



**HAL**  
open science

## Caractérisation et modélisation du bruit de Barkhausen issue d'une tôle ferromagnétique sous contrainte de champs magnétique et sous contrainte de traction mécanique homogène longitudinale.

Bhaawan Gupta, Yoann Hebrard, Jean-Baptiste Coudert, Benjamin Ducharne

### ► To cite this version:

Bhaawan Gupta, Yoann Hebrard, Jean-Baptiste Coudert, Benjamin Ducharne. Caractérisation et modélisation du bruit de Barkhausen issue d'une tôle ferromagnétique sous contrainte de champs magnétique et sous contrainte de traction mécanique homogène longitudinale.. Symposium de Génie Electrique, Université de Lorraine [UL], Jul 2018, Nancy, France. hal-02982893

**HAL Id: hal-02982893**

**<https://hal.science/hal-02982893>**

Submitted on 29 Oct 2020

**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.

# Caractérisation et modélisation du bruit de Barkhausen issue d'une tôle ferromagnétique sous contrainte de champs magnétique et sous contrainte de traction mécanique homogène longitudinale.

Bhaawan Gupta<sup>1,2</sup>, Yoann Hebrard<sup>3</sup>, Jean-Baptiste Coudert<sup>3</sup>, Benjamin Ducharme<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectricité – INSA de Lyon  
Bât. Gustave FERRIE, 8 rue de la physique, 69621 Villeurbanne cedex, France

<sup>2</sup>ELyTMaX UMI 3757, CNRS – Université de Lyon – Tohoku University,  
International Joint Unit, Tohoku University, Sendai, JAPAN

<sup>3</sup>SKF, Valence, FRANCE

**RESUME** - Après traitement et normalisation, il est possible de tracer des cycles d'hystérésis locaux à partir de la mesure du bruit magnétique de Barkhausen. Si le matériau est homogène et dans des conditions d'excitation proches, les cycles reconstitués sont comparables aux cycles d'hystérésis magnétiques classiques  $B(H)$  (Induction magnétique  $B$  en fonction du champ d'excitation tangentiel de surface  $H$ ). Les cycles locaux du bruit de Barkhausen donnent des indices intéressants quant à l'évolution de la microstructure du matériau magnétique (contraintes internes, niveau de dégradation ...). Ceci en fait un outil incontournable de l'évaluation non destructive des aciers ferromagnétiques. Dans cet article nous proposons une modélisation phénoménologique du bruit de Barkhausen à partir de la modélisation locale de  $B$  soumise à un champ  $H$  et/ou une contrainte mécanique unie axiale avec comme objectif ultime une quantification des contraintes internes résiduelles par la mesure de Barkhausen.

**Mots-clés**—Bruit de Barkhausen, cycle d'hystérésis, contraintes mécaniques, modélisation, contrôle non destructif.

## 1. INTRODUCTION

L'utilisation de techniques non destructives micro-magnétiques (NDT) comme la mesure du bruit Barkhausen magnétique a fortement augmenté récemment dans le milieu industriel [1]. Cette évolution est principalement due à l'amélioration des méthodes de traitement du signal qui ont permis et simplifié la surveillance de la production en ligne [2]. Cette amélioration globale a également permis la mise en place de nouvelles tâches d'inspection. Ceci notamment dans l'industrie sidérurgique, l'industrie automobile et même dans la construction. Le NDT micro magnétique donne accès à des propriétés mécaniques intéressantes des échantillons testés (dureté, profondeur de durcissement, niveau de vieillissement). Le bruit de Barkhausen est très sensible aux variations de la microstructure ainsi qu'aux contraintes résiduelles et induites par les charges mécaniques. Le bruit de Barkhausen BN provient du processus d'aimantation des matériaux ferromagnétiques. Il est établi qu'un matériau ferromagnétique, même dans un état démagnétisé, est divisé en petites régions finies appelées

domaines magnétiques [3]. Chaque domaine est caractérisé par ses propres direction et orientation d'aimantation.

Le processus d'aimantation consiste à convertir cet état multi-domaine en un état mono-domaine caractérisé par une direction et une orientation données et ceci sous l'effet d'un champ magnétique externe appliqué  $H$ . Ce processus n'est pas continu mais est constitué de petites variations discrètes, saut des parois des domaines magnétiques d'un défaut à un autre (obstacles micro structurels comme des luxations, des précipités, des changements de phase localisés, distribution des grains). Ces variations locales de l'état interne de magnétisation sont appelées « événement Barkhausen ». Ces changements induisent des courants de Foucault pulsés à proximité des mouvements de parois qui se propagent dans toutes les directions spatiales. Les amplitudes des courants de Foucault sont amorties en accord à l'équation de diffusion du champ magnétique. Ces changements induisent également des variations de flux faibles qui peuvent être facilement mesurées à l'aide d'un capteur de champ magnétique local. Dans la littérature récente traitant du sujet, les auteurs ont défini un nouveau paramètre appelé l'énergie magnétique du bruit de Barkhausen ' $MBN_{energy}$ ' [4].

$MBN_{energy}$  est obtenu en intégrant dans le temps, le carré de la tension en sortie du capteur de champ magnétique local. Comme il est indiqué dans l'article [4], une technique post-processing permet de remonter à un cycle d'hystérésis  $MBN_{energy}(H)$  à partir de la mesure du bruit de Barkhausen magnétique local. Dans certaines conditions expérimentales (échantillon de faible épaisseur, matériau de faible conductivité et champ d'excitation de faible fréquence) après normalisation à partir de comparaisons avec un cycle d'hystérésis classique  $B(H)$ , on obtient une forme du cycle d'hystérésis  $MBN_{energy}(H)$  très proche des cycles  $B(H)$  classiques. Dans cet article, nous présenterons dans un premier temps la méthode numérique utilisée pour modéliser de façon précise l'évolution de l'induction magnétique moyenne  $B$  à travers la section de l'échantillon testé en fonction du champ d'excitation magnétique tangent  $H$  et de l'excitation mécanique  $T$ . Ensuite, à partir des méthodes « post-processing »

et du redimensionnement utilisées pour la reconstruction du cycle d'hystérésis  $MBN_{energy}(H)$ , nous proposerons une technique inverse pour la reconstruction de l'enveloppe du bruit de Barkhausen magnétique. Nous discuterons ensuite et concluons sur l'influence d'une contrainte mécanique homogène sur l'évolution temporelle de l'enveloppe du bruit de Barkhausen.

## 2. MODELISATION LOCALE DE L'HYSTERESIS MAGNETIQUE

L'origine de l'hystérésis dans un matériau ferromagnétique et liée à l'apparition de courants de Foucault qui apparaissent à travers la section transversale d'un échantillon dès lors qu'il est exposé à une variation externe d'excitation (excitation magnétique, contrainte mécanique ou variations de température). Il est possible de distinguer deux natures de courants de Foucault, les courants de Foucault dits « microscopiques » liés aux mouvements des parois des domaines de Bloch et les courants de Foucault dits « macroscopiques » reliés à l'équation de diffusion du champ magnétique. La modélisation mathématique de l'hystérésis magnétique décrit dans cette étude repose sur deux contributions:

- une contribution quasi-statique liée au comportement hystérétique du matériau sous de très faibles variations d'excitation  $H$ .
- une contribution dynamique, dépendant de la fréquence, et observée sur l'évolution du cycle d'hystérésis  $B(H)$  dès lors que l'état quasi-statique est dépassé.

### 2.1. Contribution quasi-statique

En raison des mouvements des parois des domaines magnétiques, des courants de Foucault microscopiques apparaissent à travers la section transversale d'un échantillon ferromagnétique dès lors qu'il est soumis à un champ magnétique variable. Au-dessous d'une fréquence seuil (dans le sens décroissant), la valeur cumulative périodique de ces courants de Foucault microscopiques devient indépendante de la fréquence. Ce comportement est connu sous le nom d'état quasi-statique. Cette contribution quasi-statique est observable lorsque l'on trace le champ d'induction magnétique moyen spontané,  $B$ , en fonction du champ d'excitation magnétique tangentielle de surface,  $H$ , et à très basse fréquence ( $f < 1\text{Hz}$  pour un matériau ferromagnétique doux classique). Différentes approches sont disponibles dans la littérature pour la simulation de ce comportement quasi-statique [5]-[12]. Dans cette étude, la configuration expérimentale nous permet de supposer que  $B$  et  $H$  sont colinéaires, du coup pour notre contribution quasi-statique nous pouvons nous limiter à une quantité scalaire. Tous les résultats expérimentaux proposés pour illustrer cette étude ont été obtenus grâce à ce dispositif expérimental. Dans cette étude, les propriétés que nous recherchons du modèle scalaire utilisé pour la contribution quasi-statique sont la précision et la réversibilité.

En revanche, l'allocation de mémoire, le temps de calcul et le nombre de paramètres ne sont pas si pertinents. Parmi tous les modèles scalaires quasi-statiques d'hystérésis testés, pour satisfaire nos critères de sélection, il semble que le modèle Preisach soit le plus adapté. Le modèle de Preisach est très précis et il est relativement simple de passer de  $H$  à  $B$  comme entrée de cette modélisation quasi-statique. Le modèle de Preisach a été très largement utilisé pour décrire le phénomène d'hystérésis dans les matériaux magnétiques [13] [14]. Dans le modèle de Preisach, on suppose que l'aimantation du matériau est déterminée à partir de la contribution d'un ensemble de

boucles d'hystérésis élémentaires rassemblée dans une fonction de distribution incluse dans le triangle de Preisach. Afin de modéliser précisément le comportement du matériau magnétique, il est nécessaire de déterminer avec précision cette fonction de distribution à partir des données expérimentales. Il existe principalement deux façons de déterminer cette fonction de distribution. La première méthode suppose que la fonction de distribution a une forme particulière (Lorentz, gaussienne), on détermine ensuite les paramètres de la fonction choisie de sorte qu'elle représente correctement le comportement hystérétique du matériau testé. La deuxième option, discrétise la fonction de distribution en un ensemble fini de valeurs qui sont déterminées à partir des données expérimentales appropriées. Dans cette étude, la deuxième option a été choisie, cette option permet en générale d'obtenir une plus grande précision. Deux techniques ont été testées pour l'acquisition de la fonction de distribution discrète: la technique des cycles centrée décrite dans [14] et la méthode de Biorci & al. [15] [16]. Ces deux techniques fournissent des résultats de simulation relativement corrects. Un plus grand nombre de données expérimentales est nécessaire pour la première méthode, mais un comportement correct peut être obtenu avec une taille de la distribution discrète inférieure, ce qui d'un point de vue numérique signifie une gestion de la mémoire réduite et plus simple. Dans notre étude, une grande précision est exigée, de plus de nombreux résultats expérimentaux sont disponibles, nous avons donc opté pour la méthode des cycles centrés (figure 1). Le matériel testé est un fer nickel 80/20 « permalloy » habituellement utilisé pour des applications du type disjoncteur ou du blindage magnétique. Dans Tab. 1 sont résumées les propriétés physiques du permalloy tel que fournies par le fabricant. Ce matériau est particulièrement bien adapté à cette étude car sa perméabilité et ses coefficients de magnétostriction sont relativement élevés.

	Tc (°C)	$\rho$ ( $\Omega.m$ )	Mv ( $Kg.m^{-3}$ )	Bs (T)	Br (T)	Hc ( $A.m^{-1}$ )	Losses 1Hz (W/kg)
IronNi 80/20	> 350	$60 \cdot 10^{-9}$	8800	0.72	0.45	2	$< 2.5 \cdot 10^{-4}$

Tab. 1 Propriétés ferromagnétiques du « permalloy ».

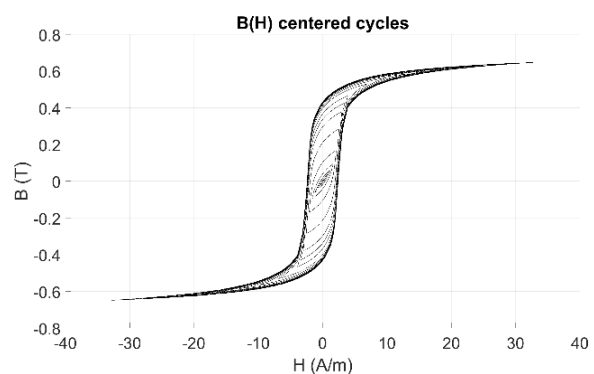


Fig. 1 Cycles centrés expérimentaux pour le « permalloy ».

La Figure 2 donne la distribution de Preisach du « permalloy » obtenue à partir de la méthode des cycles centrés.

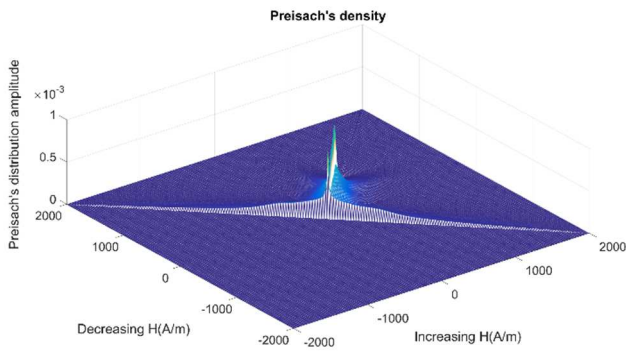


Fig. 2 Distribution de Preisach pour le « permalloy ».

La Figure 3 donne une illustration de la précision du modèle de Preisach à partir d'une comparaison simulation/mesure obtenue pour la courbe de première aimantation et pour le cycle majeur, pour notre matériau testé « permalloy » dans un état quasi-statique.

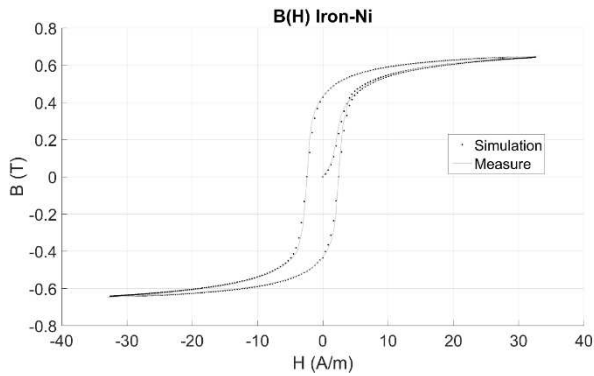


Fig. 3 Comparaison simulation/mesure, pour le « permalloy ».

## 2.2. Contribution dynamique

Lorsque la fréquence est faible, les modèles scalaires quasi-statiques de l'hystérésis fournissent des résultats précis de l'évolution de l'induction magnétique moyenne  $B$  en fonction du champ d'excitation magnétique  $H$  et en supposant que ces deux grandeurs sont colinéaires. La condition quasi-statique implique une distribution homogène de l'induction à travers la section transversale de l'échantillon et par conséquent une distribution homogène des pertes magnétiques. Malheureusement pour ces modèles simples dès que l'on dépasse le seuil quasi-statique d'énormes différences apparaissent. Dans [4], il a été démontré que le comportement dynamique des courants de Foucault microscopiques (liés aux mouvements des parois des domaines magnétiques) et observé en traçant la variation temporelle du bruit de Barkhausen magnétique peut être obtenu en ajoutant à la contribution quasi-statique une contribution dynamique simple (terme dissipatif), produit d'une constante et de la dérivée temporelle du champ d'induction  $B$  [17]. Ce produit est homogène à un champ d'excitation  $H$  et est introduit comme tel dans l'équation du modèle.

$$\rho \cdot \frac{dB(t)}{dt} = H_{dyn}(t) - f_{static}^{-1}(B(t)) \quad (1)$$

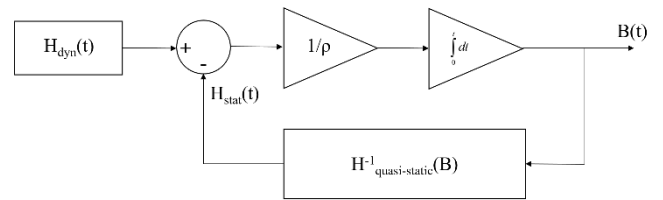


Fig. 4 Schéma block pour le modèle d'hystérésis dynamique (courants de Foucault macroscopiques).

Cette équation donne de bons résultats pour la dépendance en fréquence des cycles  $MBN_{energy}(H)$ , elle donne également de bons résultats pour la dynamique magnétique de matériaux frittés (ferrites ...) ou des composites magnétiques qui présentent tous une conductivité macroscopique faible. Tous ces matériaux ont en commun que l'évolution de la dynamique magnétique est essentiellement liée aux mouvements des parois des domaines magnétiques et que les courants de Foucault macroscopiques peuvent être négligés. Pour les matériaux ferromagnétiques de plus haute conductivité macroscopique, les dépendances en fréquence  $MBN_{energy}(H)$  et  $B(H)$  sont divergentes, les contributions courant de Foucault dynamiques microscopiques et macroscopiques doivent être prises en compte. Pour ce type de matériau, de bien meilleurs résultats sur l'évolution des cycles dynamiques  $B(H)$  peuvent être obtenus en remplaçant dans le terme dissipatif la dérivée entière par un terme de dérivée fractionnaire [18]-[23].

## 2.3. Prise en compte de la contrainte mécanique

Des bons résultats de simulation des cycles  $B(H)$  sont obtenus en ajoutant une contribution dynamique à la contribution quasi-statique du Preisach. L'étape suivante de ce travail consiste en la prise en compte de l'excitation mécanique  $T$  dans le modèle. Nous avons observé expérimentalement que les signatures MBN sont fortement dépendantes des contraintes mécaniques, afin de converger vers des simulations numériques précises de ces signatures, il est nécessaire de prendre précisément en compte  $T$  dans notre schéma numérique. La considération de  $T$  dans le modèle repose sur des observations expérimentales, en effet il est établi que d'un point de vue expérimental le champ d'induction magnétique  $B$  va varier sous l'effet d'une contrainte de compression.

Pour des raisons de symétrie, la contrainte mécanique  $T$  peut être introduite dans le modèle comme un champ d'excitation équivalent  $H$  ( $F = \text{force appliquée} \Rightarrow H = h(B).T$ ). la fonction  $h(B)$  permet d'obtenir le comportement décrit ci-dessus, cette fonction est une fonction paire, où  $h(B) = \alpha.B$  peut être utilisé avec  $\alpha$  et déterminé à partir des mesures expérimentales. Maintenant que la relation entre les excitations mécanique et électrique est établie, une nouvelle version modifiée de l'équation (1) peut être proposée:

$$H_{equ} = \alpha.T.B, \quad \rho \cdot \frac{d^n B(t)}{dt^n} = H_{dyn}(t) - \alpha.T.B - f_{static}^{-1}(B(t)) \quad (2)$$

$\alpha$  est une grandeur caractéristique du matériau, indépendante de la géométrie de l'échantillon et déterminée à partir de comparaison mesures/simulations. La figure 5 donne une illustration des effets d'une contrainte mécanique longitudinale homogène. On compare dans cette figure un cycle d'hystérésis majeur expérimental obtenu à partir d'un échantillon vierge et le cycle obtenu à partir des mêmes conditions magnétiques mais sous une contrainte mécanique homogène longitudinale de 60

MPa.

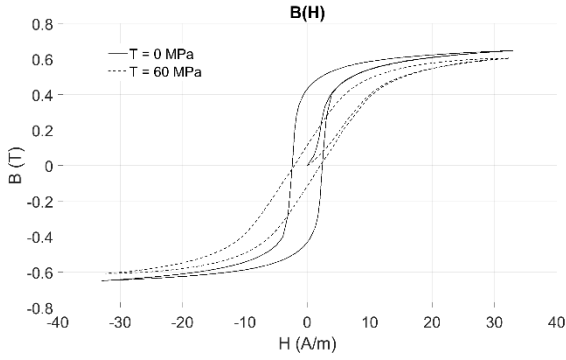


Fig. 5 Cycle  $B(H)$  pour le permalloy, cas d'un échantillon libre et cas d'un échantillon sous contrainte uni axiale de 60 MPa.

#### 2.4. De la mesure du bruit de Barkhausen local au cycle d'hystérésis $MBN_{energy}(H)$ .

Selon de récents travaux [3], l'énergie MBN est obtenue en intégrant le carré des tensions du capteur de champ magnétique local par rapport au temps. Le signal bruit de Barkhausen provenant du capteur de champ magnétique local est toujours très faible. Une amplification de gain élevée est nécessaire pour obtenir un signal notable. Les perturbations électromagnétiques ambiantes sont malheureusement difficiles à éviter, ces perturbations provoquent l'apparition de tension offset à la sortie du multiplicateur utilisé pour obtenir le carré du signal Barkhausen. Une fois intégré, la perturbation électromagnétique crée une dérive continue à la fin de l'ensemble de la séquence de traitement des données. Une solution numérique peut être utilisée pour effacer cette dérive. La dérive est déterminée en considérant la sortie de l'intégrateur pendant une période temporelle du champ d'excitation. Nous supposons que cette dérive reste constante le long du processus d'acquisition, celle-ci est fixée lorsqu'un cycle d'hystérésis  $B(H)$  verrouillé peut être observé.

L'intégration du carré du signal MBN augmente de façon constante, pour obtenir le cycle de l'énergie magnétique Barkhausen  $MBN_{energy}(H)$ , nous avons deux options:

- l'option analogique qui consiste à inverser le signe de la sortie du multiplicateur en fonction du signe de la variation du champ d'excitation magnétique.
- la solution numérique qui consiste à inverser numériquement le signe de la sortie de l'intégrateur en fonction du signe de la variation du champ d'excitation magnétique.

Le signal  $MBN_{energy}$  obtenu est alors toujours positif, il suffit alors de recentrer le cycle d'hystérésis autour de l'axe du champ d'excitation en ajoutant une constante négative égale au maximum du  $MBN_{energy}$ . Ce cycle d'hystérésis n'a qu'une valeur qualitative et il n'existe aucun moyen de l'associer à une quantité physique. La seule option que nous avons est de le comparer au cycle d'hystérésis  $B(H)$  classique dans des conditions spécifiques telles qu'une fréquence très faible et un champ d'excitation homogène. Dans ces conditions, le cycle d'hystérésis  $B(H)$  et les pertes magnétiques associés ne sont dus qu'aux mouvements des parois du domaine magnétique, ce qui est également le cas pour le cycle  $MBN_{energy}(H)$ . Un coefficient de

correction  $\nu$  peut être alors utilisé pour redimensionner la valeur maximale du cycle  $MBN_{energy}(H)$  égale à la valeur maximale du cycle d'hystérésis classique  $B(H)$ .

$$MBN_{energy}(H) = \left( \nu \int_0^T \text{sign} \left( \frac{dH}{dt} \right) \cdot (V_{Barkhausen}(t))^2 dt \right) (H) \quad (3)$$

Une fois que cette opération est effectuée, les formes des deux cycles d'hystérésis peuvent être comparées. La figure 6 donne une comparaison entre le cycle classique  $B(H)$  et le cycle d'hystérésis  $MBN_{energy}(H)$  reconstitué dans le cas du permalloy.

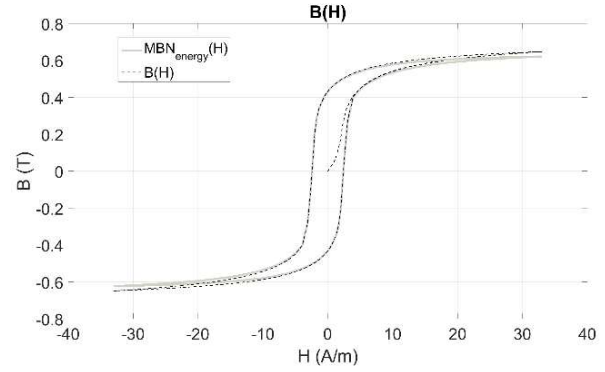


Fig. 6 Comparaison  $MBN_{energy}(H)/B(H)$ , pour le permalloy, sous contrainte d'excitation quasi-statique.

#### 2.5. De la modélisation des cycles $B(H)$ classiques à l'enveloppe du bruit de Barkhausen magnétique.

Dans un matériau magnétique isotrope homogène, les cycles d'hystérésis reconstruits  $MBN_{energy}(H)$  redimensionnés semblent très semblables aux cycles classiques. Le modèle d'hystérésis décrit précédemment est capable de fournir très précisément la variation temporelle de l'induction magnétique  $B$  en fonction du temps sous excitation magnétique et sous contrainte mécanique longitudinale homogène. A partir de la méthode de reconstruction des cycles d'hystérésis  $MBN_{energy}(H)$ , un processus inverse peut être proposé pour modéliser l'enveloppe de bruit de Barkhausen à partir d'une simulation précise des cycles  $B(H)$ . Cette enveloppe est obtenue à partir de :

$$Barkhausen_{env}(t) = \pm \sqrt{\left| \frac{dB}{dt}(t) \right|} \quad (4)$$

Ou

$$Barkhausen_{env}(t) = \pm \sqrt{\left| \frac{1}{\nu} \cdot \frac{dB}{dt}(t) \right|} \quad (5)$$

Le coefficient de correction et redimensionnement  $\nu$  est déterminé à partir de comparaison avec les cycles classiques  $B(H)$ .

La figure 7 montre la simulation numérique des enveloppes du bruit de Barkhausen reconstituées pour le permalloy sous des contraintes mécaniques longitudinales homogènes de 0, 60, 120 et 180 MPa respectivement.

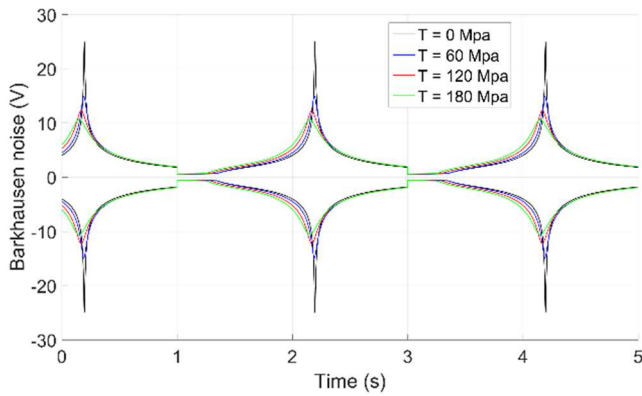


Fig. 7 Enveloppe du bruit de Barkhausen sous champ d'excitation magnétique et contrainte mécanique uni axial homogène.

### 3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Un nouveau banc de caractérisation a été développé afin de caractériser localement une tôle magnétique de cadre d'Epstein par la mesure du bruit magnétique de Barkhausen. Un champ d'excitation magnétique est créé par une bobine de 4000 tours encerclant un circuit magnétique en forme de U. L'alimentation énergétique de la bobine est assurée par un amplificateur KEPCO haute tension. Une résistance de puissance variable de  $10/400 \Omega$  est placée en série avec la bobine afin d'obtenir la forme d'onde de courant désirée, et ceci même sous des fréquences élevées de l'excitation. Le dispositif est capable de mesurer un bruit de Barkhausen bien défini pour des fréquences d'excitation variant de quelques mHz à approximativement 50 Hz. Le champ d'excitation tangentiel de surface  $H$  est mesuré à l'aide d'un capteur à effet Hall numérique. La sonde Hall est positionnée au plus près du capteur Barkhausen afin de mesurer correctement et localement le champ d'excitation. La face supérieure de ce capteur est en contact avec l'échantillon testé afin de s'assurer que le champ magnétique mesuré correspond au champ de surface. Une tête de lecture-écriture d'une disquette du type 3 1/2 pouces est utilisée pour mesurer le bruit de Barkhausen; les mouvements des parois des domaines magnétiques induisent de faibles tensions dans la bobine de la tête de lecture qui sert d'entrée à un circuit analogique électronique. Ce circuit fournit une première amplification du signal Barkhausen. Une fois amplifié le signal peut être transmis directement au contrôleur LabVIEW ou dans le cas de l'observation  $MBN_{energy}(H)$ , un deuxième traitement analogique est nécessaire. Avant cette deuxième carte électronique, nous utilisons un filtre passe-haut, modèle SR650, de chez Stanford Research pour assurer une parfaite filtration de la composante continue. La fréquence de coupure est réglée à 500 Hz; Nous avons fixé un gain d'entrée de 40 dB et un gain de sortie de 10 dB pour amplifier l'amplitude du bruit de Barkhausen. Après cette filtration, dans un second circuit électronique, le carré du bruit Barkhausen est d'abord calculé à l'aide d'un multiplicateur analogique AD633, ensuite un amplificateur opérationnel faible bruit OPA2604 dans une configuration intégrateur assure l'intégration du signal. Un petit relais D31C2100 permet la réinitialisation de l'intégrateur dès que l'acquisition est effectuée. Un vérin pneumatique contrôlé par LabVIEW assure l'excitation mécanique (création d'une contrainte de traction), un capteur de force Vischay n° 615 est utilisé pour mesurer cette contrainte mécanique de traction.

La figure 8 donne une illustration de la configuration expérimentale que nous avons utilisée pour l'acquisition des cycles d'hystérésis de  $MBN_{energy}(H)$ .

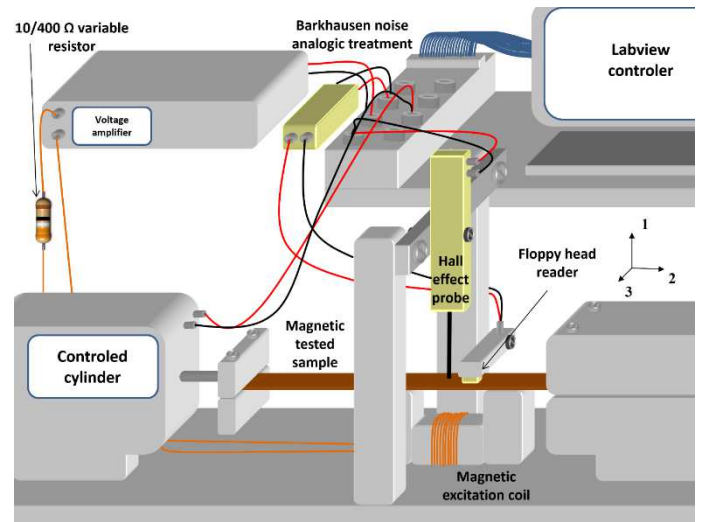
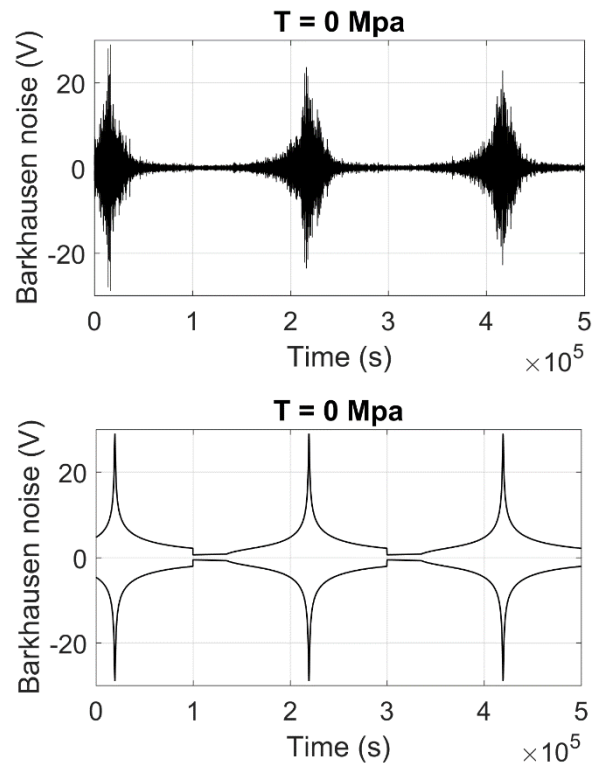


Fig. 8 Dispositif expérimental.

### 4. COMPARAISON SIMULATION/RESULTATS EXPERIMENTAUX

La Fig. 9 présente des comparaisons entre les variations temporelles du bruit de Barkhausen magnétique et l'enveloppe Barkhausen correspondant modélisée. Lors du premier essai (partie supérieure de la Fig. 9), l'échantillon est libre de se déplacer, lors du second essai, l'échantillon est mécaniquement sollicité par une force de traction longitudinale homogène constante de 60 MPa.



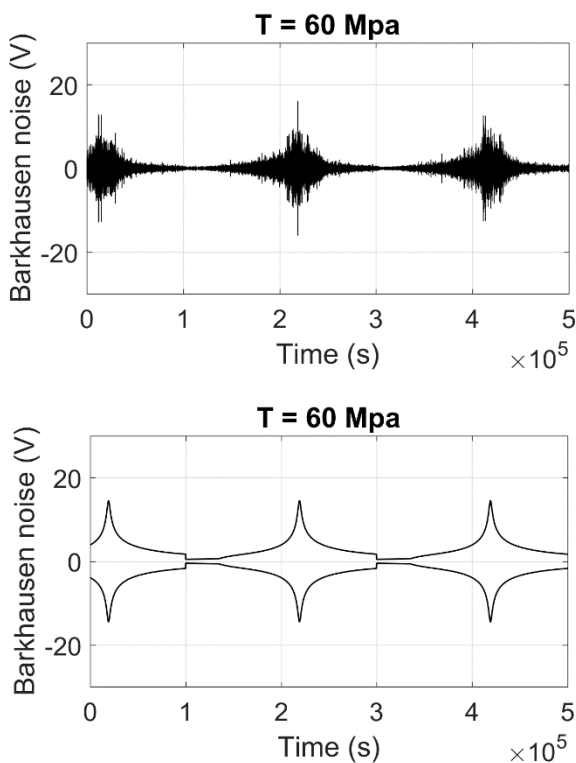


Figure 9. Bruit de Barkhausen mesuré (en haut) et enveloppe du bruit de Barkhausen simulée pour un échantillon libre de bouger et un échantillon sous contrainte mécanique uni axiale de 60 MPa.

Les bons résultats de simulation affichés Figure 9 sont très prometteurs. L'influence de la contrainte mécanique unidirectionnelle est prise en compte correctement par la simulation. D'un point de vue « évaluation non destructive », le processus inverse  $MBN_{energy}$  peut être utilisé pour avoir accès aux informations micro structurelles (telles que les contraintes résiduelles internes). Pour cette quantification, un processus multi étape peut être envisagé:

\_ Caractérisation locale du bruit magnétique de Barkhausen

\_ Simulation numérique de l'enveloppe MBN, et processus d'optimisation des paramètres de simulation (y compris les paramètres mécaniques), par comparaison avec les résultats expérimentaux.

\_ Une fois optimisé, la contribution simulée des contraintes mécaniques peut être considérée comme proche des contraintes résiduelles à travers le matériau. En cartographiant correctement la distribution de ces contraintes résiduelles internes à travers l'échantillon testé, les problèmes de vieillissement peuvent être anticipés.

## 5. REFERENCES

[1] G. Dobmann, I. Altpeter, B. Wolter R. Kern, "Industrial applications of 3MA – Micromagnetic Multiparameter Microstructure and Stress

Analysis, Electromagnetic Nondestructive Evaluation (XI)", (2008) IOS Press.

- [2] A. Hubert, R. Schafer, "Magnetic Domain. The Analysis of Magnetic Microstructures", (1998) Springer.
- [3] B. Ducharme, M.Q. Le, G. Sebald, P.J. Cottinet, D. Guyomar, Y. Hebrard, "Characterization and modeling of magnetic domain wall dynamics using reconstituted hysteresis loops from Barkhausen noise", *J. Mag. And Mag. Mat.*, 2017.
- [4] S.E. Zirka, Y.I. Moroz, P. Marketos, A.J. Moses, D.C. Jiles, "Measurement and modeling of B-H loops and losses of high silicon nonoriented steels", *IEEE Trans. on Mag.* 42 (2006) 3177-3179.
- [5] D.C. Jiles, D.L. Atherton, "theory of ferromagnetic hysteresis", *J. of App. Phys.* 55 (1984) 2115-2120.
- [6] D. C. Jiles, J. B. Thoeke, and M. K. Devine, "Numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hysteresis," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 28, no. 1, pp. 27-35, 1992.
- [7] B. Ducharme, D. Guyomar, G. Sebald, "Low frequency modelling of hysteresis behavior and dielectric permittivity in ferroelectric ceramics under electric field", *J. of Phys. D – App. Phys.*, vol. 40, pp. 551-555, 2007.
- [8] F. Ikhouane, V. Manosa, J. Rodellar, "Dynamic properties of the hysteretic Bouc-Wen model", *Systems and Control Letters*, vol. 56, pp. 197-205, 2007.
- [9] M. Ismail, F. Ikhouane, J. Rodellar, "The hysteretic Bouc-Wen model: a survey", *Archives of computational methods in Engineering*, vol. 16, pp. 161-188, 2009.
- [10] I.D. Mayergoyz, "Mathematical models of hysteresis", New York: Springer-Verlag, 1991.
- [11] E. Cardelli, "A general hysteresis operator for the modeling of vector fields", *IEE Trans. on mag.*, vol. 47 iss. 8, pp. 2056-2067, 2011.
- [12] E. Cardelli, "Advances in Hysteresis modeling", *Handbook of magnetic materials*, 24, pp. 323-409, 2015.
- [13] F. Preisach, "Über die Magnetische Nachwirkung", *Z. Phys.* 94 (1935) 277-302.
- [14] Y. Bernard, E. Mendes, F. Bouillault, "Dynamic hysteresis modeling based on Preisach model", *IEEE Trans. on Mag.*, vol. 38, iss. 2, pp. 885-888, 2002.
- [15] G. Biorci, D. Pescetti, "Analytical Theory of the behaviour of ferromagnetic materials; *Il Nuovo Cimento*", 7 (1958) 829-843.
- [16] B. Zhang, B. Gupta, B. Ducharme, G. Sebald, T. Uchimoto, "Preisach's model extended with dynamic fractional derivation contribution", *IEEE Trans. on Mag.*, vol. 54 iss. 3, 2017.
- [17] D.M. Stewart, K.J. Stevens, A.B. Kaiser, "Magnetic Barkhausen noise analysis of stress in steel", *Cur. App. Phys.* (2004) 308-311.
- [18] B. Ducharme, G. Sebald, D. Guyomar, G. Litak, "Dynamics of magnetic field penetration into soft ferromagnets", *Journal of Applied Physics*, pp. 243907, 2015.
- [19] B. Ducharme, G. Sebald, D. Guyomar, G. Litak, "Fractional model of magnetic field penetration into a toroidal soft ferromagnetic sample", *International Journal of Dynamics and Control*, pp. 1-8, 2017.
- [20] D. Guyomar, B. Ducharme, G. Sebald, "Time fractional derivatives for voltage creep in ferroelectric materials: theory and experiment", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 41, Iss. 12, 125410, 2008.
- [21] D. Guyomar, B. Ducharme, G. Sebald, "Dynamical hysteresis model of ferroelectric ceramics under electric field using fractional derivatives", *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 40, Iss. 19, pp. 6048-6054, 2007.
- [22] D. Guyomar, B. Ducharme, G. Sebald, "The use of fractional derivation in modeling ferroelectric dynamic hysteresis behavior over large frequency bandwidth", *Journal of Applied Physics*, vol. 107, Iss. 11, n° 114108, 2010.
- [23] D. Guyomar, B. Ducharme, G. Sebald, D. Audigier, "Fractional derivative operator for modeling dynamical polarization behaviour as a function of frequency and electric field amplitude", *IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectricity and Frequency Control*, Vol. 56, Iss. 3, pp.437-443, 2009.