

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITE CONSTANTINE 1

**FACULTE DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE**

N° d'ordre :...../Doct/2014.

Série :...../GM/2014.

THÈSE

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat en Sciences
en Génie Mécanique

Investigation des échanges convectifs dans diverses configurations

OPTION :
Energétique

Par : **REZAIGUIA Issam**

Devant le jury composé de :

Président : Mr. K.TALBI

Professeur Université Constantine 1

Rapporteur : Mr. M.KADJA

Professeur Université Constantine 1

Examineurs :

Mr. H. BENMOUSSA

Professeur Université de Batna

Mr. E. MEZAACHE

Professeur Université de Skikda

Mr. Z. NEMOUCHI

Professeur Université Constantine 1

ABSTRACT

This thesis reports the results of two studies: the first one concerns natural convection in isosceles triangular cavities with a partially active base while the second one concerns heat transfer in microchannels.

The first study considers natural convection cooling of a heat source located on the bottom wall of an inclined isosceles triangular enclosure filled with a Cu water-nanofluid. The right and left walls of the enclosure are both maintained cold at constant equal temperatures, while the remaining parts of the bottom wall are insulated. The study has been carried out for a Rayleigh number in the range $10^4 \leq Ra \leq 10^6$, for a heat source length in the range $0.2 \leq \varepsilon \leq 0.8$, for a solid volume fraction in the range $0.0 \leq \phi \leq 0.6$ and for an inclination angle in the range $0^\circ \leq \delta \leq 45^\circ$. Results are presented in the form of streamline contours, isotherms, maximum temperature at the heat source surface and average Nusselt number. It is noticed that the addition of Cu nanoparticles enhances the heat transfer rate and therefore cooling effectiveness for all values of Rayleigh number, especially at low values of Ra. The effect of the inclination angle becomes more noticeable as one increases the value of Ra. For high Rayleigh numbers, a critical value for the inclination angle of $\delta = 15^\circ$ is found for which the heat source maximum temperature is highest.

The second study investigates heat transfer in microchannels machined in heat dissipating sinks. The fluid used is a nanofluid whose properties are temperature dependent. The energy dissipation is evaluated for various solid fraction contents along with the cooling effectiveness of this modern type of heat exchangers. The shape of the channels is also investigated. The evaluation parameter used for thermal energy dissipation is the Nusselt number while that used for cooling effectiveness is the static pressure drop between the inlet and the outlet of the microchannel. Conjugate convection-conduction energy conservation equations have been solved along with mass and momentum conservation equations in order to determine these parameters.

The results obtained showed important heat transfer augmentation with solid fraction at the expense of an increased pressure drop, i.e high pumping cost (therefore low cooling effectiveness). The microchannel inlet section geometry was also found to contribute to the values of the Nusselt number and pressure drop. Among the tested geometries (elliptical, rectangular, trapezoidal) the rectangular section provided the best compromise between heat transfer augmentation and pumping cost. At the end of the study, a comparison was made between the results obtained by assuming Newtonian rheology and those obtained with non-Newtonian rheological behavior of the same nanofluid sample. It was found that the assumption of non-Newtonian rheological behavior of nanofluids gives higher Nusselt number values and much lower pressure drops.

Key words: natural convection, nanofluids, triangular cavity, inclination angle, numerical simulation, microchannels, pressure drop, conjugate heat transfer, solid fraction, non-Newtonian behavior.

RÉSUMÉ

Cette thèse présente les résultats de deux études: la première concerne la convection naturelle dans des cavités triangulaires isocèles avec une base partiellement active tandis que la seconde concerne le transfert de chaleur dans des micro canaux.

La première étude considère le refroidissement par convection naturelle d'une source de chaleur située sur la paroi de la base d'une enceinte triangulaire isocèle inclinée remplie d'un nanofluide eau-Cu. Les parois droite et gauche de l'enceinte sont toutes deux maintenues froides à des températures égales et constantes, tandis que les parties restantes de la paroi de base sont thermiquement isolées. L'étude a été réalisée pour un nombre de Rayleigh dans la gamme $10^4 \leq Ra \leq 10^6$, pour une longueur de source de chaleur dans la gamme de $0.2 \leq \varepsilon \leq 0.8$, pour une fraction volumique solide dans la gamme $0 \leq \phi \leq 0.06$ et pour un angle d'inclinaison compris entre $0^\circ \leq \delta \leq 45^\circ$. Les résultats sont présentés sous forme de contours de lignes de courants, d'isothermes, de température maximale à la surface de la source de chaleur et du nombre de Nusselt moyen. On a remarqué que l'ajout de nanoparticules de Cu améliore le taux de transfert de chaleur et donc l'efficacité de refroidissement pour toutes les valeurs du nombre de Rayleigh, en particulier à de faibles valeurs de Ra. L'effet de l'angle d'inclinaison devient plus perceptible lorsqu'on augmente la valeur de Ra. Pour un grand nombre de Rayleigh, une valeur critique de l'angle d'inclinaison de $\delta = 15^\circ$ est trouvée pour laquelle la température maximale de la source de chaleur est la plus élevée.

La deuxième étude s'intéresse au transfert de chaleur dans des microcanaux usinés dans des dissipateurs thermiques. Le fluide utilisé est un nanofluide dont les propriétés sont fonction de la température. La dissipation de l'énergie est évaluée pour différents teneurs en fractions solides ainsi que l'efficacité de refroidissement de ce type moderne d'échangeurs de chaleur. La forme des canaux est également étudiée. Le paramètre d'évaluation utilisée pour la dissipation de l'énergie thermique est le nombre de Nusselt tandis que celui utilisé pour l'efficacité de refroidissement est la chute de pression statique entre l'entrée et la sortie du microcanal. Les équations de conservation de l'énergie gouvernant le transfert conjugué convection-conduction ont été résolues simultanément avec les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement afin de déterminer ces paramètres.

Les résultats obtenus ont montré une augmentation importante de transfert de chaleur avec la fraction solide au détriment d'une chute de pression accrue, à savoir le coût de pompage élevé (donc une faible efficacité de refroidissement). Nous avons aussi trouvé que la géométrie de la section d'entrée du microcanal contribue considérablement aux valeurs des nombres de Nusselt et de chute de pression. Parmi les géométries testées (elliptique, rectangulaire, trapézoïdale). la section rectangulaire fournit le meilleur compromis entre le transfert de chaleur et l'augmentation des coûts de pompage. A la fin de l'étude, une comparaison a été faite entre les résultats obtenus en considérant la rhéologie Newtonienne et ceux obtenus avec un comportement rhéologique non-Newtonien du même échantillon nanofluide. Il a été constaté que l'hypothèse de comportement rhéologique non-Newtonien du nanofluide donne des valeurs plus élevées du nombre de Nusselt et des pertes de charge beaucoup plus faibles.

Mots clés: convection naturelle, nanofluides, cavité triangulaire, angle d'inclinaison, simulation numérique, microcanaux, chute de pression, transfert thermique conjugué, fraction solide, comportement non-Newtonien.

ملخص

هذه الرسالة تقدم نتائج دراستين: الأولى تتعلق بالحمل الطبيعي داخل تجويف ثلاثي الشكل متساوي الساقين مع وجود قاعدة نشطة جزئياً في حين أن الدراسة الثانية تتعلق بدراسة الحمل الحراري في القنوات الصغيرة. تعتبر الدراسة الأولى التبريد بالحمل الحراري الطبيعي لمصدر حراري يقع على الجدار السفلي من تجويف مثلث الشكل و متساوي الساقين يميل بزاوية ملىء بمائع نانوي (النحاس-المياه) مؤلف من الماء وذرات متناهية الصغر وناوية من النحاس. السطح الجانبي الايمن و الايسر للتجويف على حد سواء يكونان باردين في درجات حرارة متساوية وثابتة، الأجزاء الغير مسخنة من الجدار السفلي تأخذ على أنها معزولة حرارياً. أجريت الدراسة لعدد رايلي يتغير بين $10^4 \leq Ra \leq 10^6$ ، طول مصدر الحرارة $0.2 \leq \varepsilon \leq 0.8$ ، نسب الحيود للذرات الصلبة $0.0 \leq \phi \leq 0.6$ وزاوية الميلان $0^\circ \leq \delta \leq 45^\circ$. النتائج تم تمثيلها بدلالة خطوط دالة الانسياب درجات الحرارة، اعداد نسلت المتوسطة و درجة الحرارة القصوى على سطح مصدر الحرارة. يلاحظ أن إضافة جزيئات النانو يعزز معدل نقل الحرارة وبالتالي فعالية التبريد لجميع قيم عدد رايلي، خاصة في القيم المنخفضة لعدد رايلي. تأثير زاوية الميل يصبح أكثر وضوحاً عند زيادة قيمة عدد رايلي. من أجل قيم عدد رايلي عالية، وجدت قيمة حرجة لزاوية الميلان $\delta = 15^\circ$ التي من اجلها تكون درجة الحرارة القصوى للمصدر الحراري هي الاعلى .

الدراسة الثانية تهتم بالتحويل الحراري في القنوات الصغيرة المصنعة في مصارف تشتيت الحرارة. السائل المستخدم هو النانوفلويد حيث الخصائص تكون تابعة لدرجة الحرارة. تم تقدير الطاقة المبددة لمختلف محتويات الكسور الصلبة جنباً إلى جنب مع فعالية التبريد لهذا النوع الحديث من المبادلات الحرارية. تم أيضاً دراسة شكل القنوات. المعيار المستخدم لتقييم الطاقة الحرارية المبددة هو عدد نيسلت في حين أن استخدامه لفعالية التبريد هو انخفاض الضغط الساكن بين مدخل ومخرج القناة. من أجل تحديد هذه المعايير، تم حل معادلات انحفاظ الطاقة المسيرة للتحويل الحراري، في وقت واحد مع معادلة الاستمرارية وانحفاظ الحركة.

أظهرت النتائج التي تم الحصول عليها زيادة مهمة في نقل الحرارة مع زيادة الكسر الصلب لجزيئات النانو على حساب زيادة هبوط الضغط، أي ارتفاع تكلفة الضخ (وبالتالي فعالية تبريد منخفضة). وجدنا أيضاً أن هندسة المقطع لمدخل القناة تساهم إلى حد كبير في قيم أرقام نيسالت وانخفاض الضغط. من بين المقاطع الهندسية المختبرة (بيضاوي الشكل، مستطيل، شبه منحرف). قدم المقطع مستطيل الشكل أفضل حل وسط بين نقل الحرارة و زيادة تكلفة الضخ. في نهاية الدراسة، تم إجراء مقارنة بين النتائج المتحصل عليها عن طريق افتراض الريولوجيا النيوتونية وتلك التي حصلنا عليها مع سلوك الريولوجيا غير النيوتونية من نفس العينة لمائع النانو. تبين أن افتراض السلوك الريولوجي غير النيوتوني لمائع النانو يعطي قيم أعلى لعدد نيسالت وقيم أقل في ضياع الشحنة.

الكلمات المفتاحية:

الحمل الحراري الطبيعي، مائع نانوي، تجويف ثلاثي الشكل، زاوية الميل، محاكاة العددية، قنوات ميكروية، هبوط الضغط، نقل الحرارة، نسب الحيود للذرات الصلبة، سلوك غير نيوتوني.

Remerciements

En préambule, je souhaite rendre grâce à Dieu, le clément et miséricordieux de m'avoir donné la force, le courage et la patience de mener à bien ce modeste travail.

*Je tiens à remercier sincèrement mon encadreur Mr **KADJA Mahfoud**, Professeur à l'Université Mentouri-Constantine 1, de m'avoir suivi et dirigé tout au long de la réalisation de cette thèse. Aussi, je le remercie pour la confiance qu'il a placée en moi, pour sa disponibilité permanente, pour sa patience et ses conseils.*

- *Je remercie Mr **Z. TALBI**, notre Professeur à l'Université Mentouri-Constantine 1, d'avoir accepté de présider le jury.*
- *Je remercie Mr **Z. NEMOUCHI**, notre Professeur à l'Université Mentouri-Constantine 1, Mr **H. BENMOUSSA**, Professeur à l'Université Hadj Lakhdar-Batna et Mr **E. MEZAACHE**, Professeur à l'Université 20 Août 1955, Skikda, d'avoir accepté de faire parti du jury ainsi que pour leur participation à l'évaluation du présent travail.*

Enfin, mes remerciements vont également à tous ceux et celles qui de près ou de loin m'ont apporté aide et encouragement. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

Issam

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail

A mes très chers parents

A mes très chers frères et sœurs

A tous mes professeurs

A tous les scientifiques

Et à tous mes amis

Issam

Sommaire

<u>ABSTRACT</u>	1
<u>RESUME</u>	2
<u>ملخص</u>	3
<u>Remerciements</u>	4
<u>Dédicace</u>	5
<u>Nomenclature</u>	11
<u>Liste des figures</u>	13
<u>Liste des tableaux</u>	16
<u>Introduction générale</u>	17
<u>Chapitre I</u>	20
<u>I.1. Généralités</u>	20
<u>I.1.1. Utilisation des nanofluides pour l'augmentation du transfert thermique</u>	20
<u>I.1.2 Transfert thermique dans les enceintes de section triangulaire</u>	20
<u>I.2. Revue bibliographique sur la convection dans les enceintes triangulaires et les canaux de section triangulaire</u>	21
<u>I.3 Revue Bibliographique sur la convection dans les microcanaux</u>	30
<u>I.3.1. Utilisation des microcanaux dans l'industrie</u>	30
<u>I.3.2. Revue bibliographique sur les microcanaux</u>	30
<u>Chapitre II: Propriétés thermophysique et comportement rhéologique des nanofluides</u>	46
<u>II.1. Propriétés thermiques des nanofluides (Réfs. [115], [116])</u>	46
<u>II.1.1. Types de nanofluides</u>	47
<u>II.1.1.1. Nanofluides à base de nanotubes de carbone</u>	48
<u>II.1.1.2. Nanofluides à base de nanoparticules</u>	49
<u>II.1.2. Modélisation du comportement thermique</u>	50
<u>II.1.2.1. Modèle de Maxwell</u>	51
<u>II.1.2.2. Modèle de Hamilton-Crosser</u>	51
<u>II.1.2.3. Modèle de Bruggemen</u>	52

<u>II.1.2.4. Modèle de Xuan</u>	52
<u>II.1.2.5. Modèle de Chon</u>	52
<u>II.1.2.6 Résultats de mesure de la conductivité thermique des nanoparticules</u>	53
<u>II.2. Rhéologie des Nanoparticules (Réfs. [115], [116])</u>	55
<u>II.2.1. Rappels de rhéologie</u>	56
<u>II.2.1.1. Grandeurs rhéologiques</u>	56
<u>II.2.1.2. Puissance dissipée dans le fluide par la contrainte</u>	57
<u>II.2.2 Quelques lois rhéologiques des suspensions</u>	58
<u>II.2.2.1. Loi d'Einstein (suspensions diluées, $\varphi < 0,02$)</u>	58
<u>II.2.2.2. Loi de Brinkman (suspensions concentrées, $\varphi < 0,1$)</u>	59
<u>II.2.2.3. Lois des suspensions moyennement concentrées ($0,1 < \varphi < 0,3$)</u>	59
<u>II.2.2.4. Influence de la concentration volumique : suspensions très concentrées (Comportement non Newtonien)</u>	60
<u>II.2.3. Variation de la viscosité des nanofluides en fonction de la température</u>	61
<u>II.3. Corrélations de la conductivité thermique et de la viscosité des nanofluides</u>	61
<u>Chapitre III : Modèle mathématique et méthode numérique</u>	63
<u>III.1. Introduction</u>	63
<u>III.2. Equations générales en régime laminaire</u>	63
<u>III.2.1. Equation de continuité</u>	63
<u>III.2.2. Equation de quantité de mouvement</u>	63
<u>III.2.3. Equation de conservation d'énergie</u>	64
<u>III.3. Géométries des problèmes considérés</u>	64
<u>III.3.1. Cas 1</u> <u>Une cavité triangulaire isocèle et inclinée avec une base partiellement active et remplie d'un nanofluide (eau-Cu)</u>	64
<u>III.3.2. Hypothèses simplificatrices</u>	64
<u>III.3.3. Equations du problème</u>	65
<u>III.3.4. adimensionnalisation des équations</u>	66
<u>III.3.5. Conditions aux limites adimensionnelles</u>	67
<u>III.4. Géométries des problèmes considérés</u>	68
<u>III.4.1. Cas 2</u> <u>Etude du transfert de chaleur conjugué dans les microcanaux utilisant des Nanofluides à propriétés thermophysiques variables et à comportement rhéologique non Newtonien</u>	68

<u>III.4.2. Equations du problème</u>	69
<u>III.4.3. Conditions aux limites adimensionnelles</u>	72
<u>III.5. Résolution numérique à l'aide de codes CFD</u>	73
<u>III.5.1. Qu'est-ce que la CFD</u>	73
<u>III.5.2. Intérêts de la CFD</u>	73
<u>III.6. Méthodes numériques</u>	74
<u>III.7. Types de simulation (DNS, RANS)</u>	75
<u>III.8. Méthode des volumes finis</u>	76
<u>III.8.1. Maillage</u>	77
<u>III.8.2. Discrétisation des équations</u>	78
<u>III.9. Logiciels utilisés pour la présente simulation</u>	79
<u>III.10. Etapes d'une simulation CFD à l'aide de Gambit et Fluent [voir réfs. [119] et [120] pour plus de détails]</u>	82
<u>III.10.1 CAO</u>	82
<u>III.10.2 Maillage</u>	82
<u>III.10.2.1 Choix du type de maillage</u>	82
<u>III.10.2.2 Techniques générales de génération du maillage</u>	83
<u>III.10.3. Simulation</u>	86
<u>III.10.3.1. Choix du solveur</u>	87
<u>III.10.3.2. Choix du modèle de turbulence</u>	87
<u>III.10.3.3. Définition des caractéristiques du Fluide</u>	88
<u>III.10.3.4. Operating conditions</u>	88
<u>III.10.3.5 Conditions aux limites</u>	89
<u>III.10.3.6. Choix des critères de convergence</u>	90
<u>III.10.3.7. Initialisation des calculs</u>	90
<u>III.10.3.8 Sauvegardes</u>	91
<u>III.10.4. Post-traitement</u>	91
<u>Chapitre IV: Application I</u>	92
<u>Etude de l'écoulement et du transfert thermique dans une cavité triangulaire isocèle et inclinée avec une base partiellement active et remplie d'un nanofluide (eau-Cu)</u>	92
<u>IV.1. Introduction</u>	92
<u>IV.2. Effet du maillage sur les solutions numériques</u>	92
<u>IV.3. Validation des résultats</u>	93

<u>IV.4. Résultats et discussions</u>	95
<u>IV.4.1. Structure d'écoulement et isothermes</u>	95
<u>IV.4.1.1. Effet du nombre de Rayleigh</u>	95
<u>IV.4.1.2. Effet de la taille de la source de chaleur</u>	96
<u>IV.4.1.3. Effet de l'angle d'inclinaison</u>	96
<u>IV.4.2. Nombre de Nusselt</u>	109
<u>IV.4.2.1. Effet de la fraction volumique solide</u>	109
<u>IV.4.2.2. Effet de l'angle d'inclinaison</u>	109
<u>IV.4.2.3. Effet de la longueur de la source de chaleur</u>	110
<u>IV.4.3. La température maximale de la source de chaleur</u>	110
<u>IV.4.3.1. Effet de la fraction volumique solide</u>	110
<u>IV.4.3.2. Effet de la longueur de la source de chaleur</u>	110
<u>IV.4.3.3. Effet de l'angle d'inclinaison</u>	111
<u>IV.5. Conclusion sur l'application I</u>	111
<u>Annexe Publication internationale:</u> <u>Numerical computation of natural convection in an isosceles triangular cavity with a partially active base and filled with a Cu-water nanofluid, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Heat Mass Transfer (2013) 49:1319-1331</u>	112
<u>Chapitre V: Application II</u>	113
<u>Étude du transfert de chaleur conjugué dans les microcanaux utilisant des nanofluides à propriétés thermophysiques variables et à comportement rhéologique non Newtonien</u>	113
<u>V.1. Méthode Numérique</u>	113
<u>V.2. Validation du code de calcul</u>	114
<u>V.3. Résultats et Discussions</u>	114
<u>V.3.1. Isothermes dues à un flux thermique de 500 kW/m²</u>	114
<u>V.3.2. Distribution de température dans la section médiane du dissipateur thermique</u>	115
<u>V.3.3. Variation de la température du fluide le long du plan de symétrie du Microcanal</u>	118
<u>V.3.4. Distribution de température dans la ligne médiane de la paroi inférieure (Y=0 m).</u>	118
<u>V.3.5. PROFILS DE VITESSE LE LONG DU PLAN DE SYMMÉTRIE</u>	119
<u>V.3.6. Variation de la température le long du microcanal</u>	119

<u>V.4. Résultats avec des propriétés dépendantes de la température</u>	119
<u>V.5. Résultats avec des Géométries de canaux différentes</u>	123
<u>V.6. Résultats avec comportement rhéologique non-newtonien des nano fluides</u>	125
<u>V.7. Conclusion sur l'application II</u>	127
<p style="text-align: center;"><u>Annexe Publication internationale :</u> <u>INVESTIGATION OF CONJUGATE HEAT TRANSFER IN MICROCHANNELS USING VARIABLE THERMOPHYSICAL PROPERTY NANOFLUIDS, Proceedings of the ASME 2013, IMECE2013, November 15-21, 2013, San Diego, California, USA</u></p>	130
<u>Conclusion et recommandations</u>	131
<u>Références bibliographiques</u>	133

NOMENCLATURE

A	rapport d'aspect (H/L)
b	longueur de la source de chaleur, m
C_p	Chaleur spécifique $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$
H	hauteur de la cavité, m
L	longueur de la cavité, m
Nu_s	nombre de Nusselt local sur la surface de la source de chaleur
Nu	nombre de Nusselt moyen le long de la source de chaleur
Pr	Nombre de Prandtl, (ν_f/α_f)
Ra	Nombre de Rayleigh, $(g\beta_f L^3 \Delta T / \nu_f \alpha_f)$
T	temperature, K
ΔT	Ref. difference de temperature , $(q'' L/K_f)$
C_p	Chaleur spécifique $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$
d	Diamètre des nanoparticules, m
D_H	Diamètre hydraulique du canal , m
k	Conductivité thermique $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
H	Hauteur du canal, m
W	Largeur du canal, m
L	Longueur du canal, m
Nu	Nombre de Nusselt local
Nu_{ave}	Nombre de Nusselt moyen
P	Pression statique du fluide, Pa
q_w	Le flux de chaleur à travers la paroi de fond, W/m^2
g	gravitational acceleration, ms^{-2}
T	Température, K
u,v,w	Composantes de la vitesse dans les directions x,y et z, ms^{-1}

U,V,W	Composantes adimensionnelles de la vitesse, ($uL/\alpha_f, vL/\alpha_f, wL/\alpha_f$)
x,y,z	Coordonnées cartésiennes, m
X,Y,Z	Coordonnées adimensionnelles, (x/L, y/L, z/L)
symboles grecques	
ε	dimensionless length of heat source (b/L)
α	Diffusivité thermique, (m^2/s^{-1})($K/\rho C_p$)
ϕ	Fraction volumique solide
μ	Viscosité dynamique, (Nsm^{-2})
ν	viscosité cinématique, (m^2s^{-1})(μ/ρ)
ρ	Masse volumique, (kg/m^{-3})
δ	angle d'inclination
β	
θ	Température adimensionnelle, $(T - T_0)/\Delta T$
Indices	
f	Fluide pure
nf	Nanofluide
p	Nanoparticule
s	Solide
w	Paroi du canal (interface solide-fluide)
ave	Moyen(Moyenne)
c	paroi froide
s	surface de la source de chaleur

Liste des figures

Figure (I.1) :	cavité triangulaire droite contenant une source de chaleur triangulaire droite sous l'influence d'un champ magnétique.	22
Figure (I.2) :	une enceinte triangulaire isocèle contenant une source de chaleur	23
Figure (I.3) :	Une Enceinte triangulaire droite contenant une ou plusieurs sources de chaleur	24
Figure (I.4) :	Enceinte triangulaire inclinée avec les conditions aux limites.	26
Figure (I.5) :	Modèle physique de la cavité triangulaire.	27
Figure (I.6) :	Canal triangulaire avec la condition de température de paroi constante	29
Figure (I.7) :	(a) Section d'essai du Microcanal et (b) Chauffe intégrée et capteurs de température dans la pièce d'essai à microcanaux [20]	31
Figure (I.8) :	système de refroidissement radial	34
Figure (I.9) :	(a) Schéma du domaine de calcul. (b) dissipateurs de chaleur à microcanaux de forme triangulaire	40
Figure (I.10) :	(a) Schéma du domaine de calcul, et (b) forme trapézoïdale du (DCMC)	44
Figure (II.1) :	Principales familles de nanofluides	47
Figure (II.2) :	Structures moléculaires d'un nanotube de carbone à paroi simple (à gauche) et d'un nanotube de carbone à parois multiples (à droite).	48
Figure (II.3) :	Principaux résultats sur la conductivité thermique relative pour des suspensions de nanoparticules d'après Wang et al [75]	53
Figure (II.4) :	Principaux résultats sur la conductivité thermique relative pour des suspensions à base de nanotubes de carbone d'après Wang et al [75]	54
Figure (II.5) :	Fluide sous cisaillement continu : v est la vitesse de la lame supérieure de fluide par rapport au support fixe et d est l'épaisseur de la couche de fluide considérée.	56
Figure (II.6) :	Rhéogramme d'un fluide plastique	60
Figure (III.1) :	Géométrie du problème considéré (2D)	65
Figure (III.2) :	Configuration de l'écoulement (a) Le dissipateur thermique complet (- - - domaine de calcul) (b) Domaine de calcul et frontières	71
Figure (III.3) :	Volume de contrôle bidimensionnel.	77
Figure (III.4) :	Schéma du maillage (a) maillage décalé pour u_e (b) et maillage décalé pour v_n (c).	78
Figure (III.5) :	Schéma du maillage utilisé (Application I)	78
Figure (III.6) :	Maillage des parois solides: (a) des parois solides (b) plan de symétrie droit et minicanal (application II).	80
Figure (III.7) :	Maillages structuré et non structuré.	82

Figure (III.8) :	(a) définition de la skewness basé sur le volume équilatéral (b) la déviation angulaire	84
Figure (III.9) :	Raffinement du maillage dans les régions de fort gradient	85
Figure (III.10) :	Evolution de la taille des éléments.	85
Figure (III.11) :	Test de convergence en maillage.	86
Figure (IV.1) :	Convergence du nombre de Nusselt moyen le long de la partie chauffée pour $Ra=10^6$, $\phi = 0.06$, $\delta = 30^0$, $\varepsilon=0.4$ and $A=1$	93
Figure (IV.2) :	comparaison des résultats numériques de la présente étude avec les données expérimentales de Hakan et al [124] .	94
Figure (IV.3) :	Contours des lignes de courants et des isothermes pour $\varepsilon = 0.6$, $\delta = 0^0$ et pour différentes valeurs de Ra .	98
Figure (IV.4) :	Contours des lignes de courants et des isothermes pour $\phi = 0.04$, $\delta = 0^0$ et pour différentes valeurs de ε	99
Figure (IV.5) :	Contours des lignes de courants et des isothermes pour $\varepsilon = 0.6$, $\phi = 0.04$ et pour différentes valeurs de δ	100
Figure (IV.6) :	Contours des lignes de courants et des isothermes pour $\varepsilon = 0.6$, $\phi = 0.04$ et pour différentes valeurs de δ	101
Figure (IV.7) :	Contours des lignes de courants et des isothermes pour $\varepsilon = 0.6$, $\phi = 0.04$ et pour différentes valeurs de δ	102
Figure (IV.8) :	Nombre de Nusselt moyen de la source de chaleur en fonction de ϕ ($0.0 \leq \phi \leq 0.06$) à (a) $\delta = 0$, (b) $\delta = 15$, (c) $\delta = 30$, (d) $\delta = 45$ et $\varepsilon = 0.6$	103
Figure (IV.9):	Nombre de Nusselt moyen de la source de chaleur en fonction de ε ($0.2 \leq \varepsilon \leq 0.8$) à (a) $\delta = 0$, (b) $\delta = 30$, $\phi = 0.04$ et $\varepsilon = 0.6$	104
Figure (IV.10):	Nombre de Nusselt moyen de la source de chaleur en fonction de δ ($0 \leq \delta \leq 45$) à $\phi = 0.04$ et (a) $\varepsilon = 0.2$, (b) $\varepsilon = 0.4$	105
Figure (IV.11):	Températures maximales adimensionnelles de la source de chaleur en fonction de ϕ ($0.00 \leq \phi \leq 0.06$) à (a) $\delta = 0$, (b) $\delta = 30$ et $\varepsilon = 0.6$	106
Figure (IV.12):	Températures maximales adimensionnelles de la source de chaleur en fonction de ε ($0.2 \leq \varepsilon \leq 0.8$) à (a) $\delta = 0$, (b) $\delta = 30$ et $\phi = 0.04$	107
Figure (IV.13):	Températures maximales adimensionnelles de la source de chaleur en fonction de δ ($0 \leq \delta \leq 45$) à $\phi = 0.04$ et (a) $\varepsilon = 0.2$, (b) $\varepsilon = 0.4$, (c) $\varepsilon = 0.6$, (d) $\varepsilon = 0.8$	108
Figure (V.1) :	L'élévation de température entre l'entrée et la sortie du dissipateur de chaleur pour un nanofluide avec $\varphi_p = 4\%$	115
Figure (V.2.a) :	Isothermes à la sortie du microcanal correspondantes à $Re=200$, $\varphi=4\%$	116
Figure (V.2 b) :	Isothermes à la sortie du microcanal correspondantes à $Re=1800$, $\varphi=4\%$	116
Figure (V.3) :	Lignes le long desquelles sont représentées les distributions de températures (Figure.V.4, V.5 et V.6)	117

Figure (V.4) :	Température au milieu du dissipateur (le long de la ligne $z=\text{constante}=1.5\text{e-}2$ m, $x=\text{constante}=0,0003$ m) à $Re=200$, $\phi=4\%$	117
Figure (V.5) :	variation axiale de la température du fluide le long du plan de symétrie du microcanal	118
Figure (V.6) :	variation de la température du solide le long de la paroi inférieure du microcanal	120
Figure (V.7) :	variation des profils de vitesse le long du microcanal	120
Figure (V.8) :	Les profils de température le long du canal pour un nanofluide avec $\phi_p = 4\%$	121
Figure (V.9) :	Variation des propriétés du fluide le long d'une ligne du maillage $x=\text{cte}, y=\text{cte}$, pour un nanofluide avec $\phi_p = 4\%$	122
Figure (V.10) :	Variation des propriétés du fluide le long d'une ligne du maillage $x=\text{cte}, y=\text{cte}$, pour un nanofluide avec $\phi_p = 4\%$	123
Figure (V.11) :	Nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds et de la fraction volumique de nanoparticules	124
Figure (V.12) :	Variation de la chute de pression en fonction du nombre de Reynolds et de la fraction volumique de nanoparticules	125
Figure (V.13) :	Effet du type de la géométrie de la section d'entrée du canal sur la valeur de Nu et D_p 1: Entrée elliptique 2: Entrée rectangulaire 3: Entrée trapézoïdale	126
Figure (V.14) :	Variation de la pression le long de l'axe pour les entrées rectangulaires et circulaires, à $Re = 1800$ et $\phi_p = 1\%$	126
Figure (V.15) :	Profils de la viscosité à quatre stations le long de l'axe pour les entrées rectangulaires, à $Re = 1800$ et $\phi_p = 1\%$, pour un fluide non-newtonien.	128
Figure (V.16) :	Profils de la composante W de la vitesse à quatre stations le long de l'axe pour les entrées rectangulaires, à $Re = 1800$ et $\phi_p = 1\%$, pour un fluide non-newtonien.	129
Figure (V.17) :	Comparaison entre les résultats d'un nanofluide Newtonien et ceux d'un nanofluide non Newtonian: profils de la composante W à 2 stations le long du plan de symétrie pour des entrées rectangulaires, à $Re=1800$ et $\phi_p = 1\%$.	130

Liste des tableaux

Tableau (II.1) :	Résultats significatifs portant sur l'amélioration de la conductivité thermique des nanofluides [59]. ϕ représente la fraction volumique de nanocomposites solides en suspension dans le fluide. EG : éthylène glycol.	50
Tableau (II.2) :	Tabulation des constantes liées à la variation de la viscosité donnée en mPa.s en fonction de la température	57
Tableau (II.3) :	Quelques modèles semi-empiriques de la viscosité dynamique pour des suspensions concentrées.	60
Tableau (II.4) :	Corrélations de la conductivité thermique des nanofluides d'après Wang et al [75]	62
Tableau (III.1) :	Conditions aux limites hydrodynamiques et thermiques sous forme adimensionnelles	67
Tableau (III.2a) :	Différents termes de l'équation de transport. (Application I)	81
Tableau (III.2b) :	Différents termes de l'équation de transport. (Application II)	81
Tableau (IV.1):	Comparaison du nombre de Nusselt moyen pour la convection naturelle de l'eau pure dans une enceinte carrée ayant un angle d'inclinaison $\delta = 0^0$.	94

Introduction générale

Le transfert de chaleur est un processus d'une grande importance dans le domaine de l'industrie et des technologies. Bien qu'il se manifeste sous diverses formes (rayonnement, conduction et convection), cette dernière est la plus visée dans la majorité des domaines de l'industrie. La convection peut être naturelle, forcée ou mixte.

Les transferts thermiques par convection naturelle ont lieu dans les chambres chauffées, les halls d'usines, les maisons vertes, les récipients refroidis de stockage de nourriture, les chambres propres, les cavités souterraines de gazéification du charbon, les collecteurs solaires à plaques planes, les réservoirs des réacteurs nucléaires ou les récipients de déchets, les microélectroniques de dissipation densément emballés, les parois de cavités et le double vitrage des fenêtres.

La convection forcée ou mixte est utilisée pour refroidir par air les composants électroniques afin d'assurer une longue vie des appareils électroniques. On peut la rencontrer aussi dans les échangeurs thermiques : échangeurs à tubes et calandre, échangeurs compacts, échangeurs à plaques, dans les collecteurs solaires, dans les condenseurs, les évaporateurs, etc... ..

Les transferts thermiques convectifs dans une géométrie donnée peuvent être améliorés en modifiant la géométrie, par exemple à l'aide de rugosités, d'ailettes, de corrugations, etc... Ces méthodes passives d'amélioration des échanges sont couramment utilisées dans les dispositifs de l'électronique et de transport. Une alternative à ces méthodes consiste à améliorer les performances thermiques en modifiant les propriétés de transfert de chaleur des fluides de travail utilisés. Cette méthode est récente et joue un rôle important dans le développement d'équipements de transfert de chaleur à haut rendement énergétique. À cet égard, diverses techniques ont été proposées pour modifier les propriétés thermophysiques des fluides.

Parmi ces techniques, On peut citer celle qui consiste à augmenter la conductivité thermique des fluides de base (tels que l'éthylène glycol, l'eau et les huiles) par mise en suspension de nanoparticules solides dans ces fluides. Cette technique est basée sur le fait que la conductivité thermique des solides est généralement plus élevée que celle des liquides. Elle a donné naissance à une nouvelle classe de fluides caloporteurs, appelés nanofluides. Au cours des dernières années, les nanofluides ont attiré beaucoup d'attention à cause de leur

utilisation pour le refroidissement dans diverses applications industrielles comme le refroidissement des composants électroniques, le refroidissement des véhicules, le refroidissement des transformateurs, dans les application dans les réacteurs nucléaires, les applications solaires etc...

Objectif de l'étude

Cette thèse de doctorat a pour objectif d'étudier numériquement des écoulements convectifs de deux genres : Un écoulement dû à la convection naturelle et l'autre dû à la convection forcée.

Dans la première étude, notre effort s'est concentré sur l'éclaircissement de l'effet des paramètres étudiés tel que la fraction volumique solide, l'angle d'inclinaison et la longueur de la source de chaleur ainsi que le nombre de Rayleigh sur la structure d'écoulement et isothermes, ainsi que sur le transfert de chaleur. L'étude a permis d'évaluer l'importance de l'ajout de particules solides au fluide pur dans l'amélioration de l'efficacité de refroidissement de surfaces soumises à des flux thermiques, en provoquant une réduction maximale de la température de ces surfaces.

La deuxième étude porte sur la modélisation numérique du transfert thermique dans les dissipateurs thermiques à microcanaux. Ce type de dissipateurs thermiques se compose essentiellement d'un radiateur classique et d'une pompe branchés en circuit fermé avec une rangée de canaux microscopiques usinés dans un substrat ayant une haute conductivité thermique. L'objet à refroidir, par exemple un circuit intégré de très haute puissance, peut être directement gravé dans le substrat constituant les microcanaux ou simplement attaché étroitement à ce dernier par collage ou autres procédés mécaniques. La chaleur est transmise par conduction à travers le substrat ensuite elle est transférée par convection au fluide caloporteur. Le fluide caloporteur ainsi chauffé va être refroidi dans le radiateur classique monté en série pour être repompé de nouveau. Le transfert de la chaleur entre le fluide chaud et le radiateur classique est effectué par convection forcée, permettant l'évacuation de la chaleur au milieu ambiant.

Organisation du mémoire

La thèse rapportant le travail accompli dans le cadre de ce Doctorat en Sciences est constituée de 4 chapitres et d'une conclusion générale.

- ✚ Le premier chapitre contient les résultats d'une recherche bibliographique très poussée sur la convection naturelle dans les enceintes prismatiques à section triangulaire et sur la convection forcée dans les microcanaux de dissipateurs thermiques.

- ✚ Le deuxième chapitre présente des rappels sur les propriétés thermiques et le comportement rhéologique des nanofluides.
- ✚ Les premières sections du troisième chapitre présentent la modélisation mathématique des convections naturelle et forcée. On y trouve une présentation des équations des écoulements des fluides accompagnés de transfert thermique (Equations de Navier-Stokes et équation de conservation de la chaleur) ainsi que les hypothèses associées à ce modèle. Dans les sections du milieu du chapitre, on présente la méthode numérique choisie pour la simulation (Méthode des volumes finis). A la fin du chapitre, on décrit brièvement les codes commerciaux FLUENT et GAMBIT utilisés dans les calculs.
- ✚ Le quatrième chapitre contient les résultats se rapportant à l'étude de l'écoulement et du transfert thermique dans une cavité triangulaire isocèle et inclinée avec une base partiellement active et remplie d'un nanofluide (Eau-Cu). Le modèle mathématique, la méthode numérique, la géométrie et le maillage pour ce premier cas étudié sont donnés dans le chapitre III. Dans la section IV.2 de ce chapitre, on présente les résultats des tests d'indépendance du maillage. La validation du code de calcul à l'aide de données puisées de la littérature est présentée dans la section IV.3. La section IV.4 contient les résultats sous forme graphique et leur discussion. Le chapitre est clôturé par une conclusion rassemblant les différentes observations.
- ✚ Le cinquième chapitre présente les résultats d'une étude numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur conjugué (par convection dans le fluide et par conduction dans le solide) dans un dissipateur thermique à microcanaux. Les aspects suivants ont été étudiés:
 - Comportement hydrodynamique et thermique de l'échangeur de chaleur monophasique à microcanaux.
 - Amélioration du transfert de chaleur grâce à l'utilisation de nanofluides.
 - Etude de la sensibilité paramétrique des micro-canaux à nanofluides (teneur en matières solides, géométrie des canaux)
 - Sensibilité des résultats à la dépendance des propriétés thermophysiques sur la température.

Les sections V.1 et V.2 présentent la procédure numérique et la validation du code de calcul. Les sections restantes (V.3-V.7) présentent les résultats et discussion, et la conclusion.

Finalement, la thèse est clôturée par les conclusions générales tirées des deux cas étudiés et les perspectives pour la suite du travail.

Chapitre I

I.1. Généralités

I.1.1. Utilisation des nanofluides pour l'augmentation du transfert thermique

Le chauffage et refroidissement à l'aide de fluides sont importants dans de nombreux secteurs tels que les centrales électriques, la fabrication et le transport. Des techniques de refroidissement efficaces sont absolument nécessaires au refroidissement de toute sorte de dispositif à haute énergie.

Les fluides de transfert de chaleur communs tels que l'eau, l'éthylène glycol et l'huile de moteur ont des capacités de transfert de chaleur limitées en raison de leurs faibles propriétés de transfert de chaleur. En revanche, les conductivités thermiques des métaux et des oxydes métalliques sont jusqu'à trois fois plus élevées que celles de ces fluides.

Donc il est naturellement souhaitable de combiner les deux substances pour produire un milieu de transfert de chaleur qui se comporte comme un liquide, mais qui a la conductivité thermique proche de celle d'un métal.

Ces mélanges sont appelés les nanofluides. Ceux sont des suspensions de particules de taille nanométrique (nanoparticules) dans un fluide de base et sont utilisés pour améliorer le taux de transfert de chaleur par l'intermédiaire de leur conductivité thermique plus élevée par rapport au fluide de base.

I.1.2. Transfert thermique dans les enceintes de section triangulaire

Au cours des dernières années, le nombre d'études menées sur la convection naturelle dans des enceintes triangulaires a augmenté, comme en témoignent les articles de recherche cités dans [1-3]. Les raisons de cet intérêt résident dans le fait que la convection naturelle a été toujours considérée comme une stratégie de refroidissement efficace et économique pour des dispositifs électroniques [4-5].

En effet les enceintes triangulaires peuvent être trouvées dans le matériel électronique tel que les transistors de puissance, les cartes de circuits imprimés et les boîtiers de puces montées sur cartes mères d'ordinateur. En particulier, un boîtier de puce de forme triangulaire monté sur

une carte mère est utilisé pour dissiper la chaleur à partir de la carte mère. Cela peut être modélisé en tenant compte d'une enceinte triangulaire avec une source de chaleur située à la paroi de fond.

L'utilisation de la convection naturelle de fluides habituels pour le refroidissement d'équipement électronique n'est cependant pas efficace à cause de la miniaturisation grandissante des composants dans des appareils électroniques modernes.

En effet la miniaturisation est soumise à des contraintes très strictes d'espace et de poids, ce qui entraîne à son tour une augmentation de la dissipation de chaleur par unité de surface [6-7]. Par conséquent, une stratégie de refroidissement amélioré est nécessaire pour éviter une défaillance prématurée des composants électroniques miniaturisés et de garantir leur fiabilité et leur espérance de vie. Si la stratégie de refroidissement utilise un fluide de refroidissement avec une faible conductivité thermique, le champ d'écoulement de convection naturelle acquiert seulement une force limitée.

Il est, par conséquent, d'un intérêt fondamental l'exploration de stratégies novatrices et pratiques qui renforcent le flux de convection naturelle pour différentes géométries de composants électroniques. Parmi ces stratégies on peut citer l'utilisation de nanofluides comme fluides de refroidissement.

1.2. Revue bibliographique sur la convection dans les enceintes triangulaires et les canaux de section triangulaire

Plusieurs études numériques ont été menées sur le transfert de chaleur dans les enceintes triangulaires en utilisant les nanofluides.

Aminossadati. [8] a fait une analyse numérique du refroidissement naturel d'une source de chaleur sous forme d'un triangle droit par un nanofluide (eau-CuO) dans une cavité triangulaire droite qui est sous l'influence d'un champ magnétique horizontal. Les effets du nombre de Rayleigh, la fraction volumique solide, le nombre de Hartmann et la position de la source de chaleur dans la cavité sur les performances de transfert de chaleur de la cavité sont examinés. Les résultats montrent que la performance thermique de la cavité est augmentée quand le nombre de Rayleigh augmente, le nombre de Hartmann diminue et la distance de la source de chaleur avec les parois froides diminue. Une fraction volumique solide optimale est trouvée qui maximise le transfert de chaleur à des valeurs élevés du nombre de Rayleigh.

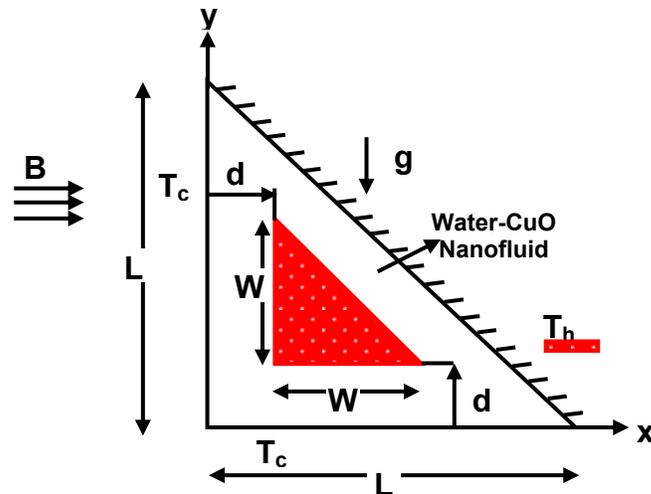


Figure (I.1): cavité triangulaire droite contenant une source de chaleur triangulaire droite sous l'influence d'un champ magnétique.

Aminossadati et Ghasemi. [9] ont étudié numériquement la convection naturelle dans une enceinte triangulaire isocèle avec une source de chaleur située à sa base et remplie d'un nanofluide (éthylène glycol-cuivre). Les effets des paramètres pertinents tels que le nombre de Rayleigh, la fraction volumique solide, l'emplacement de la source de chaleur, et l'angle au sommet de l'enceinte sur la performance thermique de l'enceinte ont été examinés.

Les résultats indiquent que le rendement thermique de l'enceinte est amélioré par une augmentation du nombre de Rayleigh et de la fraction volumique solide. Les résultats montrent aussi que la variation du taux de transfert de chaleur en fonction de l'angle au sommet de l'enceinte, de la position de la source de chaleur et de ses dimensions est différente pour des valeurs basses et hautes du nombre de Rayleigh. Une comparaison est également présentée entre les résultats obtenus à partir des modèles modifiés et originaux de Maxwell. Les résultats montrent que le transfert de chaleur est généralement plus élevé lorsqu'on utilise le modèle de Maxwell modifié.

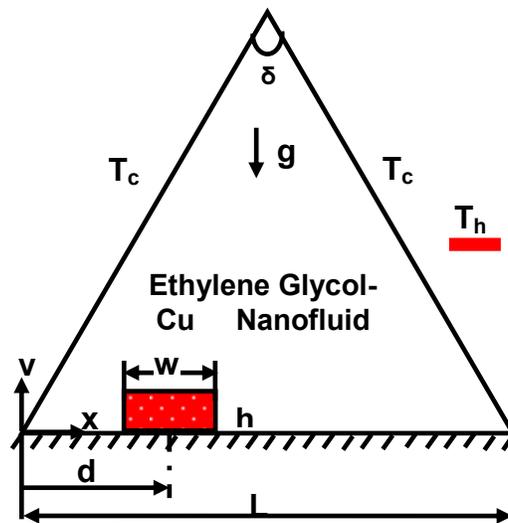


Figure (I.2): une enceinte triangulaire isocèle contenant une source de chaleur

Une analyse numérique de la convection naturelle a été effectuée par **Amir Houshang Mahmoudi et al. [10]** pour une enceinte triangulaire bidimensionnelle remplie d'un nanofluide et soumise à un champ magnétique. L'enceinte est chauffée partiellement par le bas tandis que sa paroi inclinée est maintenue froide. La structure de l'écoulement, les isothermes et le nombre de Nusselt moyen sont présentés pour $0 < Ha < 100$, $10^4 < Ra < 10^7$, $0 < \phi < 0.05$ et six emplacements différents des sources de chaleur. Les résultats montrent qu'en présence d'un champ magnétique, le champ d'écoulement est supprimé et le transfert de chaleur diminué. En outre, il est observé que la réduction maximale du nombre de Nusselt moyen à grande valeur de Ha survient à $Ra = 10^6$. Il a aussi été trouvé que les nanoparticules sont plus efficaces à $Ra = 10^4$ où la conduction est plus importante.

Ghasemi et Aminossadati. [11] ont présenté les résultats d'une étude numérique sur la convection naturelle dans une enceinte triangulaire droite, avec une source de chaleur sur sa paroi verticale et remplie d'un nanofluide (eau-CuO). Les effets des paramètres tels que le nombre de Rayleigh, la fraction volumique solide, l'emplacement de la source de chaleur, le rapport d'aspect de l'enceinte et le mouvement brownien sur les champs de température et de l'écoulement ainsi que le taux de transfert de chaleur, sont examinés.

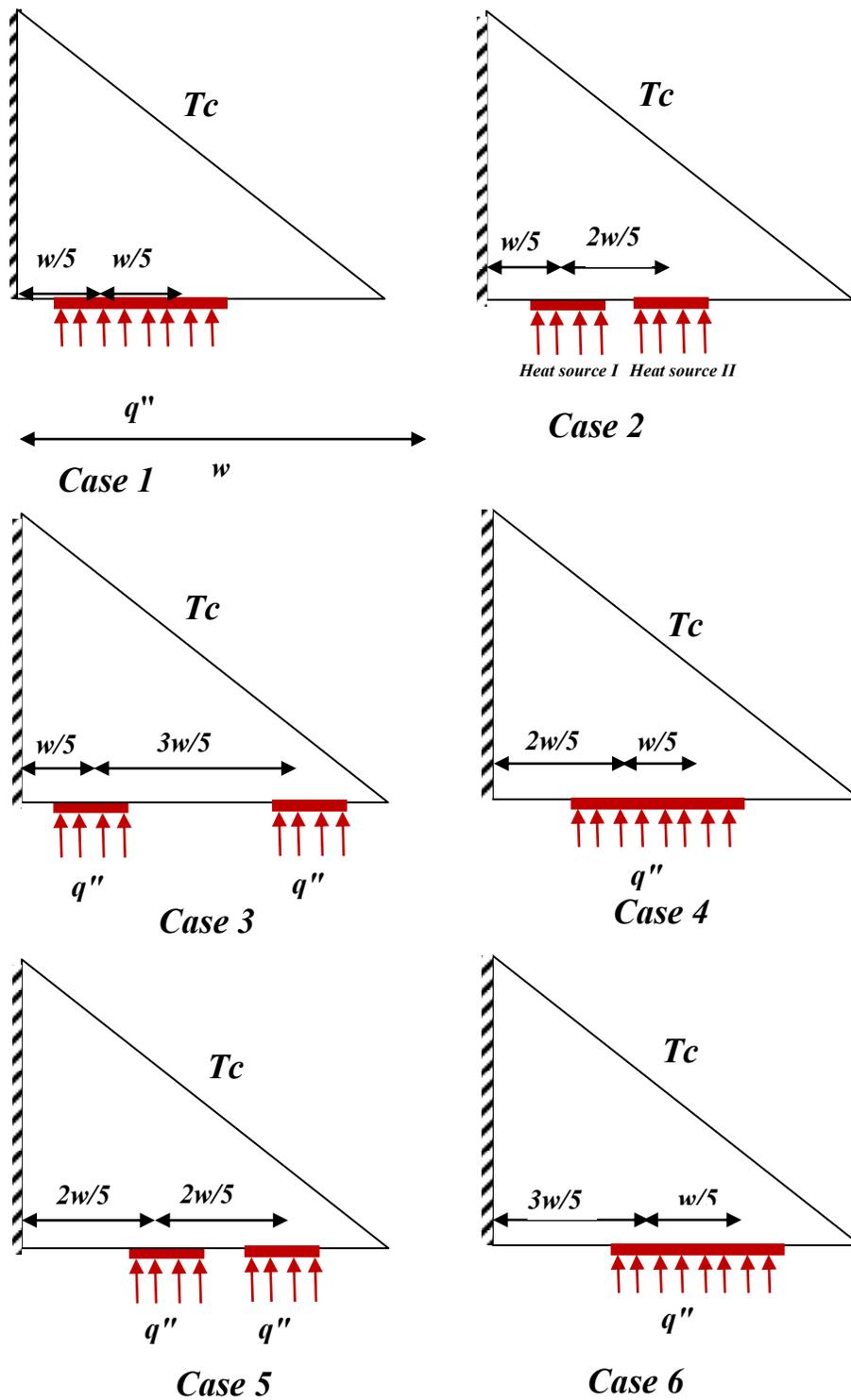


Figure (I.3): une enceinte triangulaire droite contenant une ou plusieurs sources de chaleur

Les résultats montrent que lorsque le mouvement brownien est considéré dans l'analyse, la fraction volumique solide, l'emplacement de la source de chaleur et le rapport d'aspect de l'enceinte affecte différemment les performances de transfert de chaleur aux valeurs basses et hautes du nombre de Rayleigh. Aux nombres élevés de Rayleigh, une valeur optimale pour la fraction volumique solide est trouvée qui aboutit à un taux du transfert de chaleur maximum. Ce résultat est en contradiction avec les résultats de l'analyse dans laquelle le mouvement brownien est négligé.

Billah et al. [12] ont étudié numériquement le comportement des nanofluides dans une enceinte triangulaire entraînée par le couvercle et qui est chauffé partiellement à travers le côté inférieur 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 chauffe 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 pure que pour celles remplies d'un nanofluide.

Ghasemi et Aminossadati. [13] ont présenté les résultats d'une étude numérique sur la convection mixte dans une enceinte triangulaire remplie d'un nanofluide (eau- Al_2O_3) et entraînée par le couvercle. Une étude de comparaison est présentée entre deux scénarios différents de parois gauches coulissantes vers le haut et vers le bas. Les effets des paramètres tels que le nombre de Richardson, la fraction volumique solide et la direction du mouvement de la paroi coulissante sur le champ de température et de l'écoulement ainsi que le taux de transfert de chaleur sont examinés. Les résultats montrent que l'ajout de Al_2O_3 nanoparticules augmente la vitesse de transfert de chaleur pour toutes les valeurs du nombre de Richardson et pour chaque direction du mouvement de la paroi coulissante. Toutefois, les résultats pour la paroi coulissante en mouvement vers le bas montrent une plus forte circulation de l'écoulement dans l'enceinte et par conséquent, un taux de transfert de chaleur plus élevé.

Rahman et al. [14] ont étudié numériquement le comportement de nanofluides dans une enceinte triangulaire inclinée et entraînée par le couvercle, afin de mieux comprendre les processus de recirculation convective et d'écoulement provoqués par un nanofluide. Les fonctions de courant, les isothermes, la variation du nombre de Nusselt moyen de la surface chaude et la température moyenne du fluide dans l'enceinte sont présentés graphiquement. Les résultats numériques sont obtenus pour un large éventail de paramètres tels que le nombre de Richardson, et la fraction volumique solide. Ils ont constaté que la fraction volumique solide a une forte influence sur l'écoulement de fluide et le transfert de chaleur dans l'enceinte pour tous les trois régimes de convection. Par ailleurs, la variation du nombre de Nusselt moyen et la température moyenne du fluide dans la cavité est fonction linéaire de la fraction solide.

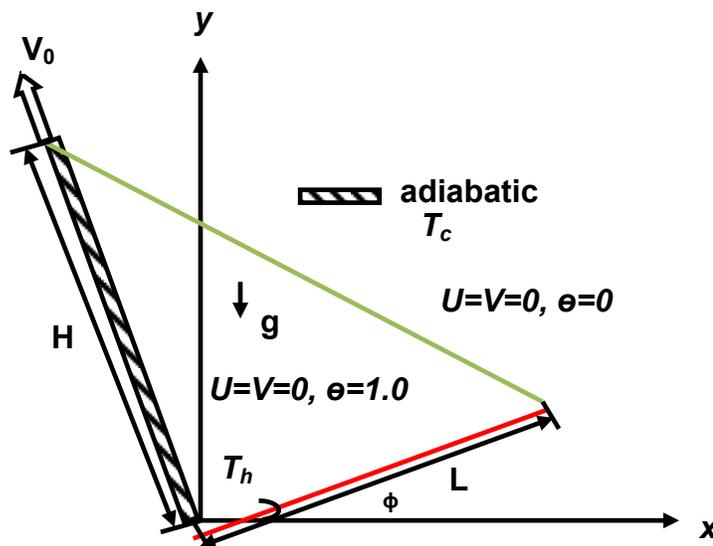


Figure (I.4): Enceinte triangulaire inclinée avec les conditions aux limites.

Ching et al. [15] ont fait une simulation numérique du transfert de chaleur et de masse par convection mixte dans une enceinte triangulaire droite. La surface inférieure de l'enceinte est maintenue à une concentration et une température uniformes qui sont plus élevées que celles de la surface inclinée. En outre, la paroi gauche de la cavité se déplace dans les deux directions: vers le haut (cas1) et vers le bas (cas 2) à une vitesse constante, et est maintenue adiabatique. L'enceinte représente la technologie la plus courante utilisant l'énergie solaire pour le dessalement ou le traitement des eaux usées. Leur étude est réalisée pour les paramètres pertinents tels que le

rapport de la flottabilité, le nombre de Richardson et la direction du mouvement de la paroi coulissante. L'effet des paramètres précités sur le champ de température et d'écoulement ainsi que le taux de transfert de chaleur et de masse a été examiné. Les résultats montrent que l'augmentation du rapport de la flottabilité augmente les taux de transfert de chaleur et de masse pour toutes les valeurs du nombre de Richardson et pour chaque sens du mouvement de la paroi coulissante. Cependant, la direction du mouvement de la paroi coulissante peut être un bon paramètre de contrôle des champs de température et d'écoulement.

Hasanuzzaman et al. [16] ont analysé la convection mixte à double diffusion dans une cavité triangulaire droite. L'écoulement est considéré de fonctionner en régime laminaire, dans les conditions de régime permanent. L'étude est effectuée pour différentes valeurs du nombre de Lewis et du nombre de Richardson et pour différentes directions du mouvement de la paroi coulissante. Les caractéristiques de transfert thermique et massique, i.e. les lignes de courant, les isothermes et les isoconcentrations, les nombres moyens de Nusselt et Sherwood sont étudiés en fonction des paramètres mentionnés ci-dessus.

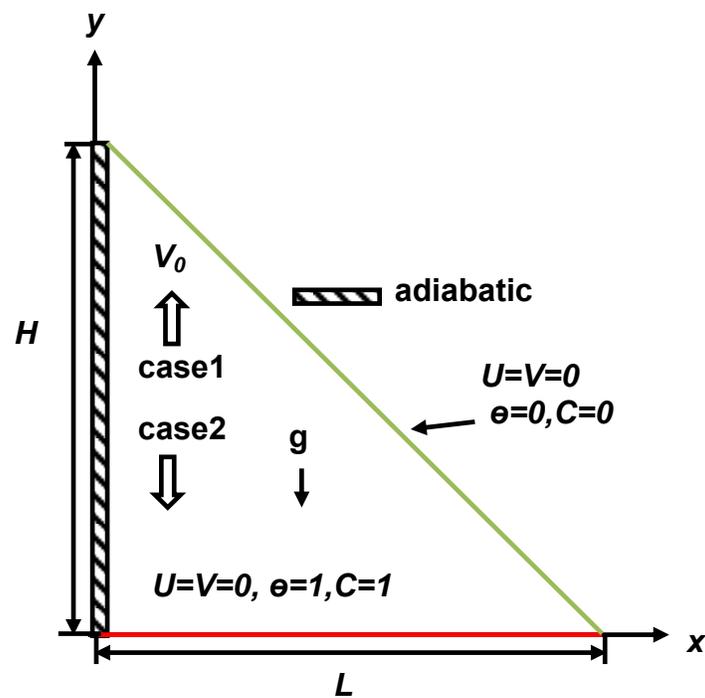


Figure (I.5): Modèle physique de la cavité triangulaire.

Ils ont trouvé que le transfert de chaleur diminue de 3,6% et 3,7% lorsque le nombre de Lewis Le augmente de 5 à 20 à $Ri = 5$ pour les cas 1 et 2 respectivement. D'autre part, dans le même régime convectif, le taux de transfert de masse augmente de 32,4% et 38,4% lorsque le nombre de Lewis augmente de 5 à 20 pour les cas 1 et 2 respectivement. En outre, les champs d'écoulement, de température et de concentration sont contrôlés par la direction de la paroi coulissante.

Billah et al. [17] ont étudié numériquement pour différents paramètres pertinents et en deux dimensions l'amélioration du transfert de chaleur en utilisant des nanofluides dans une enceinte triangulaire inclinée et entraînée par le couvercle. Le modèle actuel est développé pour analyser les performances de nanofluides en régime instationnaire de transfert de chaleur à l'intérieur d'une enceinte en tenant compte de la fraction volumique de solides δ , des conditions aux limites de vitesse variable et des conditions aux limites thermiques variables. Les résultats sont obtenus pour un large éventail de paramètres tels que le nombre Grashof ($10^3 \leq Gr \leq 10^6$), et pas de temps ($0.01 \leq \tau \leq 1$). Ils ont constaté que le transfert de chaleur augmente de 31,85% lorsque la fraction volumique δ augmente de 0% à 25% à $Gr = 10^5$ pour $\tau = 0.01$. Par ailleurs, la variation du nombre de Nusselt moyen et de la température moyenne du fluide dans la cavité est linéaire en fonction de la fraction volumique solide.

Yu et al. [18] ont fait une étude numérique du transfert de chaleur transitoire par convection naturelle de nanofluides à base d'eau à l'intérieur d'un cylindre horizontal triangulaire isocèle chauffé par le bas. Les propriétés thermophysiques de l'eau en présence de nanoparticules sont prédites à partir de modèles existants, dans lesquels les effets du mouvement brownien des nanoparticules sont pris en compte. Il est montré qu'une bifurcation de type fourche apparaît pour des nombres de Grashof relativement élevés et que le nombre de Grashof critique se trouve être de 5.60×10^4 . Le développement prédit d'écoulement convectif de nanofluides est présenté à l'aide du nombre de Nusselt moyen sur la paroi inférieure. En outre, le temps de développement d'écoulement vers un état stationnaire / quasi- stable et le nombre de Nusselt moyenné dans le temps sont mis à l'échelle avec le nombre de Grashof. Il est également montré que, à nombre de Grashof constant, le nombre de Nusselt moyenné dans le temps est réduit lorsqu'on ajoute plus

de nanoparticules au liquide de base , et qu'il sera surestimé si les effets de mouvement brownien ne sont pas considérés.

Heris et al. [19] ont étudié numériquement l'écoulement laminaire par convection forcée et le transfert de chaleur utilisant le nanofluide eau- Al_2O_3 dans un canal triangulaire avec la condition de température de paroi constante. Les effets des paramètres, tels que le diamètre des nanoparticules, la concentration et le nombre de Reynolds sur l'amélioration du transfert de chaleur par des nanofluides sont étudiés. Par ailleurs, la comparaison entre le transfert thermique avec un nanofluide et celui avec un fluide pur est réalisée. Les résultats numériques montrent une amélioration du transfert de chaleur du fluide associé avec l'utilisation de la suspension de particules de taille nanométrique dans le conduit triangulaire. Les résultats du modèle actuel indiquent que le nombre de Nusselt augmente lorsque la concentration de nanoparticules augmente et lorsque le diamètre décroît. En outre, l'amélioration du transfert de chaleur devient meilleure à valeurs élevées de Re en écoulement laminaire avec l'ajout de nanoparticules.

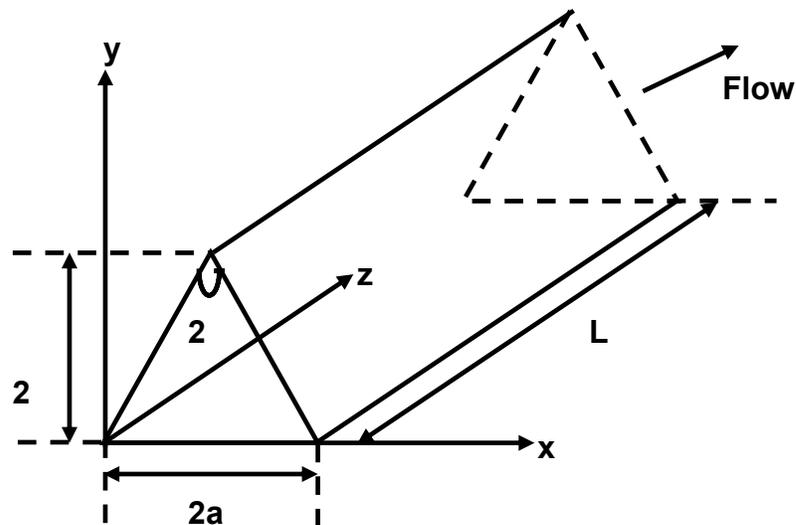


Figure (I.6): Canal triangulaire avec la condition de température de paroi constante

I.3. Revue bibliographique sur la convection dans les microcanaux

I.3.1. Utilisation des microcanaux dans l'industrie

Dans les années actuelles, les principales industries telles que l'aéronautique, l'automobile et électronique sont le moteur du développement de la technologie de gestion thermique compacte et efficace pour les dispositifs électroniques de pointe capables d'augmenter la vitesse de traitement des données.

Les microcanaux 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. 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 microcanaux (DCMC) a reçu l'attention de nombreuses études au cours des dernières décennies.

I.3.2. Revue bibliographique sur les microcanaux

Le terme "micro-canal" désigne des canaux dont le diamètre hydraulique est compris entre 10 et 100 micromètres. Avec le développement de l'usinage de précision ou de la technologie de microfabrication, les échangeurs de chaleur à microcanaux ont été de plus en plus utilisés dans différentes disciplines scientifiques telles que la biotechnologie, les sciences physiques et chimiques, les technologies électroniques, les technologies de détection etc..

Les microcanaux [20] sont constitués d'un dissipateur de chaleur fabriqué d'un solide de grande conductivité thermique tel que le silicium ou le cuivre avec les micro-canaux usinés au sein du solide. Un dissipateur de chaleur à micro-canaux contient généralement un grand nombre de micro-canaux parallèles. Le liquide de refroidissement est forcé à passer à travers ces canaux pour évacuer la chaleur générée dans la surface chaude en contact avec la paroi inférieure du dissipateur.

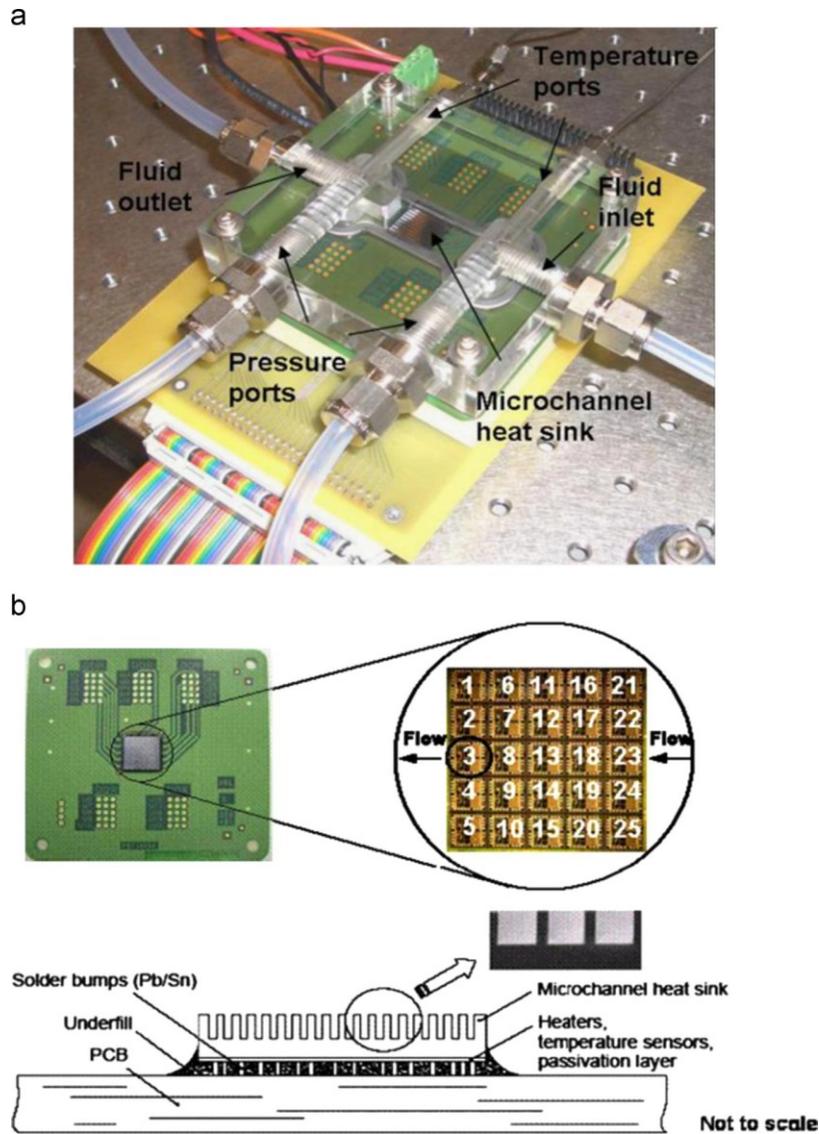


Figure (I.7): (a) Section d'essai du Microcanal et (b) Chauffe intégrée et capteurs de température dans la pièce d'essai à microcanaux [20].

Nomenclature de la **figure (I.7)** :

Temperature ports : Les ports de température **Temperature sensors** : capteurs de température

Heaters : Appareils de chauffage.

Solder bumps : Bosses de soudure

Pressure ports : Les ports de pression

Flow : écoulement

Fluid inlet : entrée du fluide

Fluid outlet : sortie du fluide

Microchannel heat sinks : Dissipateurs de chaleur à microcanaux

passivation layer : couche de passivation

Au cours des dernières années, un certain nombre de chercheurs ont rapporté les caractéristiques thermohydrauliques de microcanaux pour les régimes d'écoulements laminaires et turbulents des liquides et des gaz.

Lee et Mudawar. [21] ont étudié les avantages de refroidissement de microcanaux en utilisant un nanofluide à base d'eau contenant de faibles concentrations de Al_2O_3 . Il a été montré que la conductivité thermique élevée des nanoparticules améliore le coefficient de transfert de chaleur à phase unique, en particulier pour un écoulement laminaire. Les résultats obtenus par ces auteurs montrent que les coefficients de transfert de chaleur les plus élevés ont été obtenus principalement dans la région d'entrée des micro-canaux. Toutefois, l'amélioration a été plus faible dans la région pleinement développée, ce qui prouve que les nanoparticules ont un effet appréciable sur le développement de la couche limite thermique. Des concentrations plus élevées ont également produit une plus grande sensibilité aux flux de chaleur. Malgré cette amélioration, l'efficacité globale de refroidissement des nanoparticules était assez minime en raison de la forte hausse de température axiale associée à la diminution de la chaleur spécifique du nanofluide comparativement au fluide de base. Pour le refroidissement en deux phases, les nanoparticules ont causé une défaillance catastrophique en se déposant en grands groupes près de la sortie du canal. Ce dépôt est dû à une évaporation localisée après le commencement de l'ébullition. Tous ces inconvénients et d'autres inconvénients pratiques mettent en cause en général la mérite d'utiliser les nanofluides dans les dissipateurs de chaleur de micro-canaux.

Peng et Peterson. [22] ont investigué expérimentalement le transfert de chaleur par convection forcée dans les structures à microcanaux ayant des petits canaux rectangulaires avec des diamètres hydrauliques de 133 à 367 μm et des configurations géométriques différentes. Les résultats indiquent que la configuration géométrique a un effet significatif sur les caractéristiques du transfert de chaleur par convection et de l'écoulement d'un fluide monophasique. Les auteurs ont constaté que le transfert de chaleur laminaire dépend du rapport d'aspect du microcanal, défini comme le rapport du diamètre hydraulique et de la distance centre à centre du microcanal.

Fedorov et Viskanta. [23] ont étudié le transfert de chaleur conjugué dans un dissipateur de chaleur à microcanaux. Ils ont constaté que la température moyenne de la paroi de canal le

long de la direction d'écoulement a une valeur presque constante sauf au voisinage de l'entrée du canal, où de très forts gradients de température ont été remarqués.

Qu et Mudawar. [24] ont réalisé des études expérimentales et numériques des caractéristiques de chute de pression et de transfert thermique accompagnant l'écoulement laminaire dans des canaux de section: à 231 μm par 713 μm . De l'eau désionisée a été utilisée comme liquide de refroidissement et deux valeurs différentes du flux de chaleur ont été testées: 100 W/cm^2 et 200 W/cm^2 . Un bon accord a été trouvé entre les mesures et les prédictions numériques, ce qui valide l'utilisation des équations de Navier-Stokes classiques pour la simulation des microcanaux.

Judy et al. [25] ont effectué des expériences de perte de charge à la fois sur les microcanaux ronds et carrés avec des diamètres hydrauliques allant de 15 à 150 μm . 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.

Qu et Mudawar. [26] 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. [27] 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 μm 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, 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.

Dans l'étude de **Roy et al. [28]** les champs hydrodynamiques et thermiques d'un nanofluide eau- γAl_2O_3 dans un système de refroidissement radial à écoulement laminaire sont considérés. 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.

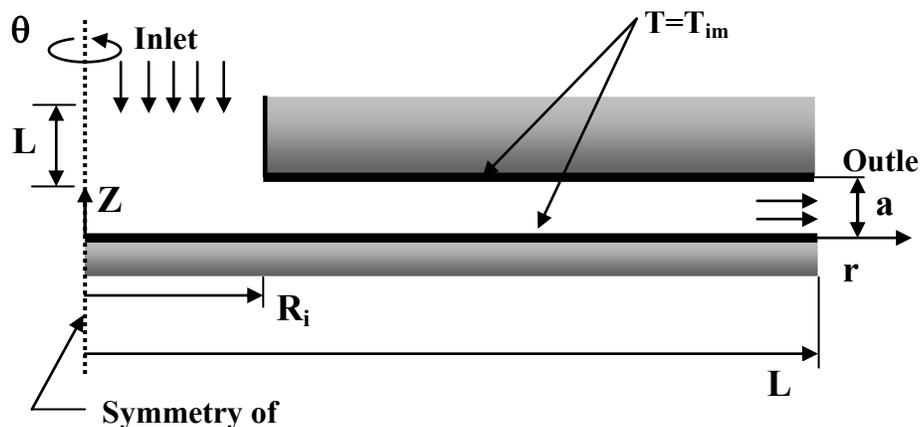


Figure (I.8) : système de refroidissement radial

Jung et al. [29] a mesuré le coefficient de transfert de chaleur convectif et le coefficient de frottement des nanofluides dans des microcanaux rectangulaires. Un microsystème intégré constitué d'un seul micro-canal sur un côté, et deux chauffes localisées et cinq capteurs de température en polysilicium le long du canal sur l'autre côté ont été fabriqués. Les nanoparticules de dioxyde d'aluminium (Al_2O_3) d'un diamètre de 170 nm sont utilisées pour obtenir des nanofluides avec différentes fractions volumiques de particules. Ces nanofluides ont été utilisés dans des expériences pour étudier l'effet de la fraction volumique des nanoparticules sur la

transmission de chaleur par convection et sur l'écoulement des fluides dans des microcanaux. Pour une fraction volumique de 1,8 pour cent, le coefficient augmente jusqu'à 32 % par rapport à l'eau distillée, sans perte de charge majeure. Le nombre de Nusselt mesuré augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds en régime d'écoulement laminaire.

Santra et al. [30] ont étudié l'effet du nanofluide eau-cuivre comme un milieu de refroidissement afin de simuler le comportement du transfert de chaleur dans un conduit rectangulaire horizontal bidimensionnel (profondeur infinie), où les parois supérieure et inférieure sont deux sources de chaleur symétriques isothermes. L'étude a été réalisée en supposant un fluide Newtonien puis un non-Newtonien, pour une large gamme de nombres de Reynolds ($Re = 5$ à 1500) et de la fraction volumique solide ($0 \leq \phi \leq 0.05$). Il a été observé que l'augmentation du transfert de chaleur est possible en utilisant un nanofluide par rapport aux fluides classiques pour les deux cas de types de fluides (Newtonien, non Newtonien). Le taux de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du débit ainsi que l'augmentation de la fraction volumique solide des nanofluides. Contrairement à la convection naturelle, l'augmentation du transfert de chaleur est presque identique pour les deux cas.

Moraveji et al. [31] ont étudié l'effet de transfert de chaleur convectif sur l'écoulement d'un nanofluide non-newtonien dans un tube horizontal avec un flux de chaleur constant en utilisant la CFD (dynamique des fluides computationnelle). Le nanofluide non-newtonien utilisé contient des particules Al_2O_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 Nu d'un nanofluide non-newtonien augmentent avec l'augmentation de la concentration de la solution de xanthane.

Kamali and Binesh. [32] ont fait une investigation numérique de transfert de chaleur par convection de nanofluides basés sur les nanotubes multi-parois de carbone (MWCNT) dans un tube droit dans la condition de flux de chaleur pariétal constant. 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.

Les nanofluides montrent clairement une alternative très intéressante aux fluides de travail des microcanaux. Pour justifier cette conclusion, **Zhang et al. [33]** ont présenté une étude expérimentale sur le transfert de chaleur et les caractéristiques d'écoulement de nanofluides eau- Al_2O_3 à travers un micro-canal circulaire avec un diamètre intérieur de 0,5 mm. Des nanofluides eau- Al_2O_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- Al_2O_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 désionisée.

Hojjat et al. [34] ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection forcée de nanofluides non-newtoniens dans une conduite circulaire avec une température de paroi constante dans des conditions d'écoulement turbulent. Trois types de nanofluides ont été préparés en dispersant de façon homogène des nanoparticules $Y - Al_2O_3$, TiO_2 et CuO dans le fluide de base. Une solution aqueuse de carboxyméthylcellulose (CMC) est utilisée comme fluide de base. Les nanofluides ainsi que le fluide de base montrent un comportement rhéologique de cisaillement mince (pseudoplastique). Les résultats indiquent que le coefficient de transfert de chaleur par convection de nanofluides est supérieur à celui du fluide de base. L'amélioration du coefficient de transfert de chaleur par convection est telle que celui-ci augmente avec une augmentation du nombre de Peclet et de la concentration de nanoparticules. L'augmentation du coefficient de transfert de chaleur par convection de nanofluides est supérieure à la hausse qui serait observée en considérant strictement l'augmentation de la conductivité thermique effective

des nanofluides. Les résultats montrent une faible concordance entre les valeurs expérimentales et les valeurs prédites. Une nouvelle corrélation a été proposée qui prédit avec succès le nombre de Nusselt de nanofluides non-newtoniens en fonction des nombres de Reynolds et de Prandtl.

Cheng. [35] a étudié le transfert de chaleur par convection libre sur un tronc de cône enfoncé dans un milieu poreux saturé d'un nanofluide non-newtonien régi par la loi de puissance, avec une température de paroi et une fraction volumique des nanoparticules de paroi constantes. Les effets du mouvement brownien et de la thermophorèse sont incorporés dans le modèle pour nanofluides. Les effets de l'indice de la loi de puissance, du paramètre de mouvement brownien, du paramètre de la thermophorèse et du rapport de la flottabilité, sur la température, la fraction volumique des nanoparticules et les profils de vitesse sont discutées. Les nombres de Nusselt réduits sont tracés en fonction de l'indice de la loi de puissance, du paramètre de la thermophorèse, du paramètre brownien, du nombre de Lewis et du rapport de la flottabilité. Les résultats ont montré que l'augmentation du paramètre de thermophorèse ou du paramètre brownien tendent à diminuer le nombre de Nusselt réduit. Par ailleurs, le nombre de Nusselt réduit augmente lorsqu'on augmente l'indice de la loi de puissance.

Esmailnejad et al. [36] ont présenté une investigation numérique du transfert de chaleur par convection en écoulement laminaire de nanofluides avec un fluide de base non-newtonien dans un canal rectangulaire en utilisant le modèle de mélange à deux phases. Cette recherche examine les avantages de l'utilisation des nanoparticules dans les fluides non-newtoniens avec la taille des particules égale à 30 nm. La raison qui poussé les auteurs à utiliser les nanoparticules est l'augmentation significative du taux de transfert de chaleur dans les fluides qui sont courants dans l'industrie d'aujourd'hui. Le comportement de l'écoulement et le taux de transfert de chaleur du dissipateur de chaleur à microcanaux ont été analysés suite à la variation des concentrations des nanoparticules d' Al_2O_3 , du nombre de Péclet et de l'indice de comportement de l'écoulement.

Leurs résultats montrent une amélioration significative du transfert de chaleur des fluides non-newtoniens utilisant des nanoparticules en particulier dans la région d'entrée. En augmentant la fraction volumique, une amélioration plus élevée du transfert de chaleur peut être observée. La résistance thermique avec un nombre de Peclet de 700 et une fraction volumique de 4% diminue

d'environ 27,2% dans le cas d'un fluide de base non-newtonien à cisaillement mince, tandis que la chute de pression va augmenter d'environ 50,7%. Une analyse plus poussée sur l'effet de type de particules est également mise en œuvre avec les nanoparticules d' Al_2O_3 et de CuO.

Hojjat et al. [37] ont fait une investigation expérimentale du transfert de chaleur par convection forcée de nanofluides à travers un tube circulaire chauffé uniformément dans des conditions d'écoulement turbulent. Trois types de nanofluides ont été préparés en dispersant des nanoparticules de g/Al_2O_3 , CuO, et TiO₂, dans une solution aqueuse de carboxyméthylcellulose (CMC). Le fluide de base et tous les nanofluides obtenus montrent un comportement rhéologique pseudoplastique (cisaillement aminci). Les résultats montrent que les coefficients de transfert de chaleur local et moyen de nanofluides sont plus grands que ceux du fluide de base. L'amélioration de la transmission de chaleur de nanofluides augmente avec une augmentation de la concentration de nanoparticules. Une tendance similaire est montrée pour le nombre de Nusselt des nanofluides. Pour une concentration de nanoparticules et un nombre de Péclet donnés, le coefficient de transfert de chaleur local du fluide de base et celui des nanofluides diminue en fonction de la distance axiale à partir de l'entrée du tube.

Cehade et al. [38] ont présenté une étude expérimentale sur le transfert de chaleur en ébullition convective de nanofluide dans des minicanaux rectangulaires parallèles de 800 μm de diamètre hydraulique. Les expériences sont effectuées avec de l'eau pure et des nanoparticules d'argent en suspension dans ce fluide de base. Les résultats expérimentaux montrent que le coefficient local de transfert de chaleur, le flux de chaleur local, et la température de paroi locale sont affectées par la concentration des nanoparticules d'argent dans le liquide de base. L'amélioration du transfert de chaleur local d'ébullition en ajoutant des nanoparticules d'argent dans le liquide de base n'est pas uniforme le long de l'écoulement du canal. De meilleures performances et l'effet le plus élevé de la concentration des nanoparticules sur le transfert de chaleur sont obtenus à l'entrée des minicanaux.

Farsad et al. [39] ont présenté une simulation numérique d'un dissipateur de chaleur à microcanaux fabriqué en cuivre (DCMC) qui utilise les nanofluides comme réfrigérants. Le nanofluide est un mélange d'eau pure 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 développés. Un modèle de dynamique des fluides computationnelle 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 microcanaux utilisant un nanofluide à base d'eau contenant Al_2O_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 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 flux de chaleur ultra-hauts.

Mohammed et al. [40] ont discuté l'impact de l'utilisation de différents types de nanofluides sur le transfert de chaleur et les caractéristiques d'écoulement de fluide dans les dissipateurs de chaleur à microcanaux de forme triangulaire (DCMC). Dans cette étude, une performance d'un DCMC en aluminium est examinée en utilisant l'eau comme fluide de base avec différents types de nanoparticules tels que Al_2O_3 , Ag, CuO, diamant, SiO₂, TiO₂ comme fluides de refroidissement avec une fraction volumique des nanoparticules de 2%. Les auteurs ont trouvé que le nanofluide diamant-H₂O a la température la plus basse et le coefficient de transfert de chaleur le plus élevé, tandis que le nanofluide H₂O- Al_2O_3 a la température la plus élevée et le coefficient de transfert de chaleur le plus faible. Ils ont aussi trouvé parmi les types de nanofluides considérés que le nanofluide H₂O-SiO₂ a les plus fortes chute de pression et contrainte de cisaillement pariétale tandis que le nanofluide H₂O-Ag a les plus basses chute de pression et contrainte de cisaillement pariétale. Sur la base des résultats présentés, les nanofluides diamant-H₂O et les nanofluides H₂O-Ag sont recommandées pour obtenir l'amélioration globale de transfert de chaleur et une faible perte de pression, respectivement, comparés avec l'eau pure.

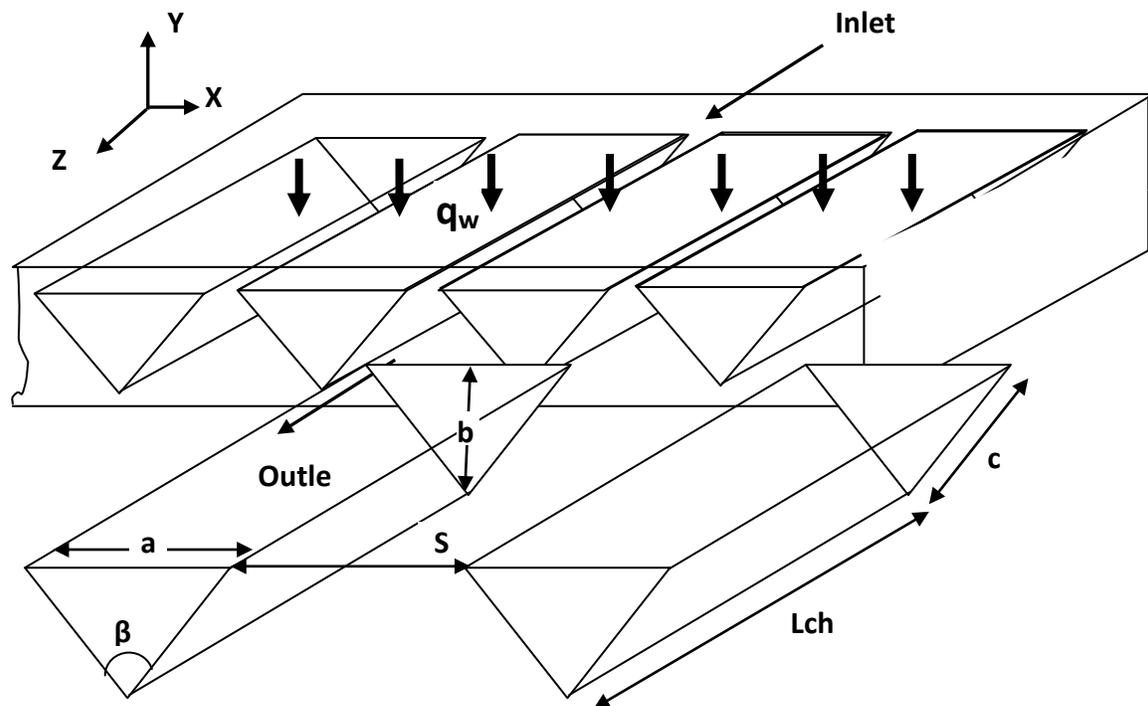


Figure (I.9) : (a) Schéma du domaine de calcul. (b) dissipateurs de chaleur à microcanaux de forme triangulaire

Anoop et Sadr. [41] ont présenté pour la première fois les mesures de vitesse près de la paroi pour des nanofluides en utilisant vélocimétrie des nanoparticules par image. Cette nouvelle technique utilise un éclairage évanescent dans l'interface solide-liquide pour mesurer le champ de vitesse proche de la paroi avec une résolution hors plan de l'ordre de $O(100 \text{ nm})$. Des nanofluides de différentes concentrations ont été préparées par dispersion de particules de dioxyde de silicium (10 à 20 nm) dans l'eau en tant que fluide de base. Dans un premier temps, les mesures de viscosité ont été effectuées pour les nanofluides préparés. Les données de la vitesse près de la paroi ont ensuite été mesurées et comparées avec celle du fluide de base dans la même condition d'écoulement. Il a été observé que, pour un débit donné, même si la viscosité du nanofluide avait augmenté avec le chargement des particules, les valeurs de la vitesse près de la paroi sont semblables à celles du fluide de base. Ensemble, ces mesures ont fait valoir les caractéristiques homogènes et newtoniennes des nanofluides dans la région proche de la paroi. Malgré les faibles concentrations de particules étudiées, le présent travail discute également la

complexité impliquée dans l'utilisation de la méthodologie et les erreurs possibles survenant au cours de l'expérimentation, et ce afin d'utiliser cet outil de mesure avec plus d'efficacité à l'avenir.

Mahrood et al. [42] ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection naturelle de nanofluides non-newtoniens dans un cylindre vertical chauffé uniformément par le bas et refroidi par le haut. Deux types différents de nanofluides non-newtoniens ont été préparés par dispersion de nanoparticules d' Al_2O_3 et TiO_2 dans une solution aqueuse de carboxyméthylcellulose (CMC) de concentration 0,5% en poids. Les résultats montrent que les performances de transfert de chaleur des nanofluides sont significativement accrues à de faibles concentrations de particules. L'augmentation de la concentration des nanoparticules a un effet contraire sur le transfert de chaleur des nanofluides ; par exemple, à des concentrations supérieures à 1% de volume de nanoparticules, le coefficient de transfert de chaleur des nanofluides est inférieur à celui du fluide de base. En effet, il semble que pour les deux nanofluides il existe une concentration optimale de nanoparticules pour laquelle le coefficient de transfert de chaleur passe par un maximum. Les concentrations optimales des nanofluides Al_2O_3 et TiO_2 sont environ de 0,2 et 0,1 vol.%, respectivement. Il est également observé que l'amélioration du transfert de chaleur des nanofluides TiO_2 est plus élevée que celui des nanofluides Al_2O_3 . L'effet du rapport d'aspect de l'enceinte a également été étudié. Comme prévu, le coefficient de transfert de chaleur des nanofluides ainsi que des fluides de base augmente en augmentant le rapport d'aspect.

Mirzaei et Dehghan. [43] on étudié numériquement l'écoulement laminaire et le transfert de chaleur du nanofluide eau- Al_2O_3 sous un flux de chaleur constant. Une seule phase avec des propriétés effectives dépendantes de la température ont été supposées 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 pure.

Ijam et Saidur. [44] ont analysé un dissipateur thermique à minicanaux avec une base de 20x20 cm utilisant comme réfrigérants les nanofluides eau-SiC et eau- TiO_2 en écoulement

turbulent par des diamètres hydrauliques. Les nanofluides sont utilisés avec différentes fractions volumiques. Les résultats ont montré que l'amélioration de la conductivité thermique par les particules SiC dispersées dans l'eau à la fraction volumique de 4% était de 12,44 % tandis que celle des particules TiO₂ dispersées dans de l'eau était de 9,99 % pour la même fraction volumique. Il a été aussi constaté que, en utilisant le nanofluide SiC-eau 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 TiO₂-eau l'amélioration est de 7,63 %-12.77 %. La puissance maximum 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 est égale à 5,39 W. En utilisant le nanofluide eau-TiO₂ à 2 m/s et 4 % vol. il a été constaté une puissance de 0,29 W et une puissance de 5,64 W à 6 m/s avec le même volume d'environ 4 %.

Rad et Aghanajafi. [45] 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. [46] ont étudié le transfert de chaleur dans un dissipateur de chaleur à microcanaux 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 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. [47]**, 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 microcanaux, 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 sera moins. 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. [48] ont étudié l'optimisation analytique d'un dissipateur de chaleur à microcanaux 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 étudiées. 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 à hautes températures.

Mohammed et al. [49] ont effectué une investigation numérique pour étudier les caractéristiques de l'écoulement laminaire et du transfert de chaleur dans les (DCMC) ayant une section trapézoïdale des canaux. Les auteurs ont utilisé différents types de nanofluides et divers matériaux de fabrication du substrat des (DCMC). Cette étude a examiné quatre types de fluides de base, y compris l'eau, le glycol d'éthylène (EG), l'huile, et la glycérine avec une fraction volumique de 2% de nanoparticules de diamant, et quatre types de matériaux de substrat y compris le cuivre, l'aluminium, l'acier et le titane. Les auteurs ont constaté que les meilleures uniformités du coefficient de transfert de chaleur et de la température parmi les quatre écoulements de mélanges peuvent être obtenues en utilisant les nanofluides à base de glycérine suivis par les nanofluides à base d'huile, puis par les nanofluides à base de glycol d'éthylène et les nanofluides à base d'eau. Cependant, la performance du transfert de chaleur des nanofluides à base d'eau peut être grandement améliorée dans les (DCMC) fabriqués avec un substrat en acier.

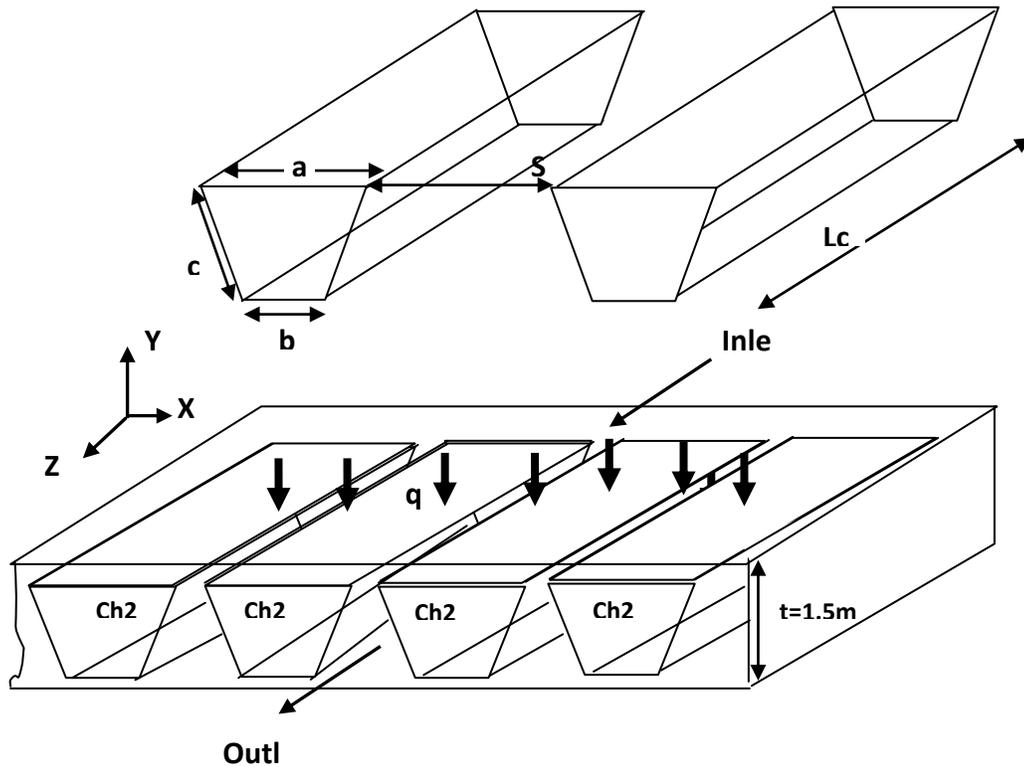


Figure (I.10) : (a) Schéma du domaine de calcul, et (b) forme trapézoïdale du (DCMC).

Hatami et Ganji. [50] ont étudié analytiquement et numériquement l'écoulement par convection naturelle d'un nanofluide non-newtonien entre deux plaques planes verticales. L'alginate de sodium (SA) est considéré comme le liquide de base non-Newtonien, puis le cuivre (Cu) et l'argent (Ag) sous forme de nanoparticules sont ajoutées pour constituer les nanofluides. L'influence de paramètres thermophysiques, tels que la fraction volumique des nanofluides, sur les profils adimensionnels de vitesse et de température est considérée. Les résultats montrent que le Cu sous forme de nanoparticules donne des valeurs de vitesse et de température plus grandes que celles obtenues utilisant l'Ag.

Hatami et Ganji. [51] ont étudié analytiquement et numériquement le transfert thermique et l'écoulement d'un nanofluide non-newtonien s'écoulant dans un milieu poreux entre deux cylindres coaxiaux. L'alginate de sodium (SA) est considéré comme le liquide de base non-Newtonien, et le dioxyde de titane (TiO_2) sous forme de nanoparticules est ajouté pour constituer

le nanofluide. Les influences des certains paramètres physiques tels que le mouvement brownien et du paramètre de thermophorèse sur les profils adimensionnels de vitesse et de température sont considérés. Les résultats montrent que l'augmentation du paramètre de thermophorèse (Nt) provoque une augmentation des valeurs de la température dans tout le domaine, mais il fait augmenter la concentration des nanoparticules à proximité de la paroi du cylindre interne.

Hosseini et al. [52] ont utilisé la méthode asymptotique d'homotopie optimale, (MAHO) pour obtenir les solutions des équations de quantité de mouvement et de transfert de chaleur d'un fluide non-newtonien en écoulement dans un canal de révolution ayant une paroi poreuse, simulant le refroidissement des turbines à gaz. Les résultats montrent que le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds, du nombre de Prandtl et de l'indice de la loi de puissance.

Hatami et al. [53] ont simulé analytiquement et numériquement le transfert de chaleur et l'écoulement en présence de champ magnétique d'un nanofluide non-newtonien de troisième catégorie à travers un milieu poreux à l'intérieur d'un récipient creux. Le sang est considéré comme fluide de base non newtonien de troisième catégorie et l'or (Au) sous forme de nanoparticules sont ajoutées à lui. Les influences de certains paramètres physiques tels que le mouvement brownien et du paramètre de thermophorèse sur les profils adimensionnels de vitesse et de température sont considérées. Les résultats montrent que l'augmentation du paramètre de thermophorèse Nt provoque une augmentation des valeurs de température dans tout le domaine et une augmentation de la concentration des nanoparticules tout près de la paroi intérieure du récipient. De plus, en augmentant le paramètre MHD, les profils de vitesse diminuent en raison de l'effet du champ magnétique.

Chapitre II

Propriétés thermophysique et comportement rhéologique des nanofluides

Le présent chapitre présente des rappels sur les propriétés thermiques et le comportement rhéologique des nanofluides.

II.1. Propriétés thermiques des nanofluides (Réfs. [115], [116])

Les nanofluides sont composés de nanoparticules ou de nanofibres suspendues dans un liquide et dont la taille typique est comprise entre 1 et 100 nm. Ce type de dispersion suscite depuis quelques années un grand intérêt et ce tout particulièrement depuis la mise en évidence d'une nette amélioration entre autres des propriétés thermiques du milieu hôte.

En effet la mise en suspension dans un liquide de certains types de nanoparticules, même en très faibles proportions (< 1% en volume), est capable d'augmenter la conductivité thermique de ce dernier de près de 200% dans le cas des nanotubes de carbone [54], et d'environ 40% pour des nanoparticules d'oxyde de cuivre [55].

De nombreuses études ont été menées depuis 2001 sur cette nouvelle classe de fluides afin d'apporter une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu, et de permettre ainsi la mise au point de liquides caloporteurs plus performants. L'importante conductivité thermique des nanofluides les désigne en effet comme des candidats potentiels pour le remplacement des fluides caloporteurs utilisés dans les échangeurs thermiques pour améliorer leurs performances. Certaines limitations susceptibles d'atténuer les perspectives d'impact des nanofluides comme remplaçants des fluides caloporteurs ont déjà été abordées. Ainsi l'étude des performances du refroidissement en régime dynamique a montré que l'addition de nanoparticules dans un liquide augmente la viscosité de ce dernier et de ce fait induit des pertes de charge néfastes [56]. D'autre part, le manque de stabilité dans le temps de certains nanofluides peut entraîner l'agglomération des nanoparticules et engendrer d'une part une modification de leurs propriétés de conduction thermique et d'autre part des risques de dépôt et les inconvénients liés à l'écoulement de fluides hétérogènes. Néanmoins, en l'état actuel des recherches, ces deux effets sont moins importants avec l'utilisation de nanofluides qu'avec l'utilisation de suspensions classiques de microparticules [57]. En dehors des possibles applications industrielles, l'étude des nanofluides présente un grand intérêt scientifique pour la compréhension des mécanismes mis en jeu dans les processus de transfert aux échelles moléculaires. Ainsi les propriétés thermiques des nanofluides ne suivent pas les

prévisions données par les théories classiques décrivant les suspensions de particules solides dans un liquide. Malgré le nombre élevé d'études publiées sur le sujet ces dernières années, aucune théorie ne parvient à décrire correctement les résultats expérimentaux obtenus sur les nanofluides [58]. Il faut d'ailleurs noter que les résultats expérimentaux varient énormément d'une publication à l'autre ce qui ne facilite pas la comparaison entre ces résultats et les théories proposées.

Des recherches complémentaires sont nécessaires pour valider ou infirmer les différents modèles théoriques disponibles pour décrire convenablement les propriétés thermiques des nanofluides.

II.1.1. Types de nanofluides

Différents types de nanomatériaux ont été utilisés pour fabriquer des nanofluides. Nous pouvons de manière générale distinguer deux types de nanofluides (**figure (II.1)**):

- des nanofluides à base de nanotubes de carbone ;
- des nanofluides contenant des nanoparticules métalliques ou des oxydes.

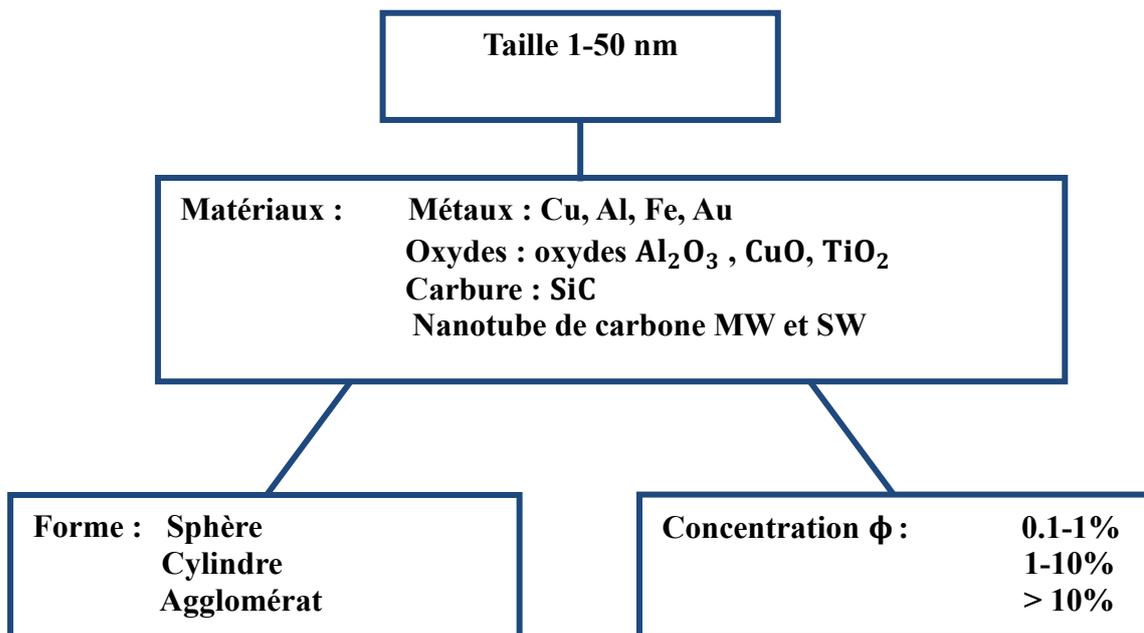


Figure (II.1) : Principales familles de nanofluides

II.1.1.1. 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). Ils peuvent aussi être constitués d'un enroulement de plusieurs couches de graphène et sont alors appelés « *nanotube multi feuillets* » (MWCNT) (**Figure (II.2)**)



Figure (II.2) : Structures moléculaires d'un nanotube de carbone à paroi simple (à gauche) et d'un nanotube de carbone à parois multiples (à droite).

Ce sont les études portant sur les nanofluides à base de nanotubes de carbone qui ont montré Jusqu'à aujourd'hui les augmentations de conductivité thermique les plus élevées. Ces dernières sont de l'ordre de 200% pour des concentrations en volume de inférieures à 1% [59]. 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 [60]. 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 [61] 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 : $\lambda \approx 6600 \text{ W/m.k}$ à température ambiante [62]. 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.

La forme et la nature (SWCNT ou MWCNT) des nanotubes, les méthodes de préparation, les diverses fonctionnalisations et la nature du milieu hôte diffèrent d'une publication à l'autre, entraînant une grande variabilité des résultats portant sur l'augmentation de la conductivité thermique. Ainsi on peut relever que la conductivité thermique augmente par exemple de 10% pour une concentration de 1% de nanotubes dans l'eau [63] contre 38% pour une concentration de 0.6% de nanotubes toujours dans l'eau [64]. On trouve ailleurs [54] une augmentation de 150% pour une concentration de 1% de nanotubes dans l'éthylène glycol.

Ces observations illustrent la nécessité de poursuivre des investigations portant sur le rôle des interactions entre le solvant et les nanoparticules dans le transfert thermique et sur l'influence de la fonctionnalisation chimique dans ces interactions.

II.1.1.2. Nanofluides à base de nanoparticules

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% [55]. D'autres études [66] 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 [66]. D'autre part les théories classiques des mélanges de Maxwell [67] et de Hamilton [68] 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 [69] ou les échanges de phonons [70] entre les particules ont été étudiés. Néanmoins aucune de ces théories ne permet de décrire correctement l'ensemble des comportements observés expérimentalement. Nous avons rassemblé (table(II.1)). Les résultats les plus significatifs publiés à ce jour et portant sur l'amélioration de la conductivité thermique des nanofluides.

Fluide	Nanoparticule	ϕ (%)	Gain relative (en %)
EG	CuO, 18.6 nm	4	20
Eau	CuO, 18.6 nm	4.3	10
Eau	TiO ₂ , 27 nm	4.35	10.6
Eau	TiO ₂ , 15 nm	4	33
Huile de pompe	Cu, 35 nm	0.055	45
Eau	Cu, 100 nm	7.5	75
Huile de transformateur	Cu, 100 nm	7.5	45
EG	Cu, 10 nm	0.2	40
Eau	Au, 15 nm	0.00026	8.3
Eau	Al ₂ O ₃ , 60 nm	5	20
EG	Al ₂ O ₃ , 60 nm	5	30
Huile de pompe	Al ₂ O ₃ , 60 nm	5	40
Eau	Al ₂ O ₃ , 60 nm	0.5	100
Eau	Al ₂ O ₃ , 60 nm	1	16

Table (II.1) : Résultats significatifs portant sur l'amélioration de la conductivité thermique des nanofluides [59]. ϕ représente la fraction volumique de nanocomposites solides en suspension dans le fluide. EG : éthylène glycol.

II.1.2. Modélisation du comportement thermique

Cette partie passe en revue les lois les plus significatives permettant de prédire le comportement thermique de certains nanofluides en fonction des paramètres physiques pertinents. Plusieurs chercheurs ont essayé de lier l'évolution de la conductivité thermique aux différents paramètres physico-chimiques caractérisant les nanofluides comme : la fraction volumique ϕ des nanoparticules, la taille des nanoparticules, la température, la viscosité du fluide caloporteur, Jusqu'à présent personne n'a réussi à établir une loi générale qui permettrait d'expliquer les comportements thermiques de chaque famille de nanofluides.

Il existe cependant plusieurs corrélations 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.

Nous utiliserons tout au long de cette section les notations suivantes :

C_{pp} : chaleur spécifique des nanoparticules (J/Kg. K)

C_{pf} : chaleur spécifique du fluide hôte (J/Kg. K)

d_p : diamètre des particules (m)

d_{fc} : diamètre des molécules de fluide caloporteur (m)

λ_{nf} : conductivité thermique du nanofluide (W/m. K)

λ_{fc} : conductivité thermique du fluide caloporteur (W/m. K)

λ_p : conductivité thermique des particules (W/m. K)

T : température (K)

μ : viscosité dynamique du fluide caloporteur (kg/m. s)

ϕ : fraction volumique (concentration) des nanoparticules

ρ_{fc} : masse volumique du fluide caloporteur (kg/m³)

ρ_p : masse volumique des particules (kg/m³)

K_B : constante de Boltzmann $1,381 \cdot 10^{-23}$ (J/K)

II.1.2.1. Modèle de Maxwell

Le modèle de Maxwell [67] et ses dérivés sont probablement les plus largement utilisés dans la littérature. Ce modèle de base suppose que les particules sont sphériques, de dimensions millimétriques ou microscopiques et sont dispersées en faible concentration dans une matrice continue. [71] :

$$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{fc}} = 1 + \frac{3(\alpha - 1)\phi}{(\alpha + 2) - (\alpha - 1)\phi} \quad (\text{II. 1})$$

Avec $\alpha = \lambda_p / \lambda_{fc}$

II.1.2.2. Modèle de Hamilton-Crosser

Ce modèle [68], dérivé de celui de Maxwell, incorpore un facteur de forme n pour prendre en compte la forme non-sphérique des particules :

$$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{fc}} = \frac{\alpha + (n - 1) + (n - 1)(\alpha - 1)\phi}{\alpha + (n - 1) + (1 - \alpha)\phi} \quad (\text{II. 2})$$

Quand $n = 3$ on retrouve le cas des particules sphériques et du modèle de Maxwell. Le cas $n = 6$ correspond à des particules cylindriques.

II.1.2.3. Modèle de Bruggemen

Bruggemen a proposé un modèle implicite qui permet de prévoir la conductivité thermique des nanofluides sans limitation sur la concentration volumique. Ce modèle suppose des particules de forme sphérique [72]:

$$\phi \left(\frac{\lambda_p - \lambda_{nf}}{\lambda_p + 2\lambda_{nf}} \right) + (1 - \phi) \left(\frac{\lambda_{fc} - \lambda_{nf}}{\lambda_{fc} + 2\lambda_{nf}} \right) = 0 \quad (\text{II. 3})$$

II.1.2.4. Modèle de Xuan

Le modèle de Xuan est une autre extension de la loi de Maxwell qui tient compte cette fois de l'effet du mouvement brownien des particules et des amas de particules de rayon de giration moyen r_a [72] :

$$\lambda_{nf} = \frac{\lambda_p + 2\lambda_{fc} + 2(\lambda_p - \lambda_{fc})\phi}{\lambda_p + 2\lambda_{fc} - (\lambda_p - \lambda_{fc})\phi} \lambda_{fc} + \frac{\rho_p \phi C_{pp}}{2} \sqrt{\frac{K_B T}{3\pi\eta r_a}} \quad (\text{II. 4})$$

II.1.2.5. Modèle de Chon

Le modèle de Maxwell et ses dérivées ne tiennent pas compte des effets de la taille des particules, de la température et des propriétés physico-chimiques du fluide hôte.

Un modèle récent dû à Chon [73] 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 [72]:

$$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{fc}} = 1 + 64.7\phi^a \left(\frac{d_{fc}}{d_{np}} \right)^b \left(\frac{\lambda_{np}}{\lambda_{fc}} \right)^c Pr^d Re^e \quad (\text{II. 5})$$

avec Pr le nombre de Prandtl du fluide caloporteur et Re le nombre de Reynolds, basé ici sur la vitesse du mouvement brownien des nanoparticules dans le fluide. a , b , c , d et e sont des nombres sans dimensions à déterminer pour chaque type de nanofluide.

Ce modèle a été utilisé par Chon pour modéliser la conductivité thermique du nanofluide eau/Al_2O_3 . Les valeurs des paramètres a , b , c , d et e trouvées par Chon dans ce cas particulier sont: $a=0,746$; $b=0,369$; $c=0,7476$; $d=0,9955$ et $e=1,2321$ [72,74].

II.1.2.6. Résultats de mesure de la conductivité thermique des nano-particules

Une récente revue effectuée par Wang [75] récapitule les principaux résultats publiés et montre une grande dispersion des valeurs de conductivité thermique principalement mesurées par la méthode du fil chaud.

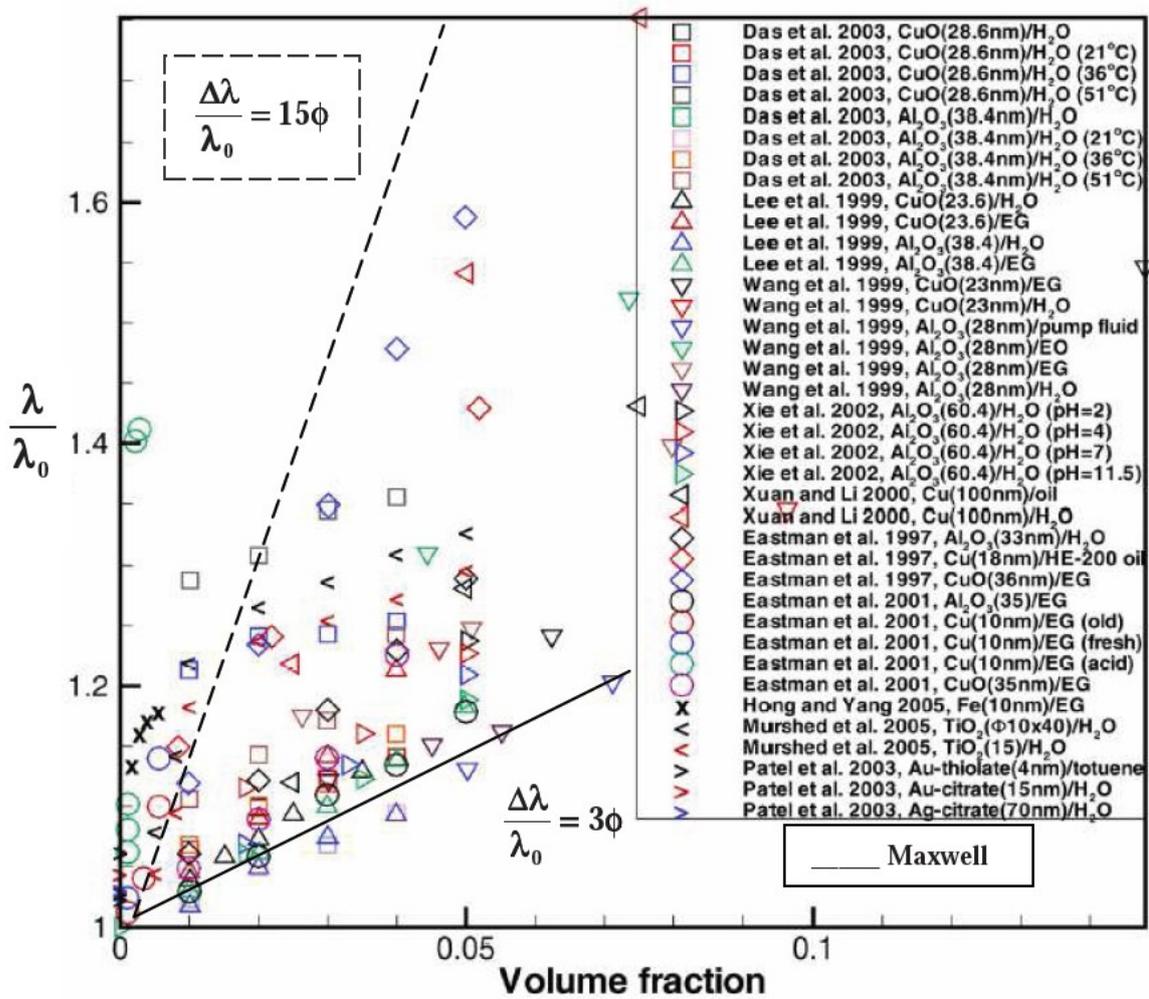


Figure (II.3) : Principaux résultats sur la conductivité thermique relative pour des suspensions de nanoparticules d'après Wang et al [75]

Il ressort de la synthèse de Wang et al. [75] que :

- pour les nanofluides dilués ($\phi < 10\%$) à base de particules d'oxyde Al₂O₃ et CuO ou encore TiO₂, on relève une évolution pour la conductivité thermique comprise entre $\Delta\lambda/\lambda_0 = 3\phi$ et $\Delta\lambda/\lambda_0 = 10\phi$.
- pour les nanofluides dilués ($\phi < 10\%$) à base de particules métalliques Au, Cu, Fe etc..., on relève une évolution comprise entre $\Delta\lambda/\lambda_0 = 3\phi$ et $\Delta\lambda/\lambda_0 = 20\phi$

- pour les nanofluides très dilués ($\phi < 1\%$) à base de nano tubes de carbone, on relève une évolution pouvant atteindre jusque $\Delta\lambda/\lambda_0 = 150\phi$.
- on observe également une saturation de cette augmentation lorsque la concentration croît.
- enfin, d'un point de vue général, on relève également une grande dispersion des résultats.

Tout ceci empêche l'établissement d'un modèle physique de référence dont les effets compenseraient et dépasseraient la diminution de conductivité 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, a priori, pas de

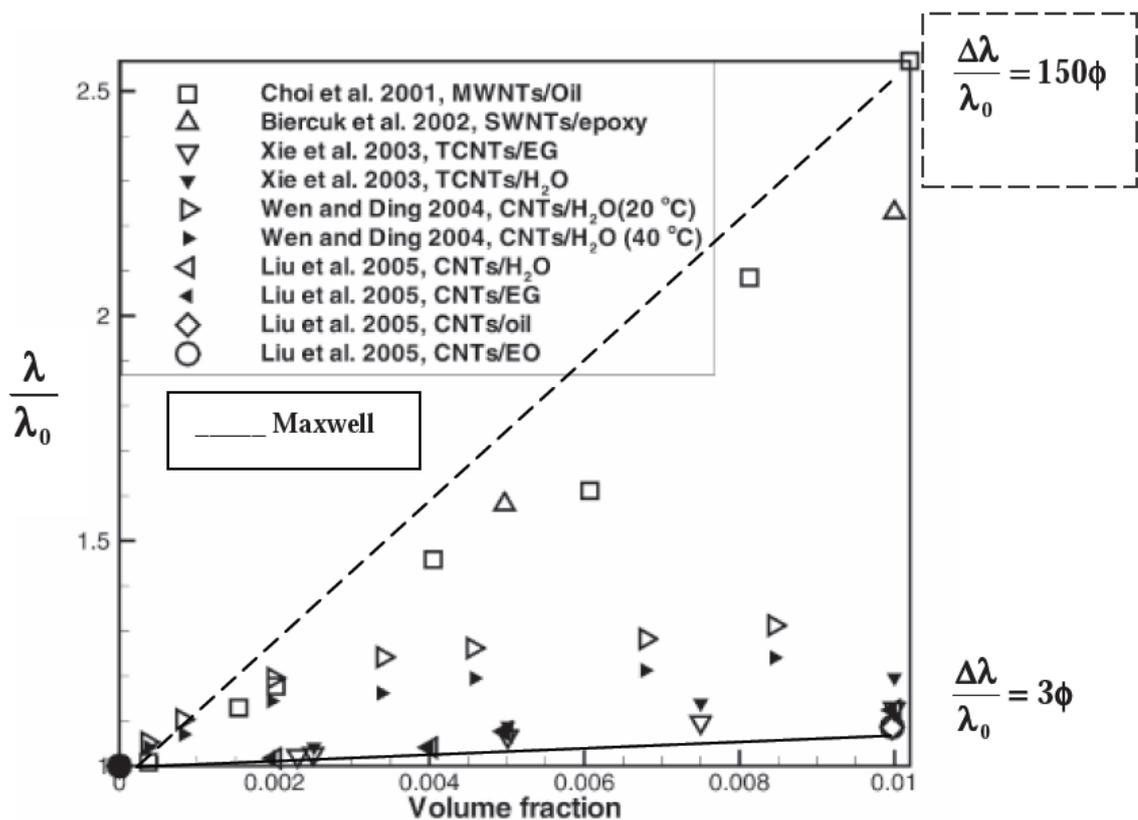


Figure (II.4) : Principaux résultats sur la conductivité thermique relative pour des suspensions à base de nanotubes de carbone d'après Wang et al [75]

raison d'augmenter la conductivité thermique du mélange. Par ailleurs, le mouvement brownien ne peut en tant que tel expliquer l'augmentation forte de la conductivité thermique. En effet si l'on compare la diffusivité thermique $\lambda/\rho C_p$ au coefficient de diffusion particulaire $K_B T/6\pi\mu a$, 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. Cependant, d'après Koblinski et al [76] et [77], ce dernier peut indirectement favoriser la formation d'agrégats et la microconvection. 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 [78], Prasher et al [79,80] et Evans et al [81]). La microconvection 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 [82]. Enfin, un autre effet d'interface selon Koblinski et al [76] 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 $d = 25\text{nm}$. 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 oeuvre d'autres méthodes ont mesuré une conductivité pour des nanofluides conforme à celle attendue par les modèles classiques (Putnam et al [83]). 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 chauffant 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 [84]). Les principaux résultats sont récapitulés par Wang et al [75].

II.2. Rhéologie des Nanoparticules (Réfs. [115], [116])

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.2.1. Rappels de rhéologie

II.2.1.1. Grandeurs rhéologiques

La rhéologie étudie l'écoulement ou la déformation d'un corps sous l'effet des contraintes qui lui sont appliquées. Si on considère le fluide en écoulement sous cisaillement continu représenté **figure (II.5)**, trois grandeurs fondamentales permettent de décrire les déformations du fluide :

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

avec $\mu = \text{cste}$, 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 ν est définie par: $\nu = \mu/\rho$

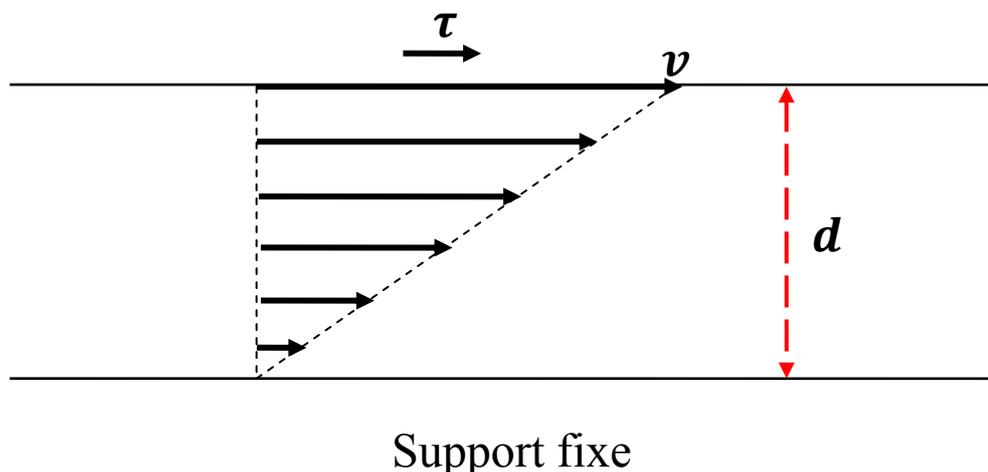


Figure (II.5) : Fluide sous cisaillement continu : v est la vitesse de la lame supérieure de fluide par rapport au support fixe et d est l'épaisseur de la couche de fluide considérée.

avec ρ est la masse volumique du fluide exprimée en kg/m^3 . La viscosité cinématique s'exprime en m^2/s ou en Stokes ($1\text{St} = 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$).

La viscosité μ 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 variation de la viscosité est donnée par la relation suivante et est valable sur une certaine plage de Température (du fait des éventuels changements d'états) :

$$\mu = \mu_{T_0} e^{-\beta_T(T-T_0)} \quad (\text{II. 6})$$

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

Avec β_T une constante dépendant du fluide en K^{-1} et T la température en K.

Selak et al [85] donnent quelques ordres de grandeur de la viscosité en Pa.s

	Viscosité dynamique à 25°C en mPa.s	β_T en K^{-1}	Gamme de température (°C)
Eau	0.8904	0.025	4-30
Acide acétique	1.155	0.0153	20-50
Huile Silicone	168.6	0.0209	0-25
Air	0.018515	-0.0019	20-50

Table (II.2): Tabulation des constantes liées à la variation de la viscosité donnée en mPa.s en fonction de la température

II.2.1.2. 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 :

$$dP_f = d\vec{F} \cdot \vec{v} \quad (\text{II. 7})$$

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

$$P_f^v = \frac{dP_f}{dx dy dz} = \tau \dot{\gamma} = \mu \dot{\gamma}^2 \quad (\text{II. 8})$$

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 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 [86]).

$$N_a = \frac{\mu\beta_T H^2 \dot{\gamma}^2}{\lambda} \quad (\text{II. 9})$$

Avec 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.2.2. 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 à courte ou longue distance 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%.

La littérature contient de nombreuses équations gouvernant la viscosité dynamique d'une suspension μ à partir de la viscosité dynamique du fluide hôte μ_0 et de la fraction volumique en espèces solides ϕ ou C .

II.2.2.1. Loi d'Einstein (suspensions diluées, $\phi < 0.02$)

Einstein a été le premier qui a étudié l'évolution de la viscosité d'une suspension diluée en fonction de la fraction volumique de solide [87]. Il a lié la viscosité à la dissipation d'énergie dans la suspension par des particules sphériques et rigides. Einstein a finalement abouti à une relation simple valable uniquement dans le cas d'une suspension très diluée ($\phi \leq 0,02$) de sphères monodisperses [87, 88]:

$$\mu_{nf}(\phi) = \mu_f(1 + 2.5\phi) \quad (\text{II. 10})$$

avec $\phi = \frac{V_s}{V_s + V_f}$ la fraction volumique de solide, V_s le volume de la phase solide en suspension et V_f le volume du fluide hôte.

À l'ordre 2 en ϕ , la formule d'Einstein s'écrit :

$$\mu(\phi) = \mu_0(1 + 2.5\phi + k_2\phi^2) \quad (\text{II. 11})$$

II.2.2.2. Loi de Brinkman (suspensions concentrées, $\phi < 0,1$)

La formule non linéaire de Brinkman (cf. Brinkman [89]) complète la relation d'Einstein jusque $\leq 0,1$:

$$\mu(\phi) = \mu_0(1 - \phi)^{-\frac{5}{2}} \quad (\text{II. 12})$$

L'écoulement autour d'une particule est influencé par la présence d'autres particules à proximité et par les collisions entre particules. Cela se traduit par la prise en compte d'un terme en ϕ^2 dans les relations pour les interactions entre doublets de particules, en ϕ^3 pour les triplets de particules et ainsi de suite. C'est ce que l'on retrouve dans diverses relations valables pour $\phi \leq 0,1$ et du type :

$$\mu(\phi) = \mu_0 \left(1 + \frac{5}{2}\phi + \alpha_B\phi^2 + \dots \right) \quad (\text{II. 13})$$

Avec $\alpha_B = 25/4$ par exemple pour la relation d'Einstein Batchelor (cf. Batchelor [90]) et $\alpha_B = 7,6$ pour la relation de Batchelor Green (suspensions légèrement plus concentrées pour lesquels les doublets de particules ont davantage d'influence). On a toutefois généralement selon Thomas [91] $1 < \alpha_B < 25/4$ Lorsque ϕ tend vers 0, les relations (II. 12) et (II. 13) convergent vers la relation d'Einstein

$$\lim_{\phi \rightarrow 0} \frac{\mu(\phi) - \mu_0}{\mu_0\phi} = \frac{5}{2} \quad (\text{II. 14})$$

Les termes correctifs à l'expression d'Einstein sont donc au moins du second ordre.

II.2.2.3. Lois des suspensions moyennement concentrées ($0,1 \leq \phi \leq 0,3$)

Dans le domaine des suspensions moyennement concentrées, des relations empiriques ou semiempiriques basées en partie sur la relation d'Einstein ont été développées [87]. 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, caractérisée par la compacité maximale d'empilement granulaire ϕ_m . Trois relations sont fréquemment utilisées dans le domaine des suspensions concentrées (table (II.3)).

Nom de l'équation	équation
Mooney [87]	$\mu_{nf} = \mu_n \exp\left(\frac{25\phi}{1 - \frac{\phi}{\phi_m}}\right)$
Krieger-Dougherty [92]	$\mu_{nf} = \mu_n \left(1 - \frac{\phi}{\phi_m}\right)^{-25\phi_m}$
Quémada [93]	$\mu_{nf} = \mu_n \left(1 - \frac{\phi}{\phi_m}\right)^{-2}$

Table (II.3) : Quelques modèles semi-empiriques de la viscosité dynamique pour des suspensions concentrées.

II.2.2.4. 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 modèles non linéaires pour lesquels μ dépend de $\dot{\gamma}$. A bas taux de cisaillement, les suspensions concentrées possèdent une contrainte de cisaillement seuil τ_s , au dessous de laquelle l'écoulement est impossible. De tels comportements s'observent généralement avec des fluides pâteux ou des graisses et sont dus généralement à l'existence d'une structure qui ne se rompt que pour $\tau \geq \tau_s$. Le modèle général est le suivant:

$$\tau - \tau_s = k\dot{\gamma}^n$$

Pour $n = 1$ et $k = \mu$, le corps est dit de Bingham et μ est appelée viscosité plastique.

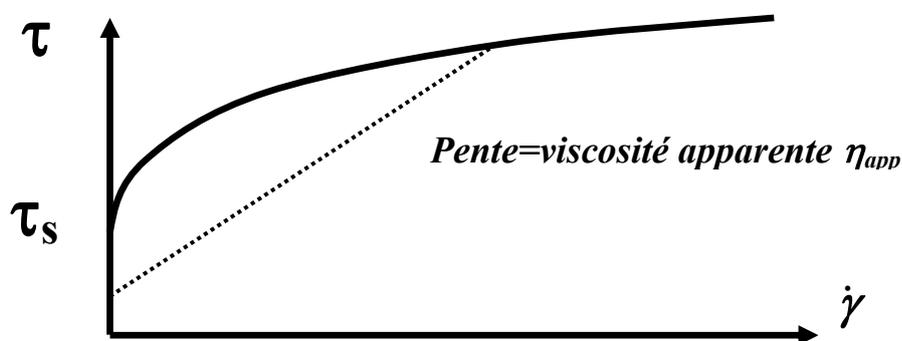


Figure (II.6) : Rhéogramme d'un fluide plastique

Selon la valeur de n , le comportement peut être en plus rheofluidifiant ($n \leq 1$) ou rhéoépaississant ($n \geq 1$) à haut taux de cisaillement. Selon **Thomas [91]**, les suspensions de particules moyennement concentrées ont d'ailleurs plus souvent un comportement rhéoépaississant. On observe pour ce type de fluide, une diminution de leur viscosité apparente μ_{app} lorsque $\dot{\gamma}$ augmente. On explique cela par la rupture, sous l'effet des forces de cisaillement, des agrégats de particules. Ces derniers sont d'autant plus nombreux que la concentration est élevée. Les modèles classiques associés sont ceux d'Oswald et de Williamson (**Thomas [91]**):

- Modèle d'Oswald :

$$\tau = \mu \dot{\gamma}^n \quad \text{pour } n \leq 1$$

- Modèle de Williamson :

$$\tau = \frac{k_{1w}}{\dot{\gamma} + k_{2w}} \dot{\gamma} + \mu_{\infty} \dot{\gamma}$$

k_{1w} , k_{2w} et μ_{∞} étant des constantes.

II.2.3. Variation de la viscosité des nanofluides en fonction de la température

La variation de la viscosité des nanofluides avec la température est la conséquence directe de la sensibilité de la viscosité du fluide de base à ce paramètre (Prasher et al [94] et Chen et al [95]).

II.3. Corrélations de la conductivité thermique et de la viscosité des nanofluides

En plus des études menant aux modèles donnés ci-dessus, de nombreuses autres études ont été faites pour déterminer la conductivité thermique et la viscosité des nanofluides. Certaines des corrélations résultant de ces études sont présentées dans les **tables (II.4) et (II.5)**. Ces corrélations prennent en considération les paramètres suivants:

- nature du liquide de base
- nature du matériau constitutif des nanoparticules
- taille des nanoparticules
- forme des nanoparticules
- concentration volumique des nanoparticules
- température du mélange

Chercheurs	Equation	Remarques
Koo et kleinstreuer [96]	$\lambda_{eff} = \frac{\lambda_p + 2\lambda_{bf} - 2(\lambda_{bf} - \lambda_p)\phi}{\lambda_p + 2\lambda_{bf} + (\lambda_{bf} - \lambda_p)\phi} \lambda_{bf} + 5 \times 10^4 \beta \phi \rho_{bf} C_{pbf} \times \sqrt{\frac{k_p T}{\rho_p d_p}} f(T, \phi)$ $\beta = \frac{0.013}{(100\phi)^{-0.8229}} \text{ pour } \phi < 1\%$ $\beta = \frac{0.0011}{(100\phi)^{-0.7272}} \text{ pour } \phi > 1\%$ $f(T, \alpha_d) = (-6.04\alpha_d + 0.4705)T + (1722.3\alpha_d - 134.63)$	$1\% < \alpha_d < 4\%$; $300 < T < 325K$
Chon [97]	$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = 1 + 64.7\phi^{0.7460} \left(\frac{d_{bf}}{d_p}\right)^{0.3690} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_{bf}}\right)^{0.7476} Pr^{0.9955} Re^{1.2321}$	
Vajha et Das [98]	$\lambda_{eff} = \frac{\lambda_p + 2\lambda_{bf} - 2(\lambda_{bf} - \lambda_p)\phi}{\lambda_p + 2\lambda_{bf} + (\lambda_{bf} - \lambda_p)\phi} \lambda_{bf} + 5 \times 10^4 \beta \phi \rho_{bf} C_{pbf} \times \sqrt{\frac{k_p T}{\rho_p d_p}} f(T, \phi)$ $F(T, \phi) = (2.8217 \times 10^{-2} \phi + 3.917 \times 10^{-3}) \left(\frac{T}{T_0}\right) + (-3.0669 \times 10^{-2} \phi - 3.91123 \times 10^{-3})$ $\beta = 8.4407(100\phi)^{-1.07704}$	
Corcione [99]	$\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_f} = 1 + 4.4Re^{0.4} Pr^{0.66} \left(\frac{T}{T_f}\right)^{10} \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_f}\right)^{0.03} \phi^{0.66}$	$Re = \frac{2\rho_f k_b T}{\pi \mu_f^2 d_p}$
Seyf-bakhshi [100]	$\bar{\lambda}_{nf} = \frac{1}{V} \int \lambda_{nf} dV$	ou V est le volume du domaine de calcul
Nguyen et al. [101]	$\mu_{nf} = \mu_{bf} \times 0.904e^{0.1482\phi}$ $\mu_{nf} = \mu_{bf} \times (1 + 0.025\phi + 0.015\phi^2)$	C_1 C_2 C_3 et C_4 sont constantes
Masoumi et al. [102]	$\mu_{nf} = \mu_{bf} + \frac{\rho PV_B d_p^2}{72C\delta}$ $V_B = \frac{1}{d_p} \sqrt{\frac{18K_B T}{\pi \rho P d P}} k_b$ $C = \mu_{bf}^{-1} [(C_1 d_p + C_2)\phi + (C_3 d_p + C_4)]$	
Abu-nada [103]	$\mu_{Al_2O_3} = -0.155 - \frac{19.582}{T} + 0.794\phi + \frac{2094.47}{T^2} - 0.192\phi^2 - 8.11 \frac{\phi}{T} - \frac{27463.863}{T^3} + 0.127\phi^3 + 1.6044 \frac{\phi^2}{T} + 2.1754 \frac{\phi}{T^2}$	
Teng et lin [104]	$\mu_{nf} = \mu_{bf} \times 13.47e^{35.98\phi}$	
Chen et al. [105]	$\mu_{nf} = \mu_{bf} \left(1 - \left(\frac{\phi_a}{\phi_m}\right)\right)^{-2.5\phi_m}$ $\phi_a = \phi \left(\frac{\alpha_a}{\alpha}\right)^{3-D}$	
Chen et al. [106]	$\mu_{nf} = \mu_{bf} \times (1 + 10.6\phi + (10.6\phi)^2)$	
Koo et kleinstreuer [107]	$\mu_{eff} = \mu_{static} + \mu_{Brownian}$ $\mu_{Brownian} = 5 \times 10^4 \beta \phi \rho_f \sqrt{\frac{kT}{2\rho_{np} R_{np}}} f(T, \phi)$ $\beta = 0.013(100\phi)^{-0.8229} \text{ Pour } \phi < 1\%$ $\beta = 0.0011(100\phi)^{-0.7272} \text{ Pour } \phi > 1\%$ $f(\phi, T) = (-6.04\phi + 0.4705)T + (1722.3\phi - 134.63)$	
Vajjha [108]	$\mu_{nf} = \mu_{bf} \times A_1 e^{(A_2 \phi)}$	A_1 et A_2 depends de d_p et ϕ
Mahbubul [109]	$\mu_{nf} = \mu_{bf} \times \exp \left[m + \alpha \left(\frac{T}{T_0}\right) + \beta(\phi_h) + \gamma \left(\frac{d}{1+r}\right) \right]$	
Tseng et chen [110]	$\mu_{nf} = \mu_{bf} \times 0.4513e^{0.6965\phi}$	
Cheng et al. [111]	$\mu_{nf} = \mu_{bf} (1 + 2.5\phi_e + (2.5\phi_e)^2 + (2.5\phi_e)^3 + (2.5\phi_e)^4 + \dots)$ $\phi_e = \phi \left(1 + \frac{h}{r}\right)^3$	
Kulkarni et al. [112]	$\ln \mu_{nf} = A \left(\frac{1}{T}\right) - B$	A et B sont fonctions de pourcentage volumique de particule ϕ
Namburu et al. [113]	$\log(\mu_{nf}) = Ae^{-BT}$ $A = 1.8375(\phi)^2 - 29.643(\phi) + 165.56$ $B = 4 \times 10^{-6}(\phi)^2 - 0.001(\phi) + 0.0186$	A et B sont fonctions de pourcentage volumique de particule ϕ
Masoud hosseini et al. [114]	$\mu_{nf} = \mu_{bf} \times \exp \left[m + \alpha \left(\frac{T}{T_0}\right) + \beta(\phi_h) + \gamma \left(\frac{d}{1+r}\right) \right]$	

Table (II.4): Corrélations de la conductivité thermique des nanofluides d'après Wang et al

[75]

Chapitre III

Modèle mathématique et méthode numérique

III.1. Introduction

Dans les écoulements causés par la force de flottabilité (convection naturelle) ou les écoulements de convection forcée, le comportement du fluide est complètement décrit par le champ d'écoulement (composantes de la vitesse), le champ thermique, la distribution de pression et les propriétés locales du fluide. Ces variables sont gouvernées par les lois fondamentales de conservation de la masse, de quantité de mouvement et d'énergie. La solution de cet ensemble des équations gouvernantes dépend des valeurs de plusieurs groupes adimensionnels. Parmi ces groupes nous distinguons les nombres: Rayleigh, Grashof, Prandtl, Reynolds et d'autres nombres sans dimensions représentés par plusieurs propriétés physiques dépendantes de la température. L'importance mutuelle des valeurs des nombres adimensionnels dépend des conditions thermiques et des facteurs géométriques. L'objectif de ce chapitre consiste en premier lieu à donner les équations modélisantes des cas traités dans cette thèse puis à présenter la méthode numérique utilisée pour résoudre ces équations.

III.2. Equations générales en régime laminaire

La formulation mathématique des phénomènes de convection pour un problème donné bidimensionnel ou tridimensionnel, transitoire ou permanent, repose sur les équations liant les différents paramètres à savoir : la vitesse, la pression et la température. Ces équations sont obtenues comme cas particuliers à partir des équations générales suivantes :

III.2.1. Equation de continuité

C'est l'équation qui exprime la loi de conservation de la masse pour un volume de contrôle matériel. Elle s'exprime mathématiquement sous la forme suivante:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot V) = 0 \quad (\text{III. 1})$$

Où ρ est la masse volumique et V est le vecteur vitesse.

III.2.2. Equation de quantité de mouvement

Le principe de conservation de la quantité de mouvement permet d'établir les relations entre les caractéristiques du fluide lors de son mouvement et les causes qui le produisent. Il indique que le taux de variation de quantité de mouvement contenu dans le volume de contrôle est égal à la somme de toutes les forces extérieures qui lui sont appliquées. Il s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{D(\rho \cdot V)}{Dt} = \rho F - \text{grad}(p) + \mu \Delta V + \frac{1}{3} \mu \text{grad}(\text{div}(V)) = 0 \quad (\text{III. 2})$$

Où F est une force par unité de volume et μ est la viscosité dynamique.

III.2.3. Equation de conservation d'énergie

L'équation de conservation d'énergie est obtenue à partir du premier principe de la thermodynamique. Ce principe met en relation les différentes formes d'énergie, soit :

$$\frac{D(\rho c_p T)}{Dt} = \Delta(KT) + q + \beta T \frac{Dp}{DT} + \mu \Phi = 0 \quad (\text{III. 3})$$

Avec :

$\frac{D(\rho c_p T)}{Dt}$: La variation totale d'énergie (par accumulation et convection).

$\Delta(KT)$: La variation d'énergie par conduction.

q : Puissance volumique dissipée.

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

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

Les coefficients c_p , K , β sont respectivement, la capacité calorifique, la conductivité thermique et le coefficient de dilatation isobare du fluide.

$\frac{D(\rho \cdot V)}{Dt}$: La variation de la masse volumique, qui est estimée par l'hypothèse de Boussinesq.

III.3. Géométries des problèmes considérés:

III.3.1. Cas 1:

Une cavité triangulaire isocèle et inclinée avec une base partiellement active et remplie d'un nanofluide (eau-Cu)

La configuration étudiée est représentée sur la **figure (III.1)**. Il s'agit d'une enceinte triangulaire isocèle et inclinée à un angle δ . Ses parois gauche et droite sont maintenues à une température constante (froide), tandis que sa paroi inférieure est subit partiellement à un flux de chaleur constant, q'' . Les parties restantes de la paroi inférieure sont isolés. Le liquide qui circule dans la cavité est un nanofluide à base d'eau contenant des nanoparticules de Cu.

III.3.2. Hypothèses simplificatrices

Pour la modélisation du problème, nous adoptons les hypothèses suivantes :

- Les transferts de chaleur par rayonnement et de masse sont négligeables.
- Le nanofluide étudié est un fluide newtonien incompressible .
- L'écoulement et le transfert de chaleur sont bidimensionnels.
- L'écoulement laminaire permanent.
- La dissipation visqueuse est négligée dans l'équation de l'énergie.

- Les propriétés thermo-physiques du nanofluid sont constantes, sauf pour la variation de la masse volumique, qui est estimée par l'hypothèse de Boussinesq.

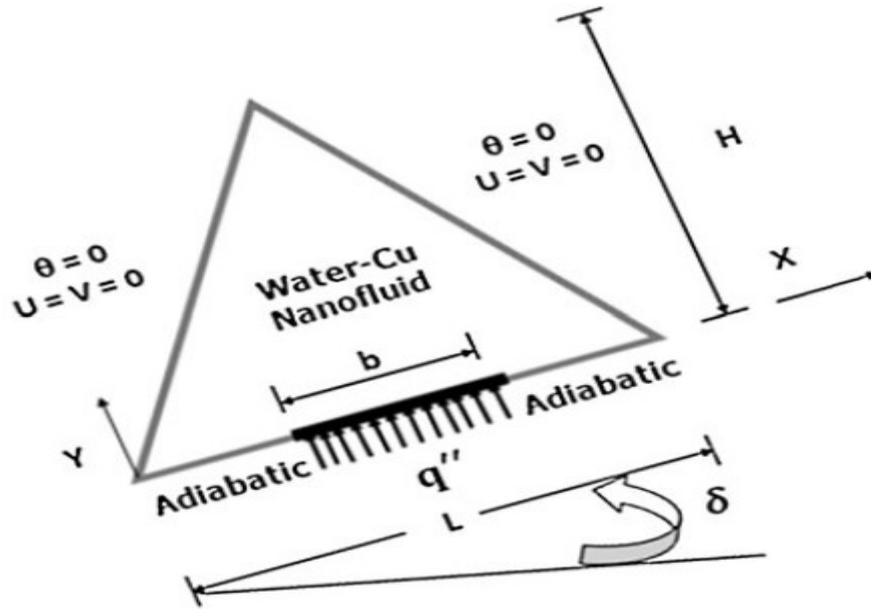


Figure (III.1) : Géométrie du problème considéré (2D)

III.3.3. Equations du problème

Après introduction des hypothèses données ci-dessus, on peut établir les différentes équations nécessaires à la résolution du problème considéré dans cette étude comme suit:

- **Equation de continuité :**

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{III. 4})$$

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

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[-\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_{nf} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + (\rho\beta)_{nf} (T - T_c) g \sin \delta \right] \quad (\text{III. 5})$$

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

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[-\frac{\partial p}{\partial y} + \mu_{nf} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + (\rho\beta)_{nf} (T - T_c) g \cos \delta \right] \quad (\text{III. 6})$$

- **Equation de l'énergie :**

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_{nf} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (\text{III. 7})$$

Les équations différentielles de la continuité, de la quantité de mouvement et de l'énergie forment le modèle mathématique de l'écoulement de la convection naturelle laminaire. Les propriétés thermophysiques prises de Réf.[122], pour le fluide de base et de l'oxyde de cuivre (à 300 K) sont présentés dans le tableau (III.1). La densité effective, la

diffusivité thermique, la capacité thermique et le coefficient de dilatation thermique de la nanofluide sont calculés en utilisant les expressions suivantes:

La masse volumique effective du nanofluide est donné par

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_s \quad (\text{III. 8})$$

La capacité calorifique du nanofluide est donnée d'après (**Réf.[122]**) Par l'expression:

$$(\rho C_p)_{nf} = (1 - \phi)(\rho C_p)_f + \phi(\rho C_p)_s \quad (\text{III. 9})$$

$$\alpha_{nf} = k_{nf} / (\rho C_p)_{nf} \quad (\text{III. 10})$$

$$(\rho\beta)_{nf} = (1 - \phi)(\rho\beta)_f + \phi(\rho\beta)_s \quad (\text{III. 11})$$

Où ϕ est la fraction volumique solide. La viscosité dynamique effective du nanofluide est calculée selon la formule suggérée par **Brinkman [89]**:

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1 - \phi)^{2.5}} \quad (\text{III. 12})$$

La conductivité thermique effective du nanofluide est approximé par le modèle de Maxwell-Garnett, pour une suspension de nanoparticules sphériques dans un fluide de base, la formule est [122]:

$$k_{nf} = k_f \left[\frac{(k_s + 2k_f) - 2\phi(k_f - k_s)}{(k_s + 2k_f) + \phi(k_f - k_s)} \right] \quad (\text{III. 13})$$

III.3.4. adimensionnalisation des équations

L'adimensionnalisation ou normalisation consiste à transformer les variables dépendantes et indépendantes en des variables sans dimensions, c'est-à-dire qu'elles seront normalisées par rapport à certaines dimensions caractéristiques. Cela permet de spécifier les conditions d'écoulement avec un nombre restreint de paramètres de façon à rendre la solution plus générale.

De façon à rendre les équations précédentes adimensionnelles, elles seront transformées par les relations suivantes

❖ Choix des grandeurs de référence

Dans notre travail les grandeurs de référence choisies sont:

L Longueur de la cavité pour les longueurs.

$$X = \frac{x}{L}, Y = \frac{y}{L}$$

La température adimensionnelle est définie par: $\theta = \frac{T - T_c}{\Delta T}$ (III. 14)

Où ΔT est une différence de température caractéristique de notre problème.

Pour les vitesses : $U = \frac{uL}{\alpha_f}, V = \frac{vL}{\alpha_f}$

Pour la pression : $p = \frac{\rho L^2}{\rho_{nf} \alpha_f^2}$

En introduisant les grandeurs sans dimensions dans les équations de conservation de masse (III-4), de mouvement (III-5 et III-6) et d'énergie (III-7), on obtient respectivement :

☒ **Equation de continuité :**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (\text{III. 15})$$

☒ **Equation de la quantité de mouvement suivant X :**

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_f} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) + \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf} \beta_f} RaPr \theta \sin \delta \quad (\text{III. 16})$$

☒ **Equation de la quantité de mouvement suivant Y :**

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_f} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf} \beta_f} RaPr \theta \cos \delta \quad (\text{III. 17})$$

☒ **Equation de l'énergie :**

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (\text{III. 18})$$

Dans les équations ci-dessus, nous notons la présence de deux paramètres caractéristiques, à savoir : le nombre de Rayleigh Ra, et le nombre de Prandtl Pr. Ces nombres adimensionnels étant définis par [122]:

$$Ra = \frac{g\beta_f L^4 q}{\nu_f \alpha_f k_f} \quad Pr = \frac{\nu_f}{\alpha_f}$$

III.3.5. Conditions aux limites adimensionnelles

Les conditions aux limites utilisées pour la configuration étudiée (Fig. III.1) sont comme suit :

limites	Conditions	
	Hydrodynamiques	Thermiques
Paroi gauche et droite	$U = V = 0$	$\theta = 0$
Parti non chauffé de la paroi inférieur	$U = V = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$
Partie chaude de la paroi inférieure	$U = V = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial y} = -1$

Tableau (III.1) : Conditions aux limites hydrodynamiques et thermiques sous forme adimensionnelles

❖ Transfert de chaleur

Le taux du transfert de chaleur par convection est décrit par le nombre sans dimension appelé nombre de Nusselt, Nu qui joue un rôle particulier. Ce nombre sans dimension représente le rapport du flux thermique convectif sur le flux thermique de diffusion pure.

Le flux convectif est donné par la loi de Newton: $Q_{conv} = hS\Delta T$

le flux conductif est donné par la loi de Fourier : $Q_{cond} = kS\frac{\Delta T}{H}$

Alors, le nombre de Nusselt est défini par [125]:

$$Nu = \frac{Q_{conv}}{Q_{cond}} = \frac{hS\Delta T}{kS\frac{\Delta T}{H}} = \frac{hH}{k}$$

Où H est la hauteur de la cavité et k est la conductivité thermique du fluide, h est le coefficient d'échange convectif.

Une fois que le champ de température a été calculé, on peut calculer le coefficient de transfert h_x locale de chaleur à travers la paroi de fond en utilisant la formule:

$$h_x = \frac{q''}{(T_s(x) - T_c)} \quad (III. 19)$$

Lorsque $T_s(x)$ est la température locale d'un point situé sur la surface chauffée. Cette valeur de h_x permet de calculer le nombre de Nusselt local par l'intermédiaire de la formule:

$$Nu_s = \frac{h_x H}{k_f} \quad (III. 20)$$

En combinant les équations (III-19), et (III-20), et en utilisant les paramètres sans dimension (III-14), des rendements

$$Nu_s = \frac{1}{\theta_s(X)} \quad (III. 21)$$

Lorsque $\theta_s(X)$ est la température adimensionnelle de la paroi chaude. Le nombre de Nusselt moyenne Nu est déterminé par intégration Nu_s long de la partie active de la paroi chaude.

$$Nu = \frac{\bar{h}L}{k_f} = \frac{1}{\varepsilon} \int_{0.5-\varepsilon/2}^{0.5+\varepsilon/2} \frac{1}{\theta_s(X)} dX \quad (III. 22)$$

III.4. Géométries des problèmes considérés:

III.4.1. Cas 2:

Etude du transfert de chaleur conjugué dans les microcanaux utilisant des Nano fluides à propriétés thermophysiques variables et à comportement rhéologique non Newtonien

Le modèle physique, le système de coordonnées et les paramètres géométriques correspondent à la configuration qui est présentée sur la **figure (III.2)**. Ici, le modèle du

dissipateur à microcanaux est constitué d'un dissipateur de chaleur de longueur 30 mm et de micro-canaux rectangulaires ayant une largeur de 200 μm et une profondeur de 160 μm . Le dissipateur de chaleur est fabriqué en cuivre et un nanofluide est utilisé comme fluide de refroidissement. La source de chaleur (par exemple des composants électroniques dégageant la chaleur par effet Joule) est idéalisée comme une condition aux limites de flux de chaleur constant à travers la partie inférieure du dissipateur de chaleur. Le transport de la chaleur est déterminé comme étant une solution d'un problème conjugué qui combine la conduction de chaleur dans le solide et le transfert de chaleur par convection vers le fluide de refroidissement (i.e. le nanofluide). Le flux de chaleur à travers la paroi inférieure du dissipateur parallélépipédique est prise égale à 500 kW/m². Le nanofluide pénètre dans le canal à une température de 298K. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique est modifié dans la plage de 200 à 1800. Les limites restantes de la région solide sont supposées être des plans de symétrie ou parfaitement isolées (avec conditions de zéro flux thermique). Le fluide qui circule dans le canal est un nanofluide à base d'eau contenant des nanoparticules Al₂O₃. L'écoulement est supposé permanent, laminaire et tri-dimensionnel. La masse volumique, la chaleur spécifique, la conductivité thermique et la viscosité dynamique du nanofluide sont supposés dépendantes de la température. Il est également supposé que l'eau et les nanoparticules sont en équilibre thermique et qu'aucun glissement a lieu entre eux. La variation de la masse volumique avec la température est supposée être assez petite pour nous permettre de négliger ses dérivés dans les équations régissant. Avec ces hypothèses, les équations régissant la continuité, la quantité de mouvement et l'énergie, avec la dissipation visqueuse négligeable, sont les suivantes:

III.4.2. Equations du problème

☒ Equation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{III. 23})$$

☒ Equation de quantité de mouvement suivant x :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[-\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_{nf} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \right] \quad (\text{III. 24})$$

☒ Equation de quantité de mouvement suivant y :

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[-\frac{\partial p}{\partial y} + \mu_{nf} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \right] \quad (\text{III. 25})$$

☒ **Equation de quantité de mouvement suivant z :**

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[-\frac{\partial p}{\partial z} + \mu_{nf} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \right] \quad (\text{III. 26})$$

☒ **Equation de l'énergie :**

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_{nf} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III. 27})$$

☒ **Equation de l'énergie (solide) :**

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{III. 28})$$

Où u , v et w sont les composantes de vitesse le long des axes x , y et z , respectivement. T désigne la température, P est la pression, ρ est la masse volumique, μ la viscosité dynamique, α la diffusivité thermique et l'indice nf représente le nanofluide. Les expressions des propriétés thermophysiques prises de la **Réf. [117]**, pour le nanofluide, qui est constitué d'eau en tant que fluide de base et des nanoparticules d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3), sont les suivantes:

✚ **Masse volumique :**

$$\rho_{nf} = 1001.064 + 2738.6191\phi_p - 0.2095T \quad (\text{III. 29})$$

Où $0 \leq \phi_p \leq 0.04$ et $5 \leq T(^{\circ}\text{C}) \leq 40$

✚ **Viscosité dynamique :**

$\mu_{nf} =$

$$\begin{aligned} & -0.4491 + \frac{28.837}{T} + 0.574\phi_p - 0.1634\phi_p^2 + 23.053 \frac{\phi_p^2}{T^2} + 0.0132\phi_p^3 - 2354.735 \frac{\phi_p}{T^3} + \\ & 23.498 \frac{\phi_p^2}{d_p^2} - 3.0185 \frac{\phi_p^3}{d_p^2} \end{aligned} \quad (\text{III. 30})$$

où $1\% \leq \phi_p \leq 9\%$ et $20 \leq T(^{\circ}\text{C}) \leq 70$ et $13 \text{ nm} \leq d_p \leq 131 \text{ nm}$

✚ **Conductivité thermique :**

$$\begin{aligned} \frac{k_{nf}}{k_f} = & 0.9843 + 0.398\phi_p^{0.7383} \left(\frac{1}{d_p} \right)^{0.2246} \left(\frac{\mu_{nf}(T)}{\mu_f(T)} \right)^{0.0235} - 3.9517 \frac{\phi_p}{T} + 34.034 \frac{\phi_p^2}{T^3} + \\ & 32.509 \frac{\phi_p}{T^2} \end{aligned} \quad (\text{III. 31})$$

Où $0\% \leq \phi_p \leq 10\%$ et $20 \leq T(^{\circ}\text{C}) \leq 70$ et $11 \text{ nm} \leq d_p \leq 150 \text{ nm}$ et :

$$\mu_f(T) = 2.414e - 2 \times 10^{247.8/(T-140)}$$

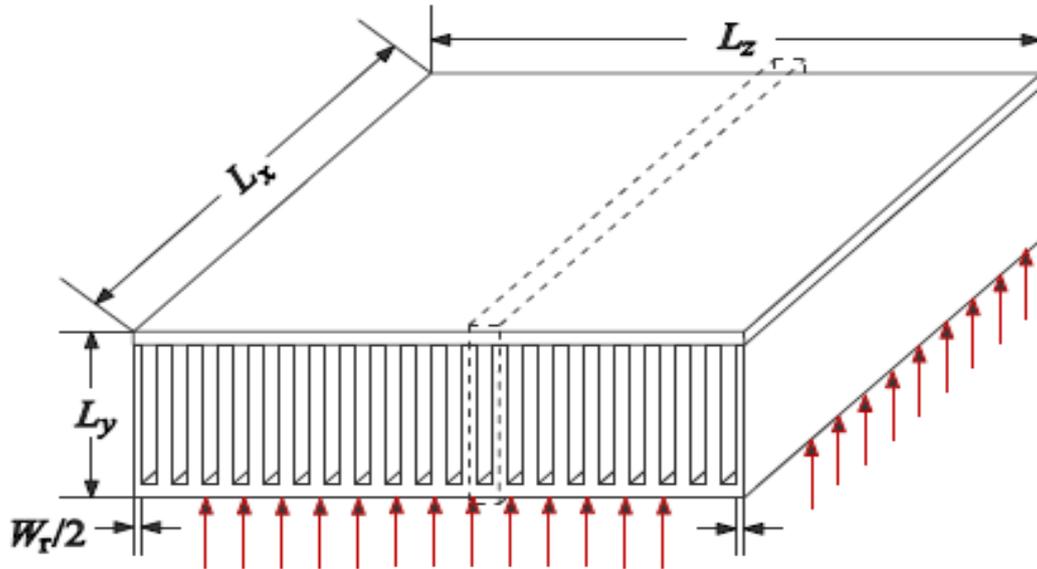
✚ **Chaleur spécifique :**

$$C_{Pnf} = (1 - \phi_p)C_{Pf} + \phi_p C_{Ps} \quad (\text{III. 32})$$

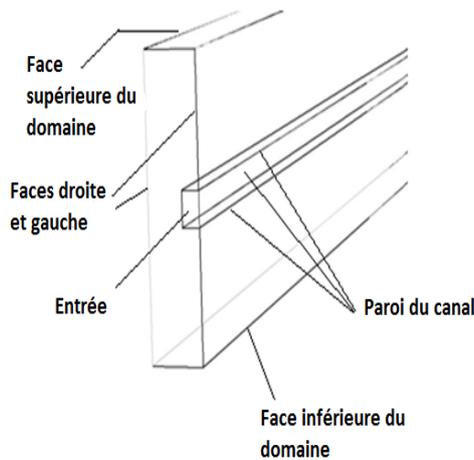
Où $C_{pf} = 4910.763 - 4.74458T + 0.00770224$

et $C_{ps} = 765 \text{ J/kgK}$

Où ϕ_p est la fraction volumique solide et d_p est le diamètre des particules, pris égal à 47 nm.



(a)



(b)

Figure (III.2) : Configuration de l'écoulement

(a) Le dissipateur thermique complet (--- domaine de calcul)

(b) Domaine de calcul et frontières

Les variables sans dimension suivantes sont utilisées pour adimensionnaliser le problème:

L Longueur de la cavité pour les longueurs.

$$X = \frac{x}{L}, Y = \frac{y}{L}, Z = \frac{z}{L}$$

La température adimensionnelle est définie par: $\theta = \frac{T-T_c}{\Delta T}$

Où ΔT est une différence de température caractéristique de notre problème.

Pour les vitesses : $U = \frac{uL}{\alpha_f}$, $V = \frac{vL}{\alpha_f}$, $W = \frac{wL}{\alpha_f}$

Pour la pression : $p = \frac{\rho L^2}{\rho_{nf} \alpha_f^2}$

En introduisant les grandeurs sans dimensions dans les équations de conservation de Masse (III.23), de mouvement (III.24-III.26) et d'énergie (III.27- III.28), on obtient respectivement :

☒ **Equation de continuité :**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (\text{III. 33})$$

☒ **Equation de la quantité de mouvement suivant X :**

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_f} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) \quad (\text{III. 34})$$

☒ **Equation de la quantité de mouvement suivant Y :**

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} + W \frac{\partial V}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_f} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) \quad (\text{III. 35})$$

☒ **Equation de la quantité de mouvement suivant Z :**

$$U \frac{\partial W}{\partial X} + V \frac{\partial W}{\partial Y} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_f} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) \quad (\text{III. 36})$$

☒ **Equation de l'énergie :**

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \right) \quad (\text{III. 37})$$

☒ **Equation de l'énergie (solide) :**

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = 0 \quad (\text{III. 38})$$

III.4.3. Conditions aux limites adimensionnelles

Les équations ci-dessus ont été résolues en utilisant les conditions aux limites suivantes (voir la **figure III.7.b**):

- ✓ Face inférieure du domaine: flux thermique constant q_w imposé
- ✓ Faces droite et gauche: plans de symétrie
- ✓ Face supérieure du domaine: adiabatique
- ✓ Entrée: le fluide pénètre à vitesse constante, calculée à partir du nombre de Reynolds:

$Re = UD_h/\nu$ et à une température constante T_0

- ✓ Sortie: condition d'écoulement pleinement développé
- ✓ Paroi du canal (interface solide-liquide):
- ✓ Une condition aux limites de non-glissement est spécifiée pour le fluide au niveau de la paroi du canal $u = v = w = 0$
- ✓ La continuité du flux de chaleur à l'interface entre le solide et le liquide est mise en œuvre en utilisant la formule:

$$k_s \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_w = k_f \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_w$$

Une fois que le champ de température a été calculé, on peut calculer le nombre de Nusselt moyen comme suit:

$$Nu_{ave} = \frac{q_w D_H}{(T_{wave} - T_{fave}) k_f} \quad (III. 39)$$

Où T_{wave} est la température moyenne de la surface située à l'interface fluide-solide,

T_{fave} est la température du fluide moyennée sur le volume.

III.5. Résolution numérique à l'aide de codes CFD

III.5.1. Qu'est-ce que la CFD

La CFD, i.e. « Computational Fluid Dynamics » (soit en français : Dynamique des Fluides Numérique) est un ensemble de méthodes numériques permettant d'obtenir une solution approximative d'un problème de dynamique des fluides et/ou de transfert thermique. Les équations qui interviennent sont celles de la mécanique des fluides, résolues par des méthodes numériques. La solution est approximative et non pas exacte pour plusieurs raisons. 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 empiriques de turbulence qui ne sont pas exacts. Cependant, grâce au développement des méthodes numériques et à des calculateurs de plus en plus puissants avec une grande capacité de mémoire, la CFD permet d'avoir des solutions très satisfaisantes. Ceci est encore plus vrai dans l'industrie où très souvent on ne s'intéresse qu'aux valeurs moyennes et aux ordres de grandeur d'un problème donné.

III.5.2. Intérêts de la CFD

Pour traiter un problème de mécanique des fluides (c'est vrai aussi pour d'autres branches de la physique), on peut le résoudre soit par une approche :

- **analytique** : le grand avantage de cette approche est qu'elle permet d'avoir des

solutions exactes. Cependant, elle est limitée pour des cas très simples en formulant un certain nombre d'hypothèses ; comme pour un écoulement laminaire dans un tuyau, où l'écoulement peut être considéré comme unidimensionnel.

- **expérimentale** : c'est sûrement l'approche qui représente le mieux la réalité. En contrepartie, elle est souvent difficile à mettre en oeuvre et nécessite un certain temps pour résoudre tous les problèmes qu'on peut rencontrer. Sans oublier qu'elle peut devenir très coûteuse ;

- **numérique** : elle permet de faire moins d'hypothèses qu'une approche analytique et permet de traiter des problèmes relativement complexes. De plus, elle est beaucoup moins coûteuse qu'une approche expérimentale. Par contre, elle est limitée par l'ordre des méthodes numériques utilisées, la précision du modèle et les moyens de calcul. Les efforts et les progrès réalisés dans les méthodes numériques et plus particulièrement en CFD depuis les années 1960, montrent tout l'intérêt qu'on lui porte. A-t-on pour autant mis de côté l'approche expérimentale ? Non, bien évidemment. Par contre les deux approches sont souvent associées et complémentaires : avant toute réalisation expérimentale, une étude CFD préalable est réalisée pour mieux cerner et jauger le problème. L'expérimentation ne vient qu'en phase finale confirmer ces résultats.

III.6. Méthodes numériques

Une solution à ces équations aux dérivées partielles peut être calculée numériquement par application de la méthode :

- ✓ aux différences finies ;
- ✓ aux éléments finis ;
- ✓ ou aux volumes finis.

Contrairement à la méthode des différences finies qui met en jeu des approximations des dérivées, les méthodes des volumes finis et des éléments finis exploitent des approximations d'intégrales. Toutefois, la méthode des volumes finis se base directement sur la forme dite forte de l'équation à résoudre, alors que la méthode des éléments finis se fonde sur une formulation variationnelle de l'équation (on parle aussi de formulation faible) : on décompose la solution sur une base de fonctions tests. Dans le cas de la méthode aux volumes finis, les termes de flux sont évalués aux interfaces entre les volumes. Cette méthode est conservative, donc parfaitement adaptée à la résolution de lois de conservation. Plus de 90% des codes de calculs en CFD utilisent cette méthode. Les équations sont calculées de manière itérative en imposant des conditions initiales et des conditions aux limites du domaine. Le solveur cherche

alors une solution des champs de pression, vitesse, 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 des variables u , k ou encore ε . C'est l'écart de la valeur d'une variable donnée entre deux itérations consécutives. Lorsque celui-ci devient faible (de l'ordre de 10^{-4} et moins), cela est un signe que le calcul a convergé vers une valeur donnée et peut-être arrêté. 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 en entrée d'une pompe) qui ont un sens plus physique ou plus parlant par rapport au problème étudié.

III.7. Types de simulation (DNS,RANS)

Les équations de la continuité et du bilan de quantité de mouvement forment un système d'équations fermé de quatre équations à quatre inconnues (u_i, u_j, u_k et p). Théoriquement, la résolution de ce système est possible et ne nécessite aucun modèle. Malheureusement, en pratique cela n'est pas toujours possible. En effet, pour un écoulement laminaire avec une géométrie assez simple la DNS est possible. Mais, pour un écoulement turbulent, qui est la règle du point de situations industrielles à nombre de Reynolds élevé, on a des structures turbulentes à toutes les échelles spatiales et temporelles. Pour pouvoir capter ces microstructures de très faible dimension il faut diviser le domaine en volumes de contrôle de taille très petite (au moins aussi petite que la taille de la plus petite structure qu'on souhaite capter), il faut donc un maillage très fin et donc des processeurs très puissants et beaucoup de mémoire (par exemple pour simuler un écoulement turbulent tridimensionnel où $Re = 10^6$, il faudra $N_{3D} = 3.10^{13}$ mailles !!!). Les simulations DNS sont donc très coûteuses et sont réservées aux cas simples, avec un faible nombre de Reynolds. De plus, déterminer une solution numérique aussi précise a peu d'intérêt dans le cadre d'une application industrielle où on ne s'intéresse généralement qu'aux valeurs moyennes et globales. Il est donc nécessaire de trouver une autre méthode numérique beaucoup moins coûteuse et plus facile à mettre en place qu'une simulation de type DNS. C'est là qu'interviennent les modèles de turbulence qui sont basés sur la moyenne de Reynolds appliquée aux équations de Navier-Stokes (Reynolds Averaged Navier-Stokes ou encore RANS) (voir chapitre 2). Il existe plusieurs modèles de turbulence pour la fermeture des équations de Reynolds(RANS) :

- ✓ Modèles à zéro équation de transport (avec une expression pour ν_t) ;
- ✓ Modèles à une équation de transport (celle de k) ;
- ✓ Modèles à deux équations de transport (k et une autre variable, $\varepsilon, \omega, \dots$).

III.8. Méthode des volumes finis

Afin de résoudre numériquement les équations différentielles aux dérivées partielles, établies dans le chapitre précédent, nous allons procéder à leur discrétisation pour obtenir un système d'équations algébriques, dont la résolution permet de déterminer les champs de toutes les variables du problème considéré. La méthode des volumes finis a été utilisée pour accomplir cette discrétisation, ainsi que l'algorithme SIMPLE pour le couplage vitesse-pression.

La méthode des volumes finis a été décrite pour la première fois en 1971 par **Patankar et Spalding** et publiée en 1980 par **Patankar [118]**. Le principe de cette méthode repose sur une technique de discrétisation, qui convertit les équations différentielles aux dérivées partielles en équations algébriques non linéaires, qui peuvent par la suite être résolues numériquement. Elle se distingue par la fiabilité de ses résultats, son adaptation au problème physique, sa possibilité de traiter des géométries complexes, sa garantie pour la conservation de masse et de quantité de mouvement et de tout scalaire transportable sur chaque volume de contrôle, dans tout le domaine de calcul, ce qui n'est pas le cas pour les autres méthodes numériques.

Le domaine de calcul est divisé en un nombre fini de sous-domaines élémentaires, appelés volumes de contrôle, Chacun de ces derniers englobe un nœud, dit nœud principal, comme il est indiqué sur la **Figure (III.3)**. 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. Elle comporte essentiellement les étapes suivantes :

- La division du domaine considéré en volumes de contrôle;
- La formulation intégrale des équations différentielles aux dérivées partielles;
- Ecriture des équations algébriques aux nœuds du maillage ;
- Résolution du système algébrique non linéaire obtenu.

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. Dans ce mémoire, la résolution du problème est effectuée par le logiciel FLUENT, qui est basé sur la méthode des volumes finis, en utilisant le schéma « loi de puissance » pour la discrétisation de l'équation de quantité de mouvement et de l'énergie.

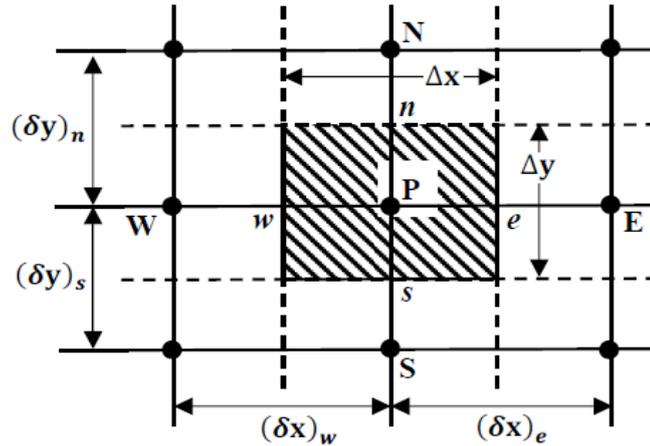


Figure (III.3) : Volume de contrôle bidimensionnel.

III.8.1. Maillage

C'est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinale et transversale, dont l'intersection représente un nœud, où on trouve le point central P et les composantes u et v du vecteur vitesse, qui se trouvent au milieu des segments, reliant deux nœuds adjacents. Donc, la discrétisation du domaine est obtenue par un maillage, constitué d'un réseau de points (nœuds).

Les grandeurs scalaires : pression, température, énergie cinétique et taux de dissipation sont stockées dans le nœud P du maillage, représenté par la **Figure (III-2-a)**, tandis que les grandeurs vectorielles u et v sont stockées au milieu des segments reliant les nœuds. L'équation générale de transport est intégrée sur le volume de contrôle, associé aux variables scalaires et les équations de quantité de mouvement sont intégrées sur le volume de contrôle, associé aux composantes de vitesse.

Le volume de contrôle de la composante transversale u est décalé suivant la direction x par rapport au volume de contrôle principal (**voir la Figure (III-4-b)**), celui de la composante longitudinale v est décalé suivant la direction y (**voir la Figure (III-4-c)**). 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.

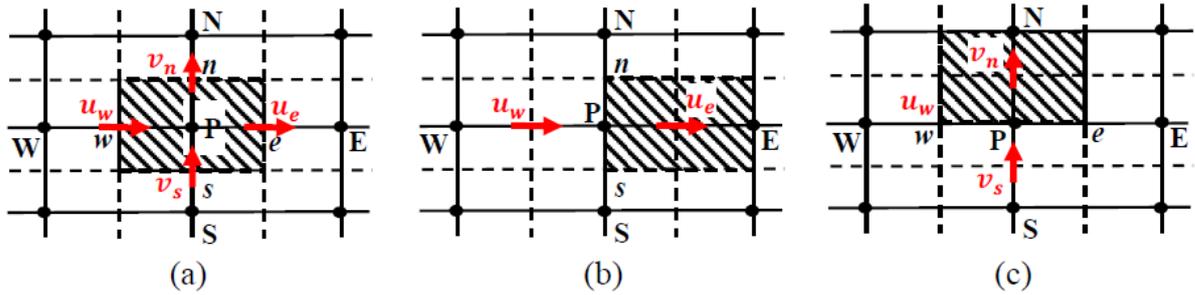


Figure (III.4) : Schéma du maillage (a) maillage décalé pour u_e (b) et maillage décalé pour v_n (c).

Dans ce mémoire, Le système de grille pour le domaine de calcul est créé en utilisant des cellules quadrilatérales non structurées comme le montre la **Figure (III-5)**. (**Application I**)

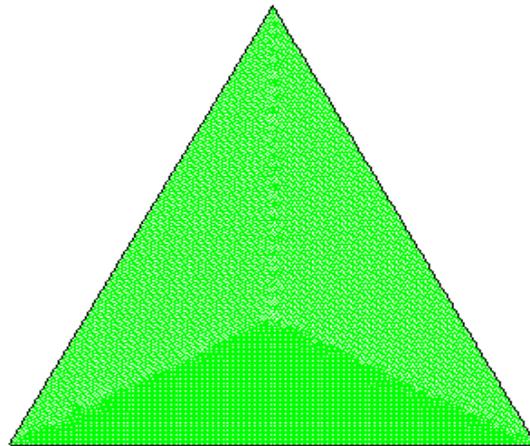


Figure (III.5) : Schéma du maillage utilisé (**Application I**).

Pour l'application II, La grille pour le domaine de calcul est faite de 30x50x60 cellules quadrilatérales structurées (**Fig (III.6)**). Le maillage est raffiné dans toutes les régions de grandes variations des caractéristiques du nanofluide ou du dissipateur thermique.

III.8.2. Discrétisation des équations

Les équations de conservation, présentées auparavant peuvent être écrites sous une forme commune. Cette formulation permet de ne pas réitérer la discrétisation pour chaque

équation. Donc, ces équations peuvent être réduites en une seule équation générale en coordonnées Cartésiennes sous la forme suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_T + \underbrace{\sum_{j=1} \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi)}_C = \underbrace{\sum_{j=1} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)}_D + \underbrace{S_\phi}_S \quad (\text{III. 40})$$

Avec :

T: Terme transitoire ;

C: Terme de convection ;

D: Terme de diffusion ;

S: Terme source.

Pour chaque variable ϕ , l'équation de transport s'écrit dans le cas stationnaire, bidimensionnel de la manière suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_\phi \quad (\text{III. 41})$$

Le tableaux ci-dessous présentent les différentes valeurs de la variable ϕ et ses coefficients pour chaque équation de transport et chaque cas étudié.

L'équation (II.41) est discrétisée selon la technique des volumes finis et le système d'équations retenu est résolu pour chaque valeur successive de ϕ . **Voir réfs. [118]**

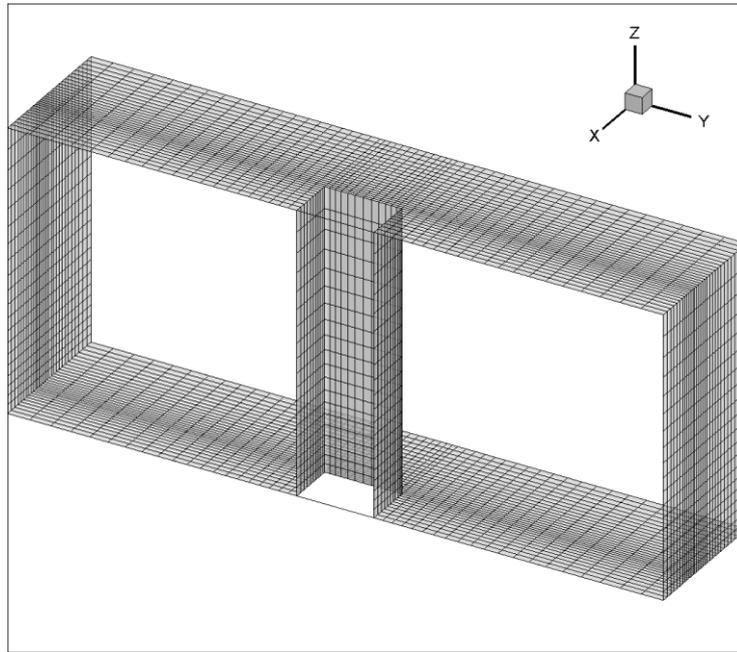
III.9. Logiciels utilisés pour la présente simulation

Dans la présente étude, on a utilisé le logiciel GAMBIT comme mailleur et le logiciel FLUENT comme solveur.

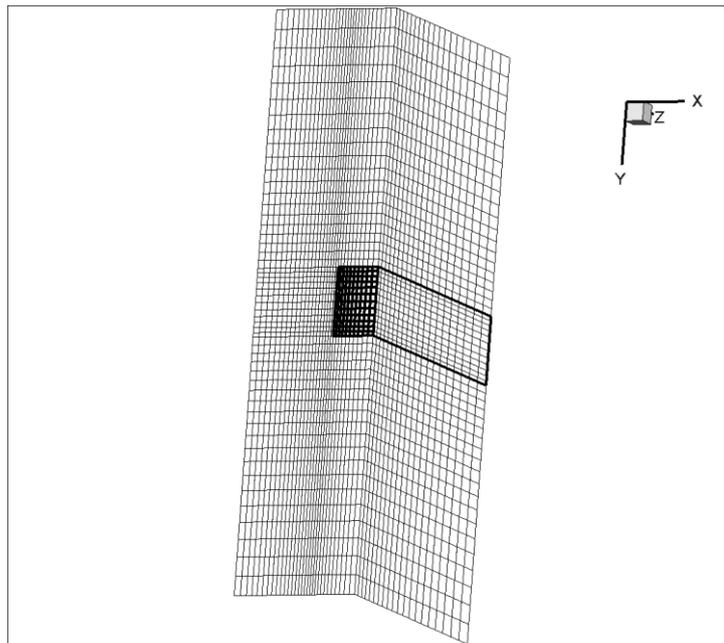
Le logiciel Gambit est un mailleur 2D/3D ; préprocesseur qui permet de mailler des domaines de géométrie d'un problème de CFD. Il génère des fichiers *.mesh pour Fluent.

Fluent est un logiciel qui résout par la méthode des volumes finis des problèmes de mécanique des fluides et de transferts thermiques.

Gambit regroupe trois fonctions : définition de la géométrie du problème (construction si la géométrie est simple ou bien import de la géométrie CAO), le maillage et sa vérification, la définition des frontières (types de conditions aux limites) et définitions des domaines de calcul (fluide ou solide).



(a)



(b)

Figure (III.6) : Maillage des parois solides: (a) des parois solides (b) plan de symétrie droit et minicanal (application II).

Equations	Variable ϕ	Coefficient de diffusion Γ	Terme source S_ϕ
Continuité	1	0	0
Quantité de mouvement suivant x	U	$\frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_f}$	$-\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf} \beta_f} RaPr \theta \sin \delta$
Quantité de mouvement suivant y	V	$\frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_f}$	$-\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf} \beta_f} RaPr \theta \cos \delta$
Energie	θ	$\frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f}$	0

Tableau (III.2a) : Différents termes de l'équation de transport. (**Application I**)

Equations	Variable ϕ	Coefficient de diffusion Γ	Terme source S_ϕ
Continuité	1	0	0
Quantité de mouvement suivant x	U	$\frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_f}$	$-\frac{\partial P}{\partial X}$
Quantité de mouvement suivant y	V	$\frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_f}$	$-\frac{\partial P}{\partial Y}$
Quantité de mouvement suivant z	W	$\frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_f}$	$-\frac{\partial P}{\partial Z}$
Energie	θ	$\frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f}$	0
Energie (solide)	θ	1	0

Tableau (III.2b) : Différents termes de l'équation de transport. (**Application II**)

III.10. Etapes d'une simulation CFD à l'aide de Gambit et Fluent [voir réfs.[119] et [120] pour plus de détails]

III.10.1. CAO

Toute simulation CFD commence par la réalisation de la géométrie en 2D ou 3D, soit avec un logiciel intégré au code de calcul CFD soit à l'aide d'un logiciel de CAO. Dans le deuxième cas, la géométrie doit être exportée en un format lisible par le logiciel de maillage. Les formats step ou iges sont les plus couramment utilisés.

III.10.2. Maillage

La génération du maillage (2D ou 3D) est une phase très importante dans une analyse CFD, vu son influence sur la solution calculée. Un maillage de très bonne qualité est essentiel pour l'obtention d'un résultat de calcul précis, robuste et signifiant. La qualité du maillage a un sérieux impact sur la convergence, la précision de la solution et surtout sur le temps de calcul. 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, . . .). Un bon maillage doit également être suffisamment « lisse ».

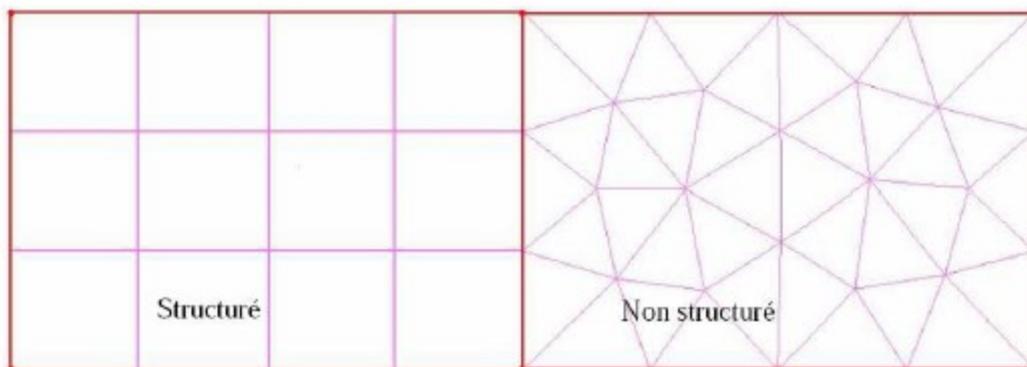


Figure (III.7) : Maillages structuré et non structuré.

III.10.2.1. Choix du type de maillage

On définit les maillages structurés, et non structurés (voir **Fig. (III.9)**).

❖ Maillage structuré (quadra/hexa)

Il présente les avantages suivants :

- Economique en nombre d'éléments, présente un nombre inférieur de mailles par rapport à un maillage non structuré équivalent.
- Lorsque l'écoulement moyen est aligné avec le maillage, un maillage structuré réduit

les risques d'erreurs numériques.

Ses inconvénients :

- Difficile à générer dans le cas d'une géométrie complexe.
- Difficile d'obtenir une bonne qualité de maillage pour certaines géométries complexes.

Il est beaucoup plus facile à générer en utilisant une géométrie à blocs multiples.

❖ **Maillage non structuré (tri/tétra)**

Les éléments de ce type de maillage sont générés arbitrairement sans aucune contrainte quant à leur disposition. Ses avantages :

- Peut être généré sur une géométrie complexe tout en gardant une bonne qualité des éléments,
- Les algorithmes de génération de ce type de maillage (tri/tétra) sont très automatisés.

Ses inconvénients :

- Très gourmand en nombre de mailles comparativement au maillage structuré.
- Engendre des erreurs numériques (fausse diffusion) qui peuvent être plus importantes si l'on le compare avec le maillage structuré.

❖ **Maillage hybride**

Maillage généré par un mélange d'éléments de différents types, triangulaires ou quadrilatéraux en 2D, tétraédriques, prismatiques, ou pyramidaux en 3D. Il combine les avantages des maillages structurés et non structurés.

III.10.2.2. Techniques générales de génération du maillage

En pratique, il n'existe pas de règle précise pour la création d'un maillage valable, cependant il existe différentes approches qui permettent d'obtenir une grille acceptable.

Nous pouvons résumer ces règles ainsi :

- ✓ Maintenir une bonne **Q**ualité des éléments,
- ✓ Assurer une bonne **R**ésolution dans les régions à fort gradient,
- ✓ Assurer un bon **L**issage dans les zones de transition entre les parties à maillage fin et les parties à maillage grossier,
- ✓ Minimiser le nombre **T**otal des éléments (temps de calcul raisonnable).

On peut se souvenir de ces règles en utilisant la formulation mnémotechnique **QRLT**.

✚ Distorsion

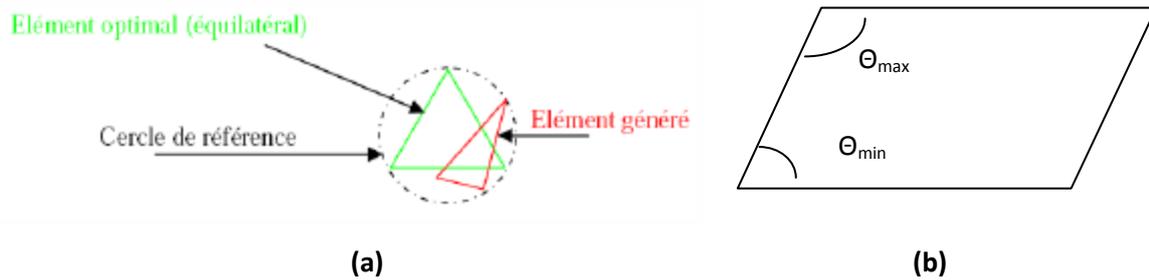


Figure (III.8) : Définition de la skewness basé sur **(a)** le volume équilatéral **(b)** la déviation angulaire

Le facteur de distorsion F_d (skewness) peut être défini de deux façons différentes. Pour des éléments triangulaires ou tétraédriques, le calcul est basé sur le volume équilatéral (voir **Fig. (III.10.a)**) :

$$F_d = (\text{Taille}_{\text{élément optimal}} - \text{Taille}_{\text{élément générée}}) / \text{Taille}_{\text{élément optimal}}$$

L'autre formulation, applicable pour tout élément, est basée sur la déviation angulaire (voir **Fig. (III.10.b)**)

$$F_d = \max \left\{ \frac{\theta_{\max} - 90}{90}, \frac{90 - \theta_{\min}}{90} \right\}$$

Le facteur de distorsion est nul pour des éléments parfaits (carrés, triangles équilatéraux). Notons que les grandes valeurs du facteur de distorsion induisent des erreurs de calcul et ralentissent considérablement le processus de convergence. Quelques distorsions peuvent être tolérées si elles sont situées dans des régions à faible gradient. Le tableau ci-dessous illustre la variation de la qualité des éléments de maillage en fonction de la valeur du coefficient de distorsion F_d :

F_d	0-0.25	0.25-0.50	0.50-0.80	0.80-0.95	0.95-0.99	0.99-1.00
Qualité	Excellent	Bon	Acceptable	Pauvre	Très pauvre	mauvais

Résolution

La notion de résolution concerne plus particulièrement les zones qui présentent un fort gradient, ainsi une bonne résolution permet de mieux décrire les phénomènes physiques qui existent dans ces zones telles que les ondes de choc, ou les phénomènes liés à la couche limite.

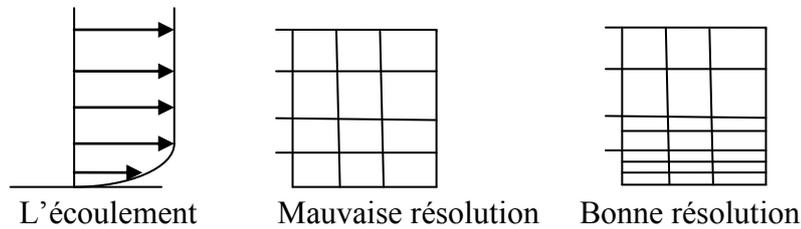


Figure (III.9) : Raffinement du maillage dans les régions de fort gradient

Lissage

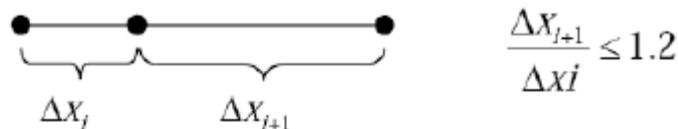


Figure (III.10) : Evolution de la taille des éléments.

Le changement dans la taille des éléments du maillage d'une zone maillée à une autre doit être graduel, la variation de la taille des éléments de deux zones adjacentes ne doit pas dépasser 20% (voir **Fig. (III.10)**).

Nombre total d'éléments

Un nombre important d'éléments de maillage permet sans doute d'améliorer la précision des calculs, mais pénalise les ressources informatiques en terme de mémoire et alourdit le système. En conséquence, un compromis entre précision et temps de calcul s'impose. Des techniques existent pour économiser un certain nombre d'éléments :

Utilisation des maillages non uniformes, en concentrant la bonne qualité du maillage uniquement dans les zones où c'est nécessaire, Utilisation de la fonction adaptation de maillage pour raffiner uniquement sur des zones bien précises (FLUENT possède cette option), Utilisation des éléments de maillage hexaédriques dans les zones adéquates.

+ Convergence en maillage

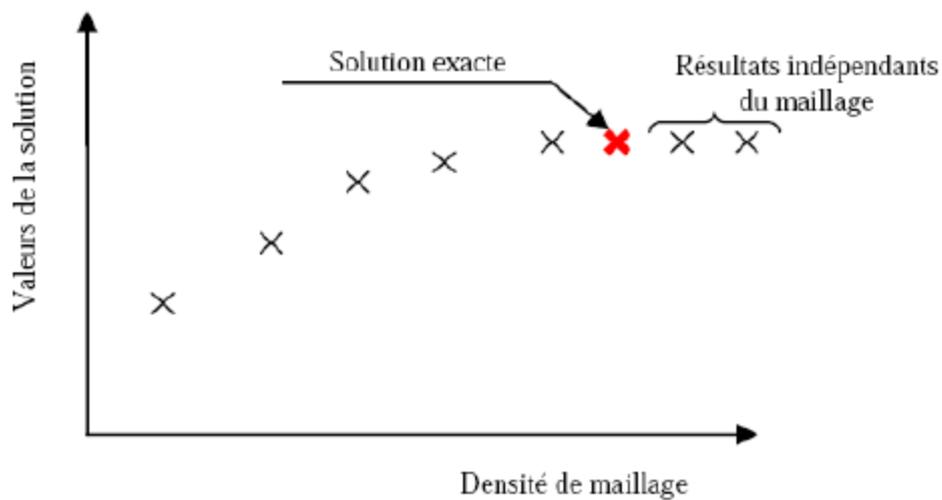


Figure (III.11) : Test de convergence en maillage.

Dans une modélisation CFD, la solution doit être indépendante de la densité du maillage pour être sûr du réalisme de la solution que donne le solveur après convergence. On doit réaliser un test de convergence en maillage, en reportant l'évolution d'une grandeur, par exemple le coefficient de frottement à une paroi, en fonction de la taille du maillage que l'on raffine successivement (**Figure (III.13)**).

III.10.3. Simulation

Cette section explicite les étapes nécessaires pour réussir une simulation d'un problème en mécanique des fluides à l'aide du code Fluent.

1. Choix du solveur
2. Choix du modèle de turbulence
3. Définition des caractéristiques du fluide
4. Operating conditions
5. Conditions aux limites
6. Choix des critères de convergence
 - Conservation de la masse
 - Evolution d'une intégrale (surfaique ou volumique) d'une variable pendant les calculs
7. Initialisation des calculs
8. Sauvegards
9. Lancement de la simulation

III.10.3.1. Choix du solveur

Selon le problème, on peut être amené à considérer :

- La dimension du problème, 2D, 3D, ou axisymétrique ;
- Le caractère stationnaire ou instationnaire ;
- Le caractère incompressible ou compressible de l'écoulement ;
- Le besoin ou non de prendre en compte le bilan d'énergie, et dans ce cas, on pourra alors avoir accès à des équations d'état, à des modèles de type Boussinesq pour la convection naturelle, . . . ;
- La prise en compte de forces extérieures (gravité, force d'inertie liées à la rotation, . . .) ;
- La modélisation éventuelle de la turbulence ;
- La présence de plusieurs phases . . .

III.10.3.2. Choix du modèle de turbulence

Parmi les principaux modèles de turbulence disponibles, on a :

Pour les modèles $k - \epsilon$ et RSM, on a alors le choix du traitement des parois (les modèles $k - \omega$ et Spalart-Allmaras s'appliquent dans les couches limites si la résolution est suffisante). Le paramètre le plus important est la distance de la première maille à la paroi. De manière succincte, afin d'avoir un critère « universel », on définit une distance adimensionnée

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}$$

Où y est l'ordonnée de la première maille. C'est cette dimension que nous cherchons à connaître. Dans la formule précédente, la viscosité cinématique du fluide est notée ν , Avec $\nu = \mu/\rho$, et la vitesse de frottement est notée u_τ , avec, si τ_w est la contrainte de cisaillement pariétale, $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$. Pour l'évaluer on doit connaître la contrainte de frottement pariétal τ_w . A cette fin on peut utiliser des expressions empiriques (loi de Colebrook par exemple) ou des tables (Moody chart) pour le coefficient de frottement pariétal

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U^2}$$

modèles	avantages	inconvénients
Spalart-Allamars	Economique (1 equ). Bon pour les écoulements moyennement complexe, et les écoulement sur profils	N'est pas largement teste
Standard $k - \epsilon$	Robuste économique et relativement précis	Résultat médiocre pour des écoulements complexes (fort gradient de pression. Rotation et swirl)
RNG $k - \epsilon$	Dérivé par une méthode statique rigoureuse (renormalisation group theory). Bon pour des écoulements moyennement complexe (impact de jet. Séparation d'écoulement, recirculations).	Limite par l'hypothèse de viscosité turbulente isotrope
Realizable $k - \epsilon$	Respecte une contrainte physique que peut violer le modèle $k - \epsilon$ Offre les mêmes avantages que le RNG. Recommandé dans le cas des turbomachines.	Limite par l'hypothèse de viscosité turbulente isotrope
SST et standard $k - \omega$	Modèle le plus recommandé pour les problèmes lies aux turbomachines- meilleur que le Realizable $k - \epsilon$. Le SST $k - \omega$ fait une transition entre le $k - \omega$ (faible nombre de Reynolds et couches limites) et une version haut R_e du $k - \epsilon$ lorsqu'on et loin des parois.	Nécessite une plus grande résolution du maillage aux frontières (pas de lois aux murs).
Reynolds-stress Model (RSM)	Le modèle le plus complet physiquement (transport et anisotropie de la turbulence sont prise en compte).	Requiert plus de temps CPU. Les équations de quantité de mouvement et turbulence ont étroitement liées.

On utilise ce qu'on appelle des lois de paroi pour modéliser les couches limites, ces lois étant valables pour des plages de valeurs de y^+ différentes. C'est avec cette valeur que l'on choisira la taille de la première maille de couche limite. Il est donc important de vérifier à posteriori la valeur des y^+ .

III.10.3.3. Définition des caractéristiques du fluide

Le code Fluent dispose d'une bibliothèque des fluides les plus courants.

III.10.3.4. Operating conditions

Avant de choisir les conditions aux limites, il faut choisir d'abord la valeur de la pression de référence. En effet, bien souvent on utilise une pression appelée « gauge

pressure » et ce afin d'éviter les erreurs d'ordre numérique lors du calcul pour des écoulements à faible nombre de Mach. La relation liant la pression absolue à la « gauge pressure » est donnée par

$$P_{abs} = P_{op} + P_{gauge}$$

Loi de paroi	Domaine de validité	utilisation
“Standard wall function” ou “high y^+ wall function”	$30 < y^+ < 300$	A utiliser avec un standard $k - \epsilon$ lorsqu'il n'y pas de gros gradient de pression adverse.
“Non equilibrium wall function”	$30 < y^+ < 300$	Conçu pour des situations plus complexe impliquant détachement, impact, recirculation (a utiliser donc plutôt en combinaison avec un RNG ou realizable $k - \epsilon$).
“Enhanced wall treatment” ou “low y^+ wall function”	$y^+ \approx 1$ et 10 cellules dans la zone ou $Re_y < 200$	Dans le cas de nombres de Reynolds intermédiaires, dispose d'option permettant de mieux prendre en compte les transferts thermiques.

Par défaut il s'agit de la valeur de la pression atmosphérique comme operating pressure.

On peut également inclure la gravité. On a alors prise en compte de la pression hydrostatique dans la pression utilisée.

III.10.3.5. Conditions aux limites

On dispose d'un certain nombre de conditions, parmi lesquelles :

- ✚ **Velocity Inlet** : Utilisée pour des écoulements incompressibles ou moyennement compressibles, quand la vitesse d'entrée est connue.
- ✚ **Pressure Inlet** : Utilisée pour les écoulements compressibles et incompressibles. On fixe alors la pression totale en entrée.

Définition de la pression totale en écoulement incompressible :

$$P_t = p + \frac{1}{2}\rho V^2$$

En écoulement compressible avec k l'exposant polytropique :

$$P_t = p \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

✚ **Mass Flow Inlet** : On impose un débit massique connu à l'entrée. Pas nécessaire en écoulement incompressible.

✚ **Pressure Outlet** : Spécifie la pression statique de sortie. L'utilisation de **Pressure Outlet** sert à définir la pression statique à la sortie. L'utilisation de la condition « **Pressure Outlet** » au lieu de **Outflow** a souvent comme conséquence une meilleure convergence. Nota : Problèmes de retour de débit (**Back Flow**). Le phénomène apparaît lorsque la pression statique dans une maille voisine à la maille qui est sur la frontière est inférieure à la pression imposée en conditions aux limites. Il faut essayer d'éliminer le Backflow en éloignant la sortie (en allongeant la sortie).

✚ **Outflow** : L'Outflow est utilisée pour modéliser les sorties de fluide dont on ne connaît à priori les détails de la vitesse et de la pression à la sortie. Il n'est pas approprié pour les calculs suivants :

- Si le problème possède une condition de pressure inlet ;
- Si vous modélisez un écoulement compressible ;
- Si vous modélisez un écoulement instationnaire avec variation de la densité

✚ **Wall** : Utilisé pour délimiter les régions solides des régions fluides. En général on utilise les propriétés d'une paroi lisse, i.e « Roughness Height »=0 et « Roughness Constant »=0.5.

III.10.3.6. Choix des critères de convergence

Un solveur itératif cherche à équilibrer les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Partant d'une solution initiale, le solveur la fait évoluer vers une solution finale qui respecte au mieux ces diverses équations. On définit les résidus comme une mesure de l'écart à une solution parfaite.

III.10.3.7. Initialisation des calculs

Il est conseillé dans de nombreux cas d'initialiser les calculs aux conditions de l'entrée. Toutefois s'il y a un calcul qui a déjà convergé et que vous désirez changer juste un paramètre (par exemple la vitesse d'entrée), il est préférable d'initialiser au calcul précédent déjà convergé.

III.10.3.8. Sauvegardes

Il est conseillé une fois le paramétrage effectué de sauvegarder la simulation, avant de la lancer, ainsi que de mettre en place une sauvegarde automatique tous les n itérations ou pas de temps.

III.10.4. Post-traitement

Le logiciel Fluent 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 : TECPLOT pour la visualisation, ou pour une analyse plus poussée.

Application I

Etude de l'écoulement et du transfert thermique dans une cavité triangulaire isocèle et inclinée avec une base partiellement active et remplie d'un Nanofluide

IV.1. Introduction

Le présent chapitre contient les résultats se rapportant à l'étude de l'écoulement et le transfert thermique dans une cavité triangulaire isocèle et inclinée avec une base partiellement active et remplie d'un nanofluide (Eau-Cu). Le modèle mathématique, la méthode numérique, la géométrie et le maillage pour ce premier cas étudié ont été donnés dans le chapitre II. Dans la section **IV.2** nous présentons les résultats de des tests d'indépendance du maillage. La validation du code de calcul à l'aide de données puisées de la littérature est présentée dans la section **IV.3**. La section **IV.4** contient les résultats sous forme graphique et leur discussion. Le chapitre est cloturé par une conclusion rassemblant les différentes observations.

IV.2. Effet du maillage sur les solutions numériques

Dans cette étude, les équations adimensionnelles gouvernantes **(III.15)-(III.18)** avec leurs conditions aux limites sont résolues à l'aide du logiciel commercial Fluent (version 6.3). L'algorithme SIMPLE (méthode semi-implicite pour les équations liées à pression) est utilisé pour déterminer le champ de pression, alors que le schéma QUICK est utilisé pour discrétiser les termes de convection dans les équations de mouvements et l'équation de l'énergie. Le code gambit est utilisé pour générer la grille du domaine simulé. Le système de grille pour le domaine de calcul est créé en utilisant des cellules quadrilatérales non structurées. Afin d'obtenir une solution indépendante de grille, une étude de raffinement est effectuée pour l'enceinte avec les valeurs des paramètres suivants : $A = 1$, $Ra = 10^6$, $\phi = 0.06$, $\delta = 30^\circ$, $\varepsilon = 0.4$. La génération de maillage uniforme non structuré le long des deux axes x et y a été appliqué pour le nombre de cellules suivant: 70×70 , 110×110 , 150×150 , 190×190 et 230×230 . On peut noter à partir de la **Figure (IV.1)**, que l'indépendance de la grille est atteinte pour un certain nombre de nœuds égal à 15821. Cela justifie notre choix d'une grille de 190×190 (15821 nœuds) pour le calcul de l'ensemble des cas signalés. Le critère de convergence

pour toutes les équations gouvernantes, qui ont été résolus de manière itérative en utilisant la méthode la ligne par ligne, est fixé à 10^{-6} pour toutes les variables.

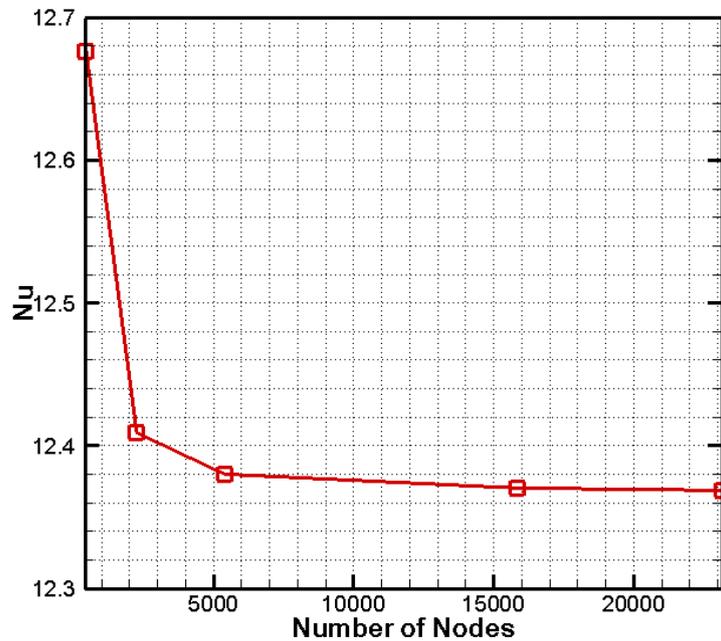


Figure (IV.1): Convergence du nombre de Nusselt moyen le long de la partie chauffée pour $Ra = 10^6$, $\phi = 0.06$, $\delta = 30^0$, $\varepsilon = 0.4$ et $A = 1$

IV.3. Validation des resultats

Afin de valider notre étude, les résultats ont été comparés avec ceux obtenus par **Ogut. [123]** pour différentes longueurs de la source de chaleur et les nombres de Rayleigh. La cavité étudiée par **Ogut** est carrée et remplie d'un nanofluid à base d'eau. Il a résolu les équations régissant la convection naturelle en utilisant une méthode de quadrature différentielle polynomiale (PDQ). Le **tableau (IV.1)** présente nos résultats et ceux de **Ogut. [123]** pour le cas de la position horizontale (angle d'inclinaison $\delta = 0^\circ$).

Il peut être vu du **tableau (IV.1)** que nos résultats sont en accord avec ceux rapportés dans la littérature pour les cavités carrées. Une deuxième validation de cette procédure de simulation a été réalisée par un test contre les données expérimentales obtenues par **Oztop et al. [124]** pour une enceinte triangulaire isocèle et inclinée. La **figure (IV.2)** montre une comparaison entre le nombre de Nusselt moyen le long de la paroi de fond en fonction de

l'angle d'inclinaison, pour $Ra = 1.5 \times 10^5$. Un très bon accord peut être observé entre les résultats calculés et les données expérimentales.

Ra/ϕ		0.25	0.50	1.0
Present Elif Buyuk Ogut.[123]		3.9710	2.8941	1.9223
		3.9907	2.9013	1.9485
Present Elif Buyuk Ogut.[123]	$Ra = 10^5$	6.8565	5.2312	3.49150
		6.8897	5.2452	3.53415
Present Elif Buyuk Ogut.[123]	$Ra = 10^6$	11.6570	8.9599	6.2784
	$Ra = 10^6$	11.6412	8.9791	6.2093

Tableau (IV.1): Comparaison du nombre de Nusselt moyen pour la convection naturelle de l'eau pure dans une enceinte carrée ayant un angle d'inclinaison $\delta = 0^\circ$.

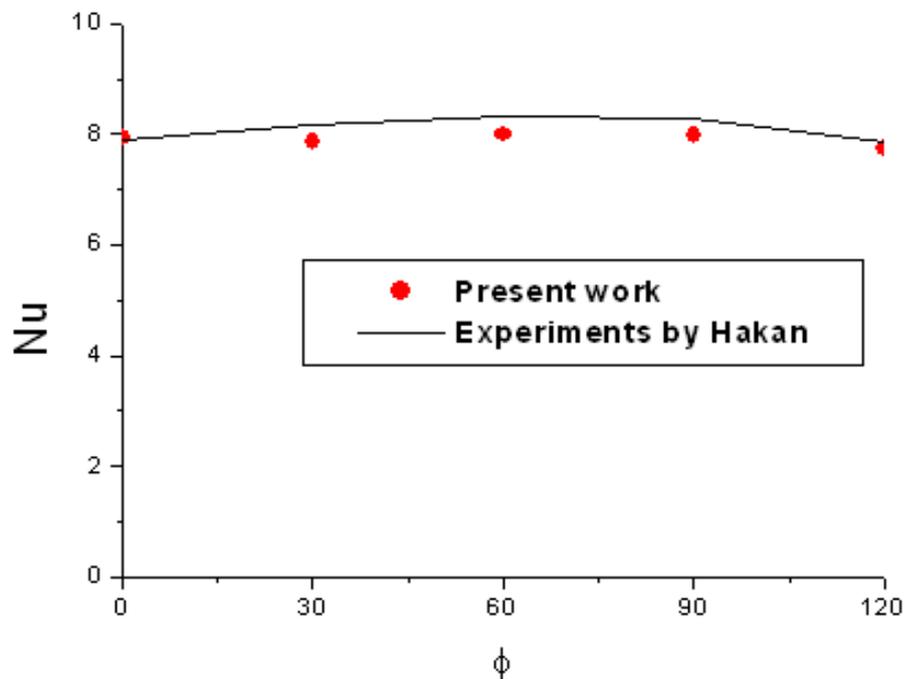


Figure (IV.2) : comparaison des résultats numériques de la présente étude avec les données expérimentales de **Oztop et al. [124]**.

IV.4. Résultats et discussions

Dans ce travail, nous avons étudié numériquement le transfert de chaleur par convection naturelle de nanofluides (Cu- eau) dans une enceinte isocèle et inclinée avec une paroi de fond partiellement chauffée. Le chauffage est réalisé à l'aide d'un flux de chaleur constant. Les résultats numériques ont été obtenus pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh ($10^4 \leq Ra \leq 10^6$), le paramètre de la fraction volumique solide de nanofluide ($0 \leq \phi \leq 0.06$) de l'angle d'inclinaison ($0^\circ \leq \delta \leq 45^\circ$), la longueur de la source de chaleur ($0.2 \leq \varepsilon \leq 0.8$), afin de voir l'effet de ces paramètres sur le champ d'écoulement, la distribution de la température et du nombre de Nusselt. La valeur $\delta = 0^\circ$ correspond au cas où le fluide de travail est de l'eau pure (teneur nulle de nanoparticules) avec nombre de Prandtl $Pr=5.83$. (réf [122]).

IV.4.1. Structure d'écoulement et isothermes

IV.4.1.1. Effet du nombre de Rayleigh

Pour cette partie de l'étude, les effets du nombre de Rayleigh sur les lignes de courant et les isothermes sont présentés dans la **figure (IV.3)**. Les lignes continues sont des fonction de courant (**figure IV.3 a**) ou des isothermes (**figure IV.3 b**) pour un fluide pur, tandis que les lignes pointillées sont des lignes de courant ou isothermes pour un nanofluide qui a une fraction volumique solide de $\phi = 0.04$. La longueur de la source de chaleur sans dimension est de $\varepsilon = 0.6$ et l'angle d'inclinaison est égal à zéro (position horizontale). La source de chaleur est symétrique par rapport au milieu du segment représentant la paroi de fond de l'enceinte triangulaire. De lignes de courant on peut remarquer la formation de deux cellules tournant en sens inverse, la cellule droite tourne dans le sens des aiguilles tandis que la cellule gauche tourne dans la direction opposée. Cette observation est valable pour toutes les valeurs du nombre de Rayleigh. Le fluide qui est chauffé par le bas se déplace vers la paroi supérieure des parois froides où il se divise en deux flux, dont l'un va vers la paroi froide gauche et l'autre va vers la paroi froide droite. Les deux cellules sont à peu près égaux. Nous remarquons également que nous augmentons le nombre de Rayleigh, la recirculation de l'écoulement à l'intérieur de l'enceinte devient plus intense (parce que les lignes de courant se rapprochent les uns des autres) et le centre des zones de recirculation se déplace vers le haut. Si l'on compare les isothermes en fonction du nombre de Rayleigh, on peut remarquer que, comme Ra augmente, les isothermes deviennent plus près de l'autre dans la région située à proximité de la paroi de fond, c'est à dire la paroi chauffée. Cela implique que les gradients

de température deviennent plus proches de la paroi de fond, c'est à dire que les flux de chaleur à travers l'augmentation de paroi de fond comme Ra augmentent. On peut donc dire que les températures les plus élevées sont celles du fluide qui circule à proximité de la paroi chauffée, et que les températures les plus basses sont celles du fluide qui circule à proximité des parois froides. Par conséquent, le fluide se réchauffe au contact de la région chauffée, et se refroidit au contact des parois froides.

IV.4.1.2. Effet de la taille de la source de chaleur

Figure (IV.4) montre la variation des lignes de courant et des isothermes en fonction de la taille de la source de chaleur. Le nombre de Rayleigh est égal à 10^5 pour tous les calculs. Lorsque la taille de la source de chaleur est augmentée, plus de chaleur pénètre à travers la partie active de l'enceinte et la température du fluide à proximité de la source augmente. Cette élévation de la température augmente la vitesse du fluide par le terme de flottabilité dans les équations de mouvement. Les cellules de recirculation tournent par conséquent à des vitesses élevées en raison de l'augmentation de la source de chaleur. Comme la taille de la source augmente de 0,2 à 0,8, les isothermes montrent des températures plus élevées et deviennent de plus en plus déformées, ce qui implique l'effet croissant de la convection par rapport à la conduction. On remarque aussi bien pour les lignes de courant que pour les isothermes, que la symétrie n'est pas affectée par la taille de la source de chaleur.

IV.4.1.3. Effet de l'angle d'inclinaison

Figure (IV.5) montre la variation des lignes de courants et isothermes en fonction de l'angle d'inclinaison. Comme l'angle augmente de 0 à 45 le nombre de tourbillons change de deux tourbillons symétriques à trois tourbillons asymétriques. Parmi les trois cellules résultantes, une cellule primaire occupe la majeure partie de l'enceinte et présente un axe de rotation dont la position se rapproche du centre de gravité du triangle lorsque l'angle d'inclinaison augmente. On peut remarquer que les lignes de courant sont plus proches les unes des autres, ce qui veut dire que les vitesses sont élevées dans la cellule primaire, donnant naissance à une zone de recirculation de flux plus intense. La dissymétrie dans le champ d'écoulement indique que les termes diffusifs dans l'équation de conservation de l'énergie ont un effet négligeable par rapport aux termes de convection, c'est à dire que la convection est renforcée lorsque l'enceinte est inclinée. Au fur et à mesure que l'angle d'inclinaison augmente, la convection domine de plus en plus et le tourbillon primaire devient de plus en plus intense et occupe la majeure partie de l'espace à l'intérieur de l'enceinte triangulaire. La

cellule secondaire, qui se forme dans le coin droit de l'enceinte, perd de son intensité et occupe de moins en moins d'espace lorsqu'on augmente l'angle d'inclinaison. Suite à la diminution de la taille, l'axe de rotation de la cellule secondaire se rapproche du sommet droit du triangle. La cellule tertiaire est une très petite poche de liquide qui se forme à la partie supérieure de l'enceinte juste au-dessous du sommet du triangle. Les isothermes montrent des profils similaires de distribution de température à l'intérieur de l'enceinte pour toutes les valeurs de l'angle d'inclinaison. Toutefois, quand le nombre de Rayleigh augmente, (voir **figure (IV.6)** et **figure (IV.7)**), une dissymétrie est remarquée dans les champs de température et les isothermes deviennent de plus en plus déformées, ce qui implique une domination encore plus des termes convectifs sur les termes diffusifs dans l'équation de conservation d'énergie.

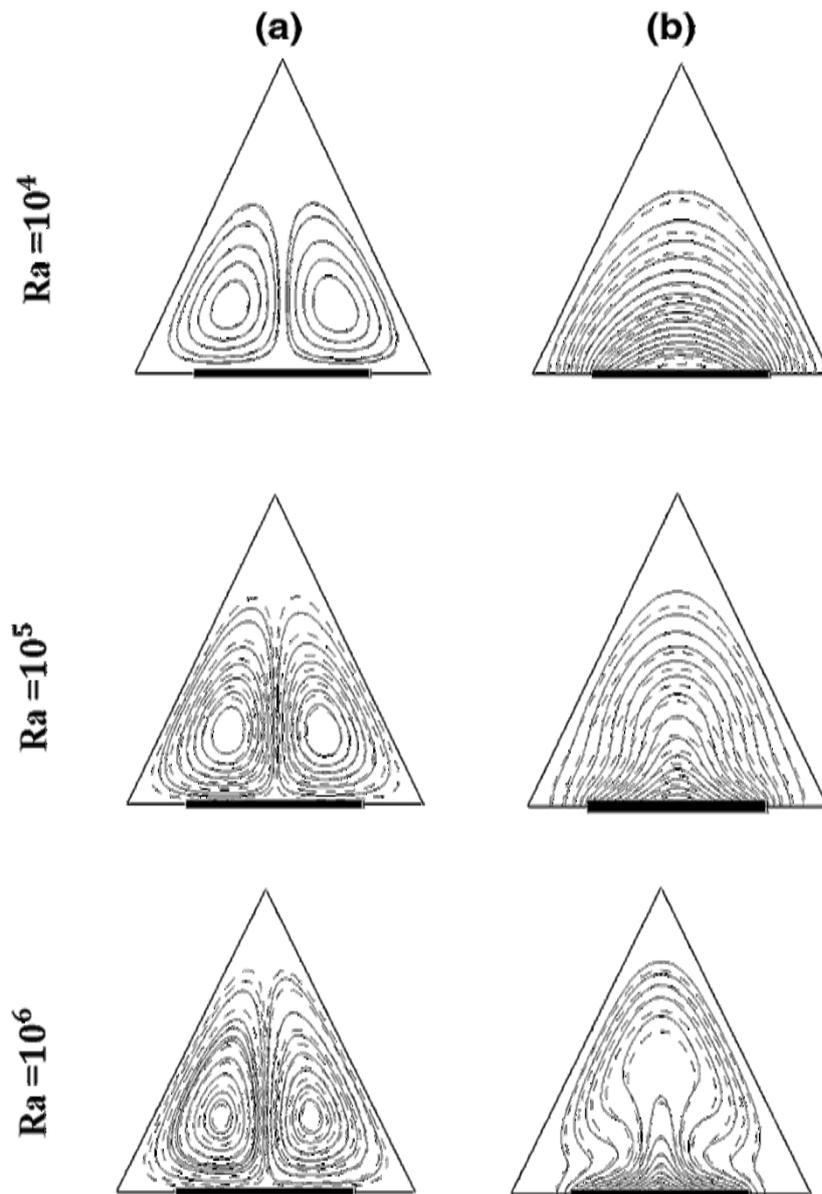


Figure (IV.3): Contours des lignes de courants et des isothermes pour $\varepsilon = 0.6$, $\delta = 0^0$ et pour différentes valeurs de Ra

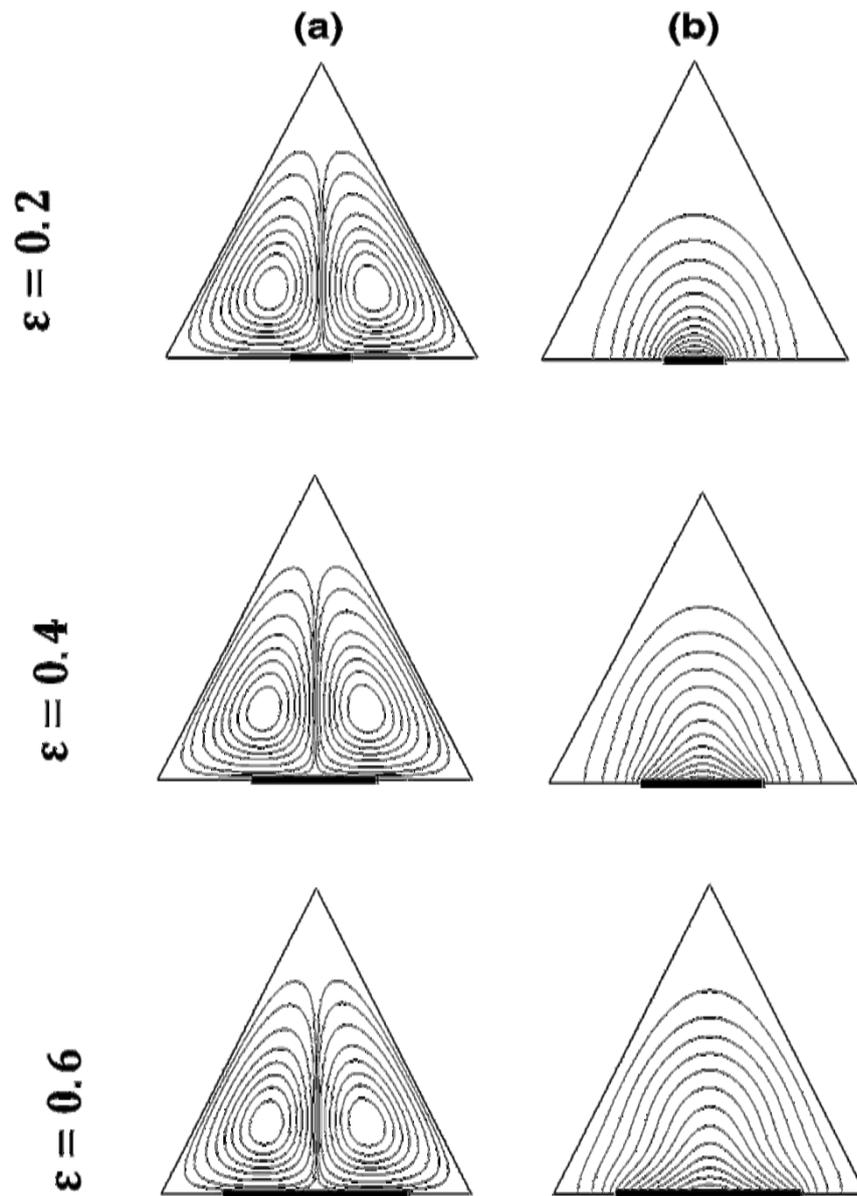


Figure (IV.4): Contours des lignes de courants et des isothermes pour $\phi = 0.04$, $\delta = 0^0$ et pour différentes valeurs de ε

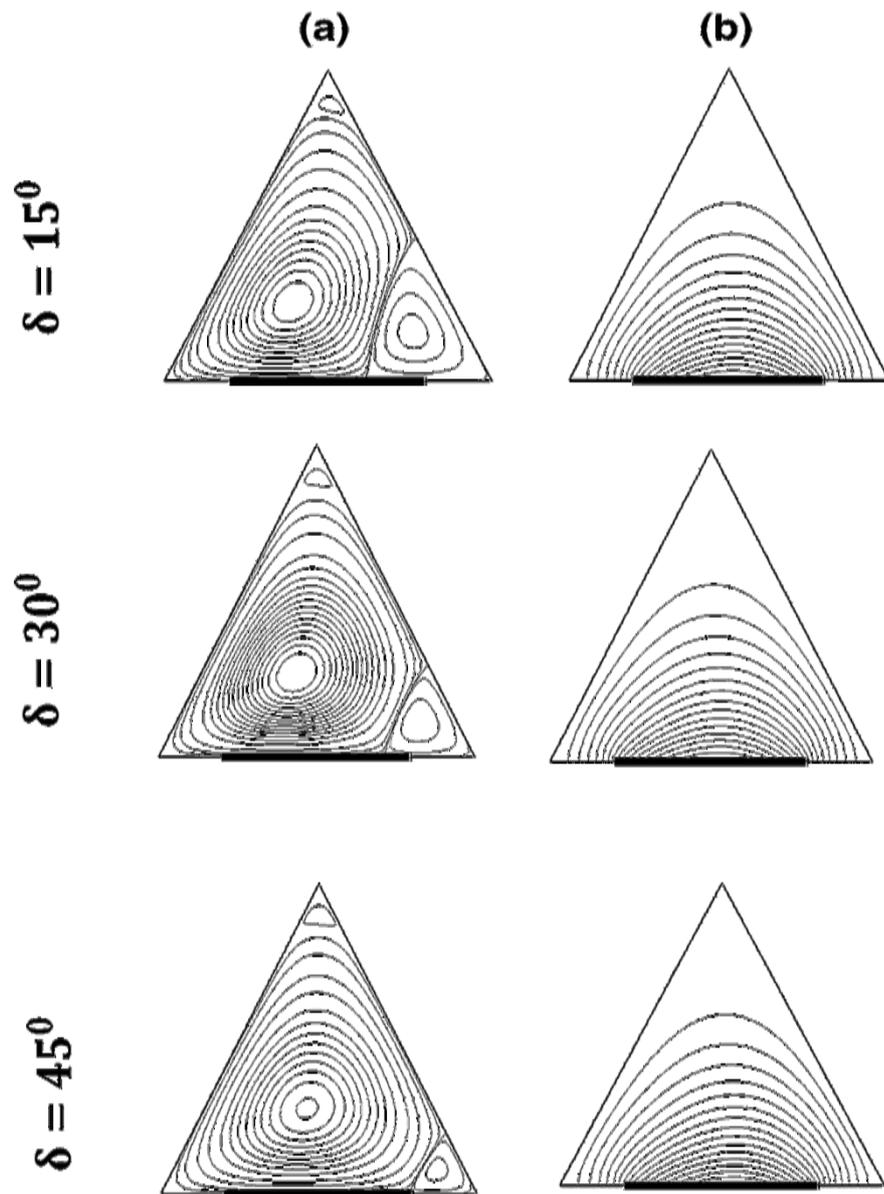


Figure (IV.5): Contours des lignes de courants et des isothermes pour $\varepsilon = 0.6$, $\phi = 0.04$ et pour différentes valeurs de δ

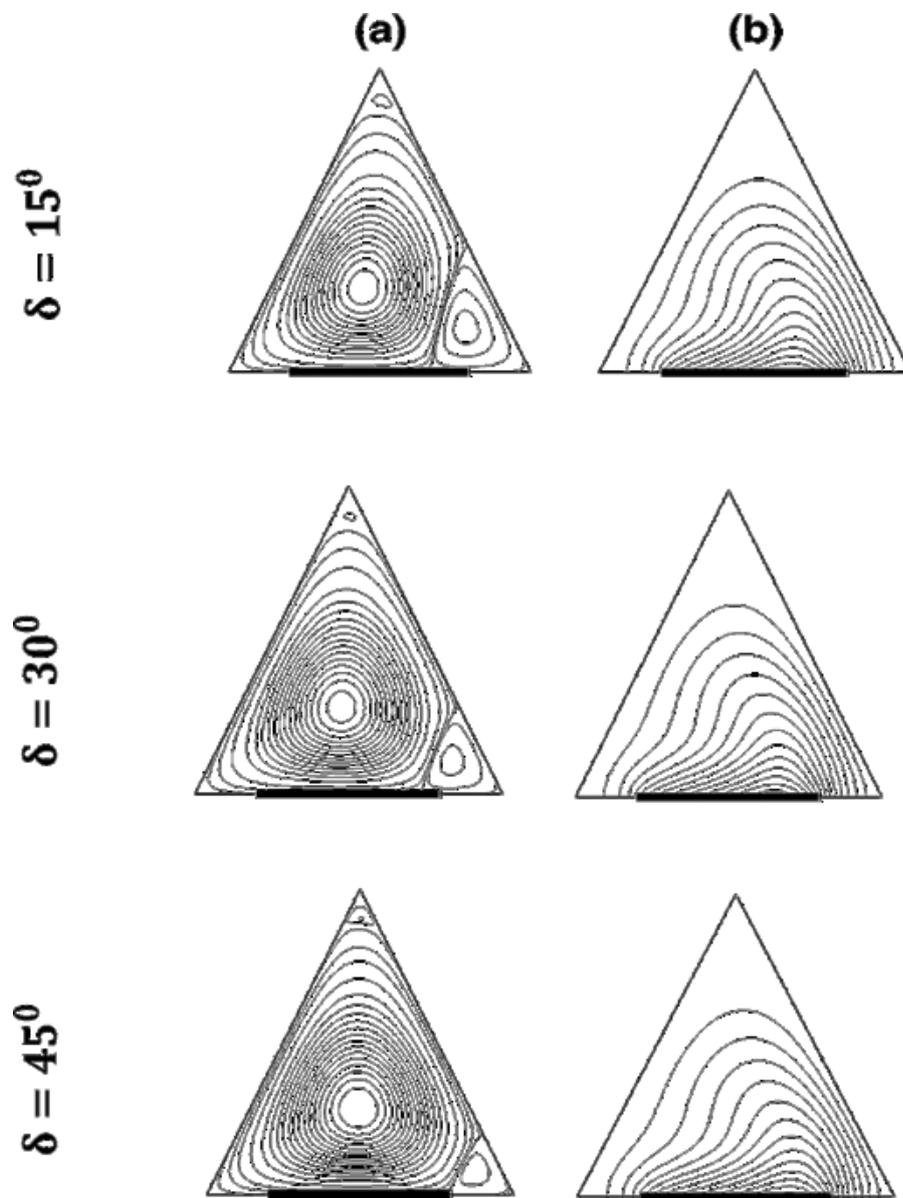


Figure (IV.6): Contours des lignes de courants et des isothermes pour $\varepsilon = 0.6$, $\phi = 0.04$ et pour différentes valeurs de δ

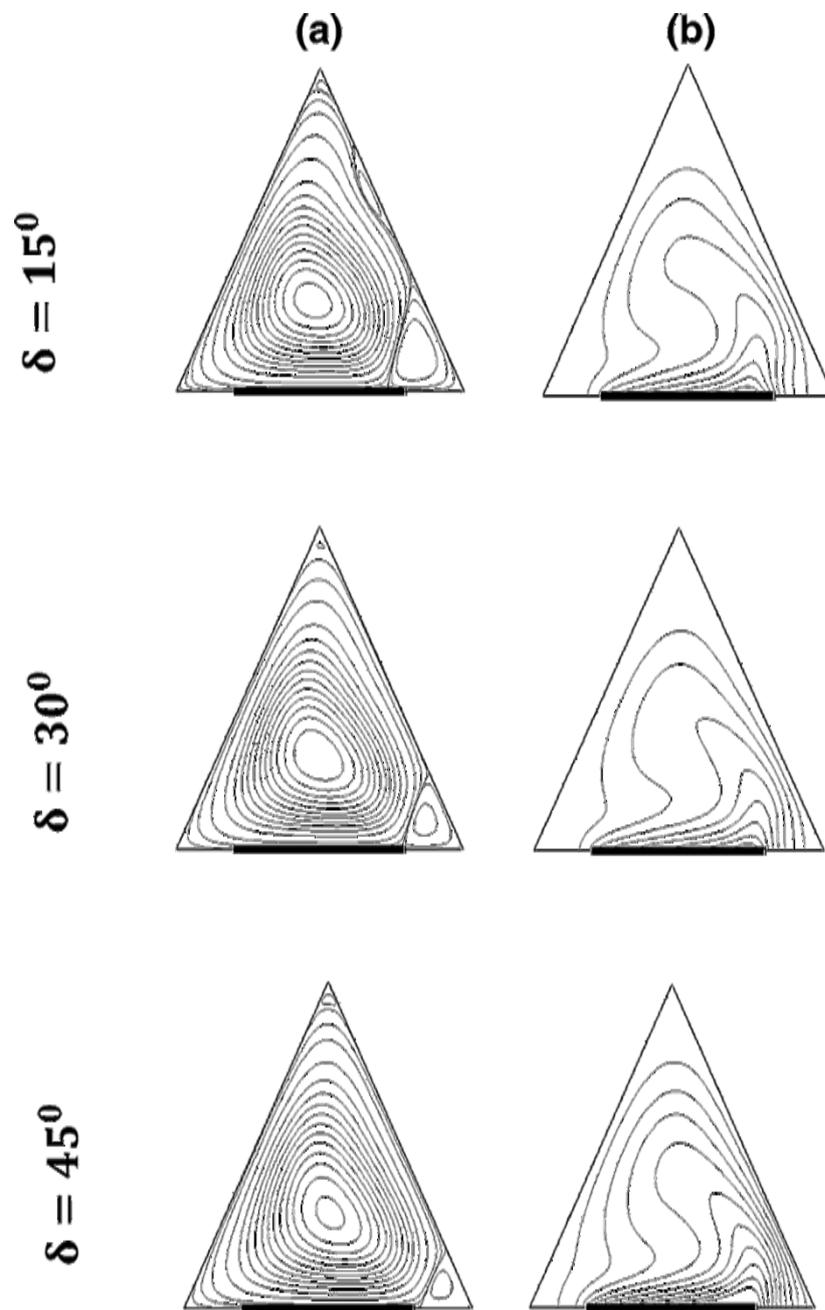


Figure (IV.7): Contours des lignes de courants et des isothermes pour $\varepsilon = 0.6$, $\phi = 0.04$ et pour différentes valeurs de δ

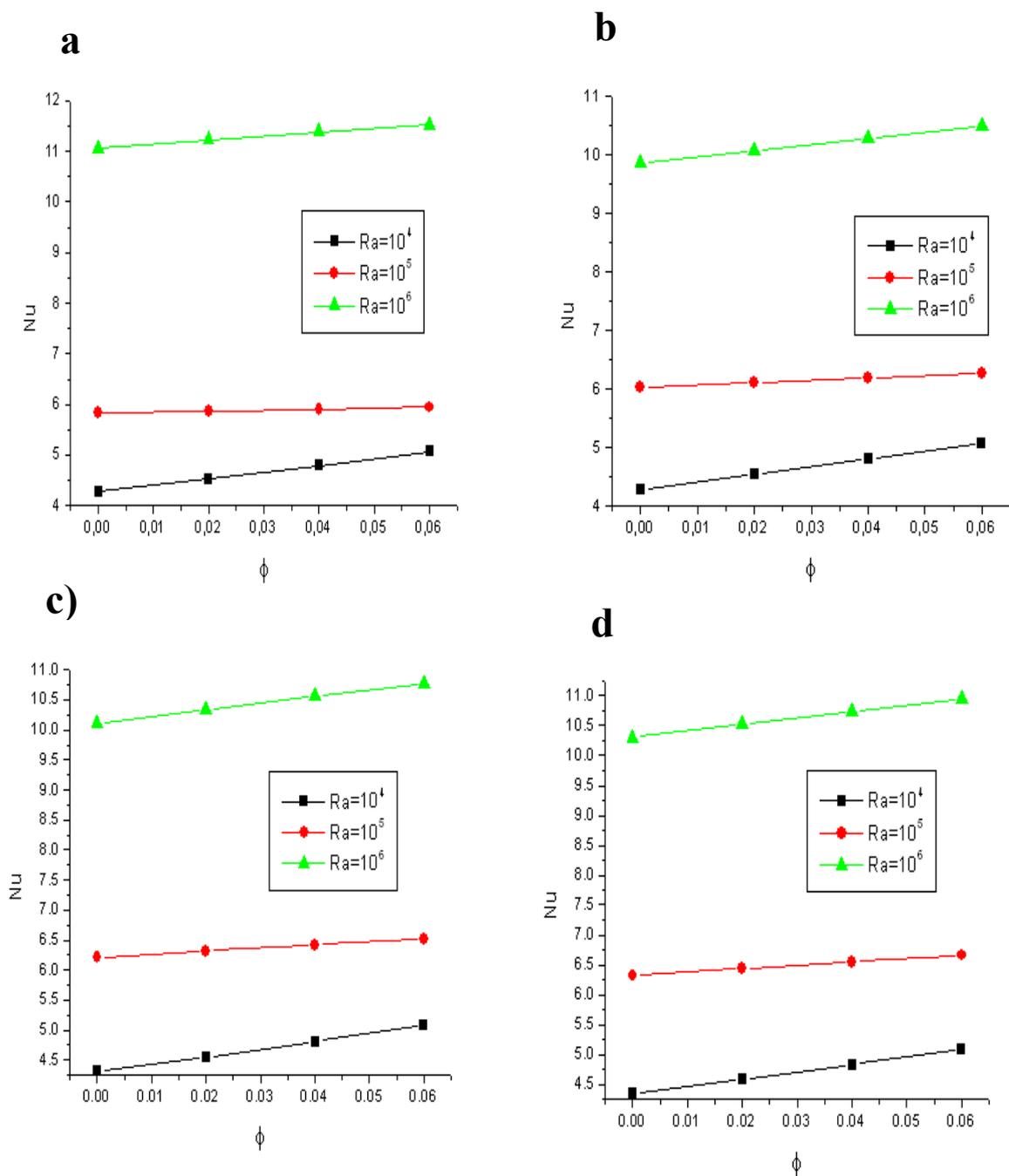


Figure (IV.8): Nombre de Nusselt moyen de la source de chaleur en fonction de ϕ ($0.0 \leq \phi \leq 0.06$) à (a) $\delta = 0$, (b) $\delta = 15$, (c) $\delta = 30$, (d) $\delta = 45$ et $\varepsilon = 0.6$

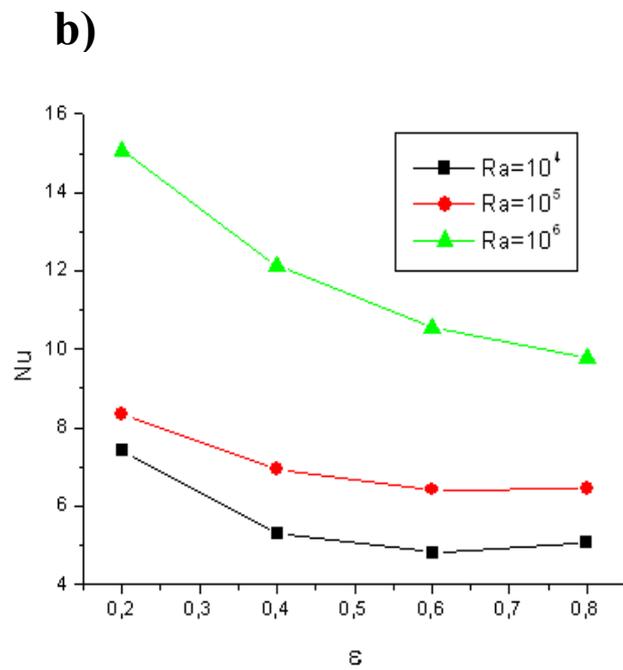
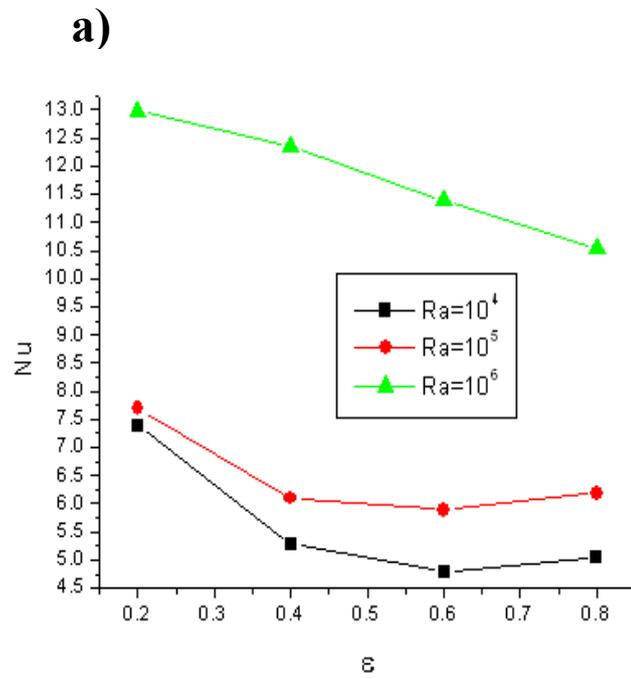


Figure (IV.9): Nombre de Nusselt moyen de la source de chaleur en fonction de ε ($0.2 \leq \varepsilon \leq 0.8$) à (a) $\delta = 0$, (b) $\delta = 30$, $\phi = 0.04$

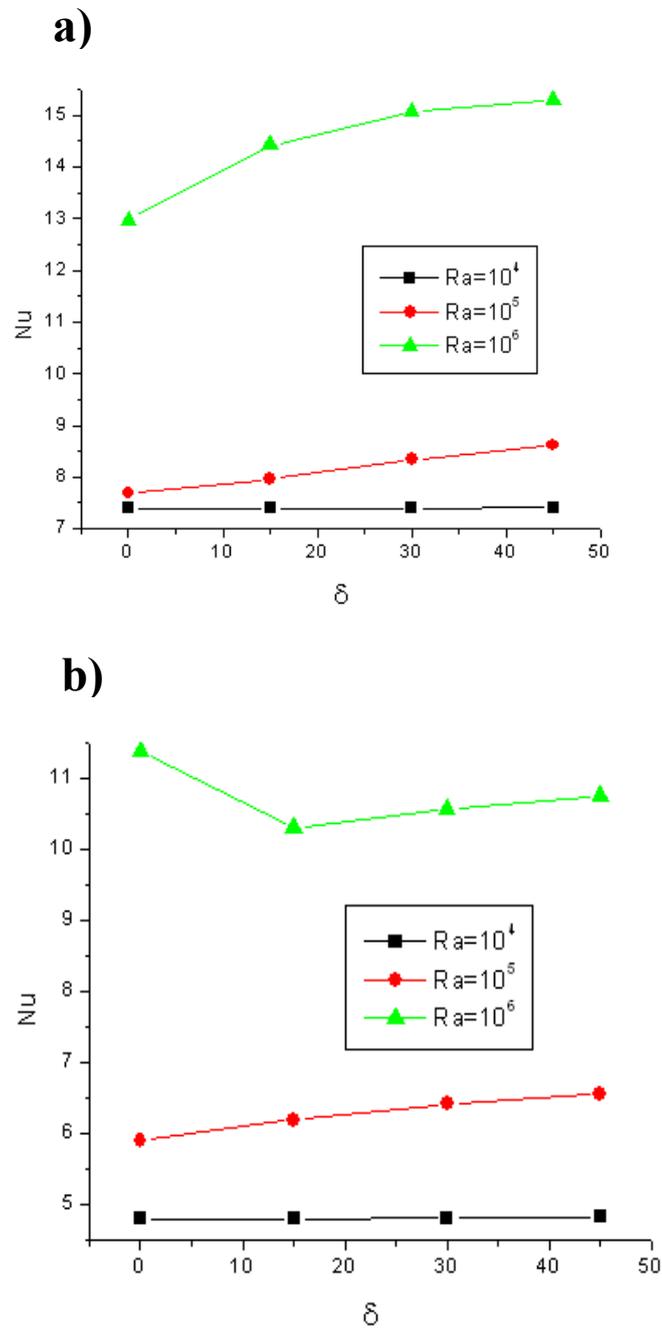


Figure (IV.10): Nombre de Nusselt moyen de la source de chaleur en fonction de δ ($0 \leq \delta \leq 45$) à $\phi = 0.04$ et (a) $\varepsilon = 0.2$, (b) $\varepsilon = 0.4$

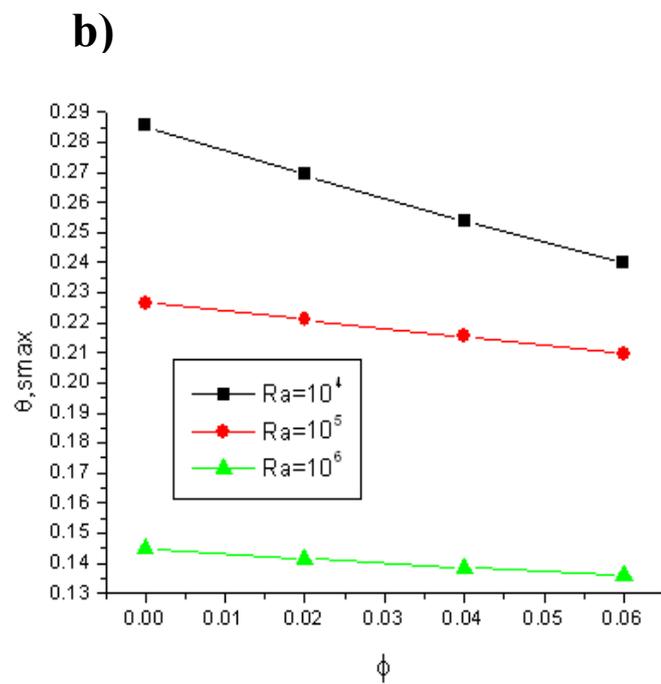
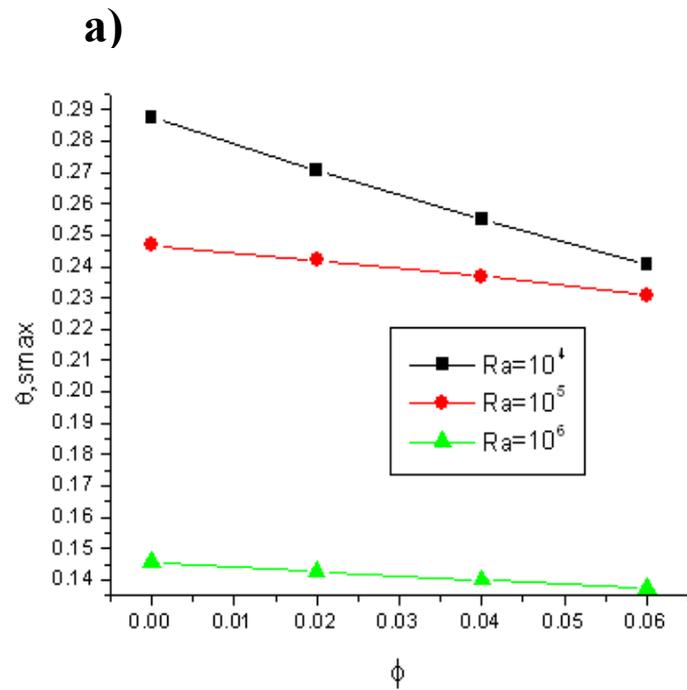
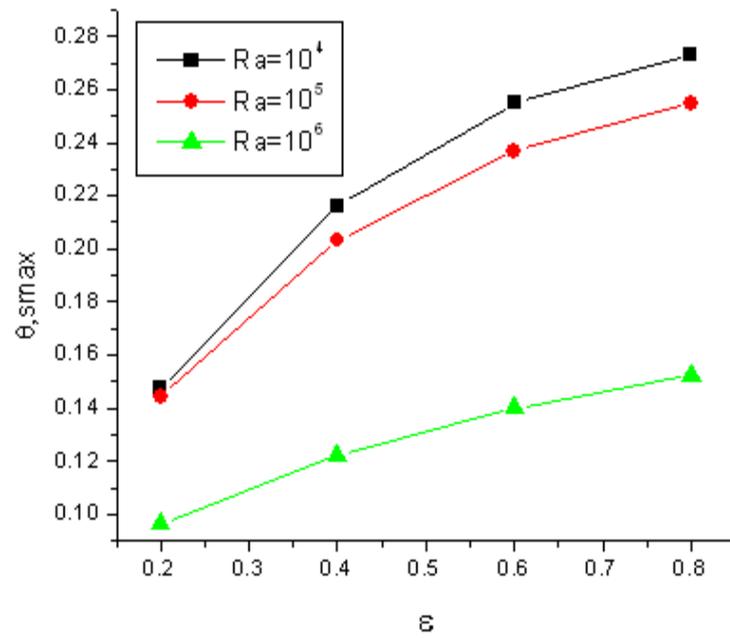


Figure (IV.11): Températures maximales adimensionnelles de la source de chaleur en fonction de ϕ ($0.00 \leq \phi \leq 0.06$) à (a) $\delta = 0$, (b) $\delta = 30$ et $\varepsilon = 0.6$

a)



b)

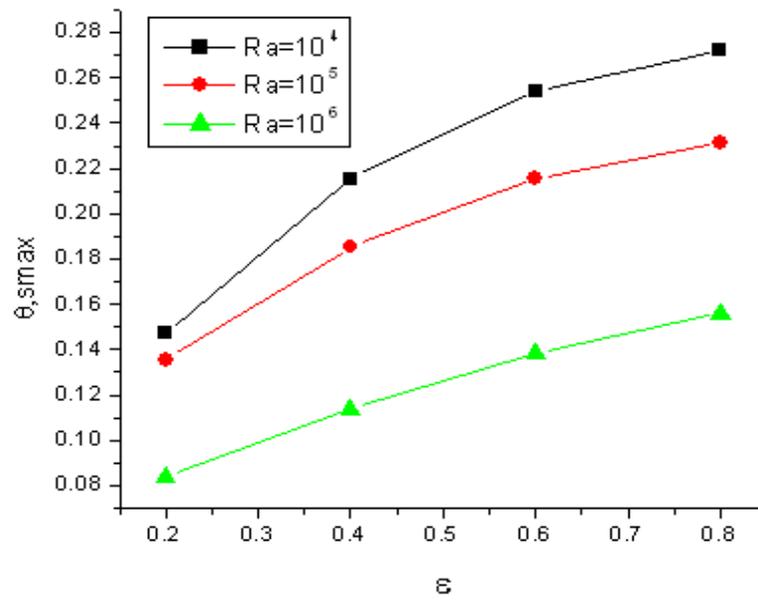


Figure (IV.12): Températures maximales adimensionnelles de la source de chaleur en fonction de ϵ ($0.2 \leq \epsilon \leq 0.8$) à (a) $\delta = 0$, (b) $\delta = 30$ et $\phi = 0.04$

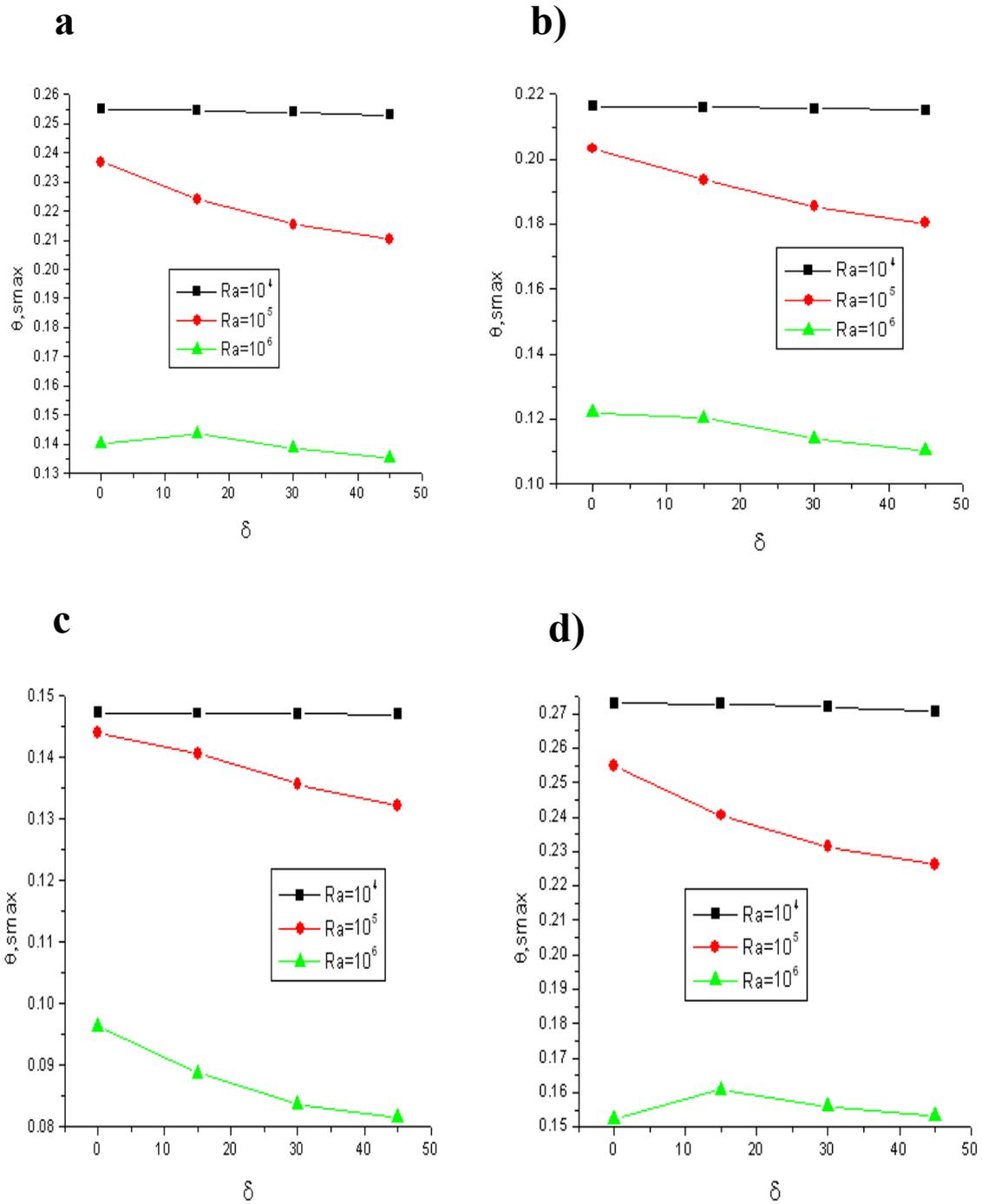


Figure (IV.13): Températures maximales adimensionnelles de la source de chaleur en fonction de δ ($0 \leq \delta \leq 45$) à $\phi = 0.04$ et (a) $\epsilon = 0.2$, (b) $\epsilon = 0.4$, (c) $\epsilon = 0.6$, (d) $\epsilon = 0.8$

IV.4.2. Nombre de Nusselt

IV.4.2.1. Effet de la fraction volumique solide

Le taux de transfert de chaleur est caractérisé par le nombre de Nusselt moyen Nu calculée le long de la zone active de la paroi de fond. **Figure (IV.8)** illustre la variation de Nu en fonction de la fraction volumique solide de nanofluide ϕ et le nombre de Rayleigh Ra . Pour toutes les valeurs de Ra , le taux de transfert thermique moyen de la source de chaleur augmente lorsque la fraction volumique solide augmente. Cette amélioration du transfert de chaleur est due à l'augmentation de la conductivité thermique effective du nanofluide, qui à son tour est due à l'augmentation des nanoparticules dans le fluide de base. On peut également remarquer de **figure (IV.8)**, que de faibles valeurs de $Ra(10^4)$ l'augmentation de ϕ est plus influente sur Nu qu'à des valeurs élevées de Ra . En d'autres termes, que l'on augmente la concentration des nanoparticules (Cu) dans l'eau, le pourcentage d'amélioration du transfert de chaleur diminue avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, par exemple: à un angle d'inclinaison de 0° , une augmentation de 6 % de la concentration des nanoparticules (Cu), augmente la nombre de Nusselt environ de 30 % à $Ra = 10^6$ et environ de 60% à $Ra = 10^4$. Ceci s'explique par le fait que les faibles valeurs de Ra correspondent à la conduction de chaleur (diffusion) des régimes dominés tandis que les valeurs élevées de Ra sont convection dominé et donc l'augmentation de la conductivité du fluide ne contribue pas beaucoup sur le taux du transfert de chaleur.

IV.4.2.2. Effet de l'angle d'inclinaison

Le nombre moyen de Nusselt est tracé en fonction de l'angle d'inclinaison sur la **figure (IV.9)**, pour une taille de source de chaleur allant de 0,2 à 0,8 et pour les trois nombres de Rayleigh $Ra = 10^4$, 10^5 et 10^6 . Tous les résultats correspondent à une fraction volumique solide $\phi = 0.04$. Pour $Ra = 10^4$, où le transfert de chaleur par conduction domine l'un par convection, il peut être remarqué que pour toutes les tailles de source de chaleur, l'angle d'inclinaison n'a pas d'effet significatif sur le taux de transfert de chaleur. Lors d'une valeur du nombre de Rayleigh 10^5 , où la convection est dominant, tous les figures montrent une augmentation du transfert de chaleur comme l'angle d'inclinaison augmente de 0 à 45° . A la valeur la plus élevée du nombre de Rayleigh 10^6 et pour une petite taille de la source de chaleur $\varepsilon = 0.2$, le taux du transfert de chaleur augmente avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison. Cependant, pour une plus grande taille de la source de chaleur ($\varepsilon > 0.2$), le

nombre de Nusselt diminue à une valeur minimale de $\delta = 15^{\circ}$, puis augmente à mesure que l'angle d'inclinaison augmente pour atteindre le transfert de chaleur maximum à $\delta = 45^{\circ}$.

IV.4.2.3. Effet de la longueur de la source de chaleur

Figure (IV.10) Montre la variation du nombre de Nusselt moyen pour les tailles de source de chaleur $\varepsilon=0.2$ à $\varepsilon=0.8$. Généralement l'augmentation de la longueur de la source de chaleur provoque le nombre de Nusselt moyen pour diminuer. Comme la taille augmente, les gradients de température dans le plan parallèle à la source diminuent et donc le nombre de Nusselt local (donnée par éq (III. 21)) diminue. Par conséquent, le nombre de Nusselt moyen (obtenu par éq(III. 22)) diminue. La diminution de Nu est le plus élevée à un nombre élevé de Rayleigh où les gradients de température à proximité de la région active prennent leurs valeurs les plus basses.

IV.4.3. La température maximale de la source de chaleur

IV.4.3.1. Effet de la fraction volumique solide

La température maximale adimensionnelle de la source de chaleur est représentée en fonction de la fraction volumique solide et des différents angles d'inclinaison dans la **figure (IV.11)**. Pour tous les calculs la taille de la source de chaleur est $\varepsilon = 0.6$. On peut noter que pour tous les angles d'inclinaison et pour tous les nombres de Rayleigh, la température maximale diminue avec l'augmentation de la fraction volumique solide. Lors d'une augmentation de la fraction solide, le transfert thermique est amélioré et le retrait de la chaleur à travers les parois froides augmente, ce qui conduit à une diminution de la température maximale. Pour de faibles valeurs de Ra, correspondant au régime conductif dominant, la chute de température est la plus élevée, alors que pour les hautes valeurs de Ra, correspondant au régime convectif dominant, la variation de la température est faible. Grâce à ces résultats, on peut noter l'importance de l'ajout de particules solides au fluide pur dans l'amélioration de l'efficacité du refroidissement de composants électroniques avec une réduction maximale de la température de la plaque chauffée, en particulier à faible nombre de Rayleigh.

IV.4.3.2. Effet de la longueur de la source de chaleur

La température maximale adimensionnelle de la source de chaleur est représentée en fonction de la taille de la source de chaleur et pour les différents angles d'inclinaison dans la **figure (IV.12)**. la fraction volumique solide dans le nanofluide est $\phi = 0.04$ pour tous les

calculs. On peut noter que pour tous les angles d'inclinaison et de Rayleigh, l'augmentation de la température maximale que l'augmentation de la taille de source de chaleur. Lorsque la taille de la source de chaleur augmente, le transfert de chaleur vers le fluide augmente par le terme de convection en raison des vitesses plus élevées, conduisant à une augmentation de la température maximale. Pour les valeurs élevées de Ra, l'augmentation de la température est la plus basse, alors que pour les faibles valeurs de Ra, le changement de température est la plus élevée.

IV.4.3.3. Effet de l'angle d'inclinaison

La température maximale adimensionnelle de la source de chaleur est représentée en fonction de l'angle d'inclinaison et de différentes tailles de source de chaleur sur la **figure (IV.13)**. La fraction volumique solide dans le nanofluide est $\phi = 0.04$ pour tous les calculs. On peut noter que pour tous les angles d'inclinaison et de Rayleigh, la température maximale diminue lorsque l'angle d'inclinaison augmente. Lorsque l'angle d'inclinaison augmente, le transfert thermique est amélioré et le retrait de chaleur à travers les parois froides augmente, ce qui conduit à une diminution de la température maximale. Pour de faibles valeurs de Ra, la chute de température est la plus basse. Pour des valeurs élevées de Ra, et une taille de source de chaleur de 0.2, la baisse de la température est la plus élevée à $Ra = 10^6$, alors que pour les tailles de source de chaleur restants, la chute de température est la plus élevée à $Ra = 10^5$. A $Ra = 10^6$ et tailles de source de chaleur supérieure à 0,2, la baisse de température est faible.

IV.5. Conclusion sur l'application I

Le flux et le transfert de chaleur par convection naturelle dans une cavité triangulaire isocèle avec une paroi inférieure partiellement active ont été étudiés numériquement. Les paramètres étudiés sont la nature du fluide (eau pure ou nanofluide), la fraction volumique solide, l'angle d'inclinaison et la longueur de la source de chaleur ainsi que le nombre de Rayleigh. Les résultats obtenus nous ont permis de tirer les conclusions suivantes :

- ✚ Une augmentation du nombre de Rayleigh donne lieu à une augmentation des vitesses de flux et donc à une meilleure évacuation de la chaleur. Dans ce cas, la température maximale de la source de chaleur est réduite.
- ✚ Une augmentation de l'angle d'inclinaison est favorable à l'enlèvement de chaleur, car elle augmente la durée de la flottabilité dans l'équation de quantité de mouvement.

- ✚ Effets de la fraction volumique solide sont perceptibles, en particulier au faible nombre de Rayleigh correspondant au régime de conduction pure.
- ✚ Comme une augmentation de la taille de la source de chaleur, plus de chaleur entre. Dans l'enceinte (car Q est proportionnelle à la surface), ce qui conduit à une augmentation de la température du fluide près de la surface. Les forces de poussée et donc les vitesses d'écoulement sont ainsi augmentées.
- ✚ Une valeur critique pour l'angle d'inclinaison de $\delta = 15^0$ est trouvée pour laquelle la température maximale du fluide au contact de la source de chaleur est la plus élevée.

Annexe :

Publication émanant de ce travail

Ce présent travail a fait l'objet d'une publication internationale dans *Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Heat Mass Transfer (2013) 49:1319–1331* (Issam Rezaiguia, Mahfoud Kadja, Ridha mebrouk, Nouredine Belghar)

L'intitulé de l'article est:

Numerical computation of natural convection in an isosceles triangular cavity with a partially active base and filled with a Cu–water nanofluid

Application II

Étude du transfert de chaleur conjugué dans les microcanaux utilisant des nanofluides à propriétés thermophysiques variables et à comportement rhéologique non Newtonien

Le présent chapitre présente les résultats d'une étude numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur conjugué (par convection dans le fluide et par conduction dans le solide) dans un microcanal ayant une section transversale. Les aspects suivants ont été étudiés:

- Comportement hydrodynamique et thermique de l'échangeur de chaleur monophasique à microcanaux.
- Amélioration du transfert de chaleur grâce à l'utilisation de nanofluides.
- Etude de la sensibilité paramétrique des micro-canaux à nanofluides (teneur en matières solides, géométrie des canaux)
- Sensibilité des résultats à la dépendance des propriétés thermophysiques sur la température.

Les sections **V.1** et **V.2** présentent la procédure numérique et la validation du code de calcul. Les sections restantes (**V.3-V.7**) présentent les résultats et discussion, et la conclusion.

V.1. Méthode Numérique

Dans cette étude, les équations adimensionnelles régissant (III.33)-(III.38) (voir chapitre III) avec leurs conditions aux limites sont résolues en utilisant la méthode des volumes finis. L'algorithme SIMPLE (semi-implicit method for pressure linked equations) de **Patankar [118]** est utilisé pour déterminer le champ de pression, tandis qu'un schéma amont du premier ordre est utilisé pour discrétiser les termes de convection dans les équations de quantité de mouvement et d'énergie. La grille pour le domaine de calcul est faite de 30x50x60 cellules quadrilatérales structures (**Fig (III.6)**). Elle a été obtenue avec le mailleur GAMBIT. Le maillage est raffiné dans toutes les régions de grandes variations des caractéristiques du nanofluide ou du dissipateur thermique.

Cette grille a été choisie après avoir effectué des tests de sensibilité des résultats de calcul à la grille. Une grille grossière (16x26x30) a donné une différence d'environ 2% par rapport au

nombre de Nusselt moyen calculé avec la grille 30x50x60 alors que les résultats d'une grille fine (46x76x90) ne diffèrent que de 0,1%. Le critère de convergence pour toutes les équations algébriques régissant, qui ont été résolues de manière itérative en utilisant la méthode ligne par ligne, est fixé à 10^{-6} pour toutes les variables.

V.2. Validation du code de calcul

Afin de valider la méthode de simulation actuelle, les résultats numériques pour $\Delta T = T_{out} - T_{in}$ ont été comparés à la valeur de ΔT obtenue au moyen d'un bilan énergétique global permanent (1ère loi de la thermodynamique) entre l'entrée du canal et sa sortie, ce qui donne:

$$\rho_{in} U_{avein} C_{Pin} A_{in} (T_{out} - T_{in}) = q_w A_w \quad (\mathbf{a})$$

où A_w est la surface de la face inférieure à travers laquelle la chaleur entre. La **figure (V.7)** montre l'augmentation de la température du nanofluide, calculée en fonction du nombre de Reynolds, et les valeurs théoriques calculées en utilisant l'équation **(a)**. On peut voir que les résultats prédits concordent très bien avec les valeurs théoriques.

V.3. Résultats et Discussions

V.3.1. Isothermes dues à un flux thermique de 500 kW/m²

La variation de la température de sortie du nanofluide en fonction du nombre de Reynolds pour un flux thermique de 500 kW/m² à travers la paroi inférieure du dissipateur est montrée dans les **figures (V.2a)** et **(V.2b)** pour $Re = 200$ et 1800 respectivement. On peut remarquer que l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne un meilleur refroidissement, car le débit du fluide augmente ainsi que le coefficient de transfert thermique convectif. Il est donc préférable d'augmenter le plus possible le nombre de Reynolds dans ce type d'échange thermique.

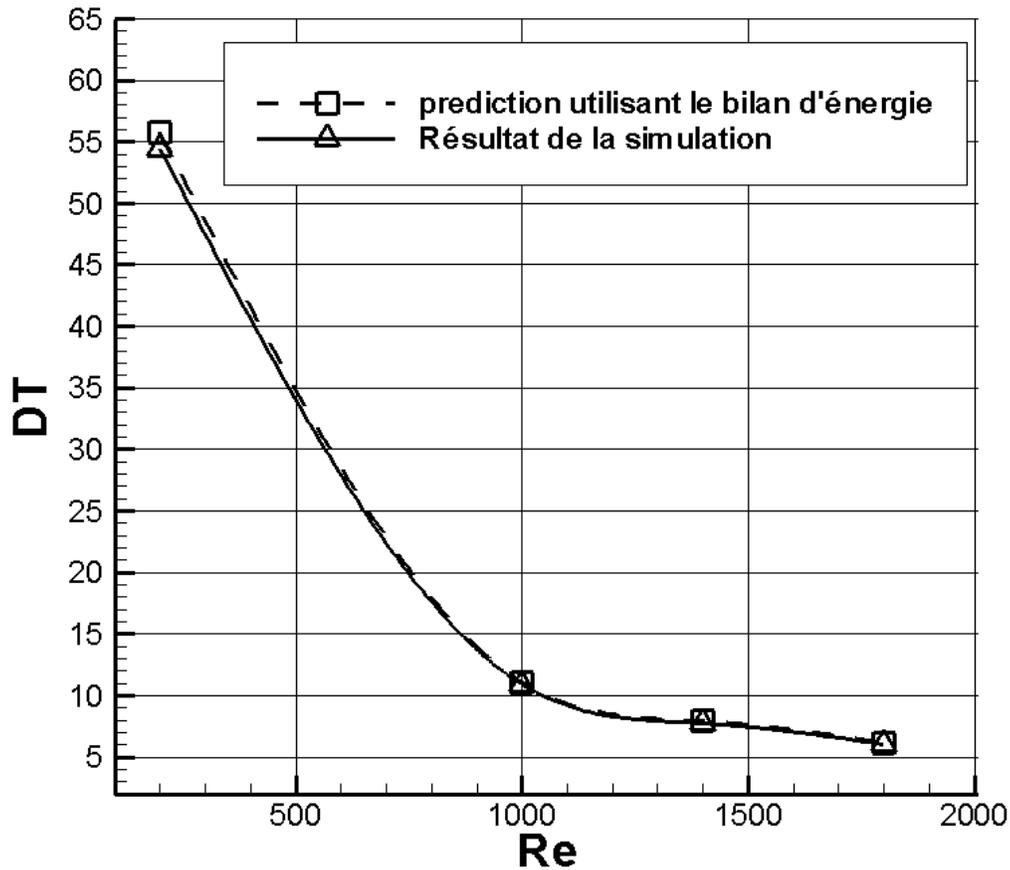


Figure (V.1) : L'élévation de température entre l'entrée et la sortie du dissipateur de chaleur pour un nanofluide avec $\phi_p = 4\%$

V.3.2. Distribution de température dans la section médiane du dissipateur thermique

Figure (V.4) montre la variation de la température le long de la première ligne appartenant au plan médian X-Y et traversant le nanofluide (c'est à dire la ligne $Z=1.5e^{-2}$ m, voir **Figure (V.3)**). On remarque une température maximale au niveau de la paroi inférieure du puits thermique, paroi à travers laquelle la chaleur rentre. Ensuite Il y a une variation linéaire de la température au sein du puits thermique en cuivre. Dans le fluide, le profil de température est parabolique, mais la température à la paroi inférieure du canal est supérieure à celle à la paroi supérieure. Dans la partie supérieure du puits thermique, la température est presque constante.

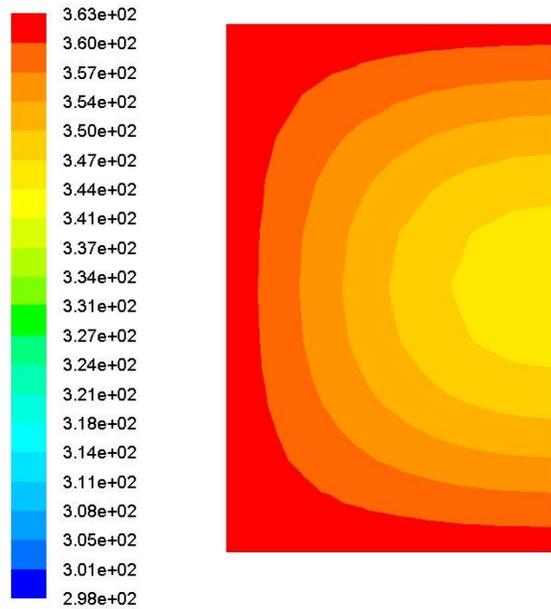


Figure (V.2.a) : Isothermes à la sortie du microcanal correspondantes à $Re = 200$, $\phi_p = 4\%$

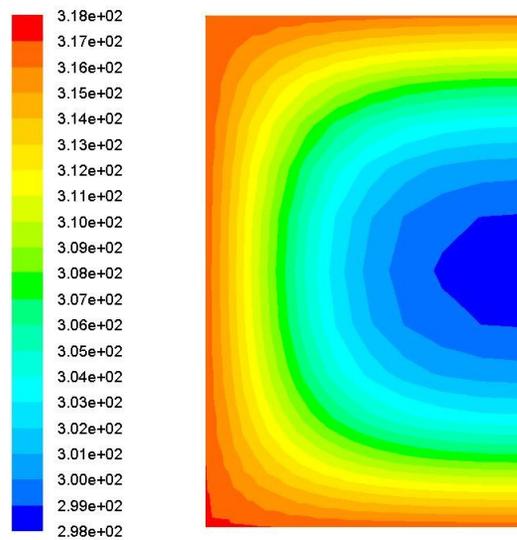


Figure (V.2.b) : Isothermes à la sortie du microcanal correspondantes à $Re = 1800$, $\phi_p = 4\%$

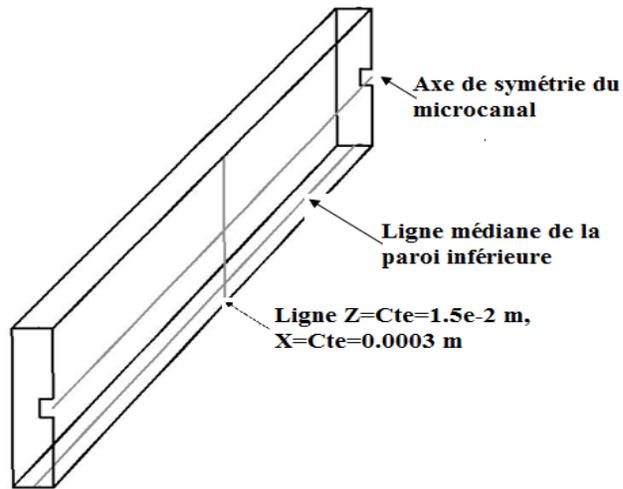


Figure (V.3) : Lignes le long desquelles sont représentées les distributions de températures (Figure.V.4, V.5 et V.6)

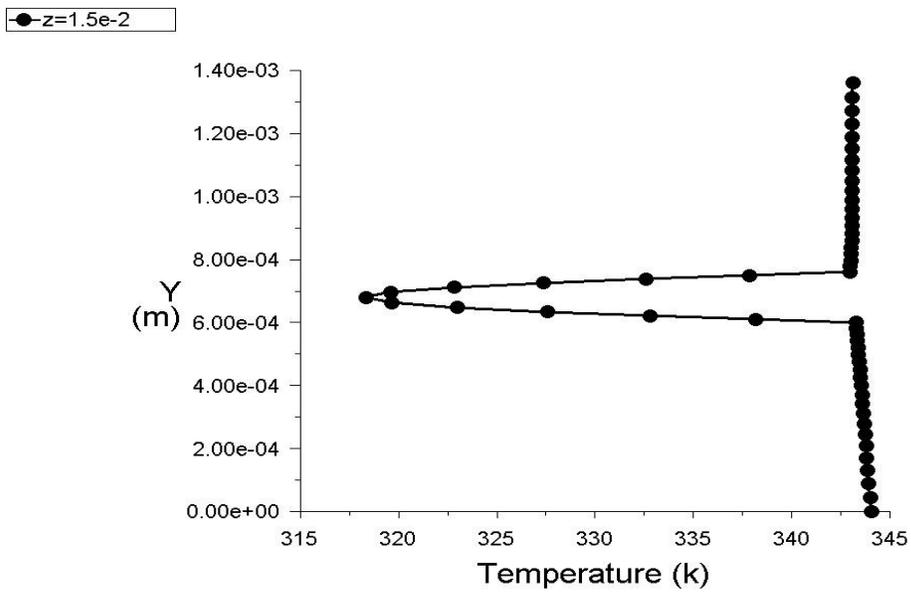


Figure (V.4) : Température au milieu du dissipateur (le long de la ligne z=constante=1.5e-2 m, x=constante=0,0003 m) à $Re = 200$, $\phi_p = 4\%$

V.3.3. Variation de la température du fluide le long du plan de symétrie du Microcanal

La **Figure (V.5)** montre la distribution de la température sur l'axe le long du plan de symétrie du microcanal (voir **Figure (V.3)**). On peut remarquer l'échauffement progressif du fluide quand il avance dans le microcanal. La température s'élève de 298 K à l'entrée du microcanal jusqu'à 344.711 K quand le fluide quitte le microcanal.

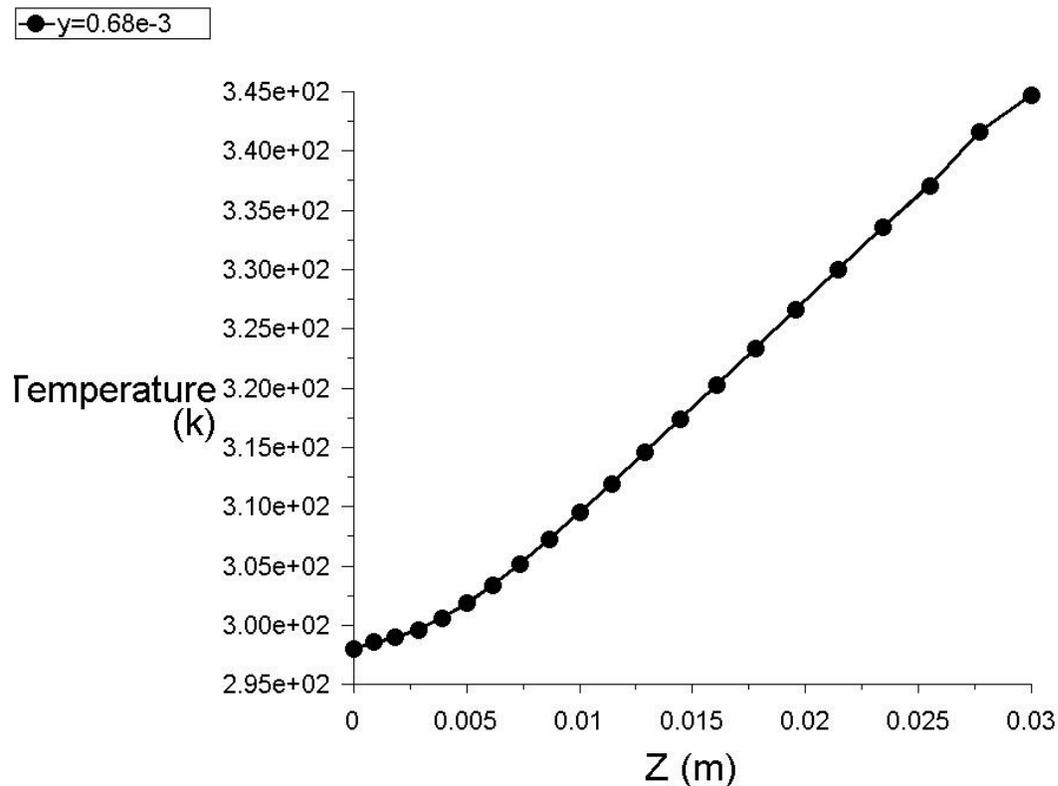


Figure (V.5) : variation axiale de la température du fluide le long du plan de symétrie du microcanal

V.3.4. Distribution de température dans la ligne médiane de la paroi inférieure (Y=0 m)

Figure (V.6) : montre la distribution de température sur la ligne médiane de la paroi inférieure du microcanal (voir **Figure (V.3)**). On Remarque que lorsqu'on impose un flux constant

(500 kW/m²), la température de la paroi inférieure du puits thermique n'est pas uniforme en fonction de z mais augmente progressivement, de l'entrée du microcanal ($z=0$) jusqu'à la sortie. Il y a une variation presque linéaire d'une température minimale de 318,362 K à une température maximale de 363,437 K.

V.3.5. PROFILS DE VITESSE LE LONG DU PLAN DE SYMMÉTRIE

Pour un nombre de Reynolds de 200, la **figure (V.7)** montre les profils de la vitesse, qui changent d'un profil uniforme à l'entrée du canal vers un profil développé de forme parabolique à la sortie du canal.

V.3.6. Variation de la température le long du microcanal

La **figure (V.8)** montre la variation de la température du fluide à mesure qu'il avance dans le canal. Les profils représentés correspondent à l'entrée, au milieu et à la sortie du canal. La température du fluide à l'entrée est uniforme. Le fluide se réchauffe progressivement car il entre en contact avec les parois chaudes du canal. Le fluide en contact avec les parois des canaux se réchauffe en premier, puis la chaleur est transportée progressivement vers le milieu du canal jusqu'à ce que le profil de température devienne parabolique.

V.4. Résultats avec des propriétés dépendantes de la température

Les calculs de l'écoulement et du transfert de chaleur ont été faits pour quatre cas:

- ✚ Cas 1: un nanofluide avec une fraction volumique solide $\phi_p = 0\%$, c'est à dire l'eau pure.
- ✚ Cas 2: un nanofluide avec une fraction volumique solide $\phi_p = 1\%$
- ✚ Cas 3: un nanofluide avec une fraction volumique solide $\phi_p = 4\%$
- ✚ Cas 4: un nanofluide avec une fraction volumique solide $\phi_p = 1\%$, et des propriétés thermophysiques constantes.

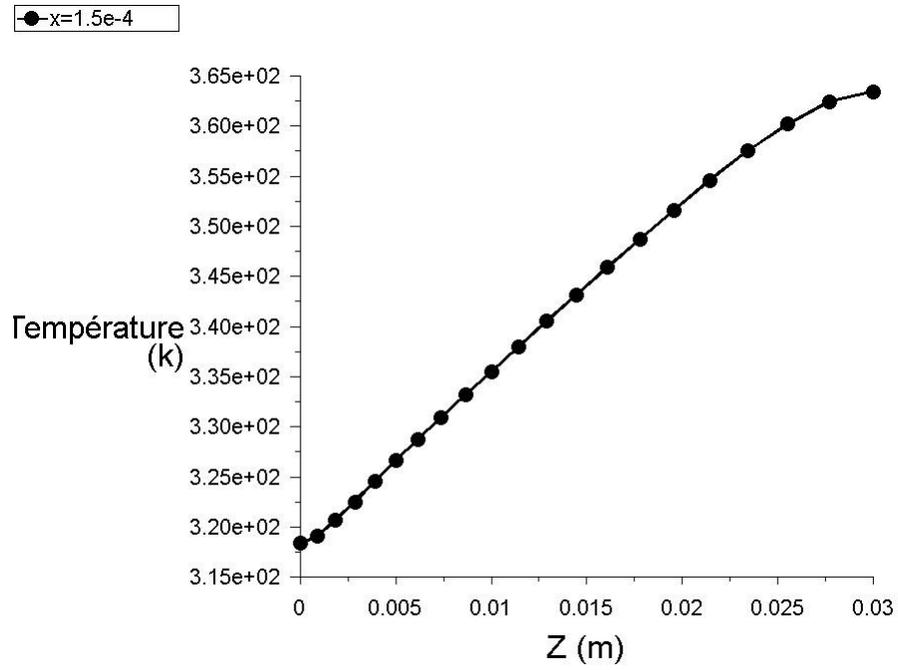


Figure (V.6) : variation de la température du solide le long de la paroi inférieure du microcanal

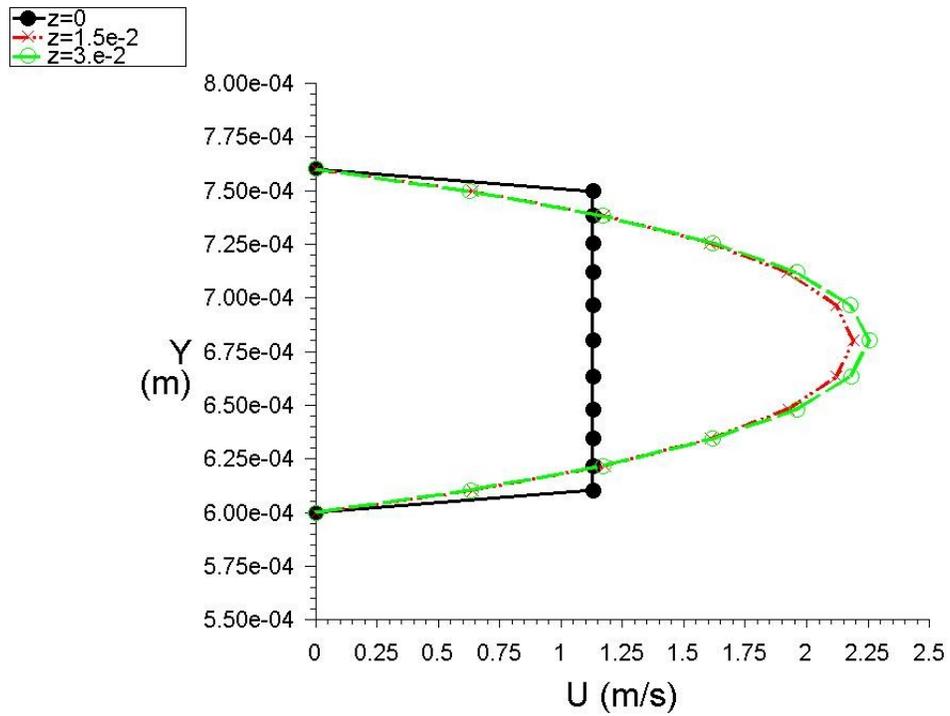


Figure (V.7) : variation des profils de vitesse le long du microcanal

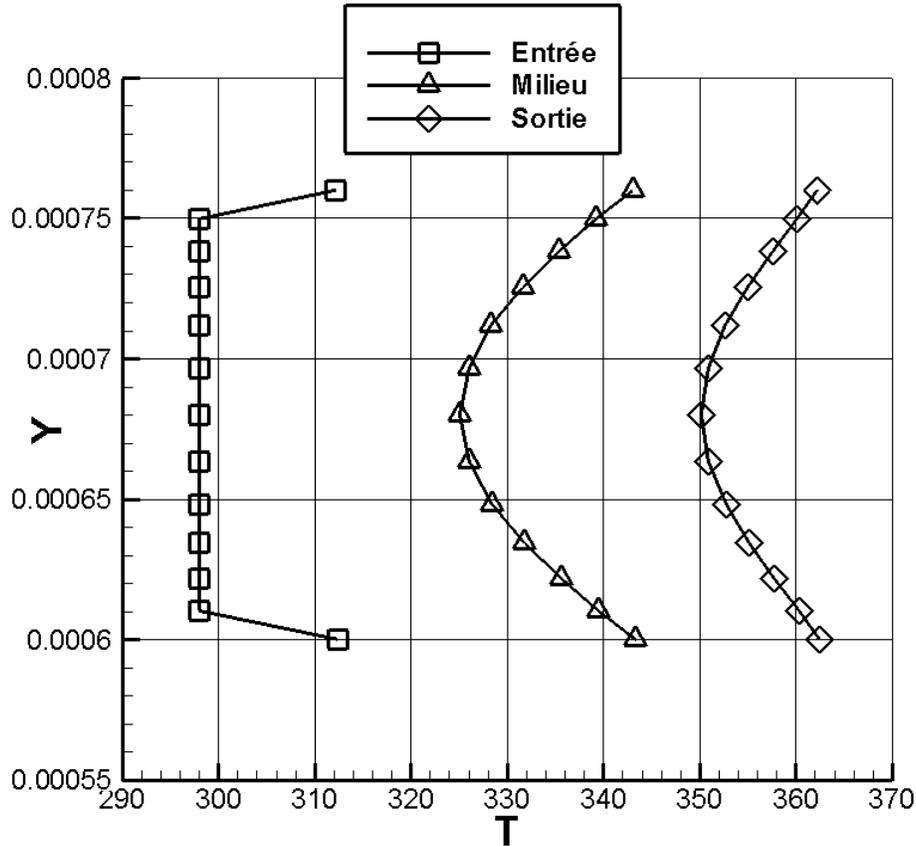


Figure (V.8) : Les profils de température le long du canal pour un nanofluide avec $\phi_p = 4\%$

Les **figures (V.11) et (V.10)** montrent l'évolution des propriétés dans la direction z . La masse volumique et la viscosité moléculaire diminuent le long de la direction du fluide puisque la température du fluide augmente. La diminution de la masse volumique est inférieure à 0,5%, tandis que celle de la viscosité est inférieure à 30%. La conductivité thermique augmente avec la température, l'accroissement entre l'entrée et la sortie est inférieure à 8%. La chaleur spécifique passe par une valeur minimale à peu près au milieu du canal, ensuite elle augmente vers une valeur qui diffère de $2.e-3\%$ de sa valeur d'entrée. La diminution maximale de C_p ne dépasse pas $1.3e-2\%$. La **figure (V.11)** montre le nombre de Nusselt moyen calculé en fonction du nombre de Reynolds. Pour une fraction volumique donnée de nanoparticules, le nombre de Nusselt augmente à mesure que l'on augmente le nombre de Reynolds de 200 à 1800.

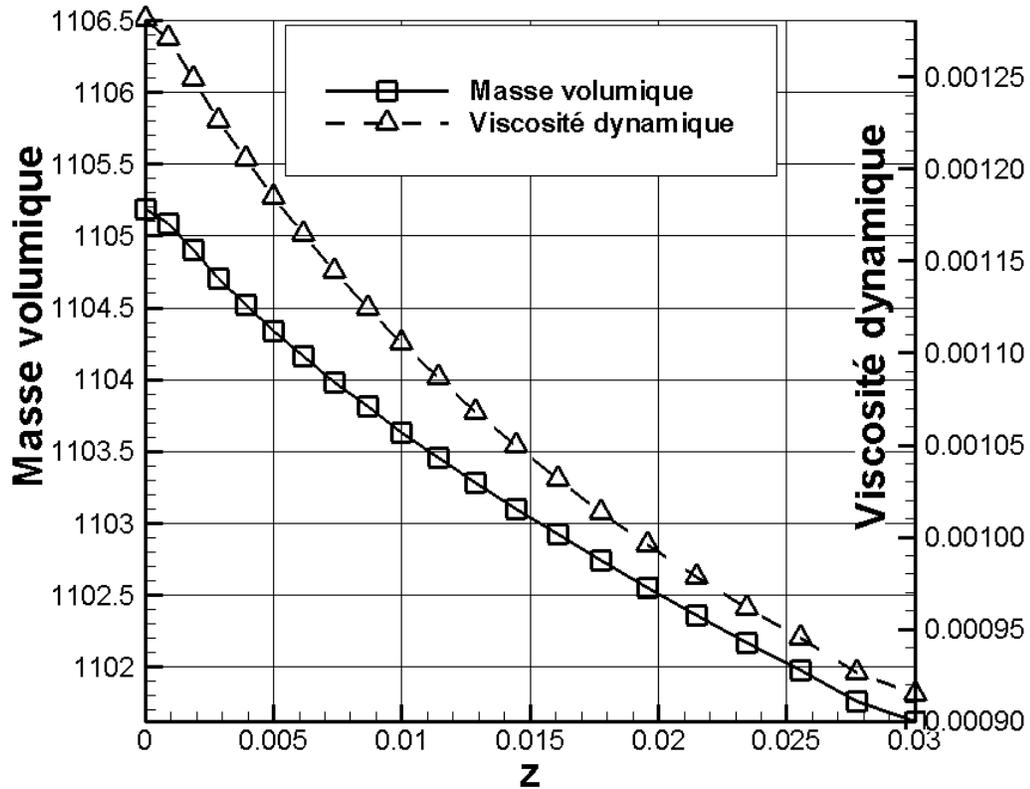


Figure (V.9) : Variation des propriétés du fluide le long d'une ligne du maillage $x=cste, y=cste$, pour un nanofluide avec $\phi_p = 4\%$.

Pour un nombre de Reynolds donné, le nombre de Nusselt augmente à mesure que l'on augmente la valeur de ϕ_p de 0% (eau pure) à 1% puis à 4%. Ceci confirme l'agrandissement du transfert de chaleur par les nanofluides. Cependant, cette amélioration n'est pas sans inconvénients, dont l'un est représenté dans la **Figure (V.12)**, qui illustre la variation des pertes de charge en fonction du nombre de Reynolds et de la fraction en volume de nanoparticules. Comme on peut le constater, la chute de pression, est considérable à des fractions de volume élevées, en particulier aux nombres de Reynolds élevés. Le cas 4 a été calculé afin de comparer les résultats obtenus avec des propriétés variables à ceux obtenus avec des propriétés constantes. Il a été constaté que les calculs qui prennent en considération la variation des propriétés en fonction de la température donnent des valeurs du nombre de Nusselt jusqu'à 30% supérieures à celles correspondantes aux propriétés constantes.

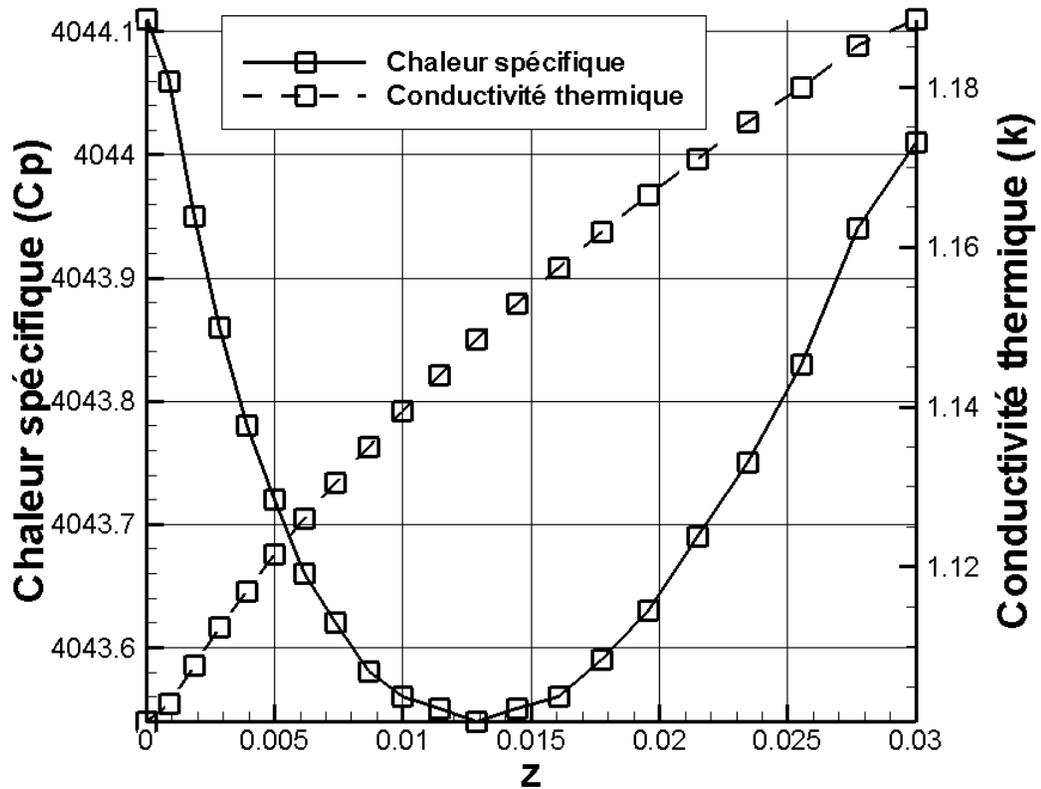


Figure (V.10) : Variation des propriétés du fluide le long d'une ligne du maillage $x=cte, y=cte$, pour un nanofluide avec $\phi_p = 4\%$.

V.5. Résultats avec des Géométries de canaux différentes

Une première comparaison a été faite entre trois géométries d'entrée différentes afin de voir l'effet sur l'amélioration du transfert de la chaleur et sur la chute de pression.

- ❖ Cas 1: entrée elliptique
- ❖ Cas 2: entrée rectangulaire
- ❖ Cas 3: entrée trapézoïdale

Toutes les entrées ont la même section d'écoulement, c'est-à-dire: $32.e-9 \text{ m}^2$.

Les calculs ont été effectués pour $Re = 1800$ et un nanofluide ayant $\phi_p = 4\%$. Les résultats sont montrés dans la **Figure (V.13)**. En termes de transfert de chaleur, la forme trapézoïdale donne les

meilleurs résultats, suivie par la forme rectangulaire. Mais, en termes de chute de pression, l'entrée elliptique est la meilleure suivie par la section rectangulaire. La différence en pourcentage de perte de charge entre les formes trapézoïdales et les formes rectangulaires, est de 4,4%, tandis que la différence en pourcentage dans le nombre de Nusselt est seulement de 0,6%. L'entrée rectangulaire semble donc le meilleur compromis parmi les trois géométries testées.

Une deuxième comparaison a ensuite été faite entre les entrées circulaires et rectangulaires, pour $Re = 1800$ et $\phi_p = 1\%$. La distribution de pression le long de l'axe est représentée sur la **Figure (V.14)**. La chute de pression pour un microcanal à entrée circulaire est nettement inférieure à celle d'un microcanal à entrée rectangulaire. Toutefois, le nombre de Nusselt pour la section circulaire s'est révélée être de 1,4% inférieur à celui de la section rectangulaire.

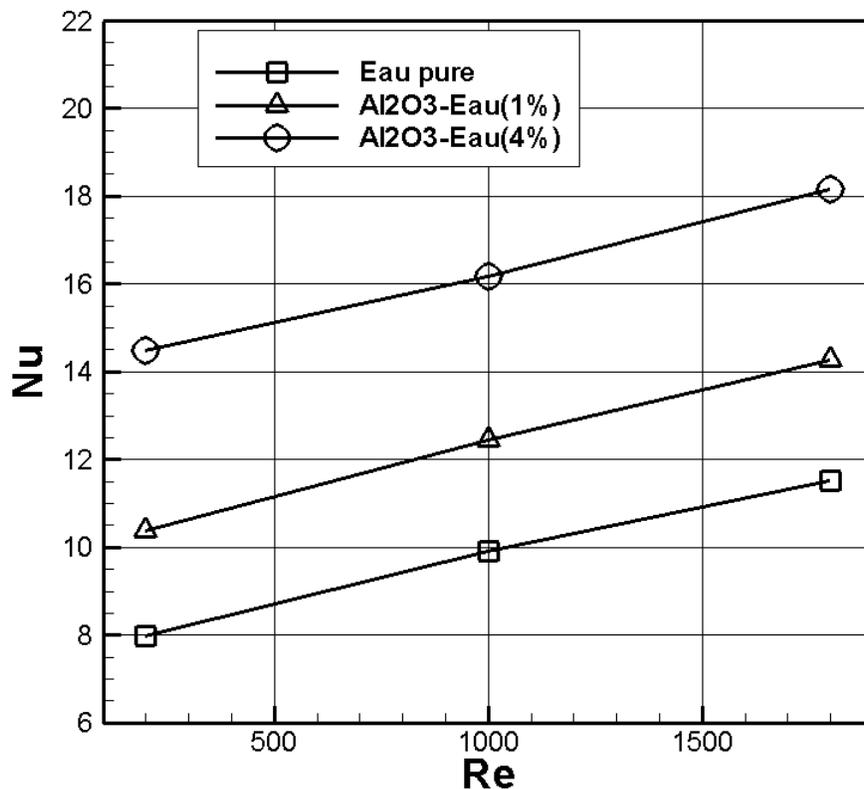


Figure (V.11) : Nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds et de la fraction volumique de nanoparticules.

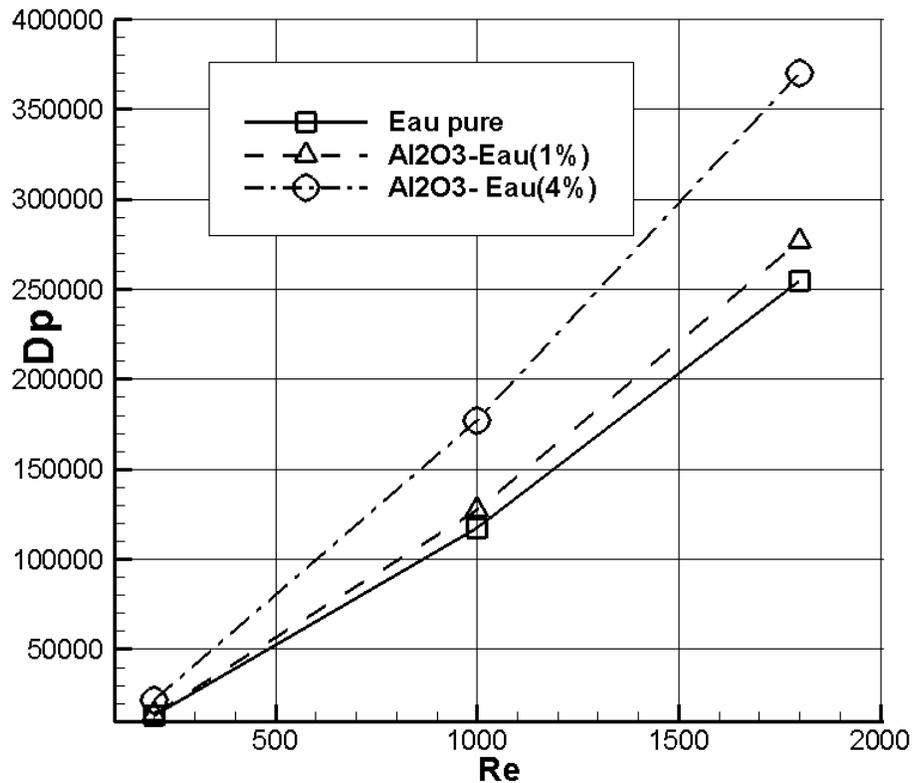


Figure (V.12) : Variation de la chute de pression en fonction du nombre de Reynolds et de la fraction volumique de nanoparticules

V.6. Résultats avec comportement rhéologique non-newtonien des nanofluides

L'échantillon fluide utilisé pour la comparaison est un nanofluide de concentration 1% s'écoulant à un nombre de Reynolds $Re = 1800$, à travers des microcanaux à entrées rectangulaires. La rhéologie en loi de puissance est adoptée pour décrire les caractéristiques non-newtoniennes de l'écoulement:

$$\mu = m\dot{\gamma}^{n-1}$$

Où $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement, m est le coefficient de consistance du fluide ($m = 0,0023$) et n l'indice du comportement de l'écoulement ($n=0,83$). m et n tous les deux dépendent de la fraction volumique des nanoparticules. Leurs valeurs ont été données par **Santra et al [30]** et **Putra et al [121]**.

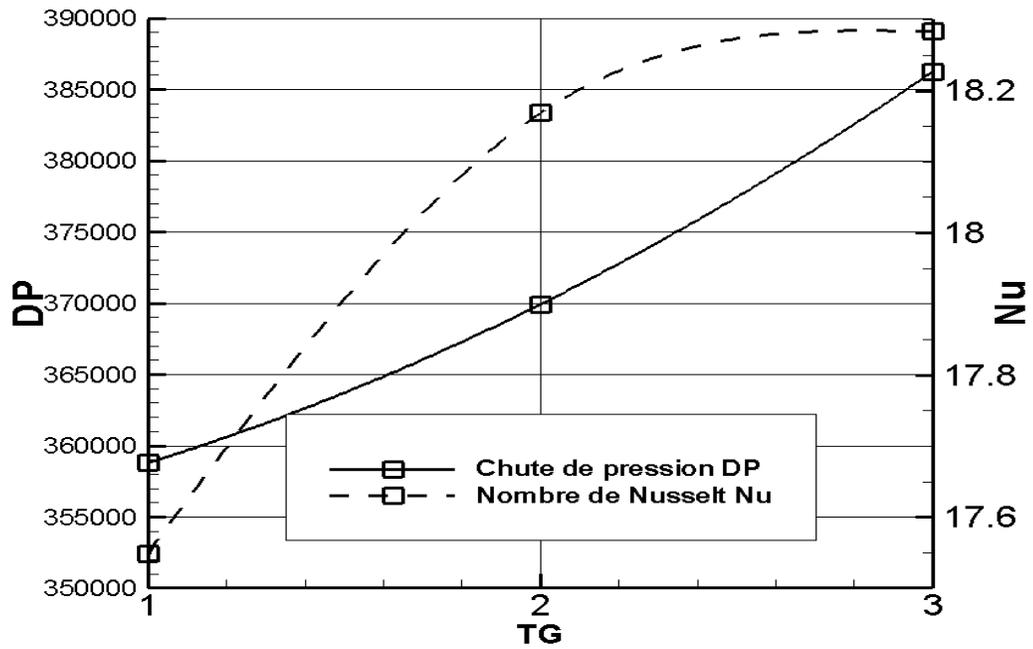


Figure (V.13) : Effet du type de la géométrie de la section d'entrée du canal sur la valeur de Nu et DP (1: Entrée elliptique 2: Entrée rectangulaire 3: Entrée trapézoïdale)

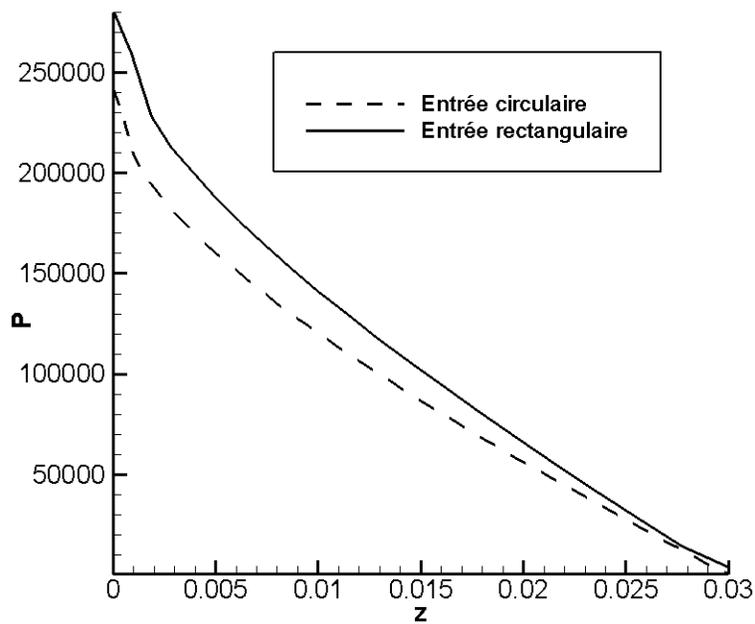


Figure (V.14) : Variation de la pression le long de l'axe pour les entrées rectangulaires et circulaires, à $Re = 1800$ et $\phi_p = 1\%$

Les **figures (V.15) et (V.16)** montrent, pour un fluide non-newtonien, les profils de viscosité, et les profils de vitesse longitudinale correspondants, à quatre stations le long du plan de symétrie ($z=0$) pour des microcanaux à entrée rectangulaire, à $Re = 1800$ et $\phi_p = 1\%$. On peut remarquer le comportement d'amincissement du cisaillement du nanofluide. La viscosité étant faible près des parois (où les gradients de vitesse et le cisaillement ont les valeurs les plus élevées) et élevée dans la partie centrale (où les gradients de vitesse et le cisaillement ont les valeurs les plus faibles). Comme conséquence de ce comportement d'amincissement du cisaillement, la viscosité diminue lorsque l'écoulement se développe le long du canal. La **figure (V.16)** montre le développement progressif de l'écoulement le long du canal. Cependant, en raison de la faible viscosité du fluide non newtonien, le profil à n'importe quelle station est moins développé que lorsque le fluide est supposé newtonien. Ceci est clairement visible sur la **figure (V.17)** qui montre les profils de la composante W de la vitesse dans deux stations ($z=0,05$ et $z=0,03$), le long du plan de symétrie, pour les deux échantillons d' Al_2O_3 newtoniens et non newtoniens.

Enfin, la comparaison des valeurs de Nu_{ave} et ΔP pour les échantillons newtoniens et non newtoniens des nanofluides d' Al_2O_3 ont révélé une augmentation de 8% de la valeur du Nu_{ave} et une diminution de 204% de la valeur de ΔP lorsque nous changeons d'un fluide newtonien à un fluide non newtonien.

V.7. Conclusion sur l'application II

L'écoulement et le transfert de chaleur par convection forcée dans un microcanal ont été étudiés numériquement. Les paramètres étudiés sont la nature du fluide (de l'eau pure ou nanofluide), la fraction volumique solide, le nombre de Reynolds et la géométrie de l'entrée de canal (elliptique, rectangulaire et trapézoïdal). La dépendance des propriétés des fluides sur la température a été prise en compte. A la fin de l'étude, une comparaison a été faite entre les résultats obtenus en considérant la rhéologie newtonienne et ceux obtenus avec un comportement rhéologique non Newtonien du même échantillon nanofluide. Les résultats obtenus nous ont permis de tirer les conclusions suivantes:

- ✚ Le transfert de chaleur est augmenté par des valeurs allant jusqu'à 30% si l'on tient compte de la variation des propriétés du nanofluide avec la température.

- ✚ 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.
- ✚ Les effets de la fraction volumique solide sont perceptibles, en particulier à nombres de Reynolds élevés.
- ✚ Lorsqu'on varie la forme du canal, le nombre de Nusselt et la chute de pression tous les deux augmentent. Toutefois le pourcentage d'augmentation de la chute de pression est beaucoup plus grand que celui du nombre de Nusselt. Cela nous a permis de choisir la forme rectangulaire comme un meilleur compromis, donnant un bon nombre de Nusselt à un coût raisonnable en termes de chute de pression.
- ✚ L'hypothèse d'un comportement rhéologique non newtonien de nanofluides donne des nombres de Nusselt plus élevés et des chutes de pression beaucoup plus faibles.

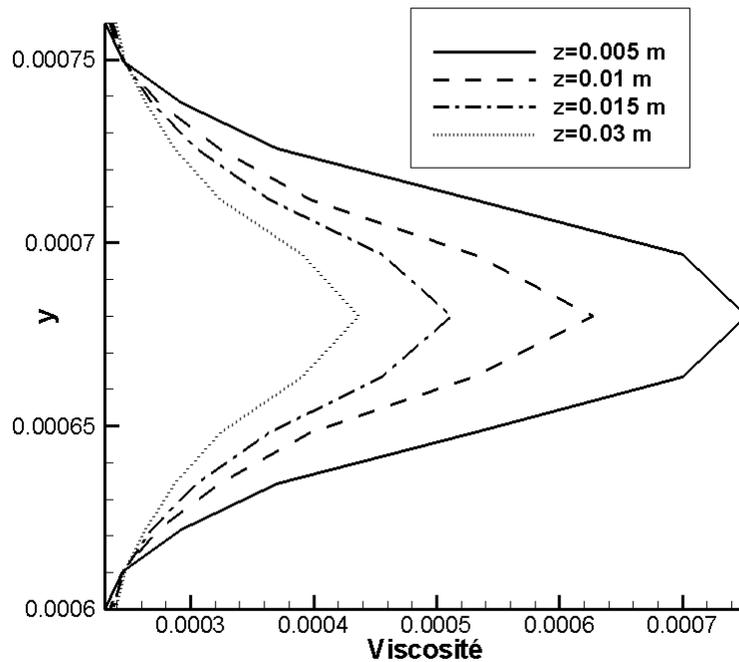


Figure (V.15) : Profils de la viscosité à quatre stations le long de l'axe pour les entrées rectangulaires, à $Re = 1800$ et $\phi_p = 1\%$, pour un fluide non-newtonien

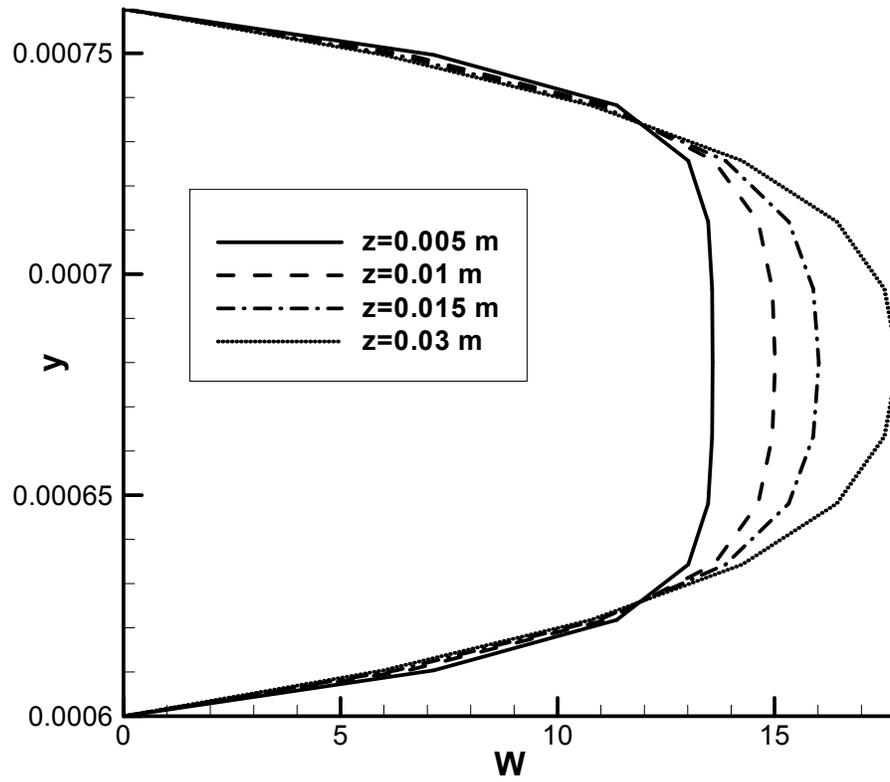


Figure (V.16) : Profils de la composante W de la vitesse à quatre stations le long de l'axe pour les entrées rectangulaires, à $Re = 1800$ et $\phi_p = 1\%$, pour un fluide non-newton

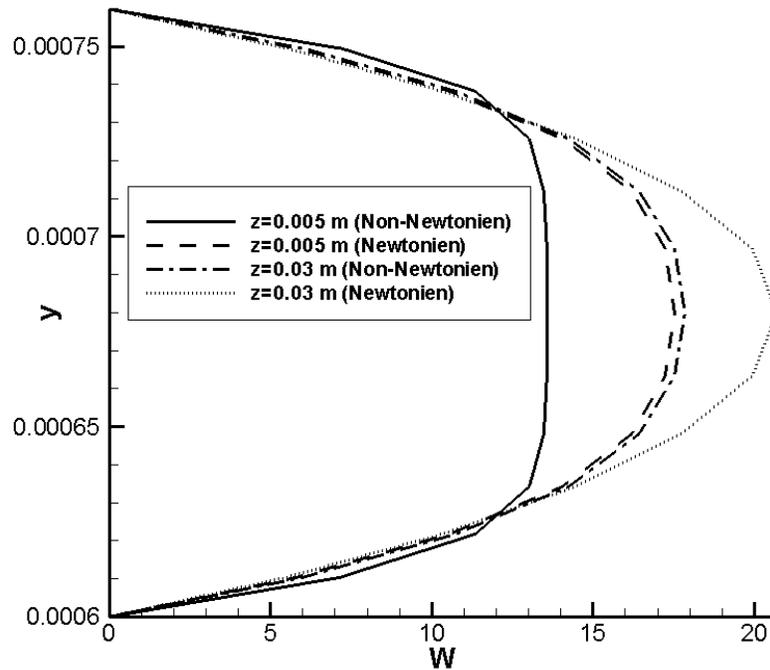


Figure (V.17) : Comparaison entre les résultats d'un nanofluide Newtonien et ceux d'un nanofluide non Newtonien: profils de la composante W à 2 stations le long du plan de symétrie pour des entrées rectangulaires, à $Re = 1800$ et $\phi_p = 1\%$

Annexe :
Publication émanant de ce travail

Ce présent travail a fait l'objet d'une publication internationale dans « *Proceedings of the ASME 2013 International Mechanical Engineering Congress & Exposition* »
L'intitulé de l'article est:

**INVESTIGATION OF CONJUGATE HEAT TRANSFER IN MICROCHANNELS
USING VARIABLE THERMOPHYSICAL PROPERTY NANOFLUIDS**

Proceedings of the ASME 2013 International Mechanical Engineering Congress & Exposition, IMECE2013, November 15-21, 2013, San Diego, California, USA

Conclusions et recommandations

Cette thèse présente les résultats de deux études: la première concerne la convection naturelle dans des cavités triangulaires isocèles avec une base partiellement active tandis que la seconde concerne le transfert de chaleur dans des microcanaux.

Dans la première étude, le flux et le transfert de chaleur par convection naturelle dans une cavité triangulaire isocèle avec une paroi inférieure partiellement active ont été investigués numériquement. Les paramètres étudiés sont la nature du fluide (eau pure ou nanofluide), la fraction volumique solide, l'angle d'inclinaison et la longueur de la source de chaleur ainsi que le nombre de Rayleigh. Les résultats obtenus nous ont permis de tirer les conclusions suivantes :

Une augmentation du nombre de Rayleigh donne lieu à une augmentation des vitesses de flux et donc à une meilleure évacuation de la chaleur. Dans ce cas, la température maximale de la source de chaleur est réduite.

Une augmentation de l'angle d'inclinaison est favorable à l'enlèvement de chaleur, car elle augmente la durée de la flottabilité dans l'équation de quantité de mouvement.

Effets de la fraction volumique solide sont perceptibles, en particulier au faible nombre de Rayleigh correspondant au régime de conduction pure.

Comme une augmentation de la taille de la source de chaleur, plus de chaleur entre dans l'enceinte (car Q est proportionnelle à la surface), ce qui conduit à une augmentation de la température du fluide près de la surface. Les forces de poussée et donc les vitesses d'écoulement sont ainsi augmentées.

Une valeur critique pour l'angle d'inclinaison de $\delta = 15^0$ est trouvée pour laquelle la température maximale du fluide au contact de la source de chaleur est la plus élevée.

Dans la deuxième étude, nous avons considéré un modèle (3D) de dissipateur thermique à microcanaux. Le dissipateur a une longueur de 30 mm et les micro-canaux dont l'entrée a une géométrie variable ont une section de $32000 \mu\text{m}^2$. Le dissipateur de chaleur est fabriqué en cuivre et un nanofluide est utilisé comme fluide de refroidissement. La source de chaleur (par exemple des composants électroniques dégageant la chaleur par effet Joule) est idéalisée comme une condition aux limites de flux de chaleur constant à travers la partie inférieure du dissipateur de chaleur. Le transport de la chaleur est déterminé comme étant une solution d'un problème conjugué qui combine la conduction de chaleur dans le solide et le transfert de chaleur par convection vers le fluide de refroidissement (i.e. le nanofluide). Le flux de chaleur à travers la paroi inférieure du dissipateur parallélépipédique est prise égale à

500 kW/m². Le nanofluide pénètre dans le canal à une température de 298K. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique est modifié dans la plage de 200 à 1800. Les limites restantes de la région solide sont supposées être des plans de symétrie ou parfaitement isolées (avec conditions de zéro flux thermique). Le fluide qui circule dans le canal est un nanofluide à base d'eau contenant des nanoparticules Al₂O₃. L'écoulement est supposé permanent, laminaire et tri-dimensionnel

Les paramètres étudiés sont la nature du fluide (de l'eau pure ou nanofluide), la fraction volumique solide, le nombre de Reynolds et la géométrie de l'entrée de canal (elliptique, rectangulaire et trapézoïdal). La dépendance des propriétés des fluides sur la température a été prise en compte. A la fin de l'étude, une comparaison a été faite entre les résultats obtenus en considérant la rhéologie newtonienne et ceux obtenus avec un comportement rhéologique non Newtonien du même échantillon nanofluide. Les résultats obtenus nous ont permis de tirer les conclusions suivantes:

- Le transfert de chaleur est augmenté par des valeurs allant jusqu'à 30% si l'on tient compte de la variation des propriétés du nanofluide avec la température.
- 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.
- Les effets de la fraction volumique solide sont perceptibles, en particulier à nombres de Reynolds élevés.
- Lorsqu'on varie la forme du canal, le nombre de Nusselt et la chute de pression tous les deux augmentent. Toutefois le pourcentage d'augmentation de la chute de pression est beaucoup plus grand que celui du nombre de Nusselt. Cela nous a permis de choisir la forme rectangulaire comme un meilleur compromis, donnant un bon nombre de Nusselt à un coût raisonnable en termes de chute de pression.
- L'hypothèse d'un comportement rhéologique non newtonien de nanofluides donne des nombres de Nusselt plus élevés et des chutes de pression beaucoup plus faibles.

Enfin, comme recommandations aux futurs doctorants, il serait d'un apport scientifique non négligeable de pouvoir coupler la recherche numérique à celle expérimentale. Ceci peut être accompli dans le cadre d'une collaboration interuniversitaire en construisant des manipes en plexiglas et en faisant des mesures de température et de vitesse avec des thermocouples et l'anémométrie Laser-Doppler, actuellement disponibles dans quelques universités Algériennes.

Références bibliographiques

- [1] **H. Asan, L. Namli:** Laminar natural convection in a pitched roof of triangular cross section: summer day boundary conditions, *Energy and Buildings* 33 (1) (2000) 69–73.
- [2] **A. Omri, J. Orfi, S.B. Nasrallah:** Natural convection effects in solar stills, *Desalination* 183 (1–3) (2005) 173–178.
- [3] **K.A. Joudi, I.A. Hussein, A.A. Farhan:** Computational model for a prism shaped storage solar collector with a right triangular cross section, *Energy Conversion and Management* 45 (3) (2004) 391–409.
- [4] **E.H. Ridouane, A. Campo:** Heightened thermal convection as a result of splitting a square cavity diagonally in half, *Journal of Electronic Packaging, Transactions of the ASME* 128 (3) (2006) 251–258.
- [5] **E.H. Ridouane, A. Campo, J.Y. Chang:** Natural convection patterns in right-angled triangular cavities with heated vertical sides and cooled hypotenuses, *Journal of Heat Transfer* 127 (10) (2005) 1181–1186.
- [6] **R.E. Simons, V.W. Antonetti, W. Nakayawa, S. Oktay:** Heat transfer in electronic packages, in: R. Tummala, et al. (Eds.), *Microelectronics Packaging Handbook, 2nd ed., Chapman and Hall, New York, 1997, pp. 315–403.*
- [7] **A.Bar-Cohen, A.A. Watwe, R.S. Prasher:** Heat transfer in electronic equipment, in: A. Bejan, A.D. Kraus (Eds.), *Heat Transfer Handbook, John Wiley, New York, 2003 (Chapter 13).*
- [8] **S.M.Aminossadati:** Hydromagnetic natural cooling of a triangular heat source in a triangular cavity with water–CuO nanofluid, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 43 (2013) 22–29
- [9] **S.M. Aminossadati, B. Ghasemi:** Enhanced natural convection in an isosceles triangular enclosure filled with a nanofluid, *Computers and Mathematics with Applications* 61 (2011) 1739–1753
- [10] **Amir Houshang Mahmoudi, Ioan Pop, Mina Shahi:** Effect of magnetic field on natural convection in a triangular enclosure filled with nanofluid, *International Journal of Thermal Sciences* 59 (2012) 126–140
- [11] **B. Ghasemi, S.M. Aminossadati:** Brownian motion of nanoparticles in a triangular enclosure with natural convection, *International Journal of Thermal Sciences* 49 (2010) 931–940

- [12] **M. M. Billah, M. M. Rahman, U. M. Sharif:** Heat transfer enhancement of nanofluids in a lid-driven triangular enclosure having a discrete heater, *Procedia Engineering* 56 (2013) 330–336
- [13] **B. Ghasemi, S.M. Aminossadati:** Mixed convection in a lid-driven triangular enclosure filled with nanofluids, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 37 (2010) 1142–1148
- [14] **M.M. Rahman, M.M. Billah, A.T.M.M. Rahman c, M.A. Kalam, A.Ahsan:** Numerical investigation of heat transfer enhancement of nanofluids in an inclined lid-driven triangular enclosure, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 38 (2011) 1360–1367
- [15] **Y.C. Ching, Hakan F. Öztop, M.M. Rahman, M.R. Islam, A. Ahsan:** Finite element simulation of mixed convection heat and mass transfer in a right triangular enclosure, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 39 (2012) 689–696
- [16] **M. Hasanuzzaman, M.M. Rahman, Hakan F. Öztop, N.A. Rahim, R. Saidur:** Effects of Lewis number on heat and mass transfer in a triangular cavity, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 39 (2012) 1213–1219
- [17] **M.M. Billah, M.M. Rahmanb, M.A. Razzak, R. Saidur, S. Mekhilef:** Unsteady buoyancy-driven heat transfer enhancement of nanofluids in an inclined triangular enclosure, *International Communications in Heat and Mass Transfer* xxx (2013) xxx–xxx
- [18] **Zi-Tao Yu, Xu Xu, Ya-Cai Hu, Li-Wu Fan, Ke-Fa Cen:** Numerical study of transient buoyancy-driven convective heat transfer of water-based nanofluids in a bottom-heated isosceles triangular enclosure, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54 (2011) 526–532
- [19] **Saeed Zeinali Heris, Seyyed Hossein Noie, Elham Talaii, Javad Sargolzaei:** Numerical investigation of Al₂O₃/water nanofluid laminar convective heat transfer through triangular ducts, *Nanoscale Research Letters* 2011, 6:179
- [20] **Harirchian Tannaz, Garimella Suresh V:** Microchannel size effects on local flow boiling heat transfer to adielectric fluid, *International Journal of Heat and MassTransfer* 2008; 51:3724–35.
- [21] **Lee, J. and Mudawar, I:** Assessment of the effectiveness of nanofluids for singlephase and two-phase heat transfer in micro-channels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 50, p.452 – 463, 2007.
- [22] **Peng, X.F. and Peterson, G.P:** Convective heat transfer and flow friction for water flow in micro channel structures, *Int. J. Heat Mass Transfer*. 39 12, pp. 2599–2608, 1996

- [23] **Fedorov, A.G. , Viskanta, R:** Three-dimensional conjugate heat transfer in the microchannel heat sink for electronic packaging, *Int. J. Heat Mass Transfer* ,43 (3), 2000
- [24] **Qu, W. and Mudawar, I:** Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 45, pp. 2549 – 2565, 2002.
- [25] **Judy, J., Maynes, D., and Webb, B.W:** Characterization of frictional pressure drop for liquid flows through microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2002
- [26] **Qu, W. and Mudawar, I:** Assessment of effectiveness of nanofluids for single-phase and two-phase heat transfer in micro-channels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50, pp. 452-463, 2004
- [27] **Liu, D. and Garimella, S.V:** Investigation of liquid flow in microchannels, *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer*,18, p. 65–72, 2004
- [28] **Roy, G., Nguyen, C. T. and Lajoie, P:** Numerical investigation of laminar flow and heat transfer in a radial flow cooling system with the use of nanofluids, *Superlattices and Microstructures*. 35, pp. 497 – 511, 2004.
- [29] **Jung, J., Oh, H. and Kwak, H:** Forced convective heat transfer of nanofluids in microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*,52, p. 466 – 472, 2009
- [30] **Santra, A.K., Sen, S., Chakraborty, N:** Study of heat transfer due to laminar flow of copper-water nanofluid through two isothermally heated parallel plates, *International Journal of Thermal Sciences*, 48, p. 391 – 400, 2009.
- [31] **Mostafa Keshavarz Moraveji, Seyyed Mohammad Hossein Haddad, Mehdi 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* 39 (2012) 995–999
- [32] **R. Kamali, A.R. Binesh:** Numerical investigation of heat transfer enhancement using carbon nanotube-based non-Newtonian nanofluids, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 37 (2010) 1153–1157.
- [33] **Hainan Zhang, Shuangquan Shao, Hongbo Xu, Changqing Tian:** Heat transfer and flow features of Al₂O₃-water nanofluids flowing through a circular microchannel- Experimental results and correlations, *Applied Thermal Engineering* 61 (2013) 86-92
- [34] **Mohammad Hojjat, Seyed Gholamreza Etemad, Rouhollah Bagheri, Jules Thibault:** Turbulent forced convection heat transfer of non-Newtonian nanofluids, *Experimental Thermal and Fluid Science* 35 (2011) 1351–1356

- [35] **Ching-Yang Cheng:** Free convection of non-Newtonian nanofluids about a vertical truncated cone in a porous medium, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 39 (2012) 1348–1353
- [36] **Ali Esmaeilnejad, Habib Aminfar, Mahdiah Shafiee Neistanak:** Numerical investigation of forced convection heat transfer through microchannels with non-Newtonian nanofluids, *International Journal of Thermal Sciences* 75 (2014) 76-86
- [37] **M. Hojjat, S. Gh. Etemad, R. Bagheri, J. Thibault:** Convective heat transfer of non-Newtonian nanofluids through a uniformly heated circular tube, *International Journal of Thermal Sciences* 50 (2011) 525-531
- [38] **Ali Ahmad Chehade, Hasna Louahlia Gualous, Stephane Le Masson, Farouk Fardoun , Anthony Besq:** Boiling local heat transfer enhancement in minichannels using nanofluids, *Nanoscale Research Letters* 2013, 8:130
- [39] **E. Farsad, S. P. Abbasi , M. S. Zabihi, J. Sabbaghzadeh:** Numerical simulation of heat transfer in a micro channel heat sinks using nanofluids, *Heat Mass Transfer* (2011) 47:479–490
- [40] **H.A. Mohammed, P. Gunnasegaran, N.H. Shuaib:** The impact of various nanofluid types on triangular microchannels heat sink cooling performance, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 38 (2011) 767–773.
- [41] **Kanjirakat Anoop, Reza Sadr:** nPIV velocity measurement of nanofluids in the near-wall region of a microchannel, *Nanoscale Research Letters* 2012, 7:284
- [42] **Mahmoud Reza Khadangi Mahrood, Seyed Gholamreza Etemad, Rouhollah Bagheri:** Free convection heat transfer of non Newtonian nanofluids under constant heat flux condition, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 38 (2011) 1449–1454
- [43] **Mostafa Mirzaei, Maziar Dehghan:** Investigation of flow and heat transfer of nanofluid in microchannel with variable property approach, *Heat Mass Transfer* (2013) 49:1803–1811
- [44] **Ali Ijam, R. Saidur:** Nanofluid as a coolant for electronic devices (cooling of electronic devices), *Applied Thermal Engineering* 32 (2012) 76-82
- [45] **Pooya Mehraban Rad, Cyrus Aghanajafi:** The Effect of Thermal Radiation on Nanofluid Cooled Microchannels, *J Fusion Energ* (2009) 28:91–100
- [46] **M. Hatami , D.D. Ganji:** Thermal and flow analysis of microchannel heat sink (MCHS) cooled by Cu–water nanofluid using porous media approach and least square method, *Energy Conversion and Management* 78 (2014) 347–358
- [47] **Kim SJ, Kim D:** Forced convection in microstructures for electronic equipment Cooling, *J Heat Transfer* 1999;121:639–45.

- [48] **Salma Halefadi, Ahmed Mohammed Adham, Normah Mohd-Ghazali, Thierry Maré, Patrice Estellé, Robiah Ahmad:** Optimization of thermal performances and pressure drop of rectangular microchannel heat sink using aqueous carbon nanotubes based nanofluid, *Applied Thermal Engineering* 62 (2014) 492-499
- [49] **H.A. Mohammed, P. Gunnasegaran, N.H. Shuaib:** Influence of various base nanofluids and substrate materials on heat transfer in trapezoidal microchannel heat sinks, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 38 (2011) 194–201
- [50] **M. Hatami, D.D.Ganji:** Natural convection of sodium alginate (SA) non-Newtonian nanofluid flow between two vertical flat plates by analytical and numerical methods, *Case Studies in Thermal Engineering* 2(2014)14–22
- [51] **M. Hatami, D.D. Ganji:** Heat transfer and flow analysis for SA-TiO₂ non-Newtonian nanofluid passing through the porous media between two coaxial cylinders, *Journal of Molecular Liquids* 188 (2013) 155–161
- [52] **M.Hosseini, Z.Sheikholeslami, D.D.Ganji:** Non-Newtonian fluid flow in an axisymmetric channel with porous wall, *Propulsion and Power Research*
- [53] **M. Hatami, J. Hatami, D.D. Ganji:** Computer simulation of MHD blood conveying gold nanoparticles as a third grade non-Newtonian nanofluid in a hollow porous vessel, *computer methods and programs in biomedicine*
- [54] **G. V. Casquillas :** Contrôle de température et étude des transferts thermiques dans des dispositifs microfluidiques. These de doctorat, Faculté des sciences d’Orsay, *effectuée au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, (2008).*
- [55] **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* 78 (2001) 6.
- [56] **Y. Yang, Z. G. Zhang, A. E. Grulke, W. B. Anderson, G. Wu:** Heat transfer properties of nanoparticle-in-fluid dispersions (nanofluids) in laminar flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 1107-1116.
- [57] **W. Daungthongsuk, S. Wongwises.** A critical review of convective heat transfer of nanofluids, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 11 (2007) 797-817.
- [58] **M. Emami-Meibodi, M. Vafaie-Sefti, A. M. Rashidi, A. Amrollahi, M. Tabasi, H. Sid-Kalal:** A model for thermal conductivity of nanofluids, *Materials Chemistry and Physics* 123 (2010)639-643.
- [59] **Z. Han:** Nanofluids with enhanced thermal transport properties, *Departement of Mechanical Engineering, University of Maryland at College Park, College Park, Maryland.2*

- [60] **Y. Wang, Z. Iqbal, S. Mitra. Rapid:** low temperature microwave synthesis of novel carbon nanotube-silicon carbide composite, *Carbon* 44 (2006) 2804-2808.
- [61] **S.M.S. Murshed, K.C. Leong, C. Yang:** Enhanced thermal conductivity of TiO₂-water based nanofluids, *International Journal of Thermal Sciences* 44 (2005) 367-373.
- [62] **S. Berber, Y. K. Kwon, D. Tomanek:** Unusually High Thermal Conductivity of Carbon Nanotubes, *Physical Review Letters* 84 (2000) 4613-4616.
- [63] **X. Wang, A. S. Mujumdar:** Heat transfer characteristics of nanofluids: a review , *International Journal of Thermal Sciences* 46 (2007) 1-19.
- [64] **M. J. Assael, C. F. Chen, I. Metaxa, and W. A. Wakeham:** Thermal Conductivity of Suspensions of Carbon Nanotubes in Water, *International Journal of Thermophysics*, 25 (2004).
- [65] **P. Keblinski, J. A. Eastman, D. G. Cahill:** Nanofluids for thermal transport, a review *Feature June* (2005).
- [66] **V. Trisaksri, S. Wongwises:** Critical review of heat transfer characteristics of nanofluids, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 11 (2007)
- [67] **C. Maxwell,** A Treatise on Electricity and Magnetism, *Oxford University Press, Cambridge, UK, (1904).*
- [68] **R.L. Hamilton, O.K. Crosser:** Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems, *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals* 1 (3) (1962) 187-191.
- [69] **S. P. Jang, S. U. S. Choi:** Role of Brownian motion in the enhanced thermal conductivity of nanofluids, *Applied Physics Letters* 84 (2004) 21.
- [70] **P. Keblinski, S.R. Phillpot, S.U.S Choi, J.A. Eastman:** Mechanisms of heat flow in suspensions of nano-sized particles (nanofluids), *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (2002) 855-863.
- [71] **W. Yu, S.U.S. Choi:** The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: A renovated Maxwell model, *Journal of Nanoparticle Research* 5 (2003) 167-171.
- [72] **R. S. Vajjha, D. K. Das:** Experimental determination of thermal conductivity of three nanofluids and development of new correlations, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009) 4675-4682.
- [73] **C.H. Chon, K.D. Kihm, S.P. Lee, S.U.S. Choi:** Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid (Al₂O₃) thermal conductivity enhancement, *Appl. Phys. Lett.* 87 (15) (2005) 153107.

- [74] **H. A. Mintsa, G. Roy, C. T. Nguyen, D. Doucet:** New temperature dependent thermal conductivity data for water-based nanofluids, *International Journal of Thermal Sciences* 48 (2009) 363-371.
- [75] **Wang X.Q. and Mujumdar A.S:** Heat transfer characteristics of nanofluids : a review, *International Journal of Thermal Sciences* 46 (2007) 1-19.
- [76] **Keblinski P., Phillpot S.R., Choi S.U.S. and Eastman J.A:** Mechanisms of heat flow in suspensions of nano-sized particles (nanofluids), *Chemical Engineering and Processing* 46 (2007) 851-861.
- [77] **Keblinski P., Eastman J.A. and Cahill G:** Nanofluids for thermal transport, *Materialstoday-Review feature* (June 2005).
- [78] **Hong K.S., Hong T.K. and Yang H.S:** Thermal conductivity of Fe nanofluids depending on the cluster size of nanoparticles, *Applied Physics Letters* 88 (2006) 031901.
- [79] **Prasher R., Song D. and Jinlin W:** Measurement of nanofluid viscosity an its implication for thermal applications, *Applied Physics Letters* 89, 133108 (2006).
- [80] **Prasher R., Phelan P. And Bhattacharya P:** Effect of aggregation kinetics on the thermal conductivity of nanoscale colloidal solutions (nanofluid), *Nano letters, Vol. 6, N°7, 1529-1534* (2006).
- [81] **Evans W., Prasher R., Fish J., Meakin P., Phelan P. and Keblinski P:** Effect of aggregation and interfacial thermal resistance on thermal conductivity of nanocomposites and colloidal nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008) 1431-1438.
- [82] **Ren Y., Xie H. and Cai A:** Effective thermal conductivity of nanofluids containing spherical nanoparticles, *J.Phys.D: Appl.Phys.* 38 (2005) 3958-3961.
- [83] **Putnam S.A., Cahill D.G. and Braun P.V:** Thermal conductivity of nanoparticles suspensions, *J.Appl.Phys* 99, 084308 (2006)
- [84] **Rainey K.N. and You S.M:** Pool Boiling heat transfer from plain and microporous, square pin-finned surfaces in saturated FC-72, *Journal of Heat Transfer Vol. 122, 509-516* (2000)
- [85] **Selak R. and Lebon G:** Benard –Marangoni thermoconvective instability in presence of a temperature-dependent viscosity, *J Phys. II France* 3 (1993) 1185-1199.
- [86] **Rothstein J.P. and McKinley G.H:** Non-isothermal modification of purely elastic flow instabilities in torsional flows of polymeric fluids, *Physics of Fluids Vol. 13 Number2* (2001).
- [87] **J.P. Guillemin, A. Werckerle, L. Brunet, O. Bonnefoy, G. Thomas:** Application d'un modèle de viscosité à la coulée d'explosifs : Modélisation du temps de coulée, *Rhéologie* 10 (2006) 40-48.

- [88] **C.T. Nguyen, F. Desgranges, G. Roy, N. Galanis, T. Maré, S. Boucher, H. Angue Mintsas**: Temperature and particle-size dependent viscosity data for water-based nanofluids-Hysteresis phenomenon, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28 (2007) 1492-1506.
- [89] **Brinkman H.C**: *J. Chem. Phys.* 20, 571 (1952).
- [90] **Batchelor G.K**: Effect of brownian-motion on bulk stress in suspension of spherical - particles, *J. Fluid Mech.* 83 97-117 (1977).
- [91] **Thomas M** : Applications de fluides électrorhéologiques et magnéto-rhéologiques au contrôle de structures, *Cours à l'Ecole de technologie supérieure à l'université de Québec* (2005).
- [92] **L.Struble, G.-K. Sun**: Viscosity of Portland Cement Paste as a Function of Concentration, *Advn Cem Bas Mat* 2 (1995) 62-69.
- [93] **A. M. Wierenga, A. P. Philipse**: Low-shear viscosity of isotropic dispersions of (Brownian) rods and fibres; a review of theory and experiments. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* 137 (1998) 355-372.
- [94] **Prasher R., Phelan P. And Bhattacharya P**: Effect of aggregation kinetics on the thermal conductivity of nanoscale colloidal solutions (nanofluid), *Nano letters*, Vol. 6, N°7, 1529-1534 (2006).
- [95] **Chen H., Ding Y., He Y. and Tan C**: Rheological behaviour of nanofluids, *New Journal of Physics* 9 (2007) 367.
- [96] **Koo J, Kleinstreuer C**: A new thermal conductivity model for nanofluids, *Journal of Nanoparticle Research* 2004;6:577–88.
- [97] **Chon SUS, Kihm Chan Hee, Lee Kenneth D, Choi Shin Pyo**: Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid (Al₂O₃) thermal conductivity enhancement, *Applied Physics Letters* 2005;87 (153107-153107).
- [98] **Vajjha RS, Das DK**: Experimental determination of thermal conductivity of three nanofluids and development of new correlations, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2009;52:4675–82.
- [99] **Corcione M**: Heat transfer features of buoyancy-driven nanofluids inside rectangular enclosures differentially heated at the sidewalls, *International Journal of Thermal Sciences* 2010;49:1536–46.
- [100] **Seyf HR, Feizbakhshi M**. Computational analysis of nanofluid effects on convective heat transfer enhancement of micro-pin-fin heatsinks, *International Journal of Thermal Sciences* 2012;58:168–79.

- [101] **Nguyen C, Desgranges F, Roy G, Galanis N, Mare T, Boucher S, Angue Mintsa. H:** Temperature and particle-size dependent viscosity data for water-based nanofluids-hysteresis phenomenon, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 2007;28:1492–506.
- [102] **Masoumi N, Sohrabi N, Behzadmehr. A:** A new model for calculating the effective viscosity of nanofluids, *Journal of Physics D: Applied Physics* 2009;42:055501.
- [103] **Abu-Nada E:** Effects of variable viscosity and thermal conductivity of Al₂O₃-water nanofluid on heat transfer enhancement in natural convection, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 2009;30:679–90.
- [104] **Tseng W, Lin K:** Rheology and colloidal structure of aqueous TiO₂ nano-particle suspensions, *Materials Science and Engineering A* 2003;355:186–92.
- [105] **Chen H, Ding Y, Tan C:** Rheological behaviour of nanofluids, *New Journal of Physics* 2007;9:367.
- [106] **Chen H, Ding Y, Lapkin A, Fan X:** Rheological behaviour of ethylene glycol-titanate nanotube nanofluids, *Journal of Nanoparticle Research* 2009;11:1513–20.
- [107] **Koo J, Kleinstreuer C:** Impact analysis of nanoparticle motion mechanisms on the thermal conductivity of nanofluids, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 2005;32:1111–8.
- [108] **Vajjha RS, Das DK, Kulkarni DP:** Development of new correlations for convective heat transfer and friction factor in turbulent regime for nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2010;53:4607–18.
- [109] **Mahbubul IM, Saidur R, Amalina MA. Latest:** developments on the viscosity of nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2012;55:874–85.
- [110] **Tseng W J, Chen C N:** Effect of polymeric dispersant on rheological behavior of nickel-terpineol suspensions, *Materials Science and Engineering A* 2003;347: 145–53.
- [111] **Cheng, NS, Law, AWK:** Exponential formula for computing effective viscosity, *Powder Technology* 2003;129:156–160.
- [112] **Kulkarni DP, Das DK, Chukwu GA:** Temperature dependent rheological property of copper oxide nanoparticles suspension (nanofluid), *Journal of Nanoscience and Nanotechnology* 2006;6:1150–4.
- [113] **Namburu P, Kulkarni D, Misra D, Das D:** Viscosity of copper oxide nano-particles dispersed in ethylene glycol and water mixture, *Experimental Thermal and Fluid Science* 2007;32:397–402.

- [114] **Masoud Hosseini S, Moghadassi AR, Henneke. DE:** A new dimensionless group model for determining the viscosity of nanofluids, *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry* 2010;100:873–7.
- [115] **ABDELLAH HADAOU:** Effets de la taille et de la concentration sur les propriétés thermiques et rhéologiques des nanofluides, *Thèse de Doctorat, Université Cadi Ayyad de Marrakech, Décembre 2010*
- [116] **Julien CHEVALIER:** Etude de la Rhéologie de Nanofluides soumis à de très forts Taux de Cisaillement à l'aide de Microsystèmes Fluidiques, *Thèse de Doctorat, Université Grenoble I – Joseph Fourier, 2008*
- [117] **Khanafar, K., Vafai, K:** A critical synthesis of thermophysical characteristics of nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2011; 54, p. 4410 – 4428.
- [118] **Patankar, S.V., 1980:** Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, *Hemisphere, New York*.
- [119] **H. Nouri, F. Ravelet:** « Tutoriel introductif à la simulation numérique des écoulements », *site Internet*
- [120] **F.Bakir, D.Fedala, S.Khelladi :** « Simulation numérique des écoulements internes dans les turbomachines », *site internet*
- [121] **Putra, N., Roetzel, W., Das, S.K:** Natural convection of nanofluids, *Heat and Mass Transfer*, 2009; 39, p. 775 – 784.
- [122] **G.A. Sheikzadeh, A. Arefmanesh, M.H. Kheirkhah, R. Abdollahi:** Natural convection of Cu–water nanofluid in a cavity with partially active side walls, *European Journal of Mechanics B/Fluids* 30 (2011) 166–176
- [123] **Ogu EB:** Natural convection of water-based nanofluids in an inclined enclosure with a heat source, *Int J Therm Sci*, 2009; 48:2063–2073
- [124] **Oztop HF, Varol Y, Koca A, Firat M (2012):** Experimental and numerical analysis of buoyancy-induced flow in inclined triangular enclosures, *Int Commun Heat Mass Transf* 39:1237–1244
- [125] **Gladés Bachir (2010):** 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*