

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
CENTRE UNIVERSITAIRE SALHI AHMED– NAAMA



INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
DÉPARTEMENT DE TECHNOLOGIE

MÉMOIRE

En vue de l'obtention du diplôme de **Master** en :

Génie Mécanique

Option : Énergétique

Intitulé :

ÉTUDE DE L'OPTIMISATION DU TRANSFERT DE CHALEUR DE L'EAU AVEC L'AJOUT DU NANOFLUIDE AL_2O_3

Présenté par :

- *BRAHIMI Taha Moulay Rachid*
- *KHERRAZ Sofiane*
- *KADDOUR Abderrahmen*

Soutenu le : 29/06/2021.....devant le Jury :

<i>Dr . Khatir Tawfik</i>	MCA	<i>Centre Universitaire Naâma</i>	Président
<i>Dr.Medjahed Driss Meddah</i>	MCB	<i>Centre Universitaire Naâma</i>	Encadreur
<i>Dr. Chaabane Mustapha</i>	MCA	<i>Centre Universitaire Naâma</i>	Examineur

Remerciements

D'abord nous remercions Dieu le tout puissant. C'est grâce à lui que nous avons eu le foie et la force pour accomplir ce travail.

*Nous exprimons notre gratitude, nos remerciements à notre encadreur Mr **Medjahed** pour ses conseils et son suivi durant la réalisation de ce travail.*

Aussi nous souhaitons adresser nos remerciements les plus sincères aux personnes que nous avons apporté leur aide et qu'ont contribués à l'élaboration de ce mémoire ainsi qu'à la réussite de formidable année universitaire

Dédicace

Nous dédions ce travail à toutes les personnes qui nous ont aidés pour le terminer sans oublier, nos chers parents qui ne cessent de nous donner avec amour le nécessaire pour que nous puissions arriver à ce que la réussite soit toujours à nos portés pour que nous puissions vous combler de bonheur.

TEBLE DES MATIERE

Table Des Matières

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE	11
<u>I</u> .LES NANOFLUIDES	14
I.1. Introduction 14	
I.2. Les nanoparticules et les fluides porteurs 14	
I.3.Caractéristiques de transfert de chaleur des nanofluides	15
3.1.Conduction	15
3.2.Convection.....	15
I.4. Production des nano fluides et nanoparticules 17	
I.5. Les études effectuées sur les nano fluides 18	
I.6. Conclusion.....	21
<u>II</u> .Etude des flux dans les tubes	23
II.1.Introduction 23	
II.2. Considérations hydrodynamiques 23	
II.2.1 Aspect d'écoulement	23
II.2.2. La vitesse moyenne.....	25
II.2.3. Profil de vitesse dans la région entièrement développée	26
II.2.4. Gradient de pression et facteur de friction dans un écoulement entièrement développé	28
II.3. Aspects thermiques 29	
II.3.1 La température moyenne.....	31
II.3.2. La loi de Newton	31
II.3.3.Conditions entièrement développées	32
II.4.Conclusion	34
III.LES MODELES THEORIQUES DES NANOFLUIDES 36	
III.1 La masse volumique	36
III.2 La conductivité thermique	36
III.2.1 Effet de la couche interfaciale nanoparticules-fluide.....	37
III.2.2 Effet du mouvement brownien des nanoparticules.....	38
II.2.3.Les nanofluides contenant des particules des nanotubes de carbone	39
III.3 La viscosité dynamique	39
III.4. La chaleur spécifique.....	41
III.5. Les propriétés thermo physiques des nanofluides	41
II.6 Formulation mathématique du problème d'écoulement du nanofluide.....	41
II.6.1. Equations générales de transport	42
a. Equation de continuité : 42	
b. Equation de quantité de mouvement : 42	

c. Equation de l'énergie :	42
II.6.2. Hypothèses simplificatrices.....	43
II.6.3. Les équations gouvernant l'écoulement.....	43
a. Equation de continuité	44
b. Equation de quantité de mouvement	44
c. Equation de l'énergie	44
d. Généralisation des équations	45
RESULTATS ET DISCUSSIONS	48
I.CONDUITE CHAUFFEE.....	48
1. Introduction	48
1.2. Transfert de chaleur dans une conduite chauffée :	49
2. Résultats et discussions	49
2.1. Évolution de nombre de Nusselt en variant la concentration	49
2.2. Comparaison de nos résultats avec les corrélations de Pak and Cho [6] :.....	50
2.3. Comparaison de nos résultats avec les résultats de l'expérience de Sundar et Sharma :.....	51
2.4.Evolution de nombre de facteur de frottement pour deux concentrations 0.1 et 0.5 :.....	52
2.5.Évolution de la différence de pression en variant la concentration :.....	54
2.6.Comparaison de nos résultats avec les résultats théorique de Darcy :	54
Conclusion :.....	55
CONCLUSIONS GENERALE :	57
BIBLIOGRAPHIE.....	59
Résumé.....	67

La liste des figures

Chapitre 01 : les nanofluids

Figure I.3. l'effet de la concentration volumétrique de nanoparticule sur le nombre de Reynolds et la puissance de pompage par rapport au fluide de base.....	17
Figure I.3. comparaison du coefficient de transfert de chaleur et de la puissance de frottement par unité de surface avec trois nanofluids de concentration 1 à 3 % et le fluide de base.....	17
Figure I.3 : Variations du nombre moyen de Nusselt Nu en fonction du nombre de Reynolds Re pour : (a) $\phi=0.02\%$, (b) $\phi=0.1\%$, (c) $\phi=0.5\%$ et (d) $\phi=2\%$ Comparaison entre les simulations actuelles utilisant le modèle SST $k\omega$ et les données expérimentales de Sundar	19
Figure I.4 : Comparaison du nombre moyen de Nusselt pour les nanofluids Al ₂ O ₃ -H ₂ O avec la corrélation Pak et Cho pour différents Re[20]	20

chapitre 02: etude des flux dans les tubes

Figure II.1: Développement d'une couche limite laminaire et hydrodynamique dans un tube circuit- l'aire.....	24
Figure II.2: Quantité du mouvement sur un élément différentiel pour un écoulement laminaire et pleinement développé dans un tube circulaire [27]	26
Figure II.3: Facteur de friction pour un écoulement entièrement développé dans un tube circulaire [28]	29
Figure II.4: Développement de la couche limite thermique dans un tube circulaire chauffé [27]	30
Figure II.5: Variation axiale du coefficient d'échange par convection pour un écoulement dans un	33

Chapitre 03: Modèle théorique et formulation mathématique

Figure III-1 : Domaine d'étude.....	43
-------------------------------------	----

Chapitre 04: Résultats et discussions

Figure IV.1 : Effet de la fraction volumique des nanoparticules de Al ₂ O ₃ - eau sur le nombre de Nusselt à des Reynolds différents.....	48
Figure IV-2:Schéma du maillage de la conduite.	49
Figure IV.3 : Effet de la fraction volumique des nanoparticules de Al ₂ O ₃ - eau sur le nombre de Nusselt à des Reynolds différents.....	50
Figure IV.4 : Validations des corrélations proposées avec les résultats numériques de Al ₂ O ₃ - eau.....	50
Figure IV.5 : Validation de Nusselt expérimental avec les résultats numériques de volumes différents concentrations d' Al ₂ O ₃ -eau (a) $\phi=0.1\%$ (b) $\phi=0.5\%$	51
Figure IV.6 : Comparaison du facteur de frottement du nano-fluide Al ₂ O ₃ - eau avec le nombre de Reynolds pour différentes données et de corrélation et expérimentales avec les résultats numérique de différentes concentrations volumiques de nano fluid : (a) $\phi = 0.1$; (b) $\phi = 0.5$	53
Figure IV.7 : Variations de la chute de pression par rapport au nombre de Reynolds pour différentes fractions de volume	54
Figure IV.8 : Comparaison de la chute de pression numérique et théorique par rapport au nombre de Reynolds d'Al ₂ O ₃ -eau pour $\phi=0.1\%$	55

Liste des tableaux

Chapitre 03 : Modèle théorique et formulation mathématique

Tableau 1	Tableau III-1 : les propriétés physiques utilisées.....	41
Tableau 2	Tableau III.2 : Expressions du coefficient de diffusion et du terme source.....	45

Chapitre 04: Résultats et discussions

Tableau 3	Tableau IV-1: les propriétés thermo physiques pour les constituants du nano fluid..	48
-----------	---	----

NOMENCLATURE

Symboles Latins :

- C_p Chaleur spécifique.
 h Coefficient d'échange convectif.
 J Flux total (diffusion + convection).
 k Conductivité thermique.
 L Longueur de la conduite.
 Nu Nombre de Nusselt = $\frac{hD}{k}$.
 P Pression dimensionnelle.
 P' Correction de pression.
 Pr Nombre de Prandtl = ν / α .
 Ra Nombre de Rayleigh = $\frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu\alpha}$.
 S Terme source.
 S_C Partie constante du terme source linéarisé.
 S_p Coefficient de ϕ_p dans l'expression du terme source linéarisé.
 T Température dimensionnelle.
 T_{ent} Température d'entrée.
 u Composante dimensionnelle axiale du vecteur vitesse.
 u' Correction de la vitesse u .
 v Composante dimensionnelle radiale du vecteur vitesse.
 v' Correction de la vitesse v .
 x Coordonnée axiale.
 r Coordonnée radiale

CNT Carbon Nanotubes
MWCNT Multi-wall Carbon Nanotubes

Symboles Grecs :

- α_ϕ Coefficient de sous relaxation.
 α Diffusivité thermique = $k / \rho C_p$
 ρ Masse volumique.
 μ Viscosité dynamique.
 ν Viscosité cinématique.
 Γ Coefficient de diffusion.
 ϕ Fonction généralisée.
 ϕ concentration volumique.
 δx Distance dans la direction « x » entre deux nœuds consécutifs.
 δr Distance dans la direction « r » entre deux nœuds consécutifs.
 Δx Longueur dans la direction « x » de volume de contrôle.
 Δr Longueur dans la direction « r » de volume de contrôle.

Indices :

- i suivant la direction X
 j suivant la direction r .
 s solide.
 f fluide.
 nf Nanofluide
 $.j$ suivant la direction $r.s$ solide.
 f fluide.
 nf Nanofluide
.

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

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

L'intensité du transfert de chaleur dépend principalement de la conductivité et de la capacité thermique des fluides caloporteurs. Or il s'avère que la conductivité thermique d'un fluide non métallique est très faible et que l'ajout de particules nanométriques dans un fluide (appelé alors nanofluide) comme par exemple des particules d'oxyde métallique (oxyde de Cuivre (CuO), oxyde d'Aluminium (Al_2O_3), oxyde de Titanium (TiO_2), oxyde de silicium (SiO_2)...), ou des nanoparticules métalliques (Cuivre (Cu), l'Aluminium (Al) Titanium (Ti), silicium (Si)...) dans l'eau, pourraient augmenter le transfert de chaleur par rapport au cas des fluides conventionnels (l'eau, l'huile, l'éthylène glycol) en modifiant de manière significative la conductivité thermique du fluide porteur.

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

Ainsi on s'intéresse dans ce travail, au transfert thermique lors d'un écoulement d'un nanofluide à travers une conduite cylindrique horizontale.

Nous avons considéré l'oxyde d'Aluminium (Al_2O_3), comme nano intégré dans un fluide de base, l'eau.

Nous avons divisé notre étude en quatre chapitres :

Nous commençons par une introduction générale, ensuite,

Le premier chapitre est consacré à la présentation d'une revue bibliographique des principaux travaux publiés dans le domaine du transfert thermique des nano fluides.

Dans le deuxième chapitre, Nous avons vue l'étude analytique des flux thermiques dans les tubes horizontaux.

Après ces deux chapitres introductifs à la problématique du sujet et l'étude théorique des flux thermiques dans les tubes, nous avons présenté dans ce chapitre les modèles mathématiques de la conductivité thermique et de la viscosité dynamique, la chaleur spécifique

Pavec la formulation mathématique du problème et les équations gouvernant l'écoulement dans

cette étude numérique.

Nous présentons dans le dernier chapitre, les résultats obtenus pour le cas d'une conduite maintenue à un flux de chaleur de paroi constante. Nous utiliserons l'oxyde d'Aluminium Al_2O_3 , dans un fluide de base, l'eau.

Les résultats obtenus sont discutés et interprétés.

En fin, nous terminons ce mémoire par une conclusion générale qui résume les principaux résultats obtenus.

Chapitre 01

LES NANOFLUIDS

LES NANOFLUIDES

I.1. Introduction

Durant ces dernières années, plusieurs systèmes énergétiques ont été développés dans le domaine industriel produisant un flux de chaleur très élevé, là où les fluides de refroidissement conventionnels (eau, éthylène glycol et l'huile) ne sont pas efficaces. L'idée d'améliorer les propriétés thermo physiques des fluides, est d'introduire des particules solides de très bonnes caractéristiques thermiques et de taille nanométrique au sein du fluide de base. Cette nouvelle génération de fluides porte le nom de « Nano fluides ». Ce terme a été introduit par Choi [1] au niveau du laboratoire d'Argonne en U.S. American 1995 et reste couramment utilisé pour caractériser ce type de suspension colloïdale.

I.2. Les nanoparticules et les fluides porteurs

Une nanoparticule est un assemblage de quelques centaines à quelque milliers d'atomes, conduisant à un objet dont au moins l'une des dimensions est de taille nanométrique (1-100 nm), les nanoparticules se situent à la frontière entre l'échelle microscopique et l'échelle atomique ou moléculaire. Elles ont un intérêt à la fois fondamental et appliqué, et sont très étudiées actuellement.

Les nanoparticules les plus utilisées pour obtenir des nano fluides sont :

Les nanoparticules des oxydes métalliques :

L'oxyde d'aluminium (Al_2O_3).

L'oxyde de cuivre (CuO).

L'oxyde de silicium (SiO_2).

L'oxyde de Titanium (TiO_2).

Les nanoparticules métalliques:

1- L'aluminium (Al).

2- Le cuivre (Cu).

3- L'or (Au).

4- L'argent (Ag).

Les nanoparticules non métalliques:

Les nanotubes de carbone (CNT).

2- Le diamant (C).

Les liquides de base les plus utilisés sont :

L'eau.

L'éthylène glycol (EG).

3- Les huiles.

4- Les fluides de réfrigération (R12, R22...).

I.3. Caractéristiques de transfert de chaleur des nanofluides

3.1. Conduction

Les suspensions de nanoparticules dans un fluide, souvent appelées nano fluides, ont des caractéristiques thermiques intéressantes comparées aux fluides de base traditionnels.

La conductivité thermique étant le paramètre le plus important responsable de l'amélioration du transfert de chaleur, de nombreux travaux expérimentaux ont été rapportés sur cet aspect. La méthode du fil chaud transitoire [2], la technique des plaques parallèles en régime permanent [3] et la technique des oscillations de température ont été utilisées pour mesurer la conductivité thermique des nanofluides [4]. Parmi eux, la méthode du fil chaud transitoire a été la plus largement utilisée. Parce qu'en général les nanofluides sont électriquement conducteurs, il est difficile d'appliquer directement la technique du fil chaud transitoire ordinaire. Une cellule à fil chaud et un système électrique modifiés ont été proposés, enrobant le fil chaud d'un adhésif époxy qui présente une excellente isolation électrique et conduction thermique. Cependant, le chercheur a souligné que la concentration possible d'ions des fluides conducteurs autour du fil chaud peut affecter la précision de ces résultats expérimentaux. La technique d'oscillation a été développée et modifiée plus tard [5, 6]. Cette méthode est purement thermique et les composants électriques de l'appareil sont retirés de l'échantillon à tester. Par conséquent, le mouvement des ions ne devrait pas affecter la mesure.

3.2. Convection

Les chercheurs ont présenté un système expérimental pour étudier le coefficient de transfert de chaleur convectif et le facteur de friction des nanofluides pour les écoulements laminaires et turbulents dans un tube [7, 8]. Le fluide de travail utilisé était constitué de particules de Cu de 100 nm dispersées dans de l'eau désionisée. Des expériences avec différentes concentrations de nanoparticules ont été menées. Le nombre de Reynolds des nanofluides variait entre 800 et 25 000. Le nanofluide utilisé était constitué de nanoparticules magnétiques Fe₃O₄ d'un diamètre moyen de 13 nm dispersées dans l'eau avec six fractions volumiques (0, 0,6, 0,8, 1, 1,5 et 2 %). Les résultats ont révélé que lorsque la fraction volumique et le nombre de Reynolds augmentaient, le nombre de Nusselt augmentait et le facteur de friction diminuait lorsque le nombre de Reynolds augmentait [9].

. Les résultats expérimentaux ont conclu que le coefficient de transfert de chaleur par convection des nanofluides variait avec la vitesse d'écoulement. et fraction volumique. De plus, les valeurs étaient.

supérieures à celles du fluide de base dans les mêmes conditions. Le nombre de Nusselt des nanofluides avec une fraction volumique de 2 % de particules de Cu était 60 % plus élevé que celui de l'eau. A partir des données expérimentales de [7, 8] , les nouvelles corrélations de transfert de chaleur pour la prédiction du coefficient de transfert de chaleur des nanofluides s'écoulant dans un tube ont été données comme suit : Flux laminaire :

Écoulement laminaire :

$$Nu_{nf} = 0.4329[1.0 + 11.285\phi^{0.754} Pe_d^{0.218}] Re_{nf}^{0.33} Pr_{nf}^{0.4} \quad (I.1)$$

Écoulement turbulent :

$$Nu_{nf} = 0.0059[1.0 + 7.6286\phi^{0.6886} Pe_d^{0.001}] Re_{nf}^{0.9233} Pr_{nf}^{0.4} \quad (I.2)$$

Où

$$Pe_d = \frac{u_m d_p}{\alpha_{nf}}; Re_{nf} = \frac{u_m D}{\nu_{nf}}; Pr_{nf} = \frac{\nu_{nf}}{\alpha_{nf}} \quad (I.3)$$

$$\alpha_{nf} = \frac{k_{nf}}{(\rho C_p)_{nf}} = \frac{k_{nf}}{(1-\phi)(\rho C_p)_f + \phi(\rho C_p)_d} \quad (I.4)$$

Les résultats ont indiqué que le facteur de friction des nanofluides était égal à celui de l'eau dans certaines conditions de travail et ne variait pas avec la fraction volumique. Cela montre que le nanofluide n'augmente pas la puissance de la pompe. Le facteur de friction des nanofluides a été déterminé à partir de l'équation suivante

$$\lambda_{nf} = \frac{\Delta p_{nf} D}{\frac{L^2 g}{u_m^2}} \quad (I.5)$$

Le chercheur a réalisé des expériences avec des nanoparticules d'Al₂O₃ et de CuO dans l'eau sous flux laminaire jusqu'à turbulence [10] . Ils ont trouvé plus d'amélioration du transfert de chaleur, jusqu'à 40%, avec des particules d'Al₂O₃, tandis que l'amélioration de la conductivité thermique était inférieure à 15%. L'équation de Dittus Boelter n'était pas valide pour la prédiction du nombre de Nusselt des nanofluides à diverses fractions volumiques. Les figures 2 et 3 montrent les performances de différents nanofluides sur le radiateur de voiture.

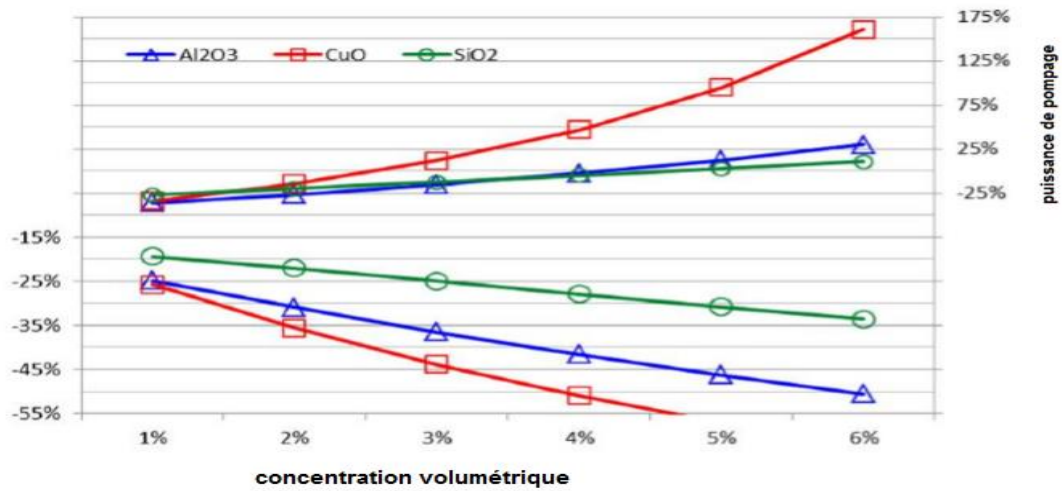


Figure I.1. L'effet de la concentration volumétrique de nanoparticule sur le nombre de Reynolds et la puissance de pompage par rapport au fluide de base [11]

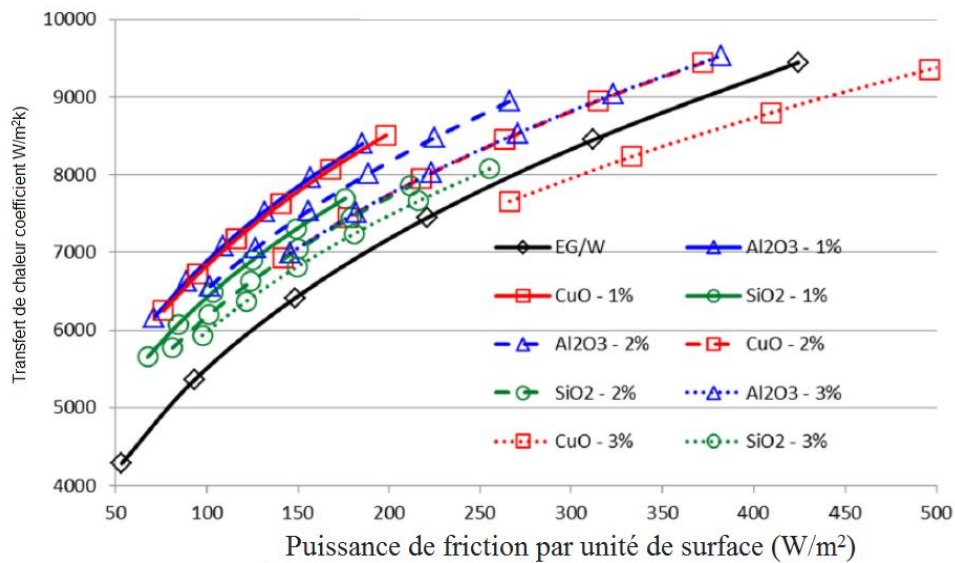


Figure I.2. comparaison du coefficient de transfert de chaleur et de la puissance de frottement par unité de surface avec trois nanofluides de concentration 1 à 3 % et le fluide de base [11]

I.4. Production des nano fluides et nanoparticules

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

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

La méthode à une seule étape : basée sur la vaporisation d'un matériau solide sous vide, puis condensation directe de sa vapeur dans le liquide.

La méthode à deux étapes : elle consiste d'abord à la fabrication d'une nano poudre sèche, puis le mélange et la dispersion de celle-ci dans le liquide

Ces procédés de fabrication sont de nature physique ou chimique. Ils font l'objet de beaucoup de recherches pour améliorer le coût de production qui reste toutefois élevé (variant de 80\$ pour les 100g de CuO à 535\$ pour les 25g d'argent par exemple).

I.5. Des études effectuées sur les nano fluides

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

Dans leurs premiers travaux, Choi et col [12] ont constaté que l'addition d'une petite quantité de nanoparticule (concentration volumique $\phi < 1\%$) donnait une augmentation, presque le double pour le coefficient de transfert de chaleur. D'autre part, Das et col [13] ont déterminé que l'augmentation de la conductivité thermique est presque de 25% par rapport à cellule du fluide de base pour les différentes nanoparticules et les différentes concentrations volumiques ($0.5 < \phi < 4\%$).

Plusieurs autres recherches ont été menées pour améliorer les caractéristiques de transfert de chaleur des fluides de transfert de chaleur conventionnels par de nombreux chercheurs étudient les propriétés thermiques des fluides dispersés de particules de taille micro. En 1995, le premier fluide dispersé par nanoparticules a été préparé par Choi.[14] .

Au cours des dernières décennies, les nano fluides ont suscité un grand intérêt en raison de leurs propriétés thermiques grandement améliorées. Un certain nombre d'investigations expérimentales et numériques ont été menées sur l'écoulement de nano fluides à convection forcée laminaire à turbulente dans un tuyau circulaire en utilisant à la fois des modèles monophasés et multi phases comme rapporté dans Saha et Paul [15].

Kim et coll. [16] ont étudié expérimentalement l'effet du nano fluide sur le transfert de chaleur à l'intérieur d'un tube circulaire en régime d'écoulement turbulent, avec des nanoparticules d'oxyde d'alumine. Il a été observé que l'ajout de nanoparticules d'Al₂O₃ dans les fluides de base avait contribué à améliorer le taux de transfert de chaleur. L'amélioration la plus élevée a été observée à 15% et 20% respectivement à 3%.

Sundar et Sharma [17] ont étudié expérimentalement l'écoulement turbulent à travers un tuyau uniformément chauffé; ils ont été mesurés le coefficient de transfert de chaleur, également le facteur de frottement d'une Al₂O₃ –eau pour différents nombres de Reynolds axiaux.(voire figure1) :

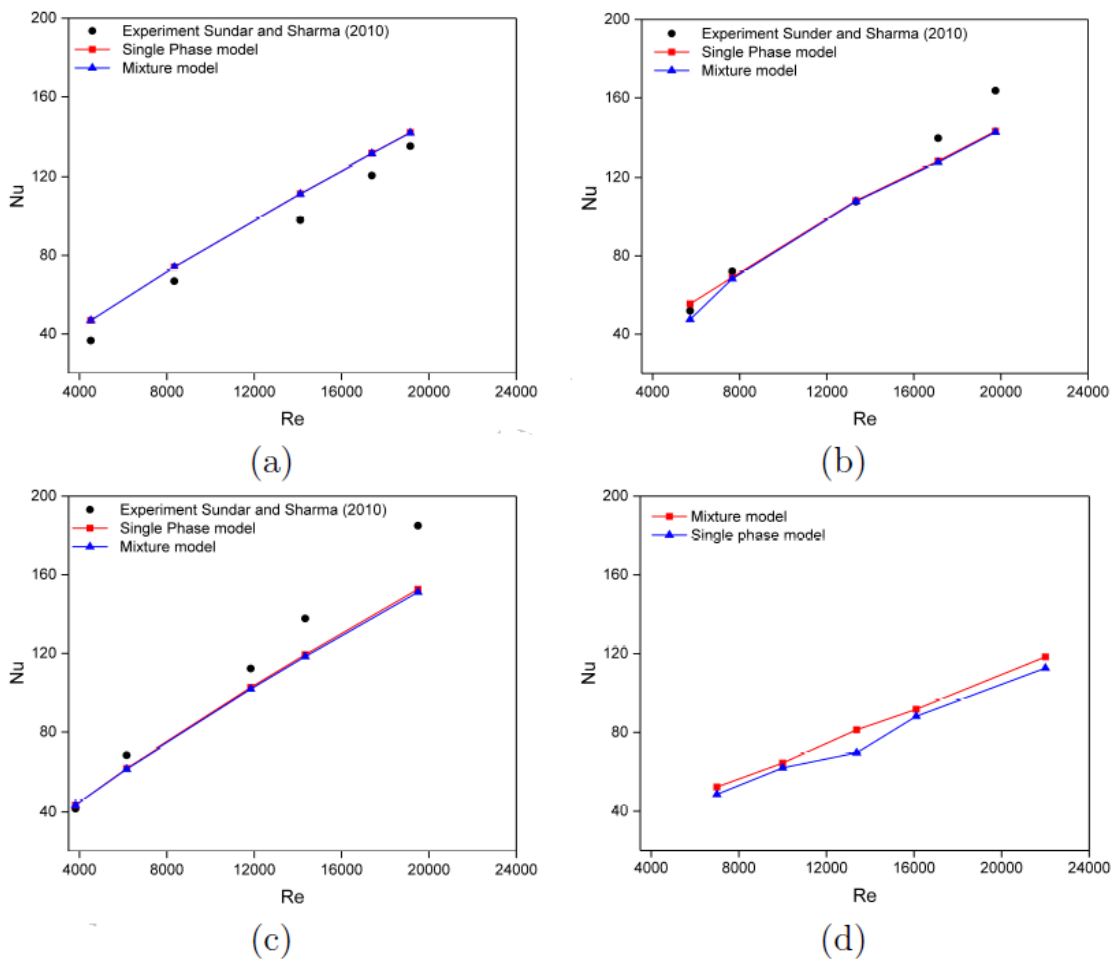


Figure I.3 : Variations du nombre moyen de Nusselt Nu en fonction du nombre de Reynolds Re pour : (a) $\phi = 0.02\%$, (b) $\phi = 0.1\%$, (c) $\phi = 0.5\%$ et (d) $\phi = 2\%$

Comparaison entre les simulations actuelles utilisant le modèle SST $k\omega$ et les données expérimentales de Sundar et Sharma [17] numériquement pour la convection mixte laminaire sous flux de chaleur uniforme [18]. Pour simuler numériquement la convection forcée turbulente, le modèle de mélange monophasé et biphasé a été utilisé pour observer le nanofluid Al_2O_3 /eau circulant dans un tube circulaire soumis à une température de paroi constante et uniforme [19]. On a constaté que les conclusions du modèle appliqué étaient assez semblables. Selon les résultats rapportés par les études précédentes, l'amélioration du transfert de chaleur a montré une augmentation avec la concentration de nanoparticules et le nombre de Reynolds. Le résultat numérique a eu une conséquence raisonnable avec la corrélation empirique Pak et Cho

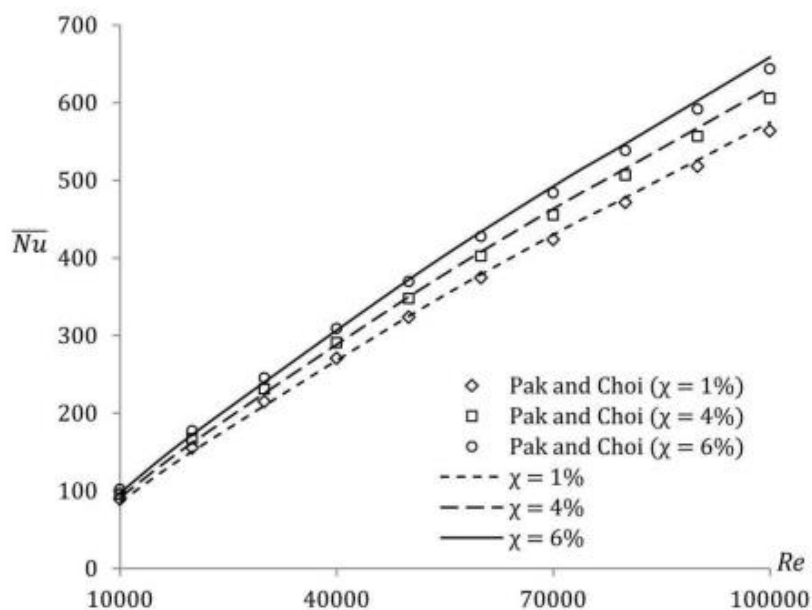


Figure I.4 : Comparaison du nombre moyen de Nusselt pour les nanofluides Al_2O_3 -H $_2$ O avec la corrélation Pak et Cho pour différents Re [20]

Pouranfard et coll. [21] ont étudié expérimentalement la réduction de traînée avec des nanofluides En tube horizontal sous régime d'écoulement turbulent. La réduction de la traînée dans les tubes bruts était supérieure à celle des tubes lisses aux mêmes conditions d'écoulement.

Pak et Cho [22] ont examiné expérimentalement le comportement de transfert de chaleur des nano fluides sous le régime d'écoulement turbulent dans le tuyau. Ils ont planté la corrélation suivante en

fonction uniquement de Re et Pr.

$$\overline{Nu} = 0.021Re^{0.8}Pr^{0.5} \quad (I.6)$$

Bianco et coll. [23, 24 et 25] ont étudié numériquement des nano fluides à l'intérieur d'un tube circulaire sous transfert de chaleur par convection turbulente. Il a été observé que le taux de transfert de chaleur, le facteur de frottement et la génération d'entropie augmentaient parallèlement à l'augmentation des concentrations de nanoparticules, mais il a également été mentionné que la précision des modèles, du mélange biphasé et du modèle monophasé pourrait être améliorée par des propriétés physiques des nano fluides.

SekranI.et coll. [26] ont étudié numériquement les transferts de chaleur convectifs turbulents du nano fluide Al₂O₃-eau dans un tube circulaire soumis à un flux thermique de paroi régulier en utilisant différents modèles de turbulence.

I.6. Conclusion

La synthèse des travaux de recherches nous a permis de classer ces contributions dans les grands axes suivants:

Etude de l'influence de la concentration volumique et de la matière des nanoparticules sur les coefficients de transfert thermique et de perte de charge.

Etude de l'influence de la température et de la nature de fluide de base sur les coefficients de transfert thermique et de perte de charge.

Les domaines d'utilisation des nanofluides.

Chapitre 02

Etude des flux dans les tubes

II.1.Introduction

Dans le chapitre 2, nous nous limiterons aux problèmes de convection forcée à basse vitesse, sans changement de phase dans le fluide. Nous commencerons par examiner les effets de la vitesse (hydrodynamique) pertinents aux écoulements internes, en nous concentrant sur certaines caractéristiques uniques du développement de la couche limite.

Les effets de la couche limite thermique sont ensuite examinés, et un bilan énergétique global est appliqué pour déterminer les variations de température du fluide dans le sens de l'écoulement.

II.2. Considérations hydrodynamiques

Lorsque l'on considère l'écoulement externe il est nécessaire de se demander si l'écoulement est laminaire ou turbulent. Cependant, pour un écoulement interne, nous devons également nous préoccuper de l'existence de régions d'entrée et de plein développement.

II.2.1 Aspect d'écoulement

Considérons un écoulement laminaire dans un tube circulaire de rayon r_0 (figure II.1), où le fluide entre dans le tube avec une vitesse uniforme en tube. Nous savons que lorsque le fluide entre en contact avec la surface, les effets visqueux deviennent importants et une couche limite se développe avec l'augmentation de x . Ce développement se fait au détriment d'un rétrécissement de la couche limite et se fait au détriment d'une région d'écoulement inviscide qui se rétrécit et se termine par la fusion de la couche limite à la ligne centrale au niveau de la ligne centrale. Suite à cette fusion, les effets visqueux s'étendent sur toute la section transversale et le profil de vitesse ne change plus avec l'augmentation de x .

On dit alors que l'écoulement est pleinement développé, et la distance de l'entrée à laquelle cette condition est atteinte est appelée longueur d'entrée hydrodynamique $x_{fd,h}$.

Comme le montre la figure II.1 le profil de vitesse entièrement développé est parabolique pour un écoulement laminaire dans un tube circulaire.

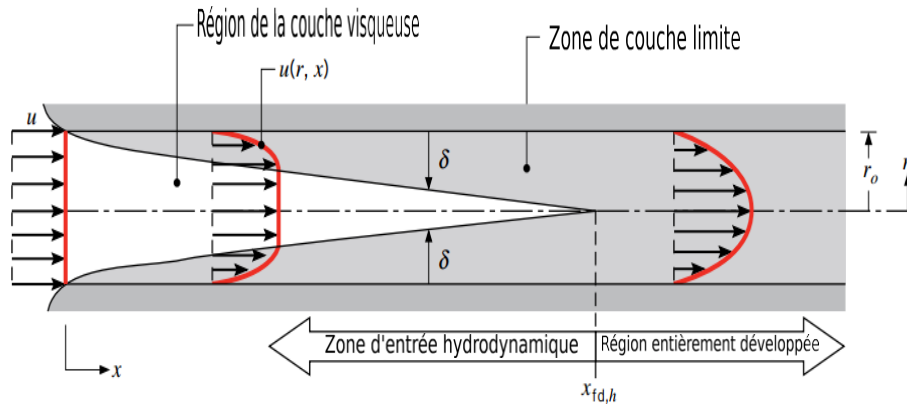


Figure II.1: Développement d'une couche limite laminaire et hydrodynamique dans un tube circuit-l'aire [27] .

Pour un écoulement turbulent, le profil est plus plat en raison du mélange turbulent dans direction radiale.

Lorsqu'il s'agit d'écoulements internes, il est important de connaître l'étendue de la région d'entrée qui dépend de la nature (laminaire ou turbulente) de l'écoulement.

Le nombre de Reynolds pour un écoulement dans un tube circulaire est défini comme suit [29] :

$$Re_D \equiv \frac{\rho u_m D}{\mu} = \frac{u_m D}{\nu} \quad (\text{II.1})$$

Où:

u_m : La vitesse moyenne de fluide [m s^{-2}] .

D : Diamètre de tube.

le nombre de Reynolds critique correspondant au début de la turbulence est de:

$$Re_{D,cr} = 2300 \quad (\text{II.2})$$

Bien que des nombres de Reynolds beaucoup plus élevés ($Re \approx 10\,000$) soient nécessaires pour obtenir des conditions pleinement turbulentes pour un écoulement externe.

La transition vers la turbulence est susceptible de commencer dans la couche limite en développement de la région d'entrée.

Pour un écoulement laminaire ($Re_D \leq 2300$), la longueur d'entrée hydrodynamique peut être obtenue à partir d'une expression de la forme suivante [30] :

$$\left(\frac{x_{fd,h}}{D}\right) \approx 0.05 Re_D \quad (\text{II.3})$$

Cette expression est basée sur la présomption que le fluide pénètre dans le tube à partir d'une buse convergente arrondie et qu'il est donc caractérisé par un profil de vitesse presque uniforme à l'entrée (Figure II.1).

Bien qu'il n'existe pas d'expression générale satisfaisante pour la longueur d'entrée dans un écoulement turbulent, nous savons qu'elle est approximativement indépendante du nombre de Reynolds et que, en première approximation [4] :

$$10 \leq \left(\frac{x_{fd,h}}{D} \right)_{Turb} \leq 60 \quad (\text{II.4})$$

Pour les besoins de ce travail, nous supposons que l'écoulement turbulent est entièrement développé pour $(x/D) > 10$.

II.2.2. La vitesse moyenne

Comme la vitesse varie sur la section transversale et qu'il n'existe pas de courant libre bien défini, il est nécessaire de travailler avec une vitesse moyenne u_m lorsqu'on traite des écoulements internes. Cette vitesse est définie de telle sorte que, lorsqu'elle est multipliée par la densité du fluide et la section transversale du tube A_c , elle fournit le taux de débit massique à travers le tube. Ainsi:

$$\dot{m} = \rho u_m A_c \quad (\text{II.5})$$

Pour un écoulement constant et incompressible dans un tube de section transversale uniforme, \dot{m} et u_m sont des constantes indépendantes de x .

A partir des équations II.1 et II.5, il est évident que, pour un écoulement dans un tube circulaire ($A_c = \pi D^2/4$), le nombre de Reynolds se réduit à :

$$Re_D = \frac{4\dot{m}}{\pi D \mu} \quad (\text{II.6})$$

Puisque le débit massique peut également être exprimé comme l'intégrale du flux massique (ρu) sur la section transversale:

$$\dot{m} = \int_{A_c} \rho u(r, x) dA_c \quad (\text{II.7})$$

il s'ensuit que, pour un écoulement incompressible dans un tube circulaire:

$$u_m = \frac{\int_{A_c} \rho u(r, x) dA_c}{\rho A_c} = \frac{2\pi\rho}{\rho\pi r_0^2} \int_0^{r_0} u(r, x) r dr = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} u(r, x) r dr \quad (\text{II.8})$$

L'expression précédente peut être utilisée pour déterminer u_m en tout point axial x à partir de la connaissance du profil de vitesse $u(r)$ à ce point.

II.2.3. Profil de vitesse dans la région entièrement développée

La forme du profil de vitesse peut facilement être déterminée pour l'écoulement laminaire d'un fluide incompressible à propriétés constantes dans la région entièrement développée d'un tube circulaire.

Une caractéristique importante des conditions hydrodynamiques dans la région entièrement développée est que la composante radiale de la vitesse v et le gradient de la composante axiale de la vitesse $(\partial u / \partial x)$ sont partout nuls.

$$v = 0 \text{ et } \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) = 0 \tag{II.9}$$

La composante axiale de la vitesse ne dépend donc que de r , $u(x, r) = u(r)$.

La dépendance radiale de la vitesse axiale peut être obtenue en résolvant la forme appropriée de l'équation de quantité de mouvement suivant x . Cette forme est déterminée en reconnaissant d'abord que, pour les conditions de l'équation II.9, le flux de quantité de mouvement net est partout nul dans la région entièrement développée. Par conséquent, l'exigence de conservation de la quantité de mouvement se réduit à un simple équilibre entre les forces de cisaillement et de pression dans l'écoulement. Pour l'élément différentiel annulaire de la figure II.2, ce bilan de force peut être exprimé comme suit:

$$\tau_r(2\pi r dx) - \left\{ \tau_r(2\pi r dx) + \frac{d}{dr} [\tau_r(2\pi r dx)] dx \right\} + p(2\pi r dx) - \left\{ p(2\pi r dx) + \frac{d}{dx} [p(2\pi r dx)] dx \right\} = 0$$

Ce qui donne:

$$-\frac{d}{dr} (r\tau_r) = r \frac{dp}{dx} \tag{II.10}$$

Avec

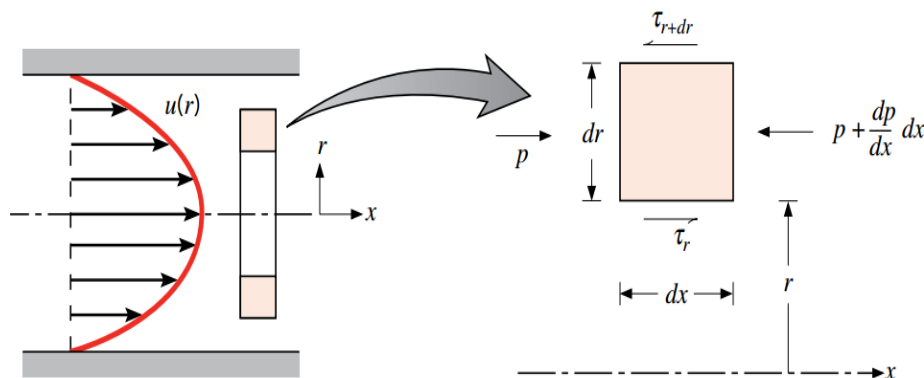


Figure II.2: Quantité du mouvement sur un élément différentiel pour un écoulement laminaire et pleinement développé dans un tube circulaire [27].

$$\tau = -\mu \frac{du}{dr} \quad (\text{II.11})$$

L'équation II.10 devient:

$$\frac{\mu}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du}{dr} \right) = \frac{dp}{dx} \quad (\text{II.12})$$

Comme le gradient de pression axiale est indépendant de r , l'équation II.12 peut être résolue en intégrant deux fois pour obtenir:

$$r \frac{du}{dr} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{dp}{dx} \frac{r^2}{2} \right) + C_1 \quad (\text{II.13})$$

Alors:

$$u(r) = \frac{1}{\mu} \left(\frac{dp}{dx} \right) \frac{r^2}{4} + C_1 \ln r + C_2 \quad (\text{II.14})$$

Les constantes d'intégration peuvent être déterminées en invoquant les conditions aux limites.

$$u(r_0) = 0 \text{ et } \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (\text{II.15})$$

Qui, respectivement, imposent les exigences la condition d'adhérence à la surface du tube et de symétrie radiale autour de la ligne centrale. Il est facile d'évaluer les constantes, et il s'ensuit que:

$$u(r) = -\frac{1}{4\mu} \left(\frac{dp}{dx} \right) r_0^2 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \quad (\text{II.13})$$

Par conséquent, le profil de vitesse en développement complet est parabolique, comme illustré à la figure II.2. Notez que le gradient de pression doit toujours être négatif.

Le résultat précédent peut être utilisé pour déterminer la vitesse moyenne de l'écoulement en substituant l'équation II.13 dans l'équation 1.8 et en intégrant, on obtient:

$$u_m = -\frac{r_0^2}{8\mu} \frac{dp}{dx} \quad (\text{II.14})$$

Substituant ce résultat dans l'équation 8.13, le profil de vitesse est alors:

$$\frac{u(r)}{u_m} = 2 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \quad (\text{II.15})$$

Comme u_m peut être calculé à partir de la connaissance du débit massique, l'équation II.14 peut être utilisée pour déterminer le gradient de pression.

II.2.4. Gradient de pression et facteur de friction dans un écoulement entièrement développé

L'ingénieur s'intéresse souvent à la chute de pression nécessaire pour maintenir un débit interne, car ce paramètre détermine les besoins en puissance de la pompe ou du ventilateur.

Pour déterminer la perte de charge, il est pratique de travailler avec le facteur de friction de Moody (ou Darcy), qui est un paramètre sans dimension défini comme suit :

$$f \equiv \frac{-(dp/dx)D}{\rho u_m^2/2} \quad (\text{II.16})$$

Cette quantité ne doit pas être confondue avec le coefficient de frottement parfois appelé facteur de friction fanning qui est défini comme suit :

$$C_f \equiv \frac{\tau_s}{\rho u_m^2/2} \quad (\text{II.17})$$

Comme $\tau_s = -\mu \frac{du}{dr} \Big|_{r=0}$ et de l'équation II.13 que:

$$C_f = \frac{f}{4} \quad (\text{II.18})$$

En substituant les équations II.1 et II.14 dans II.16, il s'ensuit que, pour un écoulement laminaire entièrement développé:

$$f = \frac{64}{Re} \quad (\text{II.19})$$

Pour un écoulement turbulent entièrement développé, l'analyse est beaucoup plus compliquée, et nous devons finalement nous fier aux résultats expérimentaux.

En plus de dépendre du nombre de Reynolds, le facteur de friction est fonction de l'état de surface du tube et augmente avec la rugosité de surface ε .

Les facteurs de friction mesurés couvrant une large gamme de conditions ont été corrélés par Colebrook et sont décrits par l'expression transcendante [31] , [32] :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2.0 \log \left[\frac{\varepsilon}{3.7D} + \frac{2.51}{Re_D \sqrt{f}} \right] \quad (\text{II.20})$$

Une corrélation pour la condition de surface lisse qui englobe une large gamme de nombres de

Reynolds a été développée par Petukhov [33] et est de la forme suivante:

$$f = (0.790 \ln Re_D - 1.64)^{-2} \quad 3000 \leq Re_D \leq 5 \cdot 10^6 \quad (II.21)$$

Les équations II.19 et II.20 sont tracées dans le diagramme de Moody de la figure II.3:

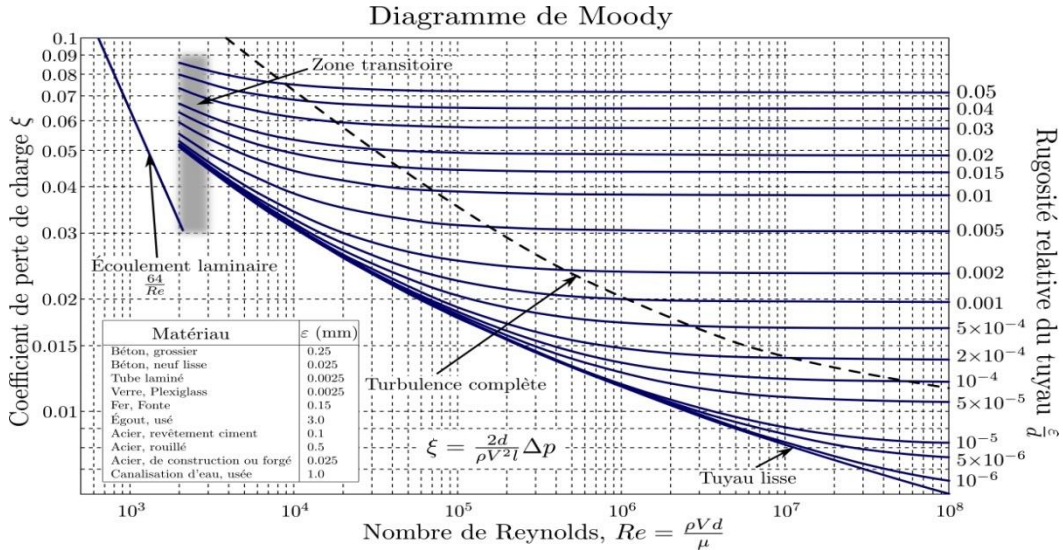


Figure II.3: Facteur de friction pour un écoulement entièrement développé dans un tube circulaire [28].

Notez que f et dp/dx sont des constantes dans la région entièrement développée.

À partir de l'équation II.16, la chute de pression $\Delta p = p_1 - p_2$ associée à un écoulement pleinement développé de la position axiale x_1 à x_2 peut alors être exprimée comme suit:

$$\Delta p = - \int_{p_1}^{p_2} dp = f \frac{\rho u_m^2}{2D} \int_{x_1}^{x_2} dx = f \frac{\rho u_m^2}{2D} (x_2 - x_1) \quad (II.22)$$

où f est obtenu à partir de la figure II.3 ou de l'équation II.19 pour un écoulement laminaire et à partir de l'équation II.20 ou II.21 pour un écoulement turbulent.

La puissance de la pompe ou du ventilateur nécessaire pour surmonter l'écoulement associée à cette chute de pression peut être exprimée comme suit:

$$P = \frac{\dot{m}}{\rho} (\Delta p) \quad (II.23)$$

II.3. Aspects thermiques

Après avoir passé en revue la mécanique des fluides de l'écoulement interne nous examinons maintenant les effets thermique.

Si le fluide pénètre dans le tube de la figure II.4 à une température uniforme $T(r, 0)$ inférieure à la température de surface, un transfert de chaleur par convection se produit et une couche limite

thermique commence à se développer.

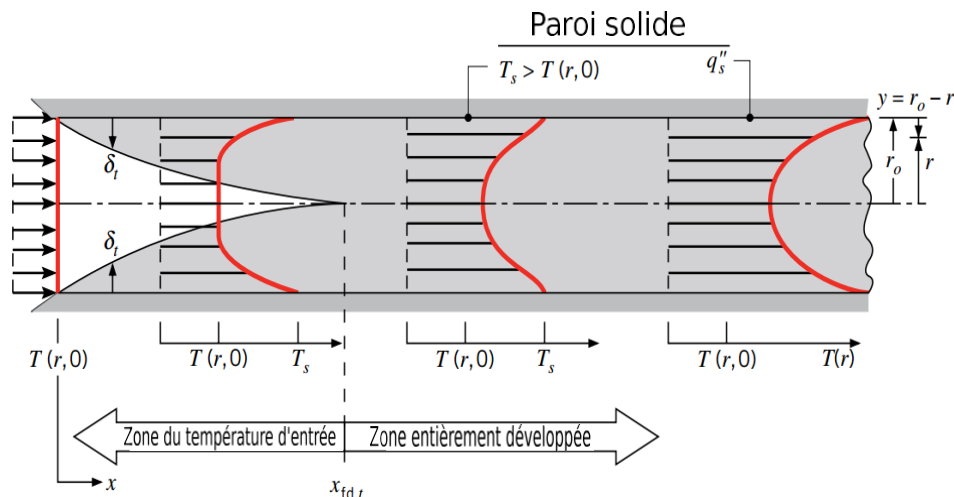


Figure II.4: Développement de la couche limite thermique dans un tube circulaire chauffé [27] .

De plus, si l'on fixe l'état de la surface du tube en imposant soit une température uniforme (T_s est constante), soit un flux thermique uniforme (q_s'' est constant), on finit par atteindre un état de développement thermique complet.

La forme du profil de température entièrement développé $T(r, x)$ diffère selon qu'une température de surface ou un flux thermique uniforme.

Pour les deux états de surface, cependant, la quantité de température du fluide dépassant la température d'entrée augmente avec l'augmentation de x .

Pour un écoulement laminaire, la longueur d'entrée thermique peut être exprimée comme suit [30] :

$$\left(\frac{x_{fd,t}}{D}\right)_{lam} \approx 0.05 \text{Re}_D \text{Pr} \quad (\text{II.24})$$

En comparant les équations II.3 et II.24, il est évident que, si $\text{Pr} > 1$, la couche limite hydrodynamique se développe plus rapidement que la couche limite thermique ($x_{fd,h} < x_{fd,t}$), tandis que

L'inverse est vrai pour $\text{Pr} < 1$. Pour les fluides à grand nombre de Prandtl tels que les huiles, $x_{fd,h}$ est beaucoup plus petite que $x_{fd,t}$ et il est raisonnable de supposer un profil de vitesse entièrement

Développé dans toute la région d'entrée thermique. Région d'entrée thermique. En revanche, pour les écoulements turbulents, les conditions sont presque indépendantes du nombre de Prandtl. Prandtl, et en première approximation, nous supposons $(x_{fd,t}/D) = 10$.

Les conditions thermiques dans la région entièrement développée sont caractérisées par plusieurs éléments intéressants et utiles.

Toutefois, avant de pouvoir examiner cette caractéristique (section 1.3.3) il est nécessaire d'introduire le concept de température moyenne et la forme appropriée de la loi de Newton.

II.3.1 La température moyenne

Tout comme l'absence d'une vitesse d'écoulement libre nécessite l'utilisation d'une vitesse moyenne.

pour décrire un écoulement interne, l'absence d'une température fixe d'écoulement libre nécessite l'utilisation d'une température moyenne (ou globale). Pour fournir une définition de la température moyenne, nous commençons par revenir à l'équation II.25:

$$\dot{q} = \dot{m}Cp(T_{out} - T_{in}) \quad (\text{II.25})$$

Rappelons que les termes du côté droit représentent l'énergie thermique pour un liquide

incompressible ou l'enthalpie (énergie thermique plus travail d'écoulement) pour un gaz idéal, qui est transportée par le fluide. Lors de l'élaboration de cette équation, on a supposé implicitement que la température était uniforme dans les sections transversales d'entrée et de sortie. En réalité, ce n'est pas le cas si un transfert de chaleur par convection se produit, et nous définissons la température moyenne de sorte que le terme $\dot{m} CpT_m$ soit égal au taux réel d'advection de l'énergie thermique (ou de l'enthalpie) intégré sur la section transversale. Ce taux d'advection réel peut être obtenu en intégrant le produit du flux de masse (ρu) et de l'énergie thermique (ou enthalpie) par unité de masse, CpT , sur la section transversale. Par conséquent, nous définissons T_m par:

$$\dot{m}CpT_m = \int_{A_c} \rho u CpT dA_c \quad (\text{II.26})$$

ou:

$$T_m = \frac{\int_{A_c} \rho u CpT dA_c}{\dot{m}Cp} \quad (\text{II.27})$$

Pour un écoulement dans un tube circulaire avec une constante ρ et Cp , il découle des équations

II.5 et II.27 que:

$$T_m = \frac{2}{u_m r_0^2} \int_0^{r_0} u T r dr \quad (\text{II.28})$$

Il est important de noter que, lorsqu'il est multiplié par le débit massique et la chaleur spécifique, T_m fournit le taux auquel l'énergie thermique (ou enthalpie) est affectée avec le fluide lorsqu'il se déplace le long du tube.

II.3.2. La loi de Newton

La température moyenne T_m est une température de référence pratique pour les flux internes, jouant à peu près le même rôle que la température du flux libre T pour les flux externes.

En conséquence, la loi de Newton peut être exprimée comme suit:

$$q' = hS(T_s - T_m) \quad (\text{II.29})$$

où h est le coefficient d'échange locale.

Cependant, il existe une différence essentielle entre T_m et T_∞ . Alors que T_∞ est constant dans la direction du flux, T_m doit varier dans cette direction. Autrement dit, dT_m/dx n'est jamais nul si un transfert de chaleur se produit. La valeur de T_m augmente avec x si le transfert de chaleur se fait de la surface vers le fluide ($T_s > T_m$); elle diminue avec x si c'est le contraire ($T_s < T_m$).

II.3.3. Conditions entièrement développées

Étant donné que l'existence d'un transfert de chaleur par convection entre la surface et le fluide implique que la température du fluide doit continuer à évoluer avec x , on peut légitimement se demander si des conditions thermiques pleinement développées peuvent jamais être atteintes.

La situation est certainement différente du cas hydrodynamique, pour lequel $(\partial u / \partial x) = 0$ dans la région entièrement développée.

En revanche, s'il y a transfert de chaleur, (dT_m/dx) , ainsi que $(\partial T / \partial x)$ à tout rayon r , ne sont pas nuls.

En conséquence, le profil de température $T(r)$ change continuellement avec x , et il semblerait qu'une condition de développement complet ne puisse jamais être atteinte.

En introduisant une différence de température sans dimension de la forme $(T_s - T)/(T_s - T_m)$, on sait qu'il existe des conditions pour lesquelles ce rapport devient indépendant de x [30].

En d'autres termes, bien que le profil de température $T(r)$ continue de changer avec x , la forme relative du profil ne change plus et l'écoulement est dit thermiquement pleinement développé. L'exigence d'une telle condition est formellement énoncée comme suit:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{T_s(x) - T(r,x)}{T_s(x) - T_m(x)} \right]_{f,d,t} = 0 \quad (\text{II.30})$$

Où T_s est la température de surface du tube, T est la température locale du fluide et T_m est la température moyenne du fluide sur la section transversale du tube.

La condition donnée par l'équation II.30 est finalement atteinte dans un tube pour lequel il y a soit un flux thermique de surface uniforme (q' est constant), soit une température de surface uniforme (T_s est constante).

Ces états de surface se rencontrent dans de nombreuses applications techniques. Par exemple, un

flux thermique de surface constant existerait si la paroi du tube était chauffée électriquement ou si la surface extérieure était uniformément irradiée.

En revanche, une température de surface constante existerait si un changement de phase (dû à l'ébullition ou à la condensation) se produisait à la surface extérieure.

Notez qu'il est impossible d'imposer simultanément les conditions de flux thermique de surface constant et de température de surface constante. SI q_s est constant, T_s doit varier avec x ; inversement, si T_s est constant, q_s doit varier avec x .

Plusieurs caractéristiques importantes de l'écoulement à développement thermique peuvent être déduites de l'équation II.30. Puisque le rapport de température est indépendant de x , la dérivée de ce rapport par rapport à r doit également être indépendante de x . En évaluant cette dérivée à la surface du tube (notez que T_s et T_m sont des constantes dans la mesure où la différenciation par rapport à r est concernée), nous obtenons alors:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{T_s - T}{T_s - T_m} \right) \Big|_{r=r_0} = \frac{\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0}}{T_s - T_m} \neq f(x)$$

En remplaçant $\partial T / \partial r$ par la loi de Fourier qui, d'après la figure II.4, a la forme suivante:

$$q_s = -kS \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = kS \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0}$$

Et pour la loi de Newton, équation II.29, nous obtenons:

$$\frac{h}{k} \neq f(x) \tag{II.31}$$

Par conséquent, dans l'écoulement à développement thermique complet d'un fluide aux propriétés constantes, le coefficient de convection locale est une constante (indépendant de x).

L'équation II.30 n'est pas satisfaite dans la région d'entrée, où h varie avec x , comme le montre La figure II.5.

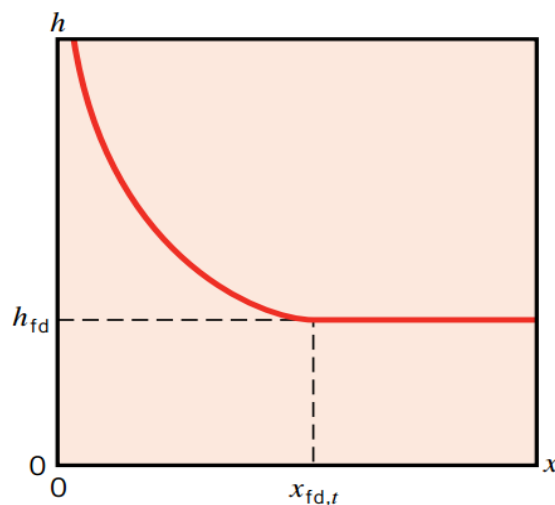


Figure II.5: Variation axiale du coefficient d'échange par convection pour un écoulement dans un tube [27] .

Comme l'épaisseur de la couche limite thermique est nulle à l'entrée du tube, le coefficient de convection est extrêmement grand à $x = 0$. Cependant, h décroît rapidement à mesure que la couche limite thermique se développe, jusqu'à atteindre la valeur constante associée aux conditions de développement complet.

Des simplifications supplémentaires sont associées au cas particulier du flux thermique de surface uniforme. Puisque h et T_s sont constants dans la région entièrement développée, il découle de l'équation II.29 que:

$$\left. \frac{dT_s}{dx} \right|_{f,d,t} = \left. \frac{dT_m}{dx} \right|_{f,d,t} \dot{q}_s = Cte \quad (\text{II.32})$$

SI nous développons l'équation II.30 et résolvons $\partial T / \partial x$, il s'ensuit également que:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{f,d,t} = \left. \frac{dT_s}{dx} \right|_{f,d,t} - \frac{(T_s - T)}{(T_s - T_m)} \left. \frac{dT_s}{dx} \right|_{f,d,t} + \frac{(T_s - T)}{(T_s - T_m)} \left. \frac{dT_m}{dx} \right|_{f,d,t} \quad (\text{II.33})$$

En substituant l'équation II.32, nous obtenons alors:

$$\left. \frac{\partial T_s}{\partial x} \right|_{f,d,t} = \left. \frac{dT_m}{dx} \right|_{f,d,t} \dot{q}_s = Cte \quad (\text{II.34})$$

Le gradient de température axial est donc indépendant de la position radiale. Pour le cas d'une température de surface constante ($dT_s/dx = 0$), il découle également de l'équation II.33 que:

$$\left. \frac{\partial T_s}{\partial x} \right|_{f,d,t} = \frac{(T_s - T)}{(T_s - T_m)} \left. \frac{dT_m}{dx} \right|_{f,d,t} \quad (\text{II.35})$$

Auquel cas la valeur de $\partial T / \partial x$ dépend de la coordonnée radiale.

D'après les résultats précédents, il est évident que la température moyenne est une variable très importante pour les écoulements internes. Pour décrire de tels flux, il faut connaître sa variation avec x . Cette variation peut être obtenue en appliquant un bilan énergétique global à l'écoulement.

II.4.conclusion

L'étude théorique des transferts thermiques à l'intérieur des tubes à écoulements laminaires et turbulents, avec l'étude de la couche limite thermique et fluide, nous permet d'étudier le comportement du fluide à l'intérieur de ces tubes, afin que nous puissions faire la modélisation correcte dans les prochains chapitres.

De nombreuses équations ont été développées à cet égard, et notre étude se limitera uniquement aux écoulements turbulents avec ajout des particules nanofluid en cuivre Al_2O_3 .

Chapitre 03

*Modèle théorique et formulation
mathématique*

III. LES MODELES THEORIQUES DES NANOFUIDES

Les propriétés thermo physiques (la masse volumique, la chaleur spécifique, la viscosité dynamique et la conductivité thermique) des solutions sont profondément modifiées par l'ajout des nanoparticules. De nombreux paramètres caractérisant ces nanoparticules peuvent avoir un effet notable sur les valeurs des paramètres thermo physiques du nano fluide obtenus (la nature des nanoparticules, leur taille, la fraction volumique ϕ , la conductivité du fluide de base et celle des nanoparticules, la température du milieu, etc.).

De nombreuses recherches théoriques et expérimentales ont été menées, lors de ces deux dernières décennies, en vue de mieux caractériser les propriétés physiques des nano fluides mais cette caractérisation est encore loin d'être satisfaisante.

III.1 La masse volumique

La masse volumique du nano fluide est donnée par la formule suivante :

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

III.2 La conductivité thermique

Maxwell [34] a été l'un des premiers à étudier analytiquement la conduction thermique dans les particules en suspension en ignorant les effets d'interactions entre ces particules.

L'équation de Maxwell peut être obtenue en résolvant l'équation de Laplace pour le champ de température à l'extérieur des particules de deux façons:

- En considérant une grande sphère contenant toutes les particules sphériques avec une conductivité thermique effective k_{eff} noyées dans un fluide de conductivité thermique k_f .
- En considérant toutes les particules sphériques avec une conductivité thermique k_s noyées dans un fluide de conductivité thermique k_f .

L'équation qui en résulte est :

$$k_{eff} = k_f + 3\phi \frac{k_s - k_f}{k_s + 2k_f - \phi(k_s - k_f)} k_f \quad (\text{III.2})$$

Notons que l'équation de Maxwell n'est qu'une approximation de premier ordre et ne s'applique qu'aux mélanges avec de faible concentration volumique des particules.

Depuis les premiers travaux de Maxwell plusieurs travaux ont été réalisés en utilisant l'équation de Maxwell et en tenant compte de divers facteurs liés à la conductivité thermique

effective, y compris :

- la forme des particules (Fricke [35-36], Polder et Santen [37], Taylor [38-39], Hamiltonet Crosser [40], Granqvist et Hunderi [41-42], Xue [43]).
- la distribution des particules (Rayleigh [44], Wiener [45]).
- la concentration volumique élevée (Bruggeman [46], Böttcher [47], Landauer [48], Jeffrey[49], Davis [50]).
- la structure des particules (Kerner [51], Van de Hulst [52], Pauly et Schwan [53], Schwan et Col [54], Lamb et Col [55], Benveniste et Miloh [56], Lu et Song [57], Xue[58]).
- la résistance de contact solide/fluide (Benveniste [59], Hasselman et Johnson [60]). Certaines de ces équations sont résumées dans le tableau 1 en ANNEXE B.

Bien que ces équations prédisent la conductivité thermique assez bien pour des mélanges de particules relativement grandes dans des fluides, la comparaison entre les données expérimentales et les calculs pour les nanofluides n'est pas généralement satisfaisante. Ces équations sous-estiment les données expérimentales pour les nanofluides contenant des particules sphériques et ou surestiment les données expérimentales pour les

nanofluides contenant des nanoparticules sphéroïdes allongés avec $a \gg b - c$

comme les

(co

nanotubes). Afin d'améliorer les prévisions, des mécanismes ont été identifiés et formulés spécifiquement pour l'échelle nanométrique, y compris les effets de la couche interfaciale nanoparticules-fluide et le mouvement brownien des nanoparticules.

III.2.1 Effet de la couche interfaciale nanoparticules-fluide

Les molécules d'un liquide à proximité d'une surface solide, se présentent suivant des structures en couches (*layers*) (Henderson et Swol [61], Yu et Col [62]) et se comportent physiquement comme état intermédiaire entre solide et liquide (Yu et Col [63]), la couche solide-liquide, devrait conduire à une conductivité thermique plus élevée que celle du liquide de base. Par conséquent, la couche solide-liquide, agit comme un pont thermique entre une particule solide et un liquide. Sur la base de cette hypothèse, Yu et Choi [64] ont modifié l'équation de Maxwell de la conductivité thermique effective des particules sphériques- liquide afin d'inclure l'effet de la couche interfaciale (Equation II-3).

$$k_{eff} = k_f + 3\phi \frac{k_c - k_f}{k_c + 2k_f - \phi(k_c - k_f)} k_f \quad (III.3)$$

Avec

$$k_c = k_f + 3\phi \frac{k_s - k_f}{k_s + 2k_f - \phi(k_s - k_f)} k_f \quad (\text{III.4})$$

Pour étendre cette idée à des particules non sphériques, Yu et Choi [65] ont modifié l'équation de Hamilton et crosser [66] pour obtenir une équation de conductivité thermique efficace pour les nanofluides ellipsoïdale (Equation II-5).

$$k_{eff} = k_f + \Psi^{-1} \phi \sum_{adc} \frac{k_{ci} - k_f}{k_{ci} + (3\Psi^{-1} - 1)k_f - \phi(k_{ci} - k_f)} k_f \quad (\text{III.5})$$

Lorsque la sphéricité de la particule est définie comme le rapport de la surface d'une sphère, avec un volume égal à celui de la particule, à la surface de la particule. La conductivité thermique k_i ($i = a, b, c$) de l'ellipsoïdale de la structure complexe des particules peut être estimée par l'équation suivante (Bilboul [67])

$$k_{ci} = k_s + \phi \frac{k_p - k_s}{k_s - (d_{pi} - \phi d_{ci})(k_p - k_s)} k_s \quad (\text{III.6})$$

Où les facteurs de dépolérisation d_i ($i = a, b, c$) sont définis par

$$d_i = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{1}{(i^2 + w)\sqrt{(a^2 + w)(b^2 + w)(c^2 + w)}} dw \quad (\text{III.7})$$

III.2.2 Effet du mouvement brownien des nanoparticules

Le mouvement brownien des nanoparticules, en raison de leur taille, est un autre facteur potentiel dans le calcul de l'amélioration de la conductivité thermique des nanofluides. Dans la plupart des cas, l'effet du mouvement brownien des nanoparticules en suspension dans un nanofluide peut être considéré comme un ajout à la conductivité thermique prévue par les équations classiques de Maxwell. Sur la base de ce concept, Xuan et Col [68] ont proposé la modification suivante de l'équation de Maxwell

$$k_{eff} = k_f + 3\phi \frac{k_s - k_f}{k_s + 2k_f - \phi(k_s - k_f)} k_f + \frac{1}{2} \rho_s C p_s \phi \sqrt{\frac{k_B T}{3\pi \mu r}} \quad (\text{III.8})$$

Jang et Choi [69] ont également développé un modèle dynamique qui prend en compte la convection induite par une nanoparticule brownienne. Leur modèle peut être exprimé comme une modification de la règle des mélanges parallèles

$$k_{eff} = (1 - \phi)k_f + \phi k_s + 3c(r_f/r_s)\phi \left(\frac{k_B T}{3\pi \mu_f r v_f l_f} \right)^2 \text{Pr} k_f \quad (\text{III.9})$$

D'autres travaux ont également été faits pour prédire la conductivité thermique effective avec l'effet du mouvement brownien des nanoparticules. En utilisant cette approche,

Koo et Kleinstreuer [70] ont élaboré un modèle de conductivité thermique efficace pour les nanofluides CuO :

$$k_{eff} = k_f + 3\varphi \frac{k_s - k_f}{k_s + 2k_f - \varphi(k_s - k_f)} k_f + 5 \times 10^4 \beta \rho_f C p_f \varphi \sqrt{\frac{k_B T}{\rho_s r_s} [(-134.63 + 1722.3\varphi) + (0.4705 + 6.04\varphi)T]} \quad (\text{III.10})$$

La relation II-10 est une modification de l'équation de Maxwell. Le paramètre β est lié au mouvement brownien des nanoparticules, il a été déterminé de manière empirique pour :

$$\beta = \begin{cases} 0.0137(100\varphi)^{-0.8229} & \varphi < 0.01 \\ 0.0011(100\varphi)^{-0.7272} & \varphi > 0.01 \end{cases} \quad (\text{III.11})$$

L'effet du mouvement brownien des nanoparticules peut également être considéré comme un facteur de correction de la conductivité thermique prévue par les équations classiques. L'équation suivante est un exemple de cette approche :

$$k_{eff} = \left[1 + c\varphi \left(\frac{9k_B T}{\pi \rho_s v_f^2 r_s} \right)^m \text{Pr}^{0.333} \right] \left\{ k_f + \frac{k_s^R}{k_s^R + 2k_f - \varphi(k_s^R - k_f)} k_f \right\} \quad (\text{III.12})$$

Où c et m sont des paramètres empiriques. Cette équation est une modification de l'équation de Maxwell, en ajoutant un effet de résistance de contact solide/liquide, a été proposée par Prasher et Col [65-66].

II.2.3. Les nanofluides contenant des particules des nanotubes de carbone

Généralement, les particules des nanotubes de carbone peuvent être considérées comme des sphéroïdes allongées qui satisfont à $a = b - c$. Par conséquent de nombreux modèles développés pour les suspensions sphéroïdes allongées peuvent être utilisées pour estimer la conductivité thermique effective des nanofluides à base de nanotubes de carbone. Grâce à cette approche, Nan et Col [67], ont proposé l'équation approximative suivante obtenue à partir de l'équation de Fricke [68-69] en utilisant la condition que k_R est beaucoup plus grande que k_a .

$$k_{eff} = k_f + \frac{1}{3}\varphi \quad (\text{III.13})$$

Nan et Col [70] dans leurs travaux antérieurs ont négligés l'effet de la résistance de contact.

$$k_{eff} = k_f + \frac{1}{3}\varphi k_s \quad (\text{III.14})$$

III.3 La viscosité dynamique

L'historique des études sur la viscosité effective des mélanges de particules-liquide est presque aussi long que celui de la conductivité thermique effective. Einstein fut le premier à calculer la viscosité effective d'une suspension de sphères sur la base des équations hydrodynamiques. Il a évalué la viscosité effective μ_{eff} d'un fluide visqueux linéaire contenant

une suspension diluée de petites particules. En supposant que la perturbation de l'écoulement du fluide de

base due à une particule donnée ne coïncide pas avec les perturbations du débit causé par la présence d'une seconde particule en suspension, Einstein a dérivé l'équation suivante.

$$\mu_{eff} = (+2.5\varphi)\mu_f \quad (\text{III.15})$$

Depuis les premiers travaux d'Einstein, les chercheurs ont réalisé des progrès dans l'extension de la théorie d'Einstein dans trois grands domaines. Le premier est d'étendre l'équation d'Einstein à des concentrations volumiques élevées des particules en prenant en compte les interactions entre les particules. Ce type d'équation théorique de la viscosité

effective d'un mélange peut généralement être exprimé en (Liu et Masliyah [71]).

$$\mu_{eff} = (1 + c_1\varphi + c_2\varphi^2 + c_3\varphi^3 + \dots)\mu_f \quad (\text{III.16})$$

La deuxième extension prend en compte le fait que la viscosité effective d'un mélange devient infinie au maximum de la concentration volumique v_{pmax} . Cette équation théorique est généralement exprimée comme suite $[1 - v_p / v_{pmax}]^\alpha$, et peut être exprimée sous une forme semblable à l'équation (II-14). D'un point de vue pratique, les prédictions de ces deux extensions sont fondamentalement les mêmes que l'équation d'Einstein d'origine en raison de la très faible concentration volumique des particules.

La troisième extension est pour des suspensions de particules non sphériques.

Certaines de ces équations sont incluses dans le tableau 2, ANNEXE B.

Les données expérimentales de la viscosité effective des nanofluides sont limitées à certains nanofluides, tels que

- Al₂O₃ dans l'eau (Pak et Cho [72], Das et Col [73], Putra et Col [74], Li et Col [75], Heris et Col [76]).
- CuO dans l'eau (Heris et Col [76], Kulkarni et Col [77]).
- TiO₂ dans l'eau (Pak et Cho [72]).
- MWCNT dans l'eau (Ding et Col [78]).
- Al₂O₃ dans l'octane (Liu et Col [79]).

Afin de minimiser la divergence entre les mesures expérimentales et les calculs, les chercheurs ont abandonné l'axe du formalisme d'équations généralisées et ils ont proposé des équations pour des applications spécifiques, Al₂O₃ dans l'eau (Maïga et Col [80]), Al₂O₃ dans l'éthylène glycol (Maïga et Col [81]), et TiO₂ dans l'eau (Tseng et Lin [82]).

Kulkarni et Col [83] ont proposé une équation pour CuO dans l'eau qui prend en compte la température. Le problème avec ces équations, c'est qu'elles ne se réduisent pas à l'équation d'Einstein à de très faibles concentrations volumiques, et par conséquent, l'absence d'une base physique solide.

III.4. La chaleur spécifique

La chaleur spécifique d'un nanofluide est donnée par deux formules où la première est estimée par l'équation de Xing et col [84] comme suit :

$$Cp_{nf} = Cp_s \phi + Cp_f (1 - \phi) \quad (\text{III.17})$$

Et la deuxième est estimée par l'équation de Xuan et Roetzel [85], où ils ont calculé la chaleur spécifique effective C_p d'un nanofluide sur la base de la règle du mélange comme :

$$\rho_{\text{eff}} = \left(\frac{m}{V}\right)_{\text{eff}} = \frac{m_p + m_f}{V_p + V_f} \text{ avec } \rho_{\text{eff}} = \frac{\rho_p V_p + \rho_f V_f}{V_p + V_f} = \phi \rho_p + (1 - \phi) \rho_f \quad (\text{III.18})$$

$$(\rho C_p)_{\text{eff}} = \rho_{\text{eff}} \left(\frac{Q}{m \Delta T}\right)_{\text{eff}} = \rho_{\text{eff}} \frac{Q_p + Q_f}{(m_p + m_f) \Delta T} \text{ donc } (\rho C_p)_{\text{eff}} = \rho_{\text{eff}} \frac{(m C_p)_p \Delta T + (m C_p)_f \Delta T}{(m_p + m_f) \Delta T}$$

$$(\rho C_p)_{\text{eff}} = \rho_{\text{eff}} \frac{(\rho C_p)_p V_p + (\rho C_p)_f V_f}{V_p + V_f} = \phi (\rho C_p)_p + (1 - \phi) (\rho C_p)_f \quad (\text{III.19})$$

Ce qui peut être réécrit comme

$$Cp_{nf} = \frac{\rho_s Cp_s \phi + \rho_f Cp_f (1 - \phi)}{\rho_{nf}} \quad (\text{III.20})$$

III.5. Les propriétés thermo physiques des nanofluides

Nous avons résumé, dans le tableau II-1, toutes les propriétés thermique et physique de différentes constitutions pour chaque nanofluide utilisé dans notre simulation numérique

Tableau III-1 : les propriétés physiques utilisées

Les propriétés The-Phy	L'eau	Al ₂ O ₃
La masse volumique ρ (kg/m ³)	997.1	3970
Capacité thermique C_p (J/ [kg.K])	4179	765
La conductivité thermique k (W/ [m K])	0.61	40

II.6 Formulation mathématique du problème d'écoulement du nanofluide

La quasi-totalité des études effectuées sur les nanofluides ont visé principalement la détermination des performances énergétiques. Ces études ont démontré la faisabilité et la rentabilité de ce type de fluide en

comparaison avec d'autres types de fluides. Cependant, afin d'identifier les phénomènes de transports qui apparaissent dans certains domaines industriels, la connaissance du comportement thermophysique du mouvement des nanofluides serait toutefois nécessaire.

Dans cette partie, nous présentons les équations régissant les écoulements dans le cas générale (massique et dynamique, thermique pour un écoulement à travers une conduite cylindrique). Pour traiter ce cas, nous allons établir ces équations pour le cas général puis les simplifier pour le cas qui nous intéresse, c'est à dire le cas d'un écoulement axisymétrique laminaire dans une conduite cylindrique. Ces équations mathématiques générales gouvernant l'écoulement, sont illustrées dans plusieurs ouvrages de mécanique des fluides et de transfert de chaleur Fletcher [86].

II.6.1. Equations générales de transport

Le système d'équation gouvernant les phénomènes de la convection forcée est régi par les équations générales de la conservation de la masse et de la thermodynamique.

a. Equation de continuité :

Elle est déduite du principe de la conservation de masse.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (\text{III.21})$$

(j=1, 2,3 : indice de sommation).

b. Equation de quantité de mouvement :

D'après la deuxième loi fondamentale de la dynamique ,l'équation de conservation de quantité de mouvement d'un fluide incompressible et stationnaire est :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + F_i \quad (\text{III.22})$$

j : 1, 2,3 indices de somme

a : taux de la quantité de mouvement.

b : taux de transport de quantité de mouvement

c : Représente les forces due à la pression.

d : Représente les forces de viscosité.

e : Représente les forces du volume.

c. Equation de l'énergie :

Elle est obtenue par l'application du premier principe de la thermodynamique. Cette équation pour un fluide Newtonien incompressible, s'écrit sous la forme suivante

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(u_j T)}{\partial x_j} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} + q \quad (\text{III.23})$$

$$\alpha = \frac{k}{\rho c_p}$$

α : Diffusivité thermique. k :

Conductivité thermique.

c_p : Chaleur spécifique à pression constante.

q : Terme de la source de chaleur.

II.6.2. Hypothèses simplificatrices

Afin d'aborder la résolution des équations régissant l'écoulement d'un nanofluide, relatif à la géométrie montrée dans la figure II-1, on va adopter les hypothèses simplificatrices suivantes :

L'écoulement est turbulent.

La géométrie est simple et axisymétrique.

Le nanofluide est incompressible et newtonien.

Le système de coordonnées est cylindrique (x, r, θ) .

L'écoulement est stationnaire $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0\right)$

Les propriétés thermo physique des nanofluides (k : la conductivité thermique , α : la diffusivité thermique , μ : la viscosité cinématique , c_p : chaleur spécifique son supposées constantes)

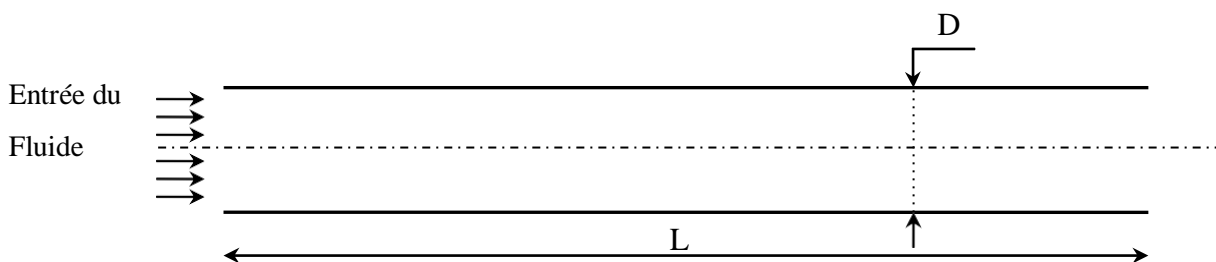


Figure III-1 : Domaine d'étude

II.6.3. Les équations gouvernant l'écoulement

Après l'application des hypothèses de simplification précédentes, les équations générales régissant l'écoulement deviennent :

a. Equation de continuité

L'équation de continuité pour l'eau pure :

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v)}{\partial r} = 0 \quad (\text{III.24})$$

L'équation de continuité pour le nanofluide :

$$\frac{\partial(\rho_{nf} u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho_{nf} r v)}{\partial r} = 0 \quad (\text{III.25})$$

b. Equation de quantité de mouvement

Suivant la composante axiale u

L'équation de Navier–Stokes s'écrit suivant la direction « x » :

Pour l'eau pure :

$$\rho \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \rho \frac{1}{r} \frac{\partial(rvu)}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (\text{III.26})$$

Pour nanofluide :

$$\rho_{nf} \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \rho_{nf} \frac{1}{r} \frac{\partial(rvu)}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{nf} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{nf} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (\text{III.27})$$

Suivant la composante radiale v

L'équation de Navier–Stokes s'écrit suivant la direction « r » :

Pour l'eau pure :

$$\rho \frac{\partial(uv)}{\partial x} + \rho \frac{1}{r} \frac{\partial(rvv)}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \mu \frac{v}{r^2} \quad (\text{III.28})$$

Pour le nanofluide :

$$\rho_{nf} \frac{\partial(uv)}{\partial x} + \rho_{nf} \frac{1}{r} \frac{\partial(rvv)}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{nf} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{nf} \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \mu_{nf} \frac{v}{r^2} \quad (\text{III.29})$$

c. Equation de l'énergie

Elle est déduite de la loi de conservation de l'énergie et elle peut s'écrire comme suite :

$$\rho \frac{\partial(uT)}{\partial x} + \rho \frac{1}{r} \frac{\partial(rvT)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k}{c_p} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{k}{c_p} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{III.30})$$

Pour le nanofluide :

$$\rho_{vf} \frac{\partial(uT)}{\partial x} + \rho_{nf} \frac{1}{r} \frac{\partial(rvT)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k_{vf}}{c_{p_{nf}}} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{k_{rf}}{c_{p_{df}}} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{III.31})$$

d. Généralisation des équations

Les équations précédentes peuvent être écrites sous la forme conservative suivante :

Pour le fluide de base :

$$\frac{\partial(\rho u \phi)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v \phi)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S_{\phi} \quad (\text{III.32})$$

Pour le nanofluide :

$$\frac{\partial(\rho_{nf} u \phi)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho_{nf} r v \phi)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\phi_{vf}} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\phi_{vf}} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S_{\phi} \quad (\text{III.33})$$

Où :

ϕ est la variable générale.

Γ_{ϕ} Coefficient de la diffusivité.

S_{ϕ} Terme source.

Les expressions du coefficient de diffusion et du terme source S_{ϕ} sont indiquées dans le tableau III.1.

Tableau III.2 : Expressions du coefficient de diffusion et du terme source

Equation	ϕ	Γ_{ϕ}	S_{ϕ}
De continuité	1	0	0
Q-M suivant x	u	μ	$-\frac{\partial P}{\partial x}$
Q-M suivant r	v	μ	$-\frac{\partial P}{\partial r} - \mu \frac{v}{r^2}$
Energie	T	$\frac{k}{c_p}$	0

Il est difficile de comparer les différentes études expérimentales sur les nanofluides car chacune a été menée pour des nanoparticules de tailles différentes et des préparations d'échantillons différentes. Or la taille des particules et la préparation des échantillons sont des facteurs déterminants qui influent fortement sur les résultats obtenus Das et col [87].

D'autres approches théoriques ont vu le jour pour tenter de comprendre l'origine et l'importance de cette

augmentation de la conductivité thermique des nanofluides. Néanmoins aucune d'entre elles n'est parvenue à décrire convenablement tous les comportements obtenus expérimentalement.

Chapitre 04

RESULTATS ET DISCUSSIONS

I.CONDUITE CHAUFFEE

1. Introduction

Dans cette étude, nous avons utilisé l'approche du « fluide monophasé » afin d'être capable d'étudier les comportements thermiques des nano fluides, le mélange Al_2O_3 –eau avec la même vitesse compte tenu des nanoparticules d'alumine avec un diamètre de 40 nm et une fraction de faible volume ($vol.\% \leq 2$) des particules solides est adopté. Le mode de volume fini est utilisé pour résoudre le problème. les résultats obtenus par le modèle sont obtenus en termes de frottement, de distribution des vitesses, de chute de pression et de profils de nombre Nusselt, ainsi qu'une comparaison avec les données théoriques et expérimentales disponibles dans la littérature.

Un écoulement du nano fluide Al_2O_3 /eau à travers une conduite cylindrique de longueur 1.5m et de 0.02m pour le diamètre figure IV-1, présentant les conditions suivantes:

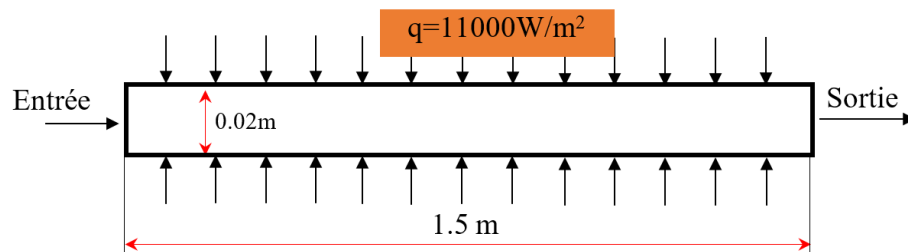


Figure IV.1 : Effet de la fraction volumique des nanoparticules de Al_2O_3 - eau sur le nombre de Nusselt à des Reynolds différents

1-Pour $0 < x < 1.5m$, la conduite maintenue à un flux de chaleur uniforme à la paroi égale $11000W/m^2$.

2-à l'entrée du tube on impose un nano fluide avec des Reynolds de 4000 à 20000.

3-Le fluide de base est de l'eau déminéralisée contenant les nanoparticules d'oxyde Al_2O_3 , avec un diamètre de 33 nm leurs propriétés physiques sont résumées dans le tableau V-1:

Tableau IV-1: les propriétés thermo physiques pour les constituants du nano fluide

Constituent	Fluide de base (l'eau)	Al_2O_3
propriétés		
ρ (kg/m ³)	997.1	3970
k (W/m.k)	0.613	40
C_p (J/kg.k)	4179	765
μ (kg/m.s)	1.003×10^{-3}	-

1.2. Transfert de chaleur dans une conduite chauffée :

Dans cette partie nous étudierons le phénomène du transfert de chaleur par convection forcée dans un tube horizontal, de petit diamètre ($2 \text{ mm} > \varnothing$). La géométrie utilisée est représentée dans la figure V-1. Nous avons adopté un maillage raffiné ($nx=401$, $nr=61$) près de la paroi et au milieu du tube où le flux de chaleur est imposé (la partie chauffée du tube).

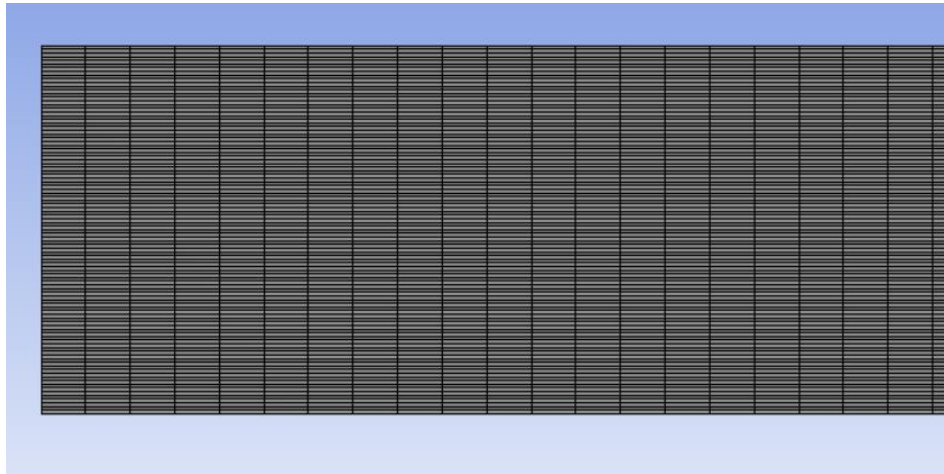


Figure IV-2: Schéma du maillage de la conduite.

Les simulations numériques ont été effectuées pour Al_2O_3 – mélange d'eau et diverses concentrations de particules φ variant de 0 à 2 pour cent. La configuration géométrique considérée se compose d'un tube a un diamètre de 0,02 et 1,5m de longueur. Le nombre de Reynolds a varié de 3.5×10^3 to 2×10^5 . L'étude est comparée aux données expérimentales de Sundar et Sharma [4]. Les corrélations de la littérature ainsi que l'utilisation à évaluer en termes de nombre moyen de Nusselt, facteur de frottement et chute de pression.

2. Résultats et discussions

2.1. Évolution de nombre de Nusselt en variant la concentration

La figure 3 montre la distribution du nombre de Nusselt pour $\varphi = 0; 0.1; 0.5; 1; 2\%$. Pour tous les nombres de Reynolds et toutes les concentrations de nanoparticules.

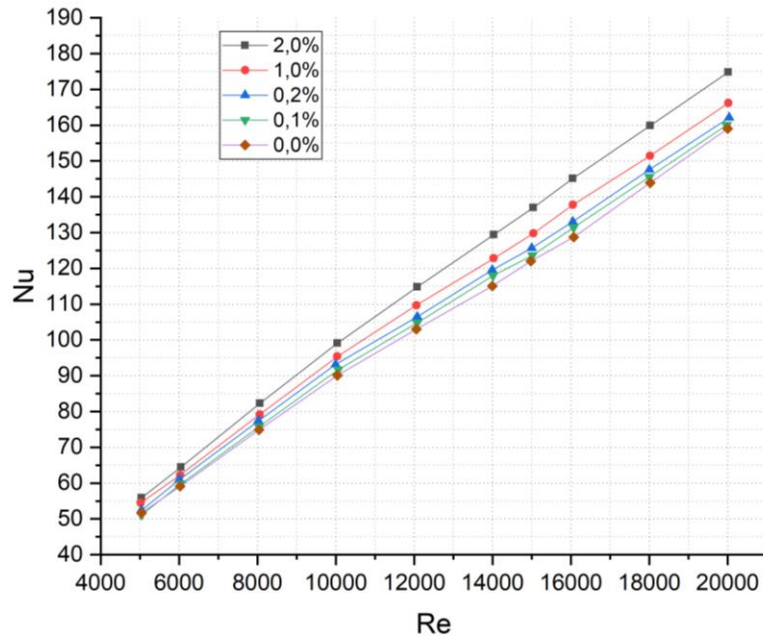


Figure IV.3 : Effet de la fraction volumique des nanoparticules de Al_2O_3 - eau sur le nombre de Nusselt à des Reynolds différents

Le nombre de Nusselt augmente avec les valeurs croissantes de Re. On voit aussi que le nombre moyen de nanoparticules de Nusselt est significativement plus élevé que l’eau quand il augmente de 0 % à 2%.

2.2. Comparaison de nos résultats avec les corrélations de Pak and Cho [22] :

La figure 4 montre la comparaison entre les résultats de cette étude et la corrélation de Pak et Cho [22] et la corrélation de Gnielinski [88] et l’équation de Dittus-Boelter [89]., pour $\varphi = 0.1\%$, Un bon accord entre notre simulation et les corrélations de Pak et Cho et de Gnielinski.

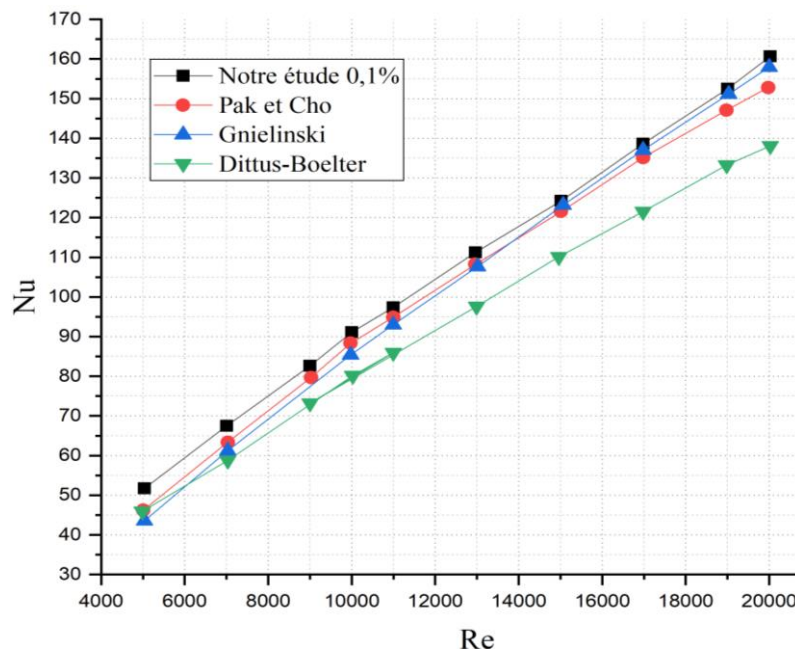


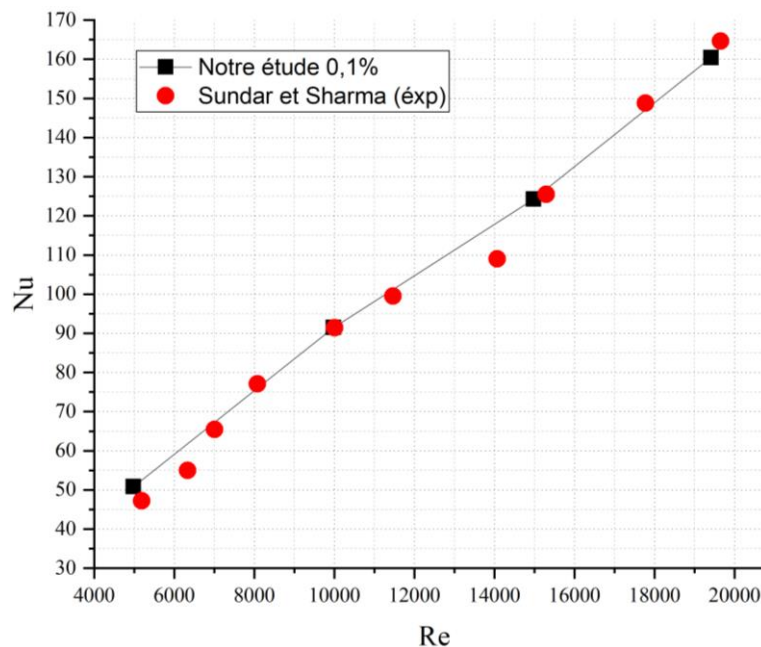
Figure IV.4 : Validations des corrélations proposées avec les résultats numériques de Al₂O₃- eau

Pour les nombres de Reynolds élevés, une grande différence est observée avec l'équation de Dittus-Boelter, car la corrélation entre les Dittusworks et le fluide de base, son rôle est de limite inférieure pour les résultats nano fluides mesurés, mais les prédictions des relations entre Pakand

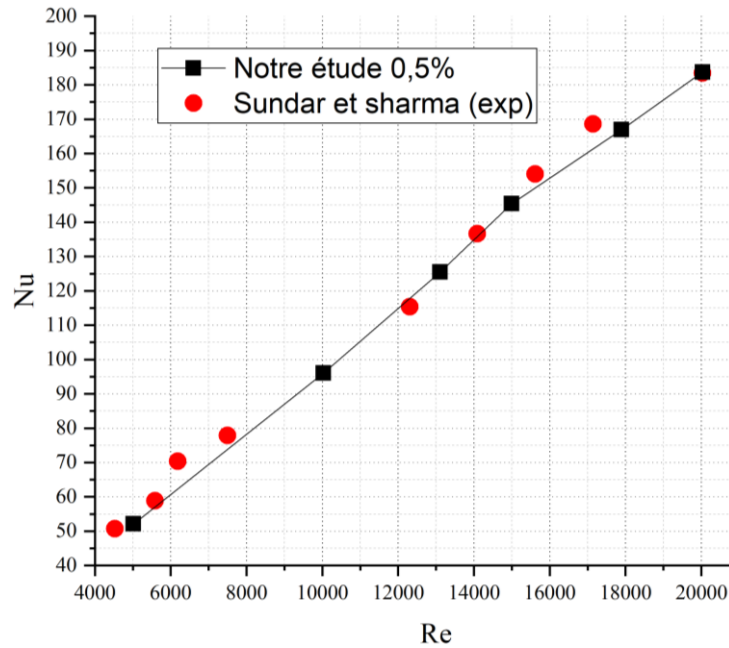
et Cho'sand Gnielinski démontrent une fois de plus l'amélioration du transfert de chaleur dans les nano fluides.

2.3. Comparaison de nos résultats avec les résultats de l'expérience de Sundar et Sharma :

Dans la figure 5, les résultats de cette étude montrent un comportement similaire de Nusselt avec deux volumes différents de concentrations d'Al₂O₃-eau (a) $\varphi = 0.1\%$ (b) $\varphi = 0.5\%$, par rapport aux données expérimentales de Sundar et de Sharma, avec une fine concurrence entre nos expériences de simulation et de Sundar.



(a)



(b)

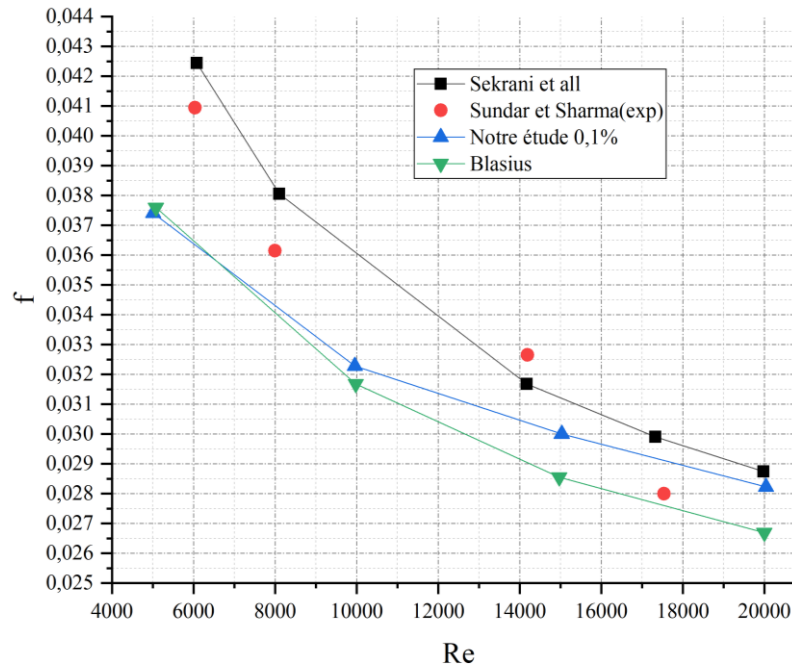
Figure IV.5 : Validation de Nusselt expérimental avec les résultats numériques de volumes différents concentrations d' Al₂O₃-eau (a) $\varphi = 0.1\%$ (b) $\varphi = 0.5\%$

2.4. Evolution de nombre de facteur de frottement pour deux concentrations 0.1 et 0.5 :

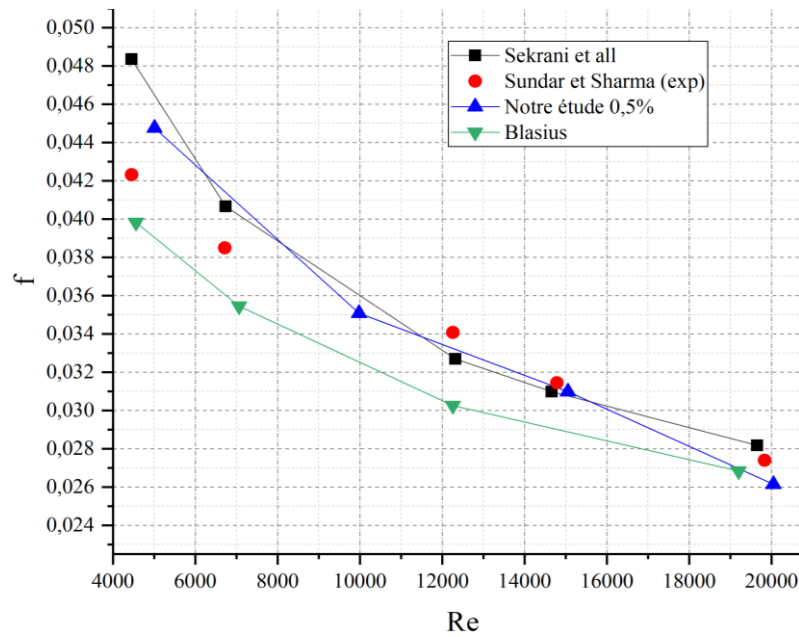
La figure 6 indique que les résultats numériques du facteur de frottement ont été comparés avec les corrélations suggérées par Blasius [90] et l'expérience de Sundar et Sharma [88] et le travail numérique de Sekrani et al. [91] afin d'effectuer la validation.

Le coefficient de frottement du nano-fluide a été calculé sur la base de l'équation du facteur de frottement de Darcy [92]:

$$f_{nf} = \frac{2D\Delta P_{nf}}{Lv^2\rho_{nf}} \quad (\text{IV } 1)$$



(a)



(b)

Figure IV.6 : Comparaison du facteur de frottement du nano-fluide Al_2O_3 - eau avec le nombre de Reynolds pour différentes données de corrélation et expérimentales avec les résultats numériques de différentes concentrations volumiques de nano-fluide: (a) $\phi = 0.1$; (b) $\phi = 0.5$

Le coefficient de frottement diminue avec l'augmentation de Re avec la bonne inclinaison par rapport à

l'équation de Blasius pour $\varphi = 0.1$, il est distingué que lorsque le nombre de Reynolds augmente les valeurs expérimentales du coefficient de frottement diminuent plus vite que les calculs numériques..

Cependant, pour $\varphi = 0.5$ la présente étude prédit des valeurs plus élevées du facteur de frottement par rapport à l'équation de Blasius et on constate que le coefficient de frottement est apparemment plus faible et plus proche des valeurs expérimentales que les prédictions de Sekrani et al.

Les résultats numériques obtenus des facteurs de frottement des figures 6 (a) et (b) montrent une concordance acceptable entre les résultats publiés.

2.5.Évolution de la différence de pression en variant la concentration :

La figure 7 illustre les variations de la chute de pression par rapport au nombre de Reynolds pour différentes fractions de volume. La chute de pression du nano-fluide est supérieure au fluide pur. L'augmentation de la fraction de volume de nanoparticules augmente la chute de pression. Il montre qu'avec l'augmentation du nombre de Reynolds à partir de 12000, la fraction de volume croissante a un effet clair sur la chute de pression.

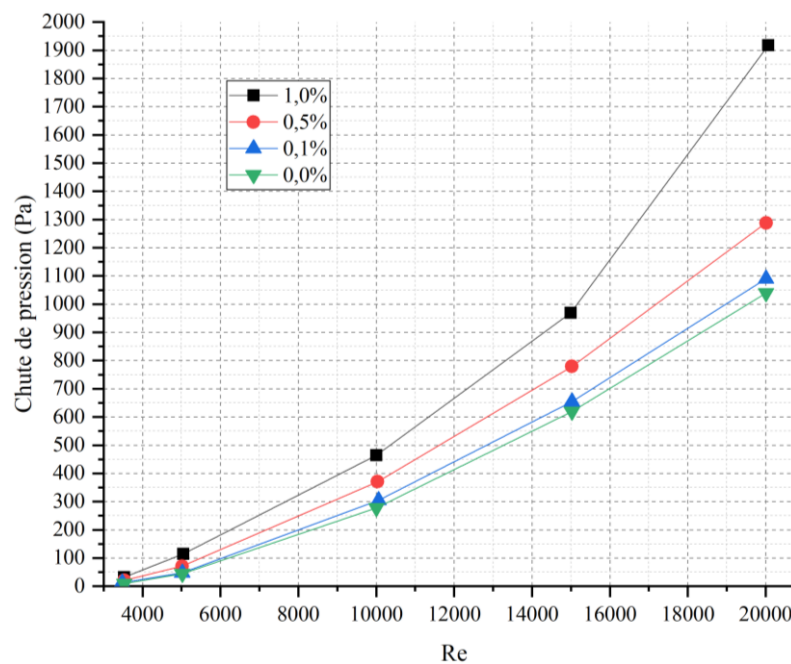


Figure IV.7 : Variations de la chute de pression par rapport au nombre de Reynolds pour différentes fractions de volume

2.6.Comparaison de nos résultats avec les résultats théorique de Darcy :

La figure8 présente la chute de pression du nano-fluide d'alumine en fonction du nombre de Reynolds de la concentration volumique $\varphi = 0.1$ vol %, pour une comparaison des résultats numériques actuels et des prévisions théoriques.

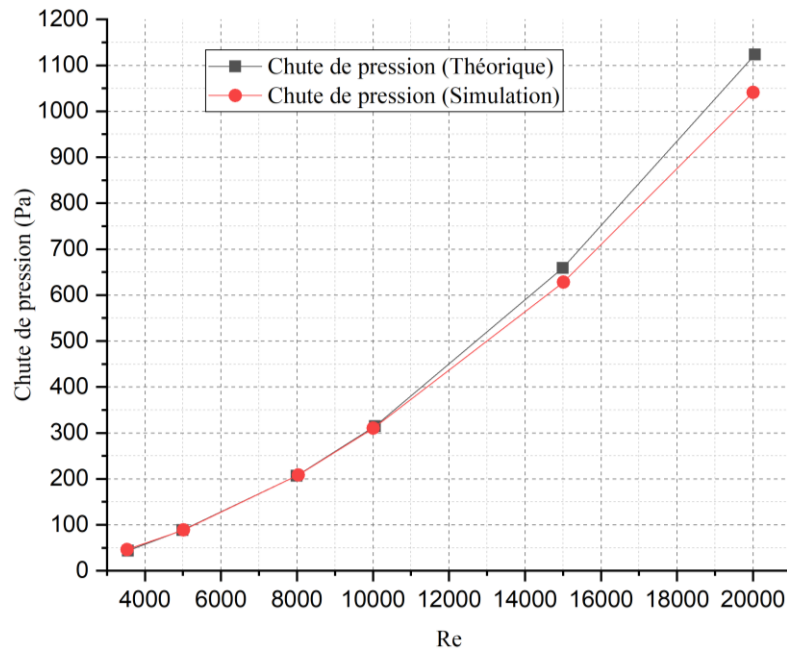


Figure IV.8 : Comparaison de la chute de pression numérique et théorique par rapport au nombre de Reynolds d' Al_2O_3 -eau pour $\varphi = 0.1\%$.

La figure 8 indique que les résultats numériques actuels concordent bien avec l'analyse théorique calculée [90, 93]. Les pertes de pression numériques se situent à moins de 10 % des prévisions.

CONCLUSIONS :

Dans ce chapitre, nous avons étudié, par des simulations numériques, la performance thermique du nano-fluide alumine-eau, qui s'écoule sous un régime turbulent dans un tube circulaire soumis à un flux de paroi constant. Comparaisons du facteur de frottement et du nombre de Nusselt prédit numériquement sur un large éventail de nombres de Reynolds turbulents, avec les résultats expérimentaux correspondants et les corrélations de la littérature et les simulations de cfd précédentes.

Les résultats ont révélé l'amélioration du transfert de chaleur par rapport au fluide de base. L'amélioration a été plus nette avec l'augmentation du volume des particules, avec une conductivité thermique relativement plus élevée.

En outre, une augmentation plus notable du nombre de Nusselt avec la fraction de volume de particules est évidente aux nombres élevés de Reynolds. L'augmentation du nombre de nano-fluides Al_2O_3 -eau de Nusselt est beaucoup plus élevée que la prédiction des corrélations utilisées avec les propriétés des nano-fluides.

L'augmentation du nombre de Reynolds pour toutes les fractions de volume fait augmenter la chute de pression. La vitesse du nano-fluide possède souvent une valeur supérieure à celle du fluide de base. Il est à noter que les résultats numériques actuels maintiennent une bonne conformité avec les données antérieures disponibles dans la littérature.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion :

Dans ce mémoire de master pour l'obtention du diplôme de master en génie mécanique, option énergétique, nous avons commencé par une introduction générale pour introduire notre travail brièvement, ensuite dans le deuxième et le troisième chapitre nous avons consacré sur l'étude théorique des nano fluides et celle du transfert thermique dans les tubes.

Dans le quatrième chapitre qui représente notre contribution dans le domaine des nanofluides, nous avons effectué une étude numérique par simulation dans le code de calcul ANSYS FLUENT d'un écoulement turbulent de nanofluide Al_2O_3 /eau circulant à l'intérieur d'un tube horizontal de 1,5m de long et 0,02m de diamètre, exposé à une condition aux limites de flux de chaleur uniforme et constant de $11000W/m^2$ avec une approche monophasique.

- Les propriétés thermiques et physiques ont été approuvées à partir des études de la littérature, dans l'étude de Sundar et al. [94], où la particule de Al_2O_3 avec un diamètre de 40 nm avec une concentration volumique de nanoparticules de 0,5% à 2%.
- Dans un premier temps, nous avons déterminé le meilleur maillage, ce qui a donné des résultats proches des résultats expérimentaux.
- Les résultats numériques représentés par le facteur de friction, le nombre de Nusselt et la perte de charge obtenus dans cette étude ont été comparés aux résultats de Pak and Cho [95], et la corrélation de Gnielinski [94] et l'équation de Dittus-Boelter's [96] pour assurer la fiabilité des résultats, la congruence était très grande entre les différents résultats numériques et expérimentaux.
- La convergence a été particulièrement significative pour les nombres de Reynolds $Re \geq 12000$ pour les différentes concentrations volumiques de nanoparticules.
- Les valeurs de Nusselt obtenues numériquement maintiennent une bonne conformité avec l'approche précédente des données disponibles (15), car l'écart ne dépasse pas 4 %.

Portées et perspectives.

- Poursuivre une étude numérique avec les mêmes conditions en petits nombres de Reynolds, (écoulement laminaire) et la comparer avec un écoulement turbulent.
- Poursuite de l'étude avec d'autres valeurs de diamètres de nanoparticules.
- Utiliser et comparer une approche monophasée et multiphasée.
- Une étude comparative de la nanoparticule Al_2O_3 /eau avec d'autres matériaux nanoparticules.

BIBLIOGRAPHIE

- [1]Cho I.S.U.S, Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles, *Developments and Applications of Non-Newtonian Flows*, FED-vol 231/MD-vol 66(1995), pp: 99–105.
- [2]Kestin, J., and W. Wakeham. "A Contribution to the Theory of the Transient Hot-Wire Technique for Thermal Conductivity Measurements." *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* 92, no. 1 (1978): 102-16.[https://doi.org/10.1016/0378-4371\(78\)90023-7](https://doi.org/10.1016/0378-4371(78)90023-7)
- [3]Wang, X., X. Xu, and S.U. S. Choi. "Thermal Conductivity of Nanoparticle-Fluid Mixture." *Journal of thermophysics and heat transfer* 13, no. 4 (1999): 474-80.
<https://doi.org/10.2514/2.6486>
- [4]Das, S.K., N. Putra, P. Thiesen, and W. Roetzel. "Temperature Dependence of Thermal Conductivity Enhancement for Nanofluids." *Journal of Heat Transfer* 125, no. 4 (2003): 567-74.<https://doi.org/10.1115/1.1571080>
- [5]Roetzel, W., S. Prinzen, and Y. Xuan. "Measurement of Thermal Diffusivity Using Temperature Oscillations." *Thermal conductivity* 21 (1990): 201-07.
- [6]Czarnetzki, W., and W. Roetzel. "Temperature Oscillation Techniques for Simultaneous Measurement of Thermal Diffusivity and Conductivity." *International Journal of Thermophysics* 16, no. 2 (1995): 413-22.
- [7]Xuan, Y., and Q. Li. "Investigation on Convective Heat Transfer and Flow Features of Nanofluids." *Journal of Heat transfer* 125, no. 1 (2003): 151-55.<https://doi.org/10.1115/1.1532008>
- [8]Li, Q., and Y. Xuan. "Convective Heat Transfer and Flow Characteristics of Cu-Water Nanofluid." *Science in China Series E: Technological Science* 45, no. 4 (2002): 408-16.
- [9]Sidik, C., N. Azwadi, and M. Raad Abdulwahab. "Numerical Investigation of Turbulent Magnetic Nanofluid Flow inside Straight Channels." Paper presented at the Applied Mechanics and Materials, 2016.
- [10]Heris, S.Z., S.G. Etemad, and M.N. Esfahany. "Experimental Investigation of Oxide Nanofluids Laminar Flow Convective Heat Transfer." *International Communications in Heat and Mass Transfer* 33, no. 4 (2006): 529-35.<https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2006.01.005>
- [11]Ray, D.R., and D.K. Das. "Superior Performance of Nanofluids in an Automotive Radiator." *Journal of Thermal Science and Engineering Applications* 6, no. 4 (2014): 041002.
<https://doi.org/10.1115/1.4027302>
- [12]Cho I.S.U.S, Z.G Zhang, W Yu, F.E Lockwood, E.A Grulke (2001), Anomalous thermal conductivity enhancement in nano-tube suspensions, *Applied Physics Letters* 79 2252–2254.
- [13]Das S.K, N Putta, P Thiesen, W Roetzel (2003), Temperature dependence of thermal conductivity enhancement for nanofluids, *ASME Trans. J. Heat Transfer* 125 567–574.

- [14]S.U.S. Choi, Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles, in: D.A. Singer, H.P. Wang (Eds.), *Development and Applications of Non-Newtonian Flows*, FED-V.231/MD, 66, ASME, New York, 1995, pp. 99–105.
- [15]G. Saha and M.C. Paul, "Numerical analysis of heat transfer behavior of water based Al₂O₃ and TiO₂ nanofluids in a circular pipe under the turbulent flow condition", *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 56, pp. 96-108, 2014.
- [16]D. Kim, Y. Kwon, Y. Cho, C. Li, S. Cheong, Y. Hwang, J. Lee, D. Hong, S. Moon. Convective heat transfer characteristics of nanofluids under laminar and turbulent flow conditions, *Current Applied Physics* 9 (2009) 119–123.
- [17]L. Sundar, K. Sharma, Heat transfer enhancements of low volume concentration Al₂O₃ nanofluid and with longitudinal strip inserts in a circular tube, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (19) (2010) 4280-4286.
- [18]Mirmasoumi, S.; Behzadmehr, A. Numerical study of laminar mixed convection of a nanofluid in a horizontal tube using two-phase mixture model. *Appl. Therm. Eng.* 2008, 28, 717–727. [CrossRef]
- [19]Namburu, P.K.; Das, D.K.; Tanguturi, K.M.; Vajjha, R.S. Numerical study of turbulent flow and heat transfer characteristics of nanofluids considering variable properties. *Int. Therm. Sci.* 2009, 48, 290–302. [CrossRef]
- [20]Lotfi, R.; Saboohi, Y.; Rashidi, A.M. Numerical study of forced convective heat transfer of Nanofluids: Comparison of different approaches. *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 2010, 27, 74–78. [CrossRef]
- [21]A.R. Pouranfard, D. Mowla, F. Esmailzadeh, An experimental study of drag reduction by nanofluids through horizontal pipe turbulent flow of a Newtonian liquid, *Journal of Industrial and Engineering Chemistry* 20 (2014) 633-637.
- [22]B.C. Pak, Y.I. Cho, Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles, *Experimental Heat Transfer* 11 (1998) 151-170.
- [23]V. Bianco, O. Manca, S. Nardini, Numerical investigation on nanofluids turbulent convection heat transfer inside a circular tube, *International Journal of Thermal Sciences* 50 (2011) 341e349.
- [24]V. Bianco, O. Manca, and S. Nardini, "Numerical simulation of water/ Al₂O₃ nanofluid turbulent convection," *Advances in Mechanical Engineering*, vol. 2010, Article ID976254, 10 pages, 2010.
- [25]V. Bianco, O. Manca, S. Nardini, Entropy generation analysis of turbulent convection flow of Al₂O₃-water nanofluid in a circular tube subjected to constant wall heat flux, *Energy Conversion and Management* 77 (2014) 306-314.

- [26]G.Sekrani, S. Poncet, P. Proulx, Modeling of convective turbulent heat transfer of water-based Al_2O_3 nanouids in an uniformly heated pipe, *Chemical Engineering Science*,10.1016 j. ces .2017 . 10.044.
- [27]Theodore L Bergman, Frank P Incropera, David P DeWitt, and Adrienne S Lavine. *Fundamentals of heat and mass transfer*. John Wiley & Sons, 2011.
- [28]Wikipédia. Diagramme de moody — wikipédia, l'encyclopédie libre, 2019. [En ligne; Page disponible le 28-août-2019] .
- [29]Henry L Langhaar. Steady flow in the transition length of a straight tube. 1942.
- [30]William Morrow Kays. *Convective heat and mass transfer*. Tata McGraw-Hill Education, 2011.
- [31]Bruce Roy Munson, Theodore Hisao Okiishi, Wade W Huebsch, and Alric P Rothmayer. *Fluid mechanics*. Wiley Singapore, 2013.
- [32]Philip J Pritchard, Robert W Fox, and Alan Taylor McDonald. *Introduction to fluid mechanics*. John Wiley & Sons, 2010.
- [33]BS Petukhov, TF Irvine, JP Hartnett, et al. Advances in heat transfer *Academic, New York*, 6:503–564, 1970.
- [34]Maxwell, J. C (1873).Treatise on Electricity and Magnetism. Oxford: Clarendon Press.
- [35] Fricke H, A Mathematical Treatment of the Electric Conductivity and Capacity of Disperse Systems: The Electric Conductivity of a Suspension of Homogeneous Spheroids. *Physical Review* 24(1924): 575-587.
- [36]Fricke H, The Maxwell-Wagner Dispersion in a Suspension of Ellipsoids. *Journal of Physical Chemistry* 57(1953): 934-937.
- [37] Polder D and J.H van Santen, The Effective Permeability of Mixtures of Solids. *Physical* (1946): 257-271
- [38]Taylor L. S, Dielectrics Properties of Mixtures, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* AP-13(1965): 943-947.
- [39]Taylor L. S, Dielectrics Loaded with Anisotropic Materials. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* AP-14(1966):669-670.
- [40]Hamilton R.L, and O.K Crasser, Thermal Conductivity of Heterogeneous Two Component Systems. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals* 1(1962): 187-191.
- [41] Granqvist C.G and O. Hunderi, Optical Properties of Ultrafine Gold Particles, *Physical Review* B 16(1977):3513-3534.

- [42] Granqvist, C. G. and O.Hunderi, Conductivity of Inhomogeneous Materials: Effective-Medium Theory with Dipole-Dipole Interaction. *Physical Review B* 18(1978):1554-1561.
- [43] Xue Q. (2000). Effective-Medium Theory for Two-Phase Random Composite with an Interfacial Shell. *Journal of Material Science and Technology* 16: 367-369.
- [44] Rayleigh, L. (1892). On the Influence of Obstacles Arranged in Rectangular Order upon the Properties of a Medium. *Philosophical Magazine* 34: 481-502.
- [45] Wiener O, Die Theorie des Mischkörpers für das Feld der stationären Stromung. 1. Abhandlung: Die Mittelwertsätze für Kraft, Polarisation und Energie. *Denkschriften der Mathematisch-Physischen Klasse der Königlich Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften* 32(1912): 507- 604.
- [46] Bruggeman D, Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen: I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen, *Annalen der Physik* 24(1935): 636-664.
- [47] Böttcher C. J. F. (1945). The Dielectric Constant of Crystalline Powders. *Recueil des Travaux Chimiques des Pays-Bas* 64: 47-51.
- [48] Landauer R, The Electrical Resistance of Binary Metallic Mixtures. *Journal of Applied Physics* 23(1952): 779-784.
- [49] Jeffrey D. J. Conduction through a Random Suspension of Spheres. *The Proceedings of Royal Society of London* (1973), A 335: 355-367.
- [50] Davis R. H, The Effective Thermal Conductivity of a Composite Material with Spherical Inclusions. *International Journal of Thermophysics* 7(1986): 609-620.
- [51] Kerner E.H, The Electrical Conductivity of Composite Media. *The Proceedings of the Physical Society* B69 (1956): 802-807.
- [52] Van de Hulst H.C, *Light Scattering by Small Particles*. (1957). New York: John Wiley & Sons.
- [53] Pauly, von H and H.P Schwan, Über die Impedanz einer Suspension von kugelförmigen Teilchen mit einer Schale. *Zeitschrift für Naturforschung* 14(1959): 125-131.
- [54] Schwan H.P, G Schwarz, J Maczuk and H Pauly, On the Low-Frequency Dielectric Dispersion of Colloidal Particles in Electrolyte Solution, *Journal of Physical Chemistry* 66(1962): 2626-2635.
- [55] Lamb W, D.M Wood and N.W Ashcroft, Optical Properties of Small Particle Composites: Theories and Applications. In *Electrical Transport and Optical Properties of Inhomogeneous Media*, edited by J. C. Garland and D. B. Tanner: (1978)240-255. New York: American Institute of Physics.
- [56] Benveniste Y and T Miloh, On the Effective Thermal Conductivity of Coated Short-Fiber Composites. *Journal of Applied Physics* 69(1991): 1337-1344.

- [57] Lu S.Y and J.L.Song, Effective Conductivity of Composites with Spherical Inclusions: Effective of Coating and Detachment. *Journal of Applied Physics* 79(1996): 609-618.
- [58] Xue Q. (2000). Effective-Medium Theory for Two-Phase Random Composite with an Interfacial Shell. *Journal of Material Science and Technology* 16: 367-369.
- [59] Benveniste Y, Effective Thermal Conductivity of Composites with a Thermal Contact Resistance between the Constituents: Nondilute Case. *Journal of Applied Physics* 61(1987): 2840-2843.
- [60] Hasselman D. P. H., and L. F. Johnson, Effective Thermal Conductivity of Composites with Interfacial Thermal Barrier Resistance, *Journal of Composite Materials* 21(1987): 508-515.
- [61] Henderson J. R., and F. van Swol, On the Interface between a Fluid and a Planar Wall: Theory and Simulations of a Hard Sphere Fluid at a Hard Wall. *Molecular Physics* 51(1984): 991-1010.
- [62] Yu C.J, A.G Richter, A Datta, M.K DuTbin and P Dutta, Molecular Layering in a Liquid on a Solid Substrate: an X-Ray Reflectivity Study. *Physica B* 283(2000): 27-31.
- [63] Yu W and 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.
- [64] Yu W, and S. U. S Choi, The Role of Interfacial Layers in the Enhanced Thermal Conductivity of Nanofluids: A Renovated Hamilton-Crosser Model. *Journal of Nanoparticle Research* 6(2004): 355-361.
- [65] Bilboul R. R, A Note on the Permittivity of a Double-Layer Ellipsoid. *British Journal of Applied Physics (Series 2)* 2(1969): 921-923.
- [66] Xuan Y, Q LI and W. Hu, Aggregation Structure and Thermal Conductivity of Nanofluids. *AIChE Journal* 49 (4) (2003): 1038-1043.
- [67] Jang S. P, and S. U. S. Choi, Role of Brownian Motion in the Enhanced Thermal Conductivity of Nanofluids, *Applied Physics Letters* (2004) 84:4316-4318.
- [68] Koo J and C Kleinstreuer, A New Thermal Conductivity Model for Nanofluids. *Journal of Nanoparticle Research* 6(2004): 577-588.
- [69] Prasher R, P Bhattacharya and P.E Phelan, Thermal Conductivity of Nanoscale Colloidal Solutions (Nanofluids), *Physical Review Letters* 94(2005): 025901.
- [70] Prasher R, P Bhattacharya and P.E Phelan, Brownian-Motion-Based Convective-Conductive Model for the Thermal Conductivity of Nanofluids. *Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer* 128(2006.a): 588-595.
- [71] Nan C.W, G Liu, Y Lin and M Li, Interface Effect on Thermal Conductivity of Carbon Nanotube Composites. *Applied Physics Letters* 85(2004): 3549-3551.

- [72]Nan C.W, Z ShI.and Y Lin, A Simple Model for Thermal Conductivity of Carbon Nanotube-Based Composites. *Chemical Physics Letters* 375(2003): 666-669.
- [73]Liu S and J.H Masliyah, Rheology of Suspensions. In *Suspensions: Fundamentals and Applications in the Petroleum Industry*, edited by L. L. Schramm, American Chemical Society Advances in Chemistry Series 251(1996):107-176.
- [74]Pak B.C and Y.I.Cho, Hydrodynamic and Heat Transfer Study of Dispersed Fluids with Submicron Metallic Oxide Particles, *Experimental Heat Transfer* 11(1998): 151-170.
- [75]Das S. K, N Putra, and W Roetzel, Pool Boiling Characteristics of Nano-Fluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46(2003.b): 851-862.
- [76]Pauly, von H and H.P Schwan, Uber die Impedanz einer Suspension von kugelformigen Teilchen mit einer Schale. *Zeitschrift furNaturfarschung* 146(1959): 125-131.
- [77]LI.C, M Akinc, J Wiench, M PruskI.and C.H Schilling, Relationship between Water Mobility and Viscosity of Nanometric Alumina Suspensions. *Journal of the American Ceramic Society* 88(2005): 2762-2768.
- [78]Heris S.Z, S.Gh Etemad and M.N Esfahany, Experimental Investigation of Oxide Nanofluids Laminar Flow Convective Heat Transfer, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 33(2006): 529-535.
- [79]KulkarnI.D.P, D.K Das and G.A Chukwu, Temperature Dependent Rheological Property of Copper Oxide Nanoparticles Suspension (Nanofluid). *Journal of Nanoscience and Nanotechnology* 6(2006): 1150-1154.
- [80]Ding Y, H Alias, D Wen, and R.A Williams (2006).Heat Transfer of Aqueous Suspensions of Carbon Nanotubes (CNT nanofluids). *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49: 240-250.
- [81]Liu M, M. Lin, C. Y. Tsai, C. Wang (2006).Enhancement of Thermal Conductivity with Cu for Nanofluids Using Chemical Reduction Method. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49: 3028-3033.
- [82]Maïga S.E.B, C.T Nguyen, N. Galanis, and G. Roy, Heat Transfer Behaviours of Nanofluids in a Uniformly Heated Tube, *Superlattices and Microstructures* 35(2004): 543-557.
- [83]Tseng W.J and K.C Lin, Rheology and Colloidal Structure of Aqueous TiO₂ Nanoparticle Suspensions, *Materials Science and Engineering A* (2003) 355: 186-192.
- [84]Xing Z, H Gu, M Fujii. Effective thermal conductivity and thermal diffusivity of nanofluids containing spherical and cylindrical nanoparticles, *Experimental Thermal and Fluid Science* 31 (2007) 593–599
- [85]Xuan Y, W. Roetzel, Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2000) 433701–3707.

- [86] Fletcher, C.A.J., 1991. Computational techniques for fluid dynamics, vol. I. Springer, Berlin.
- [87] Das S.K, N Putta, P Thiesen, W Roetzel (2003), Temperature dependence of thermal conductivity enhancement for nanofluids, ASME Trans. J. Heat Transfer 125 567–574.
- [88] Gnielinski, V., 1976, “New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow,” Int. Chem. Eng., 16, pp. 359–367.
- [89] Dittus, F. W., and Boelter, L. M. K., 1930, Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type, Vol. 2, University of California, Berkeley, pp.443–461.
- [90] Incropera, F. P., and DeWitt, D. P., 1996, Fundamentals of Heat and Mass Transfer Wiley, New York.
- [91] G. Sekrani, S. Poncet, P. Proulx, Modeling of convective turbulent heat transfer of water-based Al_2O_3 nanofluids in an uniformly heated pipe, Chemical Engineering Science, 10.1016/j.ces.2017.10.044.
- [92] W. Duangthongsuk, S. Wongwises, An experimental study on the heat transfer performance and pressure drop of TiO_2 -water nanofluids flowing under a turbulent flow regime. I. Journal of Heat and Mass Transfer 53 (2010) 334–344.
- [93] J. H. Lienhard IV, J.H. Lienhard V, A Heat Transfer Textbook, second ed., Phlogiston Press. 2002.
- [94] Gnielinski, V., 1976, “New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow,” Int. Chem. Eng., 16, pp. 359–367.
- [95] B.C. Pak, Y.I. Cho, Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles, Experimental Heat Transfer 11 (1998) 151-170.
- [96] Dittus, F. W., and Boelter, L. M. K., 1930, Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type, Vol. 2, University of California, Berkeley, pp.443–461.

RESUME

Résumé

Il s'agit d'une étude numérique de la convection forcée lors d'un écoulement laminaire permanent et stationnaire à travers une conduite cylindrique. Les calculs sont effectués pour le cas de l'eau et des nanofluides des oxydes métallique (Al_2O_3). Les fluides sont supposés newtoniens. Les équations régissant le problème (l'écoulement et le transfert de chaleur) dans une conduite ont été résolues en utilisant la méthode de volume fini pour discrétiser les équations du modèle mathématique (équation de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie). Les champs dynamique et thermique sont obtenus pour différents valeurs du nombre de Reynolds allant de 25 jusqu'à 900 et pour différentes concentrations de nanoparticules (0.01, 0.02, 0.03, 0.05, et 0.1). Une analyse de l'évolution de température et du coefficient de perte de charge ainsi que le calcul du nombre de Nusselt ont été réalisés. Les résultats obtenus montrent que le transfert de chaleur est meilleur si on augmente la concentration des nanoparticules et le nombre de Reynolds, et on a trouvé que le fluide qui permet un meilleur transfert de chaleur est le nanofluide qui contient les nanoparticules, et qu'une augmentation de la concentration en Al_2O_3 intensifie considérablement le transfert de chaleur sans affecter le coefficient de perte de charge, et d'une autre la puissance dissipée par le transport de fluide.

Mots clés : Convection forcée, Nanofluide, Volume fini, Al_2O_3 .

Abstract

A numerical study of laminar forced convection permanent and stationary through a cylindrical pipe, the calculations are performed for the case of water and nanofluides of metal oxides (Al_2O_3). The fluids are supposed Newtonian. The heat transfer equations governing have been resolved, by the use of finite volume method to discretize the mathematical model equations (continuity, momentum and energy equations). Dynamic and thermal fields are obtained for different values of the Reynolds number ranging from 25 to 900 and for different nanoparticles concentration of (0.01, 0.02, 0.03, 0.05, and 0.1). Analyses of temperature, pressure drop coefficient and the calculation Nusselt number have been realized. The results obtained show that heat transfer is better if we increased the nanoparticles concentration and the Reynolds number, and found that the best transfer fluid is the nanofluid contains nanoparticles of and an increase of Al_2O_3 concentration intensifies the heat transfer coefficient without affecting the pressure drop, and another the power dissipated by the fluid transport.

Keywords: forced convection, nanofluid, finite volume, Al_2O_3 .

ملخص

قمنا بدراسة عددية للتبادل الحراري القسري و المستمر عبر قناة أسطوانية الحسابات أجريت في حالة الماء و النانوفلويد يحتوي على جزيئات أكسيدات معدنية (Al_2O_3). و باعتبار النانو لويديات كموائع مستقرة، قمنا بحل المعادلات الخاصة بالنقل داخل القناة، حيث استعملنا طريقة الحجوم المنتهية لأجل تحليل المعادلات الرياضية (معادلة الاستمرار، معادلة كمية الحركة و الطاقة). تحصلنا على الحقول الحركية و الحرارية باستعمال قيم مختلفة لعدد رينولدس (من 25 الى 900) و لمختلف تراكيز الجزيئات النانوية (0.01، 0.02، 0.03، 0.05 و 0.1). كما قمنا بتحليل و مناقشة النتائج المحصل عليها لكل من تغير الحراري و معامل ضياع الطاقة و أيضا حساب عدد نيوستل. النتائج المحصل عليها تظهر أن النقل الحراري يكون جيد عند زيادة تركيز الجزيئات النانومترية و عدد رينولدكس، كما وجدنا أيضا أن أحسن مائع للنقل الحراري هو النانوفلويد المحتوي على جزيئات Al_2O_3 و زيادة تركيز Al_2O_3 يكثف معامل نقل الحرارة من دون التأثير على معامل ضياع الطاقة، و من جهة أخرى الطاقة المنتشرة بواسطة سائل النقل.

كلمات مفتاحية : تبادل حراري قسري، نانو فلويد، الحجوم المنتهية، Al_2O_3 .