

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 :

**Analyse De Transfert De Chaleur Et Ecoulement Laminaire D'un Nano
Fluide Fe₃O₄ /Eau Dans Un Tube Horizontal**

Présenté par :

- BRAHIMI OTHMANE
- CHABANI MOHAMMED AMINE
- BENCHIKH MOHAMMED

Soutenu le : devant le Jury :

<i>M.boukhadia</i>	<i>MCB</i>	<i>Centre Universitaire Naâma</i>	<i>Président</i>
<i>M. Medjahed Driss Meddah</i>	<i>MCA</i>	<i>Centre Universitaire Naâma</i>	<i>Encadreur</i>
<i>M.benameur</i>	<i>MCA</i>	<i>Centre Universitaire Naâma</i>	<i>Examineur</i>

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 qui ont contribué à l'élaboration de ce mémoire ainsi qu'à la réussite de formidable année universitaire

Dédicaces

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.

Sommaire

Sommaire

Remerciements

DédicaceRésumé

Abstract

Liste des

figuresListe des

tableauxNomencl

ature

Introductiongénérale..... 1

ChapitreI:Lesnanofluides

I.1. Introduction..... 3

I.2. Lesnanoparticules etlesfluidesporteurs..... 3

I.3. Caractéristiques detransfert de chaleur desnanofluides..... 5

I.3.1. Conduction..... 5

I.3.2. Convection..... 6

I.4. Productiondes nano fluidesetnanoparticules 7

I.5. Lesétudeseffectuées surlesnanofluides... 8

I.6. Conclusion. 11

ChapitreII :Etudedesfluxdans lestubes

II.1. Introduction 12

II.2. Considérationshydrodynamiques 12

II.2.1 Aspectd'écoulement 13

II.2.2. LavitesseMoyenne..... 14

II.2.3. Profilde vitessedanslarégionentièrémentdéveloppée 15

II.2.4. Gradient depression et facteurde friction dans un
écoulemententière-mentdéveloppé..... 17

II.3. Aspectsthermiques..... 19

II.3.1 Latempératuremoyenne 21

II.3.2. La loide Newton 22

II.3.3. Conditionsentièrémentdéveloppées..... 22

II.4. Conclusion..... 25

Sommaire

Chapitre III: Les modèles théoriques des nanofluides

III.1 La masse volumique.....	26
III.2 La conductivité thermique	26
III.2.1 Effet de la couche interfaciale nanoparticules-fluide.....	27
III.2.2 Effet du mouvement brownien des nanoparticules.....	28
III.2.3. Les nanofluides contenant des particules des nanotubes de carbone...	29
III.3 La viscosité dynamique.....	29
III.4. La chaleur spécifique	31
III.5. Les propriétés thermophysiques des nanofluides	32
III.6 Formulation mathématique du problème d'écoulement d'un nanofluide...	32
II.6.1. Equations générales de transport.....	33
a. Equation de continuité.....	33
b. Equation de quantité de mouvement.....	33
c. Equation de l'énergie.....	33
II.6.2. Hypothèses simplificatrices.....	34
II.6.3. Les équations gouvernant l'écoulement.....	34
a. Equation de continuité.....	34
b. Equation de quantité de mouvement.....	34
c. Equation de l'énergie.....	35
d. Généralisation des équations.....	35

Chapitre IV : Résultat et discussions

I. Conduite chauffée.....	37
I.1. Introduction.....	37
I.2. Transfert de chaleur dans une conduite chauffée	37
II. Résultat et discussion.....	38
II.1. Validation de code de calcul.....	38
II.2. Évolution du nombre de Nusselt en variant la concentration	39
II.3. Evolution du nombre de facteur de frottement pour deux concentrations 0.1 et 0.5... ..	40

II.4. Evolution de nombre

Sommaire

defacteurdefrottementpourdifférentsconcentrationsetdifférentsRynolds	41
II.5. Evolution de de chute de pression pour différents concentrations etdifférentsRynolds.....	41
II.6. ContoursdetempératurepourdeuxcasdeRenolds	42
Conclusion	42
Conclusionsgénérale.....	43
Bibliographie	

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 l'eau et des nanofluides des oxydes métallique (Fe_3O_4). 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 40, 160, 400, 1000 et 2000 et pour différentes concentrations de nanoparticules (0.2, 0.2, 1 et 2). 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, les résultats comparés avec les corrélations trouvés dans la littérature sont plus identiques.

Mots clés: Convection forcée, Nanofluide, Volume fini, Laminaire, Fe_3O_4 .

ملخص

هذه دراسة عددية للحمل القسري أثناء التدفق الصفحي الدائم والثابت عبر أنبوب أسطواني. يتم إجراء الحسابات في حالة السوائل النانوية المائية وأكسيد الفلزات (Fe_3O_4)، يُفترض أن تكون السوائل نيوتونية. تم حل المعادلات التي تحكم المشكلة (التدفق ونقل الحرارة) في الأنبوب باستخدام طريقة الحجم المحدود لتقدير معادلات النموذج الرياضي (معادلة الاستمرارية والزخم والطاقة). يتم الحصول على الحقول الديناميكية والحرارية لقيم مختلفة لعدد رينولدز تتراوح من 40 ، 160 ، 400 ، 1000 و 2000 وتركيزات مختلفة من الجسيمات النانوية (0.2 ، 0.2 ، 1 و 2). تم إجراء تحليل لتطور درجة الحرارة ومعامل انخفاض الضغط وكذلك حساب رقم نسلت. أظهرت النتائج التي تم الحصول عليها أن انتقال الحرارة يكون أفضل إذا زاد تركيز الجسيمات النانوية وعدد رينولدز ، وكانت النتائج مقارنة بالارتباطات الموجودة في الأدبيات أكثر تطابقاً.

الكلمات المفتاحية: الحمل القسري ، الموائع النانوية ، الحجم المحدود ، الصفحي ، Fe_3O_4 .

Résumé

Summary

This is a numerical study of forced convection during a permanent and stationary laminar flow through a cylindrical pipe. The calculations are made for the case of water and metallic oxide nanofluids (Fe_3O_4). The fluids are assumed to be Newtonian. The equations governing the problem (flow and heat transfer) in a pipe have been solved using the finite volume method to discretize the equations of the mathematical model (equation of continuity, momentum and energy). The dynamic and thermal fields are obtained for different values

of the Reynolds number ranging from 40, 160, 400, 1000 and 2000 and for different concentrations of nanoparticles (0.2, 0.2, 1 and 2). An analysis of the temperature evolution and the pressure drop coefficient as well as the calculation of the Nusselt number were carried out. The results obtained show that the heat transfer is better if the concentration of the nanoparticles and the Reynolds number are increased, the results compared with the correlations found in the literature are more identical.

Keywords: Forced convection, Nanofluid, Finite volume, Laminar, Fe_3O_4 .

Listed figures

Listes des figures

Figure I.1. Échelle des dimensions, 1 nanomètre=0,000001 millimètre (Lamri, 2014).....	3
Figure I.2. Les nanoparticules dans un tube (Lamri, 2014)	4
Figure I.3. : Nano fluides vus au microscope électronique : éthylène glycol + cuivre à 0,5 % ; eau + alumine; eau + or à 2nm (Bang et Chang, 2005).....	5
Figure I.4 : Représentation schématique de la technique en une seule étape	8
Figure I.5 : Exemple nombre de publications pour la période [1993_2010]	10
Figure II.1: Développement d'une couche limite laminaire et hydrodynamique dans un tube circuit- l'aire	13
Figure II.2: Quantité de mouvements sur un élément différentiel pour un écoulement laminaire et pleinement développé dans un tube circulaire	16
Figure II.3: Facteur de friction pour un écoulement entièrement développé dans un tube circulaire	19
Figure II.4: Développement de la couche limite thermique dans un tube circulaire chauffé.....	20
Figure II.5: Variation axiale du coefficient d'échange par convection pour un écoulement dans un tube	24
Figure III.1: Domaine d'étude	34
Figure IV.1. Schéma de configuration de notre étude	37
Figure IV.2: Schéma du maillage de la conduite	38
Figure IV.3 : Validation de nombre de Nusselt avec des corrélations proposés et résultats expérimentaux.....	38
Figure IV.4: Effet de la fraction volumique des nanoparticules de Fe ₃ O ₄ - eau sur le nombre de Nusselt à des Reynolds différents	39
Figure IV.5: Comparaison du facteur de frottement du nano-fluide Fe ₃ O ₄ -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) $\phi=0.5$	40
Figure IV.6 Evolution du nombre de facteur de frottement pour différents concentrations et différents Reynolds.....	41
Figure IV.7 Variation de chute de pression pour différents concentrations et différents Reynolds	41

Listedesfigures

Figure IV.8:montrentle contourdetempératuredansladernière partie du tube 42

Listedes tableaux

Listedes tableaux

Tableau I - 1 : Nombre de travaux publiés sur les nano fluides dans la base de données de SCOPUS pour la période [1993/2010]	10
Tableau III-1 : Propriétés thermo-physiques du nanofluide Fe ₃ O ₄ de 36 nm de diamètre à une température de 20°C	34
Tableau III-2 : Expressions du coefficient de diffusion et du terme source	36

Nomenclature

Nomenclature

Symboles latins:

C_p Chaleur spécifique. [J/Kg .K]

h Coefficient d'échange convectif. ($m^2 .k$)

J Flux total (diffusion + convection).

k Conductivité thermique. [w/mk]

L Longueur de la conduite. [m]

Nu Nombre de Nusselt $\cdot \frac{hD}{k}$

P Pression dimensionnelle. [pa]

P' Correction de pression. [pa]

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 linéarité.

S_p Coefficient de ϕ_p dans l'expression du terme source linéarité.

T_{ent} Température d'entrée. [K]

u Composante dimensionnelle axiale du vecteur vitesse. [m/s]

u' Correction de la vitesse u . [m/s]

v Composante dimensionnelle radiale du vecteur vitesse. [m/s]

v' Correction de la vitesse v .

x Coordonnée axiale. [m]

r Coordonnée radiale [m]

CNT Carbone Nanotubes

MWCNT Multi-wall Carbon Nanotubes

Indics:

j suivant la direction x [A/M³]

j suivant la direction r, s [A/M³]

S Solide

Nomenclature

f fluide.

nf Nanofluide

Symboles Grecs:

α_ϕ Coefficient desousrelaxation.

α Diffusivité thermique $= k/\rho C_p$ [m^2/s]

ρ Masse volumique. [kg/m^3]

μ Viscosité dynamique. [kg/ms]

ν Viscosité cinématique. [m^2/s]

Γ Coefficient de diffusion. [m^2/s]

ϕ Fonction généralisée.

φ concentration volumique.

δx Distance dans la direction «*x*» entre deux nœuds consécutifs.

δr Distance dans la direction «*r*» entre deux

ΔN nœuds consécutifs [*m*].

X Longueur dans la direction «*x*» de volume

De contrôle.

Δr Longueur dans la direction «*r*» de volume de contro [*m*].

Nomenclature

Introduction générale

Le transfert de chaleur a une importance dans 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 nano fluide) comme par exemple des particules d'oxyde métallique (oxyde de Cuivre (CuO), oxyde d'Aluminium (Al₂O₃), oxyde de Titane (TiO₂), oxyde de silicium (SiO₂)...), ou des nanoparticules métalliques (Cuivre (Cu), l'Aluminium (Al), Titane (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 nano fluides une nouvelle technologie prometteuse dans le cadre des transferts thermiques, permettant d'améliorer les performances de divers échangeurs de chaleur.

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

Nous avons considéré l'oxyde de fer (Fe₃O₄), comme nano intégré dans un fluide de base, l'eau.

Nous avons divisé notre étude en quatre chapitres:

Nous commençons notre étude par une introduction générale, ensuite,

Le premier chapitre est consacré à la présentation et les études effectuées sur les nano fluides.

Dans le deuxième chapitre, Nous avons vu l'étude analytique des flux 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 avec la formulation mathématique du problème et les équations gouvernantes.

Introduction général

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 de fer Fe_3O_4 , 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

II Les nanofluides

I.1. Introduction:

Les fluides caloporteurs de bases souvent utilisés dans les applications de refroidissement ou de chauffage ont des conductivités thermiques très faibles qui limitent parfois leur capacité de transfert de chaleur [LIY/2009].

L'utilisation des nano fluides, particules de taille nanométrique de conductivité thermique très élevée en suspension dans un fluide caloporteur, est susceptible d'apporter des gains en performances thermiques très importants. Des nombreuses recherches ont été menées sur cette nouvelle génération de fluides afin d'apporter une meilleure compréhension des mécanismes physiques mis en jeu lors de l'utilisation des nano fluides, et mettre ainsi au point des liquides caloporteurs plus performants.

Ce chapitre se décompose en deux parties principales. La première partie présente une étude descriptive des nano fluides, leurs caractéristiques de transfert de chaleur des nano fluides. Une seconde partie est axée sur la production des nano fluides et des nanoparticules et les études effectuées sur les nano fluides. [1]

I.2. Les nanoparticules et les fluides porteurs:

Une nanoparticule est un assemblage de quelques centaines à quelques milliers d'atomes, conduisant à un objet dont au moins l'une des dimensions est de taille nanométrique (1 à 100 nm). (Voir figure I_1)

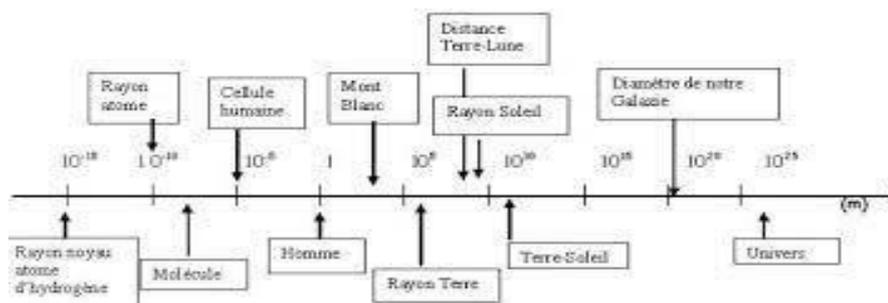


Figure I_1. Échelle des dimensions, 1 nanomètre = 0,000001 millimètre (Lamri, 2014)

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

de nos jours. De nombreux physiciens et chimistes les synthétisent, d'autres physiciens les étudient afin de comprendre la physique de ces objets nanométriques et des biologistes les utilisent comme marqueurs cellulaires. (Figure I 2).

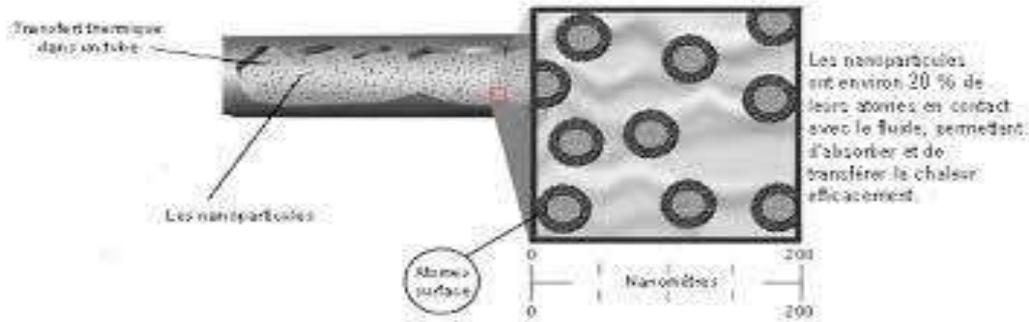


Figure I_2. Les nanoparticules dans un tube (Lamri, 2014). [2]

Les nanoparticules les plus utilisées pour obtenir des nanofluides sont:

❖ Les nanoparticules des oxydes métalliques:

- L'oxyde d'aluminium, Fe_3O_4
- L'oxyde de cuivre, CuO.
- L'oxyde de silicium, SiO_2 .
- L'oxyde de titane, TiO_2 .

❖ Les nanoparticules métalliques:

- L'aluminium, Al.
- Le cuivre, Cu.
- L'argent, Ag.
- L'or, Au.
- Le silicium, Si.
- Les nanoparticules non métalliques:

- Les nanotubes de carbone, CNT.
- Le diamant, C.
- Les liquides de base les plus utilisés sont:

- L'eau.
- L'éthylène-glycol, EG.
- Les huiles.
- Le Toluène.
- Les fluides de réfrigération (R12, R22, ...)
- Le choix des liquides de base est primordial pour un nanofluide, il permet d'assurer la stabilité de la suspension dans le temps et d'éviter tous les phénomènes d'aggrégation, la sélection d'un tel fluide se fera en fonction de la nature de la nanoparticule. (Figure I_3).

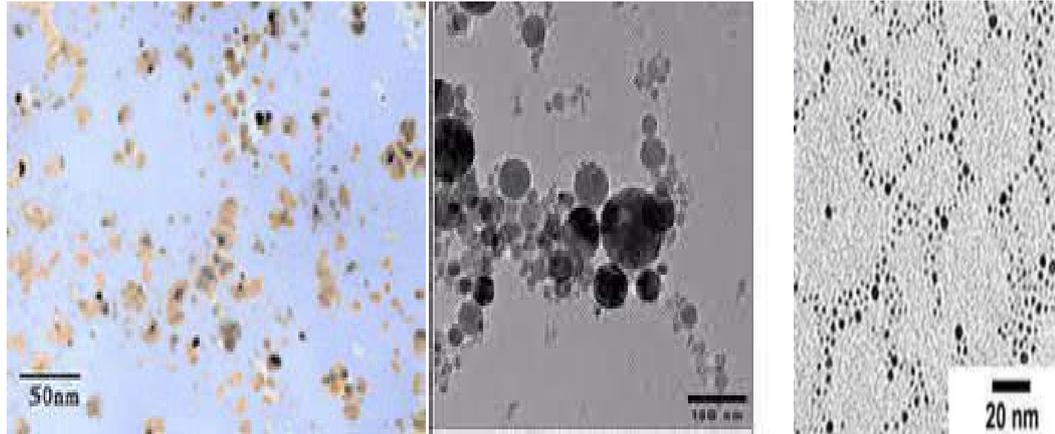


Figure 3: Nanofluides vus au microscope électronique: éthylène glycol + cuivre à 0,5% ; eau + alumine; eau + or à 2 nm (Bang et Chang, 2005). [2]

I.3. Caractéristiques de transfert de chaleur des nanofluides:

I.3.1. Conduction:

Ce transfert représente le transfert d'énergie thermique de proche en proche au sein de la matière, assuré par les particules élémentaires (atomes, phonons, électrons, . . .). Les transferts thermiques conductifs sont la somme de toutes ces contributions élémentaires. Dans un conducteur électrique les électrons peuvent circuler librement dans tout le matériau. Le déplacement libre de ces électrons est un moyen efficace pour transporter l'énergie thermique, ce qui explique la grande conductivité thermique des métaux. À cela s'ajoute la possibilité de propagation, dans la matière organisée comme les cristaux, d'ondes acoustiques appelées phonons qui contribuent aux transferts thermiques. En revanche dans le cas des liquides isolants simples que nous abordons dans cette étude, le transfert thermique conductif ne peut pas être attribué aux électrons ou aux phonons. C'est le mouvement local des molécules et des nanoparticules, engendré par un gradient de température et donc un gradient d'énergie thermique, qui assure le transport conductif de la chaleur. Toutes ces contributions aux transferts thermiques, qui sont particulières à chaque matériau, sont décrites par une même grandeur appelée «conductivité thermique», qui reflète la capacité d'un matériau à transmettre la chaleur par conduction. La loi de Fourier exprime le flux thermique surfacique conductif à l'interface de tout matériau présentant un gradient de température: [3]

$$\vec{j}_{cd} = \lambda \vec{\nabla} T$$

Avec

\vec{j}_{cd} : le vecteur densité de courant d'énergie thermique conductive (W/m^2); λ : la

conductivité thermique ($W/m.K$);

$\vec{\nabla}T$: le gradient de température (K/m).

Généralement les transferts conductifs sont les transferts énergétiques prépondérants dans les nano fluides au repos, tant que la convection peut être négligée.

I.3.2. Convection:

Les transferts thermiques par convection accompagnent les mouvements macroscopiques de matière. Ils sont présents dès qu'un fluide est en mouvement à l'intérieur ou aux limites d'un système. Ils peuvent apparaître naturellement car une différence de température dans un fluide induit une différence de densité. Cette dernière engendre un mouvement du fluide sous l'action de la gravité car le fluide chaud et donc plus léger s'élève et le fluide froid et plus lourd descend. Ce phénomène est appelé convection naturelle.

Ce phénomène de convection naturelle complique la détermination de la conductivité thermique des liquides si bien que l'on accède souvent à une conductivité effective plutôt qu'absolue. Un autre type de convection, appelé convection forcée apparaît lorsqu'un fluide est mis en mouvement par un moyen extérieur (pompe, soufflerie, différence de pression,). De manière générale, plus le fluide a un mouvement rapide, plus le transfert de chaleur est important.

D'autre part les mouvements de liquides sont plus efficaces que les mouvements de gaz. De manière générale, les transferts convectifs forcés n'interviennent pas dans les nano fluides stationnaires, et sont négligeables devant la contribution de la conduction. L'échange de chaleur convectif à l'interface entre un fluide et une paroi de section S est caractérisé par le coefficient d'échange en surface h et est régi par la loi de Newton: [3]

$$j_{cv} = h(T_f - T_s)$$

Avec,

j_{cv} : la densité de courant d'énergie thermique convective (W/m^2).

h : le coefficient d'échange en surface (W/m^2K).

T_f : la température du fluide en écoulement loin de la surface d'échange

(K). T_s : la température de la surface d'échange (K).

I.4. Méthode de production:

I.4.1. Production des nanoparticules:

La production de nanoparticules peut être divisée en deux catégories principales, à savoir, la synthèse physique et la synthèse chimique. Yu et al. ont énuméré les techniques de production ordinaires des nanofluides comme suit:

- Synthèse physique: broyage mécanique, technique de condensation de gaz inertes.

- Synthèse

chimique: précipitation chimique, dépôt chimique en phase vapeur, polymérisation des micro-émulsions, pulvérisation par pyrolyse, pulvérisation thermique. [4]

I.4.2 Production des nanofluides

Il existe principalement deux procédés de production des nano fluides, à savoir, la technique en une étape et la technique en deux étapes. Dans la technique en deux étapes, la première étape est la production de nanoparticules et la seconde étape est la dispersion des nanoparticules dans un fluide de base. La technique en deux étapes est avantageuse lorsque la production en masse de nanofluides est considérée

La technique en une seule étape combine la production des nanoparticules et la dispersion de ces nanoparticules dans le liquide de base en une seule étape. Il existe des variantes de cette technique. Dans l'une des méthodes courantes (montrée dans la figure (I.4)), le nanofluide est produit par la solidification des nanoparticules, qui sont initialement en phase gazeuse, à l'intérieur du fluide de base. Les caractéristiques de dispersion des nanofluides produits par des techniques en une seule étape sont meilleures que celles des nanofluides obtenus avec une technique en deux étapes. [4]

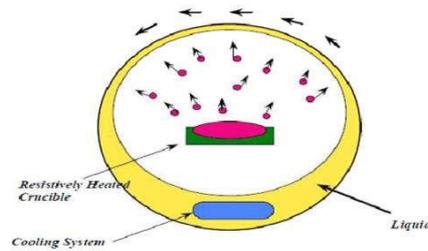


Figure I_4 : Représentation schématisée de la technique en une seule étape. [4]

I.5. Les études effectuées sur les nanofluides:

Nous présentons ici les différentes études expérimentales et numériques disponibles dans la littérature, qui représentent les propriétés principales des nanofluides et leur impact sur le transfert de chaleur tel que la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la viscosité dynamique. Diverses corrélations ont été proposées avec des expressions classiques.

Les premiers travaux traitant le

transfert de chaleur en présence des nanoparticules ont pratiquement commencé en 1995 avec l'étude de:

Choi [6] pour désigner la suspension des nanoparticules solides dans un liquide de base. Il a trouvé que la conductivité thermique effective du mélange eau- Al_2O_3 augmente de 20% pour une concentration en volume entre 1% et 5% d' Fe_3O_4

De plus l'adjonction dans un liquide de certains types de nanoparticules, même en très faible concentration (1% en volume), permet d'augmenter la conductivité thermique de ce dernier de 150% dans le cas de nanotubes de carbone **Choi et al. [7]**, et de 40% pour des nanoparticules d'oxyde de cuivre [5] et plus de 20% pour des oxydes d'aluminium [6].

De nombreuses recherches ont été menées depuis 2001 sur cette nouvelle classe de nanofluides afin de permettre une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu, et mettre ainsi au point des fluides caloporteurs plus performants. La forte conductivité thermique des nanofluides les désigne en effet comme des candidats potentiels pour le remplacement des fluides porteurs utilisés dans les échangeurs thermiques en vue d'améliorer leurs performances **Keblinski et al. [8]**.

Certaines limitations susceptibles de réduire les performances des nanofluides utilisées à la place des fluides caloporteurs purs, ont été étudiées.

L'utilisation des nanofluides comme fluide caloporteur dans les échangeurs a montré

Chapitre I: les nano fluides

quel'additiondenanoparticulesdansunliquideaugmentesaviscositéetdecefaitlespertesde

charge **Yang** [9]. De plus, le manque de stabilité dans le temps de certains nanofluides peut entraîner l'agglomération des nanoparticules et une modification de leur propriété de conduction thermique. Néanmoins, en l'état actuel des recherches, ces deux effets restent moins importants lors de l'utilisation de nanofluides que dans le cas des suspensions de microparticules classiques **Daungthongsuk et al.** [10].

En dehors des applications industrielles possibles, l'étude des nanofluides présente un intérêt scientifique pour la compréhension des phénomènes mis en jeu aux échelles nanométriques. Les propriétés thermiques des nanofluides ne concordent pas avec les prévisions fournies par les théories classiques décrivant les suspensions de particules solides dans un liquide. Selon **Vadasz** [11], malgré le nombre élevé d'études publiées sur le sujet ces dernières années, aucune théorie ne parvient à décrire convenablement les résultats expérimentaux obtenus sur les nanofluides. Il est à noter, que les résultats expérimentaux obtenus varient énormément d'une publication à une autre ce qui ne facilite pas la comparaison entre ces derniers et les théories proposées. Des recherches complémentaires sont nécessaires pour valider ou infirmer les différentes théories proposées pour décrire les propriétés thermiques des nanofluides.

Maiga et al. [12] ont proposé une formulation numérique pour l'étude de transfert thermique par convection forcée (Eau, Al_2O_3) d'un fluide à l'intérieur d'un tube chauffé : le modèle monophasique. Ce dernier a été utilisé pour la simulation et les résultats ont montré que le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation des fractions de volume.

Namburu et al. [13] ont aussi présenté un modèle monophasique pour étudier les caractéristiques de transfert de chaleur d'un nanofluide dans un tube circulaire où l'écoulement est en régime turbulent. Ils ont trouvé que pour un petit diamètre la viscosité et le nombre de Nusselt sont plus grands.

D'autres chercheurs ont pensé à d'autres modèles et c'est à cet effet que **Behzadmehret al.**

[14] et Mirmasoumi et al. [15] ont utilisé le modèle diphasique d'un nanofluide dans un tube en régime de convection forcée.

D'autres travaux effectués pour caractériser le comportement du nanofluide sont résumés dans la figure (I.4) et le tableau (I.1). La figure (I.5) présente le nombre de publications pour chaque année, et le tableau (I.1) présente aussi le nombre de travaux publiés sur les nanofluides dans la base de données de SCOPUS pour la période [1993/2010] [16]

I.6. Conclusion:

Dans ce chapitre, une description générale des nano fluides a été présentée, leurs Caractéristiques de transfert de chaleur des nano fluides, Production des nanofluides et nanoparticules L'analyse de ces études effectuées sur les nanofluides.

**Chapitre II 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 les 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} .

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

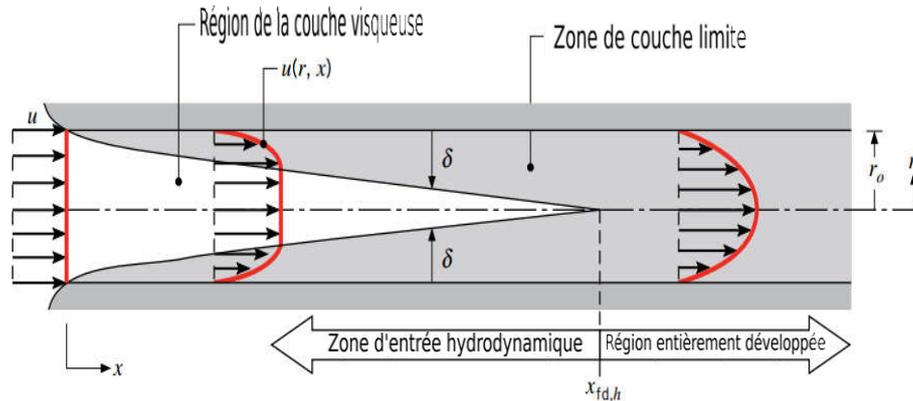


Figure II.1: Développement d'une couche limite laminaire et hydrodynamique dans un tube circulaire [27].

Pour un écoulement turbulent, le profil est plus plat en raison du mélange turbulent dans la direction radiale. Lorsque l'on 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 [ms^{-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 ($Re \approx 10000$) 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]:

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

Chapitre II: Etude des flux dans les tubes

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 d'un nombre de Reynolds et que, en première approximation [4]:

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

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:

$$m = \rho u_m A_c \quad (II.5)$$

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

À 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:

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

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

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

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

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

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:

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

Ce qui donne:

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

Avec

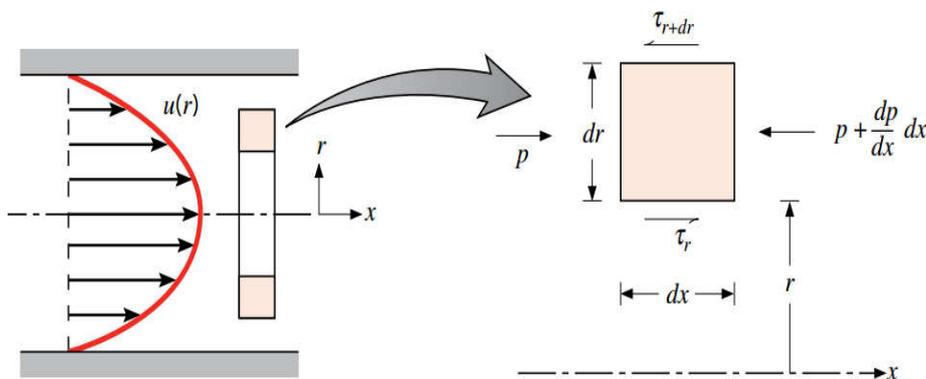


Figure II.2: Quantité de mouvement sur un élément différentiel pour un écoulement laminaire et pleinement développé dans un tube circulaire [27].

Chapitre II: Etude des flux dans les tubes

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

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:

$$r \frac{d}{dr} \left(\frac{dr^2}{\mu} \right) + C_1 \quad (\text{II.13})$$

Alors:

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

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

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

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

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

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 f_{an} qui est défini comme suit:

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

Comme $\tau_s = \mu \left. \frac{du}{dy} \right|_{y=0}$ 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 d'un 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]:

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

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:

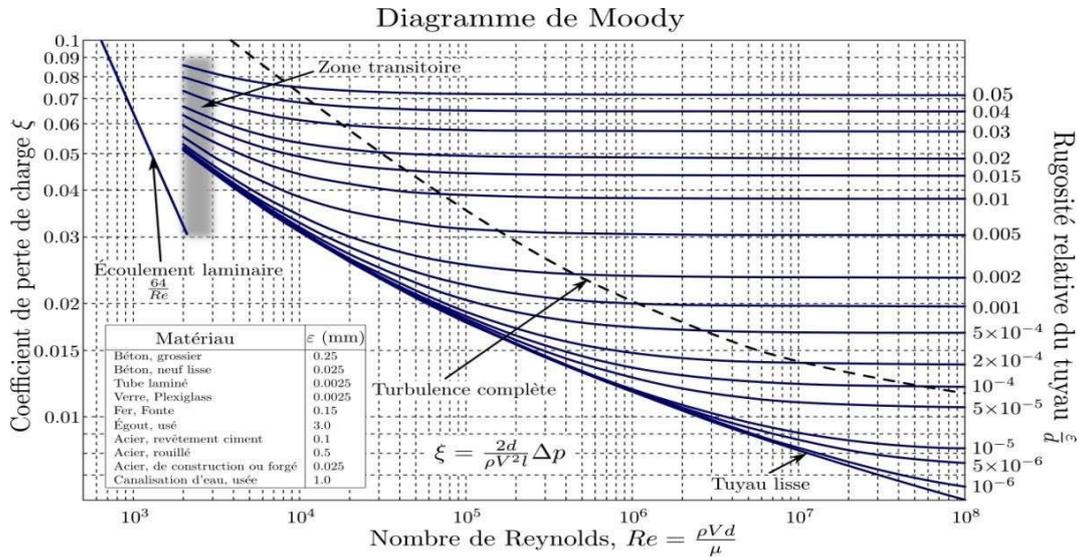


Figure II.3: Facteur de friction pour un écoulement entièrement développé dans un tube circulaire [28].

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 $p = p_1 - p_2$ associée à un écoulement pleinement développé de la position axiale x_1 à x_2 peut alors être exprimée comme suit:

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

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:

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

II.3. Aspect thermiques

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

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.

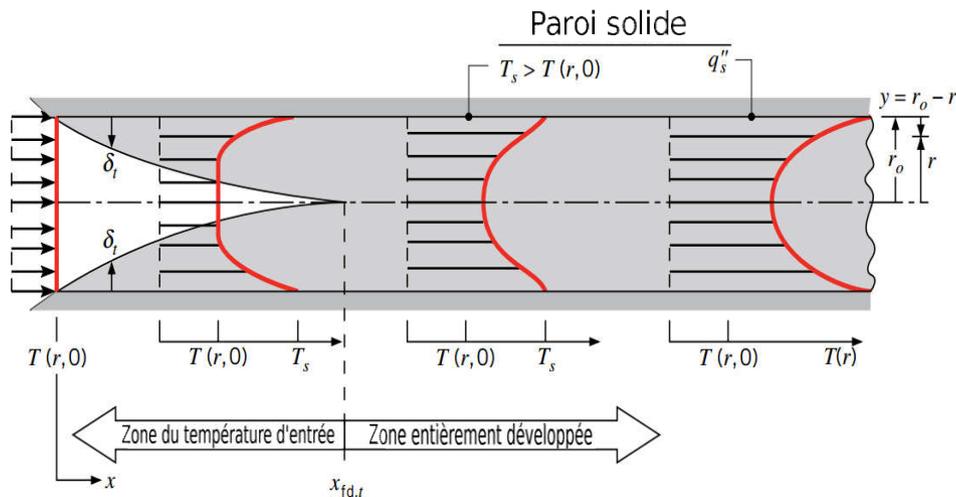


Figure II.4: Développement de la couche limite thermique dans un tube circulaire chauffé [27].

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]:

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

En comparant les équations II.3 et II.24, il est évident que, si $Pr > 1$, 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 $Pr < 1$. 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:

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

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. Un transfert de chaleur par convection se produit, et nous définissons la température moyenne de sorte que le terme $\dot{m} C_p T_m$ 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, $C_p T$, sur la section transversale. Par conséquent, nous définissons T_m par:

$$\dot{m} C_p T_m = \int_{A_c} \rho u C_p T dA_c \quad (II.26)$$

ou:

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

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

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

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_p 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 un 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

Chapitre II: Etude des flux dans les tubes

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 :

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

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

$$q_s = kS \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = kS \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_0}$$

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

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

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.

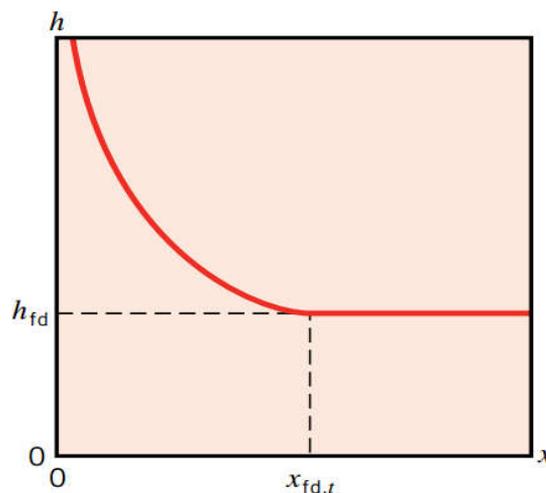


Figure II.5: Variation axiale du coefficient d'échange par convection pour un écoulement dans un tube [27].

Chapitre II: Etude des flux dans les tubes

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 est constant dans la région entièrement développée, il découle de l'équation II.29 que :

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

Si nous développons l'équation II.30 et résolvons $\partial T / \partial x$, il en résulte également que :

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

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

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

Le gradient de température axiale 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 :

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

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 nanofluides en cuivre Al_2O_3 .

Chapitre III

Les modèles théoriques des nanofluides

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, 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 nanofluides mais cette caractérisation est encore loin d'être satisfaisante.

III.1 La masse volumique

La masse volumique d'un nanofluide est donnée par la formule suivante:

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

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:

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

Notons que l'équation de Maxwell n'est qu'une approximation de premier ordre et n'est appliquée qu'aux mélanges avec une 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], Hamilton et 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 I 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 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 un 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).

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

Avec

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

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).

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

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])

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

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

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

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

$$k_{eff} = k_f + 3\phi \frac{k_s - k_f}{k_s + 2k_f} k_f + \frac{\rho C_p \phi \sqrt{k_s}}{2} \frac{k_B T}{3\pi \mu r} \quad (III.8)$$

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

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

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:

$$k_{eff} = k_f + 3\varphi \frac{k_s - k_f}{k_s + 2k_f} \left[1 + \frac{5 \times 10^4 \beta \rho_f C p_f \varphi \sqrt{\frac{k_B T}{\rho_s r_s}}}{\rho_s r_s} [(134.63 + 1722.3\varphi) + (0.4705 + 6.04\varphi)] \right] \quad (III.10)$$

La relation III-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:

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

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:

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

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 allongés qui satisfont à $ab-c$. Par conséquent, de nombreux modèles développés pour les suspensions sphéroïdes allongées peuvent être utilisés 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 .

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

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

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

III.3 La viscosité dynamique

L'historique des études sur la viscosité effective des mélanges de particules-liquide est presque aussi longue 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.

$$\mu_{eff} = (1 + 2.5\phi)\mu_f \quad (III.15)$$

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]).

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

La deuxième extension prend en compte le fait que la viscosité effective d'un mélange devient infinie au maximum de la concentration volumique ϕ_{pmax} . Cette équation théorique est généralement exprimée

comme suite $[1 - \phi/\phi_{pmax}]^{-\alpha}$, 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

- Al_2O_3 dans l'eau (Paket Cho [72], Daset Col [73], Putra et Col [74], Liet Col [75], Heriset Col [76]).
- CuO dans l'eau (Heriset Col [76], Kulkarni et Col [77]).
- TiO_2 dans l'eau (Paket Cho [72]).
- MWCNT dans l'eau (Ding et Col [78]).
- Al_2O_3 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, Al_2O_3 dans l'eau (Maïga et Col [80]), Al_2O_3 dans l'éthylène glycol (Maïga et Col [81]), et TiO_2 dans l'eau (Tsenget 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. Lachaleurspécifique

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:

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

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

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

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

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

Ce qui peut être réécrit comme

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

III.5. Les propriétés thermophysiques des nanofluides

Nous avons résumé, dans le tableau II-

1, toutes les propriétés thermiques et physiques de différentes constitutions pour chaque nanofluide utilisé dans notre simulation numérique

Table 1. Thermo-physical properties of Fe₃O₄ nanofluid with 36 nm of diameter at 20C° temperature [17],

Property				
ρ , Kg/m ³	k, w/mK	Cp, J/Kg.k	μ , mPa.s	Volume concentration, ϕ %
998.5	0.6024	4182	0.79	0%
1008.12	0.6524	4174.97	0.84	0.20%
1017.74	0.67453	4167.95	0.93	0.40%
1027.36	0.69023	4160.92	1.01	0.60%
1036.99	0.7154	4153.9	1.32	0.80%
1046.61	0.72978	4164.88	1.44	1%
1070.67	0.73787	4129.32	1.56	1.50%
1094.73	0.75256	4111.76	1.65	2%

II.6 Formulation mathématique du problème d'écoulement d'un 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 toutefoisonnécessaire.

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

Les systèmes 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.

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

(j=1,2,3: indices 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:

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

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 dues à la pression.

d: Représente les forces de viscosité. e: R

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

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

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

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

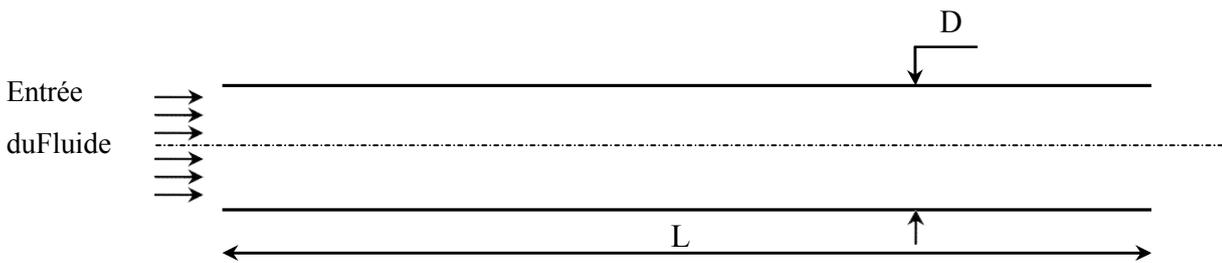


Figure III-1: Domain d'étude

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 écrite suivant la direction « x »:

Pour l'eau pure:

$$\rho \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \rho \frac{1}{r} \frac{\partial(rv u)}{\partial r} = \left[\frac{\partial p}{\partial x} \right] + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r u \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] x \quad (\text{III.26})$$

Pour le nanofluide:

$$\rho_{nf} \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \rho_{nf} \frac{1}{r} \frac{\partial(rv u)}{\partial r} = \left[\frac{\partial p}{\partial x} \right] + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(u_{nf} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r u_{nf} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] x \quad (\text{III.27})$$

Suivant la composante radiale v

L'équation de Navier-

Stokes écrite suivant la direction « r »: Pour l'eau pure:

$$\rho \frac{\partial(vu)}{\partial x} + \rho \frac{1}{r} \frac{\partial(rv v)}{\partial r} = \left[\frac{\partial p}{\partial x} \right] + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(u \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r u \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right] u \frac{v}{r^2} x \quad (\text{III.28})$$

Pour le nanofluide:

$$\rho_{nf} \frac{\partial(vu)}{\partial x} + \rho_{nf} \frac{1}{r} \frac{\partial(rv v)}{\partial r} = \left[\frac{\partial p}{\partial x} \right] + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(u_{nf} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r u_{nf} \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right] u \frac{v}{r^2} x \quad (\text{III.29})$$

c. Equation de l'énergie

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

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

$\frac{\partial x}{\partial t} + r \frac{\partial}{\partial r} + c_p \frac{\partial}{\partial r}$

Pour lenanofluide:

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

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:

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

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}
Decontinuité	1	0	0
Q-Msuivantx	u	μ	$-\frac{\partial P}{\partial x}$
Q-Msuivantr	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 Dasetcol [87].

D'autres approches théoriques sont vus aujourd'hui pour tenter de comprendre l'origine et l'importance de cette

Chapitre III: les modèles théoriques des nanofluides

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

Chapitre

IV Résultatsetdiscussions

I. Conduite chauffée

1. Introduction

Dans cette étude, nous avons utilisé l'approche du « fluide monophasé » afin d'étudier les comportements thermiques des nanofluides, le mélange Fe_3O_4 eau avec la même vitesse compte tenu des nanoparticules de fer avec un diamètre de 36 nm et une fraction de faible volume ($\text{vol.}\% \leq 2$) 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 pour un régime laminaire ($\text{Re} < 3000$).

Un écoulement d'un nanofluide Fe_3O_4 eau à travers une conduite cylindrique de longueur 1.5 m et de 0.02 m pour le diamètre figure IV-1, présentant les conditions suivantes: [75]

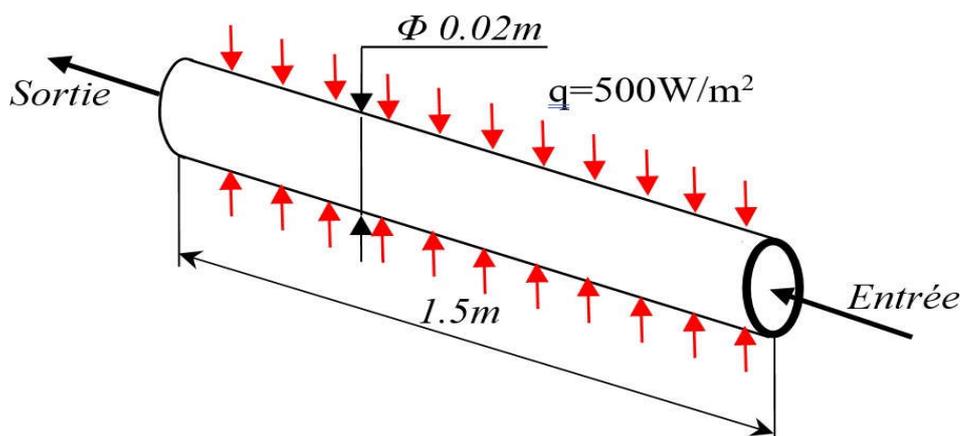


Figure IV.1. Schéma de configuration de notre étude [75]

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 mm) pour un écoulement laminaire. La géométrie utilisée est représentée dans la figure IV.2. Nous avons adopté un maillage raffiné ($n_x = 401$, $n_r = 61$) près de la paroi et au milieu du tube où le flux de chaleur est imposé (la partie chauffée du tube).

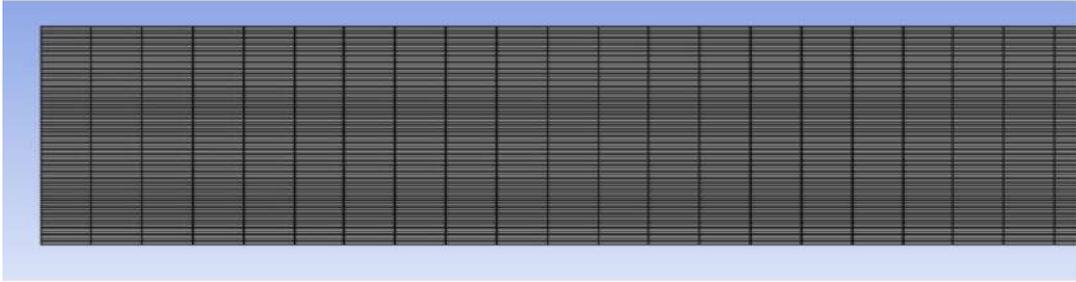


Figure IV.2: Schéma d'un maillage de la conduite.

Les simulations numériques ont été effectuées pour Fe_3O_4 -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 40 à 2000. L'étude est comparée aux données expérimentales de Sundar et Sharma [8]. 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 juste pour la validation, dans ce cas nous avons utilisé l'écoulement turbulent.

II. Résultats et discussions

II.1. Validation du code de calcul

Pour la validation du code de calcul (Ansys bench18) nous avons effectué une étude de simulation pour différents nombre de Reynolds (plus de 3500) pour comparer les résultats avec des études numériques et expérimentales trouvées dans la littérature [78], nous avons réalisé cette partie pour ($\phi=1\%$).

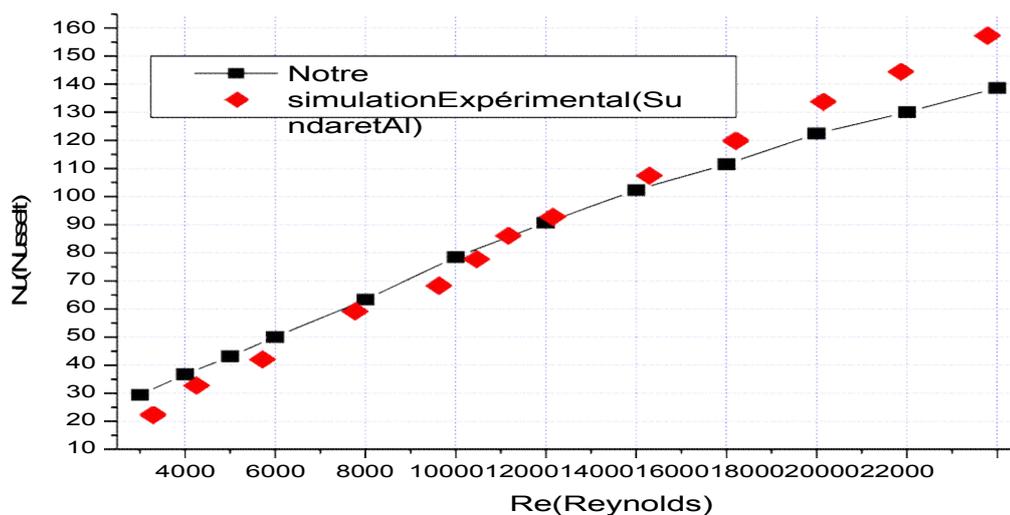


Figure IV.3 : Validation de nombre de Nusselt avec des corrélations proposées et résultats expérimentaux [78]

La figure IV.3 montre que nos résultats et les résultats expérimentaux trouvés par Sundar et Al sont identiques, ce qui montre la crédibilité du logiciel (Ansys bench 18).

II.2. Évolution du nombre de Nusselt en variant la concentration:

La figure VI.4 montre la distribution du nombre de Nusselt pour $\phi=0; 0.1; 0.5; 1; 2\%$. Pour tous les nombres de Reynolds (40, 160, 400, 1000, 2000) et toutes les concentrations de nanoparticules.

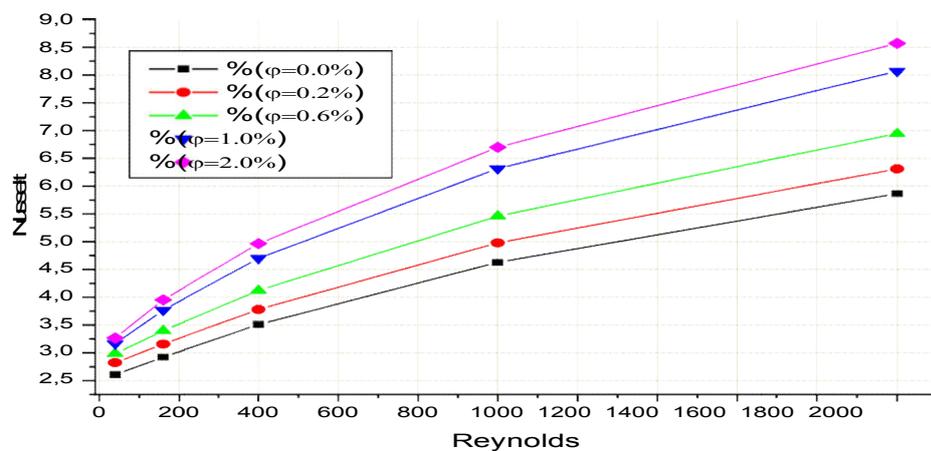


Figure IV.4: Effet de la fraction volumique des nanoparticules de Fe_3O_4 - eau sur le nombre de Nusselt à des Reynolds différents [79]

Nous avons vu dans la figure IV.4, le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation de Reynolds.

La figure IV.4 montre la variation de nombre de Nusselt par rapport au nombre de Reynolds pour différentes concentrations de nanoparticules. Le nombre de Nusselt augmente de manière significative avec l'augmentation des concentrations de nanoparticules et est également affecté par l'augmentation du nombre de Reynolds.

Parce que Nu est calculé par la formule suivante $Nu = \frac{hc}{\lambda}$ étant donné que $lc = 2R$ est une constante et λ est quasi-constante, cela signifie que h , est le facteur essentiel qui influence le nombre de Nusselt, nous connaissons que la valeur h dépend de la valeur de Reynolds, ce qui confirme l'augmentation de Nusselt avec l'augmentation du Reynolds.

II.3. Evolution de facteur de frottement de frottement du nano-fluide Fe₃O₄- eau avec la variation de Reynolds pour deux corrélations (φ = 0.0%).

La figure IV.5 indique que les résultats numériques du facteur de frottement ont été comparés avec les corrélations suggérées par Blasius [81] et le travail numérique de Sekrani et al. [82] afin d'effectuer la validation.

Le coefficient de frottement du nano-fluide a été calculé sur la base des équations de facteur de frottement (VI.1) et (VI.2):

$$f = 4 \times 0.0791 / Re^{0.25} \quad (VI.1)$$

$$f = 0.3491 \cdot Re^{-0.25} (1 + \varphi)^{0.1517} \quad (VI.2)$$

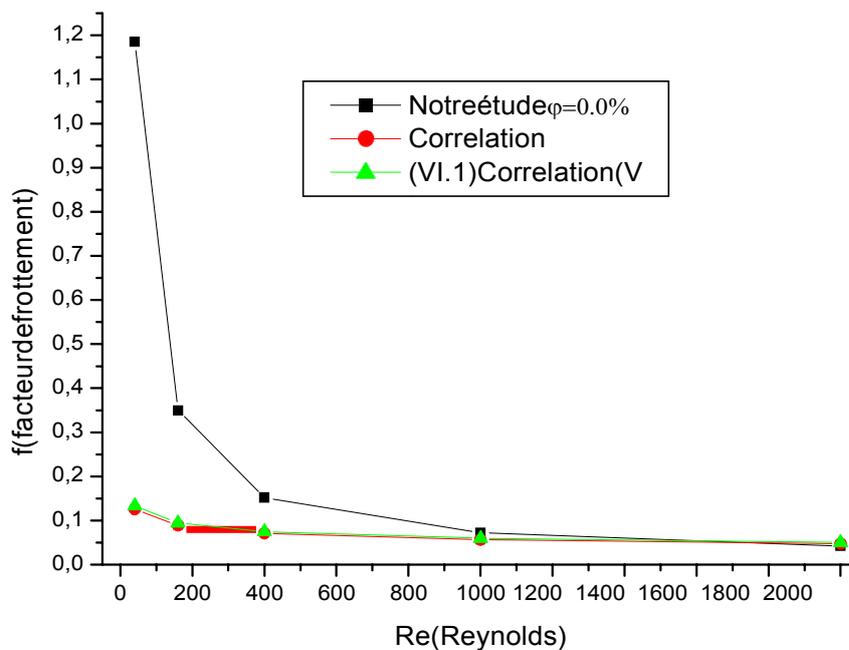


Figure IV.5: Comparaison du facteur de frottement du nano-fluide Fe₃O₄- eau avec le nombre de Reynolds pour deux corrélations φ = 0.0%.

Dans la Figure IV.5, on constate que le facteur de frottement est diminué considérablement pour Re < 1000, lorsque Reynolds dépasse les valeurs 1000 (Re > 1000) le facteur de frottement diminue avec des valeurs négligeables, par ce que l'influence de facteur de frottement négligeable avec l'augmentation de la vitesse du fluide.

II.4. Evolution du nombre de facteur de frottement pour différentes concentrations et différents Reynolds :

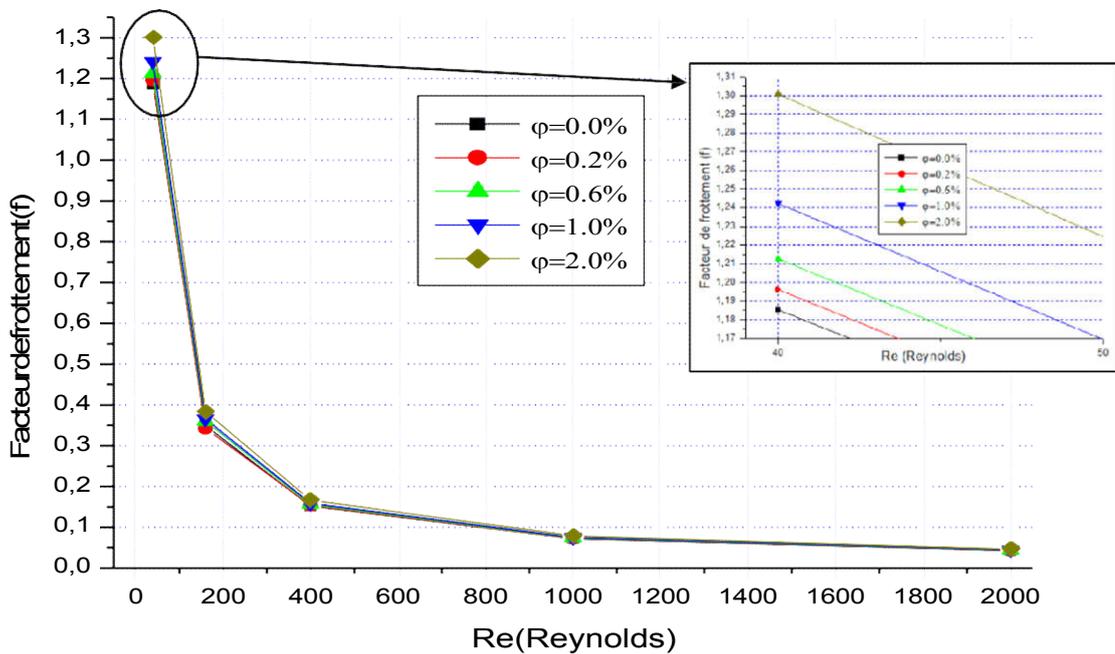


Figure IV.6 Evolution de nombre de facteur de frottement pour différentes concentrations et différents Reynolds :

On remarque que les valeurs du coefficient de frottement sont quelque peu espacées pour les petites valeurs de Reynolds, et lorsque les valeurs dépassent 400, elles deviennent identiques, car les vitesses plus élevées négligent les frottements.

II.5. Evolution de la chute de pression pour différentes concentrations et différents Reynolds:

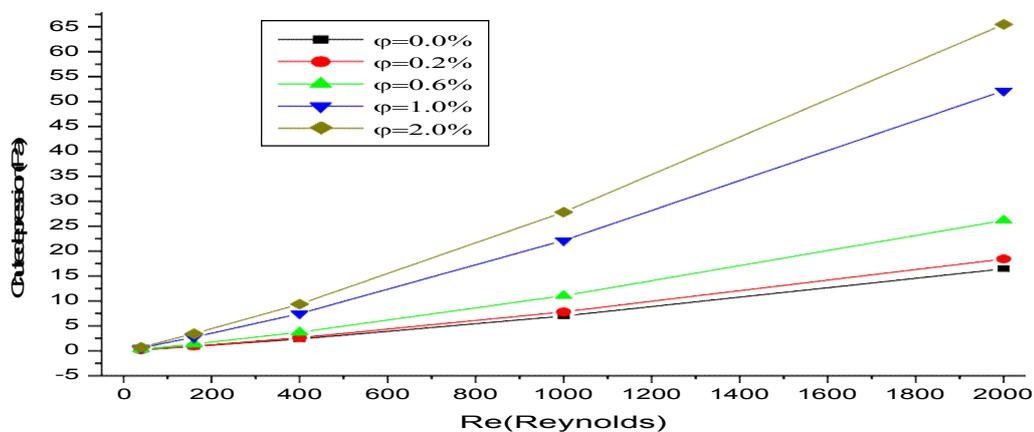


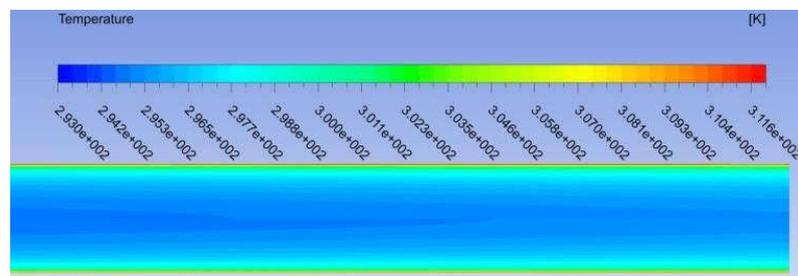
Figure IV.7 Variation de la chute de pression pour différentes concentrations et différents Reynolds

Chapitre IV: Résultat et discussions

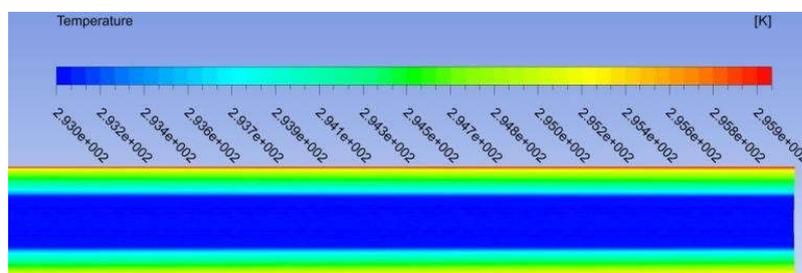
La figure VI.7 montre la variation de chute de pression par rapport au nombre de Reynolds pour différentes concentrations de nanoparticules. La perte de charge augmente de manière significative avec l'augmentation des concentrations de nanoparticules et également avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

II.6. Contours de température pour deux cas de Reynolds

Les figures 8 (a) et (b) montrent le contour de température dans la dernière partie du tube, pour le nanofluid ($\phi = 0,2\%$) au nombre de Reynolds 10000, et 22000 respectivement, les températures à $Re = 22000$ étaient plus basses qu'à $Re = 3000$. La raison en était la vitesse d'écoulement et la présence de nanoparticules qui affectent la répartition de la température.



(a) Nanofluid ($\phi = 0.2\%$), $Re = 2000$



(b) Nanofluid ($\phi = 1.0\%$), $Re = 22000$

Figure IV.8: montrent le contour de température dans la dernière partie du tube

Conclusions:

Dans ce chapitre, nous avons étudié par des simulations numériques, le transfert de chaleur dans une conduite chauffée, les résultats et leurs discussions, étaient:

- L'évolution du nombre de Nusselt en variant la concentration et les nombres de Reynolds, et les comparés avec des corrélations.

- l'évolution du nombre de facteur de frottement pour deux concentrations 0.2 et 2%.

Chapitre IV: Résultats et discussions

-

L'évolution de la différence de pression en variant la concentration avec la comparaison de nos résultats et les résultats théoriques.

- 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 ($\phi=0,2\%$, $\phi=0,6\%$, $\phi=1\%$, $\phi=2\%$), où la conductivité thermique est relativement plus élevée.

Conclusion générale

Conclusion générale

- 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, des simulations numériques, Transfert de chaleur dans une conduite chauffée.
 - Résultats et discussions, Évolution de nombre en variant la concentration Comparaison de Nos résultats avec les corrélations
 - Comparaison de nos résultats avec les résultats de l'expérience de Sundar et
-
- Sharma, Evolution de nombre de facteur de frottement pour deux concentrations 0.1 et 0.5, Évolution de la différence de pression en variant la concentration et Comparaison de nos résultats avec les résultats théorique.
 - 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.
- **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 Fe 3O4/eau avec d'autres matériaux nanoparticules.

Les références bibliographiques

Les références bibliographiques:

- [1] Kim, D., Kwon, Y., Cho, Y., Li, C., Cheong, S., Hwang, Y., ... & Moon, S. (2009). Convective heat-transfer characteristics of nanofluids under laminar and turbulent flow conditions. *Current Applied Physics*, 9(2), e119-e123.
- [2] A. LAMRI ZEGGAR « Contribution à l'étude théorique des transferts thermiques convectifs dans un nanofluide. Application au Modèles Monophasique et Diphasique » Mémoire de Magister. Université de Constantine (2014).
- [3] Bang, I. C., & Chang, S. H. (2005). Boiling heat-transfer performance and phenomena of Al₂O₃-water nanofluids from a plain surface in a pool. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(12), 2407-2419. (APA)
- [4] 'Ridha MEBROUK'
2017. Etude paramétrique des échanges convectifs turbulents dans les configurations d'intérêt pratique.
- [5] JEAN FRANCOISSACADURA « Initiation aux transferts de chaleur » Lavoisier 1982.
- [6] JAQUEPADET, « Echangeurs thermiques, méthodes globales de calculs » - Paris Masson 1994.
- [7] A. BONTEMPS, GAREIGUE, CH. GOUBIER, J. HUETZ, CH. MARVILLET et R. VIDIL, « Dimensionnement thermique », technique de l'ingénieur [B2342].
- [8] S.U.S. Choi « Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles developments and applications of Non-Newtonian FLOWS (1995).
- [9] F.P. INCROPERA, D.P. DEWITT. *Fundamentals of heat and mass transfer*. 5th edition, John Wiley and Sons.
- [10] B. GLADES. « Contribution à l'étude de la convection naturelle dans les nanofluides en configuration de Rayleigh-Bénard. Mémoire du Doctorat. Université de Toulouse (2010).
- [11] A. MAOUSSI « Intensification des échanges de chaleur par l'utilisation des nanofluides. Mémoire de Magister (2012).
- [12] A. LAMRI ZEGGAR « Contribution à l'étude théorique des transferts thermiques convectifs dans un nanofluide. Application au Modèles Monophasique et Diphasique » Mémoire de Magister. Université de Constantine (2014).
- [13] H. BEN ABDEL MALIM, A. FEGAS « Calcul thermique et mécanique de l'échangeur de chaleur EA4501 ». Mémoire de Master. Université de Boumerdes (2012).
- [14] M. BOUTON « Evaluation de l'intérêt énergétique des nanofluides dans l'usage des machines frigorifiques » Mémoire de Master. Université de Lorraine (2017).

Les références bibliographiques

- [15] C. MARVILLET. «Innovation technologiques dans les échangeurs» Revue Générale du froid 2001.
- [16] «Initiation à la pratique des échangeurs de chaleur», centre technique des industries aéronautiques et thermiques—Villeurbanne : Cétiat, 1984.
- [17] ‘‘BRAHIMI Taha Moulay’’ ‘‘Rachid KHERRAZ’’ ‘‘Sofiane KADDOUR Abderrahmen’’ 2021 ÉTUDE DE L’OPTIMISATION DU TRANSFERT DE CHALEUR DE L’EAU AVEC L’AJOUT D’UN ANOFLUIDE AL2O3.
- [18] Theodore L Bergman, Frank P Incropera, David P DeWitt, and Adrienne S Lavine. *Fundamentals of heat and mass transfer*. John Wiley & Sons, 2011.
- [19] Bruce Roy Munson, Theodore Hisao Okiishi, Wade W Huebsch, and Alric P Rothmayer. *Fluid mechanics*. Wiley Singapore, 2013.
- [20] Philip J Pritchard, Robert W Fox, and Alan Taylor McDonald. *Introduction to fluid mechanics*. John Wiley & Sons, 2010.
- [21] BS Petukhov, TF Irvine, JP Hartnett, et al. Advances in heat transfer *Academic, New York*, 6:503–564, 1970.
- [22] Wikipédia. Diagramme de Moody—wikipédia, l’encyclopédie libre, 2019. [En ligne; Page disponible le 28 août 2019].
- [23] Maxwell, J.C (1873). Treatise on Electricity and Magnetism. Oxford: Clarendon Press.
- [24] 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.
- [25] Fricke H, The Maxwell-Wagner Dispersion in a Suspension of Ellipsoids. *Journal of Physical Chemistry* 57(1953):934-937.
- [26] Polder D and J. H van Santen, The Effective Permeability of Mixtures of Solids. *Physical* (1946): 257-271
- [27] Taylor L. S, Dielectric Properties of Mixtures, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* AP-13(1965):943-947.
- [28] Taylor L. S, Dielectrics Loaded with Anisotropic Materials. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* AP-14(1966):669-670.
- [29] Hamilton R.L, and O.K Crasser, Thermal Conductivity of Heterogeneous Two Component Systems. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals* 1(1962):187-191.
- [30] Granqvist C. G and O. Hunderi, Optical Properties of Ultrafine Gold Particles, *Physical Review B* 16(1977):3513-3534.

Les références bibliographiques

- [31] Granqvist, C. G, and O.Hunderi, Conductivity of Inhomogeneous Materials: Effective-Medium Theory with Dipole-Dipole Interaction. *Physical Review B* 18(1978):1554-1561.
- [32] Xue Q.(2000). Effective-Medium Theory for Two-Phase Random Composite with an Interfacial Shell. *Journal of Material Science and Technology* 16:367-369.
- [33] Rayleigh, L.(1892). On the Influence of Obstacles Arranged in Rectangular Order upon the Properties of a Medium. *Philosophical Magazine* 34:481-502.
- [34] Wiener O, Die Theorie des Mischkörpers für das Feld der stationären Stromung. 1. Abhandlung: Die Mittelwertsätze für Kraft, Polarisierung und Energie. *Der Abhandlungen der Mathematisch-Physischen Klasse der Königlich-Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften* 32(1912):507-604.
- [35] 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.
- [36] Böttcher C.J.F.(1945). The Dielectric Constant of Crystalline Powders. *Recueil des Travaux Chimiques des Pays-Bas* 64:47-51.
- [37] Landauer R, The Electrical Resistance of Binary Metallic Mixtures. *Journal of Applied Physics* 23(1952):779-784.
- [38] Jeffrey D. J. Conduction through a Random Suspension of Spheres. *The Proceedings of Royal Society of London* (1973), A335:355-367.
- [39] Davis R.H, The Effective Thermal Conductivity of a Composite Material with Spherical Inclusions. *International Journal of Thermophysics* 7(1986):609-620.
- [40] Kerner E.H, The Electrical Conductivity of Composite Media. *The Proceedings of the Physical Society B* 69(1956):802-807.
- [41] Vandenhulst H.C, *Light Scattering by Small Particles*. (1957). New York: John Wiley & Sons.
- [42] Pauly, von Hand H.P Schwan, Über die Impedanz einer Suspension von kugelförmigen Teilchen mit einer Schale. *Zeitschrift für Naturforschung* 146(1959): 125-131. [
- [43] 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.
- [44] 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

Les références bibliographiques

York: American Institute of Physics.

Les références bibliographiques

- [45] Benveniste Y and T Miloh, On the Effective Thermal Conductivity of Coated Short-Fiber Composites. *Journal of Applied Physics* 69(1991):1337-1344.
- [46] Lu S. Y and J. L Song, Effective Conductivity of Composites with Spherical Inclusions: Effect of Coating and Detachment. *Journal of Applied Physics* 79(1996):609-618.
- [47] Xue Q. (2000). Effective-Medium Theory for Two-Phase Random Composite with an Interfacial Shell. *Journal of Material Science and Technology* 16:367-369.
- [48] Benveniste Y, Effective Thermal Conductivity of Composites with a Thermal Contact Resistance between the Constituents: Non-dilute Case. *Journal of Applied Physics* 61(1987):2840-2843.
- [49] 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.
- [50] Henderson J. R., and F. van Swol, On the Interface between a Fluid and a Planar Wall: Theory and Simulation of a Hard Sphere Fluid at a Hard Wall. *Molecular Physics* 51(1984):991-1010.
- [51] Yu C. J., A. G. Richter, A. Datta, M. K. Du Tbin and P. Dutta, Molecular Layering in a Liquid on a Solid Substrate: an X-Ray Reflectivity Study. *Physica B* 283(2000):27-31.
- [52] 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.
- [53] 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.
- [54] Bilboul R. R., A Note on the Permittivity of a Double-Layer Ellipsoid. *British Journal of Applied Physics (Series 2)* 2(1969):921-923.
- [55] Xuan Y, Q. Li and W. Hu, Aggregation Structure and Thermal Conductivity of Nanofluids. *AIChE Journal* 49(4)(2003):1038-1043.
- [56] 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.
- [57] Koo J and C. Kleinstreuer, A New Thermal Conductivity Model for Nanofluids. *Journal of Nanoparticle Research* 6(2004):577-588.
- [58] Prasher R., P. Bhattacharya and P. E. Phelan, Thermal Conductivity of Nanoscale Colloidal Solutions (Nanofluids), *Physical Review Letters*

Les références bibliographiques

ers94(2005):025901.

Les références bibliographiques

- [59] 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.
- [60] 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.
- [61] Nan C.W, Z Sh I. and Y Lin, A Simple Model for Thermal Conductivity of Carbon Nanotube-Based Composites. *Chemical Physics Letters* 375(2003):666-669.
- [62] 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.
- [63] 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.
- [64] 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.
- [65] Pauly, von Hand H. P Schwan, Uber die Impedanz einer Suspension von kugelformigen Teilchen mit einer Schale. *Zeitschrift fur Naturforschung* 146(1959): 125-131.
- [66] Li C, Ma Kinc, J Wiench, M Prusk I. and C. H Schilling, Relationship between Water Mobility and Viscosity of Nanometric Alumina Suspensions. *Journal of the American Ceramic Society* 88(2005):2762-2768.
- [67] 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.
- [68] 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.
- [69] Ding Y, H Alias, D Wen, and R.A Williams (2006). Heat Transfer of Aqueous Suspension of Carbon Nanotubes (CNT nanofluids). *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49:240-250.
- [70] 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.
- [71] Maïga S.E.B, C.T Nguyen, N. Galanis, and G. Roy, Heat Transfer Behaviours

Les références bibliographiques

of Nanofluids in a Uniformly Heated Tube, Superlattices and Microstructures 35(2004):
543-557.

Les références bibliographiques

- [72] 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.
- [73] 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
- [74] Xuan Y, W. Roetzel, Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer*(2000)433701–3707.
- [75] 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.
- [76] Fletcher, C.A.J., 1991. *Computational techniques for fluid dynamics*, vol. I. Springer, Berlin.
- [77] Das S.K, N Putta, P Thiesen, W Roetzel(2003), Temperature dependence of thermal conductivity enhancement for nanofluids, *ASME Trans. J. Heat Transfer* 125567–574.
- [78] Sundar, L. S., Naik, M. T., Sharma, K. V., Singh, M. K., & Reddy, T. C. S. (2012). Experimental investigation of forced convection heat-transfer and friction factor in a tube with Fe₃O₄ magnetic nanofluid. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 37, 65-71.
- [79] 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.
- [80] Gnielinski, V., 1976, “New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow,” *Int. Chem. Eng.*, 16, pp.359–367.
- [81] Incropera, F.P., and DeWitt, D. P., 1996, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* Wiley, New York.
- [82] G. Sekrani, S. Poncet, P. Proulx, Modeling of convective turbulent heat transfer of water-based Al₂O₃ nanofluids in a uniformly heated pipe, *Chemical Engineering Science*, 10.1016/j.ces.2017.10.044.