

**Influence de l'état mécanique multiaxial
élastique(-plastique) sur le comportement magnéto-
mécanique d'alliages ferromagnétiques -Résultats
expérimentaux et modélisation multiéchelle**

Olivier Hubert, Laurent Daniel, Bertrand Vieille, René Billardon

► **To cite this version:**

Olivier Hubert, Laurent Daniel, Bertrand Vieille, René Billardon. Influence de l'état mécanique multiaxial élastique(-plastique) sur le comportement magnéto- mécanique d'alliages ferromagnétiques -Résultats expérimentaux et modélisation multiéchelle. MECAMAT Aussois 2006, Jan 2006, Aussois, France. hal-01532993

HAL Id: hal-01532993

<https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01532993>

Submitted on 5 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.

Influence de l'état mécanique multiaxial élastique(-plastique) sur le comportement magnéto-mécanique d'alliages ferromagnétiques - Résultats expérimentaux et modélisation multiéchelle

O. Hubert*, L. Daniel^o, B. Vieille*, **R. Billardon***

**LMT-Cachan (ENS de Cachan - CNRS (UMR 8535) - Université Paris 6)*

61 Avenue du Président Wilson, 94235 Cachan, France.

Téléphone: 01 47 40 21 93, Télécopie: 01 47 40 22 40

hubert@lmt.ens-cachan.fr; vieille@lmt.ens-cachan.fr; billardon@lmt.ens-cachan.fr

^oLGEP (SUPELEC - CNRS (UMR 8507) - Université Paris 6 et Université Paris 11)

Plateau du Moulon, 11 Rue Joliot Curie 91192 Gif sur Yvette, France.

daniel@lgep.supelec.fr

Mots clés : couplage magnéto-mécanique, modélisation multiéchelle, comportement multiaxial

1 INTRODUCTION

Les matériaux magnétiques sont l'élément indispensable au couplage électromagnétique, principe de fonctionnement des machines électriques et actionneurs électromécaniques. Les propriétés magnétiques (susceptibilité et hystérésis magnétiques) et magnéto-mécanique (déformation de magnétostriction induite par l'aimantation) de ces matériaux dépendent en général très fortement de leur état mécanique (élastique ou élasto-plastique) [1][2][3][4][5][6][7]. Or, ces matériaux (céramiques massifs ou le plus souvent sous forme de tôles métalliques) sont en général soumis à des sollicitations mécaniques complexes en service (efforts en service d'origine (thermo-)mécaniques ou/et magnétique) comme lors de leur mise en oeuvre (découpe, pliage, assemblage par goujons, soudage, fretage, clinchage). Le dimensionnement précis des systèmes électromagnétiques requiert donc a priori des modèles multiaxiaux efficaces intégrant l'effet de l'état élasto-(plastique) du matériau sur son comportement magnétique et magnéto-mécanique.

Les modèles macroscopiques magnéto-mécaniques couplés construits dans le cadre de la thermodynamique des milieux continus à variables internes constituent une première solution ([8][9][10][11][12] et la revue bibliographique dans [13]). Malheureusement, la capacité prédictive en multiaxial de ces modèles -essentiellement développés et validés en uniaxial- est assez faible. Par ailleurs, ils décrivent de manière trop rudimentaire le comportement magnétostrictif, très fortement anisotrope à l'échelle cristalline.

Différentes approches variationnelles ont été développées à partir des travaux fondateurs de Landau et Lifschitz puis de Brown [14][15] sur la théorie dite du micro-magnétisme. Ces approches permettent d'obtenir une description précise des champs d'aimantation -définie à l'échelle de quelques atomes- et de déformation dans un monocristal -en pratique bidimensionnel vu la taille du problème de minimisation à résoudre- [16][17]. Les derniers développements faisant appel aux mesures de Young (cf. par exemple [18]) permettent d'envisager l'utilisation de cette approche comme outil de compréhension de certains comportements élémentaires, par exemple dans les alliages à mémoire de forme magnéto-mécaniques. Cependant, la modélisation du comportement de polycristaux tridimensionnels demeure complètement hors de portée de ces approches.

Le modèle multi-échelle discuté dans la première partie de ce papier -et dont la première version a été développée dans le cadre de sa thèse de doctorat par N. Buiron [19]- est basé sur une écriture énergétique à une échelle subcristalline ad hoc définie ci-après avec les méthodes de localisation et d'homogénéisation associées. Ce modèle permet de simuler l'effet d'un chargement mécanique multiaxial sur le comportement magnétique et le comportement magnétostrictif d'un polycristal. Ce modèle permet en outre de modéliser l'influence d'un état de déformation plastique modéré (<1%) sur le comportement magnéto-mécanique d'un polycristal. Dans la deuxième partie de ce papier, les prévisions de ce modèle -en terme de comportement magnétique et magnétostrictif- sont comparées aux résultats expérimentaux obtenus -sur deux métaux ferro-magnétiques et une céramique ferri-magnétique- lors de chargements mécaniques uniaxiaux ou biaxiaux. (La première version du montage original permettant ces essais magnéto-mécaniques bi-axiaux a été développée par V. Maurel dans le cadre de sa thèse de doctorat [20] -sous la co-direction de F. Ossart-.)

2 ÉTAT MÉCANIQUE MULTIAXIAL DES MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES

Dans la plupart des machines électriques tournantes classiques, même si l'état de contrainte induit en service dans les matériaux magnétiques par les efforts d'origine magnétique, thermique ou mécanique (forces centrifuges par exemple) est souvent assez faible, l'état de contrainte induit par les opérations d'assemblage de ces machines -par exemple le frettage dans le bâti des tôles magnétiques constituant le stator- est rarement négligeable.

Considérons par exemple le frettage dans un cylindre de diamètre intérieur ϕ_0 -supposé rigide en première approximation- d'un stator en acier électrique de diamètre extérieur $\phi_e = \phi_0 + 2\Delta$ et de diamètre intérieur ϕ_i . L'état de contrainte élastique triaxial induit en chaque point du stator est fonction des paramètres géométriques, des coefficients de Lamé (λ, μ) du matériau et de la position radiale r du point considéré (1).

$$\sigma = -K\Delta \cdot \begin{pmatrix} (4 - (\frac{\phi_0}{r})^2) & 0 & 0 \\ 0 & (4 + (\frac{\phi_0}{r})^2) & 0 \\ 0 & 0 & (\frac{4\lambda}{\mu+2\lambda}) \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\text{avec } K = \frac{\mu(\mu+2\lambda)}{\mu(\phi_e^2 + \phi_i^2) + 2\lambda\phi_i^2}.$$

Par ailleurs, les matériaux magnétiques "doux" utilisés dans toutes les machines du génie électrique se présentent toujours sous forme de tôles minces qui font l'objet de multiples opérations de mise en forme. Considérons par exemple, l'opération de pliage(-dépliage) d'une tôle d'épaisseur e , par l'intermédiaire d'un couple C . L'état de contraintes induit en chaque point de la tôle est fonction du moment quadratique I de la section, des coefficients de Lamé (λ, μ , fonction du module d'Young E) du matériau et de la profondeur y du point considéré (2).

$$\sigma = L(y) \cdot \begin{pmatrix} 2\mu + \lambda & 0 & 0 \\ 0 & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & \lambda \end{pmatrix} \quad (2)$$

avec $L(y) = \frac{C}{EI}(y + e/2)$. Quand la limite d'élasticité du matériau est atteinte lors du pliage, un tel tenseur des contraintes crée un état de déformations plastiques multiaxial associé à des contraintes résiduelles de premier ordre après dépliage.

L'influence de tels états mécaniques sur le comportement magnétique de la structure est à ce jour reconnu comme non négligeable. En revanche, la caractérisation expérimentale fine et surtout la modélisation de ce couplage magnéto-mécanique demeure un problème largement ouvert. Les deux exemples précédents, bien que beaucoup plus simples que les problèmes posés par exemple par les procédés de découpe ou de clinchage couramment utilisés lors de la mise en oeuvre des tôles magnétiques, démontrent la nécessité de développer des modèles magnéto-mécaniques tridimensionnels.

3 UN MODÈLE MULTI-ÉCHELLE MAGNÉTO-MÉCANIQUE

Tout solide ferro- ou ferri-magnétique polycristallin peut être assimilé à un agrégat de monocristaux assemblés suivant une certaine fonction d'orientation cristallographique. Par ailleurs, quelle que soit son aimantation macroscopique, il est structuré en domaines magnétiques de dimension subcristalline (cf. par exemple [21]). L'aimantation à l'intérieur de chaque domaine est homogène, de module constant -dite aimantation à saturation caractéristique du matériau-. En l'absence de champ magnétique extérieur, l'orientation de l'aimantation dans le domaine correspond à une direction cristallographique dite de facile aimantation -au nombre de six (directions [100]) ou huit (directions [111])-. Sous l'action d'un champ magnétique local suffisant, l'orientation de l'aimantation locale s'écarte de ces directions cristallographiques. L'évolution de l'aimantation macroscopique correspond à l'évolution de la microstructure en domaines magnétiques -et donc de la fraction volumique des domaines de différentes orientations- et de l'orientation de l'aimantation à l'intérieur de chaque famille de domaine -associée à une direction cristallographique donnée-. Par ailleurs, à l'échelle du domaine magnétique la déformation dite de magnétostriction peut être considérée comme une déformation libre fonction de l'aimantation locale.

Les défauts microstructuraux des matériaux réels constituent des obstacles à l'évolution de la microstructure en domaines magnétiques. Le comportement magnétique (évolution de l'aimantation sous

l'action d'un champ magnétique extérieur) d'un matériau réel est donc toujours hystérétique même en quasistatique. Cependant ce comportement peut toujours être décomposé en une partie hystérétique et une partie anhystérétique -non-linéaire mais réversible-. Seule la modélisation de cette partie anhystérétique est discutée ci-après.

La double structuration en domaines magnétiques et grains des solides magnétiques conduit naturellement à la définition des trois échelles introduites dans le modèle multiéchelle décrit brièvement ci-dessous et plus en détail en [22][23][24][26], viz. l'échelle de la structure où sont définies les grandeurs macroscopiques mécaniques (contrainte Σ, \dots) et magnétiques (champ magnétique \vec{H}, \dots), l'échelle du grain g et l'échelle du domaine magnétique α défini par la direction facile associée.

3.1 Modèle microscopique magnétique

Le modèle énergétique à l'échelle microscopique est basé sur une description statistique de la configuration en domaines magnétiques initialement proposée par Néel [27] et traduite en termes de fraction volumique f_α des familles de domaines d'orientation α et d'orientation de l'aimantation à l'intérieur de chacune de ces familles -à l'aide de deux angles ϕ_α et θ_α -. L'énergie interne magnétique (3) est définie pour chaque famille de domaines α comme la somme des énergies magnéto-cristalline (4) et magnétostatique (5) détaillées ci-dessous, où \vec{M}_α représente le vecteur aimantation d'une famille de domaines α (6).

$$W^\alpha = W_{mag}^\alpha + W_{an}^\alpha \quad (3)$$

$$W_{an}^\alpha = K_1(\gamma_1^2\gamma_2^2 + \gamma_2^2\gamma_3^2 + \gamma_3^2\gamma_1^2) + K_2(\gamma_1^2\gamma_2^2\gamma_3^2) \quad (4)$$

$$W_{mag}^\alpha = -\mu_0 \vec{H}_\alpha \cdot \vec{M}_\alpha \quad (5)$$

$$\text{où } \vec{M}_\alpha = M_s \vec{\gamma} = M_s {}^t[\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3] \quad (6)$$

À l'échelle du grain, l'équilibre anhystérétique correspond à un minimum énergétique déterminé en combinant une formulation explicite (7) basée sur une fonction de Boltzmann pour calculer les fractions volumiques f_α , et une minimisation de l'énergie totale pour calculer les γ_i (8). Une analyse de l'état au voisinage de l'état à aimantation macroscopique nulle [22][25]) permet d'identifier le seul paramètre ajustable A_s de ce modèle en fonction de la susceptibilité macroscopique χ_0 (7).

$$f_\alpha = \frac{\exp(-A_s \cdot W^\alpha)}{\sum_\alpha \exp(-A_s \cdot W^\alpha)} \quad \text{avec} \quad A_s = \frac{3\chi_0}{\mu_0 \cdot M_s^2} \quad (7)$$

$$W^\alpha(\theta_\alpha, \phi_\alpha) = \min(W^\alpha), \quad \theta_\alpha \in [0, \pi], \quad \phi_\alpha \in [0, 2\pi] \quad (8)$$

$$\varepsilon_\alpha^\mu = \frac{3}{2} \begin{pmatrix} \lambda_{100}(\gamma_1^2 - \frac{1}{3}) & \lambda_{111}\gamma_1\gamma_2 & \lambda_{111}\gamma_1\gamma_3 \\ \lambda_{111}\gamma_1\gamma_2 & \lambda_{100}(\gamma_2^2 - \frac{1}{3}) & \lambda_{111}\gamma_2\gamma_3 \\ \lambda_{111}\gamma_1\gamma_3 & \lambda_{111}\gamma_2\gamma_3 & \lambda_{100}(\gamma_3^2 - \frac{1}{3}) \end{pmatrix}_{RC} \quad (9)$$

3.2 Procédures d'homogénéisation et de localisation

Le comportement élastique étant homogène à l'intérieur d'un monocristal, la déformation de magnétostriction moyenne d'un grain (10) est égale à la moyenne des déformations de magnétostriction de chacun des domaines α (9). La même règle d'homogénéisation est appliquée pour calculer l'aimantation moyenne du grain (11). Il a été vérifié que ce modèle permet de très bien décrire les résultats expérimentaux (cf. par exemple [1][2]) obtenus sur des monocristaux de fer, nickel ou fer-silicium.

$$\varepsilon_g^\mu = \langle \varepsilon_\alpha^\mu \rangle = \sum_\alpha f_\alpha \varepsilon_\alpha^\mu \quad (10)$$

$$\vec{M}_g = \langle \vec{M}_\alpha \rangle = \sum_\alpha f_\alpha \vec{M}_\alpha \quad (11)$$

À champ magnétique extérieur fixé, l'aimantation moyenne du polycristal est définie comme étant égale à la moyenne de l'aimantation de chacun des grains (12). Cependant, les désorientations entre grains créent des disparités d'aimantation à l'origine d'un champ dit démagnétisant [26]. Une approche sécante est utilisée pour évaluer le champ magnétique à l'échelle du grain en fonction du champ extérieur appliqué, de la susceptibilité sécante du matériau χ_m et de la différence entre les aimantations locale et moyenne (13). Une approche auto-cohérente -faisant apparaître le tenseur de concentration des déformations \mathbf{B} (21)- est utilisée pour évaluer la déformation de magnétostriction moyenne \mathbb{E}^μ (14).

$$\vec{M} = \langle \vec{M}_g \rangle \quad (12)$$

$$\vec{H}_g = \vec{H} + \frac{1}{3 + 2\chi_m} (\vec{M} - \vec{M}_g) \text{ où } \chi_m = M/H \quad (13)$$

$$\mathbb{E}^\mu = \langle {}^t\mathbf{B} : \varepsilon_g^\mu \rangle \quad (14)$$

Les figures 1(a,b,c,d) permettent de comparer pour un alliage fer-3%silicium non-orienté classiquement utilisé dans le domaine du génie électrique les réponses de ce modèle avec les résultats expérimentaux [28] -rarement disponibles sous la forme des courbes anhystérétiques-. Le fichier d'orientation cristalline utilisé pour la modélisation a été obtenu par EBSD et contient 396 grains. On observe que l'anisotropie de ce matériau laminé est bien modélisée aussi bien pour le comportement magnétique (anisotropie faible) que magnétostrictif -longitudinal et transversal- (anisotropie élevée). La trop grande "raideur" (montée trop rapide) du modèle est probablement due au caractère trop rudimentaire de la règle de localisation magnétique.

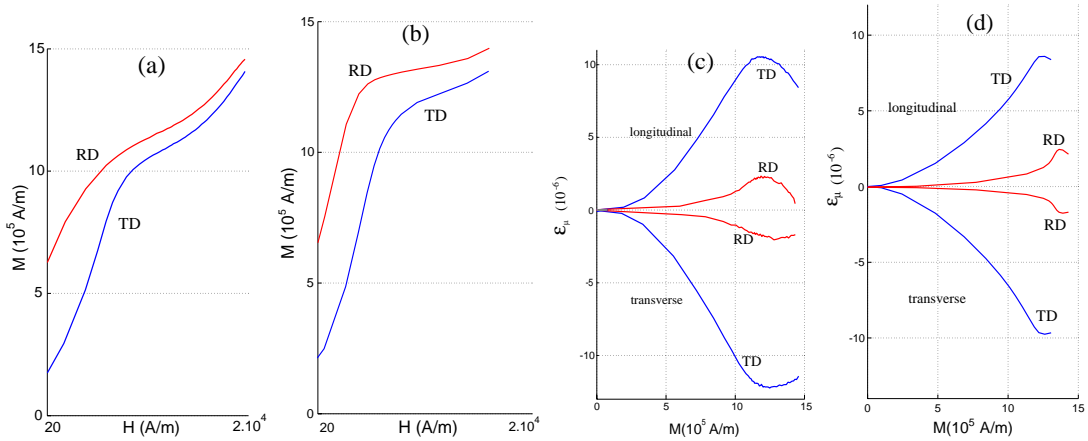


FIG. 1 – Comportement magnétique et magnétostrictif d'un alliage fer-3%silicium non-orienté en 0,5mm d'épaisseur (expérience (a,c) et modèle (b,d))

3.3 Prise en compte de l'état de contraintes

L'état de contrainte à l'échelle microscopique est fonction du chargement macroscopique éventuellement appliqué et des incompatibilités liées à la déformation de magnétostriction. Cet état de contrainte peut être pris en compte en ajoutant à l'expression de l'énergie interne d'une famille de domaines (15), l'énergie élastique (16).

$$W^\alpha = W_{mag}^\alpha + W_{an}^\alpha + W_\sigma^\alpha \quad (15)$$

$$W_\sigma^\alpha = \frac{1}{2} (\sigma_\alpha : \mathbf{C}_\alpha^{-1} : \sigma_\alpha) \quad (16)$$

où \mathbf{C}_α représente le tenseur d'élasticité local. En faisant l'hypothèse que la déformation de magnétostriction est de faible amplitude ($< 10^{-4}$) -ce qui est le cas dans la plupart des matériaux- et que la déformation totale est homogène à l'échelle du grain, l'expression de l'énergie élastique peut être simplifiée (voir [26]) pour aboutir à l'expression (17).

$$W_\sigma^\alpha = -\sigma_g : \varepsilon_\alpha^\mu \quad (17)$$

Cette forme simplifiée de l'énergie élastique -généralement dite énergie magnéto-élastique- apparaît fonction de la déformation de magnétostriction de la famille de domaines considérée ainsi que de la contrainte moyenne par grain σ_g . Si le matériau reste élastique, cette contrainte moyenne par grain peut être calculé en fonction de la contrainte macroscopique Σ et des déformations de magnétostriction macroscopique \mathbb{E}^μ et locale ε_g^μ en utilisant la formulation de Hill [30] (18).

$$\sigma_g = \mathbf{B} : \Sigma + \mathbf{C}^* : (\mathbf{I} + \mathbf{C}^* : \mathbf{C}_g^{-1})^{-1} : (\mathbb{E}^\mu - \varepsilon_g^\mu) \quad (18)$$

$$\mathbf{C}^* = \mathbf{C}_{ac} : (\mathbf{S}^{\mathbf{E}^{-1}} - \mathbf{I}) \quad (19)$$

$$\mathbf{C}_{ac} = \langle \mathbf{C}_g : (\mathbf{C}_g + \mathbf{C}^*)^{-1} : (\mathbf{C}_{ac} + \mathbf{C}^*) \rangle \quad (20)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{C}_g : (\mathbf{C}_g + \mathbf{C}^*)^{-1} : (\mathbf{C}_{ac} + \mathbf{C}^*) : \mathbf{C}_{ac}^{-1} \quad (21)$$

où $\mathbf{C}_g = \mathbf{C}_\alpha$ représente le tenseur d'élasticité du grain, \mathbf{C}^* le tenseur d'influence de Hill (19), \mathbf{C}_{ac} le tenseur d'élasticité du milieu équivalent calculé à partir de l'équation auto-cohérente (20), $\mathbf{S}^{\mathbf{E}}$ le tenseur d'Eshelby, \mathbf{I} le tenseur identité et où $\langle \cdot \rangle$ traduit une opération de moyenne sur le volume. L'équation implicite (18) est résolue par un processus itératif. Les expressions déjà vues (14) et (12) permettent le calcul final des déformation de magnétostriction et d'aimantation macroscopiques.

3.4 Prise en compte de la plasticité

Dans le cas de faibles déformations plastiques (<1% avec un à deux systèmes de glissement activés par grain), les champs mécaniques restent approximativement homogènes par grain. Par ailleurs, on peut faire l'hypothèse que le couplage magnéto-mécanique peut être modélisé par la prise en compte des seules auto-contraintes d'incompatibilité intergranulaires associées à la plasticité. L'évaluation de de cet état de contraintes résiduelles est obtenu en utilisant la formulation de Hill [30] et le paramètre d'accommodation plastique β introduit par Berveiller et Zaoui [31]. L'équation implicite (22) donne alors la contrainte locale σ_g' en fonction de la contrainte macroscopique appliquée Σ' , du paramètre β et des déformations plastiques macroscopique \mathbb{E}_p et locale ε_p .

$$\sigma_g' = \mathbf{B} : \Sigma' + \beta \cdot \mathbf{C}^* : (\mathbf{I} + \mathbf{C}^* : \mathbf{C}_g^{-1})^{-1} : (\mathbb{E}_p - \varepsilon_p) \quad (22)$$

Le calcul de microplasticité (cf. [29] pour des détails et justifications supplémentaires) implique la détermination de la cission résolue sur chacun des systèmes de glissement, la détermination du glissement plastique -en utilisant une loi de comportement à écrouissage isotrope linéaire très simple-, puis la déformation plastique par grain pour une contrainte locale donnée. Des opérations de moyennage et un processus itératif jusqu'à convergence achèvent le calcul (jusqu'à ce que l'équation (22) soit satisfaite). La contrainte introduite dans le modèle multiéchelle -donnée par l'équation (23)- est alors définie comme la combinaison de la contrainte résiduelle associée à la plasticité et de la contrainte σ_g issue de l'équation (18).

$$\sigma_g'' = \beta \cdot \mathbf{C}^* : (\mathbf{I} + \mathbf{C}^* : \mathbf{C}_g^{-1})^{-1} : (\mathbb{E}_p - \varepsilon_p) + \sigma_g \quad (23)$$

4 INFLUENCE DE L'ÉTAT MÉCANIQUE SUR LES COMPORTEMENTS MAGNÉTIQUE ET MAGNÉTOSTRICTIF

4.1 Sollicitation uniaxiale : procédure expérimentale

Le banc de mesure des propriétés magnéto-mécaniques des matériaux magnétiques sous sollicitation uniaxiale développé au LMT-Cachan depuis une dizaine d'années [13][28] est constitué de deux cu-lasses ferrimagnétiques refermées tête-bêche sur l'éprouvette (d'environ 200mm de long, 12,5mm de large et moins de 3mm d'épaisseur). Un bobinage primaire permet d'imposer un champ magnétique triangulaire. Le chargement magnétique imposé est soit quasistatique (à 0,1Hz) ou selon une procédure permettant la détermination point par point de la courbe anhystérétique [28]. Des jauges de déformation longitudinales et transversales (non magnéto-résistantes) collées sur l'éprouvette ainsi

que des H-coil et B-coil permettent la mesure simultanée des déformations, champ et induction magnétique. Pour appliquer un effort uniaxial de traction sur l'éprouvette, on utilise des têtes d'amarrage articulées et, afin de réduire les vibrations, des masses marquées (50kg induisent une contrainte de 16MPa). Pour imposer un effort de compression, une machine électro-hydraulique asservie à mors hydraulique est employée et l'éprouvette est modifiée de manière à écarter tout risque de flambage : on fabrique alors une éprouvette tri-couche "matériau testé/âme de laiton/matériau testé" fixée dans les mors par l'intermédiaire d'une résine auto-durcissante.

4.2 Résultats expérimentaux et prévisions du modèle multi-échelle

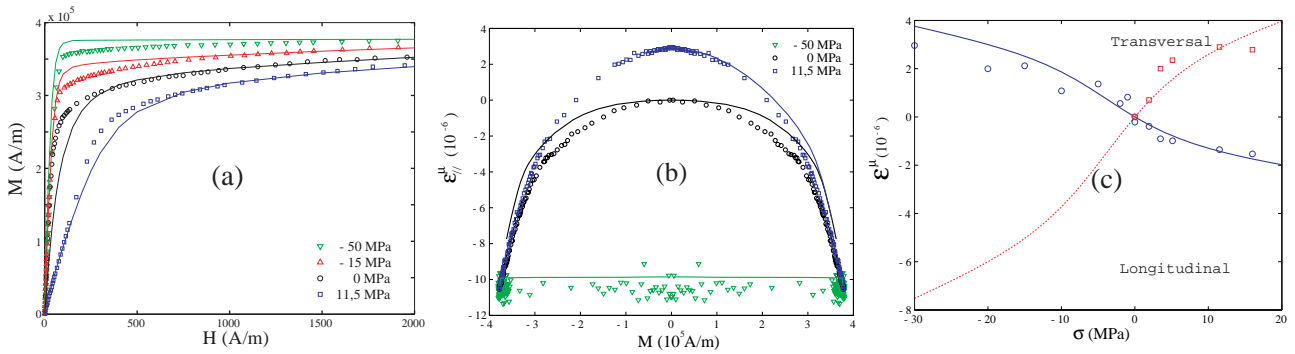


FIG. 2 – Comportement magnétique et magnétostrictif sous contrainte d'une ferrite Nickel-Zinc - expériences (points) et modèle ($M(H)$, $\epsilon_{\mu}^{//}(M)$, $\epsilon_{\mu}^H(\sigma, M=0)$)

Les résultats discutés ci-dessous ont été obtenus sur une ferrite Nickel-Zinc utilisée pour le blindage électromagnétique [32][33]. Ce matériau est élaboré par frittage ce qui lui confère une isotropie remarquable. Le matériau est à magnétostriction "négative" ; celle-ci atteint -1.10^{-5} à saturation dans le sens longitudinal ($//$, figure 2b). La susceptibilité relative initiale en absence de contrainte est d'environ 3000 ; une contrainte de traction provoque comme attendu une diminution de la susceptibilité ; une compression a l'effet inverse. Le modèle reproduit avec fidélité ces mécanismes. L'influence de la contrainte sur la magnétostriction est également bien modélisée, aussi bien sous aimantation variable qu'à aimantation nulle, dans les sens longitudinal ou transversal (effet ΔE - figure 2c). La qualité des prévisions de ce modèle -avec un seul paramètre, A_s , identifié à partir de la susceptibilité initiale sans contrainte- est absolument remarquable pour ce matériau isotrope à grains très fins. Des expériences similaires réalisées sur des matériaux ferromagnétiques (fer-silicium, fer-cobalt) texturés donnent des résultats encourageants, mais moins probants en particulier pour la prédiction d'effets non monotones [26]. Des travaux sont en cours pour parvenir à interpréter et modéliser ces effets.

4.3 Sollicitation multiaxiale : procédure expérimentale

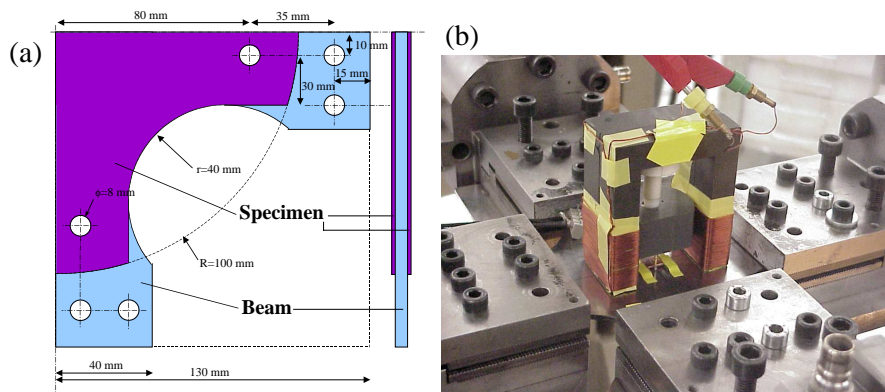


FIG. 3 – Eprouvette et montage pour mesures sous sollicitation mécanique biaxiale

Un dispositif original de caractérisation du comportement magnéto-mécanique sous sollicitation mécanique biaxiale a été développé au LMT-Cachan dans l'environnement de la machine triaxiale hydraulique ASTREE. La géométrie de l'éprouvette en croix utilisée a été étudiée afin d'obtenir dans le matériau-tôle ferromagnétique étudié un état de contrainte biaxial et de champ magnétique le plus homogène possible sur une surface suffisamment grande (d'environ 20mm de diamètre). L'objectif est de réaliser des mesures quasistatiques et anhystériques dans une direction quelconque du plan (indépendante des axes principaux des contraintes). La partie utile de la première géométrie d'éprouvette étudiée [20] est constituée de 2 tôles du matériau ferromagnétique étudié collées sur une âme d'acier inoxydable amagnétique (AISI 304). Les "têtes" de l'éprouvette sont dotées sur chaque face de talons en acier amagnétique. L'ensemble permet d'atteindre dans la partie utile des niveaux élevés de contraintes homogènes, sans risque de plastification des têtes et sans risque de flambage. Cependant, les interactions magnétiques entre tôles et la taille trop faible de la zone utile imposant un système de mesure des grandeurs magnétiques trop rudimentaire ont conduit au développement d'une autre géométrie d'éprouvette.

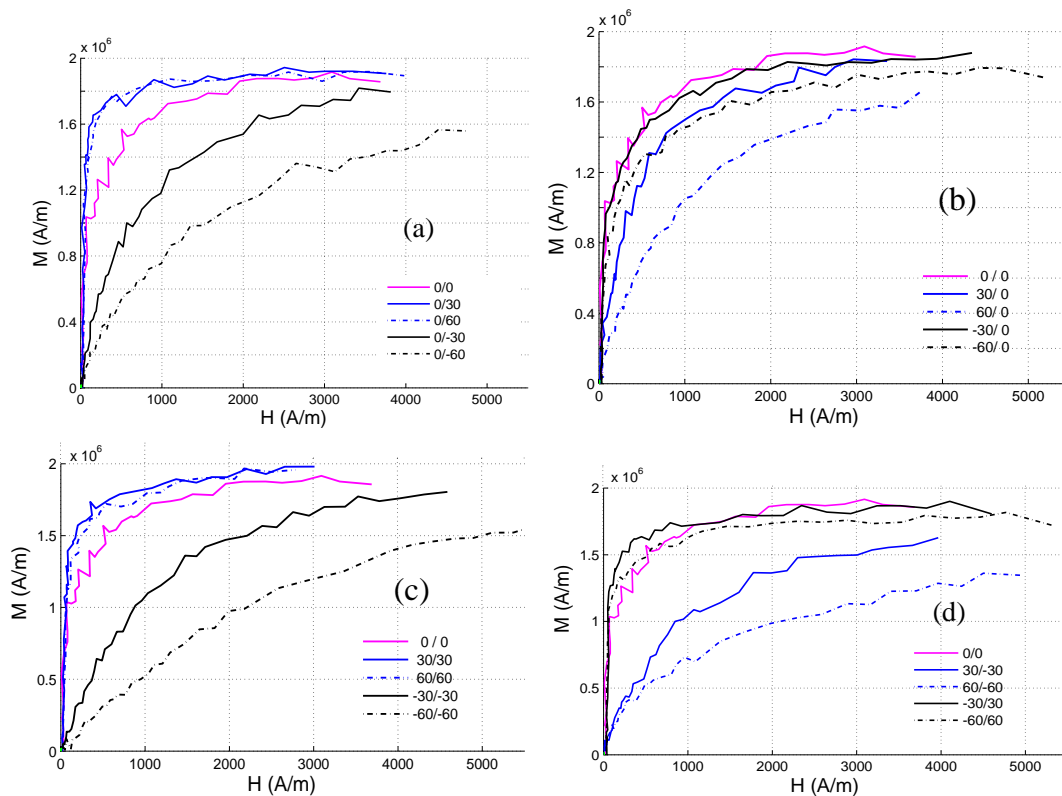


FIG. 4 – Comportement $M(H)$ anhystérique du fer-cobalt épaisseur 0,5mm ($\vec{H} // \vec{2}$), sous chargement mécanique uniaxial (a : selon $\vec{2}$; b : selon $\vec{1}$; c : équibiaxial ; d : cisaillement)

L'éprouvette en croix d'épaisseur constante, dont la géométrie a été validée par modélisation éléments finis 2D et 3D mécanique (Cast3m) et magnétique (Ansys), est alors constituée de la tôle ferromagnétique à étudier collée sur une tôle d'acier inoxydable amagnétique (AISI 304) d'épaisseur 2 mm (figure 3a). Le champ magnétique est créé grâce à une culasse ferrimagnétique de grande dimension supportant le système d'excitation primaire, et posée à la surface de la tôle ferromagnétique. Les calculs mécaniques EF ont permis d'optimiser la géométrie générale, en respectant les critères majeurs de limite d'élasticité et de flambage, tout en autorisant des niveaux de contrainte homogènes de ± 100 MPa dans la zone utile. Les calculs ont en outre permis de définir la matrice de couplage contraintes \Leftrightarrow efforts vérins -vérifiée grâce aux mesures faites avec une rosette de trois jauges d'extensométrie-. La corrélation d'images (Correli [34]) a également permis de vérifier la bonne homogénéité des déformations. L'induction est mesurée localement à l'aide d'un système de B-pointes [35] (mesure et intégration de la différence de potentiel entre deux pointes métalliques en contact avec la surface), et le champ magnétique est mesuré au même point à l'aide d'une H-coil (bobinage secondaire placé à la surface, entre les pointes). La figure 3b montre la géométrie d'éprouvette choisie ainsi que le système de mesure complet installé dans les mors de la machine.

4.4 Résultats expérimentaux et prévisions du modèle multi-échelle

Les figures 4(a,b,c,d) montrent les résultats obtenus sur un alliage fer-cobalt de 0,5mm d'épaisseur. Le champ est appliqué dans la direction $\vec{2}$. L'influence de chargements uniaxiaux suivant les deux directions orthogonales $\vec{2}$ puis $\vec{1}$ en traction et compression est illustrée par les figures 4a et 4b. La magnétostriction de ce matériau étant globalement positive, les effets sont inverses par rapport à ceux observés sur la ferrite : la traction améliore le comportement magnétique alors que la compression le détériore. L'effet d'un chargement mécanique dans la direction transversale a généralement moins d'influence : on observe néanmoins effectivement une dégradation sous traction ; une compression semble en revanche n'avoir que très peu d'effet. L'équi-bitraction (figure 4c) aboutit à peu près au même résultat. L'équi-bicompresseion dégrade très nettement le comportement. La dégradation la plus importante est obtenue pour une sollicitation de "cisaillement" (figure 4d), c'est à dire $\sigma_1 = -\sigma_2$, avec contrainte négative dans la direction de mesure magnétique. Dans le sens contraire, les effets sur le comportement sont faibles. La figure 5 permet de comparer les susceptibilités normées expérimentales (a,b) et prédite par le modèle multi-échelle (c,d). La susceptibilité est calculée pour deux niveaux de champs (250 A/m (a,c) et 2500 A/m(b,d)). Les valeurs sont normées par rapport à la susceptibilité à contrainte nulle : $\chi_n = \chi(\sigma_2, \sigma_1) / \chi(0, 0)$. Les contraintes varient de -60MPa à +60MPa. Le modèle donne des résultats satisfaisants en particulier à fort niveau de champ. Les défauts observés tiennent essentiellement à une exagération de l'influence de la contrainte σ_1 . On remarque l'influence dominante du niveau et du signe de la contrainte dans la direction de mesure magnétique.

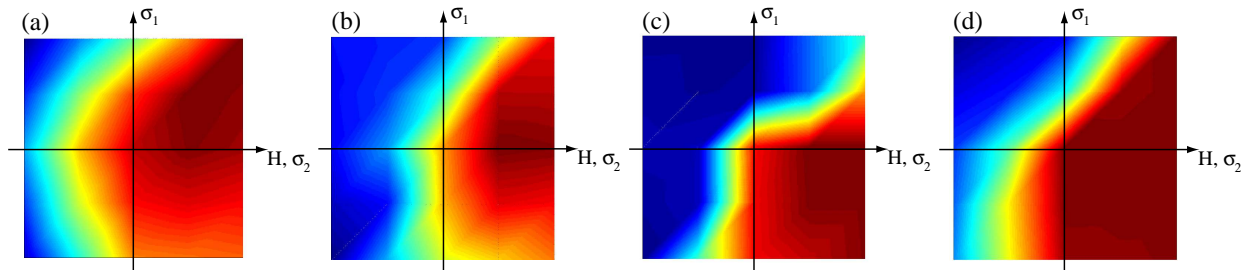


FIG. 5 – Susceptibilités sécantes normées χ_n pour $H=250\text{A/m}$ et 2500A/m - expériences (a,b) et modélisation (c,d) - contraintes comprises entre -60MPa et 60MPa

5 CONCLUSION - PERSPECTIVES

Bien que les mécanismes microscopiques expliquant les couplages magnéto-élastiques soient bien connus, la modélisation de ces couplages en 3D dans des matériaux polycristallins réels demeure un problème en grande partie ouvert. L'approche multi-échelle proposée permet de prendre en compte naturellement l'anisotropie cubique à l'échelle du grain ainsi que les désorientations de grain à grain (texture macroscopique). Elle mérite certains développements en particulier en ce qui concerne les procédures d'homogénéisation magnétique et, éventuellement, de localisation des contraintes à l'échelle du domaine magnétique. Il convient cependant de noter qu'en l'état ce modèle permet d'obtenir des résultats d'une qualité remarquable sur des matériaux isotropes à grains fins (céramiques ferrimagnétiques). En revanche, la très forte anisotropie du comportement magnétostrictif rend extrêmement délicate la simulation du comportement des métaux ferromagnétiques texturés.

La prise en compte de l'influence d'une plasticité modérée sur les comportements magnétique et magnétostrictif via l'état de contraintes auto-équilibrées associé à cette plasticité apparaît comme une voie originale et prometteuse.

Le développement de tels modèles requiert la mise en oeuvre conjointe d'expérimentations très délicates tant en ce qui concerne les aspects mécaniques que les mesures locales des grandeurs magnétiques.

6 REMERCIEMENTS

Les auteurs tiennent à remercier O. Cerri, M. Chaabane et V. Blanc qui ont participé à la réalisation des essais uniaxiaux et biaxiaux présentés ci-dessus.

RB tient à remercier tous ceux -doctorants ou/et collègues chercheurs- qui ont contribué aux travaux expérimentaux, numériques et de modélisation développés au LMT-Cachan dans le domaine des couplages magnéto-mécaniques : par ordre plus ou moins chronologique, L. Hirsinger, C. Gourdin, G. Barbier, N. Buiron, F. Ossart, O. Hubert, C. Buvat, V. Maurel, L. Daniel, B. Vieille. Ces travaux ont été soutenus par Valeo, le GIRTOM, Schneider-Electric, Arcelor et le CEA/DAM.

REFERENCES

- [1] R.M. Bozorth, Ferromagnetism, D. Van Norstand Company, (1951).
- [2] B.D. Cullity, Introduction to magnetic materials, Addison-Wesley, (1972).
- [3] L. Hirsinger, thèse de doctorat, Université Paris 6 (LMT-Cachan), (1994).
- [4] O. Hubert and E. Hug, Mat. Scien. and Tech., 11, (1995), 482.
- [5] E. Hug, O. Hubert and M. Clavel, IEEE Trans. Mag., 1, (1997), 763.
- [6] C. Buvat, thèse de doctorat, ENS de Cachan (LMT-Cachan), (2000).
- [7] F. Ossart, Rapport d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université Paris 6 (LMT-Cachan), (2000).
- [8] D.C. Jiles and D.L. Atherton, J. of Mag. and Mag. Mat., 61, (1986), pp. 48-60.
- [9] G.A. Maugin, Continuum mechanics of electromagnetic solids, Elsevier, (1988).
- [10] G.A. Maugin and M. Sabir, Int. J. Plasticity, 6, (1990), pp. 573-589.
- [11] G. Barbier, DEA de Mécanique, Université Paris 6 (LMT-Cachan), (1995).
- [12] K. Azoum, thèse de doctorat, Université Paris 11 (LGEP), (2005).
- [13] C. Gourdin, thèse de doctorat, Université Paris 6 (LMT-Cachan), (1997).
- [14] W.F. Brown, Micromagnetics, Wiley, (1963).
- [15] W.F. Brown, Magnetoelastic interactions, Springer, (1966).
- [16] A. De Simone, Arch. Rational Mech. Anal., 125, (1993), pp. 99-143.
- [17] S. He, thèse de doctorat, Université Paris 6, (1999).
- [18] A. De Simone and R.D. James, J. of Mech. and Phys. of Solids, 50, (2002), pp. 283-320.
- [19] N. Buiron, thèse de doctorat, ENS de Cachan (LMT-Cachan), (2000).
- [20] V. Maurel, thèse de doctorat, ENS de Cachan (LMT-Cachan), (2002).
- [21] A. Hubert and R. Schäfer, Magnetic domains, Springer, (1998).
- [22] N. Buiron, L. Hirsinger and R. Billardon, J.Phys.IV, 9, (1999), pp.187-196.
- [23] N. Buiron, L. Hirsinger and R. Billardon, J.Phys.IV, 11, (2001), pp.373-383.
- [24] L. Daniel, O. Hubert and R. Billardon, Comp. and Appl. Math., 23, (2004) 285.
- [25] L. Daniel, N.Buiron, O. Hubert and R. Billardon, J. of Mech. and Phys. of Solids, (2006) en révision.
- [26] L. Daniel, O. Hubert and R. Billardon, J. of Mech. and Phys. of Solids (2006) en révision.
- [27] L. Néel, 5, J. Phys. Radiat., pp. 99-114.
- [28] O. Hubert, L. Daniel and R. Billardon, J. of Mag. and Mag. Mat., 254-255C, (2003), 352.
- [29] O. Hubert, N. Jendly and L. Daniel, J. Steel Research Int., 6, (2005), 440.
- [30] R. Hill, J. of Mech. and Phys. of Solids, 13, (1965), pp.89-101.
- [31] M. Berveiller, A. Zaoui, J. of Mech. and Phys. of Solids, 26, (1978), 325.
- [32] B. Vieille, O. Cerri, O. Hubert, R. Billardon, Colloque national Aussois (2004).
- [33] B. Vieille, N. Buiron, Y.P. Pelligrini and R. Billardon, J.Phys.IV, 115, (2004), pp.129-140.
- [34] F. Hild, B. Raka, M. Baudequin, S. Roux and F. Cantelaube, Applied Optics, 41 (2002), 6815.
- [35] M. Delage, thèse de doctorat, Université Paris 6, (1997).