



## Transfert thermique au travers des mousses métalliques en hors équilibre thermique locale

Amal KACEM BENZID<sup>1</sup>, Fakhreddine S.OUESLATI<sup>2</sup> et Afif ELCAFSI<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université Tunis El Manar, Faculté des Sciences de Tunis (FST), LETTM

<sup>2</sup>Université de Carthage, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Carthage (ENICarthage), Tunis.

[amalkacem@yahoo.fr](mailto:amalkacem@yahoo.fr)

[fakhreddine.ouestlati@enicarthage.rnu.tn](mailto:fakhreddine.ouestlati@enicarthage.rnu.tn)

[afifkafsi@yahoo.fr](mailto:afifkafsi@yahoo.fr)

### Résumé :

Nous étudions numériquement la convection naturelle au travers des structures poreuse à savoir les mousses métalliques. Nous considérons une cavité cubique dont les parois verticales gauche et droite sont maintenues à température différentes tandis que les autres parois verticales ainsi que horizontales sont adiabatique et imperméables. Nous utilisons le modèle de Darcy-Brinkman pour décrire le mouvement de fluide au sein de la mousse métallique, et le modèle d'énergie à deux équations basées sur l'hors équilibre thermique locale est adopté pour représenter l'échange d'énergie entre les phases solide-fluide. La méthode de volume finis est utilisée pour la résolution numérique. Les résultats montrent que le transfert de chaleur dépend des plusieurs paramètres nous se limitons dans cette étude au rapport de conductivité thermique solide-fluide, porosité et Rayleigh poreux (combinaison du nombre de Darcy avec le nombre de Rayleigh Thermique). Les résultats obtenus sont discutés sous formes des isothermes et le nombre de Nusselt est utilisé pour quantifier la chaleur échangée.

### Mots clés :

Simulation numérique 3D- Mousse métallique- hors équilibre thermique locale- Transfert thermique

## 1. Introduction

Une large gamme d'applications scientifiques et d'ingénierie comme les échangeurs de chaleur, la construction de l'isolation thermique, les capteurs solaires, exige une compréhension détaillée de processus de transfert de chaleur convectif dans un milieu poreux. Plusieurs travaux ont été réalisés durant la dernière décennie sur l'intensification des transferts de chaleur par l'utilisation des milieux poreux. L'état de l'art a été très bien résumé dans les monographies par *Nield et Bejan [1]*, *Ingham et Pop [2.3]* et *Vafai [4]*. Au point de vue de l'énergie, il existe deux approches pour la modélisation théorique et numérique du transfert thermique au sein du milieu poreux : équilibre thermique locale et hors équilibre thermique locale. Dans le cas d'équilibre thermique locale, c.à.d. la différence de température entre la phase solide et fluide est négligeables et cependant une seule équation est nécessaire pour prédire le comportement du transfert thermique. Tandis que, en étudiant un problème dont la conductivité thermique entre les deux phases est importante, cette approche est inadéquate et l'asymptote de l'hors équilibre thermique doit être appliquée, selon cette asymptote les phases solide et fluide ne sont pas en équilibres thermique alors les deux phases ont deux températures différentes. Dans ce cas, deux équations d'énergie sont considérées pour décrire l'évolution de la température de ces deux phases c.à.d. traité les phases solide et fluide séparément.

Les travaux sur les milieux poreux sont apparus depuis plusieurs années, plus de 150 ans par *Kaviany [5]*, mais les travaux concernant les lois d'écoulement et le transfert de chaleur au travers les matériaux cellulaires à haute porosité sont très peu nombreux. Au cours des vingt dernières années, les phénomènes de transport dans les mousses métalliques ont commencé à avoir de l'importance et à susciter l'intérêt des plusieurs chercheurs. Les mousses métalliques font partie des milieux poreux fibreux consolidé et ils constituent une classe

de matériaux présentant des propriétés physiques, mécaniques, thermiques, électriques et acoustiques très intéressantes. On trouve ainsi sur le marché des mousses des différents types de métaux et d'alliage allant de l'aluminium à l'acier en passant par le Zinc, le cuivre et le nickel. Dans cette section, nous présentons l'essentiel des études disponibles dans la littérature et portant sur le transfert de chaleur dans les mousses métalliques. *Xu et al. [6]* ont étudié analytiquement le transfert de chaleur par convection forcée dans un tube rempli avec les mousses métalliques à cellules ouvertes. Les auteurs ont trouvé que lorsque la porosité augmente le nombre de Nusselt d'abord augmente progressivement puis diminue fortement ce qui implique qu'il existe une porosité optimale qui maximise le transfert thermique. Cependant, le nombre de Nusselt diminue d'une façon monotone avec l'augmentation de la densité des pores jusqu'à atteindre une valeur constante. Xu et al. ont signalé que lorsque la densité des pores augmente, l'effet de conduction locale est maintenu constant, mais l'effet convectif entre les phases solide et liquide est affaibli en raison de la diminution de la perméabilité. Cela signifie que l'augmentation de la densité des pores n'a pas d'influence sur les résistances thermiques conductrices de fluide et solide, mais peut conduire à l'augmentation de la résistance thermique convective. Généralement, avec la diminution de la porosité ou l'augmentation de la densité des pores, la perméabilité devient plus petite, ce qui augmente la résistance thermique convective locale dans la mousse. Cette équipe [7] a étudié aussi analytiquement le transfert de chaleur par convection forcée dans les mousses métalliques sandwichs à cellule ouverte et à haute porosité situés entre deux plaques parallèles infinies. Les auteurs ont trouvé que l'augmentation de la porosité améliore la différence de température entre les deux phases alors que le profil de la température est inchangé avec l'augmentation de la densité des pores. Le nombre de Nusselt augmente fortement avec la densité des pores jusqu'à atteindre une asymptote horizontale tandis que le transfert thermique diminue graduellement avec l'augmentation de la porosité, et cela est dû en fait que lorsque la porosité augmente, le diamètre de la fibre, la conductivité thermique effective et la surface spécifique diminuent. Les résultats montrent également que le nombre de Nusselt diminue lorsque  $k_f/k_s$  augmente. *Paek et al. [8]* ont effectué une étude expérimentale pour déterminer les propriétés thermo-physiques des mousses d'aluminium, en particulier, la conductivité thermique effective  $K_e$  et la perméabilité  $K$ . Ils ont conclu que  $K_e$  augmente avec la diminution de la porosité  $\epsilon$ , alors qu'aucun changement considérable n'est observé avec la variation de la taille de la cellule. La perméabilité  $K$  est influencée par la porosité et la taille de cellule. *Zhiguo Qu et al. [9]* ont étudié expérimentalement la convection naturelle au sein d'une mousse métallique de cuivre. Les résultats indiquent que l'augmentation de la porosité entraîne une augmentation de perméabilité ce qui conduit à la réduction de la conductivité. La diminution de la conductivité thermique effective tend à affaiblir le transfert de chaleur, ce qui révèle que la conduction à l'intérieur de la matrice solide domine le processus de transfert de chaleur. D'autre part, le nombre de Nusselt moyen diminue avec l'augmentation de la densité des pores qui aboutit à une traînée de forme supplémentaire afin de supprimer la convection naturelle à l'intérieur de la mousse. Autrement dit la mousse à faible densité de pores et faible porosité possède des performances du transfert de chaleur très élevées.

## 2. Formulation mathématique

### 2.1. Modèle physique et hypothèses simplificatrices

On propose d'étudier le phénomène de la convection naturelle d'un fluide binaire au travers une cavité cubique poreuse et imperméable. La géométrie du problème physique étudié est illustrée sur la figure 1. Les équations de conservation sont soumises sous les conditions suivantes : Les frontières verticales, sont maintenues isothermes (à des températures différentes afin d'assurer un gradient thermique). La paroi gauche est à température chaude  $T_c$  et celle de droite à une température froide  $T_f$  avec ( $T_c > T_f$ ), alors que les autres parois verticales ainsi que horizontales sont adiabatiques.

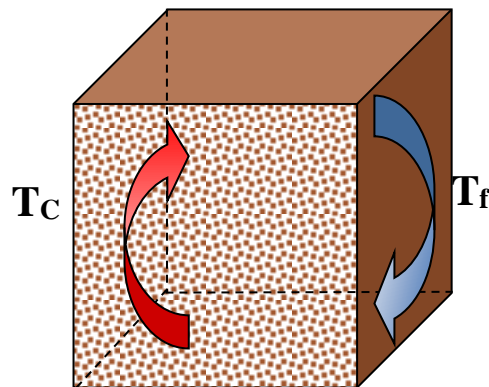


Figure 1 : Modèle physique étudié

Pour rendre possible la résolution de notre problème physique, Il est nécessaire d'introduire un certain nombre des hypothèses simplificatrices au niveau de la modélisation, afin d'établir un modèle mathématique simple qui décrit la physique de ce problème. Nous nous limitons donc aux hypothèses classiques couramment retenues dans les études de transfert thermique au travers les structures poreuses :

**H<sub>1</sub>** : Le fluide binaire saturant le milieu poreux est newtonien et incompressible.

**H<sub>2</sub>** : L'écoulement engendré est laminaire, transitoire et tridimensionnelle.

**H<sub>3</sub>** : La matrice poreuse est isotrope, homogène.

**H<sub>4</sub>** : Les particules solides et fluides sont en hors équilibre thermique.

**H<sub>5</sub>** : L'anisotropie en perméabilité du milieu poreux n'est pas prise en considération.

**H<sub>6</sub>** : L'approximation de Boussinesq est prise en compte : Les différentes propriétés thermo-physique du fluide sont indépendantes des écarts de la température à l'exception de la masse volumique au niveau du terme de la poussée d'Archimède (terme moteur de la convection) dans l'équation de quantité de mouvement qui dépend linéairement de la température, ce qui se traduit par

$$\rho(T.C) = \rho_0 (1 - \beta_T (T - T_0)) \quad (1)$$

On définit les grandeurs adimensionnelles indiquées dans le tableau 1 :

Tableau 1 : Les variables adimensionnelles

Grandeur	Expression
Coordonnées spatiales	$(x, y, z) = \frac{x^* \cdot y^* \cdot z^*}{L_0} = \frac{x^* \cdot y^* \cdot z^*}{H}$
Vitesse	$(u, v, w) = \frac{u^* \cdot v^* \cdot w^*}{V_0} = \frac{u^* \cdot v^* \cdot w^*}{\alpha/H}$
Pression	$P = \frac{P^*}{P_0} = \frac{P^*}{\rho V_0} = \frac{P^*}{\rho(\alpha/H)}$
Temps	$t = \frac{t^*}{t_0} = \frac{t^*}{(H/V_0)} = \frac{t^*}{(H/\frac{\alpha}{H})}$
Température	$T = \frac{T^* - T_0}{T_c - T_f}$

La formulation de Darcy-Brinkman est adoptée dans notre étude. Utilisant les hypothèses mentionnées ci-dessus dans les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, les équations de conservation adimensionnelle gouvernantes sont définies comme suit :

❖ Equation de conservation de masse :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

❖ Equation de conservation de quantité de mouvement :

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon^2} (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla P + Pr \left( -\frac{\vec{V}}{Da} + \nabla^2 \vec{V} + Ra.T.\vec{k} \right) \quad (3)$$

❖ Equation de conservation de l'énergie :

➤ Phase solide :

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \tilde{\alpha} \left[ \nabla^2 T_s + \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \frac{Bi}{\tilde{\lambda}} (T_f - T_s) \right] \quad (4)$$

➤ Phase fluide :

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \left( u \frac{\partial T_f}{\partial x} + v \frac{\partial T_f}{\partial y} + w \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) = \left[ \nabla^2 T_f + Bi (T_s - T_f) \right] \quad (5)$$

Les paramètres adimensionnels caractérisant l'écoulement gèrent notre problème, sont le nombre de Darcy (**Da**), nombre de Prandtl (**Pr**), le nombre de Rayleigh (**Ra**), le nombre de Biot (**Bi**), rapport de conductivité thermique  $\tilde{\lambda}$ , rapport de diffusivité thermique  $\tilde{\alpha}$ .

### 3. Méthode numérique

Les équations de conservation (2) -(5) sont discrétisé en utilisant la méthode de volume finis introduite par Patankar [10] et le schéma QUICK est considéré pour déterminer la combinaison des flux diffusive et

convectif à travers les parois de chaque volume de contrôle. Vu la présence du couplage pression-vitesse, la résolution des équations des quantités du mouvement nécessite un traitement particulier, en fait il faut avoir un recours à un processus itératif, dans notre étude nous utilisons l'algorithme SIMPLE.

### 3.1. Validation du code de calcul

Le programme que nous avons élaboré pour résoudre les équations de base tant en milieu fluide qu'en milieu poreux a été validé en prenant comme référence certaines études disponibles dans la littérature. La validation de notre code de calcul a été réalisée pour une large gamme de paramètres dans deux situations différentes (milieu totalement fluide et milieu totalement poreux)

#### 3.1.1. Convection naturelle en milieu totalement fluide

Dans le tableau 2, nous présentons la chaleur transférée en milieu fluide pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh, Ra. Ces résultats sont comparés à ceux de **Z. Bocu [11]**

Tableau 2 : Comparaison de nos résultats avec ceux de [11] en milieu totalement fluide

Ra	Auteurs	Nu
10 <sup>3</sup>	Présent travail	1.071
	Z. Bocu et al. [11]	1.070
10 <sup>4</sup>	Présent travail	2.068
	Z. Bocu et al [11]	2.057
10 <sup>5</sup>	Présent travail	4.429
	Zerrin Bocu [11]	4.359

#### 3.1.2. Convection naturelle en milieu totalement poreux

Après la validation de notre code de calcul dans le cas du milieu fluide nous attaquons maintenant la validation dans une cavité cubique totalement poreuse. Dans le tableau 4 nous comparant nos résultats en utilisant le modèle de Darcy-Brinkman avec les résultats de **J. Kramer et al. [12]**, pour des nombres de Ra\* différents et une large gamme de Darcy Da variant de [10<sup>-6</sup>-10<sup>-1</sup>].

Tableau 4 : Validation de nos résultats en régime de Darcy-Brinkman

	Da	10 <sup>-1</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-6</sup>
Ra*=50	Présent travail	1.015	1.251	1.645	1.877	1.964	1.981
	J. Kramer et al. [12]	1.010	1.216	1.635	1.949	2.113	2.175
Ra*=200	Présent travail	1.179	2.143	3.416	4.406	4.856	4.949
	J. Kramer et al. [12]	1.132	2.029	3.341	4.496	5.168	5.456
Ra*=500	Présent travail	1.558	3.121	5.321	7.456	8.629	8.877
	J. Kramer et al. [12]	1.453	2.920	5.148	7.462	9.015	9.728

## 5. Résultat et discussion

### 5.1. Détermination de la perméabilité pour différentes porosités

La détermination de la perméabilité de l'écoulement **K** est calculée en utilisant le modèle linéaire de Darcy qui relie la vitesse à l'écart de pression :

Equation de Darcy :

$$\overline{V}^* = -\frac{K}{\mu} \nabla \langle P^* \rangle \quad (6)$$

En introduisant les variables suivant :

$$V_{ref} = V_0 ; P_{ref} = \rho V_0^2 ; x = \frac{x^*}{H} ; P = \frac{P^*}{P_{ref}} = \frac{P^*}{\rho V_0^2} ; V = \frac{V^*}{V_{ref}} = \frac{V^*}{V_0}$$

On aboutit à la forme adimensionnelle de l'équation (6) :

$$\bar{V} = -Da \cdot \text{Re} \nabla \langle P \rangle \quad (7)$$

Soit  $\text{Re}=1$  alors l'équation (7) s'écrit :

$$\bar{V} = -Da \cdot \nabla \langle P \rangle \rightarrow Da = -\frac{\bar{V}}{\nabla \langle P \rangle} = -\frac{V}{\Delta P} \quad (8)$$

On présente sur la figure 2 quelque structure de notre cavité cubique poreuse pour différente porosité

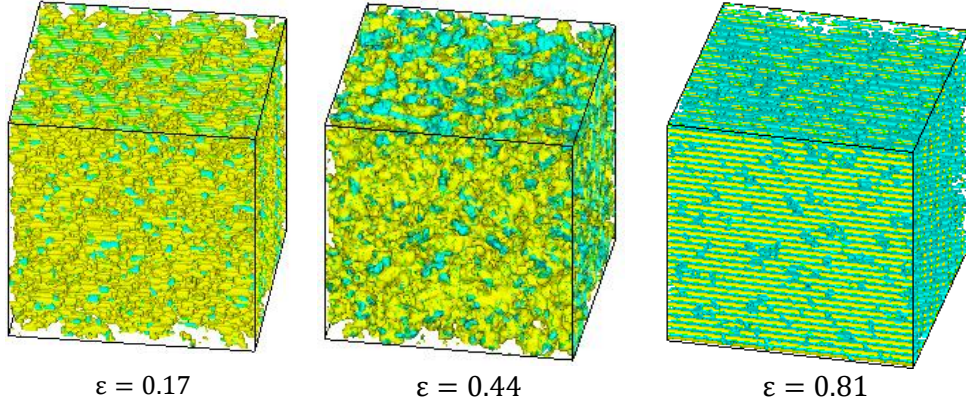
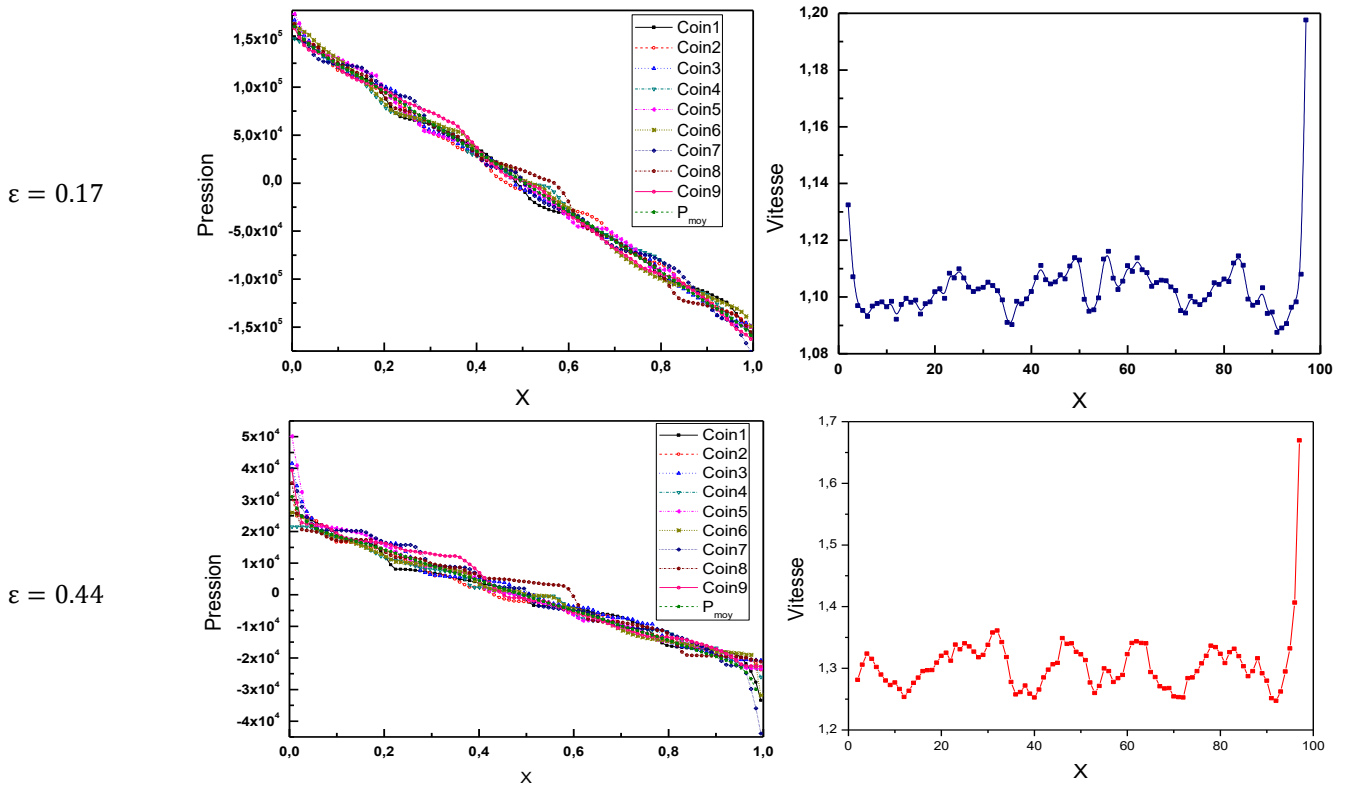


Figure 2 : structure des milieux poreux ayant différente porosité

Afin de calculer la perméabilité du milieu poreux nous traçons sur la figure 3 la vitesse et la pression pour les structures ci-dessus :



$\varepsilon = 0.81$

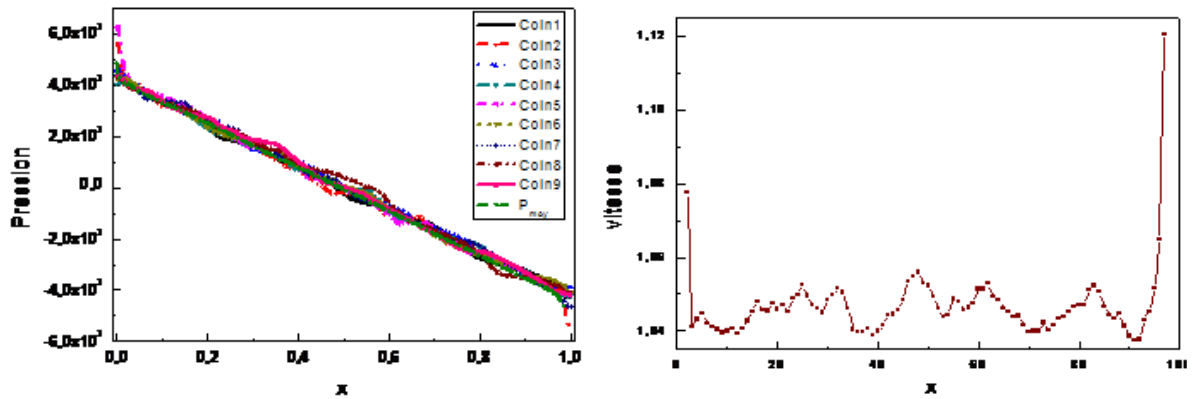


Figure 3 : Pression et vitesse de la cavité poreuse

A l'aide de ces courbes de pression de pression et de vitesse de la figure 3 on trouve les perméabilités de milieux ayant différentes porosités

$$K_{(\varepsilon=0.17)} = \frac{u}{\Delta P} = \frac{1.197}{163194.926 - (-158587.638)} = \frac{1.197}{321782.546} \rightarrow K_{(\varepsilon=0.17)} = 3.71 \times 10^{-6}$$

$$K_{(\varepsilon=0.44)} = \frac{u}{\Delta P} = \frac{1.66}{36788.171 - (-29970.582)} = \frac{1.66}{66758.753} \rightarrow K_{(\varepsilon=0.44)} = 2.5 \times 10^{-5}$$

$$K_{(\varepsilon=0.81)} = \frac{u}{\Delta P} = \frac{1.12}{4854.962 - (-4611.524)} = \frac{1.12}{9466.486} \rightarrow K_{(\varepsilon=0.81)} = 1.18 \times 10^{-4}$$

D'après ces calculs on remarque que l'augmentation de la porosité provoque une augmentation de la perméabilité du milieu.

## 5.2. Effet du nombre de Rapport de la conductivité sur le transfert thermique

Pour une mousse métallique de porosité  $\varepsilon = 0.81$ , nous varions le rapport du conductivité thermique  $R_\lambda$  sur une large gamme  $[1-10^3]$  pour un nombre de Rayleigh thermique fixé à  $10^5$

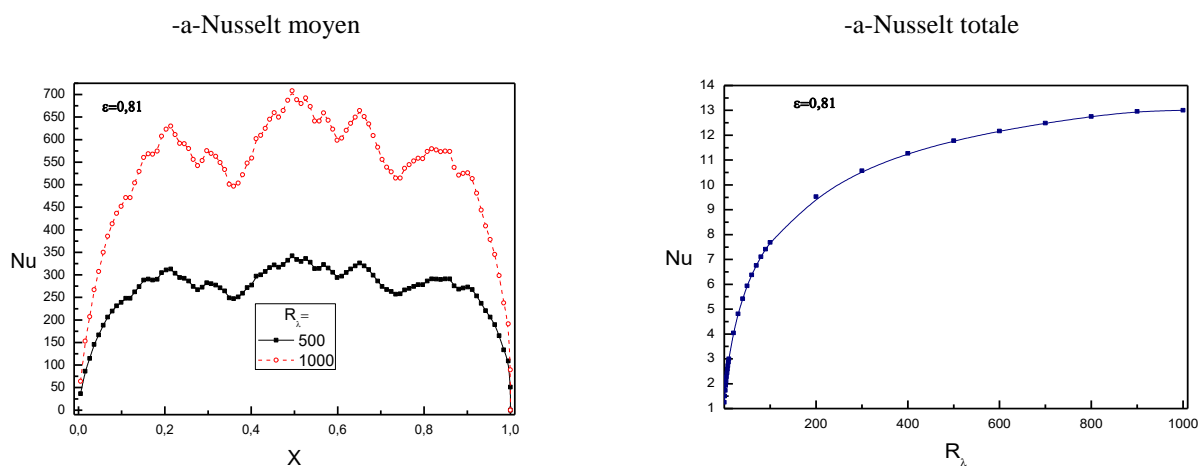


Figure 4 : variation du nombre de Nusselt en fonction de  $R_\lambda$

La figure 4 illustre l'évolution du nombre de Nusselt et le nombre de Nusselt moyen de chaque surface en fonction du rapport de conductivité thermique : cette figure révèle que l'augmentation du nombre du rapport de la conductivité thermique entraîne une augmentation du nombre de Nusselt en fait pour  $R_\lambda = 500$  le nombre de Nusselt moyen maximal est égale à 300 tandis que pour  $R_\lambda = 1000$  le nombre de Nusselt moyen maximal est

égale à 700, qui est bien illustré par la figure 5. Cette figure qui présente le champ thermique pour différentes  $R_\lambda$  révèle que les isothermes sont quasi verticales pour les faibles valeurs de  $R_\lambda$ . Au fur et à mesure que le rapport de la conductivité thermique augmente les isothermes sont de plus en plus déformées.

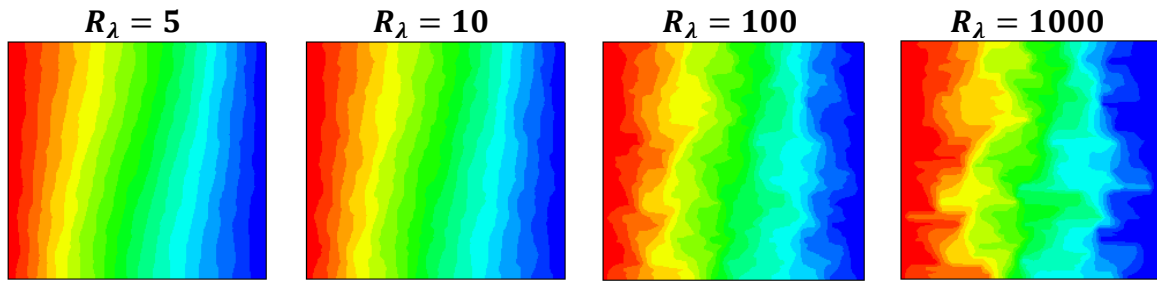


Figure 5 : Champ thermique pour différentes  $R_\lambda$  et  $Ra_T=10^5$

### 5.3. Effet du nombre de la porosité

Dans cette section on s'intéresse à l'étude de l'effet de la porosité sur le transfert de chaleur. La figure 6 traduit l'évolution du nombre de Nusselt en fonction de la porosité en fait la figure révèle que pour un rapport de conductivité thermique fixé à  $R_\lambda = 500$  l'augmentation de la porosité entraîne une diminution du transfert de chaleur autrement dit le nombre de Nusselt.

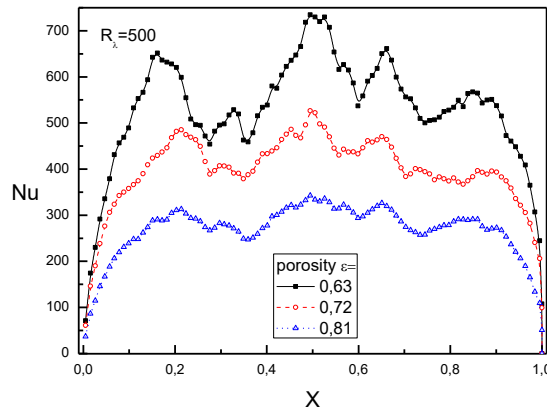


Figure 6 : évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction de la porosité  $\varepsilon$  et  $R_\lambda = 500$

Dans la figure 7 on trace l'évolution de Nusselt pour trois porosités  $\varepsilon = 0.63$ ,  $\varepsilon = 0.72$  et  $\varepsilon = 0.81$  en fonction de rapport de la conductivité thermique pour un nombre de Rayleigh thermique  $Ra_T=10^5$ . Cette figure montre que le nombre de Nusselt augmente en augmentant le rapport de la conductivité tandis que l'augmentation de la porosité provoque une diminution du nombre de Nusselt.

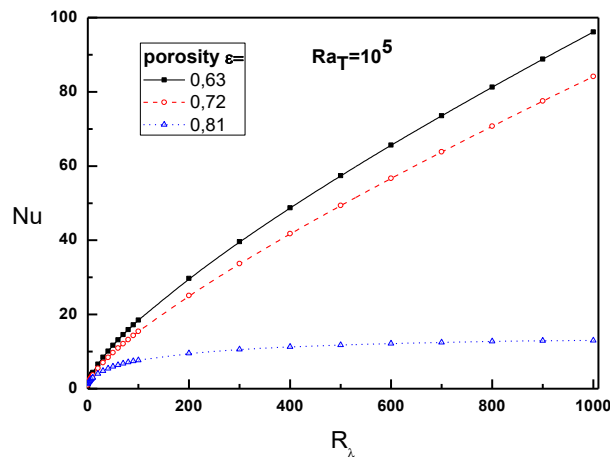


Figure 7 : évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction de la porosité  $\varepsilon$  et  $R_\lambda$

#### 5.4. Effet du nombre de Rayleigh poreux

Dans cette section on considère une cavité de mousse métallique de cuivre dont le rapport de conductivité thermique  $R_\lambda = 1.47733 \cdot 10^4$  de porosité  $\varepsilon = 0.44$ , et nous avons envisagé d'intensifier l'écoulement à travers la variation du nombre de Rayleigh poreux ( $Ra^*$ ) qui est la combinaison du nombre de Darcy et du Rayleigh thermique ( $Ra^* = Da \cdot Ra_T$ ) sur une large gamme [1.100].

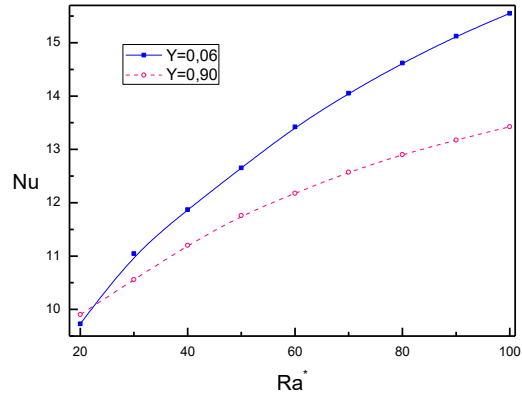


Figure 8 : évolution du nombre de Nusselt en fonction  $Ra^*$  pour  $R_\lambda = 1.47733 \cdot 10^4$

La figure 8 illustre l'effet du nombre de Rayleigh poreux sur le transfert de chaleur, nous avons considéré un rapport de conductivité thermique  $R_\lambda = 1.47733 \cdot 10^4$  pour une large gamme des nombres de Rayleigh poreux ( $Ra^*$ ) variant de 1 à 100. Les résultats montrent que En augmentant le nombre de Rayleigh poreux ( $Ra^*$ ) le nombre de Nusselt augmente progressivement qui est bien illustré par le champ thermique présenté sur la figure 9, à partir de champ thermique, on note que pour les faibles nombres de Rayleigh poreux ( $Ra^*=1$ ), les structures des isothermes sont parallèles aux parois verticales de la cavité poreuse. Pour les grandes valeurs du nombre de Rayleigh poreux ( $Ra^*$ ), les isothermes sont plus courbées, indiquant des gradients de température plus important

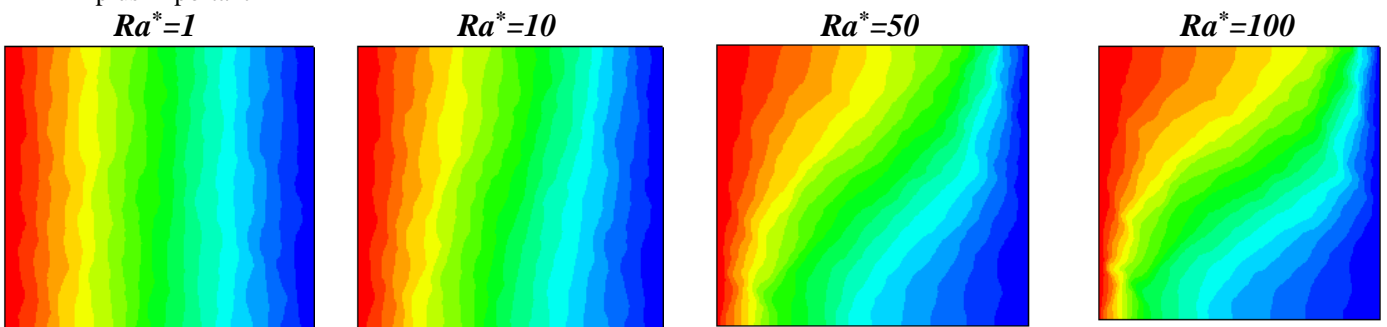


Figure 5 : les isothermes dans le plan médian vertical  $Y=0.5$

On trace sur la figure 10 l'évolution du nombre de Nusselt pour quelque nombre de  $Ra^*$ , cette figure révèle que les profils présentent deux pics au voisinage des parois qui augmente en augmentant le nombre de Rayleigh poreux, aussi le nombre de Nusselt diminue au centre de la cavité jusqu'à atteindre une valeur minimale diminuant en augmentant le nombre de  $Ra^*$ .



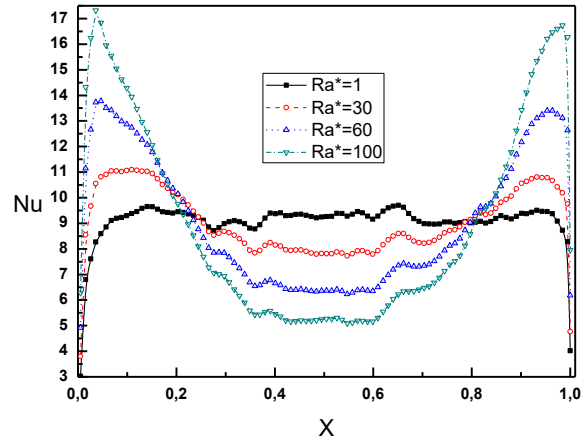


Figure 10 : évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction  $Ra^*$  pour  $R_\lambda = 1.47733 \cdot 10^4$

## Conclusion

Dans ce travail, nous avons réalisé une étude numérique de la convection naturelle dans une cavité cubique remplie en mousse métallique. Les parois verticales gauche et droite de l'enceinte sont soumises à des températures uniformes imposées alors que les autres parois verticales ainsi que horizontales sont adiabatiques et imperméables.

En se basant sur le modèle de Darcy-Brinkman et en tenant compte de l'approximation de Boussinesq, nous avons développé le modèle mathématique décrivant le phénomène de la convection naturelle au sein d'une mousse métallique. Le système d'équations gouvernantes le problème est résolu numériquement par un code de calcul en utilisant la méthode des volumes finis, puis nous avons testé le code de calcul en se basant sur des résultats de publications antérieures. Ce problème étudié est caractérisé par des paramètres de contrôle, qui sont le nombre de Darcy (Da), de Rayleigh poreux ( $Ra^*$ ), de la porosité( $\epsilon$ ), de Prandtl (Pr), de nombre de Biot (Bi), rapport de diffusivité thermique  $\tilde{\alpha}$  et rapport de conductivité thermique  $\tilde{\lambda}$ .

Le but de notre de travail est d'étudiés l'influence des nombres de Rayleigh poreux ( $Ra^*$ ), de la porosité( $\epsilon$ )et rapport de conductivité thermique  $\tilde{\lambda}$  sur le transfert de chaleur.

En premier lieu, notre étude a été focalisée sur la détermination de la perméabilité pour diverses porosités. Les résultats indiquent que l'augmentation de la porosité entraîne une augmentation de la perméabilité du milieu.

En second lieu, on a varié le rapport de la conductivité thermique et ce pour une large gamme  $1 < R_\lambda < 10^3$ . On note que, l'accroissement du rapport de la conductivité thermique entraîne un accroissement du transfert thermique.

Puis on a varié la porosité de la mousse métallique  $\epsilon = 0.63, 0.72, 0.81$ , les résultats numériques montrent que l'augmentation de la porosité entraîne une augmentation du transfert de chaleur.

Finalement nous étudions l'influence du nombre de Rayleigh poreux ( $Ra^*$ ) sur le transfert thermique, on constate que l'augmentation du transfert thermique est provoquée par l'augmentation du nombre de Rayleigh poreux. De plus les isothermes deviennent de plus en plus courbées en augmentant le nombre de  $Ra^*$ .

## Nomenclature(Times New Roman,10 pts, Gras, 2 colonnes)

Symbole	Nom, <i>unité</i>	K conductivité thermique
Bi	Nombre de Biot, $\frac{hS_{sp}H^2}{\epsilon k_f}$	$Ra^*$ Nombre de Rayleigh poreux thermique $Ra^* = Ra_T \cdot Da$ ,
Da	Nombre de Darcy, $K/H^2$	T température, K
g	Accélération de la pesanteur, $ms^{-2}$	H Côté de la cavité, m
Ra	Nombre de Rayleigh thermique $\frac{g\beta_T\Delta TH^3}{\nu\alpha}$ ,	

Nu	Nombre de Nusselt	Symboles grecs
P*	Pression motrice, $Kg\ m^{-1}s^{-1}$	$\alpha$ diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
P	Pression adimensionnelle	$\varepsilon$ porosité
Pr	Nombre de Prandtl $\nu/\alpha$ ,	$\tilde{\alpha} = \frac{\alpha_s}{\alpha_f}$ rapport de diffusivité
t	Temps adimensionnel,	$\tilde{\lambda} = \frac{\lambda_s}{\lambda_f}$ rapport de conductivité thermique
(u, v, w)	vitesse adimensionnelle,	$\beta_T$ Coefficient d'expansion thermique du fluide, $K^{-1}$
(x, y, z)	Coordonnées spatiales adimensionnelles,	Exposant, Indices
		H chaude
		C froide
		f fluide
		s solide
		* dimensionnelle
		0 référence

### Références :

- [1]: D.A. Nield, A. Bejan, Convection in Porous Media, *fourth ed.*, Springer, New York, 2013.
- [2]: D.B. Ingham, I. Pop, Transport Phenomena in Porous Media, *Elsevier*, Oxford, 2005.
- [3]: D.B. Ingham, I. Pop, Convective Heat Transfer: Mathematical and Computational Modelling of Viscous Fluids and Porous Media, *Pergamon, Oxford*, 2001.
- [4]: K. Vafai, Handbook of Porous Media, *second ed.*, Taylor and Francis, New York, 2005.
- [5] M. Kaviany: Principles of heat transfer in porous media, *Springer-Verlag, NY*, 1991
- [6] H.J. Xu, Z.G. Qu and W.Q. Tao, Analytical solution of forced convective heat transfer in tubes partially filled with metallic foam using the two-equation model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 54, Pages 3846–3855, 2011.
- [7] H.J. Xu, Z.G. Qu and W.Q. Tao, Thermal transport analysis in parallel-plate channel filled with open-celled metallic foams. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Volume 38, Pages 868–873, 2011.
- [8] J.W. Paek, B.H. Kang, S.Y. Kim, J.M. Hyun, Effective thermal conductivity and permeability of aluminum foam materials, *Int. J. Thermophys.* Volume 21, pages 453–463, 2000.
- [9] Z.o Qu, T. Wang, W. Tao and T. Lu, Experimental study of air natural convection on metallic foam-sintered plate. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Volume 38, pages 126–132, 2012.
- [10] S. V. Patankar: Numerical heat transfer and fluid flow. *Hemisphere, New York*, 1980.
- [11] Z. Bocu, Z. Altac: Laminar natural convection heat transfer and air flow in three-dimensional rectangular enclosures with pin arrays attached to hot wall. *Applied Thermal Engineering*, Volume 31, Page 3189-3195, 2011
- [12] J. Kramer, J. Ravnik, R. Jecl et L. Skerget, Simulation of 3D flow in porous media by boundary element method. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, Volume 35, pages 1256–1264, 2011.

25-27 Octobre 2017  
Monastir - Tunisie