



Modèle multidomaines pour l'identification inverse d'états mécaniques par méthode magnétique

S Lazreg, Olivier Hubert

► To cite this version:

S Lazreg, Olivier Hubert. Modèle multidomaines pour l'identification inverse d'états mécaniques par méthode magnétique. Mécanique et mécanismes des changements de phase, Jan 2009, Aussois, France. hal-01531808

HAL Id: hal-01531808

<https://hal.science/hal-01531808>

Submitted on 1 Jun 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.

Modèle multidomaines pour l'identification inverse d'états mécaniques par méthode magnétique

S. Lazreg, O. Hubert

LMT-Cachan

61, avenue du Président Wilson - 94235 CACHAN Cedex - FRANCE.

Téléphone : 01 47 40 77 62 - 22 24

Télécopie : 01 47 40 22 40

Adresses électroniques : lazreg@lmt.ens-cachan.fr, hubert@lmt.ens-cachan.fr

Mots clés : couplage magnéto-mécanique, modèle multidomaines, fatigue, piézomagnétisme.

1 INTRODUCTION

Le contrôle non destructif des matériaux et des structures implique la plupart de temps la mesure d'une grandeur physique en relation avec les modifications d'une ou de plusieurs propriétés du matériau. Parmi les méthodes de contrôle, les méthodes magnétiques sont en particulier employées dans les industries de transformation du fer et ses alliages. Elles sont souvent basées sur l'exploitation du couplage électro-magnétique (p.e. courants de Foucault). Le principal reproche qu'on puisse faire à ces méthodes est qu'elles sont généralement qualitatives. Le comportement magnétique démontre cependant une bonne sensibilité à l'état microstructural d'un matériau ou encore à l'effet de l'application d'une contrainte mécanique [1]. On a pu par ailleurs montrer que des quantités couplées comme la magnétostriction [2] pouvaient présenter des sensibilités deux à trois fois supérieures aux quantités mesurées usuellement. Toutefois, l'exploitation des grandeurs couplées se heurte à des difficultés importantes de mesure. L'objectif du travail proposé est double: promouvoir des méthodes de mesures magnétiques originales permettant une évaluation rapide et précise de l'état thermo-metallurgico-mécanique de la matière, et d'autre part proposer une modélisation magnéto-mécanique couplée quantitative permettant une identification inverse simple et fiable de ce même état thermo-metallurgico-mécanique à partir de la mesure magnétique ou couplée.

2 RELATION ENTRE ETAT MECANIQUE ET COMPORTEMENT MAGNETIQUE - OBJECTIFS

Quand on soumet un matériau ferro(ferri)magnétique à un champ magnétique $\vec{H}$, il se déforme spontanément [2]. Cette déformation (notée ϵ_μ), dite de magnétostriction, est la première manifestation du couplage magnéto-mécanique. Elle peut consister en un allongement ou une contraction, et peut s'inverser en fonction du niveau de champ. Elle est par ailleurs sensible à toute modification de l'état de la matière ou à l'application d'une contrainte [3, 4].

Le couplage magnéto-mécanique se manifeste également par l'effet de l'application d'une contrainte mécanique σ sur l'aimantation $\vec{M}$ du matériau (via la modification de la susceptibilité magnétique $\chi=M/H$) - à champ constant, on parlera de piézomagnétisme [5]. On observe néanmoins que l'effet d'une traction ou d'une compression n'est pas symétrique et peut même s'inverser d'un matériau à l'autre [4]. D'autre part, l'effet d'un chargement mécanique sur le comportement magnétique peut différer en fonction du niveau de champ magnétique (effet Villari). Un état multiaxial des contraintes conduit à des changements comparables [6], même si aucun principe de superposition ne s'applique: la prévision de l'effet d'une sollicitation mécanique multiaxiale nécessite donc la réalisation d'expériences complexes à défaut de modèle multiaxiaux suffisamment fiables.

Quand le chargement mécanique plastifie le matériau, les propriétés magnétiques se dégradent plus nettement (diminution importante de la susceptibilité) [3, 7, 8]. Cette dégradation intervient dès les premiers stades de la déformation plastique, ce qui s'interprète par l'effet de l'apparition de contraintes internes, la dégradation générale progressive s'expliquant par une interaction grandissante entre la microstructure magnétique (domaines et parois) avec les défauts cristallins. Notons que la déformation de magnétostriction est également fortement modifiée par la plasticité.

La plupart des phénomènes sus-cités s'expliquent par l'intermédiaire des modifications de l'énergie magnétoélastique. Deux types de modélisations sont alors généralement proposées: les modèles macroscopiques phénoménologiques à variables internes [9], et les modèles micromagnétiques ou multiéchelles [10, 11]. Les premiers négligent les aspects microstructuraux, sont généralement uniaxiaux et partiellement couplés. Les modèles basés sur des approches microscopiques sont plus riches; leur défaut principal est qu'ils sont coûteux en temps de calcul et donc difficilement inversables.

Notre objectif est d'utiliser des méthodes de mesures magnétiques pour permettre une évaluation quantitative de l'état thermo-metallurgico-mécanique d'un matériau incluant les sollicitations mécaniques uniaxiales, multiaxiales ou encore la plasticité. Cette évaluation requiert une modélisation magnéto-mécanique couplée. Cette modélisation doit être suffisamment riche pour tenir compte des effets aussi complexes que ceux associés à état plastifié, et simple pour rendre une identification inverse accessible. La présentation de ce modèle fait l'objet du prochain paragraphe. Nous présentons ensuite les premiers éléments d'une démarche permettant l'estimation de la limite d'endurance des matériaux magnétiques.

3 MODELISATION MULTIDOMAINES

La modélisation multidomaines correspond à une modélisation simplifiée du modèle multiéchelle historique développé au LMT-Cachan [11]. Cette modélisation s'appuie sur l'hypothèse qu'il existe une direction du monocristal le long de laquelle un chargement mécanique et/ou magnétique conduit à un comportement comparable à celui du polycristal isotrope correspondant.

Considérons un monocristal de fer. Il est possible de subdiviser ce monocristal en six familles de domaines magnétiques associées aux six directions de facile aimantation (figure 1). Chaque famille de domaines α est définie par une aimantation $\vec{M}_\alpha$ (1) de norme l'aimantation à saturation M_s et par un tenseur de magnétostriction ϵ_α^μ (2) (les γ_α^i figurent les cosinus directeurs de l'aimantation; λ_{100} et λ_{111} sont les déformations de magnétostriction à saturation le long des directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$).

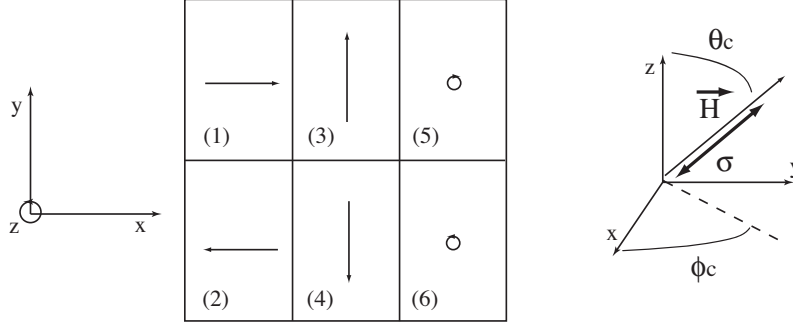


FIG. 1 – Structure multidomaines et orientation du chargement magnéto-mécanique.

$$\vec{M}_\alpha = M_s {}^t[\gamma_\alpha^1, \gamma_\alpha^2, \gamma_\alpha^3] \quad (1)$$

$$\epsilon_\alpha^\mu = \frac{3}{2} \begin{bmatrix} \lambda_{100}((\gamma_\alpha^1)^2 - \frac{1}{3}) & \lambda_{111}(\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^2) & \lambda_{111}(\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^3) \\ \lambda_{111}(\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^2) & \lambda_{100}((\gamma_\alpha^2)^2 - \frac{1}{3}) & \lambda_{111}(\gamma_\alpha^2 \gamma_\alpha^3) \\ \lambda_{111}(\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^3) & \lambda_{111}(\gamma_\alpha^2 \gamma_\alpha^3) & \lambda_{100}((\gamma_\alpha^3)^2 - \frac{1}{3}) \end{bmatrix} \quad (2)$$

Le cristal est soumis à un champ $\vec{H}$ et/ou à un tenseur des contraintes σ (hypothèses de champ et contrainte homogènes). L'énergie d'un domaine magnétique vaut alors la somme de l'énergie de champ W_H^α , de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline W_K^α (à l'origine de la formation des domaines) et de l'énergie magnétoélastique W_σ^α détaillées ci-après (K_1 et K_2 sont les constantes d'anisotropie du matériau)[11].

$$W_H^\alpha = -\mu_0 \vec{H} \cdot \vec{M}_\alpha \quad (3)$$

$$W_K^\alpha = K_1((\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^2)^2 + (\gamma_\alpha^2 \gamma_\alpha^3)^2 + (\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^3)^2) + K_2(\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^2 \gamma_\alpha^3)^2 \quad (4)$$

$$W_\sigma^\alpha = -\sigma : \epsilon_\alpha^\mu \quad (5)$$

On va maintenant s'intéresser à la situation où ce monocristal est soumis à un champ magnétique $\vec{H}$ et/ou une contrainte uniaxiale σ appliqués dans une même direction $\vec{n}_c$ définie par deux angles ϕ_c et θ_c dans le repère sphérique (figure 1). La direction est restreinte au triangle standard défini par les directions cristallographiques $[100]$, $[110]$ et $[111]$. La résolution du problème (i.e. calcul de l'aimantation et de la déformation moyennes) consiste à estimer pour chaque famille de domaines α , d'une part sa direction d'aimantation et d'autre part sa fraction volumique notée f_α . La direction d'aimantation est définie par les angles ϕ_α et θ_α dans le repère sphérique (13). Ces trois paramètres constituent les variables internes du problème.

$$\vec{n}_c = {}^t[\cos(\phi_c)\sin(\theta_c), \sin(\phi_c)\sin(\theta_c), \cos(\theta_c)] \quad (6)$$

$$[\gamma_\alpha^1, \gamma_\alpha^2, \gamma_\alpha^3] = [\cos(\phi_\alpha)\sin(\theta_\alpha), \sin(\phi_\alpha)\sin(\theta_\alpha), \cos(\theta_\alpha)] \quad (7)$$

Les angles sont habituellement calculés par minimisation de l'énergie totale. Compte tenu du chargement, une minimisation analytique est possible. Nous obtenons alors une loi d'évolution des angles de chaque domaine en fonction du champ et de la contrainte. A titre d'exemple, l'évolution des angles du domaine n°1 est donnée par les équations (8) et (9). Le calcul de la fraction volumique de chaque domaine est basé sur une formule de Boltzmann (10), où A_s et B_s sont des paramètres à identifier.

$$\phi_1(H, \sigma) = \frac{\mu_0 M_s H + \text{atan}(\frac{3}{2} \lambda_{111} \sigma \sin(2\phi_c))}{\mu_0 M_s H + 2K_1 + 3\lambda_{100} \sigma \cos(2\phi_c)} \phi_c \quad (8)$$

$$\theta_1(H, \sigma) = \frac{\pi}{2} - \frac{\mu_0 M_s H + \text{atan}(\frac{3}{2} \lambda_{111} \sigma \sin(2(\frac{\pi}{2} - \theta_c)))}{\mu_0 M_s H + 2K_1 + 3\lambda_{100} \sigma \cos(2(\frac{\pi}{2} - \theta_c))} (\frac{\pi}{2} - \theta_c) \quad (9)$$

$$f_\alpha = \frac{\exp(-A_s \cdot W_H^\alpha - B_s \cdot W_\sigma^\alpha)}{\sum_\alpha \exp(-A_s \cdot W_H^\alpha - B_s \cdot W_\sigma^\alpha)} \quad (10)$$

Le comportement élastique étant homogène à l'intérieur d'un monocristal, la déformation de magnétostriction moyenne (11) est égale à la moyenne des déformations de magnétostriction de chacun des domaines. La même règle d'homogénéisation s'applique pour le calcul de l'aimantation moyenne (12). Ainsi, à chaque point de chargement mécanique et/ou magnétique correspond une aimantation (13) et une déformation de magnétostriction "mesurées" dans la direction du chargement (14). Il s'agit d'une modélisation "à l'équilibre" ou "anhystérétique".

$$\epsilon^\mu = \langle \epsilon_\alpha^\mu \rangle = \sum_\alpha f_\alpha \epsilon_\alpha^\mu \quad (11)$$

$$\vec{M} = \langle \vec{M}_\alpha \rangle = \sum_\alpha f_\alpha \vec{M}_\alpha \quad (12)$$

$$M = \vec{M} \cdot \vec{n}_c \quad (13)$$

$$\epsilon^\mu = {}^t \vec{n}_c \cdot \epsilon^\mu \cdot \vec{n}_c \quad (14)$$

La première étape consiste à rechercher une direction $\vec{n}_c$ optimale. Cette direction est la direction du monocristal le long de laquelle les comportements magnétique $M(H, \sigma)$ et magnétostrictif $\epsilon^\mu(H, \sigma)$ correspondent à ceux du polycristal isotrope de même nature. Les figures 2a et 2b illustrent la situation pour le fer pur en absence de chargement mécanique. On a représenté sur un même graphe le comportement anhystérétique du monocristal suivant ses directions de symétrie principales, les mesures obtenues avec un polycristal de fer pur (points) et la modélisation associée une fois la direction $\vec{n}_c$ optimisée (trait plein). Ces résultats démontrent la faisabilité de l'approche. Le modèle ainsi déterminé est totalement couplé et analytique; il prédit les comportements magnétiques et magnétostrictifs et peut permettre l'identification inverse d'un état mécanique uniaxial. Ce modèle est actuellement en cours d'extension aux états mécaniques multiaxiaux et plastiques via le calcul d'une contrainte équivalente. Une extension au comportement hystérétique est également envisagée.

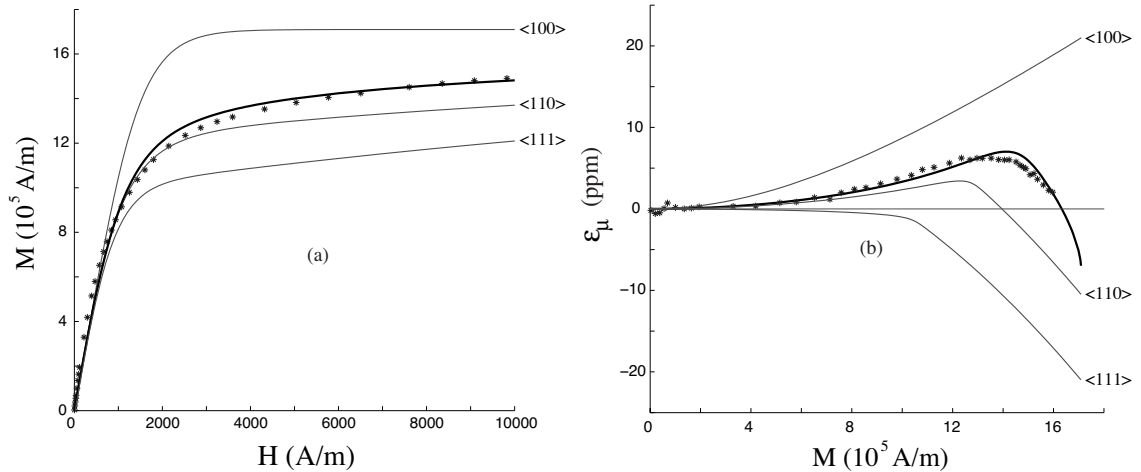


FIG. 2 – Résultats du modèle multidomaines pour les directions principales du monocristal et comparaisons modèle (trait plein)-expérience (points) anhystérétiques pour le fer pur polycristallin - (a) comportement magnétique; (b) comportement magnétostrictif.

4 APPLICATION DU PIEZOMAGNETISME A L'ESTIMATION DE LA LIMITE D'ENDURANCE

La limite d'endurance est l'amplitude de la contrainte cyclique en dessous de laquelle un essai de fatigue ne conduira pas à la rupture du matériau. L'estimation de cette limite se fait généralement à partir d'une courbe de Wöhler pour un rapport de charge et un mode de sollicitation donnés. Le tracé de cette courbe réclame habituellement la réalisation d'un grand nombre d'essais destructifs, avec des durées d'essais pouvant atteindre plusieurs jours. La mesure magnétique peut constituer une alternative intéressante.

L'exemple de mesure traité est celui d'un chargement mécanique cyclique alterné en traction-compression ($R=-1$) d'amplitude $\bar{\sigma}$, réalisé avec un acier bas carbone (XC18) soumis à un champ magnétique constant d'amplitude $H=2000\text{ A/m}$. On pourra se reporter à la référence [5] pour les détails de la procédure expérimentale. Le chargement alterné mécanique produit une variation d'aimantation qu'il est possible de mesurer à l'aide d'un simple bobinage secondaire autour de l'éprouvette. Le tracé de l'aimantation instantanée en fonction de la contrainte produit un cycle caractéristique du comportement piézomagnétique du matériau. La figure 3a illustre les cycles obtenus pour deux amplitudes de contrainte différentes (résultat moyenné sur 100 cycles). On a relevé sur la figure 3b l'évolution de la variation de largeur relative C_N d'un cycle piézomagnétique en fonction du nombre de cycles¹. On observe qu'une amplitude de contrainte de 100MPa diminue légèrement C_N . A 200MPa, C_N augmente rapidement jusqu'à environ 8%, puis se stabilise. Des mesures d'autoéchauffement réalisées en parallèle indiquent qu'une contrainte de 200MPa dépasse la limite d'endurance: l'échauffement, comme la modification rapide du comportement piézomagnétique, sont à associer à de la microplasticité. L'exploitation de ce type d'essai n'en est qu'à ses débuts. La modélisation passera par l'introduction des mécanismes de microplasticité et de dissipation dans la description magnéto-mécanique.

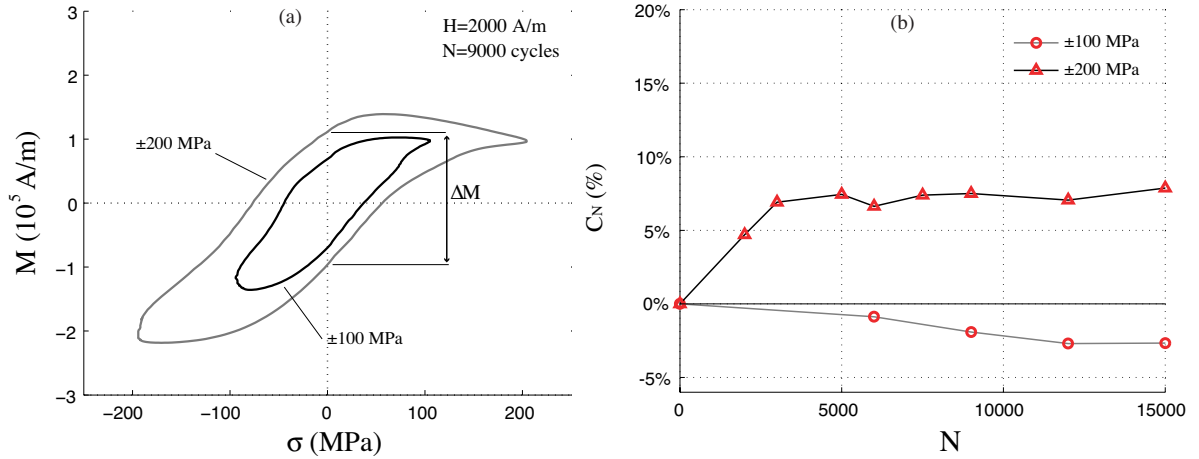


FIG. 3 – Evolution du comportement piézomagnétique de l'XC18 au cours d'un essai de fatigue: (a) cycles piézomagnétiques; (b) évolution de la variation de largeur relative C_N en fonction du nombre de cycles et de l'amplitude du chargement.

5 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous proposons dans ce travail les premiers éléments d'une modélisation simplifiée du comportement magnéto-mécanique couplé des matériaux magnétiques dont l'objectif est l'identification inverse d'états mécaniques à partir de mesures de type magnétique. L'identification devra par ailleurs s'appuyer sur des mesures pertinentes. Le comportement piézomagnétique semble une voie intéressante pour le contrôle. L'application à la détection de la limite d'endurance en est un exemple.

REFERENCES

- [1] Hubert O., "Comportement magnéto-mécanique des matériaux magnétiques", HDR, UPMC, 2008.
- [2] Du Trémolet de Lacheisserie E., "Magnetostriction", ed. CRC Press, London, 1993.
- [3] Bozorth R.M., "Ferromagnetism", ed. D. Van Norstand, N.Y. 1951.
- [4] Cullity B.D., "Introduction to magnetic materials", ed. Addison-Wesley, N.Y. 1972.
- [5] Hubert O. & Rizzo K.J., *J. of Magn. and Magn. Mat.*, **320**, (2008), p.979.
- [6] Hubert O., *Pr. Elektrotechniczny*, **R.83**, (2007) p.70.
- [7] Makar J.M. & Tanner B.K., *J. of Magn. and Magn. Mat.*, **35**, 222, (2000), p.291.
- [8] Hug E., Hubert O. & Van Houtte J.J., *Mat. Science and Eng. A*, **A 332**, (2002), p.193.
- [9] Jiles D.C., Thoeke J.B. & Devine M.K., *IEEE Trans. on Magn.*, **35**, 28, (1992), p.27.
- [10] He S., "Modélisation et simulation numérique de matériaux magnétostrictifs", Doctorat, UPMC, 1999.
- [11] Daniel L., Hubert O., Buiron N. & Billardon R., *J. of the Mech. and Phys. of Sol.*, **56**, (2008) p.1018.

¹. $C_N = (\Delta M(N) - \Delta M(N=0)) / \Delta M(N=0) \times 100$, ΔM est la largeur du cycle à $\sigma=0\text{MPa}$