

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOULOUD MAMMARI DE TIZI-OUZOU
FACULTE DE GENIE DE LA CONSTRUCTION
DEPARTEMENT DE GENIE-MECANIQUE



Mémoire



De Fin D'études
En vue de l'obtention du diplôme
De Master académique en Génie mécanique
Option : ENERGETIQUE

THEME

**ANALYSE NUMERIQUE DU TRANSFERT DE CHALEUR PAR
CONVECTION FORCEE D'UN NANOFLUIDE DANS UN
CANAL MUNI DE BLOCS POREUX EN PRESENCE D'UN FLUX
OSCILLATOIRE**

Dirigé par :

M^{me} HADOUCHE

Réalisé par :

AMEUR MADJID

BRAHAM REDHA

PROMOTION
2014/2015

REMERCIEMENTS

Nous tenons à exprimer nos sincères gratitudees à Mme. HADOUCHE pour sa grande disponibilité, son solide appui, ses conseils éclairés et ses encouragements sans cesse durant tous ces mois de travail.

Nos remerciements vont également aux membres du jury pour l'honneur qu'ils nous font en acceptant d'examiner et de juger notre travail.

Nous remercions aussi tous ceux et celles qui ont contribué de près ou de loin pour l'accomplissement de ce modeste travail.

Dédicaces

Nous dédions ce travail :

À nos familles, nos parents,

À nos amis,

À tous ceux qui nous ont aidé et soutenu.

Liste des Figures

Figure I.1 : Milieu poreux.

Figure I.2 : Milieu poreux non consolidé.

Figure I.3 : Milieu poreux consolidé.

Figure I.4 : Volume élémentaire représentatif (V.E.R.).

Figure I.5 : Définition schématique de la tortuosité.

Figure I.6 : Modèle série de la conductivité thermique effective.

Figure I.7 : Modèle parallèle de la conductivité thermique effective.

Figure I.8 : Nanoparticules sphériques [BAN/2005] ; Nanotubes de carbone [INT1].

Figure I.9 : Nombre de publications pour les dernières années.

Figure III.1 : Domaine physique étudié.

Figure IV.1 : Subdivision du domaine d'étude en volumes de contrôle.

Figure IV.2 : Maillage appliqué à notre domaine d'étude.

Figure IV.3 : Volume de contrôle représentatif.

Figure IV.4 : Position de l'interface.

Figure IV.5 : Représentation d'un maillage décalé.

Figure IV.6 : Volume de contrôle lié à U.

Figure IV.7 : Volume de contrôle lié à V.

Figure IV.8 : Volume de contrôle lié à P.

Figure V.1a : Variation temporelle sur un cycle du gradient de pression pour $Ri = 0$, $Da=10^{-4}$, $A = 0.75$ et $M = 5$ soit $St = 0.16$: trait plein (Kim et al. [42]) ; pointillés (présente étude).

Figure V.1b : Variation temporelle sur un cycle du gradient de pression pour $Ri = 0$, $Da=2.4 \times 10^{-2}$, $A = 0.75$ et $M = 3$ soit $St = 0.057$: trait plein (Kim et al. [42]) ; pointillés (présente étude).

Figure V.2: Evolution du nombre de Nusselt global moyenné sur une période avec la concentration volumique des nanoparticules pour $A=0.5$ et $St=0.5$: (a) $Da=10^{-3}$; (b) $Da=10^{-6}$.

Figure V.3 : Variation du rapport $\eta_{\langle \text{Nug} \rangle}$ avec la concentration volumique des nanoparticules pour $A=0.5$ et $St=0.5$: (a) $Da=10^{-3}$; (b) $Da=10^{-6}$.

Figure V.4: Variation du coefficient de frottement moyen avec la concentration volumique des nanoparticules pour $A=0.5$ et $St=0.5$: (a) $Da=10^{-3}$; (b) $Da=10^{-6}$.

Figure V.5 : Variation du rapport η_{fm} avec la concentration volumique des nanoparticules pour $A=0.5$ et $St=0.5$: (a) $Da=10^{-3}$; (b) $Da=10^{-6}$.

Figure V.6 : $\eta_{\langle \text{Nug} \rangle}$ fonction de η_{fm} pour différentes concentrations volumiques et divers types de nanoparticules pour $A=0.5$ et $St=0.5$: (a) $Da=10^{-3}$; (b) $Da=10^{-6}$.

Figure V.7 : Evolution du nombre de Nusselt global moyenné sur une période en fonction de l'amplitude d'oscillation pour différentes concentrations volumique des nanoparticules: $St = 0.5$ et $Da=10^{-3}$.

Figure V.8 : Evolution du rapport $\eta_{\langle \text{Nug} \rangle}$ en fonction de l'amplitude d'oscillation pour différentes concentrations volumique des nanoparticules : $St = 0.5$ et $Da=10^{-3}$.

Figure V.9 : Evolution du nombre de Nusselt global moyenné sur une période en fonction du nombre de Strouhal pour différentes concentrations volumique des nanoparticules : $A = 0.5$ et $Da=10^{-3}$.

Figure V.10 : Evolution du rapport $\eta_{\langle Nu_g \rangle}$ en fonction du nombre de Strouhal pour différentes concentrations volumique des nanoparticules : $St = 0.5$ et $Da=10^{-3}$.

Liste des Tableaux

Tableau I.1 : Domaines d'application des milieux poreux.

Tableau I.2 : Valeurs de porosité de quelques matériaux.

Tableau I.3 : Valeurs de perméabilité de quelques matériaux.

Tableau IV.1 : Différents termes des équations de conservation dans la région du fluide.

Tableau IV.2 : Différents termes des équations de conservation dans la région poreuse.

Tableau IV.3 : Quelques schémas d'interpolation existants.

Tableau IV.4 : Expressions des termes sources linéarisées pour les différentes équations dans la région poreuse.

Tableau V.1: Sensibilité du maillage pour le cas du canal totalement poreux pour des nanoparticules de type Cu : $St=0.5$, $\phi = 0.1$, $A=0.5$ et

$$Da = 10^{-6}.$$

Tableau V.2 : Propriétés thermophysiques du fluide de base et des différentes nanoparticules utilisées.

Nomenclature

A	Amplitude d'oscillation
C	Coefficient inertiel, εF
C_p	Capacité calorifique à pression constante, J/kgK
Da	Nombre de Darcy, K/H^2
f	Coefficient de frottement,
g	Gravité, m/s^2
h	Coefficient d'échange convectif, W/m^2K
h_p	Hauteur d'un bloc poreux, m
H	Hauteur du canal, m
k	Conductivité thermique, W/mK
K	Perméabilité, m^2
ℓ	Longueur du canal, m
N_b	Nombre de blocs
Nu	Nombre de Nusselt, hH / k_f
P	Pression, Pa
Pr	Nombre de Prandtl, $\mu_f C_{pf} / k_f$
q_0	Valeur moyenne du flux de chaleur au-dessous des blocs, W/m^2
R_{Cp}	Rapport des capacités calorifiques, $(\rho_e C_p)_{nf} / (\rho_e C_p)_f$
Re	Nombre de Reynolds, $\rho_f U_0 H / \mu_f$
R_k	Rapport des conductivités thermiques poreux – nanofluide
R_{knf}	Rapport des conductivités thermiques nanofluide – fluide de base
R_μ	Rapport des viscosités poreux – nanofluide
$R_{\mu nf}$	Rapport des viscosités nanofluide - fluide de base
$R_{\rho nf}$	Rapport des masses volumiques nanofluide – fluide de base
T^*	Période adimensionnelle d'oscillation, $1/St$
T_0	Température à l'entrée du canal, [°K]
U	Vitesse axiale, m/s
V	Vitesse transversale, m/s
w	Largeur d'un bloc poreux, m
X	Coordonnée axiale, m
Y	Coordonnée transversale, m

Symboles Grecques

ε	Porosité
ρ	Densité, kg/m ³
τ	Temps adimensionnel, tU_0/H
θ	Température adimensionnelle, $(T-T_e) / (q_0H/k_f)$
μ	Viscosité, kg/ms
η	Facteur d'amélioration du transfert de chaleur, $\langle Nu_g \rangle / Nu_{gsta}$
φ	Concentration volumique en nanoparticules

Indices

e	Entrée
eff	Effective
f	Fluide
g	Global
moy	Moyen
nf	Nanofluide
s	Sortie
sta	Non oscillatoire
p	Poreux

Sommaire

Introduction Générale	1
CHAPITRE -I-	
GENERALITES	
Introduction.....	3
I-1 Généralités sur les milieux poreux.....	3
I.1.1 Définition d'un milieu poreux.....	3
I.1.2 Domaines d'application des milieux poreux	5
I.1.3 Volume Elémentaire Représentatif (VER).....	5
I.1.4 Propriétés structurales d'un milieu poreux	6
I.1.4.1 La porosité	6
I.1.4.2 La perméabilité.....	8
I.1.4.3 La surface spécifique	8
I.1.4.4 La tortuosité	9
I.1.5 Caractéristiques thermo-physiques d'un milieu poreux	10
I.1.5.1 La conductivité thermique effective	10
I.1.5.2 La viscosité effective	11
I.1.6 Modèles d'écoulement dans les milieux poreux	12
I.1.6.1 Modèle de Darcy (1856).....	12
I.1.6.2 Modèle de Darcy-Forchheimer (1901).....	12
I.1.6.3 Modèle de Darcy-Brinkman (1947)	14
I.1.6.4 Modèle général ou modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer	14
I.1.7 Transfert de chaleur dans les milieux poreux	15
I-2 Généralités sur les nanofluides	16
I.2.1 Définition d'un nanofluide.....	16
I.2.2 Types des nanoparticules	17
I.2.3 Production des nanofluides et nanoparticules.....	18
I.2.4 Les études effectuées sur les nanofluides	18
I.2.5 Domaines d'applications des nanofluides	19
I.2.5.1 Refroidissement des systèmes thermiques.....	19

I.2.5.2 Refroidissement des systèmes électroniques	19
I.2.5.3 Refroidissement des systèmes militaires.....	20
I.2.5.4 Refroidissement des systèmes nucléaires.....	20
I.2.5.5 La biomédecine	20
I.2.5.6 D'autres applications	20
I.2.6 Propriétés thermophysiques des nanofluides.....	20
I.2.6.1 La masse volumique.....	21
I.2.6.2 La chaleur spécifique	21
I.2.6.3 Coefficient d'expansion volumique.....	22
I.2.6.4 La viscosité dynamique.....	22
I.2.6.5 La conductivité thermique.....	23
Conclusion	24

CHAPITRE -II- ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Introduction.....	25
II-1 Travaux en régime stationnaire	25
II-2 Travaux en régime oscillatoire.....	33
Conclusion	35

CHAPITRE -III- FORMULATION MATHEMATIQUE

Introduction.....	36
III-1 Domaine physique.....	36
III-2 Hypothèses.....	37
III-3 Equations gouvernantes.....	37
III.3.1 Equation de continuité	37
III.3.2 Equations de conservation de la quantité de mouvement	37
III.3.3 Equation d'énergie	38
III-4 Conditions aux limites.....	39
III.4.1 Conditions aux limites dynamiques.....	39
III.4.2 Conditions aux limites thermiques	40
III-5 Analyse dimensionnelle.....	40
III.5.1 Grandeurs adimensionnelles.....	40

III.5.2 Equations adimensionnelles	41
III.5.2.1 Equation de continuité	41
III.5.2.2 Equations de conservation de la quantité de mouvement	41
III.5.2.3 Equation d'énergie	42
III.5.3 Conditions limites	42
III.5.3.1 Conditions aux limites dynamiques	42
III.5.3.2 Conditions aux limites thermiques	43
III-6 Coefficient de frottement	43
III-7 Température moyenne	44
III-8 Nombre de Nusselt	44
Conclusion	46

CHAPITRE -VI- MODELISATION NUMERIQUE

Introduction	47
IV-1 Maillage	47
IV-2 Discrétisation des équations gouvernantes	48
VI.2.1 Discrétisation des équations de conservation	49
VI.2.2 Linéarisation du terme source	54
VI.2.3 Evaluation des propriétés thermo-physiques aux interfaces	55
VI.2.4 Discrétisation des équations de quantité de mouvement	56
VI.2.5 Algorithme SIMPLE	60
IV-3 Méthode de Résolution	60
IV-4 Méthode de relaxation	62
IV-5 Critère de convergence	63
Conclusion	63

CHAPITRE -V- RESULTATS ET DISCUSSIONS

Introduction.....	64
V.1 Sensibilité du maillage.....	64
V.2 Résolution temporelle.....	65
V.3 Validation du code de calcul.....	65
V.4 Résultats.....	66
V.4.1 Paramètres considérés.....	66
V.4.2 Effet du type des nanoparticules.....	66
V.4.3 Effet de l'amplitude d'oscillation.....	73
V.4.4 Effet de la fréquence d'oscillation.....	74
Conclusion.....	76
Conclusion générale.....	77

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Le transfert de chaleur au sein des fluides conduit à de nombreuses applications pratiques et industrielles, y compris dans le transport (les moteurs à combustion), l'approvisionnement en énergie, la climatisation, le refroidissement des composants électroniques etc...

Un écoulement oscillatoire peut être classé comme un écoulement pulsé (pulsating flow) ou un écoulement alternatif (reciprocating flow). Dans le premier cas, la composante oscillatoire de la vitesse est inférieure à la vitesse de l'écoulement moyen (pas d'inversion de la direction de l'écoulement). Dans le deuxième cas, l'amplitude des oscillations est supérieure à l'écoulement moyen (la direction de l'écoulement s'inverse périodiquement). L'ajout d'une composante purement oscillatoire à un écoulement moyen va affecter les épaisseurs des couches limites dynamique et thermique et par conséquent le transfert de chaleur. L'augmentation ou la réduction de l'échange thermique ont été reportées dans plusieurs études antérieures, et ce problème continue à être un important thème de recherche dans la littérature du fait qu'il est constaté dans de nombreux systèmes industriels et naturels tels le système circulatoire humain, l'écoulement dans un collecteur d'admission ou d'échappement d'un moteur à combustion interne, l'écoulement dans les conduites hydrauliques ou pneumatiques, la décharge d'une pompe à piston, le refroidissement des composants électroniques, etc...

L'intensité du transfert de chaleur dépend principalement de la conductivité et de la capacité thermique des fluides caloporteurs. Or il s'avère que la conductivité thermique d'un fluide non métallique est très faible et que l'ajout de particules nanométriques dans un fluide (appelé alors nanofluide) comme par exemple des particules d'oxyde métallique (oxyde de Cuivre (CuO), oxyde d'Aluminium(AlO), oxyde de Titanium (TiO), oxyde d'argent (AgO)...), ou des nanoparticules métalliques (Cuivre(Cu), l'Aluminium(Al), Titanium(Ti), argent(Ag)...)) dans l'eau, pourraient augmenter le transfert de chaleur par rapport au cas des fluides conventionnels (l'eau, l'huile, l'éthylène glycol) en modifiant de manière significative la conductivité thermique du fluide porteur.

Cette amélioration du transfert de chaleur fait donc des nanofluides une nouvelle technologie prometteuse dans le cadre des transferts thermiques, permettant d'améliorer les performances de divers systèmes thermiques.

Nous avons entrepris une simulation numérique de la convection forcée dans un canal muni de blocs poreux et soumis à un flux oscillatoire. Il s'agit d'analyser principalement les effets liés aux conditions aux limites (amplitude et fréquence d'oscillation), à l'écoulement (concentration volumique des nanoparticules et le type de nanofluides), ainsi qu'aux blocs (perméabilité) sur les caractéristiques de l'écoulement et du transfert de chaleur.

Cette présente étude est divisée en cinq chapitres, organisée de la manière suivante :

Le premier chapitre, présente des définitions et des notions fondamentales relatives aux nonofluides ainsi que la description des milieux poreux. Le second chapitre est consacré à la présentation d'une recherche bibliographique des principaux travaux publiés sur l'étude de la convection forcée, en présence des milieux poreux et les conditions aux limites périodiques, ainsi que ceux qui ont utilisé les nanofluides pour améliorer les performances des divers systèmes thermiques. Dans le troisième chapitre, nous allons poser le problème physique considéré sous forme d'équations de continuité, de quantité de mouvement et de conservation d'énergie tout en prenant en compte des hypothèses simplificatrices. Puis nous allons adopter la mise en forme adimensionnelle afin de mettre en considération quelques paramètres de contrôles. Le chapitre quatre constitue une l'explication détaillée sur le maillage et la méthode des volumes finis utilisée pour la discrétisation des équations et la modélisation numérique du problème. Dans le cinquième chapitre, après une étude de sensibilité du maillage et une confrontation avec des études antérieures, les résultats obtenus, seront présentés et discutés. Enfin, une conclusion générale viendra synthétiser l'ensemble du travail réalisé.

GENERALITES

Généralités

Introduction

Dans ce chapitre nous allons tout d'abord donner quelques définitions sur les différentes propriétés structurales et thermo-physiques relatives aux milieux poreux ainsi que les différents modèles utilisés pour décrire l'écoulement au sein de ces milieux. Nous présenterons ensuite des notions générales sur les nanofluides et leurs propriétés.

I.1 Généralités sur les milieux poreux

I.1.1 Définition d'un milieu poreux

Dans le catalogue des milieux divisés, les milieux poreux désignent des matériaux pour lesquels la phase solide, fortement imbriquée avec la phase fluide, est fixe. On trouve de nombreux matériaux naturels dans cette catégorie : les sols, les couches sédimentaires, la plupart des roches, ainsi que certains matériaux vivants. Certains matériaux artificiels requièrent d'être poreux soit dans le processus de fabrication soit dans leur finalité pour jouer un rôle de filtre ou apporter des propriétés macroscopiques particulières (conductivité thermique par exemple).

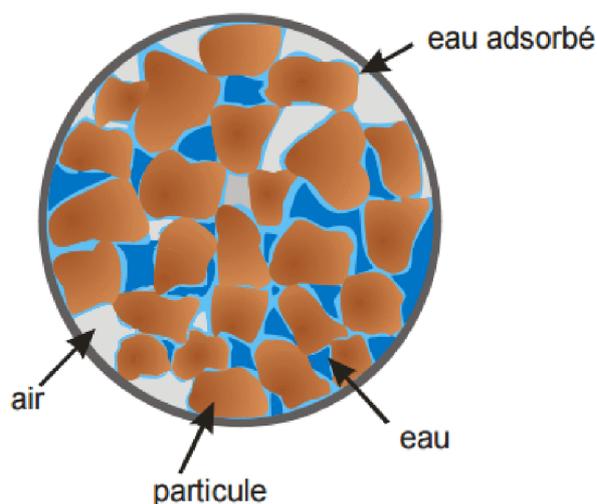


Figure I.1 : Milieu poreux

D'une manière générale, les milieux poreux sont définis par deux critères :

- le matériau doit contenir de petits espaces vides, appelés pores, délimités par une matrice solide;
- le matériau doit être perméable à un écoulement de fluide (gaz ou liquide).

Ces deux critères renvoient à deux caractéristiques essentielles d'un milieu poreux : la porosité — la fraction de vide — et la perméabilité — qui indique l'aptitude d'un milieu poreux à être traversé par un écoulement. Ces deux quantités sont des variables

macroscopiques, c'est-à-dire estimées sur un volume contenant de nombreuses entités microscopiques composant le matériau: les pores.

Un milieu poreux se présente généralement sous les deux formes suivantes :

- Milieu poreux non consolidé, dans lequel la phase solide est formée de grains non soudés entre eux (gravier, sable, billes, etc.), (figure I.2).
- Milieu poreux consolidé, dans lequel la phase solide est formée de grains cimentés (calcaire, grès, la céramique, etc.), (figure I.3).

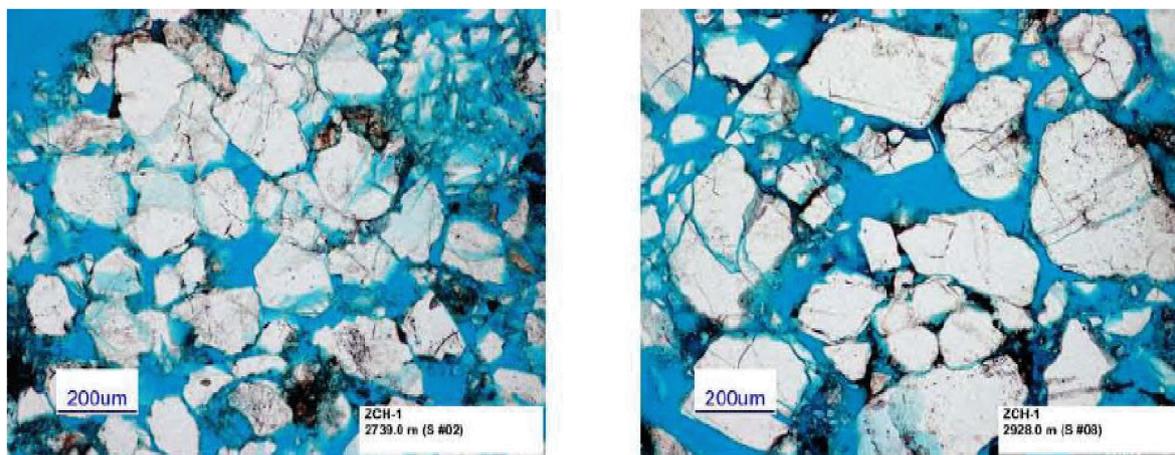


Figure I.2 : Milieu poreux non consolidé [1].

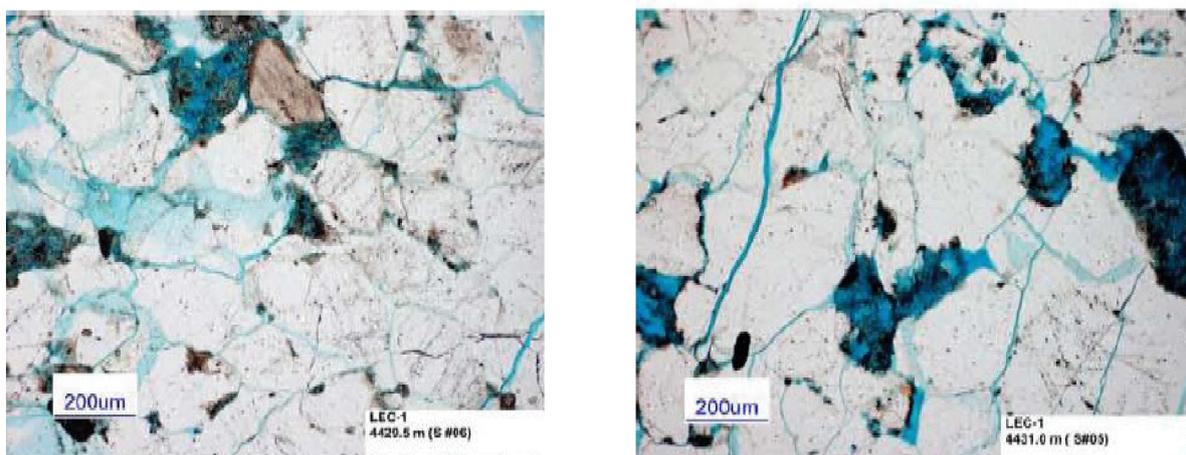


Figure I.3 : Milieu poreux consolidé [1].

I.1.2 Domaines d'application des milieux poreux

L'étude des milieux poreux est un domaine de recherche très actif ces dernières années. Cela est dû à la présence des milieux poreux dans plusieurs phénomènes naturels et processus industriels, dont voici quelques exemples d'application :

Domaine	Applications
Géologie	- Exploitation des gisements géothermiques - Migration des eaux et minéraux
Pétrole	- Accroissement de la production du gaz naturel - Ecoulement de gaz et de pétrole dans les réservoirs
Environnement	- Ecoulement des eaux souterraines - Recyclage des déchets nucléaires - Nettoyage des sols par injection de vapeur
Médecine	Simulation du transport des gaz respiratoires de l'organisme
Ingénierie Mécanique	- Pots catalytiques dans le domaine de l'automobile - Accroissement du transfert de chaleur par modification de surfaces (échangeurs de chaleur) - Combustion en milieux poreux
Ingénierie des procédés	- Stockage de l'énergie solaire - Fusion et solidification des alliages binaires - Réacteurs nucléaires utilisant des gaz de refroidissement

Tableau I.1 : Domaines d'application des milieux poreux [1].

I .1.3 Volume Élémentaire Représentatif (VER)

Un volume élémentaire représentatif est un volume pour lequel les propriétés caractéristiques moyennes (comme la porosité, la perméabilité dans le cas d'un milieu poreux) peuvent être déduites. En réalité un milieu poreux est constitué de grains solides et vides pour lesquelles il n'est pas possible d'attribuer des notions comme la porosité et la perméabilité qu'à partir d'une échelle supérieure de plusieurs ordres de grandeur à l'échelle des pores. Le choix du VER doit donc répondre aux critères suivants (de Marsily 1994) :

- Le VER doit contenir un grand nombre de pores afin d’avoir une moyenne globale significative.
- Le VER doit être suffisamment petit pour que les variations des propriétés d’un domaine au domaine voisin puissent être approchées par des fonctions continues pour pouvoir introduire l’analyse infinitésimale, sans introduire d’erreur décelable par les instruments de mesure à l’échelle macroscopique.

D’après les critères ci-dessus, un VER dépend non seulement de la structure du milieu poreux, mais aussi des phénomènes physiques étudiés. Un VER doit être assez grand pour représenter la structure du milieu poreux, mais aussi petit pour que les variations des propriétés, parfois non linéaires (teneur en eau), soient continues. Une telle définition appliquée à l’hydrogéologie, est sûrement subjective car l’hétérogénéité existe à toutes les échelles d’un milieu poreux naturel, et plusieurs hypothèses de modélisation existent pour chaque problème.

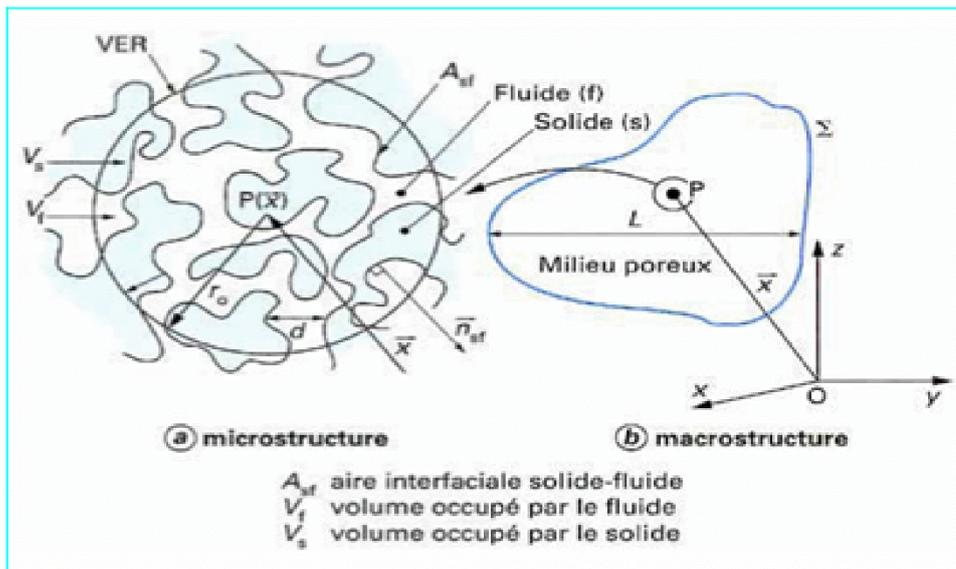


Figure I.4 : Volume élémentaire représentatif (V.E.R.).

I.1.4 Propriétés structurales d'un milieu poreux

I.1.4.1 La porosité

La porosité est le rapport entre le volume total occupé par les pores (vides) et le volume total de la matrice (solide+vides).

$$\varepsilon = \frac{\text{Volume des pores}}{\text{Volume total du milieu poreux}} = \frac{V_{\text{pores}}}{V} \quad (\text{I.1})$$

Cette grandeur ne donne aucune information sur les dimensions et la distribution des pores. En effet, deux matériaux de même porosité peuvent avoir des propriétés physiques différentes.

On distingue deux types de porosité :

➤ La porosité totale $\varepsilon_t = \frac{\text{Volume de tous les pores}}{\text{Volume total du milieu poreux}}$ (I.2)

➤ La porosité effective $\varepsilon_e = \frac{\text{Volume des pores accessibles}}{\text{Volume total du milieu poreux}}$ (I.3)

Pour les milieux poreux non consolidés $\varepsilon_e = \varepsilon_t$, alors que pour les milieux poreux consolidés la différence entre les deux porosités peut être significative.

La porosité est dite totale ou absolue (ε_t) quand le rapport du volume occupé par les pores au volume du milieu poreux prend en compte tout les pores ; alors que la porosité est dite effective ou utile (ε_{eff}) lorsque le rapport volumique tient compte seulement des pores interconnectés.

Les expériences de Scheidegger [1974] et rapportées par Nield et Bejan [1992] ont mené à déterminer la porosité moyenne de quelques matériaux :

Matériau	Porosité ε
Argile.....	0.44 à 0.55
Brique.....	0.12 à 0.36
Calcaire	0.01 à 0.10
Charbon	0.02 à 0.12
Cuivre (en poudre).....	0.09 à 0.34
Cuir.....	0.56 à 0.59
Sable.....	0.37 à 0.50
Sols.....	0.50 à 0.60

Tableau I.2 : Valeurs de porosité de quelques matériaux [2, 3].

I.1.4.2 La perméabilité

Elle est définie comme étant l'aptitude de circulation qu'offre un milieu poreux à un fluide lors de son écoulement à travers les pores de ce milieu. Selon la loi de Darcy (1856), la perméabilité K mesure la conductance de l'écoulement d'une matrice poreuse, c'est-à-dire :

$$K = - \frac{(\mu u_D)}{\left(\frac{dp}{dx}\right)} \quad (I.4)$$

Où μ , u_D et dp/dx sont respectivement la viscosité dynamique du fluide, la vitesse de filtration (ou Darcienne) et le gradient de pression. L'unité de la perméabilité est le m^2 , mais elle est souvent exprimée en **Darcy** : $1 \text{ Darcy} = 9.87 \times 10^{-13} m^2$.

Quantitativement, la perméabilité est une caractéristique du milieu poreux et elle est indépendante de la nature du fluide en présence. Plusieurs travaux, dont les mesures expérimentales de Scheidegger [1] et Nield et Bejan [2] ont donné des valeurs de perméabilité pour les matériaux les plus courants.

Matériau	Perméabilité K (m ²)
Ardoise	2×10^{-14} à 4.4×10^{-13}
Béton bitumineux.....	10^{-13} à 2.3×10^{-11}
Cuivre (en poudre).....	3.3×10^{-10} à 1.5×10^{-9}
Liège (en plaque).....	2.4×10^{-11} à 5.1×10^{-11}
Sable.....	2×10^{-11} à 1.8×10^{-10}

Tableau I.3 : Valeurs de perméabilité de quelques matériaux [2, 3].

I.1.4.3 La surface spécifique

Elle permet d'évaluer la surface de contact qu'offre un réseau poreux à un fluide qui circule au travers. Elle se définit comme le rapport de l'air de la surface totale des interfaces solide-pores A_{sf} au volume de l'échantillon V :

$$\alpha = \frac{A_{sf}}{V} \quad (I.5)$$

Où: A_{sf} est la surface spécifique.

Cette grandeur, homogène à l'inverse d'une longueur, joue un rôle capital dans les problèmes d'adsorption. Comme pour la porosité, il convient parfois de distinguer la surface spécifique effective et la surface spécifique totale comprenant l'aire des cavités occluses. Ce paramètre sert d'élément comparatif de différents milieux poreux de volume total V . Le tableau suivant résume les valeurs de la surface spécifique de quelques matériaux.

Matériau	Surface spécifique α (m ⁻¹)
Ardoise (en poudre).....	7×10^5 à 8.9×10^5
Catalyseur granulaire.....	5.6×10^7
Fibre de verre.....	5.6×10^4 à 7.7×10^4
Cuir.....	1.2×10^6 à 1.6×10^6
Sable.....	1.5×10^4 à 2.2×10^4
Silice (en poudre).....	6.8×10^5 à 8.9×10^5

Tableau I.4 : Valeurs de surface spécifique de quelques matériaux [2, 3].

I.1.4.4 La tortuosité

Dans un milieu poreux formé d'un empilement de grains solides, la vitesse réelle locale du fluide n'est pas tout à fait parallèle à la direction moyenne de l'écoulement du fait des obstacles constitués par la phase solide. Le fluide contourne les différentes particules s'opposant à son passage. Le trajet suivi par un filet fluide est $L_r > L$ où L est la longueur du milieu poreux.

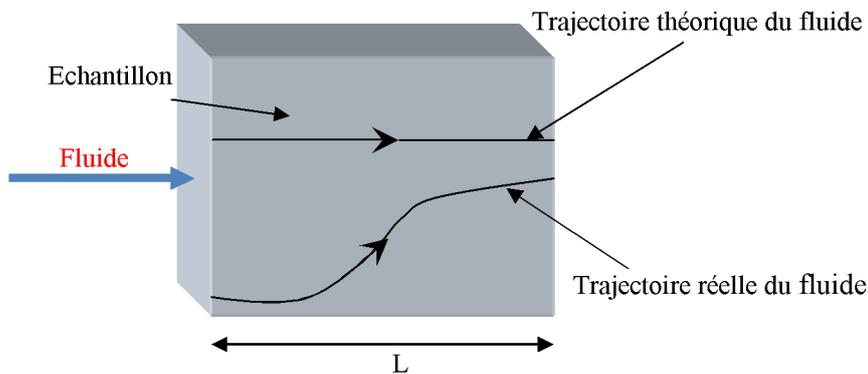


Figure I.5 : Définition schématique de la tortuosité.

On appelle tortuosité le rapport entre la longueur moyenne du chemin parcouru par une particule fluide et la longueur de l'échantillon.

$$\tau = \frac{L_r}{L} \tag{I.6}$$

Dans le cas de milieux poreux constitués d'empilement de particules sphériques identiques, la tortuosité varie peu et reste sensiblement égale à $\pi / 2$. Lorsque la géométrie de

l'empilement des particules n'est pas connue ou désordonnée, on ne peut pas définir une valeur théorique de la tortuosité. On peut cependant établir une relation empirique entre les facteurs géométriques et celle-ci. A l'heure actuelle, seule l'expérimentation peut quantifier cette grandeur.

I.1.5 Caractéristiques thermo-physiques d'un milieu poreux

I.1.5.1 La conductivité thermique effective

Le transfert de chaleur par conduction à travers un milieu poreux nécessite la contribution des deux phases, fluide et solide, constituant la matrice poreuse, qui se fait généralement avec des proportions différentes. A cet effet, l'introduction d'une conductivité qui tient compte de l'apport de chaque phase est importante dans la modélisation du transfert de chaleur dans un milieu poreux. Ainsi, la notion de la conductivité thermique effective est apparue pour donner un sens à un milieu hétérogène poreux. Ce dernier est fortement dépendant de la porosité et des conductivités thermiques des phases solide k_s et fluide k_f .

D'une manière générale, les modèles proposés sont tous des combinaisons pondérées des modèles en série et en parallèles basés sur l'analogie électrique.

- Dans le modèle série, le flux de chaleur traverse successivement les phases solide et fluide. La résistance thermique du milieu est alors égale à la somme des résistances thermiques dans chacune des phases :

$$\frac{1}{k_e} = \frac{\varepsilon}{k_f} + \frac{1-\varepsilon}{k_s} \quad (I.7)$$

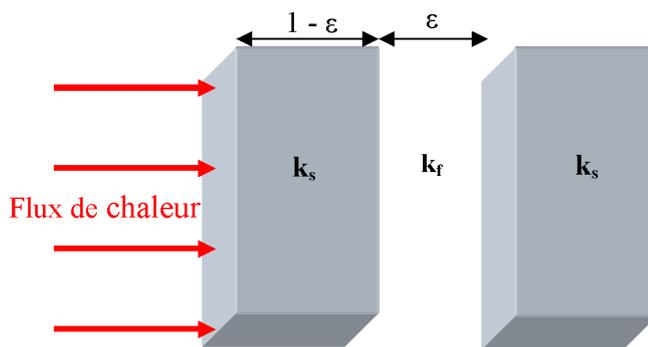


Figure I.6 : Modèle série de la conductivité thermique effective.

- Dans le modèle parallèle, le flux de chaleur traverse en même temps les deux phases qui sont parallèles. La conductivité effective est égale à la somme des conductivités

phasiques pondérées par le taux d'occupation dans l'espace :

$$k_e = (1 - \varepsilon)k_s + \varepsilon k_f \quad (I.8)$$

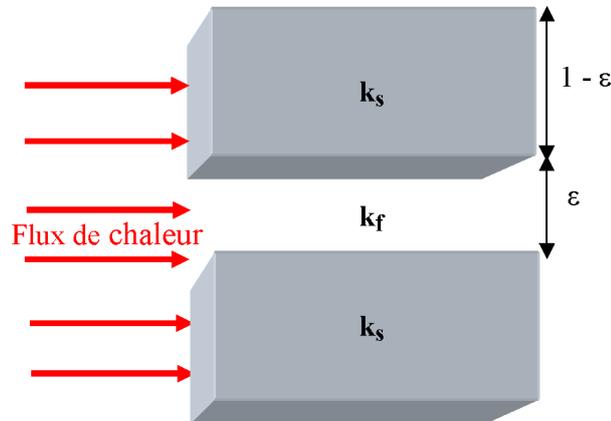


Figure I.7 : Modèle parallèle de la conductivité thermique effective.

La conductivité thermique effective est toujours comprise entre celle du fluide et celle du solide.

I.1.5.2 La viscosité effective

Elle a été introduite par **Brinkman (1947-1948)** dans le but de trouver une expression pour la perméabilité. Il a considéré aussi que la viscosité effective est égale à la viscosité du fluide, tandis que **Lundgren (1972)** a donné des justifications à l'équation de Brinkman et a trouvé en plus que le rapport entre la viscosité effective et celle du fluide n'est pas toujours supérieur à l'unité. Il a montré aussi que la viscosité effective dépend de la viscosité du fluide et de la porosité du milieu poreux considéré.

La notion de viscosité effective a été aussi utilisée pour exprimer les conditions aux limites à l'interface fluide/poreux (cas des conduites partiellement poreuses).

I.1.6 Modèles d'écoulement dans les milieux poreux

Pour décrire l'écoulement dans les milieux poreux différents modèles ont été élaborés. Le premier modèle a été établi par **Darcy (1856)** et depuis, plusieurs autres modèles ont été proposés pour tenir compte de certains effets négligés par ce dernier.

I.1.6.1 Modèle de Darcy (1856)

Darcy a montré, pour un écoulement unidimensionnel conduit par gravité à travers un milieu poreux non consolidé dont les particules sont à peu près de mêmes dimensions, que le gradient de pression est lié à la vitesse par la relation suivante:

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{\mu}{K} u_D \quad (I.9)$$

Avec :

$\frac{dp}{dx}$: Gradient de pression (Pa/m)

K : Perméabilité (m²)

μ : Viscosité dynamique du fluide (kg/m s)

u_D : Vitesse de filtration obtenue à partir de la mesure du débit (m/s)

Il est important de noter que le modèle de Darcy devient inadéquat dans certaines situations d'écoulement et de transfert de chaleur. En effet, quand la vitesse de filtration augmente, on note une déviation qui est due aux effets combinés de l'inertie (à cause de la présence des obstacles solides) et de la viscosité. Ces deux effets forment la résistance à l'écoulement. Pour tenir compte de tous ces effets, d'autres modèles ont été proposés et utilisés.

I.1.6.2 Modèle de Darcy-Forchheimer (1901)

La loi de Darcy n'est valable que pour des écoulements à faibles vitesses caractérisées par un nombre de Reynolds, basé sur le diamètre moyen des particules, ayant une valeur comprise entre 0 et 1. Pour des nombres de Reynolds supérieurs à l'unité, la loi de Darcy s'éloigne du comportement linéaire, et elle doit être alors corrigée par un terme inertiel non linéaire du second degré qui tient compte des effets inertiels microscopiques.

Forchheimer (1901) fut le premier à proposer une relation non linéaire du second ordre pour les écoulements à grande vitesse :

$$\vec{\nabla} p = -\left(A\vec{U} + B|\vec{U}|\vec{U}\right) \quad (I.10)$$

Où **A** et **B** sont des constantes et le terme $B|\vec{U}|\vec{U}$ est introduit pour tenir compte des effets inertiels qui deviennent négligeables à faible vitesse par rapport aux effets visqueux.

Depuis, plusieurs équations non linéaires basées sur des résultats expérimentaux ont été proposées avec différentes expressions pour **A** et **B** dépendant de la porosité, du diamètre

moyen des particules solides et de la viscosité du fluide.

Selon **Joseph, Nield et Papanicolaou (1982)**, la modification à apporter à l'équation de Darcy est la suivante:

$$\vec{\nabla} p = -\frac{\mu}{K} \vec{U} - \frac{C_F}{\sqrt{K}} \rho_f |\vec{U}| \vec{U} \quad (\text{I.11})$$

Avec :

C_F : Constante adimensionnelle (coefficient inertiel ou coefficient d'Ergun)

ρ_f : Masse volumique du fluide

- **Ward (1964)** a initialement considéré C_F comme une constante universelle avec une valeur approximative de 0.55, mais plus tard il a trouvé que C_F dépendait de la nature du milieu poreux et peut être inférieure à 0.1 dans le cas des mousses métalliques fibreuses.
- **Beavers, Sparrow et Rodenz (1973)** ont montré que les frontières solides (parois) peuvent avoir un effet considérable sur la valeur de C_F et ils ont trouvé que leurs données s'ajustaient bien à l'expression suivante :

$$C_F = 0.55 \left(1 - 5.5 \frac{d}{D_e} \right) \quad (\text{I.12})$$

Avec:

d : Diamètre des sphères

D_e : Diamètre équivalent du lit poreux

L'expression du diamètre équivalent est la suivante :

$$D_e = 2 \frac{wh}{(w+h)} \quad (\text{I.13})$$

Avec:

w : Longueur du lit poreux

h : Hauteur du lit poreux

I.1.6.3 Modèle de Darcy-Brinkman (1947)

Dans l'effort d'obtenir une expression pour la perméabilité (K) dans un empilement de particules sphériques, **Brinkman (1947)** a abouti à l'équation suivante :

$$\vec{\nabla} p = -\frac{\mu}{K} \vec{U} + \mu_e \nabla^2 \vec{U} \quad (\text{I.14})$$

μ_e : représente la viscosité dynamique effective. $\mu_e = \mu$ dans le modèle de Brinkman mais en

réalité, elles sont approximativement égales.

$\mu_e \nabla^2 \vec{U}$: est le terme de Brinkman qui représente les forces visqueuses causées par les forces de cisaillement macroscopiques le long des frontières solides. Il est très significatif dans les régions près des parois solides.

I.1.6.4 Modèle général ou modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer

Pour tenir compte de tous les effets cités auparavant (effets inertiels et de parois), on associe à l'équation de Darcy, les termes de Brinkman et de Forchheimer. Le modèle ainsi formé est connu sous le nom du modèle de **Darcy-Brinkman-Forchheimer**.

L'équation vectorielle de conservation de quantité de mouvement à travers un milieu poreux s'écrit alors sous la forme :

$$\frac{\rho}{\varepsilon} \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\rho}{\varepsilon^2} \vec{U} \vec{\nabla} \vec{U} = -\vec{\nabla} p - \frac{\mu}{K} \vec{U} + \mu_e \nabla^2 \vec{U} - \rho \frac{\varepsilon^F}{\sqrt{K}} |\vec{U}| \vec{U} + \rho \vec{g} \quad (I.15)$$

Avec :

\vec{U} : Quantité moyennée à travers un volume élémentaire

$\frac{\rho}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} \right)$: Terme instationnaire

$\frac{\rho}{\varepsilon^2} (\vec{U} \vec{\nabla} \vec{U})$: Forces macroscopiques d'inertie

$-\vec{\nabla} p$: Gradient de pression

$\mu_e \nabla^2 \vec{U}$: Terme de Brinkman ou contraintes visqueuses macroscopiques (effet de parois)

$-\frac{\mu}{K} \vec{U}$: Contraintes visqueuses microscopiques ou terme de Darcy

$\rho \frac{\varepsilon^F}{\sqrt{K}} |\vec{U}| \vec{U}$: Forces inertiels microscopiques ou terme d'inertie de Forchheimer

$\rho \vec{g}$: Forces de volume

I.1.7 Transfert de chaleur dans les milieux poreux

La description du transfert de chaleur dans les milieux poreux par l'approche macroscopique peut présenter une différence par rapport au transfert réel. De ce fait, la notion d'équilibre local est introduite. Cette dernière a été largement étudiée.

- **Carbonell et Whitaker (1984)** ont posé des conditions d'équilibre thermique sur la mesure du temps et de la longueur.

- **Bennacerallah (1994) et Kaviany (1995)** ont étudié la condition d'équilibre et ont trouvé qu'elle est satisfaite en régime instationnaire.
- **Chang et al. (1990)** ont trouvé que l'équation d'énergie macroscopique peut être obtenue par prise de moyenne de l'équation d'énergie dans chaque phase et dans un volume élémentaire représentatif.

Elle se présente sous la forme suivante :

$$(\rho C_P)_e \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho C_P)_f \vec{U} \vec{\nabla} T = k_e \nabla^2 T \quad (\text{I.16})$$

Avec :

$$(\rho C_P)_e = \varepsilon (\rho C_P)_f + (1 - \varepsilon) (\rho C_P)_s \quad (\text{I.17})$$

Où :

ρ : Masse volumique du fluide considéré (kg/m³)

$(C_P)_e$: Capacité calorifique effective (J/kg K)

$(C_P)_f$: Capacité calorifique du fluide (J/kg K)

ε : Porosité du milieu poreux

k_e : Conductivité thermique effective (W/m K)

Cette équation décrivant le transfert de chaleur dans un milieu poreux a été obtenue en supposant les hypothèses suivantes :

- Les termes de dissipation visqueuse sont négligeables (hypothèse justifiée si la vitesse de filtration reste relativement faible et si les fluides saturants ne sont pas trop visqueux).
- Les caractéristiques thermiques des phases solide et fluide sont supposées constantes et indépendantes de la température
- Pas de source interne de chaleur

I.2. Généralités sur les nanofluides

I.2.1 Définition d'un nanofluide

Les nanofluides sont des solutions colloïdales constituées de particules de taille nanométrique en suspension dans un liquide porteur. Ce type de solution suscite un grand intérêt depuis la découverte de leurs propriétés thermiques particulières. En effet, les fluides de base qui sont souvent utilisés dans les applications de refroidissement ou

de chauffage ont des conductivités thermiques très faibles, qui limitent leur capacité de transfert de chaleur. L'idée est alors d'insérer au sein des liquides de base des nanoparticules de conductivité très élevée, afin d'augmenter la conductivité thermique effective du mélange et ainsi améliorer ses performances thermiques.

Les liquides de base généralement sont utilisés dans la préparation des nanofluides sont ceux d'usage commun dans les applications de transfert de chaleur tels que l'eau, l'éthylène glycol, l'huile de moteur etc... ; Les nanoparticules peuvent être à base de métaux, d'oxydes, de carbures, de nitrures ou de carbone.

Une nanoparticule est un assemblage de quelques centaines à quelques milliers d'atomes, conduisant à un objet dont au moins l'une des dimensions est de taille nanométrique (1 à 100nm). Les nanoparticules se situent à la frontière entre l'échelle microscopique et l'échelle atomique ou moléculaire Elles ont un intérêt à la fois fondamental et appliqué et sont très étudiées actuellement. De nombreux chercheurs les synthétisent, les physiciens les étudient afin de comprendre la physique de ces objets nanométriques et les biologistes les utilisent comme marqueurs cellulaires. Les nanoparticules les plus utilisées pour obtenir des nanofluides sont :

- Les nanoparticules des oxydes métalliques :
 - 1- l'oxyde d'aluminium ou alumine (Al_2O_3)
 - 2- l'oxyde de cuivre (CuO)
 - 3- le dioxyde de silicium (SiO_2)
 - 4- le dioxyde de titane (TiO_2)
- Les nanoparticules métalliques :
 - 1- l'aluminium (Al)
 - 2- le cuivre (Cu)
 - 3- l'or (Au)
 - 4- l'argent (Ag)
- Les nanoparticules non métalliques :
 - 1- les nanotubes de carbone
 - 2- le diamant

Les liquides de base les plus utilisés sont :

- 1- l'eau
- 2- l'éthylène-glycol

- 3- les huiles
- 4- le toluène
- 5- les fluides de réfrigération (R12, R22...)

La présence d'une phase solide, dispersée dans un liquide qui conduit difficilement la chaleur, améliore la conductivité thermique du mélange proportionnellement à la concentration volumique ϕ de la phase solide. Par rapport à des fluides chargés en microparticules, les nanofluides préviennent le phénomène de sédimentation puisque l'agitation thermique peut compenser l'action de la force de pesanteur.

I.2.2 Types des nanoparticules

La production de nouveaux nanomatériaux (nanoparticules) constitue un champ de recherche en pleine expansion, aussi seules les nanoparticules les plus couramment utilisées dans les applications liées aux transferts thermiques sont ici brièvement mentionnées.

D'une manière générale, les nanoparticules peuvent être classées selon leur forme en deux grandes catégories (figure I.8) :

- Les nanoparticules sphériques pour lesquelles plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés pour leur fabrication. Ces nanoparticules sphériques peuvent ainsi être à base de métaux (cuivre Cu, fer Fe, or Au, argent Ag...) ou d'oxydes de cuivre (oxyde d'aluminium Al O, oxyde de cuivre CuO, oxyde de titane TiO ...).
- Les nanotubes (les nanotubes de carbone NTC, les nanotubes de titane TiO, Nanotube de silicium...)

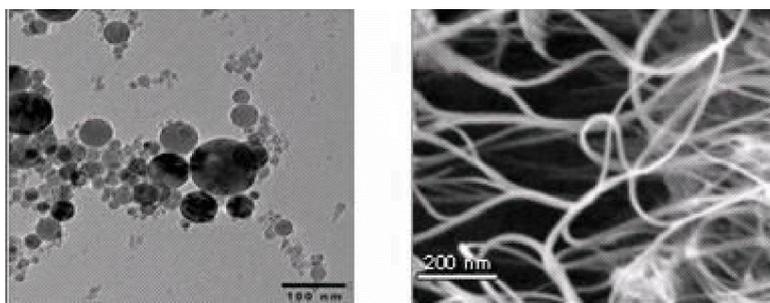


Fig. I.8 : Nanoparticules sphériques [BAN/2005] ; Nanotubes de carbone [INT1]

I.2.3. Production des nanofluides et nanoparticules

Les expériences effectuées sur les fluides caloporteurs avec des particules de taille micrométrique (10^{-6} m) ont montré que certains problèmes pouvaient être engendrés par l'utilisation de ces derniers tel que le problème de sédimentation des particules, l'augmentation de perte de charges etc... tandis que pour des particules de l'ordre du nanomètre (10^{-9} m), ces problèmes sont pratiquement insignifiants.

Tout en supposant que la suspension est stable et durable, l'agglomération de particules est négligeable, aucun changement chimique du fluide, la préparation des nanofluides peut se faire par l'une des méthodes :

- 1- La méthode à une seule étape : basée sur la vaporisation d'un matériau solide sous vide, puis condensation directe de sa vapeur dans le liquide.
- 2- La méthode à deux étapes : elle consiste d'abord à la fabrication d'une nanopoudre sèche, puis le mélange et la dispersion de celle-ci dans le liquide. Ces procédés de fabrication sont de nature physique ou chimique. Ils font l'objet de beaucoup de recherches pour améliorer le coût de production qui reste toutefois élevé (variant de 80\$ pour les 100g de CuO à 535\$ pour les 25g d'argent par exemple).

I.2.4. Les études effectuées sur les nanofluides

Compte tenu de l'importance accordée aux nanofluides, plusieurs études effectuées sur leurs propriétés physiques, telles que le coefficient de transfert thermique et la viscosité dynamique, ont prouvé que les nanofluides sont très différents par rapport au fluide de base et présentaient de meilleures caractéristiques thermophysiques. En effet, l'adjonction des particules métalliques dans un fluide de base a mis en évidence une amélioration des capacités thermiques de celui-ci.

Dans leurs premiers travaux, Choi et col [4] ont constaté que l'addition d'une petite quantité de nanoparticule (concentration volumique $\phi < 1\%$) donnait une augmentation, presque le double pour le coefficient de transfert de chaleur. D'autre part, Das et col [5] ont déterminé que l'augmentation de la conductivité thermique est presque de 25% par rapport à celui du fluide de base pour les différentes nanoparticules et les différentes concentrations volumiques ($0.5\% < \phi < 4\%$). la figure I-9 qui présente le nombre de publications de chaque année.

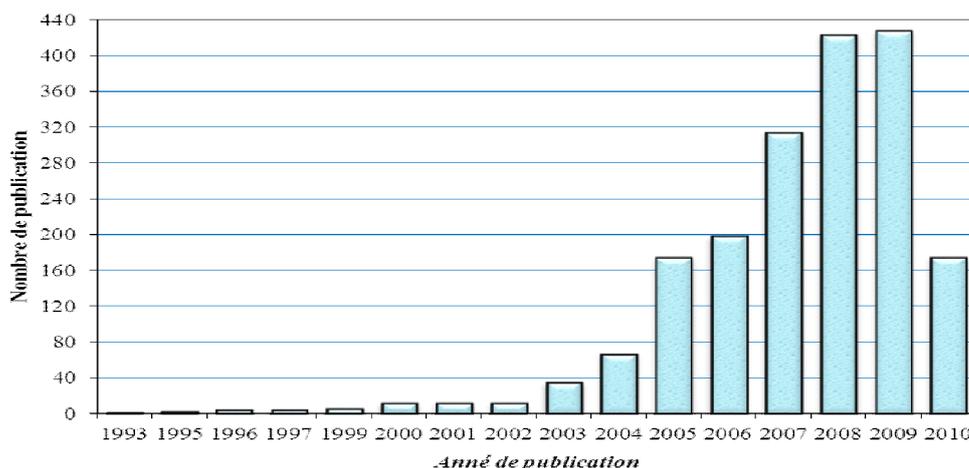


Figure I.9 : Nombre de publications pour les dernières années.

I.2.5. Domaines d'applications des nanofluides

Les nanofluides peuvent être employés pour améliorer le transfert de chaleur et l'efficacité énergétique dans plusieurs systèmes thermiques. Dans cette section, quelques exemples d'applications seront présentés tel que le transport, la micro-électronique, la défense, le nucléaire, l'espace, et la biomédicale.

I.2.5.1. Refroidissement des systèmes thermiques

Le mélange d'éthylène-glycol et l'eau, sont utilisés comme liquide de refroidissement dans les moteurs des véhicules. L'addition des nanoparticules dans ces liquides ce dernier améliore le taux de refroidissement. Ce point est étudié par plusieurs groupes de chercheurs, Tzeng et col [6] ont dispersé les nanoparticules de CuO et Al O dans l'huile de refroidissement du moteur de transmission. Dans une autre application, Zhang et Que [7] ont rapporté une étude pour réduire l'usure (lubrification) à l'aide des nanoparticules, et améliorer les propriétés tribologiques, et la résistance à l'usure avec la réduction du frottement entre les éléments mécaniques mobiles.

I.2.5.2. Refroidissement des systèmes électroniques

Dans les circuits intégrés, les nanofluides ont été considérés comme fluides de refroidissement. Pour cela plusieurs études ont été effectuées. Tsai et col [8] ont employé un nanofluide à base d'eau pour refroidir une unité centrale de traitement dans un microordinateur.

I.2.5.3. Refroidissement des systèmes militaires

Les exemples des applications militaires incluent le refroidissement de l'électronique de puissance et les armes d'énergie dirigée. Ces derniers impliquent des flux thermiques très élevés ($q > 500$ à 1000 W/cm^2) où les nanofluides ont montrés leur efficacité pour refroidir ces systèmes, et aussi les autres systèmes militaires, y compris les véhicules militaires, les sous-marins, et les diodes lasers à haute puissance.

I.2.5.4. Refroidissement des systèmes nucléaires

L'institut de technologie de Massachusetts a réservé un centre interdisciplinaire uniquement pour la nouvelle nanotechnologie (nanofluide) dans l'industrie de l'énergie nucléaire. Actuellement, ils évaluent l'impact potentiel de l'utilisation des nanofluides sur la sûreté neutronique, et de la performance économique des systèmes nucléaires.

I.2.5.5. La biomédecine

Les nanofluides et les nanoparticules ont beaucoup d'applications en biomédicale. Par exemple, pour éviter quelques effets secondaires des méthodes traditionnelles de traitement du cancer, les nanoparticules à base de fer ont été employées comme transporteur des drogues. Aussi pour une chirurgie plus sûre en produisant le refroidissement efficace autour de la région chirurgicale, Jordan et col [9] ont effectué une étude où les nanofluides pourraient être employés pour produire une température plus élevée autour des tumeurs pour tuer les cellules cancéreuses sans affecter les cellules saines voisines.

I.2.5.6. D'autres applications

Il y a des situations nombreuses où l'augmentation de l'efficacité du transfert thermique peut être liée à la qualité, la quantité, et au coût d'un produit d'un processus. Par exemple, dans l'industrie de l'énergie renouvelable, les nanofluides sont utilisés pour augmenter le transfert de chaleur à partir des capteurs solaires aux réservoirs de stockage et pour augmenter la densité d'énergie. Les liquides réfrigérants de nanofluide ont une application potentielle dans la majorité des industries de transformation, telles que les matériaux, la production chimique, la nourriture, la boisson, le pétrole et le gaz.

I.2.6. Propriétés thermophysiques des nanofluides

Les propriétés thermophysiques (masse volumique, chaleur spécifique, coefficient d'expansion volumique, viscosité dynamique et conductivité thermique) des solutions sont

profondément modifiées par l'ajout des nanoparticules. De nombreux paramètres caractérisant ces nanoparticules peuvent avoir un effet notable sur les valeurs des propriétés thermophysiques du nanofluide obtenu (nature des nanoparticules, leur taille, fraction volumique, conductivité thermique du fluide de base et celle des nanoparticules, température du milieu, etc...).

De nombreuses recherches théoriques et expérimentales ont été menées, lors de ces dernières décennies, en vue de mieux caractériser les propriétés physiques des nanofluides mais cette caractérisation est encore loin d'être satisfaisante. On supposera dans toute la suite de notre travail que les nanoparticules sont bien dispersées dans le fluide de base et qu'ils sont en état d'équilibre thermique avec ce dernier. Les propriétés thermophysiques effectives du nanofluide seront approximées par différentes relations tirées de la littérature dans la suite de ce travail.

I.2.6.1. La masse volumique

Pour calculer la masse volumique d'un nanofluide que nous supposons parfaitement homogène (bonne dispersion des nanoparticules dans le fluide) en fonction de la fraction volumique φ à une température T donnée, on part de la définition de la masse volumique de ce mélange et on aboutit à :

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi) \rho_f + \varphi \rho_s \quad (\text{I.18})$$

ρ_{nf} : Masse volumique du nanofluide (kg/m^3)

ρ_f : Masse volumique du fluide de base (kg/m^3)

ρ_s : Masse volumique des nanoparticules solides (kg/m^3)

φ : Fraction volumique des nanoparticules définit comme suit :

$$\varphi = \frac{\text{volume solide}}{\text{volume total du nanofluide}} = \frac{V_s}{V_s + V_f} \quad (\text{I.19})$$

I.2.6.2 La chaleur spécifique

Pour la détermination de la chaleur spécifique d'un nanofluide, on retrouve suivant les auteurs l'une ou l'autre des deux relations suivantes :

$$(C_p)_{nf} = (1 - \varphi) (C_p)_f + \varphi (C_p)_s \quad (\text{I.20})$$

$$(\rho C_p)_{nf} = (1 - \varphi) (\rho C_p)_f + \varphi (\rho C_p)_s \quad (\text{I.21})$$

$(C_p)_{nf}$: Capacité calorifique du nanofluide (J/kg K)

$(C_p)_f$: Capacité calorifique du fluide de base (J/kg K)

$(C_p)_s$: Capacité calorifique des nanoparticules solides (J/kg K)

C'est la dernière relation que nous conservons dans la suite de notre travail puisqu'elle est, contrairement à la première plus fréquemment utilisée. Ce dernier résultat peut-être retrouvé simplement en revenant à la définition de la chaleur spécifique du nanofluide.

I.2.6.3. Coefficient d'expansion volumique

Nous nous intéressons dans le cadre de notre étude aux seuls fluides porteurs incompressible (masse volumique indépendante de la pression) mais dilatables. Cette variation de masse volumique sous l'action de la température est caractérisée par le coefficient d'expansion volumique $\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P$.

Pour calculer la valeur de ce coefficient pour les nanofluides, de très nombreux auteurs ont utilisé, par analogie avec la relation (I.18), l'expression suivante :

$$(\rho\beta)_{nf} = (1 - \varphi) (\rho\beta)_f + \varphi(\rho\beta)_s \quad (I.22)$$

β_{nf} : Coefficient d'expansion volumique du nanofluide (K^{-1})

ρ_f : Coefficient d'expansion volumique du fluide de base (K^{-1})

ρ_s : Coefficient d'expansion volumique des nanoparticules solides (K^{-1})

I.2.6.4. La viscosité dynamique

La majorité des études qui ont traité de la viscosité des nanofluides ont eu recours, pour son calcul à partir de la viscosité du fluide de base et de la fraction volumique, aux relations de Stokes-Einstein ou de Brinkman. La viscosité dynamique d'un nanofluide donné par **Einstein (1952)** pour un mélange contenant des suspensions diluées de particules fines sphériques et rigides est la suivante :

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 2.5 \varphi) \quad (I.23)$$

Par contre, **Brinkman (1956)** a étendu la formule d'Einstein pour couvrir une large plage de concentrations volumiques

$$\mu_{nf} = \mu_f / (1 - \varphi)^{2.5} \quad (I.24)$$

C'est cette dernière relation qu'on utilisera dans la suite de notre travail.

I.2.6.5 La conductivité thermique

Une grande partie des travaux traitant des nanofluides porte sur la quantification de l'augmentation de la conductivité thermique des nanofluides. L'objectif de ces travaux est de mesurer cette conductivité thermique et de choisir les nanoparticules et le fluide porteur les plus appropriés pour obtenir des rapports conductivité thermique du nanofluide sur celle du fluide porteur la plus élevée possible. Différentes techniques de mesure de la conductivité thermique des nanofluides ont été utilisées, la plus employée étant celle du fil chaud en régime transitoire. Il existe un panel important de modèles de calcul de la conductivité thermique apparente dans un nanofluide. Nous allons présenter ici quelques uns.

- **Modèle de Maxwell (1891)**

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + 2k_f + 2(k_s - k_f)\varphi}{k_s + 2k_f - (k_s - k_f)\varphi} \quad (I.25)$$

k_{nf} : Conductivité thermique du nanofluide (W/m K)

k_f : Conductivité thermique du fluide de base (W/m K)

k_s : Conductivité thermique des nanoparticules solides (W/m K)

Maxwell a supposé que les particules sont sphériques et de même diamètre

- **Modèle de Hamilton-Crosser (1962)**

Le modèle de Hamilton est une extension du modèle de Maxwell, d'où la formule :

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + (n-1)k_f - (n-1)(k_s - k_f)\varphi}{k_s + (n-1)k_f + (k_s - k_f)\varphi} \quad (I.26)$$

$n = 3/\psi$ est le facteur de forme empirique ($n = 3$ particules sphériques, $n = 6$ particules cylindriques) et ψ la sphéricité. Pour $\psi = 1$ (particules sphériques), le modèle de Hamilton-Crosser est identique à celui de Maxwell

C'est cette dernière relation (I.25) qu'on utilisera dans la suite de notre travail

- **Modèle de Hasselman-Johnson (1987)**

Hasselman et Johnson ont adapté le modèle de Maxwell en tenant compte de la résistance d'interface entre deux milieux (fluide-solide) :

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{(1+2\alpha)k_s+2k_f+2\varphi(k_s(1-\alpha)-k_f)}{(1+2\alpha)k_s+2k_f-\varphi(k_s(1-\alpha)-k_f)} \quad (I.27)$$

Avec : $\alpha = 2R_K k_f / d$

d : Diamètre moyen d'une nanoparticule

R_K : Résistance de Kapitza = $7.7 \times 10^{-9} \text{ km}^2/\text{W}$

Conclusion

Ce chapitre nous a permis de mettre en évidence les différents paramètres pertinents dans l'étude de l'écoulement et du transfert de chaleur dans les milieux poreux et les nanofluides. Le prochain chapitre sera consacré à une étude bibliographique afin de situer la présente étude.

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Recherche Bibliographique

Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter les travaux qui se sont intéressés à l'étude de la convection forcée en présence, des milieux poreux et des conditions aux limites périodiques, ainsi que travaux qui ont utilisé les nanofluides pour améliorer les performances des divers systèmes thermiques.

II.1 Travaux en régime stationnaire

Les progrès importants en chimie ont permis, dès la fin des années 90 de synthétiser des particules de dimensions extrêmement faibles, de l'ordre de la dizaine de nanomètres, qui dispersées dans un liquide porteur, constituent des nanofluides. Leur synthèse répondait au besoin d'améliorer la diffusivité thermique des liquides de refroidissement, en y ajoutant une phase solide de meilleure conductivité thermique et qui ne sédimente pas. L'augmentation annoncée de la conductivité thermique de ces suspensions a atteint des niveaux inexplicables opposés à ceux prévus par les modèles classiques. Ce sujet a donc suscité un grand intérêt ces dernières années, car il conjugue des aspects fondamentaux (échanges thermiques aux interfaces à petite échelle) et appliqués (miniaturisation des échangeurs, amélioration des échanges thermiques). Nous allons présenter, dans ce qui suit, quelques travaux de recherche utilisant les nanofluides en absence et en présence de milieux poreux dans le régime stationnaire.

Hadim [10] a traité le problème de convection laminaire dans un canal bidimensionnel muni de sources de chaleur localisées. Deux configurations ont été étudiées: canal complètement poreux et canal partiellement poreux. Sur le plan dynamique, les résultats indiquent que le profil de vitesse, dans le cas sans milieu poreux, évolue d'un profil plat vers un profil parabolique alors que dans le cas d'un canal totalement poreux, il y a diminution de l'épaisseur de la couche limite, ce qui décale la partie plate du profil de vitesse vers les parois. Il a été aussi observé que, dans le cas d'un canal partiellement poreux, le profil de vitesse n'atteint jamais la forme parabolique. Sur le plan thermique, l'étude a démontré que quelque soit la configuration du canal, le flux de chaleur échangé est pratiquement le même. Cependant les chutes de pression sont moins importantes (d'environ 50%) dans le cas où le canal est partiellement poreux.

Hung et Vafai [11] ont étudié numériquement la possibilité d'améliorer le transfert de chaleur par utilisation de blocs poreux. Dans leur analyse, le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer a été adopté pour modéliser l'écoulement dans les régions poreuses afin de tenir compte des effets inertiels et visqueux. Une étude paramétrique a été menée dans le but de trouver la structure poreuse optimale qui peut donner lieu à un maximum de transfert de chaleur.

Une simulation numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur dans un canal partiellement poreux a été menée par **Sung et al. [12]**. Ils ont montré que la hauteur du milieu poreux, le nombre de Darcy et le rapport des conductivités thermiques influencent la structure des champs dynamique et thermique. Il a été ainsi conclu qu'en augmentant l'épaisseur du milieu poreux et en diminuant le nombre de Darcy, le débit augmente dans la zone entre le milieu poreux et la paroi solide du canal. Quand le rapport des conductivités thermiques croît, pour une valeur fixe du nombre de Darcy, les performances thermiques dans le canal sont améliorées.

Le problème d'amélioration du transfert de chaleur, en régime laminaire, dans un canal contenant un bloc poreux a été abordé par **Fu et al. [13]**. Les paramètres tels que la porosité, le diamètre des particules, le nombre de Reynolds et la hauteur du bloc poreux sont considérés. Tous les effets non Darcien incluant les effets inertiels, de channeling et de paroi solide sont aussi pris en compte. Les résultats obtenus montrent entre autres, qu'un bloc poreux avec une grande porosité, occupant la mi-hauteur du canal et ayant un grand diamètre de particules peut améliorer le transfert thermique, à l'opposé du cas où ce même bloc occupe toute la hauteur du canal.

L'effet de la forme de blocs poreux (rectangulaire, convexe et concave) sur les champs dynamique et thermique a été analysé numériquement par **Fu et Huang [14]**. Il a été trouvé, qu'à faible porosité, le taux de transfert de chaleur est le même pour les trois types de blocs, alors qu'aux grandes porosités une amélioration des performances du système est obtenue uniquement avec la forme concave.

Chikh et al. [15] ont analysé numériquement l'écoulement et le transfert de chaleur dans un canal muni de blocs poreux chauffés discrètement sur la paroi inférieure. Les effets de certains paramètres tels que le nombre de Darcy, les dimensions et le nombre

des blocs ainsi que le rapport des conductivités thermiques sont analysés. Les résultats ont permis de mettre en évidence que les blocs peuvent modifier considérablement la structure de l'écoulement, selon la perméabilité du milieu poreux, et peuvent conduire à une amélioration du transfert de chaleur sous certaines conditions opératoires.

Sara et al. [16] ont analysé expérimentalement l'effet d'utilisation de blocs perforés sur les chutes de pression et le transfert de chaleur. L'étude a été menée dans un canal rectangulaire, dans lequel des blocs en aluminium ont été placés sur sa paroi inférieure où un chauffage à flux constant a été appliqué le long de cette dernière. Différents paramètres ont été variés afin de mettre en évidence leur influence sur les champs dynamique (chute de pression) et thermique (nombre de Nusselt moyen) : le nombre de Reynolds Re , l'angle d'inclinaison des trous θ , le rapport d'ouverture des perforations ϕ , le diamètre des trous D ainsi que le nombre de blocs N_b . Les résultats obtenus ont mis en évidence d'une part, une amélioration du transfert de chaleur avec l'augmentation des paramètres θ , ϕ et D et la diminution de Re . D'autre part, la chute de pression n'est pas affectée par l'angle d'inclinaison des perforations θ , alors qu'elle décroît avec l'augmentation de D , Re et ϕ . En comparaison avec une surface lisse (non muni de blocs), un gain en énergie (jusqu'à 40%) est obtenu par utilisation de blocs perforés et une dissipation de chaleur maximale de 20% dans le cas de blocs solides. A l'issue des résultats obtenus, des corrélations ont été développées pour le nombre de Nusselt moyen et le coefficient de frottement.

Une étude expérimentale, en convection forcée dans un canal complètement poreux avec des sources de chaleur discrètes localisées sur la paroi supérieure, a été menée par **Cui et al. [17]**. Les températures le long de la paroi chauffée ont été mesurées pour différentes densités de flux de chaleur (5, 10 et 19.5 W/cm²) et pour plusieurs nombres de Reynolds (250, 400 et 600). Les résultats ont été présentés en terme de température du fluide à l'intérieur du canal qui a été mesurée à plusieurs points. Les résultats expérimentaux ont confirmé que le transfert thermique est significatif aux bords d'attaque des plaques chauffantes et à des nombres de Reynolds élevés. Ils ont conclu que les résultats présentés dans ce travail peuvent être utile à l'étude du transfert thermique dans des canaux poreux de faible perméabilité. Un modèle analytique a été aussi élaboré en

utilisant l'intégrale de Green au niveau des sources discrètes. Les résultats obtenus ont été confrontés à ceux de l'expérimentation et il a été trouvé un bon agrément entre les deux.

Angirasa [18] a réalisé un travail expérimental en convection pour tester l'efficacité des mousses métalliques, en aluminium, comme dissipateurs d'énergie en convection forcée. Les essais ont été effectués dans un canal aérodynamique en plexiglas de section carrée et relié à un ventilateur à vitesse variable. Le bloc fibreux chauffé est placé sur la paroi inférieure du canal où un trou a été réalisé à cet effet. Les températures de l'air en amont et en aval du bloc, ainsi que celle de sa base ont été mesurées par des thermocouples de type T (cuivre-constantan) alors que les vitesses locales du fluide ont été calculées à partir des mesures de pression par des tubes de Pitot reliés à un micromanomètre. Les paramètres qui ont été variés dans cette étude sont la vitesse à l'entrée du canal (entre 2 et 9 m/s), la puissance du chauffage (3.7 et 9.2 W) ainsi que la porosité (0.97 et 0.93) et la structure des blocs. Les résultats ont montré d'une part, que les blocs fibreux ayant une grande porosité (au-dessus de 90%) possèdent une faible résistance thermique, et par conséquent, mènent à un taux de transfert de chaleur assez important et d'une autre part, que la dissipation de chaleur par utilisation des blocs fibreux métalliques est plus grande que dans le cas des blocs pleins.

Une simulation numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur, en régimes stationnaire et instationnaire, dans un canal muni de blocs poreux a été effectuée par **Chiem et al. [19]**. Le cas du canal, partiellement ou complètement poreux, en présence de blocs solides chauffés discrètement à flux constant, a été traité en utilisant une méthode nommée « characteristics-based matrix implicit finite-volume », avec un maillage structuré. Pour la modélisation de l'écoulement laminaire dans le canal, les équations de Navier-Stocks ont été utilisées dans la région fluide alors que le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer a été utilisé dans la région poreuse. Il a été constaté pour tous les cas étudiés, un grand changement de la structure des champs dynamique et thermique à cause de l'insertion du substrat poreux. Les effets des nombres de Reynolds et Darcy sur l'augmentation du transfert thermique et sur les chutes de pression ont été particulièrement traités. Cette étude a permis de mettre en évidence la formation et la variation dans le temps des zones de recirculation ainsi que l'existence d'une insertion poreuse optimale. En régime instationnaire, les résultats ont permis de montrer qu'aux grands nombres de Reynolds, l'écoulement dans le canal partiellement poreux présente un aspect cyclique

quoique différent de celui observé en canal solide. En ce qui concerne le champ thermique, la température change plus lentement et ne présente pas de variations cycliques sur une longue période temporelle. Le plus important résultat qui ressort de ce travail est que, pour tous les cas considérés, changer quelques valeurs paramétriques peut avoir des effets significatifs et intéressants aussi bien sur la structure de l'écoulement que sur les caractéristiques du transfert de chaleur.

Shuja et al. [20, 21] ont examiné les effets de la porosité, du flux de chaleur et du rapport d'aspect de deux blocs poreux, placés dans une cavité, sur les caractéristiques de l'écoulement et du transfert de chaleur. Ils ont constaté que l'accroissement de la porosité et du flux de chaleur améliore significativement le nombre de Nusselt au niveau des deux blocs, alors que l'influence du rapport d'aspect n'est pas très appréciable surtout pour le premier bloc.

Un travail numérique sur les caractéristiques de l'écoulement et du transfert de chaleur dans un canal muni de blocs poreux, placés en quinconce, a été mené par **Li et al. [22]**. Le champ de vitesse, le transfert de chaleur local et la chute de pression ont été examinés pour plusieurs paramètres tels que les nombres de Darcy et de Reynolds, la hauteur et la largeur des blocs poreux, ainsi que le rapport des conductivités thermiques poreux-fluide. Il a été trouvé, entre autres, que le transfert de chaleur peut être amélioré avec des dimensions appropriées des blocs et en diminuant le nombre de Darcy au détriment d'une chute de pression élevée.

Nebballi et Bouhadeb [23] ont traité numériquement le problème de convection forcée dans un canal muni de blocs poreux dans lequel s'écoule un fluide non Newtonien. Dans le cas d'un seul bloc poreux, il a été trouvé que le transfert de chaleur est amélioré et même maximisé à faible perméabilité du milieu poreux. Pour la seconde configuration, consistant en deux blocs placés alternativement sur les parois supérieure et inférieure, le transfert de chaleur est amélioré, même à faible rapport des conductivités thermiques (poreux-fluide), et peut être maximisé pour des valeurs spécifiques du nombre de Darcy qui dépendent de la structure de l'écoulement et de l'index rhéologique du fluide. Le plus grand taux de transfert de chaleur a été obtenu avec les fluides pseudos plastiques qui conduisent aux faibles chutes de pression, contrairement aux fluides dilatants qui causent les plus grandes pertes de charge dans le canal.

Une étude de l'écoulement et du transfert de chaleur en 3D et en régime turbulent a été menée par **Hwang et Yang [24]**. Le travail est réalisé dans un canal muni d'un bloc poreux chauffé à flux constant et refroidi par un jet d'air provenant d'une fente réalisée au niveau de la paroi supérieure. Les résultats numériques indiquent que le champ dynamique peut être régulé, en diminuant la taille des zones de recirculation, et que l'épaisseur de la couche limite peut être réduite par l'insertion d'un bloc poreux au lieu d'un bloc solide, ce qui conduit à une amélioration du transfert de chaleur dans le canal.

Xuan et Li [25] ont utilisé le nanofluide (eau + Cu) pour mesurer le coefficient d'échange en convection forcée pour des nombres de Reynolds variant de 10^4 à 2.5×10^4 . Ils ont trouvé que l'ajout des nanoparticules améliore grandement le transfert convectif. Ainsi pour une fraction volumique des nanoparticules de 2%, le nombre de Nusselt du nanofluide croît de 39% comparé à celui dans l'eau. Ce nombre de Nusselt augmente quand on augmente ϕ ou quand on augmente le nombre de Reynolds. L'inconvénient du recours aux nanofluides dans ce cas est lié à l'augmentation de la viscosité du nanofluide. Il faudrait alors rechercher un compromis pour augmenter le coefficient d'échange convectif en augmentant ϕ et ne pas trop augmenter la viscosité du nanofluide pour pouvoir le mettre plus facilement en mouvement.

Shafahi et al. [26] ont étudié les performances thermiques d'un caloduc cylindrique en utilisant 3 types de nanofluide : Al_2O_3 , CuO et TiO_2 . La vitesse, la pression, la température et la limite maximale du transfert de chaleur ont été obtenues pour différentes concentrations et tailles des nanoparticules. Il a été constaté une réduction de la résistance thermique du caloduc avec l'augmentation de la concentration ou la diminution du diamètre des nanoparticules.

Une analyse numérique en convection forcée laminaire d'un nanofluide eau- Al_2O_3 s'écoulant dans un micro-canal horizontal a été réalisée par **Aminossadati et al. [27]**. La section centrale du micro-canal chauffé à flux constant est soumise à un champ magnétique d'intensité uniforme, caractérisée par le nombre de Hartmann. Les résultats montrent que les meilleures performances thermiques du micro-canal sont obtenues aux grands nombres de Reynolds et d'Hartmann. Le taux d'accroissement du nombre de Nusselt, avec la concentration en nanoparticules, est plus important aux grandes valeurs du nombre de Reynolds et aux faibles valeurs du nombre de Hartmann.

Sourtiji et al. [28] ont traité numériquement l'écoulement et les caractéristiques du transfert de chaleur en convection mixte périodique d'un nanofluide eau- Al_2O_3 dans une cavité carrée. Les résultats montrent que le transfert de chaleur est amélioré pour toutes les valeurs considérées des nombres de Strouhal (fréquence adimensionnelle de la vitesse oscillatoire à l'entrée de la cavité) et Richardson (intensité des forces de poussées) en ajoutant des nanoparticules au fluide de base. Le taux d'amélioration est plus faible aux grandes valeurs de Ri . Il a été aussi obtenu un accroissement de la chute de pression dans la cavité dû à une plus grande viscosité du nanofluide.

Dans leur étude, **Moraveji et al. [29]** ont simulé, par utilisation d'un logiciel CFD, le transfert convectif dans la zone développée d'un tube horizontal chauffé à flux constant et contenant des solutions aqueuses de Xanthane et un nanofluide non Newtonien de Al_2O_3 . Les résultats révèlent que les échanges convectifs sont améliorés avec l'accroissement de la concentration volumique en nanoparticules et le nombre de Reynolds. Par utilisation des résultats de la simulation, une corrélation pour le nombre de Nusselt a été établie.

Ghazvini et Shokouhmand [30] ont réalisé une étude analytique et numérique sur l'utilisation d'un nanofluide eau- CuO , comme liquide de refroidissement d'un dissipateur de chaleur à micro-canaux. Deux approches d'analyse courantes sont utilisées : le modèle à ailettes basé sur l'hypothèse d'une température du fluide uniforme dans la direction normale à l'écoulement du fluide, et l'approche du milieu poreux, où l'équation de Darcy modifiée pour le fluide et le modèle à deux équations pour le transfert de chaleur entre les sections fluides et solides sont employés. Pour le nanofluide, les auteurs ont utilisé un modèle basé sur le mouvement Brownien des nanoparticules, qui permet d'évaluer la conductivité thermique du nanofluide, en tenant compte de la résistance thermique aux frontières, du diamètre des nanoparticules, de la fraction volumique ainsi que de la température du fluide. Les effets du nombre Reynolds Brownien, de la concentration en nanoparticules, du rapport d'aspect des micro-canaux et de la porosité sur la distribution de température et le coefficient d'échange global sont analysés. Parmi les principaux résultats obtenus : l'existence d'un rapport d'aspect optimal qui minimise le coefficient de frottement pour différents nombres de Reynolds.

Le problème de convection mixte en écoulement de couche limite, le long d'une plaque plane verticale noyée dans un milieu poreux saturé par des nanofluides, a été étudié

par **Ahmad et Pop [31]** en utilisant différents types de nanoparticules : Cu, Al₂O₃ et TiO₂. Les équations aux dérivées partielles de base sont réduites en des équations différentielles simples qui sont résolues numériquement pour certaines valeurs de la fraction volumique et des paramètres de convection mixte.

Cimpean et Pop [32] ont étudié la convection mixte en régime établi dans un canal incliné dont les parois sont maintenues à flux de chaleur uniforme, totalement poreux et contenant un nanofluide (Cu-eau, Al₂O₃-eau ou TiO₂-eau). Les équations gouvernantes adimensionnelles ont fait apparaître certains groupements pertinents au problème considéré, tels que le paramètre de convection mixte, le nombre de Peclet, l'angle d'inclinaison du canal ainsi que la fraction volumique des nanoparticules. Ils ont conclu que les nanofluides augmentent considérablement le taux de transfert de chaleur, même pour de faibles additions de nanoparticules dans le fluide de base.

Le transfert de chaleur par convection mixte d'un nanofluide dans un canal vertical partiellement poreux a été étudié par **Hajipour et Dehkordi [33]** en tenant compte de la dissipation visqueuse. Le modèle utilisé pour le nanofluide incorpore les effets du mouvement Brownien et de thermophorèse. Les profils de vitesse et de température, ainsi des expressions du nombre de Nusselt ont été obtenus analytiquement pour un écoulement pleinement développé. Une analyse numérique a été conduite, en parallèle afin, de comparer les différents résultats obtenus. Finalement, une étude paramétrique a été menée, pour examiner l'influence de divers paramètres sur la structure de l'écoulement du fluide et la performance du transfert de chaleur. Les résultats indiquent clairement que la présence de nanoparticules dans le fluide de base améliore significativement le processus de transfert de chaleur.

Le transfert de chaleur couplé convection naturelle – conduction dans un domaine carré composé d'une cavité poreuse saturée d'un nanofluide (Cu-eau, Al₂O₃-eau et TiO₂-eau) et chauffée par une paroi solide triangulaire est traité par **Chamkha et Ismael [34]**. Il a été trouvé que le transfert de chaleur est amélioré ou réduit avec l'accroissement de la fraction volumique selon les valeurs du nombre de Rayleigh et de l'épaisseur de la paroi triangulaire, pour laquelle il existe une valeur optimale menant à un maximum de nombre de Nusselt moyen.

II.2 Travaux en régime oscillatoire

Une grande attention a été donnée au transfert convectif instationnaire dans les systèmes industriels, sujets à des variations temporelles des conditions aux limites thermiques (température et/ou flux aux parois). Il s'agit, par exemple, des problèmes de chauffage et de refroidissement des bâtiments, le stockage des aliments et le refroidissement des composants électroniques. On se limitera, dans ce qui suit, à présenter seulement les études relatives à des conditions de type flux de chaleur périodique.

Lage et Bejan [35] ont réalisé une étude numérique et théorique de la convection naturelle dans une enceinte bidimensionnelle carrée avec un côté froid et isotherme, et un autre côté chauffé avec un flux de chaleur pulsé. Il a été montré, numériquement, que la circulation induite par la flottabilité résonne à une certaine fréquence du flux de chaleur pulsé. Cette résonance est caractérisée par des fluctuations maximales dans les nombres de Nusselt locaux et moyens, qui se traduisent physiquement par des fluctuations maximales dans les vitesses et températures locales du fluide. Il a été montré aussi que les fréquences critiques déterminées numériquement peuvent être prévues théoriquement, en faisant correspondre la période de pulsation du flux de chaleur à de rotation du fluide enfermé dans l'enceinte.

Une analyse des transferts de chaleur et de masse dans un silo à grains cylindrique dont la paroi est soumise à un flux de chaleur périodique a été effectuée par **Fohr et Ben Moussa [36]**. Une étude expérimentale a été menée sur un silo réduit rempli de grains minéraux humides. La température et l'humidité de l'air sont mesurées par des thermocouples et des capteurs d'humidité respectivement. D'une autre part, l'intégration des équations a permis d'évaluer les vitesses et la quantité d'eau retirée. Deux configurations successives sont déduites : dans la première demi-période, lorsque le flux de chaleur est élevé, la plus grande partie de transferts de chaleur et de masse est faite dans une couche limite près de la paroi. Cette couche est alimentée en air frais par le bas et par le haut grâce à une aspiration centrale. Au cours de la seconde demi-période, où le flux de chaleur est faible, la chaleur emmagasinée fournit un flux convectif du type cheminée.

Cossali [37] a traité le problème de la convection forcée et périodique dans une couche limite laminaire se développant sur une plaque plane semi-infinie et imperméable

chauffée par un flux de chaleur temporellement périodique. Une approche basée sur la transformée de Fourier a permis d'obtenir une fonction de transfert pour la couche limite, qui peut être utilisée aussi pour résoudre les problèmes de chauffage instationnaires (non périodiques). L'effet du chauffage périodique sur la valeur du coefficient d'échange convectif moyen a été analysé, et il a été trouvé qu'il est important pour les grandes fluctuations de fréquence du flux imposé, alors que la fluctuation de l'amplitude du coefficient de transfert instantané est non négligeable pour les faibles fréquences d'excitation.

Les effets du transfert conductif périodique à travers un milieu semi-infini et un mur ont été considérés analytiquement par **Khaled [38]**. Les équations de diffusion de la chaleur pour les deux cas ont été résolues, en utilisant la méthode de la transformée de Laplace. Le théorème des résidus de Cauchy (the Cauchy's residue theorem) a été employé pour obtenir la transformée de Laplace inverse des composantes principales de la température (composantes moyenne et oscillatoire). Les résultats montrent, entre autres, que la diminution de la fréquence du flux de chaleur appliqué et l'augmentation de la diffusivité thermique du milieu réduisent le bruit de la température et les transferts de chaleur et d'entropie sans affecter leurs valeurs moyenne ou stationnaire.

Zhang et Ma [39] ont étudié le transfert de chaleur par conduction dans une couche de nanofluide soumise à un flux de chaleur périodique d'un côté, et à une température donnée de l'autre côté. Les effets du rapport des capacités calorifiques, de la fraction volumique du nanofluide, du nombre de Sparrow, ainsi que de la période du flux de chaleur surfacique sur le déséquilibre et l'amélioration du transfert de chaleur ont été analysés. Les résultats montrent que le déséquilibre, entre les nanoparticules et le fluide de base, existe pour les trois nanofluides considérés aux faibles nombres de Sparrow et période d'oscillation du flux de chaleur appliqué. L'étude montre aussi que le transfert de chaleur dans une couche liquide peut être amélioré par l'ajout de nanoparticules au fluide de base, mais le niveau d'amélioration n'est pas aussi élevé que celui trouvé par utilisation de la méthode du fil chaud transitoire (transient hot wire method THW)

La convection naturelle périodique, dans une enceinte contenant un nanofluide a été examinée par **Ghasemi et Aminossadati [40]**. Une source de chaleur chauffée à flux oscillatoire est placée sur la paroi gauche de la cavité; la paroi de gauche est maintenue à

une température relativement basse alors que le reste de la cavité est thermiquement isolé. Un comportement périodique est retrouvé pour les champs dynamique et thermique en raison du flux de chaleur oscillatoire. Les auteurs estiment que les résultats de cette étude pourront fournir des informations utiles pour l'industrie électronique afin d'aider à maintenir les composants électroniques, générant des flux de chaleur oscillatoires, sous des conditions opérationnelles efficaces et sûres.

Afin d'étudier le transfert de chaleur par ébullition du fluide FC-72, en régime transitoire, **Wang et al. [41]** ont réalisé des expériences sur une plaque circulaire encastrée au fond d'un canal rectangulaire et soumise à un flux de chaleur oscillatoire. La température de la plaque chauffée, le coefficient de transfert de chaleur par ébullition, le diamètre et la fréquence de départ des bulles, ainsi que la densité active de nucléation subissent d'importantes oscillations temporelles suite à l'application du flux périodique.

Kim et al. [42] ont réalisé une étude numérique des caractéristiques du transfert de chaleur, en écoulement pulsé, dans un canal totalement poreux, dont les parois sont maintenues à des températures uniformes. Les résultats sont présentés pour l'état périodique établi. L'effet de la pulsation sur le transfert de chaleur entre les parois du canal et le fluide est plus prononcé aux faibles fréquences et grandes amplitudes de pulsation.

Conclusion

A travers cette synthèse bibliographique, il apparaît que les nombreux travaux réalisés sur l'introduction des nanofluides en milieux poreux se sont constatés à divers aspects du problème, soit en variant les conditions aux limites à la paroi (flux constant ou température uniforme), soit en changeant la géométrie, ou le type d'analyse, c'est-à-dire chercher des solutions exactes par diverses méthodes analytiques ou des solutions numériques. Ce domaine de recherche étant en plein extension, alors le présent travail est une contribution aux études précédentes et il s'agira plus précisément d'étudier de la convection forcée d'un nanofluide dans un canal muni de blocs poreux soumis à un flux de chaleur oscillatoire. Nous passerons dans le prochain chapitre à la description du domaine d'études et la formulation mathématique.

FORMULATION MATHÉMATIQUE

Formulation mathématique

Introduction

Dans ce chapitre nous allons tout d'abord définir le domaine d'étude. Nous poserons ensuite quelques hypothèses simplificatrices afin de mieux aborder la formulation mathématique et nous passerons à la fin à l'adimensionnement des équations gouvernantes ainsi que les conditions aux limites associées.

III.1 Domaine physique

Le domaine physique représenté sur la Figure III.1 est constitué de deux plaques parallèles de longueur ' l ' séparées d'une distance ' H '. La plaque supérieure est thermiquement isolée alors que la plaque inférieure sont montés des blocs poreux de largeur ' w ', de hauteur ' h_p ' et espacés d'une distance ' s '. Des sources de chaleur sont placées sur la plaque inférieure au niveau des blocs poreux fournissant un flux variant périodiquement dans le temps de la forme $q = q_0 (1 + A \cos(2\pi ft))$, où A et f sont respectivement la fréquence et l'amplitude d'oscillation. Le premier bloc a été placé à une distance suffisante ' l_e ' de l'entrée afin d'éviter les effets d'entrée alors que la longueur derrière le dernier bloc a été choisie suffisamment grande de façon à satisfaire la condition d'un écoulement pleinement développé à la sortie du canal.

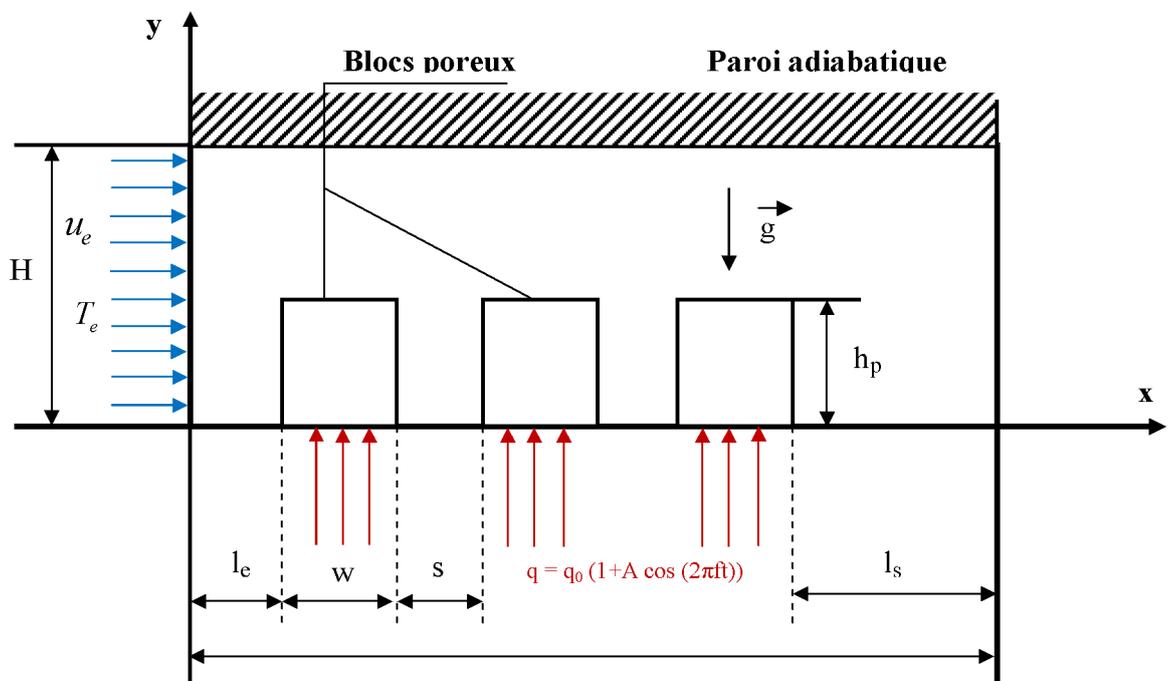


Figure III.1 : Domaine physique étudié.

III.2 Formulation mathématique

Dans le but de simplifier le problème étudié, certaines hypothèses simplificatrices ont été introduites :

- Ecoulement bidimensionnel.
- Régime d'écoulement laminaire et instationnaire.
- Dissipation visqueuse négligeable et pas de sources internes de chaleur.
- Fluide incompressible et newtonien.
- Milieux poreux isotrope, homogène et saturé par un seul fluide en équilibre thermique local avec la matrice solide.
- Propriétés thermo-physique du fluide et de la matrice solide constantes.

III.3 Equations gouvernantes

L'écoulement du fluide et le transfert de chaleur en convection forcée dans un canal contenant des blocs poreux sont régis par les équations de continuité, de conservation de la quantité de mouvement (Navier Stokes dans la région fluide et modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer dans la zone poreuse) et d'énergie. Ces équations s'écrivent comme suit :

III.3.1 Equation de continuité

Pour les deux milieux (fluide et poreux), l'équation de continuité s'écrit de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (\text{III.1})$$

Soit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{III.2})$$

III.3.2 Equations de conservation de la quantité de mouvement

❖ Région fluide

L'écoulement dans la région fluide est régi par les équations de Navier-Stokes :

$$\rho_{nfe} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho_{nfe} \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} = -\vec{\nabla} p + \mu_{nf} \nabla^2 \vec{V} \quad (\text{III.3})$$

➤ Projection suivant la direction axiale (x) :

$$\rho_{nfe} \frac{\partial u}{\partial t} + \rho_{nfe} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu_{nf} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{III.4})$$

➤ Projection suivant la direction transversale (y) :

$$\rho_{nfe} \frac{\partial v}{\partial t} + \rho_{nfe} \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu_{nf} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (\text{III.5})$$

❖ Région poreuse

L'écoulement dans la région poreuse est régi par le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer :

$$\frac{\rho_{nfe}}{\varepsilon} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{\rho_{nfe}}{\varepsilon^2} \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} = -\vec{\nabla} p + \mu_{eff} \nabla^2 \vec{V} - \frac{\mu_{nf}}{K} \vec{V} - \frac{\rho_{nfe} C}{\sqrt{K}} |\vec{V}| \vec{V} \quad (\text{III.6})$$

Où $|\vec{V}| = \sqrt{u^2 + v^2}$.

➤ Projection suivant la direction axiale (x)

$$\begin{aligned} \frac{\rho_{nfe}}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\rho_{nfe}}{\varepsilon^2} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu_{eff} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ - \frac{\mu_{nf}}{K} u - \frac{\rho_{nfe} F \varepsilon}{\sqrt{K}} |\vec{V}| u \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

➤ Projection suivant la direction transversale (y)

$$\begin{aligned} \frac{\rho_{nfe}}{\varepsilon} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\rho_{nfe}}{\varepsilon^2} \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\mu_{eff}}{\varepsilon} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \\ - \frac{\mu_{nf}}{K} v - \frac{\rho_{nfe} F \varepsilon}{\sqrt{K}} |\vec{V}| v \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

III.3.3 Equation d'énergie

❖ Région fluide

L'équation d'énergie dans la région fluide s'écrit en tenant compte des hypothèses simplificatrices comme suit :

$$(\rho C_p)_{nf} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} T \right) = k_{nf} \nabla^2 T \quad (\text{III.9})$$

Soit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{k_{nf}}{(\rho C_p)_{nf}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (\text{III.10})$$

❖ Région poreuse

La conservation d'énergie dans la région poreuse est régie par l'équation :

$$(\rho C_p)_{nf} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} T \right) = k_{eff} \nabla^2 T \quad (\text{III.11})$$

Soit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{k_{eff}}{(\rho C_p)_{nf}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (\text{III.12})$$

III.4 Conditions aux limites

Pour la résolution du problème, nous avons besoin d'associer aux équations précédentes régissant le phénomène physique un certain nombre de conditions aux limites.

III.4.1 Conditions aux limites dynamiques :

➤ *Conditions à l'entrée :*

$$x = 0; \quad 0 < y < H; \quad u(0, y) = u_e; \quad v(0, y) = 0$$

➤ *Conditions d'adhérence à la paroi inférieure :*

$$0 < x < 1; \quad y = 0; \quad u(x, 0) = 0; \quad v(x, 0) = 0$$

➤ *Conditions d'adhérence à la paroi supérieure :*

$$0 < x < 1; \quad y = H; \quad u(x, H) = 0; \quad v(x, H) = 0$$

➤ Conditions à la sortie (Etablissement) :

$$X=1; \quad 0 < y < H; \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0; \quad v = 0$$

➤ Conditions à l'interface fluide – poreux

- Egalité des vitesses

$$u_{nf} = u_p; \quad v_{nf} = v_p$$

- Egalité des contraintes

$$\mu_{nf} \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{nf} = \mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_p; \quad \mu_{nf} \frac{\partial v}{\partial y} \Big|_{nf} = \mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \Big|_p$$

$$\mu_{nf} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \Big|_{nf} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \Big|_p$$

III.4.2 Conditions aux limites thermiques :

➤ Condition à l'entrée

$$x=0; \quad 0 < y < H; \quad T(0, y) = T_e$$

➤ Conditions à la paroi inférieure :

$$\begin{cases} 0 < x < 1; & y = 0 \\ \frac{\partial T}{\partial y} = - \frac{q_0(1 + A \cos 2\pi ft)}{k_{eff}} \\ \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \end{cases}$$

➤ Conditions à la paroi supérieure (adiabatique) :

$$0 < x < 1; \quad Y = H; \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0$$

➤ Conditions à la sortie :

$$x = 1; \quad 0 < y < H; \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

➤ Conditions à l'interface fluide – poreux

- Egalité des températures

$$T_{nf} = T_p$$

- Egalité des densités de flux de chaleur

$$-k_{nf} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{nf} = -k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_p ; \quad -k_{nf} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{nf} = -k_{eff} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_p$$

III.5 Analyse dimensionnelle

III.5.1 Grandeurs adimensionnelles

Les équations précédentes sont mises sous forme réduite en utilisant les grandeurs adimensionnelles suivantes :

$$X = \frac{x}{H} ; \quad Y = \frac{y}{H} ; \quad U = \frac{u}{U_0} ; \quad V = \frac{v}{U_0} ; \quad P = \frac{p}{\rho_{nf} U_0^2} ;$$

$$\theta = \frac{T - T_e}{q_0 \left(\frac{H}{k_f} \right)} ; \quad \tau = \frac{t}{\left(\frac{H}{U_0} \right)}$$

III.5.2 Equations adimensionnelles

III.5.2.1 Equation de continuité

Dans le milieu fluide et le milieu poreux l'équation de continuité adimensionnelle s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \tag{III.13}$$

III.5.2.2 Equations de conservation de la quantité de mouvement

❖ Région fluide

➤ *Suivant la direction axiale (X)*

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + \left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{R_{\mu nf}}{R_{\rho nf} \text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \tag{III.14}$$

➤ *Suivant la direction transversale (Y)*

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + \left(U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{R_{\mu nf}}{R_{\rho nf} \text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \tag{III.15}$$

❖ **Région poreuse**

➤ *Suivant la direction axiale (X)*

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + \left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{R_\mu R_{\mu nf}}{R_{\rho nf} \text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) - \frac{\varepsilon}{\text{Re Da} R_{\rho nf}} U - \frac{\varepsilon^2 C}{\sqrt{\text{Da}}} \left| \vec{V} \right| U \quad (\text{III.16})$$

➤ *Suivant la direction transversale (Y)*

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + \left(U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{R_\mu R_{\mu nf}}{R_{\rho nf} \text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) - \frac{\varepsilon}{\text{Re Da} R_{\rho nf}} V - \frac{\varepsilon^2 C}{\sqrt{\text{Da}}} \left| \vec{V} \right| V \quad (\text{III.17})$$

III.5.2.3 Equation d'énergie

❖ **Région fluide**

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \left(U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) = \frac{R_{k nf}}{\text{Re Pr} R_{(\rho cp) nf}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (\text{III.18})$$

❖ **Région poreuse**

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \left(U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) = \frac{R_k R_{k nf}}{\text{Re Pr} R_{(\rho cp) nf}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (\text{III.19})$$

Les paramètres adimensionnels apparus dans les équations précédentes, sont définis comme suit :

$$\text{Re} = \frac{\rho_f U_0 H}{\mu_f}; \quad \text{Da} = \frac{K}{H^2}; \quad \text{Pr} = \frac{\mu_f C_{pf}}{k_f}; \quad R_\mu = \frac{\mu_{eff}}{\mu_{nf}}; \quad R_{\mu nf} = \frac{\mu_{nf}}{\mu_f};$$

$$R_{\rho nf} = \frac{\rho_{nf}}{\rho_f}; \quad R_{k nf} = \frac{k_{nf}}{k_f}; \quad R_k = \frac{k_{eff}}{k_{nf}}; \quad R_{Cp} = \frac{(\rho_e C_p)_{nf}}{(\rho_e C_p)_f} \quad \text{et} \quad C=F \varepsilon$$

III.5.3 Conditions limites :

III.5.3.1 Conditions aux limites dynamiques :

- Conditions à l'entrée :

$$X=0; \quad 0 < Y < 1; \quad U(0, Y) = 1; \quad V(0, Y) = 0$$

- Conditions d'adhérence à la paroi inférieure :

$$0 < X < L; \quad Y = 0; \quad U(X, 0) = 0; \quad V(X, 0) = 0$$

- Conditions d'adhérence à la paroi supérieure :

$$0 < X < L; \quad Y = 1; \quad U(X, 1) = 0; \quad V(X, 1) = 0$$

- Conditions à la sortie (Etablissement) :

$$X=L; \quad 0 < Y < 1; \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0; \quad V = 0$$

- Conditions à l'interface fluide – poreux

- Egalité des vitesses

$$U_{nf} = U_p; \quad V_{nf} = V_p$$

- Egalité des contraintes

$$\frac{\partial U}{\partial X} \Big|_{nf} = R\mu \frac{\partial U}{\partial X} \Big|_p; \quad \frac{\partial V}{\partial Y} \Big|_{nf} = R\mu \frac{\partial V}{\partial Y} \Big|_p$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \Big|_{nf} = R\mu \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \Big|_p$$

III.5.3.2 Conditions aux limites thermiques

- Conditions à l'entrée :

$$X = 0; \quad 0 < Y < 1; \quad \theta(0, Y) = 0$$

- Conditions à la paroi inférieure :

$$0 < X < L; \quad Y = 0$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial Y} = -\frac{1 + A \cos(2\pi St \tau)}{R_k R_{knf}} \\ \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \end{cases}$$

➤ Conditions à la paroi supérieure (adiabatique) :

$$0 < X < L; \quad Y = 1; \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$$

➤ Conditions à la sortie :

$$X = L; \quad 0 < Y < 1; \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$$

➤ Conditions à l'interface fluide – poreux

- Egalité des températures

$$\theta_{nf} = \theta_p$$

- Egalité des densités de flux de chaleur

$$\frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{nf} = R_k \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_p; \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{nf} = R_k \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_p$$

III.6 Coefficient de frottement

L'expression du coefficient de frottement local est donné par :

$$f = \left(-\frac{d\bar{p}}{dx} \right) \frac{D_H}{2\rho_f \bar{u}^2} \tag{III.20}$$

Avec :

\bar{p} : Pression moyenne suivant une section donnée.

\bar{u} : Vitesse moyenne suivant une section donnée.

D_H : Diamètre hydraulique ($D_H = 2H$).

En utilisant les variables adimensionnelles, on obtient :

- Zone fluide :
$$f = \left(-\frac{d\bar{P}}{dX} \right) \frac{R_{\rho nf}}{\bar{U}^2} \tag{III.21a}$$

- Zone poreuse :
$$f = \left(-\frac{d\bar{P}}{dX} \right) \frac{R_{\rho nf}}{\varepsilon^2 \bar{U}^2} \tag{III.21b}$$

On introduit aussi le coefficient de frottement moyen le long du canal ayant pour expression :

$$f_{moy} = \frac{1}{L} \int_0^L f dX \tag{III.22}$$

III.7 Température moyenne

L'expression de la température moyenne du fluide suivant une section est donnée par :

$$T_m = \frac{\int_0^H |u| T \, dy}{\int_0^H |u| \, dy} \quad (\text{III.23})$$

Sous forme adimensionnelle, nous obtenons :

$$\theta_m = \frac{\int_0^1 |U| \theta \, dY}{\int_0^1 |U| \, dY} \quad (\text{III.24})$$

III.8 Nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt est essentiellement utilisé pour traduire les échanges de chaleur ayant lieu entre une paroi et un fluide. On définit le nombre de Nusselt local par :

$$Nu = \frac{h H}{k_f} \quad (\text{III.25})$$

Où h est le coefficient d'échange convectif donné par :

$$h = \frac{q_0}{T_p - T_m} \quad (\text{III.26})$$

Soit :

$$Nu = \frac{q_0 H}{k_f (T_p - T_m)} \quad (\text{III.27})$$

Soit en utilisant les variables adimensionnelles :

$$Nu = \frac{1}{\theta_p - \theta_m} \quad (\text{III.28})$$

Le nombre de Nusselt moyen au niveau de chaque bloc est calculé comme suit :

$$Nu_{moyi} = \frac{1}{W_p} \int_{X_i}^{X_i+W_p} Nu \, dX \quad (\text{III.29})$$

Où X_i est la position du bloc "i" par rapport à l'entrée du canal.

Le nombre de Nusselt global est défini par :

$$Nu_g = \frac{\sum_{i=1}^{i=N_b} Nu_{moyi}}{N_b} \quad (\text{III.30})$$

Où N_b est le nombre de blocs placés dans le canal.

Pour des conditions aux limites oscillatoires, on définit un nombre de Nusselt global moyenné sur une période d'oscillation T^* comme suit :

$$\langle Nu_g \rangle = \frac{1}{T^*} \int_{\tau}^{\tau+T^*} Nu_g d\tau = St \int_{\tau}^{\tau+\frac{1}{St}} Nu_g d\tau \quad (\text{III.31})$$

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons explicité les équations gouvernantes du phénomène physique étudié avec les conditions aux limites associées ainsi que leur mise sous forme adimensionnelle. Après avoir posé les expressions du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt. Le prochain chapitre s'intéressera à la modélisation numérique.

MODELISATION NUMERIQUE

Modélisation Numérique

Introduction

Etant donné la complexité des équations gouvernantes établies dans le chapitre précédent, leur résolution par une méthode analytique est alors exclue et les méthodes numériques semblent être les plus adéquates. Parmi ces méthodes on peut citer la méthode des différences finies, des éléments finis et des volumes finis présentée par **Patankar [43]** et qui sera utilisée dans ce travail.

La procédure repose globalement sur trois étapes :

- ❖ Maillage du domaine
- ❖ Discrétisation des équations gouvernantes
- ❖ Résolution du système obtenu

IV.1 Maillage

Dans cette étape nous subdivisons le domaine d'étude en un ensemble de volumes élémentaires appelés volumes de contrôle, comme indiqué sur la figure IV.1.

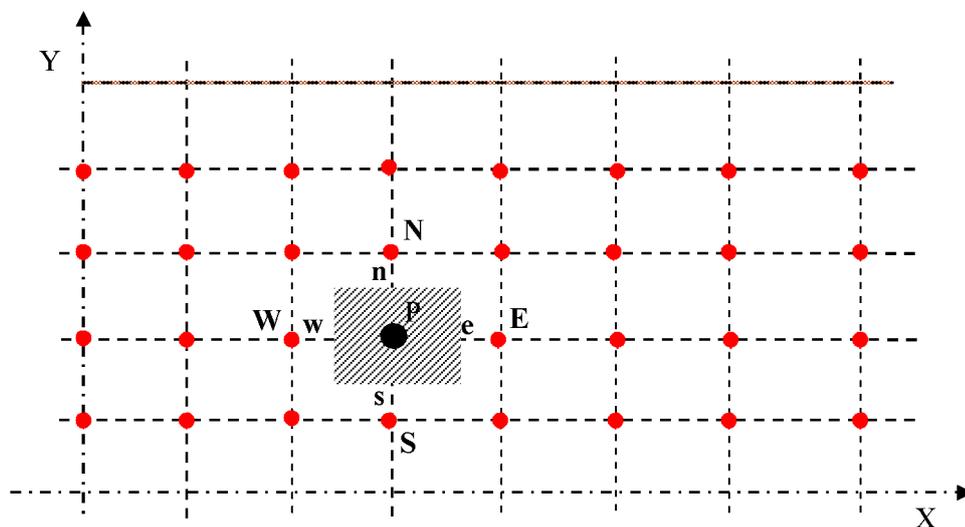


Figure IV.1 : Subdivision du domaine d'étude en volumes de contrôle.

Il existe plusieurs types de maillage dont le plus utilisé est le maillage uniforme. Dans la présente étude nous avons adopté suivant la direction axiale et la direction transversale un maillage uniforme, consistant à la division du domaine d'étude en plusieurs zones et dans chacune d'elle on applique un maillage uniforme (figure IV.2).

Pour cela, trois zones ont été considérées dans la direction axiale :

1. Une zone constituant l'entrée et la sortie du canal.
2. Une zone contenant les blocs poreux où un maillage très raffiné a été appliqué afin de bien limiter les interfaces fluide – poreux.
3. Une zone en amont du premier bloc et en aval du dernier bloc, où un maillage moins serré que le précédent a été adopté.

Et, deux zones dans la direction transversale :

1. Une zone au niveau des blocs.
2. Une zone ailleurs que les blocs poreux dans le canal.

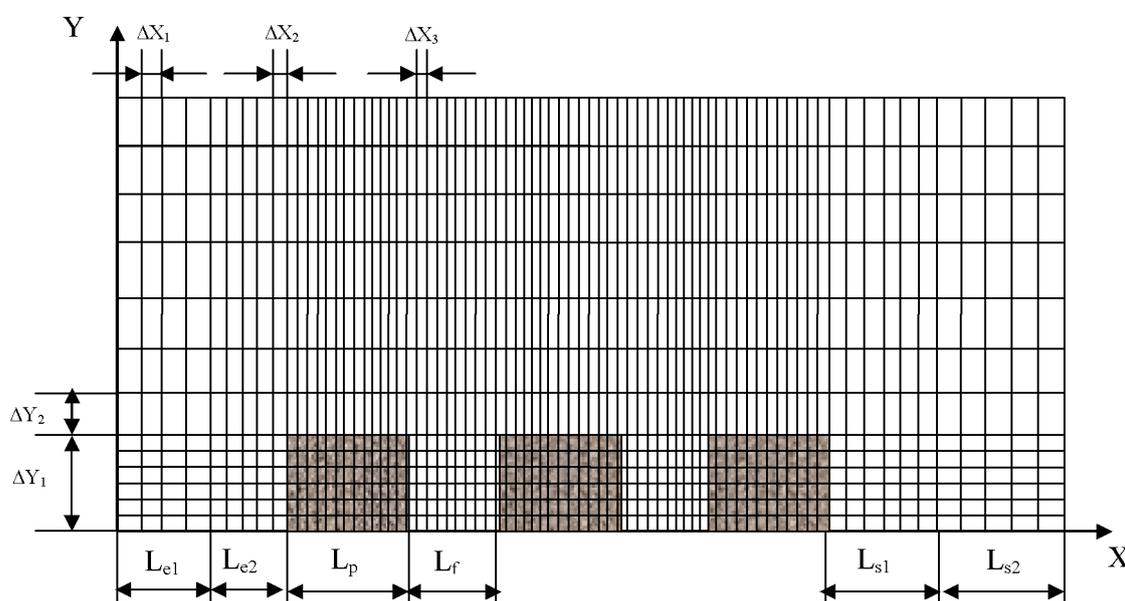


Figure IV.2 : Maillage appliqué à notre domaine d'étude.

IV.2 Discrétisation des équations gouvernantes

On peut exprimer toutes les équations gouvernantes établies dans le chapitre précédent (continuité, mouvement, énergie) par l'équation différentielle généralisée qui à la forme suivante :

$$\Lambda_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + \vec{\nabla}(\rho \vec{V} \Phi) = \vec{\nabla}(\Gamma \vec{\nabla} \Phi) + S \quad (\text{IV.1})$$

Avec :

$\vec{\nabla}(\rho \vec{V} \Phi)$: Terme convectif

$\vec{\nabla}(\Gamma \vec{V}\Phi)$: Terme de diffusif

Φ : Variable dépendante généralisée (vitesse, température, concentration)

S : Terme source

Γ : Coefficient de diffusion

$\Lambda_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \tau}$: Terme instationnaire

IV.2.1 Discrétisation des équations de conservation

Les équations de conservation peuvent être mises sous la forme générale suivante :

$$\Lambda_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X_i} (U_i \phi) = \frac{\partial}{\partial X_i} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X_i} \right) + S \quad (\text{IV.2})$$

En introduisant l'équation de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial X_i} (U_i) = 0 \quad (\text{IV.3})$$

L'équation gouvernante sera simplifiée comme suit :

$$\Lambda_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + U_i \frac{\partial \phi}{\partial X_i} = \frac{\partial}{\partial X_i} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X_i} \right) + S \quad (\text{IV.4})$$

L'équation différentielle peut s'écrire aussi de la manière suivante :

$$\Lambda_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + \frac{\partial (J_x)}{\partial X} + \frac{\partial (J_y)}{\partial Y} = S \quad (\text{IV.5})$$

Avec:

J_x : Flux dans la direction axiale X

J_y : Flux dans la direction transversale Y

$$J_x = \left[U\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right]$$

$$J_y = \left[V\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right]$$

Après avoir mis toutes les équations de conservation sous la forme de l'équation (IV.5) on reporte les différents termes pour les deux régions (fluide et poreux) dans les tableaux IV.1 et IV.2.

EQUATION	Φ	Λ_Φ	Γ	S
CONTINUITE	1	0	0	0
MOUVEMENT (X)	U	1	$\frac{R_{\mu nf}}{R_{\rho nf} \text{Re}}$	$-\frac{\partial P}{\partial X}$
MOUVEMENT (Y)	V	1	$\frac{R_{\mu nf}}{R_{\rho nf} \text{Re}}$	$-\frac{\partial P}{\partial Y}$
ENERGIE	θ	1	$\frac{R_{k nf}}{\text{Re Pr } R_{(\rho cp)nf}}$	0

Tableau IV.1 : Différents termes des équations de conservation dans la région du fluide.

EQUATION	Φ	Λ_Φ	Γ	S
CONTINUITE	1	0	0	0
MOUVEMENT (X)	U	1	$\frac{R_\mu R_{\mu nf}}{R_{\rho nf} \text{Re}}$	$-\frac{\partial P}{\partial X} - \frac{\varepsilon R_{\mu nf}}{\text{Re Da } R_{\rho nf}} U - \frac{\varepsilon^2 C}{\sqrt{\text{Da}}} \vec{V} U$
MOUVEMENT (Y)	V	1	$\frac{R_\mu R_{\mu nf}}{R_{\rho nf} \text{Re}}$	$-\frac{\partial P}{\partial Y} - \frac{\varepsilon R_{\mu nf}}{\text{Re Da } R_{\rho nf}} V - \frac{\varepsilon^2 C}{\sqrt{\text{Da}}} \vec{V} V$
ENERGIE	θ	1	$\frac{R_k R_{k nf}}{\text{Re Pr } R_{(\rho cp)nf}}$	0

Tableau IV.2 : Différents termes des équations de conservation dans la région poreuse.

Intégrons l'équation (IV.5) sur un volume de contrôle (figure IV.3) :

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{w_s} \int_{e_n} \Lambda_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} d\tau dX dY + \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{w_s} \int_{e_n} \frac{\partial J_X}{\partial X} d\tau dX dY + \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{w_s} \int_{e_n} \frac{\partial J_Y}{\partial Y} d\tau dX dY = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{w_s} \int_{e_n} S d\tau dX dY \quad (\text{IV.6})$$

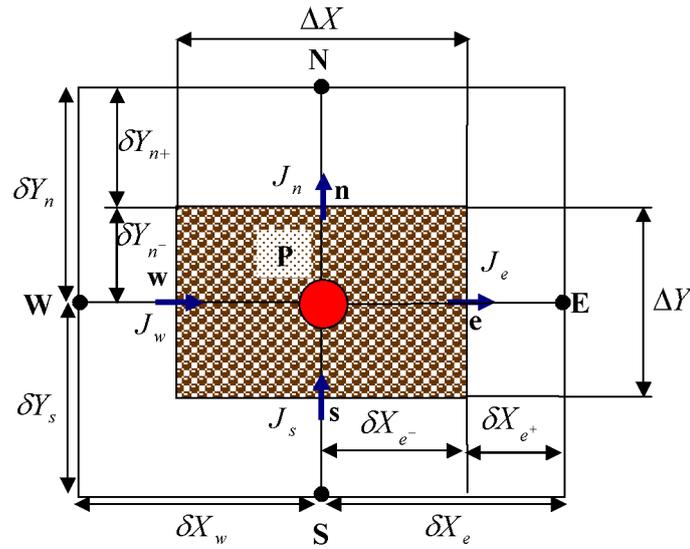


Figure IV.3 : Volume de contrôle représentatif.

En utilisant un schéma totalement implicite, on obtient :

$$\Lambda_{\Phi}(\Phi_P - \Phi_P^0) \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau} + [J_e - J_w] + [J_n - J_s] = \bar{S} \Delta X \Delta Y \quad (\text{IV.7})$$

Où

'0' : exposant indiquant les valeurs connues au début de l'étape temporelle τ .

\bar{S} : moyenne des termes sources calculée sur la base du volume de contrôle.

$$J_e = \int_s^n (J_X)_e dY = \left[U\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right]_e \Delta Y$$

$$J_w = \int_s^n (J_X)_w dY = \left[U\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right]_w \Delta Y$$

$$J_n = \int_w^e (J_Y)_n dX = \left[V\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right]_n \Delta X$$

$$J_s = \int_w^e (J_Y)_s dX = \left[V\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right]_s \Delta X$$

Après linéarisation du terme source, l'équation (IV.7) devient :

$$\Lambda_{\Phi}(\Phi_P - \Phi_P^0) \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau} + [J_e - J_w] + [J_n - J_s] = (S_C + S_P \phi_P) \Delta X \Delta Y \quad (\text{IV.8})$$

On intègre aussi l'équation de continuité sur le même volume de contrôle, on aura :

$$\int_s^e \int_w^n \frac{\partial U}{\partial X} dX dY + \int_w^n \int_s^e \frac{\partial V}{\partial Y} dY dX = 0 \quad (IV.9)$$

Soit:

$$[U_e - U_w] \Delta Y + [V_n - V_s] \Delta X = 0 \quad (IV.10)$$

L'équation (IV.10) devient :

$$(F_e - F_w) + (F_n - F_s) = 0 \quad (IV.11)$$

Avec :

$$F_e = U_e \Delta Y$$

$$F_w = U_w \Delta Y$$

$$F_n = V_n \Delta X$$

$$F_s = V_s \Delta X$$

Multiplions l'équation (IV.11) par Φ_p , on aura :

$$F_e \Phi_p - F_w \Phi_p + F_n \Phi_p - F_s \Phi_p = 0 \quad (IV.12)$$

Soustrayons l'équation (IV-8) et (IV-12), nous obtenons

$$\Lambda_\Phi (\Phi_p - \Phi_p^0) \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau} + [(J_e - F_e \Phi_p) - (J_w - F_w \Phi_p)] + [(J_n - F_n \Phi_p) - (J_s - F_s \Phi_p)] = (S_C + S_P \Phi_p) \Delta X \Delta Y \quad (IV.13)$$

En utilisant les expressions de **Patankar [43]** :

$$J_e - F_e \Phi_p = a_E (\Phi_p - \Phi_E)$$

$$J_w - F_w \Phi_p = a_W (\Phi_p - \Phi_W)$$

$$J_n - F_n \Phi_p = a_N (\Phi_p - \Phi_N)$$

$$J_s - F_s \Phi_p = a_S (\Phi_p - \Phi_S)$$

On obtient L'équation discrétisée qui s'écrit comme suit :

$$a_P \Phi_p = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + b \quad (IV.14)$$

Avec :

$$a_E = D_e A(P_e) + [-F_e, 0]$$

$$a_W = D_w A(P_w) + [F_w, 0]$$

$$a_N = D_n A(P_n) + [-F_n, 0]$$

$$a_S = D_s A(P_s) + [F_s, 0]$$

$$b = S_C \Delta X \Delta Y + \Lambda_\Phi \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau} \Phi_P^0$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + \Lambda_\Phi \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau} - S_P \Delta X \Delta Y$$

Le symbole [a, b] représente le maximum entre a et b et $A(P_i)$ la fonction d'interpolation qui diffère d'un schéma à un autre.

$$\begin{array}{lll} D_e = \frac{\Gamma_e \Delta Y}{\delta X_e} & F_e = (\rho U)_e \Delta Y & P_e = \frac{F_e}{D_e} \\ D_w = \frac{\Gamma_w \Delta Y}{\delta X_w} & F_w = (\rho U)_w \Delta Y & P_w = \frac{F_w}{D_w} \\ D_n = \frac{\Gamma_n \Delta X}{\delta Y_n} & F_n = (\rho V)_n \Delta X & P_n = \frac{F_n}{D_n} \\ D_s = \frac{\Gamma_s \Delta X}{\delta Y_s} & F_s = (\rho V)_s \Delta X & P_s = \frac{F_s}{D_s} \end{array}$$

D_i , F_i et P_i représentent respectivement la diffusion, le débit volumique et le rapport du transfert par convection au transfert par diffusion.

L'équation (IV.14) peut se mettre sous la forme générale suivante :

$$a_p \Phi_p = \sum a_{nb} \Phi_{nb} + b \tag{IV.15}$$

Où « nb » désigne les nœuds voisins au nœud principal « P ».

Dans la littérature, plusieurs expressions existent pour la fonction d'interpolation utilisée pour l'évaluation de la variable dépendante Φ à une interface du volume de contrôle. Quelques schémas sont récapitulés dans le tableau IV.3 :

Schéma	$A(P)$
Différence centrée (Central)	$1 - 0.5 P $
Décentré amont (Upwind)	1
Hybride	$[0, 1 - 0.5 P]$
Loi de puissance (Power-Law)	$[0, (1 - 0.1 P)^5]$
Exponentiel (Exact)	$\frac{ P }{\exp P - 1}$

Tableau IV.3 : Quelques schémas d'interpolation existants.

➤ Dans notre travail nous avons utilisé le schéma Power -Law.

IV.2.2 Linéarisation du terme source

Afin de rendre les équations algébriques linéaires, le terme source S de l'équation (IV.2) est linéarisé sous la forme :

$$\bar{S} = S_C + S_P \Phi_P \tag{IV.16}$$

Avec $S_P \leq 0$.

Par la méthode de la tangente, on peut écrire :

$$\bar{S} = \bar{S}^* + \left(\frac{d\bar{S}}{d\Phi} \right)^* (\Phi_p - \Phi_p^*) \tag{IV.17}$$

Après développement de l'équation (IV.17), nous obtenons :

$$S_C = \bar{S}^* - \left(\frac{\partial \bar{S}}{\partial \Phi} \right)^* \Phi_p^* \tag{IV.17a}$$

$$S_P = \left(\frac{d\bar{S}}{d\Phi} \right)^* \tag{IV.17b}$$

Où \bar{S}^* et Φ_p^* sont les valeurs de \bar{S} et Φ_p à l'itération précédente.

Le tableau IV.4 résume les valeurs de S_c et S_p pour nos différentes équations de conservation dans la région poreuse.

EQUATION	Φ	S_c	S_p
CONTINUITE	1	0	0
MOUVEMENT (X)	U	$\frac{CU^{*3}\varepsilon^2}{\sqrt{Da} \vec{V}^* }$	$-\frac{\varepsilon R_{\mu_{nf}}}{\text{Re}DaR_{\rho_{nf}}} - \frac{C\varepsilon^2}{\sqrt{Da}} \left(\vec{V}^* + \frac{U^{*2}}{ \vec{V}^* } \right)$
MOUVEMENT (Y)	V	$\frac{CV^{*3}\varepsilon^2}{\sqrt{Da} \vec{V}^* }$	$-\frac{\varepsilon R_{\mu_{nf}}}{\text{Re}DaR_{\rho_{nf}}} - \frac{C\varepsilon^2}{\sqrt{Da}} \left(\vec{V}^* + \frac{V^{*2}}{ \vec{V}^* } \right)$
ENERGIE	θ	0	0

Tableau IV.4 : Expressions des termes sources linéarisées pour les différentes équations dans la région poreuse.

IV.2.3 Evaluation des propriétés thermo-physiques aux interfaces

Pour assurer une continuité des flux aux interfaces (figure IV.4), il est nécessaire d'évaluer le coefficient de diffusion par une moyenne harmonique (**Patankar [43]**). On le définit comme suit :

$$\Gamma_e = \frac{\Gamma_P \Gamma_E}{f_e \Gamma_P + (1 - f_e) \Gamma_E} \quad \text{(IV.18)}$$

Avec :

$$f_e = \frac{\delta X_{e^+}}{\delta X_e}$$

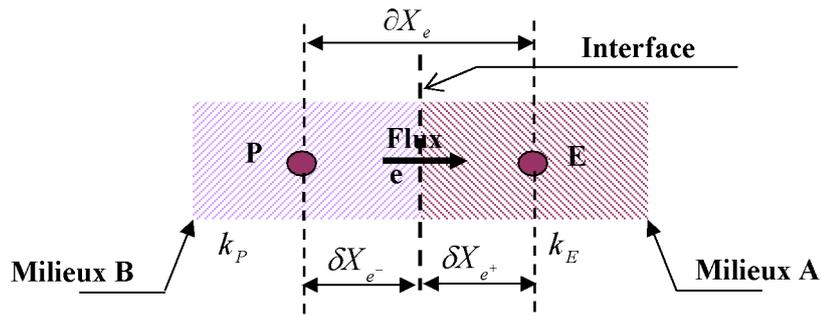


Figure IV.4 : Position de l'interface.

IV.2.4 Discrétisation des équations de quantité de mouvement

L'étude du champ dynamique, qui fait intervenir toutes les composantes de la vitesse est délicate. La première difficulté se situe dans le champ de pression qui est inconnu et l'apparition du gradient de pression comme terme source dans les équations de quantité de mouvement, alors que la seconde difficulté est la localisation de toutes les variables au même point.

Le remède est d'utiliser un maillage décalé comme proposé par **Patankar [43]**. Il s'agit d'évaluer le champ de vitesse aux interfaces des volumes de contrôle alors que les autres variables, y compris la pression, sont évaluées aux nœuds principaux comme il apparaît sur les figures IV. 5 à IV.7.

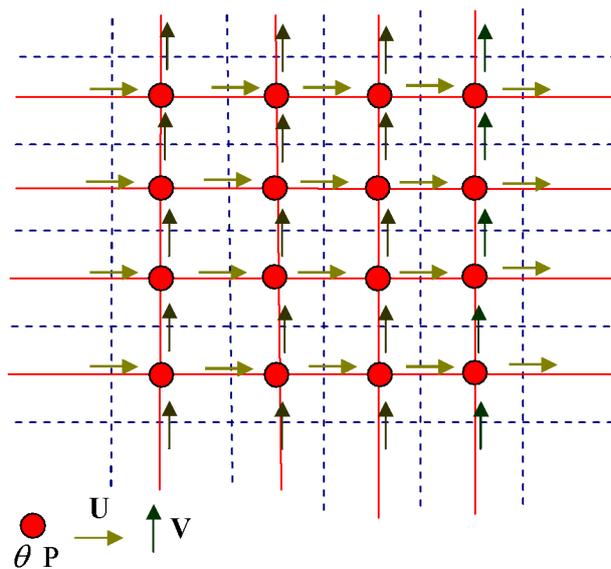


Figure IV.5 : Représentation d'un maillage décalé.

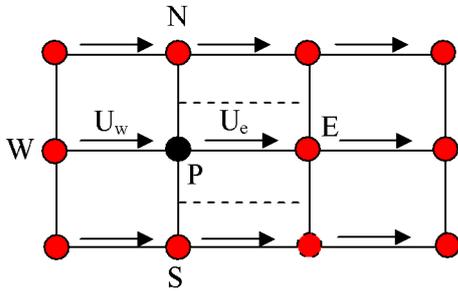


Figure IV.6 : Volume de contrôle lié à U.

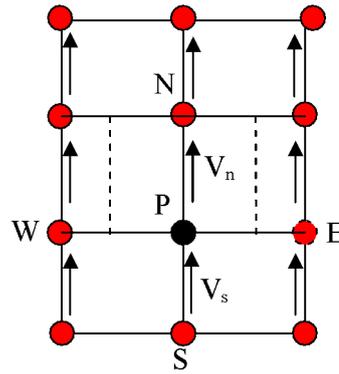


Figure IV.7 : Volume de contrôle lié à V.

Intégrons l'équation de quantité de mouvement suivant les directions X et Y, nous obtenons :

$$\begin{cases} a_e U_e = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb} + b + (P_P - P_E) A_e \\ a_n V_n = \sum_{nb} a_{nb} V_{nb} + b + (P_P - P_N) A_n \end{cases} \quad (IV.19)$$

Avec :

A_e, A_n : les surfaces sur lesquelles agissent les forces de pression

$(p_P - p_E), (p_P - p_N)$: les forces de pression agissant sur les deux faces verticale et horizontal respectivement

Le champ de vitesse ne satisfera l'équation de continuité que si la pression est correcte, pour cela il faut faire un choix initial P^* auquel correspond la solution U^* et V^* . Nous obtenons :

$$\begin{cases} a_e U_e^* = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb}^* + b + (P_P^* - P_E^*) A_e \\ a_n V_n^* = \sum_{nb} a_{nb} V_{nb}^* + b + (P_P^* - P_N^*) A_n \end{cases} \quad (IV.20)$$

❖ **Correction des composantes de la vitesse**

La pression estimée P^* est corrigée de façon que les vitesses obtenues U^* et V^* s'approchent progressivement des valeurs qui satisfassent l'équation de continuité.

Soit P' , U' et V' les corrections de pression et des composantes de vitesse. Les champs de pression et de vitesse corrigés s'écrivent alors comme suit :

$$P = P^* + P'$$

$$U = U^* + U'$$

$$V = V^* + V'$$

Nous avons :

$$a_e U_e = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb} + b + (P_P - P_E) A_e \quad (IV.21a)$$

$$a_e U_e^* = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb}^* + b + (P_P^* - P_E^*) A_e \quad (IV.21b)$$

Faisons la soustraction entre les deux équations précédentes, on obtient :

$$a_e U_e' = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb}' + (P_P' - P_E') A_e \quad (IV.22)$$

Introduisons une des hypothèses simplificatrices introduites par **Patankar [43]** qui est que le

terme $\left(\sum_{nb} a_{nb} U_{nb}' \right)$ est négligeable. Cela a pour but de construire une matrice tridiagonale

pour l'équation de correction de pression. On aboutit alors à :

$$a_e U_e' = (P_P' - P_E') A_e \quad (IV.23)$$

D'ou :

$$U_e' = (P_P' - P_E') d_e \quad (IV.24)$$

Avec :

$$d_e = \frac{A_e}{a_e}$$

On écrira donc :

$$U_e = U_e^* + (P_P' - P_E') d_e \quad (IV.25)$$

De la même manière, on peut écrire :

$$V_n = V_n^* + (P_P' - P_N') d_n \quad (IV.26)$$

Avec :

$$d_n = \frac{A_n}{a_n}$$

❖ Equation de correction de la pression

L'équation de continuité :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \tag{IV.27}$$

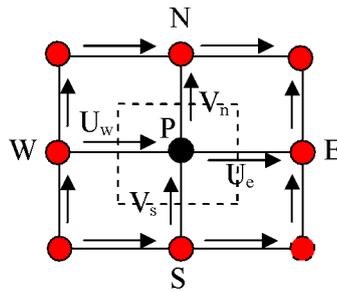


Figure IV.8 : Volume de contrôle lié à P.

Intégrée sur un volume de contrôle autour de P (figure IV.8) donne :

$$[U_e - U_w] \Delta Y + [V_n - V_s] \Delta X = 0 \tag{IV.28}$$

Substituons les vitesses par : $U = U^* + U'$ et $V = V^* + V'$

Où: $U_i = U_i^* + (P'_P - P'_I) d_i$

On obtient l'équation de correction de pression :

$$a_P P'_P = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + b \tag{IV.29}$$

Avec :

$$a_E = d_e \Delta Y$$

$$a_W = d_w \Delta Y$$

$$a_N = d_n \Delta X$$

$$a_S = d_s \Delta X$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S$$

$$b = (U_w^* - U_e^*) \Delta Y + (V_s^* - V_n^*) \Delta X$$

Le terme b devrait tendre vers zéro à la convergence.

IV.2.5 Algorithme SIMPLE

Pour résoudre les équations de conservation, l'algorithme **SIMPLE** (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation) a été utilisé. Il consiste à corriger itérativement la pression et les composantes de la vitesse jusqu'à ce que l'équation de continuité soit vérifiée. Ces différentes étapes peuvent se résumer comme suit :

1. Choix du champ de pression P^*
2. Résolution des équations du mouvement discrétisées pour obtenir les vitesses U^* et V^*
3. Résolution de l'équation de correction de pression pour obtenir P'
4. Correction de la pression ($P = P^* + P'$)
5. Correction des vitesses ($U = U^* + U'$; $V = V^* + V'$)
6. Résolution de l'équation discrétisée de l'énergie
7. Si le critère de convergence est satisfait, arrêt, sinon prendre P comme nouvelle valeur de P^* ($P^* = P$) et retourner à l'étape 2

Les étapes suscitées permettent d'avoir une solution pour un pas de temps dans un problème instationnaire. Pour les problèmes non linéaires transitoires, il faut de plus assurer une itération interne à chaque pas de temps, afin d'actualiser les non-linéarités et permettre d'avoir un schéma temporel purement implicite.

IV.3 Méthode de Résolution

Pour la résolution des équations algébriques, il existe deux méthodes :

- ❖ **Méthode directe** : on peut citer l'Algorithme de Thomas qui est non applicable aux cas bidimensionnels (système non tridiagonal), et non approprié pour les systèmes non linéaires.
- ❖ **Méthode itérative**: Convient mieux aux systèmes non linéaires, on peut citer la méthode de Gauss-Seidel (point par point).

Dans notre étude nous avons utilisé la méthode ligne par ligne, qui consiste à combiner entre la méthode directe (**TDMA** : **Tri-Diagonal Matrix Algorithm**) dans une direction et la méthode itérative (Gauss-Seidel) dans l'autre direction.

La forme générale de l'équation algébrique est :

$$a_{P_{i,j}} \Phi_{i,j} = a_{E_{i,j}} \Phi_{i+1,j} + a_{W_{i,j}} \Phi_{i-1,j} + a_{N_{i,j}} \Phi_{i,j+1} + a_{S_{i,j}} \Phi_{i,j-1} + b_{i,j} \quad (\text{IV.30})$$

Après utilisation de la méthode ligne par ligne l'équation (IV.30) va s'écrire comme suit :

$$a_{Pi,j} \Phi_{i,j} = a_{Ei,j} \Phi_{i+1,j} + a_{Wi,j} \Phi_{i-1,j} + a_{Ni,j} \Phi_{i,j+1}^* + a_{Si,j} \Phi_{i,j-1}^* + b_{i,j} \quad (IV.31)$$

Où l'exposant (*) indique la valeur de la variable Φ à l'itération précédente. On aura :

$$A_{i,j} \Phi_{i,j} = B_{i,j} \Phi_{i+1,j} + C_{i,j} \Phi_{i-1,j} + D_{i,j} \quad (IV.32)$$

Avec :

$$A_{i,j} = a_{Pi,j}$$

$$B_{i,j} = a_{Ei,j}$$

$$C_{i,j} = a_{Wi,j}$$

$$D_{i,j} = a_{Ni,j} \Phi_{i,j+1} + a_{Si,j} \Phi_{i,j-1} + b_{i,j}$$

On forme une formule de récurrence telle que :

$$\Phi_{i,j} = P_{i,j} \Phi_{i+1,j} + Q_{i,j} \quad (IV.33)$$

On peut aussi écrire :

$$\Phi_{i-1,j} = P_{i-1,j} \Phi_{i,j} + Q_{i-1,j} \quad (IV.34)$$

L'équation (IV.32) devient :

$$A_{i,j} \Phi_{i,j} = B_{i,j} \Phi_{i+1,j} + C_{i,j} (P_{i-1,j} \Phi_{i,j} + Q_{i-1,j}) + D_{i,j} \quad (IV.35)$$

On obtient :

$$\Phi_{i,j} = \left(\frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j} P_{i-1,j}} \right) \Phi_{i+1,j} + \left(\frac{C_{i,j} Q_{i-1,j} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j} P_{i-1,j}} \right) \quad (IV.36)$$

D'où :

$$P_{i,j} = \frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j} P_{i-1,j}} \quad \text{et} \quad Q_{i,j} = \frac{C_{i,j} Q_{i-1,j} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j} P_{i-1,j}} \quad (IV.37)$$

L'algorithme TDMA est le suivant :

➤ Calculer de $P_{1,j}$ et $Q_{1,j}$ par la condition imposée à la frontière d'indice $i = 1$:

$$P_{1,j} = \frac{B_{1,j}}{A_{1,j}} \quad \text{et} \quad Q_{1,j} = \frac{D_{1,j}}{A_{1,j}}$$

- Calculer $P_{i,j}$ et $Q_{i,j}$ par la relation (IV.37)
- Calculer $Q_{n,j}$ par la condition à la frontière $i = n$
- Utiliser l'équation (IV.36) pour le Calcul de $\Phi_{i,j}$ de $i = n-1$ à $i = 1$

IV.4 Méthode de relaxation

Souvent avec des méthodes itératives et la présence de non linéarités, on veut accélérer ou ralentir les variations des variables au cours des itérations. La sous-relaxation est utilisée pour éviter la divergence des problèmes fortement non linéaires.

Toutes les équations de conservation sont écrites après discrétisation sous la forme générale suivante :

$$a_p \Phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + b \quad (IV.38)$$

En introduisant la variable Φ_p^* , correspondant à la valeur de Φ_p à l'itération précédente, on peut écrire :

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \left[\frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + b}{a_p} - \Phi_p^* \right] \quad (IV.39)$$

La sous relaxation consiste à introduire un facteur α_ϕ pour amortir le changement survenu à Φ_p pendant une itération. L'équation (IV.38) devient :

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \alpha_\phi \left[\frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + b}{a_p} - \Phi_p^* \right] \quad (IV.40)$$

- ↗ Tous les facteurs de sous relaxation doivent être compris entre 0 et 1. Plus ils sont faibles, plus la sous relaxation est forte et la convergence lente. Mais plus ils sont élevés, plus la sous relaxation est faible avec des risques d'instabilités et divergence du processus itératif.
- ↗ Il n'existe pas de règles générales pour choisir le facteur de sous relaxation optimale, cela dépend de plusieurs paramètres : la nature du problème, le nombre de noeuds, le pas du maillage et la méthode itérative utilisée.
- ↗ Le facteur α_ϕ peut prendre des valeurs différentes d'une itération à une autre.

IV.5 Critères de convergence

On dit qu'un processus itératif a atteint la convergence lorsque les itérations ultérieures ne produisent aucun changement significatif sur les variables dépendantes Φ . Pratiquement, on exprime cette convergence par un test d'arrêt du processus itératif appelé critère de convergence qui dépend de la nature du problème et des objectifs du calcul.

Pour notre cas, nous avons utilisé deux critères de convergence. Le premier porte sur le résidu de l'équation de continuité défini comme suit :

$$b = (U_w^* - U_e^*)\Delta Y + (V_s^* - V_n^*)\Delta X \quad (\text{IV.41})$$

Lorsque l'équation de continuité est satisfaite, R_p tend vers zéro.

Mathématiquement, cela se traduit par :

$$\max[\sum b, \max|b|] \leq 10^{-6} \quad (\text{IV.42})$$

Le second critère porte sur le maximum des erreurs relatives sur Φ et qui s'écrit pour chaque variable :

$$\max \left| \frac{\Phi_{i,j} - \Phi_{i,j}^*}{\Phi_{i,j}^*} \right| \leq 10^{-5}, \quad \Phi = U, V, \theta \quad (\text{IV.43})$$

Ces critères de convergence ont été utilisés pour un pas de temps donné. Pour l'arrêt du programme instationnaire, nous avons utilisé un troisième critère qui est :

$$\tau \leq \tau_{\max} \quad (\text{IV.44})$$

Où τ_{\max} est le temps maximum choisi suffisamment grand pour assurer un régime périodiquement établi.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la procédure numérique choisie pour la détermination des champs dynamique et thermique. Pour cela, nous avons utilisé la méthode des volumes finis et l'algorithme SIMPLE pour la résolution des équations algébriques obtenues. Ce code de calcul sera validé, et les résultats obtenus seront présentés et discutés dans le prochain chapitre.

RESULTATS ET DISCUSSIONS

Résultats et discussions

Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats numériques de la convection forcée d'un nanofluide dans un canal contenant des blocs poreux, chauffés à flux oscillatoire. Notre principale tâche consiste à étudier l'influence des paramètres de contrôle sur l'écoulement et les mécanismes de transfert de chaleur. Ces résultats sont présentés sous forme de graphes pour montrer l'influence :

- Effet de la concentration volumique des nanoparticules et du type des nanoparticules.
- Effet de l'amplitude d'oscillation.
- Effet de la fréquence d'oscillation.

V.1 Sensibilité du maillage

Une des étapes à réaliser avant de procéder à l'étude paramétrique est le choix d'un nombre de nœuds adéquat, Pour cela, nous avons fait des tests avec plusieurs maillages (X-Y) en variant les différents paramètres du problème (ϕ , A, St et Da) ainsi que le type de nanofluide. Un cas typique est représenté sur le tableau V.1 où il apparaît qu'à partir d'une grille de 480×70, la solution numérique devient très peu sensible au maillage (erreur relative sur le nombre de Nusselt et le coefficient de frottement moyens entre les maillages 480×70 et 480×80 inférieure à 0.1%). Ainsi pour assurer à la fois la précision des résultats et le temps de calcul, un maillage de 480×70 est adopté pour cette étude.

X × Y	240 × 50	320 × 50	400 × 60	480 × 60	480 × 70	480 × 80
Nu _g	4,15165	4,15083	4,27309	4,20953	4,60296	4,20633
Err %	---	-0,00082	0,028611	-0,015099	0,085473	-0,0942936
F _m	0,63983	0,65203	0,67208	0,6736	0,79952	0,67696
Err %	---	0,0187107	0,029832	0.0022565	0.1574944	-0,1810446

Tableau V.1 : Sensibilité du maillage pour le cas du canal totalement poreux pour des nanoparticules de type Cu : St=0.5, $\phi = 0.1$, A=0.5 et Da = 10⁻⁶.

V.2 Résolution temporelle

La résolution d'un problème instationnaire consiste à faire plusieurs résolutions spatiales des équations établies pour le régime stationnaire. Les résultats obtenus à un pas de temps (τ), seront considérés comme valeurs d'initialisation du système d'équations au pas de temps ($\tau+\Delta\tau$). Comme pour la résolution spatiale, il faut définir un pas d'avancement dans le temps $\Delta\tau$. Ainsi, la résolution temporelle dans notre cas a été telle qu'une période d'oscillation a été divisée en 120 pas de temps. Ce pas de temps est lié à la fréquence d'oscillation comme suit : $\Delta\tau = \frac{T^*}{120} = \frac{1}{120St}$. Des solutions périodiquement établies ont été obtenues après 3 à 10 périodes d'oscillation en fonction des valeurs des paramètres gouvernant notre problème.

V.3 Validation du code de calcul

Afin de tester la fiabilité du code de calcul que nous avons adopté à notre problème, nous avons comparé nos résultats avec quelques travaux. Les résultats obtenus par le code de calcul utilisé et ceux de l'étude Kim et al. [42] sont représentés sur les figures V.1a et V.1b où en remarque de faibles écarts, ce qui est une bonne justification de la fiabilité du code de calcul adopté à la présente étude.

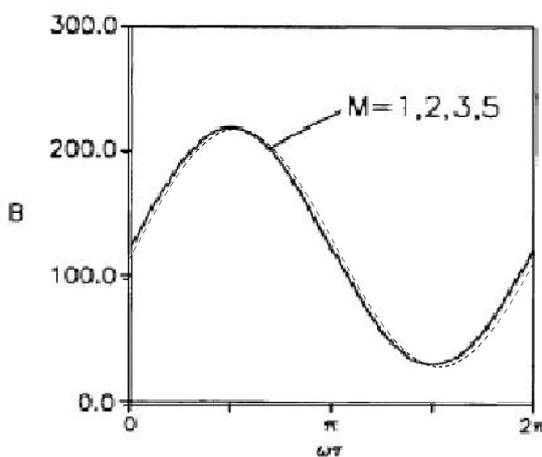


Figure V.1a : Variation temporelle sur un cycle du gradient de pression pour $Ri = 0$, $Da=10^{-4}$, $A = 0.75$ et $M = 5$ soit $St = 0.16$: trait plein (Kim et al. [42]) ; pointillés (présente étude).

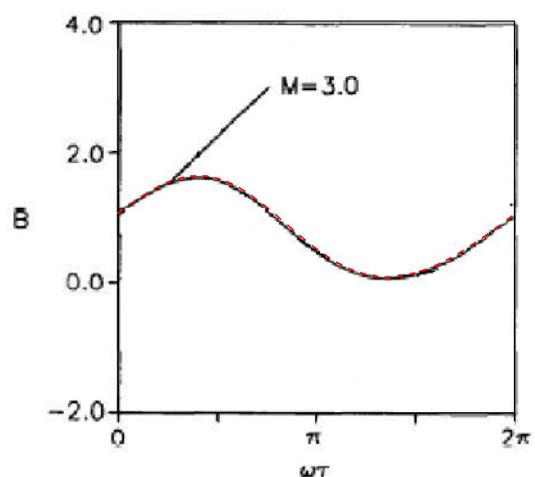


Figure V.1b : Variation temporelle sur un cycle du gradient de pression pour $Ri = 0$, $Da=2.4 \times 10^{-2}$, $A = 0.75$ et $M = 3$ soit $St = 0.057$: trait plein (Kim et al. [42]) ; pointillés (présente étude).

V.4 Résultats

V.4.1 Paramètres considérés

Le problème étudié est gouverné par de nombreux paramètres de contrôle, il est alors nécessaire d'en fixer certains pour bien mettre en évidence les paramètres pertinents à notre étude. Pour cela, nous avons fixé le fluide de base (eau, $Pr = 7$), le nombre de Reynolds ($Re = 100$), la porosité ($\varepsilon = 0.97$), le rapport des conductivités thermiques ($R_k = 1$), le rapport des viscosités ($R_\mu = 1$), ainsi que le coefficient inertiel ($C = 0.1$). D'une autre part, nous avons fait varier la fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \varphi \leq 0.1$), le type de nanofluide (eau-Cu, eau-Ag, eau- Al_2O_3 et eau- TiO_2) et la perméabilité du milieu poreux : $Da = 10^{-3}$ et 10^{-6} . Le tableau V.2 résume les propriétés thermophysiques du fluide de base et des différentes nanoparticules considérées.

	Eau	Cuivre Cu	Argent Ag	Alumine Al_2O_3	Oxyde de Titane TiO_2
ρ (kg/m^3)	997	8933	10500	3970	4250
C_p ($J / kg K$)	4179	385	235	765	686
k ($W/ m K$)	0.6	401	429	40	9
β (K^{-1})	21×10^{-5}	1.7×10^{-5}	1.9×10^{-5}	0.8×10^{-5}	0.9×10^{-5}

Tableau V.2 : Propriétés thermophysiques du fluide de base et des différentes nanoparticules utilisées.

V.4.2 Effet du type des nanoparticules

La figure V.2 illustre La variation du nombre de Nusselt global, moyenné sur une période en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour les différents types de nanofluides étudiés. Que le milieu poreux soit faiblement ou fortement perméable, le $\langle Nu_g \rangle$ augmente avec φ suite à l'accroissement de la conductivité thermique du mélange par ajout de nanoparticules, largement plus conductrices de chaleur que le fluide de base (voir tableau V.2). Il est à noter aussi que le taux de transfert de chaleur est beaucoup plus sensible à la concentration volumique qu'à la nature des nanoparticules, avec toutefois le meilleur taux

obtenu pour la composition (eau-Ag), le plus faible taux pour le mélange eau- Al_2O_3 qui possède la plus faible conductivité thermique en comparaison aux autres.

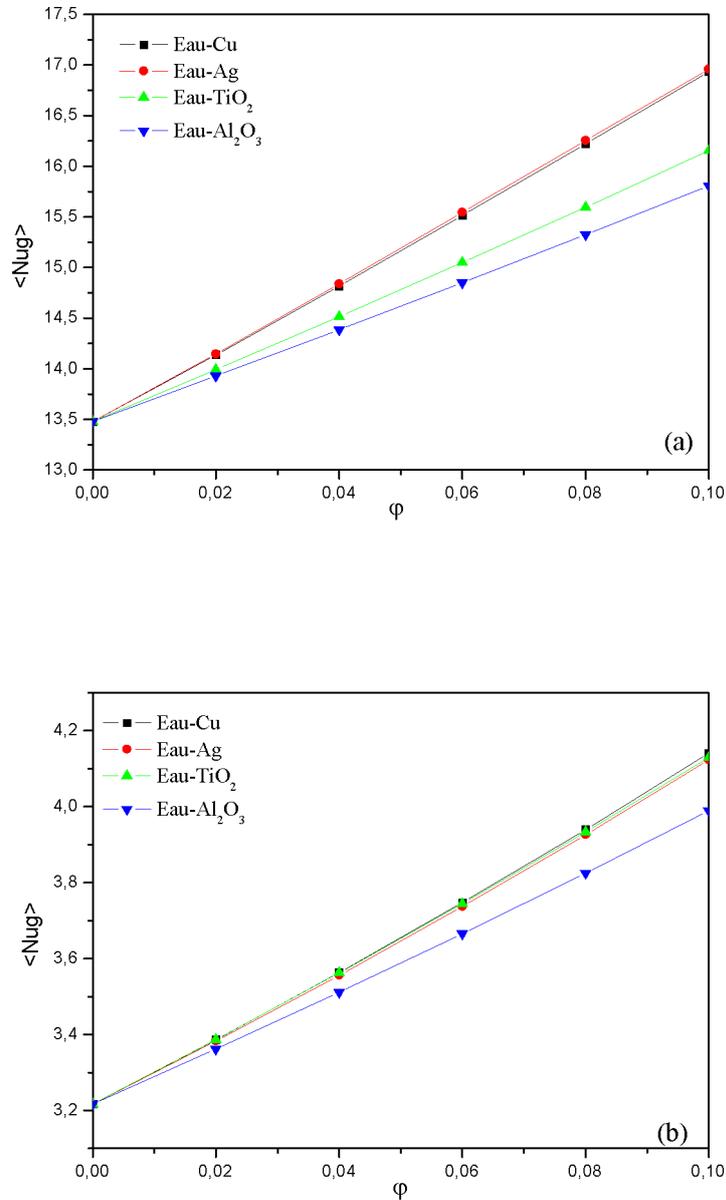


Figure V.2: Evolution du nombre de Nusselt global moyenné sur une période avec la concentration volumique des nanoparticules pour $A=0.5$ et $St=0.5$: (a) $Da=10^{-3}$; (b) $Da=10^{-6}$.

Afin de mettre en évidence l'intérêt d'ajout de nanoparticules au fluide de base, nous avons introduit un paramètre noté η qui représente le rapport des nombres de Nusselt globaux avec ($\phi \neq 0$) et sans ($\phi = 0$) nanoparticules, nommé facteur d'amélioration du transfert de

chaleur. En examinant les courbes de la figure V.3 nous pouvons affirmer que la présence des nanoparticules dans le fluide de base est bénéfique, puisque le rapport $\eta_{\langle \text{Nug} \rangle}$ est toujours supérieur à l'unité et augmente avec l'accroissement de ϕ . Le plus grand taux d'amélioration de l'ordre de 28 %, est obtenu pour les nanoparticules de cuivre à $\text{Da} = 10^{-6}$, alors que le plus faible taux, qui est autour de 17 %, est retrouvé dans le cas $\text{Da} = 10^{-3}$.

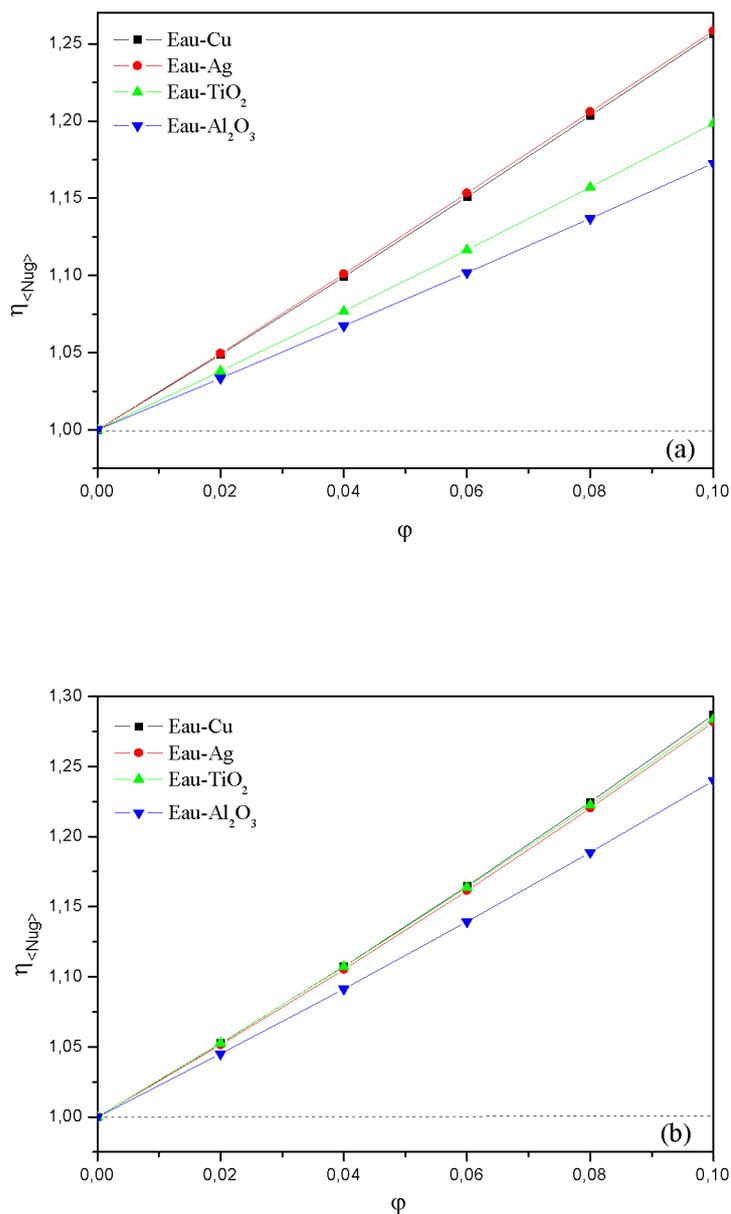
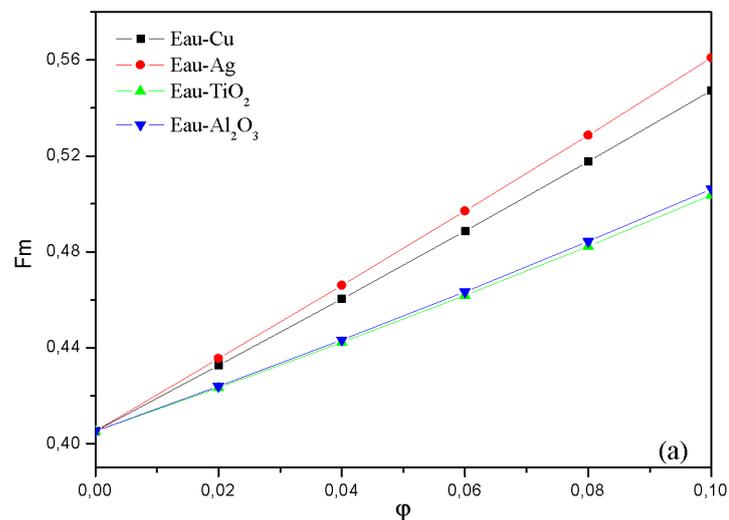


Figure V.3 : Variation du rapport $\eta_{\langle \text{Nug} \rangle}$ avec la concentration volumique des nanoparticules pour $A=0.5$ et $\text{St}=0.5$: (a) $\text{Da}=10^{-3}$; (b) $\text{Da}=10^{-6}$.

L'amélioration du transfert de chaleur observé sur les figures V.2 et V.3 est malheureusement, accompagné d'une augmentation du coefficient de frottement comme il apparaît sur la figure V.4 suite à l'accroissement de la résistance à l'écoulement par l'ajout des nanoparticules. Les plus grandes valeurs du coefficient de frottement sont obtenues avec les nanoparticules de cuivre et d'argent pour $Da = 10^{-3}$, alors que les plus faibles valeurs sont retrouvées quand on ajoute de l'alumine à l'eau et Oxyde de Titane à l'eau. A $Da = 10^{-6}$, du fait de la très faible perméabilité du milieu poreux, les frottements sont très importants et l'effet du milieu poreux l'emporte sur la nature des nanoparticules, d'où des courbes confondues.



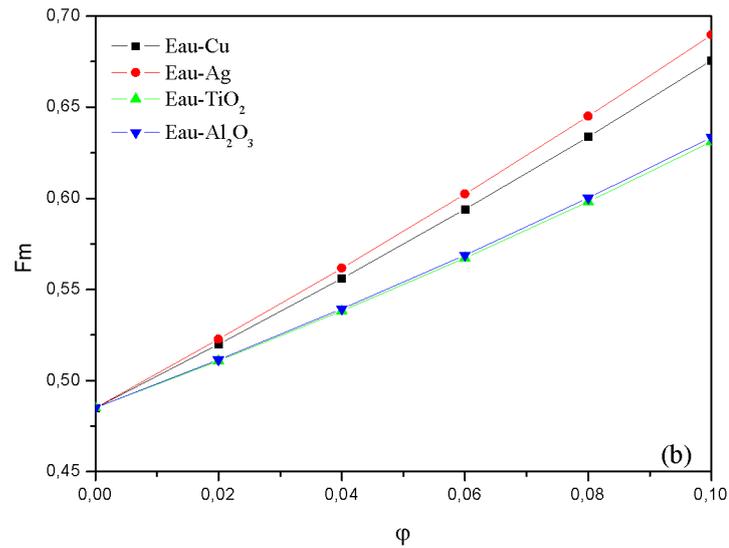


Figure V.4: Variation du coefficient de frottement moyen avec la concentration volumique des nanoparticules pour $A=0.5$ et $St=0.5$: (a) $Da=10^{-3}$; (b) $Da=10^{-6}$.

La figure V.5 montre l'évolution du taux d'augmentation du coefficient de frottement η_{fm} par rapport au cas de base avec la concentration volumique en nanoparticules. L'accroissement en frottement varie entre 43 % et 25 % en variant ϕ , la nature des nanoparticules et la perméabilité du milieu poreux. Les nanoparticules de cuivre et d'argent, qui ont mené aux plus grandes valeurs de η_{Nug} , ont donné les valeurs les plus élevées de η_{fm} et inversement pour les nanoparticules de TiO_2 et de Al_2O_3 .

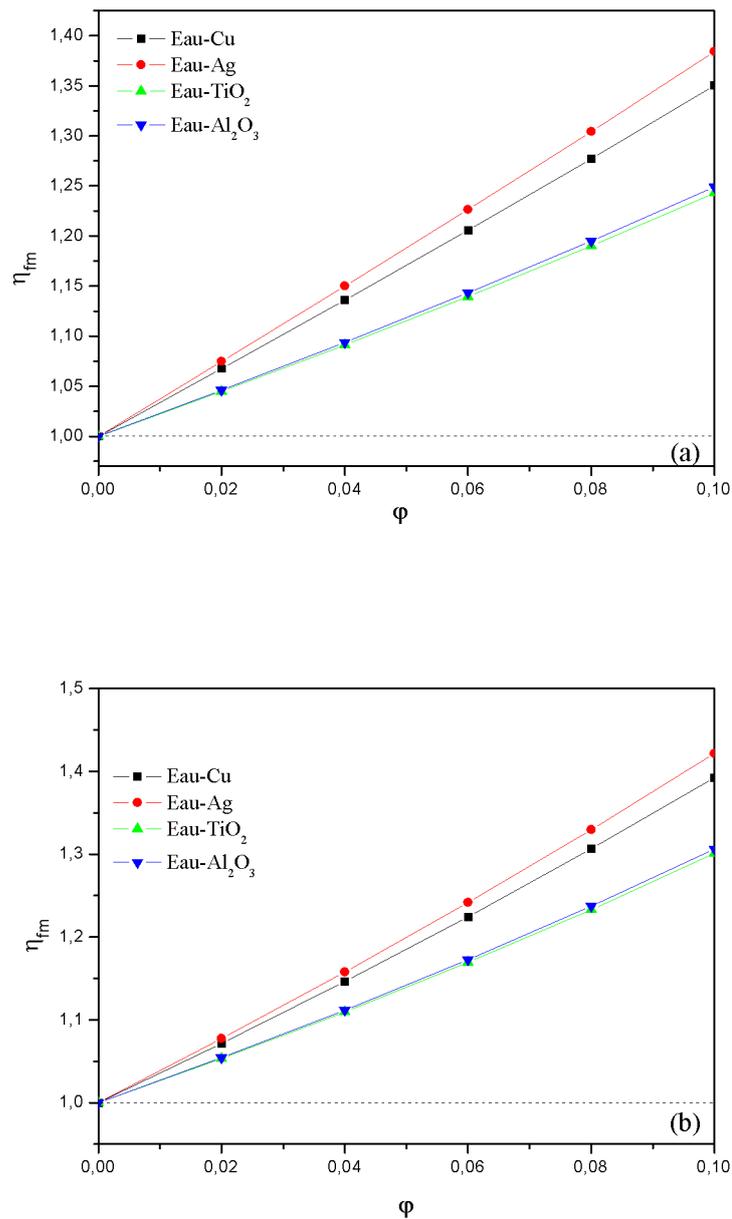


Figure V.5 : Variation du rapport η_{Fm} avec la concentration volumique des nanoparticules pour $A=0.5$ et $St=0.5$: (a) $Da=10^{-3}$; (b) $Da=10^{-6}$

Afin de comparer le gain en énergie à la chute de pression occasionnée par l'utilisation de nanoparticules, on représente, sur la figure V.6, la variation de $\eta_{\langle Nu_g \rangle}$ en fonction de η_{fm} pour différents types de nanoparticules et concentrations volumiques. Comme discuté, précédemment, l'amélioration en transfert de chaleur est accompagnée d'une plus grande

augmentation en coefficient de frottement. Le nanofluid eau-Ag a donné les plus grandes valeurs de $\eta_{\langle \text{Nug} \rangle}$ et η_{fm} et inversement pour eau-TiO₂. Il faut alors trouver un compromis pour choisir le meilleur nanofluid. A notre avis, le cas de (Eau-Al₂O₃) paraît le plus intéressant.

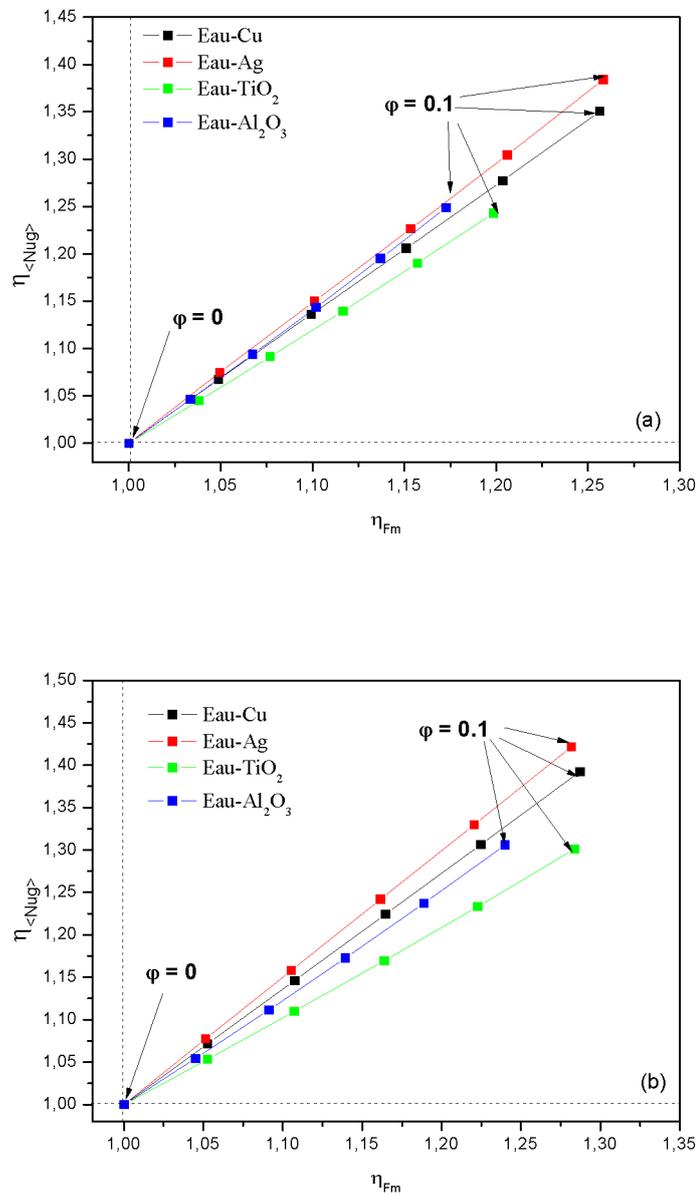


Figure V.6 : $\eta_{\langle \text{Nug} \rangle}$ en fonction de η_{fm} pour différentes concentrations volumiques et divers types de nanoparticules pour $A=0.5$ et $\text{St}=0.5$: (a) $\text{Da}=10^{-3}$; (b) $\text{Da}=10^{-6}$.

V.4.3 Effet de l'amplitude d'oscillation

La variation du nombre de Nusselt global moyenné sur une période, en fonction de l'amplitude d'oscillation est représentée sur la figure V.7. L'analyse de cette figure montre une augmentation du transfert de chaleur avec l'accroissement d'une part, de l'amplitude d'oscillation et d'une autre part, de la concentration volumique des nanoparticules. Si on se concentre sur l'effet de A , on observera que le transfert de chaleur est, initialement, très peu varié avec A . Mais au-delà de $A = 0.3$, on observe un accroissement important de $\langle Nu_g \rangle$ avec l'amplitude d'oscillation.

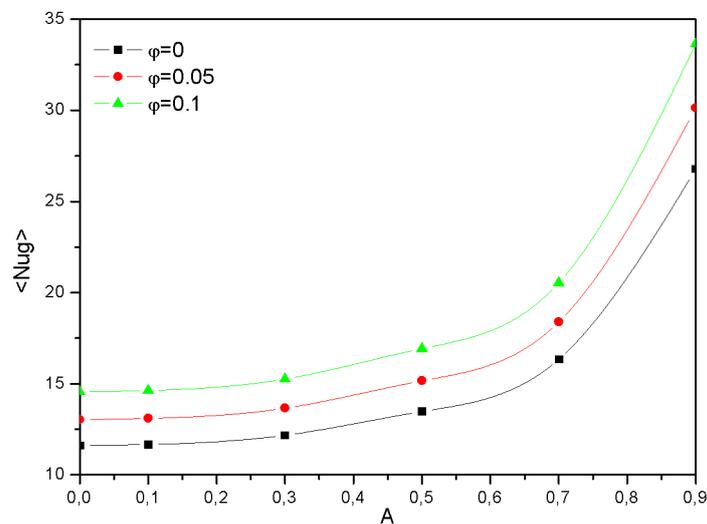


Figure V.7 : Evolution du nombre de Nusselt global moyenné sur une période en fonction de l'amplitude d'oscillation pour différentes concentrations volumiques des nanoparticules:
 $St = 0.5$ et $Da=10^{-3}$

Afin de montrer l'impact de conditions aux limites oscillatoires sur le transfert convectif, nous avons introduit un paramètre de comparaison noté $\eta_{\langle Nu_g \rangle}$, représentant le rapport entre les nombres de Nusselt globaux oscillatoire - non oscillatoire nommé facteur d'amélioration du transfert de chaleur. La figure V.8 montre que l'augmentation de l'amplitude d'oscillation entraîne un accroissement du transfert de chaleur par rapport au cas non oscillatoire puisque le rapport $\eta_{\langle Nu_g \rangle}$ est toujours supérieur à l'unité. La valeur maximale de cette amélioration est atteinte à $A = 0.9$; elle est de l'ordre de 130 % et le rapport $\eta_{\langle Nu_g \rangle}$ est indépendant de la perméabilité du milieu poreux.

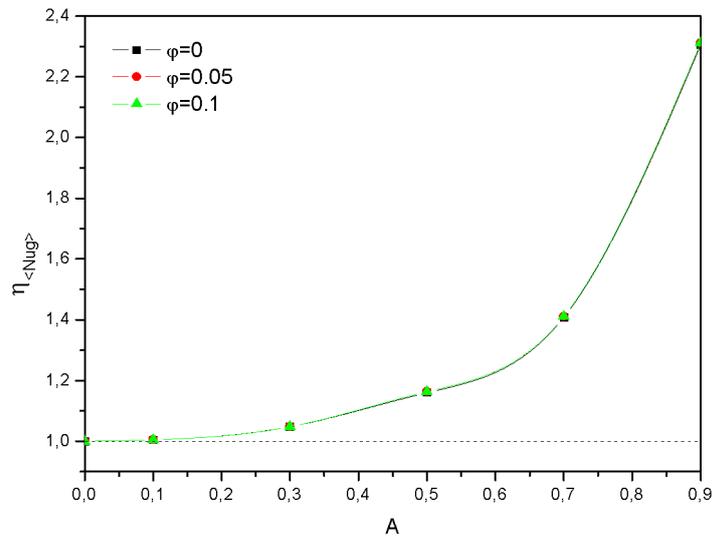


Figure V.8 : Evolution du rapport $\eta_{\langle \text{Nug} \rangle}$ en fonction de l'amplitude d'oscillation pour différentes concentrations volumique des nanoparticules : $St = 0.5$ et $Da = 10^{-3}$

V.4.4 Effet de la fréquence d'oscillation

L'évolution du nombre de Nusselt global moyenné avec le nombre de Strouhal illustrée sur la figure V.9. Pour $Da = 10^{-3}$, montre une légère variation du transfert de chaleur avec St . La valeur maximale du $\langle \text{Nu}_g \rangle$ est retrouvé à $St = 2$ quelque soit la fraction volumique de concentrations des nanoparticules.

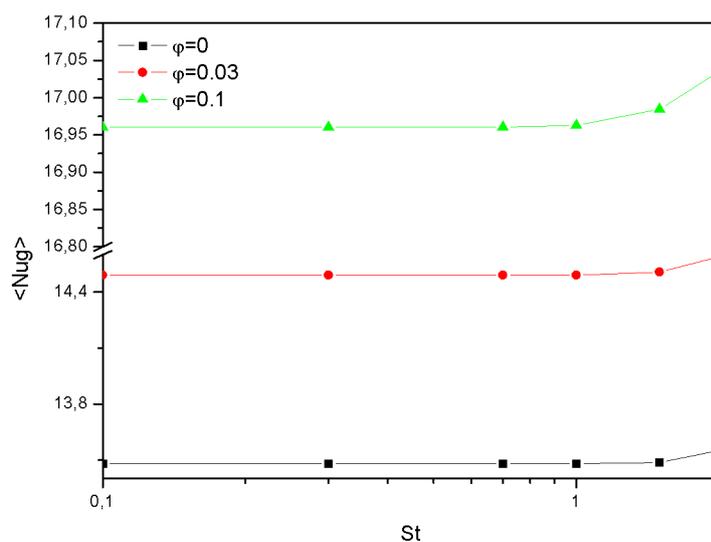


Figure V.9 : Evolution du nombre de Nusselt global moyenné sur une période en fonction du nombre de Strouhal pour différentes concentrations volumique des nanoparticules : $A = 0.5$ et $Da=10^{-3}$

En variant la fréquence d'oscillation, on remarque, d'après la figure V.10, que le cas d'un écoulement oscillatoire est thermiquement plus favorable que le cas non oscillatoire ($\eta > 1$) quelque soit la valeur avec, cependant, des valeurs supérieures à l'unité quelque soit le nombre de Strouhal, comme pour des perméabilité modérées conduisant aux plus grandes performances en comparaison par rapport à des conditions non oscillatoires ($\eta_{\max} = 1.17$ à $St = 2$ pour $\varphi = 0.1$).

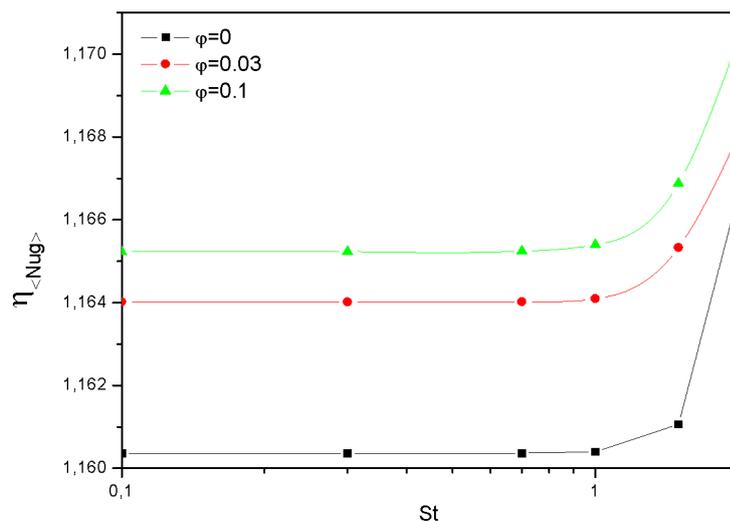


Figure V.10 : Evolution du rapport $\eta_{\langle \text{Nug} \rangle}$ en fonction du nombre de Strouhal pour différentes concentrations volumique des nanoparticules : $St = 0.5$ et $Da=10^{-3}$

Conclusion

Le présent chapitre a été consacré à la présentation et la discussion des différents résultats obtenus. L'analyse du transfert de chaleur global a mis en évidence une amélioration de l'efficacité thermique du système par rapport au cas non oscillatoire, pour la plupart des paramètres considérés, avec une prédominance de l'influence de l'amplitude d'oscillation, où le taux d'augmentation maximal a atteint les 130 % à $A = 0.9$ et $Da = 10^{-3}$.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire est une simulation numérique de la convection forcée d'un nanofluide dans un canal contenant des blocs poreux chauffés à flux oscillatoire. La plaque supérieure est thermiquement isolée alors que la plaque inférieure contient des blocs poreux. L'écoulement est décrit par le modèle général de Darcy-Brinkman-Forchheimer, en utilisant des hypothèses simplificatrices, et le système d'équations obtenu avec les conditions aux limites associées est résolu par la méthode des volumes finis. Pour la résolution des équations algébriques, retrouvées après discrétisation des équations gouvernantes en utilisant la méthode des volumes finis, un code de calcul basé sur l'algorithme SIMPLE est adapté au problème considéré puis validé. Les résultats obtenus, ont été exploités, en mettant en évidence l'influence de certains paramètres pertinents liés à la nature et à la concentration volumique des nanoparticules ajoutées au fluide de base, l'amplitude et la fréquence d'oscillation pour différentes perméabilités du milieu poreux.

Les principaux résultats peuvent se résumer comme suit :

- L'utilisation de nanofluides à la place de fluides conventionnels, l'augmentation de l'intensité de la conductivité thermique, la réduction de la perméabilité et l'accroissement de l'épaisseur du milieu poreux font augmenter le transfert de chaleur.
- Si on se concentre sur l'utilisation des nanofluides, on pourra dire que ce gain en transfert est beaucoup plus lié à la concentration volumique des nanoparticules qu'à leur nature. Les plus grands taux d'amélioration sont obtenus avec les nanoparticules de cuivre ($\eta_{Nug} \approx 1.28$ à $Da = 10^{-6}$), alors que les plus faibles taux sont retrouvés en ajoutant des nanoparticules de l'aluminium ($\eta_{Nug} \approx 1.17$ à $Da = 10^{-3}$).
- Malheureusement, cette augmentation en transfert de chaleur est accompagnée d'un ralentissement de l'écoulement dans le canal et d'une augmentation du coefficient de frottement dont les valeurs les plus élevées sont obtenues pour les nanofluides eau-Cu ou eau-Ag, selon la perméabilité du milieu poreux.
- Une analyse de performance opposant le gain en transfert à la perte en pression, nous a permis de trouver un cas optimal correspondant au nanofluide eau- Al_2O_3 .
- L'augmentation de l'amplitude d'oscillation entraîne un accroissement du transfert de chaleur par rapport au cas non oscillatoire puisque le rapport $\eta_{<Nug>}$ est toujours supérieur à

l'unité. La valeur maximale de cette amélioration est atteinte à $A = 0.9$; elle est de l'ordre de 130 % et que le rapport $\eta_{\langle \text{Nug} \rangle}$ est indépendant de la perméabilité du milieu poreux.

Pour conclure, nous pouvons dire que l'utilisation simultanée d'un milieu poreux et d'un nanofluide, pour l'amélioration des performances de certains systèmes industriels, a donné des résultats satisfaisants surtout du point de vue thermique. Cette technique semble alors prometteuse, mais il faudra faire un choix judicieux des paramètres considérés afin de maximiser le transfert de chaleur tout en minimisant la chute de pression.

Références Bibliographiques

- [1] F.A.L. Dullien, “Porous Media, fluid and pore structure”, Academic Press, 2nd Edition 1992.
- [2] E. Scheidegger, “The physics of flow through porous media”, University of Toronto Press, 3rd Edition 1974.
- [3] M. Kaviany, “Principles of heat transfer in porous media”, Springer-Verlag, 2nd Edition New York 1995.
- [4] Choi S.U.S, Z.G Zhang, W Yu, F.E Lockwood, E.A Grulke (2001), Anomalous thermal conductivity enhancement in nano-tube suspensions, Applied Physics Letters 79 2252–2254.
- [5] Das S.K, N Putta, P Thiesen, W Roetzel (2003), Temperature dependence of thermal conductivity enhancement for nanofluids, ASME Trans. J. Heat Transfer 125 567–574.
- [6] Tzeng S.C, C.W Lin et K.D Huang, Heat Transfer Enhancement of Nanofluids in Rotary Blade Coupling of Four-Wheel-Drive Vehicles. Ac ta Mechanic a 179(2005): 11-23.
- [7] Zhang Z et Q Que, Synthesis, Structure and Lubricating Properties of Dialkydithiophosphate-Modified Mo-S Compound Nanoclusters, Wear 209(1997): 8-12.
- [8] Tsai C.Y, H.T Chien, P.P Ding, B Chan, T.Y Luh, P.H Chen, Effect of structural character of gold nanoparticles in nanofluid on heat pipe thermal performance, Material Letters 58(2004) 1461–1465.
- [9] Jordan A, R Scholz, P Wust, H FaMng et R Felix, Magnetic Fluid Hypothermia (MFH): Cancer Treatment with AC Magnetic Field Induced Excitation of Biocompatible

Superparamagnetic Nanoparticles. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 201(1999): 413-419.

[10] A. Hadim, "Forced convection in a porous channel with localized heat sources", *J. Heat Transfer*, 1994, Vol. 116, pp. 465-471.

[11] P.C. Huang et K. Vafai, "Analysis of forced convection enhancement in a parallel-plate channel using porous blocks", *AIAA J. Thermophysics Heat Transfer*, 1994, Vol. 18, pp. 563-573.

[12] H.J. Sung, S.Y. Kim et J.M. Hyun, "Forced convection from an isolated heat source in a channel with porous medium", *Int. J. Heat Fluid Flow*, 1995, Vol. 16, pp. 527-535.

[13] W.S. Fu, H.C. Huang et W.Y. Liou, "Thermal enhancement in laminar channel flow with a porous block", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1996, Vol. 39, pp. 2165-2175.

[14] W.S. Fu et H.C. Huang, "Thermal performances of different shape porous blocks under an impinging jet", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1997, Vol. 40, pp. 2261-2272.

[15] S. Chikh, A. Boumedien, K. Bouhadeh et G. Lauriat, "Analysis of fluid flow and heat transfer in channel with intermittent heated porous blocks", *Heat Mass Transfer*, 1998, Vol. 33, pp. 405-413.

[16] O.N. Sara, T. Pekdemir, S. Yapici et H. Ersahan, "Thermal performance analysis for solid and perforated blocks attached on a flat surface in duct flow", *Energy Convers. Management*, 2000, Vol. 41, pp. 1019-1028.

[17] C. Cui, X.Y. Huang et C.Y. Liu, "Forced convection in a porous channel with discrete heat sources", *Trans. ASME J. Heat Transfer*, 2001, Vol. 123, pp. 404-407.

[18] D. Angirasa, "Experimental investigation of convective heat transfer augmentation with metallic fibrous materials", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2002, Vol. 45, pp. 919-922.

- [19] K.S. Chiem et Y. Zhao, "Numerical study of steady/unsteady flow and heat transfer in porous media using a characteristics-based matrix-free implicit FV method on unstructured grids", *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2004, Vol. 25, pp. 1015-33.
- [20, 21] S.Z. Shuja, B.S. Yilbas et S.M.A. Khan, "Flow subjected to porous blocks in the cavity: Consideration of block aspect ratio and porosity", *Chem. Eng. Journal*, 2008, Vol. 139, pp. 84-92.
- [22] H.Y. Li, K.C. Leong, L.W. Jin et J.C. Chai, "Analysis of fluid flow and heat transfer in a channel with staggered porous blocks", *Int. J. Therm. Sciences*, 2010, Vol. 49, pp. 950-962.
- [23] R. Nebbali et K. Bouhadef, "Non-Newtonian fluid flow in plane channels: heat transfer enhancement using porous blocks", *Int. J. Therm. Sciences*, 2011, Vol. 50, pp. 1984-1995.
- [24] M.L. Hwang et Y.T. Yang, "Numerical simulation of turbulent fluid flow and heat transfer characteristics in metallic porous block subjected to a confined slot jet", *Int. J. Therm. Sciences*, 2012, Vol. 55, pp. 31-39.
- [25] Y. Xuan et Q. Li, "Heat transfer enhancement of nanofluids", *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2000, Vol. 21, pp. 58-64.
- [26] M. Shafahi, V. Bianco et K. Vafai, "An investigation of the thermal performance of cylindrical heat pipes using nanofluids", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2010, Vol. 53, pp. 376-383.
- [27] S.M. Aminossadati, A. Raisi et B. Ghasemi, "Effects of magnetic field on nanofluid forced convection in a partially heated microchannel", *Int. J. Non-Linear Mech.*, 2011, Vol. 46, pp. 1373-1382.
- [28] E. Sourtiji, S.F. Hosseinizadeh, M. Gorji-Bandpy et D.D. Ganji, "Effect of water-based Al_2O_3 nanofluids on heat transfer and pressure drop in periodic mixed convection

inside a square ventilated cavity”, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 2011, Vol. 38, pp. 1125-1134.

[29] M.K. Moraveji, S.M.H. Haddad et M. Darabi, “Modeling of forced convective heat transfer of a non-Newtonian nanofluid in the horizontal tube under constant heat flux with computational fluid dynamics”, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 2012, Vol. 39, pp. 995-999.

[30] M. Ghazvini et H. Shokouhmand, “Investigation of a nano-cooled microchannel heat sink using fin and porous media approaches”, *Energy Conv. management*, 2009, Vol. 50, pp. 2373-2380.

[31] S. Ahmad et I. Pop, “Mixed convection boundary layer flow from a vertical flat plate embedded in a porous medium filled with nanofluids”, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 2010, Vol. 37, pp. 987-991.

[32] D. S. Cimpean et I. Pop, “Fully developed mixed convection flow of a nanofluid through an inclined channel filled with a porous medium”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2012, Vol. 55, pp. 907-914.

[33] M. Hajipour et A.M. Dehkordi, “Analysis of nanofluid heat transfer in parallel-plate vertical channels partially filled with porous medium”, *Int. J. Therm. Sciences*, 2012, Vol. 55, pp. 103-113.

[34] A. J. Chamkha et M. A. Ismael, “Conjugate heat transfer in a porous cavity filled with nanofluids and heated by a triangular thick wall”, *Int. J. Therm. Sciences*, 2013, Vol. 67, pp. 135-151.

[35] J.L. Lage et A. Bejan, “The resonance of natural convection in an enclosure heated periodically from the side”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1993, Vol. 38, pp. 2027-2038.

[36] J.P. Fohr et H. Ben Moussa, “Heat and mass transfer in a cylindrical grain silo submitted to a periodical wall heat-flux”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1994, Vol. 37, pp. 1699-1712.

- [37] G.E. Cossali, "Periodic heat transfer by forced laminar boundary layer flow over a semi-infinite flat plate", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2005, Vol. 48, pp. 4846-4853.
- [38] A.R.A. Khaled, "Conduction heat and entropy transfer in a semi-infinite medium and wall with a combined periodic heat flux and convective boundary condition", *Int. J. Therm. Sciences*, 2008, Vol. 47, pp. 76-83.
- [39] Y. Zhang et H.B. Ma, "Nonequilibrium heat conduction in a nanofluid layer with periodic heat flux", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2008, Vol. 51, pp. 4862-4874.
- [40] B. Ghasemi et S.M. Aminossadati, "Periodic natural convection in a nanofluid-filled enclosure with oscillating heat flux", *Int. J. Therm. Sciences*, 2010, Vol. 49, pp. 1-9.
- [41] S.L.Wang, C.A. Chen, Y.L. Lin et T.F. Lin, "Transient oscillatory saturated flow boiling heat transfer and associated bubble characteristics of FC-72 over a small heated plate due to heat flux oscillation", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2012, Vol. 55, pp. 864-873.
- [42] S.Y. Kim, B.H. Kang et J.M. Hyun, "Heat transfer from pulsating flow in a channel filled with porous media", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1994, Vol. 37, pp. 2025-2033.
- [43] S.V. Patankar, "Numerical Heat transfer and Fluid Flow", Mc Graw Hill, New York 1980.