



HAL
open science

Comparaison entre la méthode flux-métrique et calorimétrique pour la mesure des pertes dans les ferrites

Amina Bounar, Vincent Loyau, Olivier de La Barrière, Frederic Mazaleyrat

► **To cite this version:**

Amina Bounar, Vincent Loyau, Olivier de La Barrière, Frederic Mazaleyrat. Comparaison entre la méthode flux-métrique et calorimétrique pour la mesure des pertes dans les ferrites. 3ème Symposium de Génie Electrique (SGE 2018), Université de Lorraine [UL], Jul 2018, Nancy, France. hal-02982945

HAL Id: hal-02982945

<https://hal.science/hal-02982945>

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.

Comparaison entre la méthode flux-métrique et calorimétrique des mesures des pertes dans les ferrites

Amina BOUNAR¹, Vincent LOYAU¹, Olivier DELABARRIERE¹, Frédéric MAZALEYRAT¹
SATIE, ENS Cachan, CNRS, 61 Avenue du président Wilson, 94230 Cachan

RESUME –L'article présente une comparaison entre les mesures des pertes dans les ferrites MnZn obtenues par deux méthodes différentes (La flux-métrique et la calorimétrique). Ces travaux s'inscrivent dans l'intégration d'un noyau de ferrite dans un convertisseur de puissance moderne.

Mots-clés—Ferrites, pertes, flux-métrique, thermique.

1. INTRODUCTION

Les ferrites MnZn sont utilisés comme noyaux magnétiques à faibles pertes pour la réalisation de transformateurs et d'inductances en électronique de puissance. Leur résistivité électrique élevée ($> 4.1 \Omega \cdot m$), leur haute perméabilité relative et leur faible coût de fabrication sont à l'origine des nombreuses applications industrielles de ces matériaux. Leur polarisation magnétique à saturation J_s est inférieure à 0,60 T donc plus faible que celle des métaux tels que le fer ou le cobalt. Les champs coercitifs les plus faibles sont proches de 10 A/m, soit 10 fois plus grands que les alliages métalliques les plus doux. Malgré cela, leurs performances à fréquence élevée ($f > 50$ kHz) sont nettement supérieures à celles de tous les autres matériaux magnétiques. [1-2].

La mesure des pertes dans les ferrites est une partie indispensable pour établir un modèle mathématique permettant de dimensionner les composants magnétiques dans une alimentation à découpage. Durant les dernières décades la méthode flux-métrique a été largement utilisée pour mesurer les pertes dans les ferrites [3-7], or cette méthode est inadéquate pour les moyennes et hautes fréquences. En effet, à partir d'une certaine fréquence les sondes de tension et de courant déphasent et comme les pertes sont proportionnelles au cosinus du déphasage entre le courant et la tension les mesures sont faussées.

Pour cela, il est impératif de déterminer une méthode alternative qui puisse répondre à ces besoins. La méthode la plus naturelle pour mesurer les pertes est la méthode thermique [8-10], en elles se dissipent dans le matériau sous forme de chaleur, cette chaleur va augmenter la température du matériau. Les pertes en puissance sont directement reliées à la dérivée temporelle de la température.

Dans cette étude, nous avons utilisé un ferrite à haute perméabilité de type 3E27 de Ferroxcube. Les dimensions pour, un échantillon de ferrite toroïdal sont, pour les diamètres externe et interne 26 mm et 20 mm, respectivement, avec une épaisseur de 10 mm et pour un

échantillon de forme UI la longueur, la largeur et l'épaisseur sont 26×16×10 mm respectivement.

2. PROCEDURE EXPERIMENTALE

2.1. Méthode flux-métrique

Le principe de la méthode est la mesure du flux dans le matériau. Pour cela on applique un signal sinusoïdal fourni par un générateur HP33120A, qui sera amplifié pour avoir l'induction d'amplitude voulue, ce signal passe aussi par un transformateur pour éliminer la composante continue résiduelle. Enfin cette tension passe à travers le bobinage primaire de l'échantillon toroïdale ; qui est connecté en série avec un shunt non inductif de 1Ω pour mesurer le courant primaire (Durant les mesures, on vérifie, par les moyens d'un analyseur d'impédance, que le shunt ne produit aucun déphasage durant l'intervalle de fréquence étudié). Ce courant primaire va créer un champ magnétique d'excitation dans le matériau et donc une induction magnétique. La tension secondaire à vide sera mesurée au bobinage secondaire. Les sondes de courant et de tension sont reliées à un oscilloscope pour les visualiser et l'ensemble des appareils de mesure est connecté à un ordinateur via des connecteurs GPIB. Un programme permet le calcul du champ à partir du courant et de l'induction à partir de la fem secondaire (eq(1) et (2)) ainsi que diverses grandeurs tels que les pertes en énergie et puissance (eq(3) et (4)) ainsi le tracé du cycle d'hystérésis.

$$H \times L_{circuit} = N_p \times I_p \dots (1)$$

$$V_s = N_s \times \frac{d\phi}{dt} = N_s \times A_{sec} \times \frac{dB}{dt} \dots (2)$$

$$W = \int H \cdot \partial B \left(\frac{J}{m^3} \right) \dots (3)$$

$$P = f \times \int H \cdot \partial B \left(\frac{W}{m^3} \right) \dots (4)$$

H, B : Champ et induction magnétiques (A/m), (T)

$L_{circuit}$: Longueur du circuit magnétique (m)

I_p : Courant primaire (A)

N_p, N_s : Nombre de tours au primaire et au secondaire

A_{sec} : Section de l'échantillon (m²)

ϕ : Flux magnétique (Wb)

W : Pertes exprimée en densité d'énergie ($\frac{J}{m^3}$)

P : Pertes exprimée en puissance volumique (W/m^3)

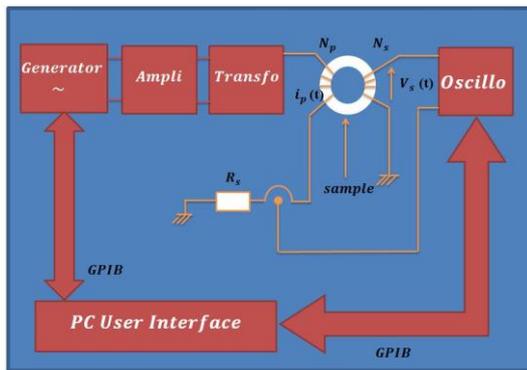


Figure. 1 Méthode flux-métrique

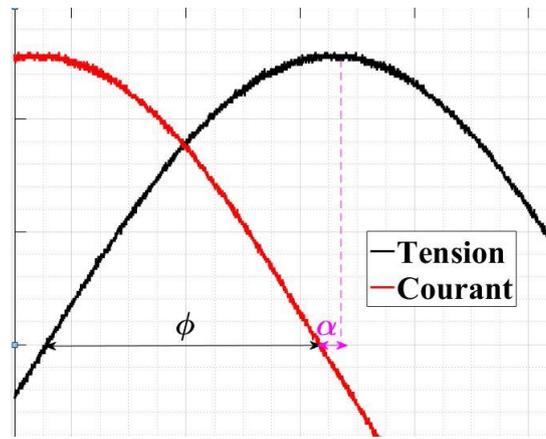


Figure. 2 Déphasage entre courant et tension

$$\langle P(t) \rangle = \langle i(t) \cdot v(t) \rangle \cdot \frac{N_p}{N_s} \quad (5)$$

$$\langle P(t) \rangle = 1/2 \cdot \frac{N_p}{N_s} \cdot i_0 \cdot v_0 \cdot \cos(\pi/2 - \alpha) \quad (6)$$

$$\langle P(t) \rangle = 1/2 \cdot \frac{N_p}{N_s} \cdot i_0 \cdot v_0 \cdot \sin(\alpha) \quad (7)$$

En pratique α est petit donc :

$$\langle P(t) \rangle = 1/2 \cdot \frac{N_p}{N_s} \cdot i_0 \cdot v_0 \cdot \alpha \quad (8)$$

Si le déphasage de la sonde de courant sur la sonde de tension est α' , l'erreur systématique s'écrit :

$$\varepsilon = \frac{P' - P}{P} = \frac{\alpha'}{\alpha} \quad (9)$$

L'avantage de la méthode flux-métrique est la simplicité de la mise en œuvre cependant l'inconvénient majeur est sa sensibilité au déphasage instrumental entre le courant et la tension.

3. METHODE CALORIMETRIQUE

3.1 Principe

Le principe de la méthode calorimétrique est que les pertes magnétiques sont converties en chaleur ce qui augmente la température du matériau. Donc, mesurer l'élévation de la température revient à déterminer les pertes magnétiques de celui-ci.

Pour cela on assume certaines hypothèses :

- longueur des lignes de champ constante
- effet de peau négligeable
- le module de l'induction est constant dans le matériau durant la mesure

2.2. Méthodologie

- Appliquer un signal sinusoïdal centré avec un module donné calculé pour avoir le niveau d'induction voulue (50 mT crête) pour une fréquence donnée (10 kHz à 1MHz) (GBF+Ampli+transfo)
- ce signal passe par le bobinage primaire composé de 4 spires spatialement séparées par un certain angle pour éviter les couplages capacitifs. Le nombre de spires est choisi pour atteindre certaines tensions pour des fréquences élevées
- le temps de maintien du courant dans le bobinage primaire ne doit pas excéder 1 s car celui-ci chaufferait le matériau par contact et fausserait les résultats
- la tension secondaire est mesurée à vide en utilisant le même nombre de spires qu'au primaire.
- l'ensemble est branché directement à l'oscilloscope pour éviter les temps de propagation dans les câbles ;
- l'ensemble des appareils de mesure reliés par GPIB à un ordinateur où un programme permet d'acquérir les données et de calculer les pertes et le cycle d'hystérésis. Le programme permet également de réguler le temps de mesure.

2.3. Sensibilité de la méthode

De ces hypothèses on en déduit que la puissance sources est uniforme dans le matériau

$$p_{sources} = \frac{\langle P(t) \rangle}{V} \left(W/m^3 \right) \quad (10)$$

$\langle P(t) \rangle$ est la puissance électromagnétique moyenne dissipée dans le matériau magnétique, V est le volume du noyau magnétique.

3.2 Equation de chaleur

La puissance $p_{sources}$ se dissipe du matériau sous forme de chaleur. Cette élévation de température suit l'équation de chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \Delta T + \frac{1}{\rho c_p} p_{sources} \quad (11)$$

$D = \frac{\kappa}{\rho c_p}$ est la diffusivité thermique, κ est la conductivité thermique en $W.K^{-1}.m^{-1}$, c_p est la capacité calorifique ($J.K^{-1}.kg^{-1}$), et ρ est la densité en $kg.m^{-3}$ du matériau magnétique.

Conditions aux limites :

L'équation de chaleur est couplée aux conditions limites. Le transfert de la chaleur du matériau magnétique à l'environnement est causé par deux phénomènes.

D'abord, l'échange de chaleur par convection comme suit :

$$q_c(x, y, z, t) = h_c(T_s - T_0) \quad (12)$$

Avec h_c est le coefficient de transfert de chaleur moyen, T_0 est la température ambiante, T_s est la température de l'échantillon et q_c est la densité du flux de chaleur en $W.m^{-2}$.

Ensuite l'échantillon rayonne de la chaleur suivant la loi de rayonnement du corps noir ;

$$q_r(x, y, z, t) = \sigma \varepsilon (T_s^4 - T_0^4) = 4\sigma \varepsilon T_0^3 (T_s - T_0) \quad (13)$$

Avec σ est la constante Stephan-Boltzmann, ε l'émissivité de l'échantillon, $h_r = 4\sigma \varepsilon T_0^3$ est le coefficient de transfert de chaleur par rayonnement ($W.m^{-2}.K^{-2}$)

Le premier régime de température augmente comme une fonction linéaire du temps car le terme $D \Delta T$ peut être négligé si le gradient de la température est petit. Cela est valable lorsque la différence entre la température de l'échantillon et celle de l'air est faible. De plus, pour augmenter l'intervalle de temps du premier régime on place le matériau magnétique dans une enceinte sous vide et dans le noir pour éliminer le coefficient de transfert de chaleur par convection et par rayonnement et se rapprocher des conditions adiabatiques.

Donc durant le premier régime l'équation de chaleur est réduite à :

$$p_{sources} \cong \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (14)$$

En combinant (10) et (14) on obtient

$$\langle P \rangle = C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (15)$$

C_p est la capacité calorifique du matériau magnétique en J/K .

Ainsi la mesure de la pente $\Delta T / \Delta t$ de la partie linéaire de la courbe température-temps permet de déduire directement la puissance dissipée dans le matériau magnétique.

3.3 Influence de la sonde sur la mesure de la température du matériau

Pour mesurer l'élévation de la température du noyau de ferrite on colle une sonde de température sur la surface de celui-ci. Cependant, la sonde elle-même est composée de différentes couches dont la température s'élève. On s'assure alors que ce qu'on mesure correspond à la température du matériau.

La sonde utilisée est composée de couche de verre, platine et céramique avec un temps de réponse de 0.1s (fig3).

Durant la mesure le délai de réponse de la sonde introduit un retard de sorte que la température du matériau T est légèrement supérieure à celle de la sonde T' . Ceci est dû à la résistance thermique de la sonde et de la colle.

La structure en couche de la sonde est illustrée à la figure (3). Deux couches fines (platine et verre) sont déposées sur un substrat de céramique. La figure (4) montre un schéma équivalent simplifié pour la sonde de température. Etant donné que les couches de verre et de colle sont fines, elles sont équivalentes à une résistance thermique R_{th} (W/K) et leurs capacités thermiques sont négligées. L'effet de la couche de platine est négligé du fait de sa faible capacité thermique et haute conductivité thermique. La couche de céramique est représentée par une capacité thermique C_p .

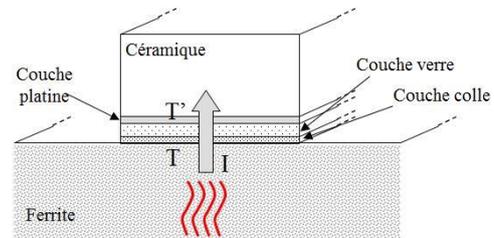


Figure 3 Ensemble sonde et échantillon de ferrite

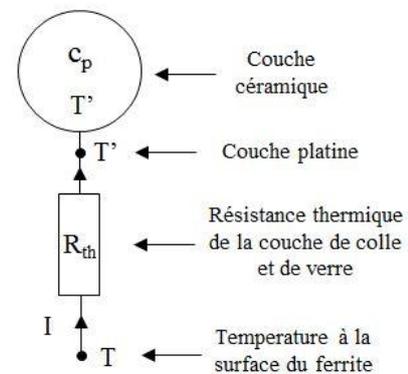


Figure 4 Représentation thermique de l'ensemble sonde/ferrite

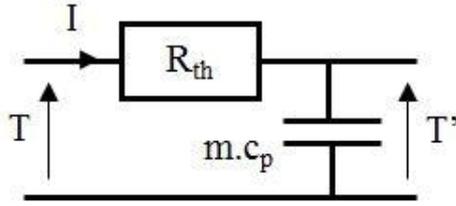


Figure 5 Modèle thermique de l'ensemble sonde/ferrite

L'équation de chaleur est régie par l'équation différentielle suivante :

$$\tau \frac{dT'}{dt} + T' = T \quad (16)$$

$$\tau \frac{d^2T'}{dt^2} + \frac{dT'}{dt} = \frac{dT}{dt} \quad (17)$$

$$\tau = m \cdot C_p \cdot R_{th} \quad (18)$$

Où τ est la constante de temps de la sonde (s).

En régime linéaire : $\tau \frac{d^2T'}{dt^2} = 0$

Donc $\frac{dT'}{dt} = \frac{dT}{dt}$ (19)

Ainsi les pentes des courbes T et T' sont équivalentes en régime linéaire.

3.4 Mesure de la capacité calorifique

En mesurant la pente de la courbe de la température en fonction du temps on pourra déterminer la puissance dissipée. Le point délicat reste cependant la détermination de la capacité calorifique du matériau.

Pour mesurer la capacité calorifique du matériau étudié on applique une puissance électrique continue et connue qui se dissipe par effet Joule dans l'échantillon puis on mesure l'élévation de la température et on retrouve Cp

$$C_p = \frac{\langle P \rangle}{m \frac{\partial T}{\partial t}} \quad (20)$$

L'échantillon de ferrite 3E27 utilisé a une longueur effective de 69.8 mm. La procédure expérimentale est montrée dans la figure (6). Les deux extrémités métallisées de la section carrée du circuit I sont reliés à un générateur de courant DC, le courant injecté et la tension résultante sont mesurés en utilisant deux multimètres. L'ohmmètre est connecté à un ordinateur qui convertit la résistance mesurée en température en fonction du temps.

Ainsi la valeur mesurée de la capacité calorifique est de 760 J/K/kg

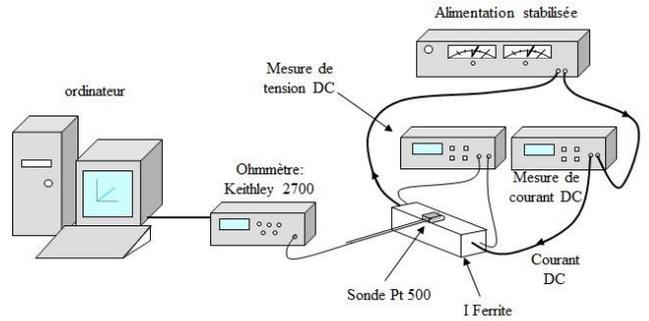


Figure 6 Banc de mesure de la capacité calorifique de l'échantillon de ferrite

3.5 Méthode 4fils

On utilise la méthode des 4 fils pour mesurer la résistance du matériau qui sera convertie en température. Pour cela le multimètre applique un certain courant pour mesurer la résistance à travers la sonde. L'ohmmètre mesure une résistance qu'on convertit en température en utilisant l'équation suivante:

$$T = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R}{100} - 1 \right) \quad (21)$$

$$\alpha = 3.85 \times 10^{-3} \Omega/K \quad (22)$$

Où R est la résistance mesurée, α est le coefficient de résistance thermique de la sonde utilisée (Pt100). Avec un ohmmètre Keithley 2700 le calibre avec une résistance de 100 Ω est 1 k Ω . Cependant, dans ce cas le courant test est 1 mA et ainsi la puissance dissipée est 0.1 mW ce qui est assez élevé pour produire une élévation de température dans le matériau. Pour éviter cela on utilise un calibre de 10 k Ω . Le courant test chute à 0.1 mA et la puissance dissipée est diminuée par un facteur de 100 (1 μ W). Cependant la précision de mesure diminue. En effet la résolution de la mesure de la température suit l'équation suivante :

$$\Delta T = \frac{\Delta R}{100\alpha} \quad (23)$$

Ainsi, lorsque le calibre de l'ohmmètre passe de 1 kΩ ($\Delta R = 1m\Omega$) à 10 kΩ ($\Delta R = 10m\Omega$), l'incertitude ΔT est augmenté par un facteur de 10 (0.1 mK à 1K).

On a choisi donc un compris entre le niveau de l'élévation de température du matériau et la précision de mesure.

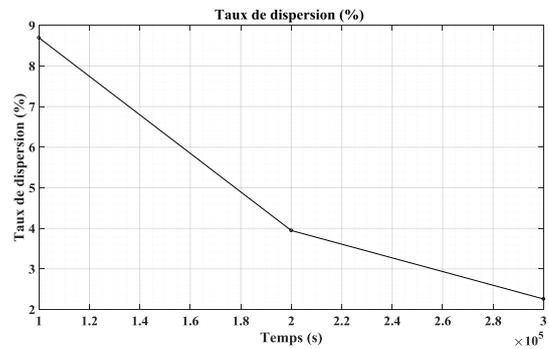
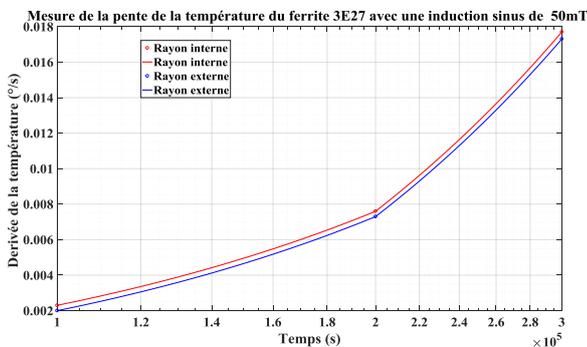
3.6 Réglages du dispositif experimental

Le protocole suivant est suivi :

- appliquer une certaine tension pour avoir l'induction voulue (50 mT en sinusoïdal ou triangle) pour une fréquence donnée ;
- laisser le matériau revenir à la température ambiante
- mettre l'échantillon sous vide et dans le noir pour éviter les pertes par rayonnement et par convection
- mesure la température de l'échantillon pendant 6 s sans appliquer une tension et pendant 6 autres secondes en appliquant la tension précédente.
- calculer pertes pour chaque fréquence donnée à partir de la pente de la température en fonction du temps

3.6.1 Homogénéité des pertes

La mesure étant faite localement, il convient de vérifier que cette mesure est représentative des pertes du noyau. Pour cela, nous avons mesuré la température pour le même échantillon en mettant la sonde sur le rayon externe et interne. La température sur le rayon interne est systématiquement légèrement supérieure, ce qui s'explique aisément par le fait que le rayon étant plus court, le champ est plus fort et donc les pertes également. Néanmoins cette différence est inférieure à 9% cela indique que la température est assez homogène pour ne pas mettre en cause la température.



3.6.2 Mesure de la température par deux sondes différentes

Afin d'exclure un éventuel biais lié à la sonde elle-même nous avons également utilisé une sonde Pt500.

La dispersion des mesures en utilisant les sondes est inférieure à 4%.

3.6.3 Cartographie thermique de l'échantillon de ferrite

Enfin à l'aide d'une caméra thermique, nous avons pu confirmer l'homogénéité de la température dans l'échantillon de ferrite 3E27 (figure 7).

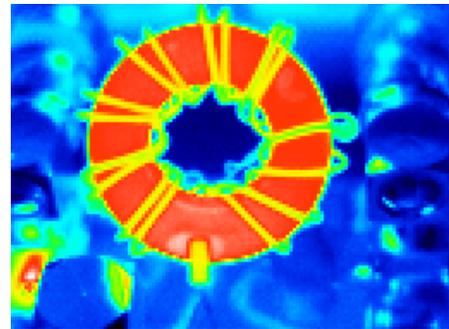


Figure 7 Cartographie thermique de l'échantillon de ferrite durant la mesure

4. RESULTATS

On utilise deux noyaux de ferrite 3E27 de formes différentes, un échantillon toroidal de dimensions 26×16×10 mm pour le rayon externe, interne et l'épaisseur, bobiné de 4 spires au primaire et au secondaire et un circuit UI, dont les dimensions sont 26×16×10mm pour la longueur, la largeur et l'épaisseur, respectivement, avec un bobinage primaire sur le U et un bobinage secondaire sur le I là où est collée la sonde.

En utilisant la méthode flux-métrique nous avons pu mesurer les cycles d'hystérésis pour des fréquences allant de 100 kHz à 400 kHz (figure 8).

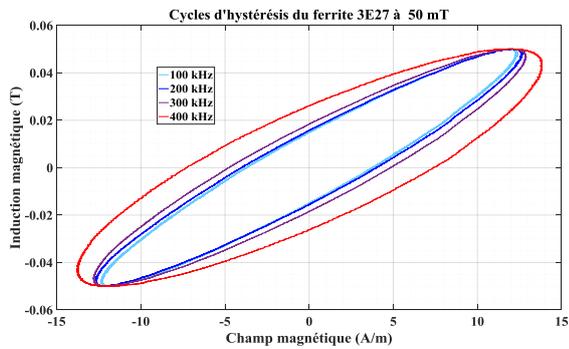


Figure 8 Cycles d'hystérésis du ferrite 3E27 26/16/10 pour une induction de 50 mT et des fréquences de 100 kHz à 400 kHz

Les figures 9 et 10 représentent les pertes magnétiques, mesurées par la méthode thermique et flux-métrique pour une induction crête de 50mT sinusoïdale et triangulaire, pour un échantillon de ferrite 3^E27, de circuit UI.

Les pertes mesurées suivent une évolution linéaire pour cette bande de fréquence, en effet dans cet intervalle les pertes représentent majoritairement les pertes par courant induits.

Les pertes mesurées par la méthode flux-métrique sont largement supérieures à celles mesurées par la méthode thermique avec un rapport de 2.4 que ce soit pour une induction sinusoïdale ou une induction triangulaire.

Les pertes pour une induction triangulaire sont inférieures à celles pour une induction sinusoïdale. (Figure 11).

Le rapport des pertes thermiques pour une induction triangulaire et sinusoïdale $\frac{W_{Btriang}}{W_{Bsinus}}$ est inférieur à 1. (Figure 12)

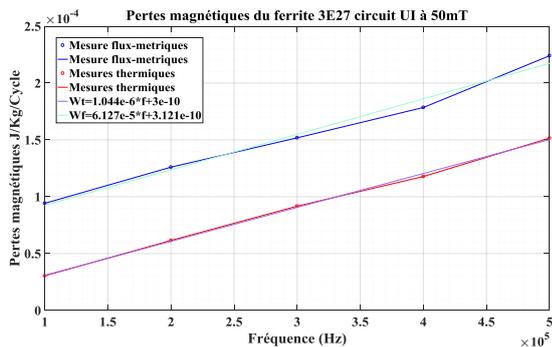


Figure 9 Pertes magnétiques mesurées par deux méthodes flux-métrique et thermique pour un échantillon de ferrite 3E27 circuit U 25*16 mm I 25*6 mm pour une induction sinusoïdale de 50 mT

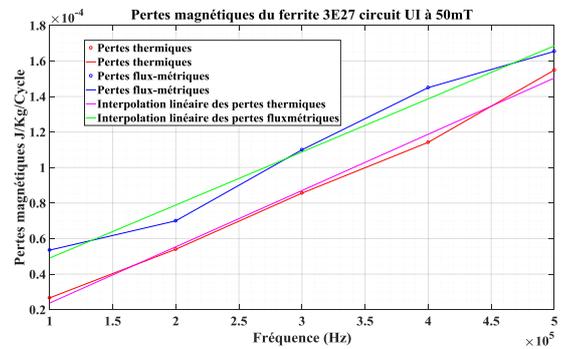


Figure 10 Pertes magnétiques mesurées par deux méthodes flux-métrique et thermique pour un échantillon de ferrite 3E27 circuit UI pour une induction triangulaire de 50 mT

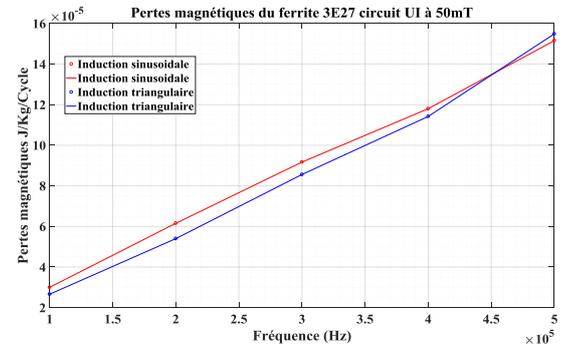


Figure 11 Comparaison des pertes thermiques pour une induction de 50mT sinusoïdale et triangulaire

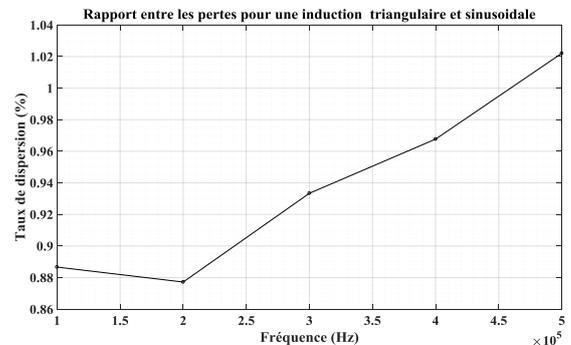


Figure 12 Rapport des pertes thermiques pour une induction triangulaire sur ceux d'une induction sinusoïdale

De la même façon, les pertes ont été mesurées pour un autre échantillon de ferrite toroidal de référence 3^E27.

On obtient la même tendance des pertes avec une légère différence due à la disparité des échantillons fournis du même fournisseur. En effet entre chaque échantillon il existe une divergence de 20 % sur la perméabilité relative donc une divergence sur les pertes.

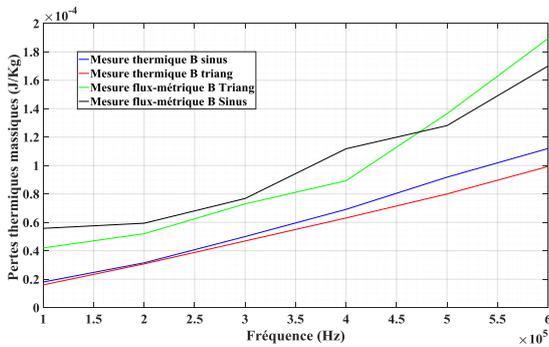


Figure 13 Pertes magnétiques du ferrite toroidale 3E27 mesurées par la méthode flux-métrique et calorimétrique pour une induction de 50mT

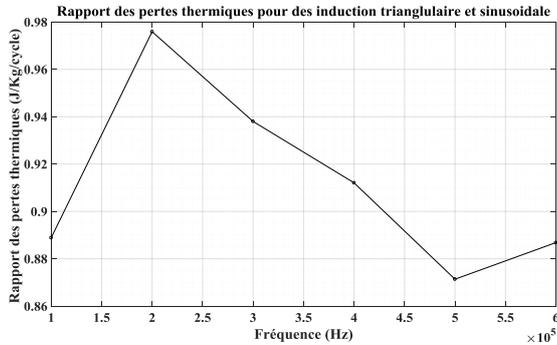


Figure 14 Rapport entre les pertes thermiques pour une induction triangulaire et ceux pour une induction sinusoidale

5. CONCLUSION

Dans cet article une méthode pour mesurer les pertes dans les ferrites a été présentée. Cette méthode permet de réduire les erreurs de mesure dues au déphasage des sondes de courant et de tension avec la fréquence. Le banc de mesure réalisé est calibré pour une température ambiante et pour des fréquences allant jusqu'à 1 MHz. Les pertes des ferrites 3E27 ont été mesurées en utilisant cette méthode et la méthode flux-métrique. La comparaison des deux méthodes indique une différence due aux limitations de la méthode flux-métrique. Cependant, malgré sa précision, la méthode calorimétrique demande beaucoup de temps car il faut revenir à la température ambiante après chaque mesure. Ainsi la méthode calorimétrique peut être utilisée comme une référence pour mesurer les pertes dans les ferrites, évaluer le déphasage instrumental dans la mesure flux-métrique et ainsi corriger la mesure.

6. REFERENCES

[1] V.Loyau, G.-Y.Wang, M.Lobue et F.Mazaleyrat, « An analysis of Mn-Zn ferrite microstructure by impedance spectroscopy, scanning transmission electron microscopy and energy dispersion spectrometry characterizations ». *Journal of Applied Physics*, vol. 111, no 5, p. 053928, Mars 2012.

[2] A.Furuya, Y.Uehara, K.Shimizu et al. «Magnetic Field Analysis for Dimensional Resonance in Mn-Zn Ferrite Toroidal Core and Comparison with Permeability Measurement». *IEEE Transactions on Magnetics*, 2017, vol. 53, no 11, p. 1-4, 2016.

[3] F.Fiorillo, C.Beatrice, O.Bottauscio, A.Manzin, ET M.Chiampi, « Approach to magnetic losses and their frequency dependence in Mn-Zn ferrites». *Applied physics letters*, vol.89, septembre 2006.

[4] F.Fiorillo, M.Coisson, C.Beatrice, et M.Pasquale, « Permeability and losses in ferrites from dc to the microwave regime». *Journal of Applied Physics*, vol.105, Mars 2009.

[5] F.Fiorillo, C.Beatrice, M.Coisson, et L.Zhemchuzhna "Loss and permeability dependence on temperature in soft ferrites". *IEEE Transactions on Magnetics*, vol.45, NO 10, Octobre 2009.

[6] F.Fiorillo, C.Beatrice, O.Bottauscio, et E.Carmi, « Eddy-current losses in Mn-Zn ferrites ». *IEEE Transactions on Magnetics*, vol.50, p1-9, 2014.

[7] F.Fiorillo et C.Beatrice, « A comprehensive approach to broadband characterization of soft ferrites ». *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol.48, p283-294, 2015.

[8] M.Lobue, V.Loyau, et F.Mazaleyrat, «Measurement of magnetic losses by thermal method applied to power ferrites at high level of induction and frequency». *Review of Scientific Instruments*, 2009, vol. 80, no 2, p. 024703

[9] M.Lobue, V.Loyau, et F.Mazaleyrat, « Analysis of volume distribution of power loss in ferrite cores ». *Journal of Applied Physics*, vol.109, Mars 2011.

[10] V.Loyau, M.Lobue et F.Mazaleyrat, « Comparison of Losses Measurement in a ferrite with two calorimetric methods». *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 46, no 2, p. 529-531, février 2010.