

Matériaux magnétiques sous champs tournants et contrainte thermique

Clémentine Delaunay¹, Joubert Charles¹, Sixdenier Fabien¹

¹ Univ Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, INSA Lyon, Ecole Centrale de Lyon, CNRS, Ampère, UMR5005
69622 Villeurbanne, France

RESUME – La caractérisation de matériaux magnétiques doux sous l'effet d'un champ tournant et selon la température permet d'obtenir des données cohérentes avec les applications type moteurs, mais sont très rarement abordées dans la littérature. Des échantillons de tôles de Fer-Silicium, à la fois non-orienté (peu anisotrope) et à grains-orientés (très anisotrope) ont été caractérisés pour différentes températures entre 25 et 200 °C. Une diminution des pertes avec la température est observée, notamment pour des niveaux d'induction élevés. En parallèle, le champ magnétique H à fournir pour atteindre une induction B donnée augmente. Ces résultats pourront être ultérieurement couplés avec la mesure d'autres grandeurs pour évaluer l'influence des différents phénomènes physiques impliqués par la montée en température.

Mots clés – Matériaux magnétiques, Aciers électriques, Caractérisations 2D, Anisotropie magnétique, Température.

1. INTRODUCTION

La caractérisation de matériaux ferromagnétiques doux présente deux objectifs principaux. Le premier est de fournir les données nécessaires au dimensionnement des applications (moteurs, transformateurs, inductances), ce qui inclut typiquement l'induction à saturation B_s , la perméabilité μ et les pertes fer P , le tout pour différents points de fonctionnement. Le second objectif est d'apporter des informations sur le comportement des matériaux, notamment à des fins de modélisation. Les applications typiques des matériaux magnétiques impliquent majoritairement des champs alternatifs (1D, voir Figure 1a) : le champ magnétique appliqué présente toujours la même direction, mais son amplitude et son sens varient. Par conséquent, les propriétés des matériaux magnétiques doux sont généralement mesurées lorsque soumis à de tels champs 1D.

Néanmoins, des champs de direction variable peuvent être observés dans les moteurs ainsi qu'aux embranchements des transformateurs [1]. Il existe par conséquent des méthodes de caractérisation qui se basent sur des champs magnétiques tournants (2D), c'est-à-dire dont les résultantes vectorielles de l'induction \vec{B} et du champ \vec{H} varient en direction et en sens. L'amplitude des champs appliqués peut rester constante (champs circulaires, Figure 1b) ou varier selon l'angle (champs elliptiques Figure 1c, trapézoïdaux, ...).

Ces caractérisations 2D ont notamment été explorées dans les

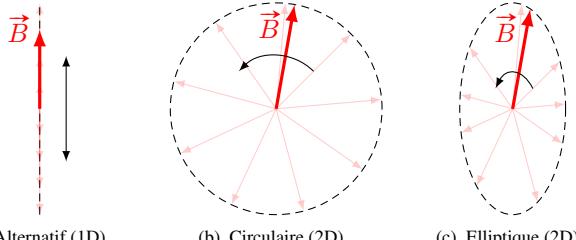


FIG. 1. Différentes formes et évolutions de la résultante de l'induction magnétique \vec{B} .

années 1980, mais n'ont jamais été normalisées à cause de la faible répétabilité des mesures [2]. Le développement de nouveaux systèmes de caractérisation s'est néanmoins poursuivi, permettant des gammes de fréquences et de niveaux d'induction croissants [3, 4, 5]. Aujourd'hui, les nouvelles réglementations européennes concernant les moteurs électriques [6] imposent aux constructeurs un meilleur rendement, ce qui nécessite d'améliorer à la fois les processus de caractérisation et la modélisation des matériaux afin de fiabiliser la conception. Les caractérisations 2D reviennent alors au cœur des enjeux actuels, de même que les caractérisations en température, sous contrainte mécanique ou à haute fréquence [7].

A l'aide de moyens de caractérisation 1D, l'étude de l'anisotropie des matériaux magnétiques peut se faire par la caractérisation d'échantillons d'un même matériau découpés dans différentes directions par rapport aux procédés de fabrication. L'anisotropie intrinsèque d'un matériau peut également être quantifiée à l'aide des constantes d'anisotropie magnéto-cristalline (notées K_1 , K_2 , etc.). Ces dernières correspondent à l'énergie nécessaire pour passer d'une direction d'aimantation à une autre (référencées par rapport à la maille cristalline du matériau), et sont mesurées à l'aide de procédés particuliers (magnétomètres à mesure de couple, etc). On trouve encore trop peu de résultats de caractérisations magnétiques 2D sous différentes températures dans la littérature [8].

Le présent document propose des résultats de telles caractérisations, pour une plage de température allant de 25 à 200 °C. Cette étude porte sur deux échantillons de Fer-Silicium (FeSi), présentant respectivement une faible anisotropie (FeSi Non-Orienté, NO) et une forte anisotropie (FeSi à Grains Orientés, GO). Le banc de caractérisation utilisé est introduit dans une première partie. Les données de pertes et champs en température sont présentés en Section 3, et seront analysés en Section 4.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

2.1. Caractérisation magnétique : principe

Pour caractériser un échantillon de matériau magnétique en 1D, on applique une excitation électrique à des enroulements qui

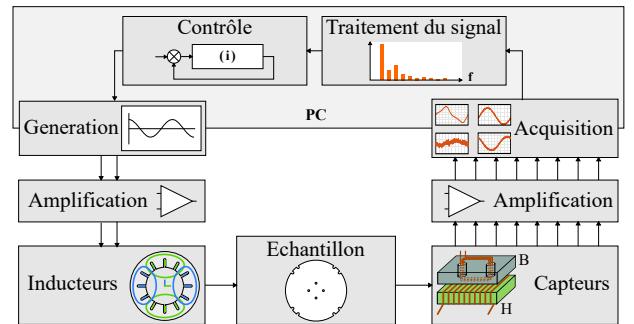


FIG. 2. Boucle de caractérisation magnétique.

vont générer un flux magnétique traversant l'échantillon. Cette tension d'excitation va être modifiée jusqu'à obtenir un point de fonctionnement souhaité, soit pour le champ magnétique H soit l'induction B . Une boucle de régulation, généralement itérative, est indispensable à la caractérisation dans des conditions connues, répétables et comparables.

Généralement, le point de fonctionnement choisi correspond à une induction $B(t)$ sinusoïdale d'amplitude $|B|$ donnée ; on mesure en réponse le champ $H(t)$ nécessaire pour obtenir une telle induction. Le cycle d'hystéresis $B(H)$ est alors caractéristique du matériau dans les conditions spécifiées, et permet de déduire les pertes volumiques de l'échantillon.

2.2. Hystéresigraphie 2D

Lorsque l'on souhaite réaliser des caractérisations 2D, on duplique ce protocole : pour composer la résultante vectorielle $\vec{B}(t)$, il est nécessaire de contrôler les inductions le long de deux axes orthogonaux $B_x(t)$ et $B_y(t)$, et on mesure les composantes $H_x(t)$ et $H_y(t)$ du \vec{H} correspondant. Les pertes sont alors calculées à l'aide de (1) (où T est la période des signaux et ρ la densité de l'échantillon testé).

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{\rho T} \int_T \vec{H}(t) \cdot \frac{d\vec{B}}{dt}(t) dt \quad [\text{W/kg}] \\ &= \frac{1}{\rho T} \int_T \left(H_x(t) \cdot \frac{dB_x}{dt}(t) + H_y(t) \cdot \frac{dB_y}{dt}(t) \right) dt \end{aligned} \quad (1)$$

Le système expérimental utilisé dans cette étude utilise un stator biphasé pour amener le flux magnétique sur chacun des deux axes à partir de deux tensions d'excitation. La Figure 2 schématise le principe du banc, qui a été présenté en [9]. Ce banc est dédié à la caractérisation d'acières électriques, c'est-à-dire des alliages de fer (Fer-Silicium, Fer-Cobalt, Fer-Nickel) produits sous la forme de tôles d'épaisseur comprise entre 0.1 et 0.65 mm. Ces matériaux ferromagnétiques doux sont utilisés principalement pour des fréquences moyennes (50 Hz jusqu'à quelques kHz), et sont assemblés en noyaux (de transformateurs, de moteurs,...) par empilement selon la direction normale au plan de circulation flux magnétique. Les échantillons utilisés ici prennent la forme d'un disque de 78 mm de diamètre.

Les champs H et B sont mesurés à l'aide de bobines aux bornes desquelles apparaît une tension induite proportionnelle à la dérivée du flux φ les traversant, selon la loi de Lenz (2) (S est la surface délimitée par une bobine, et N le nombre de tour de celle-ci).

$$e_{ind} = N \frac{d\varphi}{dt} = N \frac{d}{dt} \iint_S \vec{B} \cdot \vec{dS} \quad (2)$$

Les bobines destinées à la mesure de B sont bobinées sur l'échantillon, au travers de trous percés dans celui-ci, et permettent de détecter l'induction magnétique au sein du matériau (3a). Les bobines pour la mesure de H sont réalisées sur circuits imprimés, et vont mesurer le champ dans l'air, où le flux est proportionnel au champ magnétique (3b). Ces dernières bobines sont placées contre la surface de l'échantillon afin de mesurer le champ tangentiel à celui-ci, et donc à tirer partie de la conservation de la composante tangentielle du champ magnétique H à l'interface matériau-air.

$$e_{ind} = N_B S_B \frac{dB}{dt} \quad (3a) \quad e_{ind} = \mu_0 N_H S_H \frac{dH}{dt} \quad (3b)$$

(dans l'air)

2.3. Chauffe locale

La mise en température de l'échantillon se fait de façon locale, en projetant de l'air chaud sur l'échantillon. Un ensemble composé d'un cône divergent, d'une chambre de mélange et

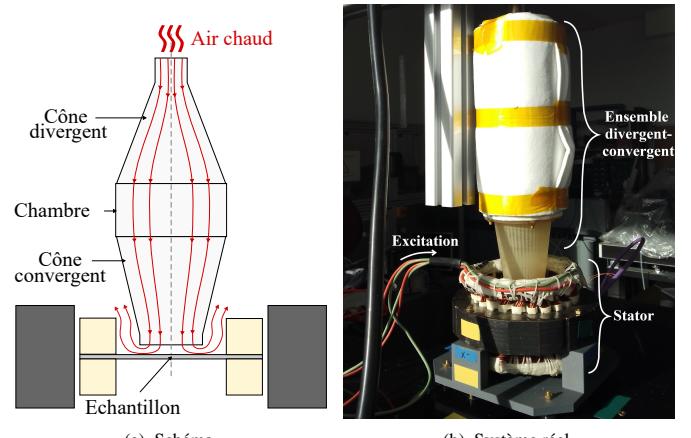


FIG. 3. Chauffe par air chaud soufflé et élargissement du flux d'air.

d'un cône convergent (voir Figure 3) vient élargir le flux issu d'une pompe à air chaud, de sorte à couvrir une surface d'environ 30 mm de diamètre. Cet élargissement a pour but d'assurer une température uniforme sur l'ensemble de la zone de détection des capteurs de champ magnétique. L'homogénéité de la température atteinte a été contrôlée, et 95 % de la surface de cette zone est portée à une température incluse dans l'intervalle $T_{moyenne} \pm 2\%$.

La chauffe se fait en boucle ouverte, avec une température d'air comprise entre 100 et 400 °C. La température de l'échantillon est contrôlée par un thermocouple, et les mesures magnétiques sont réalisées une fois que la température a atteint son régime établi à $\pm 2^\circ\text{C}$ près, après un transitoire d'environ 2h30.

3. RÉSULTATS

3.1. Échantillons

La présente étude se concentre sur deux échantillons différents correspondant à deux nuances de Fer-Silicium. Le premier est non-orienté (FeSi NO), relativement peu anisotrope, de 0.35 mm d'épaisseur. Le second est à grains orientés (FeSi GO), c'est-à-dire qu'il a été préparé selon un processus contrôlant la forme de la maille cristalline. Ce type de matériau présente une anisotropie importante dans le plan de la tôle, caractérisée par :

- Une direction de facile aimantation correspondant à la direction de laminage (DL).
- Une direction de difficile aimantation à 54.7° de DL, le long de laquelle le champ H nécessaire pour obtenir une induction B donnée peut être plus grand que celui sur DL de plusieurs ordres de grandeurs.
- Une direction transverse (DT) à la direction de laminage, correspondant à une difficulté d'aimantation intermédiaire.

3.2. Conditions expérimentales

Dans la totalité des résultats qui vont suivre, l'induction \vec{B} est contrôlée circulaire (4), pour plusieurs amplitudes $|B|$:

$$\begin{cases} B_x(t) = |B| \cdot \sin(\omega t) \\ B_y(t) = \pm |B| \cdot \cos(\omega t) \end{cases} \quad (4)$$

Pour chaque point en fréquence, température et induction, les mesures sont réalisées deux fois, pour \vec{B} tournant dans les sens horaire et anti-horaire. La moyenne des champs et pertes mesurées dans les deux cas va ensuite être réalisée, afin de diminuer l'impact des erreurs angulaires [10].

Les caractérisations 2D sont connues pour être encore difficilement comparables d'un laboratoire à l'autre. Par conséquent, la présente étude va se concentrer sur les variations relatives des propriétés mesurées engendrées par la montée en température, plutôt que sur des résultats absolus. En ce but, les carac-

térisations d'un échantillon donnée sont répétées pour les différents points de température en évitant toute manipulation afin de conserver les conditions les plus semblables possibles.

Les résultats présentés par la suite correspondent à une fréquence de 50 Hz ; il est à noter que les observations qui seront faites seraient applicables aux cas 10 et 100 Hz, également testés.

3.3. Fer-Silicium Non-Orienté

L'échantillon de Fe-Si NO est caractérisé pour des niveaux d'induction allant de 0.5 à 1.7 T. La Figure 4 présente les pertes mesurées selon le niveau d'induction, pour les différentes températures testées.

A forte induction (ici, pour $|B| > 1.4$ T), les pertes diminuent avec l'induction. Ce phénomène, limité au cas des champs tournants, provient du changement de mode de magnétisation, en l'occurrence le passage d'une aimantation par déplacement des parois magnétiques, source de pertes, à une aimantation par rotation cohérente des polarisations, plus réversible [11].

Lorsque la température augmente, on observe une variation du niveau de pertes, notamment visible à forte induction. Cette variation (5) est mise en valeur dans la Figure 5. Pour de faibles niveaux d'induction ($|B| < 1.25$ T), les pertes augmentent avec la température ; cette augmentation néanmoins semble se résorber pour des températures élevées. Pour de plus fortes inductions, en revanche, les pertes ne font que diminuer lorsque T augmente.

$$e_P(T) = \frac{P^{(circ)}(T) - P^{(circ)}(T_{amb})}{P^{(circ)}(T_{amb})} \quad (5)$$

On peut également observer l'évolution de la forme des cycles $H_y = f(H_x)$ selon la température (Figure 6). Comme l'induction est contrôlée circulaire, ces cycles représentent le champ magnétique H à fournir pour obtenir un même niveau d'induction $|B|$ dans chaque direction. Sur un FeSi NO, la direction de lamination, ici correspondant à l'axe X, est une direction plus facile que la direction transverse, d'où la forme oblongue des cycles.

Lorsque la température augmente, les cycles s'élargissent : il faut fournir plus de champ magnétique pour obtenir le même niveau d'induction. Ce comportement est plus marqué à faible induction (Figure 5a, élargissement jusqu'à +400 %) qu'en saturation ($\approx +10\%$). L'anisotropie du matériau est elle aussi altérée : la Figure 7 montre que le rapport $|H_y| / |H_x|$ entre le champ magnétique nécessaire pour mener le matériau à un niveau d'induction $|B|$ donné le long des axes X et Y diminue avec la montée en température. On peut en déduire que $|H_x|$ croît plus vite que $|H_y|$.

3.4. Fer-Silicium à Grains Orientés

Du fait de la forte anisotropie des matériaux à grains orientés, l'obtention d'un champ suffisamment circulaire (4) demande des formes d'onde de tension d'excitation très distordues, ce qui rend le contrôle plus difficile. En conséquence, les résultats présentés ci-dessous sont limités à la plage 0.5-1.15 T.

Des figures similaires au cas NO sont présentées pour l'échantillon GO. Les Figures 8 et 9 présentent respectivement les pertes mesurées en fonction de $|B|$ pour différentes températures, et la variation de ces pertes selon la température. On observe une diminution des pertes dans tous les cas considérés, d'autant plus marquée que l'induction est faible. En revanche, cette diminution se produit principalement entre l'ambiante et 100 °C ; elle reste relativement constante entre 100 et 200 °C.

L'évolution des cycles $H_y = f(H_x)$ selon la température, ainsi que celle du ratio entre les amplitudes nécessaires pour exciter le matériau suivant X (DL) et Y (DT) sont présentés respectivement en Figures 10 et 11. On retrouve un accroissement des cycles avec la température, cette fois beaucoup plus net sur les directions difficiles que sur la direction facile : le rapport

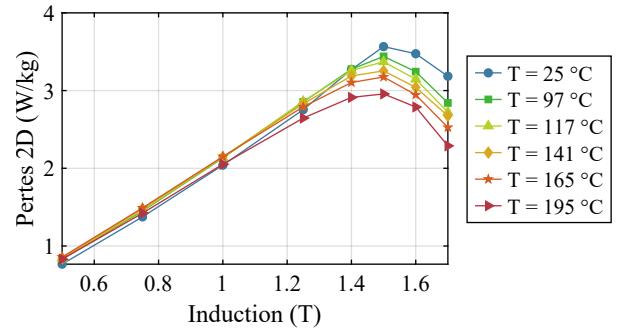


FIG. 4. Pertes en champ circulaire, selon la température et le niveau d'induction (FeSi NO, $f = 50$ Hz).

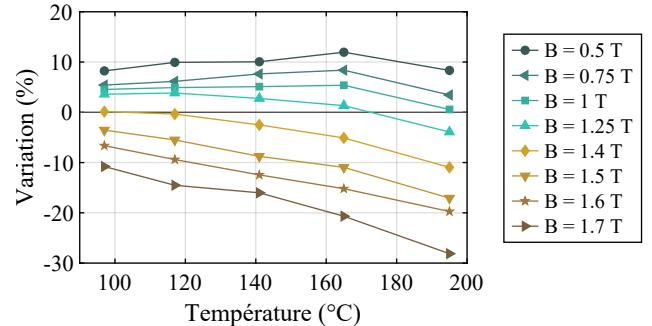


FIG. 5. Écart relatif entre les pertes (FeSi NO, $f = 50$ Hz), par rapport aux données à température ambiante ($T_{amb} = 25$ °C).

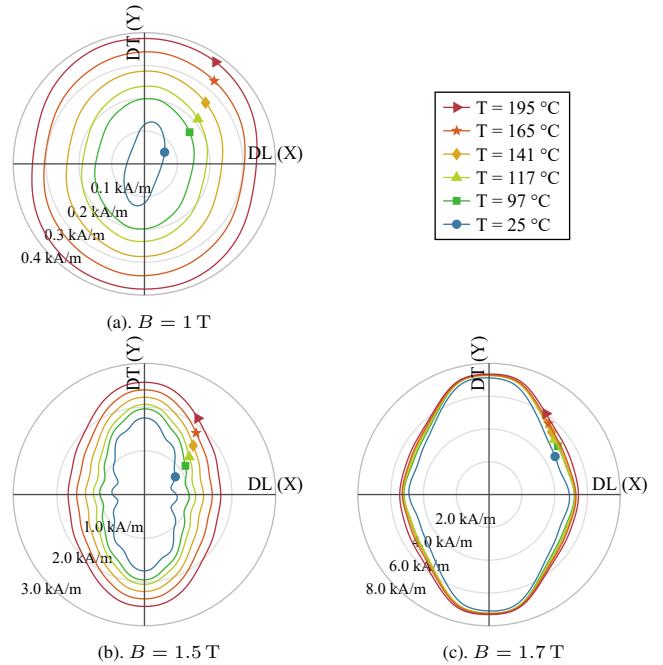


FIG. 6. Évolution des cycles $H_y = f(H_x)$ en fonction de la température (FeSi NO, $f = 50$ Hz).

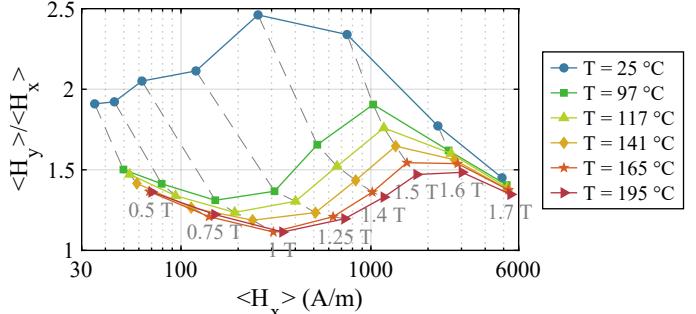


FIG. 7. Évolution du ratio $|H_y| / |H_x|$ en fonction de $|H_x|$ pour différentes températures (FeSi NO, $f = 50$ Hz).

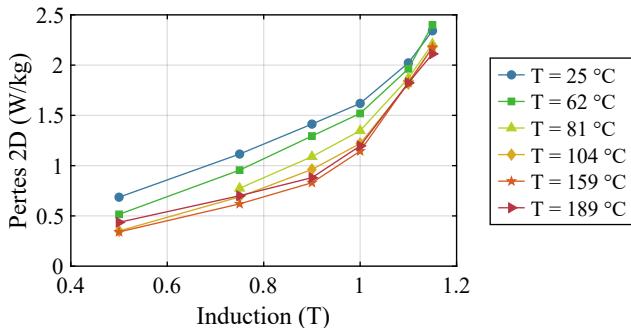


FIG. 8. Pertes en champ circulaire, selon la température et le niveau d'induction (FeSi GO, $f = 50$ Hz).

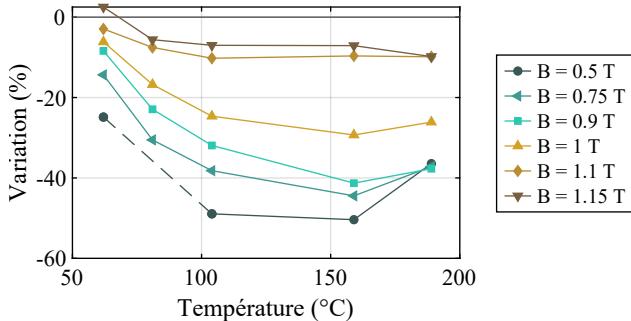


FIG. 9. Écart relatif entre les pertes (FeSi GO, $f = 50$ Hz), par rapport aux données à température ambiante ($T_{amb} = 25$ °C).

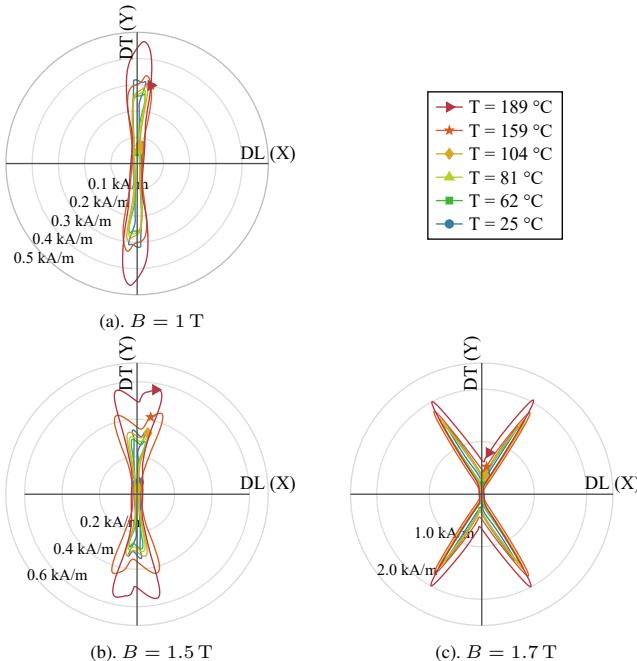


FIG. 10. Évolution des cycles $H_y = f(H_x)$ en fonction de la température (FeSi GO, $f = 50$ Hz).

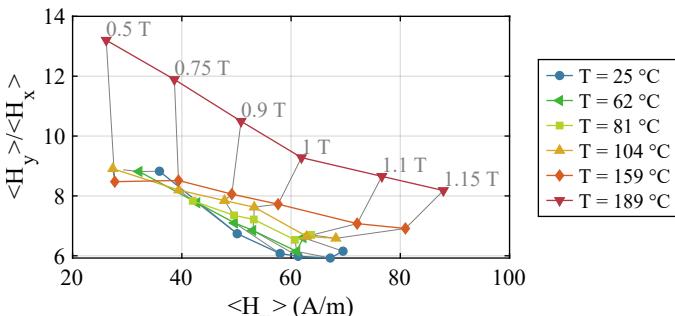


FIG. 11. Évolution du ratio $|H_y| / |H_x|$ en fonction de $|H_x|$ pour différentes températures (FeSi GO, $f = 50$ Hz).

$|H_y| / |H_x|$ augmente avec la température, notamment au-delà de 150 °C.

4. DISCUSSION

Dans un premier temps, on pourra noter que les résultats présentés sont globalement cohérent avec ce qu'on peut retrouver dans la littérature [8], c'est à dire des cycles grandissants et des pertes décroissantes.

4.1. Pertes

Lorsque la température augmente, la conductivité électrique des métaux diminue. Par conséquent, moins de courants sont induits dans le matériau par les variations du flux magnétique qui le traverse. Or, ces courants contribuent à deux des trois principales sources de pertes fer : les pertes par courant de Foucault (liées aux courants induits dans l'ensemble de l'échantillon) et les pertes par excès (liées à des courants induits locaux au niveau des parois séparant les domaines magnétiques). Monter en température permet donc de diminuer ces pertes [12].

La troisième source de pertes fer, c'est-à-dire les pertes par hystéresis, sont liées aux déplacement des parois des domaines magnétiques lors de l'aimantation. Or, les pertes engendrées par ces déplacements sont proportionnelles aux constantes d'anisotropie du matériau [13], qui décroît avec la température [14].

D'après ces considérations, les pertes devraient donc globalement diminuer lorsque la température augmente. On retrouve ce comportement dans le cas du FeSi GO et du FeSi NO à forte induction. La diminution observée est plutôt importante, de l'ordre de plusieurs dizaines de %. Pour vérifier cet ordre de grandeur, il sera nécessaire d'estimer les variations de la résistivité et de la constante d'anisotropie avec la température. Cela permettra également de conclure sur la stabilisation observée des pertes au-delà de 100 °C, pour laquelle aucune explication n'est avancée.

Les mesures à faible induction ($|B| < 1$ T) sur le FeSi NO interrogent, puisqu'une augmentation des pertes par rapport à l'ambiante est observée. Cependant, les points considérés correspondent à des champs et des pertes faibles, donc il est envisageable que la précision de la mesure soit insuffisante pour conclure sur ce phénomène. Une étude plus poussée de cette plage d'induction sera réalisée ultérieurement.

Dans le cas du NO, la diminution des pertes avec la température est d'autant plus importante que l'induction est élevée, alors que le comportement inverse est observé sur le GO.

4.2. Cycles $H_y = f(H_x)$

Lorsqu'on augmente la température, les résultats présentés précédemment montrent un accroissement des amplitudes du champ magnétique \vec{H} nécessaires pour un \vec{B} donné, quel que soit le niveau d'induction, malgré des pertes qui diminuent dans la plupart des cas. On a donc un accroissement de l'énergie à fournir au matériau pour le magnétiser, mais qui semble être lié à un phénomène réversible, puisque l'énergie apportée n'est pas dissipée. D'un point de vue applicatif, cela reviendrait à nécessiter plus de puissance apparente pour un point de fonctionnement donné ; ce phénomène est donc néfaste.

Si on compare cet élargissement des cycles $H_y = f(H_x)$ au comportement 1D, il est possible de l'approximer par une diminution de la perméabilité μ : une plus grande amplitude de champ magnétique $|H|$ est nécessaire pour obtenir une même induction \vec{B} ($B_{1D} \approx \mu H_{1D}$). Or, selon le matériau et le niveau d'induction, la perméabilité 1D peut varier soit avec la température, soit à l'inverse de celle-ci [15]. On peut noter qu'une telle distinction selon le niveau d'induction n'apparaît pas dans le cas 2D.

Outre cette augmentation de l'excitation, on observe également une variation de l'anisotropie des échantillons. Le rapport entre les champs nécessaires pour obtenir le niveau d'induction souhaité sur DL et sur DT présentent des tendances différentes

entre le FeSi GO (tendance croissante) et le NO (décroissante). La diminution des constantes d'anisotropie en température devrait plutôt mener à une diminution de ce rapport, puisque cela devient moins coûteux en énergie d'exciter la direction difficile [14]. Ici, le comportement observé sur le matériau NO semble donc plus cohérent avec ce qu'on pourrait attendre.

5. CONCLUSIONS

Le présent article présente le banc de caractérisation utilisé pour la caractérisation 2D de matériaux magnétiques en température, ainsi que des résultats obtenus pour des températures allant de l'ambiente à 200 °C.

Les pertes obtenues pour une induction \vec{B} circulaire d'amplitude importante diminuent notablement, de l'ordre de plusieurs dizaines de %. Des tendances opposées sont observées sur les deux matériaux : cette diminution des pertes est plus marquée à forte induction pour le NO, et à basse induction pour le GO.

Les cycles $H_y = f(H_x)$ s'élargissent avec la température, et vont donc nécessiter plus d'énergie pour être amené à un même niveau de flux. Pour le FeSi NO, l'anisotropie observée diminue, tandis qu'elle s'accroît sur le GO.

Pour poursuivre cette étude, et vérifier la bonne cohérence de ces résultats avec les phénomènes physiques, plusieurs études supplémentaires seront à mener. Notamment, l'application de la méthode de décomposition des pertes [16] (entre pertes par hystérésis, par courants de Foucault, par excès) permettra de mieux différencier les phénomènes physiques mis en jeu dans cette diminution des pertes. Pour l'analyse de l'évolution des cycles, une étude du déphasage mesurable entre \vec{H} et \vec{B} sera menée. Des estimations expérimentales de la constante d'anisotropie K_1 en température apporteront également un référentiel pour valider la cohérence des résultats.

6. REMERCIEMENTS

Nous tenons à exprimer nos sincères remerciements à Afef Kedous-Lebouc (G2ELab) et Jonathan Blaszkowski (Thyssen-Krupp Electrical Steel) pour nous avoir fourni des échantillons, ainsi qu'à l'ensemble de l'équipe technique du Laboratoire Ampère qui ont apporté leur aide inestimable à la réalisation du banc de test : Bruno Poirel, Tony Gerges, Hugues Dorgeron et Younès Zitouni.

7. RÉFÉRENCES

- [1] A. J. Moses, « Importance of rotational losses in rotating machines and transformers », *Journal of Materials Engineering and Performance*, vol. 1, p. 235–244, mars 1992.
- [2] J. Sievert, H. Ahlers, M. Birkfeld, B. Cornut, F. Fiorillo, K. Hempel, T. Kochmann, A. Kedous-Lebouc, T. Meydan, A. Moses et A. Rietto, « European intercomparison of measurements of rotational power loss in electrical sheet steel », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 160, p. 115–118, juil. 1996.
- [3] S. Zurek, *Two-Dimensional Magnetisation Problems in Electrical Steels*. Thèse doctorat, Cardiff University, mars 2005.
- [4] O. De La Barrière, C. Appino, F. Fiorillo, M. Lécrivain, C. Ragusa et P. Vallade, « A novel magnetizer for 2D broadband characterization of steel sheets and soft magnetic composites », *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, 2015.
- [5] J. C. Akiror, J. Wanjiku, P. Pillay, J. Cave et A. Merkhouf, « Rotational Core Loss Magnetizer : Design and Measurements », *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 54, p. 4355–4364, sept. 2018.
- [6] « Commission Regulation (EU) 2019/1781 of 1 October 2019 laying down ecodesign requirements for electric motors and variable speed drives », oct. 2019.
- [7] Projet EMPIR (European Metrology Programme for Innovation and Research), « Metrology of magnetic losses in electrical steel sheets for high-efficiency energy conversion (HEFMAG) », 2021.
- [8] D. Zhang, K. Shi, Z. Ren, M. Jia, C.-S. Koh et Y. Zhang, « Measurement of Stress and Temperature Dependent Vector Magnetic Properties of Electrical Steel Sheet », *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 69, p. 980–990, jan. 2022.
- [9] C. Delaunay, F. Sixdenier et C. Joubert, « Conception et réalisation d'un dispositif de caractérisations magnétiques 2D en température », in *Journées Des Jeunes Chercheurs En Génie Electrique 2022 (JCGE22)*, (Le Croisic, France), juin 2022.
- [10] S. Zurek et T. Meydan, « Errors in the power loss measured in clockwise and anticlockwise rotational magnetisation. Part 1 : Mathematical study », *IET Proceedings - Science, Measurement and Technology*, vol. 153, p. 147–151, juil. 2006.
- [11] F. Fiorillo, « Characterization of Soft Magnetic Materials », in *Characterization and Measurement of Magnetic Materials*, Elsevier Series in Electromagnetism, p. 307–475, Academic Press, elsevier science publishing éd., 2004.
- [12] T. Waeckerlé, « Matériaux magnétiques doux cristallins - Magnétisme et métallurgie appliqués », *Conversion de l'énergie électrique*, août 2010.
- [13] R. Hilzinger et W. Rodewald, *Magnetic Materials*. Hanau, Germany : Vacuumschmelze GmbH & Co., 2013.
- [14] B. D. Cullity et C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*. Hoboken, N.J : IEEE/Wiley, 2nd ed éd., 2009.
- [15] N. Takahashi, M. Morishita, D. Miyagi et M. Nakano, « Comparison of Magnetic Properties of Magnetic Materials at High Temperature », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 47, p. 4352–4355, oct. 2011.
- [16] C. Appino, C. Ragusa et F. Fiorillo, « Loss decomposition under two-dimensional flux loci in non-oriented steel sheets », *Przeglad Elektrotechniczny*, vol. 83, p. 25–30, jan. 2007.