



HAL
open science

Les paramètres d'un modèle d'hystérésis statique peuvent-ils renseigner sur la microstructure d'un matériau ?

Maria Roberta Longhitano, Fabien Sixdenier, Riccardo Scorretti, Laurent
Krähenbühl

► To cite this version:

Maria Roberta Longhitano, Fabien Sixdenier, Riccardo Scorretti, Laurent Krähenbühl. Les paramètres d'un modèle d'hystérésis statique peuvent-ils renseigner sur la microstructure d'un matériau ?. Symposium de Génie Electrique (SGE'18), Jul 2018, Nancy, France. hal-01875941

HAL Id: hal-01875941

<https://hal.science/hal-01875941>

Submitted on 18 Sep 2018

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.

Les paramètres d'un modèle d'hystérésis statique peuvent-ils renseigner sur la microstructure d'un matériau ?

Roberta LONGHITANO^(*), Fabien SIXDENIER⁽⁺⁾, Riccardo SCORRETTI⁽⁺⁾ et Laurent KRÄHENBÜHL^(*)

(*) : Univ Lyon, ECL, CNRS, AMPERE (UMR5005), Ecully, F-69134, France

(+) : Univ Lyon, UCB Lyon 1, CNRS, AMPERE (UMR5005), Villeurbanne, F-69100, France

RESUME – Les modèles d'hystérésis sont nécessaires en génie électrique pour pouvoir prévoir certaines formes d'ondes ou les pertes correspondantes. Parmi tous les modèles d'hystérésis statique, le "Vector-Play Model" possède certaines propriétés intéressantes (intrinsèquement vectoriel, aspect thermodynamique, précision « ajustable »). Cependant l'identification de ses nombreux paramètres restait une des difficultés majeures pour son utilisation. Ce problème semble avoir été résolu grâce à une nouvelle méthode d'identification parue dans la littérature. De plus, elle semble être en mesure de pouvoir donner des informations sur l'anisotropie et sur la micro-structure de matériaux *FeSi*. Nous proposons ici de tester cette nouvelle méthode sur des matériaux de nature très différente pour voir si les résultats précédents sont généralisables.

Hystérésis statique, identification, micro-structure

INTRODUCTION

De nombreux modèles ont tenté de reproduire avec plus ou moins de succès ce phénomène si particulier qu'est l'hystérésis magnétique. Les plus connus et répandus sont les modèles de Jiles-Atherthon [1] et de Preisach [2]. Le modèle de Preisach possède la propriété de congruence, ce qui peut induire des erreurs sur les petits cycles de reculs. Le modèle de Jiles-Atherthon très répandu grâce sa simplicité possède lui aussi bien des défauts qui sont bien explicités dans [3]. Un modèle basé sur une analogie mécanique [4] a permis de jeter les bases d'un nouveau modèle. Depuis de nombreux travaux du même auteur [5] ou d'autres équipes [6], [7] ont grandement participé à son essor. Une des difficultés d'emploi de ce modèle résidait dans l'identification de ces paramètres, bien que certaines approches donnant de bons résultats aient été trouvés [8], [9]. Récemment une nouvelle méthode prometteuse a été développée et testée sur différents grades de tôles magnétiques *FeSi* [10]. Les résultats de l'identification ont pu montrer une bonne corrélation entre la microstructure (taille de grains, homogénéité, défauts...). Dans ce résumé, nous testons cette nouvelle méthode sur un matériau *FeSi* non orienté caractérisé suivant différents angles par rapport à la direction de laminage [11] pour tester la reproduction de la méthode. La version étendue, présentera les résultats sur des matériaux de nature très différente (ferrite *MnZn*, Phyterm *FeNiCr*) pour voir si les résultats précédents et les analyses qui en sont déduites sont généralisables.

MODÈLE VPM ET MÉTHODE D'IDENTIFICATION

Modèle VPM

Le modèle est basé sur une analogie entre le champ d'accrochage (pinning field) et une force mécanique de friction. Dans ce modèle, le champ appliqué \mathbf{h} est décomposé en une part réversible \mathbf{h}_{re} et une part irréversible \mathbf{h}_{ir} : \mathbf{h}_{re} and irréversible \mathbf{h}_{ir} part :

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_{re} + \mathbf{h}_{ir} \quad (1)$$

Pour plus de précision, le modèle est subdivisé en cellules. Ainsi, le champ \mathbf{h}_{re} est reconstitué à partir d'une somme pondérée des contributions \mathbf{h}_{re}^k d'un nombre N de cellules.

$$\mathbf{h}_{re}^k = \sum_{k=1}^N \omega_k \mathbf{h}_{re}^k \quad (2)$$

Dans cette somme, $\omega_k \geq 0$ est le poids associé à la cellule k et doit vérifier la condition $\sum_{k=1}^N \omega_k = 1$. Le terme \mathbf{h}_{re}^k est l'état interne de la cellule k . Il est remis à jour en fonction du champ magnétique appliqué \mathbf{h} et de l'état initial \mathbf{h}_{re0}^k :

$$\mathbf{h}_{re} = \begin{cases} \mathbf{h}_{re0}^k & \text{if } \|\mathbf{h} - \mathbf{h}_{re0}^k\| < \chi^k \\ \mathbf{h} - \chi^k \cdot \frac{\mathbf{h} - \mathbf{h}_{re0}^k}{\|\mathbf{h} - \mathbf{h}_{re0}^k\|} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3)$$

Où χ^k correspond au champ limite d'accrochage correspondant à la cellule k . L'aimantation \mathbf{M} est calculée à partir de \mathbf{h}_{re} :

$$\mathbf{M} = M_{an}(\|\mathbf{h}_{re}\|) \cdot \frac{\mathbf{h}_{re}}{\|\mathbf{h}_{re}\|} \quad (4)$$

Où $M_{an}(\|\mathbf{h}_{re}\|)$ est une fonction anhystérétique scalaire. Enfin l'induction magnétique \mathbf{b} est calculée :

$$\mathbf{b} = \mu_0(\mathbf{M} + \mathbf{h}) \quad (5)$$

Les paramètres à identifier sont donc la distribution pondérée des (ω, χ) .

Méthode d'identification

L'identification des distributions peut se faire en champ unidirectionnel h , raison pour laquelle \mathbf{h} (champ vectoriel) n'est plus utilisé par la suite. Dans [10], tout repose sur l'identification d'une fonction F , définie comme (6), car celle-ci contient toutes les informations nécessaires pour identifier les distributions ω et χ à partir de sa dérivée première et seconde (7).

$$F(h) = \int_0^h \omega(\chi) \cdot (h - \chi) d\chi \quad (6)$$

$$\partial_h F = \int_0^h \omega(\chi) d\chi ; \partial_h^2 F = \omega(h), \quad (7)$$

Pour construire la fonction F , il est nécessaire d'avoir à disposition une courbe particulière $h_c(h_p)$ où h_c est le champ coercitif relevée sur des cycles d'hystérésis d'amplitude h_p . Il est nécessaire d'interpoler, mais aussi d'extrapoler les quelques points

expérimentaux en faisant :

$$h_c(h_p) = \begin{cases} h_c = h_{c_{max}} & \text{si } h_p > h_{p_{seuil}} \\ h_c = \text{interpolation} & \text{si } h_{p_{min}} < h_p < h_{p_{max}} \\ h_c = h_{c_{min}} \cdot \left(\frac{h_p}{h_{p_{min}}}\right)^2 & \text{si } h_p < h_{p_{min}} \end{cases} \quad (8)$$

Où $h_{p_{seuil}}$ est l'amplitude à partir de laquelle, le champ coercitif sature à sa valeur maximale $h_{c_{max}}$. On construit ensuite la fonction F ainsi : on démarre avec un point $h > h_{c_{max}}$, de cette manière, $F(h) = h - h_{c_{max}}$. Puis on calcule les points suivants h^n et $F(h^n)$ avec (9) et (10).

$$h^n = \frac{h^{n-1} + h_c(h^{n-1})}{2} \quad (9)$$

$$F(h^n) = \begin{cases} h^n - h_{c_{max}} & \text{si } h^n > h_{p_{seuil}} \\ \frac{F(h^{n-1})}{2} & \text{sinon} \end{cases} \quad (10)$$

Une fois F construite, on peut la dériver numériquement deux fois en prenant une approximation parabolique pour une meilleure précision. Ce qu'il faut retenir, c'est que la dérivée première de F représente la somme cumulée des poids ω pour un certain niveau de champ d'accrochage χ . La dérivée seconde de F , elle, représente la distribution des poids en fonction du niveau de champ d'accrochage.

RÉSULTATS

La figure 1 montre les courbes $h_c(h_p)$ du matériau *FeSi* non orienté caractérisé pour le problème type TEAM32 [11] suivant plusieurs angles par rapport à la direction de laminage. Ces courbes sont les données d'entrée pour identifier la fonction F ainsi que ses dérivées premières et secondes qui sont tracées sur la figure 2.

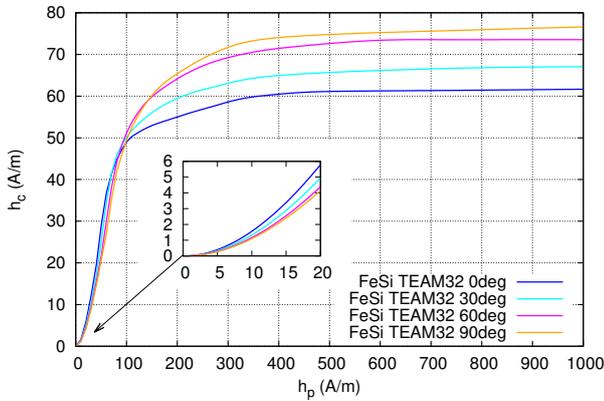


Fig. 1. Courbes $h_c(h_p)$ du matériau *FeSi* du problème TEAM32 caractérisé avec le champ parallèle sur la direction de laminage (0 deg) jusqu'à la direction du champ perpendiculaire à la direction de laminage (90 deg)

DISCUSSION ET CONCLUSIONS

On retrouve sur la figure 2, les tendances observées dans [10]. A savoir, en augmentant l'angle de la direction du champ d'excitation avec la direction de laminage, les pics des courbes se déplacent vers les plus hautes valeurs de champ d'accrochage ce qui est bien cohérent avec l'anisotropie du matériau visible sur les courbes de la figure 1 ($h_{c_{max}}$ augmente avec l'angle). L'aplatissement des courbes avec l'augmentation de l'angle, lui peut être interprété comme la taille des grains devient de plus en plus inhomogène avec l'angle. La méthode semble, jusqu'ici, avoir été correctement reproduite. Dans la version étendue, nous testerons cette méthode sur d'autres matériaux magnétiques de nature très différente, pour voir si l'on peut en tirer, comme pour les matériaux *FeSi*, des informations sur sa microstructure.

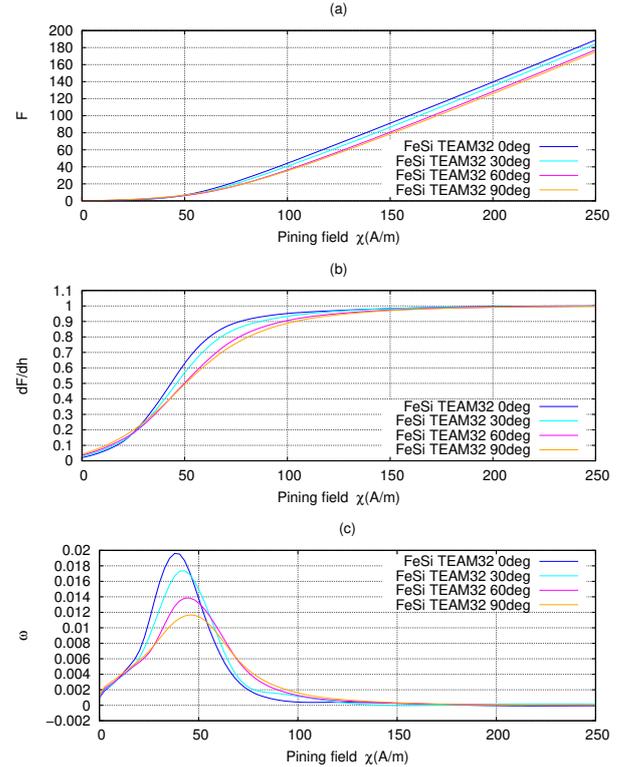


Fig. 2. (a) : courbe F en fonction du champ d'accrochage χ , (b) : dérivée première de F en fonction du champ d'accrochage χ et (c) : distribution des poids en fonction du champ d'accrochage

RÉFÉRENCES

- [1] D. Jiles and D. Atherton, "Ferromagnetic hysteresis," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 19, no. 5, pp. 2183–2185, 1983.
- [2] F. Preisach, "Über die magnetische nachwirkung," *Zeitschrift für Physik*, vol. 94, no. 1, pp. 277–302, 1935.
- [3] S. Zirka, Y. Moroz, R. Harrison, and K. Chwastek, "On physical aspects of the jiles-atherton hysteresis models," *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, vol. 112, no. 4, pp. 043 916 – 043 916–7, 2012.
- [4] A. Bergqvist, "Magnetic vector hysteresis model with dry friction-like pinning," *Physica B : Condensed Matter*, vol. 233, no. 4, pp. 342–347, 1997.
- [5] D. Lin, P. Zhou, and A. Bergqvist, "Improved vector play model and parameter identification for magnetic hysteresis materials," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 50, no. 2, p. 7008704, 2014.
- [6] F. Henrotte, A. Nicolet, and K. Hameyer, "An energy-based vector hysteresis model for ferromagnetic materials," *COMPEL*, vol. 25, no. 1, pp. 71–80, 2006.
- [7] V. François-Lavet, F. Henrotte, L. Stainier, L. Noels, and C. Geuzaine, "Vectorial incremental nonconservative consistent hysteresis model," in *Proceedings of the 5th International Conference on Advanced Computational Methods in Engineering (ACOMEN2011)*. Liège, Belgium : ACOMEN2011, November 2011.
- [8] J. H. Krahn and A. Bergqvist, "Numerical optimization of a hysteresis model," *Physica B : Condensed Matter*, vol. 343, no. 1, pp. 35–38, 2004.
- [9] F. Sixdenier and R. Scorretti, "Numerical model of static hysteresis taking into account temperature."
- [10] K. Jacques, S. Steentjes, F. Henrotte, C. Geuzaine, and K. Hameyer, "Representation of microstructural features and magnetic anisotropy of electrical steels in an energy-based vector hysteresis model," *AIP Advances*, vol. 8, no. 4, p. 047602, 2018.
- [11] O. Bottauscio, M. Chiampi, C. Ragusa, L. Rege, and M. Repetto, "Description of team problem : 32 a test-case for validation of magnetic field analysis with vector hysteresis." [Online]. Available : <http://www.compumag.org/jsite/images/stories/TEAM/problem32.pdf>