HAL open science

MODELISATION MICROMAGNETIQUE DU COMPORTEMENT MAGNETO MECANIQUE D'UN ACIER DUAL PHASE

Frederick Mballa Mballa, Olivier Hubert, Song He, Sophie Depeyre, Philip Meilland

To cite this version:

Frederick Mballa Mballa, Olivier Hubert, Song He, Sophie Depeyre, Philip Meilland. MODELISATION MICROMAGNETIQUE DU COMPORTEMENT MAGNETO MECANIQUE D'UN ACIER DUAL PHASE. 2012. hal-00670592

HAL Id: hal-00670592

https://hal.science/hal-00670592v1

Submitted on 15 Feb 2012

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.

MODELISATION MICROMAGNETIQUE DU COMPORTEMENT MAGNETO MECANIQUE D'UN ACIER DUAL PHASE

F.S Mballa-Mballa [(a) (c)], O. Hubert [(a)], S. He [(b)], S. Depeyre [(b)], P. Meilland [(c)]
(a) *LMT-Cachan (ENS-Cachan) 61, avenue du président Wilson 94235 Cachan Cedex.*
(b) *PULV 92916 Paris La Défense Cedex.*
(c) *ArcelorMittal Maizières Research BP 30320 - Voie Romaine F-57283 Maizières-lès-Metz Cedex.*

Mots clés: Micromagnétisme, Magnéto-mécanique, Acier DP, Contrôle.

1 INTRODUCTION

Les dernières années ont vu un intérêt grandissant des industries automobiles pour l'utilisation d'aciers à haute performance tels que les aciers dual-phase (DP). La production de ces aciers implique plusieurs procédés de fabrication. Ces étapes de fabrication conduisent à une microstructure biphasée principalement composée d'îlots de phase secondaire dure dispersés dans une matrice ferritique ductile (fig. 1) en proportion variable selon l'histoire thermo-mécanique du matériau. Leur microstructure (fraction et composition des phases) est exposée aux variations du procédé de fabrication, en particulier lors du traitement thermo-mécanique final en ligne de galvanisation. Cette sensibilité se traduit par une variation du comportement magnétique et magnétostrictif (déformation sous champ) du matériau illustrée figure 2. Les industriels cherchent par conséquent à mettre en place une méthode de contrôle non destructive (magnétique) en ligne sensible à l'évolution de la microstructure du matériau et donc aux variations du procédé. La mise en œuvre de ce procédé de contrôle rentre dans le cadre du projet ANR DPS-MMOD [1].

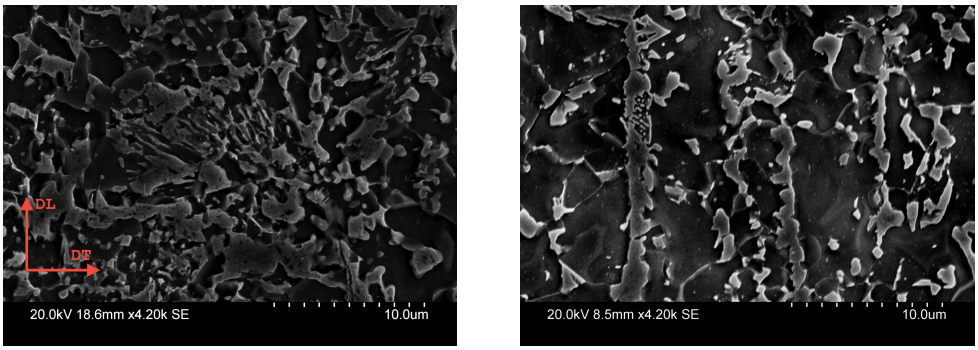

FIG. 1 – *microstructure typique d'un acier DP: vue de dessus (a) transverse (b). ferrite sombre phase secondaire blanc*

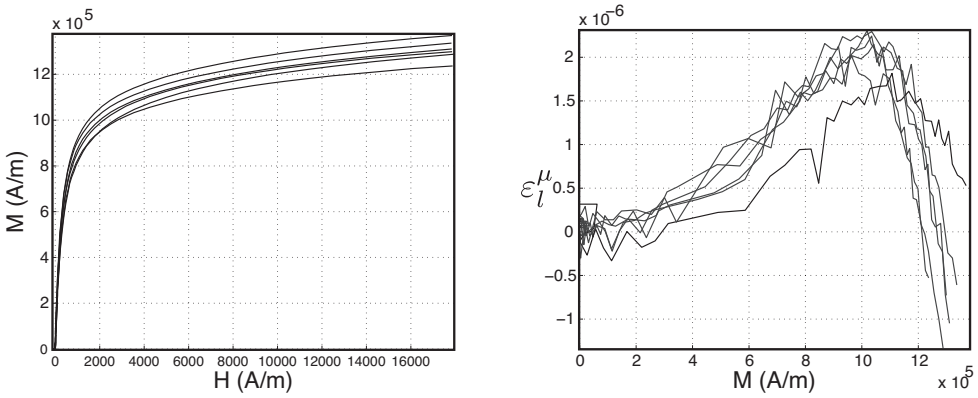

FIG. 2 – *réponses magnétique (a) et magnétostrictive (b) d'un acier DP à composition chimique unique, et différentes histoires thermiques.*

Différents aspects entrent en jeu dans le comportement observé (fig. 2). D'une part, le comportement magnétique macroscopique de ces aciers résulte des interactions fortes au sein même de leur

microstructure: les phases en présence sont ferromagnétiques, elles s'aimantent et se déforment en présence d'un champ magnétique. D'autre part, la transformation de l'austénite lors du processus de trempe introduit une forte densité de dislocations enveloppant les plaquettes de martensite et formant ainsi une zone dense (dislocations + martensite + bainite) appelée phase secondaire [2], la phase primaire étant la ferrite proeutectoïde. On doit également considérer les contraintes internes induites en phase de laminage (par le skin-pass). En effet, des études expérimentales ont montré la sensibilité du comportement magnétique et magnétostrictif à l'état de contrainte (fig. 3).

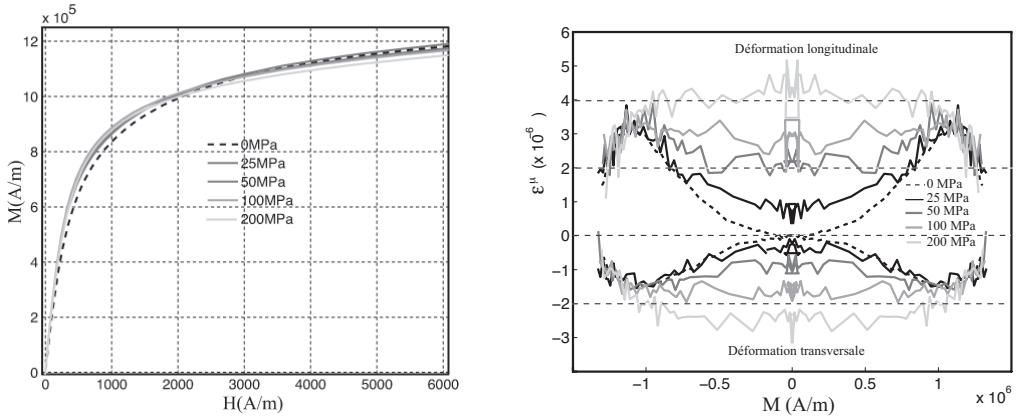

FIG. 3 – *Influence d'une contrainte de traction sur le comportement magnétique et magnétostrictif d'un acier DP [6].*

Le développement d'une méthode de contrôle magnétique revient essentiellement à l'élaboration d'un modèle décrivant l'évolution des propriétés magnétiques en fonction de paramètres microstructuraux et de l'état du matériau.

On choisit pour notre modélisation une approche micromagnétique [4], qui est une théorie des milieux continus qui consiste à considérer que dans un matériau magnétique existe une distribution de moments magnétiques. Ceux ci s'organisent en structures plus ou moins complexes de domaines et parois magnétiques. La démarche de modélisation qui consiste à prévoir l'orientation de chaque moment au sein du volume, bien que coûteuse en temps de calcul, offre la précision requise et la liberté d'introduction de différents paramètres liés à la complexité du matériau étudié (contrainte, microstructure biphasée, microstructure en bandes, dislocations . . .)

2 MICROMAGNETISME

D'une manière générale, la théorie du micromagnétisme est utilisée pour modéliser des particules ferromagnétiques de petite taille ($\leq \mu m$). Cette théorie proposée par W.F. Brown à partir des années 40, a pour but d'expliquer le comportement non linéaire des matériaux magnétiques [3] [5]. Il s'agit tout d'abord d'une approche énergétique, permettant d'identifier les principaux phénomènes intervenant dans la configuration de l'aimantation et de leur associer des grandeurs énergétiques. L'équilibre est réalisé lorsque l'énergie totale est minimisée. Les principales hypothèses de la théorie du micromagnétisme sont:

- L'aimantation $\vec{m}$ est un vecteur de module constant $\|\vec{m}\| = M_s$ dont l'orientation peut varier en fonction de la position et du temps $\vec{m} = M_s\,(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$. ($\alpha_i$ cosinus directeurs de l'aimantation).
- Les grandeurs thermodynamiques décrivant le ferromagnétisme telle que l'aimantation $\vec{m}$, le champ magnétique $\overrightarrow{H}$, et l'énergie libre $\mathcal{W}_{tot}(\vec{m})$ sont des fonctions continues dans l'espace et dans le temps.

La contribution apportée par Brown fut de définir une expression de l'énergie totale $\mathcal{W}_{tot}$ comme somme de contributions internes et externes dont nous détaillons le contenu ci-dessous.

$$\mathcal{W}_{tot}(\vec{m}) = \mathcal{W}_z + \mathcal{W}_e + \mathcal{W}_a + \mathcal{W}_d \tag{1}$$

	$\mathcal{W}_z$	$\mathcal{W}_a$	$\mathcal{W}_d$	$\mathcal{W}_e$
énergie	Magnétostatique	Anisotropie	Démagnétisante	Échange
expression	$-\mu_0 \int_\Omega \vec{H}_{ext}.\vec{m}\ d\Omega$	$\frac{\mu_0}{2} \int_\Omega \phi(\vec{d}.\vec{m})\ d\Omega$	$-\frac{\mu_0}{2} \int_\Omega \vec{H}_d.\vec{m}\ d\Omega$	$\frac{\mu_0}{2} \int_\Omega \mathbf{A}.\|\nabla\vec{m}\|^2\ d\Omega$

$\phi(\vec{d}.\vec{m})$ est la projection de l'aimantation $\vec{m}$ dans une direction du cristal appelée direction d'anisotropie $\vec{d}$. Dans le cas des matériaux à structure cubique (ferrite, martensite), le potentiel $\mathcal{W}_a$ s'exprime des constantes d'anisotropie K_1 et K_2 du matériau [5] [3].

$$\phi(\vec{d}.\vec{m}) = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 \tag{2}$$

Etant donnée la fonctionnelle énergétique $\mathcal{W}_{tot}$, une aimantation est à l'équilibre si celle ci minimise l'énergie libre totale.

$$\delta\mathcal{W}_{tot}(\vec{m}) \ = \ -\mu_0 \int_\Omega \vec{H}_{eff}.\delta\vec{m}\ d\Omega + \oint \mu_0 \mathbf{A}\frac{\partial\vec{m}}{\partial\vec{n}}.\delta\vec{m} \ = \ 0 \quad , \quad \vec{H}_{eff} = \frac{\partial\mathcal{W}_{tot}}{\partial\vec{m}} \tag{3}$$

De l'équation (3) on peut déduire la *"condition de couple"* qui traduit le fait qu'à l'équilibre, l'aimantation en tout point du milieu doit être colinéaire au champ effectif $\vec{H}_{eff}$ ressenti par un moment magnétique.

3 COUPLAGE MAGNETO-MECANIQUE

Un matériau ferromagnétique aimanté subit une variation de volume appelée magnétostriction spontanée (4) (λ_{100} et λ_{111} étant les magnétostrictions à saturation dans les directions $< 100 >$ et $< 111 >$ du cristal). Celle-ci correspond en général à des déformations non compatibles (i.e. ne dérivant pas d'un champ de déplacement). La déformation totale apparaissant dans un matériau aimanté doit alors *corriger* cette incompatibilité. Ce qui entraine un état de contrainte, même en l'absence de toute sollicitation mécanique externe. L'interaction de la contrainte avec l'aimantation a une signification particulière pour les matériaux ferromagnétiques. Celle ci est responsable du réarrangement des domaines, du phénomène d'accrochage des parois, ...

$$\boldsymbol{\epsilon}^\mu = \frac{3}{2}\begin{pmatrix} \lambda_{100}(\alpha_1^2 - \frac{1}{3}) & \lambda_{111}\alpha_1\alpha_2 & \lambda_{111}\alpha_1\alpha_3 \\ & \lambda_{100}(\alpha_2^2 - \frac{1}{3}) & \lambda_{111}\alpha_2\alpha_3 \\ sym & & \lambda_{100}(\alpha_3^2 - \frac{1}{3}) \end{pmatrix} \tag{4}$$

Le modèle magnéto-élastique le plus simple est celui de la magnéto-élasticité i.e. l'aimantation à tout instant t résulte de causes externes (non mécaniques) et n'est pas affectée par l'état mécanique du matériau. La relation de comportement magnéto-élastique linéaire est alors:

$$\boldsymbol{\sigma}(\vec{u},\vec{m}) = \mathbb{C} : (\boldsymbol{\epsilon}(\vec{u}) - \boldsymbol{\epsilon}^\mu(\vec{m})) \qquad avec \qquad \boldsymbol{\epsilon}(\vec{u}) = \boldsymbol{\epsilon}^e + \boldsymbol{\epsilon}^\mu(\vec{m}) \tag{5}$$

où $\boldsymbol{\epsilon}(\vec{u})$ est la déformation totale linéarisée, $\boldsymbol{\epsilon}^\mu(\vec{m})$ la magnétostriction et $\boldsymbol{\epsilon}^e$ la déformation élastique.

Dans cette approche, l'état magnéto-élastique d'une structure est alors calculée en deux étapes:

- Calcul de l'aimantion $\vec{m}(\vec{x})$ par résolution des équations du micromagnétisme (3);
- Calcul élastique intégrant l'effet de l'aimantation via la relation de comportement (5) .

D'un point de vue cinématique, l'hypothèse des petites perturbations s'applique et on peut écrire toutes les équations sur le domaine initial (Ω) dont la surface sera notée $\partial\Omega$. Les équations cinématiques s'écrivent :

$$\boldsymbol{\epsilon}(\vec{u}) = \tfrac{1}{2}\left(\nabla\vec{u} + \nabla^t\vec{u}\right) \quad , \quad \vec{u} = \vec{u}_d \ sur\ \partial\Omega_u \tag{6}$$

L'équilibre mécanique d'un solide en absence de densité volumique de forces est décrit par un champ de déplacement $\vec{u}$, de déformation $\boldsymbol{\epsilon}(\vec{u})$ et de contrainte $\boldsymbol{\sigma}(\vec{u},\vec{m})$ gouverné par les équations locales:

$$\overrightarrow{div}\,\boldsymbol{\sigma} = \vec{0} \quad , \quad \boldsymbol{\sigma} = \mathbb{C} : \epsilon^e \ \ sur\ \Omega \quad , \quad \boldsymbol{\sigma}.\vec{n} = \vec{T}_d \ \ sur\ \partial\Omega_t \tag{7}$$

Compte tenu de la relation de comportement (5) et de l'équilibre mécanique, on introduit de manière naturelle une sollicitation volumique:

$$\overrightarrow{div}\,\boldsymbol{\sigma} \;\; = \overrightarrow{div}\,(\mathbb{C} : \boldsymbol{\epsilon}) - \overrightarrow{div}\,(\mathbb{C} : \boldsymbol{\epsilon}^{\mu}) \;\; = \overrightarrow{div}\,\tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \vec{f}_v^{\mu} \;\; = \vec{0} \tag{8}$$

Où $\tilde{\boldsymbol{\sigma}}$ représente la contrainte totale associée à la déformation totale et $\vec{f}_v^{\mu}$ la densité de forces d'origine magnétostrictive, conséquence directe de l'état d'aimantation du matériau. L'application des principes variationnels aux équations précédentes permet d'expliciter l'énergie magnéto-élastique $\mathcal{W}_{\sigma}$, qui peut dans une approche totalement couplée contribuer à la minimisation de l'énergie libre (1).

$$\mathcal{W}_{\boldsymbol{\sigma}} = \int_{\Omega} \boldsymbol{\nabla}(\vec{u}) : \mathbb{C} : \boldsymbol{\nabla}(\vec{u})\, d\Omega \; - \; \int_{\Omega} \boldsymbol{\epsilon}^{\mu}(\vec{m}) : \mathbb{C} : \boldsymbol{\nabla}(\vec{u})\, d\Omega \tag{9}$$

4 APPLICATION

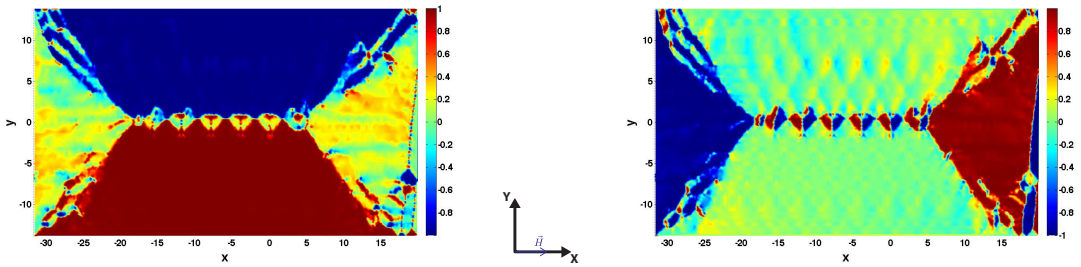

FIG. 4 – *distribution de l'aimantation $\vec{m}.\vec{x}$ (a), $\vec{m}.\vec{y}$ (b): structure de Landau $\vec{H} \approx 0 \times M_s$.*

Les simulations micromagnétiques ont été effectuées sur monocristal de fer ($\vec{H}\ //\ <100>\ //\ \vec{x}$). A champ nul, on voit apparaître les différentes structures en domaines séparés par des parois magnétiques (fig 4). Ces parois sont le siège de vortex (désorientation de l'aimantation) qui prennent une part importante dans l'énergie élastique (fig. 5). On peut alors se poser la question de l'impact la prise en compte de l'énergie élastique (9) dans la minimisation sur la configuration de l'aimantation dans le cadre d'une modélisation totalement couplée.

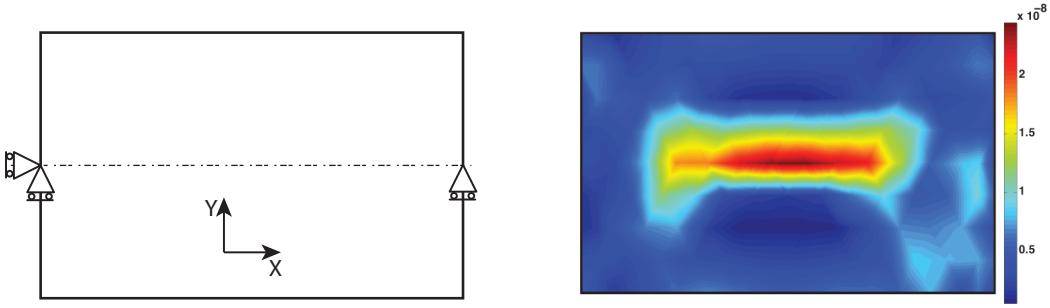

FIG. 5 – *résolution du problème mécanique. Conditions aux limites mécaniques (a), énergie élastique $\mathcal{W}_e = \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\epsilon}^e\ (J.m^{-3})$ (b).*

REFERENCES

[1] ANR DPS-MMOD 2008 *Dual-Phase Steel Modeling - MATETPRO 08 - 322447*

[2] B. KREBS, "Caractérisation et prévision des structures en bandes dans les aciers Dual-Phase." *PhD Université Paul Verlaine Metz*, 2009.

[3] H. Kronmüller, M. Fähnle., "Micromagnetism and the microstructure of ferromagnetic solids", *Cambridge University press* (2003), pp 11-50.

[4] J. F. Brown, Jr. "Micromagnetics", *J. Wiley and Sons*, New York (1963)

[5] S. He, "Modélisation et simulation numérique de matériaux magnétostrictifs ", *PhD UPMC , 1999.*

[6] S. Lazreg, "Identification inverse d'états multiaxiaux élasto-plastiques par méthode magnétique " *PhD ENS-Cachan, 2011.*