

Modèle vectoriel quasi-statique de l'hystérésis magnétique, validation expérimentale par les pointes magnétiques

Yves Armand Tene Deffo¹, Bhaawan Gupta², Pierre Tsafack¹, Benjamin Ducharme²

¹University of Buea, Faculty of engineering and technology
Buea, CAMEROUN

²Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectricité – INSA de Lyon
Bât. Gustave FERRIE, 8 rue de la physique, 69621 Villeurbanne cedex, France

RESUME -Le stockage et la gestion de la mémoire des modèles vectoriels de l'hystérésis quasi-statiques constituent un problème majeur. De nombreux modèles sont disponibles dans la littérature scientifique. Parmi eux, les modèles dans leur version vectorielle de Jiles-Atherton et de Preisach sont de loin les plus étudiés. La gestion de la mémoire dans le modèle de Jiles-Atherton est très simple mais son comportement sous excitation asymétrique est critiquable. Par opposition, le modèle de Preisach est très précis mais son fonctionnement implique d'énormes allocations de mémoire. Dans cet article, nous proposons un nouveau modèle vectoriel basé sur l'hypothèse que la pente dB/dH pour une direction et un sens donné de l'excitation ne dépend que des valeurs de B de H et du signe de la dérivée temporelle du champ d'excitation. Ce nouveau modèle donne de bons résultats en régime transitoire et l'espace mémoire qu'il nécessite est limité. Le modèle est validé expérimentalement grâce à la technique de mesure vectorielle des pointes magnétiques.

Mots-clés— *hystérésis magnétique, vectoriel, pointes magnétiques.*

1. INTRODUCTION

Le développement de nouveaux systèmes électromagnétiques, ainsi que l'amélioration et la compréhension de ceux déjà existants nécessitent des outils de simulation précis. Ces mêmes outils peuvent également être utilisés pour la compréhension et l'interprétation des techniques locales micro-magnétiques de l'évaluation non destructive, telles que la perméabilité incrémentale magnétique, la caractérisation par le bruit de Barkhausen, et la technique des pointes magnétiques. Les derniers développements de ces outils numériques montrent que les meilleurs résultats sont obtenus grâce au couplage entre une méthode qui résout les équations de Maxwell via une discrétisation spatiale (méthode des éléments finis (FEM), méthode des différences finies (DFM)) et une loi précise de matériau (hystérésis magnétique, scalaire ou vectoriel, statique ou dynamique) [1]-[3]. La loi de matériau fournit pour chaque nœud du maillage une valeur de perméabilité qui varie pour chaque pas de temps de la simulation. Pour cette loi, il semble que les meilleurs résultats de simulation proviennent de l'extension d'un modèle de l'hystérésis quasi-statique à un comportement dynamique à partir de la méthode de séparation des pertes telle qu'elle a été proposée par Bertotti, il y a quelques années. Le stockage et la

gestion de la mémoire du modèle d'hystérésis quasi statique constituent un enjeu majeur. La prise en compte de l'hystérésis dans un code éléments finis impose une gestion de la mémoire du matériau pour chaque nœud du maillage et, par conséquent, l'allocation d'un espace mémoire linéairement proportionnel au nombre de nœuds. De nombreuses méthodes existent pour la modélisation de l'hystérésis quasi-statique. Parmi tous ces modèles, dans le monde du ferromagnétisme, les modèles de Jiles-Atherton [4] et de Preisach [5][6] sont de loin les plus étudiés. Ces deux modèles ont dans leurs versions originales étaient introduits pour la description de l'hystérésis scalaire, évolution de l'induction moyennée B à travers la section du matériau en fonction du champ d'excitation tangentielle de surface H et supposant que ces deux grandeurs sont colinéaires. Des versions étendues vectorielles pour les deux modèles ont été proposées quelques années plus tard à partir de la superposition de trois modèles scalaires, un pour chacun des axes principaux. L'utilisation du modèle de Jiles-Atherton nécessite dans sa description d'origine cinq paramètres, la gestion de la mémoire est limitée à la valeur de l'aimantation du pas de temps de précédent ceci le rend particulièrement bien adapté à une intégration dans un code de calcul du type éléments finis. Malheureusement pour ce modèle simple, la simulation des boucles mineures fermées observables sous un champ d'excitation asymétrique est impossible. Le modèle de Jiles-Atherton présente une latence, et dans la plupart des configurations la trajectoire de magnétisation entre les points tournants d'une boucle mineure n'est pas fermée à la fin de son excursion. Le modèle de Preisach est beaucoup plus précis dans la reconstitution du comportement des matériaux ferromagnétiques sous une excitation asymétrique (cycles mineures). Malheureusement, des résultats de simulation corrects impliquent une grande discrétion de la distribution (triangle de Preisach) nécessaire au paramétrage du modèle, et par conséquence, une gestion de la mémoire très chronophage. La gestion de la mémoire pour le modèle de la Preisach nécessite dans sa configuration la plus simpliste deux vecteurs dynamiques de longues tailles (500 éléments pour un matériau ferromagnétique doux typique), un grand nombre de termes de ces deux vecteurs seront modifiés à chaque pas de temps. La gestion complexe de la mémoire rend l'intégration du modèle de Preisach dans un code de calcul éléments finis extrêmement compliqué.

Dans cet article, nous proposons une nouvelle technique pour la modélisation du comportement quasi-statique de l'hystérésis magnétique. Ce modèle est présenté ici directement sous sa version vectorielle pour une future intégration dans un code de calcul discrétisé. Une validation expérimentale sera proposée à partir de la technique des pointes magnétiques [5] pour remonter à une caractérisation locale et vectorielle de l'hystérésis magnétique. Cette caractérisation encore difficile il y a quelques années (le signal en sortie des pointes est extrêmement faible sous régime quasi-statique), est maintenant envisageable grâce à l'amélioration de l'électronique d'instrumentation.

2. MODELE DE L'HYSTERESIS VECTORIELLE QUASI-STATIQUE

Le principe de la modélisation repose sur l'observation suivante : supposant H (respectivement B) comme entrée de notre modèle, la pente dB/dH (respectivement dH/dB) pour chaque point du plan (H, B) , inclus dans le cycle d'hystérésis majeur ne dépend que de trois paramètres: le champ magnétique H , le champ d'induction B et le signe de la dérivation temporelle de H (respectivement B).

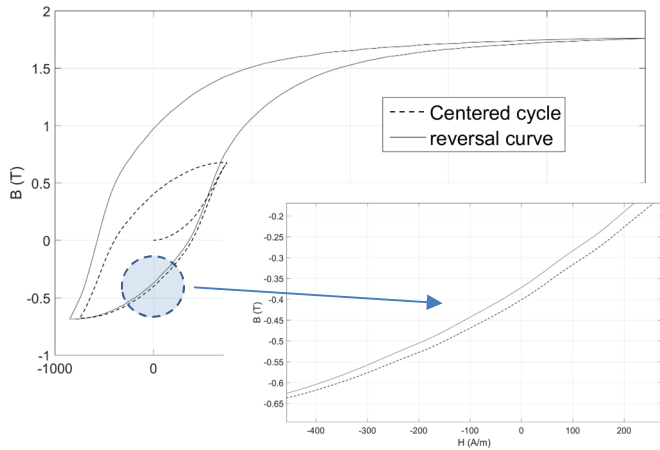


Fig. 1. Illustration pour l'hypothèse du modèle.

La première étape du modèle consiste à remplir une matrice où chaque colonnes et lignes représentent respectivement des valeurs discrètes de H et B . Cette matrice est remplie avec le dB/dH (respectivement dH/dB) obtenue lorsque le signe de la dérivation temporelle de H (respectivement B) est positif. Le remplissage de cette matrice est effectué à partir de la mesure des courbes de renversement du premier ordre et d'interpolations linéaires entre ces courbes. En raison des propriétés de symétrie de l'hystérésis magnétique, il n'est pas nécessaire de remplir une deuxième matrice lorsque le signe de H (respectivement B) est négatif, il suffit de multiplier par -1 la pente lue sur la première matrice à partir des coordonnées $(-H, -B)$. Une matrice est nécessaire pour chaque axe spatial.

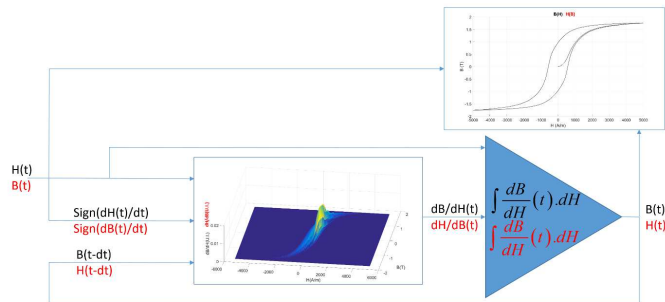


Fig. 2. Modélisation pour un axe spatial.

Une fois cette matrice complète, les $B_{x,y,z}(t)$ (respectivement $H_{x,y,z}(t)$) sont obtenus par interpolation puis intégration comme illustré figure 2. Finalement, le vecteur B (respectivement H) est calculé à partir de la superposition des contributions sur les trois axes :

$$\vec{B}(t) = B_x(t) \cdot \vec{Ox} + B_y(t) \cdot \vec{Oy} + B_z(t) \cdot \vec{Oz}$$

3. VALIDATION EXPERIMENTALE

La figure 3 présente le banc de caractérisation mise en place pour cette étude à partir de la mesure par pointe et qui sera détaillé dans la version finale de l'article.

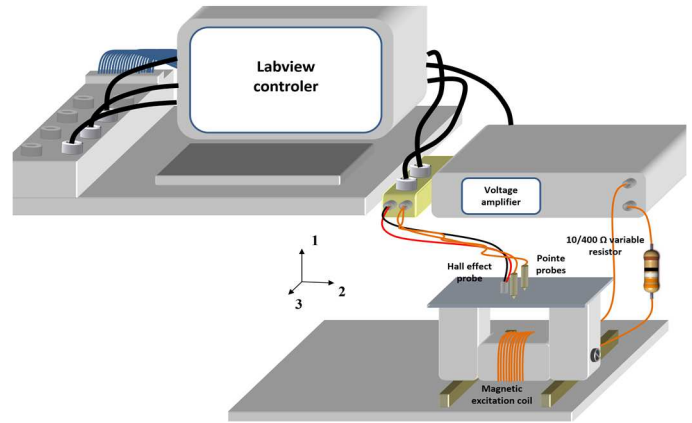
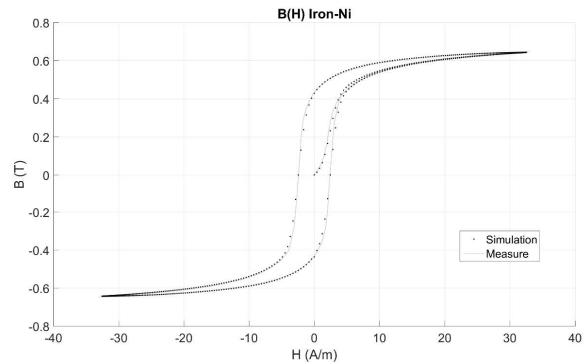


Fig. 3. Banc de caractérisation du type « Pointes magnétiques ».

La figure 4 présente comme première validation une comparaison simulation/mesure obtenue sur un matériau fer/silicium



4. REFERENCES

- [1] M. A. Raullet, B. Ducharme, J.P. Masson, and G. Bayada, "The magnetic field diffusion equation including dynamic hysteresis: a linear formulation of the problem", *IEEE Trans. on Mag.*, vol. 40, n° 2, pp. 872 – 875, 2004.
- [2] B. Ducharme, G. Sebald, D. Guyomar, G. Litak "Dynamics of magnetic field penetration into soft ferromagnets", *J. of App. Phys.*, pp. 243907, 2015.
- [3] B. Ducharme, G. Sebald, D. Guyomar, G. Litak, "Fractional model of magnetic field penetration into a toroidal soft ferromagnetic sample", *Int. J. of Dyn. and Cont.*, pp. 1-8, 2017.
- [4] D.C. Jiles, D.L. Atherton, "Theory of ferromagnetic hysteresis". *J. App. Phys.* 55, pp. 2115, 1984.
- [5] F. Preisach, "Über die magnetische Nachwirkung". *Zeitschrift für Physik*, 94, pp. 277-302, 1935.
- [6] I.D. Mayergoyz "Mathematical models of hysteresis", *Phys. Rev. Lett.*, 56, pp. 1518-21, 1986.
- [7] K. Senda, M. Ishida, K. Sato, M. Komatsubara and T. Yamaguchi, 'Localized magnetic properties in grain-oriented silicon steel measured by stylus probe method', *Trans. IEEE Japan*, pp. 941–50, 1997.
- [8] K. Senda, M. Ishida, K. Sato, M. Komatsubara and T. Yamaguchi, 'Localized magnetic properties in grain-oriented electrical steel measured by needle probe method' *Electr. Eng. Japan*, 126 942–9, 1999.

