

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET**  
**DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**  
**UNIVERSITE DES FRERES MENTOURI CONSTANTINE 1**  
**FACULTE DES SCIENCES EXACTES**  
**DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

N° d'ordre : 10/DS/2017

Série : 03/phy/2017

**THÈSE**

PRESENTEE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE DOCTORAT EN SCIENCES

SPECIALITE : PHYSIQUE ENERGETIQUE

OPTION : PHOTOTHERMIQUE

**THÈME :**

**Etude des Améliorations des Nombres de Nusselt par  
L'utilisation de Nanofluides ou Changement de la Géométrie**

Par : **NEBBATI Rabah**

Soutenu le : **29 / 01 / 2017**

Devant le jury composé de :

Président : **Mr. N.ATTAF**                      **Professeur**    **Université des Frères Mentouri-Constantine 1**

Rapporteur : **Mr. M.KADJA**                      **Professeur**    **Université des Frères Mentouri-Constantine 1**

Examineurs :

**Mr. C. BOUGRIOU**    **Professeur**    **Université de Batna-2**

**Mr. S. LAOUAR**        **MCA**                      **Université d'Oum El-Bouaghi**

**Mr. Y. KABAR**        **MCA**                      **Université Mohammed Seddik BEN YAHIA, Jijel**

# Remerciements

Ce travail de thèse de doctorat, a été réalisé au sein du Département de Physique de la Faculté des Sciences Exactes, et du Laboratoire D'Energétique Appliquée et de Pollution du département de Génie Mécanique de l'Université des Frères Mentouri Constantine1.

Je remercie en premier lieu **Dieu** le tout puissant pour m'avoir donné la force et la volonté d'accomplir ce travail.

Je tiens particulièrement à remercier mon encadreur : **Kadja Mahfoud** Professeur à l'Université les frères Mentouri-Constantine 1 pour son encadrement et son soutien tout au long de cette thèse. Ses conseils et instructions judicieuses et pertinentes m'ont apporté une grande aide dans l'accomplissement de ce travail.

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur **Attaf Nadhir** Professeur à l'Université des Frères Mentouri- Constantine 1, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider mon jury de soutenance.

Mes remerciements vont également à tous les membres du jury pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de participer au jury en tant qu'examineurs, en l'occurrence :

Monsieur, **Bougriou Cherif** Professeur à l'Université de Batna-2.

Monsieur, **Laouar Salah** Maître de Conférences à l'Université d'Oum El-Bouaghi.

Monsieur, **Kabar Yassine** Maître de Conférences à l'Université Mohammed Seddik BEN YAHIA Jijel.

Je tiens aussi à remercier: Professeur **Rouati Salah** et Professeur **Boultif Ali** de la Faculté de Sciences Exactes de l'Université des Frères Mentouri- Constantine 1 pour leur bonne humeur, leur gentillesse et leurs encouragements.

Je tiens vivement à remercier tous les membres de la Faculté de Sciences Exactes pour leurs aides. Je remercie particulièrement Professeur **Boudjaada Ali** Directeur du Département de Physique pour sa gentillesse ainsi que tous les enseignants du Département de Physique de l'Université des Frères Mentouri- Constantine 1.

J'adresse ma profonde reconnaissance à tous les enseignants, les ingénieurs et techniciens du département de Génie Mécanique de l'Université des Frères Mentouri-Constantine 1, chaque membre de Département a contribué à sa manière, à l'élaboration de cette thèse.

Un énorme merci à mes amis les plus proches, qui croient en moi et qui ne cessent de m'aider à avancer et à être celui que je suis. Je souhaite exprimer mon affection la plus profonde à Messieurs: **Kabouche Azelddine** Professeur à l'Université Oum El-Bouaghi, **Bouncer Abdelhafid** enseignant à l'Université des Frères Mentouri- Constantine 1, **Gaci Farid** Maître assistant à l'Université des Frères Mentouri- Constantine 1 et Madame **Belahmadi Esma** Doctorante en Génie Mécanique à l'Université des Frères Mentouri-Constantine 1.

**Je remercie toutes les personnes, qui, de près ou de loin, ont contribué à l'aboutissement de ce modeste travail.**

**Je dédie ce modeste travail à mes parents**

**A tous les scientifiques**

**A toute ma famille**

**A tous mes amis**

RABAH

# Nomenclature

|                   |   |
|-------------------|---|
| $a$               | Coefficient de l'équation discrétisée                                 |
| $A$               | Surface du volume de contrôle dans l'équation discrétisée ( $m^2$ )   |
| $b, b'$           | Terme source de l'équation discrétisée                                |
| $c, c'$           | Terme source de l'équation discrétisée                                |
| $C_p$             | Chaleur spécifique (J/kg. K)  |
| $d$               | Diamètre des particules du fluide (m)                                 |
| $d_p$             | Diamètre des nanoparticules (m)                                       |
| $D$               | Hauteur du micro-canal (m)  |
| $D_h$             | Diamètre hydraulique du micro-canal (m)                               |
| $\tilde{D}$       | Coefficient de diffusion  |
| $F$               | Force par unité de volume ( $N/m^3$ )                                 |
| $\tilde{F}$       | Coefficient de convection   |
| $g$               | Accélération de la pesanteur ( $m/s^2$ )                              |
| $G_i, i=1, 2, 3$  | Configuration géométrique   |
| $h$               | Coefficient d'échange convectif ( $W/m^2K$ )                          |
| $h(\text{moy})$   | Coefficient d'échange convectif moyen ( $W/m^2K$ )                    |
| $h_r(\text{moy})$ | Coefficient d'échange convectif relatif moyen radial ( $W/m^2K$ )     |
| $H$               | Hauteur du dissipateur de la chaleur (m)                              |
| $k$               | Conductivité thermique ( $W/m. K$ )                                   |
| $K_B$             | Constante de Boltzmann  |
| $K_n$             | Nombre de Knudsen   |
| $\ell$            | Longueur du tube d'entrée de fluide (m)                               |
| $L_{hs}$          | Longueur du dissipateur de la chaleur (m)                             |
| $\dot{m}$         | Débit massique du nanofluide par canal (kg/s)                         |
| $\dot{m}_T$       | Débit massique total du nanofluide = $\tilde{n} \cdot \dot{m}$ (kg/s) |
| $n$               | Direction normale   |
| $\tilde{n}$       | Nombre des micro-canaux   |
| $Nu$              | Nombre de Nusselt   |
| $p$               | Pression statique du fluide (Pa)                                      |
| $p_{atm}$         | Pression atmosphérique (Pa)   |
| $Pe$              | Nombre de Peclet  |
| $Pr$              | Nombre de Prandtl $Pr = \mu_{nf} c_{nf} / k_{nf}$                     |
| $q''_w$           | Densité du flux de chaleur ( $W/m^2$ )                                |
| $Q$               | Chaleur dissipée (W)  |
| $\dot{Q}$         | Débit volumique ( $m^3/s$ )   |
| $r, \theta, z$    | Coordonnées cylindriques  |
| $r_r$             | Coordonnée radiale adimensionnelle = $r/R_i$                          |
| $R_{ext}$         | Rayon du disque chaud (m)   |
| $R_i$             | Rayon de l'entrée du fluide dans le cas des disques concentriques (m) |
| $Re$              | Nombre de Reynolds = $2 \cdot \dot{Q} / \pi \cdot R_i \cdot v_{nf}$   |
| $S$               | Surface d'échange thermique ( $m^2$ )                                 |

|                         |  |
|-------------------------|--|
| $T$                     | Temperature (K)  |
| $T_{in}$                | Température de référence d'entrée du fluide (K)  |
| $T_w$                   | Température de la paroi inférieure du micro-canal (K)  |
| $u, v, w$               | Composantes de la vitesse suivant les directions ox, oy, oz respectivement (m/s), (m/s), (m/s) |
| $V$                     | Volume ( $m^3$ )   |
| $\vec{V}$               | Vecteur de vitesse (m/s)   |
| $w_s$                   | Demi-épaisseur de l'ailette qui sépare les micro-canaux (m)                                    |
| $W_{hs}$                | Largeur du dissipateur de la chaleur (m)   |
| $w$                     | Largeur du micro-canal (m)   |
| $x, y, z$               | Coordonnées Cartésiennes (m)   |
| <b>Lettres grecques</b> |  |
| $\Phi$                  | Fonction de dissipation visqueuse ( $J/m^3s$ )   |
| $\phi$                  | Variable généralisée   |
| $\Delta$                | Distance de séparation de deux disques (m)   |
| $\Delta x, \Delta y$    | Dimensions du volume de contrôle (m)   |
| $\alpha_{nf}$           | Diffusivité thermique du nanofluide ( $m^2 \cdot s^{-1}$ )                                     |
| $\beta$                 | Rapport d'aspect = $R_{ext}/R_i$   |
| $\bar{\beta}$           | Coefficient de dilatation isobare du fluide ( $K^{-1}$ )                                       |
| $\delta_b$              | Épaisseur de la base du dissipateur de chaleur = $H/2 - D$ (m)                                 |
| $\delta x, \delta y$    | Distances internodales (m)   |
| $\eta$                  | Rapports d'aspect $\eta = \Delta/R_i$  |
| $\eta'$                 | Efficacité de l'ailette  |
| $\theta$                | Coordonnée angulaire   |
| $\theta'$               | Résistance thermique totale (K/W)  |
| $\theta_k$              | Résistance de Kapitza (K/W)  |
| $\mu$                   | Viscosité dynamique (Pa.s)   |
| $\nu$                   | Viscosité cinématique ( $m^2/s$ )  |
| $\rho$                  | Masse volumique ( $kg/m^3$ )   |
| $\tau_w$                | Contrainte de cisaillement ( $N/m^2$ )   |
| $\varphi$               | Fraction volumique des nanoparticules = $V_p/(V_p + V_{bf})$                                   |
| $\Gamma$                | Coefficient généralisé de diffusion  |
| $\Gamma'$               | Interface solide/fluide  |
| <b>Indices</b>          |  |
| b                       | Base   |
| bf                      | Fluide de base   |
| eff                     | Effective  |
| e, w, n, s              | Faces du volume de contrôle  |
| ext                     | Extérieur  |
| E, W, N, S              | Nœuds voisins  |
| hs                      | Dissipateur de chaleur à micro-canaux  |
| i                       | Intérieur  |
| in                      | Entrée   |
| loc                     | Local  |
| nf                      | Nanofluide   |
| s                       | Solide   |
| r                       | Relative   |

|   |                                    |
|---|------------------------------------|
| p | Particule                          |
| P | Nœud au centre du volume principal |
| w | Paroi                              |

# Sommaire

|                            |     |
|----------------------------|-----|
| <b>Remerciements</b> ..... | i   |
| <b>Nomenclature</b> .....  | iii |
| <b>Sommaire</b> .....      | vi  |

## Chapitre I : Introduction, Généralité et Revue Bibliographique

|   |    |
|---|----|
| <b>I.1. Introduction</b> .....  | 1  |
| <b>I.2. Généralité</b> .....  | 4  |
| <b>I.2.1. Les mini/micro-canaux</b> .....   | 4  |
| I.2.1.1. Présentation et problématique .....  | 4  |
| <b>I.2.2. Les écoulements entre deux disques coaxiaux et parallèles</b> .....   | 5  |
| <b>I.2.3. Le dissipateur de chaleur</b> .....   | 7  |
| I.2.3.1. Le dissipateur de chaleur à micro-canaux .....   | 7  |
| I.2.3.2. Conception des paramètres .....  | 9  |
| I.2.3.3. La Substance du dissipateur de Chaleur .....   | 9  |
| I.2.3.4. Les nombres des Ailettes .....   | 10 |
| I.2.3.5. Les Formes des Ailettes .....  | 10 |
| I.2.3.6. Autres Paramètres .....  | 11 |
| <b>I-3 Revue bibliographique</b> .....  | 11 |
| I-3.1. Revue bibliographique sur la convection forcée dans les nanofluides .....  | 11 |
| I.3.2. Revue bibliographique sur la convection forcée dans les micro-canaux et les dissipateurs de chaleur à micro-canaux ..... | 13 |
| <b>I.4. Conclusion</b> .....  | 25 |

## Chapitre II: Propriétés Thermo-physique et Comportement Rheologique des nanofluides

|  |    |
|--|----|
| <b>II.1. Techniques de fabrication</b> .....                                 | 26 |
| II.1.1. Méthodes physiques .....   | 26 |
| II.1.2. Méthodes chimiques .....   | 27 |
| <b>II.2. Types de nanofluides</b> .....                                      | 28 |
| II.2.1. Nanofluides à base de nanotubes de carbone .....                     | 28 |
| II.2.2. Nanofluides à base de nanoparticules métalliques ou des oxydes ..... | 29 |
| <b>II.3. Propriétés thermo-physiques des nanofluides</b> .....               | 30 |
| II.3.1. Masse volumique .....  | 30 |

|  |    |
|--|----|
| II.3.2. Chaleur spécifique .....   | 31 |
| II.3.3. Conductivité thermique .....   | 32 |
| II.3.3.1. Modèle de Maxwell .....  | 32 |
| II.3.3.2. Modèle de Hamilton-Crosser .....   | 33 |
| II.3.3.3. Modèle de Bruggeman .....  | 33 |
| II.3.3.4. Modèle tenant compte du mouvement brownien .....   | 34 |
| II.3.3.5. Modèle de Chon .....   | 34 |
| II.3.3.6. Résultats expérimentaux antérieurs de la conductivité thermique .....  | 35 |
| II.4. Rhéologie des Nanoparticules .....   | 38 |
| II.4.1. Rappels de rhéologie .....   | 38 |
| II.4.1.1. Grandeurs rhéologiques .....   | 38 |
| II.4.1.2. Puissance dissipée dans le fluide par la contrainte .....  | 39 |
| II.4.2. Quelques lois rhéologiques des suspensions .....   | 40 |
| II.4.2.1. Viscosité dynamique .....  | 40 |
| II.4.2.1.1. Modèle d'Einstein (suspensions diluées, $\phi < 2\%$ ) .....   | 40 |
| II.4.2.1.2. Modèle de Batchelor .....  | 41 |
| II.4.2.1.3. Modèle de Brinkman (suspensions concentrées, $\phi < 0,1$ ) .....  | 41 |
| II.4.2.1.4. Lois des suspensions moyennement concentrées<br>( $0,1 \leq \phi \leq 0,3$ ) .....                           | 42 |
| II.4.2.1.5. Influence de la concentration volumique : suspensions très<br>concentrées (Comportement non Newtonien) ..... | 43 |
| II.4.2.1.6. Influence de la température sur la viscosité dynamique .....   | 44 |
| II.4.2.1.7. Corrélations de la conductivité thermique et de la viscosité des<br>nanofluides .....                        | 45 |
| II.5. Performances thermiques et hydrodynamiques des nanofluides à base<br>de nanoparticules .....                       | 45 |
| II.5.1. Approche qualitative (Relation entre les propriétés thermiques et<br>rhéologiques) .....                         | 46 |
| II.5.2. Approche quantitative (Caractérisation des propriétés thermiques et<br>hydrodynamiques) .....                    | 47 |

## Chapitre III : Modèle mathématique

|  |    |
|--|----|
| III.1. Introduction .....  | 49 |
| III.2. Equations générales en régime laminaire et stationnaire ..... | 49 |
| III.2.1. Equation de continuité .....                                | 49 |
| III.2.2. Equation de quantité de mouvement .....                     | 50 |
| III.2.3. Equation de conservation d'énergie .....                    | 50 |
| III. 3. Hypothèses simplificatrices .....                            | 51 |



|   |    |
|---|----|
| <b>III.4. Modèle mathématiques des problèmes considérés</b> .....               | 51 |
| III.4.1. Cas 1: .....   | 51 |
| III.4.1.1. Equations du problème .....  | 53 |
| III.4.1.2. Les propriétés thermo-physiques .....                                | 54 |
| III.4.1.3. Conditions aux limites dimensionnelles .....                         | 55 |
| III.4.1.4. Paramètres caractéristiques du problème .....                        | 56 |
| III.4.1.5. Transfert de chaleur .....   | 56 |
| III.4.2. Cas 2: .....   | 57 |
| III.4.2.1. Equations du problème .....  | 58 |
| III.4.2.2. Les propriétés thermo-physiques .....                                | 59 |
| III.4.2.3. Conditions aux limites dimensionnelles .....                         | 61 |
| III.4.2.4. Paramètres caractéristiques du problème .....                        | 62 |
| III.4.3. Cas 3: .....   | 62 |
| III.4.3.1. Equations du problème et propriétés thermo-physiques utilisées ..... | 63 |

## Chapitre IV : Méthode numérique

|   |    |
|---|----|
| <b>IV.1. Résolution numérique à l'aide de codes CFD</b> .....   | 65 |
| IV.1.1. Définition de la CFD .....  | 65 |
| IV.1.2. Intérêts de la CFD .....  | 66 |
| <b>IV.2. Notions générales sur la méthode des volumes finis</b> .....   | 67 |
| <b>IV.3. Forme générale des équations du modèle mathématique</b> .....  | 70 |
| IV.3.1. Forme générale dans le cas de coordonnées cylindriques bidimensionnelles<br>( $r, z$ ) (Application I de la thèse) .....              | 71 |
| IV.3.2. Forme générale dans le cas de coordonnées cartésiennes tridimensionnelles<br>( $x, y, z$ ) (Applications II et III de la thèse) ..... | 71 |
| <b>IV.4. Discrétisation des équations de conservation de quantité de mouvement et de l'énergie</b> .....                                      | 72 |
| <b>IV.5. Choix du schéma d'interpolation de la pression</b> .....   | 76 |
| <b>IV.6. Choix de la méthode de couplage Pression -Vitesse</b> .....  | 77 |
| IV.6.1. Equation de correction de la pression .....   | 78 |
| IV.6.2. Algorithme SIMPLE .....   | 80 |
| <b>IV.7. Détails numériques</b> .....   | 81 |
| IV.7.1. Méthode de résolution du système d'équation linéaire .....  | 81 |
| IV.7.2. Choix des facteurs de relaxation .....  | 84 |
| IV.7.3. Critère de convergence .....  | 85 |
| <b>IV.8. Logiciels utilisés pour la présente simulation</b> .....   | 86 |
| IV. 8.1. Logiciel Gambit .....  | 86 |
| IV. 8.1. Logiciel Fluent .....  | 86 |

|   |    |
|---|----|
| <b>IV.9. Etapes d'une simulation CFD à l'aide de Gambit et Fluent</b> .....             | 86 |
| IV.9.1. Création de la Géométrie sous Gambit .....                                      | 86 |
| IV.9.2. Vérification du maillage .....  | 87 |
| IV. 9.3. Définition des frontières de nos problèmes .....                               | 88 |
| IV.9.4. Sauvegarde et Exportation du Maillage .....                                     | 89 |
| IV. 9.5. Implémentation de la méthode de simulation dans FLUENT .....                   | 90 |
| IV.9.6 Etude de l'effet de la densité du maillage et validation du code de calcul ..... | 91 |
| IV.9.6.1. Ecoulement bidimensionnel 2D .....  | 91 |
| IV.9.6.1. Ecoulement tridimensionnel 3D .....   | 93 |

## **Chapitre V : Applications**

|   |     |
|---|-----|
| <b>V.1. Application I</b> .....   | 95  |
| <b>V.1.1 Introduction</b> .....   | 95  |
| <b>V.1.2. Résultats et discussions</b> .....  | 95  |
| V.1.2.1. Influence de la Concentration de Particules sur le Champ de<br>Température .....   | 96  |
| V.1.2.2. Influence de la Concentration de Particules sur le Transfert<br>Thermique .....  | 96  |
| V.1.2.3. Influence du Nombre de Reynolds sur le Transfert Thermique .....   | 98  |
| V.1.2.4. Influence de la Distance Entre les Disques sur le Transfert de<br>Chaleur .....  | 101 |
| V.1.2.5. Influence de la Concentration de Particules sur la<br>Contrainte de Cisaillement Moyenne du Disque Chauffé .....   | 103 |
| <b>V.1.3. Conclusion sur l'application I</b> .....  | 104 |
| <b>V.2. Application II</b> .....  | 104 |
| <b>V.2.1 Introduction</b> .....   | 104 |
| <b>V.2.2 Résultats et Discussion</b> .....  | 105 |
| V.2.2.1. Influence des Propriétés Thermo-Physiques Dépendantes de la<br>Température et de la Concentration Volumique de Nanoparticules sur le<br>Champ de Température .....                           | 105 |
| V.2.2.2. Influence du Propriétés Thermo-physiques Dépendantes de la<br>Température et de la Concentration Volumique de Nanoparticules sur le<br>Transfert Thermique .....                             | 106 |
| V.2.2.3. Influence du Nombre de Reynolds et la de Concentration<br>Volumique de Nanoparticules sur le Transfert Thermique avec des Propriétés<br>Thermo-physiques Dépendantes de la Température ..... | 107 |
| V.2.2.4. Influence de la Densité du Flux Thermique et la Concentration Volumique  |     |

|   |     |
|---|-----|
| de Nanoparticules sur le Transfert Thermique avec des Propriétés<br>Dépendantes de la Température -----   | 108 |
| V.2.2.5. Influence du Nombre de Reynolds et de la Concentration<br>Volumique de Nanoparticules sur la Contrainte de Cisaillement Moyenne<br>avec des Propriétés Thermo-physiques Dépendantes de la Température -----                      | 109 |
| V.2.2.6. Influence de la Densité du Flux Thermique et de la Concentration de<br>Nanoparticules sur la Contrainte de Cisaillement Moyenne avec des Propriétés<br>Thermo-Physiques Dépendantes de la Température -----                      | 110 |
| V.2.3. Conclusion sur l'application II -----  | 111 |
| <br>  |     |
| V.3. Application III -----  | 112 |
| V.3.1 Introduction -----  | 112 |
| V.3.2 Résultats et Discussion -----   | 112 |
| V.3.2.1. Propriétés locales du nanofluide -----   | 113 |
| V.3.2.2. Influence des Propriétés Thermo-Physiques Dépendantes de la<br>Température, la Concentration Volumique de Nanoparticules et la<br>Géométrie sur le Champ de Température -----  | 114 |
| V.3.2.3. Influence des Propriétés Thermo-physiques Dépendantes de la<br>Température, la Concentration Volumique de Nanoparticules et la<br>Géométrie sur le Transfert Thermique -----   | 116 |
| V.3.2.4. Influence du Nombre de Reynolds, la Concentration Volumique de<br>Nanoparticules et la Géométrie sur le Transfert Thermique avec des Propriétés<br>Thermo- physiques Dépendantes de la Température -----                         | 118 |
| V.3.2.5. Influence de la Densité du Flux Thermique, la Concentration Volumique<br>de Nanoparticules et la Géométrie sur le Transfert Thermique avec des Propriétés<br>Dépendantes de la Température -----                                 | 119 |
| V.3.2.6. Influence du Nombre de Reynolds, la Concentration Volumique de<br>Nanoparticules et la Géométrie sur la Contrainte de Cisaillement Moyenne<br>avec des Propriétés Thermo-physiques Dépendantes de la Température --              | 120 |
| V.3.2.7. Influence de la Densité du Flux thermique, la Concentration Volumique de<br>Nanoparticules et la Géométrie sur la Contrainte de Cisaillement Moyenne avec des<br>Propriétés Thermo-physiques Dépendantes de la Température ----- | 122 |
| V.3.3 Conclusion sur l'application III -----  | 123 |
| <br>  |     |
| Conclusion générale -----   | 125 |
| <br>  |     |
| Référence bibliographiques -----  | 127 |

## Annex

**Résumé français**

**Résumé arabe**

**Résumé anglais**

# Chapitre I

## I.1. Introduction

Les nanofluides sont des solutions colloïdales composées de particules de taille nanométrique en suspension dans un liquide, cette proposition a été prédite par (**Choi [1]**) en 1995 dans le laboratoire national d'Argonne. Leurs propriétés thermiques étonnantes en ont fait l'objet d'intenses investigations durant la dernière décennie.

Le développement des nanotechnologies constitue un challenge pour les années à venir. Les Nanosciences étudient la structure de la matière au niveau moléculaire donc à l'échelle nanométrique dans le but d'innover dans de nombreux domaines tels que : l'environnement, la production et le stockage de l'énergie, le refroidissement des composants électroniques au moyen d'écoulements simples ou diphasiques dans des micro-canaux, la biologie, le diagnostic médical, le traitement de l'eau, etc....

En ce qui concerne les applications dans le domaine de transfert de chaleur, des études menées depuis une dizaine d'années ont montré que dans certaines conditions, l'ajout de particules nanométriques dans un fluide de base produit des nanofluides. 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 ( $\leq 100 \text{ nm}$ )

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 pratique et sont très étudiées de nos jours. De nombreux physiciens et chimistes les synthétisent, d'autres physiciens les étudient afin de comprendre la physique de ces objets nanométriques et des biologistes les utilisent comme marqueurs cellulaires. Parmi Les particules les plus utilisées pour obtenir des nanofluides on peut citer l'oxyde d'aluminium (**Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**), l'Oxyde de Cuivre (**CuO**), le cuivre (**Cu**), l'aluminium (**Al**), l'or (**Au**), l'argent (**Ag**), les nanotubes de carbone, le silicium (**Si**), le dioxyde de titane (**TiO<sub>2</sub>**). En les plaçant dans des liquides de base, elles modifient de manière significative la conductivité thermique du fluide porteur et donc permettent d'augmenter le transfert de chaleur par rapport au cas de liquides de base traditionnels purs comme (l'eau, l'éthylène-glycol (**EG**), les huiles, le toluène).

Différents modèles ont été élaborés en vue d'expliquer cette remarquable amélioration des transferts convectifs, mais la confrontation entre ces modèles pour évaluer la conductivité thermique effective des nanofluides, montre que ces derniers n'approximent pas de façon satisfaisante les expériences réalisées sur les nanofluides avec différentes variétés de nanoparticules et de fluides porteurs tels que : eau, éthylène glycol,...

La conductivité thermique des nanofluides peut être significativement plus élevée que celle des fluides caloporteurs purs. L'explication des raisons de cette forte augmentation (draconienne) a été faite par (**Keblinski et al. [2]** et **Eastman et al. [3]**) qui ont proposé quatre possibilités de mécanismes e.g. l'agitation microscopique brownienne des nanoparticules, liée à la taille nanométrique des particules, qui minimise les problèmes de sédimentation rencontrés avec des particules de plus grandes dimensions, la stratification au niveau moléculaire du liquide à l'interface liquide / particule, la nature balistique de transport de chaleur dans les nanoparticules (Les phonons), et l'effet de la sédimentation rencontré avec des particules de plus grande dimension.

Les mesures disponibles de la conductivité thermique de différents nanofluides ne sont pas concordantes. Pour comprendre les phénomènes mis en jeu dans les nanofluides, des expériences supplémentaires sont nécessaires pour arriver à une bonne compréhension des phénomènes mis en jeu dans les nanofluides. Pour l'instant aucune des théories physiques proposées ne rend compte des résultats expérimentaux obtenus.

De nombreuses recherches ont été menées sur cette nouvelle classe de fluides caloporteurs afin de permettre une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu, et mettre ainsi au point des fluides plus performants. La forte conductivité thermique des nanofluides les désigne en effet comme des candidats potentiels pour le remplacement des fluides porteurs utilisés dans les dissipateurs de chaleur à micro-canaux en forme rectangulaire et dans les écoulements entre disques coaxiaux, en vue d'améliorer les performances de ces systèmes. Certaines limitations susceptibles de réduire les performances des nanofluides utilisés à la place des fluides caloporteurs purs, ont aussi été étudiées.

L'utilisation des nanofluides comme fluides caloporteurs dans les micro-canaux dissipateurs de chaleur en forme rectangulaire et entre deux disques coaxiaux a montré que l'addition de nanoparticules dans un liquide augmente sa viscosité et de ce fait les pertes de charge. Par ailleurs, les études expérimentales en convection forcée semblent montrer un effet

supplémentaire sur le coefficient d'échange, qu'on peut attribuer directement à l'augmentation de la conductivité thermique.

Dans ce travail nous allons donner un bref aperçu des différents types de transferts thermiques et de leur influence respective dans des dispositifs nanofluidiques. Aux échelles nanométriques les relations fondamentales régissant les transferts thermiques restent inchangées. En effet la loi de Fourier reste valable dans les domaines d'écoulement dont les échelles de longueur sont grandes devant le libre parcours moyen des atomes. Ainsi, l'équation de la chaleur en régime conductif reste inchangée. Il convient de comprendre quels sont les types de transferts thermiques prédominants dans les nanofluides. Dans cette thèse, nous nous intéresserons exclusivement au transfert thermique par conduction et par convection et les équations qui les régissent en régime permanent, ainsi nous ne prenons pas en compte le transfert radiatif.

### **Contenu du manuscrit**

La thèse rapportant le travail accompli dans le cadre de ce Doctorat en Sciences est constituée de 5 chapitres et d'une conclusion générale.

-Le premier chapitre de cette thèse est consacré à une analyse de quelques recherches qui existent dans la littérature et qui traitent le problème de l'écoulement et du transfert de chaleur des nanofluides caloporteurs tels que le nanofluide (**eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**) dans les mini et micro-canaux de dissipateurs de chaleur ou dans les dispositifs de refroidissement constitués par deux disques coaxiaux. Nous y présenterons aussi les corrélations proposées dans le domaine des mini-canaux qui en découlé des recherches théoriques et expérimentales antécédentes et leurs limites d'utilisation.

-Le deuxième chapitre contient quelques propriétés thermo-hydrodynamiques et le comportement rhéologique des nanofluides utilisés dans la littérature. Nous y présentons les formules théoriques et expérimentales de ces propriétés et les corrélations de la viscosité dynamique et la conductivité thermique, ainsi que leurs limites d'utilisation. Ce chapitre présente aussi les diverses techniques physiques et chimiques disponibles pour élaborer les nanoparticules et les nanofluides.

-Le troisième chapitre présente la modélisation mathématique des convections forcées. On y trouve une présentation des équations des écoulements des fluides Newtoniens

accompagnés de transfert thermique (Equation de continuité, Equations de Navier-Stokes et l'équation de conservation de la chaleur) ainsi que les hypothèses associées à ce modèle. Les conditions aux limites utilisées pour les cas traités dans cette thèse sont aussi présentées dans ce chapitre.

-Le quatrième chapitre présente la méthode numérique choisie pour la simulation (Méthode des volumes finis). A la fin du chapitre, on décrit brièvement les codes commerciaux Fluent 6.3 et Gambit 2.3 utilisés dans les calculs. L'effet de maillage et la validation du code de calcul utilisé dans la présente thèse se trouvent dans la dernière section de ce chapitre.

-Dans le cinquième chapitre, nous présentons les résultats numériques et discussions pour les micro-canaux dissipateurs de chaleur en forme rectangulaire et entre deux disques coaxiaux. Les performances ont été analysées pour trois applications.

Finalement, la thèse est clôturée par une conclusion générale tirée des trois cas étudiés et par les perspectives de cette étude.

## **I.2. Généralités**

La présente thèse rapporte les résultats des études de l'écoulement laminaire accompagné de convection forcée ayant lieu dans différentes géométries comme les dissipateurs de chaleur à micro-canaux en forme rectangulaire et les dispositifs de refroidissement constitués de deux disques coaxiaux avec débit axial central. Le fluide utilisé est le nanofluide **eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>** et les simulations ont été faites avec une approche monophasique et des propriétés thermo-physiques constantes ou dépendantes de la température.

### **I.2.1. Les mini/micro-canaux**

#### **I.2.1.1. Présentation et problématique**

Les mini/micro-canaux sont étudiés depuis des dizaines d'années principalement pour le refroidissement des composants micro électroniques. **Tuckerman et Pease [ 42]** ont été pionniers sur ce sujet en travaillant dès 1981 sur des dissipateurs thermiques de haute performance destinés au refroidissement des circuits intégrés. Conventionnellement, les



micro-canaux sont définis comme des canaux dont le diamètre hydraulique  $D_h = 4 \cdot \frac{\text{section frontale}}{\text{perimètre mouillé}}$  est compris entre 10 microns et 200 microns (voir **tableau I.1**).

|                     |  |
|---------------------|--|
| Canal conventionnel | $D_h > 3 \text{ mm}$                   |
| Mini-canal          | $200\mu\text{m} < D_h < 3 \text{ mm}$  |
| Micro-canal         | $10\mu\text{m} < D_h < 200\mu\text{m}$ |
| Nano-canal          | $D_h < 0.1 \mu\text{m}$                |

**Tableau (I.1):** Classification des canaux.

Les micro-canaux ont des dimensions de l'ordre de quelques microns et sont usinés à partir de plusieurs matériaux tels que le verre, les polymères, le silicium. Leur intérêt est la miniaturisation des systèmes fluidiques produisant des structures ayant un rapport surface/volume très élevé  $\sim \frac{1}{D_h}$ . Cela permet de maximiser la surface d'échange liquide/solide dans un faible encombrement où les effets de surface deviennent prépondérants et où l'on ne peut pas négliger les termes importants comme la dissipation visqueuse, la zone de développement simultané des couches limites thermique et dynamique, le glissement du fluide près de la paroi et le saut de température à la paroi, et l'effet de la conduction axiale que ce soit dans le nanofluide ou dans le solide (transfert de chaleur conjugué).

### **I.2.2. Les écoulements entre deux disques coaxiaux et parallèles**

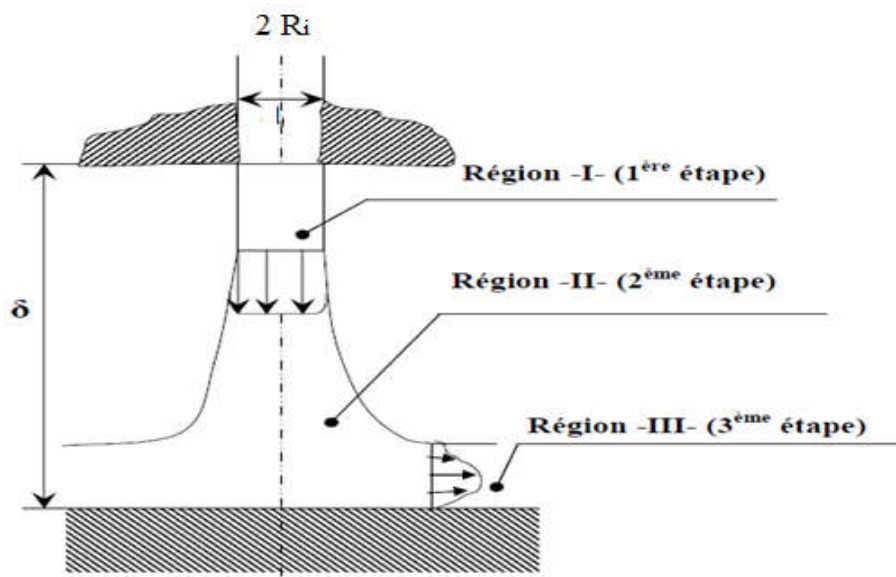
Les écoulements au-dessus d'un disque unique ou entre deux disques coaxiaux ont fait l'objet d'un intérêt constant de la part de la communauté scientifique depuis les travaux de (**Von Karman [8]**) qui étudia l'écoulement laminaire au dessus d'un disque tournant de rayon infini dans un fluide initialement au repos. On rencontre ce type d'écoulements dans les domaines industriels tels que la thermique (échangeurs de chaleur), le génie chimique (cellule d'électrolyse), le génie mécanique (butées et paliers hydrostatiques, pompes, ventilateurs), les pellicules photographiques, le papier, le recuit des brames de métaux non ferreux et du verre, refroidissement des bords d'attaque des aubes de turbines, le séchage des textiles, etc.... La plupart des études théoriques menées par (**Rogers et al. [9]** ; **Cochran. [10]**; **Bodewat [11]** ou

**Batchelor [12])** sur ce problème supposent la dimension radiale des deux disques infinie alors qu'en pratique ils ont toujours un rayon fini. Lorsqu'un jet issu d'une buse dite de soufflage frappe perpendiculairement un plan, l'écoulement résultant est axisymétrique et il est communément appelé écoulement radial. Lorsque la buse est très proche du plan dont la surface frontale est importante par rapport à celle du jet, on est en présence d'un écoulement entre deux disques coaxiaux avec injection centrale [13].

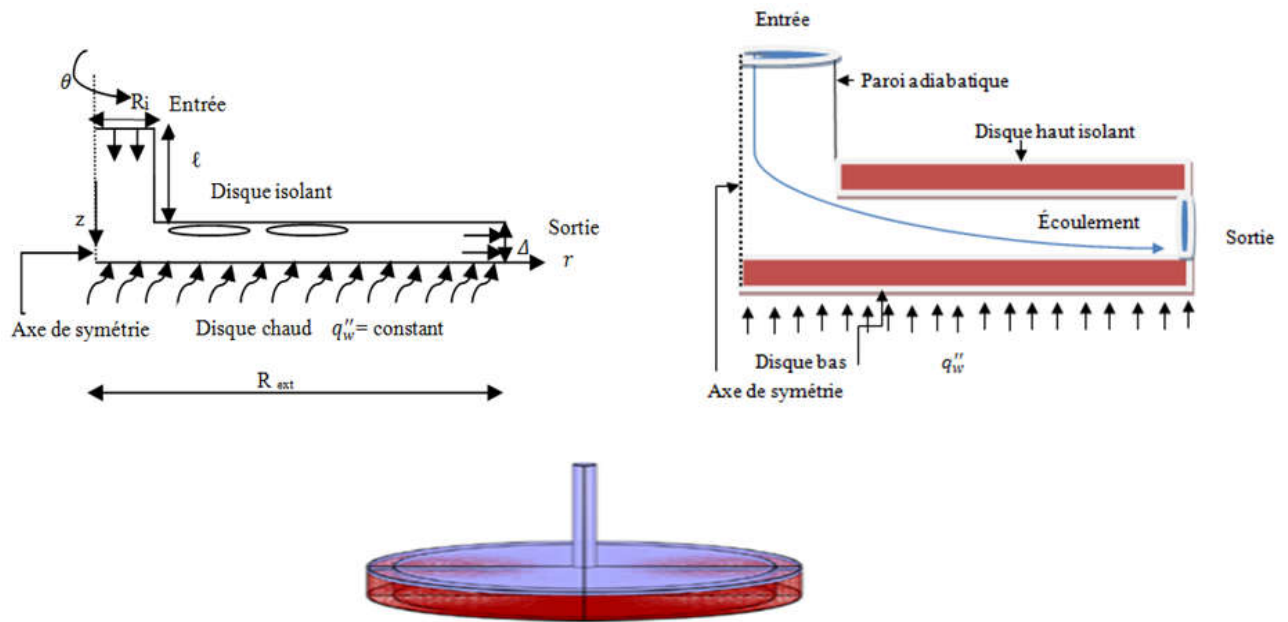
Plusieurs configurations ont été étudiées par les chercheurs : des disques de dimension finie ou infinie, avec ou sans soufflage axial... Les disques peuvent être considérés tous les deux comme fixes où l'un d'entre - eux (ou les deux) animé d'une vitesse angulaire uniforme ou fonction du temps. Dans tous les travaux publiés sur l'écoulement d'un jet entre deux disques coaxiaux, avec un disque inférieur fixe et un débit axial central, le fluide évolue en général suivant trois étapes (voir **figure (I.1)** et **figure (I.2)**). Dans la région d'impact, la pression statique augmente à cause de la diminution brusque de la vitesse moyenne axiale. Suite à l'impact, l'écoulement dévie et commence à accélérer le long de la surface d'impact (surface cible).

Dans la région correspondant au jet pariétal, la couche limite se développe le long de la surface d'impact.

La région correspondant au jet libre est caractérisée par les processus de diminution de la vitesse au centre du jet et l'élargissement du jet dans la direction transversale.



**Figure (I.1):** Régions d'écoulement d'un Jet impactant (semi-confiné).



**Figure (I.2):** Géométrie d'étude de l'écoulement entre deux disques coaxiaux.

### I.2.3. Le dissipateur de chaleur

Un dissipateur de chaleur est un dispositif de refroidissement ou un échangeur qui absorbe la chaleur et la dissipe à partir d'un autre contact thermique par une méthode (directe ou rayonnante). Comme domaines d'application on peut citer :

- 1-Les dispositifs de refroidissement des systèmes électroniques tels que les microprocesseurs, DSPs, GSPs
- 2-La réfrigération
- 3-Les moteurs thermiques

#### I.2.3.1. Le dissipateur de chaleur à micro-canaux

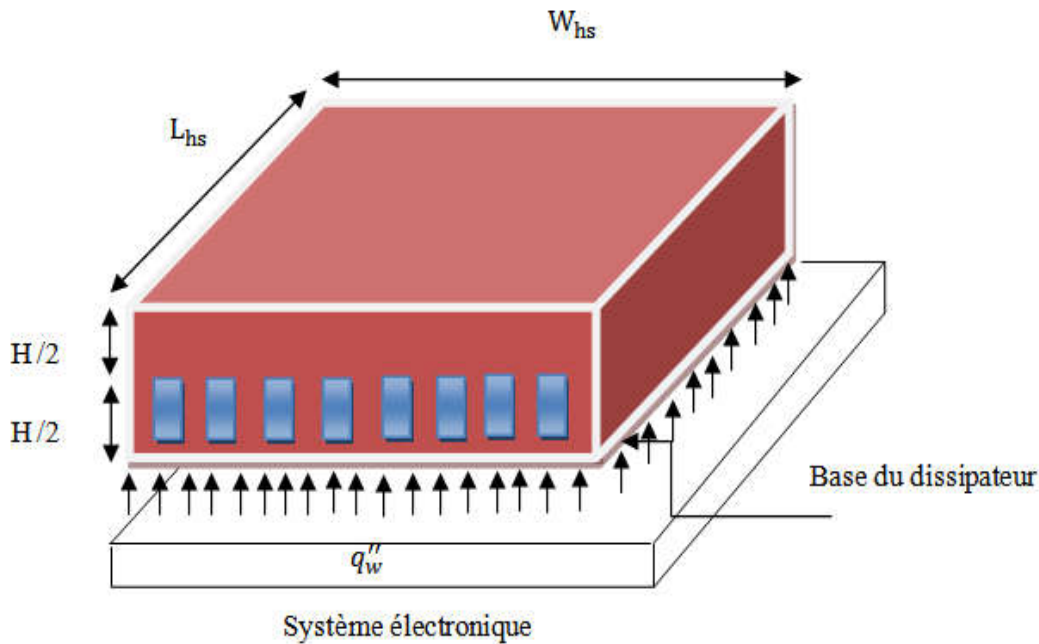
Un dissipateur de chaleur à micro-canaux dispose d'un coefficient de transfert de chaleur convectif élevé, ce qui est particulièrement bénéfique au refroidissement des

dispositifs électroniques. La configuration géométrique d'un dissipateur de chaleur à micro-canaux en forme rectangulaire, est illustrée sur la **figure (I.3)**. Il est fabriqué en silicium de conductivité thermique élevée. Le composant électronique monté sous la base des micro-canaux transfère son énergie avec une densité de flux thermique constant  $q_w''$  au fluide qui passe par les micro-canaux. Le nanofluide entre par les canaux avec des vitesses et des températures uniformes puis s'écoule et porte l'énergie dissipée par les composants électroniques ; finalement, il sort chauffé par la sortie des micro-canaux.

Le dissipateur de chaleur à micro-canaux contient généralement un grand nombre de micro-canaux parallèles. Dans les dernières décennies, les technologies de refroidissement ont été améliorées pour répondre aux exigences des taux de dissipation de chaleur servant à contrôler la température de jonction des composants électroniques. Ces technologies ont ainsi contribué à améliorer significativement les performances des systèmes électroniques tels que les composants électroniques et les microprocesseurs des télécommunications, de la robotique, de la métrologie et de l'automobile,

Il a été démontré que la plupart des paramètres de fonctionnement d'un composant électronique sont fortement affectés par sa température ainsi que par son environnement thermique immédiat. Ceci a conduit à une demande croissante pour les technologies de refroidissement hautement efficaces des composants électroniques. Pour répondre à cette demande, divers systèmes de refroidissement des composants électroniques ont été développés. Parmi ces efforts, le dissipateur de chaleur à micro-canaux a reçu beaucoup d'attention en raison de sa capacité à produire des coefficients de transfert de chaleur élevés, à cause de sa petite taille et sa grande charge thermique [14]. L'amélioration de l'efficacité thermique de ces systèmes est très essentielle du point de vue des économies d'énergie. Différents facteurs tels que la géométrie, la vitesse, le nombre de canaux et les propriétés thermiques à la fois solide et fluide affectent la performance thermique des dissipateurs à micro-canaux. Plusieurs idées pour améliorer les performances thermiques et hydrodynamiques d'un dissipateur de chaleur à micro-canaux ont été proposées, et ils peuvent être mis en deux approches. Le premier est de trouver une configuration optimale du système et le second est d'améliorer les propriétés de transfert de chaleur du fluide de travail. Récemment, un intérêt considérable a émergé en ce qui concerne l'utilisation potentielle de nanofluides comme fluides de travail dans un dissipateur de chaleur à micro-canaux. Parce que ces nouvelles classes de fluides ont une conductivité thermique plus élevée par rapport

aux fluides classiques, ils conduisent à de meilleures performances de transfert de chaleur et donc à un refroidissement très efficace.



**Figure (I.3):** Le dissipateur de chaleur à micro-canaux.

### I.2.3.2. Conception des paramètres

La conception des paramètres comprennent le matériau du dissipateur de chaleur, le nombre et la géométrie des ailettes ainsi que leur alignement, et l'épaisseur de la plaque de base. Afin d'obtenir une résistance thermique et une perte de charge minimales, chacun de ces paramètres doit être bien conçu.

### I.2.3.3. La substance du dissipateur de chaleur

Les dissipateurs de chaleur à micro-canaux sont fabriqués à partir d'un bon conducteur thermique tel que le cuivre, le silicium ou d'alliage d'aluminium. Le Cuivre (401 (W/m K) à 300 K) est nettement plus cher que l'aluminium (237 (W/ m K) à 300 K), mais est à peu près deux fois plus efficace en tant que conducteur thermique. L'aluminium a un avantage significatif qu'il peut être facilement formé par extraction, est également beaucoup plus léger que le cuivre, offrant moins de contrainte mécanique sur les composants électroniques délicats. Les dissipateurs de chaleur en aluminium ont un noyau de cuivre comme un échangeur, comme par exemple dans le dissipateur de chaleur Swiftech 462-A. Bien que la conductivité thermique du zinc soit faible par rapport à celle de l'aluminium et du

cuivre, il peut aussi être un bon matériau pour le refroidissement des dispositifs électroniques. Quand le zinc est ajouté à un alliage, celui-ci élimine la porosité obtenue lors du procédé de coulée, lequel est un avantage par rapport à l'aluminium et le cuivre.

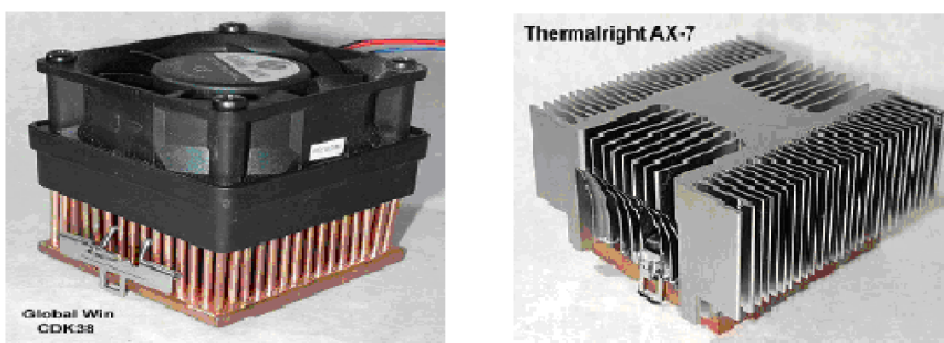
#### I.2.3.4. Le nombre des ailettes

Un dissipateur de chaleur se compose généralement par une base ou plusieurs surfaces plates et un réseau de peigne ou saillies à ailettes pour augmenter la surface du dissipateur de chaleur en contact avec le fluide, et augmentant ainsi le débit de dissipation de chaleur. Un dissipateur thermique conçu pour le refroidissement de dispositifs électroniques est un échangeur de chaleur compact pour lequel le rapport de la surface de transfert de chaleur/volume est très élevé. Par conséquent, l'augmentation du nombre d'ailettes offre une plus grande superficie pour le transfert de chaleur. Toutefois, il convient de noter que l'augmentation du nombre d'ailettes crée un effet indésirable, qui est la chute de pression statique accrue. Afin de surmonter les chutes de pression plus élevées, les puissances de pompage plus élevées sont nécessaires, ce qui nécessite l'installation de ventilateurs ou soufflantes plus puissants.

#### I.2.3.5. Les formes des ailettes

Différentes sortes de géométries des ailettes des dissipateurs de chaleur sont possibles ; aiguilles, ailettes droites, ailettes cannelées, ailettes ondulées et des ailettes à géométrie non-standard.

Les plus courants sont les ailettes dont la section peut être ronde, carrée, elliptique, hexagonale ou toute autre géométrie appropriée. Des ailettes droites qui ont des sections transversales rectangulaires sont également largement utilisées (voir **figure (I.4)**).



**Figure (I.4):** Deux dissipateurs de chaleur avec différentes ailettes [15].

### I.2.3.6. Autres paramètres

On peut utiliser un ventilateur qui augmente l'écoulement d'air dans le dissipateur thermique permettant ainsi le maintien d'un plus grand gradient de température en remplaçant l'air chaud plus rapidement qu'une convection passive réalise seule : Ceci est connu comme un système à air forcé. Si un ventilateur est spécifié pour un système, une chute de pression, un débit volumétrique et une aire de section transversale d'écoulement deviennent des contraintes du système. Sinon, ils sont des paramètres de conception.

- Le débit volumétrique: le débit volumétrique est le produit de la vitesse par la surface transversale de l'écoulement. L'amplitude de la vitesse de l'air entrant est le facteur dominant créant des turbulences. Par conséquent, si le ventilateur est spécifié, la vitesse de l'air et le régime d'écoulement sont connus. La vitesse d'écoulement d'entrée en tant que paramètre de conception est également citée dans la littérature. L'augmentation de la vitesse d'écoulement d'entrée et donc le débit volumétrique, conduit à la turbulence ce qui réduit de 35% la résistance thermique par rapport à la même géométrie en écoulement laminaire.
- La section de la surface transversale de l'écoulement: la section de la surface transversale de l'écoulement est connue aussi longtemps que les dimensions des ventilateurs sont connues. La conception d'un dissipateur thermique avec une surface de section transversale plus petite que la surface de d'écoulement crée le by-pass de l'air. Étant donné qu'une partie de l'air délivré par le ventilateur ne participera pas à la transmission de la chaleur, l'efficacité est donc réduite.

## I-3 Revue bibliographique

### I-3.1. Revue bibliographique sur la convection forcée dans les nanofluides

Par définition le terme " convection" désigne un mode de propagation de la chaleur. La convection est une science qui groupe la mécanique des fluides et le transfert de chaleur.

L'étude de cette dernière est un domaine de recherche depuis plusieurs décennies. Il existe un grand nombre de publications scientifiques consacrées à l'étude de la convection forcée dans les dissipateurs de chaleur à micro-canaux de forme rectangulaire et entre deux disques coaxiaux. Mais peu d'entre elles ont été consacrées aux nanofluides.

La plupart des études ayant été généralement menées avec de l'eau, de l'huile ou de l'air comme fluide de base. On sait que les transferts par convection peuvent augmenter

considérablement en modifiant la configuration de l'écoulement ou en augmentant les surfaces d'échange entre la paroi et le fluide.

**Pak et al. [16]** se sont intéressés au transfert de chaleur par convection avec un fluide contenant en suspension des particules d'oxydes métalliques  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (13nm) et  $\text{TiO}_2$  (27nm)).

Les mesures sont effectuées dans une configuration de tube chauffé à densité de flux constante en régime turbulent et les résultats les plus significatifs sont obtenus avec une fraction volumique de nanoparticules de 3%. Ils ont montré que le coefficient de transfert de chaleur est accru de 75% par rapport à celui de l'eau. Cependant, à vitesse débitante identique, le même paramètre  $h$  devient inférieur de 12% à celui de l'eau. Ce résultat est dû au fait que la viscosité du nanofluide est nettement supérieure à celle de l'eau.

**Xuan et Li. [17]** 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  $2,5 \cdot 10^4$ . Ils ont trouvé que l'ajout des nanoparticules améliore considérablement 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 la fraction volumique 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 la fraction volumique et ne pas trop augmenter la viscosité du nanofluide pour pouvoir le mettre plus facilement en mouvement.

**Qiang et Li. [18]** ont procédé à une expérimentation similaire de celle réalisée par (**Xuan et Li. [17]**). Ils ont également mesuré le facteur d'échange en convection forcée pour le même type de nanofluide (**eau/Cu**) pour différentes valeurs du nombre de Reynolds et pour  $\varphi$  variant de 0% à 1.2%.

**Maïga et al. [19]** ont étudié numériquement l'hydrodynamique et les caractéristiques thermiques des nanofluides dans un tube chauffé en utilisant un modèle monophasique pour les régimes laminaire et turbulent. Leurs résultats montrent que l'addition des nanoparticules conduit à une augmentation du transfert de chaleur comparé au fluide seul. Ils ont trouvé que le nanofluide (**éthylène glycol /  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$** ) assure un meilleur transfert de chaleur que le nanofluide (**eau/ $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$** ). Ils ont rapporté que le coefficient de transfert de chaleur augmente de 80% pour le nanofluide (**éthylène glycol / $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$** ) tandis qu'il augmente de 60% pour le nanofluide (**eau/ $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$** ) pour une fraction volumique  $\varphi = 10\%$  de nanoparticule  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .



**Judy et al. [20]** ont effectué des expériences de perte de charge à la fois sur les micro-canaux ronds et carrés avec des diamètres hydrauliques allant de 15 à 150  $\mu\text{m}$ . Ils ont testé l'eau distillée, le méthanol et l'iso-propanol dans une plage de nombre de Reynolds de 8 à 2300. Dans tous les cas, leurs résultats sont en accord avec les données calculées obtenues en utilisant la théorie classique des écoulements laminaires.

**Moraveji et al. [21]** ont étudié le transfert de chaleur convectif accompagnant l'écoulement d'un nanofluide non-Newtonien dans un tube horizontal avec une densité du flux de chaleur constante en utilisant la CFD (dynamique des fluides calculs). Le nanofluide non-newtonien utilisé contient des particules ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) et une solution aqueuse de xanthane en tant que phase liquide unique. L'effet de la taille des particules et de la concentration de la solution de xanthane sur le coefficient de transfert de chaleur convectif a été étudié pour différents nombres de Reynolds ( $500 \leq Re \leq 2500$ ), et différentes positions axiales du tube.

Les résultats ont montré que le coefficient de transfert de la chaleur et le nombre de Nusselt  $Nu$  d'un nanofluide non-newtonien augmentent avec l'augmentation de la concentration de la solution de xanthane.

**Kamali et Binesh. [22]** ont fait une investigation numérique du transfert de chaleur par convection de nanofluides basés sur des nanotubes multi-parois de carbone (MWCNT) dans un tube droit dans la condition d'une densité du flux de chaleur pariétal constante. Du coup, le coefficient de transfert de chaleur est dominé par la région pariétale en raison du comportement non-newtonien du nanofluide CNT. Les résultats présentés dans cet article montrent que la simulation numérique peut être l'un des outils les plus puissants et bénéfiques pour l'optimisation et l'analyse des performances de nanofluides CNT.

### **I.3.2. Revue bibliographique sur la convection forcée dans les mini/micro-canaux et les dissipateurs de chaleur à micro-canaux**

Les micro-canaux sont des éléments de refroidissement compacts qui peuvent fournir une augmentation des taux de dissipation de la chaleur et une réduction des gradients de température au sein des composants électroniques. Le diamètre hydraulique des micro-canaux est inférieur à 100 micromètres. Ils font partie des éléments qui rentrent dans la constitution des dissipateurs de chaleur. Ces derniers étant fabriqués d'un solide de grande conductivité thermique tel que le silicium ou le cuivre [23]. En raison de ses performances à dissiper les quantités importantes de chaleur produites par les processeurs ou d'autres petits appareils

électroniques, le dissipateur de chaleur à micro-canaux (DCMC) a reçu l'attention de nombreuses études.

Au cours des dernières années, un certain nombre de chercheurs ont rapporté les caractéristiques thermo-hydrauliques de micro-canaux pour les régimes d'écoulements laminaires et turbulents des liquides et des gaz.

**Garimella et Nenaydykh [24], Downs et James [25], Jambunathan et al. [26] et Tesar et Travnicek [27]** ont fourni des revues bibliographiques sur ce sujet dans lesquelles ils ont présenté une analyse des effets des paramètres géométriques et des nombres adimensionnels de l'écoulement. Leurs principales observations ont montré que pour les très petits rapports de forme ( $Z/R_i$ ) de la buse, les coefficients de transfert de chaleur sont les plus élevés, et que ceux-ci augmentent lorsque le diamètre de la buse diminue.

**Garimella et Rice [28]** ont mesuré le coefficient de transfert thermique local à travers une petite source de chaleur vers un jet axisymétrique, impactant perpendiculairement à la source, et vers un jet liquide submergé dans des configurations confinées ou non confinées. Un jet sortant d'une tuyère de section circulaire impacte sur une surface qui dissipe une densité du flux thermique constante. La tuyère et la source de chaleur sont toutes les deux montées dans de larges plaques circulaires pour assurer un écoulement radial axisymétrique du fluide utilisé. La température locale de la surface de la source de chaleur a été mesurée dans différentes positions radiales à partir du centre du jet. Les résultats de la distribution du coefficient de transfert de chaleur local ont été présentés en fonction du diamètre de la tuyère ( $0.79 \leq R_i \leq 6.35 \text{ mm}$ ), du nombre de Reynolds (4000 à 23,000) et de la distance séparant la tuyère à la source de chaleur ( $1 \leq Z/R_i \leq 14$ ).

**Saad et al. [29]** ont étudié numériquement les effets sur le transfert thermique du nombre de Reynolds, de la distance entre la tuyère et la surface d'impact, des diamètres de soufflage et des surfaces de confinement et du profil de vitesse à la sortie de la tuyère. **Wang et al. [30]** ont étudié l'impact sur un disque avec une densité du flux de chaleur non-uniforme.

Le transfert de chaleur par convection d'une plaque refroidie par l'air a été analysé par (**Goldstein et al. [31]**).

**Liu et al. [32]** ont étudié expérimentalement l'impact d'un jet sur une plaque chauffée uniformément, et ont analysé son influence sur le nombre de Nusselt au point de stagnation.

**Garimella et Nenaydykh [33]** ont étudié expérimentalement les effets de la géométrie de la tuyère sur le transfert thermique d'un jet impactant de liquide.

Plusieurs études numériques et/ou expérimentales ont été conduites au cours des deux dernières décennies afin de promouvoir l'utilisation des nanofluides dans les applications d'ingénierie, telles que les dissipateurs de la chaleur à microcanaux.

**Lee et al. [34]** ont mesuré la conductivité thermique des fluides contenant des nanoparticules sous forme d'oxydes métalliques. Jusqu'à très récemment, (**Boothroyd et Haque [35], Batchelor [36] et Ahuja [37]**) ont accompli des travaux de recherche avec des fluides dispersés en utilisant des particules de taille millimétrique ou micrométriques. L'application de ces types de mélanges de fluides / particules n'a pas donné un grand potentiel et a montré des effets négatifs importants tels que le colmatage du canal d'écoulement et la rapidité de la sédimentation, ce qui peut provoquer une chute de pression importante dans les canaux d'écoulement. En raison des récents progrès des technologies de fabrication des particules, les chercheurs ont commencé à étudier l'utilisation de nanoparticules à cause de leur capacité d'amélioration du transfert de chaleur lors du refroidissement (**Boothroyd et Haque [35] ; Sohn et Chen [38]**). Toutes ces études sont expérimentales.

**Masuda et al. [39]** ont évalué l'amélioration de la conductivité thermique des mélanges constitués de nanoparticules ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) en suspension dans l'eau. Les résultats obtenus pour un nanofluide dont la fraction volumique des particules est de 3% ont montré une amélioration de 20% de la conductivité thermique avec l'addition à l'eau des poudres d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  constituées de particules ayant une taille moyenne de 13 nm. D'autres études de ce même système, avec des poudres de 38 nm ont exhibé une augmentation de 8% de la conductivité thermique (voir **Choi [1]**).

Dans l'étude de **Roy et al. [40]** les champs hydrodynamiques et thermiques d'un nanofluide ( $\text{eau}/\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ ) dans un système de refroidissement radial à écoulement laminaire sont considérés, avec des propriétés thermo-physiques constantes et dépendantes de la température telles que la conductivité thermique et la viscosité dynamique. Les résultats indiquent qu'une amélioration considérable du transfert de chaleur est possible, permettant même d'atteindre le double dans le cas de nanofluides contenant 10% en fraction volumique de nanoparticules. D'autre part, une augmentation de la contrainte de cisaillement de la paroi est également remarquée avec une augmentation de la concentration volumique de particules.

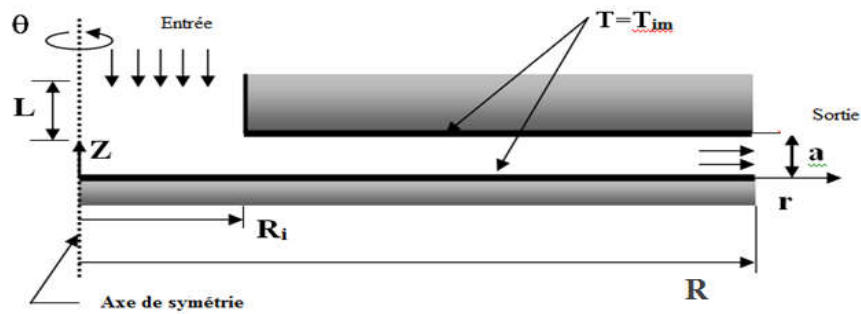


Figure (I.5): système de refroidissement radial [40].

**Pak et Cho [16]** ont investigué expérimentalement les comportements hydrodynamiques et thermiques de fluides dispersés (i.e. des particules d'oxydes métalliques ultrafines suspendues dans l'eau) dans une conduite circulaire. Deux différents oxydes métalliques, l'alumine ( $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ ) et le dioxyde de titanium ( $\text{TiO}_2$ ), avec des diamètres moyens de 13 à 17 nm respectivement, ont été utilisés comme particules suspendues. Les nombres de Reynolds et de Prandtl variaient dans les intervalles  $10^4$ -  $10^5$  et 6.5-12.3, respectivement. Les viscosités des fluides dispersés à une concentration volumique de 10% étaient approximativement 200 et 3 fois plus grandes que celle de l'eau, respectivement. Les coefficients de frottement de Darcy pour les fluides dispersés ayant des concentrations allant de 1% à 3% coïncident bien avec les corrélations classiques de l'écoulement turbulent d'un fluide monophasique. Le nombre de Nusselt des fluides dispersés pour les écoulements turbulents développés augmente avec l'augmentation de la concentration et du nombre de Reynolds. Une nouvelle corrélation pour le transfert thermique convectif turbulent pour les fluides dispersés dilués contenant des nanoparticules d'oxydes métalliques a été proposée par la formule suivante :  $Nu = 0.021Re^{0.8}Pr^{0.5}$ .

**Kurosaki et Murasaki [41]** ont étudié expérimentalement le mécanisme de transfert thermique d'un jet impactant composé d'une suspension gaz-solide. Les effets de la taille et des propriétés thermiques des particules solides sur le transfert thermique ont été examinés. Des particules fines de graphite, de talc et de verre ont été utilisées.

**Tuckerman et Pease [42]** ont été les premiers à introduire la notion de dissipateur de chaleur à micro-canaux pour l'élimination de la chaleur élevée. Ils ont utilisé l'eau, qui s'écoulait en régime laminaire, comme fluide caloporteur dans les micro-canaux de silicium. Par la suite, des différents aspects de l'écoulement du fluide dans les micro-canaux ont été

étudiés expérimentalement et numériquement. Certains d'entre eux, tels que (**Hetsroni et al. [43]** ; **Lee et Garimella [44]**), ont fait des observations expérimentales pour analyser le frottement et le transfert de la chaleur dans les dissipateurs de chaleur à micro-canaux et d'autres comme (**Gamrat et al. [45]** ; **Xie et al. [46]**) ont étudié numériquement les mêmes aspects.

**Mudawar et Yeh [47]** ont fourni des revues bibliographiques complètes sur les différentes techniques de transfert de chaleur utilisées dans le refroidissement de composants électroniques, et ils ont réalisé un prototype de dissipateur de chaleur à micro-canaux en forme rectangulaire. Il contient un grand nombre des canaux d'écoulement usinés dans une matière solide, qui a généralement une conductivité thermique élevée, tel que le silicium ou le cuivre. Un composant électronique est ensuite monté sur la surface de base du dissipateur de chaleur. La chaleur générée par le composant est d'abord transférée aux canaux par conduction de la chaleur à travers le solide, puis portée par le fluide de refroidissement(l'eau) qui est forcé de s'écouler à travers les canaux.

Les dissipateurs de chaleur à micro-canaux avec différents modèles et liquides de refroidissement ont été fabriqués et testés. L'efficacité de cette nouvelle technique de refroidissement a été confirmée par des résultats expérimentaux [42,48-53].

**Wang et al. [54]** ont utilisé la méthode numérique de Lattice Boltzmann pour étudier les caractéristiques de transfert de chaleur conjugué comme celui ayant lieu dans les dissipateurs de chaleur.

**Heris et al. [55,56]** ont étudié expérimentalement les performances de transfert de chaleur des nanofluides (**eau/CuO** et **eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**) circulant dans un tube annulaire concentrique sous un régime d'écoulement laminaire. Ils ont montré que le coefficient de transfert de chaleur augmente avec la concentration volumique des particules et le nombre de Péclet.

**Wesberg et al. [57]** ont fourni une image plus réaliste des transferts thermiques dans un dissipateur de chaleur en résolvant numériquement le problème conjugué bidimensionnel de transfert de chaleur qui se compose du calcul simultané de la conduction thermique dans le solide et de la convection dans le fluide. Les distributions spatiales détaillées suivant la section transversale de la température, de la densité du flux de chaleur et du nombre de Nusselt le long du dissipateur de chaleur à micro-canaux ont été obtenus. L'hypothèse utilisée

par (**Wesberg et al. [57]**) dans ces calculs étant que l'écoulement est entièrement développé (hydraulique et thermique).

**Fedorov et Viskanta [58]** ont développé un modèle en trois dimensions pour étudier le transfert de chaleur conjugué dans les dissipateurs de chaleur à micro-canaux. Un nouveau modèle complexe de transfert de chaleur a été obtenu en raison des effets de convection-conduction combinées tridimensionnels. Le plus remarquable, c'est que la température de la paroi du canal le long de la direction moyenne d'écoulement est à peu près uniforme, sauf dans la région proche de l'entrée du canal, où un très grand gradient de température a été trouvé. Cependant, la plupart des études dans ce domaine ont signalé que l'élévation de la température de la paroi le long de la direction d'écoulement est presque linéaire **[57,59-61,63]**.

Il devrait être noté ici que plusieurs observations expérimentales précédentes ont trouvé que l'écoulement de fluide et le transfert de chaleur en micro-canaux peuvent se comporter différemment de ceux des canaux macroscopiques **[63,64]**.

**Peng et Peterson [65]** ont étudié la convection forcée de l'eau monophasique dans les canaux rectangulaires ayant un diamètre hydraulique allant de 133 à 367  $\mu\text{m}$ . Leur étude détermine le nombre de Reynolds de la transition de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent. Ce nombre est trouvé beaucoup plus faible que dans les canaux macroscopiques ( $Re \sim 2300$ ). Ils ont aussi remarqué que le rapport d'aspect du canal (variant dans l'intervalle 0.33-1) avait un effet significatif sur la convection thermique.

**Koo et Kleinstreuer [66]** ont étudié l'effet de la concentration de nanoparticules sur les différents paramètres des dissipateurs de chaleur à micro-canaux. Ils ont examiné deux combinaisons de nanoparticules d'oxyde de cuivre : une dans l'eau et l'autre dans l'éthylène glycol. Ils ont utilisé leurs propres modèles pour la conductivité thermique et la viscosité dynamique pour ces nanofluides. Leurs résultats ont prouvé la capacité de ces deux types de nanofluides pour améliorer la performance des dissipateurs de chaleur.

**Bhattacharya et al. [67]** ont analysé numériquement un écoulement laminaire afin de déterminer les caractéristiques de transfert de chaleur du nanofluide (**eau - $\text{Al}_2\text{O}_3$** ) circulant dans les micro-canaux en silicium. Ils ont constaté une amélioration de la performance des dissipateurs de chaleur à micro-canaux à cause de l'utilisation du nanofluide et que cette amélioration devient plus prononcée lorsqu'on augmente la concentration des nanoparticules. Ils ont également montré que le coefficient de transfert de chaleur pour l'écoulement pleinement développé du nanofluide dans les dissipateurs de chaleur à micro-canaux

augmente avec le nombre de Reynolds. Par ailleurs, les résultats ont montré que les propriétés thermiques du nanofluide semblent être considérablement plus élevées que ceux du fluide de base seul.

Les recherches à ce jour, bien que très limitées, ont concentré aussi bien sur les propriétés physiques que thermiques des nanofluides. Dans le cas particulier des effets de la température sur les propriétés thermo-physiques du nanofluide, les recherches indiquent clairement que la conductivité thermique effective et la viscosité dynamique effective des nanofluides sont considérablement influencées par la température du mélange.

**Koo et Kleinstreuer [68]** et **Chon et al. [69]** ont proposé de nouveaux modèles pour prédire la conductivité thermique des nanofluides en tenant compte de l'effet de la température et de la taille de particules et une corrélation a été proposée dans [70] pour décrire la performance thermique des nanofluides (**eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**) sous le régime turbulent.

Une étude numérique du transfert de chaleur pour le nanofluide **eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>** dans un système de refroidissement radial a été réalisée par (**Roy et al. [40]**). Ils ont trouvé que l'addition de nanoparticules dans le fluide de base augmente considérablement le taux de transfert de chaleur.

L'écoulement laminaire avec convection forcée d'un nanofluide entre deux disques coaxiaux et parallèles avec injection axiale centrée a été envisagé dans [71] en utilisant des propriétés de nanofluides variables avec la température. Un modèle monophasique d'un écoulement de nanofluides a été résolu numériquement. Les résultats ont montré que des différences considérables sont obtenues lors de l'utilisation des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température par rapport à l'utilisation des propriétés constantes. Il a été prouvé que pour une augmentation de la densité du flux de chaleur à travers la paroi correspond une augmentation du coefficient de transfert de chaleur moyen, tandis que la contrainte de cisaillement de la paroi diminue lorsque les propriétés de nanofluide dépendantes de la température sont utilisées.

**Bianco et al. [72]** ont étudié deux nanofluides monophasique et bi-phasique avec des propriétés thermo-physiques constantes ou dépendantes de la température. Les résultats ont montré clairement que l'inclusion de nanoparticules produit une augmentation considérable de transfert de chaleur, qui dépend de la concentration volumique de nanoparticules. Et que cette augmentation est accompagnée d'une augmentation de la contrainte de cisaillement.

L'utilisation des propriétés dépendantes de la température donne de grandes valeurs du coefficient de transfert de chaleur et du nombre de Nusselt à cause de la différence de température entre la paroi et le nanofluide qui devient plus petite. Les auteurs ont aussi observé une décroissance de la contrainte de cisaillement, due à la décroissance de la viscosité dynamique avec la température. Il y a beaucoup d'expériences et de simulations qui ont été réalisées dans ce contexte.

**Qu et Mudawar [73]** ont étudié numériquement l'écoulement et le transfert thermique tridimensionnels d'un fluide dans un dissipateur thermique à micro-canaux rectangulaires. Leur modèle considère le développement hydrodynamique et thermique dans un fluide en écoulement le long du canal. Ils ont constaté que le nombre de Reynolds a une influence sur la longueur de la zone de développement de l'écoulement. Ils ont également trouvé que la température la plus élevée est typiquement rencontrée à la surface de la base chauffée du dissipateur thermique à proximité immédiate de la sortie du canal et que l'élévation de température le long de la direction d'écoulement à la fois dans la région solide et dans la région fluide peut être approchée par une relation linéaire.

**Liu et Garimella [74]** ont mené la visualisation de l'écoulement et des études de chute de pression sur les micro-canaux avec un diamètre hydraulique allant de 244 à 974  $\mu\text{m}$  sur une plage de nombre de Reynolds de 230 à 6500. Ils ont comparé leurs mesures de chute de pression avec les prédictions numériques. Les simulations ont été réalisées pour différentes pertes de charge totales dans le canal, ce qui a permis aux auteurs d'obtenir la corrélation entre le nombre moyen global de Nu et le nombre  $Re$  pour cette géométrie particulière de dissipateurs de chaleur.

**Zhang et al. [75]** ont présenté une étude expérimentale sur le transfert de chaleur et les caractéristiques d'écoulement de nanofluides (**eau/ $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$** ) à travers un micro-canal circulaire avec un diamètre intérieur de 0.5 mm. Des nanofluides (**eau/ $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$** ) avec des concentrations volumiques de particules de 0.25 %, 0.51 % et 0.77 % sont préparés. Les effets de la concentration de particules et du nombre de Reynolds sur le transfert de chaleur et les caractéristiques d'écoulement dans les microcanaux refroidis par des nanofluides sont déterminés. Les résultats sont ensuite comparés avec les données de microcanaux refroidis à l'eau. Les résultats montrent que le nombre de Nusselt de nanofluides (**eau/ $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$** ) est plus élevé que celui de l'eau déminéralisée, et augmente avec le nombre de Reynolds et la concentration de particules. L'amélioration maximale du transfert de chaleur atteint 10,6% dans les conditions d'essai. Pendant ce temps, l'effet d'amélioration est plus apparent aux



nombres de Reynolds plus élevés dans la fourchette d'écoulement laminaire. Le coefficient de frottement des nanofluides augmente de 7.9 % par rapport à celui de l'eau déminéralisée.

**Farsad et al. [76]** ont présenté une simulation numérique d'un dissipateur de chaleur à micro-canaux fabriqué en cuivre (DCMC) qui utilise les nanofluides comme réfrigérants. Le nanofluide est un mélange d'eau et de particules métalliques ou non métalliques nanométriques avec différentes fractions de volume. En outre, les effets de différentes fractions de volume, du débit volumétrique et de divers matériaux des nanoparticules sur la performance du DCMC ont été déterminés. Un modèle de calcul numérique en mécanique des fluides tridimensionnel a été développé en utilisant le logiciel commercial Fluent, pour étudier l'écoulement et les phénomènes de transfert de chaleur conjugués dans les DCMC. Les résultats montrent que les performances de refroidissement d'un dissipateur de chaleur à micro-canaux utilisant un nanofluide à base d'eau contenant  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (8 % du volume) sont augmentées d'environ 4.5 % par rapport au dissipateur qui utilise l'eau pure. Les performances de refroidissement d'un dissipateur de chaleur avec des nanofluides métalliques augmentent par rapport à celles d'un dissipateur de chaleur fonctionnant avec des nanofluides d'oxyde métallique, car la conductivité thermique de nanofluides métalliques est plus élevée que celle des nanofluides d'oxydes métalliques. Les dissipateurs thermiques à micro-canaux fonctionnant aux nanofluides sont censés être de bons candidats pour devenir les dispositifs de refroidissement de nouvelle génération pour enlever des densités du flux de chaleur ultra-hautes.

**Mirzaei et Dehghan [77]** ont étudié numériquement l'écoulement laminaire et le transfert de chaleur du nanofluide ( $\text{eau}/\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ ) sous une densité du flux de chaleur constante. Une seule phase avec des propriétés effectives dépendantes de la température a été supposée pour le fluide. Une amélioration du transfert de chaleur et une augmentation du coefficient de frottement ont été obtenus par l'utilisation du nanofluide. L'amélioration de transfert de chaleur est plus évidente par l'utilisation des propriétés variables. En outre, les effets des variations de température sur le transfert de chaleur du nanofluide sont plus grands que ceux de l'eau.

**Ijam et Saidur [78]** ont analysé un dissipateur thermique à mini-canaux avec une base de 20x20 cm utilisant comme réfrigérants les nanofluides ( $\text{eau}/\text{SiC}$ ) et ( $\text{eau}/\text{TiO}_2$ ) en écoulement turbulent. Les nanofluides sont utilisés avec différentes fractions volumiques. Les résultats ont montré que l'amélioration de la conductivité thermique par les particules  $\text{SiC}$  dispersées dans l'eau à la fraction volumique de 4% était de 12.44 % tandis que celle des

particules  $\text{TiO}_2$  dispersées dans de l'eau était de 9.99 % pour la même fraction volumique. Il a été aussi constaté que, en utilisant le nanofluide (**eau/SiC**) en tant que liquide de refroidissement au lieu de l'eau, une amélioration d'environ 7.25 % -12.43 % pourrait être réalisée tandis que pour un nanofluide (**eau/TiO<sub>2</sub>**) l'amélioration est de 7.63 % -12.77 %. La puissance maximale de pompage à l'aide du nanofluide (**eau/SiC**) à 2 m/s et 4 % vol était de 0.28 W et à 6 m/s et 4 % volume était de 5.39 W.

**Rad et Aghanajafi [79]** ont fait une analyse thermique du refroidissement d'un dissipateur de chaleur (DCMC) par un écoulement laminaire monophasique d'un nanofluide.

Les micro-canaux sont rectangulaires et soumis à une condition de température de paroi uniforme. Les effets du rayonnement des particules ultra fines incorporées dans un fluide de refroidissement de base, pour l'amélioration du transfert de chaleur dans les (DCMC) refroidis par des nanofluides sont considérés, et les effets du rayonnement thermique proche-champ sur le transfert total de la chaleur des dissipateurs de chaleur sont également étudiés.

**Hatami et Ganji [80]** ont étudié le transfert de chaleur dans un dissipateur de chaleur à micro-canaux sous forme d'ailettes (DCMC) refroidi par un **nanofluide (eau/Cu)** ; et la distribution de la température dans la section solide (ailette) et celle dans la section fluide (**eau/Cu**) sont obtenues par l'approche de milieux poreux et la méthode des moindres carrés. Ces résultats sont comparés avec ceux de la procédure numérique. La conductivité thermique effective et la viscosité effective du nanofluide sont calculées par les modèles de Parsher et Brinkman respectivement et le (DCMC) est considéré comme un milieu poreux comme proposé par (**Kim et Kim. [81]**), En outre, pour traiter le transfert thermique dû au nanofluide, un modèle basé sur le mouvement brownien des nanoparticules est utilisé. Les effets de la fraction volumique des nanoparticules, de la porosité, du nombre de Darcy, des dimensions de micro-canaux, etc... sur la distribution de température, la vitesse et le nombre de Nusselt sont considérés. Les résultats obtenus sont tels que : en augmentant la fraction volumique des nanoparticules, le mouvement brownien des particules qui porte la chaleur et la distribue aux alentours augmente, et par conséquent la différence entre la température du réfrigérant et la température de la paroi diminuera. En outre, le point optimal pour la conception des (DCMC) est calculé en minimisant le coefficient de frottement, ce qui a permis d'obtenir un rapport d'aspect du canal de 2,45.

**Halefadi et al. [82]** ont étudié l'optimisation analytique d'un dissipateur de chaleur à micro-canaux rectangulaire utilisant un nanofluide basé sur des nanotubes de carbone

dispersés dans l'eau comme liquide de refroidissement. La concentration en poids des particules utilisées dans cette étude est de 0.01%. Les effets de la température, du rapport d'aspect du canal, du rapport de paroi du canal et de l'utilisation du nanofluide de nanotubes de carbone sur la résistance thermique et la puissance de pompage sont étudiés. Les résultats optimisés ont montré que l'utilisation du nanofluide comme fluide de travail réduit la résistance thermique totale et peut améliorer de manière significative les performances thermiques du fluide de travail aux températures élevées.

**Rezaigui [83]** a étudié numériquement l'écoulement laminaire par convection forcée et le transfert de chaleur utilisant le nanofluide (**eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**) dans des canaux de différentes sections (elliptique, rectangulaire et trapézoïdal) avec la condition de température de paroi constante ou dépendante de la température. Les résultats montrent que les effets de la fraction volumique solide sont perceptibles, en particulier à nombres de Reynolds élevés. Ainsi une augmentation du nombre de Reynolds donne lieu à une augmentation des vitesses d'écoulement et par conséquent à une meilleure évacuation de la chaleur. Aussi, la variation de la forme du canal entraîne en même temps l'augmentation du nombre de Nusselt et de la chute de pression.

**Billah et al. [84]** ont étudié numériquement le comportement des nanofluides dans une enceinte triangulaire où l'écoulement est provoqué par le mouvement du couvercle. L'enceinte est chauffée partiellement à travers le côté inférieur. Cette étude a été menée afin de mieux comprendre les processus de recirculation convective et d'écoulement provoqués par un nanofluide. Les résultats numériques sont obtenus pour un large éventail de paramètres tels que le nombre de Richardson, et la longueur chauffante. Les conclusions suivantes ont été faites à l'issue de cette étude :

- Les champs thermiques et d'écoulement, ainsi que le taux de transfert de chaleur à l'intérieur de l'enceinte sont fortement dépendants du nombre de Richardson.
- Le transfert de chaleur est optimal lorsque la région chauffée est de petite taille.
- Les nanofluides sont capables de modifier la structure de l'écoulement.
- La longueur de chauffage est un bon paramètre de contrôle aussi bien pour les enceintes remplies d'un fluide de base que pour celles remplies d'un nanofluide.

**Amit et Aashish [85]** ont présenté une simulation numérique par la méthode SIMPLE d'un dissipateur de chaleur à micro-canaux en forme trapézoïdal fabriqué en silicium en utilisant le nanofluide (**eau/TiO<sub>2</sub>**). L'influence des propriétés du nanofluide sur le transfert de chaleur est étudiée. En outre, différents paramètres comme le coefficient de transfert thermique, le nombre de Nusselt, la densité du flux de chaleur, la température de sortie sont étudiés pour différentes chutes de pression. Les résultats montrent que le nombre de Nusselt est élevé lors de l'utilisation du nanofluide (**eau/TiO<sub>2</sub>**). Aussi le nombre de Nusselt moyen et le coefficient de transfert de chaleur sont maximaux à la région d'entrée du dissipateur de chaleur à micro-canaux. En raison de la couche limite, la variation de Nusselt diminue le long de la direction de l'écoulement. Les résultats ont aussi montré que la température de sortie est maximale pour une perte de charge de  $10^4$  Pa et un flux de chaleur de  $9 \times 10^5$  ( $W / m^2$ ).

**Wang et al. [86]** ont utilisé la méthode numérique de Lattice Boltzmann pour étudier les caractéristiques de transfert de chaleur conjugué, tel que celui ayant lieu dans les dissipateurs à microcanaux.

**Garcia-Hernando et al. [87]** ont réalisé une étude expérimentale dans un dissipateur de chaleur à micro-canaux. Des sections transversales carrées de  $100 \mu m \times 100 \mu m$  et  $200 \mu m \times 200 \mu m$  ont été conçues et testées, et les auteurs ont conclu que les résultats expérimentaux étaient en bon accord avec les théories classiques de l'écoulement visqueux et des transferts de chaleur.

**Jung et al. [88]** ont présenté des études expérimentales, des prédictions de transfert de chaleur et des optimisations de géométrie basées sur l'analyse théorique et la modélisation numérique. Ces travaux concernent l'effet de l'ailette sur la performance de refroidissement des dissipateurs de chaleur à micro-canaux. Les résultats montrent que la résistance thermique pourrait être minimisée en optimisant l'écart des ailettes.

**Chen et al. [89]** ont étudié des micro-canaux rectangulaires, triangulaires et en forme de trapèze. Une comparaison des efficacités thermiques est réalisée et indique que le microcanal triangulaire a le rendement thermique le plus élevé.

**Coetzer et Visser. [90] ; Sata et al. [91] ; Knight et al. [92]** ont appliqué des méthodes d'optimisation pour minimiser la résistance thermique de contact dans les dissipateurs de chaleur. De nombreuses autres études ont aussi été publiées en utilisant une technique d'optimisation similaire, mais avec quelques variations des contraintes.

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons donné un bref aperçu des résultats obtenus dans des recherches antérieures sur les écoulements accompagnés de transferts thermiques, en régimes laminaire ou turbulent, dans les dispositifs nanofluidiques, en particulier dans les dissipateurs à micro-canaux et les systèmes de refroidissements par jets impactants. Afin de refroidir avec grande efficacité, les performances thermiques et hydrodynamiques peuvent être améliorées en utilisant deux approches. La première approche consiste à trouver une configuration optimale du système et la seconde approche consiste en l'amélioration des propriétés de transfert de chaleur du fluide de travail. La deuxième approche peut être réalisée par l'ajout de nanoparticules aux fluides de base, ce qui peut produire une augmentation considérable de transfert de chaleur.

Cette recherche bibliographique a aussi montré l'importance de la prise en compte de la variation des propriétés thermophysiques des nanofluides en fonction de la température lors des simulations.

# Chapitre II

## Propriétés Thermo-physiques et Comportement Rhéologique des Nanofluides

Dans ce chapitre on présente les techniques de fabrication des nanofluides, puis des rappels sur les différents types de nanofluides et leurs propriétés thermo-hydrauliques ainsi que leur comportement rhéologique.

### II.1. Techniques de fabrication

L'utilisation des nanofluides est assez contraignante car des précautions particulières doivent être prises pour éviter la sédimentation des particules, la corrosion ou l'augmentation des pertes de charge. D'une manière générale, les nanofluides permettent de réduire l'encombrement et la consommation des équipements de refroidissement industriel par une meilleure efficacité. Comme les nanofluides sont de bons conducteurs de chaleur ils peuvent aussi être utilisés pour réchauffer plus efficacement. Un des grands inconvénients des nanofluides est qu'on doit s'assurer de leur rentabilité. Leur emploi sera sûrement réservé aux technologies de pointe. Les grandes disparités sur l'explication des phénomènes derrière l'amélioration des propriétés thermiques des nanofluides prouvent bien que cette technologie n'est pas encore mature. On s'attend à ce que la recherche dans ce domaine s'intensifie.

Diverses techniques physiques et chimiques sont disponibles pour élaborer des nanoparticules. Ces différentes méthodes permettent d'obtenir des nanoparticules libres ou enrobées dans une matrice hôte.

#### II.1.1. Méthodes physiques

La méthode la plus simple consiste à subdiviser un matériau jusqu'à l'échelle nanométrique. Toutefois, cette méthode présente d'importantes limitations car elle ne permet pas un contrôle précis des distributions de taille. Afin d'obtenir un meilleur contrôle de la taille et de la morphologie, on peut utiliser d'autres méthodes physiques plus sophistiquées comme :

- la pulvérisation d'un matériau cible, par exemple à l'aide d'un plasma (pulvérisation cathodique), ou d'un faisceau laser intense (ablation laser) ( **Sakuma et Ishii [93]**).
- le chauffage à très haute température (évaporation thermique) d'un matériau de manière à ce que les atomes qui le constituent s'évaporent. Ensuite un refroidissement adéquat de ces vapeurs permet une agglomération en nanoparticules (**Singh et al [94]**).

En général, les méthodes physiques nécessitent un matériel coûteux pour un rendement en nanoparticules souvent très limité. Les nanoparticules ainsi synthétisées sont la plupart du temps déposées ou liées à un substrat.

### **II.1.2. Méthodes chimiques**

Aujourd'hui un grand nombre de méthodes de synthèse par voie chimique sont disponibles et présentent l'avantage d'être en général simples à mettre en œuvre et d'être souvent quantitatives et peu coûteuses. Ces méthodes permettent d'obtenir des particules avec une distribution de tailles relativement étroite et de morphologies variées. Comme dans le cas de la voie physique, les nanoparticules peuvent être synthétisées sous deux formes : libres à l'état de poudre relativement facile à disperser dans un liquide ou un gel hôte, ou enrobées dans une matrice solide ou un polymère. Nous citons ici les méthodes chimiques les plus couramment utilisées :

#### **a) Décomposition de précurseurs organométalliques**

L'utilisation des précurseurs organométalliques permet d'élaborer différents systèmes de nanoparticules. Le procédé repose sur la décomposition, dans un solvant organique judicieusement choisi, d'un composé organométallique, dans lequel le métal est généralement à bas degré d'oxydation. Ceci permet d'éviter l'emploi de réducteurs chimiques puissants qui engendrent souvent des impuretés qui s'adsorbent à la surface des particules et sont difficiles à éliminer. La décomposition est réalisée par élimination des ligands de coordination. Cette élimination se fait en général par chauffage (**Lee et al. [95]**).

#### **b) Voie radiolytique**

Le principe de la synthèse radiolytique des nanoparticules consiste à réduire des ions métalliques en solution au moyen d'espèces produites (en général des électrons) par radiolyse.

Dans de telles solutions, les ions métalliques en solution sont en concentration suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas d'effet direct des rayonnements sur ces ions. La synthèse peut donc se décrire en deux parties (la radiolyse du solvant, et les réactions de réduction des ions métalliques par les espèces produites par radiolyse suivies par la coalescence des atomes produits) (**Benoit et al. [96]**).

Les méthodes chimiques ont souvent un rendement bien supérieur à celui des méthodes physiques.

Donc comme conclusion, la fabrication des nanoparticules est une industrie nécessitant une technologie très précise, vu la taille et les différentes formes exigées par les expérimentateurs pour avoir plus d'études de cas, et la nécessité de certains traitements chimiques de surface pour les maintenir en suspension.

La préparation des nanofluides doit tenir compte surtout d'une suspension stable et durable et une agglomération minime des nanoparticules, et doit assurer qu'elles n'entrent pas en échange chimique avec le fluide de base.

## **II.2. Types de nanofluides**

Différents types de nanomatériaux ont été utilisés pour fabriquer des nanofluides. Nous pouvons de manière générale distinguer deux types de nanofluides selon leurs formes (sphère, cylindre, agglomérat) et aussi la concentration volumique de particules.

### **II.2.1. Nanofluides à base de nanotubes de carbone**

Un nanotube de carbone est une structure cristalline particulière du carbone. Ces tubes de quelques nanomètres de diamètre peuvent atteindre plusieurs centaines de micromètres de longueur. Les nanotubes peuvent être constitués d'une seule couche de graphène enroulée sur elle-même et sont alors appelés « nanotube mono feuillet » (SWCNT), décrivant une géométrie tubulaire. Ils peuvent aussi être constitués d'un enroulement de plusieurs couches de graphène et sont alors appelés « nanotube multi feuillets » (MWCNT)

D'une manière générale, la dispersion des nanoparticules dans un liquide de base peut être effectuée selon deux méthodes :



- La première méthode (à deux étapes), consiste à produire les nanoparticules sous forme de poudre, puis à les disperser dans le liquide de base dans une seconde étape de traitement.
- Dans la seconde (à une seule étape), la synthèse des nanoparticules se fait directement dans le liquide de base.

La principale difficulté rencontrée lors de la préparation des nanofluides à base de nanotubes de carbone est la dispersion uniforme et stable dans le temps de ces nanotubes dans tout le volume du liquide de base [97]. Pour remédier à ce problème de dispersion, on réalise une fonctionnalisation de surface des nanotubes. Malheureusement lors de cette fonctionnalisation, des agents chimiques sont greffés à la surface du nanotube et ils peuvent induire une résistance thermique interfaciale [98] qui atténue les transferts thermiques entre le fluide et le nanotube. D'un point de vue thermique, une fonctionnalisation adéquate du nanotube doit augmenter son affinité pour le liquide hôte sans diminuer notablement ses propriétés thermiques. Les nanotubes de carbone présentent la plus grande conductivité thermique connue à ce jour :  $k \approx 6600$  (W/m.K) à température ambiante [99]. Ce type de fonctionnalisation présenterait un double intérêt, car elle permettrait d'améliorer la stabilité de la suspension tout en améliorant les propriétés de transfert thermique du nanofluide.

Une autre voie est possible en utilisant, quand cela présente un intérêt, des fluides hôtes permettant une mise en suspension des nanotubes sans fonctionnalisation de surface.

### **II.2.2. Nanofluides à base de nanoparticules métalliques ou des oxydes**

Plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés pour la préparation de nanofluides à base de nanoparticules. Ces nanoparticules peuvent être synthétisées à partir de semi-conducteurs, de métaux ou d'oxydes métalliques. Certains oxydes métalliques ont entraîné des augmentations de conductivité thermique de l'ordre de 40% pour des concentrations volumiques inférieures à 1% [100]. D'autres études [101] portant sur la dispersion de nanoparticules de diverses natures ont aussi permis d'atteindre des résultats similaires, proches de ceux obtenus avec des nanotubes de carbone. Là aussi il est difficile de comparer les différentes études expérimentales portant sur les nanofluides car chacune d'entre elles a été menée pour des particules de tailles diverses et des méthodes de préparations différentes. Or la taille des particules et la préparation des échantillons sont des facteurs déterminants qui influent fortement sur les résultats obtenus [101]. D'autre part les théories classiques des

mélanges de (Maxwell [102] et de Hamilton [103]) qui permettent de décrire convenablement la conductivité thermique de suspensions de particules microscopiques dans un liquide ne sont pas aptes à décrire les comportements obtenus pour la plupart des nanofluides. D'autres approches théoriques ont vu le jour pour tenter de décrire les augmentations de conductivité thermique des nanofluides. Des phénomènes comme la contribution du mouvement brownien [104] ou les échanges de phonons [105] entre les particules ont été étudiés. Néanmoins aucune de ces théories ne permet de décrire correctement l'ensemble des comportements observés expérimentalement.

Dans le cadre de cette synthèse bibliographique, on s'intéressera principalement à l'étude des nanofluides à base de nanoparticules des oxydes.

### II.3. Propriétés thermo-physiques des nanofluides

Les propriétés thermo-physiques (la masse volumique, la chaleur spécifique, la dilatation thermique, la viscosité dynamique et la conductivité thermique etc.) des solutions sont profondément modifiées par l'ajout de nanoparticules et un grand nombre de paramètres peuvent avoir un effet non négligeable sur cette déviation (le matériau, la taille, le rapport d'aspect, la concentration des particules en suspension, la conductivité du fluide de base, la température du milieu, etc.). De nombreux groupes de recherche tentent de comprendre quels sont le ou les mécanismes à l'origine de telles différences mais aucune phénoménologie n'a pu être encore formulée de manière concise et satisfaisante.

#### II.3.1. Masse volumique

La masse volumique des nanofluides est proportionnelle à la fraction volumique en particules que nous supposons parfaitement homogène (bonne dispersion des nanoparticules dans le fluide) et augmente avec l'ajout des nanoparticules. Dans la littérature, et en l'absence de résultats expérimentaux, la masse volumique des nanofluides est souvent calculée à partir de la loi de mélange comme suit (Pak et Cho [15]).

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_{bf} + \varphi\rho_p \quad (\text{II. 1})$$

Remarque : Dans tous les travaux, sans exception, les nanofluides ont été caractérisés en fonction de la fraction volumique notée  $\varphi = \frac{V_s}{V_T}$  or ce paramètre dépend de la température T du nanofluide au moment du mélange, même si on suppose que le volume des particules solides varie peu pour de faibles variations de température, celui des fluides par contre varie et les expériences des uns et des autres pour réaliser le nanofluide avec un  $\varphi$  donne ont été conduites à des températures différentes. Il aurait mieux valu pour mener à bien ces études prendre un autre paramètre indépendant de la température, c'est le cas de la fraction massique  $C = \frac{m_s}{m_T}$ , une fois ce rapport utilisé, C reste constante égale à  $C_0$  dans un milieu homogène et ce pour toute valeur de T si l'on ne prend pas en compte la thermo-diffusion.

### II.3.2. Chaleur spécifique

La conductivité thermique et la viscosité dynamique sont les deux propriétés thermo-physiques les plus étudiées dans le cas des nanofluides. La chaleur spécifique des nanofluides, quant à elle, est très rarement étudiée, notamment sur le plan expérimental. La chaleur spécifique ou la capacité thermique massique, notée  $C_p$  (J/kg.K) dans le système SI, est définie par la quantité d'énergie à apporter par échange thermique pour élever d'un degré Kelvin la température de l'unité de masse d'une substance. Cette grandeur est incorporée dans l'équation de l'énergie, et nécessite alors d'être déterminée d'une manière rigoureuse.

L'ajout des nanoparticules se traduit généralement par une diminution relative de la chaleur spécifique du nanofluide due à la chaleur spécifique plus faible des nanoparticules comparée à celle du fluide de base.

$$(c_p)_{nf} = (1 - \varphi)(c_p)_{bf} + \varphi (c_p)_p \quad (\text{II. 2a})$$

$$(c_p)_{nf} = \frac{(1 - \varphi)(\rho c_p)_{bf} + \varphi (\rho c_p)_p}{\rho_{nf}} \quad (\text{II. 2b})$$

La plupart des études effectuées dans la littérature utilisent un des deux modèles définis par les équations (II. 2a) (Pak et Cho [15]) et (II. 2b) (Xuan et Roetzel [106]) pour déterminer la chaleur spécifique des nanofluides. Le premier modèle est basé sur la loi de mélange d'une suspension homogène ; il ne permet pas de modéliser la chaleur spécifique dans le cas des nanofluides étudiés puisqu'il n'est pas en conformité avec les lois de la thermodynamique, tandis que le modèle de l'équation (II. 2b) est fondé sur l'hypothèse

d'équilibre thermique entre les particules et le fluide de base. Ce modèle est donc mieux adapté pour le calcul de la chaleur spécifique.

Nous n'avons pas, par contre trouvé dans la littérature une discussion concernant la validité de l'une ou l'autre de ces deux **équations. (II. 2a) et (II. 2b)**. Seuls,

- **Ben Mansour et al. [108]** ont rapporté ce qui suit: « pour la détermination de la chaleur spécifique d'un nanofluide, ils ont relevé l'existence de deux formulations dans la littérature », et
- **Polidori et al. [109]** ont affirmé quant à eux : « cependant, de nombreux auteurs [110, 111,112] préfèrent utiliser l'expression simple **équation.(II. 2a)** pour calculer la chaleur spécifique d'un nanofluide. On a utilisé cette relation pour rester consistants avec eux ».

### II.3.3. Conductivité thermique

La conductivité thermique est la capacité d'un matériau de conduire ou de transmettre de la chaleur. C'est une propriété très importante pour l'amélioration des performances thermiques d'un fluide caloporteur. La synthèse des nanofluides répond au besoin d'améliorer et d'amplifier la conductivité thermique des liquides. Aussi, de nombreux travaux ont été menés pour mesurer mais aussi prédire et expliquer cette amélioration.

Il existe cependant plusieurs modèles théoriques permettant d'estimer, sous certaines conditions, la conductivité thermique des suspensions et corrélations empiriques basées sur des résultats expérimentaux utilisées plus ou moins fondées sur des considérations physiques ayant pour origine les divers modes de transferts thermiques possibles (conduction, convection et rayonnement) entre nanoparticules et fluide hôte.

#### II.3.3.1. Modèle de Maxwell

Le modèle de **Maxwell [102]** est le plus largement utilisé dans la littérature pour estimer la conductivité thermique (ne constitue qu'une première approximation). Ce modèle de base suppose que les particules sont sphériques, de dimensions millimétriques ou microscopiques et sont dispersées en faible concentration dans un milieu continu [113], mais ne tient pas compte de l'effet de la taille ni de la forme des particules. Il est à noter aussi que l'effet des interactions inter-particules est négligé dans ce modèle :

$$\frac{k_{nf}}{k_{bf}} = \frac{k_p + 2k_{bf} - 2\varphi(k_{bf} - k_p)}{k_p + 2k_{bf} + \varphi(k_{bf} - k_p)} \quad (\text{II. 3})$$

### II.3.3.2. Modèle de Hamilton-Crosser

Le modèle de **Hamilton [103]** est une extension du modèle de **Maxwell**. Il concerne les particules de forme quelconque. Pour prendre en compte cette diversité de forme, Hamilton introduit un facteur géométrique appelé sphéricité, et noté  $\Psi$ , faisant référence à la géométrie sphérique. Ce coefficient est défini comme étant le rapport de la surface de la sphère ayant le même volume que les nanoparticules sur la surface d'une nanoparticule.

$$\frac{k_{nf}}{k_{bf}} = \frac{k_p + (n - 1)k_{bf} - (n - 1)(k_{bf} - k_p)\varphi}{k_p + (n - 1)k_{bf} + (n - 1)(k_{bf} - k_p)\varphi} \quad (\text{II. 4})$$

Où  $n$  est un facteur de forme empirique donné par :  $n = \frac{3}{\Psi}$

$n = 3$  pour les particules sphériques, le modèle de Hamilton-Crosser est identique au modèle de Maxwell.  $n = 6$  pour les particules cylindriques.

La résistance d'interface entre deux milieux constitue un important facteur pour la détermination de la conductivité thermique des nanofluides. Ce facteur, noté  $\theta_k$  a été pris en compte par certains auteurs pour le calcul de cette conductivité thermique. **Hasselman et Johnson [114]** ont adapté le modèle de Maxwell en tenant compte de cette résistance:

$$\frac{k_{nf}}{k_{bf}} = \frac{k_p(1 + 2\vartheta) + 2k_{bf} - 2\varphi(k_{bf} - k_p(1 + 2\vartheta))}{k_p(1 + 2\vartheta) + 2k_{bf} + \varphi(k_{bf} - k_p(1 + 2\vartheta))} \quad (\text{II. 5})$$

Avec :  $\vartheta = \frac{2\theta_k k_{nf}}{d_p}$

$d_p$  : le diamètre moyen d'une nanoparticule

$\theta_k$  : La résistance de Kapitza

### II.3.3.3. Modèle de Bruggeman

Le modèle de **Bruggeman [115]** complète celui de Maxwell pour des concentrations volumiques relativement élevées. Ce modèle ne tient pas compte ni de la taille des particules ni leur forme :

$$\varphi \left( \frac{k_p - k_{nf}}{k_p + 2k_{nf}} \right) + (1 - \varphi) \left( \frac{k_{bf} - k_{nf}}{k_{bf} + 2k_{nf}} \right) = 0 \quad (\text{II. 6})$$

### II.3.3.4. Modèle tenant compte du mouvement brownien

Le mouvement brownien est une description mathématique des déplacements aléatoires des nanoparticules au sein du liquide de base. Ce mouvement est causé par les collisions avec les molécules du liquide de base qui se déplacent dans toutes les directions sous l'effet de l'excitation thermique. Les nanoparticules sont suffisamment petites pour être poussées par les chocs reçus et elles peuvent alors parcourir une certaine distance (très petite), avant de repartir dans une autre direction suite à de nouveaux chocs et ainsi de suite. Il en résulte un mouvement d'ensemble chaotique que l'on appelle le mouvement brownien.

Plusieurs modèles basés sur ce concept ont été élaborés afin de prédire l'évolution de la conductivité thermique des nanofluides. Ainsi, (**Xuan et al. [116]**) ont proposé un modèle qui présente une autre extension de la loi de Maxwell dans lequel il a supposé que la conductivité thermique est composée de deux termes. Le premier, dit statique, est relatif au modèle de **Maxwell (1881)**, et le deuxième est lié au mouvement brownien.

$$k_{nf} = \frac{k_p + 2k_{bf} - 2\varphi(k_{bf} - k_p)}{k_p + 2k_{bf} + \varphi(k_{bf} - k_p)} k_{bf} + \frac{\rho_p \varphi C_{pp}}{2} \sqrt{\frac{K_B T}{3\pi \epsilon r_a}} \quad (\text{II. 7})$$

Il tient compte des amas de particules de rayon de giration moyen  $r_a$

$K_B = 1.381 \times 10^{-23}$  (J/K) : La constante de Boltzmann

### II.3.3.5. Modèle de Chon

A partir de modèles théoriques, beaucoup de chercheurs ont développé plusieurs modèles qui s'appuient sur les mêmes principes que (**Maxwell [102]**).

Un modèle récent dû à (**Chon et Kihm [68]**) incorpore l'effet de la température, de la taille des particules, de la fraction volumique, des propriétés physico-chimiques du fluide caloporteur et du mouvement brownien :

$$\frac{k_{nf}}{k_{bf}} = 1 + 64.7 \phi^a \left( \frac{d_{bf}}{d_p} \right)^b \left( \frac{k_p}{k_{bf}} \right)^c Pr^d Re^e \quad (\text{II. 8})$$

Avec:

$d_{bf}$  : Le diamètre de la molécule du fluide de base.

$d_p$  : Le diamètre de la nanoparticule.

$Pr = \mu_{bf}/\rho_{bf}\alpha_{bf}$  le nombre de Prandtl du fluide caloporteur et  $Re = \rho_{bf}V_{Bro}d_p/\mu_{bf}$  le nombre de Reynolds, basé ici sur la vitesse du mouvement brownien des nanoparticules  $V_{Bro}$  dans le fluide. Cette modélisation est pour la conductivité thermique du nanofluide (**eau/ $\gamma$ - $Al_2O_3$** ). Les valeurs des paramètres  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  et  $e$  trouvés par Chon dans ce cas particulier sont:  $a = 0.746$  ;  $b = 0.369$  ;  $c = 0.7476$  ;  $d = 0.9955$  et  $e = 1.2321$  [117].

Il existe aussi plusieurs corrélations semi-empiriques basées sur des résultats expérimentaux utilisées pour calculer la conductivité thermique des différents nanofluides, telles que la corrélation :

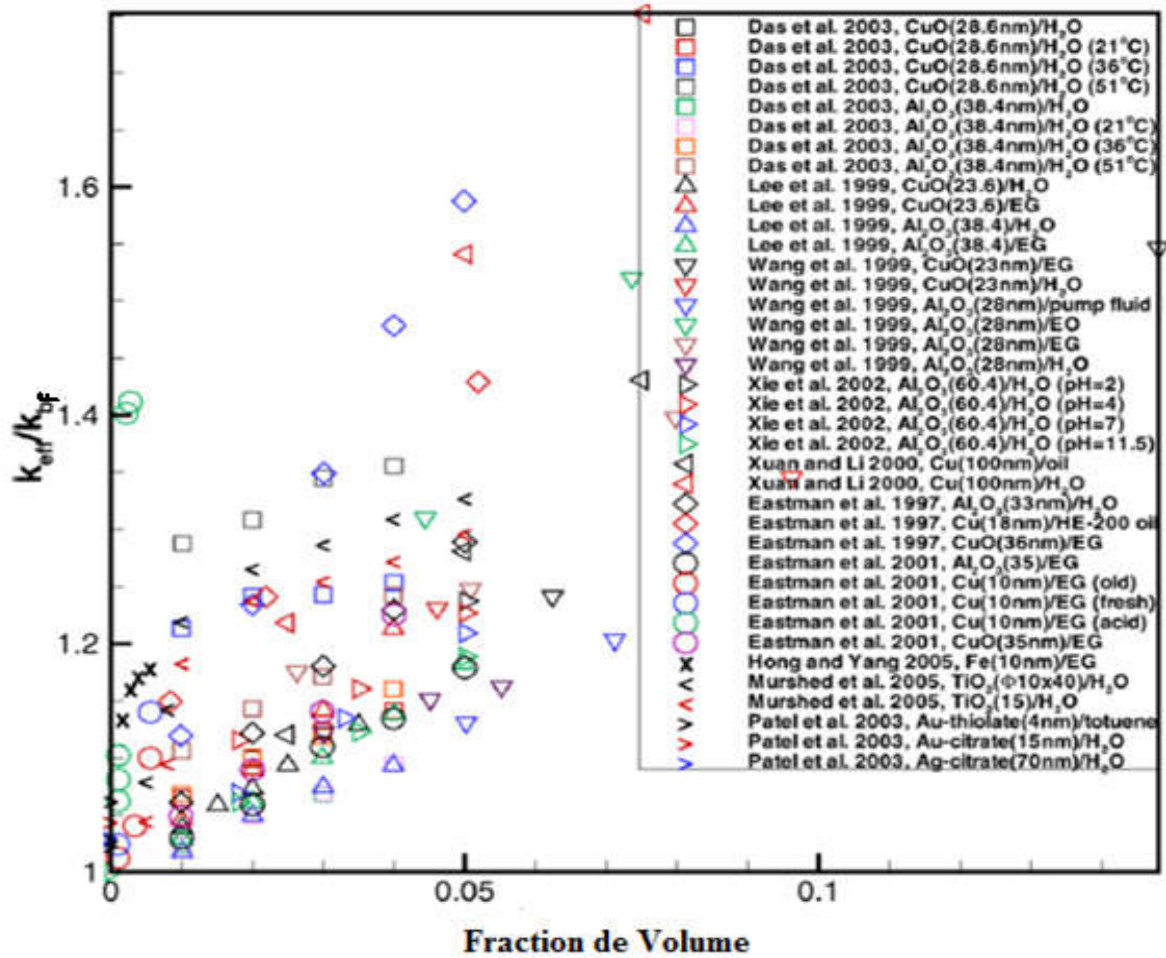
$$\frac{k_{nf}}{k_{bf}} = -13\varphi^2 + 6.3\varphi + 1 \quad (\text{II. 9})$$

Qui est valable uniquement pour le nanofluide **eau/ $\gamma$ - $Al_2O_3$** .

### II.3.3.6. Résultats expérimentaux antérieurs de la conductivité thermique

L'oxyde d'aluminium ( $Al_2O_3$ ) est le plus utilisé dans la recherche expérimentale, la **figure (II.1)** montre les études expérimentales qui ont été faites sur la conductivité thermique des nanofluides en utilisant la méthode du fil chaud (**Wang [118]**).

Généralement la conductivité thermique augmente avec la concentration volumique, et la décroissance du diamètre de la nanoparticule. La valeur de la conductivité thermique est aussi influencée par la forme des nanoparticules, la température, le mouvement Brownien des nanoparticules, l'effet d'interface, l'effet des préparations techniques, et d'autres effets...



**Figure (II.1):** Comparaison des résultats expérimentaux pour la conductivité thermique des nanofluides [118].

D'après la dispersion des résultats on constate que cette différence est causée par la résistance thermique d'interface. La validité du modèle diffusif de la chaleur, à l'origine de la formule de Maxwell, devient discutable avec des nanofluides puisque le diamètre des nanoparticules devient inférieur au libre parcours moyen des phonons. Néanmoins, le passage d'un régime diffusif à un régime balistique dans la phase solide de ces suspensions n'a, à priori, pas de raison d'augmenter la conductivité thermique du mélange. Par ailleurs, le mouvement brownien ne peut pas expliquer l'augmentation forte de la conductivité thermique.



En effet si l'on compare la diffusivité thermique  $k/\rho C_p$  au coefficient de diffusion particulaire qui présente le mouvement Brownien par la formule de **Stockes–Einstein**  $K_B T/6\pi\mu d_p$ , on constate que ce dernier est mille fois plus faible que le premier pour des nano particules dans de l'eau à température ambiante. A l'échelle temporelle de la diffusion de chaleur, on peut donc considérer les particules comme figées et négliger l'effet Brownien et que le mouvement de la nanoparticule dû au mouvement brownien est très long pour transporter la chaleur dans le nanofluide. Cependant, d'après (**Keblinski et al. [119]**) et **[120]**, ce dernier peut indirectement favoriser la formation d'agrégats et la micro-convection.

L'agrégation de particules, en piégeant un volume mort de fluide, donne lieu à une concentration volumique apparente supérieure à la concentration solide réelle. L'influence des agrégats est également avancée dans de nombreux travaux (cf. **Hong et al. [121]** ; **Prasher et al. [110,122]** et **Evans et al. [123]**). La micro-convection est, quant à elle, d'autant plus grande que l'agitation de la particule est importante. Ceci accentue donc le brassage du liquide autour des particules et accroît la diffusion de la chaleur selon (**Ren et al. [124]**). Enfin, un autre effet d'interface selon (**Keblinski et al. [119]**) a pour conséquence la solidarisation d'une couche de liquide avec la particule. Expériences et modélisation indiquent qu'une telle épaisseur ne devrait pas dépasser 1 nm et conduirait à une augmentation de volume de 25% pour  $d_p = 25\text{nm}$ . Tous les résultats cités partagent la même méthode expérimentale de mesure : la méthode du fil chaud. On peut s'interroger sur une éventuelle perturbation locale de la suspension causée par la sonde.

D'autant que d'autres équipes mettant en œuvre d'autres méthodes ont mesuré une conductivité pour des nanofluides conforme à celle attendue par les modèles classiques (**Putnam et al. [125]**). Ceci peut être corrélé à certaines observations d'augmentation du flux critique avant caléfaction, de l'ordre de 200% pour des nanofluides aux faibles concentrations.

Une saturation finit toutefois par apparaître avec l'augmentation de la concentration en particules. Une observation optique de l'ébullition montre des bulles plus grosses et moins fréquentes. L'analyse au MEB des éléments chauffants a démontré que ce sont des interactions physico chimiques entre les particules en suspension et l'élément chauffant qui devaient être à l'origine de la modification du régime d'ébullition (**You et al. [126]**). Les principaux résultats sont récapitulés par (**Wang et al [118]**).

## II.4. Rhéologie des Nanoparticules

La rhéologie des nanofluides a donné lieu à beaucoup moins de recherches que le comportement thermique, et jusqu'à notre époque, l'analyse des propriétés rhéologiques des nanofluides reste superficielle. La prédominance des effets de surface et l'influence du mouvement brownien sont les deux éléments distinguant une suspension classique d'un nanofluide. Tant d'un point de vue thermique que rhéologique, la présence d'agrégats et leur taille auront une influence sur les propriétés de transport des nanofluides.

### II.4.1. Rappels de rhéologie

#### II.4.1.1. Grandeurs rhéologiques

La rhéologie est la science des déformations et des écoulements de la matière, des contraintes qui en résultent et des efforts qu'il faut appliquer pour les obtenir. Cette science repose sur les bases de la mécanique des milieux continus pour déterminer localement les contraintes et les déformations au sein de la matière.

- la contrainte de cisaillement notée en général  $\tau$  exprimée en  $(\text{N}/\text{m}^2)$ .
- le taux de cisaillement (ou gradient de vitesse) noté en général  $\dot{\gamma} = v/d$ , exprimé en  $(\text{s}^{-1})$ .
- la viscosité dynamique de cisaillement  $\mu$  exprimée en  $(\text{Pa} \cdot \text{s})$ .

Dans le cas important des fluides Newtoniens, la viscosité dynamique ne dépend pas du taux de cisaillement  $\dot{\gamma}$ , elle est donc constante à paramètres thermodynamiques constants.

On peut définir la viscosité dynamique d'un fluide newtonien par la relation :  $\mu = \tau/\dot{\gamma}$ .

Bon nombre de liquides simples comme l'eau, certaines huiles ou le **glycérol** sont Newtoniens. Ce modèle convient également aux cas des suspensions diluées dont la concentration volumique en particules ne dépasse pas quelques pourcents. On définit encore la viscosité cinématique  $\nu$  :  $\nu = \mu/\rho$

La viscosité dynamique  $\mu$  d'un liquide décroît lorsque la température augmente. En effet, les liaisons intermoléculaires se rompent lorsque l'agitation brownienne atteint un certain seuil énergétique. En revanche celle d'un gaz croît avec la température, cette relation est donnée par :

$$\mu = \mu_{T_0} e^{-\beta_T(T-T_0)} \quad (\text{II. 10})$$

Avec  $\beta_T = -\frac{1}{\mu} \frac{\Delta\mu}{\Delta T}$  et  $\mu(T_0) = \mu_{T_0}$

Où  $\beta_T$  une constante dépendante du fluide en  $K^{-1}$  et T la température en K.

#### II.4.1.2. Puissance dissipée dans le fluide par la contrainte

Un écoulement visqueux dissipe de l'énergie mécanique par frottement interne au fluide. La puissance mécanique  $dP_f$  dissipée par la force élémentaire  $dF = \tau dS$  s'exprime par:

$$dP_f = d\vec{F} \cdot \vec{V} = \tau dS \cdot \vec{V} \quad (\text{II. 11})$$

On en déduit la puissance volumique dissipée pour un fluide Newtonien :

$$P_f^v = \frac{dP_f}{dxdydz} = \tau\dot{\gamma} = \mu\dot{\gamma}^2 \quad (\text{II. 12})$$

Plus la viscosité dynamique est importante plus il y a de puissance mécanique dissipée par les forces visqueuses au sein du fluide en écoulement. Au niveau du bilan énergétique d'une machine (moteur, compresseur, . . .) cette perte est néfaste et doit être limitée. Il est donc important de chiffrer l'influence des nanoparticules en suspension sur la viscosité dynamique du nanofluide.

Son augmentation rapide avec la vitesse de cisaillement peut entraîner une forte élévation de température au sein du fluide et être à l'origine d'erreurs importantes dans la mesure de la viscosité, elle-même fortement dépendante de la température. Pour effectuer des mesures rhéologiques, on doit s'assurer que la puissance thermique créée par cisaillement est bien inférieure à celle évacuée par conduction transverse au niveau des parois d'un système.

Le nombre de Nahme  $N_a$  représente le rapport entre ces deux puissances. Il caractérise l'effet de l'auto échauffement du liquide induit par la viscosité du fluide (**Rothstein et al. [127]**).

$$N_a = \frac{\mu\beta_T\check{H}^2\dot{\gamma}^2}{k} \quad (\text{II. 13})$$

Avec  $\check{H}$ , l'épaisseur de fluide entre deux parois.

Typiquement, on devra vérifier la relation  $N_a \ll 1$  pour s'assurer que la viscosité peut être considérée constante.

## II.4.2. Quelques lois rhéologiques des suspensions

Dans le domaine des nanofluides, on peut distinguer deux types de suspensions. Une suspension diluée se caractérise par une très faible fraction volumique en espèce solide. Les particules étant très éloignées les unes des autres, aucune interaction ne vient perturber leur trajectoire. Pour ce type de suspension, la viscosité augmente linéairement en fonction de la concentration en éléments solides.

Les suspensions concentrées, sont caractérisées par des concentrations volumiques qui dépassent 50%.

### II.4.2.1. Viscosité dynamique

L'ajout de particules solides dans un liquide provoque une augmentation, plus ou moins importante, de la viscosité du mélange obtenu. Là encore, de nombreux facteurs peuvent être à l'origine des disparités constatées. Pour des nanoparticules identiques (nature, taille) et un même fluide de base, la qualité de la dispersion, et la température peuvent influencer considérablement sur la viscosité. Bien qu'un comportement Newtonien soit constaté pour des fluides contenant de faibles concentrations de nanoparticules, les suspensions à base de nanotubes de carbone obéissent à une loi de comportement différente.

La dispersion de nanoparticules dans un fluide de base modifie notablement sa viscosité, il s'ensuit alors une modification de la structure des écoulements convectifs qui dépend fortement de la viscosité.

Pour les suspensions constituées de nanoparticules sphériques, on dispose de différents modèles et de formules semi-empiriques variées décrivant l'évolution de la viscosité relative en fonction de la fraction volumique. La viscosité relative est le rapport de la viscosité du nanofluide sur celle du fluide de base  $\mu_{nf}/\mu_{bf}$ .

Il existe plusieurs modèles et des formules semi-empiriques gouvernant la viscosité dynamique d'une suspension  $\mu_{nf}$  à partir de la viscosité dynamique du fluide hôte  $\mu_{bf}$  et de la fraction volumique en espèces solides: le Modèle d'Einstein, le Modèle de Batchelor, le Modèle de Brinkman, les Lois des suspensions moyennement concentrées, etc...

#### II.4.2.1.1. Modèle d'Einstein (suspensions diluées, $\phi < 2\%$ )

**Einstein [128]** a été le premier qui a étudié théoriquement l'évolution de la viscosité qui est basée sur l'hypothèse que l'énergie a une dépendance linéaire avec la viscosité,

Einstein a déterminé l'énergie dissipée autour d'une seule particule dans un fluide en associant son énergie au travail réalisé pour la faire avancer relativement au fluide. A partir de ce résultat, il a déterminé l'expression décrivant une dépendance linéaire de la viscosité des suspensions dans un fluide avec la concentration :

$$\mu_{nf} = \mu_{bf}(1 + 2.5\varphi) \quad (\text{II. 14})$$

A l'ordre 2, la formule d'Einstein s'écrit :

$$\mu_{nf} = \mu_{bf}(1 + 2.5\varphi + k_2\varphi^2) \quad (\text{II. 15})$$

La formule d'Einstein a depuis été vérifiée expérimentalement et est considérée satisfaisante pour des suspensions très diluées de particules sphériques et rigides (Browniennes ou non Browniennes), typiquement pour des concentrations volumiques inférieures à 1%. Il est à noter que ce modèle ne tient pas compte des effets de la taille des particules et des interactions interparticules.

#### II.4.2.1.2. Modèle de Batchelor

En prenant en compte l'effet de l'interaction hydrodynamique entre deux nanoparticules sphériques **Batchelor** [129] a montré que la viscosité n'est pas seulement une fonction linéaire de  $\varphi$ , comme l'indique la relation d'Einstein mais une fonction non linéaire de  $\varphi$  avec la présence d'un terme en  $\varphi^2$ :

$$\mu_{nf} = \mu_{bf}(6.2\varphi^2 + 2.5\varphi + 1) \quad (\text{II. 16})$$

Cette équation permet le calcul de la viscosité de suspensions de nanoparticules avec  $> 10\%$ .

Remarque : On pourra remarquer que le développement limité à l'ordre 1 de la relation de Brinkman redonne la relation d'Einstein. Ces trois dernières (II. 14), (II. 15), (II. 16) conduisent exactement aux mêmes valeurs du rapport de viscosité pour les faibles valeurs de  $\varphi < 2\%$ .

#### II.4.2.1.3. Modèle de Brinkman (suspensions concentrées, $\varphi < 0,1$ )

**Brinkman** a étendu la formule d'Einstein pour couvrir une large plage de concentrations volumiques jusqu'à  $\varphi \leq 0,1$  [130].

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_{bf}}{(1 - \phi)^{2.5}} \quad (\text{II. 17})$$

On remarque que pour les faibles fractions volumiques, la relation de Brinkman conduit exactement à celle d'Einstein. Ces relations n'intègrent pas les effets du mouvement Brownien ni ceux de la taille des particules.

Pour ce qui est de la viscosité des nanofluides, on conçoit que la prédominance des effets de surface sur les effets de volume, conjuguée aux effets de l'agitation thermique, rend caduques les modèles précédents.

**II.4.2.1.4. Lois des suspensions moyennement concentrées (0, 1 ≤ φ ≤ 0, 3)**

Dans le domaine des suspensions moyennement concentrées, des relations empiriques ou semi-empiriques basées en partie sur la relation d'Einstein ont été développées [131]. Dans ce domaine, la viscosité de la suspension n'est plus essentiellement gouvernée par la viscosité du fluide hôte et la fraction volumique solide mais elle dépend également de l'organisation optimale de cette fraction solide à sec, qui dépend de la fraction volumique  $\frac{\phi}{\phi_m}$  et d'un exposant négatif, où  $\phi_m$  est la compacité maximale d'empilement granulaire. Trois relations sont fréquemment utilisées dans le domaine des suspensions concentrées **table (II.1)**.

| Nom de l'équation              | équation   |
|--------------------------------|--|
| <b>Mooney [132]</b>            | $\mu_{nf} = \mu_n \exp\left(\frac{25\phi}{1 - \frac{\phi}{\phi_m}}\right) \quad (\text{II. 18})$ |
| <b>Krieger-Dougherty [133]</b> | $\mu_{nf} = \mu_n \left(1 - \frac{\phi}{\phi_m}\right)^{-25\phi_m} \quad (\text{II. 19})$        |
| <b>Quémada [134]</b>           | $\mu_{nf} = \mu_n \left(1 - \frac{\phi}{\phi_m}\right)^{-2} \quad (\text{II. 20})$               |

**Table (II.1) :** Quelques modèles semi-empiriques de la viscosité dynamique pour des suspensions concentrées.

De plus, la différence des résultats expérimentaux et théoriques augmentent avec la concentration des suspensions. Cette disparité peut s'expliquer par la présence des agrégats.

En effet, l'agrégation est l'union de particules en suspension qui en forment alors de plus grosses. Ceci provoque une variation de la taille et de la concentration effective des nanoparticules.

Pour tenir compte de la présence des agrégats, certains chercheurs proposent alors de remplacer la concentration volumique réelle  $\varphi$  par une concentration effective ou d'agrégats  $\varphi_a > \varphi$  en introduisant la notion de dimension fractale (**Wolthers et al. [135]**).

L'introduction de la notion de dimension fractale a permis de développer des modèles décrivant les phénomènes d'agrégation. En effet, les agrégats sont des amas dont la structure fractale obéit à la loi suivante :

$$\varphi_a = \varphi \left( \frac{d_a}{d_p} \right)^{3-D}$$

$d_p$  et  $d_a$  représentent respectivement le diamètre moyen des particules et le diamètre des agrégats.  $D$  est l'indice fractal, dépend du type, de la taille des particules agrégées et de l'état de cisaillement.

#### **II.4.2.1.5. Influence de la concentration volumique : suspensions très concentrées (Comportement non Newtonien)**

Pour décrire des fluides complexes comme par exemple les suspensions moyennement et très concentrées, il existe d'autres fluides usuels ne présentant pas une relation linéaire entre vitesse (taux) et contrainte de cisaillement ( $\mu(\dot{\gamma}) = \tau/\dot{\gamma}$ ). On distingue trois types :

**a- Comportement rhéofluidifiant:** La viscosité dynamique du fluide décroît quand la vitesse de cisaillement augmente (i.e. polymères). Ce comportement peut être décrit par les modèles classiques d'Oswald et de Williamson (**Thomas [136]**):

- Modèle d'Oswald :

$$\text{Pour } n \leq 1 \quad \tau = \mu \dot{\gamma}^n \quad (\text{II. 21})$$

- Modèle de Williamson :

$$\tau = \frac{\kappa_{1w}}{\dot{\gamma} + \kappa_{2w}} \dot{\gamma} + \mu_{\infty} \dot{\gamma} \quad (\text{II. 22})$$

$\kappa_{1w}$  ,  $\kappa_{2w}$  et  $\mu_{\infty}$  étant des constantes.

**b- Comportement rhéoépaississant** : Dans ce cas, le fluide devient plus visqueux quand la vitesse de cisaillement augmente. C'est un comportement peu fréquent :

$$\tau = \mu \dot{\gamma}^n \quad (\text{II. 23})$$

Où  $n > 1$

**c- Comportement à seuil de contrainte (ou plastique)** : le fluide ne s'écoule qu'au-delà d'une certaine contrainte de seuil  $\tau_0$  . C'est le cas par exemple de la pâte à dentifrice et de la peinture à l'huile. Au-delà de cette contrainte, le fluide peut se comporter de façon Newtonienne (on définit alors son comportement par une loi de Bingham,  $n = 1$  dans l'équation suivante) ou de façon non-Newtonienne avec rhéofluidification ou rhéoépaississement (comportement décrit par la loi d'Herschel-Bulkley donnée par l'équation suivante) :

$$\tau = \tau_0 + \mu \dot{\gamma}^n \quad (\text{II. 24})$$

#### II.4.2.1.6. Influence de la température sur la viscosité dynamique

Lorsque la viscosité dynamique d'un fluide augmente, la capacité du fluide à s'écouler diminue. Ce qui conduit à une augmentation des pertes de charges dans les échangeurs de chaleur et nécessiterait une déperdition plus importante d'énergie pour mettre en mouvement ce fluide caloporteur.

La viscosité des liquides tend généralement à diminuer lorsque leur température augmente. Pour cela, il existe des corrélations semi-empiriques basées sur des résultats expérimentaux utilisées pour calculer la viscosité dynamique des fluides de base (e.g. l'eau [137]) ou des nanofluides formés avec ces fluides de base (e.g. (eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) [138]).



#### II.4.2.1.7. Corrélations de la conductivité thermique et de la viscosité des nanofluides

D'autres relations empiriques ont été proposées dans la littérature et qui sont valables quelques soient la nature du liquide de base, la taille et la forme des nanoparticules, la concentration volumique des nanoparticules, l'état de dispersion des nanoparticules dans le fluide de base et la température du mélange. Généralement, elles sont limitées à des applications bien précises, comme les corrélations suivantes proposées par (Li et Peterson [139] et Maïga et al. [140]), à partir de résultats de mesures:

$$\frac{k_{nf} - k_{bf}}{k_{bf}} = 0.764\varphi + 0.0187(T - 273.15) - 0.46 \quad (\text{II. 25})$$

$$\mu_{nf} = \mu_{bf}(123\varphi^2 + 7.3\varphi + 1) \quad (\text{II. 26})$$

En comparant cette dernière corrélation (II.26) aux modèles d'Einstein et de Brinkman, on trouve que ces deux dernières approches sous-estiment les valeurs expérimentales de la viscosité effective des nanofluides.

### II.5. Performances thermiques et hydrodynamiques des nanofluides à base de nanoparticules

Les nanofluides semblent attractifs si l'on considère leurs seules propriétés thermiques remarquables. Cependant, un point important doit être discuté en vue de leurs applications industrielles. L'ajout des nanoparticules permet d'améliorer les performances thermiques du nanofluide mais cela peut conduire à une augmentation défavorable des propriétés hydrodynamiques.

D'une manière générale, deux approches (qualitative et quantitative) sont utilisées dans la littérature pour évaluer les gains réels apportés par l'utilisation des nanofluides.

- **Approche qualitative :** elle est basée sur une analyse des propriétés thermo physiques du nanofluide, et permet, sans avoir recours à une boucle (ou échangeur de chaleur), d'évaluer selon le régime d'écoulement les limites de l'utilisation des nanofluides (Prasher et al. [122] ; Timofeeva et al. [141]). Cependant, cette

approche ne tient pas compte du réarrangement éventuel des nanoparticules en écoulement.

- **Approche quantitative :** Cette approche, utilisée dans la plupart des cas, permet d'évaluer, en condition réelle d'écoulement, les propriétés thermiques (coefficient d'échange convectif) et hydrodynamiques (pertes de charge) dans une boucle fluidique, notamment dans un échangeur de chaleur.

### II.5.1. Approche qualitative (Relation entre les propriétés thermiques et rhéologiques) :

- **Régime laminaire**

L'ajout des nanoparticules engendre une augmentation de la conductivité thermique et de la viscosité dynamique. Au-delà des relations précédemment décrites, cette modification peut être simplement modélisée en première approche par des modèles empiriques permettant de prédire l'évolution linéaire de la conductivité thermique et de la viscosité dynamique relative en fonction de la fraction volumique des nanoparticules (**Prasher et al. [122] ; Timofeeva et al. [141]** et **L. Chen[142]**). Ces modèles empiriques sont valables quel que soit la forme, la taille et l'état de dispersion des nanoparticules dans le fluide de base (**Prasher et al. [122] ; Timofeeva et al. [141]**).

$$\frac{k_{nf}}{k_{bf}} \approx 1 + C_k \varphi \quad (\text{II. 27})$$

$$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} \approx 1 + C_\mu \varphi \quad (\text{II. 28})$$

Où  $C_k$  et  $C_\mu$  sont respectivement le coefficient d'amélioration de la conductivité thermique et le coefficient d'amélioration de la viscosité dynamique du nanofluide.

D'après les résultats de la littérature, en régime laminaire établi, il existe une valeur critique du coefficient d'amélioration de la viscosité dynamique  $C_{\mu cr} = 4C_k$  (pour un tube de section cylindrique), au-delà de laquelle les nanofluides ne sont plus avantageux. Autrement dit, l'utilisation des nanofluides est favorable si la condition  $\frac{C_\mu}{C_k} < 4$  est vérifiée.

Pour un écoulement en micro-canal à section rectangulaire, la valeur critique est donnée par :  $C_{\mu cr} = 3C_k$  (**Prasher et al. [122]**).

- **Régime turbulent**

En régime turbulent, le taux de transfert de chaleur dépend, en plus de la conductivité thermique et la viscosité dynamique, de la chaleur thermique massique et de la masse volumique du fluide (**Bergles [143]**). Pour évaluer l'intérêt de l'utilisation des nanofluides en régime turbulent, les (**Timofeeva et al. [141]**) ont utilisé un facteur de mérite, appelé nombre de Mouromsteff :

$$M_0 = \frac{\rho^{0.8} k^{0.67} C_p^{0.33}}{\mu^{0.47}} \quad (\text{II. 29})$$

Le nanofluide est considéré avantageux par rapport au fluide de base si la condition  $\frac{M_{0nf}}{M_{0bf}} > 1$  est vérifiée.

Cette première approche ne permet pas d'évaluer réellement les gains apportés par les nanofluides, mais, elle peut être utilisée comme une étape préliminaire pour prédire les conditions expérimentales et les concentrations en particules qui tendraient vers un bilan énergétique favorable.

### **II.5.2. Approche quantitative (Caractérisation des propriétés thermiques et hydrodynamiques):**

Les travaux de la littérature menés sur la caractérisation des performances thermiques et/ou hydrodynamiques des nanofluides à base de nanoparticules sont beaucoup plus disponibles.

Certains travaux ont confirmé que l'ajout des nanoparticules peut apporter des gains en performances relativement importants et que l'utilisation des nanofluides peut être un débouché pour l'économie d'énergie dans certains systèmes industriels. D'autres travaux ont observé le contraire: l'ajout des nanoparticules peut engendrer des pertes de charge significatives pouvant aboutir à un bilan énergétique défavorable.

Les principaux résultats publiés à ce sujet dans la littérature montrent là encore des résultats très différents. Plusieurs facteurs ont été étudiés afin de comprendre le comportement thermique de ces nanofluides et d'analyser leurs propriétés d'écoulement. A ceux déjà cités et qui peuvent modifier les propriétés thermo-physiques, s'ajoutent les conditions d'écoulement :

- Fraction volumique ou massique des nanoparticules
- Température
- Présence de surfactant/additif et action mécanique (mélange)
- Fluide de base
- Régime d'écoulement.
- Abscisse réduite et zone d'établissement du régime
- ...

# Chapitre III

## Modèle mathématique

### III.1. Introduction

L'étude du mouvement des liquides et des gaz constitue la mécanique des fluides. Les phénomènes envisagés ayant un caractère macroscopique, un fluide y sera considéré comme un milieu continu. Ce qui signifie que chaque élément infinitésimal de fluide, ou particule de fluide, ou point du fluide, contient toujours un très grand nombre de molécules. La description mathématique de l'état d'un fluide en mouvement (écoulements de convection forcée) se fait au moyen de fonctions déterminant le champ dynamique (distribution de la vitesse du fluide) et le champ thermique (distribution de la température du fluide), et au moyen de la pression.

Ces fonctions sont gouvernées par les lois fondamentales de conservation de la masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Ces lois qui sont utilisées pour modéliser l'écoulement, ainsi que les conditions aux limites nécessaires pour les résoudre, sont présentées dans ce chapitre pour les cas traités dans cette thèse. La méthode numérique utilisée pour résoudre ces équations (méthode des volumes finis) est expliquée dans le chapitre IV de la thèse.

### III.2. Equations générales en régime laminaire et stationnaire

Les équations qui régissent l'évolution de l'écoulement laminaire, stationnaire et le transfert de chaleur par convection forcée d'un fluide Newtonien incompressible sont les équations qui peuvent donner une relation entre les cinq grandeurs scalaires dans les problèmes bidimensionnels ou tridimensionnels à partir des équations générales suivantes :

#### III.2.1. Equation de continuité

La loi de conservation de la matière est donnée par l'équation de continuité qui exprime simplement que la variation de la quantité de matière est donnée par la forme simple suivante:

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

Où  $\rho_{nf}$  est la masse volumique et  $\vec{V}$  est le vecteur vitesse.

### III.2.2. Equation de quantité de mouvement

Les lois de conservation gouvernant l'écoulement de fluides visqueux en termes d'équations différentielles de Navier–stokes d'un milieu continu (Le nombre de Knudsen  $K_n < 10^{-3}$ ) impliquent un bilan entre la variable dépendante et tous les différents facteurs qui ont une influence sur cette variable. Ce bilan utilise les forces extérieures qui sont appliquées au fluide, c'est-à-dire les forces de volume qui se réduisent à la force de pesanteur et les forces de surface qui se réduisent aux forces de pression et aux forces de viscosité. Il s'écrit dans un volume de contrôle sous la forme suivante :

$$(\rho \vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = \rho F - \nabla(p) + \mu \Delta \vec{V} + \frac{1}{3} \mu \nabla (\nabla(\vec{V})) \quad (\text{III. 2})$$

Où  $F$  est une force par unité de volume et  $\mu$  est la viscosité dynamique .

### III.2.3. Equation de conservation d'énergie

C'est une expression locale du premier principe de la thermodynamique qui traduit que le taux de variation de l'énergie totale par unité de volume (énergie cinétique et énergie interne) est égal à la puissance des forces extérieures au système augmentée de la puissance calorifique reçue par le fluide à travers la surface du milieu continu que l'on suit dans son mouvement. Elle est donnée par la formule :

$$(\rho c_p \cdot \vec{V} \nabla) T = \nabla(k \cdot \nabla T) + q + \bar{\beta} T \frac{Dp}{DT} + \mu \Phi \quad (\text{III. 3})$$

Avec :

$\nabla(\rho c_p \vec{V} T)$  : La variation totale d'énergie (par accumulation et convection).

$\nabla(k \cdot \nabla T)$  : La variation d'énergie par conduction.

$q$  : Puissance volumique dissipée.

$\bar{\beta} T \frac{Dp}{DT}$  : La variation d'énergie due à la compressibilité.

$\mu \Phi$  : La dissipation irréversible due au frottement visqueux.

Les coefficients  $k$ ,  $c_p$  et  $\bar{\beta}$  sont respectivement, la conductivité thermique, la capacité calorifique et le coefficient de dilatation isobare du fluide.

### III. 3. Hypothèses simplificatrices

Les hypothèses suivantes ont été adoptées lors de la modélisation des problèmes traités dans cette thèse.

- 1- Le mélange nanofluide (**eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**) -de particules solides ultrafines et liquide de base- est considéré comme un fluide classique monophasique et ses propriétés sont évaluées en fonction des propriétés thermo-physiques de deux constituants, supposés en équilibre thermique.
- 2- Le nanofluide est un fluide Newtonien et incompressible.
- 3- Régime laminaire et stationnaire avec convection forcée.
- 5- Les transferts de chaleur par rayonnement sont négligeables.
- 6- La dissipation visqueuse dans l'équation d'énergie est négligeable

### III.4.Modèle mathématiques des problèmes considérés

#### III.4.1. Cas 1:

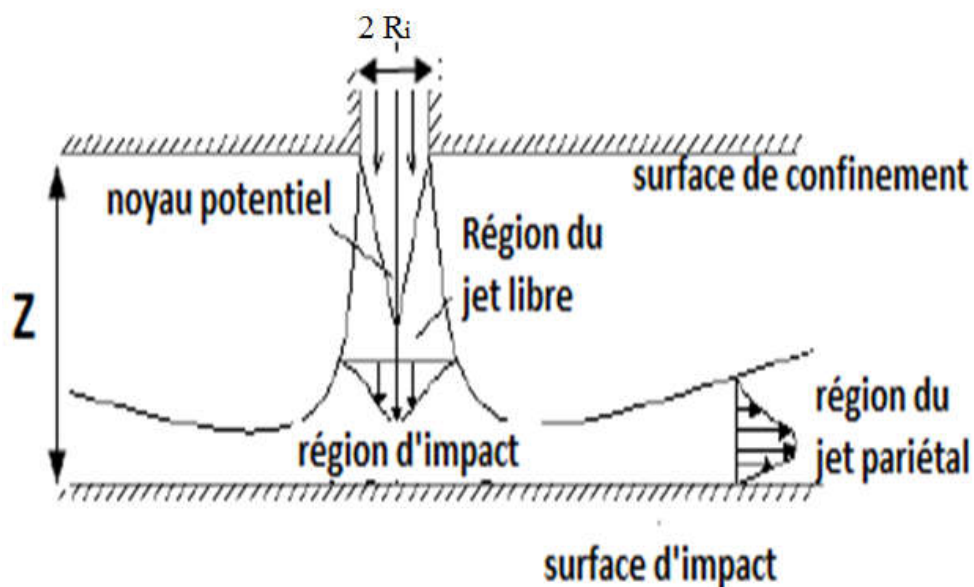
**Écoulement laminaire avec convection forcée d'un nanofluide (eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) et avec des propriétés thermo-physiques constantes par Jets Ronds Axisymétriques Impactants Semi-Confinés ( dans un mini-canal).**

Les jets impactants de diverses configurations sont utilisés dans plusieurs procédés industriels à cause de leurs caractéristiques de transfert thermique et massique extrêmement favorables. Les jets impactants fournissent des taux de transfert thermique et massique beaucoup plus élevés (typiquement 2-10 fois) que ceux avec la même quantité de fluide s'écoulant parallèlement à la surface cible. Parmi les applications majeures des jets impactants on peut citer les pellicules photographiques, le papier, le recuit des brames de métaux non ferreux et du verre, refroidissement des bords d'attaque des aubes de turbines, le séchage des textiles, etc... Dans la région du noyau central la vitesse axiale demeure presque la même que celle à la sortie de la buse. Dans la région d'impact, la pression statique augmente à cause de la diminution brusque de la vitesse moyenne axiale. Suite à l'impact, l'écoulement dévie et commence à accélérer le long de la surface d'impact (surface cible). Dans la région

correspondant au jet pariétal, la couche limite se développe le long de la surface d'impact. La région correspondant au jet libre est caractérisée par les processus de diminution de la vitesse au centre du jet et l'élargissement du jet dans la direction transversale.

Le fluide utilisé est un nanofluide constitué de particules d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  dispersées dans l'eau avec une concentration volumique de 0% -10%. L'étude détermine les caractéristiques thermiques et hydrauliques : à savoir la température, le nombre de Nusselt local est moyen, le coefficient de transfert de chaleur moyen, le coefficient de transfert de chaleur relatif moyen et la contrainte de cisaillement, en fonction de la concentration volumique, l'écart entre les disques et le nombre de Reynolds.

Les **figures (III.1)** et **(III.2)** montrent les régions d'écoulement d'un jet impactant semi-confiné, le domaine de calcul et la configuration géométrique de l'écoulement radial. On a étudié numériquement le problème de la convection forcée dans cette configuration. Les deux disques coaxiaux sont parallèles et stationnaires et séparés par une distance " $\Delta$ ". Le disque supérieur, contenant la buse, agit comme une plaque isolée, tandis que le disque inférieur est soumis à une densité du flux de chaleur constante. Le nano fluide pénètre dans le canal radial à travers un orifice d'entrée de rayon  $R_i$  et sort du canal périphériquement à  $R_{\text{ext}}$ .



**Figure (III.1)** : Régions d'écoulement d'un jet semi-confiné.



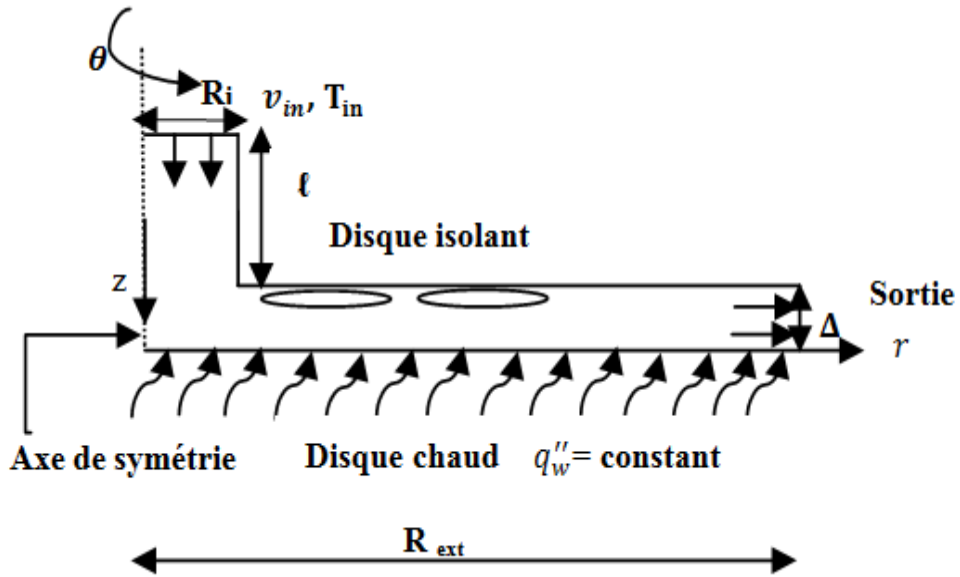


Figure (III.2) : Géométrie d'étude de l'écoulement entre deux disques coaxiaux.

### III.4.1.1. Equations du problème

Dans cette section, nous présentons selon les hypothèses formulées ci-dessus le système d'équations qui régit l'écoulement et le transfert de chaleur par convection forcée bidimensionnelle axisymétrique en coordonnées cylindriques  $(r, z)$ . Les équations peuvent être données sous la forme suivante :

- **Equation de continuité :**

$$\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} = 0 \tag{III.4}$$

- **Equations de quantité de mouvement Suivant X:**

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rwv)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rww)}{\partial z} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[ -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu_{nf} \left( \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \right] \tag{III.5}$$

- **Equations de quantité de mouvement Suivant r:**

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rvv)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(vw)}{\partial z} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[ -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu_{nf} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{v}{r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \right] \tag{III.6}$$

- **Equation de l'énergie :**

$$v \frac{\partial T}{\partial r} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_{nf} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III. 7})$$

Où la diffusivité thermique  $\alpha_{nf} = \frac{k_{nf}}{\rho_{nf} c_{p_{nf}}}$

### III.4.1.2. Les propriétés thermo-physiques

Les propriétés thermo-physiques des nanoparticules de diamètre moyen  $d_p = 38 \text{ nm}$  et du fluide de base sont prises à la température de référence à l'entrée, i.e :  $T_{in} = 293 \text{ K}$ , sont présentés dans le **tableau (III.1)**.

|  | $\rho \text{ (kg/m}^3\text{)}$<br>[15] | $C_p \text{ (J/kg.K)}$<br>[15] | $k \text{ (W/m.K)}$<br>[103] | $\mu \text{ (Pa.s)} \times 10^4$<br>[145] | $d_p \text{ (nm)}$ |
|--|--|--------------------------------|------------------------------|---|--------------------|
| <b>Eau</b>                                       | 998.2                                  | 4182                           | 0.60                         | 9.97                                      | /                  |
| <b><math>\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3</math></b> | 3880                                   | 773                            | 36                           | /   | 38                 |
| <b>Silicium</b>                                  | 2330                                   | 714                            | 140                          | /   | /                  |
| <b>Nanofluide 1%</b>                             | 1027.018                               | 4147.910                       | 0.613                        | 10.82                                     | /                  |
| <b>Nanofluide 2.5%</b>                           | 1070.245                               | 4096.775                       | 0.640                        | 12.46                                     |                    |
| <b>Nanofluide 4%</b>                             | 1113.472                               | 4045.640                       | 0.669                        | 14.84                                     | /                  |
| <b>Nanofluide 5%</b>                             | 1142.290                               | 4011.550                       | 0.688                        | 16.67                                     | /                  |
| <b>Nanofluide 7%</b>                             | 1214.335                               | 3926.325                       | 0.738                        | 22.32                                     | /                  |
| <b>Nanofluide 10%</b>                            | 1286.380                               | 3841.100                       | 0.792                        | 29.51                                     | /                  |

**Tableau (III.1):** les propriétés thermo-physiques pour le fluide de base et de ( $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ ) à 293 K .

Si on suppose que la dispersion des particules est uniforme et que l'équilibre thermique est établi entre la particule et le fluide autour d'elle, les propriétés physiques et thermiques du mélange sont obtenues à partir des propriétés des deux constituants du nanofluide. Les indices utilisés dans les formules ci dessous (p, bf et nf) correspondent respectivement aux particules, fluide de base et nano fluide :

- **La masse volumique effective du nanofluide** est donnée par (Pak et Cho [15]) pour un mélange à deux phases:

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_{bf} + \varphi\rho_p \quad (\text{III. 8})$$

- **La capacité calorifique effective du nanofluide** s'exprime comme suit (Pak et Cho [15])

$$(c_p)_{nf} = (1 - \varphi)(c_p)_{bf} + \varphi (c_p)_p \quad (\text{III. 9})$$

- **La viscosité dynamique effective du nanofluide** a été obtenue à partir de données expérimentales disponibles pour le mélange considéré (Wang et al. [145]):

$$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} = 123\varphi^2 + 7.3\varphi + 1 \quad (\text{III. 10})$$

- **La conductivité thermique effective du nanofluide** a été obtenue à partir des modèles classiques bien connus tels que ceux attribués à **Hamilton-Crosser [103]**. Pour une suspension de nanoparticules sphériques dans un fluide de base, la formule est :

$$\frac{k_{nf}}{k_{bf}} = 4.97 \varphi^2 + 2.72 \varphi + 1 \quad (\text{III. 11})$$

#### III.4.1.3. Conditions aux limites dimensionnelles

Le système d'équations (III-4) - (III-7) est un ensemble d'équations aux dérivées partielles non linéaires nécessitant l'utilisation d'un ensemble approprié de conditions aux limites pour le résoudre.

- A l'entrée du tube, une vitesse axiale  $w_{in}$  et un profil de la température uniformes ont été imposés.
- Une densité du flux de chaleur  $q_w''$  constant a été imposée sur le disque inférieur.
- Le disque supérieur est supposé adiabatique.

- Sur toutes les parois, les conditions de non-glissement ont été imposées.
- Une condition de symétrie par rapport à l'axe de révolution du domaine d'étude a été utilisée.
- A la sortie du domaine, une pression atmosphérique est considérée.

#### III.4.1.4. Paramètres caractéristiques du problème

Ce problème d'écoulement convectif forcé peut être caractérisé par certains paramètres sans dimension à savoir le nombre de Reynolds  $Re = 2 \cdot \dot{Q} / \pi \cdot R_i \cdot v_{nf}$ , le nombre de Prandtl  $Pr = \mu_{nf} c_{nf} / k_{nf}$ , les rapports d'aspect  $\eta = \Delta / R_i$  et  $\beta = R_{ext} / R_i$ , la concentration des particules  $\varphi$ , le rapport de propriétés  $\Gamma_1 (= \mu_{nf} / \mu_{bf})$  et  $\Gamma_2 (= k_{nf} / k_{bf})$ , le diamètre hydraulique  $D_h = 2R_i$  et la forme des particules elles-mêmes. Tous ces paramètres ont une influence sur le transfert de chaleur et l'écoulement du nanofluide.

#### III.4.1.5. Transfert de chaleur

Le nombre de Nusselt est un nombre sans dimensions qui représente le taux du transfert de chaleur par convection c'est-à-dire le rapport de la densité du flux thermique convectif sur la densité du flux thermique de diffusion.

La densité du flux convectif est donnée par la loi de Newton:  $Q_{conv} = hS\Delta T$

La densité du flux conductif est donnée par la loi de Fourier :  $Q_{cond} = k_{nf} S \frac{\Delta T}{D_h}$

Alors, le nombre de Nusselt est défini par [146] :  $Nu = Q_{conv} / Q_{cond} = hD_h / k_{nf}$

Où  $D_h$  est le diamètre hydraulique et  $k_{nf}$  est la conductivité thermique du nanofluide,  $h$  est le coefficient d'échange convectif.

Le coefficient de transfert de chaleur moyen est déterminé par intégration le long de la partie active de la paroi chaude et est donné par :

$$h (moy) = \frac{1}{\pi \cdot R_{ext}^2} \int_0^{R_{ext}} (h) 2\pi r dr$$

Où  $h = q_w'' / (T_w - T_0)$

#### III.4.2. Cas 2:

**Écoulement laminaire avec convection forcée d'un nanofluide (eau/ $\gamma$  –  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) et avec des propriétés thermo- physiques constantes ou dépendantes de la température à travers un dissipateur de chaleur à micro-canaux de section rectangulaire.**

Dans les dernières décennies, les technologies de refroidissement des équipements électroniques ont été améliorées, pour répondre aux exigences des taux élevés de dissipation de chaleur et maintenir à des niveaux acceptables les températures de jonction des composants électroniques. En effet Il a été démontré que la plupart des paramètres de fonctionnement d'un composant électronique sont fortement affectés par sa température ainsi que par son environnement thermique immédiat.

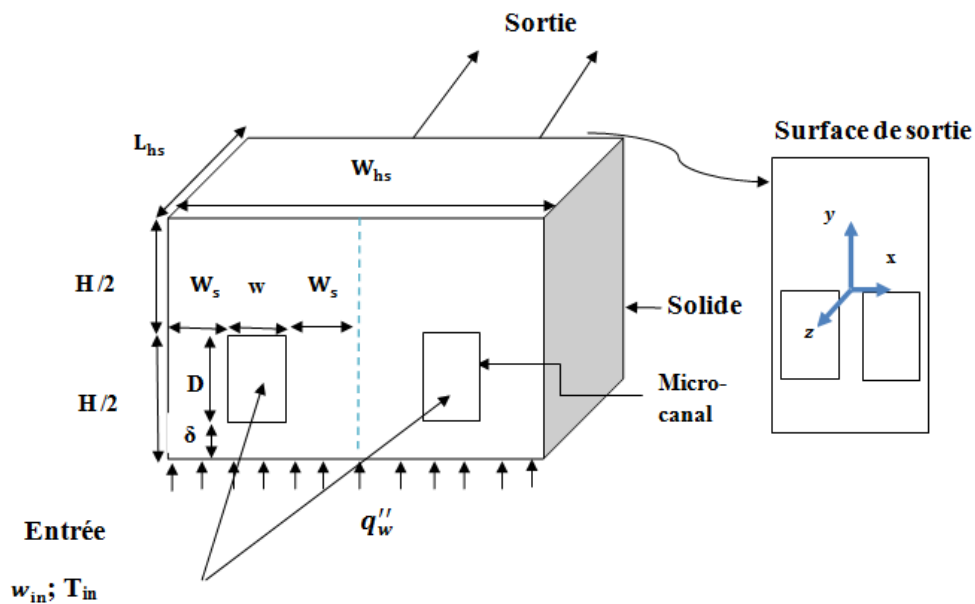
Ces nouvelles technologies ont ainsi contribué à améliorer significativement les performances des systèmes électroniques tels que ceux utilisés dans les domaines des télécommunications, de la robotique, de la métrologie et de l'automobile.

Parmi les efforts déployés pour augmenter l'efficacité de refroidissement des systèmes électroniques, les dissipateurs de chaleur à micro-canaux ont reçu beaucoup d'attention en raison de leur capacité à produire des coefficients de transfert de chaleur élevés, à cause de leur petite taille et de la charge thermique élevée qu'ils peuvent dissiper [147]. L'amélioration de l'efficacité thermique de ces systèmes est très essentielle du point de vue des économies d'énergie.

Différents facteurs tels que la géométrie, la vitesse, le nombre de canaux et les propriétés thermiques à la fois du solide et du fluide affectent la performance thermique des dissipateurs à micro-canaux. Plusieurs idées pour améliorer les performances thermiques et hydrodynamiques d'un dissipateur à micro-canal ont été proposées, et ils peuvent être classées en deux approches. La première est de trouver une configuration optimale du système et la seconde est d'améliorer les propriétés de transfert de chaleur du fluide de travail.

Récemment, un intérêt considérable a émergé en ce qui concerne l'utilisation potentielle de nanofluides comme fluides de travail dans un dissipateur de chaleur à micro-canal, parce que ces nouvelles classes de fluides ont une conductivité thermique plus élevée par rapport aux fluides classiques. Ces nouveaux fluides ont conduit à de meilleures performances de transfert de chaleur et à un refroidissement à haut rendement.

La **figure (III.3)** montre le domaine de calcul et la configuration géométrique d'un dissipateur de chaleur à micro-canaux de section rectangulaire, les micro-canaux ayant une largeur de  $59.85 \mu m$ , une longueur de  $189 \mu m$  et une profondeur de  $10^4 \mu m$ . Le dissipateur est fabriqué en silicium de conductivité thermique élevée. Le composant électronique est monté sous la base du dissipateur de chaleur à micro-canaux. Il transmet son énergie avec une densité de flux thermique constante  $q''_w$  au fluide qui circule dans les micro-canaux. Le nanofluide entre dans les micro-canaux avec des vitesses et des températures uniformes puis s'écoule tout en portant l'énergie dissipée par les composants électroniques, finalement, il sort chauffé à travers la deuxième extrémité des micro-canaux (sortie des micro-canaux). Dans cette étude on prend un seul micro-canal et on tient compte de la symétrie par rapport à l'axe Y .



**Figure (III.3):** La géométrie de l'écoulement du nanofluide dans le dissipateur de chaleur à micro-canaux.

### III.4.2.1. Equations du problème

Dans cette section, nous présentons selon les hypothèses formulées ci-dessus le système d'équations qui régit l'écoulement et le transfert de chaleur par convection forcée tridimensionnelle dans le système de coordonnées cartésiennes. Ces équations peuvent être données sous la forme suivante :

- **Equation de continuité :**

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{III. 12})$$

- **Equations de quantité de mouvement Suivant X:**

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[ -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_{nf} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \right] \quad (\text{III. 13})$$

- **Equations de quantité de mouvement Suivant Y:**

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[ -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu_{nf} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \right] \quad (\text{III. 14})$$

- **Equations de quantité de mouvement Suivant Z:**

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[ -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu_{nf} \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \right] \quad (\text{III. 15})$$

- **Equation de l'énergie :**

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_{nf} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III. 16})$$

Où la diffusivité thermique du nanofluide  $\alpha_{nf} = k_{nf} / \rho_{nf} c_{nf}$

#### III.4.2.2. Les propriétés thermo-physiques

Les propriétés thermo-physiques des nanoparticules de diamètre moyen  $d_p = 38 \text{ nm}$  et du fluide de base sont prises à la température de référence à l'entrée, i.e :  $T_{in} = T_0 = 293\text{K}$ , elles sont présentés dans le **tableau (III.1)** ci-dessus.

Si on suppose que les propriétés sont constantes (indépendantes de la température) et que la dispersion des particules est uniforme, les propriétés physiques et thermiques du mélange (**eau/g – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**) sont obtenues à partir des propriétés des deux constituants du nanofluide, avec la supposition de l'équilibre thermique entre les particules et le fluide autour d'elles. Donc pour  $\phi = 1\%$ ,  $4\%$ , la masse volumique effective constante est donnée par l'équation **(III.8)**, la capacité calorifique effective constante par l'équation **(III.9)**, la

viscosité dynamique effective constante par l'équation **(III.10)** et la conductivité thermique effective constante par l'équation **(III.11)**

Les propriétés thermo-physiques dépendantes de la température telles que la masse volumique effective et la capacité calorifique du nanofluide restent presque invariables tandis que la viscosité dynamique effective et la conductivité thermique effective sont données en fonction de la température comme suit :

- **La viscosité dynamique effective dépendante de la température:**

Pour  $\varphi = 1\%$

$$\mu_{nf} = 2.9 \times 10^{-7} * T^2 - 2.0 \times 10^{-4} * T + 3.4 \times 10^{-2} \text{ (Pa} \cdot \text{s)} \quad \text{(III. 17)}$$

Pour  $\varphi = 4\%$

$$\mu_{nf} = 3.4 \times 10^{-7} * T^2 - 2.3 \times 10^{-4} * T + 3.910^{-2} \text{ (Pa} \cdot \text{s)} \quad \text{(III. 18)}$$

- **La conductivité thermique effective dépendante de la température :**

Pour  $\varphi = 1\%$

$$k_{nf} = 0.003352 * T - 0.3708 \text{ (W/m K)} \quad \text{(III. 19)}$$

Pour  $\varphi = 4\%$

$$k_{nf} = 0.004961 * T - 0.8078 \text{ (W/m K)} \quad \text{(III. 20)}$$

A cause de l'absence des résultats expérimentaux, les formules classiques équations **(III.8)** et **(III.9)** sont celles utilisées pour calculer la masse volumique et la chaleur spécifique d'un mélange à deux phases avec la supposition de l'équilibre thermique entre les particules et le fluide autour d'elles. Les équations **(III.17)**, **(III.18)** ont été proposées par **(Petra et al. [148])** pour calculer la viscosité dynamique effective du nano fluide en fonction de la température en Kelvin ; elles ont été obtenues à partir des données expérimentales disponibles pour le mélange considéré. Les résultats obtenus avec  $\mu_{nf}$  variable ont été comparés avec ceux obtenus dans le cas d'une viscosité constante **(III.10)**. Cette formule étant obtenue des données expérimentales par la méthode des moindres-carrés **[145]**. Elle a été choisie à cause de l'invalidité de la formule proposée par Einstein et par la suite améliorée par **(Brinkman [131] et Batchelor [149])** pour l'estimation de la viscosité dynamique effective du nano fluide. Les équations **(III.19)**, **(III.20)** pour calculer la conductivité thermique effective du



nanofluide en fonction de la température en Kelvin, ont été obtenues via un ajustement polynômial à partir des résultats expérimentaux publiés par (**Petra et al. [148]**). Les résultats obtenus avec  $k$  variable ont été comparés avec ceux obtenus dans le cas d'une conductivité thermique effective constante calculée utilisant les modèles classiques bien connus tels que ceux attribués à (**Hamilton-Crosser [103]**), équation (**III.11**).

### III.4.2.3. Conditions aux limites dimensionnelles

Le système d'équations (**III.12**)- (**III.16**) est un ensemble d'équations aux dérivées partielles non linéaires nécessitant l'utilisation d'un ensemble approprié de conditions aux limites pour le résoudre.

- A l'entrée des micro-canaux, une vitesse axiale et un profil de température uniformes ont été imposés.

$$T_{in} = T_0 = 293K \quad (III. 21)$$

$$w_{in} = -\frac{Re \cdot \mu_{nf}}{D_h} ; u_0 = 0 ; v_0 = 0 \quad (III. 22)$$

- A la sortie des micro-canaux le transfert de chaleur et l'écoulement sont développés.

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0; \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0; \frac{\partial u}{\partial z} = 0; \frac{\partial v}{\partial z} = 0; \frac{\partial w}{\partial z} = 0; p = p_{atm} \quad (III. 23)$$

- Les conditions aux limites thermiques sont supposées adiabatiques sur toutes les parois extérieures du dissipateur de chaleur à micro-canaux. Sauf une densité du flux de chaleur  $q''_w$  constante a été imposée sous sa base.

$$q''_w = -k_s \frac{\partial T_s}{\partial n} |_{y=-H/2} \quad (III. 24)$$

- Sur toutes les parois interfaces fluide-solide, les conditions de non-glissement du fluide ont été imposées.
- Le problème conjugué avec la combinaison de conduction/convection est pris en compte, les deux transferts sont couplés avec la continuité de la température et du densité du flux thermique aux interfaces entre le fluide et le solide, cette continuité étant exprimée mathématiquement par les formules:

$$T_{nf,\Gamma'} = T_{s,\Gamma'} \quad (\text{III. 25})$$

$$-k_{nf} \cdot \frac{\partial T_{nf}}{\partial n} |_{nf} = -k_s \cdot \frac{\partial T_s}{\partial n} |_s \quad (\text{III. 26})$$

Où  $k_{nf}$  ;  $k_s$  sont la conductivité thermique du nanofluide et du dissipateur de chaleur à micro-canaux successivement.

#### III.4.2.4. Paramètres caractéristiques du problème

Ce problème de l'écoulement convectif forcé peut être caractérisé par certains paramètres sans dimension à savoir le nombre de Reynolds  $Re = \rho_{nf} \cdot w_{in} \cdot D_h / \mu_{nf}$  , le débit massique du fluide dans le canal  $\dot{m} = \rho_{nf} \cdot w_{in} \cdot D \cdot w$ , la longueur du dissipateur de chaleur ( $L_{hs}$ ) , la largeur du dissipateur de chaleur ( $W_{hs}$ ), la hauteur du dissipateur de chaleur (H), la demi épaisseur de l'ailette entre les micro-canaux ( $w_s$ ) , la hauteur du micro-canal (D), la largeur de micro-canal (w), le diamètre hydraulique du canal  $D_h = 2 \cdot D \cdot w / (D + w)$ . Tous ces paramètres ont une influence sur le transfert de la chaleur et l'écoulement du nanofluide.

#### III.4.3. Cas 3:

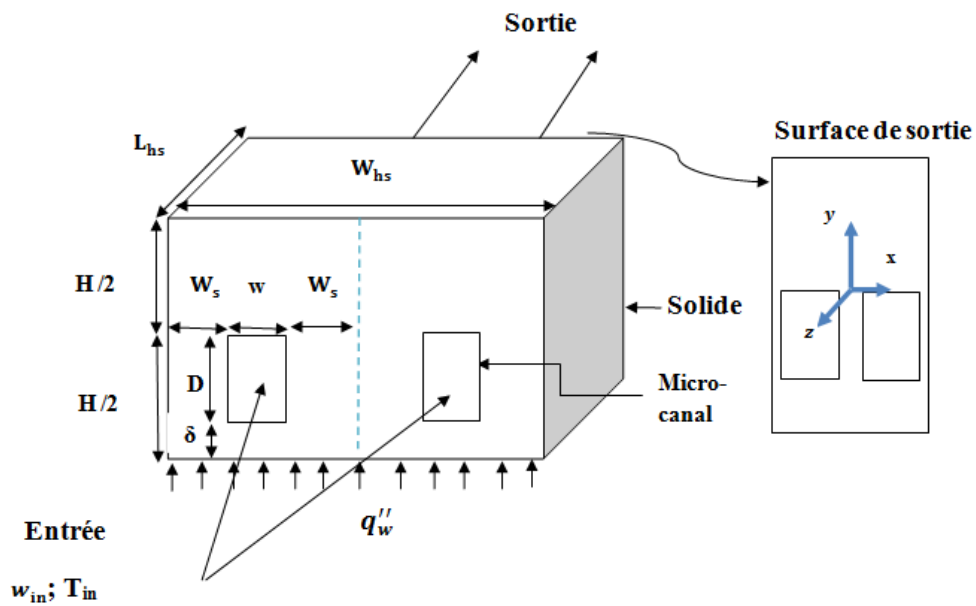
**Etude numérique de l'effet des paramètres géométriques et de la température sur la convection forcée d'un nanofluide (eau/ $\gamma$ - $Al_2O_3$ ) dans un dissipateur de chaleur à micro-canaux.**

Dans ce dernier travail La convection laminaire a été simulée dans trois géométries différentes de sections G1, G2 et G3 afin d'étudier l'effet des paramètres géométriques sur le transfert thermique. Les sections d'entrée de G1 et G2 étant les plus petites tandis que G3 étant la plus grande. Le nanofluide utilisé est de l' (eau/ $\gamma$ - $Al_2O_3$ ) avec une approche monophasique. La fraction volumique des nanoparticules dans le mélange est de 0% (i.e. l'eau pure), 1% et 4%. Les études ont été menées pour une gamme de nombre de Reynolds de 200 à 1200 et pour une densité de flux thermique  $q_w'' = 6 \times 10^5$  à  $1.5 \times 10^6$  ( $W/m^2$ ).

La **figure (III.5)** montre le domaine de calcul et la configuration géométrique des dissipateurs de chaleur à micro-canaux en forme rectangulaire, chacun ayant une largeur de

58.00  $\mu\text{m}$ ; 59.85  $\mu\text{m}$  ; 62.70  $\mu\text{m}$  , une longueur de 181  $\mu\text{m}$  ; 189  $\mu\text{m}$  ; 198  $\mu\text{m}$  et une profondeur de 10<sup>4</sup>  $\mu\text{m}$ . Ils sont tous fabriqués en silicium de conductivité thermique élevée.

Le composant électronique monté sous la base du dissipateur de chaleur à micro-canaux transmet son énergie avec une densité de flux thermique constant  $q''_w$  au fluide qui circule dans les micro-canaux. Le nanofluide entre dans le micro-canal avec une vitesse et une température uniformes puis s'écoule au sein du canal tout en portant l'énergie dissipée par les composants électroniques ; finalement, il sort chauffé à travers la section de sortie du micro-canal. Dans cette étude on fait la simulation dans un seul micro-canal et on tient compte de la symétrie par rapport à l'axe Y.



**Figure (III.5):** Géométrie de l'écoulement du nanofluide dans les dissipateurs de chaleur à micro-canaux.

$H = 945 \mu\text{m}$ ,  $W_{hs} = 210 \mu\text{m}$ , et:  
 $D = 181 \mu\text{m}$ ,  $w = 58 \mu\text{m}$ ,  $w_s = 23.5 \mu\text{m}$ ,  $D_h = 87.84 \mu\text{m}$  pour géométries G1  
 $D = 189 \mu\text{m}$ ,  $w = 59.85 \mu\text{m}$ ,  $w_s = 22.575 \mu\text{m}$ ,  $D_h = 90.91 \mu\text{m}$  pour géométries G2  
 $D = 198 \mu\text{m}$ ,  $w = 62.7 \mu\text{m}$ ,  $w_s = 21.15 \mu\text{m}$ ,  $D_h = 95.24 \mu\text{m}$  pour géométrie G3.

### III.4.3. Equations du problème et propriétés thermo-physiques utilisées

On applique les mêmes hypothèses de simplification que dans l'application précédente et nous nous intéressons dans cette étude à l'influence de la taille des micro-canaux sur l'amélioration des performances thermiques et hydrodynamiques d'un dissipateur de chaleur à micro-canaux.

Les équations fondamentales régissant l'écoulement tridimensionnel sont les équations **(III.12-III.16)**. Les formules utilisées dans le cas de propriétés thermo-physiques constantes sont les formules **(III.8-III.11)** et celles utilisées dans le cas de propriétés thermo-physiques dépendantes de la température sont les formules **(III.17-III.20)**. Les conditions aux limites utilisées sont celles données par les équations **(III.21-III.26)**. Les paramètres caractéristiques du problème restent les mêmes que dans l'application précédente.

# Chapitre IV

## Méthode numérique

### IV.1. Résolution numérique à l'aide du code CFD

#### IV.1.1. Définition de la CFD

Les calculs numériques en mécanique des fluides (CFD) constituent l'une des branches de la mécanique des fluides qui utilise des méthodes et des algorithmes numériques pour résoudre et analyser les problèmes qui impliquent les écoulements des fluides et le transfert thermique. La CFD se compose de deux étapes :

- Une génération du maillage : division du domaine physique en volumes de contrôles.
- Une discrétisation des différentes équations intégro-différentielles par rapport aux volumes de contrôles obtenant ainsi un système d'équations algébriques pour chaque variable dépendante du problème à résoudre.

Le code Fluent 6.3 de la résolution numérique est bien établi et fournit ainsi un bon départ à la résolution des problèmes d'écoulements et de transfert de chaleur, même si ces problèmes sont compliqués. Ce code possède aussi la capacité d'adaptation à la variation de propriétés thermo-physiques en fonction de la température ou d'autres paramètres.

La base fondamentale de tout problème CFD est constituée des équations de Navier-Stokes, qui définissent tout écoulement de fluide monophasique. La solution obtenue pour une configuration donnée n'est pas exacte. Elle est approximative pour les raisons suivantes :

- D'abord, parce qu'on résout les équations de Navier-Stokes numériquement en les discrétisant.
- Deuxièmement, et comme on le verra un peu plus loin, pour des raisons de limitation de la puissance de calcul et de mémoire, certains termes des équations à résoudre sont remplacés par des modèles approximatifs afin de faciliter la résolution de ces équations.

### IV.1.2. Intérêts de la CFD

Les équations de conservation de quantité de mouvement et de l'énergie régissant les écoulements accompagnés de transfert thermique sont des équations différentielles aux dérivées partielles non linéaires, elliptiques et couplées. En raison de leur complexité, ces équations sont résolues à l'aide des méthodes numériques. Ces méthodes consistent à remplacer ce système continu par un autre système algébrique discret.

Actuellement, trois grandes méthodes numériques sont utilisées pour la discrétisation. Ce sont les méthodes des différences finies, des éléments finis et des volumes finis.

La méthode des différences finies consiste à discrétiser les équations continues aux nœuds d'un maillage prédéfini en calculant chaque dérivée partielle à l'aide d'un développement en séries de Taylor tronquées pour obtenir des équations linéaires reliant la valeur des inconnues en un nœud aux valeurs de ces mêmes inconnues aux nœuds voisins.

La technique des éléments finis discrétise l'espace à l'aide d'éléments géométriques simples (généralement des triangles ou des quadrangles). En suite, la forme forte des équations est remplacée par la forme faible dans laquelle les inconnues sont approximées par une combinaison linéaire de fonctions de base dont le support est un des éléments.

La méthode des volumes finis, consiste à exprimer le bilan de la grandeur étudiée (masse, énergie, quantité de mouvement ...) sur un volume de contrôle [152].

Les volumes de contrôle sont généralement rectangulaires délimités par des lignes parallèles aux axes des coordonnées. Cependant, il est possible, actuellement, d'utiliser des volumes de diverses formes. L'un des principaux avantages de cette méthode est d'assurer une conservation intégrale exacte des grandeurs quelle que soit la taille du maillage et c'est pour cette raison qu'elle est très largement utilisée pour la résolution des phénomènes gouvernés par des équations aux dérivées partielles.

Dans cette thèse, la méthode des volumes finis a été utilisée pour accomplir la discrétisation. L'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) a été utilisé pour le couplage vitesse-pression. Afin d'obtenir des résultats d'une précision acceptable, un schéma amont de deuxième ordre (second order upwind) a été utilisé pour le traitement des termes convectifs dans les équations de quantité du mouvement et de la chaleur. La procédure, ligne par ligne, qui est la combinaison de l'algorithme de la matrice tri-diagonale (TDMA) et de la technique itérative de Gauss-Seidel est appliqué pour résoudre les ensembles d'équations algébriques résultant pour chaque variable après discrétisation.

Ces équations sont résolues après l'incorporation des conditions aux limites du problème considéré. Le solveur cherche alors une solution des champs de pression, vitesse et température qui équilibre le système de lois de conservation (masse, quantité de mouvement, énergie). Le critère d'arrêt de ce calcul itératif, imposé par l'utilisateur, est souvent le résidu de toutes les variables du problème considéré. Toutefois, il est bien souvent nécessaire d'imposer d'autres critères de convergence, comme la conservation du débit, la constance aux cours des itérations d'une quantité d'intérêt (par exemple la pression statique à l'entrée d'une pompe) qui ont un sens plus physique par rapport au problème étudié. Le résidu est l'écart absolu de la valeur d'une variable donnée entre deux itérations consécutives. Lorsque celui-ci devient faible (de l'ordre de  $10^{-4}$  pour toutes les équations qui régissent l'écoulement), le calcul peut être arrêté. On dit que la solution itérative a convergé. La sous-relaxation est utilisée afin d'éviter les divergences de la solution.

## IV.2. Notions générales sur la méthode des volumes finis

La résolution d'un problème par la méthode des volumes finis, passe par les étapes suivantes :

- Maillage du domaine physique de calcul (distribution des volumes de contrôle)
- Discrétisation des différentes équations régissant le phénomène considéré.
- Choix d'un algorithme de résolution des systèmes d'équations obtenues après la discrétisation.
- Résolution du système algébrique non linéaire obtenu.

Le domaine de calcul est divisé en un nombre fini de sous-domaines élémentaires, appelés volumes de contrôle, et qui sont généralement rectangulaires. Chacun des volumes englobe un nœud, dit nœud principal, comme il est indiqué sur la **figure (IV.1)**. La technique des volumes finis consiste à intégrer les équations aux dérivées partielles pour obtenir les équations discrétisées, qui conservent toutes les grandeurs physiques sur chaque volume de contrôle.

Pour un nœud principal P, les points E et W (Est et Ouest) sont des voisins dans la direction X, tandis que N et S (Nord et Sud) sont ceux dans la direction Y. Le volume de contrôle entourant P est montré par des lignes discontinues, alors que les faces sont localisées aux points *e* et *w* dans la direction X, *n* et *s* dans la direction Y.

Les grandeurs scalaires : pression et température sont stockées dans le nœud P du maillage, représenté par la **figure (IV.1)**, tandis que les grandeurs vectorielles  $u$  et  $v$  sont stockées au milieu des segments reliant les nœuds. L'équation générale de transport pour la température et la pression est intégrée sur le volume de contrôle, associé aux variables scalaires et les équations de quantité de mouvement pour  $u$ ,  $v$ ,  $w$  sont intégrées sur les volumes de contrôles, associés aux composantes de vitesse.

Le volume de contrôle de la composante  $u$  est décalé suivant la direction  $X$  par rapport au volume de contrôle principal (**voir la Figure (IV.3a)**), celui de la composante  $v$  est décalé suivant la direction  $Y$  (**voir la Figure (IV.3b)**) et celui de la composante  $w$  est décalé suivant la direction  $Z$  (**voir la Figure (IV.3c)**). Ce type de maillage, dit « maillage décalé », permet d'avoir une bonne approximation des flux convectifs et une meilleure évaluation des gradients de pression, ainsi qu'une stabilisation numérique de la solution.

Dans cette thèse, la résolution du problème est effectuée par le code commercial Fluent version 6.3, qui est basé sur la méthode des volumes finis, en utilisant le schéma (amont de deuxième ordre) pour la discrétisation des équations de quantité de mouvement et de l'énergie.

Cette méthode est appliquée en tenant compte des hypothèses suivantes :

- 1- Les flux aux interfaces du volume de contrôle restent uniformes.
- 2- La variable général  $\phi$  change linéairement entre deux nœuds successifs.

Pour l'**application I** de cette thèse où le champ d'écoulement est supposé bidimensionnel axisymétrique le maillage utilisé a été généré à l'aide du logiciel Gambit 2.3 utilisant des cellules quadrilatérales non uniformes **QUAD/submap** avec une grande concentration de nœuds dans les régions de la rentrée et près de toutes les parois. Il est donné dans la **figure (IV.6)**. Dans le cas tridimensionnel (**Applications II, III**), où la direction principale de l'écoulement est la direction  $Z$ , le maillage utilisé est obtenu par un balayage du maillage de la surface  $X$ - $Y$  (formé de cellules quadrilatérales non uniformes **QUAD/pave**) suivant la direction  $Z$ . Il est donné dans la **figure (IV.7)**.



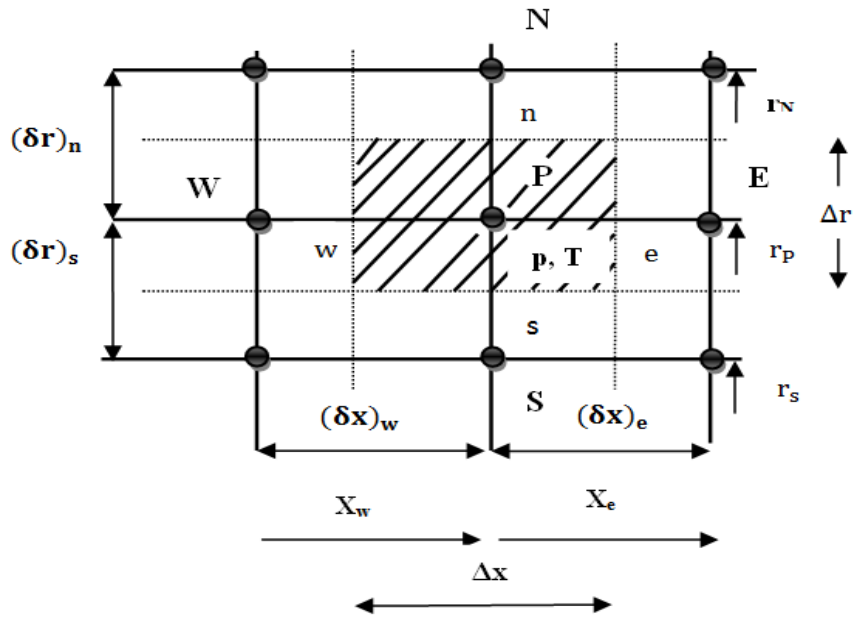


Figure (IV.1) : Volume de contrôle du nœud P en coordonnées cylindriques 2D.

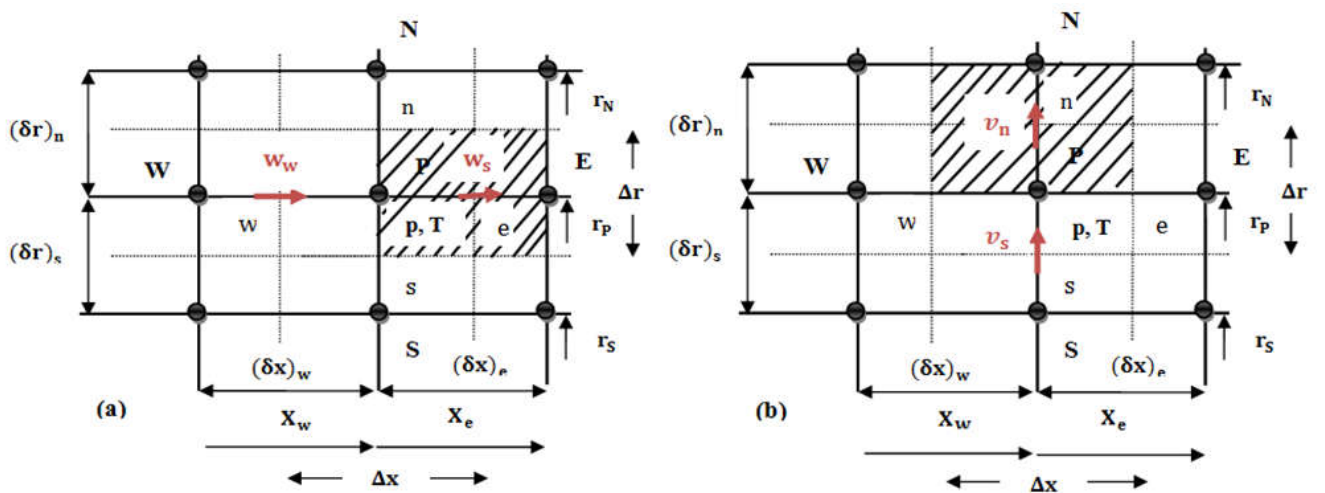
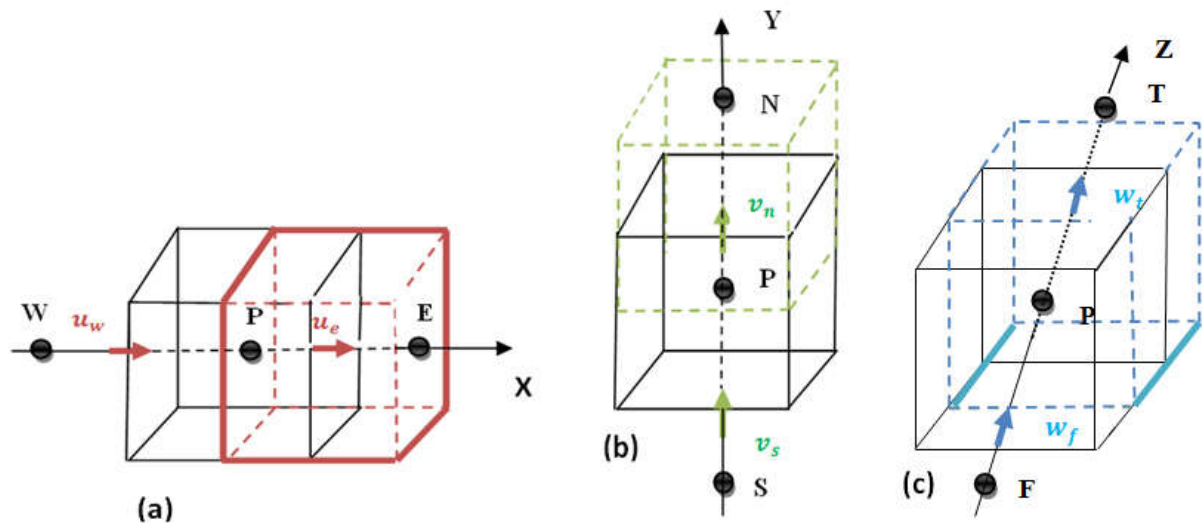


Figure (IV.2) : Volumes de contrôle décalés de: (a) la vitesse  $w$  ; (b) la vitesse  $v$  en coordonnées cylindriques 2D.



**Figure (IV.3) :** Volumes des contrôles décalés de : (a) la vitesse  $\mathbf{u}$  ; (b) la vitesse  $\mathbf{v}$  ; (c) la vitesse  $\mathbf{w}$  en coordonnées cartésiennes 3D.

### IV.3. Forme générale des équations du modèle mathématique

Les équations du modèle mathématique donné dans le chapitre III, représentant la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie en régime permanent peuvent toutes être mises sous la même forme générale suivante:

$$\underbrace{\sum_{j=1} \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho r u_j \phi)}_{\text{I}} = \underbrace{\sum_{j=1} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( r \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)}_{\text{II}} + \underbrace{r S_\phi}_{\text{III}} \quad (\text{IV.1})$$

Avec :

I: Terme convectif.

II: Terme diffusif.

III: Terme source

**IV.3.1. Forme générale dans le cas de coordonnées cylindriques bidimensionnelles (r, z) (Application I de la thèse)**

L'équation générale de transport s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(\rho_{nf}rv\phi)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho_{nf}rw\phi)}{\partial z} = \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( r\Gamma_{\phi} \frac{\partial\phi}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left( r\Gamma_{\phi} \frac{\partial\phi}{\partial r} \right) \right] + S_{\phi} \quad (IV.2)$$

Où la **variable**, le **coefficient de diffusion**  $\Gamma_{\phi}$  et le **terme source**  $S_{\phi}$  sont donnés dans le **tableau (IV.1a)** pour les quatre équations du modèle mathématique.

| Equations                       | Variable $\phi$ | Coefficient de diffusion $\Gamma_{\phi}$ | Terme source $S_{\phi}$                                   |
|---------------------------------|-----------------|--|---|
| Continuité                      | 1               | 0  | 0   |
| Quantité de mouvement suivant z | v               | $\mu_{nf}$                               | $-\frac{\partial p}{\partial z}$                          |
| Quantité de mouvement suivant r | w               | $\mu_{nf}$                               | $-\frac{\partial p}{\partial r} - \mu_{nf} \frac{w}{r^2}$ |
| Energie                         | T               | $\frac{k_{nf}}{C_{p_{nf}}}$              | 0   |

**Tableau (IV.1a):** Différents termes de l'équation de transport. (Application I).

**IV.3.2 Forme générale dans le cas de coordonnées cartésiennes tridimensionnelles (x, y, z) (Applications II et III de la thèse)**

L'équation générale de transport s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w\phi) \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_{\phi} \frac{\partial\phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma_{\phi} \frac{\partial\phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \Gamma_{\phi} \frac{\partial\phi}{\partial z} \right) + S_{\phi} \end{aligned} \quad (IV.3)$$

Où la **variable**, le **coefficient de diffusion**  $\Gamma_\phi$  et le **terme source**  $S_\phi$  sont donnés dans le **tableau (IV.1b)** pour les cinq équations du modèle mathématique.

| Equations                              | Variable $\phi$ | Coefficient de diffusion $\Gamma_\phi$ | Terme source $S_\phi$            |
|--|-----------------|--|----------------------------------|
| Continuité                             | 1               | 0                                      | 0                                |
| Quantité de mouvement suivant <b>x</b> | $U$             | $\mu_{nf}$                             | $-\frac{\partial p}{\partial x}$ |
| Quantité de mouvement suivant <b>y</b> | $V$             | $\mu_{nf}$                             | $-\frac{\partial p}{\partial y}$ |
| Quantité de mouvement suivant <b>z</b> | $W$             | $\mu_{nf}$                             | $-\frac{\partial p}{\partial z}$ |
| Energie                                | $\theta$        | $\frac{k_{nf}}{C_{p_{nf}}}$            | 0                                |

**Tableau (IV.1b):** Différents termes de l'équation de transport. (**Applications II, III**).

#### IV.4. Discrétisation des équations de conservation de quantité de mouvement et de l'énergie

Dans le code Fluent 6.3 les variables stockées au centre de la cellule doivent être interpolées aux faces du volume de contrôle. Plusieurs schémas d'interpolation d'ordre de précision 1 ou 2 ou même 3 sont disponibles dans la code: Schéma Hybride, Schéma Amont, Schéma QUICK, etc...

Ces schémas sont appliqués aux termes convectifs des équations gouvernantes, les termes visqueux étant automatiquement discrétisés par les différences centrées de second ordre pour assurer une bonne précision des résultats.

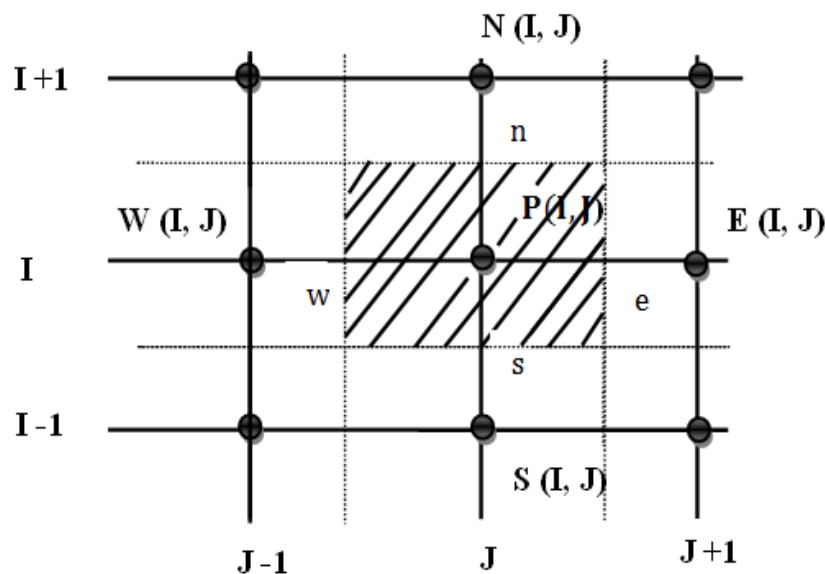
Pour les trois cas simulés dans ce travail, le schéma utilisé est le "Schéma Amont (Upwind) du second ordre" parce qu'il donne des résultats précis pour les écoulements laminaires.

Pour la description de la méthode de discrétisation il suffit de prendre une équation de transport qui s'applique au cas bidimensionnel. La méthode peut être généralisée facilement aux cas tridimensionnels. L'équation aux dérivées partielles à discrétiser est donc l'équation (IV.3) en deux dimensions, c'est à dire:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_{\phi} \quad (\text{IV.4})$$

Cette équation est intégrée sur le volume de contrôle correspondant à la variable  $\phi$  afin d'obtenir un système d'équations algébriques (une équation algébrique pour chaque volume de contrôle entourant le nœud  $(i, j)$  du domaine de calcul, avec  $i=1,m, j=1,n$ ), dont la résolution fournit le champ de  $\phi$ . Chaque équation algébrique relie les valeurs de  $\phi$  aux nœuds P, E, W, N et S.

Considérons, pour illustrer, l'intégration sur le volume de contrôle de la **figure (IV.4)**



**Figure (IV.4):** Volume de contrôle pour l'intégration de l'équation (IV.4).

L'équation (IV.4) peut être réécrite comme suit:

$$\begin{aligned} & \int \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v \phi) \right] dV = \\ & \int \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right] dV + \\ & \int S_\phi dV \end{aligned} \quad (IV.5)$$

Où  $dV$  est un volume infinitésimal ( $dV = dx \cdot dy$ ) du volume de contrôle  $\Delta V = \Delta x \cdot \Delta y$ .

C'est-à-dire :

$$\begin{aligned} & \int_s^n \int_w^e \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v \phi) \right] dx dy = \int_s^n \int_w^e \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right] dx dy + \\ & \int_s^n \int_w^e S_\phi dx dy \end{aligned} \quad (IV.6)$$

La transformation de cette équation en une équation algébrique nous oblige de supposer que :

- La variable  $\phi$  change linéairement entre deux nœuds dans toutes les directions.
- Les valeurs des débits ( $\rho u$ ) et ( $\rho v$ ) restent constantes et uniformes aux interfaces du volume de contrôle.

Sur la base de ces hypothèses, l'intégration de l'équation (IV.6) et après le regroupement des termes, nous donne :

$$\frac{J_e - J_w}{\Delta x} \Delta V + \frac{J_n - J_s}{\Delta y} \Delta V = \overline{S_\phi} \Delta V \quad (IV.7)$$

Où  $J$  représente le flux total (flux convectif+flux diffusif) aux interfaces du volume de contrôle :

$$J_{e/w} = (\rho u \phi)_{e/w} - \Gamma_{\phi e/w} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{e/w}$$

$$J_{n/s} = (\rho u \phi)_{n/s} - \Gamma_{\phi n/s} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{n/s}$$

Afin d'accélérer la convergence de la solution, la valeur moyenne du terme source  $\overline{S_\phi}$ , évaluée au centre du volume de contrôle, est linéarisée comme suit :

$$\overline{S_\phi} = b \phi_P + c$$

Où  $b$  et  $c$  sont des constantes,  $b$  étant négative.

L'intégration de l'équation de continuité bidimensionnelle nous donne :

$$\frac{u_e - u_w}{\Delta x} + \frac{v_e - v_w}{\Delta y} = 0 \quad (\text{IV. 8})$$

En multipliant cette équation par la variable  $\phi_P$  (valeur de  $\phi$  au nœud (i, j)) et en soustrayant l'équation résultante de l'équation (IV. 7) nous obtenons :

$$[(J_e - u_e \phi_P) - (J_w - u_w \phi_P)]\Delta y + [(J_n - u_n \phi_P) - (J_s - u_s \phi_P)]\Delta x = (b\phi_P + c)\Delta x\Delta y \quad (\text{IV. 9})$$

Cette équation est ensuite transformée en équation algébrique dont les coefficients varient selon le schéma numérique choisi (voir **Patankar [152]**):

$$a_P \phi_P = a_e \phi_E + a_w \phi_W + a_n \phi_N + a_s \phi_S + c' \quad (\text{IV. 10})$$

Avec :

$$a_e = \tilde{D}_e A(|Pe_e|) + \max(0, -\tilde{F}_e)$$

$$a_w = \tilde{D}_w A(|Pe_w|) + \max(0, -\tilde{F}_w)$$

$$a_n = \tilde{D}_n A(|Pe_n|) + \max(0, -\tilde{F}_n)$$

$$a_s = \tilde{D}_s A(|Pe_s|) + \max(0, -\tilde{F}_s)$$

$$a_P = a_e + a_w + a_n + a_s - b'$$

$$b' = b\Delta x\Delta y, c' = c\Delta x\Delta y$$

$$\tilde{D}_e = \Gamma_e \frac{\Delta y}{\delta x_e} \quad ; \tilde{F}_e = \rho u_e \Delta y \quad ; Pe_e = \frac{\tilde{F}_e}{\tilde{D}_e}$$

$$\tilde{D}_w = \Gamma_w \frac{\Delta y}{\delta x_w} \quad ; \tilde{F}_w = \rho u_w \Delta y \quad ; Pe_w = \frac{\tilde{F}_w}{\tilde{D}_w}$$

$$\tilde{D}_n = \Gamma_n \frac{\Delta x}{\delta y_n} \quad ; \tilde{F}_n = \rho u_n \Delta x \quad ; Pe_n = \frac{\tilde{F}_n}{\tilde{D}_n}$$

$$\tilde{D}_s = \Gamma_s \frac{\Delta x}{\delta y_s} \quad ; \tilde{F}_s = \rho u_s \Delta x \quad ; Pe_s = \frac{\tilde{F}_s}{\tilde{D}_s}$$

Où  $\tilde{D}_e, \tilde{F}_w$  sont les coefficients de diffusion et de convection respectivement.

La fonction d'interpolation  $A(|Pe|)$  varie selon le schéma d'interpolation choisi. Elle est donnée dans le **tableau (IV.2)** pour les cinq schémas numériques classiques.

| schéma             | Loi $A( Pe )$                      |
|--------------------|------------------------------------|
| Différence central | $1 - 0.5  Pe $                     |
| Upwind             | 1.                                 |
| Hybride            | $\text{Max} (0 ; 1 - 0.5  Pe )$    |
| Puissance          | $\text{Max} (0; (1 - 0.1  Pe )^5)$ |
| Exponentielle      | $\frac{ Pe }{e^{ Pe } - 1}$        |

**Tableau (IV.2):** Différents schémas numériques de discrétisation.

Toutes les équations de transport, après avoir été discrétisées, peuvent être mises sous la forme générale suivante :

$$a_p \phi_p = \sum_{nb=E,W,N,S} a_{nb} \phi_{nb} + \overline{S_\phi} \quad (IV. 11)$$

Où le terme de sommation indique tous les nœuds voisins au nœud central P .

### IV.5. Choix du schéma d'interpolation de la pression

Dans le code Fluent 6.3 plusieurs schémas d'interpolation de la pression sont disponibles :

- Le schéma force de volume pondéré "Body-Force-Weighted" est recommandé pour les écoulements impliquant d'importantes forces de volume (ex. convection naturelle à haut nombre de Rayleigh).
- Le schéma "PRESTO" (Pressure Staggering Option) est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés.



- Le schéma au second ordre à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles.
- Le schéma linéaire "Linear" est disponible comme alternative au cas où les autres options présentent des difficultés de convergence ou génèreraient des comportements non physiques.

Pour les trois cas traités dans cette thèse, le schéma "Second ordre" a été adopté afin de maximiser la précision des résultats de calcul.

#### IV.6. Choix de la méthode de couplage Pression -Vitesse

La présence de la pression dans les équations de conservation de quantité de mouvement sous forme de gradient rend la résolution de celles-ci plus compliquée, pour la principale raison est que cette pression est inconnue et constitue l'une des variables du problème. Pour la déterminer, il faut tout d'abord trouver une équation pour la décrire. Cette équation sera constituée à partir de l'équation de la conservation de la masse. Le code Fluent 6.3 propose trois méthodes pour déterminer la pression à partir de cette équation :

- Les deux premières, très proches l'une de l'autre, sont la méthode "**SIMPLE**" (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations) et la méthode "**SIMPLEC**" (SIMPLE Consistent). Cette dernière méthode se distingue de la première par le fait qu'on peut lui assigner un facteur de relaxation (correction) de pression proche de 1, ceci accélère la convergence dans la plupart des cas, mais peut conduire à des instabilités de la solution.
- La Méthode "**PISO**" (Pressure Implicit with Splitting of Operators): Cette méthode fait partie des algorithmes de la famille "**SIMPLE**". Elle est recommandée pour les écoulements instationnaires ou pour les maillages contenant des cellules très obliques "highly skewed".

L'algorithme SIMPLEC a été adopté dans le présent travail car les écoulements 2D et 3D simulés sont tous en régime laminaire stationnaire.

### IV.6.1. Equation de correction de la pression

La discrétisation des équations de conservation de la quantité de mouvement sur les deux grilles des composantes  $u$  et  $v$  de la vitesse donnent respectivement :

$$a_P^u u_P = \sum_m a_m^u u_m + A_w(P_w - P_P) + c''^u \quad (\text{IV. 12a})$$

$$a_P^v v_P = \sum_m a_m^v v_m + A_s(P_s - P_P) + c''^v \quad (\text{IV. 12b})$$

Telle que :

$$a_P^u = \sum_m a_m - b''^u$$

$$a_P^v = \sum_m a_m - b''^v$$

Avec :  $A_i$  les surfaces  $A_w = r\Delta r$  et  $A_n = \Delta x$  pour 2D, et  $A_w = \Delta y$ ,  $A_n = \Delta x$  pour 3D, de sorte que  $A_w(P_w - P_P)$  et  $A_s(P_s - P_P)$  représentent les forces sur les volumes de contrôles des vitesses  $u$  et  $v$ , alors que  $(c''^u$  et  $c''^v)$  contient tous les termes sources des équations.

On commence le calcul du champ des vitesses à partir des équations (IV. 12a), (IV. 12b) en supposant une distribution  $P^*$  de la pression:

$$a_P^u u_P^* = \sum_m a_m^u u_m^* + A_w(P_w^* - P_P^*) + c''^u \quad (\text{IV. 13a})$$

$$a_P^v v_P^* = \sum_m a_m^v v_m^* + A_s(P_s^* - P_P^*) + c''^v \quad (\text{IV. 13b})$$

Ceci donnera des valeurs approchées  $u^*$  et  $v^*$  qui ne satisferont pas l'équation de continuité. Il faut donc ajouter des corrections  $u'$  et  $v'$  à ces valeurs afin de satisfaire l'équation de continuité. Ces corrections sont définies par les formules :

$$u = u^* + u' \quad (\text{IV. 14a})$$

$$v = v^* + v' \quad (\text{IV. 14b})$$

Le champ de pression qui permet d'avoir ces valeurs est alors exprimé par :

$$p = p^* + p' \quad (IV. 15)$$

Où  $u^*$  et  $v^*$  sont les vitesses calculées avec  $p^*$ .  $u'$  et  $v'$  étant les corrections de ces vitesses à déterminer pour retrouver les vitesses exactes  $u, v$  de l'itération en cours.

En soustrayant les équations (IV. 14a) et (IV. 14b) des équations (IV. 12a) et (IV. 12b) respectivement et après le regroupement des différents termes on trouve :

$$a_p^u u_p' = \sum_m a_m^u u_m' + A_w (p'_w - p'_p) \quad (IV. 16a)$$

$$a_p^v v_p' = \sum_m a_m^v v_m' + A_s (p'_s - p'_p) \quad (IV. 16b)$$

À ce moment, une approximation est introduite: les termes  $\sum_m a_m^u u_m'$  et  $\sum_m a_m^v v_m'$  sont négligés pour simplifier les équations (IV.16a) et (IV.16b). On obtient alors:

$$u_p' = \frac{A_w}{a_p^u} (p'_w - p'_p) \quad (IV. 17a)$$

$$v_p' = \frac{A_s}{a_p^v} (p'_s - p'_p) \quad (IV. 17b)$$

Avec :

$$d_w = A_w / a_p^u$$

$$d_s = A_s / a_p^v$$

Les équations (IV.17a) et (IV.17b) donnent les corrections, qui doivent être appliquées aux vitesses à travers les formules de vitesse (IV.14), ce qui donne pour les vitesses aux faces « **est** » et « **nord** » du volume de contrôle principal :

$$\begin{cases} u_e = u_e^* + d_e (P'_p - P'_E) \\ v_n = v_n^* + d_n (P'_p - P'_N) \end{cases} \quad (IV. 18)$$

L'équation de continuité intégrée sur le volume de contrôle principal, montré dans la **figure (IV.4.)** est:

$$(\rho u A)_w - (\rho u A)_e + (\rho v A)_s - (\rho v A)_n = 0 \quad (IV. 19)$$

En regroupant les différents termes de cette équation, on peut aboutir finalement à la forme standard suivante :

$$a_p P'_p = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + b \quad (IV.20)$$

Avec :

$$\begin{cases} a_E = (\rho A d)_e & ; & a_W = (\rho A d)_w \\ a_N = (\rho A d)_n & ; & a_S = (\rho A d)_s \end{cases}$$

et :

$$a_p = a_E + a_W + a_N + a_S$$

$$b = (\rho u^* A)_w - (\rho u^* A)_e + (\rho v^* A)_s - (\rho v^* A)_n \quad (IV.21)$$

Cette équation est appelée équation de correction de la pression.

Cette équation est elliptique et permet de déterminer le champ de la correction  $p'$ . Cette correction est ensuite utilisée pour corriger le champ de pression à l'aide de la formule (IV.15) et les vitesses à l'aide des équations (IV.18). Les valeurs obtenues sont alors considérées comme des nouvelles estimations des pressions et vitesses et la procédure est recommencée jusqu'à la convergence. Cette procédure est connue dans la littérature sous le nom d'Algorithme SIMPLE.

#### IV.6.2. Algorithme SIMPLE

Un organigramme récapitulatif de cette variante de méthodes de couplage vitesse-pression est donné dans la **figure (IV.5)**.

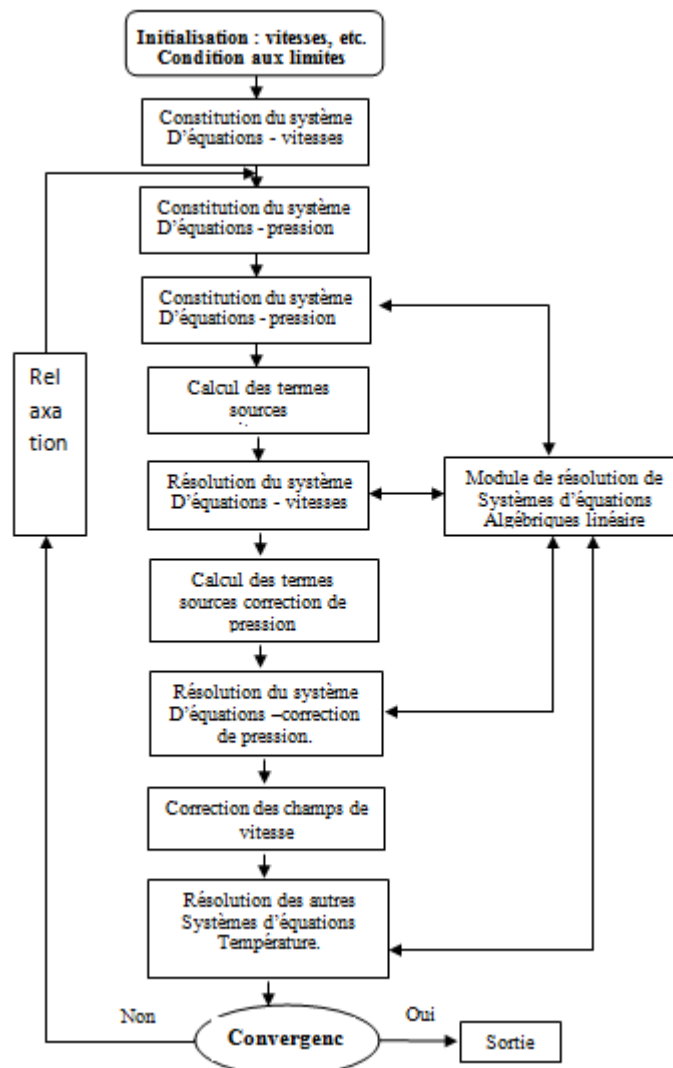


Figure (IV.5) : Algorithme SIMPLE.

## IV.7. Détails numériques

### IV.7.1. Méthode de résolution du système d'équations linéaires

D'une manière générale, le succès de la simulation dépend fortement et presque exclusivement de la méthode de résolution des systèmes d'équations algébriques obtenues après discrétisation des équations différentielles. Une attention particulière a alors été consacrée à ce point et le résultat est un algorithme de résolution très performant pour les problèmes étudiés dans le cadre de cette thèse. Nous présentons ici une description succincte de cet algorithme, les détails se trouvant dans [152].

L'algorithme est un assemblage de plusieurs techniques différentes et complémentaires, ce sont :

- La technique TDMA (Tri Diagonal Matrix Algorithm) ou algorithme de Thomas.
- La technique de balayage rangée par rangée (ligne par ligne).
- La technique de correction par blocs.

Nous commençons par balayer le domaine de calcul rangé par rangé, dans une direction donnée. Pour chaque rangée, nous appliquons la technique TDMA pour déterminer le champ de la variable considérée sur toute la rangée en question. Après le balayage complet, nous procédons à la correction du champ obtenu et ceci en calculant une correction par rangée (le système d'équations décrivant la répartition des corrections étant résolu par la même technique TDMA). Nous effectuons ensuite les mêmes étapes mais cette fois dans l'autre direction. Ainsi une itération a été réalisée et nous procédons à un test de convergence. Si le critère de convergence est satisfait le champ est déterminé sinon nous recommençons les calculs au début avec le balayage suivant la direction choisie initialement.

Cet algorithme permet de fournir une solution, après seulement quelques itérations ; même pour le champ de pression qui est le plus difficile à calculer à cause de son couplage avec celui des vitesses.

A chaque nœud du maillage **figure (IV.6)** l'équation de la variable  $\phi$  prend la forme suivante :

$$a'(I,J)\phi(I,J) = a(I+1,J)\phi(I+1,J) + a(I-1,J)\phi(I-1,J) + a(I,J+1)\phi(I,J+1) + a(I,J-1)\phi(I,J-1) + c' \quad (IV.22)$$

Avec :

$$a'(I,J) = a(I+1,J) + a(I-1,J) + a(I,J+1) + a(I,J-1) - b'' \quad (IV.23)$$

$$1 \leq I \leq NI \quad \text{et} \quad 1 \leq J \leq NJ$$

A cause de la non-linéarité de l'équation (IV.22), la solution est basée sur la méthode itérative dans laquelle le système est écrit sous la forme matricielle suivante:

$$\alpha'(I,J)\phi(I,J) = a(I,J+1)\phi(I,J+1) + a(I,J-1)\phi(I,J-1) + c'' \quad (IV.24)$$

Avec :

$$c'' = a(I+1,J)\phi(I+1,J) + a(I-1,J)\phi(I-1,J) + c'$$

$$\begin{bmatrix} -\beta'_2 D'_2 - \alpha'_2 \\ -\beta'_3 D'_3 - \alpha'_3 \\ \dots \dots \dots \\ \dots \dots \dots \\ -\beta'_{NI-1} D'_{NI-1} - \alpha'_{NI-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \dots \\ \dots \\ \phi_{NI-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c'''_1 \\ c'''_2 \\ \dots \\ \dots \\ c'''_{NI-1} \end{bmatrix} \quad (IV.25)$$

$$D' = a(I,J), \quad \alpha' = a(I,J+1), \quad \beta' = a(I,J-1)$$

On attribut à la variable  $\phi$  pour les lignes (I-1) et (I+1) les valeurs obtenues lors de l'itération précédente, on obtient alors le système à matrice tridiagonale suivant :

$$\begin{aligned} \phi_J &= \varphi'_J \phi_{J+1} + R'_J \phi_{J-1} + Z'_J \\ \varphi'_J &= \frac{\alpha'_J}{D'_J}, \quad R'_J = \frac{\beta'_J}{D'_J}, \quad Z'_J = \frac{c'''_J}{D'_J} \end{aligned} \quad (IV.26)$$

La méthode TDMA est alors utilisée pour résoudre le système d'équations (IV.26) qui peut être réécrit sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} \phi_2 &= \varphi'_2 \phi_3 + R'_2 \phi_1 + Z'_2 \\ \phi_3 &= \varphi'_3 \phi_4 + R'_3 \phi_2 + Z'_3 \\ &\vdots \\ &\vdots \\ &\vdots \\ \phi_{NJ-1} &= \varphi'_{NJ-1} \phi_N + R'_{NJ-1} \phi_{J-2} + Z'_{NJ-1} \end{aligned} \quad (IV.27)$$

Finalement on aura :

$$\phi_J = a_J \phi_{J+1} + c'''_J \quad (IV.28)$$

Avec :

$$a_j = \alpha'_j / (D'_j - \beta'_j a_{j-1})$$

$$c_j''' = (\beta'_j c_{j-1}''' + c'_j) / (D'_j - \beta'_j a_{j-1})$$

Pour déterminer la variable  $\phi$  à la colonne (J), il faut connaître les coefficients  $a_j, c_j'''$ , aux colonnes NJ-1, J=2. On calcule  $\phi_{NJ-1}$  puis  $\phi_{NJ-2}$  ... jusqu'à la valeur  $\phi_1$  qui est connue d'après les conditions aux limites, en effet:

$$a_1 = 0 \quad \rightsquigarrow \quad \phi_1 = c_1''' \quad \text{(VI. 29)}$$

Nous balayons dans le sens inverse, pour toutes les colonnes jusqu'à la ligne NJ, généralement ce balayage est refait trois fois jusqu'à la stabilisation de  $\phi(I, J)$ .

#### IV.7.2. Choix des facteurs de relaxation

La sous- relaxation est généralement utilisée dans les problèmes non linéaires pour éviter la divergence du processus itératif décrit précédemment. Elle consiste à diminuer la rapidité des changements des valeurs d'une variable, d'une itération à l'autre, par l'introduction d'un coefficient de sous relaxation  $\alpha_\phi$ .

La formule de sous-relaxation de la variable générale  $\phi$  peut-être écrite:

$$\phi \alpha_{\phi_p} = \alpha_\phi \phi_p^{k+1} + (1 - \alpha_\phi) \phi_p^k \quad \text{(IV. 30)}$$

Où :

$\phi_p^{k+1}$  est la nouvelle valeur de  $\phi_p$  à l'itération k+1.

$\phi_p^k$  est la valeur de  $\phi_p$  à l'itération précédente.

Cette variation peut être amortie par l'introduction d'un facteur de sous-relaxation  $\alpha_\phi$  tel que :  $0 \leq \alpha_\phi \leq 1$ , dont la valeur est dépendante de la nature du problème étudié, du nombre de nœuds, de la distance entre les nœuds et de la méthode itérative appliquée. Plus ce facteur est faible, plus la sous relaxation est forte et plus la convergence est lente. En remplaçant l'équation (IV.30) dans l'équation algébrique (IV.11) on trouve la forme suivante :



$$a'_p \alpha_\phi \phi_p = \sum_m a_m \phi_m + c'' + \frac{(1-\alpha_\phi)}{\alpha_\phi} a'_p \phi_p^k \quad (\text{IV. 31})$$

La sous relaxation est mise en œuvre sous cette forme dans le code Fluent 6.3. Lorsque la convergence est atteinte  $\phi_p$  et  $\phi_p^k$  tendent vers la même valeur et  $\phi_p$  vérifie automatiquement l'équation algébrique (IV. 11).

Il est bien évident que cette procédure de relaxation dans l'équation (IV. 31) , pendant la convergence  $\phi_p, \phi_p^k$  tendent vers la même valeur, où  $\phi_p$  vérifié l'équation algébrique (IV. 11)

Les facteurs de relaxation utilisés dans la présente thèse assurer la convergence sont présentés dans le **tableau (IV.3)** :

| Variables             | Facteurs de Relaxation    |
|-----------------------|---------------------------|
| Pression              | 0.3                       |
| Densité               | 1                         |
| Forces de Volume      | 1                         |
| Quantité de mouvement | 0.7 pour 2D, 0.08 pour 3D |
| Energie               | 1                         |

**Tableau (IV.3)** : Facteurs de sous relaxation pour nos problèmes.

### IV.7.3. Critère de convergence

La convergence est quantifiée par l'intermédiaire des résidus normalisés, définis pour chaque grandeur comme la somme sur tous les volumes de contrôle, des erreurs sur le bilan de  $\phi$ , divisée par le flux total  $F_{in,\phi}$  à l'entrée de la variable  $\phi$  (flux total des masses entrantes, somme de la quantité de mouvement à l'entrée de la variable  $\phi$ , etc.. ). Ils permettent de suivre la convergence des calculs au fur et à mesure des itérations.

Ce résidu est défini par :

$$R_\phi = \frac{\sum |\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + S_c - a_p \phi_p|}{F_{in,\phi}} \quad (\text{IV. 32})$$

Où :

$R_\phi$ : la somme absolue des résidus, correspondant à la variable  $\phi$  ;

$F_{in,\phi}$ : le flux total à l'entrée de la variable  $\phi$ .

Le procédé itératif est continué jusqu'à ce que la convergence soit réalisée. Les résidus normalisés doivent être inférieurs à  $10^{-4}$  et des itérations supplémentaires ne doivent pas modifier les résultats une fois la convergence atteinte.

## IV.8. Logiciels utilisés pour la présente simulation

### IV. 8.1. Logiciel Gambit :

Le logiciel Gambit 2.3 est un logiciel utilisé pour construire la géométrie 2D/3D et générer le maillage qui sert dans les calculs. Celui-ci permet de construire deux types de maillage, structuré ou non-structuré **Patankar [152]**. Il permet de définir les frontières appropriées au système considéré (interfaces, parois rigide, fluide etc.) et les domaines de calcul (fluide ou solide) d'un problème de CFD.

### IV. 8.1. Logiciel Fluent :

Le code Fluent 6.3 utilisé dans nos problèmes comme solveur est basé sur la méthode des volumes finis pour résoudre les équations associées à des écoulements de fluide. Il nous a permis de construire un modèle numérique capable de traiter le problème de l'écoulement et du transfert de chaleur par convection pour les deux cas (bi- et tridimensionnels) étudiés.

## IV.9. Etapes d'une simulation CFD à l'aide de Gambit et Fluent

### IV.9.1. Création de la Géométrie sous Gambit

Pour les cas traités dans cette thèse, la création de la géométrie ainsi que le maillage ont été faites grâce au logiciel Gambit 2.3. Nos configurations sont des formes simples où l'écoulement suit pratiquement la forme de la géométrie.

Un maillage structuré est utilisé dans le cas bidimensionnel (**Application I**) en utilisant des cellules quadrilatérales non uniformes **QUAD/submap** avec une grande concentration de nœuds dans les régions de la rentrée et près de toutes les parois (voir **Figure (IV.6)**). Dans ce cas le champ d'écoulement est supposé axisymétrique. Une grille de 500 (radiale) x60 (axial) est utilisée dans la zone entre les disques tandis que la tubulure de la région d'entrée a été

subdivisée en 7000 nœuds non uniformes pour assurer de bons résultats numériques, ce maillage comportant un grand nombre de mailles, réduit les risques d'erreurs numériques.

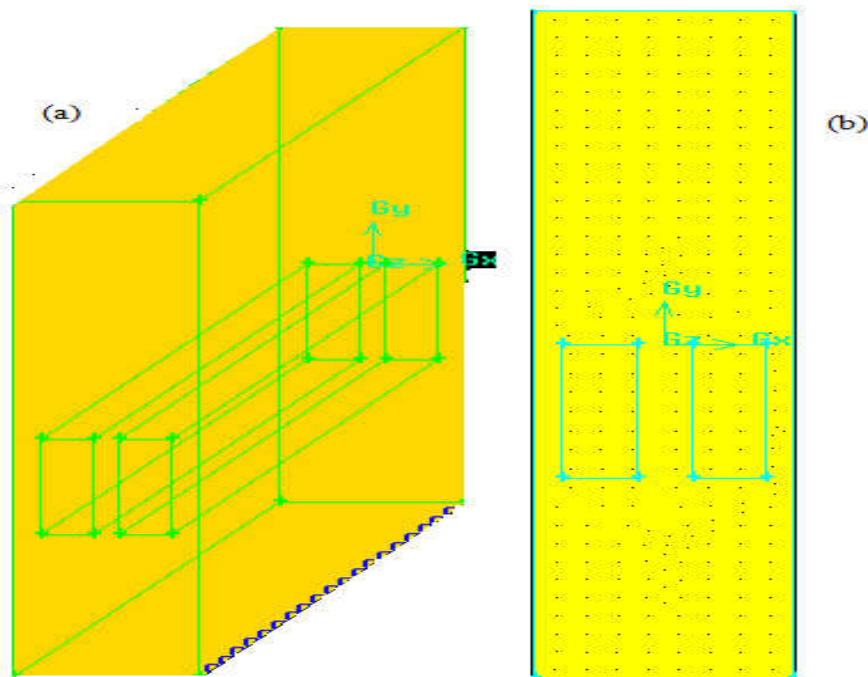
Dans le cas tridimensionnel (**Applications II**), où le champ d'écoulement est suivant la direction Z, on commence par la création d'un maillage non structuré **QUAD/pave** dans la surface contenant la section d'entrée puis on obtient le maillage complet du domaine de calcul par un balayage suivant la direction Z, avec un espacement  $\Delta Z= 2$ . On obtient alors une grille de 2850 (éléments de surface) x20 (axial) pour le domaine fluide. Pour la partie solide la même méthode est utilisée pour obtenir un maillage de 44855 (éléments de surface) x20 (axial). Pour l'**application III, géométrie G1**, le maillage comporte 2610 (éléments de surface) x 20 (axial) pour la partie fluide et 44358 (éléments de surface) x 20 (axial) pour la partie solide. Pour l'**application III, géométrie G2**, le maillage comporte 2850 (éléments de surface) x 20 (axial) pour la partie fluide et 43855 (éléments de surface) x 20 (axial) pour la partie solide. Finalement pour l'**application III, géométrie G3**, le maillage comporte 3069 (éléments de surface) x 20 (axial) pour la partie fluide et 43156 (éléments de surface) x 20 (axial) pour la partie solide, comme montré dans la **figure (IV.7)**.

#### IV.9.2. Vérification du maillage

La vérification de la qualité du maillage est accomplie par le logiciel Fluent avant le début des calculs. Une bonne qualité de maillage repose sur la minimisation des éléments présentant des distorsions (skewness en anglais), et sur une bonne résolution dans les régions présentant un fort gradient (couches limites, ondes de choc, . . .).



**Figure (IV.6) : Maillage surfacique en 2D d'un Jet impactant micro-canal (Application I).**



**Figure (IV.7) :** Maillage: (a) volumique en 3D, (b) surfacique 2D du dissipateur de chaleur à micro-canaux (**Applications II, III**).

### IV. 9.3. Définition des frontières de nos problèmes

La définition des frontières est basée sur les conditions aux limites imposées au problème bi-dimensionnel ou tri- dimensionnel. Les types de frontières utilisées pour les applications 2D et 3D sont illustrés dans les **figures (IV.8), (IV.9)** respectivement. Il faut définir les faces qui constituent des parois, et celles qui constituent des entrées ou des sorties.

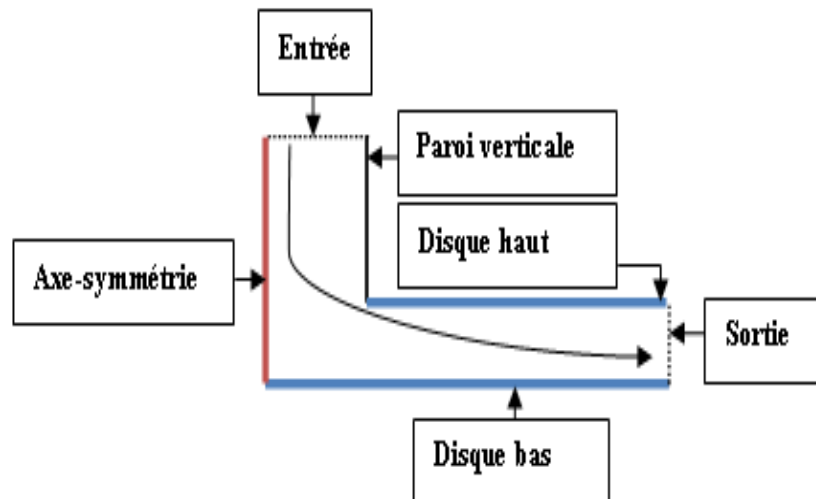


Figure (IV.8): Types de frontières de la géométrie 2D.

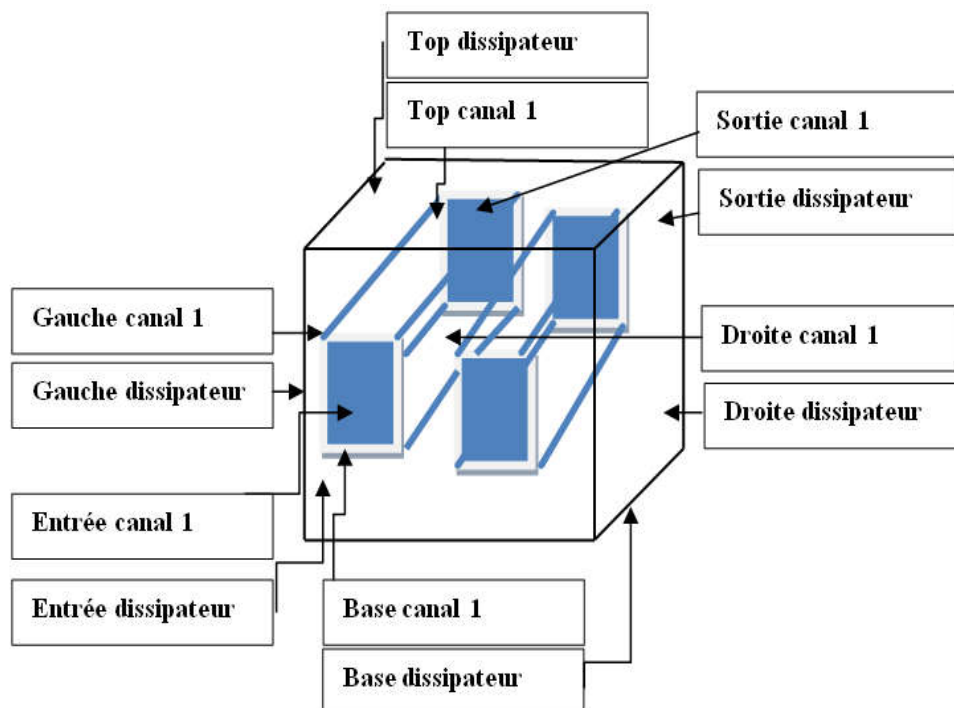


Figure (IV.9): Types de frontières de la géométrie 3D.

#### IV.9.4. Sauvegarde et Exportation du Maillage

Une fois généré le maillage est sauvegardé dans un répertoire sous la forme « \*.mesh ». Ce fichier est ensuite lu par le code Fluent 6.3 afin de servir pour la simulation.

#### **IV. 9.5. Implémentation de la méthode de simulation dans FLUENT**

Au chargement du maillage dans le code Fluent, il s'agit, en premier lieu de choisir entre simulation bidimensionnelle (2D) ou tridimensionnelle (3D), de mettre la géométrie à l'échelle appropriée, (centimètre pour notre cas). Le logiciel permet aussi de réordonner les nœuds, les surfaces et les cellules en mémoire, de telle façon qu'ils aient la même disposition dans le maillage et dans la mémoire. Ceci permet d'améliorer les performances de calcul et l'efficacité de l'accès à la mémoire.

##### **Etape1 CHOIX FLUENT 2d/3d et 2ddp/3ddp**

Il s'agit, en premier lieu de choisir entre simulation bidimensionnelle (2D) ou tridimensionnelle (3D) avec/sans précision. Le code Fluent6.3 offre deux modes de calcul : le mode "simple précision **2d, 3d** " en utilisant 32 bits et le mode "double précision **2ddp, 3ddp**" utilisant une représentation à 64 bits.

##### **Etape 2 IMPORTATION DE LA GEOMETRIE**

Pour commencer la simulation il faut importer le fichier (\*.msh) généré utilisant le logiciel Gambit 2.3.

##### **Etape 3 ANALYSE DE LA GRILLE**

Ceci permet de réordonner les nœuds, les surfaces et les cellules en mémoire, de telle façon qu'ils partagent la même disposition dans le maillage et dans la mémoire, et assure que tous les volumes de contrôle sont positifs.

##### **Etape 4 CHOIX DU MODELE**

Le modèle « **Segregated Solver** » est le plus approprié pour les écoulements incompressibles. C'est ici qu'on choisit aussi le régime d'écoulement : permanent ou instationnaire et où l'on choisit la résolution de l'équation de l'énergie.

Les propriétés du fluide et du solide sont importés à partir de la bibliothèque de données du code Fluent.

Les conditions aux limites sont aussi incorporées ici aux parois, aux entrées et aux sorties du domaine de calcul. En général on utilise les propriétés d'une paroi lisse (Roughness Height = 0 et Roughness Constant = 0.5)

### **Etape 5 CONTROLE DES CALCULS, INITIALISATION ET ITERATION**

Pour assurer la convergence de la résolution des systèmes d'équations algébriques linéaires, le code Fluent 6.3 utilise des facteurs de relaxation que nous devons fixer ici. On doit aussi donner un champ initial de tous les variables et fixer le nombre maximal d'itérations.

### **Etape 6 SAUVEGARDES DES DONNEES**

Lorsqu'on a fini les calculs, on peut enregistrer les paramètres de la simulation dans un fichier «\* .cas » et les résultats de la simulation dans un fichier « .dat »

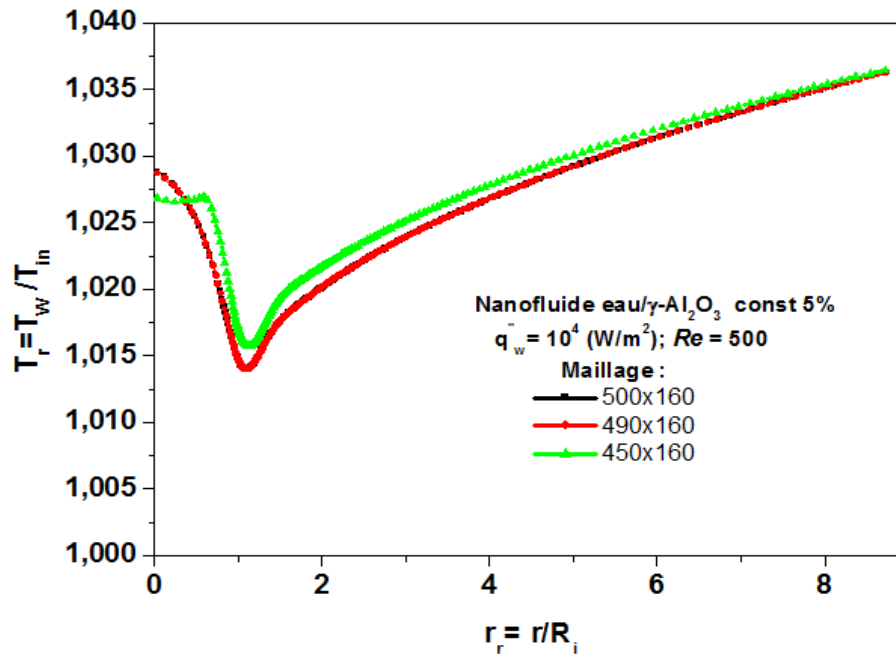
### **Etape 7 POST-TRAITEMENT**

Le code Fluent 6.3 fournit des outils intégrés de post-traitement. Toutefois, rien n'interdit d'exporter les données dans divers formats afin de les traiter sous d'autres logiciels tels que : **ORIGINE 6** ou **TECHPLOT** pour la visualisation, ou pour une analyse plus poussée.

## **IV.9.6 Etude de l'effet de la densité du maillage et validation du code de calcul.**

### **IV.9.6.1. Ecoulement bidimensionnel 2D**

Pour examiner et évaluer l'indépendance du maillage sur la solution numérique, trois maillages uniformes sont employés dans ce travail : 500x160, 490x160, 450x160 nœuds entre les deux disques, pour le nanofluide (**eau/γ-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**) avec  $\varphi = 5\%$ ,  $q''_w = 10^4$  (W/m<sup>2</sup>),  $Re = 500$ . Les résultats de la variation du maillage sont présentés dans la **figure (IV.10)**. On constate que la variation de la température locale pariétale reste presque constante dans les maillages 500x160, 490x160 nœuds avec une différence inférieure à  $\sim 10^{-4}$  entre eux. Ceci montre que les résultats deviennent indépendants du maillage au-delà du nombre 500x160 de volumes de contrôle. C'est pour cette raison que nous avons utilisé ce maillage pour toutes les simulations de l'écoulement et du transfert thermique dans cette géométrie.



**Figure (IV.10) :** Effet du maillage sur la solution numérique- écoulement **bidimensionnel**.

La validation du code développé est réalisée par comparaison avec les données expérimentales d'un jet rond laminaire avec convection forcée semi-confiné impactant perpendiculairement de **Szeri et al. [153]** pour  $\dot{Q} = 64.55 \times 10^{-6} \text{ (m}^3/\text{s)}$ ,  $Re = 2470$ ,  $\eta = 0.187$ ,  $\beta = 15$  à la position radiale normalisée  $r_r = 8$ . Cette validation est montrée dans la **figure (IV.11)**. Elle concerne la vérification de la vitesse radiale de l'eau le long du disque chauffé. On remarque un très bon accord entre les résultats de nos calculs et les données expérimentales.



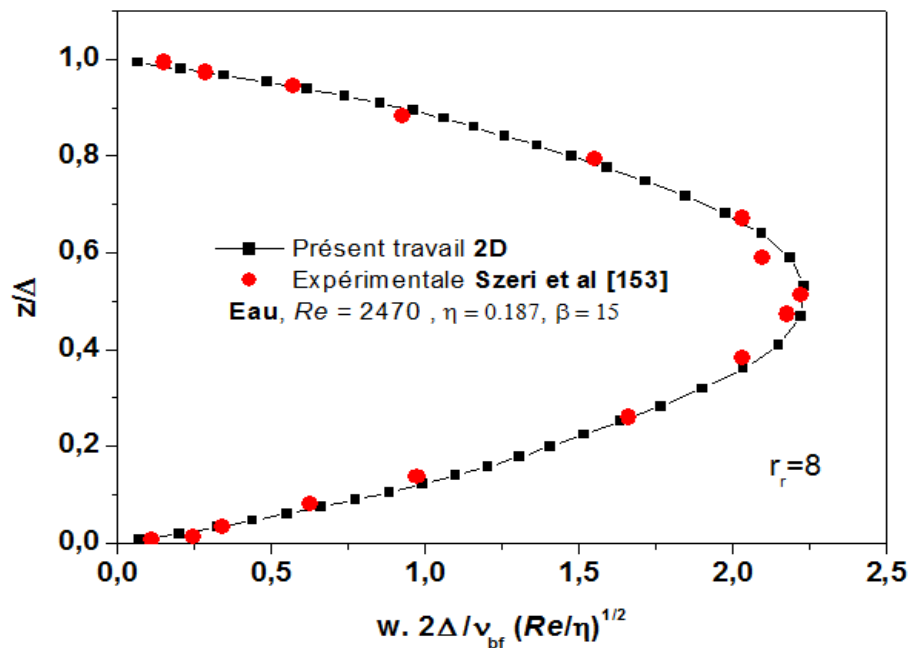


Figure (IV.11) : Comparaison de la vitesse radiale de l'eau le long du disque chauffé.

#### IV.9.6.2. Ecoulement tridimensionnel 3D

Dans ce cas, trois maillages ont été testés, soient  $30 \times 95 \times 28$ ,  $30 \times 95 \times 20$  et  $30 \times 95 \times 8$  dans la zone fluide pour s'assurer que les résultats numériques sont indépendants du maillage.

L'écoulement dans le dissipateur de chaleur à micro-canaux a été simulé pour  $q''_w = 10^4 \text{ (W/m}^2\text{)}$  et  $Re = 1000$ . La figure (IV.12) montre la comparaison de la température locale de l'eau le long du centre de la base des micro-canaux pour les trois maillages. Les graphes montrent que les résultats des deux maillages  $30 \times 95 \times 28$  et  $30 \times 95 \times 20$  sont très proches les uns des autres, avec une différence inférieure à  $\sim 10^{-3}$  entre eux. Par conséquent, le maillage de  $30 \times 95 \times 20$  est choisi en raison du faible temps de calcul et de l'insuffisance de la mémoire du PC utilisé.

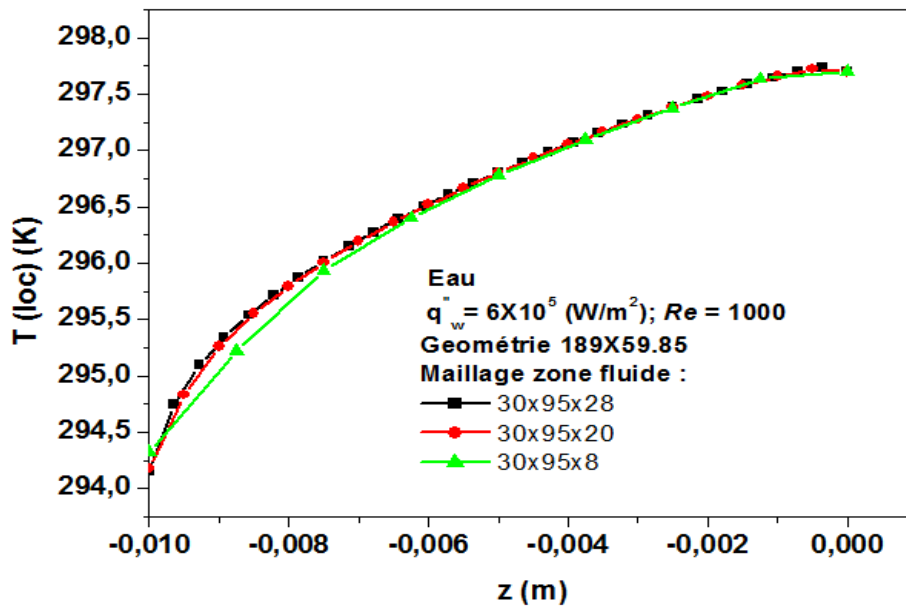


Figure (IV.12) : Effet de maillage sur la solution numérique- écoulement tridimensionnel.

La validation du code développé est réalisée par comparaison avec les résultats numériques d'un écoulement laminaire dans un dissipateur de chaleur à micro-canaux de **Qu et Mudawar**[154]. Cette validation est montrée dans la **figure (IV.13)** et concerne la vérification de la température moyenne axiale de l'eau sur la base des micro-canaux de dimensions 180 x 57. L'accord est excellent entre les deux prédictions numériques.

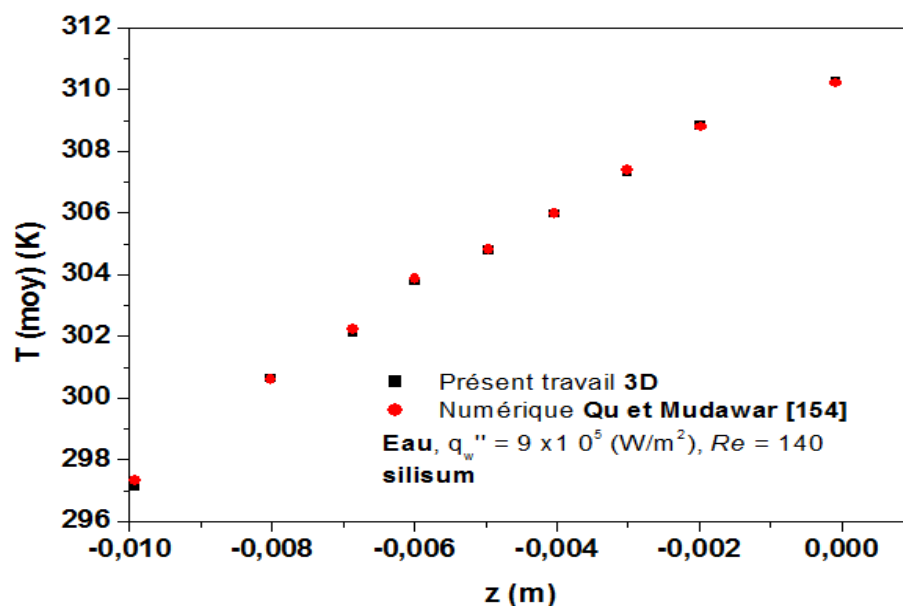


Figure (IV.13) : Comparaison de la température moyenne de l'eau le long de la base du micro-canal du dissipateur de chaleur.

# Chapitre V

## Applications

### V.1. Application I

#### Écoulement d'un nanofluide (eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) de propriétés thermo- physiques constantes dans un jet rond laminaire semi-confiné impactant perpendiculairement (dans un mini-canal)

##### V.1.1 Introduction

Le but de cette première étude est la prévision numérique des caractéristiques hydrodynamiques et thermiques d'un jet rond laminaire avec convection forcée semi-confiné impactant perpendiculairement sur une plaque circulaire. Le fluide utilisé est un nanofluide constitué de particules d'  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dispersées dans l'eau avec une concentration volumique de 0 %, à 10%. Le modèle mathématique, la méthode numérique, les conditions aux limites, la géométrie (**figures (III.1) et (III.2)**) et le maillage, ainsi que le choix des paramètres numériques pour ce premier cas étudié ont été donnés dans les chapitres **III et IV**. Dans cette section du chapitre **V**, nous présentons les résultats de cette étude sous forme graphique et nous les analysons. Ces résultats montrent l'évolution de la température locale, du nombre de Nusselt local, du coefficient de transfert de chaleur moyen, du coefficient de transfert de chaleur relatif moyen et de la contrainte de cisaillement moyenne, en fonction de la concentration volumique, de l'écart entre les disques et du nombre de Reynolds.

##### V.1.2. Résultats et discussions

Les résultats présentés dans ce travail concernent le nanofluide (eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) avec les paramètres suivants :  $Re = 1500$ ,  $R_i = 16.934$  mm,  $R_{ext} = 150$  mm ,  $\Delta = 3.175$  mm,  $\beta = 8.86$ ,  $\eta = 0.187$ ,  $\ell = 14.825$ mm (**figure (III.2)**) et une densité du flux de chaleur uniforme  $q''_w = 10^4$  (W/m<sup>2</sup>). La concentration en volume de particules est variée dans l'intervalle 0-10%. Les graphes montrent uniquement les régions près de l'entrée car en aval

l'écoulement devient pleinement établi. Les propriétés thermo-physiques des nanoparticules de diamètre moyen  $d_p = 38 \text{ nm}$  et du fluide de base sont prises à la température de référence à l'entrée, i.e :  $T_{in} = 293 \text{ K}$ .

### V.1.2.1. Influence de la Concentration de Particules sur le Champ de Température

**Figure (V.1)** montre l'effet de la concentration de nanoparticules en suspension dans l'eau sur les températures locales le long du disque chauffé pour un même nombre de Reynolds. Il est clair que l'augmentation de la concentration des nanoparticules provoque une diminution des températures locales pariétales et donc un meilleur refroidissement de la surface cible, et que, pour une valeur donnée de  $\varphi$  les températures les plus basses correspondent à la région d'accélération de l'écoulement car dans cette région, l'enthalpie du fluide se transforme en énergie cinétique. On s'attend donc à un transfert de chaleur important dans cette région, i.e. autour du point ( $r_r = 1.08$  à  $1.10$ ).

### V.1.2.2. Influence de la Concentration de Particules sur le Transfert Thermique

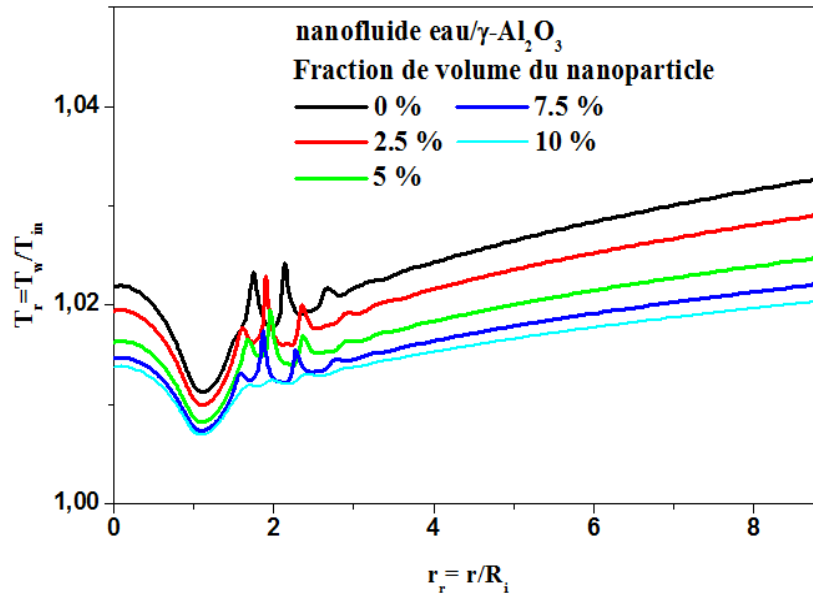
**Figure (V.2)** illustre la distribution du nombre de Nusselt local en fonction de la direction radiale pour différentes concentrations et pour un même nombre de Reynolds. Dans cette étude, les définitions suivantes sont utilisées:

$$Nu(moy) = \frac{h(moy).D_h}{k_{nf}}$$

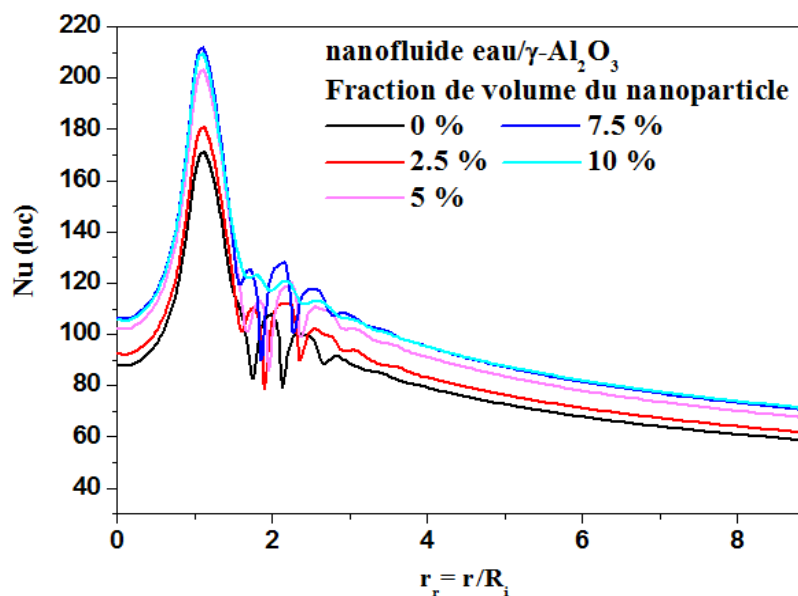
$$h(moy) = \frac{1}{\pi.R_{ext}^2} \int_0^{R_{ext}} (h)2\pi r dr$$

où  $D_h = 2R_i$  et  $h = q_w''/(T_w - T_{in})$  où  $T_w$  et  $T_{in}$  sont respectivement la température du disque chauffé et la température de référence à l'entrée. On peut constater qu'il y a une diminution du nombre de Nusselt dans le voisinage de  $r_r = 0$  où le fluide est en stagnation, puis il augmente sensiblement avec la direction radiale, et prend une valeur maximale (pic) autour de  $r_r = 1.09$ , qui peut s'expliquer par l'accélération du fluide dans cet endroit et la diminution de la température du disque chauffé, qui devient proche de la température de référence. La zone d'accélération du fluide peut être aperçue dans la **figure (V.3)** qui montre la fonction de courant de l'écoulement. Une zone de recirculation apparaît sur le disque supérieur et provoque la création d'une veine-contractée, ce qui conduit à une accélération localisée du fluide dans le canal, et par conséquent un meilleur transfert de chaleur. Vers la

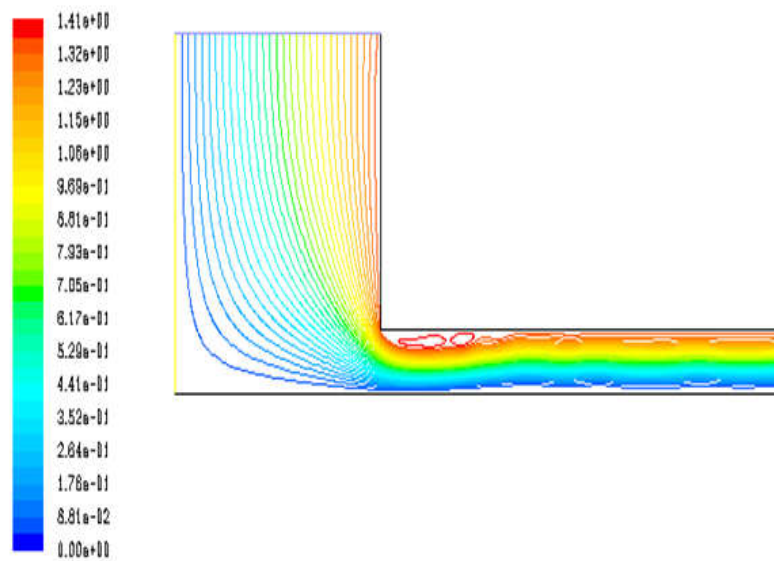
sortie du canal la décélération de l'écoulement conduit à une diminution du nombre de Nusselt à cause du développement de la couche limite.



**Figure (V.1) :** Influence de  $\phi$  sur le développement radial de la température pariétale locale du disque chauffé (Application I).



**Figure (V.2) :** Influence de  $\phi$  sur le développement radial du nombre de Nusselt local (Application I).



**Figure (V.3) :** Fonction de courant pour  $Re = 1500$  (Application I).

### V.1.2.3. Influence du Nombre de Reynolds sur le Transfert Thermique

L'influence du nombre de Reynolds sur le nombre de Nusselt local le long du disque chauffé est montrée dans la **figure (V.4)**. On peut observer que l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une augmentation du nombre de Nusselt local. Le nombre de Nusselt atteint sa valeur maximale là où la zone de recirculation et la veine-contractée sont créées.

Cette augmentation est donc provoquée par l'accélération de l'écoulement dans cette région. Il est évident dans cette figure que dans le cas où  $Re$  est supérieur à 1000 des changements sont observés non seulement dans l'amplitude mais également dans la variation radiale. Dans le cas où  $Re = 2000$ , deux zones de recirculation peuvent être observées dans la **figure (V.5)** : l'une sur le disque adiabatique et l'autre sur le disque chauffé. Ces deux zones sont suivies par le rattachement de l'écoulement. La **figure (V.6)** montre la variation du coefficient de transfert de chaleur moyen  $h(moy)$  en fonction du nombre de Reynolds et de la concentration de nanoparticules, et la **figure (V.7)** montre la variation du coefficient de transfert de chaleur relatif  $h_r$  (normalisé par  $h(moy)$  du fluide de base). On peut clairement observer que l'augmentation de  $Re$  et  $\phi$  entraîne l'augmentation de ces coefficients.

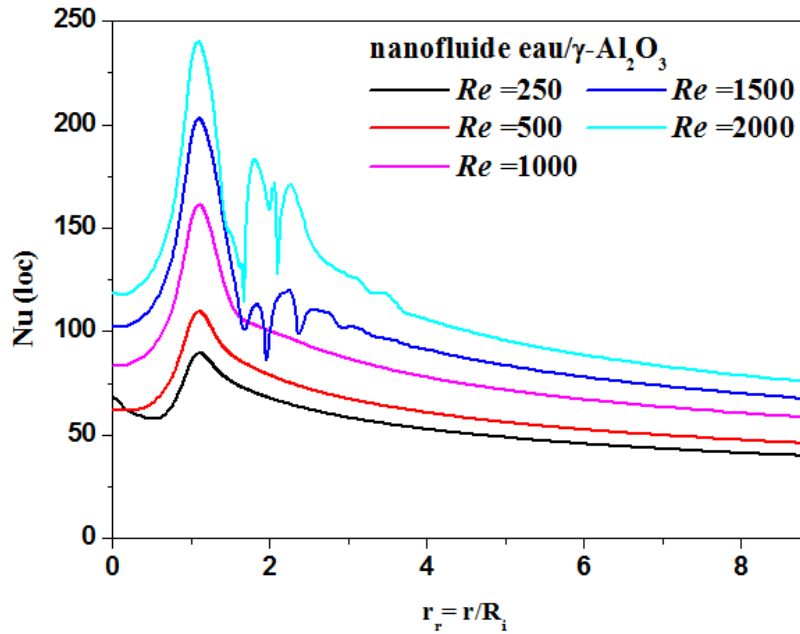


Figure (V.4) : Influence de  $Re$  sur le nombre de Nusselt local radial (Application I).

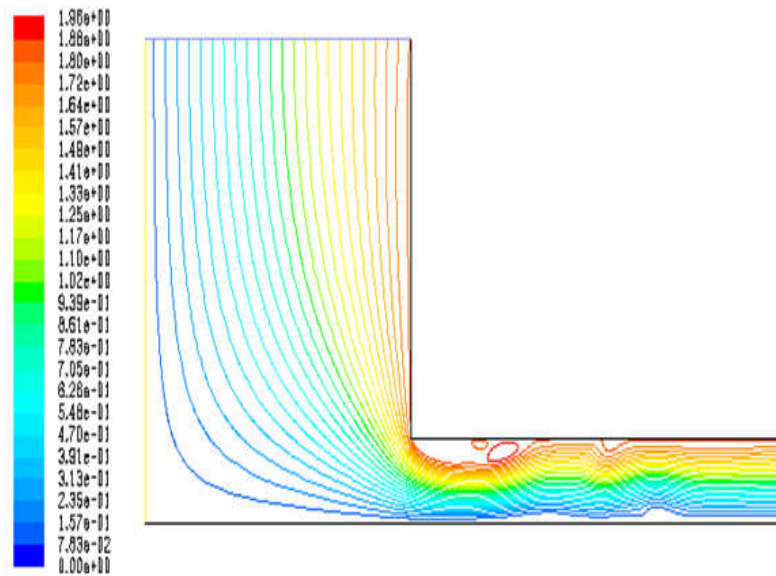


Figure (V.5) : Fonction de courant pour  $Re = 2\ 000$ (Application I).

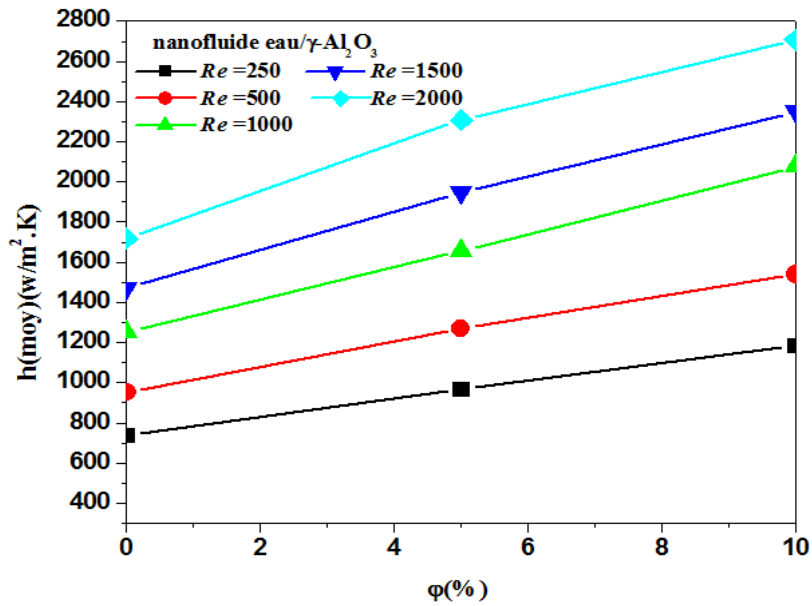


Figure (V.6) : Influence de  $Re$  et  $\phi$  sur le coefficient de transfert de chaleur moyen radial (Application I).

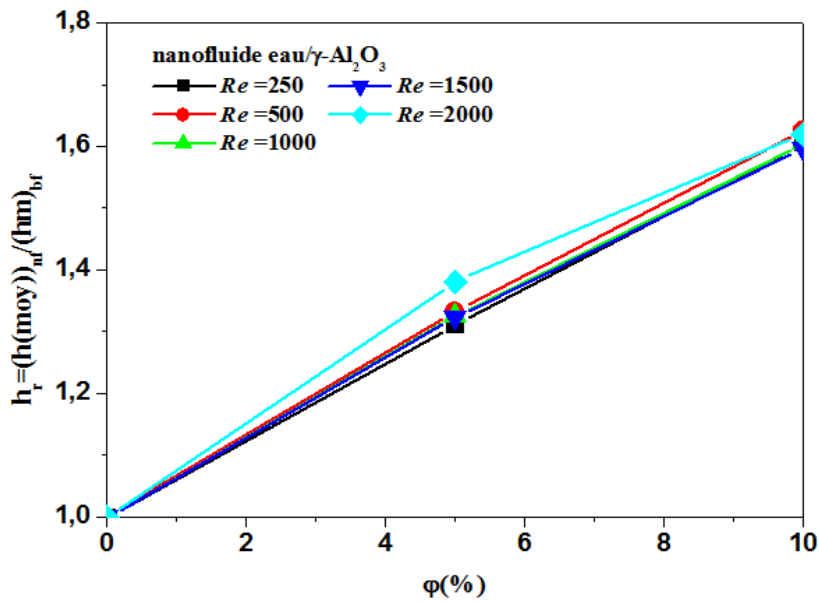


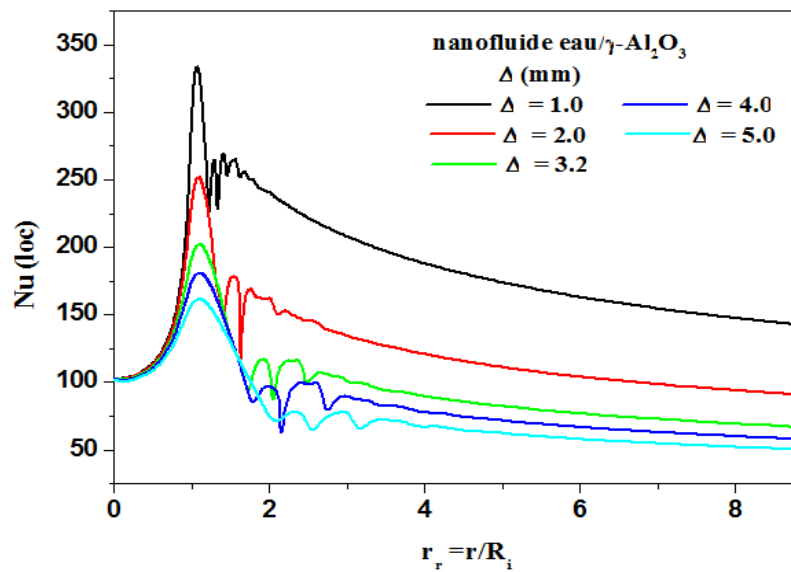
Figure (V.7) : Influence de  $Re$  et  $\phi$  sur le coefficient de transfert de chaleur relatif moyen radial (Application I).



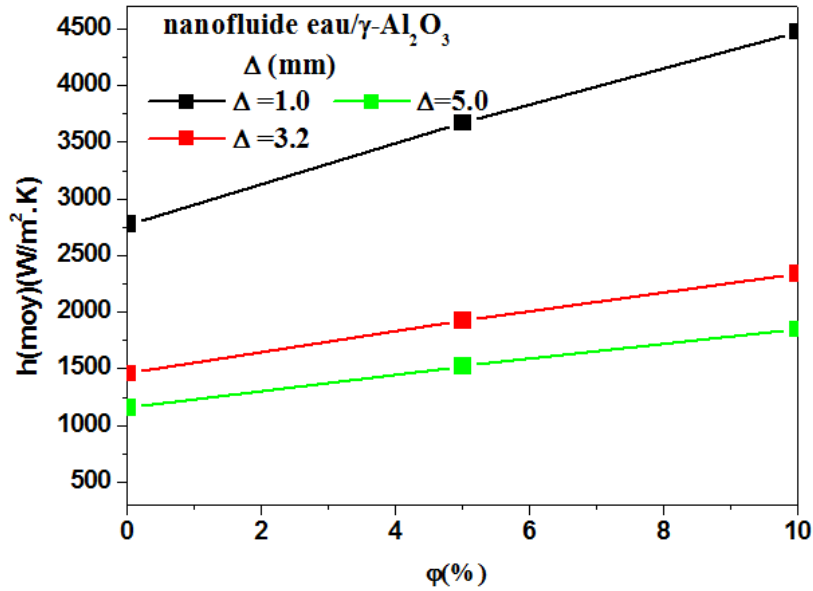
#### V.1.2.4. Influence de la Distance Entre les Disques sur le Transfert de Chaleur

Dans la **figure (V.8)** on observe que le plus petit écart du canal correspond à la plus grande valeur du nombre de Nusselt local, par conséquent, au meilleur transfert convectif.

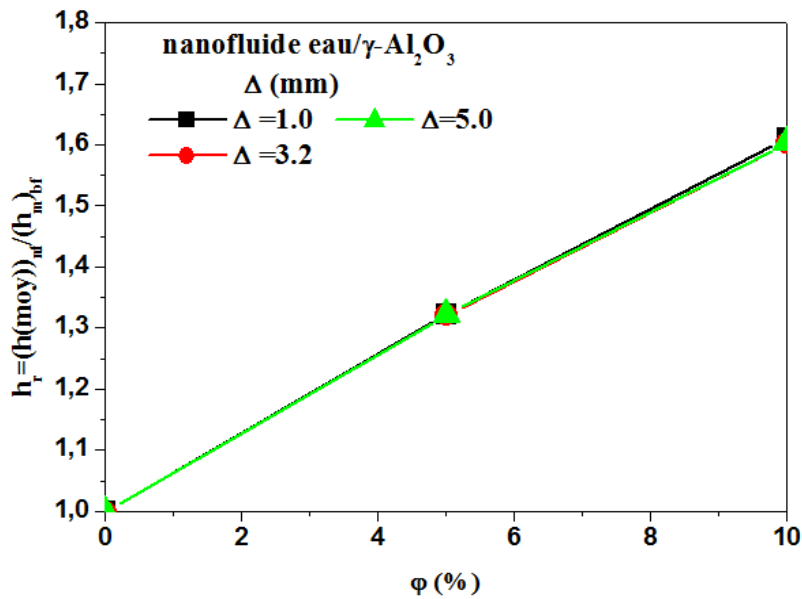
Cette augmentation est due à l'accélération de l'écoulement, causée par la diminution de la section de l'écoulement. Les caractéristiques thermiques  $h(moy)$  et  $h_r$  sont présentées dans la **figure (V.9)** et la **figure (V.10)** respectivement. Ces figures montrent que l'augmentation de la concentration des nanoparticules ou la diminution de la distance de séparation des deux disques conduisent à l'augmentation de  $h(moy)$  et  $h_r$ .



**Figure (V.8) :** Influence de la distance  $\Delta$  sur le développement radial du nombre de Nusselt local (Application I).



**Figure (V.9) :** Influence de la distance  $\Delta$  et  $\phi$  sur le coefficient de transfert de chaleur moyen (Application I).



**Figure (V.10) :** Influence de la distance  $\Delta$  et  $\phi$  sur le coefficient de transfert de chaleur relatif moyen radial (Application I).

### V.1.2.5. Influence de la Concentration de Particules sur la Contrainte de Cisaillement Moyenne du Disque Chauffé

Figure (V.11) montre la relation entre la contrainte de cisaillement moyenne relative (moyenne normalisée par la contrainte moyenne du fluide de base) et la fraction de volume avec le même nombre de Reynolds. On peut remarquer une augmentation de  $\tau_r(moy)$  en fonction de  $\varphi$ . Cette augmentation étant due à la viscosité effective du nanofluide, qui est plus élevée que celle du fluide de base. Par exemple, une fraction de 5% de particules dans le nanofluide (eau- $\gamma$ - $Al_2O_3$ ), correspond à une augmentation de 2.45 fois dans la contrainte de cisaillement.

L'augmentation de la contrainte de cisaillement devient draconienne lorsqu'on utilise des fractions élevées. Il reste à voir quelles sont les limites pratiques de la fraction volumique des particules qui pourrait être utilisée dans diverses applications. Les avantages d'un taux de transfert de chaleur élevé sont donc obtenus au prix d'une augmentation draconienne de la viscosité et donc du frottement fluide-paroi.

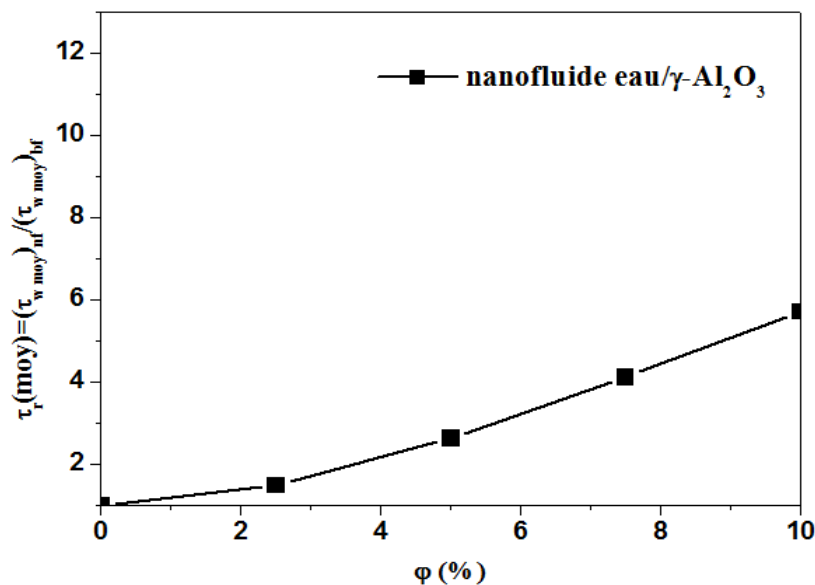


Figure (V.11) : L'influence de  $\varphi$  sur la contrainte de cisaillement relative radiale du disque chauffé (Application I).

### V.1.3. Conclusion sur l'application I

Les caractéristiques hydrauliques et thermiques d'un écoulement laminaire avec convection forcée d'un nanofluide (eau/ $\gamma$ - $Al_2O_3$ ) incompressible entre deux disques coaxiaux, simulant un système de refroidissement par jet impactant, ont été étudiées par l'utilisation du code fluent 6.3. Les résultats ont clairement montré que l'addition des nanoparticules entraîne une augmentation significative du nombre de Nusselt local et moyen par rapport à ceux d'un fluide de base seul ( $\varphi = 0$ ). Malheureusement, cette augmentation est accompagnée d'un effet secondaire, qui est une augmentation draconienne de la contrainte de cisaillement sur la paroi. Il a aussi été constaté que le nombre de Reynolds et l'écart entre les disques ont des effets significatifs sur l'amélioration du transfert de chaleur dans ce type de systèmes de refroidissement.

## V.2. Application II

**Écoulement laminaire avec convection forcée d'un nanofluide (eau/ $\gamma$ - $Al_2O_3$ ) et de propriétés thermo- physiques constantes et dépendantes de la température à travers un dissipateur de chaleur à micro-canaux en forme rectangulaire**

### V.2.1 Introduction

Le but de la deuxième étude est la prévision numérique des caractéristiques hydrodynamiques et thermiques d'un écoulement laminaire avec convection forcée dans un dissipateur de chaleur à micro-canaux de section rectangulaire, en utilisant des propriétés thermo-physiques constantes dans un premier calcul puis dépendantes de la température dans un deuxième calcul. Le fluide utilisé est un nanofluide constitué de particules d' $Al_2O_3$  dispersées dans l'eau avec une concentration volumique de 0% (eau pure), de 1% et de 4%. Les résultats obtenus concernent l'évolution du champ thermique, des caractéristiques du transfert de chaleur (nombre de Nusselt local et moyen), et de la contrainte de cisaillement moyenne en fonction de la densité du flux thermique et du nombre de Reynolds. Le modèle mathématique, la méthode numérique, les conditions aux limites, la géométrie

(figure (III.3)) et le maillage, ainsi que le choix des paramètres numériques pour ce deuxième cas étudié ont été donnés dans les chapitres III et IV.

## V.2.2 Résultats et Discussion

Les résultats présentés dans cette étude concernent la convection forcée du nanofluide (eau/ $\gamma$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) dans un dissipateur de chaleur à micro-canaux avec les paramètres suivants :  $Re = 200 - 1200$ ,  $L_{hs} = 10^4 \mu\text{m}$ ,  $W_{hs} = 210 \mu\text{m}$ ,  $H = 945 \mu\text{m}$ ,  $w = 59.85 \mu\text{m}$ ,  $D = 189 \mu\text{m}$ ,  $w_s = 22.575 \mu\text{m}$ ,  $D_h = 90.91 \mu\text{m}$ ,  $T_{in} = 293 \text{ K}$  et une densité de flux de chaleur uniforme  $q''_w = (3 \times 10^5 - 12 \times 10^5) (W/m^2)$ . La concentration en volume de particules a été variée dans l'intervalle 0% - 4%. Les propriétés thermo-physiques des nanoparticules et du fluide de base sont présentées dans le tableau (III.1). Dans une première simulation, les propriétés thermo-physiques du nanofluide sont supposées constantes et dans une deuxième simulation elles sont supposées dépendantes de la température. Dans toutes les simulations nous avons supposé que les nanoparticules sont sphériques de diamètre moyen  $d_p = 38 \text{ nm}$ . Les résultats obtenus montrent l'évolution de la température locale, des nombres de Nusselt local et moyen et de la contrainte de cisaillement moyenne en fonction de  $Re$  et  $q''_w$  le long de l'écoulement.

### V.2.2.1. Influence des Propriétés Thermo-Physiques Dépendantes de la Température et de la Concentration Volumique de Nanoparticules sur le Champ de Température

Figure (V.12) montre l'effet de la concentration de nanoparticules en suspension dans l'eau et les propriétés thermo-physiques dépendantes de la température sur l'augmentation de la température locale le long de la base du micro-canal du dissipateur en fonction de la distance  $Z$ , pour un même nombre de Reynolds  $Re = 200$  et une même densité de flux thermique  $q''_w = 6 \times 10^5 (W/m^2)$ .

On remarque une augmentation presque linéaire de la température le long de l'écoulement. Il est aussi clair que la comparaison des courbes de la première simulation (propriétés thermo-physiques constantes) avec celles de la deuxième simulation (propriétés thermo-physiques dépendantes de la température) montre que l'utilisation des propriétés thermo-physiques variables donne de meilleurs résultats car pour toutes les valeurs de  $\phi$  on obtient une diminution de la température locale pariétale et donc un meilleur refroidissement de la base du micro-canal du dissipateur (voir Maïga et al. [140]).

### V.2.2.2. Influence des Propriétés Thermo-physiques Dépendantes de la Température et de la Concentration Volumique de Nanoparticules sur le Transfert Thermique

Figure (V.13) illustre la distribution du nombre de Nusselt local en fonction de la distance longitudinale de l'écoulement pour les concentrations de  $\varphi = 0\% - 4\%$ , avec un même nombre de Reynolds  $Re = 200$  et une même densité du flux thermique  $q''_w = 6 \times 10^5 \text{ (W/m}^2\text{)}$  pour les deux simulations : cas des propriétés thermo-physiques constantes et cas des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température.

Le nombre de Nusselt est donné par :

$$Nu = \frac{hD_h}{k_{nf}}$$

Ce nombre commence par une valeur élevée au début de la région d'entrée puis décroît exponentiellement suivant la direction longitudinale de la base du micro-canal du dissipateur. Ceci est dû à la diminution de la convection (c'est-à-dire à la diminution de la différence de température entre la paroi et le nanofluide quand il avance dans le micro-canal) et l'augmentation de la conductivité thermique effective, car le fluide est chauffé au fur et à mesure qu'il progresse dans le micro-canal. On peut aussi noter que le nombre de Nusselt local augmente avec l'augmentation de la concentration de nanoparticules et que les propriétés thermo-physiques variables donnent des valeurs de  $Nu$  meilleures que celles des propriétés thermo-physiques constantes.

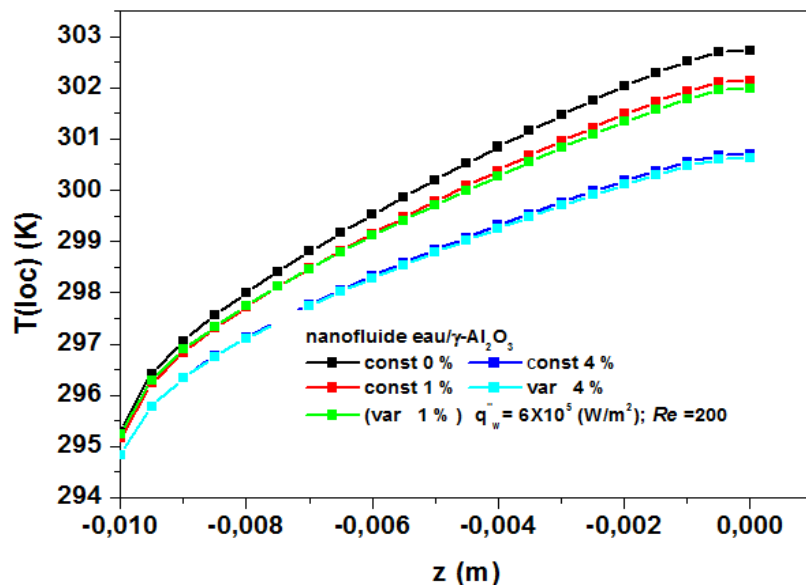
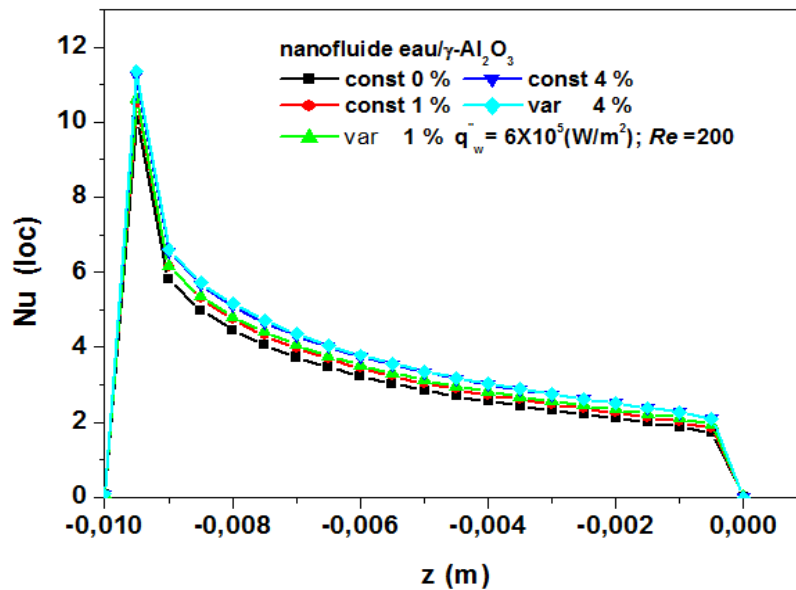


Figure (V.12) : Influence de  $\varphi$  et des propriétés thermo-physiques variables sur le développement longitudinal de la température pariétale locale (Application II).



**Figure (V.13) :** Influence de  $\varphi$  et des propriétés thermo-physiques variables sur le développement longitudinal du nombre de Nusselt local (**Application II**).

### V.2.2.3. Influence du Nombre de Reynolds et de la Concentration Volumique de Nanoparticules sur le Transfert Thermique avec des Propriétés Thermo-physiques Dépendantes de la Température

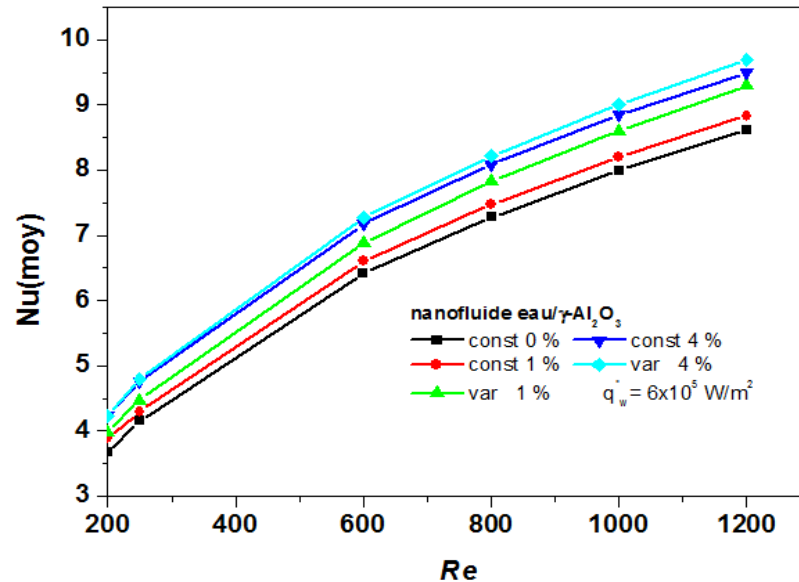
Pour étudier l'influence du nombre de Reynolds et de la concentration volumique de nanoparticules sur le nombre de Nusselt moyen le long de la base du micro-canal de dissipateur, nous avons fait les calculs avec six valeurs de  $Re$ , à savoir : 200 , 250, 600, 800, 1000, 1200 et trois valeurs de  $\varphi$ , à savoir : 0% , 1% et 4%. Le flux de chaleur étant maintenu dans tous les calculs à  $q''_w = 6 \times 10^5 \text{ (W/m}^2\text{)}$  . Les résultats sont montrés dans la **figure (V.14)** où :

Le nombre de Nusselt moyen est donné par 
$$Nu(moy) = \frac{h(moy) \cdot D_h}{k_{nf}}$$

Le coefficient de transfert de chaleur moyen étant défini par : 
$$h(moy) = \frac{1}{L_{hs}} \int_0^{L_{hs}} h dz$$

On peut observer que l'augmentation du nombre de Reynolds entraine une augmentation du nombre de Nusselt moyen. Ce dernier augmente aussi lorsqu'on augmente la concentration de nanoparticules dans le fluide de base. On remarque aussi que les valeurs de  $Nu$  pour le cas de

propriétés thermo-physiques dépendantes de la température sont supérieures à celles correspondantes au cas de propriétés thermo-physiques constantes.



**Figure (V.14) :** Influence de  $\phi$  et  $Re$  sur le nombre de Nusselt moyen avec des propriétés thermo-physiques variables (Application II).

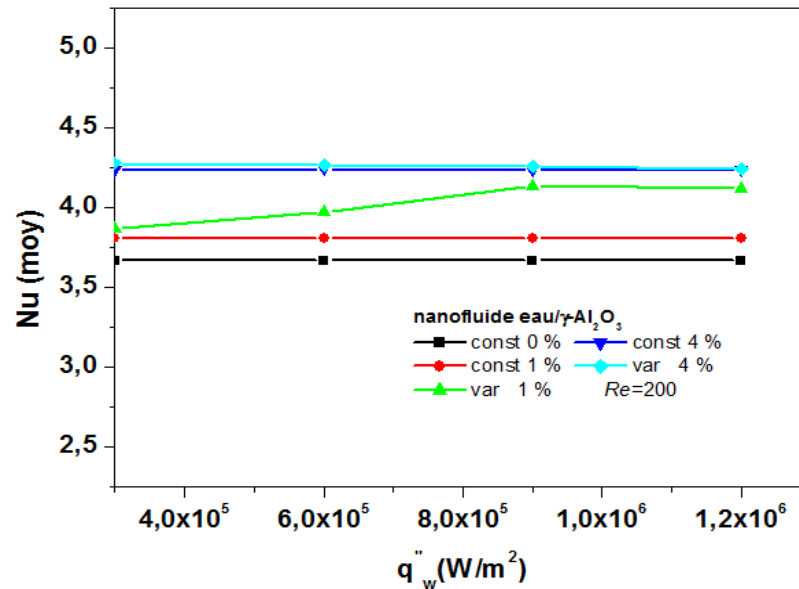
#### V.2.2.4. Influence de la Densité de Flux Thermique et de la Concentration Volumique de Nanoparticules sur le Transfert Thermique avec des Propriétés Dépendantes de la Température

La **figure (V.15)** montre l'influence de la densité de flux thermique et de la concentration volumique de nanoparticules sur le nombre de Nusselt moyen le long de la base du micro-canal du dissipateur. Les simulations ont été faites pour quatre valeurs de  $q_w'' = (3 \times 10^5, 6 \times 10^5, 9 \times 10^5 \text{ et } 12 \times 10^5) \text{ (W/m}^2\text{)}$  et trois valeurs de  $\phi$  (0%(eau pure), 1% et 4%). Le même nombre de Reynolds ( $Re = 200$ ) a été utilisé dans toutes ces simulations.

L'évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction de la densité de flux thermique reste presque constante, et subit une petite dégradation surtout dans les cas de propriétés variables et  $\phi = 1\%$ , due à l'augmentation élevée de la densité du flux thermique, ce qui conduit à l'augmentation draconienne de la conductivité thermique effective et à la diminution de la convection.



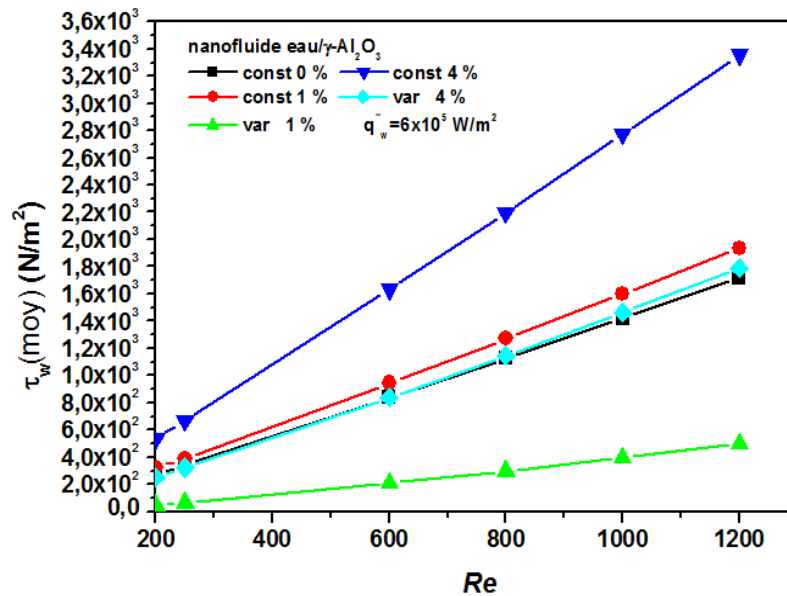
On peut observer aussi une augmentation évidente du nombre de Nusselt moyen lorsqu'on utilise des propriétés thermo- Physiques dépendantes de la température.



**Figure (V.15) :** Influence de  $\phi$  et  $q''_w$  sur le nombre de Nusselt moyen avec des propriétés thermo-physiques variables (**Application II**).

#### V.2.2.5. Influence du Nombre de Reynolds et de la Concentration Volumique de Nanoparticules sur la Contrainte de Cisaillement Moyenne avec des Propriétés Thermo-physiques Dépendantes de la Température

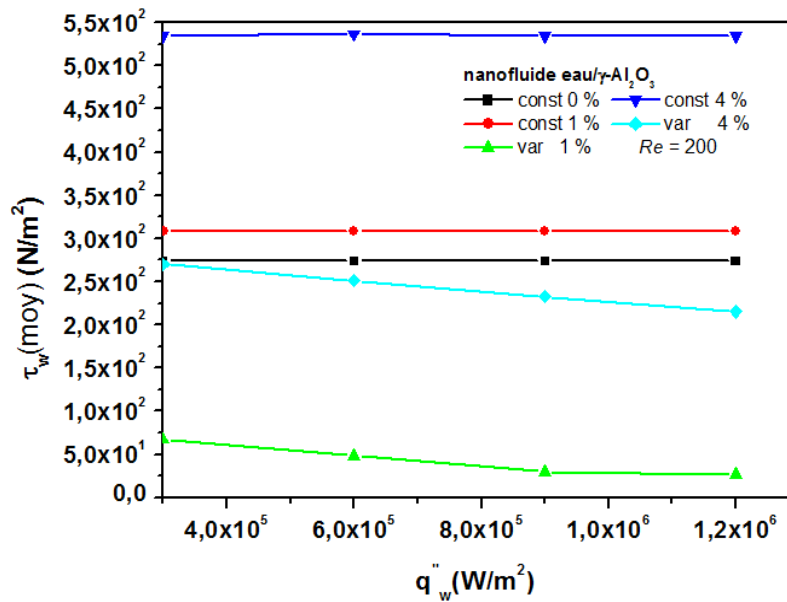
Les résultats concernant l'hydrodynamique de l'écoulement sont montrés dans la **figure (V.16)** pour une densité de flux de chaleur  $q''_w = 6 \times 10^5$  (W/m²). On remarque une augmentation de la contrainte de cisaillement moyenne  $\tau_w$  (moy) en fonction du nombre de Reynolds, qui a été varié dans l'intervalle  $Re = 200 - 1200$ . L'augmentation de la concentration volumique de nanoparticules entraine aussi une augmentation du frottement sur la paroi. Cependant, on remarque une diminution considérable de la contrainte de cisaillement moyenne lorsque nous utilisons des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température pour les concentrations volumiques de nanoparticules 1% et 4%. Cette diminution est due à la diminution de la viscosité dynamique effective durant la convection et l'élévation de la température.



**Figure (V.16) :** Influence de  $\phi$  et  $Re$  sur la contrainte de cisaillement moyenne avec des propriétés thermo-physiques variables (**Application II**).

#### V.2.2.6. Influence de la Densité du Flux Thermique et de la Concentration de Nanoparticules sur la Contrainte de Cisaillement Moyenne avec des Propriétés Thermo-Physiques Dépendantes de la Température

Ici, Nous avons maintenu le nombre de Reynolds à la valeur  $Re = 200$  et varié la densité de flux thermique qui a pris les valeurs  $q''_w = (3 \times 10^5, 6 \times 10^5, 9 \times 10^5 \text{ et } 12 \times 10^5 \text{ (W/m}^2\text{)})$ . Les résultats obtenus sont représentés graphiquement dans la **figure (V.17)**, et montrent qu'il y a augmentation de la contrainte de cisaillement moyenne  $\tau_w(moy)$  avec la concentration volumique de nanoparticules. Ceci a aussi été observé par (**Masuda et al.[39]** et **Palm et al[71]**). On observe aussi une diminution considérable de  $\tau_w(moy)$  lorsqu'on utilise des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température par rapport au cas de propriétés thermo-physiques constantes. Cette diminution étant due à la diminution de la viscosité dynamique effective en fonction de l'élévation de la température par la densité de flux thermique.



**Figure (V.17) :** Influence de  $\phi$  et  $q''_w$  sur la contrainte de cisaillement moyenne avec des propriétés thermo-physiques variables (**Application II**).

### V.2.3. Conclusion sur l'application II

Dans ce travail, nous avons étudié, par simulation numérique, les caractéristiques hydrodynamiques et thermiques d'un écoulement laminaire accompagné par une convection forcée en utilisant comme nanofluide le mélange (eau/ $\gamma$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) et une approche monophasique de calcul.

L'étude de ce transfert thermique conjugué convection/conduction a été faite en trois dimensions dans un dissipateur de chaleur à micro-canaux de section rectangulaire. Un ensemble de simulations a été accompli avec des propriétés thermo-physiques constantes et un autre ensemble de simulations avec des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température. Les résultats montrent clairement que l'ajout de nanoparticules produit une augmentation considérable de transfert de chaleur. De plus, les modèles dépendant de la température présentent des valeurs plus élevées du nombre de Nusselt local et moyen, ce qui est un signe d'une maximisation du transfert de chaleur, qui provoque à son tour une réduction de la différence de la température entre la paroi et le nanofluide en aval de l'écoulement. On remarque aussi, lorsqu'on compare ces modèles avec ceux qui utilisent des propriétés constantes, une décroissance de la température pariétale locale et une diminution de la contrainte de cisaillement moyenne en raison de la diminution de la viscosité dynamique avec la température.

### V.3. Application III

## Etude numérique de l'effet des paramètres géométriques et de la température sur la convection forcée d'un nanofluide (eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) dans un dissipateur de chaleur à micro-canaux

### V.3.1 Introduction

Ce dernier travail concerne la résolution numérique d'un écoulement laminaire accompagné de transfert thermique dans un dissipateur de chaleur. Le nanofluide utilisé est de l' (eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) avec une approche monophasique a été adoptée dans la simulation. Le modèle mathématique, la méthode numérique, les conditions aux limites, la géométrie (**figure (III.5)**) et le maillage, ainsi que le choix des paramètres numériques pour ce quatrième cas étudié ont été donnés dans les chapitres **III** et **IV**. Les résultats ont été obtenus pour la convection forcée ayant lieu dans trois géométries différentes : les sections d'entrée des géométries G1 et G2 étant les plus petites tandis que celle de la géométrie G3 est la plus grande. Les résultats obtenus seront présentés sous forme de graphes qui montrent l'effet de la géométrie, ainsi que l'influence de l'ajout de nanoparticules dans le fluide de base et de la prise en compte de la variation des propriétés thermo-physiques en fonction de la température , sur l'amélioration du transfert thermique et sur l'hydrodynamique dans le dissipateur de la chaleur.

### V.3.2 Résultats et Discussion

Les résultats présentés dans cette section concernent le nanofluide (eau/ $\gamma$ -AL<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) dans les trois différentes géométries de dissipateur de chaleur à micro-canaux avec les paramètres suivants :

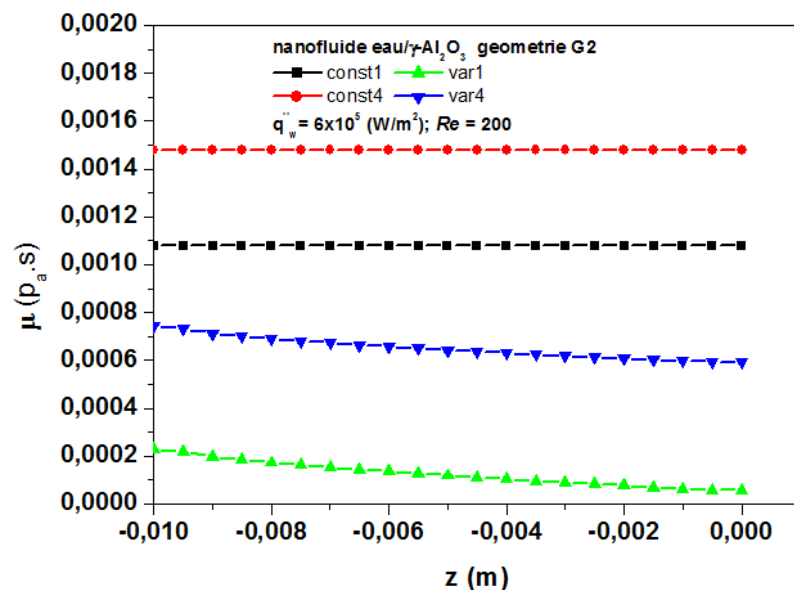
- $Re = 200 - 1200$ ,  $q''_w = (6 \times 10^5 \text{ à } 15 \times 10^5) (W/m^2)$ ,  $L_{hs} = 0.01 \text{ m}$ ,  $H = 945 \mu\text{m}$ ,  $W_{hs} = 210 \mu\text{m}$  et :
- $D = 181 \mu\text{m}$ ,  $w = 58 \mu\text{m}$ ,  $w_s = 23.5 \mu\text{m}$ ,  $D_h = 87.84 \mu\text{m}$  pour géométrie G1.
- $D = 189 \mu\text{m}$ ,  $w = 59.85 \mu\text{m}$ ,  $w_s = 22.575 \mu\text{m}$ ,  $D_h = 90.91 \mu\text{m}$  pour géométrie G2.
- $D = 198 \mu\text{m}$ ,  $w = 62.7 \mu\text{m}$ ,  $w_s = 21.15 \mu\text{m}$ ,  $D_h = 95.24 \mu\text{m}$  pour géométrie G3.

La concentration en volume de particules a été variée dans l'intervalle  $\varphi = 0 - 4\%$ . Les propriétés thermo-physiques des nanoparticules et du fluide de base sont présentées dans le

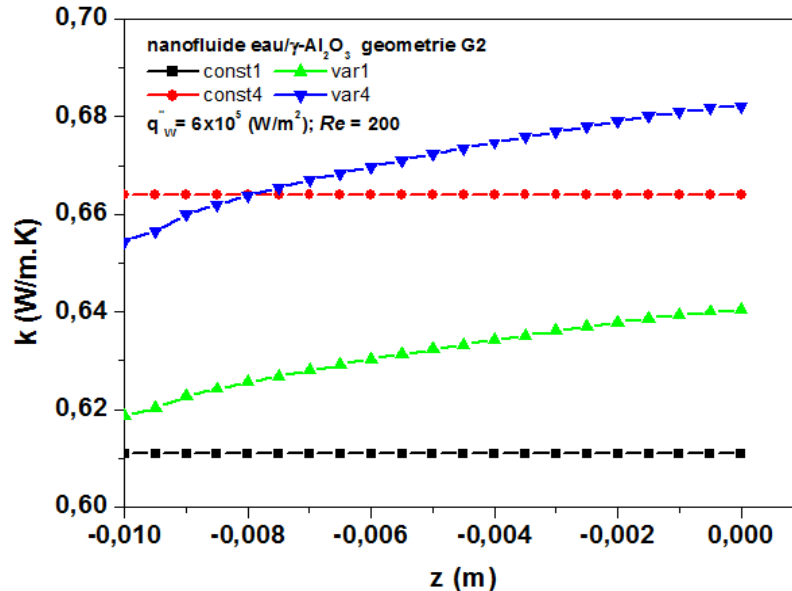
**tableau (II.1)** à la température de référence  $T_{in} = 293$  K. Dans un premier cas, les simulations ont été faites avec des propriétés thermo-physiques du nanofluide constantes. Puis, dans un deuxième cas ces propriétés ont été prises dépendantes de la température. Dans toutes les simulations nous avons supposé que les nanoparticules sont sphériques et de diamètre moyen  $d_p = 38$  nm. Les graphes montrent la température locale, le nombre de Nusselt local et moyen et la contrainte de cisaillement moyenne le long de l'écoulement dans les trois différentes géométries en fonction de  $Re$  et  $q_w''$ .

### V.3.2.1. Propriétés locales du nanofluide

La viscosité absolue effective et la conductivité thermique effective du nanofluide en fonction de la position axiale sont représentés respectivement dans les **figures (V.24)** et **(V.25)** à  $y = -0.000187$  m. Comme on peut le voir, la température a des effets importants sur ces propriétés locales du nanofluide notamment sur la viscosité effective. Il est très intéressant de noter que lors de l'utilisation des propriétés variables, un nanofluide ayant une fraction volumique de particules de 4% a une conductivité thermique effective plus faible que celle d'un nanofluide à propriétés constantes- contenant la même quantité de nanoparticules- lorsque la position axiale est inférieure à  $-0.008$  m. Cela est dû à l'invalidité de la corrélation de  $k$  en fonction de la température au deçà de cette position axiale, parce que les températures  $y$  sont en dessous des valeurs minimales pour lesquelles la corrélation est applicable.



**Figure (V.24)** : Viscosités effectives absolues locales par rapport aux valeurs constantes : géométrie G2 à  $y = -0.000187$  m (**Application III**).



**Figure (V.25)** Conductivités thermiques effectives locales par rapport aux valeurs constantes : géométrie G2 à  $y = -0.000187$  m (**Application III**).

### V.3.2.2. Influence des Propriétés Thermo-Physiques Dépendantes de la Température, de la Concentration Volumique de Nanoparticules et de la Géométrie sur le Champ de Température

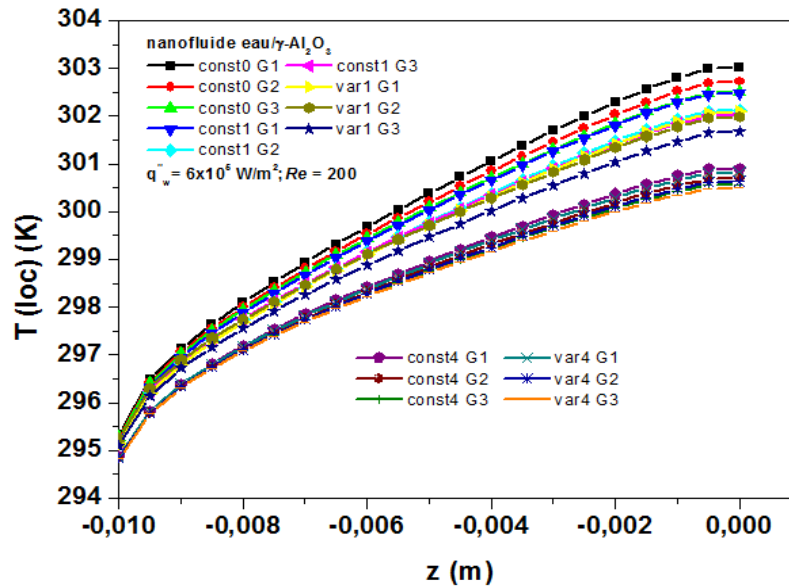
La **figure (V.26)** montre l'effet de la concentration de nanoparticules en suspension dans l'eau, des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température et de la géométrie sur l'augmentation de température locale le long de la base du micro-canal du dissipateur en fonction de la distance  $Z$ , pour un même nombre de Reynolds  $Re = 200$  et une même densité de flux thermique  $q_w'' = 6 \times 10^5$  ( $W/m^2$ ). La variation de la température est presque linéaire le long de l'écoulement. Il est aussi clair que l'utilisation des propriétés thermo-physiques variables et que, pour une valeur donnée de  $\varphi = 0\%$ ,  $\varphi = 1\%$  et  $4\%$ , provoque une diminution de la température locale pariétale et donc un meilleur refroidissement de la base du micro-canal du dissipateur, que dans le cas où l'on suppose des propriétés thermo-physiques constantes. Cette observation est en accord avec celle de (**Maïga et al. [140]**). La meilleure performance de la géométrie G3 peut être expliquée par le fait que la diminution des températures locales près de la paroi dépend de la surface d'écoulement et du débit massique du fluide de refroidissement. Le dissipateur de chaleur dans son

ensemble (fluide + solide) peut être considéré comme un dissipateur thermique dont la résistance thermique totale est la somme de la résistance thermique convective, la résistance de la capacité thermique et la résistance de la conductivité thermique comme suit [60,155 -157]:

$$\theta' = \frac{(T_{hs_{max}} - T_{in})}{Q} = \frac{1}{h(moy).S_s} + \frac{1}{\dot{m}_T c_{p_{nf}}} + \frac{1}{k_s.S_b/H_b} \quad (V. 1)$$

Où  $T_{hs_{max}}$  est la température maximale de la base du dissipateur de chaleur,  $T_{in}$  est la température d'entrée du nanofluide,  $q''_w = Q/S_b$  est la densité de flux thermique,  $S_b = W_{hs}.L_{hs}$  est la surface chauffée de la base du dissipateur de chaleur, la surface convective efficace du dissipateur de chaleur est  $S_s = \tilde{n}.w.L_{hs} + 2.\tilde{n}.\eta'.D.L_{hs}$ ,  $\dot{m}_T = \tilde{n}.\dot{m}$  est le débit total où  $\dot{m}$  est le débit par micro-canal,  $\tilde{n}$  est le nombre de micro-canaux,  $\delta_b = H/2 - D$  est l'épaisseur de la base du dissipateur de chaleur à micro-canaux,  $w$  est la largeur du canal,  $H$  est la hauteur du dissipateur de chaleur à micro-canaux et  $\eta' = \tanh(mD)/mD$  est l'efficacité du dissipateur de chaleur où  $m = \sqrt{2h/k_{nf}w_s}$  avec  $L_{hs} \gg w_s$ ,  $h = Q/S_s(T_w - T_{nf}) = k_{nf}.Nu/D_h$  est le coefficient de transfert de chaleur moyen,  $Nu$  est le nombre de Nusselt obtenu à partir des corrélations de  $Nu$  pour le dissipateur de la chaleur.

L'augmentation de la surface du micro-canal du dissipateur de chaleur obtenue avec la géométrie G3 (surface additionnelle d'échange entre le nanofluide et les parois solides du micro-canal) conduit à une diminution légère à la fois de la résistance thermique totale et de la vitesse au cœur du dissipateur de chaleur. Par conséquent, permet une convection optimale de la chaleur des parois vers le fluide, ce qui mène aux petites différences de température entre la paroi chauffée et le fluide en écoulement. Ceci est remarqué en tout plan dans la direction  $Z$  le long de l'écoulement.



**Figure (V.26):** Influence de  $\phi$  et des propriétés thermo-physiques variables sur le développement longitudinal de la température locale de la paroi pour les géométries G1, G2 et G3 (Application III).

### V.3.2.3. Influence des Propriétés Thermo-physiques Dépendantes de la Température, de la Concentration Volumique de Nanoparticules et de la Géométrie sur le Transfert Thermique

La **figure (V.27)** illustre la distribution du nombre de Nusselt local en fonction de la direction longitudinale de l'écoulement pour une concentration de nanoparticules  $\phi = 0\%$ ,  $1\%$  et  $4\%$ , pour un même nombre de Reynolds  $Re = 200$  et une même densité du flux thermique  $q''_w = 6 \times 10^5 \text{ (W/m}^2\text{)}$ .  $Nu$  local est représenté pour les trois différentes géométries G1, G2 et G3 dans le cas des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température et dans le cas où ces propriétés sont supposées constantes.

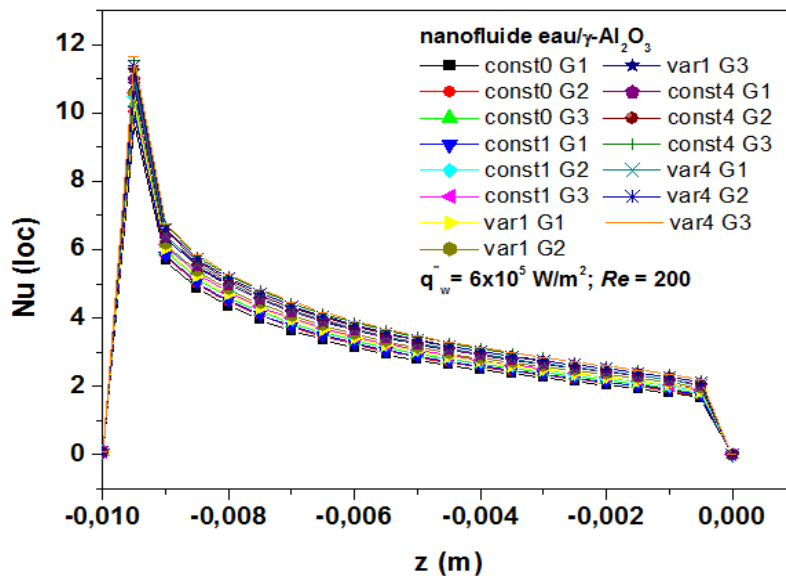
Etant donné qu'à l'entrée le gradient de température à la paroi est le plus élevé, le flux convectif dans cette région est donc le plus élevé, ce qui explique le comportement du nombre de Nusselt à l'entrée du micro-canal. En effet ce nombre prend une valeur élevée dans cette région puis décroît exponentiellement suivant la direction longitudinale de la base du micro-canal du dissipateur. Cette décroissance est due à l'augmentation de la température du



fluide le long de l'écoulement. En effet cette augmentation mène à l'augmentation de la conductivité thermique effective et par conséquent à une augmentation de la diffusion de la chaleur dans le nanofluide, ce qui affaiblit les gradients de température au voisinage de la paroi du canal et donc la valeur de  $Nu$  local.

On peut aussi noter que le nombre de Nusselt local augmente lorsqu'on augmente la concentration des nanoparticules et que cette augmentation est plus grande dans le cas où l'on utilise des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température que dans le cas où l'on suppose des propriétés thermo-physiques constantes. L'effet des paramètres de géométrie peut également être remarqué sur la **figure (V.27)**, qui montre que la performance de la géométrie G3 est meilleure que celle des deux autres géométries.

Ceci peut être expliqué par le fait que la résistance thermique diminue dans le cas de G3 conduisant à une augmentation du coefficient global de convection et donc à la diminution de la différence de température entre la paroi chauffée et le nanofluide. De plus, la distribution de la vitesse d'écoulement du fluide dans le voisinage de la paroi du micro-canal affecte également le transfert de chaleur par convection en raison de l'augmentation du nombre de Reynolds local, le coefficient  $h$  étant approximativement proportionnel à  $Re^{1/3}$ .



**Figure (V.27):** Influence de  $\varphi$  et des propriétés thermo-physiques variables sur l'évolution longitudinale du nombre de Nusselt local pour les géométries G1, G2 et G3 (**Application III**).

### V.3.2.4. Influence du Nombre de Reynolds, de la Concentration Volumique de Nanoparticules et de la Géométrie sur le Transfert Thermique avec des Propriétés Thermo-physiques Dépendantes de la Température

Le nombre de Nusselt moyen le long de la base du micro-canal du dissipateur de la chaleur est montré dans la **figure (V.28)** pour les trois différentes géométries G1, G2 et G3. L'influence du nombre de Reynolds a été représentée pour quatre valeurs de  $Re$  : 200, 600, 1000 et 1200 tandis que celle de la concentration volumique de nanoparticules a été représentée pour trois valeurs :  $\varphi = 0\%$ ,  $1\%$  et  $4\%$ . Dans toutes ces simulations la valeur de la densité de flux thermique a été prise  $q''_w = 6 \times 10^5 (W/m^2)$  où :

Le nombre de Nusselt moyen est donné par : 
$$Nu(moy) = \frac{h(moy) \cdot D_h}{k_{nf}}$$

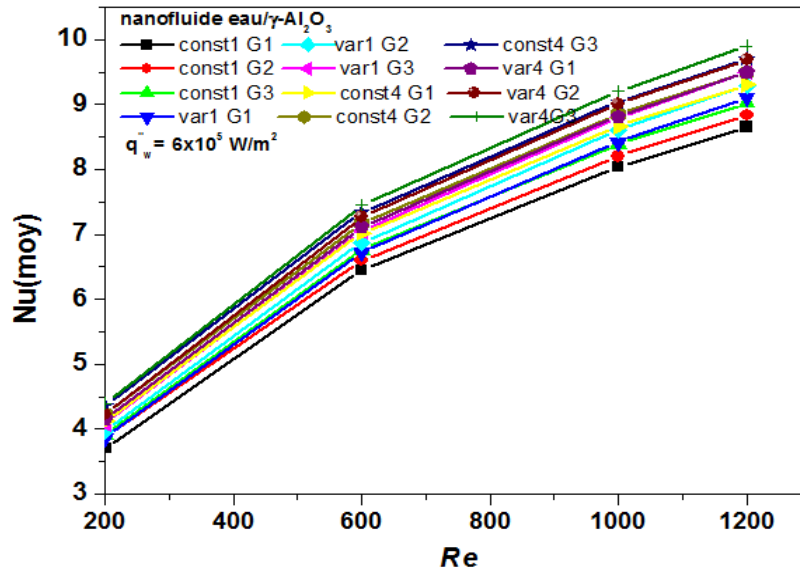
Le coefficient de transfert de chaleur moyen : 
$$h(moy) = \frac{1}{L_{hs}} \int_0^{L_{hs}} h dz$$

On peut observer que l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une augmentation du nombre de Nusselt moyen. La vitesse moyenne d'écoulement aux petits nombres de Reynolds étant faible, ce qui entraîne un faible transfert de la chaleur par convection.

La figure montre que  $Nu(moy)$  augmente lorsqu'on utilise des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température.

L'augmentation de la superficie de la section frontale du micro-canal lorsqu'on passe de la géométrie G1 à la géométrie G3 conduit également à un transfert de chaleur convectif élevé en raison de la diminution de la résistance thermique totale du dissipateur de la chaleur.

Tous les quatre facteurs contribuent donc à accroître le transfert de la chaleur par convection. L'effet des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température et de la géométrie sont particulièrement importants à faibles concentrations en volume des nanoparticules.



**Figure (V.28):** Effet du nombre  $Re$  de Reynolds et de la concentration  $\phi$  des nanoparticules sur le nombre de Nusselt moyen avec et sans propriétés thermo-physiques variables pour les géométries G1, G2, G3 (Application III).

### V.3.2.5. Influence de la Densité de Flux Thermique, de la Concentration Volumique des Nanoparticules et de la Géométrie sur le Transfert Thermique avec des Propriétés Dépendantes de la Température

La **figure (V.29)** montre, pour les trois géométries simulées, l'influence de la densité de flux thermique sur le transfert thermique pour quatre valeurs du flux :  $q_w'' = (6 \times 10^5, 9 \times 10^5, 1.2 \times 10^5 \text{ et } 1.5 \times 10^5) (W/m^2)$  et aussi l'influence de la concentration volumique de nanoparticules pour trois valeurs de la concentration :  $\phi = 0\%$ ,  $1\%$ , et  $4\%$ . Dans toutes ces simulations le nombre de Reynolds est le même :  $Re = 200$ .

A partir de ces courbes qui représentent le nombre de Nusselt moyen le long de la base du micro-canal du dissipateur, on peut noter que  $Nu(moy)$  reste presque constant avec l'augmentation de la densité de flux thermique, et qu'il subit une petite dégradation surtout dans les cas de propriétés variables correspondantes à  $1\%$ .

L'augmentation de la densité du flux thermique dans cet intervalle conduit à l'augmentation draconienne de la conductivité thermique effective i.e. une grande diffusion

thermique dans le fluide, ce qui conduit à de faibles gradients de température près de la base du micro-canal du dissipateur de chaleur : c'est pour cette raison que la valeur de  $Nu(moy)$  diminue dans la région de sortie. On peut aussi clairement observer une augmentation évidente du nombre de Nusselt moyen lorsqu'on prend en considération les propriétés thermo-physiques dépendantes de la température, et que l'influence de la concentration en volume de nanoparticules est plus importante aux faibles valeurs de  $\phi$ .

La figure (V.29) montre également que l'augmentation des dimensions du micro-canal (géométrie G3) conduit à de meilleurs résultats de transfert de chaleur, car elle mène à une diminution de la résistance thermique totale du dissipateur de chaleur.

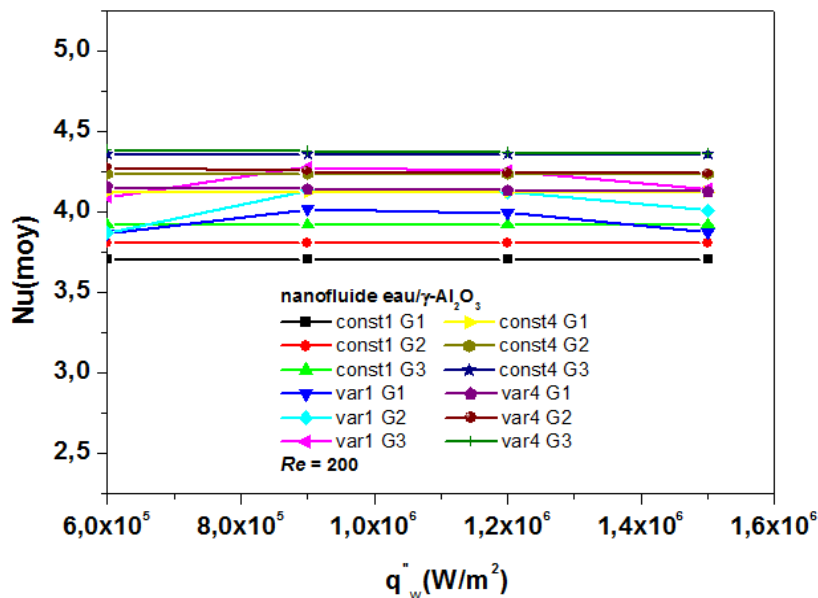


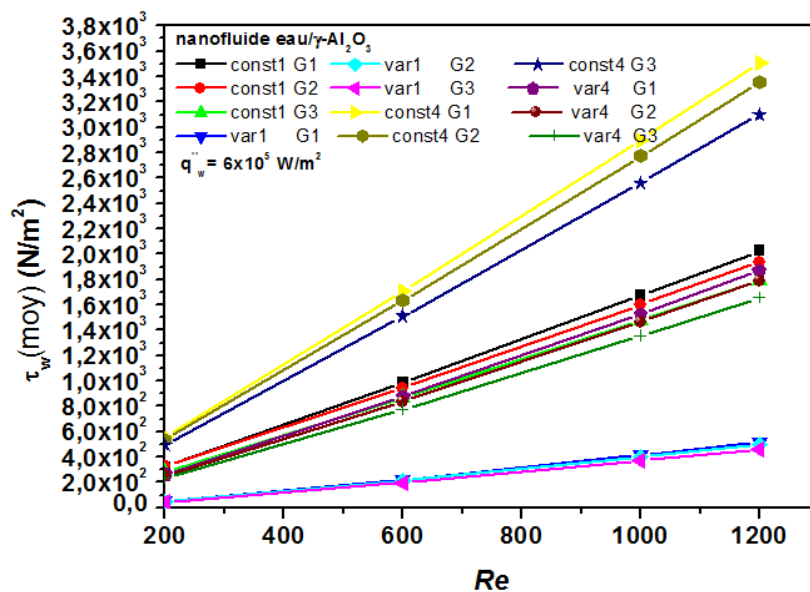
Figure (V.29): Effet de la densité de flux thermique  $q''_w$  et de  $\phi$  sur le nombre de Nusselt moyen avec et sans propriétés thermo-physiques variables pour les géométries G1, G2 et G3 (Application III).

### V.3.2.6. Influence du Nombre de Reynolds, de la Concentration Volumique des Nanoparticules et de la Géométrie sur la Contrainte de Cisaillement Moyenne avec des Propriétés Thermo-physiques Dépendantes de la Température

Les résultats représentés dans la figure (V.30) concernent l'hydrodynamique de l'écoulement pour  $q''_w = 6 \times 10^5 (W/m^2)$ . On peut noter une augmentation de la contrainte de cisaillement moyenne  $\tau_w(moy)$  lorsqu'on augmente la valeur du nombre de Reynolds dans l'intervalle  $Re = 200 - 1200$ .

Cette augmentation devient de plus en plus importante lorsqu'on élève la concentration volumique des nanoparticules.

Cependant, quant nous utilisons des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température pour des concentrations volumiques égales à  $\varphi = 1\%$  et  $\varphi = 4\%$  nous remarquons une diminution évidente dans la contrainte de cisaillement moyenne. Cette diminution est due à la diminution de la viscosité dynamique effective à cause de l'élévation de la température. La **figure (V.30)**, indique aussi clairement, qu'il y a une diminution significative dans les valeurs de la contrainte de cisaillement moyenne, lors de l'utilisation de la géométrie G3 qui possède la plus grande section frontale. Par conséquent, l'utilisation de cette géométrie permet de réduire la puissance de pompage servant à produire l'écoulement du fluide de refroidissement.

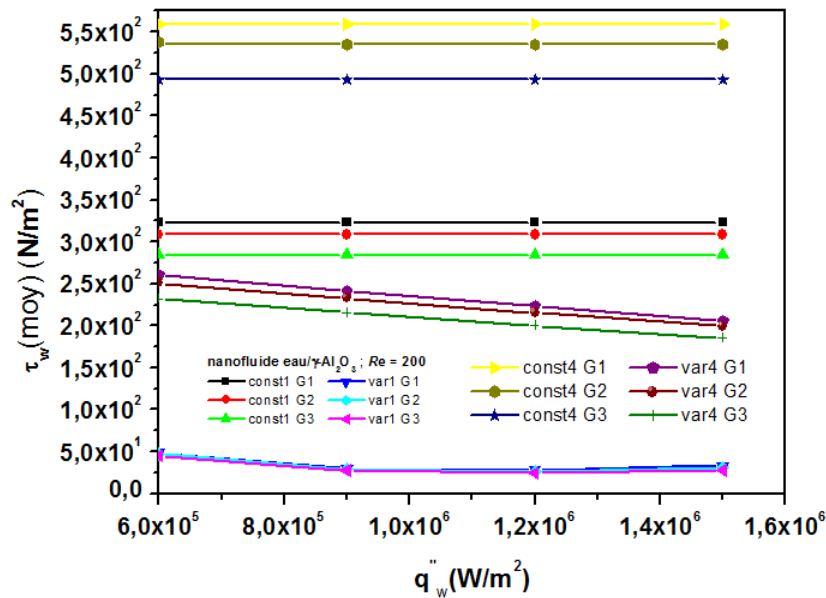


**Figure (V.30):** Effet du nombre de  $Re$  et  $\varphi$  sur la contrainte de cisaillement moyenne avec et sans propriétés thermo-physiques variables pour les géométries G1, G2 et G3 (**Application III**).

### V.3.2.7. Influence de la Densité de Flux Thermique, de la Concentration Volumique de Nanoparticules et de la Géométrie sur la Contrainte de Cisaillement Moyenne avec des Propriétés Thermo-physiques Dépendantes de la Température

Dans ce cas, les calculs ont été effectués pour  $q''_w = (6 \times 10^5, 9 \times 10^5, 1.2 \times 10^5 \text{ et } 1.5 \times 10^5) (W/m^2)$  et pour le nombre de Reynolds  $Re = 200$ . L'augmentation de la contrainte de cisaillement moyenne  $\tau_w(\text{moy})$  avec la concentration volumique de nanoparticules  $\varphi = 1\%, 4\%$  et de l'eau 0% est montrée dans la **figure (V.31)**. Cette augmentation a aussi été constatée par (**Maïga et al. [69]** et **Palm et al. [70]**).

Pour une valeur fixée de la concentration volumique de nanoparticules on peut observer une diminution considérable lorsqu'on utilise des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température par rapport au cas de propriétés thermo-physiques constantes. Cette diminution étant due à la diminution de la viscosité dynamique effective en fonction de l'élévation de la température. En outre, **figure (V.31)** montre clairement une diminution significative dans les valeurs de la contrainte de cisaillement moyenne, lorsqu' on utilise la géométrie G3. Cette diminution est due à l'augmentation de la surface du micro-canal de dissipateur qui provoque la diminution du gradient de vitesse et donc la diminution de la contrainte de cisaillement sur la paroi. Il peut aussi être remarqué à partir de la **figure (V.31)** qu'à l'exception de la légère dégradation subie pour le cas de -  $\varphi = 4\%$  et des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température- la contrainte de cisaillement moyenne reste presque constante dans toutes les configurations géométriques lorsque la densité de flux de chaleur augmente.



**Figure (V.31): Effet de la densité de flux thermique  $q_w''$  et  $\varphi$  sur la contrainte de cisaillement moyenne avec et sans propriétés thermo-physiques variables pour les géométries G1, G2 et G3 (Application III).**

### V.3.3 Conclusions sur l'application III

Dans ce dernier travail, nous avons étudié, par simulation numérique, les caractéristiques hydrodynamiques et thermiques pour l'écoulement laminaire accompagné de transfert thermique d'un nanofluide dans un dissipateur de chaleur à micro-canaux de section rectangulaire en trois dimensions avec l'hypothèse d'une approche monophasique et avec des propriétés thermo-physiques constante ou dépendantes de la température. Les deux modes de transfert de chaleur (convection dans le fluide et conduction dans le solide) ont été modélisés dans cette étude.

Les résultats montrent clairement que l'introduction des nanoparticules produit une augmentation considérable du coefficient de transfert de chaleur. De plus, les modèles dépendant de la température présentent des valeurs plus élevées des nombres de Nusselt local et moyen parce que la différence entre la température de la paroi et la température du nanofluide au voisinage de la paroi est maximisée, maximisant ainsi le coefficient de transfert de la chaleur, qui est proportionnel à cette différence. Nous avons également remarqué, lors de l'utilisation des propriétés dépendantes de la température, une diminution de la température locale sur la base du micro-canal du dissipateur et une diminution de la contrainte de cisaillement moyenne qui a été attribuée à la diminution de la viscosité dynamique avec la température par rapport au cas des propriétés constantes. D'autres effets positifs sur

la contrainte de cisaillement et sur le processus de transfert de chaleur qui sont dû au nombre de Reynolds et à la densité du flux de chaleur ont également été observés dans le cadre de la présente étude.

Finalement, une augmentation dans les dimensions du canal conduit à une augmentation importante des nombres de Nusselt locale et moyen, à une diminution de la température locale au niveau de la surface de la paroi inférieure et à une diminution importante de la contrainte de cisaillement moyenne. Ceci a mené à désigner la géométrie G3 comme étant la meilleure des points de vue performances hydrodynamiques et thermiques.



## Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons étudié par une simulation numérique l'écoulement laminaire incompressible en régime permanent d'un nanofluide (**eau/ $\gamma$ - $Al_2O_3$** ) et le transfert thermique par convection forcée en utilisant une approche monophasique, dans les micro-canaux avec une paroi inférieure chauffée par une densité de flux thermique uniforme et constant. L'objectif de cette thèse était d'étudier les intérêts que pourraient présenter les nanofluides, et plus spécifiquement l'effet des propriétés thermo-physiques constantes et dépendantes de la température et le changement de la géométrie sur le refroidissement des équipements électroniques.

Dans un premier temps, nous avons adapté le code de calcul Fluent6.3, basé sur la méthode des volumes finis, pour résoudre les équations qui gouvernent notre modèle physique et qui sont : les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans le fluide et l'équation de conduction thermique dans le solide. Dans un deuxième temps, nous avons fait marcher le code avec des propriétés thermo-physiques constantes puis avec des propriétés thermo-physiques dépendantes de la température, pour obtenir des résultats pour quelques cas d'intérêt pratique.

Nous avons commencé par une première application dans laquelle le nanofluide s'écoule entre deux disques coaxiaux, simulant un système de refroidissement par jets ronds axisymétriques impactants semi-confinés bidimensionnels, puis nous avons fait deux applications où l'écoulement est tridimensionnel et a lieu à l'intérieur d'un dissipateur de chaleur à micro-canaux de section rectangulaire.

Les résultats obtenus ont clairement montré que :

- L'augmentation de la concentration des nanoparticules provoque une diminution des températures locales pariétales. Les modèles dépendant de la température présentent une décroissance de la température pariétale locale lorsque l'on compare avec les propriétés constantes et donc un meilleur refroidissement de la surface cible.
- L'addition des nanoparticules entraîne une augmentation significative du nombre de Nusselt local et moyen, du coefficient de transfert de la chaleur moyen radial et du coefficient de transfert de la chaleur relatif moyen radial par rapport au cas où l'on utilise un fluide de base pur ( $\varphi = 0$ ).

- L'augmentation du nombre de Reynolds entraine une augmentation du nombre de Nusselt local et moyen, du coefficient de transfert de la chaleur moyen radial et du coefficient de transfert de la chaleur relatif moyen radial .
- Le nombre de Nusselt moyen reste presque constant lorsqu'on augmente la densité de flux thermique.
- L'augmentation du nombre de Reynolds conduit à une augmentation considérable de la contrainte de cisaillement moyenne aux interfaces de contact. Cette croissance diminue avec l'augmentation de la densité de flux thermique. Les résultats montrent aussi une augmentation de la contrainte de cisaillement moyenne avec la concentration des nanoparticules et ce à cause de l'augmentation de la viscosité. Cette augmentation du frottement nanofluide-paroi devient draconienne notamment lorsqu'on utilise des fractions élevées.

Les modèles utilisant des propriétés dépendantes de la température donnent une décroissance de la contrainte de cisaillement moyenne en raison de la diminution de la viscosité dynamique avec la température lorsque l'on compare avec les propriétés constantes.

- L'augmentation de l'écart entre les deux disques conduit à l'augmentation du nombre de Nusselt local, du coefficient de transfert de chaleur moyen radial et du coefficient de transfert de la chaleur relatif moyen radial (application I). Aussi une augmentation dans les dimensions du canal conduit à une augmentation importante du nombre de Nusselt local et moyen, une diminution de la température locale au niveau de la surface de la paroi inférieure et une diminution importante de la contrainte de cisaillement moyenne (application III).

Comme perspectives de ce travail, nous préconisons la poursuite des études numériques et expérimentales avec d'autres types de nanofluides pour connaître mieux ce type de fluides caloporteurs. Ces études ouvriront la voie vers l'utilisation poussée des nanofluides comme substituants aux fluides traditionnels et ce dans le but d'améliorer le transfert de chaleur par convection forcée et donc de pouvoir fabriquer des échangeurs moins encombrants. Il faut aussi trouver des techniques de fabrication de nanofluides qui assurent l'homogénéité de la concentration du mélange fluide-nanoparticules lors de l'écoulement.

## Références bibliographiques

- [1] **S.U.S. Choi**, enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles, and applications of Non-Newtonian flows. FED-Vol.231/MD, 1995, Vol.66, pp. 99-105.
- [2] **P. Keblinski, S.R. Phillpot, S.U.S. Choi et J.A. Eastman**, Mechanisms of heat flow in suspensions of nano-sized particles (nanofluids), International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002, Vol. 45, pp. 855-863.
- [3] **J.A. Eastman, S.R. Phillpot, S.U.S. Choi et P. Keblinski**, Thermal transport in nanofluids, Annu. Rev. Mater. Res. 2004, Vol. 34, pp. 219-246.
- [4] **J. P. Holman**, Heat Transfer, 9e éd. New York : Mc Graw Hill, 2002.
- [5] **S. Liu, X. Xu, R. Xie, G. Zhang, et B. Li**, Anomalous Heat Conduction and Anomalous Diffusion in Low Dimensional Nanoscale Systems, The European Physical Journal B, 2012, vol. 85, No. 10, pp. 1–20.
- [6] **C. B. Sobhan et G. P. Peterson**, Microscale and Nanoscale Heat Transfer : Fundamentals and Engineering Applications. Boca Raton, Fla.: CRC Press, 2008.
- [7] **Y.K. Cheng, C.H. Tsai, C.C. Teng et S.M. Kang**, Thermal Simulation for VLSI Systems, dans Electrothermal Analysis of VLSI Systems. Boston, Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [8] **T. Von Karman**, Über laminare und turbulente Reibung. Z. Angew. Math. Mech, 1921, Vol. 1, pp 233–252.
- [9] **M.H. Rogers et G.N. Lance**, The rotationally symmetric flow of a viscous fluid in the presence of an infinite rotating disk, Journal Fluid Mech, 1960, Vol.7, P. 617.
- [10] **W.G. Cochran**, The flow due to a rotating disc. Proc. Cambridge. Phil. Soc, 1934, Vol.30, P. 365.
- [11] **U.T. Bodewat**, Die Drehströmung über festen grunde 7 angew Math. Mech, 1940, Vol. 20, P. 241.
- [12] **G.K. Batchelor**, Note on class of solutions of the Navier-Stokes equations representing steady rotationally symmetric flow, Quart journal Mech. Appl. Math, 1951, Vol. 4, P. 29.
- [13] **G.C. Roy**, contribution à l'étude numérique de l'écoulement entre Disques coaxiaux avec source de débit Axial. Thèse de Maîtrise en sciences, Université de Moncton-Canada-1992.
- [14] **S. G. Kandlikar et W. J. Grande**, Evolution of microchannel flow passages—thermohydraulic performance and fabrication technology, Heat Transfer Engineering, 2003, Vol. 24, No. 1, pp. 3–17.

- [15] **AMRITRAJ BHANJAA** ,Numerical solution of three dimensional conjugate heat transfer in a micro-channel heat sink and cfd analysis, thesis submitted in partial fulfillment of the requirements , department of mechanical engineering national institute of technology rourkela-769008 2009
- [16] **B.C. Pak et Y.I. Cho**, Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles, *Experimental Heat Transfer*, 1998, Vol.11, No.2, pp. 151–170.
- [17] **Y. Xuan et Q. Li**, Heat transfer enhancement of nanofluids. *International Journal of Heat fluid flow*, 2000, Vol. 21, No.1, pp. 58–64.
- [18] **Y. Xuan et Q. Li** , Convective heat transfer performances of fluids with Nanoparticles, *Proc of twelfth International Heat Transfer*, 2002, pp. 483-488.
- [19] **S.E.B. Maiga, C.T. Nguyen, N. Galanis et G. Roy**, Heat transfer behaviors of nanofluids in a uniformly heated tube, *Super lattices and Microstructures*, 2004, Vol. 35, pp. 543-557.
- [20] **J. Judy, Maynes et B.W. Webb**, Characterization of frictional pressure drop for liquid flows through micro-channels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2002, Vol. 45, pp. 3477-3489
- [21] **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, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2012, Vol. 39, pp. 995–999
- [22] **R. Kamali et A.R. Binesh**, Numerical investigation of heat transfer enhancement using carbon nanotube-based non-Newtonian nanofluids, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2010, Vol. 37, pp.1153–1157.
- [23] **Harirchian Tannaz et Garimella Suresh V**, Micro-channel size effects on local flow boiling heat transfer to adielectric fluid, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008, Vol. 51, pp. 3724–35.
- [24] **S.V. Garimella et B. Nenaydykh**, Nozzle-geometry effects in liquid jet impingement heat transfer, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1996, Vol. 39, No.14, pp. 2915– 2923.
- [25] **S.J. Downs et E.H. James**, Jet impingement heat transfer-a literature survey, *ASME paper HTD-35*, 1987, Vol.87, pp. 1–11.

- [26] **K. Jambunathan, E. Lai, M. Moss et B. Button**, A review of heat transfer data for single circular jet impingement, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 1992, Vol. 13, pp. 106-115.
- [27] **V. Tesar et Z. Travnicek**, Increasing heat and/or mass transfer rates in impinging jets, *Journal of Visualization*, 2005, Vol. 2, pp. 91-98.
- [28] **S.V. Garimella et R.A. Rice**, Confined and submerged liquid jet impingement heat transfer, *J. Heat Transfer*, 1995, Vol. 117, pp. 871–877.
- [29] **N.R. Saad, J.M. Douglas et A.S. Mujumdar**, Prediction heat transfer under an axisymmetric laminar impinging jet, *Ind. Eng. Chem. Fundam*, 1977, Vol. 16, pp. 148–154.
- [30] **X.S. Wang, Z. Dagan et L.M. Jili**, Heat transfer between a circular free impinging jet and a solid surface with non-uniform wall temperature or wall heat flux –1. Solution for the stagnation region, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1989, Vol. 32, pp. 1351–1360.
- [31] **R.J. Goldstein, K.A. Sobolik et W.S. Sool**, Effect of entrainment on the heat transfer to a heated circular air jet impinging on a flat surface, *Trans. ASME*, 1990, Vol. 112, pp 608–611
- [32] **X. Liu, J.H. Lienhard et J.S. Lombara**, Convective heat transfer by impingement of circular liquid jets, *J. Heat Transfer*, 1991, Vol. 113, pp. 571–582.
- [33] **S.V. Garimella et B. Nenaydykh**, Nozzle-geometry effects in liquid jet impingement heat transfer, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1996, Vol. 39, pp. 2915–2923.
- [34] **S. Lee, S.U.S Choi, S. Li, J.A. Eastman**, , Measuring thermal conductivity of fluids containing oxide nanoparticles, *J. Heat Transfer*, 1999, Vol. 121, pp. 280–289.
- [35] **R.G. Boothroyd et H. Haque**, Fully developed heat transfer to a gaseous suspension of particles flowing turbulently in duct of different size, *Journal of Mechanical Engineering Science*, 1970, Vol. 12, No. 3, pp. 191–200.
- [36] **G.K. Batchelor**, The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles, *Journal of Fluid Mechanics*, 1977, Vol. 83, No. 1, pp. 97–117.
- [37] **A.S. Ahuja**, Thermal design of a heat exchanger employing laminar flow of particle suspensions, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1982, Vol. 25, No. 5, pp. 725–728.
- [38] **C.W. Sohn et M.M. Chen**, Microconvective thermal conductivity in disperse two-phase mixtures as observed in a low velocity Couette flow experiment, *J. Heat Transfer*, 1981, Vol. 103, pp. 45–51.
- [39] **H. Masuda, A. Ebata, K. Teramae et N. Hishinuma**, Alteration of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultrafine particles (dispersion of c-

Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub> and TiO<sub>2</sub> ultra-fineparticles), Netsu Bussei (in Japanese), 1993, Vol. 4, No. 4, pp. 227–233.

[40] **G. Roy, C.T. Nguyen et P.R. Lajoie**, Numerical investigation of laminar flow and heat transfer in a radial flow cooling system with the use of nanofluids, *Superlattices Microstruct.*, 2004, Vol. 35, pp. 497–511.

[41] **Y. Kurosaki et T. Murasaki**, Study on heat transfer mechanism of a gas–solid suspension impinging jet (effect of particle size and thermal properties), *Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf.* 1986, Vol. 5, pp. 2587–2592.

[42] **D.B. Tuckerman et R.F.W. Pease**, High-performance heat sinking for VLSI, *IEEE Electron. Dev. Lett. EDL*, 1981, No. 2, pp. 126–129.

[43] **G. Hetsroni, A. Mosyak, E. Pogrebnyak, et L. P. Yarin**, Heat transfer in micro-channels: comparison of experiments with theory and numerical results, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2005, Vol. 48, No. 25-26, pp. 5580–5601.

[44] **P.-S. Lee et S. V. Garimella**, Thermally developing flow and heat transfer in rectangular micro-channels of different aspect ratios, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2006, Vol. 49, No. 17-18, pp. 3060–3067.

[45] **G. Gamrat, M. Favre-Marinet, et S. le Person**, Modelling of roughness effects on heat transfer in thermally fully-developed laminar flows through micro-channels, *International Journal of Thermal Sciences*, 2009, Vol. 48, No. 12, pp. 2203–2214.

[46] **X. L. Xie, Z. J. Liu, Y. L. He, et W. Q. Tao**, Numerical study of laminar heat transfer and pressure drop characteristics in a water-cooled mini-channel heat sink, *Applied Thermal Engineering*, 2009, Vol. 29, No. 1, pp. 64–74.

[47] **L.T. Yeh**, Review of heat transfer technologies in electronic equipment, *ASME J. Electron. Packag.* 1995, Vol. 117, pp. 333–339.

[48] **I. Mudawar et M.B. Bowers**, Ultra-high critical heat flux (CHF) for subcooled water flow boiling—I: CHF data and parametric effects for small diameter tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1999, Vol. 42, pp. 1405–1428.

[49] **T. Kishimoto et T. Ohsaki**, VLSI packaging technique using liquid-cooled channels, *IEEE Trans. Components, Hybrids, Manufact. Technol. CHMT*, 1986, Vol. 9, pp. 328–335.

[50] **D. Nayak, L.T. Hwang, I. Turlik et A. Reisman**, A high performance thermal module for computer packaging, *J. Electron. Mater.*, 1987, Vol. 16, pp. 357–364.

[51] **M.B. Bowers et I. Mudawar**, High flux boiling in low flow rate, low pressure drop mini-channel and micro-channel heat sinks, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1994, Vol. 37, pp. 321–332.

- [52] **T.S. Ravigururajan, J. Cuta, C.E. McDonald et M.K. Drost**, Single-phase flow thermal performance characteristics of a parallel micro-channel heat exchanger, National Heat Transfer Conference, ASME HTD-329, 1996, Vol. 7, pp. 157–166.
- [53] **K. Kawano, K. Minakami, H. Iwasaki et M. Ishizuka**, Micro channel heat exchanger for cooling electrical equipment, Application of Heat Transfer in Equipment, Systems and Education, ASME HTD-361, 1998, Vol. 3, pp. 173–180.
- [54] **J. Wang, M. Wang, et Z. Li**, A lattice Boltzmann algorithm for fluid-solid conjugate heat transfer, International Journal of Thermal Sciences, 2007, Vol. 46, No. 3, pp. 228–234.
- [55] **S. Z. Heris, S. G. Etemad, et M. N. Esfahany**, Experimental Investigation of Oxide Nanofluids Laminar Flow Convective Heat Transfer, Int. Commun. Heat Mass Transfer, 2006, Vol.33, pp. 529–535.
- [56] **S. Z. Heris, S. G. Etemad et M. N. Esfahany**, Experimental Investigation of Convective Heat Transfer of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Water Nanofluid in Circular Tube, Int. J. Heat Fluid Flow, 2007, Vol. 28, No.2, pp. 203–210.
- [57] **A. Weisberg, H.H. Bau et J.N. Zemel**, Analysis of micro-channels for integrated cooling, Int. J. Heat Mass Transfer, 1992, Vol. 35, pp. 2465–2474.
- [58] **A.G. Fedorov et R. Viskanta**, Three-dimensional conjugate heat transfer in the micro-channel heat sink for electronic packaging, Int. J. Heat Mass Transfer, 2000, Vol. 43, pp. 399–415.
- [59] **R.J. Phillips**, Micro-channel heat sinks, in: A. Bar-Cohen, A.D. Kraus (Eds.), Advances in Thermal Modeling of Electronic Components, ASME Press, New York, 1990, Vol. 2, pp. 109–184.
- [60] **R.W. Knight, J.S. Goodling et D.J. Hall**, Optimal thermal design of forced convection heat sinks-analytical, ASME J. Electron. Packag, 1991, Vol. 113, pp. 313–321.
- [61] **R.W. Knight, D.J. Hall, J.S. Goodling et R.C. Jaeger**, Heat sink optimization with application to micro-channels, IEEE Trans. Components, Hybrids, Manufact. Technol, 1992, Vol. 15, No. 5, pp. 832–842.
- [62] **D.Y. Lee et K. Vafai**, Comparative analysis of jet impingement and micro-channel cooling for high heat flux applications, Int. J. Heat Mass Transfer, 1999, Vol. 42, pp. 1555–1568.
- [63] **S.B. Choi, R.R. Barron et R.O. Warrington**, Fluid flow and heat transfer in micro tubes, ASME DSC, 1991, Vol. 40, pp. 89–93.
- [64] **G.M. Mala et D. Li**, Flow characteristics of water in microtubes, Int. J. Heat Fluid Flow, 1999, Vol. 20, pp. 142–148.

- [65] **X.F. Peng et G.P. Peterson**, Convective heat transfer and flow friction for water flow in micro-channel structures, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1996, Vol. 39, pp. 2599–2608.
- [66] **J. Koo et C. Kleinstreuer**, Laminar nanofluid flow in micro-heat-sinks, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2005, Vol. 48, No. 13, pp. 2652–2661.
- [67] **P. Bhattacharya, A.N. Samanta et S. Chakraborty**, Numerical study of conjugate heat transfer in rectangular micro-channel heat sink with (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/H<sub>2</sub>O) nanofluid, *Heat and Mass Transfer*, 2009, Vol. 45, No. 10, pp. 1323–1333.
- [68] **J. Koo et C. Kleinstreuer**, A new thermal conductivity model for nanofluids, *J. Nanopart.*, doi:10.1007/s11051-004-3170-5 Res. 6, 2004, pp. 577–588.
- [69] **C.H. Chon, K.D. Kihm, S.P. Lee et S.U.S. Choi**, Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) thermal conductivity enhancement, *Appl. Phys. Lett.*, 2005, No. 87, pp. 153107-1,3.
- [70] **S.E.B. Maiga, N. Cong Tam, N. Galanis, G. Roy, T. Mare et M. Coqueux**, Heat transfer enhancement in turbulent tube flow using (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) nanoparticle suspension, *International Journal of Numerical Methods in Heat and Fluid Flow*, 2006, Vol. 16, No. 3, pp. 275–292.
- [71] **S.J. Palm, G. Roy et C.T. Nguyen**, Heat transfer enhancement with the use of nanofluids in radial flow cooling systems considering temperature dependent properties, *Applied Thermal Engineering*, 2006, Vol. 26, pp. 2209–2218.
- [72] **V. Bianco, F. Chiacchio, O. Manca et S. Nardini**, Numerical investigation of nanofluids forced convection in circular tubes, *Applied Thermal Engineering*, 2009, Vol. 29, No. 17-18, pp. 3632-3642.
- [73] **W. Qu et I. Mudawar**, Assessment of effectiveness of nanofluids for single-phase and two-phase heat transfer in micro-channels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004, Vol. 50, pp. 452-463.
- [74] **D. Liu et S.V. Garimella**, Investigation of liquid flow in microchannels, *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2004, Vol. 18, pp. 65–72.
- [75] **Hainan Zhang, Shuangquan Shao, Hongbo Xu et Changqing Tian**, Heat transfer and flow features of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-water nanofluids flowing through a circular micro-channel- Experimental results and correlations, *Applied Thermal Engineering*, 2013, Vol. 61, pp. 86-92
- [76] **E. Farsad, S. P. Abbasi, M. S. Zabihi et J. Sabbaghzadeh**, Numerical simulation of heat transfer in a micro channel heat sinks using nanofluids, *Heat Mass Transfer*, 2011, Vol. 47, pp. 479–490



- [77] **M. Mirzaei et M. Dehghan**, Investigation of flow and heat transfer of nanofluid in micro-channel with variable property approach, *Heat Mass Transfer*, 2013, Vol. 49, pp. 1803–1811
- [78] **Ali Ijam et R. Saidur**, Nanofluid as a coolant for electronic devices (cooling of electronic devices), *Applied Thermal Engineering*, 2012, Vol. 32, pp. 76-82
- [79] **Pooya Mehraban Rad et Cyrus Aghanajafi**, The Effect of Thermal Radiation on Nanofluid Cooled Micro-channels, *J Fusion Energ*, 2009, Vol. 28, pp. 91–100
- [80] **M. Hatami et D.D. Ganji**, Thermal and flow analysis of micro-channel heat sink (MCHS) cooled by Cu–water nanofluid using porous media approach and least square method, *Energy Conversion and Management*, 2014, Vol. 78, pp. 347–358
- [81] **S.J. Kim et D. Kim**, Forced convection in microstructures for electronic equipment Cooling, *J Heat Transfer*, 1999, Vol. 121, pp. 639–645.
- [82] **Salma Halelfadl, Ahmed Mohammed Adham, Normah Mohd-Ghazali, Thierry Maré, Patrice Estellé et Robiah Ahmad**, Optimization of thermal performances and pressure drop of rectangular micro-channel heat sink using aqueous carbon nanotubes based nanofluid, *Applied Thermal Engineering*, 2014, Vol.62, pp. 492-499
- [83] **I. Rezaiguia**, Investigation des échanges convectifs dans diverses configurations, thèse de doctorat en Sciences en Génie Mécanique (énergétique) université Constantine 1, 2014
- [84] **M. M. Billah, M. M. Rahman et U. M. Sharif**, Heat transfer enhancement of nanofluids in a lid-driven triangular enclosure having a discrete heater, *Procedia Engineering*, 2013, Vol.56, pp. 330 – 336
- [85] **A. Amit et S. Aashish**, Three-dimensional heat transfer analysis of microchannel heat sink using nanofluid, *International Journal of Science, Technology & Management*, 2015, Vol. 04, No. 01, pp.1199-1208
- [86] **J. Wang, M. Wang et Z. Li**, A lattice Boltzmann algorithm for fluid-solid conjugate heat transfer, *International Journal of Thermal Sciences*, 2007, Vol.46, No.3, pp. 228-234.
- [87] **N. Garcia-Hernando, A. Acosta-Iborra, U. Ruiz-Rivas et M. Izquierdo**, Experimental investigation of fluid flow and heat transfer in a single-phase liquid flow micro-heat exchanger, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, Vol. 52, No.23, pp. 5433-5446.
- [88] **S.P. Jung, J.Y. Min et S.J. Kim**, Effect of tip clearance on the cooling performance of a Micro-channel heat sink, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004, Vol. 47, No.5, pp. 1099-1103 .

- [89] **Y. Chen, C. Zhang, M. Shi et J. Wu** , Threedimensional numerical simulation of heat and fluid flow in noncircular micro-channel heat sinks, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2009, Vol. 36, pp. 917 – 920.
- [90] **C. B. Coetzer et J. A. Visser**, Compact modeling of forced flow in longitudinal fin heat sinks with tip bypass, *Journal of Electronic Packaging*, 2003, Vol. 125, pp. 319 – 324.
- [91] **Y. Sata, H. Iwasaki et M. Ishizuka**, Development of prediction technique for cooling performance of finned heat sink in uniform flow, *IEEE Transactions On Components, Packaging, And Manufacturing, Part A*, 1997, Vol. 20, pp. 160 – 166.
- [92] **R.W. Knight, D.J. Hall, J.S. Goodling et R.C. Jaeger**, Heat sink optimization with application to micro-channels, *IEEE Trans. Components, Hybrids, Manufact. Technol*, 1992, Vol.15, pp. 832–842.
- [93] **H. Sakuma et K. Ishii**, Gas flow sputtering: Versatile process for the growth ofnanopillars, nanoparticles, and epitaxial thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* , 2009, Vol. 321, pp. 872-875.
- [94] **Y. Singh, J.R.N. Javier, S. H. Ehrman, M. H. Magnusson et K. Deppert**, Approaches to increasing yield in evaporation / condensation nanoparticle generation; *Journal of Aerosol Science*, 2002, Vol. 33, pp. 1309-1325
- [95] **D. K. Lee, Y. H. Kim, X. L. Zhang et Y. S. Kang**, Preparation of monodisperse Co and Fe nanoparticle using precursor of  $M^{2+}$ -oleate<sub>2</sub> (M = Co, Fe). *Current Applied Physics*, 2006, Vol. 6, pp. 786-790.
- [96] **R. Benoit, F. Warmont, V. Meynen, K. De Witte, P. Cool, M. T. Delapierre , M-L. Saboungi**, Optimisation of the surface properties of SBA-15 mesoporous silica for in-situ nanoparticle synthesis. *Microporous and Mesoporous Materials*, 2009, Vol. 120, pp. 2-6.
- [97] **Y. Wang, Z. Iqbal, S. Mitra. Rapid**, low temperature microwave synthesis of novel carbon nanotube-silicon carbide composite, *Carbon* , 2006, Vol. 44, pp. 2804-2808.
- [98] **S.M.S. Murshed, K.C. Leong et C. Yang**, Enhanced thermal conductivity of TiO<sub>2</sub>-water based nanofluids, *International Journal of Thermal Sciences*, 2005, Vol. 44, pp. 367-373.
- [99] **S. Berber, Y. K. Kwon et D. Tomanek**, Unusually high thermal conductivity of carbon nanotubes, *Physical Review Letters*, 2000, No.84, pp. 4613-4616.
- [100] **J. A. Eastman, S. U. S. Choi, S. Li, W. Yu, L. J., Thompson**, Anomalously increased effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containing copper nanoparticles, *Applied Physics Letters*, 2001, No. 78, P. 6.

- [101] **V. Trisaksri et S. Wongwises**, Critical review of heat transfer characteristics of nanofluids, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 3, 2007, Vol. 11. pp. 512-523
- [102] **J.C.A. Maxwell**, *Treatise on Electricity and Magnetism*, second ed., Clarendon Press, Oxford, UK, 1881.
- [103] **R.L. Hamilton et O.K. Crosser**, Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems, *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, 1962, Vol.1, No.3, pp 187-191.
- [104] **S. P. Jang et S. U. S. Choi**, Role of Brownian motion in the enhanced thermal conductivity of nanofluids, *Applied Physics Letters*, 2004, No.84, P. 21.
- [105] **P. Keblinski, S.R. Phillpot, S.U.S Choi et J.A. Eastman**, Mechanisms of heat flow in suspensions of nano-sized particles (nanofluids), *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2006, Vol. 45, pp. 855-863.
- [106] **Y. Xuan et W. Roetzel**, Conception for heat transfer correlation of nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2000, Vol. 43, No.19, pp. 3701-3707.
- [107] **H.O'Hanley, J.Buangiorno, T. McKrell et L.W. Hu**, Measurement and model validation of nanofluid specific heat capacity with Differential Scanning Calorimetry, *Advances in Mechanical Engineering*, ID 181079, 2012. Vol. 2012, pp. 1-6.
- [108] **R. Ben Mansour, N. Galanis, et C.T. Nguyen**, Effect of uncertainties in physical properties on forced convection heat transfer with nanofluids, *Applied Thermal Engineering*, 2007, Vol. 27, pp. 240–249.
- [109] **G. Polidori, S. Fohanno, et C.T. Nguyen**, A note on heat transfer modelling of Newtonian nanofluids in laminar free convection, *International Journal of thermal sciences*, 2007, Vol. 46, No.19, pp. 739-744.
- [110] **R. Prasher, P.E. phelan, et P. Bhattacharya**, Effect of aggregation kinetics on the thermal conductivity of nanoscale colloidal solutions (nanofluid), *Nano Letters*, 2006, Vol.6, No.7, pp. 1529-1534.
- [111] **S.E.B. Maiga, C.T. Nguyen, N. Galanis, et G. Roy**, Heat transfer behaviors of nanofluids in a uniformly heated tube, *Super lattices and Microstructures*. 2004, Vol. 35, pp. 543- 557.
- [112] **C.J. Ho, M.W. Chen, et Z.W. Li**, Numerical simulation of natural convection of nanofluid in a square enclosure: Effects due to uncertainties of viscosity and thermal conductivity, *Int. J. of heat and Mass Transfer*, 2008, Vol. 51, pp. 4506-4516.

- [113] **W. Yu et S.U.S. Choi**, The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: A renovated Maxwell model, *Journal of Nanoparticle Research*, 2003, Vol.5, pp. 167-171.
- [114] **D.P.H. Hasselman, et L.F. Johnson**, Effective thermal conductivity of composites with interfacial thermal Barrier resistance, *Journal of composite Materials*, 1987, Vol.21, No.6, pp.508-515.
- [115] **G. Bruggeman**, Calculation of Various Physics Constants in Heterogeneous Substances I Dielectricity Constants and Conductivity of Mixed Bodies from Isotropic Substances, *Annalen der Physik*, 1935, Vol. 416, No. 7, pp. 636-664.
- [116] **Y. Xuan, Q. Li, W. Hu**, Aggregation structure and thermal conductivity of nanofluids, *AIChE Journal*, 2003, Vol. 49, No. 4, pp. 1038–1043.
- [117] **H. A. Mints, G. Roy, C. T. Nguyen et D. Doucet**, New temperature dependent thermal conductivity data for water-based nanofluids, *International Journal of Thermal Sciences* , 2009, Vol. 48, pp. 363-371.
- [118] **X.Q. Wang et A.S Mujumdar**, Heat transfer characteristics of nanofluids : a review, *International Journal of Thermal Sciences*, 2007, Vol. 46, pp. 1–19.
- [119] **P. Keblinski, S.R. Phillpot, S.U.S. Choi et J.A Eastman**, Mechanisms of heat flow in suspensions of nano-sized particles (nanofluids), *Chemical Engineering and Processing* , 2007, Vol. 46, pp. 851-861.
- [120] **P. Keblinski, J.A. Eastman et G. Cahill**, Nanofluids for thermal transport, *Materialstoday-Review feature* 6, June 2005, Vol. 8, pp. 36-44.
- [121] **K.S. Hong, T.K. Hong et H.S. Yang**, Thermal conductivity of Fe nanofluids depending on the cluster size of nanoparticles, *Applied Physics Letters*, 2006, No.88, P. 031901.
- [122] **R. Prasher, D.Song et W. Jinlin**, Measurement of nanofluid viscosity an its implication for thermal applications, *Applied Physics Letters*, 2006, No. 89, P.133108.
- [123] **W. Evans, R. Prasher, J. Fish, P.Meakin, P. Phelan et P. Keblinski**, Effect of aggregation and interfacial thermal resistance on thermal conductivity of nanocomposites and colloidal nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008, Vol. 51, pp. 1431-1438.
- [124] **Y. Ren, H. Xie et A. Cai**, Effective thermal conductivity of nanofluids containing spherical nanoparticles, *J.Phys.D: Appl.Phys*, 2005, Vol. 38, pp. 3958-3961.
- [125] **S.A. Putnam, D.G. Cahill et P.V. Braun**, Thermal conductivity of nanoparticles suspensions, *J.Appl.Phys*, 2006, Vol. 99, P. 084308.

- [126] **K.N. Rainey et S.M You**, Pool Boiling heat transfer from plain and microporous, square pin-finned surfaces in saturated FC-72, *Journal of Heat Transfer*, 2000, Vol. 122, pp. 509-516.
- [127] **J.P. Rothstein et G.H. McKinley**, Non-isothermal modification of purely elastic flow instabilities in torsional flows of polymeric fluids, *Physics of Fluids*, 2001, Vol.13, No. 2, pp. 362-396
- [128] **A. Einstein**, *Investigations on the Theory of the Brownian Movement*.Dover Publications,New York, 1956.
- [129] **G.K. Batchelor**, Brownian Diffusion of particles with Hydrodynamic Interaction, *Journal of Fluid Mechanics*, 1976, Vol. 74, No. 1, pp. 1-29.
- [130] **H.C. Brinkman**, The viscosity of concentrated suspensions and solution, *J. Chem. Phys*, 1952, Vol. 20, No. 1, pp. 571–581.
- [131] **J.P. Guillemin, A. Werckerle, L. Brunet, O. Bonnefoy et G. Thomas**, Application d'un modèle de viscosité à la coulée d'explosifs, *Modélisation du temps de coulée, Rhéologie* , 2006, Vol. 10, No. 1, pp. 40-48.
- [132] **M. Mooney**, The viscosity of a concentrated suspension of spherical particles, *J. Colloid Sci*, 1951, Vol. 6, pp. 162–170.
- [133] **I. M.Krieger et T. J.Dougherty**, A mechanism for non-Newtonian flow in suspensions of rigid spheres, *T. Soc. Rheol*, doi:10.1122/1.548848, 1959, Vol. 3, pp.137–152.
- [134] **S. H. Maron et P. E. Pierce**, Application of Ree-Eyring generalized flow theory to suspensions of spherical particles, *J. Colloid Sci*, doi:10.1016/0095-8522(56)90023-X, 1956, Vol. 11, pp.80–95.
- [135] **W.Wolthers, M. H. G. Duits, D. Van Den Ende, J. Mellema**, Shear history dependence of aggregated colloidal dispersions, *Journal of Rheology*, 1996, Vol.40, No.5, pp. 799-811.
- [136] **M. Thomas**, Applications de fluides electrorheologiques et magneto-rheologiques au contrôle de structures, Cours à l'Ecole de technologie supérieure à l'université de Québec 2005.
- [137] **K.D. Hagen**, *Heat transfer with applications*. Prentice-hall, New Jersey, USA, 1999, pp. 637-638.
- [138] **C.T. Nguyen, F. Desgranges, G. Roy, N. Galanis, T. Mare, S. Boucher, et H.A, Mints**, Temperature and particle-size dependent viscosity data for water-based nanofluids – Hysteresis phenomenon, *International, Journal of Heat and Fluid Flow*, 2007, Vol. 28, No. 6, pp. 1492-1506.

- [139] **CH. Li, GP Peterson**, Experimental investigation of temperature and volume fraction variations on the effective thermal conductivity of nanoparticle suspensions (nanofluids). *Journal of Applied Physics* 2006;99(8):084314.
- [140] **S.E.B. Maiga, S. Palm, S. Nguyen, C. Roy, et G. Galanis**, Heat transfer enhancement by using nanofluids in forced convection flows. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2005, Vol.26, pp. 530-546.
- [141] **E.V. Timofeeva, J.L. Routbort et D. Singh**, Particle shape effect on thermophysical properties of alumina nanofluids, *J Appl. Phys*, 2009, Vol.106, P. 014304
- [142] **L. Chen, H. Xie, Y. Li et W. Yu**, Nanofluids containing carbon nanotubes treated by mechanochemical reaction, *Thermochim Acta*, 2008, Vol.477, pp. 4-21.
- [143] **A. E.Bergles**, Evolution of Cooling Technology for Electrical, Electronic, and Microelectronic Equipment, *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, 2003, Vol.26, No.1, pp. 6-15.
- [144] **J. Koo et C. Kleinstreuer**, Viscous dissipation effects in microtubes and microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004, Vol.47, pp. 14-16, 3159-3169.
- [145] **X. Wang, X. Xu et S.U.S. Choi**, Thermal conductivity of nanoparticles–fluid mixture, *J. Thermophys. Heat Transfer*, 1999, Vol. 13, No. 4, pp. 474–480.
- [146] **Gladés Bachir**, Contribution à l'étude de la convection naturelle dans les nanofluides en configuration de Rayleigh-Bénard (thèse de doctorat), L'Université Toulouse III- Paul Sabatier, 2010.
- [147] **S. G. Kandlikar et W. J. Grande**, Evolution of microchannel flow passages—thermohydraulic performance and fabrication technology, *Heat Transfer Engineering*, 2003, Vol. 24, No. 1, pp. 3–17.
- [148] **N. Putra, W. Roetzel et S.K. Das**, Natural convection of nanofluids, *Heat Mass Transfer*, 2003, Vol. 39, pp. 775–784.
- [149] **G.K. Batchelor**, The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles, *Journal of Fluid Mechanics*, 1977, Vol. 83, No. 1, pp. 97–117.
- [150] **H. Masuda, A. Ebata, K.Teramae et N. Hishinuma**, Alteration of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultrafine particles (Dispersion of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub> and TiO<sub>2</sub> ultra-fine particles), *Netsu Bussei*, 1993, Vol. 4, No. 4, pp. 227-233.
- [151] **X.Wang, X.S. Xu et S.U.S.Choi**, Thermal conductivity of nanoparticles–fluid mixture. *Journal of Thermophysics of Heat Transfer*, 1999, Vol. 13, No. 4, pp. 474-480.

- [152] **S.V. Patankar**, Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere Publishing Corporation and MC Craw- Hill Book Company, New York, 1980. Transfer, 1972, Vol. 15, pp. 1787 -1806.
- [153] **A.Z. Szeri, S.J. Schneider, F. Labbe et H.N. Kaufman**, Flow between rotating disks, part 1: basic flow, Journal of Fluid Mechanics, 1983, Vol.134, pp. 103–131.
- [154] **W. Qu, I. Mudawar**, Analysis of three-dimensional heat transfer in micro-channel heat sinks, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002, Vol.45, pp. 3973–3985.
- [155] **H. J. Tony Tan et M.Z. Abdullah**, Effects of horizontal / vertical fin tip gaps on micro-channel heat sinks performance in electronic cooling, J. of Thermal Science and Technology, 2013, Vol. 33, No. 2, pp. 23 -34.
- [156] **X.L. Xie, Z.J. Liu, Y.L. He et W.Q. Tao**, Numerical study of laminar heat transfer and pressure drop characteristics in a water-cooled mini-channel heat sink ..., Applied Thermal Engineering, doi:10.1016/j.applthermaleng.2008, Vol.2, No.2, pp.1-11.
- [157] **Hossein Shokouhmand, Mohammad Ghazvini, et Jaber Shabanian**, Performance analysis of using nanofluids in microchannel heat sink in different flow regimes and its simulation using artificial neural network, Proceedings of the World Congress on Engineering, London, U.K, 2008, Vol.3.

## ANNEXE

### COMMUNICATIONS ET ARTICLE EMANANTS DU TRAVAIL ACCOMPLI DANS LE CADRE DE CETTE THESE

#### COMMUNICATION N°1

Le travail de cette thèse a fait l'objet d'une première communication dans la conférence internationale : **La 2<sup>ème</sup> Conférence Internationale sur la Maintenance et la Sécurité Industrielle Skikda; le 28 et 29 Octobre 2013** (Rabah Nebbati\*<sup>1</sup>, Mahfoud Kadja\*<sup>2</sup>).

##### **L'intitulé de l'article est:**

Optimisation à L'aide de Nanofluides du Refroidissement par Jets Ronds Axisymétriques Impactants Semi-Confinés.

#### COMMUNICATION N°2

Le travail de cette thèse a fait l'objet d'une deuxième communication dans la conférence internationale : **Second International Conference on Applied Energetics and Pollution December 14-15, 2014, Constantine1, Algeria** (Rabah Nebbati\*<sup>1</sup>, Mahfoud Kadja\*<sup>2</sup>), ISBN 978-9931-9229-1-9 , volume 2, No.242, Page 564-570

##### **L'intitulé de l'article est:**

Etude des Dissipateurs Thermiques Utilisant un Nanofluide Eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> à Propriétés Thermophysiques Fonctions de la Température et de la Fraction Volumique de Nanoparticules.

#### COMMUNICATION N°3

Le travail de cette thèse a fait l'objet d'une troisième communication dans la conférence internationale: **International Conference on Technologies and Materials for Renewable Energy, Environment and Sustainability, TMREES15. Beirut, Libanon** (Rabah Nebbati\*<sup>1</sup>, Mahfoud Kadja\*<sup>2</sup>), *Published by Elsevier Ltd. Energy Procedia* 74 ( 2015 ) 633 – 642, **April 17-20, 2015.**



**L'intitulé de l'article est:**

Study of Forced Convection of a Nanofluid Used as a Heat Carrier in a Microchannel Heat Sink.

**PUBLICATION**

Le travail de cette thèse a fait l'objet d'une publication internationale dans la revue *World Journal of Engineering* (Indexée dans scopus), (Rabah Nebbati \*<sup>1</sup>, Mahfoud Kadja \*<sup>2</sup>), publié par © Emerald Group Publishing Limited [ISSN 1708-5284] [DOI 10.1108/WJE-08-2016-0059], (2016) Volume : 13 Issu : 5. pp. 399-406. Emerald Insight at: [www.emeraldinsight.com/1708-5284.htm](http://www.emeraldinsight.com/1708-5284.htm)

**L'intitulé de l'article est:**

Effect of Geometrical and Temperature-dependence Parameters on Forced Convection of a Nanofluid in a Micro-channel Heat Sink.

## Résumé

Ce travail de thèse de doctorat rapporte les résultats de l'étude de l'écoulement laminaire, incompressible avec convection forcée ayant lieu dans des géométries différentes telles que celle constituée par deux disques coaxiaux et celle constituée par des micro-canaux de section rectangulaire servant comme dissipateurs de chaleur. Les études menées sont des simulations numériques basées sur la méthode des volumes finis, et ont été entreprises en utilisant comme nanofluide le mélange (eau/ $\gamma$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) et comme hypothèse l'approche monophasique. L'écoulement est modélisé par les équations de Navier–Stokes et l'équation de conservation de l'énergie dans le domaine fluide et l'équation de la conduction de la chaleur dans le domaine solide. Les propriétés thermo-physiques utilisées (conductivité thermique et viscosité dynamique) étaient supposées constantes puis dépendantes de la température. Les champs thermique et dynamique découlant des calculs montrent une augmentation du nombre de Nusselt local et moyen, du coefficient de transfert de la chaleur moyen radial, du coefficient de transfert de la chaleur relatif moyen radial et de la contrainte de cisaillement moyenne aux interfaces de contact avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

Nous avons également noté que l'augmentation du flux de chaleur, l'ajout de nanoparticules dans le fluide de base, l'hypothèse de propriétés dépendantes de la température et la variation de la section transversale d'entrée des canaux affectent significativement ces champs. Cette amélioration du transfert thermique à l'aide de nanofluides peut donc donner naissance à une nouvelle technologie prometteuse qui fabrique des échangeurs de chaleur très compacts à utiliser notamment dans le domaine de l'électronique de puissance.

**MOTS CLEF:** Nanofluides; Dissipateur de Chaleur à Micro-canaux, Transfert Thermique Conjugué, Convection Forcée, Amélioration du Transfert de Chaleur.

# دراسة التحسينات لأعداد نيوسلت باستعمال النانوموائع وتغيير الهندسة

## ملخص

تضمن عمل مذكرة هذه الدكتوراه نتائج دراسة جريان صفحي مصحوب بحمل قسري داخل مهندسات مختلفة مثلا بين قرصين محوريين و المبددات الحرارة المستطيلة الشكل ذي قنوات مكر-ونية. تمت هذه الدراسات بالتشابه العددي وارتكز على طريقة الحجوم المنتهية، و استعمل فيها المزيح وحيد الطور (eau/ $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) كنانو مائع بخواص فيزيو- حرارية ثابتة. نموذجة الجريان اعتمدت على معادلات نافير-ستوكس مصحوبة بانتقال حراري. الخواص الفيزيو- حرارية (كمعامل التوصيل الحراري و اللزوجية الديناميكية) استعملت في بادئ الأمر ثابتة ثم متعلقة بدرجة الحرارة. نتائج الحقلين الحراري و الهيدروديناميكي بينتا زيادة في عدد نيوسلت المحلي و المتوسط، معامل التبادل الحراري المتوسط القطري، معامل التبادل الحراري النسبي القطري، كذا زيادة في اجهادات القص المتوسطة عند جدران التماس وذلك بزيادة في عدد رينولدز.

لاحظنا أيضا أن الزيادة في تدفق الحرارة، إضافة الجسيمات النانوية في السائل الأساسي، لافتراض خصائص تعتمد على درجة الحرارة والتغيير في المقطع العرضي للقنوات كلها عوامل تؤثر تأثيرا كبيرا على هذين الحقلين. وبالتالي فإن هذا التحسن في نقل الحرارة باستخدام النانوموائع قد يولد تكنولوجيا جديدة واعدة تصنع مبادلات حرارية صغيرة جدا لاستخدامها خاصة في مجال إلكترونيات الطاقة.

**الكلمات المفتاحية:** النانوموائع، مبدد الحرارة – ميكروقناة، الإنتقال الحراري المتزاج، الحمل القسري، تعزيز الحمل الحراري.

# **STUDY OF IMPROVEMENTS OF NUSSELT NUMBERS BY USING NANOFLUIDS OR CHANGING THE GEOMETRY**

## **Abstract**

This Ph. D. thesis work reports the results of the study of the laminar forced convective heat transfer flow in two different geometries: A geometry made with two coaxial discs and a micro-channels heat sink. This study is numerical and is based on a finite volume single-phase approach and was achieved using the mixture (**water-  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**) as nonofluid. The flows are modeled using the Navier Stokes equations along with the energy conservation equation in the fluid domain and the heat conduction equation in the solid domain. The thermophysical properties used (thermal conductivity and dynamic viscosity) were assumed constant or temperature dependent. The thermal and dynamic fields resulting from our calculations show an increase in the local and average Nusselt number, in the average radial heat transfer coefficient, in the relative radial heat transfer coefficient and in the average shear stress at the contact interfaces with increasing Reynolds number. We also noted that the increase in heat flux, the addition of nanoparticles in the base fluid, the assumption of temperature dependent properties and the change in the entry cross section of the channels significantly affect these fields. This improvement of heat transfer using nanofluids may therefore give birth to a promising new technology which manufactures very compact heat exchangers to be used particularly in the domain of power electronics.

**Key words:** Nanofluid; Micro-channel Heat Sink; Conjugate Heat Transfer; Forced Convection; Heat Transfer Enhancement