Caractérisation et modélisation de matériaux et composants magnétiques sous contrainte thermique

Fabien SIXDENIER, Marie-Ange RAULET, Christian MARTIN, Laurent MOREL, Thibaut CHAILLOUX
Oualid MESSAL, Alaa HILAL, Anh-Tuan BUI, Rémi ROBUTEL
Université de Lyon, Université Lyon 1, CNRS UMR5005 AMPERE, 43, Bld du 11 Novembre 1918, Villeurbanne, F69622 FRANCE

Cet article a pour but de présenter une synthèse des études des dernières années faites autour de la caractérisation et de la modélisation des matériaux et composants magnétiques sous contrainte thermique. Les études présentées sont notamment, mais pas exclusivement, issues des travaux du laboratoire AMPERE et plus particulièrement de l'équipe « matériaux pour le génie électrique ».

Matériaux magnétiques doux, hystérésis, composants magnétiques, haute température,...

1. INTRODUCTION

Les convertisseurs de l'électronique de puissance cherchent à travailler à des fréquences de découpage de plus en plus élevées. Cette tendance devrait encore s'accentuer avec l'utilisation des composants à semi-conducteur à grand gap (SiC et GaN) qui permettront d'augmenter les fréquences de commutation de la Modulation de Largeur d'Impulsion (MLI) entre 50 kHz et 200 kHz [1] [2]. L'augmentation des fréquences de fonctionnement réduit considérablement le volume des composants magnétiques passifs, mais offre par conséquent moins de surface d'échange à ces derniers. Ils vont, par conséquent, avoir une tendance à l'auto-échauffement beaucoup plus sévère et devront travailler dans des conditions de travail thermiques très éloignées de la température de mesure utilisée généralement dans les datasheets. A titre d'exemple, la datasheet d'une ferrite N87 donne les pertes des matériaux ferrites uniquement pour des inductions sinusoïdales et pour des températures ne dépassant pas 120° C [3]. En termes de chiffres, la datasheet d'une ferrite N87 donne des inductions à saturation :

- $B_s(25°C) = 490mT$
- $B_s(100°C) = 390mT$

et des pertes volumiques (pour $\widehat{B} = 100mT$ et $f = 100kHz$) :

- $P_v(25°C) \approx 130kW/m^3$
- $P_v(100°C) \approx 50kW/m^3$

On demande donc aux matériaux magnétiques des composants passifs d'avoir des propriétés magnétiques moins sensibles à la température (une température de Curie T_c élevée). Les matériaux nanocristallins, de par leur très bonnes propriétés magnétiques ($B_s(25°C) = 1.25T$) d'une part et leur température de Curie ($T_c = 600°C$) élevée d'autre part tendent à être de plus en plus utilisés dans les applications en électronique de puissance. Mais même avec une température de Curie élevée, les propriétés magnétiques peuvent évoluer de manière non négligeable avec la température. Il faut tout du moins s'assurer de connaître l'évolution des propriétés magnétiques avec la température, pour prévoir à terme les performances des applications à la température de fonctionnement.

La température est une grandeur non négligeable dans le choix des appareils électriques. A titre d'exemple, en accord avec la norme NFC 15-100, Legrand dans [4] prévoit le déclassement de certains appareils de protection tels que les disjoncteurs magnétothermiques lorsque la température ambiante dépasse 30°C. La première partie présentera ces évolutions pour 2 grandes familles de matériaux : nanocristallin recuit sous champ et alliage FeNi. Il est ensuite important de pouvoir reproduire cette évolution des propriétés magnétiques, à l'aide de modèles, tantôt issus de la littérature, mais adaptés aux nouveaux besoins, tantôt des modèles originaux créés spécifiquement pour répondre de la meilleure manière à ces nouveaux besoins. La dernière partie présentera deux applications où la température influe sur les performances.

2. CARACTÉRISATION SOUS CONTRAINTE THERMIQUE

2.1. *Mesures de cycles d'hystérésis*

La mesure du cycle d'hystérésis $B(H)$ fournit la majorité des informations relatives au comportement magnétique d'un matériau ferromagnétique. En faisant varier le point de fonctionnement (fréquence, amplitude d'excitation, température,...), on peut identifier la polarisation à saturation B_s, le champ coercitif H_c, la perméabilité relative μ_r, la température de Curie T_c et les pertes au sein du matériau P_v. Nous avons choisi la méthode classique de l'hystérésigraphe pour mesurer les cycles d'hystérésis majeurs. La figure 1 présente le schéma de principe de la mesure à l'hystérésigraphe sous contrainte thermique. Les équations (1) et (2) permettent d'obtenir les grandeurs magnétiques à partir des mesures électriques faites avec l'hystérésigraphe. L_m et S sont respectivement la longueur moyenne et la section droite de l'échantillon à caractériser.

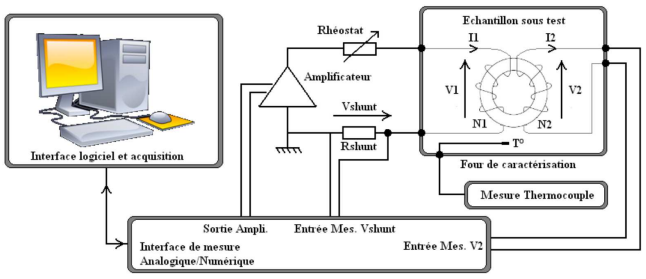


Fig. 1. Schéma de principe de la mesure du cycle $B(H)$ à l'hystérésigraphe.

$$H(t) = \frac{N_1 v_{shunt(t)}}{R_{shunt} L_m} \quad (1)$$

$$B(t) = \frac{1}{N_2 S} \int v_2(t) \cdot dt \qquad (2)$$

Le premier échantillon dont nous allons présenter les résultats est un tore d'un matériau à base de FeNi78% (d'autres éléments sont présents mais non connus), enroulé fourni par la société TCT. Les propriétés physiques (telle que $T_c = 350$°C) de l'alliage peuvent être retrouvées dans [5] . Nous présentons sur la figure 2, les cycles d'hystérésis quasi-statiques d'un matériau à la température ambiante (T=23°C) à une température supérieure à la température de Curie (T=370°C). On retrouve bien la disparition du ferromagnétisme si $T > T_c$. Avant ce seuil fatidique, les cycles à saturation ont tendance à « rétrécir » . En effet, l'induction à saturation ainsi que le champ coercitif diminuent progressivement. On peut également constater que les cycles ont une tendance à se « redresser », indiquant une augmentation de la perméabilité. Plus la température se rapproche de la température de Curie, plus le matériau est sensible à la température. Ces caractérisations ont été réalisées dans la thèse [6].

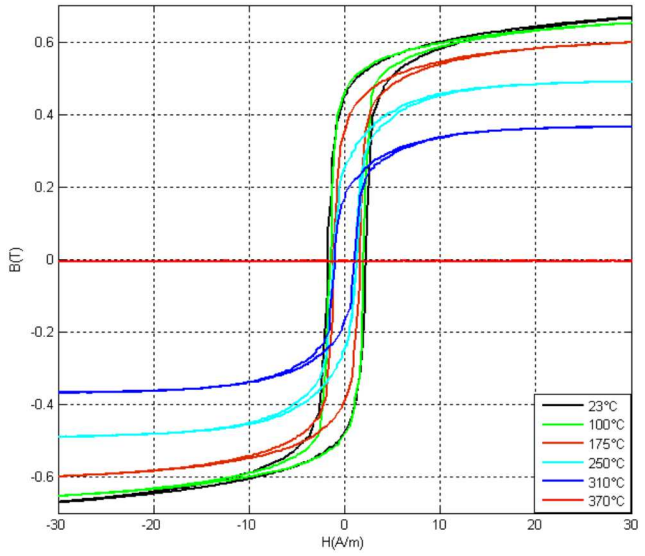


Fig. 2. Cycles d'hystérésis quasi-statiques d'un matériau de type FeNi78%

Le second échantillon est un matériau nanocristallin de type nanophy (société APERAM [7]), lui aussi sous forme de tore enroulé, qui a une perméabilité relative $\mu_r = 30000$ et une $T_c = 600$ °C. Par la suite, cet échantillon sera nommé N14E1. Ce second échantillon n'a pas pu être caractérisé jusqu'à sa température de Curie, pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les fils pour réaliser un bobinage supportant 600°C ne sont pas communs, de plus, la température de cristallisation $T_x \approx 500$°C est inférieure à la température de Curie T_c. Si la température dépassait T_x, nous changerions alors la structure cristalline du matériau et changerions de manière irréversible ses propriétés magnétiques. C'est pourquoi, pour ce matériau, nous nous sommes limités à la température de 250°C. La figure 3 montre des cycles d'hystérésis dynamiques majeurs pour des températures allant de 39°C à 250°C.

Ce matériau, de par sa structure particulière (nanocristaux de FeSi dans une matrice amorphe), a un tout autre comportement que le matériau polycristallin FeNi78%. En effet, si on retrouve bien la diminution progressive de l'induction à saturation avec l'augmentation de la température, le champ coercitif du matériau N14E1 ne semble pas changer. De plus, contrairement au FeNi78%, les cycles ont cette fois tendance à « se coucher » à

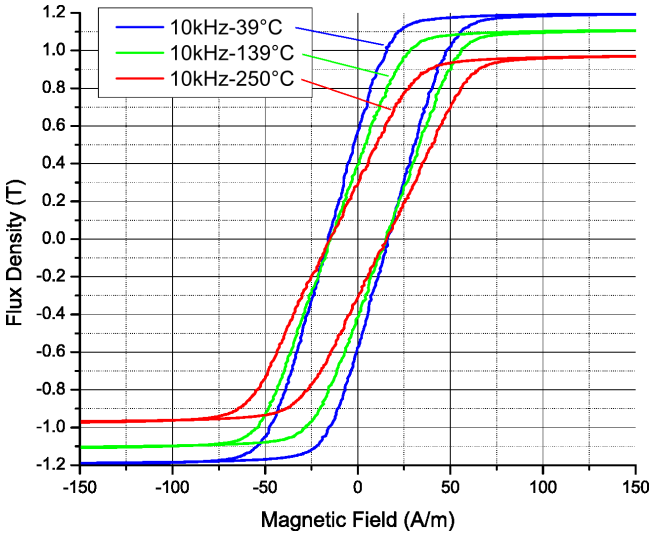


Fig. 3. Cycles d'hystérésis dynamiques (f =10 kHz) du matériau nanocristallin N14E1.

mesure que la température augmente. Ce qui traduit une diminution de la perméabilité relative avec la température.

Le matériau N14E1 a été recuit sous champ transverse de manière à régler sa perméabilité. Ceci se fait en fait en jouant sur l'anisotropie induite Ku du matériau. Avec cette technique, plus le niveau de champ est élevé, plus le Ku est élevée et plus la perméabilité a tendance à être, ici faible, car la direction du champ est dans le sens transverse. Pour diminuer encore plus la perméabilité, une autre technique utilisée est de recuire le matériau sous contrainte mécanique. Ceci permet également de régler l'anisotropie induite Ku, mais dans des ordres de grandeur bien plus élevés qu'avec la technique de recuit sous champ. C'est pourquoi, nous présentons un troisième type d'échantillon, lui aussi nanocristallin, mais recuit sous contrainte mécanique de manière à avoir une perméabilité relative $\mu_r = 200$. Par la suite, ce matériau sera nommé $K\mu 200$. La figure 4 montre les cycles obtenus sur ce dernier matériau à deux températures et les compare à un matériau HighFlux 160 (poudre de FeNi)

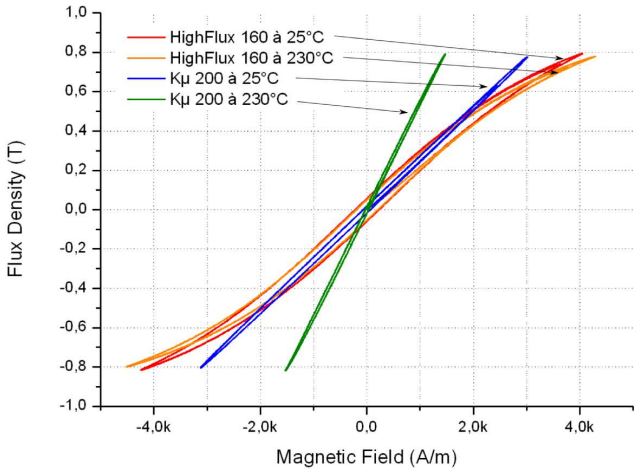


Fig. 4. Cycles d'hystérésis dynamiques ($B_{max} = 0.8T$, f =10 kHz) du matériau nanocristallin $K\mu 200$ et comparaison avec le matériau Highflux 160.

La figure 4 montre que les cycles du matériau $K\mu 200$ ont tendance à se redresser à mesure que la température augmente, comme cela était le cas pour le matériau FeNi78%. Ceci montre

la grande disparité des propriétés magnétiques macroscopiques vis à vis de la température des matériaux magnétiques. La composition chimique, la structure cristalline, le type de recuit sont autant de paramètres pouvant induire tel ou tel comportement vis à vis de la température. La section suivante, présente des mesures de perméabilité complexe sur les matériaux N14E1 et $K\mu200$ pour corroborer les résultats obtenus à l'hystérésigraphe.

2.2. *Mesures de perméabilité complexe*

La mesure de la perméabilité complexe $\underline{\mu}$ (3) est issue d'une mesure d'impédance réalisée à l'aide d'un analyseur d'impédance (Agilent 4294A) qui est associé à un support de test (modules 42942A et 16454A) dédiée à la mesure de la perméabilité complexe.

$$\underline{\mu}_r = \mu' - j\mu'' \tag{3}$$

Ce support de test réalise une seule spire équivalente, il a l'avantage de limiter les effets capacitifs parasites à des fréquences élevées, et d'assurer un protocole de test rigoureux et reproductible. Les mesures s'étendent jusqu'à 110 MHz. Malheureusement, cette mesure n'est pas possible lorsque l'on souhaite caractériser les échantillons sur une large plage de températures. Dans ce cas, il faut utiliser une configuration similaire à celle présentée à la figure 5. L'échantillon est déporté sous la cloche d'un conditionneur de température. La limite supérieure de la plage de fréquences est réduite à 15 MHz et un bobinage de 1 ou 2 tours est nécessaire autour de l'échantillon sous test. Les effets capacitifs parasites limitent la validité de la mesure à une dizaine de mégahertz. Une part de l'information, entre 10 MHz et 100 MHz est donc perdue, cependant, dans cette bande de fréquences le matériau considéré a déjà perdu une grande partie de ses propriétés magnétiques.

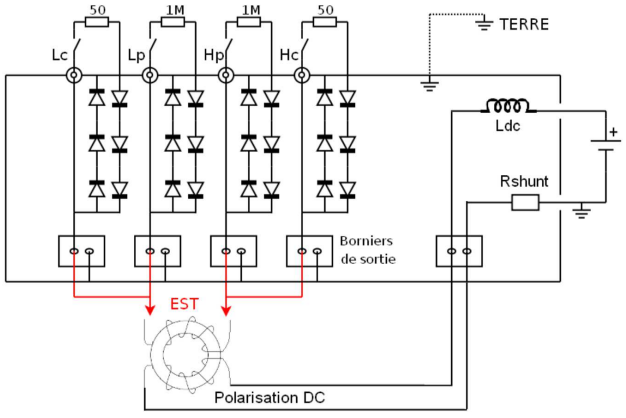


Fig. 5. Schéma de principe de la mesure de perméabilité complexe en fonction de la polarisation continue. L_p, L_c , H_p et H_c sont les terminaux de la mesure 4 points de l'analyseur d'impédance. L_{dc} et R_{shunt} sont respectivement l'inductance « bouchon » (entre 500 μH et 1 mH) et le shunt de précision (1,5 Ω) du circuit de polarisation continue.

Les figures 6 et 7, montrent les parties réelles et imaginaires de la perméabilité relative complexe obtenues à partir de la mesure d'impédance sur le matériau N14E1 et $K\mu200$ respectivement pour deux températures. Aucune polarisation continue n'a été appliquée au matériau.

Pour le matériau N14E1, les mesures de perméabilité complexe nous confirment la baisse de perméabilité observée sur les

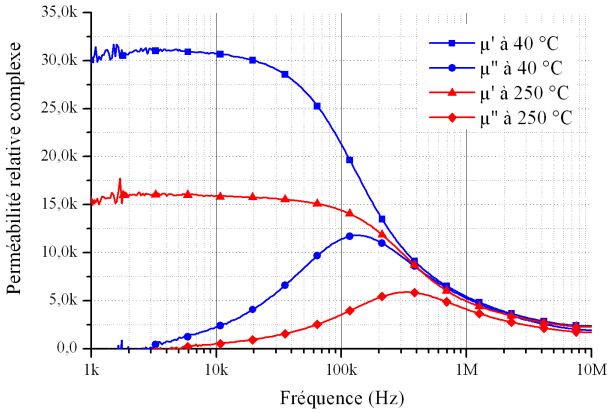


Fig. 6. Perméabilité relative complexe en fonction de la fréquence à 40°C et 250°C de l'échantillon Nanophy N14E1

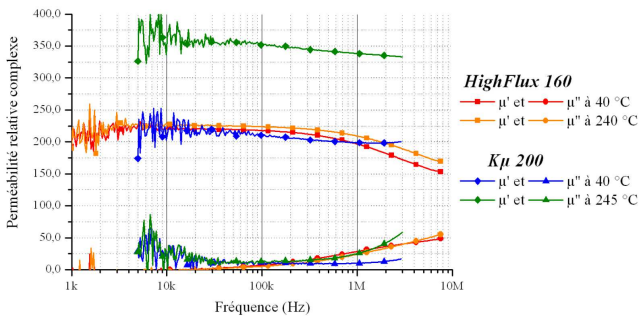


Fig. 7. Perméabilité relative complexe en fonction de la fréquence à 40°C et 240°C de l'échantillon $K\mu200$

cycles d'hystérésis de la figure 3. La partie réelle de la perméabilité complexe (μ') chute d'environ 50% à 250°C. La partie imaginaire de la perméabilité complexe (μ'') qui représente la partie dissipative (pertes), atteint un maximum vers 100 kHz à 40°C, et 300 kHz à 250°C. Ce maximum est appelé, fréquence de coupure du matériau. Pour limiter les pertes, le matériau n'est utilisé qu'à des fréquences inférieures à sa fréquence de coupure. La diminution de la perméabilité à 250°C augmente légèrement cette fréquence de coupure car le matériau est moins sensible aux pertes par courants induits macroscopique. Ceci peut s'expliquer, en partie, avec le calcul de l'épaisseur de peau δ (4).

$$\delta = \frac{1}{\sigma\mu_0\mu_r\pi f} \tag{4}$$

Pour ce matériau, en augmentant la température, la conductivité électrique σ et la perméabilité relative μ_r diminuent, ce qui à tendance à augmenter l'épaisseur de peau pour une fréquence donnée ou à augmenter la fréquence pour une épaisseur de peau donnée. C'est ce dernier cas qui fait que la diffusion magnétique au sein de l'épaisseur du matériau est repoussée lorsque la température augmente. Il est donc normal que l'on retrouve ce comportement dans la partie imaginaire de la perméabilité complexe.

Pour le matériau $K\mu200$, les mesures de perméabilité complexe nous confirment la hausse de perméabilité observée sur les cycles d'hystérésis de la figure 4. La partie réelle de la perméabilité complexe (μ') a presque doublé à 240°C. La partie imaginaire de la perméabilité complexe (μ'') est affectée par la température à partir de 100kHz. Le maximum n'est pas visible,

car la fréquence où apparaît ce pic est supérieure à 20 MHz. Les figures des mesures sur les matériaux N14E1 et $K\mu 200$ sont extraites de la thèse [8].

3. Modélisation incluant l'effet de la température

Quel que soit le matériau en question et son comportement vis à vis de la température, il est, aujourd'hui, nécessaire de pouvoir reproduire son comportement afin de pouvoir concevoir au mieux les dispositifs électriques utilisant ces matériaux. Selon qu'on veut modéliser le comportement statique (saturation, hystérésis,...), ou dynamique (diffusion, pertes,...), la stratégie de modélisation devra, à chaque fois s'adapter. Nous présentons, dans la suite différentes stratégies de modélisation pour modéliser les effets statiques dans un premier temps puis dynamiques dans un deuxième temps.

3.1. Modèles statiques

3.1.1. Modèles réversibles

Dans le cas de matériaux à cycles d'hystérésis quasi-statiques très fins (H_c faible), on peut approximer le cycle d'hystérésis par une courbe moyenne d'aimantation et modéliser celle-ci par des fonctions polynômes valables sur une partie de la courbe. C'est ce qui a été fait dans la référence [9] où la partie linéaire ($H < H_b$) de la courbe moyenne est approximée par une polynôme d'ordre n et la partie saturée ($|H| > H_b$) par un polynôme d'ordre 1. H_b représente le seuil entre la partie linéaire et la partie saturée. Avec cette approche, l'évolution des paramètres des polynômes en fonction de la température est monotone, ce qui permet d'interpoler ensuite très facilement les paramètres des polynômes et de prédire la courbe moyenne pour n'importe quelle température. La figure 8 montre la monotonie de l'évolution des coefficients des polynômes pour la partie linéaire (ici, d'ordre 5). Il est à noter que les coefficients pairs sont nuls car la fonction représentant la partie linéaire est impaire. La figure 9 montre le bon accord entre les cycles statiques mesurés et simulés du matériau N14E1 pour les températures de 25°C et 135°C.

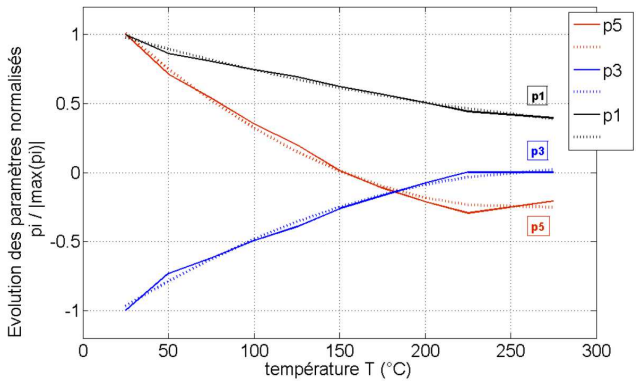


Fig. 8. Evolution relative des coefficients du polynôme identifiés pour les caractérisations du matériau nanocristallin N14E1 entre 25 et 275°C

3.1.2. Modèles irréversibles

Si l'on veut modéliser cette fois le cycle d'hystérésis majeur et son évolution en fonction de la température, nous pouvons utiliser par exemple le modèle de Jiles-Atherthon (J-A) et son approche telle que référencé dans [10]. Dans [10], les auteurs utilisent des fonctions analytique plus ou moins empiriques pour modéliser l'évolution des 5 paramètres, avec la température, du modèle original. L'évolution des paramètres est monotone, mais

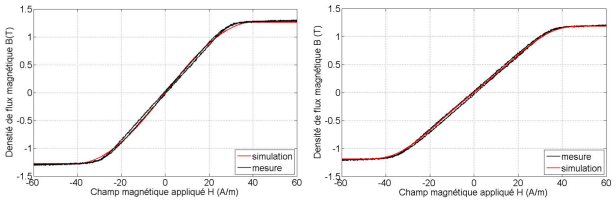


Fig. 9. Cycles quasi-statiques mesurés et simulés pourT=25°C (à gauche) et T=135°C (à droite)

plus la température se rapproche de T_c, plus la précision se dégrade. Une autre approche, exposée dans [11] consiste à identifier les 5 paramètres à l'aide d'algorithmes d'optimisation. La précision est grandement améliorée, cependant, l'évolution de certains paramètres avec la température est erratique. C'est pourquoi, un compromis entre ces deux méthodes a été développé dans [12]. Celui-ci consiste à identifier 2 des 5 paramètres (α, la constante du champ moléculaire et M_{s0}, l'aimantation à saturation au zéro absolu) à l'aide de la loi de Weiss modifié (5). Connaissant M_{s0} et α, il est possible de connaître M_s pour n'importe quelle température. α, lui est constant. La constance de la constante du champ moléculaire avait d'ailleurs été discutée par Weiss lui-même dans [13] . Les 3 paramètres restants sont identifiés avec les mêmes algorithmes d'identification que dans [11].

$$\frac{M_s}{M_{s0}} = \tanh\left(\frac{M_s/M_{s0} + H/\alpha M_{s0}}{T/T_c}\right) \tag{5}$$

Cette approche a été validée sur un matériau Phyterm260 ($Ni_{50}Cr_9Fe_{bal}$, $T_c = 280$°C). Les figures 10 et 11 montrent l'évolution des paramètres de J-A avec la température et les cycles simulés et mesurés à partir de ces paramètres.

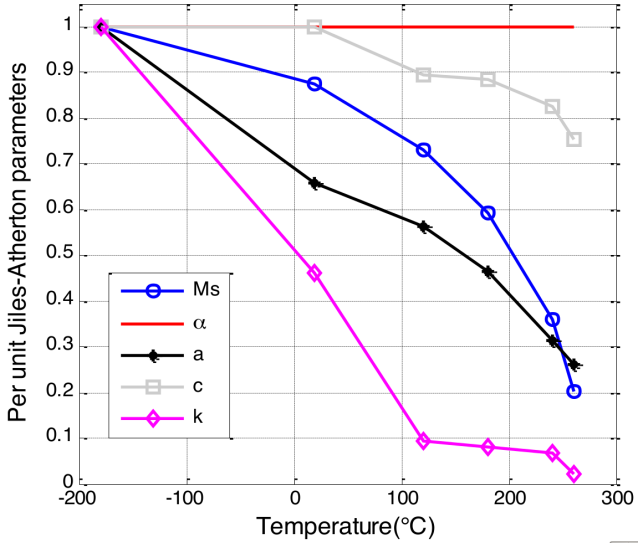


Fig. 10. Évolution normalisée des paramètres de J–A avec la température (matériau Phytherm260)

Enfin, nous avons comparé cette dernière méthode (« méthode 3 ») aux deux méthodes exposées précédemment. Nous montrons sur la figure 12, que la méthode 3 a une précision toute aussi bonne que la méthode 2 (celle de la référence [11]) en gardant une monotonie des paramètres acceptable (cf figure10). La méthode 1 (celle de la référence [10]), a quant à elle une erreur

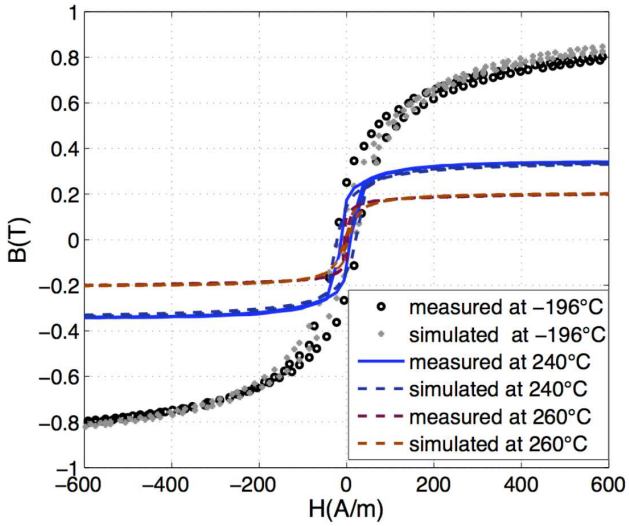


Fig. 11. Cycles mesurés et simulés par le modèle de J–A pour différentes températures (matériau Phytherm260)

beaucoup plus grande que les deux autres.

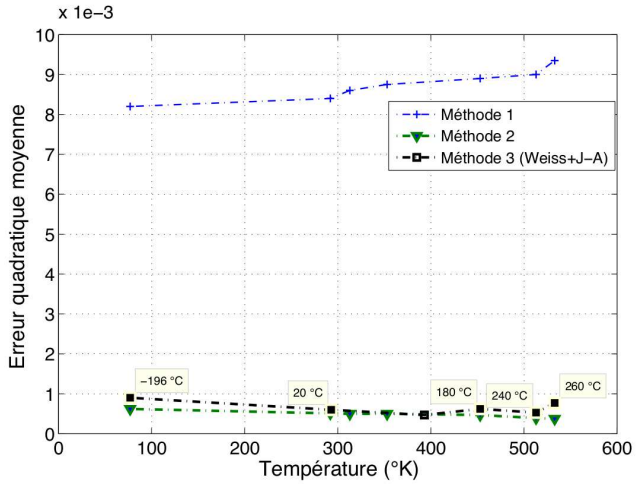


Fig. 12. Erreur quadratique moyenne entre les cycles mesurés et simulés en fonction de la température pour les 3 méthodes d'identification des paramètres de J-A

3.2. *Modèles dynamiques*

Là aussi, le modèle dynamique qui sera adopté sera fortement influencé par les conditions de travail du matériau. Outre la température, la fréquence, la forme d'onde, l'amplitude sont autant de paramètres qui amèneront à choisir telle ou telle solution. Nous présentons, dans cette section deux types de modélisations avec deux hypothèses distinctes. Dans un cas, l'induction sera considérée comme homogène dans toute la section du circuit magnétique. Dans l'autre cas, un phénomène de diffusion magnétique sera présent et il sera nécessaire de le modéliser afin de retrouver le comportement dynamique du matériau.

3.2.1. *Modèle de Bertotti*

L'un des modèles dynamiques les plus connus est celui de G. Bertotti [14]. Ce modèle fait l'hypothèse que le champ d'excitation peut être séparé en trois contributions (6 et 7). $H_s(B(t))$ est le champ statique ou quasi-statique, H_{CF} serait le champ dû aux courants de Foucault et H_{exc} serait le champ « excédentaire » dû aux mouvements de parois. En respectant les hypothèses de base du modèle (homogénéité de $B(t)$ dans la section notamment), il est donc possible de prévoir $H_{total}(t)$ pour n'importe quelle forme d'onde de $B(t)$. On retrouve donc le cycle dynamique en traçant $B(H_{total})$

$$H_{total}(t) = H_s(B(t)) + H_{CF} + H_{exc} \tag{6}$$

$$H_{total}(t) = H_s(B(t)) + \gamma\frac{dB}{dt} + \alpha\delta\left|\frac{dB}{dt}\right|^{1/2} \tag{7}$$

Dans [14], les coefficients sont exprimés comme dans (8)

$$\gamma = \frac{\sigma d^2}{12}\ ,\ \ \alpha = \sqrt{\sigma G V_0 S}\ ,\ \delta = sign\left(\frac{dB}{dt}\right) \tag{8}$$

Nous utilisons ce modèle pour simuler le comportement du matériau N14E1. Pour calculer $H_s(B(t))$, le modèle polynomial par morceaux présentée à la section 3.1.1 est utilisé. Le coefficient γ est identifié à partir de mesures de conductivité en fonction de la température. Le coefficient α est ajusté de manière à ce que l'erreur entre les cycles simulés et mesurés soit minimale. Nous présentons sur la figure 13, leurs variations relatives avec la température. Une fois les coefficients identifiés, nous pouvons prédire les cycles d'hystérésis dynamiques pour n'importe quelle température à l'intérieur de la plage d'identification, comme le montre la figure 14. Plus de détails et de résultats se trouvent dans [15].

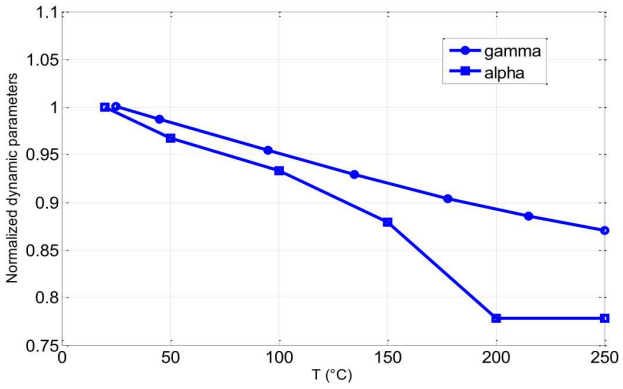


Fig. 13. Variation relative des paramètres α et γ avec la température

3.2.2. *Modèle DWM*

Dans le cas où on ne peut faire l'hypothèse d'homogénéité du champ dans la section du circuit magnétique, il est nécessaire d'utiliser un modèle qui prenne en compte la diffusion magnétique. Nous avons adapté le modèle dénommé DWM (pour Diffusion and Wall Motion en anglais) référencé dans [16] pour qu'il prenne en compte la température. Ce modèle consiste à résoudre l'équation de diffusion magnétique scalaire 1D par différences finies dans le sens de l'épaisseur d'une tôle ou d'un ruban de largeur L en y ajoutant la contribution dynamique dûe aux mouvements de parois symbolisée dans l'équation (voir équations (9), (10) et (11)) par le paramètre β. N représente le nombre de nœuds du maillage, ϕ le flux magnétique et e la distance entre deux nœuds successifs.

$$[M]\,(H) = (S_1) + (S_2) \tag{9}$$

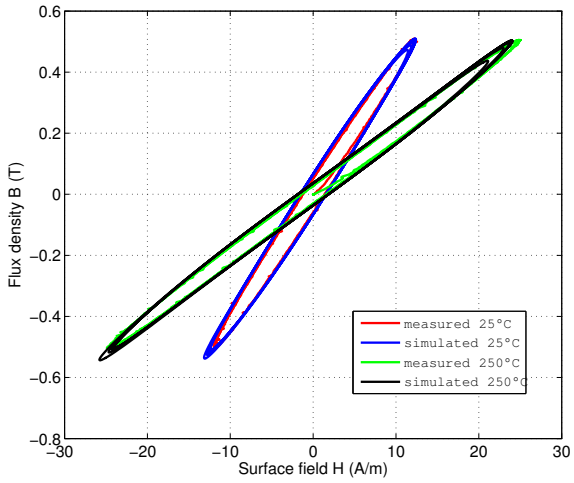


Fig. 14. Cycles mesurés et simulés du matériau N14E1 pour une même amplitude ($B = 0,5\ T$) et une même fréquence ($f = 10kHz$) pour différentes températures

$$[M]\,(H) = \begin{bmatrix} 1+\frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 & 0 & \cdots & 0 \\ -1 & 2+\frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ 0 & \cdots & 0 & \ddots & 1+\frac{\sigma e^2}{\beta} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ \vdots \\ H_{N-1} \\ H_N \end{pmatrix} \quad (10)$$

$$(S_1) + (S_2) = \frac{\sigma e}{L} \begin{pmatrix} \frac{d\phi}{dt} \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix} + \frac{\sigma e^2}{\beta} \cdot \begin{pmatrix} H_s(B_1) \\ H_s(B_2) \\ \vdots \\ H_s(B_{N-1}) \\ H_s(B_N) \end{pmatrix} \quad (11)$$

Pour adapter ce modèle à la prise en compte de la température, nous avons réutilisé le modèle de Jiles et Atherthon avec la méthode d'identification vue à la section 3.1.2 pour calculer tous les termes en $H_s(B_i)$ de l'équation (11). Nous avons de plus réalisé des mesures de conductivité électrique (σ) directement sur les échantillons en forme de rondelles avec un dispositif spécifique (voir [12] pour plus de détails) en fonction de la température. Le terme β a, lui, été identifié en comparant les cycles dynamiques mesurés et simulés à différentes températures. Nous présentons sur la figure 15 les cycles mesurés et simulés en régime dynamique ($f = 2kHz$) du matériau Phyterm260. L'optimisation de β à température ambiante pour rendre les mesures compatibles aux cycles simulés par le modèle donne une valeur de β de 0.0025. Cette même valeur est ensuite utilisée pour prédire les comportements à des températures plus élevées jusqu'à proximité du point de Curie. Les résultats montrent que le paramètre β serait invariant en fonction de la température ou tout du moins que sa variation serait négligeable par rapport aux courants de Foucault. Par la suite, nous considérerons toujours β constant.

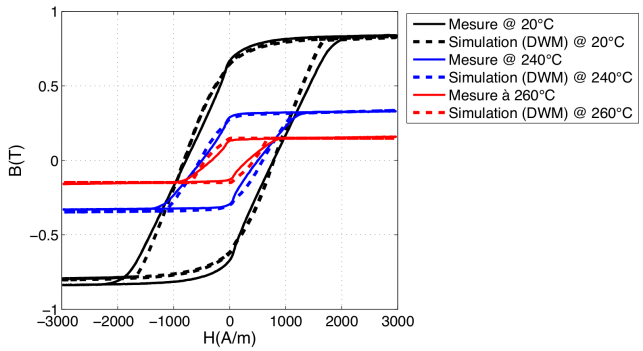


Fig. 15. Cycles dynamiques majeurs mesurés et simulés du matériau Phyterm260 à une même fréquence ($f = 2kHz$) pour différentes températures

4. Applications

Les sections précédentes ont montré que la température avait une grande influence sur les propriétés magnétiques. Nous montrons dans cette section deux applications où la température influe sur les performances de l'application visée.

4.1. Filtre CEM

Le filtre CEM d'entrée est destiné à un onduleur de tension haute température d'une puissance d'environ 2 kW . La fonction de l'onduleur est le pilotage d'un actionneur haute température (machine synchrone à aimants permanents) pour une application aéronautique de type freins électriques. L'onduleur est alimenté par un bus continu issu d'un redressement triphasé depuis le réseau alternatif embarqué (230 V). Ce bus continu est, par la suite appelé bus HVDC (High Voltage Direct Current). La structure du filtre CEM retenue est présentée sur la figure 16

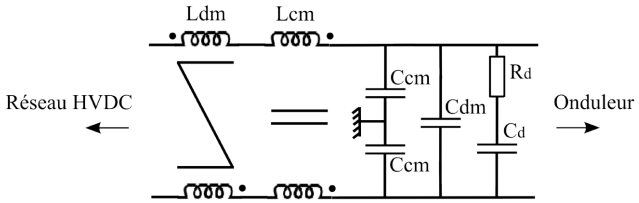


Fig. 16. Structure retenue pour le démonstrateur du filtre CEM haute température

L'inductance de mode commun L_{cm} est réalisée à partir du matériau N14E1 et l'inductance de mode différentiel L_{dm} est réalisée à partir du matériau $K\mu200$. Un comparatif du filtre CEM est fait en remplaçant l'inductance L_{dm} en $K\mu200$ par une inductance réalisée à partir du matériau HighFlux160. A titre indicatif, les différentes inductances réalisées ont les caractéristiques du tableau 1. On retrouvera bien plus de détails dans [8].

Tableau 1. Dimensionnement des inductances du filtre CEM

fonction	Matériau	$De \times Di \times h$ (mm)	Ns	Vol (cm^3)
L_{cm}	N14E1	$14 \times 8.5 \times 6.5$	5	2
L_{dm}	$K\mu200$	$16 \times 10 \times 6$	10	3.5
L_{dm}	HighFlux160	$21 \times 12 \times 7$	11	4

La vérification expérimentale sur les deux prototypes de filtre est présentée sur les figures 17 et 18. L'atténuation des perturbations pour les deux prototypes est assez bonne jusqu'à environ 2 MHz par rapport à la norme. On note ensuite, entre 3 MHz et 4 MHz, une élévation du niveau d'émissions causée par une atténuation en mode différentiel moins efficace. Sur ce point, on remarque que le matériau $K\mu 200$ est un peu plus performant que le matériau HighFlux 160. Cela confirme les mesures de perméabilité complexe présentées à la section 2.2 qui montrent que la perméabilité réelle du matériau $K\mu 200$ reste quasiment constante alors que celle du HighFlux160 est en train de diminuer. A partir d'environ 5 MHz, les perturbations sans filtrage diminuent. Malgré une atténuation qui devient moins performante, les deux prototypes suivent le gabarit (courbe DO-160-F) jusqu'à environ 20 MHz. Au-delà de 20 MHz, le filtre n'agit plus sur les perturbations conduites, les niveaux d'émissions mesurés, avec et sans filtre, sont comparables. L'influence de la température est perceptible jusqu'à environ 1 MHz avec le matériau HighFlux160, et 500 kHz avec le matériau $K\mu 200$. Pour la gamme de fréquences 150 kHz à 1 MHz, les deux modes (mode commun et mode différentiel) sont présents, le mode commun devient dominant vers 300 kHz. Pour le matériau HighFlux160, les premiers harmoniques à 200°C montrent des amplitudes supérieures d'environ 6 dBμA aux harmoniques mesurés à 25°C. Les écarts qui sont mesurés pour le matériau $K\mu 200$, entre 25°C et 200°C, sont de 3 dBμA à 4 dBμA. On explique la diminution de l'atténuation du filtre principalement par la décroissance de la perméabilité du matériau nanocristallin (N14E1) de l'inductance de mode commun . En effet, sa perméabilité relative chute de 50% entre 25°C et 200°C (cf section 2.2).

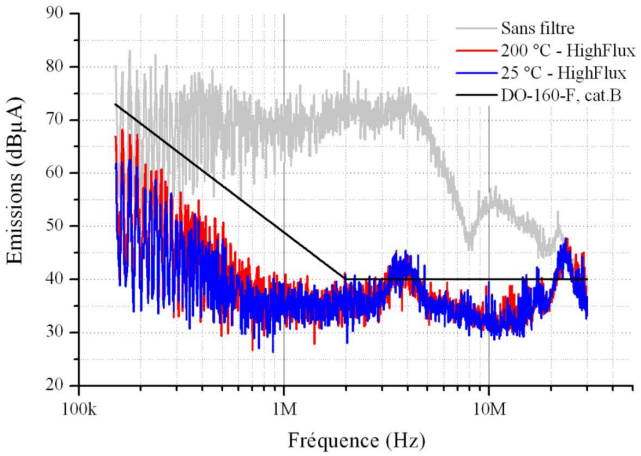


Fig. 17. Mesures des émissions conduites selon la norme DO-160-F[17] sur le courant de ligne en entrée du filtre CEM. Le matériau HighFlux 160 est utilisé pour l'inductance de mode différentiel.

Généralement, on constate que le filtrage est affecté à 6 dBµA au maximum par la température. L'élément le plus sensible est l'inductance de mode commun à cause du matériau nanocristallin à haute perméabilité. Néanmoins, sa sensibilité est limitée car selon l'évolution de sa perméabilité en fonction de la fréquence, l'influence de la température est peu perceptible au-delà de quelques centaines de kilohertz (environ 300 kHz). On a donc une dépendance en fonction de la température du filtrage qui est faible en amplitude et limitée à des fréquences où la marge de l'atténuation par rapport à la norme est importante.

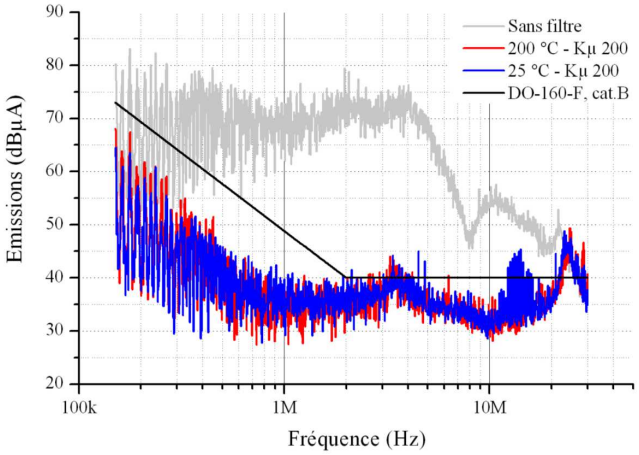


Fig. 18. Mesures des émissions conduites selon la norme DO-160-F[17] sur le courant de ligne en entrée du filtre CEM. Le matériau Kµ 200 est utilisé pour l'inductance de mode différentiel.

4.2. Relais de disjoncteurs différentiels

4.2.1. Contexte

Les relais électromagnétiques haute sensibilité utilisés dans dans les disjoncteurs différentiels à propre courant utilisent généralement des culasses magnétiques en alliage Fe-50%Ni (Supra50). Les nouveaux alliages FeNi(Cr,Cu) (voir [18]) issus du département Recherche et Développement du groupe Aperam permettent de réduire significativement le pourcentage de Ni (donc le coût) vers 30%Ni. Réduire la teneur en Ni est un grand défi pour les industriels, qu'ils soient sidérurgistes ou bien fabricants d'appareils électriques. En effet, le cours du Nickel est assez volatile et très incertain à prédire. La figure 19 présente le cours du Nickel depuis 2007 jusqu'en 2014 du « London Metal Exchange (LME) » [19] . Comme on peut le voir sur la figure, les cours du nickel avaient par exemple atteint un record vertigineux à 54100 dollars la tonne en 2007, avant de perdre sous l'effet de la crise 80% de sa valeur en à peine un an et demi. Réduire la teneur en Nickel permet d'être moins sujet à ces variations. Une sélection d'alliages a été donc définie avec Aperam en vue d'une qualification sur l'application relais. Ces alliages sont présentés dans le tableau 2. Le but est au final de proposer des alliages FeNi économiques aptes à la fabrication de relais électromagnétiques de disjoncteurs différentiels à propre courant.

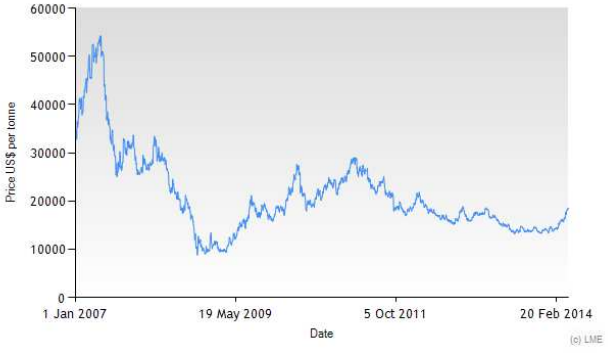


Fig. 19. Cours du nickel depuis 2007

Tableau 2. Alliages à faible teneur en Ni

Coulée	Alliage	J_s à 20°C (T)	T_c (°C)
Supra 36	$FeNi_{36}$	1.3	250
SV315	$FeNi_{31}Cr_2Cu_6Mn_{0.2}$	1	185
TD522-5	$FeNi_{30.5}Cr_2Cu_{6.4}Mn_{0.2}$	0.953	157
SV285	$FeNi_{30}Cu_6Mn_{0.3}$	1.085	205
TD565	$FeNi_{30}Cr_1Cu_{10}Mn_{0.2}$	0.975	191

4.2.2. Démarche de modélisation

A partir de mesures réalisées sur des échantillons des matériaux du tableau 2, nous avons pu identifier les paramètres des modèles de comportement de matériaux présentés au paragraphe3.1.2. Le circuit magnétique du relais est ensuite représenté via des « tubes de flux dynamiques » où l'on peut implanter les différents modèles précédemment énoncés. Nous avons d'abord validé notre approche, exposée sur la figure 20 de modélisation sur un relais de référence (Supra50) . Cette démarche avait déjà été validé dans [20], mais sans prendre en compte la température. Nous utilisons le modèle dynamique DWM, car la culasse magnétique du relais est massive (1.5 mm de côté), ce qui va induire une part non-négligeable de courants induits. Une simple courbe de saturation à température ambiante et à 85°C est utilisée pour calculer le terme $H_s(B(t))$, car les matériaux considérés ont un H_c faible. Après identification de tous les paramètres (géométriques, électriques, magnétiques,...) nécessaires à la modélisation, nous retrouvons par simulation l'impédance dans les conditions de déclenchement en fonction de la fréquence du relais de référence (Supra50).

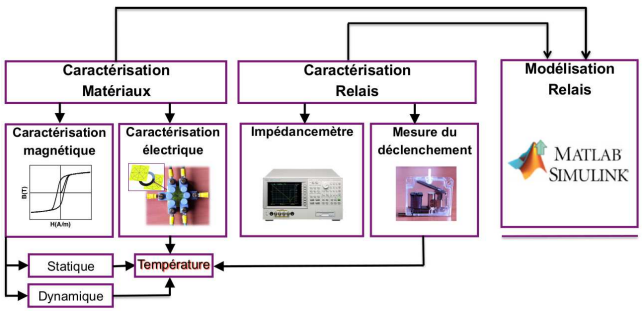


Fig. 20. Organigramme simplifié de la démarche de modélisation

4.2.3. Simulation de relais virtuels

La simulation de relais virtuels où le matériau de référence (Supra50) serait remplacé par les matériaux du tableau 2 a pu être faite et ainsi prédire quel serait le courant de déclenchement en fonction de la fréquence et de la température. Nous présentons sur les figures 22 et 23, les courants de déclenchement des relais virtuels constitués des matériaux candidats du tableau 2 à 25°C et 85°C respectivement.

Nous avons constaté que le courant de déclenchement est lié à la perméabilité relative différentielle du matériau. Pour illustrer ce propos plus en détail, les courbes de perméabilité différentielle de tous les alliages étudiés sont superposées et tracées sur la figure 24. Cette dernière figure montre que plus la perméabilité différentielle du matériau autour du point de polarisation de l'aimant (≈0.72 T) est grande, plus sera faible le courant de

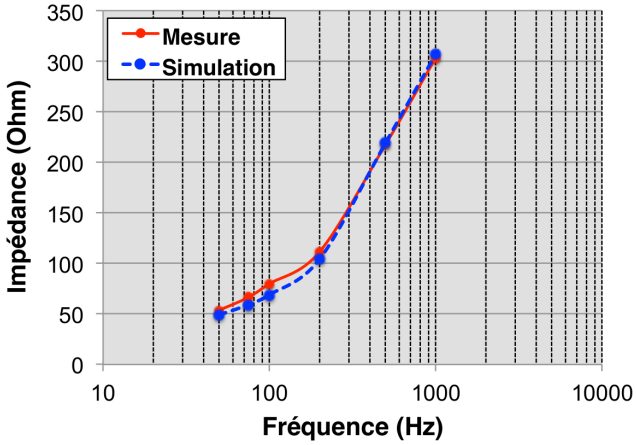


Fig. 21. Impédance mesurée et simulée du relais de référence (SUPRA50)

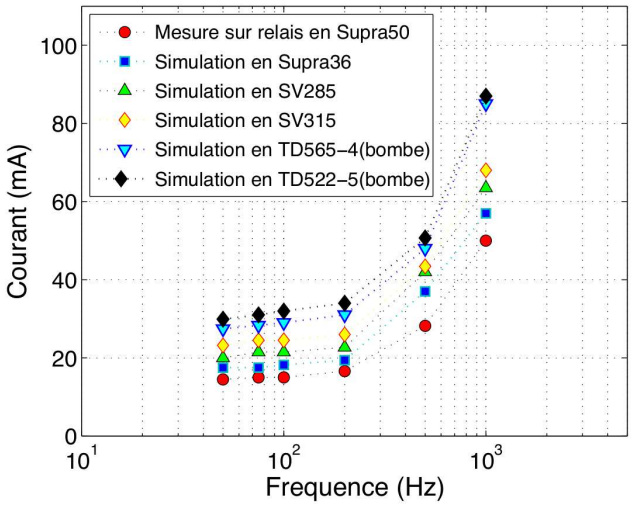


Fig. 22. Courants de déclenchement des relais virtuels constitués des matériaux candidats du tableau 2 à 25°C

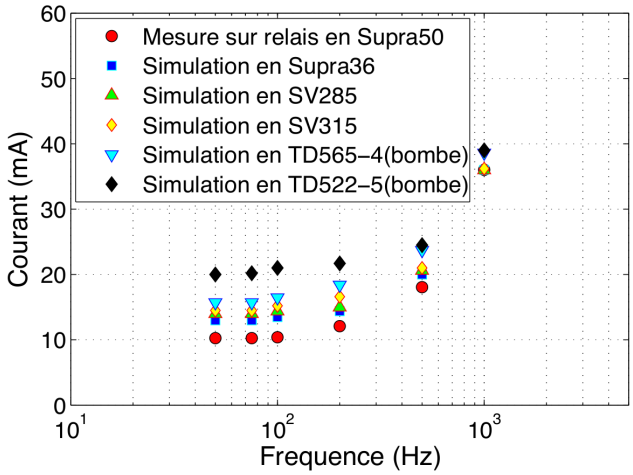


Fig. 23. Courants de déclenchement des relais virtuels constitués des matériaux candidats du tableau 2 à 85°C

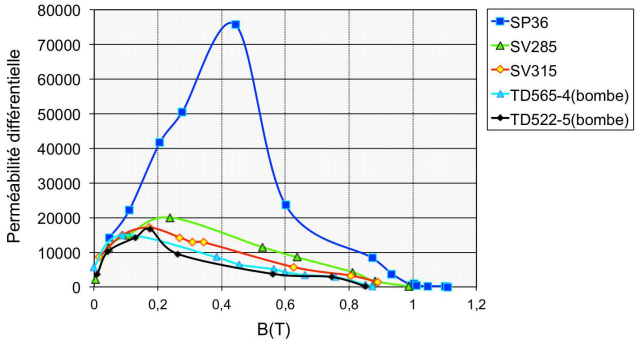


Fig. 24. perméabilité relative différentielle des alliages candidats

déclenchement. Cette condition est vérifiée quelle que soit la fréquence (jusqu'à 1 kHz). L'examen de la figure 23 montre que les alliages Supra 36, SV285 et SV315 présentent pratiquement le même comportement fréquentiel (avec un offset) et la même sensibilité à la température que le Supra50. Le rapport de variation du courant de déclenchement entre la température de 25°C et 85 °C pour ces matériaux est sensiblement le même que celui du Supra50. Il est de l'ordre de 1.44 à 1.48. Les deux autres alliages (TD565-4 et TD522-5) s'écartent beaucoup plus de ce comportement. Ce rapport atteint 1.80 pour le TD522-5. Au regard des nombreuses expériences et modélisations effectuées, il apparaît que la sensibilité du relais est couplée à la perméabilité différentielle de l'alliage utilisé et qu'à plus haute température, le courant de déclenchement du relais diminue par rapport à celui à température ambiante (quel que soit le matériau). Ceci provoquerait des déclenchements non-voulus dans le cas d'une température élevée. Inversement, ceci voudrait dire qu'à basse température (ex -55°C), le relais pourrait ne pas déclencher en cas de défaut.

5. Conclusion

Nous avons vu, au travers de cet article, que la prise en compte de la température dans le comportement des matériaux magnétiques ainsi que dans les applications utilisant ces derniers requérait un savoir-faire et une maîtrise toute particulière afin de pouvoir prédire les performances du matériau puis du dispositif en fonction de la température. Ceci est d'autant plus vrai, car tous les matériaux n'ont pas le même comportement vis-à-vis de la température. Les divers modèles existant dans la littérature ont pu être étendus pour prendre en compte cette nouvelle variable particulière. A l'aide des caractérisations et des modélisations sous contrainte thermique nous pouvons concevoir des systèmes plus robustes vis-à-vis de la température ou tout du moins prévoir avec une bonne précision les limites de fonctionnement en température du système. Ceci permettra, nous l'espérons d'éviter les mauvaises surprises aux concepteurs lors de leurs dernières phases de test d'un de leurs produits.

Références

[1] C. Cass, Y. Wang, R. Burgos, T. Chow, F. Wang, and D. Boroyevich, "Evaluation of SiC JFets for a three-phase current-source rectifier with high switching frequency," in *Twenty second annual IEEE Applied power electronics conference and exposition (APEC)*, Anaheim, CA, USA, March 2007, pp. 345 – 351.

[2] T. Friedli, S. Round, D. Hassler, and J. Kolar., "Design and performance of a 200-khz all-sic jfet current dc-link back-to-back converter." *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 45, no. 5, pp. 1868–1878, 2009.

[3] datasheet produits epcos. [Online]. Available : http://www.epcos.com

[4] Legrand, *La protection des circuits et des personnes. GUIDE PÉDAGOGIQUE EN CONFORMITÉ AVEC LA NF C 15- 100*. Legrand, 2003.

[5] propriétés géométriques et physiques des noyaux magnétiques de chez tct. [Online]. Available : http://www.tct.fr/noyaux_magnetique.htm

[6] A.-T. Bui, "Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique," Ph.D. dissertation, Université Claude Bernard Lyon 1, 2011.

[7] produits aperam. [Online]. Available : http://www.aperam.com/en/alloys-amilly/downloads/datasheet/

[8] R. Robutel, "Etude des composants passifs pour l'électronique de puissance à haute température : application au filtre CEM d'entrée," Ph.D. dissertation, INSA De Lyon, 2011.

[9] T. Chailloux, M. Raulet, C. Martin, C. Joubert, F. Sixdenier, and L. Morel, "Magnetic behavior representation taking into account the temperature of a magnetic nanocrystalline material," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 2, pp. 455–458, 2012.

[10] Y. Raghunathan, J. Melikhov, E. Snyder, and D. Jiles, "Modeling the temperature dependance of hysteresis based on jiles-atherton theory," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 10, pp. 3954–3957, 2009.

[11] O. Messal, F. Sixdenier, L. Morel, and N. Burais, "Temperature dependent extension of the jiles-atherton model : Study of the variation of microstructural hysteresis parameters," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 10, pp. 2567–2572, 2012.

[12] O. Messal, "Caractérisation et modélisation du comportement thermomagnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel," Ph.D. dissertation, Université Claude Bernard Lyon 1, 2013.

[13] P. Weiss, "La constante du champ moléculaire. equation d'état et calorimétrie," *Journal de Physique*, vol. 1, no. 5, pp. 163–175, 1930.

[14] G. Bertotti, "General properties of power losses in soft ferromagnetic materials," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 24, no. 1, pp. 621–630, 1988.

[15] A. Hilal, M.-A. Raulet, and C. Martin, "Magnetic components dynamic modeling with thermal coupling for circuit simulators," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 50, no. 4, pp. 1–4, 2014.

[16] M. Raulet, B. Ducharne, J. Masson, and G. Bayada, "The magnetic field diffusion equation including dynamic hysteresis : a linear formulation of the problem," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, no. 2, pp. 872–875, 2004.

[17] Eurocae, *Do160-f/ed-14f - environmental conditions and test procedures for airborne equipment*. Eurocae, 2008.

[18] T. Waeckerlé, "Low nickel content fcc alloys : Recent evolution and applications," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 46, no. 2, pp. 326–332, 2010.

[19] London metal exchange. [Online]. Available : http://www.lme.com/

[20] F. Sixdenier, M.-A. Raulet, R. Marion, R. Goyet, G. Clerc, and F. Allab, "Dynamical models for eddy current in ferromagnetic cores introduced in an fe-tuned magnetic equivalent circuit of an electromagnetic relay," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 44, no. 6, pp. 866–869, 2008.