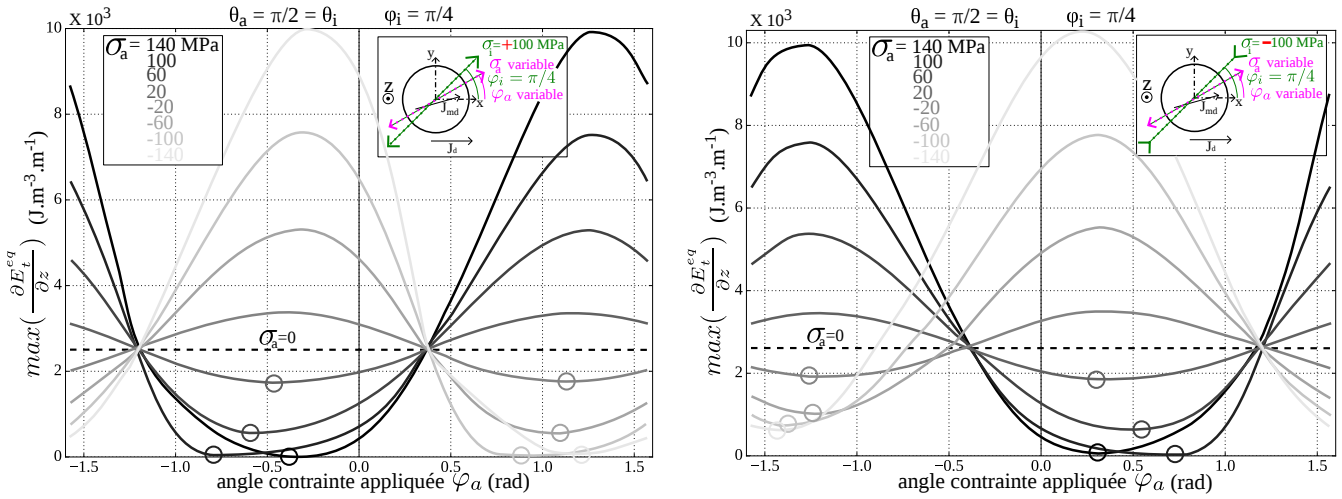


FIGURE 4.11 – Coercivité d'un défaut au travers de la grandeur $max(\frac{\partial E_t^{eq}}{\partial z})$ en fonction de l'orientation (φ_a , $\theta_a = \pi/2$) pour une amplitude de la contrainte externe σ_a=100 MPa. La contrainte interne σ_i=±100 MPa est orientée suivant ($\varphi_i = \pi/4$, $\theta_i = \pi/2$).

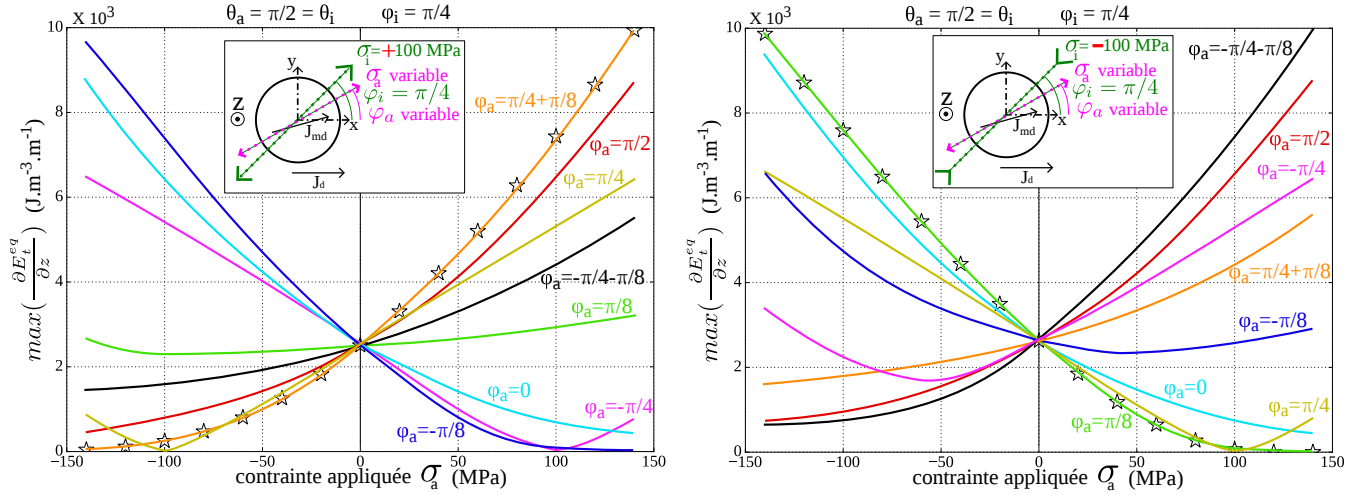
Cet équilibre est ensuite modifié lorsque l'amplitude de la contrainte externe σ_a est variable comme l'illustrent les figures 4.12a et 4.12b. Ces réseaux de courbes montrent que l'amplitude de la contrainte appliquée influence fortement la valeur d'angle $\varphi_{a_{opt}}$ (cercle en niveau de gris) qui minimise la coercivité du défaut. Les différentes directions d'anisotropie varient de manière aléatoire d'un défaut à l'autre ce qui milite alors pour faire varier la contrainte externe de manière continue pour que chaque défaut expérimente la contrainte qui abaisse le plus la coercivité qui lui est associée.

Enfin, cette configuration est étudiée en fonction de l'amplitude de la contrainte externe σ_a (figures 4.13a et 4.13b). Pour le cas d'une contrainte interne de traction (figure 4.13a), les courbes $\varphi_a = 0$, $\varphi_a = -\pi/8$, $\varphi_a = -\pi/4$, montrent que, par rapport au cas σ_a=0, l'augmentation d'amplitude de la contrainte externe est favorable pour réduire la coercivité du défaut. Pour ces trois courbes, la contrainte externe tend à ramener la polarisation du défaut vers celle des domaines qui le jouxtent ce qui réduit la coercivité du défaut.
Un comportement non monotone est à noter pour la courbe rose $\varphi_a = -\pi/4$: lorsque l'amplitude de σ_a dépasse 100 MPa, alors la coercivité du défaut est augmentée. Ce changement de comportement avec l'amplitude de la contrainte externe s'explique de la manière suivante : lorsque la



(a) σ_i=100 MPa et σ_a variable (b) σ_i=-100 MPa et σ_a variable

FIGURE 4.12 – Coercivité d'un défaut au travers de la grandeur $max(\frac{\partial E_t^{eq}}{\partial z})$ en fonction de l'orientation (φ_a , $\theta_a = \pi/2$) pour différentes amplitudes de la contrainte externe σ_a. La contrainte interne σ_i=±100 MPa est orientée suivant ($\varphi_i = \pi/4$, $\theta_i = \pi/2$).



(a) σ_i=100 MPa (b) σ_i=-100 MPa

FIGURE 4.13 – Coercivité d'un défaut au travers de la grandeur $max(\frac{\partial E_t^{eq}}{\partial z})$ pour différentes orientations (φ_a , $\theta_a = \pi/2$) et fonction de la contrainte externe σ_a d'amplitude variable. La contrainte interne σ_i=±100 MPa est orientée suivant ($\varphi_i = \pi/4$, $\theta_i = \pi/2$).

déviation entre contrainte externe et domaines qui jouxtent le défaut augmente, alors l'anisotropie induite croit de manière à faire dévier significativement la polarisation du défaut, il en résulte l'apparition de charges magnétiques supplémentaires. C'est pourquoi, pour les courbes $\varphi_a > 0$ et $\varphi_a = -\pi/4 - \pi/8$ de la figure 4.13a, la coercivité du défaut augmente lorsque σ_a augmente, puisque cela tend à orienter la polarisation du défaut vers la direction orthogonale aux domaines qui jouxtent le défaut. Ainsi, pour ces courbes $\varphi_a > 0$ et $\varphi_a = -\pi/4 - \pi/8$, c'est une contrainte appliquée en compression ($\sigma_a < 0$) qui est favorable pour réduire la coercivité du défaut (par rapport au cas $\sigma_a = 0$). Si l'on compare la courbe rose $\varphi_a = -\pi/4$ de la figure 4.13a avec celle de la figure 4.13b obtenue pour un défaut dont la contrainte interne est de compression (σ_i=-100

MPa), alors pour diminuer la coercivité d'un défaut (par rapport au cas σ_a=0), la contrainte appliquée doit être de traction ($\sigma_a > 0$) pour la configuration σ_i=100 MPa, puis de compression ($\sigma_a < 0$) pour la configuration σ_i=-100 MPa. Cette analyse vaut aussi pour les courbes $\varphi_a = \pi/8$ (verte) et $\varphi_a = \pi/4$ (jaune). Ceci illustre l'avantage de recourir à une contrainte externe tantôt de traction tantôt de compression pour diminuer successivement la coercivité de deux défauts différents.

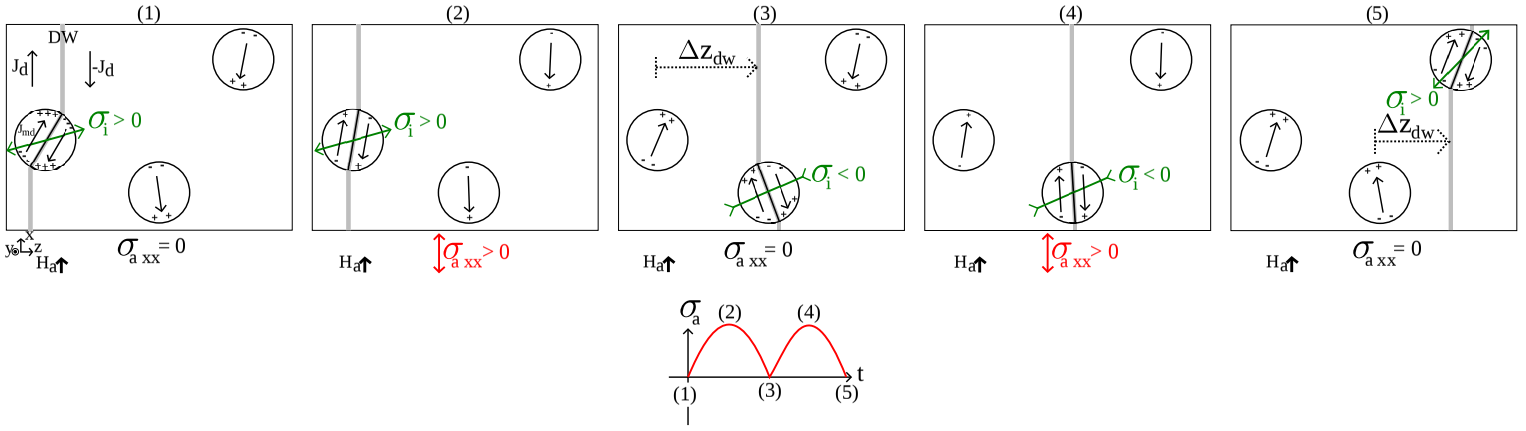
Ces cas d'études ont montré que la force maximale qui agit sur la paroi peut, en regard de l'orientation de la contrainte interne au défaut, augmenter ou diminuer la coercivité qui lui est associée selon l'orientation et l'amplitude de la contrainte externe. Autrement dit, une contrainte externe peut potentiellement diminuer la coercivité pour un défaut, puis augmenter la coercivité d'un autre défaut.
En pratique, les figures 4.13a et 4.13b illustrent l'avantage d'avoir recourt à une contrainte externe d'amplitude variable (en compression et en traction). En effet, pour des alliages polycristallins à grains non orientés, l'orientation des domaines diffère selon les grains. La contrainte externe est donc appliquée suivant une direction qui diffère d'un domaine à un autre situé dans un grain différent. Ainsi, le recourt à une contrainte externe d'amplitude variable permet d'explorer un nombre d'états mécaniques plus importants qu'une contrainte statique, et donc de multiplier les chances de diminuer la coercivité de chaque système « paroi - défaut ».

4.4 Effet cumulatif induit par une contrainte mécanique externe variable

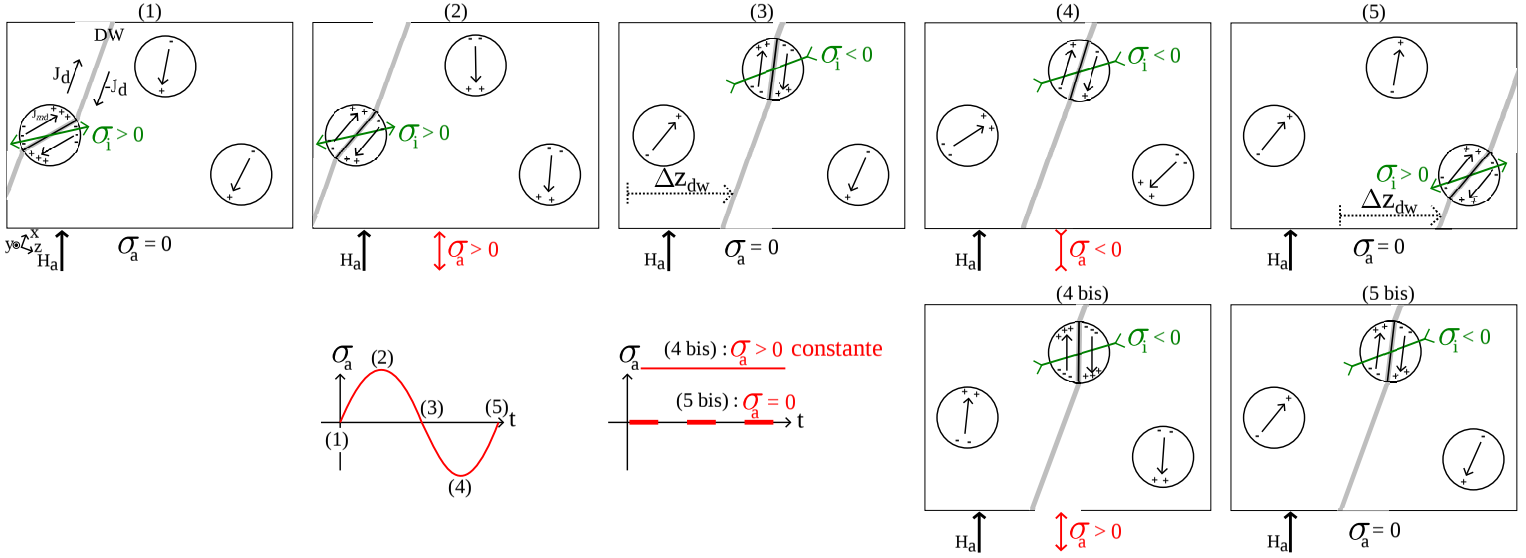
En présence de défauts magnéto-élastiques, l'application d'une contrainte externe a pour effet de modifier l'orientation de l'aimantation de ceux ci, via l'apport d'énergie magnéto-élastique [Ghibaudo *et al.*, 2013], [Ghibaudo *et al.*, 2014].

Pour favoriser de larges variations d'aimantation, la section §4.3.3 précédente démontre l'avantage d'utiliser une contrainte externe d'amplitude variable pour explorer un grand nombre d'états mécaniques pour chaque valeur de champ magnétique. Ce mécanisme permet de franchir un défaut plus aisément quelque soit l'angle entre contrainte externe et direction d'aimantation des domaines, et ce quelque soit l'amplitude de la contrainte interne. Ce mécanisme peut ensuite être réactivé lors de l'application suivante de la contrainte externe pour un autre défaut intersecté par une paroi (figures 4.14a et 4.14b).

A l'inverse, l'application d'une contrainte mécanique externe qui serait de nature statique ne favorise pas significativement la réduction de coercivité appréhendée par la comparaison des cas 2 et 4 bis de la figure 4.14b avec les cas 2 et 4 de cette même figure. En effet, pour des grains dont les domaines sont majoritairement polarisés avec une orientation qui diffère de la contrainte externe, l'application de la contrainte peut désorienter la polarisation du défaut de manière trop défavorable et créer pour certains défauts des charges magnétiques supplémentaires, ce qui a pour conséquence d'augmenter la coercivité de ces défauts (comme illustré aussi par la courbe rose de la figure 4.13b). Ainsi, par insuffisance d'exploration d'un large nombre d'états mécaniques, la contrainte statique ne permet pas d'effectuer de proche en proche d'importants déplacements de parois.



(a) domaines parallèles à la contrainte appliquée

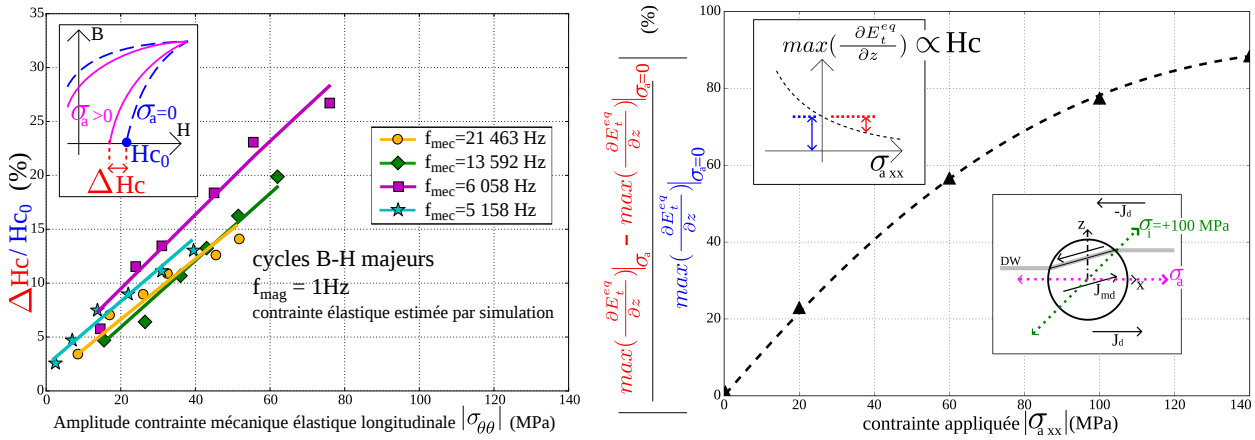


(b) domaines non parallèles à la contrainte appliquée

FIGURE 4.14 – Représentation des rotations d'aimantation dans les défauts magnéto-élastiques suite à l'application d'une contrainte mécanique. L'effet cumulatif décrit ici traduit l'aptitude de la contrainte mécanique répétée et cyclique à faciliter le déplacement de la paroi défaut par défaut.

4.5 Confrontation modèle-expérimentation

Le modèle présenté permet d'appréhender les déplacements de parois sur les défauts magnéto-élastiques en présence de contrainte mécanique cyclique. Ce modèle souligne que les variations d'amplitudes d'une contrainte mécanique uniaxiale sont à l'origine d'un mécanisme qui permet le déplacement de la paroi défaut par défaut. L'équation (1.23) du chapitre 1 permet de lier la coercivité associée aux défauts magnéto-élastiques avec les profils énergétique présentés §4.3.3 au travers de la grandeur $max(\frac{\partial E_t^{eq}}{\partial z})$ qui correspond à la valeur maximale de la force de rappel qui agit sur la paroi lors de la traversée d'un défaut. Cette équation permet d'étudier la variation relative du champ coercitif avec et sans contrainte mécanique appliquée. Les variations relatives théoriques associées à la coercivité d'un défaut de la figure 4.15b sont à mettre en perspective des courbes expérimentales de réduction du champ coercitif de la figure 4.15a. La tendance du modèle et des mesures est quasi-linéaire pour des contraintes appliquées inférieures à 60 MPa. Le banc expérimental ne permet pas d'investiguer au delà de contraintes supérieurs à 80 MPa.



(a) expérimentale (b) modèle

FIGURE 4.15 – Confrontation modèle-mesure de la réduction relative du champ coercitif en fonction de la contrainte appliquée. Les résultats du modèle associe la coercivité d'un défaut à la force de rappel maximale d'une paroi qui se déplace sur le défaut, et sont issus du cas de la figure 4.9d (contrainte appliquée parallèle aux domaines).

La comparaison en amplitude entre les résultats théoriques et expérimentaux des figures 4.15a et 4.15b est à nuancer par l'impact des inclusions non magnétiques sur la coercivité. En effet, comme convenu par Néel dans [Néel, 1946], en plus des contraintes internes, une part importante de la coercivité est aussi causée par les inclusions non magnétiques. Or le modèle présenté ne considère que les contraintes internes comme sources de défauts. C'est pourquoi la courbe de la figure 4.15b possède une asymptote à 100 %, alors qu'en pratique la diminution maximale de coercivité avec excitation mécanique externe est limitée par la présence d'inclusions non magnétiques (l'effet d'une contrainte élastique est supposée nulle sur la géométrie des inclusions non magnétiques et donc sans impact sur leur coercivité). Par ailleurs, cette confrontation entre résultats théoriques et expérimentaux est aussi à nuancer compte tenu du caractère non homogène de la contrainte appliquée dans le cas expérimentale, alors qu'elle est supposée uniforme dans le cas du modèle. De plus, les résultats du modèle ont été obtenus pour une contrainte interne dont l'amplitude a été fixée arbitrairement à 100 MPa. Cette grandeur σ_i constitue un paramètre d'ajustement : dans notre cas, pour avoir deux ordres de grandeurs identiques sur l'axe des ordonnées des figures 4.15a et 4.15b, l'amplitude de la contrainte interne peut être ajustée à 30 MPa.

Par ailleurs, l'étude expérimentale des décroissances d'aimantation rémanente du chapitre 3

§3.2 consécutives à l'activation des vibrations mécaniques sont à mettre en relation avec l'effet cumulatif décrit au §4.4. La nature cyclique de la contrainte externe permet de passer par la configuration énergétique du défaut qui soit plus favorable au franchissement de la paroi. Ce mécanisme peut être re-activé pour les autres défauts qui intersectent la paroi (d'où l'effet « cumulatif ») ce qui autorise de larges déplacements de parois suite à l'application répétée de la contrainte mécanique.

4.6 Conclusions

Un modèle analytique dévolu à l'interprétation des résultats expérimentaux est présenté dans ce chapitre. Ce modèle rend compte de l'interaction entre une paroi de Bloch avec des défauts de contraintes internes par le biais des différents termes énergétiques (magnéto-statique, magnéto-cristallin, de Zeeman, magnéto-élastique) considérés. Les profils d'interaction énergétique entre paroi de Bloch à 180° et défaut permettent alors d'exprimer la coercivité attribuée au défaut. Les résultats théoriques montrent qu'une contrainte externe uniaxiale d'amplitude variable et répétée permet de réduire la coercivité du système « paroi-défaut ». Ces résultats montrent, d'une part, que l'amplitude de la contrainte externe est un paramètre pertinent pour décrire les réductions de coercivité, et d'autre part que la nature cyclique de la contrainte autorise (contrairement au cas d'une contrainte statique) de larges variations d'aimantation. Ces résultats sont à mettre en correspondance avec ceux obtenus expérimentalement. Afin de réduire l'hystérésis magnétique dans un matériau où les contraintes internes sont d'orientations et d'intensité aléatoires, le modèle met en évidence la nécessité d'explorer un grand nombre d'états mécaniques pour chaque valeur de champ magnétique. Pour augmenter ce nombre d'états mécaniques, les résultats du modèle montrent la pertinence d'investiguer l'utilisation d'une contrainte appliquée multi-axiale pour de futurs travaux et dont l'amplitude sur les différents axes soit maitrisée et décorrélée. Par ailleurs, pour compléter la modélisation et l'analyse, l'influence d'une contrainte appliquée sur les décrochements de parois de Bloch à 90° seront à étudier. En effet, pour la nuance de Fer-Cobalt à faible anisotropie magnéto-cristalline cubique, ces parois à 90° sont supposées en quantité importantes. Or, c'est à l'intersection des domaines à 90° que les incompatibilités de déformation sont importantes et donc potentiellement impactés par l'application d'une contrainte externe.

Chapitre 5

Contribution d'une sollicitation mécanique cyclique au fonctionnement de systèmes magnétiques

Sommaire

5.1 Bilan de puissance **102**
5.1.1 Pertes Joule dissipées par le bobinage d'excitation magnétique 103
5.1.2 Puissance électrique dissipée dans les actionneurs piézoélectriques . . . 103
5.1.3 Puissance mécanique élastique 105
5.1.4 Puissance mécanique dissipée 105
5.1.5 Puissance magnétique dissipée 106
5.1.6 Bilan des puissances 107
5.1.6.1 Bilan à excitation magnétique fixée 107
5.1.6.2 Bilan à excitation mécanique fixée 109
5.1.7 Puissance magnétique incrémentale 110
5.1.8 Conclusion sur le bilan de puissance 112
5.2 Applications aux dispositifs du génie électrique **112**
5.2.1 Désaimantation par activation mécanique 112
5.2.1.1 Courant d'enclenchement dans les transformateurs 113
5.2.1.2 Discrétion magnétique 114
5.2.1.3 Soudure par faisceau d'électrons 115
5.2.2 Récupération d'énergie vibratoire 116
5.2.3 Contrôle non destructif 117
5.3 Conclusions **119**

Résumé

Ce chapitre expose les portées applicatives de ce travail de thèse. Avant de trancher sur ces applications, il convient au préalable d'étudier le bilan énergétique du système étudié, ceci pour sélectionner les pistes les plus prometteuses parmi les applications puissances, capteurs ou les méthodes de CND et de contrôle de l'aimantation. Parmi ces dispositifs, les analyses issues des résultats expérimentaux montrent la pertinence d'appliquer des vibrations mécaniques pour améliorer leurs performances.

5.1 Bilan de puissance

Les résultats expérimentaux du chapitre 3 ont montré que l'utilisation de vibrations mécaniques permet de réduire la coercivité des matériaux magnétiques doux. Par ailleurs, ils montrent que l'ajustement de l'amplitude de l'excitation mécanique est un levier pour contrôler la perméabilité des cycles B-H mineurs. Ces résultats ont une portée applicative pour les dispositifs du génie électrique. Afin de cibler ces applications, il est nécessaire d'apporter un éclairage sur le bilan énergétique de notre système électro-magnéto-mécanique. Ce système est celui étudié aux chapitres 2 et 3, composé d'une excitation magnétique, une excitation mécanique et de l'échantillon torique de Fer-Cobalt. Ainsi, le bilan énergétique effectué sur ce système est effectué à trois niveaux [1] comme illustré par sur la figure 5.1. Le premier niveau est associé aux puissances électriques dissipées par les excitations magnétique et mécanique. Le second niveau est la puissance élastique stockée dans l'échantillon. Le transfert entre l'énergie électrique et mécanique se fait donc au travers des actionneurs qui sont sujets à des phénomènes dissipatifs. Enfin, le troisième niveau correspond à la puissance magnétique dissipée dans l'échantillon. Ces termes de puissances sont évalués par l'intermédiaire de mesures électriques (des mesures calorimétriques sont ici difficilement réalisables car elles ne permettent pas de distinguer les pertes dans les différents éléments de la structure étudiée). En comparant les puissances magnétiques dissipées avec et sans excitation mécanique, la puissance magnétique économisée est finalement extraite du bilan. Ce bilan énergétique permettra de conclure sur une utilisation destinée aux applications de puissance (transformateur, inductance de stockage) ou à l'inverse aux applications capteurs.

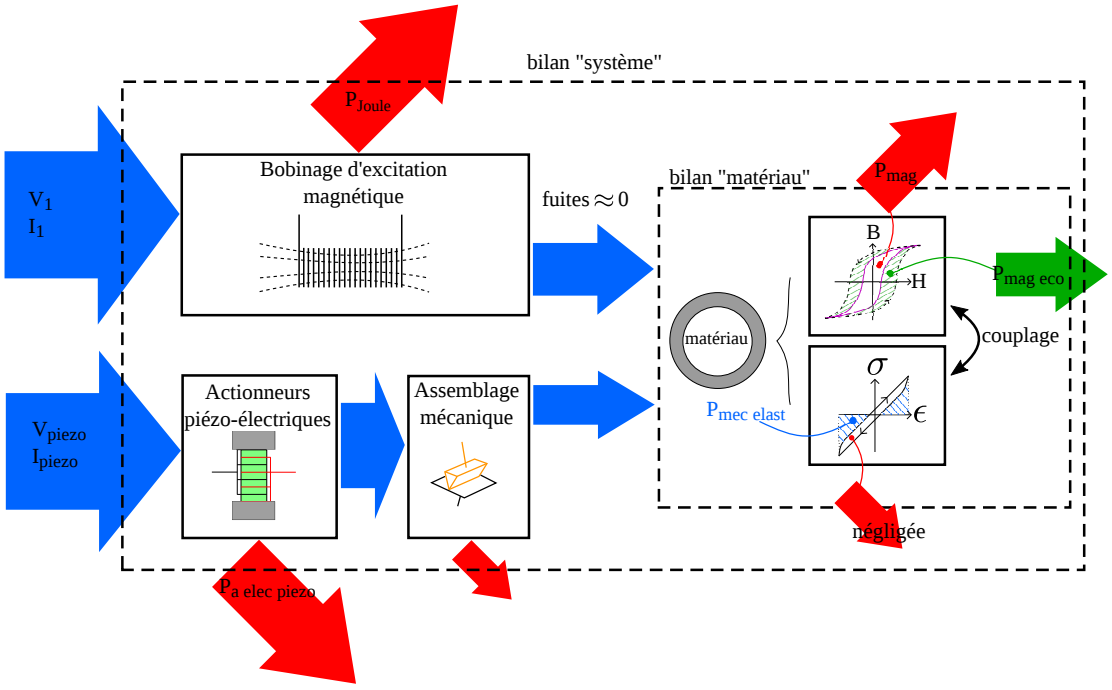


FIGURE 5.1 – Bilan de puissance sur le banc de caractérisation magnéto-mécanique.

1. Nous omettrons par la suite les pertes liées à l'assemblage mécanique pour la transmission de la sollicitation mécanique à l'échantillon (friction, ...). Ces pertes sont difficilement quantifiables avec le dispositif développé au cours de cette thèse

5.1.1 Pertes Joule dissipées par le bobinage d'excitation magnétique

Le circuit électrique étudié pour mesurer l'hystérésis magnétique B-H de l'échantillon est composé essentiellement d'éléments inductifs et résistifs.
La résistance série $r_{1_{dc}}$ du bobinage d'excitation (primaire) est alors l'élément qui contribue à la consommation de puissance électrique active du montage. Les effets de peau et de proximité sont supposés négligeables dans la gamme des basses fréquences étudiées f_{mag}<200 Hz. Les pertes Joule sont donc dans ce cas liées à la résistance en continue du conducteur au primaire. La puissance électrique active (pertes Joule) consommée par le bobinage d'excitation magnétique s'exprime alors grâce à l'équation :

$$P_{Joule} = \frac{1}{T_{mag}} \int_0^{T_{mag}} r_{1_{dc}} \cdot i_1^2(t) \cdot \mathrm{d}t = r_{1_{dc}} \cdot I_{1_{eff}}^2 \tag{5.1}$$

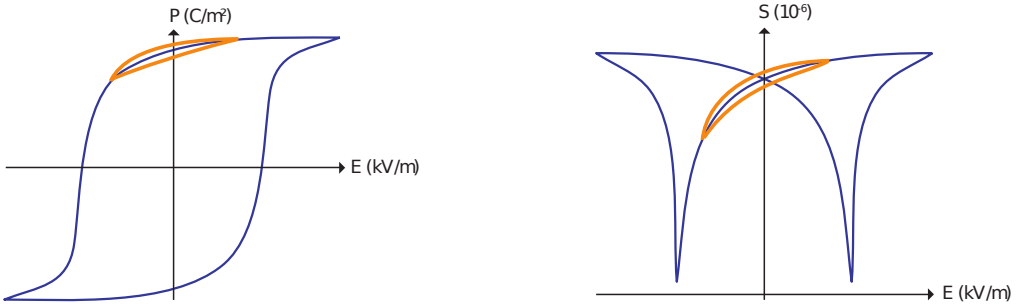
avec i_1 le courant mesuré pour en déduire la valeur du champ magnétique H, et T_{mag} la période d'excitation magnétique.

Dans notre cas d'étude, la bobine d'excitation magnétique est composée de N_1=393 spires avec une résistance en continue $r_{1_{dc}}$ de 0.80 Ω (conducteur en cuivre émaillé de $\varnothing_{fils} = 1\ mm$). L'amplitude du courant injecté au primaire atteint les 4 A lorsque l'échantillon est saturé (H_{max}=5 kA/m), et la période magnétique est comprise entre 20 ms et 10 s. Les pertes Joule consommées par le bobinage primaire sont donc comprises entre 1 W et 5 W pour des cycles majeurs.

5.1.2 Puissance électrique dissipée dans les actionneurs piézoélectriques

Afin de poursuivre le calcul du bilan de puissance, on s'intéresse ici au terme électrique dissipatif associé au premier niveau de la chaîne d'excitation mécanique, c'est à dire la puissance électrique dissipée dans les actionneurs piézoélectriques. La puissance mécanique transférée en sortie des actionneurs n'est donc pas calculée.

Les matériaux ferroélectriques présentent de nombreuses analogies comportementales avec les ferromagnétiques et une terminologie commune. Le comportement de la polarisation avec le champ électrique n'est pas univoque, et manifeste ainsi un caractère hystérétique comme illustré sur la figure 5.2a. De plus amples informations concernant les mécanismes de renversement de polarisation dans les matériaux diélectriques sont disponibles dans [Peuzin et Gignoux, 2009].



(a) Comportement diélectrique (b) Comportement électrostrictif

FIGURE 5.2 – Illustration de l'hystérésis de la polarisation d'une céramique ferroélectrique [morganelectroceramics, 2003]. La plage d'excursion en orange illustre l'utilisation d'une céramique piézoélectrique qui travaille quasi-linéairement autour d'un point de polarisation. Les pertes diélectriques sont contenues dans l'aire du cycle orange P(E) lors du parcours de ce cycle.

Les actionneurs utilisés dans nos travaux sont des résonateurs de Langevin constitués d'un matériau électroactif tel que des céramiques piézoélectriques (de type PZT : Titano-Zirconate de Plomb) comprimées par deux contremasses en matériau passif comme illustré sur la figure 5.3. En régime cyclique, l'hystérésis diélectrique se traduit par des pertes indésirables qui sont évacuées sous forme thermique dans les céramiques piézoélectriques.

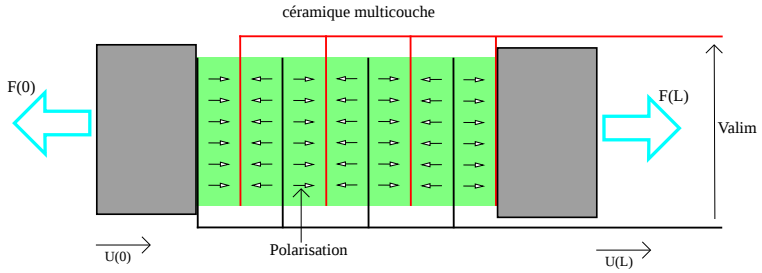


FIGURE 5.3 – Résonateur de Langevin [Garbuio, 2006] (page 226) en régime dynamique avec pertes diélectriques. F et U représentent respectivement une force et une tension, L une longueur.

Pour décrire les pertes diélectriques, est ajoutée en parallèle de la capacité bloquée [2] C_0 une résistance R_0 dont la valeur peut être calculée en fonction de l'angle de perte $tan\delta = 1/C_0R_0w$.

La puissance active consommée dans l'actionneur piézoélectrique est alors proportionnelle aux éléments résistifs qui constituent les actionneurs piézoélectriques. Ces éléments résistifs sont constitués de la résistance parallèle à C_0 qui traduit les pertes diélectriques, de la résistance interne des fils qui délivrent la tension aux bornes de l'actionneur, et de la résistance qui traduit les dissipations de la charge mécanique mise en mouvement. Ainsi, la mesure de puissance électrique consommée par l'élément piézoélectrique s'exprime par l'équation suivante de manière à inclure tous les éléments résistifs (série et parallèle) qui constituent les actionneurs piézoélectrique :

$$P_{a_{elec\ piezo}} = \frac{1}{T_{mec}} \int_0^{T_{mec}} v_{piezo}(t) \cdot i_{piezo}(t)\ \cdot \mathrm{d}t \tag{5.2}$$

avec T_{mec} la période d'excitation mécanique, v_{piezo} la tension aux bornes d'un actionneur et i_{piezo} le courant qui traverse un actionneur. Notons que les puissances s'ajoutent lorsque les deux actionneurs piézoélectriques sont alimentés. La mesure du courant et de tension est illustrée sur la figure 5.4 et l'on peut remarquer que tension et courant ne sont pas tout à fait en quadrature de phase ce qui signifie que la puissance active est non nulle.

2. La capacité bloqué ou statique, est la capacité diélectrique de l'empilement de céramiques multicouches obtenue lorsque le déplacement délivré par l'empilement de céramiques est nulle ([Garbuio, 2006], page 218)

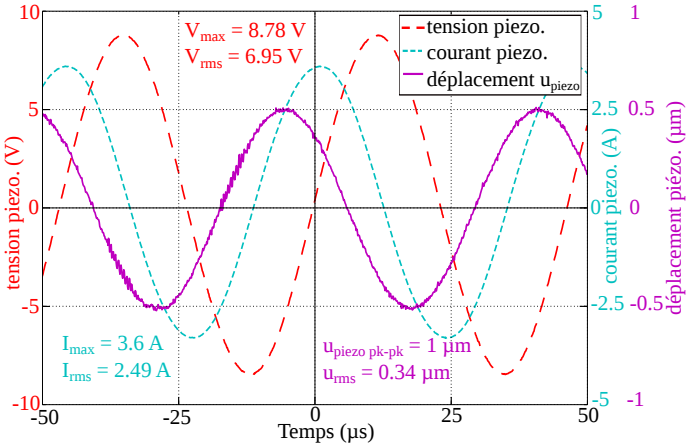


FIGURE 5.4 – Exemple d'oscillogramme de tension/courant/déplacement d'un des deux actionneurs piézoélectriques à f_{mec}=21 463 Hz.

5.1.3 Puissance mécanique élastique

La puissance élastique stockée par l'échantillon torique lors de sa mise en vibration s'exprime par l'équation (5.3). Cette puissance ne contient pas le terme de couplage magnéto-mécanique c'est pourquoi seule les déformations et contraintes élastiques indexées par un indice « e » interviennent (cf chapitre 2 §2.4.4.2 équation 2.5). Pour estimer cette puissance, la simulation mécanique (voir chapitre 2 §2.3.2) permet d'accéder aux contraintes élastiques non uniformes appliquées sur l'ensemble du volume du tore (V_{tore}), ceci à partir des mesures du déplacement et des déformations. Cette puissance est non-dissipative (d'où le terme « élastique »), elle est proportionnelle à l'aire placée sous la caractéristique σ-ϵ du matériau étudié (figure 5.5).

$$P_{mec\ elast} = \frac{1}{T_{mec}} \int_{T_{mec}} \int_{V_{tore}} \int_{\epsilon} \sigma_e \cdot \epsilon_e \, \mathrm{d}\epsilon_e \, \mathrm{d}V \, \mathrm{d}t \tag{5.3}$$

5.1.4 Puissance mécanique dissipée

La dissipation mécanique correspond à l'aire contenue dans le cycle σ-ϵ illustré par la figure 5.5. Cette dissipation est due aux contraintes internes de friction au sein de l'échantillon.

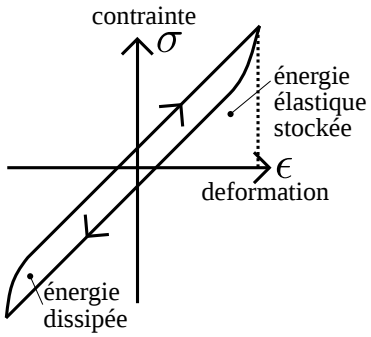


FIGURE 5.5 – Illustration du comportement de l'hystérésis mécanique sous chargement cyclique.

Afin de mesurer cette dissipation mécanique, une technique consiste à insérer un capteur de force dans la chaîne d'effort et de mesurer simultanément la déformation mécanique consécutive à un chargement mécanique. Cela est possible pour des échantillons ouverts, par exemple un

barreau ou une tôle. Dans ce cas, le capteur de force est placé entre le barreau et la chaîne de traction, et une jauge de déformation est collée sur l'échantillon. Il est alors possible de caractériser le cycle d'hystérésis mécanique σ-ϵ de l'échantillon sous chargement mécanique cyclique (figure 5.6), en faisant l'hypothèse que la déformation est uniforme. Cependant, pour une géométrie « fermée » comme le tore de Fer-Cobalt étudié, il est impossible de placer un capteur de force suivant l'axe d'application principale des contraintes (direction orthoradiale).

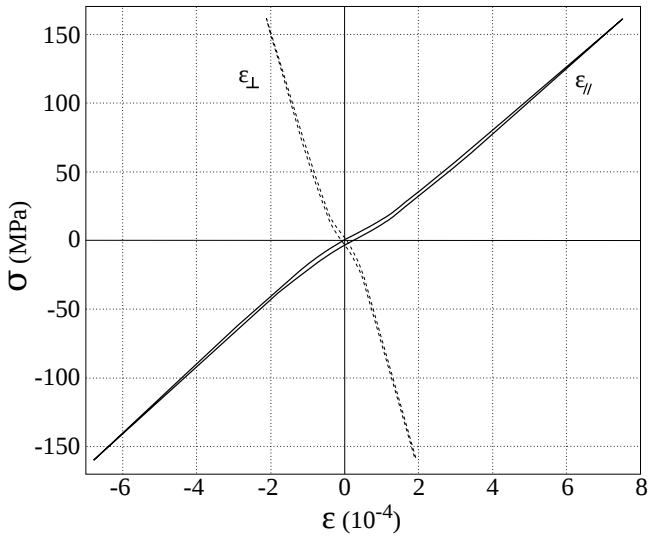


FIGURE 5.6 – Caractéristique expérimentale σ - ϵ obtenue par [Hubert et Daniel, 2010] sur une tôle massive de $Fe_{49}Co_{49}V_2$ en chargement mécanique cyclique quasi-statique. Visualisation de l'hystérésis mécanique et de l'effet ΔE introduit par les déplacements de parois sous l'effet de la contrainte appliquée.

Une autre technique de caractérisation des contraintes dans l'échantillon, consisterait à utiliser la diffraction de rayons X pour en déduire l'évolution des contraintes dans l'échantillon consécutive à l'excitation mécanique. Cette technique s'avère cependant trop complexe à mettre en œuvre dans notre cas pour caractériser les contraintes sur la totalité du volume de l'échantillon.

Malgré l'impossibilité de déduire la dissipation mécanique associée à l'hystérésis mécanique, on peut considérer en première approche, que l'aire du cycle σ-ϵ pour notre alliage de Fer-Cobalt est faible devant l'aire associée à l'énergie élastique stockée [Hubert et Daniel, 2010] (ce point reste à confirmer car le comportement dépend de la fréquence mécanique). Cette dissipation mécanique serait à comparer avec la dissipation magnétique dans le cas où le bilan énergétique serait appliqué au matériau (et non au système) car ces dissipations sont intrinsèques aux aspects physiques microscopiques qui gouvernent l'aimantation et la contrainte dans l'échantillon.

Dans notre cas d'étude, le terme de puissance mécanique dissipée dans l'échantillon est donc négligé devant les autres termes qui interviennent dans le calcul du bilan énergétique. Ce bilan est donc fait sur le système (et non uniquement sur le matériau).

5.1.5 Puissance magnétique dissipée

La puissance magnétique dissipée est proportionnelle à l'aire du cycle B-H et se calcule à l'aide de l'équation (5.4) en considérant les grandeurs magnétiques uniformes sur l'ensemble du volume du tore :

$$P_{mag} = \frac{V_{tore}}{T_{mag}} \int_{T_{mag}} \oint_B H \cdot \mathrm{d}B \, \mathrm{d}t \tag{5.4}$$

Les résultats expérimentaux du chapitre 3 (figures 3.9a et 3.9b) ont mis en évidence que l'excitation mécanique a pour effet de réduire les aires des cycles B-H (lorsqu'elles sont analysées à excursion B_{max} constante). Ainsi, la puissance magnétique économisée par l'utilisation de l'excitation mécanique s'exprime comme suit :

$$P_{mag\ eco} = P_{mag\ avec\ meca} - P_{mag\ sans\ meca} \tag{5.5}$$

Cette puissance magnétique économisée est ramenée aux pertes sans excitation mécanique lorsqu'elle est étudiée en écart relatif (adimensionnelle) tel que :

$$\frac{\delta P_{mag\ eco}}{P_{mag\ eco}}(\%) = 100 \cdot \frac{P_{mag\ avec\ meca} - P_{mag\ sans\ meca}}{P_{mag\ sans\ meca}} \tag{5.6}$$

5.1.6 Bilan des puissances

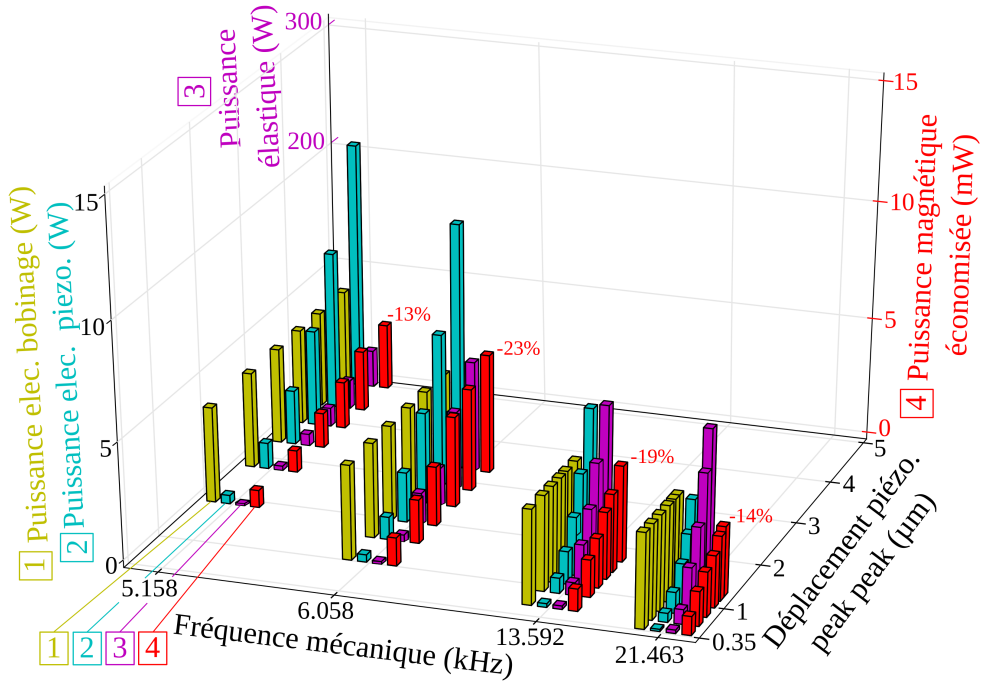
Hormis le terme de puissance mécanique dissipée, les différents termes de puissances évoqués précédemment sont comparés, dans un premier temps pour différentes excitations mécaniques (en amplitude et fréquence) et pour une excitation magnétique fixée, puis dans un second temps pour différentes excitations magnétiques (en amplitude) et pour des excitations mécaniques d'amplitude fixée.

5.1.6.1 Bilan à excitation magnétique fixée

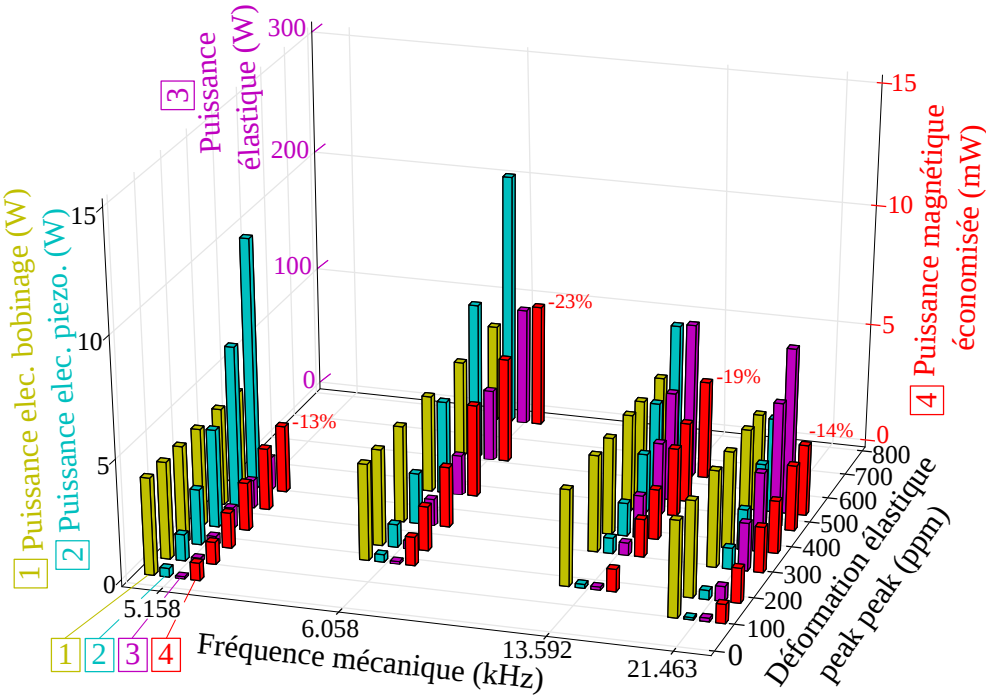
Les termes de puissance qui interviennent dans le bilan énergétique considéré sont données par les figures 5.7a et 5.7b à excitation magnétique fixée.

Les pertes Joule (barres jaunes sur la figure 5.7a) au niveau du bobinage d'excitation magnétique, sont constantes puisque les essais sont réalisés à courant imposé. Les pertes électriques dans les actionneurs piézoélectriques, ainsi que la puissance élastique stockée par la mise en vibration du tore, évoluent de manière croissante lorsque l'amplitude de l'excitation mécanique augmente : aucun effet de saturation n'est constaté sur ces deux grandeurs pour le régime de faible et moyenne déformation étudié. La figure 5.7b montre que, pour l'excitation mécanique à $f_{mec} = 6058\ Hz$, dont l'amplitude de la déformation élastique est proche de 800 ppm, une diminution relative de 23 % est obtenue sur les pertes magnétiques (barres rouges). En valeur absolue, cette diminution correspond seulement à quelques mW ce qui correspond à une puissance volumique économisée de 0.1 à 1 mW/cm^3 (tore $\varnothing_{moy}$=10cm x 1cm x 2mm, $V_{tore} = 6.28\ cm^3$). A titre de comparaison pour des systèmes de récupération d'énergie vibratoire, les travaux de thèse du Dr Lallart [Lallart, 2008] (page 43-46) font état de densités de puissances de quelques $100\mu W/cm^3$ à quelques mW/cm^3 pour des systèmes de volume centimétrique.
L'évolution des réductions sur la puissances magnétiques économisées (par rapport aux essais sans excitation mécanique) est influencée principalement par l'amplitude de la déformation élastique (donc par la contrainte élastique longitudinale) de manière identique à l'évolution linéaire du champ coercitif avec la contrainte présentée dans le chapitre 3 §3.1.1. Par ailleurs, à amplitude de déformation élastique constante, la puissance électrique consommée par les actionneurs piézoélectriques est plus faible lorsque la fréquence mécanique augmente. Ceci s'explique de la manière suivante : lorsque la fréquence mécanique augmente, le nombre de nœuds et ventres des vibrations augmente, ce qui réduit la longueur d'onde mécanique et permet donc d'atteindre une amplitude de déformation élastique donnée avec une puissance électrique injectée inférieure. Le ratio entre puissance élastique stockée par l'échantillon et puissance électrique consommée par les actionneurs piézoélectriques est donc plus favorable lorsque la fréquence mécanique augmente.

Cependant, l'ordre de grandeur des pertes au niveau du bobinage d'excitation magnétique et de l'actionneur piézo-électrique d'une part, et d'autre part, celui de la puissance magnétique



(a) Dépendance à l'amplitude du déplacement des actionneurs piézoélectriques



(b) Dépendance à la déformation élastique orthoradiale

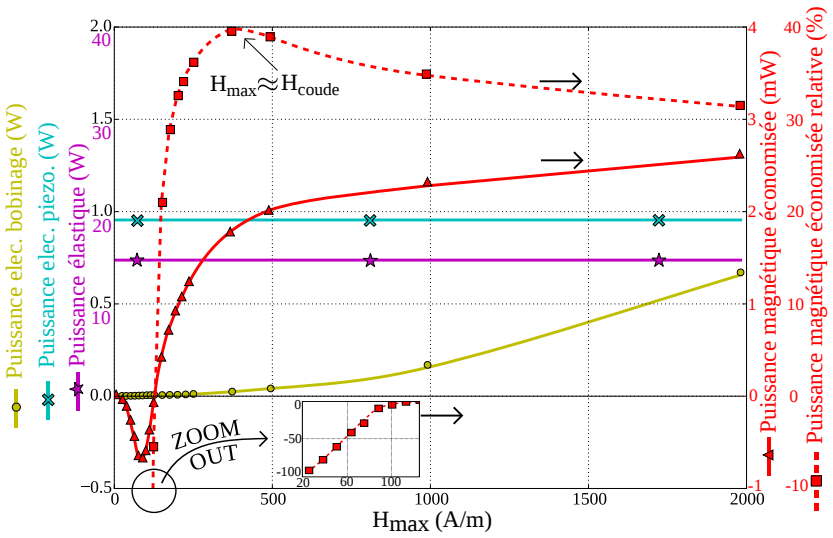
FIGURE 5.7 – Bilan des puissances associées aux mesures des figures 3.3a et 3.3b (chapitre 3) pour des cycles B-H majeurs à une fréquence magnétique $f_{mag} = 1$ Hz.

économisée, sont très différents (quelques W contre quelques mW). Pour atteindre des déformations élastiques de quelques centaines de ppm sur notre échantillon, la puissance consommée par les actionneurs piézoélectriques est relativement importante et susceptible d'engendrer une

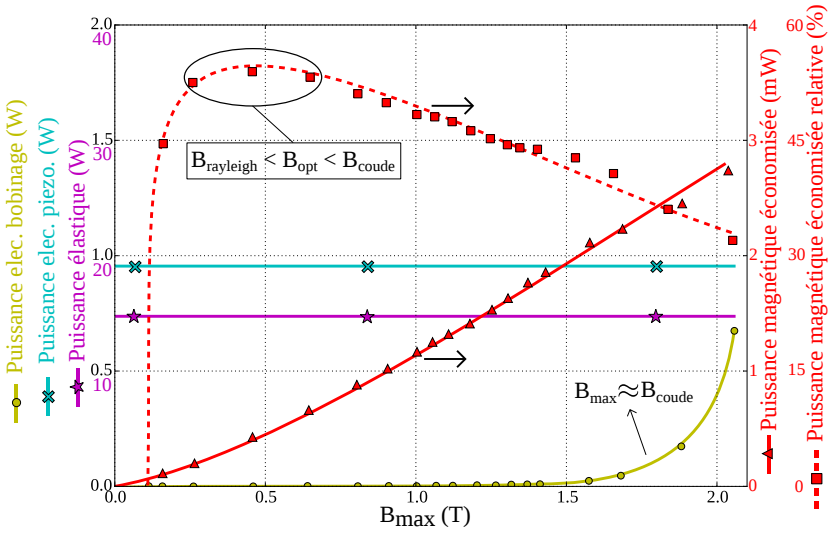
élévation de température non négligeable des céramiques piézoélectriques (ce qui n'est pas souhaitable car au delà de la température de Curie T_c ≈200°C les céramiques se dépolarisent). Le bilan énergétique global d'un point de vue « système » est donc très défavorable en raison des pertes présentes sur la chaîne d'excitation magnéto-mécanique.

5.1.6.2 Bilan à excitation mécanique fixée

Les différents termes de puissances sont comparés à excitation mécanique fixée pour différentes valeurs d'excursion en champ magnétique H_{max} (résultats issus des cycles mineurs symétriques des figures 3.8 et 3.9a du chapitre 3 §3.1.2.2).



(a) en fonction de H_{max}



(b) en fonction de B_{max}

FIGURE 5.8 – Bilan des puissances associées aux mesures des figures 3.9a et 3.9b (chapitre 3) pour des cycles B-H mineurs de fréquence magnétique f_{mag} = 1 Hz et à excitation mécanique fixée (f_{mec} = 6058 Hz, u_{piezo}=1.81 μm pk-pk).

Lorsque la puissance magnétique économisée relative est analysée en fonction de l'amplitude B_{max} des cycles B-H (trait rouge discontinu sur la figure 5.8b), les résultats montrent qu'il

existe un point optimum. Ce point ($B \approx 0.5$ T) se situe entre deux régimes d'aimantation : supérieure à l'amplitude des cycles de Rayleigh mais inférieur au coude de saturation. En effet, sans excitation mécanique, les parois sont fortement piégées par les défauts pour des niveaux de champ magnétique faibles (correspondant à la zone de Rayleigh). Mais l'excitation mécanique a pour effet de décrocher les parois et donc augmente les pertes magnétiques imputées à ces déplacements de parois. Ceci est visible sur la figure 5.8a lorsque la courbe rouge en trait continu est négative. A l'inverse, pour des niveaux d'aimantation supérieurs au coude de l'hystérésis, les déplacements de parois sont minoritaires devant les rotations d'aimantations. Il a été conclu dans les chapitres 3 et 4 que l'excitation mécanique élastique agit sur les déplacements de parois donc agit peu dans cette gamme d'aimantation. Le point optimal obtenu ici est donc issu de ce compromis sur le niveau d'induction.

Ainsi, pour limiter le coût énergétique (i.e maximiser la puissance magnétique économisée relative), une première solution consiste à restreindre l'amplitude de l'excitation magnétique à des plages d'induction inférieure au coude de saturation. Une seconde solution montre qu'il est souhaitable d'adopter une stratégie de commande des actionneurs piézoélectriques. Une piste consiste à activer l'excitation mécanique temporairement pour des régimes d'aimantations fortement sensibles à l'excitation mécanique.

5.1.7 Puissance magnétique incrémentale

En vue d'adopter une stratégie de commande sur l'excitation mécanique, il est au préalable nécessaire d'étudier les pertes magnétiques incrémentales définies en milli-Watts par Tesla en fonction du niveau d'induction.

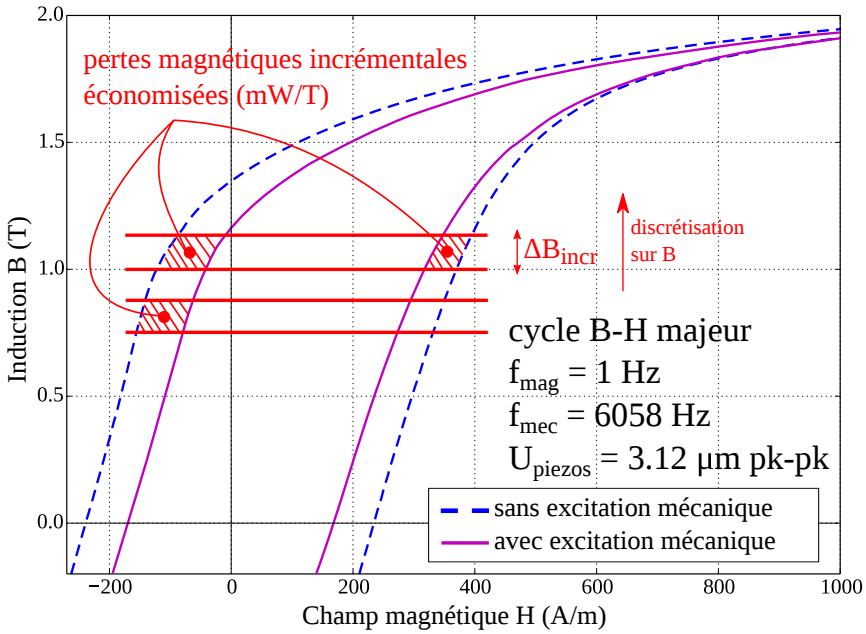
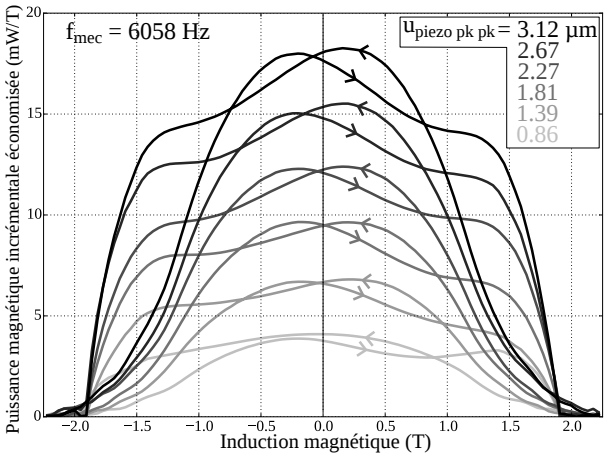
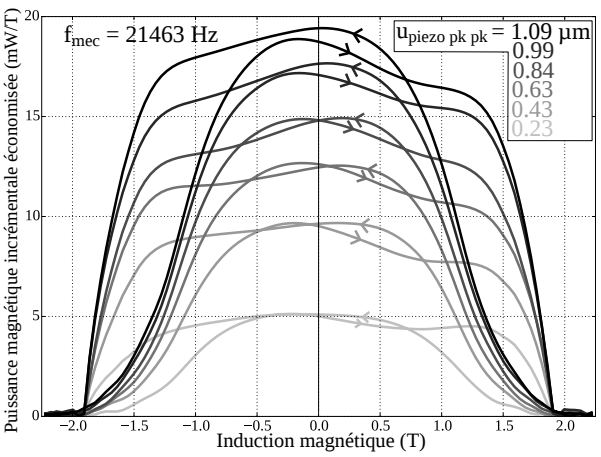


FIGURE 5.9 – Principe de calcul de la puissance magnétique incrémentale économisée avec l'excitation mécanique sur un cycle B-H majeur.

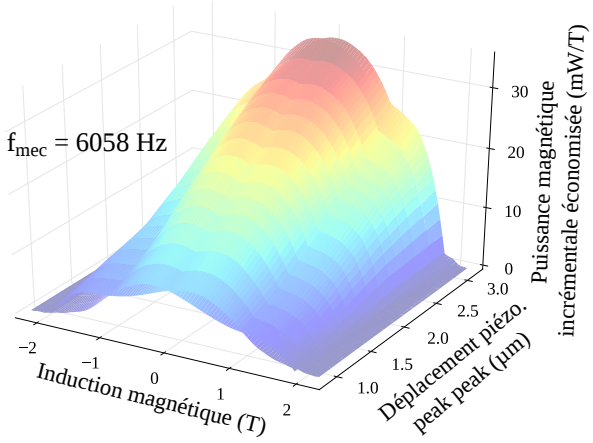
La figure 5.9 illustre le principe de calcul de cette puissance incrémentale économisée par l'excitation mécanique : cette puissance est liée à l'aire économisée par Tesla en fonction du niveau d'induction entre les cycles B-H sans et avec excitation mécanique.



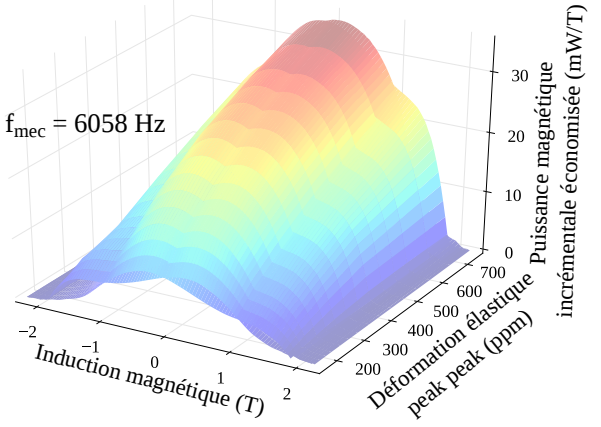
(a) f_{mec} = 6058 Hz



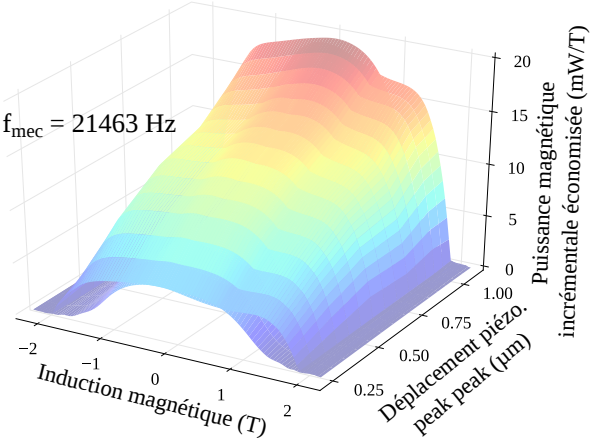
(b) f_{mec} = 21463 Hz



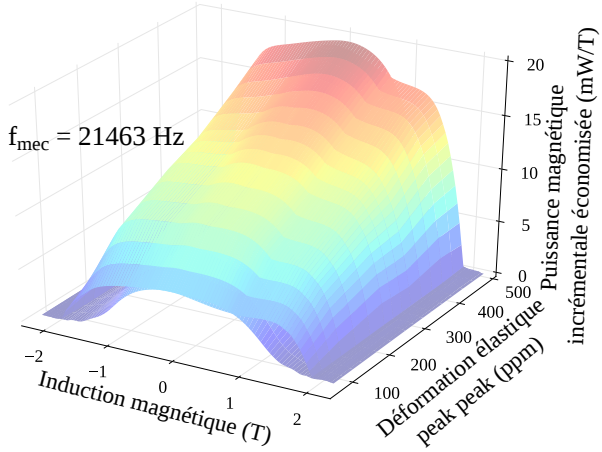
(c) f_{mec} = 6058 Hz, dépendance avec l'amplitude du déplacement piézoélectrique



(d) f_{mec} = 6058 Hz, dépendance avec l'amplitude de la déformation élastique



(e) f_{mec} = 21463 Hz, dépendance avec l'amplitude du déplacement piézoélectrique



(f) f_{mec} = 21463 Hz, dépendance avec l'amplitude de la déformation élastique

FIGURE 5.10 – Puissance magnétique incrémentale économisée sur un cycle majeur associé à la figure 3.1 (chapitre 3) consécutive à l'excitation mécanique.

Les résultats des figures 5.10a et 5.10b montrent que la puissance magnétique incrémentale économisée est plus importante pour des niveaux d'inductions proches de zéro, c'est à dire autour du champ coercitif là où le phénomène de déplacements des parois à 180° est majoritaire. Cette économie s'effondre lorsque l'induction est supérieure au coude de saturation ($|B|$ >1.5 T).
En isolant une branche montante (ou descendante) des figures 5.10a et 5.10b, une asymétrie par rapport à l'axe B=0 est constatée : l'excitation mécanique est légèrement plus favorable lors du retour de saturation que lors de l'approche à saturation. Ceci s'explique par des mécanismes de variation d'aimantation qui différent entre ces deux portions de cycle B-H : les nucléations de parois sont a priori plus importantes lors du retour à saturation que lors de l'approche à saturation.

Afin de limiter le coût énergétique provoqué par les pertes dans les actionneurs piézoélectrique, il est donc envisageable d'activer l'excitation mécanique seulement sur certaines des portions du cycle B-H. La stratégie de commande consiste alors à injecter des trains d'ondes mécaniques seulement lorsque l'aimantation moyenne dans l'échantillon évolue autour de zéro (i.e champ proche du champ coercitif) et lorsqu'elle se situe avant le coude de saturation.

5.1.8 Conclusion sur le bilan de puissance

Dans cette analyse, réalisée dans une optique de réduction de la consommation d'énergie, la comparaison des différents termes énergétiques associés à la chaîne d'excitation magnéto-mécanique et à la réponse magnétique de l'échantillon montre que la puissance électrique consommée dans les actionneurs piézo-électriques est importante (quelques Watts) alors que la puissance magnétique économisée grâce à l'excitation mécanique est de quelques milli-Watts. Par ailleurs, l'étude de la puissance magnétique incrémentale §5.1.7 montre qu'il est possible d'améliorer ce bilan énergétique en adoptant une stratégie de commande qui consisterait à activer l'excitation mécanique seulement sur des portions du cycle d'hystérésis B-H correspondant à des niveaux d'induction avant le coude de l'hystérésis. Mais les pertes dans les céramiques piézoélectriques sont telles qu'il est difficilement envisageable de réduire cette puissance dans une gamme comparable à la puissance magnétique économisée. Ce coût énergétique défavorable est un obstacle pour une intégration dans des dispositifs destinés aux applications « puissances » : transformateurs, inductance de stockage... Mais si l'on accepte de « payer » ce coût énergétique, l'augmentation des performances magnétiques (gain de linéarité, perméabilité « commandée »), consécutives aux vibrations, est intéressante pour les applications capteurs/actionneurs pour lesquelles le bilan énergétique n'est pas considéré comme le critère de performance principal.

Dans une autre approche, tel que la récupération d'énergie, la source d'énergie mécanique peut aussi être issue du milieu extérieur à l'échantillon, de sorte qu'aucune énergie mécanique ne soit ajoutée volontairement au système. Dans ce cadre, le bilan de puissance devrait être moins défavorable (voir favorable) car les termes d'énergies associés à l'excitation mécanique ne sont plus à prendre en compte.

5.2 Applications aux dispositifs du génie électrique

5.2.1 Désaimantation par activation mécanique

Les mesures du chapitre 3 (§3.2.2) effectuées en champ nul, ont montré que l'activation de l'excitation mécanique dynamique permet de faire migrer itérativement l'aimantation de l'échantillon d'un point d'aimantation rémanente vers un point à rémanence plus faible. L'excitation mécanique dynamique agit alors de manière semblable à une désaimantation magnétique, qui est elle effectuée généralement avec une tension (ou courant) alternative d'enveloppe lentement décroissante aux bornes d'un bobinage. Le cyclage apporté par l'excitation mécanique permet d'ex-

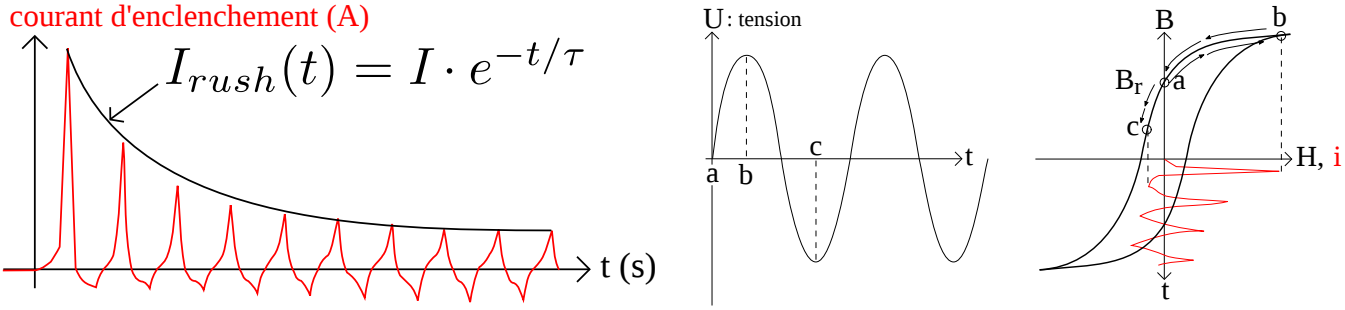
plorer un nombre d'états mécaniques importants, et donc, consécutivement à la re-configuration de l'aimantation, un nombre d'états magnétiques importants ce qui est recherché lors des désaimantations magnétiques classiques. Cependant, l'amplitude des contraintes appliquées doivent rester dans le régime élastique afin de ne pas plastifier l'échantillon. Ce type de désaimantation par activation mécanique permet par exemple de cibler des zones du matériau difficiles à désaimanter par des techniques usuelles. Il s'agit donc d'une technique de désaimantation qui peut se substituer à des désaimantations classiques sous formes magnétique ou thermique.

5.2.1.1 Courant d'enclenchement dans les transformateurs

Les courants d'enclenchement dans les transformateurs sont indésirables car susceptibles d'engendrer [Oiring, 2015] (page 3) :

— l'apparition de claquages diélectriques,
— la déformation des bobinages due aux efforts électrodynamiques,
— le desserrage du circuit magnétique,
— des surchauffes thermiques dans les bobinages.

Cela impose alors au constructeur de protéger le dispositif avec des protections adaptées qui permettent le passage de ce courant élevé. Ces dépassements de courant sont en partie causés par la rémanence du noyau magnétique (figure 5.11b). Lorsque la tension est imposée aux bornes de l'enroulement primaire du transformateur, l'aimantation du noyau évolue d'une valeur M_r (sans désaimantation magnétique au préalable) vers la saturation positive, et, au moment de la mise sous tension, l'alimentation électrique doit alors fournir un fort courant pour suivre la variation de flux imposé. Cela se traduit par un pic de surintensité sur le courant comme le montre la figure 5.11a.



(a) Courant d'enclenchement (b) Origine du courant d'enclenchement

FIGURE 5.11 – Courant d'enclenchement dans un transformateur [Heathcote, 1968].

Pour gérer ces problématiques d'enclenchement pour de gros transformateurs, des techniques actuelles [Oiring, 2015] jouent sur le temps d'enclenchement au travers d'une commande qui agit sur des disjoncteurs placés en amont du transformateur. Le point délicat est alors d'estimer le temps d'enclenchement car il dépend de l'induction rémanente du transformateur. Or l'estimation de cette rémanence sur l'ensemble du transformateur est difficile [Oiring, 2015] ce qui limite la précision sur le temps d'enclenchement. Mais les résultats expérimentaux du chapitre 3 (§3.2.2) montrent que l'activation de vibrations mécaniques à partir d'un état d'aimantation rémanente (sous champ nul) permet de faire décroître itérativement la rémanence vers un état d'aimantation inférieure (en valeur absolue). L'utilisation de contraintes mécaniques dynamiques permet donc de désaimanter partiellement le transformateur grâce à une excitation purement mécanique (et non magnétique) au préalable de la mise sous tension du transformateur. Cette excitation mécanique peut être effectuée localement sur des zones du noyau difficiles à désaimanter, par exemple les coins d'un noyau à géométrie rectangulaire (figure 5.12). Ceci permet de diminuer

la rémanence du transformateur et donc augmente la précision sur le temps d'enclenchement qui commande les disjoncteurs placés en amont du transformateur, pour finalement réduire les pics de surintensité lors de la phase d'enclenchement du transformateur.

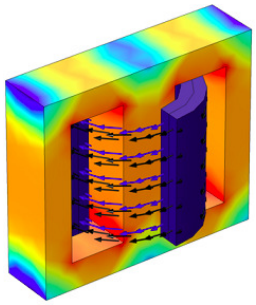
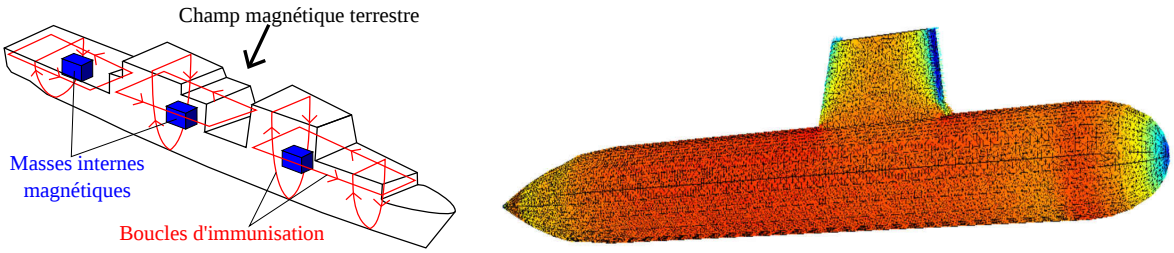


FIGURE 5.12 – Exemple de la distribution de l'induction dans un noyau de transformateur.

5.2.1.2 Discrétion magnétique

Au Laboratoire du Magnétisme du Navire à Grenoble, de nombreux travaux ont porté sur l'étude de la discrétion magnétiques appliquée aux sous-marins [Le-Coat, 1997], [Chadebec, 2001], [Froidurot, 2002], [Vuillermet, 2008], [Chadebec, 2011]. Parmi les différentes catégories usuellement utilisées pour classifier les indiscrétions magnétiques, on s'intéresse à l'indiscrétion statique provoquée par le ferromagnétisme de coque : les coques de navires sont réalisées en acier, matériau ferromagnétique, qui peuvent s'aimanter selon leur position dans un champ inducteur (le champ magnétique terrestre). Ces coques sont dépendantes des contraintes thermiques ou mécaniques et de l'histoire magnétique du matériau. La structure se comporte alors comme un gigantesque aimant créant un champ magnétique statique dans son voisinage. La signature magnétostatique de la structure est alors importante (figure 5.13b), ce qui est néfaste à une discrétion magnétique.



(a) Représentation schématique des boucles d'immunisation

(b) Exemple de calcul de la signature magnétostatique

FIGURE 5.13 – Sous marin à coque ferromagnétique dans le champ magnétique terrestre, ses masses internes et son système d'immunisation [Chadebec, 2011].

Pour diminuer les perturbations électromagnétiques des sous marins, les principaux efforts ont jusqu'alors essentiellement porté sur le ferromagnétisme de coque. De nombreuses solutions ont été mises en œuvre par toutes les marines du monde. Les premières consistaient à traiter magnétiquement les matériaux pour leur donner une aimantation rémanente maîtrisée. Une solution plus sophistiquée a consisté en l'implantation de boucles dites d'immunisation dans toute la structure du navire ayant pour vocation de générer le champ opposé à son champ propre (figure 5.13a). Elle est maintenant utilisée dans la plupart des sous marins. Mais, certaines zones de la coque sont difficiles à aimanter ou désaimanter par l'intermédiaire de ces bobines, par exemple les zones à l'extérieur et intérieur à proximité du pont (partie haute du navire de la

figure 5.13b). Or, de manière analogue aux résultats expérimentaux du chapitre 3 (§3.2.2) menés sur un tore de Fer-Cobalt, l'application de vibrations maîtrisées par l'intermédiaire de systèmes à base d'actionneurs piézoélectriques permet d'agir localement sur l'aimantation de ces zones difficiles, par exemple pour faire décroître l'aimantation rémanente sur une zone bien localisée de la coque. Cette excitation mécanique serait alors un moyen de compléter le dispositif de boucles d'immunisation électriques.

5.2.1.3 Soudure par faisceau d'électrons

Le soudage par faisceau d'électrons [Guglielmetti, 2012] est un procédé de soudage utilisant l'interaction d'un faisceau d'électrons avec les pièces à assembler (figure 5.14). Les électrons lancés à forte vitesse dans le vide possèdent une énergie cinétique importante qui sera transférée en grande partie à la pièce au moment de l'impact. La grande densité d'énergie générée lors du choc est canalisée sur une aire très petite ce qui permet une fusion locale et profonde de la matière à souder. La soudure par faisceau d'électrons offre une grande plage de puissance variant entre 10 kW et 100 kW, donnant une souplesse d'utilisation supérieure par exemple au soudage laser. Le taux de conversion énergie électrique/chaleur est également très élevé, pouvant atteindre 75 % d'efficacité, comparé par exemple à 10 % pour les méthodes par laser.

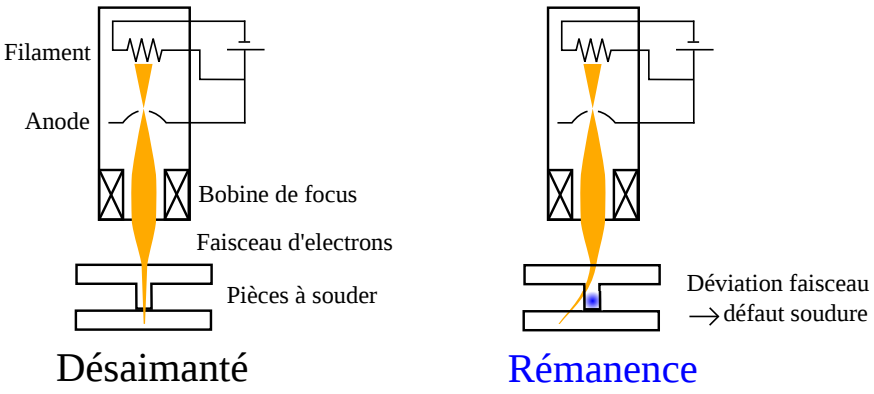


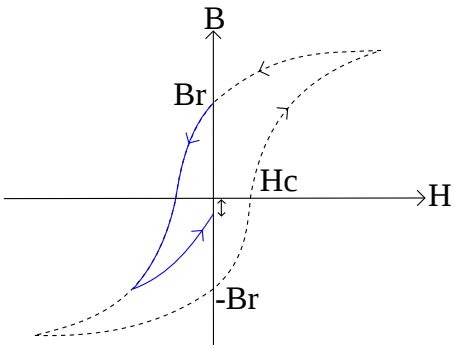
FIGURE 5.14 – Principe du soudage par faisceau d'électrons.

Cependant, cette technique possède quelques inconvénients pour souder les matériaux magnétiques. Chaque source de rémanence magnétique sur l'échantillon cause une déviation du faisceau d'électrons, un défaut de soudage se forme. Des valeurs d'induction rémanente à ne pas dépasser dans le joint de préparation sont généralement spécifiées pour permettre une soudure dans de bonnes conditions et de bonnes qualités. Par exemple la norme AFNOR NF EN ISO 9934-1 indique une induction rémanente maximale de 3 mT dans le cas d'un soudage hétérogène et de 6 mT dans le cas d'un soudage homogène [srem, 2009]. Pour répondre à ce problème, existant par exemple sur les opérations de maintenance des pipelines sur chantier (figure 5.15a), des méthodes de désaimantation magnétique sont généralement utilisées. Parmi ces méthodes, la désaimantation locale préalable (avant soudage) par application d'un champ magnétique inverse est très utilisée lors des désaimantations de tubes sur chantier. Cette méthode, comme représentée sur la figure 5.15b, cherche à annuler localement (dans la zone de soudure) l'induction rémanente par application d'un champ magnétique. L'induction rémanente du tube diminue sur la zone circonférentielle des deux tubes à souder, mais une rémanence peut persister sur des zones « difficiles » en particulier dans l'épaisseur du tube (figure 5.15c).

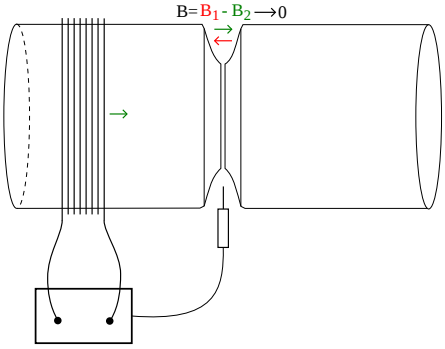
Additionnellement, la génération de micro vibrations locale par l'intermédiaire d'un système piézo-électrique peut permettre « d'affiner » la désaimantation sur ces zones difficiles en s'assurant

que les contraintes mécaniques appliquées soient élastiques (pas de déformations irréversibles des tubes).

(a) Système pour la désaimantation de pipelines



(b) Désaimantation partielle par application d'un champ inverse



(c) Joint de soudure

FIGURE 5.15 – Désaimantation locale des pipelines sur chantier avant soudage [srem, 2009].

5.2.2 Récupération d'énergie vibratoire

Le concept de la récupération d'énergie se rapporte généralement au processus d'utilisation de l'énergie ambiante (dans notre cas de l'énergie des vibrations), qui est converti, principalement mais pas exclusivement, en énergie électrique pour faire fonctionner (ou « améliorer » le fonctionnement) des dispositifs électriques petits et autonomes. Il s'agit d'une thématique étudiée par de nombreux auteurs sur des dispositifs très variés du génie électrique. Par exemple, le travail de thèse du Dr Eddiai [Eddiai, 2013] montrent comment maximiser la densité d'énergie récupérée par des dispositifs à base de polymères électrostrictifs pour une application de récupération d'énergie mécanique ambiante, ceci en utilisant l'analyse spectrale de la source. Les céramiques piézoélectriques sont aussi largement utilisées pour la conversion d'énergie électro-mécanique [Lallart, 2008]. Par exemple, la société Cedrat Technologies commercialise des dispositifs à large bande passante [Bencheikh *et al.*,] ou destinés à la récupération de l'énergie des vibrations générées dans les avions [Sosnicki *et al.*,]. Pour ces matériaux piézoélectriques, les travaux du Dr B-Ducharne [Zhang, 2015] (page 78-83), [Zhang *et al.*, 2014] montrent une technique de commande destinée à augmenter l'aire des cycles P(E) [3] parcourus en sens horaire, ceci pour récupérer un maximum d'énergie. Cette technique de commande est basée sur l'analogie entre les cycles d'Ericsson thermodynamique (où deux transformations isobares et deux transformations isothermes sont réalisées) et les cycles diélectriques (où deux transformations iso-contraintes et iso-champs sont

3. P est ici la polarisation électrique et E le champ électrique

réalisées). La contrainte mécanique est alors vue comme un champ électrique équivalent, et l'aire des cycles de récupération est affectée par la fréquence mécanique.

Méthode de récupération d'énergie	Puissance volumique
Cellule photovoltaïque	$15mW/cm^3$
Piézoélectrique	$330\mu W/cm^3$
Vibration	$116\mu W/cm^3$
Thermoélectrique	$40\mu W/cm^3$

TABLE 5.1 – Quelques sources de récupération d'énergie [Chalasani et Conrad, 2008].

Les matériaux magnétiques sont aussi utilisés dans certains dispositifs de récupération d'énergie. Par exemple, des rubans ultra doux amorphes [Zucca *et al.*, 2014], des matériaux doux et durs sur un système à déclenchement thermo-magnétique [Carlioz, 2009], [Carlioz *et al.*, 2008], ou les matériaux à magnétostrictions géantes [Zucca *et al.*, 2015] dont l'effet Villari est utilisé pour récupérer l'énergie de vibrations mécaniques [Zhao et Lord, 2006], [Zucca et Bottauscio, 2014].

Pour appliquer la récupération d'énergie à notre dispositif torique de Fer-Cobalt, il faudrait imaginer un système qui transmette des vibrations mécaniques, issues du milieu extérieur, vers l'échantillon pour modifier l'évolution sur le cycle B-H. Dans ce cas, l'énergie mécanique est « gratuite » puisque apportée par le milieux extérieur (et non par les actionneurs piézoélectriques). Ces vibrations sont transmises à l'échantillon au travers de fixations mécaniques, et l'on se retrouve dans une configuration proche de notre expérimentation décrite au chapitre 2. La différence principale est que l'amplitude et la fréquence des vibrations issues du milieu extérieure ne sont pas maîtrisées. Mais les résultats expérimentaux (figures 5.7a et 5.7b) ont montré que l'on peut économiser de l'énergie sur les cycles B-H sur une large bande de fréquence mécanique car les migrations d'aimantations sont sensibles à l'amplitude et la nature itérative (cyclique) de la contrainte mécanique. Ce dispositif, contrairement à des systèmes de récupération à bande passante étroite, peut donc permettre de récupérer l'énergie de vibrations qui s'étalent sur un large spectre. La récupération de l'énergie mécanique des vibrations extérieures a donc pour conséquence de réduire la largeur du cycle B-H de l'échantillon. Pour des contraintes appliquées d'amplitudes inférieures à 80 MPa, l'ordre de grandeur sur la puissance magnétique économisée est de quelques mW (figure 5.8b) pour notre échantillon de volume $V_{tore} = 6.28\ cm^3$. Ceci ramené en milli-Watts volumique (0.1à 1 mW/cm^3) est comparable à des dispositifs centimétriques utilisés pour la récupération d'énergie (tableau 5.1) [Lallart, 2008], [Carlioz *et al.*, 2008], [Zhang *et al.*, 2014], ce qui donne un ordre de grandeur (quelques mW/cm^3) sur les cibles à atteindre en terme de performance. Typiquement, une puissance de 3 mW pendant quelques dizaines de millisecondes est nécessaire pour alimenter un dispositif de transmission sans fils tel qu'un émetteur infra-rouge [Lallart, 2008] (page 58).

5.2.3 Contrôle non destructif

Le bruit Barkhausen, représentatif de l'activité des parois, est habituellement considéré comme un moyen de quantification de l'état des contraintes, avec un intérêt particulier pour le contrôle non destructif des structures métalliques [Apino *et al.*, 1999], [Durin *et al.*, 2000], [Augustyniak *et al.*, 2010]. Or il est avéré que le bruit seul n'est pas suffisant pour une caractérisation pertinente de l'état mécanique. D'autres paramètres, comme ceux liés aux cycles d'hystérésis, peuvent apportés des renseignements complémentaires [Iordache, 2003], [Gabi, 2012], [Mballa-Mballa, 2013]. Par exemple, la mesure du champ coercitif permet de relever des informations sur toute l'épaisseur de l'échantillon, mais requiert une puissance consommée importante. De plus, le champ coercitif H_c montre généralement une évolution bien plus monotone (voire linéaire) avec

les contraintes internes présentes dans le matériau étudié par rapport à celle donnée par une mesure de l'enveloppe RMS issue du signal Barkhausen. Cette dépendance linéaire permet alors une modélisation plus aisée pour estimer les niveaux de contraintes internes dans un échantillon.

Hormis le champ coercitif, la mesure de l'aimantation rémanente fournie aussi des informations liées aux contraintes internes présentes dans un échantillon et possède l'avantage de ne nécessiter aucune énergie magnétique supplémentaire puisque réalisée en champ nul. Par exemple, les travaux réalisés en 2007-2010 par [Viana, 2010] au laboratoire de génie électrique de Grenoble ont montré qu'il est possible d'estimer le niveau de contrainte maximale vue par un échantillon ferromagnétique par la mesure de variation de l'induction rémanente δB_{irr} de la figure 5.16. L'échantillon est mené à un état d'aimantation rémanente qui diffère selon l'amplitude de la contrainte appliquée. La mesure de cette différence d'aimantation δB_{irr} permet d'en déduire la contrainte maximale qui a été appliquée sur le matériau.

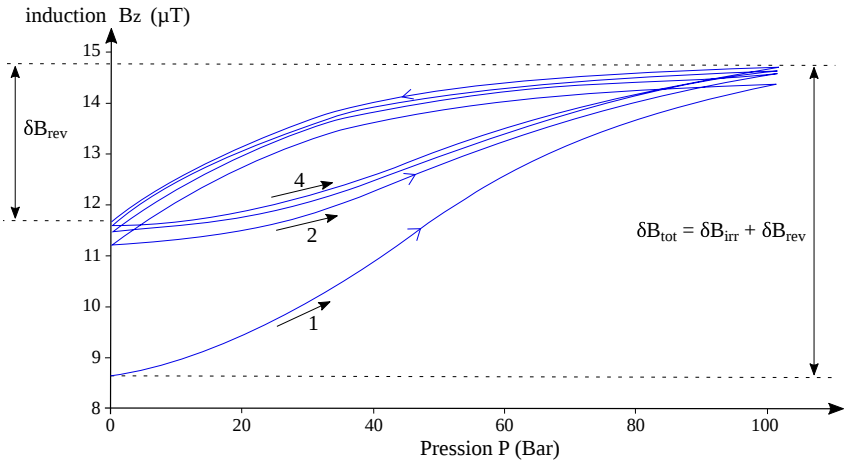


FIGURE 5.16 – Exemple de cycle HPP suivi de trois reptations (HPP : mise sous champ inducteur constant, puis montée en contrainte et enfin retour à un état non contraint) obtenu sur un barreau ferromagnétique ([Viana, 2010], page 44).

De manière similaire, les résultats expérimentaux du chapitre 3 §3.1.1 menés sur des cycles majeurs avec et sans excitation mécanique permettent de corréler linéairement les dépendances entre l'écart ΔH_c [4] et l'amplitude des contraintes mécaniques élastiques appliquées σ_a consécutives aux vibrations du tore (figure 5.17).
Ce constat suppose que l'évolution de ΔH_c avec le niveau de contraintes internes présent dans l'échantillon est linéaire (cf chapitre 4), autrement dit que la pente H_c - σ_a de la figure 5.17 dépend en partie du niveau de contraintes internes dans l'échantillon étudié. Si cette dépendance est connue pour un matériau donné, alors, dans une optique applicative de diagnostic des contraintes internes (pipelines, acier pour l'automobile...), il est possible d'en déduire le niveau de contraintes internes sur une zone de l'échantillon étudié suite à l'application de vibrations mécaniques. Avec cette technique basée sur la mesure de ΔH_c, il est possible de re-placer l'échantillon dans son état magnétique initial [5] en décrivant à nouveau un cycle magnétique majeur sans appliquer les vibrations mécaniques. Autrement dit, l'information n'est pas effacée par la mesure. A l'inverse, la mesure de variation de l'induction rémanente ΔB_r (chapitre 3 §3.2.2), de même que les résultats de [Viana, 2010] (figure 5.16), ne permet pas de retrouver l'état de rémanence initiale avant application de la contrainte puisque l'intervention d'un champ magnétique extérieur n'est pas prévue pour être intégrée au dispositif.

4. ΔH_c est ici la différence entre le champ coercitif relevé sans et avec excitation mécanique
5. i.e avant application de vibrations mécaniques

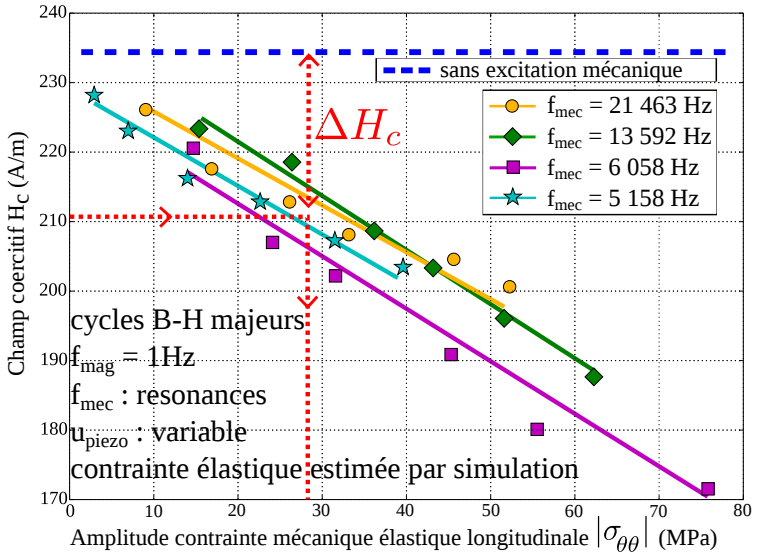


FIGURE 5.17 – Dépendance linéaire mesurée au chapitre 3 §3.1.1 entre le champ coercitif et l'amplitude des contraintes mécaniques élastiques appliquées consécutives aux vibrations.

Cette méthode basée sur la mesure de ΔH_c fonction de l'amplitude des contraintes élastiques appliquées est complémentaire d'une simple mesure de H_c déjà largement utilisée pour avoir une information sur la dureté d'un matériau magnétique. En effet, comme le rappel Néel dans [Néel, 1946], en plus des contraintes internes, une part importante de la coercivité est attribuée aux inclusions non magnétiques présentes dans un échantillon magnétique. Or, l'on suppose que ces inclusions ont une contribution sur la coercivité qui est insensible aux contraintes élastiques appliquées pendant la mise en vibration de l'échantillon. Ainsi, sous couvert de cette hypothèse également considérée dans la modélisation du chapitre 4, la mesure de ΔH_c - σ_a permet de supprimer la contribution des inclusions pour ne conserver que la contribution des contraintes internes (contrairement au cas d'une simple mesure de H_c qui prend en compte la contribution des inclusions et des contraintes internes).

5.3 Conclusions

Afin de sélectionner les applications possibles associées aux réductions de l'hystérésis magnétique du tore de Fer-Cobalt consécutive à l'utilisation de contraintes mécaniques dynamiques (chapitre 3), le bilan énergétique a été étudié dans un premier temps. Ce bilan énergétique traite les différents termes de puissance qui interviennent sur la chaîne d'excitation magnéto-mécanique : puissance électrique consommée dans le bobinage d'excitation magnétique, puissance électrique consommée dans les actionneurs piézo-électriques et puissance mécanique élastique. Ces termes sont comparés à la puissance magnétique économisée sur le cycle B-H grâce à l'utilisation de vibrations mécaniques. Le terme de puissance électrique consommée dans les actionneurs piézo-électrique contribue en grande partie à un bilan énergétique défavorable. Ce constat oriente les portées applicatives de ce travail de thèse, d'une part vers des dispositifs destinés aux capteurs et actionneurs pour lesquels on accepte de « payer » ce coût énergétique pour permettre l'ajout d'une nouvelle fonctionnalité pilotée par l'excitation mécanique, et d'autre part vers des dispositifs de récupération d'énergie vibratoire où l'énergie mécanique est issue du milieu extérieur.

Les cas d'études sélectionnés montrent la pertinence d'utiliser des vibrations mécaniques

pour contrôler les propriétés magnétiques dans des dispositifs « intelligents » tels que des capteurs d'impédance. L'excitation mécanique permet aussi de compléter une excitation magnétique lors du processus de désaimantation dans des dispositifs tels que la discrétion magnétique ou le soudage par faisceau d'électrons, ceci afin d'obtenir une désaimantation plus complète des structures à rémanence magnétique. De plus, la tendance linéaire qui se dégage entre les variations de champ coercitif et l'amplitude des contraintes mécaniques (résultats du chapitre 3 §3.1.1) permet d'envisager que l'application de vibration de faible amplitude complète le diagnostic des contraintes internes dans un échantillon ferromagnétique dans le cadre des approches de contrôle non destructif.

Conclusions générales et perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse montrent effectivement qu'une sollicitation mécanique cyclique permet de réduire l'hystérésis magnétique d'un échantillon doux de Fer-Cobalt $Fe_{49}Co_{49}V_2$.

Pour expliquer ce comportement, l'origine de la coercivité et le couplage magnéto-mécanique sont explicités dans le premier chapitre. Il en ressort qu'une contrainte appliquée influence la coercivité associée aux défauts de contraintes internes. L'examen de la littérature qui aborde le comportement magnétique sous chargement mécanique statique et dynamique a été réalisé. Les rares travaux qui traitent le cas d'une sollicitation mécanique dynamique sont peu explicités, ce qui renforce le besoin des travaux expérimentaux et théoriques présentés aux chapitres 3 et 4.

Pour caractériser le comportement magnéto-mécanique en champ magnétique variable sous l'application contrôlée d'une contrainte mécanique dynamique, un dispositif expérimental a dû être développé et est décrit dans le second chapitre. Ce dispositif permet l'acquisition et le pilotage des grandeurs magnétiques et d'excitation mécanique vibratoire sur de large gamme de fonctionnement : de 0.1 Hz à quelques kHz pour le champ magnétique et de 100 Hz à 25 kHz pour l'excitation mécanique. Cet outil permet de quantifier les différentes grandeurs d'intérêt : magnétiques (champ coercitif, induction rémanente, pertes magnétiques) et mécaniques (amplitude du déplacement imposé, amplitude des déformations). La sollicitation mécanique sur des modes de vibrations longitudinales, excités à l'aide d'actionneurs piézo-électriques, permet alors d'induire des contraintes mécaniques de type uniaxiales (suivant la direction orthoradiale).

Le troisième chapitre a présenté les résultats expérimentaux issus de l'échantillon torique $Fe_{49}Co_{49}V_2$ soumis à des vibrations mécaniques contrôlées. Plusieurs types d'essais sont alors exploités : sur des cycles d'hystérésis avec ou sans polarisation, ou en champ nul à partir d'un état d'aimantation rémanente.
Des résultats se déduisent plusieurs points : les réductions de coercivité dépendent fortement de l'amplitude de la contrainte mécanique. Ces variations sont de plus quasi-linéaires. Ces phénomènes activés par des contraintes inférieures à la limite d'élasticité apparaissent réversibles. L'étude à différentes fréquences magnétiques montre que seule l'hystérésis statique est impactée. Également, il est montré que l'amplitude des vibrations est un moyen actif de contrôler la perméabilité.
Le cyclage mécanique montre l'effet cumulatif de l'excitation mécanique sur l'évolution de l'aimantation rémanente. Ainsi, seule l'amplitude de la contrainte et le nombre de cycles mécaniques cumulés sont influentes et ce quelque soit leur fréquence.

Afin d'interpréter les résultats expérimentaux du troisième chapitre, une modélisation des phénomènes qui gouvernent l'hystérésis statique sous l'action d'une contrainte cyclique est présentée au quatrième chapitre. Ce modèle rend compte de l'accrochage d'une paroi de Bloch sur des défauts de contraintes internes. L'énergie potentielle fonction de la position de la paroi per-

met de rendre compte de la coercivité et explique qualitativement sa réduction sous l'effet d'une contrainte externe. De plus, l'importance du cyclage mécanique est appréhendée au travers du dé-piégeage cumulé cycle par cycle mécanique des parois. Par ailleurs, afin de réduire l'hystérésis, le modèle met en évidence l'intérêt d'explorer un grand nombre d'états mécaniques pour chaque valeur de champ magnétique.

Le dernier et cinquième chapitre présente les applications potentielles de l'effet des vibrations mécaniques sur le comportement magnétique. Le bilan énergétique effectué sur le dispositif expérimental présenté au chapitre 2 permet de discriminer les domaines applicatifs. Dans le cadre de l'efficacité énergétique, le coût de la sollicitation mécanique semble rédhibitoire sur l'échantillon considéré. Cependant, dans un contexte où l'énergie mécanique est apportée par le milieu extérieur, celle-ci n'est pas considérée dans le calcul du rendement et cet effet peut être exploité. C'est le cas notamment du domaine de la récupération d'énergie mécanique. Outre l'efficacité énergétique, cet effet constitue un levier d'innovation par le contrôle du comportement magnétique à l'aide de l'excitation mécanique. Par exemple, une sollicitation mécanique vibratoire pourrait permettre une désaimantation locale efficace. A l'inverse d'une désaimantation par cyclage magnétique, l'exploitation de cet effet élude le problème de la saturation et des champs d'excitation trop forts. En effet, les champs démagnétisants trop importants localement ne permettent pas la saturation et entravent la désaimantation. L'excitation mécanique vibratoire autorise une relaxation locale et pourrait permettre de parachever la désaimantation. Les applications potentielles seraient par exemple le soudage par faisceau d'électrons et la discrétion magnétique des navires qui toutes deux mettent en exergue la désaimantation locale.
Enfin, dans le cadre du contrôle non destructif, la sensibilité des écarts du champ coercitif suivant que le matériau est excité mécaniquement ou non, aux contraintes internes, permettrait de diagnostiquer l'état mécanique.

Les perspectives des travaux exploratoires présentés dans ce manuscrit s'organisent en deux volets : l'un concerne la compréhension de l'effet d'une contrainte mécanique cyclique sur le comportement magnétique et l'autre les conditions d'exploitation et l'établissement de lois de comportement. En effet, même si les résultats expérimentaux et de modélisation montrent le bénéfice d'une contrainte cyclique qui permet au matériau d'expérimenter continûment une multitude d'états mécaniques, la question du type de sollicitation et du choix du matériau reste en suspens. Ainsi, l'utilisation d'une sollicitation mécanique bi-axiale semble une voie intéressante qui permet de dissocier les directions de contraintes et de champ. Ce type de sollicitation permettrait alors de tester des matériaux anisotropes comme par exemple les tôles FeSi à texture cubique et Goss et de comprendre plus finement les effets mis en œuvre. Le choix du triplet que constituent le matériau, les conditions d'excitation mécanique et magnétique est un verrou important. D'un point de vue expérimentale, la mesure de bruit Barkhausen dicté par les décrochements de parois de Bloch serait également un plus et permettrait d'étayer les résultats précédents. Toutes ces mesures sont difficiles à mettre en œuvre et la priorité est mise sur le développement d'un outil de caractérisation magnéto-mécanique sous contrainte bi-axiale.
En effet, le second volet concerne l'établissement de lois de comportement magnéto-mécanique qui permettent d'adresser les problématiques de simulation de dispositif. Ces lois de comportement sont des prérequis indispensables à la conception de dispositif. Le but est alors de concevoir un outil expérimental qui permette à la fois de tester différents matériaux et type de sollicitations et d'engranger les caractérisations magnéto-mécaniques utiles à l'établissement de ces lois de comportement.

Bibliographie

[Ahmadi *et al.*, 2011] Ahmadi, B., Chazal, H., Waeckerlé, T. et Roudet, J. (2011). Effect of anisotropy and direction of magnetization on complex permeability of ferromagnetic rectangular thin slabs. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(12):4001–4008.

[Alves et Barrué, 2004] Alves, F. et Barrué, R. (2004). *Magnétisme microscopique à l'échelle des domaines magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques doux*, volume 3 :6. Journal sur l'enseignement des sciences et technologies de l'information et des systèmes.

[Apino *et al.*, 1999] Apino, C., Durin, G., Basso, V., Beatrice, C., Pasquale, M. et Bertotti, G. (1999). Effect of stress anisotropy on hysteresis and barkhausen noise in amorphous materials. *Journal of Applied Physics*, 85(8).

[Astie et Degauque, 1985] Astie, B. et Degauque, J. (1985). Behaviour of magnetic domain walls in presence of structural defects in high purity iron. *Journal de Physique*, 46:C10–721–724.

[Augustyniak *et al.*, 2010] Augustyniak, B., Piotrowski, L., Chmielewski, M., Kosmas, K. et Hristoforou, E. (2010). Barkhausen noise properties measured by different methods for deformed armco samples. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(2):544–548.

[Ayant et Borg, 1971] Ayant, Y. et Borg, M. (1971). *Fonctions spéciales*. Dunod, Paris.

[Baguley *et al.*, 2009] Baguley, C., Madawala, U. K. et Carsten, B. (2009). Unusual effects measured under dc bias conditions on mnzn ferrite material. *IEEE Transactions on Magnetics*, 45(9):3215–3222.

[Baguley *et al.*, 2011] Baguley, C., Madawala, U. K. et Carsten, B. (2011). The impact of vibration due to magnetostriction on the core losses of ferrite toroidals under dc bias. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(8):2022–2029.

[Baguley *et al.*, 2012a] Baguley, C., Madawala, U. K. et Carsten, B. (2012a). The impact of magnetomechanical effects on ferrite b–h loop shapes. *IEEE Transactions on Magnetics*, 48(8):2284–2293.

[Baguley *et al.*, 2012b] Baguley, C., Madawala, U. K. et Carsten, B. (2012b). The influence of remanence on magnetostrictive vibration and hysteresis in mn-zn ferrite cores. *IEEE Transactions on Magnetics*, 48(5):1844–1851.

[Becker et Doring, 1939] Becker, R. et Doring, W. (1939). *Ferromagnetismus*. Springer.

[Belahcen, 2004] Belahcen, A. (2004). *Magnetoelasticity, magnetic forces and magnetostriction in electrical machines*. Thèse de doctorat, Helsinki University of Technology, Finlande.

[Bencheikh *et al.*,] Bencheikh, N., Pagès, A., Forissier, T. et Porchez, T. A bistable piezoelectric harvester for wideband mechanical frequency excitation. *In ACTUATOR 2014, 14th International Conference on New Actuators, Bremen, Germany, 23– 25 June 2014*. Cedrat Technologies S.A, Meylan France.

[Bertotti, 1998] Bertotti, G. (1998). *Hysteresis in Magnetism*.

[Bertotti, 2008] Bertotti, G. (2008). Connection between microstructure and magnetic properties of soft magnetic materials. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(20):2436–2442.

[Bitter, 1932] Bitter, F. (1932). Experiments on the nature of ferromagnetism. *Physical Review*, 41(4):507–515.

[Bozorth, 1951] Bozorth, R. M. (1951). *Ferromagnetism*. Ed. Van Nostrand, New York (USA).

[Brissonneau, 1997] Brissonneau, B. (1997). *Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique*. Hermès.

[Brissonneau, 1958] Brissonneau, P. (1958). Le traînage magnétique - exposé et mise au point. *Journal de physique et le radium*, 19:490–504.

[Carlioz, 2009] Carlioz, L. (2009). *Générateur piézoélectrique à déclenchement thermomagnétique*. Thèse de doctorat, Laboratoire des Techniques de l'Informatique et de la Microélectronique pour l'Architecture des systèmes intégré - Laboratoire de Génie Électrique de Grenoble.

[Carlioz *et al.*, 2008] Carlioz, L., Delamare, J., Basrour, S. et Poulin, G. (2008). Hybridization of magnetism and piezoelectricity for an energy scavenger based on temporal variation of temperature. pages 311–313. EDA PUBLISHING Association.

[Carr *et al.*, 1969] Carr, W. J., Berkowitz, A. E. et Kneller, E. (1969). *Magnetism and metallurgy*.

[Chadebec, 2001] Chadebec, O. (2001). *Modélisation du champ magnétique induit par des tôles. Identification de l'aimantation. Application à l'immunisation en boucle fermée d'une coque ferromagnétique*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

[Chadebec, 2011] Chadebec, O. (2011). Modélisation électromagnétique basse fréquence, identification de sources équivalentes et métrologie en champs magnétiques faibles. *Habilitation à diriger des recherches*.

[Chalasani et Conrad, 2008] Chalasani, S. et Conrad, J. M. (2008). A survey of energy harvesting sources for embedded systems. *In Southeastcon*, pages 442–447. IEEE.

[Chikazumi, 1997] Chikazumi, S. (1997). *Physics of ferromagnetism*. Oxford UN. Press (2nd edition).

[Claeyssen et Lhermet, 2002] Claeyssen, F. et Lhermet, N. (2002). Actuators based on giant magnetostrictive materials. *Actuator 2002, 8th International Conference on New Actuators, Bremen, Allemagne*, pages 148–153.

[Claeyssen *et al.*, 1997] Claeyssen, F., Lhermet, N., Letty, R. L. et Bouchilloux, P. (1997). Actuators, transducers and motors based on giant magnetostrictive materials. *Journal of Alloys and Compounds*, 258:61.

[Cottrel, 1964] Cottrel, A. H. (1964). *Theory of Crystal Disclocations*. Gordon an Breach, New-York (USA).

[Couderchon, 1998] Couderchon, G. (1998). Alliages magnétiques doux. *Techniques de l'Ingénieur*, (M350).

[Cullity, 1972] Cullity, B. D. (1972). *Introduction to magnetic Materials*. Addison-Wesley Publishing Company, London.

[Daniel *et al.*, 2007] Daniel, L., Hubert, O., Buiron, N. et Billardon, R. (2007). Reversible magneto-elastic behavior : a multiscale approach. *J. Mech. Phys. Solids*, 56:1018–1042.

[Delage, 1997] Delage, M. (1997). *Contribution à l'étude du comportement magnétodynamique des tôles fer silicium à grains non orientés*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France.

[du Trémolet de Lacheisserie, 1993] du Trémolet de Lacheisserie, E. (1993). *Magnetostriction, Theory and Applications of Magnetoelasticity.* CRC Press, Boca Raton, USA.

[du Trémolet de Lacheisserie, 1999] du Trémolet de Lacheisserie, E. (1999). *Magnétisme - I - Fondements.* Grenoble sciences.

[du Trémolet de Lacheisserie, 2002] du Trémolet de Lacheisserie, E. (2002). *Magnetism - Fundamentals, Materials and Applications.* Springer.

[Durand, 1968] Durand, E. (1968). *Magnétostatique.*

[Durin *et al.*, 2000] Durin, G., Beatrice, C., Appino, C., Basso, V. et Bertotti, G. (2000). Connection between hysteresis, barkhausen noise, and microstructure in magnetic materials. *Journal of Applied Physics*, 87(9):4768–4771.

[Eddiai, 2013] Eddiai, A. (2013). *Caractérisation et modélisation des polymères électro-actifs : Application à la récupération d'énergie.* Thèse de doctorat, Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectricité INSA de Lyon - Université Chouaib Doukkali d'El Jadida.

[Ewing, 1885] Ewing, J. A. (1885). *Phil. Trans.*, (176):554–569.

[Ewing, 1889] Ewing, J. A. (1889). On hysteresis in the relation of strain to stress. *British Association Reports*, (502).

[Fiorillo, 2004] Fiorillo, F. (2004). *Measurement and characterization of magnetic materials.* Elsevier series in Electromagnetism.

[Fiorillo et Mazaleyrat, 2009a] Fiorillo, F. et Mazaleyrat, F. (2009a). Mesures magnétiques - mesurage des propriétés magnétiques des matériaux. *Techniques de l'Ingénieur*, (D1505):1–16.

[Fiorillo et Mazaleyrat, 2009b] Fiorillo, F. et Mazaleyrat, F. (2009b). Mesures magnétiques - principes et production des champs magnétiques. *Techniques de l'Ingénieur*, (D1505).

[Froidurot, 2002] Froidurot, B. (2002). *Discrétion magnétique des machines électriques de propulsion navale.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

[Gabi, 2012] Gabi, Y. (2012). *Modélisation FEM du système de contrôle non destructif 3MA en ligne de production des aciers dual phase.* Thèse de doctorat, Ecole Doctorale EEATS de Grenoble, France.

[Galopin, 2007] Galopin, N. (2007). *Modélisation et caractérisation de matériau actifs pour la conception de dispositifs magnéto-électriques.* Thèse de doctorat, Université Paris Sud XI, France.

[Galopin *et al.*, 2006] Galopin, N., Azoum, K., Besbes, M., Daniel, L., Hubert, O., Alves, F. et Bouillault, F. (2006). Caractérisation et modélisation des déformations induites par les forces magnétiques et par la magnétostriction. *Revue Internationale du Génie Electrique*, 9:499.

[Garbuio, 2006] Garbuio, L. (2006). *Étude du phénomène de lubrification électroactive à l'aide d'actionneurs piéoélectriques. Application à la réduction des forces de frottement sec dans un moteur à combustion interne.* Thèse de doctorat, INPT Toulouse, France.

[Geoffroy, 2006] Geoffroy, O. (2006). Physique des matériaux magnétiques. *Techniques de l'Ingénieur*, (D2080).

[Geoffroy, 2008] Geoffroy, O. (2008). Propriétés techniques des matériaux magnétiques. *Techniques de l'Ingénieur*, (D2081).

[Gersdorf, 1960] Gersdorf, R. (1960). Uniform and non-uniform form effect in magnetostriction. *Physica*, 26(8):553–574.

[Ghibaudo, 2012] Ghibaudo, O. (2012). *Comportement ferromagnétique sous stimulations mécaniques hautes fréquences.* Stage Master 2 Recherche - spécialité génie électrique - Grenoble INP/UJF, laboratoire G2ELab, Grenoble, France.

[Ghibaudo *et al.*, 2014] Ghibaudo, O., Chazal, H., Galopin, N. et Garbuio, L. (2014). Comportement ferromagnétique sous stimulation mécanique haute fréquence. *In Symposium de Génie Electrique, 8-9 juillet 2014, Cachan (France).*

[Ghibaudo *et al.*, 2015a] Ghibaudo, O., Chazal, H., Galopin, N. et Garbuio, L. (2015a). Magnetic behavior measurements under high frequency mechanical solicitations. *In proceding of IEEE Xplore - International Instrumentation and Measurement Technology conference (I2MTC), 11-14 May 2015, Pisa (Italy).* IEEE Xplore.

[Ghibaudo *et al.*, 2015b] Ghibaudo, O., Chazal, H., Galopin, N. et Garbuio, L. (2015b). Magnetic coercive field measurement under ultrasonic mechanical excitation. *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, (Vo 48 No 2-3):207–212.

[Ghibaudo *et al.*, 2013] Ghibaudo, O., Chazal, H., Galopin, N., Garbuio, L. et Geoffroy, O. (2013). Reduction of coercive field under applied stress vibration. *In proceding of 21th Soft Magnetic Materials international conference (SMM21), 1-4 Sept 2013, Budapest (Hungary).* IEEE Transactions on Magnetics.

[Gorkunov *et al.*, 2001] Gorkunov, E. S., Dragoshanskii, Y. N. et Khamitov, V. A. (2001). Magnetoelastic acoustic emission in ferromagnetic materials. ii. effect of elastic and plastic strains on parameters of magnetoelastic acoustic emission. *Russian Journal of Nondestructive Testing*, 37(12):835–858.

[Gourdin, 1998] Gourdin, C. (1998). *Identification et modélisation du comportement électro-magneto-élastique de structures ferromagnétiques.* Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, France.

[Gourdin *et al.*, 1998] Gourdin, C., Hirsinger, L., Barbier, G. et Billardon, R. (1998). Experimental identification of the coupling between the anhysteretic magnetic and magnetostrictive behaviours. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 177(1):201–202.

[Guglielmetti, 2012] Guglielmetti, A. (2012). *Etude numérique du soudage par impulsion magnétique.* Thèse de doctorat, Université de Technologie de Compiègne.

[Hatafuku, 2002] Hatafuku, H. (2002). Estimation of effective magnetic field in ferromagnetic alloys by magnetoacoustic effec. *Electrical Engineering in Japan*, 140(1):739–744.

[Hatafuku *et al.*, 2002] Hatafuku, H., Sarudate, C. et Konno, A. (2002). Estimation of residual stresses in magnetic metals by using ultrasonic method. *IEEE Transactions on Magnetics*, 38(5):3309–3311.

[Heathcote, 1968] Heathcote, M. J. (1968). *13th J and P transformer book, a practical technology of power transfomer.* Elsevier, New York.

[Heisenberg, 1928] Heisenberg, W. (1928). Zur theorie des ferromagnetismus. *Z Phys*, 49(9-10):619–636.

[Hilzinger et Kronmuller, 1976] Hilzinger, H. R. et Kronmuller, H. (1976). Statistical theory of the pinning of bloch walls by randomly distributed defects. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1(2):1486–1893.

[Hirsinger, 1994] Hirsinger, L. (1994). *Etude des déformations magnéto-élastiques dans les matériaux ferromagnétiques doux. Application à l'étude des déformations d'une structure de machine électrique.* Thèse de doctorat, Paris VI.

[Hirsinger et Billardon, 2002] Hirsinger, L. et Billardon, R. (2002). Magnetostriction and so-called form effect. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 140:2199.

[Hubert et Schäfer, 1998] Hubert, A. et Schäfer, R. (1998). *Magnetic domains.* Springer verlag.

[Hubert, 2007] Hubert, O. (2007). Influence of biaxial stresses on the magnetic behaviour of an iron-cobalt sheet - experiments and modelling. *Przeglad Elektrotecniczny*, R83:70.

[Hubert, 2008] Hubert, O. (2008). Comportement magnéto-mécanique des matériaux magnétiques. *Habilitation à diriger des recherches.*

[Hubert et Daniel, 2010] Hubert, O. et Daniel, L. (2010). Measurement and analytical modeling of the δe effect in a bulk iron-cobalt alloy. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(2):401–404.

[Hubert et Daniel, 2011] Hubert, O. et Daniel, L. (2011). Energetical and multiscale approaches for the definition of an equivalent stress for magneto-elastic couplings. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 323:11766–1781.

[Hubert *et al.*, 2005] Hubert, O., Maurel, V., Alves, F., Daniel, L. et Bouillault, F. (2005). A new experimental set-up for the characterisation of magneto-mechanical behaviour of materials submitted to biaxial stresses application to fe-co alloys. *Przeglad Elektrotechniczny*, 81:19–23.

[Hug *et al.*, 2002] Hug, E., Hubert, O. et Houtte, J. V. (2002). Effect of internal stresses on the magnetic properties of non-oriented fe-3%si and feco-2%v alloys. *Materials Science and Engineering*, A332:193–202.

[Ikeda, 1990] Ikeda, T. (1990). *Fundamentals of Piezoelectricity.* Oxford Science Publications.

[Iordache, 2003] Iordache, V. E. (2003). *Suivi de l'état de contraintes, appliquées et internes, des alliages ferromagnétiques doux par mesure de leur propriétés magnétiques.* Thèse de doctorat, Université de Technologie de Compiègne.

[Ismail, 2007] Ismail, A. B. (2007). *Modélisation de la découpe des tôles ferromagnétiques.* Thèse de doctorat, Université Laval, Québec, Canada.

[Jendritza, 1998] Jendritza, D. (1998). Performance and applications of piezoelectric and electrorheological actuators. *In 6th International Conference on New Actuators, Bremen, Germany, 1998*, pages 21–25.

[Jiles et Atherton, 1986] Jiles, D. C. et Atherton, D. L. (1986). Theory of ferromagnetic hysteresis. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 61:48–60.

[Kai *et al.*, 2014] Kai, Y., Tsuchida, Y., Todoka, T. et Enokizono, M. (2014). Influence of biaxial stress on vector magnetic properties and 2-d magnetostriction of a nonoriented electrical steel sheet under alternating magnetic flux conditions. *IEEE Transactions on Magnetics*, 50(4).

[Kashiwaya, 1992] Kashiwaya, K. (1992). Recent developments of non-oriented electrical steel sheets. *Journal of Applied Physics*, 31:231.

[Kedous-Lebouc, 2006] Kedous-Lebouc, A. (2006). *Matériaux magnétiques en génie électrique - Tome 1.* Hermes Science.

[Kedous-Lebouc, 2016] Kedous-Lebouc, A. (2016). Joint punching and frequency effects on practical magnetic characteristics of electrical steels for high-speed machines. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.*

[Kedous-Lebouc *et al.*, 2015] Kedous-Lebouc, A., Messal, O. et Youmssi, A. (2015). High frequency magnetic characterization of sife and cofe sheets : Punching impact evaluation and modeling. *In proceeding of 22th Soft Magnetic Materials Conference (SMM22), 13-16 September, São Paulo (Brazil).*

[Kersten, 1943] Kersten, M. (1943). Ferromagnetische hysterese. *Koerzitionkraft.*

[Kondorski, 1937] Kondorski, E. (1937). On the nature of coercive force and irreversible changes in magnetisation. *Phys. Z. Sowjetunion*, (11):597.

[Kronmüller, 2003] Kronmüller, H. (2003). *Micromagnetism and the microstructure of ferromagnetic solids*. Cambridge University Press.

[Kronmüller et Fähnle, 1994] Kronmüller, H. et Fähnle, M. (1994). *Micromagnetism and the Microstructure of Ferromagnetic solids*, volume B 49 - 6100. Cambridge university press.

[Lallart, 2008] Lallart, M. (2008). *Amélioration de la conversion électroactive de matériaux piézoélectriques et pyroélectriques pour le contrôle vibratoire et la récupération d'énergie*. Thèse de doctorat, Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectricité INSA de Lyon.

[Landau et Lifshitz, 1935] Landau, L. et Lifshitz, E. (1935). On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion*, 8(153):101–114.

[Le-Coat, 1997] Le-Coat, G. (1997). *Discrétion électromagnétiques des machines électriques tournantes*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

[Lebourgeois, 2005] Lebourgeois, R. (2005). Ferrites doux pour l'électronique de puissance. *Techniques de l'Ingénieur*, N3260.

[Lebourgeois, 2014] Lebourgeois, R. (2014). Ferrites faibles pertes pour applications fréquentielles. *Techniques de l'Ingénieur*, E1760.

[LoBue *et al.*, 1999] LoBue, M., Cornejo, D. R., Basso, V., Missel, F. P. et Bertotti, G. (1999). Analysis of magnetic after effects in nanocrystalline smfeco by the preisach hysteresis model. *IEEE Transactions on Magnetics*, 35(4).

[LoBue *et al.*, 1998] LoBue, M., Fiorillo, F., Basso, V. et Bertotti, G. (1998). Effect of tensile and compressive stress on dynamic loop shapes and power losses of fe-si electrical steels. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 196:1372–374.

[Loisos et Moses, 2001] Loisos, G. et Moses, A. (2001). Critical evaluation and limitations of localized flux density measurements in electrical steels. *IEEE Transactions on Magnetics*, 37(4):2755–2757.

[Matsumura et Fukuda, 1984] Matsumura, K. et Fukuda, B. (1984). Magnetoelastic effect of 3.25%si-fe single crystal under low magnetic field. *IEEE Transactions on Magnetics*, 5:1533.

[Maugin, 1988] Maugin, G. A. (1988). *Continuum Mechanics of Electromagnetic Solids*.

[Maurel, 2002] Maurel, V. (2002). *Influence de l'état mécanique multiaxial induit par la découpe sur les propriétés d'usage des tôles magnétiques*. Thèse de doctorat, Ecole Normale Supérieure de Cachan, France.

[Maxonics, 2003] Maxonics (2003). *Datasheet high power ultrasonics system for industrial apllications*. Etrema Products. Technical report.

[Mballa-Mballa, 2013] Mballa-Mballa, F. (2013). *Modélisation du comportement magnéto-mécanique d'un acier Dual Phase à partir de sa description microstructurale*. Thèse de doctorat, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, France.

[Medeiros *et al.*, 1998] Medeiros, L. H. D., Reyne, G. et Meunier, G. (1998). Comparison on global forces calculations on permanent magnets. *IEEE Transactions on Magnetics*, 34(5): 3560–3563.

[Messal, 2013] Messal, O. (2013). *Caractérisation et modélisation du comportement thermo-magnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I.

[Messal *et al.*, 2013a] Messal, O., Sixdenier, F., Morel, L. et Burais, N. (2013a). Thermal behavior of iron-nickel-chromium alloys and correlation with magnetic and physical properties – part a : Static effects modeling. *In Compumag Conference, 30 Jun. - 4 Jul. 2013, Budapest, Hungary.*

[Messal *et al.*, 2013b] Messal, O., Sixdenier, F., Morel, L. et Burais, N. (2013b). Thermal behavior of iron-nickel-chromium alloys and correlation with magnetic and physical properties – part b : Dynamic modeling. *In Compumag Conference, 30 Jun. - 4 Jul. 2013, Budapest, Hungary.*

[Michel *et al.*, 2016] Michel, L., Ghibaudo, O., Messal, O. et Kedous-Lebouc, A. (2016). Commande "sans modèle" pour l'asservissement numérique d'un banc de caractérisation magnétique. *In Symposium de Génie électrique, 7-9 Juin 2016, Grenoble, France.*

[Minov *et al.*, 2011] Minov, B., Konstantinovic, M. et Dupré, L. (2011). Development of magnetic after-effect setup and application in the study of relaxation processes in fe-c, fe-cu and fe-cr alloys. *PRZEGLAD ELEKTROTECHNICZNY (Electrical Review),*, R 87(9b):120–124.

[morganelectroceramics, 2003] morganelectroceramics (2003). *www.morganelectroceramics.com.* Technical report.

[Morrish, 1965] Morrish, A.-H. (1965). *The physical principles of magnetism.* Wiley.

[Moses, 1981] Moses, A. J. (1981). Effect of stress on the magnetic properties of grain-oriented silicon-iron magnetized in various directions. *IEEE Transactions on Magnetics*, 17(6):2872–2874.

[Nabi *et al.*, 2013] Nabi, B., Helberta, A. L., Brisseta, F., Andréb, G., Waeckerlé, T. et Baudina, T. (2013). Effect of recrystallization and degree of order on the magnetic and mechanical properties of soft magnetic feco–2v alloy. *Materials Science and Engineering*, A578:215–221.

[Nogarede, 2005] Nogarede, B. (2005). *Électrodynamique appliquée : fondements et principes physiques de l'électrotechnique.* Dunod.

[Néel, 1946] Néel, L. (1946). Bases d'une nouvelle théorie générale du champ coercitif. *Annales de l'Université de Grenoble*, 22:299–343.

[Néel, 1951] Néel, L. (1951). Le traînage magnétique. *Journal de physique et le radium*, 12:339–441.

[Néel, 1978] Néel, L. (1978). *Oeuvres scientifiques de Louis Néel.* Editions du centre national de la recherche scientifique, Paris.

[Oiring, 2015] Oiring, V. (2015). *Contribution au renvoi de tension et à la reconstitution du réseau. Estimation des flux rémanents dans un transformateur.* Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes - Laboratoire de Génie Électrique de Grenoble.

[Osada *et al.*, 2008] Osada, H., Nakamura, S., Hatafuku, H., Chiba, S. et Oka, H. (2008). The effect of ultrasonic resonance on impedance in magnetic rods. *IEEE Transactions on Magnetics*, 44(11):4007–4010.

[Pearson *et al.*, 2000] Pearson, J., Squire, P., Maylin, M. et Gore, J. (2000). Biaxial stress effects on the magnetic properties of pure iron. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36(15): 3251–3253.

[Perevertov et Schäfer, 2014] Perevertov, O. et Schäfer, R. (2014). Influence of applied tensile stress on the hysteresis curve and magnetic domain structure of grain-oriented fe-3%si steel. *Journal of Phyics and Applied Physics*, 47:1–11.

[Peuzin et Gignoux, 2009] Peuzin, J. C. et Gignoux, D. (2009). *Physique des diélectriques*, volume Chapter 5. Grenoble Sciences, Grenoble (France).

[Pfutzner, 1981] Pfutzner, H. (1981). Analysis of stress effects on the domain and field configuration of sife sheets with coating. *Journal of Applied Physics*, 52(5):3708 – 3711.

[Pitman, 1990] Pitman, K. C. (1990). The influence of stress on ferromagnetic hysteresis. *IEEE Transactions on Magnetics*, 6(5):1978–1980.

[Preisach, 1935] Preisach, P. (1935). *Uber die magnetishe nachwirtung*, volume 94. Zeitung Physik.

[Rekik, 2014] Rekik, M. (2014). *Mesure et modélisation du comportement magnéto-mécanique dissipatif des matériaux ferromagnétiques à haute limite élastique sous chargement multiaxial : application aux géneratrices à grandes vitesses pour l'aéronautique.* Thèse de doctorat, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, France.

[Rekik *et al.*, 2013] Rekik, M., Hubert, O., Daniel, L., Raka, B., Mella, P. et Aimedieu, P. (2013). Dispositif de mesure du comportement magnéto−mécanique d'un alliage de fer−silicium sous chargement mécanique multiaxial. *In Congrés Français de Mécanique, Bordeaux 2013.*

[Rizzo, 2012] Rizzo, K.-J. (2012). *Modélisation multi-échelle du comportement magnéto-mécanique dissipatif.* Thèse de doctorat, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, France.

[Sablik et Jiles, 1993] Sablik, M. J. et Jiles, D. C. (1993). Coupled magneoelastic theory of magnetic and magnetostrictive hysteresis. *IEEE Transactions on Magnetics*, 29(3).

[Schneider et Richardson, 1982] Schneider, C. et Richardson, J. (1982). Biaxial magnetoelasticity in steels. *Journal of Applied Physics*, 53(11):8136–8138.

[Seeger, 1966] Seeger, A. (1966). The effect of dislocations on the magnetization curves of ferromagnetic crystals. *Journal de Physique*, C(3):68–77.

[Seeger *et al.*, 1943] Seeger, A., Kronmüller, H., Rieger, H. et Träuble, H. (1943). Effect of lattice defects on the magnetization curve of ferromagnets. *Journal of Applied Physics*, 35(3):740–748.

[Shirkoohi et Moses, 1990] Shirkoohi, G. H. et Moses, A. J. (1990). Effects of stress on iron loss and apparent power in low silicon non-oriented electrical steel. *Anales de Fisica - B*, 86:265.

[Skomski, 2008] Skomski, R. (2008). *Simple Models of Magnetism.* Oxford graduate texts.

[Smith et Birchak, 1969] Smith, G. W. et Birchak, J. R. (1969). Internal stress distribution theory of magnetomechanical hysteresis - an extansion to include effects of magnetic field and applied stress. *Journal of Applied Physics*, 40(13):5174–5178.

[Smith et Dapino, 2005] Smith, R. C. et Dapino, M. J. (2005). A stress-dependant hysteresis model for ferromagnetic transducer materials. *ASME.*

[Sosnicki *et al.*,] Sosnicki, O., Lhermet, N. et Claeyssen, F. Vibration energy harvesting in aircraft using piezoelectric actuators. *In ACTUATOR 2006, 10th International Conference on New Actuators, Bremen, Germany, 14-16 June 2006.* Cedrat Technologies S.A, Meylan France.

[Sourmail, 2004] Sourmail, T. (2004). Evolution of strength and coercivity during annealing of feco based alloys. *Scripta Materialia*, 51:589–591.

[Sourmail, 2005] Sourmail, T. (2005). Near equiatomic feco alloys : Constitution, mechanical and magnetic properties. *Materials Science*, 50:816–880.

[srem, 2009] SREM (2009). *http ://www.srem.fr/Files/Problemes-de-magnetisme-remanent-en-soudage.pdf*. Technical report.

[Stoner et Wohlfarth, 1948] STONER, E. C. et WOHLFARTH, E. P. (1948). A mechanism of magnetic hysteresis in heterogenous alloys. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, (A 240):599–642.

[Traüble, 1969] TRAÜBLE, H. (1969). *The Influence of Crystal Defects on Magnetization Processes in Ferromagnetic Single Crystal - Chapter XIII Crystal Defects in Ferromagnetism single crystals*. Numéro B58 - vol.2. Magnetism and Metallurgy, New York.

[Tsuchida et Enokizono, 2016] TSUCHIDA, Y. et ENOKIZONO, M. (2016). Residual stress evaluation by measuring barkhausen signals for high efficiency motors. *In XXII International Conference on Electrical Machines (ICEM), 4-7 September 2016, Lausanne (Switzerland)*.

[Viana, 2010] VIANA, A. (2010). *Etude de la magnetoelasticité en champ magnétique faible et contraintes mécaniques fortes*. Thèse de doctorat, Ecole Doctorale EEATS de Grenoble, France.

[Vieille, 2007] VIEILLE, B. (2007). *Modélisation de l'effet des contraintes sur le comportement magnétique des ferrites*. Thèse de doctorat, Ecole normale supérieure de Cachan, France.

[Vonsovskii et Hardin, 1974] VONSOVSKII, S. V. et HARDIN, R. (1974). *Magnetism*, volume Volume 2. Wiley, New-York.

[Vuillermet, 2008] VUILLERMET, Y. (2008). *Immunisation en boucle fermée - application au sous marin double coque. Identification de l'aimantation à partir de mesures du champ magnétique proche*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

[Waeckerle, 2014] WAECKERLE, T. (2014). Nouvelles tôles magnétiques Fe-Co "Fully Process" pour machines à grande vitesse. *In Symposium de Génie Électrique 2014*, Cachan, France.

[Waeckerlé, 2010a] WAECKERLÉ, T. (2010a). Matériaux magnétiques doux cristallins - magnétisme et métallurgie appliqués. *Techniques de l'Ingénieur*, D2121:1–26.

[Waeckerlé, 2010b] WAECKERLÉ, T. (2010b). Matériaux magnétiques doux cristallins - tôles magnétiques fer-silicium non orientées (no). *Techniques de l'Ingénieur*, D2123.

[Weiss et Foex, 1926] WEISS, P. et FOEX, G. (1926). *Le magnétisme*. A Colin.

[Yu, 2000] YU, R. H. (2000). High temperature soft magnetic materials : Feco alloys and composites. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36(5):3390.

[Zhang, 2015] ZHANG, B. (2015). *Model for coupled ferroelectric hysteresis using time fractional operators : Application to innovative energy harvesting*. Thèse de doctorat, Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectricité INSA de Lyon.

[Zhang *et al.*, 2014] ZHANG, B., DUCHARNE, B., SEBALD, G. et GUYOMAR, D. (2014). Energy harvesting based on piezoelectric ericsson cycles in a piezoceramic material. *In IEEE International Symposium on the Applications of Ferroelectric, 12-16 May 2014, State College, Pensnsylvania (USA)*, pages 1–4. IEEE Transactions on Magnetics.

[Zhao et Lord, 2006] ZHAO, X. et LORD, D. G. (2006). Application of the villari effect to electric power harvesting. *Journal of Applied Physics*, 99(8):08M703–1–08M703–3.

[Zucca et Bottauscio, 2014] ZUCCA, M. et BOTTAUSCIO, O. (2014). Hysteretic modeling of eletrical micro-power generators based on villari effect. *IEEE Transactions on Magnetics*, 48(11):3092–3095.

[Zucca *et al.*, 2014] ZUCCA, M., BOTTAUSCIO, O., BEATRICE, C., BOTTAUSCIO, O., HADADIAN, A., FIORILLO, F. et MARTINO, L. (2014). A study on energy harvesting by amorphous strips. *IEEE Transactions on Magnetics*, 50(11):8002104.

[Zucca *et al.*, 2015] ZUCCA, M., HADADIAN, A. et BOTTAUSCIO, O. (2015). Quantities affecting the behavior of vibrational magnetostrictive transducer. *IEEE Transactions on Magnetics*, 51(1):8000104.

Publications de l'auteur

Publications sur les travaux de thèse

Articles de revues internationales avec comité de relecture

O. Ghibaudo, H. Chazal, N. Galopin, L. Garbuio, *Magnetic coercive field measurement under ultrasonic mechanical excitation*, International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics, Volume 48 - Numbers 2, 3 - Pages 207-212, 2015.

https://www.researchgate.net/publication/280894285_Magnetic_Coercive_Field_Measurement_Under_Ultrasonic_Mechanical_Excitation

http://content.iospress.com/articles/international-journal-of-applied-electromagnetics-and-mechanics/jae1989

Articles de conférences internationales avec comité de relecture

O. Ghibaudo, H. Chazal, N. Galopin, L. Garbuio, O. Geoffroy, *Reduction of coercive field under applied stress vibration*, proceeding of 21th Soft Magnetic Materials international conference (SMM21), Poster Session, Budapest, Hungary, 1-4 Sept, 2013.

https://www.researchgate.net/publication/281992230_REDUCTION_OF_COERCIVE_FIELD_UNDER_APPLIED_STRESS_VIBRATION

https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00860985

O. Ghibaudo, H. Chazal, N. Galopin, L. Garbuio, *Magnetic Behavior Measurements under High Frequency Mechanical Solicitations*, proceeding of IEEE Xplore - International Instrumentation and Measurement Technology conference (I2MTC), Poster Session, Pisa, Italy, 11-14 May, 2015.

https://www.researchgate.net/publication/281418934_Magnetic_Behavior_Measurements_under_High_Frequency_Mechanical_Solicitations

http://2015.imtc.ieee-ims.org/sites/2015.imtc.ieee-ims.org/files/I2MTC-2015_final-program_v7.pdf

Articles de conférences nationales

O. Ghibaudo, H. Chazal, N. Galopin, L. Garbuio, O. Geoffroy, *Réduction de l'hystérésis magnétique sous l'action d'une sollicitation mécanique vibratoire*, Matériaux 2014, session orale, Montpellier, France, 24-28 Nov, 2014.

https://www.researchgate.net/publication/279831884_Reduction_de_l'hysteresis_magnetique_sous_l'action_d'une_sollicitation_mecanique_vibratoire

https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01089735/

Publications hors des travaux de thèse

Articles de revues internationales avec comité de relecture

L. Michel, O. Ghibaudo, O. Messal, A. Kedous-Lebouc, C. Boudinet, F. Blache, A. Labonne, *Model-Free Based Digital Control for Magnetic Measurements*, Control Engineering Practice, CONENGPRAC-D-16-00621, Date in progress, 2016.

Articles de conférences internationales avec comité de relecture

O. Messal, O. Ghibaudo, L. Michel, A. Kedous-Lebouc, *Waveform Digital Control in Magnetic Measurements*, proceeding of 14th International Workshop on 1-2 Dimensional Magnetic Measurement and Testing, Poster Session, Tianjin, China, 23-25 Sept, 2016.
https://www.researchgate.net/publication/309734033_Waveform_digital_control_in_magnetic_measurements
http://www.2dm2016.net/Programof2dm2016_0827issue.pdf

L. Michel, D. Goeres, G. Auditeau, A. P. Chamaret, O. Bouger, O. Ghibaudo *Induction-based De-icing Strategy for Pantograph*, 11th World Congress on Railway Research, Oral session, Milan, Italy, 29th-May - 2nd June, 2016.
http://www.wcrr2016.org/wp-content/uploads/2016/04/WCRR-2016-Oral-Presentations.pdf

Articles de conférences nationales avec comité de relecture

L. Michel, O. Ghibaudo, O. Messal, A. Kedous-Lebouc, C. Boudinet, F. Blache, A. Labonne *Commande « sans modèle » pour l'asservissement numérique d'un banc de caractérisation magnétique*, Symposium de Génie Electrique (SGE), session poster, Grenoble, France, 7-9 Juin, 2016.
https://www.researchgate.net/publication/305263483_Commande_sans_modele_pour_l'asservissement_numerique_d'un_banc_de_caracterisation_magnetique
https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01361644/document

Brevets

L. Michel, O. Ghibaudo, D. Goeres *Dispositif de chauffage par induction de pièces métalliques et véhicule ferroviaire comprenant un tel dispositif*, Institut National de la Propriété Intellectuelle (INPI), Prix de l'innovation SNCF, France, avril 2015.

Annexe A

Développements des énergies magnéto-cristalline, magnéto-élastique et Zeeman.

A.1 Calcul de l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline uniaxiale

La densité d'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline E_k, de symétrie cubique pour le matériau $Fe_{49}Co_{49}V_2$ s'écrie comme un développement polynomial des puissances paires des cosinus directeurs (γ_1, γ_2, γ_3) de l'aimantation [Chikazumi, 1997] :

$$E_k = K_1(\gamma_1^2\gamma_2^2 + \gamma_2^2\gamma_3^2 + \gamma_3^2\gamma_1^2) + K_2(\gamma_1^2\gamma_2^2\gamma_3^2) \tag{A.1}$$

Avec les cosinus directeurs γ_1, γ_2, γ_3 donnés par les équation 1.4, 1.5 et 1.6 du chapitre 1.

Cette densité d'énergie est ici approximée, pour simplifier les développements avec l'anisotropie magnéto-élastique, par une anisotropie uniaxiale, sachant que les déviations d'aimantations sont faibles entre un défaut et domaines qui le jouxte. La seconde constante K_2 d'anisotropie magnéto-cristalline est négligée pour le matériau $Fe_{49}Co_{49}V_2$, donc l'énergie magnéto-cristalline associé au défaut magnéto-élastique s'écrit :

$$E_k = K_1 \left[\frac{\overrightarrow{J_{md}} \cdot \overrightarrow{DA}}{|\overrightarrow{J_{md}} \cdot \overrightarrow{DA}|} \right]^2 \tag{A.2}$$

avec K_1 la constante de 1er ordre de l'anisotropie magnéto-cristalline, et $\overrightarrow{DA}$ l'axe de « difficile » aimantation (Difficult Axis en anglais) qui, en approximation d'anisotropie uniaxiale est orthogonal à l'axe de facile aimantation (EA) des domaines de sorte que $\overrightarrow{DA}$ sont tous les vecteurs coplanaires au plan yOz si Ox est l'axe de facile aimantation. En adoptant un repère sphérique usuel, l'énergie magnétocristalline uniaxiale s'écrit :

$$E_k = K_1 \left[cos(\theta_{md}) + sin(\varphi_{md}) \cdot sin(\theta_{md}) \right]^2 \tag{A.3}$$

Pour simplifier les développements, l'angle sphérique $\gamma = (\theta\ ,\ \varphi)$ est introduit. Avec l'angle $\gamma_k = (\widehat{\overrightarrow{EA}, \overrightarrow{J_{md}}})$, l'équation (A.3) s'écrit tel que :

$$E_k = K_1 \left[sin(\gamma_k) \right]^2 \tag{A.4}$$

A.2 Calcul de l'énergie magnéto-élastique

La contrainte interne est notée σ_i, avec $\sigma_i \leq 0$ pour une contrainte interne de compression suivant un axe donné, ou $\sigma_i \geq 0$ pour une contrainte interne en traction. La contrainte interne est aléatoirement orientée pour chaque défaut magnéto-élastique. La contrainte appliquée de manière extérieure est notée σ_a, elle peut être de traction ou de compression. En considérant de manière approximative le tenseur des contraintes diagonal (pas de cisaillement), et en adoptant pour simplifier les développements une magnétostriction isotrope $\lambda_{100} = \lambda_{110} = \lambda_{111} = \lambda$ ([Chikazumi, 1997] page 377), l'énergie magnéto-élastique du défaut s'écrit en approximation uniaxiale :

$$E_{me} = -\frac{3}{2}\lambda\sigma_i \left[\frac{\overrightarrow{\sigma_i} \cdot \overrightarrow{J_{md}}}{|\overrightarrow{\sigma_i} \cdot \overrightarrow{J_{md}}|}\right]^2 - \frac{3}{2}\lambda\sigma_a \left[\frac{\overrightarrow{\sigma_a} \cdot \overrightarrow{J_{md}}}{|\overrightarrow{\sigma_a} \cdot \overrightarrow{J_{md}}|}\right]^2 \tag{A.5}$$

$$\begin{aligned} E_{me} = &-\frac{3}{2}\lambda\sigma_i \left[cos(\theta_i - \theta_{md}) \cdot cos(\varphi_i - \varphi_{md})\right]^2 \\ &-\frac{3}{2}\lambda\sigma_a \left[cos(\theta_a - \theta_{md}) \cdot cos(\varphi_a - \varphi_{md})\right]^2 \end{aligned} \tag{A.6}$$

avec l'angle θ référencé par rapport à l'axe de déplacement de la paroi (ici Oz), l'angle φ référencé par rapport à l'axe EA de facile aimantation des domaines qui jouxtent le défaut (ici Ox), et λ la magnétostriction isotrope du polycristal. Avec la notation d'une contrainte interne aléatoirement orientée $\gamma_i = (\widehat{\overrightarrow{\sigma_i}, \overrightarrow{J_{md}}})$ et $\gamma_a = (\widehat{\overrightarrow{\sigma_a}, \overrightarrow{J_{md}}})$, l'équation (A.6) s'écrit :

$$E_{me} = -\frac{3}{2}\lambda\sigma_i cos^2(\gamma_i) - \frac{3}{2}\lambda\sigma_a cos^2(\gamma_a) \tag{A.7}$$

A.3 Calcul de l'énergie de Zeeman

Le champ magnétique appliqué pousse la paroi à se déplacer sur le défaut magnéto-élastique, ceci se traduit au travers de l'énergie de Zeeman :

$$E_Z = -\overrightarrow{H_{md}} \cdot \overrightarrow{J_{md}} \tag{A.8}$$

avec H_{md} le champ magnétique qui agit sur le défaut magnéto-élastique (noté « md »). Si H_{md} est suivant l'axe de facile aimantation des domaines (l'axe Ox), alors :

$$E_Z = -H_{md}J_{md} \cdot cos(\frac{\pi}{2} - \theta_{md}) \cdot cos(\varphi_{md}) \tag{A.9}$$

avec la notation $\gamma_h = (\widehat{\overrightarrow{H}, \overrightarrow{J_{md}}})$, l'équation (A.9) s'écrit :

$$E_Z = -H_{md}J_{md} \cdot cos(\gamma_h) \tag{A.10}$$

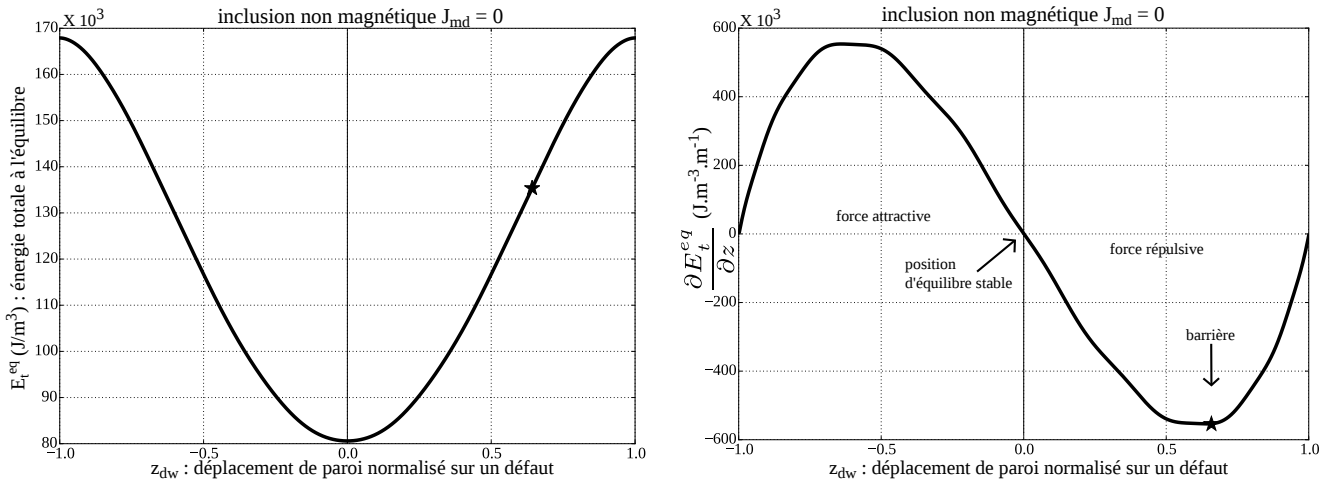
Annexe B

Interaction paroi-défaut : étude de cas

Afin de compléter les cas étudiés dans le modèle établi au chapitre 4 qui décrit l'interaction entre une paroi et des défauts magnéto-élastiques, il est pertinent de tester d'autres configurations et analyser qualitativement l'impact sur la coercivité.

B.1 Inclusion non magnétique

La situation décrite au chapitre 4 paragraphe §4.3.3, à savoir un défaut magnétique sphérique bissecté par une paroi, peut être aisément ramené au cas d'une unique inclusion non magnétique traité par Néel dans [Néel, 1978] (page 318). Ceci s'effectue en annulant la polarisation J_{md} du défaut. Le profil d'énergie obtenu est alors symétrique (figure B.1a) et l'énergie volumique est d'amplitude comparable aux valeurs données par Néel (page 318 de[Néel, 1978]). La force de rappel qui agit sur la paroi est au moins 10 fois supérieure à celle des défauts de contraintes internes traités au chapitre 4 (pour un défaut de même taille) car les charges magnétiques sont en densités bien supérieures en raison de la forte discontinuité d'aimantation à l'interface magnétique - non magnétique.

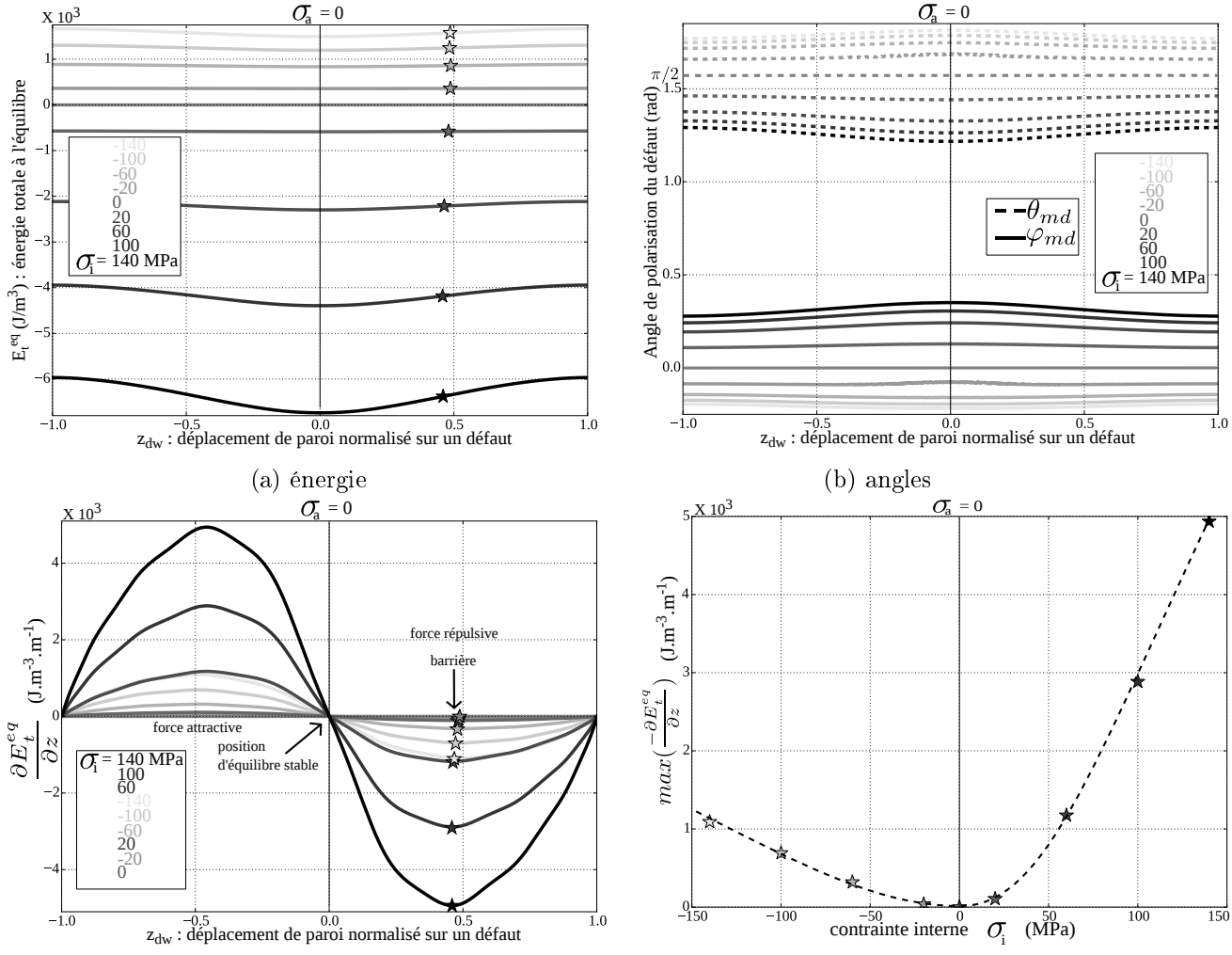


(a) énergie (b) force

FIGURE B.1 – Profil énergétique obtenu à l'équilibre pour une unique inclusion non magnétique sphérique.

B.2 Influence de l'amplitude de la contrainte interne

Pour simplifier l'analyse, le chapitre 4 considère uniquement des contraintes internes dont les amplitudes sont fixées tel que $\sigma_i = \pm 100$ MPa. Un cas plus réaliste consiste à étudier des contraintes internes d'amplitudes variables. Ainsi, pour rendre compte de l'influence des contraintes internes sur la coercivité, la figure B.2a illustre le profil d'énergie entre un défaut et une paroi, sous contrainte appliquée nulle et contrainte interne d'amplitude variable. La direction de la contrainte interne est fixée à $\varphi_i = \pi/4$, $\theta_i = \pi/4$ de manière à avoir des composantes égales suivant les 3 axes Ox, Oy, Oz. La figure B.2d montre d'une part que la force de rappel sur la paroi (proportionnelle à $max\left(\frac{-\partial E_t^{eq}}{\partial z}\right)$) augmente de manière plus significative pour les contraintes internes de traction que de compression, et d'autre part que cette force de rappel est nulle lorsque l'amplitude de la contrainte interne tend vers zéro.



(a) énergie

(b) angles

(c) force

(d) force max VS contrainte

FIGURE B.2 – Évolution du profil énergétique pour différentes contraintes internes. La contrainte externe σ_a est nulle.

Caractéristiques magnétiques de matériaux doux sous l'action de contraintes mécaniques cycliques

Résumé - La thèse porte sur la caractérisation et la modélisation d'un échantillon ferromagnétique doux de Fer-Cobalt sous stimulation mécanique vibratoire. Le banc de caractérisation permet de maîtriser l'amplitude et la fréquence de la sollicitation mécanique au travers d'actionneurs piézoélectriques. Le cycle d'hystérésis magnétique ainsi que l'amplitude des déformations mécaniques sont mesurés simultanément lorsque l'échantillon torique est sollicité en flexion longitudinale. Les résultats expérimentaux montrent une réduction importante de l'hystérésis magnétique statique. Les réductions de coercivité sont corrélées linéairement à l'amplitude des contraintes élastiques exercées sur le tore quelle que soit la fréquence mécanique des vibrations. Ces réductions, observées en présence d'une contrainte externe cyclique, sont associées à des décrochements de parois de Bloch lorsque celles-ci sont piégées par des défauts de contraintes internes. Pour interpréter ces résultats, une modélisation de l'interaction paroi - défaut est proposée à l'aide d'une approche énergétique. Les profils d'interaction énergétique entre paroi et défaut permettent alors d'exprimer la coercivité attribuée aux défauts de contrainte interne en présence d'une contrainte externe d'amplitude et/ou de direction variable(s). Le modèle met en évidence la nécessité d'explorer un grand nombre d'états mécaniques pour chaque valeur de champ magnétique. Les portées applicatives de ces travaux sont proposées à l'issue d'un bilan énergétique effectué sur le système d'excitation magnéto-mécanique. Cette étude ouvre de nouvelles voies pour des dispositifs de récupération d'énergie mécanique vibratoire ainsi que pour des systèmes de désaimantation par activation mécanique.

Mots clés - hystérésis magnétique, coercivité, couplage magnéto-mécanique, magnétostriction, fer-cobalt, vibrations.

Magnetic characteristics of soft materials by the action of cyclic mechanical stresses

Abstract - This study deals with the characterization and modelling of a soft ferromagnetic sample of Cobalt-Iron under vibratory mechanical stimulation. The characterization test bench allows to control the magnitude and the frequency of the mechanical solicitation through piezoelectric actuators. The magnetic hysteresis loop and the magnitude of the mechanical strains are measured simultaneously when the ring sample is placed under longitudinal bending. The experimental results show a significant reduction of the static magnetic hysteresis. Decreases of coercivity are linearly correlated to the amplitude of elastic strain applied on the torus regardless of the mechanical vibration frequency. These reductions, observed under a cyclic external stress, are associated with the depinning of Bloch domain walls when they encounter residual stress defects. To clarify these results, a modelling of the interaction between domain wall and defect is proposed using an energy approach. Energy profiles interaction is used to express the coercivity attributed to residual stress defects in the presence of an external stress of both variable amplitude and/or variable direction(s). The model highlights the need to explore a large number of mechanical states for each magnetic field value. Finally, applications raised by this work are proposed from an energy balance analysis performed on the magneto-mechanical excitation system. This study opens new opportunities for vibratory mechanical energy harvesting devices and systems for demagnetization by mechanical activation.

Keywords - magnetic hysteresis, coercivity, magneto-mechanical coupling, magnetostriction, Cobalt-Iron, vibrations.