

Amélioration de la Convection Thermomagnétique par Ajout d'un Aimant Auxiliaire

Sleimane Nasser El Dine¹, Xavier Mininger¹, Caroline Nore²

¹GeePs, CNRS, CentraleSupélec, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Sorbonne Université, 91192 Gif-sur-Yvette, France

Sleimane.Nassereldine@geeps.centralesupelec.fr, Xavier.Mininger@geeps.centralesupelec.fr

²Université Paris-Saclay, CNRS, LIMSI, 91400 Orsay, France

Caroline.Nore@limsi.fr

RESUME – Ces travaux s'intéressent à la possibilité d'utiliser un ferrofluide pour l'évacuation de la chaleur liée aux pertes d'un système électromagnétique. Le système simple étudié ici est un solénoïde immergé dans un ferrofluide, auquel est ajouté un aimant en forme d'anneau entourant le dispositif. L'objectif principal est d'analyser dans quelle mesure l'addition du champ magnétique statique de l'aimant permet d'améliorer le transfert thermique. Les approches numérique et expérimentale pour l'étude de ce couplage entre magnétostatique, thermique et écoulement de fluide sont décrites. Le modèle numérique s'appuie sur la méthode des éléments finis en géométrie axisymétrique. Les résultats numériques et expérimentaux montrent que l'addition du champ de l'aimant à celui du solénoïde impacte la distribution des forces magnétiques. En conséquence, l'écoulement du ferrofluide autour du solénoïde est modifié, et l'évacuation de la chaleur peut dans certaines configurations être améliorée.

Mots-clés – Ferrofluide, convection thermomagnétique, refroidissement, méthode des éléments finis, force magnétique

1. INTRODUCTION

Afin de refroidir les transformateurs de puissance, ces derniers peuvent être plongés dans un bain d'huile améliorant l'évacuation de la chaleur due aux pertes du système. Des études ont montré que des huiles végétales naturelles ou synthétiques apparaissent comme une alternative prometteuse aux huiles minérales, dont la pérennité à moyen terme n'est pas assurée. Des chercheurs ont étudié l'impact de l'insertion de particules ferromagnétiques dans ces huiles végétales sur les performances du refroidissement, modifiées d'une part par le changement des propriétés du fluide, mais aussi par la présence d'une force magnétique s'appliquant sur les particules. Ces fluides magnétiques, appelés ferrofluides, sont donc des suspensions colloïdales de particules monodomaines ferromagnétiques, comme la magnétite, placées dans un liquide porteur non magnétique [1]. Un surfactant couvrant ces particules évite leur agglomération entre elles.

Sous l'action d'un champ magnétique extérieur, l'aimantation des particules en suspension dans le fluide s'aligne avec les lignes du champ. La force magnétique qui s'exerce sur ces particules a alors tendance à attirer vers le solénoïde les parties froides du ferrofluide, plus perméables au champ magnétique. En se rapprochant de la bobine, le fluide se réchauffe et son aimantation diminue. La dépendance entre la magnétisation du ferrofluide et le champ magnétique est exprimée par la théorie de Langevin pour un matériau magnétique linéaire :

$$\mathbf{M} = \chi(T)\mathbf{H}, \quad (1)$$

où $\mathbf{M}$ est la magnétisation du ferrofluide, T la température, et $\mathbf{H}$ le champ magnétique. χ est la susceptibilité magnétique du

ferrofluide et dépend de plusieurs paramètres :

$$\chi(T) = \frac{\phi\mu_0\pi d^3 M_{s,p}^2(T)}{18k_B T}, \quad \frac{M_{s,p}(T)}{M_0} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2)$$

où ϕ est la fraction volumique des particules magnétiques, μ_0 la perméabilité magnétique du vide, d le diamètre moyen des particules, $M_{s,p}(T)$ la magnétisation des particules dépendant de la température, k_B la constante de Boltzmann, M_0 la magnétisation des particules à la saturation et à 0K, et T_c la température de Curie du matériau magnétique (ferrite de cobalt pour cette étude). Une force magnétique s'ajoute alors à la force thermique de Boussinesq. Cette force magnétique peut être modélisée par l'expression de Kelvin qui, dans l'hypothèse où $\mathbf{M}$ et $\mathbf{H}$ sont colinéaires, peut se mettre sous la forme [2] :

$$\mathbf{F} = \mu_0(\chi(T) - \chi(T_0))\nabla \frac{H^2}{2}, \quad (3)$$

où $H = \|\mathbf{H}\|$, et $\chi(T_0)$ est la susceptibilité magnétique du ferrofluide à la température extérieure T_0 .

Cette force entraîne l'apparition d'une convection qui s'ajoute à la convection naturelle du fluide, et qui n'est présente qu'à la condition d'avoir la présence simultanée d'un gradient de champ magnétique et d'un gradient de température. Cette convection magnétothermique a pour conséquence une modification de l'écoulement autour du système électromagnétique qui peut, dans certaines configurations, améliorer le transfert thermique avec l'environnement. Ainsi, l'ajout d'une pompe mécanique pour faire circuler le fluide peut être évité.

L'étude proposée s'intéresse à l'impact de l'ajout d'un aimant annulaire placé à l'extérieur du dispositif sur le refroidissement. Différentes configurations ont été analysées à l'aide du modèle numérique avec, comme paramètres, la position de l'aimant et l'orientation de son aimantation rémanente [3]. La première partie de cet article présentera le dispositif expérimental et le modèle régissant le couplage multiphysique. Dans la deuxième partie, des mesures expérimentales seront comparées aux résultats de la simulation numérique pour valider l'apport de l'aimant dans le refroidissement du système.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET COUPLAGE MULTIPHYSIQUE

Le système étudié est un solénoïde en cuivre immergé dans un ferrofluide à base de ferrite de cobalt. Il est placé dans une cuve en aluminium, fermée par le dessus par un bouchon de PVC comme le montre la figure 1. Un aimant torique de section carrée est placé contre la cuve, pour étudier l'impact du champ extérieur fourni par ce dernier. Le ferrofluide utilisé est considéré comme étant un fluide Newtonien incompressible, homogène et continu.

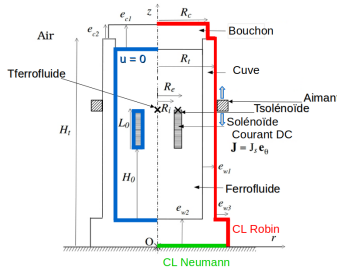


Fig. 1. Dispositif expérimental, hauteur de la cuve $H_t = 0,125\text{ m}$

Les équations de Navier-Stokes décrivant le mouvement du fluide s'expriment par :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \\ \rho_l \frac{D\mathbf{u}}{Dt} + \nabla p - \nabla \cdot \mathbf{e}(T, \mathbf{u}) = \rho_l \beta g(T - T_0) \mathbf{e}_z + \mathbf{F}, \end{cases} \quad (4)$$

où $\mathbf{u}$ est le vecteur vitesse, $\frac{D}{Dt}$ la dérivée matérielle, p la pression, $\mathbf{e}(T, \mathbf{u}) = \eta(T)(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)$ avec η la viscosité dynamique (variant en $\eta(T) = Af(\phi)\exp(BT^{-1})$ avec $A = 1,3 \times 10^{-6} \text{ Pa.s}$, $B = 3,1 \times 10^3 \text{ K}$ et $f(\phi)$ donné par le modèle de Rosensweig, voir [2], p. 105), ρ_l la densité, β le coefficient d'expansion thermique, et g l'accélération de pesanteur. Les deux termes à droite de l'équation de la quantité de mouvement sont respectivement la force de Boussinesq et la force magnétique.

Le transfert de chaleur dans le ferrofluide et avec le milieu extérieur est décrit par l'équation d'énergie :

$$\rho_l C_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + Q, \quad (5)$$

où C_p est la capacité calorifique à pression constante, λ la conductivité thermique et Q la source de chaleur volumique dissipée par effet Joule dans le cuivre et donnée par $\frac{1}{\sigma} J_s^2$ (où σ est la conductivité électrique du cuivre, et J_s la densité électrique dans le solénoïde).

Le champ magnétique appliqué est statique et la magnétisation du ferrofluide est supposée instantanément alignée avec le champ magnétique. Les équations de la magnétostatique sont données par :

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad \nabla \cdot (\mu \mathbf{H}) = 0, \quad \mu = \mu_0(1 + \chi(T_0)), \quad (6)$$

où $\mathbf{J} = J_s \mathbf{e}_\theta$ et μ est la perméabilité magnétique du ferrofluide. Pour le calcul numérique, une couche d'air est ajoutée autour de la cellule d'essai pour assurer la fermeture des lignes du champ magnétique. Le cylindre rempli de ferrofluide est isolé magnétiquement $\mathbf{H} \times \mathbf{n} = \mathbf{0}$ et une condition de non glissement $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ est appliquée sur les parois du domaine fluide. Thermiquement, une condition limite de type Robin est imposée sur les parois supérieure et latérale de la cuve, afin de modéliser le transfert de chaleur avec l'air ambiant :

$$-\lambda \nabla T \cdot \mathbf{n} = h(T - T_0), \quad (7)$$

où h est le coefficient d'échange thermique et $\mathbf{n}$ le vecteur unitaire sortant et normal à la cuve. Une condition de type Neumann homogène est appliquée sur la frontière inférieure de la cuve $\partial_z T = 0$. Les conditions initiales sont $\mathbf{u} = \mathbf{0}$, $T = T_0$, et $\mathbf{H} = \mathbf{0}$.

3. RÉSULTATS ET COMPARAISON

Plusieurs configurations de position d'aimant et d'orientation de son aimantation rémanente ont alors été modélisées, et cette

partie présente la solution qui semble la plus intéressante pour le processus de refroidissement. Un aimant annulaire ($\Phi 140 \times 63 \times 17 \text{ mm}$) ayant une induction rémanente axiale $B_z = 0,2 \text{ T}$ est ainsi placé contre la cuve à une hauteur optimisée à $0,065 \text{ m}$ de la hauteur totale de la cuve. Deux thermocouples sont utilisés pour mesurer la température à la surface du solénoïde et dans le fluide, la température ambiante étant $T_0 = 288 \text{ K}$. En parallèle de la partie expérimentale, un calcul numérique a été lancé pour enregistrer les évolutions de la température aux mêmes points de mesure. Les résultats des deux tests sont présentés ci-dessous :

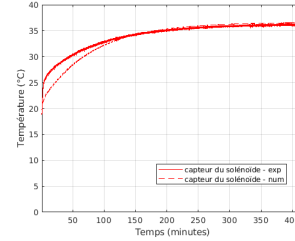


Fig. 2. Températures au niveau du solénoïde, $B_z = -0,2 \text{ T}$

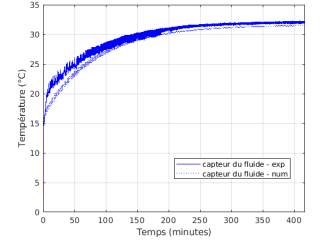


Fig. 3. Températures au niveau du fluide, $B_z = -0,2 \text{ T}$

Une différence de constante de temps en régime transitoire est observée, avec un temps de diffusion thermique plus rapide en expérimental qu'en numérique. Les températures en régime permanent sont par contre très proches pour les deux points de mesure. Pour évaluer l'impact des aimants auxiliaires sur le processus de refroidissement, deux essais expérimentaux ont été comparés : le premier en présence de l'aimant axial, et l'autre en absence de ce dernier. Les courbes de température figurent ci-dessous :

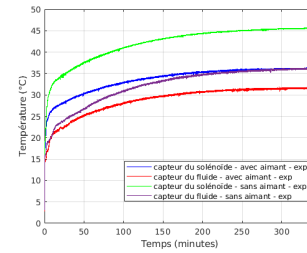


Fig. 4. Comparaison avec/sans aimant axial

On remarque que, dans le cas où l'aimant axial est présent, la température de surface du solénoïde est diminuée de 9 K environ. Ceci s'explique par l'intensification des flux magnétiques dans le ferrofluide, ce qui amplifie l'amplitude de la force magnétique, et maximise l'écoulement du fluide autour du bobinage. Les échanges thermiques avec l'extérieur sont ainsi directement favorisés.

4. CONCLUSIONS

Des résultats numériques et expérimentaux ont montré que l'ajout d'un aimant peut modifier l'écoulement du ferrofluide autour du système électromagnétique, et renforcer ainsi son refroidissement à moindre coût.

5. RÉFÉRENCES

- [1] R. E. Rosensweig. Magnetic Fluids. *Annual Reviews of Fluid Mechanics*, 19 :437–463, 1987.
- [2] R. Zanella. *Thermomagnetic convection in ferrofluids : finite element approximation and application to transformer cooling*. PhD thesis, Université Paris Saclay, 2018.
- [3] S. Nasser El Dine, X. Mininger, C. Nore, R. Zanella, F. Bouillault, and J. Guermond. Impact of magnets on ferrofluid cooling process : Experimental and numerical approaches. *IEEE Transactions on Magnetics*, 56(1) :1–4, Jan 2020.