

# Simulation numérique 3D de l'intensification des échanges thermo-fluidiques dans un micro-canal d'échangeur thermique par micro-structuration des surfaces d'échange.

Mickaël PERRIN<sup>1</sup>, Thierry de LAROCHELAMBERT<sup>1\*</sup>, Yannick BAILLY<sup>1</sup>, Jean-Claude ROY<sup>1</sup>, Ali ISMAIL<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université Marie et Louis Pasteur, CNRS, Institut FEMTO-ST, UTBM, F-90000 Belfort, France

\* (auteur correspondant : [thierry.larochelambert@femto-st.fr](mailto:thierry.larochelambert@femto-st.fr))

**Résumé** – La micro-structuration des surfaces d'échange est une voie prometteuse pour assurer la densification des composants électroniques et des équipements énergétiques en intensifiant les échanges thermiques aux échelles micro- et millimétriques sans perdre en dissipation mécanique.

L'exploration théorique et la simulation numérique 3D de l'intensification des échanges thermo-fluidiques des surfaces de micro-échangeurs par distribution de cuvettes et protubérances sphériques alternées ont été menées au laboratoire avec le code CFD Ansys Fluent.

La variation des paramètres géométriques de micro-structuration a permis de montrer leur influence déterminante pour obtenir des facteurs de performance élevés par modification des écoulements.

## 1. Introduction

L'augmentation continue de la densification et des fréquences d'horloge des microprocesseurs et des mémoires, de la puissance volumique de l'électronique de puissance, et le déploiement des technologies vertes (co- & tri-génération, conversion énergétique, stockage électro-chimique) requièrent la miniaturisation et une efficacité accrues des micro-échangeurs de chaleur en y intensifiant fortement les transferts thermiques, sans pénaliser pour autant les gains de puissance thermique par l'élévation des puissances mécaniques d'écoulement.

La micro-structuration des surfaces d'échange est une voie prometteuse pour assurer cet objectif de manière passive [1]. Un micro-échangeur à parois micro-structurées par distribution de cuvettes et protubérances sphériques, conçu et testé au laboratoire, ayant montré une élévation significative de l'efficacité d'échangeur [2], une exploration théorique et numérique de l'intensification des échanges thermo-fluidiques par ce type de micro-structuration a été menée au laboratoire pour des dispositifs magnétocaloriques [3][4].

Après une brève revue de l'état de l'art sur les méthodes d'intensification des micro-échanges thermo-fluidiques et des performances associées (section 2), l'article décrit le modèle de micro-canal d'échangeur avec distribution de protubérances et de cuvettes sphériques (section 3), puis les grandeurs et paramètres adimensionnels des simulations numériques 3D réalisées avec le code CFD Ansys Fluent (section 4). L'étude paramétrique et l'interprétation physique de l'intensification des transferts thermo-fluidiques ainsi obtenue est conduite en section 5.

## 2. Intensification des échanges thermiques par micro-structuration

### 2.1. Recherches internationales récentes et objectifs de l'étude

Si la modification optimisée de la forme et de la distribution des micro-canaux par méthode structurale [5] est une voie aujourd'hui utilisée pour accroître les performances des mi-

cro-échangeurs compacts, la micro-structuration de surface des parois fait aussi l'objet de recherches continues depuis une vingtaine d'années pour y parvenir. Pour éviter le risque de contre-performance des micro-structurations par inserts générant des pertes de charge par fluide mort et turbulence [1], la technique de distribution surfacique de protubérances et/ou de cuvettes [6] – et plus généralement biomimétique [7] – présente l'avantage d'accroître les échanges thermiques bien plus que les pertes de charge. Les simulations numériques permettent désormais d'explorer de nombreuses variantes géométriques mais produisent des résultats parfois contradictoires ou difficiles à interpréter [6][8][9]. En règle générale, les cuvettes sont moins efficaces que les protubérances ; les protubérances et/ou cuvettes sont plus efficaces décalées qu'alignées dans la direction d'écoulement ; les parois opposées sont plus efficaces antisymétriques que symétriques ; la performance thermo-fluidique des micro-canaux semble augmenter avec le nombre de Reynolds, mais la dispersion des résultats selon les méthodes de simulation, la variété des configurations géométriques, la nature laminaire ou turbulente des écoulements rend difficile leur généralisation et la recherche de configurations optimales.

La présente étude se focalise par conséquent sur la simulation 3D par méthode des volumes finis (code de calcul Ansys Fluent) d'un micro-canal à parois micro-structurées antisymétriques à distribution de rangées alternées et décalées de protubérances et de cuvettes sphériques, traversé par un écoulement liquide laminaire incompressible. L'objectif est d'étudier la performance thermo-fluidique de la micro-structuration en variant la vitesse moyenne d'écoulement et le facteur géométrique principal de la distribution dans tout le domaine laminaire, pour en dégager des lois d'évolution et une possible structure optimale.

## 2.2. Facteur de performance d'intensification des échanges thermo-fluidiques

Les méthodes d'intensification des échangeurs thermiques pouvant produire simultanément l'augmentation recherchée des échanges thermiques et celle, indésirable, des pertes de charge, l'efficacité globale de la micro-structuration est mesurée par le *facteur de performance*  $FP$  d'intensification des échanges thermo-fluidiques, proposé par Webb et Eckert [10] :

$$FP = \frac{(Nu / Nu_0)}{(f / f_0)^{1/3}} \quad (1)$$

où  $Nu_0, f_0, Nu, f$  sont les nombres de Nusselt et les coefficients de frottement de l'écoulement dans le canal avant et après micro-structuration, respectivement. Il représente le *gain de conductance thermique*  $K/K_0$  du micro-canal à surface d'échange  $A$ , puissance mécanique dissipée  $\mathcal{P}$ , nombres de Reynolds  $Re$  et Prandtl  $Pr$  constants ( $\mathcal{P}/\mathcal{P}_0 = A/A_0 = Re/Re_0 = Pr/Pr_0 = 1$ ) :

$$\frac{K}{K_0} = \frac{(Nu / Nu_0)(\mathcal{P} / \mathcal{P}_0)^{1/3} (A / A_0)^{2/3}}{(Re / Re_0)(Pr / Pr_0)(f / f_0)^{1/3}} \quad (2)$$

## 3. Micro-canal micro-structuré par cuvettes et protubérances

### 3.1. Paramètres géométriques adimensionnels de la micro-structuration

Les deux parois actives du micro-canal (longueur  $L = 10$  mm, largeur  $W = 5$  mm, hauteur  $H = 0,5$  mm) sont uniformément chauffées sur leurs faces externes à travers leur épaisseur  $E = 0,5$  mm. Les parois latérales sont adiabatiques. La micro-structuration des deux surfaces actives est constituée de rangées alternées de protubérances – cuvettes générées par des sphères virtuelles de diamètre  $D = 0,5$  mm, distantes de  $P = 0,5$  mm, de sorte que leurs hauteurs ou profondeurs  $B$  peuvent varier entre 0 et 0,5 mm (Fig. 1).

Ces deux faces micro-structurées sont antisymétriques (protubérances et cuvettes de l'une en face des cuvettes et protubérances de l'autre), de sorte que la section droite  $S$  (mais pas le diamètre hydraulique  $D_h$  de passage du fluide caloporteur) reste constante tout au long du canal pour éviter les effets de pincement pouvant générer des pertes de charge supplémentaires (Fig. 2).

### 3.2. Choix des grandeurs adimensionnelles d'étude

Les grandeurs géométriques adimensionnelles du micro-canal sont rapportées à sa hauteur, soit  $W^* = W/H = 10$  ;  $L^* = L/H = 20$ ,  $D^* = D/H = 1$  ; le paramètre d'étude  $H^* = B/H$  peut varier de 0 à 1 et impose la valeur relative  $d^* = d/H$  du diamètre  $d = D [1 - (1 - 2B/D)^2]^{1/2}$  des protubérances – cuvettes sur les faces actives.

Les grandeurs physiques adimensionnelles du transfert thermo-fluidique sont les nombres de Reynolds de l'écoulement  $Re$ , de Nusselt  $Nu$  du micro-canal et de Prandtl  $Pr$  du fluide :

$$Re = \frac{U_m D_h}{\nu}, \quad Nu = \frac{h D_h}{k}, \quad Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu c_p}{k} \quad (3 \text{ a, b, c})$$

où  $U_m$  est la vitesse moyenne du fluide (eau, incompressible), et  $h$  le coefficient d'échange thermique global paroi – fluide, défini à partir de la température moyenne des deux parois  $T_{pm}$ , du flux thermique surfacique  $j$  et de la température de référence  $T_{réf} = (T_e + T_s)/2$  par :

$$h = \frac{j}{(T_{pm} - T_{réf})}, \quad (4)$$

( $T_e$  et  $T_s$  sont les températures moyennes d'entrée et de sortie du fluide dans le micro-canal).

## 4. Simulation numérique 3D des échanges thermo-fluidiques

### 4.1. Conditions aux limites et régime fluidique

Le volume d'ensemble de l'étude (Fig. 3) est structuré de la manière suivante :

- les plaques solides conductrices (gadolinium) inférieure et supérieure, micro-structurées sur leurs faces internes, constituent le canal. Le flux thermique surfacique  $j = 3,5 \times 10^5 \text{ W m}^{-2}$ , uniformément appliqué sur leurs faces externes, est élevé mais évite l'ébullition du fluide (eau) circulant dans le canal. Les quatre autres faces sont adiabatiques ;
- le volume fluide parallélépipédique, long de 20 mm, de même section que le canal et centré sur celui-ci. Les deux parties en amont et en aval de ce volume, qui débordent de 5 mm du canal, assurent la *continuité thermique avec le canal* et l'établissement du *régime dynamique établi du fluide avant son entrée dans le canal*, grâce à la condition générale de non-glissement du fluide sur toutes les parois et à l'absence d'échange thermique imposé sur ses quatre surfaces latérales. Les conditions de température  $T_0$  du fluide et de vitesse  $V_0$  imposées sur la face d'entrée en amont sont uniformes, et une pression relative nulle est imposée sur la face fluide de sortie, avec  $U_m = V_0$  (section d'écoulement constante) ;
- la symétrie du volume d'ensemble et des conditions aux limites par rapport au plan médian  $XY$  perpendiculaire aux plaques et parallèle à la direction  $X$  de l'écoulement est appliquée à toute la solution thermo-fluidique en régime laminaire, de sorte que les simulations sont effectuées sur la seule demi-largeur  $W/2$  de ce volume, avec une condition de Neumann  $\partial/\partial Z = 0$  sur le plan médian  $Z = 0$ .

## 4.2. Etude de sensibilité des maillages volumiques et surfaciques

Le maillage de l'ensemble du volume de calcul est déterminé par méthode des résidus en effectuant une étude de sensibilité basée sur cinq critères : nombre de divisions sur l'axe  $X$  des volumes fluides d'entrée, de sortie et du canal ; sur l'axe  $Y$  de l'épaisseur  $H$  du canal et  $E$  des plaques ; sur l'axe  $Z$  de la demi-largeur  $W/2$  du système. Dans le cas des plaques micro-structurées, les critères sont la taille maximale de maille dans le volume de calcul et sur les surfaces des calottes sphériques. Dans les deux cas, le maillage minimum au-delà duquel les résidus de calcul des pertes de charge n'évoluent plus est retenu (Tableau 1). Le maillage optimal du domaine de calcul est détaillé en Fig. 4 dans le cas des plaques micro-structurées.

Maillage du volume de calcul	zone	axe	divisions (nombre)	maille ( $\mu\text{m}$ )	éléments (nombre)
(canal lisse)	entrée/sortie fluide	X	40	125	468 000
	plaques	X	60	167	
	canal fluide	Y	60	8	
	plaques	Y	60	8	
	demi-largeur canal	Z	30	83	
(canal micro-structuré)	volume global			50	4 522 471
	calottes sphériques			20	

Tableau 1 : Maillage optimum retenu (cas du canal lisse et du canal micro-structuré)

## 4.3. Analyse des résultats de simulation

Les simulations numériques 3D sont conduites pour les canaux lisse et micro-structuré par incréments de 100 de  $Re$  de 100 à 2000, avec  $T_0 = 300$  K et  $V_0 = U_m = \mu Re / (\rho D_h)$  ; pour chaque valeur de  $Re$ , la rugosité relative  $B/H$  balaie la plage de 0,05 à 0,25 par pas de 0,05.

### 4.3.1. Intensification des échanges thermiques du canal micro-structuré

Le nombre de Nusselt du canal micro-structuré relativement à celui du canal lisse (Fig. 5) traduit une intensification des échanges thermiques et présente une augmentation monotone du rapport  $Nu^* = Nu/Nu_0$  avec  $Re$  et  $B^* = B/H$  dans toute la plage d'étude, atteignant 180 % pour  $B^* = 0,25$  à  $Re = 2000$ . Plus particulièrement,  $Nu^*$  croît très fortement aux faibles  $Re$  ( $Re < 500$ ) puis plus modérément à  $Re$  plus élevé ( $Re > 1000$ ) autour de  $B^* = 0,2$ . Les courbes  $Nu^*(Re, B^*)$  présentent un point d'inflexion pour  $B^* > 0,15$  entre ces deux plages de croissance, pouvant manifester un phénomène physique sous-jacent (cf. 5.2).

Les champs de flux surfaciques dissymétriques des plaques chauffées (Fig. 6) présentent un échange thermique maximal (vert) sur les premières protubérances d'entrée du fluide sur la plaque inférieure, qui s'atténue vers la sortie, les bords d'attaque des cuvettes se comportant au contraire comme des zones d'échange thermique faible tout comme les surfaces planes entre calottes sphériques. On observe une contribution majeure des bords d'attaque des protubérances et moins marquée des bords de fuite des cuvettes à l'échange thermique.

Le champ de température surfacique quant à lui (Fig. 7) montre l'efficacité très élevée du refroidissement de la plaque inférieure dès l'entrée du fluide froid, diminuant à mesure que le fluide s'échauffe dans le canal. L'efficacité de refroidissement des parois produite par la micro-structuration se traduit par une baisse importante de leur température (en particulier autour de  $Re \sim 500$ ) et une moindre élévation de température de l'eau en sortie de canal (Fig. 8).

#### 4.3.2. Pertes de charge du canal micro-structuré

Comme attendu, le coefficient de pertes de charge du micro-canal augmente légèrement avec  $B^*$  et  $Re$  (Fig. 9), mais dans des proportions nettement plus faibles que le nombre de Nusselt (augmentation maximale de 90 % pour  $B^* = 0,25$  à  $Re = 2000$ ). L'allure du graphe  $f^* = f/f_0(Re)$ , analogue à celle du graphe  $Nu^*(Re)$ , suggère un même mécanisme sous-jacent.

L'examen des lignes de courant (Fig. 10) montre leur ondulation entre les deux plaques antisymétriques, leur resserrement sur les protubérances et leur écartement dans les cuvettes où apparaissent des recirculations. Le mélange des lignes de courant, déjà visible à  $Re = 100$ , s'intensifie avec l'augmentation de  $Re$ , favorisant les brassages transverses suivant l'axe  $Z$ .

### 5. Facteur de performance d'intensification des échanges

#### 5.1. Etude paramétrique du facteur de performance

Les courbes paramétriques  $FP(Re, B^*)$  montrent que la micro-structuration est efficace dans toute la plage de  $Re$  et de rugosité relative  $B^*$  (Fig. 11). Elles présentent de manière accrue les mêmes caractéristiques que les courbes  $Nu^*(Re, B^*)$  et  $f^*(Re, B^*)$  : forte augmentation autour de  $B^* = 0,2$  aux faibles débits ( $Re < 500$ ) ; augmentation moindre mais régulière avec  $Re$  et  $B^*$  au-delà de  $B^* = 0,1$  ; apparition d'un point d'inflexion dans la plage  $500 < Re < 1000$  pour  $B^* \geq 0,2$ .

La performance de la micro-structuration proposée dans cette étude ( $FP$  dépasse 2 pour  $B^* = 0,25$  et  $Re > 1500$ , et dépasse 1,5 pour  $B^* \geq 0,15$  dans une très large plage de  $Re$ ) se situe dans le haut des performances des micro-structurations à bas Reynolds [11]. En tenant compte de l'accroissement de surface d'échange dû aux calottes sphériques dans l'Equation (2), nous pouvons définir un Facteur de Performance Majoré (*enhanced performance factor*) à surface d'échange projetée constante, par l'Equation (5) suivante :

$$FPM = FP(A/A_0)^{2/3}. \quad (5)$$

Le graphe  $FPM(Re, B^*)$  montre l'impact élevé de cette augmentation de surface (Fig. 12).

#### 5.2. Interprétation et analyse d'échelles

La modification des écoulements et l'évolution très marquée du nombre de Nusselt relatif  $Nu^*$  et des facteurs de performance  $FP$  et  $FPM$  avec l'augmentation de  $Re$  et  $B^*$  est liée aux *interactions entre échelles de transport des perturbations* engendrées par la disposition et la taille des calottes sphériques. Ces interactions peuvent favoriser le mélange des lignes de courant et l'amincissement des couches limites thermiques pariétales de manière plus ou moins marquée, selon le phasage entre le transport périodique longitudinal des perturbations thermiques entre calottes sphériques et les fluctuations transverses des propagations thermiques.

L'équation de transport des quantités de mouvement fluides normales aux parois conduit à l'échelle des fluctuations de vitesse  $V' \sim v/B$  et de temps de diffusion  $\tau \sim B^2/\nu \sim \delta_{th}^2/\alpha$  engendrées par les calottes sphériques, où  $\delta_{th} \sim B/Pr^{1/2}$  est l'échelle de perturbation thermique normale aux parois. Les perturbations thermiques, de vitesse caractéristique normale  $V'_{th} \sim v/\delta_{th}$ , sont diffusées avec un temps caractéristique  $\tau_{th} \sim \delta_{th}^2/\nu \sim B^2/(\nu Pr)$ . Ces perturbations, transportées par l'écoulement à la vitesse moyenne de l'écoulement  $U_m$ , sont amplifiées si elles transitent entre deux protubérances successives dans le même temps  $\tau_{th}$  (en phase), induisant une croissance maximum du transfert thermique autour de  $Re \sim Re_m$  d'après l'Equation (6) :



$$U_m \sim \frac{P\sqrt{3}}{\tau_{th}} \sim \frac{Pv\sqrt{3}}{B^2} Pr \Rightarrow Re_m \sim \frac{PD_h\sqrt{3}}{B^2} Pr, \quad (6)$$

puis un minimum de croissance (point d'inflexion) si elles transitent directement entre trois protubérances par-dessus la protubérance intermédiaire pour  $Re_i \sim 2 Re_m$ , avant une nouvelle augmentation de croissance, conformément aux courbes  $B^* = 0,15$  ( $Re_m \sim 980$ ,  $Re_i \sim 2000$ , non visible car en limite de plage laminaire  $Re_c = 2000$ ),  $0,2$  ( $Re_m \sim 550$ ,  $Re_i \sim 1100$ ), et  $0,25$  ( $Re_m \sim 350$ ,  $Re_i \sim 700$ ) en Fig. 11. La pente  $d(FPM)/d(Re)$  ne présente de maximum que si  $Re_m < Re_c$ , et donc une rugosité relative de micro-structuration minimale, Equation (7) :

$$B^* > \sqrt{\frac{PD_h\sqrt{3}}{Re_c H^2}} Pr \sim 0,105, \quad (7)$$

d'où la décroissance monotone de la pente  $d(FPM)/d(Re)$   $FPM$  à  $B^* = 0,1$  et  $0,05$ .

Les micro-échelles dynamique et thermique  $\delta'_v$  et  $\delta'_\theta$  de la *couche limite perturbée sur les protubérances* dérivent des équations de transport avec une distance caractéristique  $l \sim D_h$  pour  $B^* \leq 0,1$  puis  $l \sim P$  pour  $0,1 < B^* < 0,2$  puis  $l \sim B$  pour  $B^* \geq 0,2$  suivant la plage de  $Re$ , avec  $\delta'_\theta \sim \delta'_v/Pr^{1/3}$  et  $\delta'_v \sim (D_h l/Re)^{1/2}$ . La *perturbation* du coefficient de transfert thermique  $h' \sim k/\delta'_\theta$ , issue de l'équation de transfert thermique à la paroi, conduit à la *perturbation* du nombre de Nusselt  $Nu' \sim h'B/k \sim B/(D_h l)^{1/2} Pr^{1/3} Re^{1/2}$  se superposant au nombre  $Nu_0$  qui gouverne la couche limite en cours d'établissement, d'où une relation théorique générale possible de  $Nu^*$  exprimée par l'Equation (8) où  $C_{B^*,Re}$  est une constante différant selon les plages de  $B^*$  et  $Re$  étudiées précédemment), assez représentative des courbes  $Nu^*(Re, B^*)$  :

$$\frac{Nu}{Nu_0} \sim 1 + C_{B^*,Re} \frac{B}{\sqrt{D_h l}} Pr^{1/3} \sqrt{Re}. \quad (8)$$

## 6. Conclusions

La micro-structuration par distribution surfacique de protubérances et cuvettes sphériques alternées étudiée dans ces simulations numériques se révèle une technique très efficace pour intensifier les transferts thermiques de micro-échangeurs. Elle présente en effet un *facteur de performance FP* élevé croissant avec la profondeur relative  $B^*$  des calottes sphériques et le nombre de Reynolds, particulièrement intense autour de  $B^* \sim 0,2$  aux faibles valeurs de  $Re$ . Le *facteur de performance majoré FPM* proposé rend encore mieux compte de l'efficacité globale de cette technique intéressante car passive. De prochaines simulations (arrondi des calottes ; extension de  $B^*$  à  $0,5$  ; transition turbulente) devraient permettre d'élargir et d'approfondir l'étude, sans hypothèse de symétrie, pour optimiser la micro-structuration.

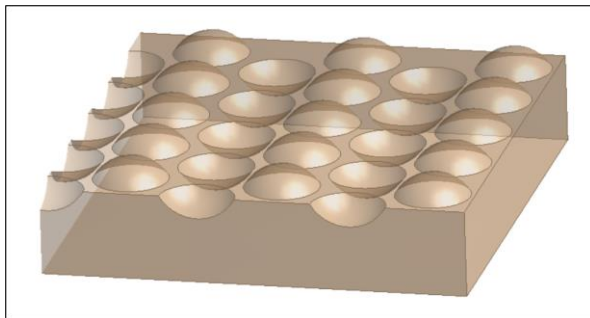


Figure 1 : Micro-structuration du micro-canal ( $B/H = 0,25$ )

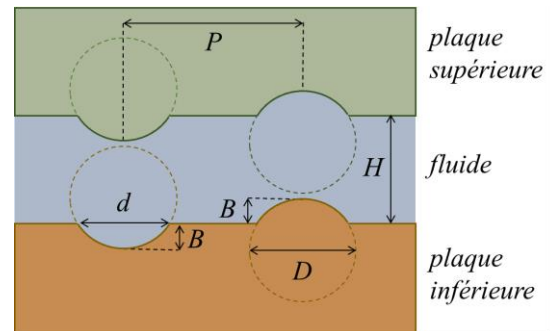


Figure 2 : Paramètres géométriques de micro-structuration

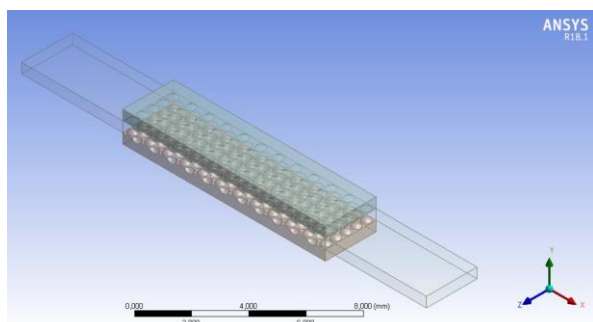


Figure 3 : Micro-structuration du micro-canal ( $B/H = 0,25$ )

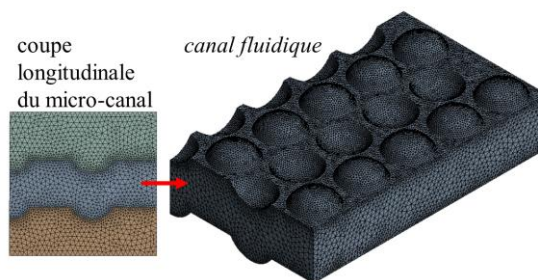


Figure 4 : Maillage optimal du micro-canal ( $B/H = 0,25$ )

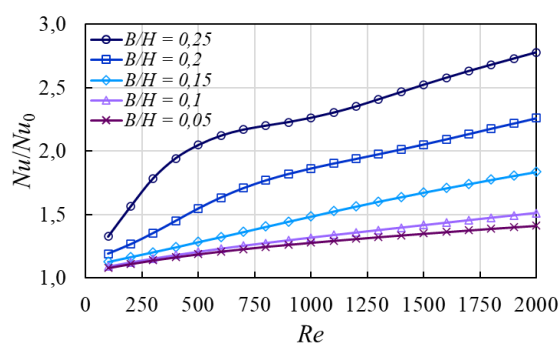


Figure 5 : Effet de la micro-structuration sur l'intensification des échanges thermiques

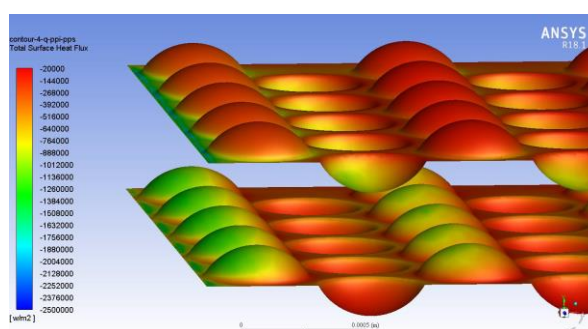


Figure 6 : Flux thermique surfacique d'entrée de canal micro-structuré ( $B/H = 0,25$ )

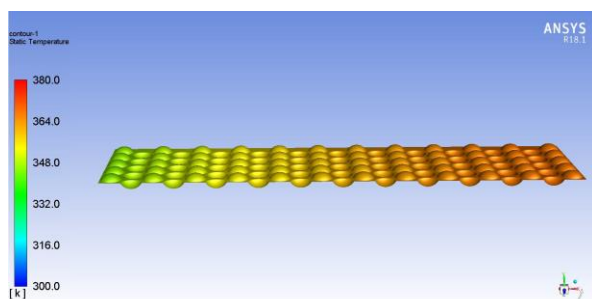


Figure 7 : Champ de température de paroi de plaque micro-structurée inférieure ( $B/H = 0,25$ )

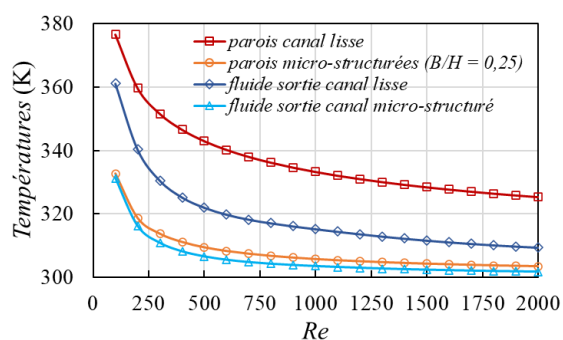


Figure 8 : Température moyenne des parois et du fluide sortant (cas  $B/H = 0$  et  $B/H = 0,25$ )

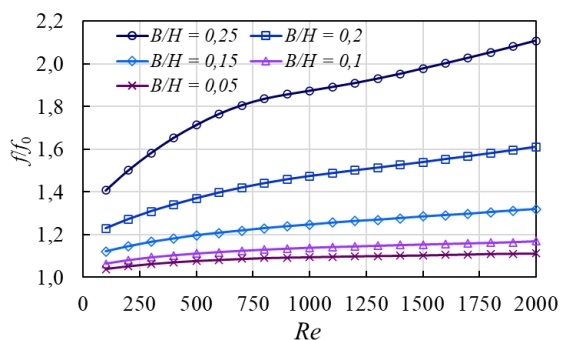


Figure 9 : Effet de la micro-structuration sur les pertes de charge du micro-canal

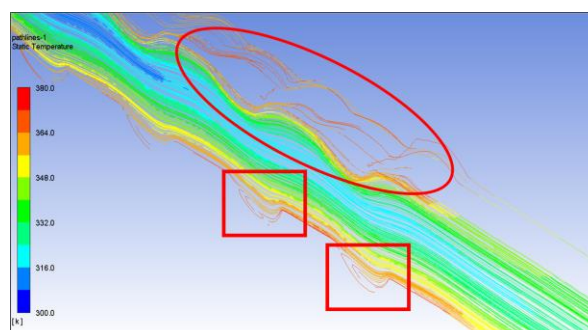


Figure 10 : Lignes de courant fluide entre protubérances et cuvettes ( $B/H = 0,25$  ;  $Re = 100$ )

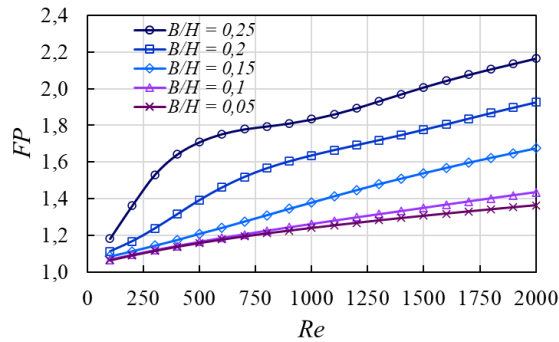


Figure 11 : Facteur de performance thermo-fluidique de la micro-structuration

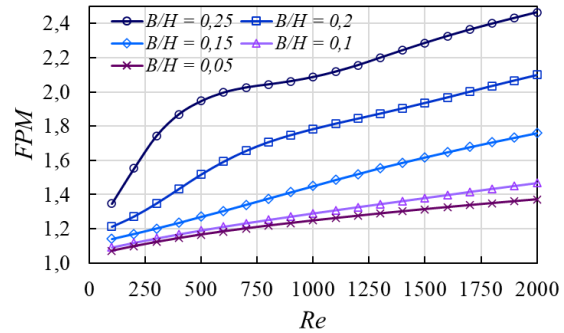


Figure 12 : Facteur de performance majoré de la micro-structuration

## Références

- [1] C. Wang, Q. Lu, Y. Liu, H. Huang, J. Sun. Progressive review of heat transfer enhancement technologies in 2010–2020, *Sustain. Energy Technol.*, 56 (2023), 103121.
- [2] A. Plait, T de Larochelambert, S. Giurgea, C. Espanet, Caractérisation d'un micro-échangeur de chaleur pour régénérateur magnétocalorique, 28<sup>ème</sup> Congrès Français de Thermique, 9-12 juin 2020, Belfort, France.
- [3] A. Ismail, M. Perrin, S. Giurgea, Y. Bailly, J.C. Roy, T. Barriere, Multiphysical and multidimensional modelling of Parallel-Plate active magnetic regenerator, *Appl. Energy*, 314 (2022) 118963.
- [4] A. Plait, T. de Larochelambert, S. Giurgea, C. Espanet, Experimental validation of a multiphysics modeling for a magnetocaloric bench, *Appl. Thermal Eng.*, 211 (2022) 118415.
- [5] Y. S. Muzychka, Constructal design of forced convection cooled microchannel heat sinks and heat exchangers, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48 (2005), 3119-3127.
- [6] M. Li, X. Chen, X. Ruan, Investigation of flow structure and heat transfer enhancement in rectangular channels with dimples and protrusions using large eddy simulation, *Int. J. Thermal Sci.*, 149 (2020), 106207.
- [7] P. Li, D. Guo, X. Huang, Heat transfer enhancement, entropy generation and temperature uniformity analyses of shark-skin bionic modified microchannel heat sink, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 146 (2020), 118846.
- [8] M. A. Elyyan, A. Rozati, D K. Tafti, Investigation of dimpled fins for heat transfer enhancement in compact heat exchangers, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 51 (2008), 2950–2966.
- [9] J. Lan, Y. Xie, D. Zhang, Flow and Heat Transfer in Micro-channels With Dimples and Protrusions, *ASME. J. Heat Transfer*, 134 (2012), 021901.
- [10] R. L. Webb, E. R. G. Eckert, Application of rough surfaces to heat exchanger design, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15 (1972), 1647-1658.
- [11] C. Wang, Q. Lu, Y. Liu, H. Huang, J. Sun, Progressive review of heat transfer enhancement technologies in 2010–2020, *Sust. Energy Technol. Assess.*, 56 (2023), 103121.

## Remerciements

Ce travail a été soutenu par le programme français “Investissements d’Avenir”, projet ISITE-BFC (Contract ANR-1S-IDEX-0003).