الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



UNIVERSITÉ YAHIA FARES DE MEDEA

FACULTÉ DE TECHNOLOGIE

THÈSE

Présentée au Département de Génie des Procédés

Pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Domaine : Sciences et Technologie

Filière: Génie Des Procédés **Spécialité : Génie Des Procédés**

Par

KRIBY Saliha

THÈME

Étude de l'écoulement des nanofluides dans une conduite circulaire : Aspects thermiques et hydrodynamiques

Soutenue le 11/03/2023 devant le Jury:

ZIRARI Mounir	**Professeur**	**Univ. Yahia Fares Médéa**	**Président**
CHETTI Boualam	**Professeur**	**Univ. de Khemis Miliana**	**Examinateur**
MERGHACHE Sidi Mohamed	**M.C.A.**	**Univ. de Tessemsilt**	**Examinateur**
ANNOUN Mohamed	**Professeur**	**Univ. Yahia Fares Médéa**	**Directeur de thèse**
KARMAZELI Tayeb	**M.C.A.**	**Univ. Yahia Fares Médéa**	**Invité**

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



UNIVERSITÉ YAHIA FARES DE MEDEA

FACULTÉ DE TECHNOLOGIE

THÈSE

Présentée au Département de Génie des Procédés

Pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Domaine : Sciences et Technologie

Filière: Génie Des Procédés **Spécialité : Génie Des Procédés**

Par

KRIBY Saliha

THÈME

Étude de l'écoulement des nanofluides dans une conduite circulaire : Aspects thermiques et hydrodynamiques

Soutenue le 11/03/2023 devant le Jury:

ZIRARI Mounir	**Professeur**	**Univ. Yahia Fares Médéa**	**Président**
CHETTI Boualam	**Professeur**	**Univ. de Khemis Miliana**	**Examinateur**
MERGHACHE Sidi Mohamed	**M.C.A.**	**Univ. de Tessemsilt**	**Examinateur**
ANNOUN Mohamed	**Professeur**	**Univ. Yahia Fares Médéa**	**Directeur de thèse**
KARMAZELI Tayeb	**M.C.A.**	**Univ. Yahia Fares Médéa**	**Invité**

Remerciements

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

Voici venu maintenant le grand moment d'exprimer toute ma reconnaissance aux personnes qui m'ont encadré et soutenu de près ou de loin au cours cette thèse. C'est un exercice difficile auquel j'ai pensé régulièrement tout au long de la rédaction et j'espère avoir trouvé les mots justes. Sachant la chose perdue d'avance, je commencerai donc par présenter mes excuses à ceux que j'aurais fortuitement oubliés de mentionner ici, et si leur contribution directe ou indirecte ne figure pas dans cette page, qu'ils sachent que je ne manquerais pas de m'en souvenir.

Je vais évidemment commencer par remercier mon directeur de thèse, **Pr. ANOUN Mohamed**, Professeur à l'Université de Médéa, de m'avoir suivi et dirigé tout au long de la réalisation de cette thèse. Je le remercie vivement de *la confiance qu'il m'accordée*, de sa disponibilité et de sa patience *durant ce travail*. Il a permis de faire en sorte que ma thèse se déroule dans les meilleures conditions possibles, et j'ai largement bénéficié de ses compétences certaines en mécanique des fluides, transfert de chaleur et thermodynamiqe, compétences qu'il a ardûment tentées de me transmettre durant cette période de doctorat.

J'exprime ma plus profonde reconnaissance au Docteur **Tayeb KERMEZLI** qui a co-dirigée cette thèse. Je le remercie aussi pour le temps qu'il m'a consacré tout en me faisant profiter de ses cultures et de ses rigueurs scientifiques.

Je tiens d'exprimer mes sincères gratitudes **aux membres de jury** : Un remerciement particulier au **Pr.ZIRARI Mounir**, Professeur à l'Université de Médéa, pour l'honneur qu'elle me fait d'avoir acceptée d'examiner mon travail et de présider le Jury de ma soutenance. . Je suis réellement heureux de pouvoir le compter dans mon jury, et je l'en remercie vivement.

Je remercie très chaleureusement le Docteur **CHETTI Boualam** et le Docteur **MERGHACHE Sidi Mohamed** de me faire bénéficier de leur expertise en acceptant de juger ce travail et de consacrer du temps à l'examen de ce manuscrit, l'analyse attentive et les remarques constructives dont ils m'ont fait part, ont contribué à la valorisation de mon travail.

Ces longues années de thèse ont aussi été l'occasion pour moi de découvrir et de prendre goût au métier d'enseignant. Cette première expérience fût très bénéfique grâce aux personnes qui m'ont encouragé et je remercierais donc particulièrement **Mr. Bachen, Mr. Rebhi, Mr. khazrane, et Mr. Chiba** pour leur soutien et le partage de leurs expériences.

Ma plus profonde gratitude s'adresse au Professeur **Mounir ZIRARI** du Département de Génie Mécanique de l'Université de Médéa qui m'a guidé dans mon parcours professionnel et scientifique. Sa grande compétence et ses idées foisonnantes ont été pour moi autant d'atouts qui m'ont permis de progresser et qui m'ont réellement donné goût aux aspects de la recherche académique. *Je le remercie aussi pour son aide précieuse, ces conseils judicieux*, Je lui suis profondément reconnaissante pour sa disponibilité, ses encouragements, ses qualités humaines *et surtout,* ses conseils dans les moments les plus difficiles.

Je souhaite remercier tous **les enseignants de l'Institut de ST de Médéa**, pour m'avoir bien formé durant toutes ces années, pour leur soutien, leur disponibilité et leurs conseils précieux.

Je n'oublie pas de remercier **mes collègues** avec qui j'ai toujours passé de très bons moments. Je leurs remercie pour leurs encouragements et leurs supports.

Un énorme merci à **mes amis** les plus proches, qui croient en moi et qui m'aident à avancer et à être celle que je suis. Pour cela et pour tous les moments partagés, je souhaite exprimer mon affection la plus profonde à : **Souad TAHAR, Akila BAGHDADI, Ratiba BRAHIM BELHOUARI…**

Mes pensées finales reviendront à **ma famille** qui m'a soutenue pendant toutes ces années. Je remercie **mes frères et sœurs** d'avoir été toujours là pour me soutenir, d'avoir eu une oreille attentive et compréhensive, et de m'avoir distraite avec leurs histoires. **Ah la famille !**

Ces dernières lignes vont me permettre de témoigner de ma plus profonde gratitude et de mon amour à **ma chère maman**. Merci pour ta dévotion à mon égard et pour tous les sacrifices faits pour que j'arrive jusqu'ici. Merci de m'avoir toujours soutenue…

Il ne me reste plus qu'une personne à remercier, celle qui a toujours été là et qui m'a permis de me remettre en question tout en gardant confiance en moi pendant cette dernière période. **Mon époux**, pour son soutien et sa compréhension sans lesquels ce travail n'aurait pas connu cette fin heureuse. Tu me soutiens plus que tu ne l'imagines. Un "merci" ne suffira pas . . .

Pour finir, je dirai simplement merci à tous ceux qui, de près comme de loin, ont contribué à la réussite de ce travail de recherche.

''Les seules limites à nos réalisations de demain sont nos doutes et nos hésitations d'aujourd'hui''

F. D. Roosevelt

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

À la mémoire de ***mon père****, rappelé à Allah le 22 septembre 2010. Déjà 11 années d'absence douloureux mais toujours présent dans le cœur de sa famille que Allah l'accueil en son vaste paradis, repose en paix papa.*

À ***ma chère mère*** *pour leur support continu et amour infini, je la dois tout ce que je suis.*

A tous les membres de ma famille pour leur grande affection :

À mes frères Mohamed et Abedessalem, mes sœurs, nièces et neveux, je vous aime beaucoup

À tous qui me son cher

À ***mon époux****, Noureddine*

A tous ***mes amis****;*

A tous ceux qui mon aidé et encouragé…

Table des matières

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية i

..... i

Domaine : Sciences et Technologie i

Filière: Génie Des Procédés i

Spécialité : Génie Des Procédés i

Soutenue le 11/03/2023 devant le Jury: i

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية iii

..... iii

Domaine : Sciences et Technologie iii

Filière: Génie Des Procédés iii

Spécialité : Génie Des Procédés iii

Soutenue le 11/03/2023 devant le Jury: iii

Listes des figures viii

Listes des tableaux x

Nomenclature xi

Résumé xiii

Abstract xiv

ملخص xv

Introduction générale 1

Chapitre I — Recherches bibliographiques sur les nanofluides 4

I.1. Introduction 4

I.2. Nanoparticules et les fluides de base 5

I.3. Méthodes de synthèse des nanoparticules à base d'oxydes 7

I.3.1 Méthodes de nature physique 7

I.3.2 Méthodes de nature chimiques 8

I.4. Méthode de fabrication des nanofluides 8

I.4.1 Méthode en seule étape (one-step method) 9

I.4.2 Méthode en deux étapes (tow-step-méthod) 10

I.4.3 Procédés de fabrication des nanofluides 10

I.5. Stabilité des nanofluides 11

I.5.1 Différents Méthodes d'évaluation 12

I.5.2 Méthodes pour améliorer la stabilité des nanofluides 15

I.5.3 Mécanismes de stabilité de nanofluides 18

I.6. Propriétés thermo-physiques des nanofluides 19

I.6.1 La fraction volumique (φ) 20
I.6.2 Conductivité thermique des nanofluides et ses modéles (K_{nf}) 20
I.6.3 Viscosité dynamique et ses modèles 26
I.6.4 Masse volumique (ρ) 28
I.6.5 Chaleur spécifique 28
I.6.6 Coefficient d'expansion thermique 29
I.7. Conclusion 29
Chapitre II— Analyse d'un échangeur de chaleur coaxial aspects hydrodynamique et thermique 31
II.1. Introduction 31
II.2. La convection thermique 31
II.3. Ecoulement visqueux turbulent en convection forcée dans les conduites : 32
II.3.1 Considérations hydrodynamiques 32
II.3.2 Considération thermique 39
II.4. Développement des équations générales de conservation 43
II.5. Analyse thermique d'un échangeur de chaleur tubulaire coaxial 45
II.5.1 Hypothèses de fonctionnement 45
II.5.2 Évaluation des performances thermiques d'un échangeur 46
II.5.3 Écoulement entre deux tubes concentriques 48
II.5.4 Effécacité d'un échangeur 49
II.6. Intensification des échanges thermique par l'utilisation des nanofluides 50
II.7. Conclusion 51
Chapitre III— Modélisation des écoulements turbulents en convection forcée en régime turbulent. 52
III.1. Introduction 52
III.2. Les équations de conservation 52
III.2.1 Conservation de la masse 53
III.2.2 Conservation de la quantité de mouvement 54
III.2.3 Conservation de la quantité d'énergie 56
III.3. Les équations de Navier-Stokes 57
III.4. Méthodes de modélisation des écoulements turbulents 59
III.4.1 Quelques notions sur la turbulence 59
III.4.2 Différents approches de modélisation 60
III.5. Modélation de l'eqution de Navier Stockes par l'approche RANS 61
III.5.1. Turbulence et concept de Reynold 61
III.5.2. Equations de transport pour les contraintes de Reynolds 63
III.5.3. Equation de transport pour l'énergie turbulente 63
III.5.4. Equation de transport pour le taux de dissipation turbulente 64
III.5.5. Le problème de fermeture 64

III.6. Modèles de la turbulence par l'approche RANS 65
III.6.1 Modèle k-ε 66
III.6.2 Modèle de fermeture K-w 67
III.6.3 Modèle de k–w SST (Shear Stress Transport) 67
III.7. Résolution numérique des équations (EDP) 68
III.7.1 Choix de la méthode numérique 68
III.7.2 Discrétisation des EDP 69
III.7.3 Résolution du système d'équations 74
III.8. Conclusion 76
Chapitre IV— Etude numérique de la convection forcée turbulente des nanofluides dans des géométries simples 77
IV.1 Introduction 77
IV.2 Hypothéses Simplificatrices 77
IV.3 Propriétés thermophysiques des nanofluides 78
IV.4 Comparaison des modèles de turbulence 80
IV.5 Définition du problème 83
IV.5.1 Confiuration1 (tube simple) 85
IV.5.2 Configuration 2 (tube coude 90°) 86
IV.6 Méthode numérique et validation 88
IV.6.1 Test de maillage et validation pour le tube simple 88
IV.6.2 Test de maillage et validation pour le tube coude 90° 90
IV.7 Résultats et interprétations configuration1 92
IV.7.1 Champ de vitesse 92
IV.7.2 Champ de température 93
IV.7.3 Comportement thermique du nanofluide 93
IV.7.4 Comportement hydrodynamique du nanofluide 95
IV.8 Résultats et interprétation configuration 2 99
IV.8.1 Nombre de Nusselt moyen 99
IV.8.2 Coefficient de frottement 100
IV.8.3 Perte de charge 101
IV.8.4 Intensité turbulente 101
IV.9 Conclusion 102
Chapitre V— Etude numérique de la convection forcée turbulente des nanofluides dans un échangeur concentrique à double tubes coaxiaux 103
V.1 INTRODUCTION 103
V.2 Description du problème 103
V.3 Modèle mathématique et équations dimensionnelles 104

V.4 Conditions aux limites 105
V.5 Paramétres adimentionnelles 105
V.6 Méthodes de résolution 106
V.7 Validation du code de calcul 107
V.8 Résultats et discussions 108
V.8.1 Conductivité thermique 108
V.8.2 Nombre de Nusselt 109
V.8.3 Coefficient global de transfert de chaleur 110
V.8.4 Perte de charge 111
V.8.5 Contrainte de cisaillement 112
V.9 Conclusion 113
CONCLUSION GENERALE 114
REFERENCES BIBLIOGRAPHIE 116

Listes des figures

Figure I. 1 : Représentation schématique de nanofluides [12] 5
Figure I. 2 : Exemples de différents types de nanoparticules étudiés [16] 6
Figure I. 3: (1) Étapes de synthèse des nanoparticules par les méthodes chimiques. (2) : Étapes de fabrication des nanoparticules par les approches physiques [22]. 7
Figure I. 4 : Procédé de synthèse de nanofluide en une seule étape : Pyrolyse laser donnant de la nanopoudre à mélanger au liquide et dépôt direct dans le liquide par pulvérisation cathodique sous vide [31,32] 9
Figure I. 5: Diagramme du potentiel Zêta [49] 13
Figure I. 6: Potentiel Zêta d'une solution [49] 14
Figure I. 7: Dispositifs de dispersion mécaniques; a) mélangeur mécanique et b) mélangeur à cisaillement [55]. 15
Figure I. 8 : Mécanisme de l'appareil à ultrasons [56]. 16
Figure I. 9: Potentiel Zêta en fonction des valeurs de pH pour les nanofluides à base d'eau Al2O3 et CuO [59] 17
Figure I. 10: Images TEM de nanofluides Al2O3-eau avec différents agents d'ajustement du pH (a) acide acétique, (b) NH4OH, (c) NaOH [59] 18
Figure I. 11 : Images TEM de nanofluides d'oxyde de cuivre avec différents agents d'ajustement du pH (a) acide acétique, (b) NH4OH, (c) NaOH [59] 18
Figure I. 12: Mécanisme de la théorie DLVO [60]. 19
Figure I. 13: Comparaison des modèles avec des données expérimentales pour Al2O3 [64]. 21
Figure I. 14 : Formation d'une nanocouche d'eau ordonnée à la surface des nanoparticules [68] 22
Figure I. 15: Agitation désordonnée de toutes les nanoparticules suite aux chocs avec les molécules de liquide [71]. 23
Figure I. 16: Evolution de densité volumique de (Al2o3+l'eau) en fonction de ϕ [89]. 28

Figure II. 1: Expérience d'Osborne Reynolds sur la transition entre le régime laminaire et turbulent d'écoulement dans un tube de diamètre *D* [92]. 33
Figure II. 2: régimes d'écoulement [92] 33
Figure II. 3: Développement de couche limite hydrodynamique sur une surface [93] 34
Figure II. 4: couche limite laminaire dans une conduite circulaire [94] 35
Figure II. 5: couche limite turbulente dans une conduite circulaire [94] 36
Figure II. 6: variation des paramétres hydraudynamique le long du tube [95] 37
Figure II. 7: Développement de la couche limite hydrodynamique d'un écoulement laminaire dans une conduite horizontale [96] 38
Figure II. 8: profils de vitesse dans une conduite circulaire [96] 39
Figure II. 9: Développement de la couche limite thermique sur une surface plane [96] 40
Figure II. 10: Développement de la couche limite thermique dans un tube circulaire chauffé [97] 41
Figure II. 11: Fluctuations pour un regime turbulent [97] 44
Figure II. 12: Echangeur de chaleur à double tubes [98] 45
Figure II. 13: Profils de température en fonctionnement co-courant et contre-courant [98] 46
Figure II. 14: Écoulement entre deux tubes concentriques [98] 49

Figure III. 1: Distribution spectrale de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation [116] 60

Figure III. 2 : element P1 iso P2 [125] 70

Figure IV. 1 : Résultats de simulation pour T_P=348 K et T_{inlet}=293 K avec différents modèles de turbulence (pour l'eau pure) 81
Figure IV. 2: Résultats de simulation pour T_P=348 K et T_{inlet}=293 K avec différents modèles de turbulence pour Al_2O_3-eau (φ= 0.04) 81
Figure IV. 3 : Évolution de la temperature moyenne en fonction de r pour divers modèles de turbulence 82
Figure IV. 4 : Évolution des vitesses moyennes sur r pour différents modèles de turbulence 83
Figure IV. 5: Schéma du domaine de calcul et des conditions aux limites. 85
Figure IV. 6: Schéma de la géométrie étudié (coude en 90) 86
Figure IV. 7: Schéma de configuration 2 et les conditions aux limites appliquées aux frontieres. 87
Figure IV. 8 : Schéma de la géométrie maillée (coude en 90). 87
Figure IV. 9: Test d'indépendance de la ceinture basé sur le nombre moyen de Nusselt (tube en 180) 89
Figure IV. 10: Nombre moyen de Nusselt par rapport à la corrélation de Dittus pour l'eau pure et Al2O3-eau nanofluide (tube en 180) [141] 89
Figure IV. 11: Chute de pression par rapport à l'étude expérimentale d'Osman [142] pour l'eau pure et Al2O3-eau nanofluide (tube en 180) 90
Figure IV. 12: Champ de vitesse du nanofluide dans le tube en 180° 90
Figure IV. 13: Test de maillage et validation de code de calcul (tube coude 90°) 91
Figure IV. 14: Validation de code de calcul (tube coude 90°) 91
Figure IV. 15: Distribution de la vitesse radiale du nanofluide pour différentes valeurs de (ϕ), Re = 4000 (tube coude 180°) 92
Figure IV. 16: Contours de température pour différentes valeurs de (ϕ), Re = 4000 93
Figure IV. 17: Rapport de conductivité thermique en fonction de (φ) (tube coude 180°) 94
Figure IV. 18: Variation du nombre moyen de Nusselt avec: (a) (φ) pour différentes valeurs de Re, (b) Re pour différentes valeurs de (φ). (Tube coude 180°) 94
Figure IV. 19: Rapport de viscosité dynamique en fonction de (φ), (tube coude 180°) 95
Figure IV. 20: Contrainte de cisaillement versus (a) (φ) pour différentes valeurs de Re (b) Re pour différentes valeurs de (φ) (tube 180°) 96
Figure IV. 21: Vitesse de frottement en fonction de z / D pour différentes valeurs de (φ) (tube 180°) 97
Figure IV. 22: Variation du nombre Nusselt moyen de nanofluides Al2O3 / eau et CuO / eau en fonction de: (a) Re, (b) (φ) (tube 180°) 98
Figure IV. 23: Chute de pression des nanofluides Al2O3 / eau et CuO / eau versus: (a) Re, (b) (φ) (tube 180°) 99
Figure IV. 24: Nombre de Nusselt en fonction de nombre de Reynolds pour differentes concentrations en nanoparticues CuO (tube 90°) 100
Figure IV. 25: Coefficient de frottement en fonction de nombre de Reynolds pour differentes concentrations en nanoparticues CuO (tube 90°) 100
Figure IV. 26: Perte de charge en fonction du Reynolds Nombre pour différentes concentrations en nanoparticues CuO (tube 90°) 101
Figure IV. 27: Intensité turbulente en fonction de l/D pour differentes concentrations en nanoparticues CuO (tube 90°) 102

Figure V. 1: Configuration de l'échangeur de chaleur circulaire à double tubes considéré. 103
Figure V. 2 : Schéma de la géométrie étudiée 104
Figure V. 3: Coefficient global de transfert de chaleur comparé avec les mesures de B.B. Bhosle et D.N.Hatkar [150]..... 107
Figure V. 4: Distribution des températures des fluides le long de l'échangeur 108
Figure V. 5 : Évolution de la conductivité thermique en fonction de la fraction volumique Al_2O_3 108
Figure V. 6: Variation du nombre de Nusselt en fonction du débit massique du nanofluide pour différentes fractions volumiques d'Al2O3. 109
Figure V. 7: Effet de la fraction volumique de Al2O3 sur la conductivité thermique du nanofluide (k) et le coefficient d'échange thermique(h) 110
Figure V. 8: Coefficient global de transfert de chaleur U en fonction du débit massique du nanofluide (kg/s)..... 110
Figure V. 9: Perte de charge en fonction de la fraction volumique Al_2O_3 111
Figure V. 10: Facteur de frottement en fonction de la la fraction volumique Al_2O_3 112
Figure V. 11: Variations du taux de cisaillement pour différentes fractions volumique d'Al_2O_3 112

Listes des tableaux

Tableau I. 1: Conductivité thermique de divers fluides de base et matériaux à 20°C [13] 5

Tableau III. 1: Illustration du probléme de fermeture [120] 65

Tableau IV. 1: Propriétés thermophysiques [131, 137]..... 79
Tableau IV. 2 : Conditions limites pour la configuration 1 86

Nomenclature

Symboles latins

A	Surface d'échange	[m²]
$\dot{m}$	Débit massique	[kg/s]
C_P	La chaleur spécifique à pression constante	[J/kg K]
T	Température	[K]
R	Résistance thermique	[K/W]
h	Coefficient moyen d'échange convectif	[W/m².K]
L	Longueur du tube	[m]
U	Coefficient d'échange global	[W/m².K]
Nu	Le nombre de Nusselt	
Re	Le nombre de Reynolds	
Pe	Nombre de Peclet	
ΔT_{lm}	Ecart de température logarithmique moyen (DTLM)	
q	Flux thermique	[W]
Pr	Le nombre de Prandtl	
f	Facteur de frottement	
g	Accélération de la pesanteur	[m²/s]
D	Dimension caractéristique de la conduite	[m]
t	Le temps	[s]
P	La pression	[Pa]
u,v,w	Composantes de la vitesse	[m/s]
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	[m]
r	coordonnée radiale	[m]
dp	diamètre des nanoparticules	[nm]

Symboles Grecs

λ	La conductivité thermique	[W/m.K]

β	coefficient de dilatation thermique	[1/K]
φ	Fraction volumique	
μ	La viscosité dynamique	[kg/m s]
υ	La viscosité cinématique	[m^2/s]
ρ	La masse volumique du fluide	[kg/m^3]
k	énergie cinétique turbulente	[m^2/s^2]
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	[m^2/s^3]
α	Diffusivité thermique	[m^2/s]
τ	contrainte de cisaillement	[Pa]

Indices / Exposants

a	Annulaire
ch	Chaud
fr	Froid
e	Entrée
s	Sortie
cond	Conductif
conv	Convectif
t	Total
NP	Nanoparticule
fb	Fluide de base
i	Interne
t	turbulent
m	moyen
eff	effective

Résumé

Les propriétés du liquide de refroidissement thermique sont des indicateurs potentiels des performances de transfert de chaleur, cependant, le liquide de refroidissement reste souvent moins efficace en raison de son incapacité à absorber l'excès de chaleur. Grâce à la nanotechnologie, un nouveau concept a été introduit pour préparer des particules de taille nanométrique qui peuvent être dispersées dans le liquide de refroidissement pour former un nanofluide stable avec d'excellentes propriétés thermiques. Néanmoins, l'ajout des nanoparticules conduit à une augmentation de la viscosité qui augmente la contrainte de cisaillement affectant les performances du système de refroidissement. Cette étude vise à étudier par CFD en adoptant l'approche monophasique à la fois le comportement thermique et hydrodynamique d'un nanofluide s'écoulant dans des conditions turbulentes respectivement dans deux configurations simple, présentée par une conduite simple et un coude à 90°, et dans un échangeur de chaleur tubulaire coaxial. Les équations de la convection sont résolues en utilisant le modèle de turbulence (SST) k-ω par la méthode des éléments finis adoptée par le code de calcul Comsol Multiphysics.

Dans cette investigation l'effet du nombre de Reynolds (Re) et de la fraction volumique des nanoparticules (φ) sur le nombre de Nusselt, la contrainte de cisaillement et la perte de charge sont étudiés de manière approfondie. Les résultats obtenus dans le cas de la configuration simple montrent comment la concentration de nanoparticules influence la distribution radiale de la température et de la vitesse en conférant à l'écoulement une certaine homogénéité qui améliore le transfert de chaleur, mais elle affecte également le comportement hydrodynamique du nanofluide conduisant à une augmentation de la contrainte de cisaillement. Sur la base de ces deux investigations, le nanofluide contenant des particules d'Al_2O_3 est meilleur que celui de CuO bien que la conductivité thermique de ce dernier est bien superieur.

Dans le cas de l'échangeur de chaleur tubulaire, les résultats de l'investigation sont présentés en termes de variation du nombre de Nusselt moyen, de perte de charge et de taux de cisaillement en fonction de concentrations en nanoparticules (Al_2O_3) montrent que les nanoparticules contribuent considérablement à l'amélioration du transfert thermique dans l'échangeur accompagnée d'une légère augmentation de perte de charge.

Mots clés : Nanofluides, écoulement turbulent, convection forcée, tube circulaire, échangeurs de chaleurs.

Abstract

The thermal coolant proprieties are a potential indicators of heat transfer performance, however, the coolant often remains less efficient because of its inability to absorb the excess heat. Thanks to nanotechnology, a new concept has been introduced to prepare nano-sized particles that can be dispersed in the coolant to form a stable nanofluid with excellent thermal properties. Nevertheless, the addition of the nanoparticles leads to an increase in viscosity which augments the shear stress affecting the performance of the cooling system. This study aims to investigate both the thermal and hydrodynamic behavior of nanofluid flowing in turbulent conditions through a cylindrical copper pipe while maintaining at constant temperature by using a single-phase approach. The governing equations are solved by using the shear stress transport (SST) k-ω turbulence model along with the finite element method. In this work, the temperature and velocity distribution of Al_2O_3-water nanofluid for different volume fractions are studied. The effects of Reynolds number (Re) and volume fraction of nanoparticles (φ) on both the Nusselt number and shear stress are also investigated thoroughly. Moreover, the impact of these types of nanoparticles (Al_2O_3 and Cuo) on the Nusselt number and pressure drop is examined. The obtained results show how the concentration of nanoparticles influences the radial distribution of temperature and velocity by giving the flow a certain homogeneity which enhances heat transfer but it also affects the hydrodynamic behavior of nanofluid leading to an increase in the shear stress. Based on these two investigations the nanofluid containing Al_2O_3 particles is better than that of CuO even though the thermal conductivity of CuO is higher than that of Al_2O_3

A second part was devoted to the study of the thermal behavior in forced convection of a nanofluid composed of Al_2O_3-water in turbulent flow in a co-axial heat exchanger. Using the same computer code, we examined the thermal and dynamic aspects of the system as a function of the volume fraction of the nanoparticles and the mass flow rate of the nanofluid. The results obtained are presented in terms of variation of the mean Nusselt number, pressure drop, and shear rate as a function of concentrations of nanoparticles (Al_2O_3). Analysis of these results shows that the nanoparticles significantly contribute to the improvement of heat transfer in the exchanger accompanied by a slight increase in pressure drop.

Keywords: Nanofluids, turbulent flow, forced convection, circular tube, heat exchangers.

ملخص

تعتبر خصائص المبرد الحراري مؤشرات محتملة لأداء نقل الحرارة، ومع ذلك، غالبًا ما يظل المبرد أقل كفاءة بسبب عدم قدرته على امتصاص الحرارة الزائدة. بفضل تقنية النانو ، تم تقديم مفهوم جديد لإعداد جزيئات المقياس النانوي التي يمكن تشتيتها في المبرد لتشكيل سائل نانوي مستقر بخصائص حرارية ممتازة. ومع ذلك ، فإن إضافة الجسيمات النانوية يؤدي إلى زيادة اللزوجة مما يزيد من إجهاد القص الذي يؤثر على أداء نظام التبريد.

تهدف هذه الأطروحة إلى الدراسة بواسطة CFD من خلال اعتماد نهج أحادي الطور كلاً من السلوك الحراري والهيدروديناميكي للسائل النانوي (Al_2O_3 / الماء) الذي يتدفق في ظل ظروف مضطربة على التوالي في تكوينين بسيطين ، يتم تقديمهما بواسطة أنبوب بسيط وكوع 90 درجة ، و في مبادل حراري أنبوبي متحد المحور. تم حل معادلات الحمل الحراري باستخدام نموذج الاضطراب (k-ω SST) بطريقة العناصر المحدودة التي تم تكييفها بواسطة كود الكمبيوتر Comsol Multiphysics. في هذا الاستقصاء ، تمت دراسة تأثير العدد (Re) و التركيز الحجمي للجسيمات النانوية (φ) على السلوكيات الحرارية والهيدروديناميكية للسائل النانوي بعمق. بناءً على هذه التأثيرات ، تم إجراء دراسة مقارنة بين الموائع النانوية: Al_2O_3 و CuO القائم على الماء. توضح النتائج التي تم الحصول عليها كيف يؤثر كل من Re و (φ) على التوزيع الشعاعي لدرجة الحرارة والسرعة مما يعطي التدفق تجانسًا معينًا يحسن نقل الحرارة ، ولكنها تؤثر أيضًا على السلوك الهيدروديناميكي للسائل النانوي مما يؤدي إلى زيادة إجهاد القص. بناءً على هذين التحقيقين ، يكون المائع النانوي الذي يحتوي على جزيئات Al_2O_3 أفضل من جزيئات CuO على الرغم من أن الموصلية الحرارية لهذا الأخير أعلى بكثير.

خصص الجزء الثاني لدراسة السلوك الحراري للحمل الحراري القسري لموائع نانوية مكونة من(Al_2O_3 و ماء) في مبادل حراري محوري مشترك بنفس كود الحساب ، لقد درسنا تاثير كل من التركيز الحجمي للجسيمات النانوية و معدل التدفق الكتلي للسائل النانوي علئ الجانب الحراري والديناميكي للنظام. عرضت النتائج التي تم الحصول عليها من حيث التباين في متوسط عدد Nu وانخفاض الضغط ومعدل القص بدلالة التركيز الحجمي للجسيمات النانوية (Al_2O_3). يوضح تحليل هذه النتائج أن الجسيمات النانوية تساهم بشكل كبير في تحسين التبادل الحراري في المبادل مصحوبًا بزيادة طفيفة في انخفاض الضغط.

الكلمات المفتاحية: السوائل النانوية ، التدفق المضطرب ، الحمل الحراري القسري ، الأنبوب الدائري ، المبادلات الحرارية.

Introduction générale

Dans beaucoup d'application pratique, on est amené le plus souvent à faire évacuer l'excès de chaleur dans des équipements thermiques et ce pour éviter tout dommage éventuel des équipements et de garantir ainsi un fonctionnement dans de bonnes conditions et durable. Dans ces conditions, un échangeur de chaleur pourrait être utilisé à cet effet. Cependant, l'efficacité de l'échangeur est un paramètre très important à prendre en considération pour garantir la performance du procédé. Afin d'améliorer l'efficacité de l'échangeur de chaleur, l'une des techniques suggérée est d'augmenter sa surface d'échange thermique. Cependant, la mise en œuvre d'une telle technique rend l'échangeur de chaleur encombrant et plus cher. Ces dernières années, une nouvelle technologie a été développée pour booster l'échange thermique qui consiste à ajouter des nanoparticules bien choisies au liquide de refroidissement (fluide de base, fluide caloporteur) ce qui entraîne la formation d'une solution colloïdal appelée nanofluide qui se caractérise par d'excellentes propriétés thermiques. Cette technique permet donc d'éviter toute modification des dimensions du système de refroidissement. Ce type de fluide était introduit en 1995 par Choi [1]. Toutefois, Les performances thermiques du nanofluide dépendent en grande partie à la fois du type des nanoparticules (propriétés de transport) et de la fraction volumique (concentration) bien que ce paramètre soit limité pour chaque nanoparticule pour le souci de stabilité de la solution (nanofluide).

De nombreux chercheurs [2—10] ont réalisé des études expérimentales et numériques pour examiner l'impact des nanofluides sur transfert de chaleur pour différents équipements de refroidissement dans différents régimes d'écoulements et ont montré qu'en ajoutant des nanoparticules au fluide de base le transfert de chaleur est considérablement amélioré, tandis que le facteur de friction et la perte de charge augmentent sous l'effet de la viscosité de nanofluide.

Il est à noter que la plupart de ces investigations sur l'amélioration du transfert de chaleur par l'ajout de nanoparticules se limitent à étudier les variations du nombre de Nusselt et de la perte de charge sous l'effet des fractions volumiques et du nombre de Reynolds sans fournir de données ou des informations sur la distribution de la température et de la vitesse du nanofluide lors de l'ajout de nanoparticules, qui sont toutes deux des indicateurs potentiels de l'amélioration du transfert de chaleur. C'est pourquoi, dans ce travail, on s'est intéressé à

examiner numériquement par analyse CFD le comportement thermique et hydrodynamique d'un nanofluide dans des conditions d'écoulement turbulent dans une configuration simple, caractérisé par une conduite circulaire et un coude de 90, et dans un échangeur de chaleur coaxial. Aussi, d'étudier l'impact de la fraction volumique des nanoparticules et du nombre de Reynolds non seulement sur le nombre de Nusselt mais aussi sur la distribution de température et de vitesse dans le système. De plus, l'impact de type de nanoparticules, Al_2O_3 et CuO, sur le comportement thermique et hydrodynamique est également étudié.

Le travail présenté dans cette thèse est organisé en cinq chapitres :

Dans le premier chapitre nous exposerons une synthèse bibliographique sur les nanofluides, leur avantage énergétique dans le secteur industriel et les différents procédés de synthèses. Nous présenterons aussi une revue bibliographique sur les propriétés thermiques (chaleur massique et conductivité thermique) et rhéologiques (masse volumique et viscosité dynamique) des nanofluides et les différentes corrélations les plus utilisées dans la littérature pour évaluer les propriétés des nanofluides.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons une étude bibliographique regroupant la théorie générale de la convection forcée dans les échangeurs thermique, suivi par les différents travaux de recherche les plus proches de notre sujet, à savoir les travaux relatifs aux problèmes de la convection forcée turbulente dans une conduite à section circulaire, des fluides conventionnels et des nanofluides. Une présentation approfondie des calculs et formulations mathématiques utilisées dans les systèmes de refroidissement pour l'évaluation des performances thermiques. A la fin de ce chapitre des travaux antérieurs qui nous ont paru très utiles pour notre étude seront présentés.

Le troisième chapitre est consacré aux aspects mathématiques du projet. À savoir, la modélisation des équations représentatives de la physique des écoulements turbulents. Nous examinerons d'abord au premier lieu, une revue de littérature sur les différents modèles hydrodynamiques et turbulents couramment utilisés ainsi que leurs caractéristiques propres. Nous exposerons par la suite quelques caractéristiques théoriques sur la turbulence et nous développerons les équations différentielles de conservation de la quantité de mouvement associées aux fluctuations de vitesses (contraintes de Reynolds), On s'intéresse aussi aux conséquences des termes fluctuants, une fois ceux-ci introduits dans les équations du mouvement des fluides. Cette étape présente essentiellement le tenseur de Reynolds que l'on

cherchera ensuite à estimer `a partir de modèles de fermeture suivi d'une présentation de la méthode des éléments finis de frontière. Nous présenterons aussi la formulation des équations de notre modèle ainsi que l'approximation numérique qui lui est associée.

Dans les quatrième et cinquième chapitres, nous présenterons les résultats de la modélisation de système d'équations qui régit l'écoulement et le transfert de chaleur par convection forcée par nanofluides respectivement dans des configurations simples (conduite circulaire et coude a 90°) et dans un échangeur de chaleur tubulaire coaxiale. Nous detaillerons aussi la méthodologie de résolution numérique du système d'équations obtenu (Méthode des éléments finis), sa mise en œuvre pour la discrétisation des équations du problème. A la fin de ces chapitres les résultats du modèle seront présentés et comparés aux autres modèles existant dans la littérature.

A la fin, la thèse sera terminée par une conclusion générale qui résume les principaux résultats obtenus en précisant les points forts de cette expérience numérique et les perspectives qu'elle offre dans la suite de ces travaux.

Chapitre I — Recherches bibliographiques sur les nanofluides

I.1. Introduction

Les nanofluides sont utilisés dans des multiples applications d'ingénierie (dans le domaine de défense, transport, génie pharmaceutique et biomédical, etc.) et notamment dans les systèmes de refroidissement en raison de leurs aptitudes d'absorber la chaleur et améliorer ainsi le transfert thermique dans ces systèmes.

Les fluides caloporteurs traditionnels souvent utilisés dans le domaine du transfert de chaleur ont des conductivités thermiques très faibles qui limitent parfois leur capacité de transfert de chaleur [11]. L'utilisation des nanofluides, nanoparticules de conductivité thermique très élevée en suspension dans un fluide caloporteur est susceptible d'augmenter sa performance thermique. Plusieurs études ont révélé que la conductivité thermique des fluides contenant des nanoparticules pourrait augmenter de plus de 20% dans le cas d'une concentration très faible de nanoparticules [12]. De 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 nanofluides, et mettre ainsi au point des liquides caloporteurs plus performants. À travers ce chapitre, nous présentons une synthèse bibliographique sur les nanofluides, leurs composition, leurs méthodes de synthèse avec quelques travaux expérimentaux qui s'en sont suivis .Nous présenterons par la suite une revue bibliographique sur les propriétés thermophysiques des nanofluides en basant sur les nanofluides à base d'oxyde.

Les nanofluides sont des solutions colloïdales composées de particules de taille nanométrique (dont le diamètre est typiquement inférieur à 100 nm) s'appel "nanoparticules" - en suspension dans un fluide conventionnel (dite : fluide de base ou fluide caloporteur) afin d'en améliorer certaines propriétés. Ce type de solution suscite un grand intérêt depuis la découverte de leurs propriétés thermiques particulières. Un fluide conventionnel est tout corps qui n'est pas à l'état solide, donc constitué d'une seule phase : liquide ou gazeux ; à

savoir : l'eau, l'alcool, les fluides frigorifiques, l'air et les différents gaz, etc. Les nanoparticules peuvent être à base de métaux, d'oxydes, de carbures, de nitrures ou de carbone.

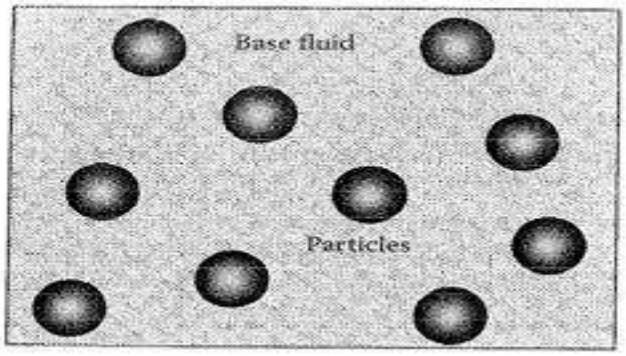


Figure I. 1 : Représentation schématique de nanofluides [12]

Le terme "nanofluide" fut proposé pour la première fois par Choi en 1995 dans le laboratoire national d'Argonne dont le but d'améliorer les propriétés thermiques des fluides de base qui ont généralement des conductivités thermiques très faibles qui limitent leur capacité de transfert de chaleur. L'idée est alors d'insérer au sein des fluides des nanoparticules de conductivité très élevée, afin d'augmenter la conductivité thermique effective du mélange et ainsi améliorer ces performances thermiques.

Tableau I. 1: Conductivité thermique de divers fluides de base et matériaux à 20°C [13]

Elément	**Conductivitéthermique** K **(W/m.K)**	**Elément**	**Conductivité thermique** K **(W/m.K)**
Eau	0,599	Nanotube de carbone	3000-6000
50% eau+50% éthylène glycol	0,41	Diamant	1000-2600
Ethylène glycol	0,25	Cuivre (métal pur)	401
huile de moteur	0,14	Alumine (Al_2O_3)	40

I.2. Nanoparticules et les fluides de base

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) et de forme géométrique précisée (Sphériques, cylindriques, ….). Des particules sphériques aussi petites que 10 nm ont été utilisées dans la recherche sur les nanofluides, lorsque les particules sont en forme de tige ou de tube, le diamètre est toujours inférieur à 100 nm, mais la longueur des particules peut être de l'ordre de micromètres [14]. De nombreux physiciens et chimistes synthétisent les nanoparticules pour des divers applications, d'autres physiciens les étudient afin de comprendre la physique de ces objets nanométriques et des biologistes les utilisent comme marqueurs cellulaires [15], aussi seules les nanoparticules les plus couramment utilisées dans les applications liées aux transferts thermiques sont ici brièvement mentionnées. Les nanoparticules peuvent être classées selon leur forme en deux grandes catégories :

- Des nanoparticules de forme sphériques être à base de métaux (cuivre Cu, fer Fe, or Au, argent Ag, l'aluminium Al, le cuivre Cu. …) ou d'oxydes (oxyde d'aluminium Al_2O_3, oxyde de cuivre CuO, oxyde de titane TiO_2…).

- Les nanotubes (les nanotubes de carbone NTC, les nanotubes de titane TiO_2,Nanotube de silicium…).

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

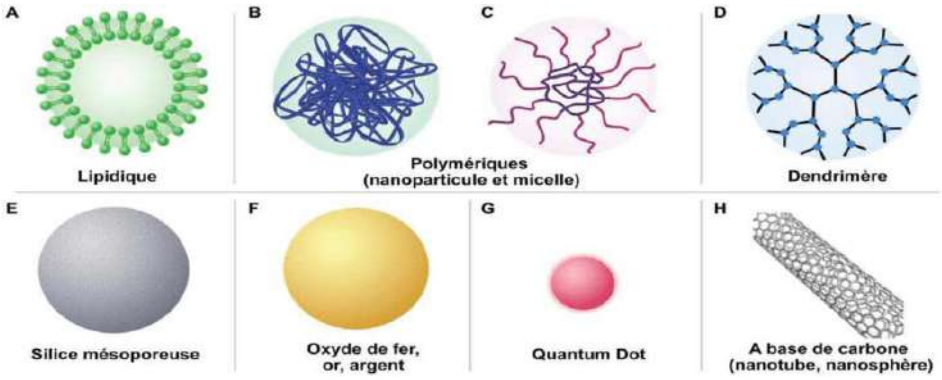


Figure I. 2 : Exemples de différents types de nanoparticules étudiés [16]

Le choix des liquides de base est essentiel pour un nanofluide, il permit d'assurer la stabilité de la suspension dans le temps et d'éviter tout phénomène d'agrégations, la sélection d'un telle fluide se ferra en fonction de la nature de nanoparticules, La manière de combiner les NP et les liquides de base est immense. Divers nanoparticules d'oxydes, de nitrures, de métaux, de carbures métalliques, de non-métaux et de nanotubes pourraient être dispersés dans des liquides de base distinctifs. Différents liquides de base sont utilisés pour produire des

nanofluides utiles sont ceux d'usage commun dans les applications de transfert de chaleur tels que l'eau [17], l'éthylène glycol (EG) [18] ou le Toluène et les huiles de lubrifiantes [19]. Afin d'améliorer la stabilité des nanoparticules à l'intérieur du fluide de base, des additifs en petites quantités sont ajoutés au mélange.

I.3. Méthodes de synthèse des nanoparticules à base d'oxydes

De nombreuses techniques permettent de fabriquer des nanoparticules. A cette fin, plusieurs paramètres doivent être maitrisés : la taille, la forme, la composition et le degré d'agglomération des particules. Pour fabriquer des structures *à* tailles nanométriques, il existe classiquement deux grandes approches dans l'élaboration des nanomatériaux : l'approche « *bottom-up* » et l'approche « *top-down* ».

- L'approche **«top-down»** :

D'un coté on diminue la taille des objets existants, c'est la démarche descendante ou «top-down». Cette approche vise à produire des nanoparticules *à* partir de fractionnements successifs d'un matériau massif et on le réduit à l'échelle nanométrique comme par exemple par CVD (Chemical Vapor Deposition) [20] ou par laser pulsé [21]. Les méthodes de cette approche sont essentiellement fondées sur 1'application des sollicitations mécaniques importantes (chocs violents, fortes déformations).

- L'approche **«bottom-up»**

Utilisant des méthodes généralement de nature chimique, la matière est assemblée atome par atome pour former des particules ou des molécules intégrables dans des systèmes plus importants. Les méthodes de micelles inverses, de radiolyse gamma ou de réduction par des polyols (PEO, PVA...) sont des exemples d'approche Botton-up.

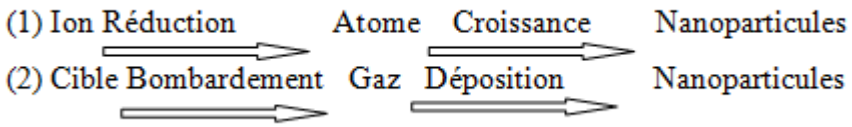


Figure I. 3: (1) Étapes de synthèse des nanoparticules par les méthodes chimiques. (2) : Étapes de fabrication des nanoparticules par les approches physiques [22].

I.3.1 Méthodes de nature physique

La méthode physique articulée sur l'approche *«top-down»* est la méthode la plus simple consiste à subdiviser un matériau jusqu'à l'échelle nanométrique. Toutefois, cette méthode présente d'importantes limitations car elle ne permet pas un contrôle précis des distributions

de taille. Afin d'obtenir un meilleur contrôle de la taille et de la morphologie, on peut utiliser d'autres méthodes physiques plus sophistiquées comme :

- la pulvérisation d'un matériau cible, par exemple à l'aide d'un plasma (pulvérisation cathodique), ou d'un faisceau laser intense (ablation laser).
- le chauffage à très haute température (évaporation thermique) d'un matériau de manière à ce que les atomes qui le constituent s'évaporent. Ensuite un refroidissement adéquat de ces vapeurs permet une agglomération en nanoparticules. En général, les méthodes physiques nécessitent un matériel coûteux pour un rendement en nanoparticules souvent très limité [22].

I.3.2 Méthodes de nature chimiques

Aujourd'hui un grand nombre de méthodes de synthèse par voie chimique sont disponibles et présentent l'avantage d'être en général simples à mettre en œuvre et d'être souvent quantitatives et peu coûteuses. Elles s'appuient sur l'approche *«bottom-up»* qui parait plus riche en terme de contrôle de l'état (taille, dispersion de taille, stabilité) [23]. Parmi les méthodes qui sont basées sur cette dernière approche, on peut citer la condensation gazeuse et la précipitation chimique dans un liquide [24]. La technique de condensation gazeuse consiste à évaporer un métal par chauffage puis à condenser la vapeur métallique afin d'obtenir des nanopoudres formées de particules nanométrique dispersées. Diverses techniques chimiques (précipitation chimique, dépôt chimique en phase vapeur, polymérisation des microémulsions, pulvérisation par pyrolyse, pulvérisation thermique) et physiques (broyage mécanique, technique de condensation de gaz inertes) sont donc disponibles pour élaborer des nanoparticules. Comme dans le cas de la voie physique, les nanoparticules peuvent être synthétisées sous deux formes : libres à l'état de poudre relativement facile à disperser dans un liquide ou un gel hôte, ou enrobées dans une matrice solide (silice mésoporeuse par exemple) ou un polymère.

I.4. Méthode de fabrication des nanofluides

Diverses procédures ont été avancées pour la production et la diffusion des nanoparticules, qui peuvent être classées en deux catégories : méthode dite «en une seule étape» et une autre technique en «deux étapes» par (Eastman et S.U.S. Choi et al., 2001) [25] et (L. Xue et al., 2004) [26]. L'efficacité de la technique de fabrication nanofluidique dépend de plusieurs points, dont le plus important est d'assurer la sécurité physique et artificielle, les particules

produites doivent être suffisamment petites pour être suspendues par le mouvement brownien afin d'uniformiser la diffusion et d'éviter l'agglomération [27].

I.4.1 Méthode en seule étape (one-step method)

La procédé en une seule étape [28] combine la production et la dispersion de nanoparticules dans le fluide de base en une seule étape, elle consiste à la dispersion des nanoparticules directement dans un fluide de base (synthèse direct dans un fluide de base) et de prévenir l'oxydation des particules de métal pur. Elle Basée sur la vaporisation d'un matériau solide sous vide, puis condensation directe de sa vapeur dans le liquide. Moins industrielle, elle n'est utilisable que pour certains nanofluides mais permet d'éviter l'agglomération et l'oxydation des nanoparticules [29], pour réduire l'agglomération des nanoparticules, Choi et al,. ont utilisé en une seule étape la méthode de condensation de la vapeur pour préparer nanofluides Cu / éthylène glycol [30]. Une autre méthode en seule étape ou le nanofluide est produit par la solidification des nanoparticules, qui sont initialement en phase gazeuse, à l'intérieur du fluide de base.

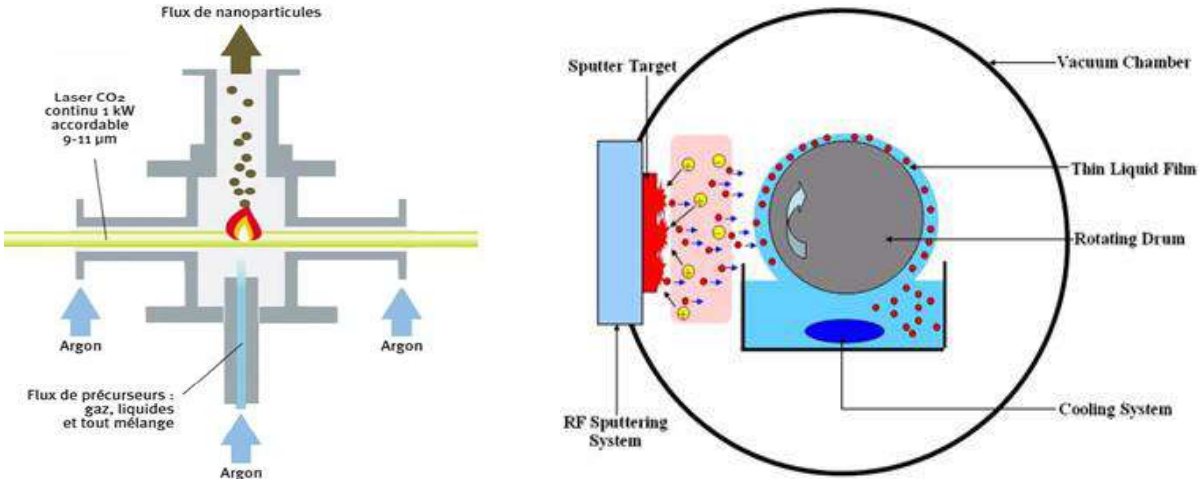


Figure I. 4 : Procédé de synthèse de nanofluide en une seule étape : Pyrolyse laser donnant de la nanopoudre à mélanger au liquide et dépôt direct dans le liquide par pulvérisation cathodique sous vide [31,32]

Les procédés en une étape peuvent préparer des nanoparticules dispersées de manière uniforme et stable dans le fluide de base. Cependant, il ya quelques inconvénients pour la méthode en une seule étape. Le plus important est que les réactifs résiduels due à une réaction incomplète ou stabilisation sont laissés dans les nanofluides. Il est difficile d'élucider l'effet de nanoparticules sans éliminer cet effet de l'impureté. 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.

I.4.2 Méthode en deux étapes (tow-step-méthod)

Selon son nom, cette méthode s'articulée sur deux étapes essentielles ; la première étape Consiste à fabriquer les nanoparticules (nanofibres, nanotubes ou d'autres nanomatériaux) sous forme de nanopoudres sèches par des procédés chimiques ou physiques. Dans la deuxième étape, Ensuite, la poudre nanométrique sera dispersée dans un fluide dans la seconde étape de traitement à l'aide d'une agitation intense de la force magnétique, une agitation ultrasonique, le mélange à cisaillement élevé, homogénéisation et broyage à billes. La technique en deux étapes est avantageuse lorsque la production en masse de nanofluides est considérée [33]. La méthode en deux étapes est la méthode la plus largement utilisée car elle est la méthode la plus économique pour produire des nanofluides à grande échelle, une technique importante pour améliorer la stabilité des nanoparticules dans les fluides est l'utilisation des agents tensioactifs. Toutefois, la fonctionnalité des agents tensio-actifs sous haute température est également une grande préoccupation, en particulier pour les applications à haute température.

I.4.3 Procédés de fabrication des nanofluides

Les procédés de fabrication sont de nature physique ou chimique. Ils font l'objet de beaucoup de recherches pour améliorer le coût de production qui reste parfois élevé vu les difficultés de mise en œuvre et pour obtenir des particules de taille voulue. Chaque méthode a ses inconvénients et certaines ne sont pas aptes à produire de grandes quantités de nanoparticules. Généralement, les principaux moyens physiques ou chimiques pour la fabrication des nanofluides sont :

- la mécanosynthèse (broyage à haute énergie)
- la précipitation chimique (réduction de sels métalliques par exemple)
- les dépôts chimiques ou physiques en phase vapeur (CVD ou PVD)
- les dépôts chimiques en phase vapeur assistés par plasma (PECVD)
- la condensation de vapeurs par détente brutale dans des tuyères supersoniques
- la pulvérisation cathodique radiofréquence
- la sublimation par ablation laser (vaporisation d'un échantillon par impulsion laser)
- la pyrolyse laser (interaction entre un faisceau laser continu et un flux de réactifs)

Le système de condensation de gaz est une méthode typique de synthèse des NPs (Granqvist et Buhrman, 1976) [34], le processus consiste en une vaporisation initiale du matériau en vrac

d'origine dans une chambre à vide et la formation de vapeurs en NPs par collision avec une force régulée d'un gaz inerte. Ashly a réalisé en 1994 une étude du processus de transformation par pulvérisation. Ce processus commence avec des sels solubles dans l'eau de matière en vrac [35]. Ensuite, cette solution est vaporisée puis séchée par une méthode de séchage par atomisation. En outre, ce soluté vaporisé est soumis à un procédé de précipitation rapide dans un réacteur à matelas fluidisé pour disperser équitablement le mélange; cela provoque le majeur volatil constitue à éliminer du mélange et donne enfin du NP perméable de structure uniforme.

De plus, Chen et al. (1995) [36]) ont suggéré une méthode électro-hydrodynamique pour préparer des NPs à partir d'une solution colloïdale monodispersée. Plus de développements ont contribué à produire un nombre élevé de NPs peut-être entre 2-100 nm. Cela a été possible en soumettant des vapeurs métalliques condensées dans un bec supersonique. Un système en une seule étape a été utilisé avec succès pour préparer des nanofluides contenant des NPs métalliques à haute conductivité thermique dispersées (Eastman et al., 1996)[37] .L'utilisation supplémentaire d'un agent de modification peut être nécessaire pour la stabilité des nanofluides (Xuan et Li, 2000) [38].

Yatsuya et al. (1978) [39] ont suggéré l'une des premières méthodes efficaces; appelée évaporation directe (PVD), et plus tard améliorée par Wagener et Gunther (1999) [40]. Le système comprend la vaporisation d'un matériau d'origine dans des conditions de vide. Cependant, l'accumulation de vapeur pour former des NPs se produit par contact entre la vapeur et un fluide. L'agglomération de NPs est évitée en faisant circuler le fluide en permanence. La réquisition de ce système nécessite un confinement critique. Le fluide doit avoir une faible pression de vapeur, normalement inférieure à 135 Pa. La technique de condensation chimique en phase vapeur (CVD) est un autre choix efficace, dans lequel les NPs sont formés par décomposition thermique d'un précurseur métal-organique entraîné dans un gaz porteur passant à travers un four. Il a été récemment modifié pour synthétiser et disperser les NPs non agglomérées dans des fluides en une seule étape (L. Xue, 2004) [41].

I.5. Stabilité des nanofluides

La stabilité des nanofluide est le facteur qui limite le temps des applications réelles de nanofluides. Elle signifie que les nanoparticules dispersés ne doivent pas sédimenter ainsi que de ne pas former des agglomérats qui contribuent à la diminution de la conductivité thermique de nanofluides. Donc, l’enquête sur la stabilité est aussi une question clé qui influe sur les propriétés de nanofluides pour l'application, et il est nécessaire d'étudier et d'analyser les

facteurs qui influent à la stabilité de nanofluides. Par conséquent, minimiser l'agglomération des nanoparticules dans le fluide de base afin de produire un nanofluide stable est devenu un enjeu essentiel pour un transfert de chaleur efficace [42,43].

I.5.1 Différents Méthodes d'évaluation

L'agglomération de nanoparticules ne résulte pas seulement le non règlement et le colmatage de microcanaux mais aussi modifier les propriétés de nanofluides. Ainsi, l'enquête sur la stabilité est également une question clé pour l'application de nanofluides et il est nécessaire d'étudier et d'analyser les facteurs influençant la stabilité de la dispersion des nanofluides.

Heureusement, de nombreuses techniques secondaires opérationnelles telles que le contrôle des valeurs de pH, les charges de potentiel zêta, la modification de surface, l'utilisation de surfactant et les vibrations ultrasoniques sont capables d'atteindre et de maintenir la stabilité des nanofluides en contradiction avec la sédimentation. L'approche la plus courante consiste à ajouter des tensioactifs, qui sont normalement de l'acide oléique, des thiols, des silanes et des sels de laurate.Toutes ces techniques ont tendance à modifier la formation des agrégats de particules pour acquérir des suspensions stables.

I.5.1.1 Procédés de sédimentation et centrifugation

Dans le procédé de sédimentation et centrifugation, la masse volumique et la taille des sédiments formés sous l'excitation d'une force extérieure peuvent être un bon indicateur de la stabilité du nanofluide**.** La variation de la concentration et de la taille des particules surnageantes est enregistrée en fonction du temps être obtenue par un appareil spécial. Cette méthode est très simple à mettre en œuvre mais requiert une longue période d'observation en comparaison aux autres méthodes .Le nanofluide est considéré stable quand cette variation de la concentration/taille des nanoparticules reste constante au cours du temps.

Li et al. Ont préparé les colloïdes aqueux de polyaniline, ils ont utilisé la méthode de centrifugation afin d'évaluer la stabilité des colloïdes [44,45]. Des forces électrostatiques répulsives entre les nanofibres ont permis à la stabilité à long terme des colloïdes. Zhu et al. Ont utilisé le procédé de sédimentation pour mesurer un équilibre entre la stabilité de la suspension de graphite [46]. Le plateau d'équilibre de sédimentation immergé dans la suspension de graphite libre. Le poids des sédiments nanoparticules pendant une certaine période a été mesurée. La fraction de suspension de graphite des nanoparticules à un certain temps peuvent être calculés. Pour la méthode de sédimentation, la longue période d'observation est le défaut. Par conséquent, la méthode de centrifugation est conçue pour

évaluer la stabilité de nanofluides. Singh et al., [47] ont appliqué la méthode de centrifugation pour observer la stabilité de nanofluides argent préparés par la synthèse par micro-ondes dans de l'éthanol par réduction avec de AgNO3 PVP comme agent stabilisant. Il a été constaté que les nanofluides obtenues sont stables depuis plus de 1 mois à l'état stationnaire et plus de 10 h sous centrifugation à 3000 rpm sans sédimentation. Une excellente stabilité de la nanofluide obtenu est dûe au rôle protecteur de PVP, car il retarde la croissance et l'agglomération des nanoparticules par effet stérique.

I.5.1.2 Analyse du potentiel Zeta

Le potentiel zêta est la mesure de l'intensité de la répulsion ou de l'attraction électrostatique ou électrique entre particules. Il constitue un élément important permettant de contrôler la dispersion électrostatique des nanoparticules. Cette technique permet de mesurer, par conductivité électrique, les charges de surface ou le potentiel zêta des NPs au sein du liquide de base, et de déterminer ainsi l'importance des forces répulsives et attractives inter-particules. Le potentiel électrostatique exercé par la charge de surface varie progressivement au sein d'une zone appelée double couche électrique. Le modèle le plus couramment utilisé pour décrire la structure de la double couche électrique (modèle Gouy–Chapman–Stern–Grahame) [48], suggère que cette réorganisation conduit à la formation de deux zones distinctes : la couche compacte (ou couche de Stern) et la couche diffuse (figure I.5). L'épaisseur de cette dernière varie notamment avec la force ionique de la solution et diminue lorsque la force ionique augmente.

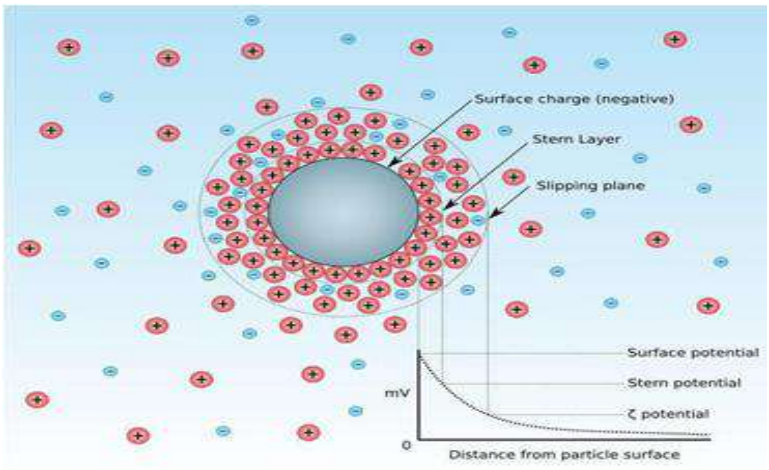


Figure I. 5: Diagramme du potentiel Zêta [49]

Le potentiel zêta est la différence de potentiel existant entre le liquide en vrac et la surface des particules solides immergé dans un fluide conducteur.Lorsque le potentiel au niveau de la surface des particules est inférieur à une valeur critique - 30mV ou supérieur à +30mV Figure

(I.5), les forces répulsives inter-particules sont prédominantes et la solution peut être considérée stable. En général, une valeur de 25 mV (positif ou négatif) peut être considérée comme la valeur arbitraire qui sépare des surfaces basse chargée de surfaces hautement chargées. Le colloïde ayant un potentiel zêta 40-60 mV sont soupçonnés d'être bonne écurie, et ceux qui plus de 60 mV ont une excellente stabilité. Lorsque le potentiel au niveau de la surface des particules est inférieur à une valeur critique -30mV ou supérieur à +30mV Figure (I.6), les forces répulsives inter-particules sont prédominantes et la solution peut être considérée stable.

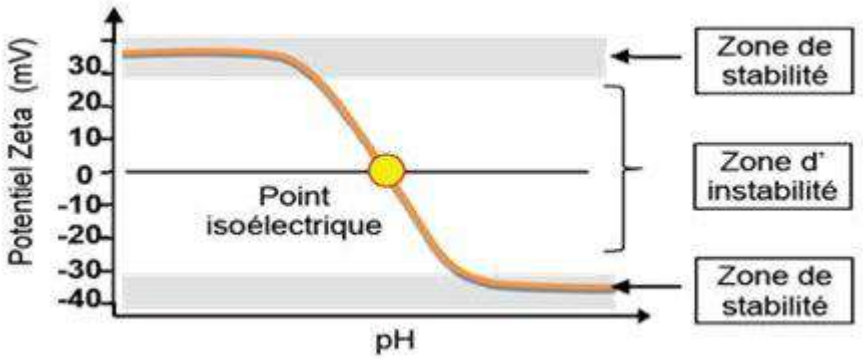


Figure I. 6: **Potentiel Zêta d'une solution [49]**

L'analyse du potentiel Zêta permet également d'obtenir une mesure granulométrique et ainsi une distribution moyenne de la taille des particules en suspension. Kim et al. [50] ont préparés un nanofluide avec une stabilité exceptionnelle même après un mois mais aucun dispersants ont été observées. La stabilité est due à un grand potentiel zêta négatif de nanoparticules dans l'eau. L'influence du pH de sodium et le dodécylbenzène sulfonate (SDBS) sur la stabilité de cet nanofluide a été étudiée [51, 52], et l'analyse du potentiel zêta est une technique importante à évaluer la stabilité. Zhu et al., [53], ont mesuré le potentiel zêta de nanofluides Al_2O_3-H_2O sous différentes valeurs de pH et de concentration SDBS différente**.**

I.5.1.3 Analyse spectrale d'absorption

L'absorption spectrale est une autre technique efficace pour analyser la stabilité de la suspension. L'absorbance des nanoparticules de la lumière incidente peut être mesurée par spectroscopie UV-vis. L'absorption détermine le nombre de particules en suspension. Par conséquent, une absorption plus élevée entraîne des nanofluides stables. La forme, la taille et la distribution des nanoparticules en suspension dans le fluide de base sont examinées à l'aide de l'optique microscope et Transmission Electron Microscopy (TEM) [54]). Huang et al., [55] ont évalué les caractéristiques de dispersion des suspensions d'alumine et de cuivre selon la

méthode de sédimentation classique avec l'aide de l'analyse par absorption en utilisant un spectrophotomètre après les dépositions des suspensions pour 24 h. La variation avec le temps de la concentration des particules peut être obtenue par la mesure de l'absorption de nanofluides.

I.5.2 Méthodes pour améliorer la stabilité des nanofluides

En général, il existe trois méthodes pour l'amélioration de la stabilité de la dispersion de nanoparticules dans les fluides de base sur la base de la stabilisation stérique et électrostatique. Les techniques mécaniques consistent à appliquer une forte action mécanique à l'aide d'un agitateur rotatif ou à ultrasons, permettant de briser les agglomérats s'il y'en a et assurer la dispersion des particules dans la solution. Les techniques chimiques permettent de limiter les agglomérats dus aux forces d'attraction entre les particules en ajoutant des agents tensioactifs (surfactants ou dispersants) qui modifient les propriétés surfaciques de ces particules.

I.5.2.1 Mélangeur de force de cisaillement mécanique

Cette méthode disperse les NPs en utilisant la force de cisaillement mécanique. Il existe deux types de mélangeur de force de cisaillement mécanique a) Mélangeur mécanique et b) Mélangeur de cisaillement, comme illustré à la Figure (I.7). La technique de mélange par cisaillement utilise une force de cisaillement à vitesse élevée ou faible pour briser l'agglomération et disperser de manière homogène les particules.

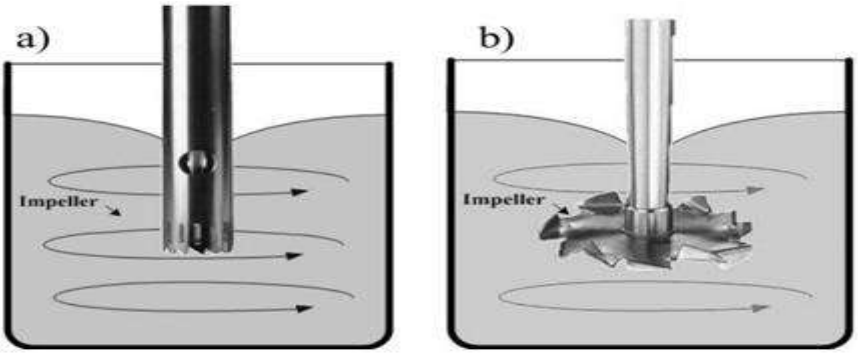


Figure I. 7: Dispositifs de dispersion mécaniques; a) mélangeur mécanique et b) mélangeur à cisaillement [55].

I.5.2.2 Utilisation ultrasonication

En utilisant une sonde à ultrasons et un mélangeur mécanique, la sonde à ultrasons disperse les NPs à l'aide de forces ultrasonores acoustiques qui génèrent des ondes ultrasonores, ce qui peut générer une cavitation oscillation et conduire à des effets de dispersion. Liu et al., [56] a effectué des expériences avec différents temps de sonication de suspension de particules Al_2O_3 et ont trouvé que le temps de sonication influe sur la stabilité de nanofluide. Ils ont conclu que le temps optimal de sonication de 30 min est suffisant pour nanofluides d'alumine.

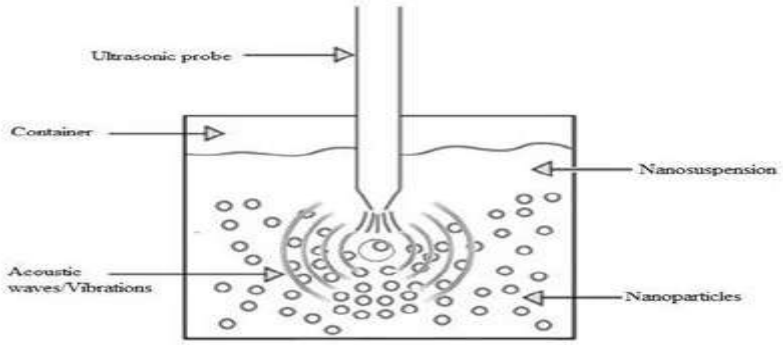


Figure I. 8 : **Mécanisme de l'appareil à ultrasons [56].**

I.5.2.3 Technique de Micro émulsion

La technique de micro-émulsion consiste à modifier la surface des nanoparticules par adsorption sur des groupes organiques de nanoparticules à l'aide de divers tensioactifs pendant le procédé de préparation . L'ajout d'agents de dispersion dans les systèmes à deux phases est un procédé simple et économique pour améliorer la stabilité de nanofluides. Zawrah et al. ont utilisé un tensioactif de dodécylbenzènesulfonate de sodium (SDBS) pour augmenter la stabilité de NP d'Al2O3 dans l'eau. Choudhary et al., ont synthétisé un nanofluide en dispersant des NPs d'Al2O3dans l'eau distillée à l'aide de dodécylsulfonate de sodium (SDS) en tant que tensioactif [57]. Bien que l'addition d'un tensioactif soit un moyen efficace pour améliorer la dispersibilité des nanoparticules, des agents tensioactifs peuvent provoquer plusieurs problèmes**.** Par exemple, l'addition d'agents tensio-actifs peut contaminer le milieu de transfert de chaleur. Les tensioactifs peuvent produire des mousses lors du chauffage, tandis que le chauffage et le refroidissement sont des processus de routine dans les systèmes d'échange de chaleur. En outre, les molécules tensioactives se rattachant à la surface des nanoparticules peuvent augmenter la résistance thermique entre les nanoparticules et le fluide de base, ce qui peut limiter l'amélioration de la conductivité thermique efficace. Liu et al., [58] ont préparé quatre types de nanofluides différents, en mélangeant α-Al_2O_3 avec de l'acide polyacrylique (PAA), α-Al_2O_3 avec du bromure de cétyltriméthylammonium (CTAB), γ-

Al_2O_3 avec le PAA et γ-Al_2O_3 avec dodécylbenzènesulfonate de sodium (SDBS) respectivement pour les essais de la solution d'ammoniac dans l'eau et de stabilité ont été effectuées. Les résultats illustrés ce que la dispersion de nanofluides Al_2O_3 augmente initialement jusqu'à un maximum puis diminue avec l'augmentation de la fraction massique d'agent tensio-actif. Plusieurs inconvénients sont notés avec l'ajout de tensioactif lors de l'application de nanofluide en processus d'échange de chaleur. Par conséquent, l'optimisation de la quantité de tensioactif est nécessaire de limiter les inconvénients qui y sont associés.

I.5.2.4 Modification de la valeur de pH du fluide de base

Outre l'ajout d'un tensioactif, il existe une autre technique pour améliorer la stabilité des nanofluides appelé contrôle du pH. La suspension stable est obtenue en ajustant le pH du nanofluide en raison des forces répulsif, [59]. Une étude a été faite sur la stabilité de la dispersion des nanoparticules d'Al_2O_3 et CuO dans l'eau en utilisant des solutions de NaOH, NH4OH et d'acide acétique. La stabilité des nanofluides Al_2O_3-eau et CuO-eau a été analysée à l'aide du potentiel zêta, de la Transmission Electron Microscopy (TEM) et de l'optique microscope pour voir l'effet de la variation des valeurs de pH sur la stabilité de la suspension.

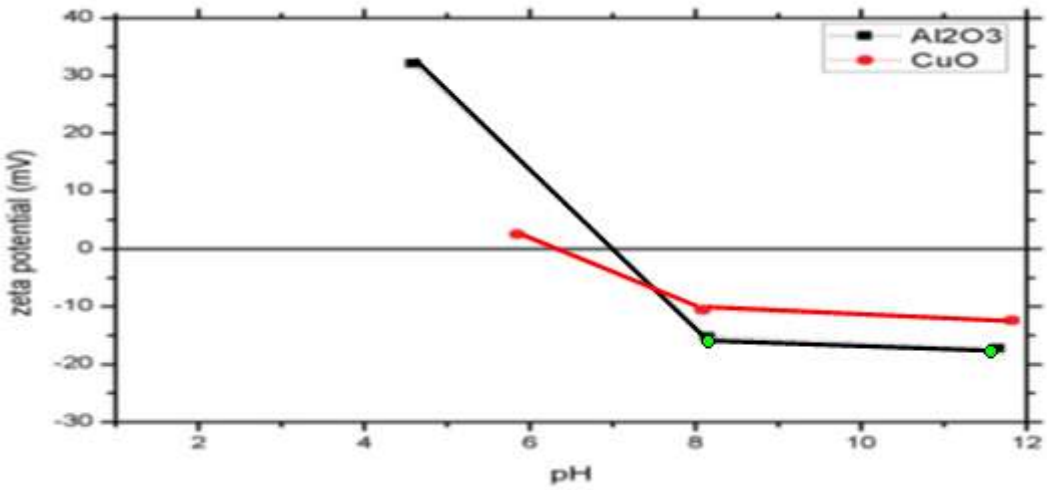


Figure I. 9: Potentiel Zêta en fonction des valeurs de pH pour les nanofluides à base d'eau Al2O3 et CuO [59]

Le potentiel zêta est modifié par l'ajout d'acide acétique, NaOH, NH4OH et PVP (tensioactifs). Il a également été constaté à partir des microscopes optiques et des images TEM que dans la région acide, le nanofluide Al_2O_3-eau a montré une stabilité plus élevée que le nanofluides CuO-eau.

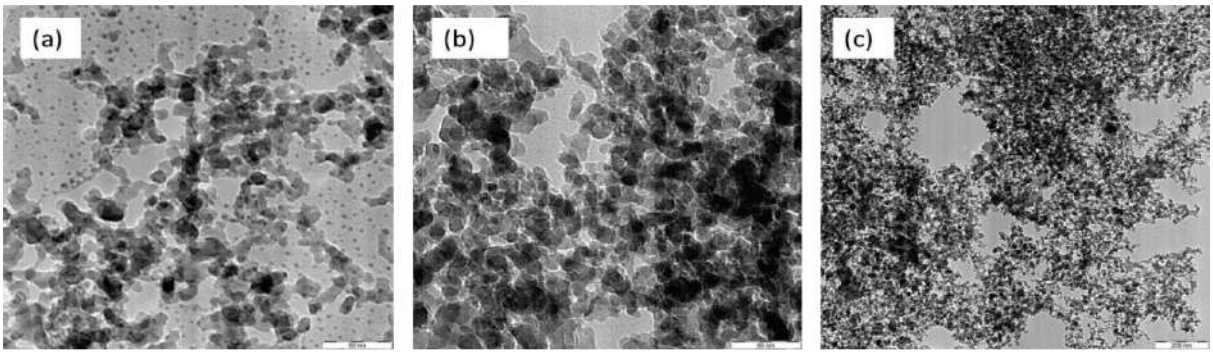


Figure I. 10: **Images TEM de nanofluides Al2O3-eau avec différents agents d'ajustement du pH (a) acide acétique, (b) NH4OH, (c) NaOH [59]**

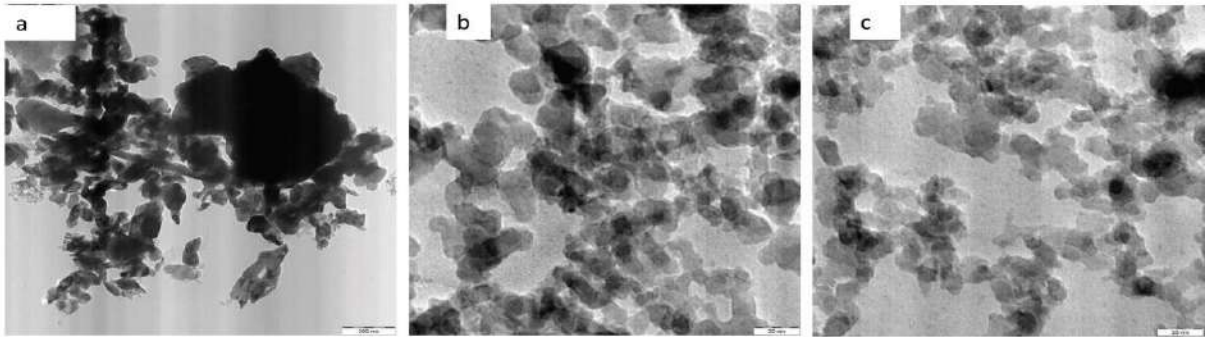


Figure I. 11 : Images TEM de nanofluides d'oxyde de cuivre avec différents agents d'ajustement du pH (a) acide acétique, (b) NH4OH, (c) NaOH [59]

I.5.3 Mécanismes de stabilité de nanofluides

Les particules en dispersion peuvent adhérer ensemble et former des agrégats de taille croissante qui peuvent se déposer en raison de la gravité. La stabilité signifie que les particules ne se agrèguent à un taux significatif. Le taux d'agrégation est en général déterminé par la fréquence de collisions et la probabilité de la cohésion en cas de collision. Cette théorie permet d'expliquer la stabilité des suspensions colloïdales des particules chargées; elle a été établie à partir du modèle de la double couche par ses précurseurs.

La théorie DLVO [60] consiste à sommer l'énergie d'interaction répulsive due aux doubles couches électriques, et l'énergie d'interaction attractive due aux forces de Van der Waals. Contrairement à l'énergie d'attraction de Van der Waals qui reste constante en fonction de la charge ionique du milieu, l'énergie répulsive de la double couche varie, en raison de la contraction de la double couche en présence d'une force ionique élevée. Lorsque la force ionique augmente, la répulsion de double couche diminue pouvant entraîner l'agrégation ou la coagulation des particules. Sur la figure (I.12), on distingue trois cas de stabilité suivant l'intensité des forces ioniques : (i) Pour de faibles forces ioniques (cas A) et pour un potentiel de surface élevé, le potentiel répulsif est supérieur au potentiel attractif. Les particules se repoussent mutuellement et la suspension est dans un état de dispersion stable. Plus le

maximum primaire Emax est élevé, plus la suspension n'est stable. (ii) Pour des forces ioniques modérées (cas B), la courbe présente un maximum primaire Emax et un maximum secondaire Emax. Lorsque les particules sont localisées dans ce minimum secondaire, elles sont en équilibre et sont floculées. L'état de floculation est réversible lorsque le minimum secondaire n'est pas très profond : (-Esec/U) 1. Par contre, si (-Esec/U) > 20, le minimum secondaire est beaucoup plus profond et la suspension est fortement floculée. (iii) Pour des forces ioniques élevées (cas C), la courbe ne présente plus de maximum. Les particules floculent très rapidement et de façon irréversible. La distance entre particules correspond alors au minimum primaire Emin. La suspension est dans un état de coagulation.

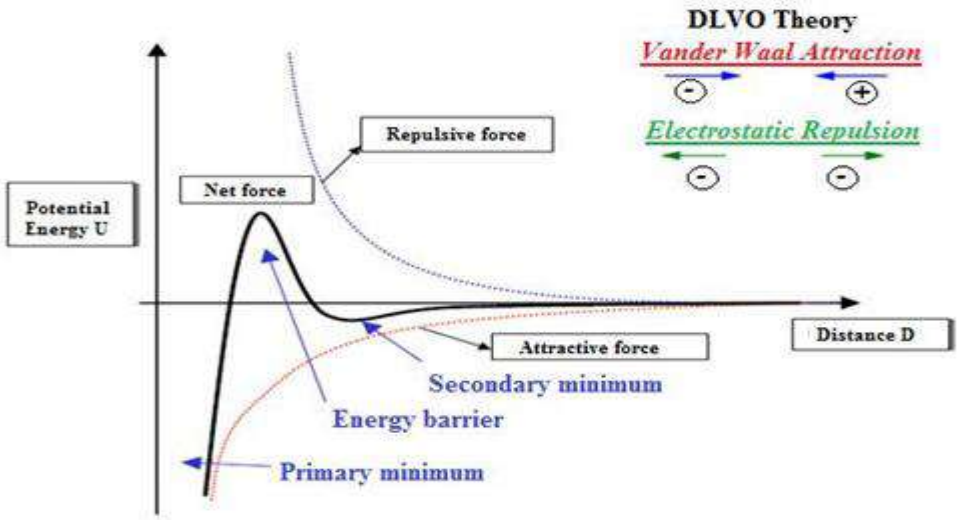


Figure I. 12: Mécanisme de la théorie DLVO [60].

I.6. Propriétés thermo-physiques des nanofluides

Les propriétés thermophysiques (conductivité thermique, viscosité dynamique et cinématique, masse volumique, la chaleur spécifique, l'expansion thermique, capacité thermique massique, etc.) des fluides de base sont profondément modifiés par l'ajout des nanoparticules.La définition d'un nanofluide comme une solution homogène composée d'un fluide de base (liquide) et des nanoparticules (sous une forme solide), cette définition nécessite un retour aux propriétés de chacun de ses composantes (fluide de base et nanoparticule). Plusieurs paramètres caractérisant ces nanoparticules ont des effets remarquables sur les valeurs des paramètres thermophysiques du nanofluide obtenus (la nature des nanoparticules, leur taille et

leur forme, la concentration des particules en suspension, la fraction volumique ϕ, la conductivité des nanoparticules, etc.), plus des autres paramètres tels que la conductivité du fluide de base, la température du milieu.

Un des objectifs de ce travail est la caractérisation des propriétés thermo-physiques des nanofluides à base d'oxyde en vue de la détermination de leurs performances comme fluide caloporteur dans un échangeur de chaleur. Il parait ainsi nécessaire de recenser et analyser les principales approches déjà élaborées et existantes dans la littérature tant sur le plan théorique qu'expérimental pour l'évaluation de la conductivité thermique, la viscosité dynamique, la masse volumique et la chaleur spécifique des nanofluides à base d'oxyde.

I.6.1 La fraction volumique (φ)

La fraction volumique est définit comme étant le rapport ente le volume des nanoparticules sur le volume totale de nanofluide. Ce paramètre est très important pour un nanofluide car il rentre dans toutes les relations utilisées pour calculer les autres propriétés. La fraction volumique est donnée par la relation suivante :

$$\varphi = \frac{V_s}{V_{Total}} \qquad (1.\ 1)$$

D'après la relation précédente, La valeur de la fraction volumique est varie entre 0 (fluide de base pure) et 1.

I.6.2 Conductivité thermique des nanofluides et ses modéles (K_{nf})

La conductivité thermique d'un matériau, notée K (W/m.K), est la capacité d'un matériau de conduire ou de transmettre de la chaleur. C'est une propriété très importante, principalement dans notre étude parce qu'elle joue un rôle très important dans le phénomène de transfert de chaleur au sein des nanofluides. Elle peut indiquer clairement l'efficacité des échangeurs thermiques. La synthèse des nanofluides répond au besoin d'améliorer et d'amplifier la conductivité thermique des liquides. Aussi, Plusieurs chercheurs ont montrée une forte conductivité thermique d'un nanofluide par rapport à celle du fluide de base. Choi [1] 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% de Al_2O_3. 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., [61],et de 40% pour des nanoparticules d'oxyde de cuivre Eastman et al [62] et plus de 20% pour des oxydes d'aluminium [63].Cette évolution favorable de la conductivité thermique est expliquée par l'influence des autres paramètres

physico-chimiques caractérisant les nanofluides comme : la fraction volumique ϕ des nanoparticules, la taille des nanoparticules, la température, la viscosité du fluide caloporteur…etc. Il existe plusieurs modèles théoriques permettant d'estimer, sous certaines conditions, la conductivité thermique des suspensions. Nous présenterons dans cette partie les modèles les plus utilisés dans le cas des nanofluides.

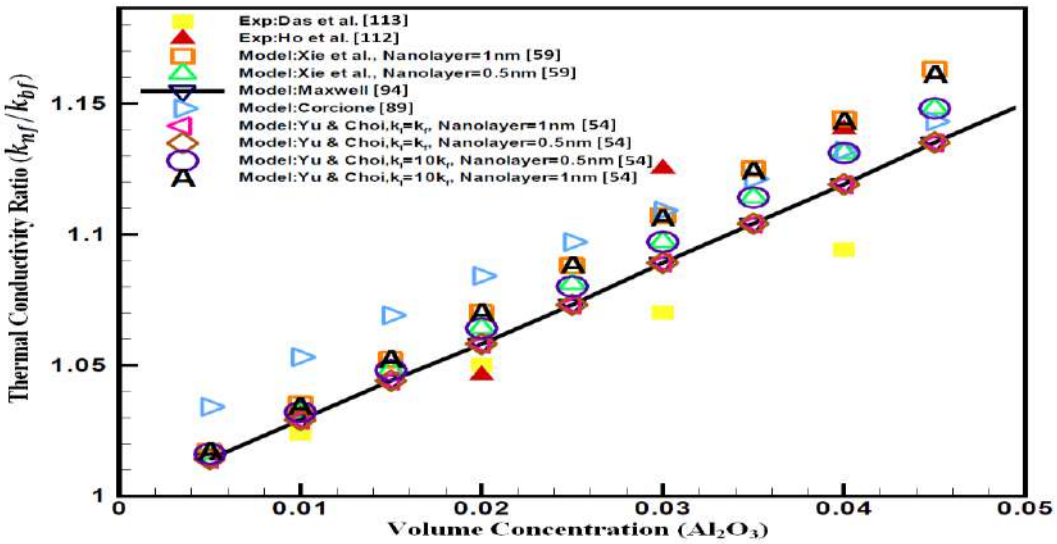


Figure I. 13: Comparaison des modèles avec des données expérimentales pour Al2O3 [64].

I.6.2.1 Modèle de Maxwell (1873)

Maxwell fut le premier à dériver un modèle pour estimer la conductivité thermique des nanofluides. Il a présenté son modèle comme une relation mathématique exprime la conductivité thermique en fonction de la fraction volumique d'un nanofluide contenant des particules sphériques en supposant qu'elles est de même diamètre d_p, de dimensions millimétriques ou microscopiques et sont dispersées en faible concentration dans une matrice continue **:** Ces particules sont séparées d'une distance suffisante conduisant a l'absence d'interaction bilatérale entre elles (pas de contact entre les particules). Il est à noter aussi que l'effet de la taille ni de la forme des particules sont négligés dans ce modèle. Le modèle de Maxwell est donné par la formule suivant [65] :

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s+2k_f-2((k_s-k_f)\varphi}{k_s+2k_f-((k_s-k_f)\varphi} \qquad (1.\ 2)$$

$k_{nf}, k_f et\ k_s$ Désignent respectivement les conductivites thermiques du nanofluide, du fluide de base et des particules solides; φ : la fraction volumique.

I.6.2.2 Modèle de Hamilton-Crosser(1962)

Le modèle de Maxwell est limité au nanofluides qui contiennent seulement des nanoparticules de forme sphérique ce qui le rend non efficace pour les autre types de nanofluides, Hamilton

et Crosser [66] ont développé le modèle de maxwell pour le rendre plus efficace pour le calcul de la conductivité thermique du nanofluide quelque soit la forme de la nanoparticule. En effet, pour prendre en compte la non-sphéricité des particules (cas des NTC), ce modèle intègre un facteur géométrique appelé sphéricité (ψ) faisant référence à la géométrie sphérique. Ce coefficient est définit comme étant le rapport de la surface de la sphère ayant le même volume que les nanoparticules sur la surface d'une nanoparticule. La conductivité thermique apparente du milieu est donnée par l'expression suivante **:**

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s+(n-1)k_f-(n-1)((k_f-k_s)\varphi}{k_s+(n-1)k_f+((k_f-k_s)\varphi} \qquad (1.\ 3)$$

Ou n est un facteur de forme empirique donne par : $n = \frac{3}{\Psi}$ .Quand n = 3 (Ψ =1) on retrouve le cas des particules sphériques) le modèle de Hamilton-Crosser [66] est identique au modèle de Maxwell. Le cas n = 6 correspond à des particules de forme cylindriques.

I.6.2.3 Modèle de Yu et Choi

Yu et al., (2001) [67] ont introduit une nouvelle expression pour calculer la conductivité thermique des nanofluid. Ils ont supposé qu'il existe une couche nanométrique qui sépare le nanoparticule au fluide de base.

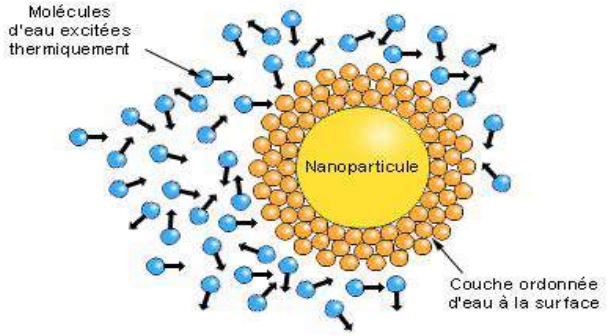


Figure I. 14 : Formation d'une nanocouche d'eau ordonnée à la surface des nanoparticules [68].

Cette nanocouche jouerait le rôle d'un pont thermique entre la nanoparticule et le liquide, ce qui peut être l'un des facteurs d'explication de l'augmentation de la conductivité thermique générale. De plus, ils ont suppose que la conductivité thermique de la couche nanométrique soit plus grande que la conductivité thermique de liquide.

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s+2k_f+2(k_s-k_f)(1+\beta)^3\varphi}{k_s+2k_f-(k_s-k_f)(1+\beta)^3\varphi} \qquad (1.\ 4)$$

Où β est le rapport de l'épaisseur de la couche nanométrique sur le rayon des particules.

I.6.2.4 Modèle de Brugman

Bruggemen a proposé un modèle complète celui de Maxwell pour des concentrations volumiques relativement élevées, ce modèle [69] semble mieux approximer certains résultats expérimentaux compare aux autres modèles.

$$k_{nf} = \frac{1}{4}\left[(3\varphi - 1)k_s + (2 - 3\varphi)k_f\right] + \frac{k_f}{4}\sqrt{\Delta} \qquad (1.\ 5)$$

Avec : $$\Delta = \left[(3\varphi - 1)^2 \left({k_s}/{k_f}\right)^2 + (2 - 3\varphi)^2(2 + 9\varphi - 9\varphi^2)\left({k_s}/{k_f}\right)\right]$$

I.6.2.5 Modèle de Xuan

Le mouvement brownien est les déplacements constants et aléatoires des nanoparticules au sein du nanofluide. Ils sont causés par les collisions continues avec les molécules du liquide qui se déplacent dans toutes les directions sous l'effet de l'excitation thermique. Les nanoparticules sont suffisamment petites pour être poussées par les chocs reçus et elles peuvent alors parcourir une certaine distance (très petite), avant de repartir dans une autre direction suite à de nouveaux chocs et ainsi de suite. Il en résulte un mouvement d'ensemble chaotique que l'on appelle le mouvement brownien. Le modèle de Xuan [70] est une autre extension de la loi de Maxwell qui tient compte cette fois de l'effet du mouvement brownien des nanoparticules en suspension.

$$K_{nf} = \frac{K_s + 2K_f + 2(K_s - K_f)\varphi}{K_s + 2K_f - (K_s - K_f)\varphi} K_f + \frac{\rho_s \varphi C_s}{2} + \sqrt{\frac{K_B T}{3\pi\eta r_a}} \qquad (1.\ 6)$$

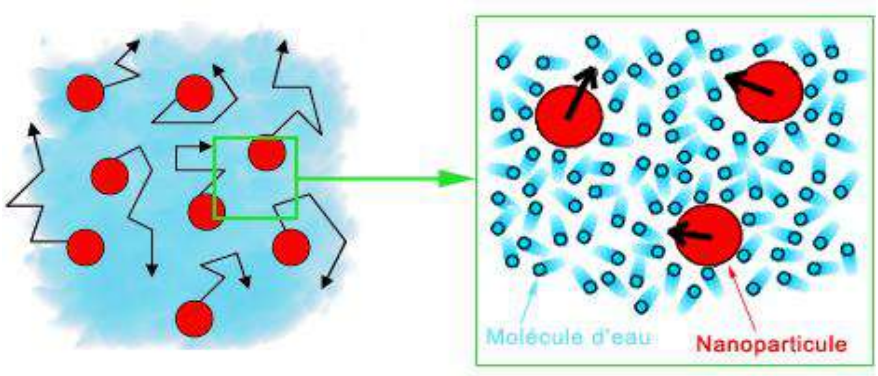


Figure I. 15: Agitation désordonnée de toutes les nanoparticules suite aux chocs avec les molécules de liquide [71].

I.6.2.6 Modèles de Chon 2005

Le modèle de Maxwell et ses dérivées ne tiennent pas compte des effets de la taille des particules, de la température et des propriétés physico-chimiques du fluide de base. Un modèle récent dû à Chon [72] incorpore l'effet de la température, de la taille des particules, de la fraction volumique, des propriétés physico-chimiques du fluide caloporteur et du mouvement brownien. Ce modèle est à ce jour et à notre connaissance le plus complet et le plus adapté :

$$\frac{K_{nf}}{K_f} = 1 + 64.7\varphi^a \left(\frac{d_f}{d_s}\right)^b \left(\frac{K_s}{K_f}\right)^c Pr^d Re^e \qquad (1.\ 7)$$

Avec Pr le nombre de Prandtl du fluide caloporteur et Re le nombre de Reynolds, basé ici sur la vitesse du mouvement brownien des nanoparticules dans le fluide. Les coefficients *a, b, c, d* et *e* sont des nombres sans dimensions à déterminer pour chaque type de nanofluide. Ce modèle a été utilisé par Chon pour modéliser la conductivité thermique du nanofluide eau/Al2O3. Les valeurs des paramètres *a, b, c, d* et *e* trouvées par Chon dans ce cas particulier sont : *a* =0,746 ; *b* =0,369 ; *c* =0,7476 ; *d* =0,9955 et *e* =1,2321.

I.6.2.7 Des corrélations semi-empériques

Des corrélations semi empiriques ont été proposées pour calculer la conductivité thermique d'un nanofluide. Cette conductivité dépend bien entendu de la nature de chacune des phases en présence, de la concentration volumique en nanoparticules dans le liquide porteur et de la température de l'ensemble. Le premier travail publié sur l'amélioration de la conductivité thermique utilisant l'oxyde d'aluminium a été mené par Masuda et al., en 1993[73]. En dispersant des nanoparticules (Al_2O_3) dans l'eau dont la taille des nanoparticules est de diamètre13nm. Ils ont obtenu une amélioration de la conductivité thermique de 30% pour une fraction volumique φ = 4.3%. Le modèle de Hamilton-Crosser est utilisé par Xuan et Li [74] pour obtenir une estimation de la conductivité thermique en utilisant des différentes valeurs de φ variant de 0.5 à 1.0, les résultats obtenus a partir de ce modèle pour φ=0.7 sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Par contre, Lee et al., [75] ont obtenu des valeurs de conductivité thermique des nanofluides qui concordent avec les résultats expérimentaux en utilisant φ= 0.1 pour le nanofluide (Al_2O_3+eau). L'interface entre deux milieux constitue un obstacle au transfert de la chaleur. La résistance d'interface est un important facteur pour la détermination de la conductivité thermique des nanofluides. Ce facteur, note résistance de Kapitsa (R_k) a été pris en compte par certains auteurs pour le calcul de cette conductivité thermique. Hasselman et Johnson [76] ont adapte le modèle de Maxwell en tenant compte de cette résistance:

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s(1+2\beta)+2k_f+2\varphi[k_s(1-\beta)-k_f]}{k_s(1+2\beta)+2k_f-\varphi[k_s(1-\beta)-k_f]} \quad (1.\ 8)$$

Avec : $\beta = \frac{2R_k K_f}{d}$, R_k : La résistance de Kapitsa et K_f : La conductivité thermique du fluide de base.

Il est bien connu que les formules proposées par Maxwell et Hamilton-Crosser ne constituent qu'une première approximation de la conductivité thermique des nanofluides. Pour cela, il existe plusieurs corrélations semi-empiriques basées sur des résultats expérimentaux utilisées pour calculer la conductivité thermique des différentes nanofluides [77].

$\frac{k_{nf}}{k_f} = 28.905\varphi^2 + 2.8273\varphi + 1$ Pour le nanofluide (EG + Al2O3)

$\frac{k_{nf}}{k_f} = -13\varphi^2 + 6.3\varphi + 1$ Pour le nanofluide (Al2O3 + eau)

$\frac{k_{nf}}{k_f} = 11.6\varphi^2 + 9.6\varphi + 1$ Pour le nanofluide (Cu + eau)

$\frac{k_{nf}}{k_f} = 7146\varphi^2 + 76.6\varphi + 1$ Pour le nanofluide (huile + NTC)

Les équations précédentes sont des corrélations empiriques utilisées pour estimer la conductivité thermique des nanofluides (Al_2O_3 + EG), (Al_2O_3 + eau), le nanofluide (Cu + eau) et le nanofluide (huile + nanotube de carbone) respectivement [77].

Plusieures chercheurs ont effectué des études sur l'influence de la température et la vleur du pH sur sur l'accroissement de la conductivité thermique des nanofluides. Des résultats expérimentaux montrent que la conductivité thermique augmente linéairement avec l'augmentation de la température et dépend de la fraction volumique des nanoparticules dans le fluide de base [78,79] .D'autres ont examiné l'influence du pH de la solution fluide de base et des nanoparticules de différentes tailles sur l'amélioration de la conductivité thermique du nanofluide, ils ont montré que l'amélioration de la conductivité thermique diminue avec l'augmentation de pH [80]. Li et Peterson [81] ont utilisé des nanoparticules Al_2O_3 de diamètre 36nm avec une fraction volumique 10% dans l'eau pure à une température de 34.7°C. Ils ont relevé une amélioration de 30% de conductivité thermique du nanofluide ainsi mise au point. Sur la base de ces résultats expérimentaux, Li et Peterson ont proposé la relation permettant le calcul de la conductivité thermique du nanofluide (eau+Al_2O_3).

$$\frac{K_{nf}-K_f}{K_f} = 0.764481\varphi + 0.018688867T - 0.462147175 \quad (1.\ 9)$$

I.6.3 Viscosité dynamique et ses modèles

La dispersion des nanoparticules dans un liquide a un effet sur la viscosité dynamique de ce dernier, cette viscosité dynamique peut être calculée à partir de la viscosité dynamique du fluide de base et la fraction volumique du nanofluide, la majeure partie des études qui ont recours à la viscosité des nanofluides, l'évalue par des modèles de type Stokes-Einstein ou Brinkman. Mais ce type de modèle n'est valable que pour des poudres métalliques, sans interactions inter-particules, de forme sphérique et pour des concentrations très faible. Pour les suspensions constituées de nanoparticules sphériques, on dispose de différents modèles et de formules semi-empiriques variées décrivant l'évolution de la viscosité relative en fonction de la fraction volumique. La viscosité relative est le rapport de la viscosité du nanofluide sur celle du fluide de base $\frac{\mu_{nf}}{\mu_f}$.

I.6.3.1 Modèle d'Einstein (1956)

La viscosité effective de nanofluide augmente en augmentant la concentration des particules et des diminue avec une augmentation de la température. L'efficacité de La viscosité dynamique d'un nanofluide est donnée par Einstein (1906) [82] pour un mélange contenant des suspensions diluées de particules fines, sphériques et rigides. Le modèle d'Einstein est exprimé par la relation suivante :

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

Cette relation n'est valable que pour : $\varphi < 0.03$ avec μ_{nf}, μ_f et φ sont respectivement : la viscosite dynamique du nanofluide, la viscosite dynamique du fluide de base, fraction volumique des nanoparticules.

I.6.3.2 Modèle de Brinkman (1952)

Plus tard, Brinkman [83] a étendu la formule d'Einstein pour couvrir une large plage de concentrations volumiques. Pour des faibles fractions volumiques, la relation de Brinkman conduit exactement à celle d'Einstein. La formule de Brinkman complète le modèle d'Einstein jusqu'à une concentration volumique inférieure à 4%.

$$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} = \frac{1}{(1-\phi)^{\frac{5}{2}}} \quad (1.\ 11)$$

Ces modèles relie la viscosité en fonction de la concentration en volume seulement.ils n'intègrent pas les effets du mouvement Brownien ni de la taille des particules. De plus, il n'y a aucune considération de l'influence de température. Ainsi les travaux expérimentaux portant

sur la mesure des viscosités des nanofluides ont montre que cette dernière est plus élevée que celle tirée de relations précédentes.

I.6.3.3 Corrélations expérimentales

Les deux modèles d'Einstein et celle de Brinkman sont généralement insuffisants pour décrire l'évolution de la viscosité .ainsi, plusieurs travaux expérimentaux portant sur la mesure des viscosités des nanofluides ont montre que cette dernière est plus élevée que celle tirée des deux relations précédentes qu'ils n'intègrent pas plusieurs facteurs tels que :les effets du mouvement Brownien,diamètre des particules non pris en compte,rôle de la température et les effets des tensioactifs et de l'acidité (pH).Cependant, Autre voie possible pour la modélisation des phénomènes de la convection, c'est l'utilisation de corrélations expérimentales. D'autres relations ont été proposées dans la littérature limitées à des applications bien précises. a partir de résultats de mesures (Al_2O_3 de diamètre moyen $\overline{d_p}$=47 nm) **,** Maiga et al(2006) [84] ont propose la corrélation suivante :

$$\mu_{nf} = \mu_f(123\varphi^2 + 7{,}3\varphi + 1) \qquad (1.\ 12)$$

Pack et Cho [85] ont obtenu une corrélation spécifique pour le nanofluide (eau + Al2O3):

$$\mu_{nf} = \mu_f(533.9\ \varphi^2 + 39.11\ \varphi + 1) \qquad (1.\ 13)$$

En prenant en compte l'effet de l'interaction hydrodynamique entre deux nanoparticules sphériques Batchelor (1972) [86]) a montre que la viscosite n'est pas seulement une fonction linéaire de φ, comme l'indique la relation d'Einstein mais une fonction non linéaire de φ avec la présence d'un terme en φ^2:

$$\mu_{nf} = \mu_f(6.2\varphi^2 + 2.5\varphi + 1) \qquad (1.\ 14)$$

Cette équation permet le calcul de la viscosité de suspension de nanoparticules avec φ >10%. S.Masoud Hosseini et al., [87] ont développé une corrélation empirique qui exprime la viscosité dynamique des nanofluides Al_2O_3 / eau en tenant compte la concentration en nanparticules, la taille des nanoparticules, la température et l'effet de la couche de recouvrement. La formule est la suivante:

$$\frac{\mu_{nf}}{\mu_f} = \boldsymbol{exp}[\boldsymbol{m} + \boldsymbol{\alpha}\left(\frac{\boldsymbol{T}}{\boldsymbol{T_0}}\right)^{\boldsymbol{b}} + \boldsymbol{\beta}(\boldsymbol{\varphi_h}) + \boldsymbol{\gamma}\left(\frac{\boldsymbol{d}}{\boldsymbol{1-r}}\right)^{\boldsymbol{c}} \qquad (1.\ 15)$$

Où φ_h est la fraction volumique hydrodynamique des nanoparticules, d est le diamètre de la nanoparticule, r est l'épaisseur de la couche de recouvrement, T_0 est une température de référence, T est la température mesurée de la nanofluide et m est un facteur cela dépend des

propriétés du système (à savoir, le type de nanoparticules, le fluide de base et de leurs interactions), tandis que b et c sont des constantes déterminées à partir de données expérimentales.

I.6.4 Masse volumique (ρ)

La masse volumique d'un nanofluide ρ_{nf} supposée parfaitement et homogène (bonne dispersion des nanoparticules dans le fluide) en fonction de la fraction volumique φ à une température T de référence donnée, se fait a partir de la définition de la masse volumique d'un mélange. A partir de cette définition, ρ_{nf} est exprimée par la relation suivante :

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_f + \varphi\rho_P \qquad (1.\ 16)$$

Où ρ_P désigne la masse volumique du nanofluide du nanoparticule. Examinant la validité de l'équation précédente, Pak et Cho [85] et Ho et al., [88] ont menée des études expérimentales pour mesurer la densité de l'eau nanofluides Al_2O_3 à température ambiante comme cela est représenté sur la Figure ci-dessus. Les résultats montrent un excellent accord entre les résultats expérimentaux et la prédiction théorique exprimée par l'équation précédente.

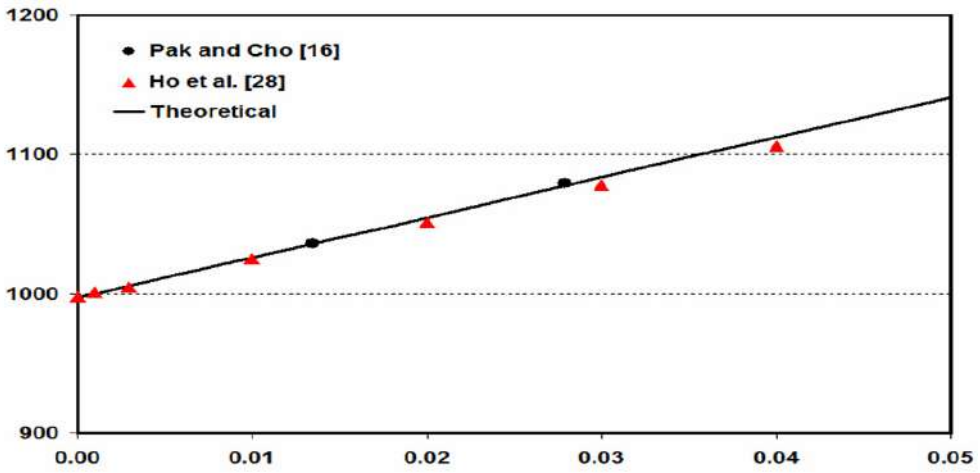


Figure I. 16: Evolution de densité volumique de (Al2o3+l'eau) en fonction de φ [89].

I.6.5 Chaleur spécifique

La chaleur spécifique des nanofluides, quant à elle, est très rarement étudiée, notamment sur le plan expérimental. La chaleur spécifique ou la capacité thermique massique, notée Cp (J/kg.K), est définie par la quantité d'énergie à apporter par échange thermique pour élever d'un degré Kelvin la température de l'unité de masse d'une substance lors de la transformation considérée. D'après la majorité des auteurs dans littératures, la chaleur spécifique d'un nanofluide est exprimée par l'un des deux relations suivantes:

- Modelé de Pak et Cho

Pak et Cho ont utilisé la formule suivante**:**

$$(C_P)_{nf} = (1-\varphi)(C_p)_f + \varphi(C_P)_p \quad (1.\ 17)$$

- Modelé de Xuan et Roetzel

Le modèle du Xuan et Roetzel [90] est donné par la relation suivante :

$$(\rho C_p)_{nf} = (1-\phi)(\rho C_p)_{bf} + \phi(\rho C_p)_p \quad (1.\ 18)$$

D'où la relation précédente (2.20). $(C_P)_{nf}, (C_P)_f$ et$(C_P)_P$ designent respectivement les chaleurs specifiques du nanofluide, du fluide de base et des nanoparticules.

I.6.6 Coefficient d'expansion thermique

Le Coefficient d'expansion thermique exprime la variation de la masse volumique sous l'action de la température a pression constante, il est appelé aussi coefficient de dilatabilité isobare, leur définition est exprimée par la relation suivante :

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_P \quad (1.\ 19)$$

Par analogie avec la relation mesurant la chaleur massique d'un nanofluide qu'on a déjà vu et qu'elle est basée à la loi de mélange, couramment utilisé, beaucoup d'auteurs ont utilise
Pour calculer la valeur de ce coefficient l'expression suivante :

$$\beta_{nf} = (1-\phi)\beta_f + \phi\beta_s \quad (1.\ 20)$$

Où β_f etβ_s, désignent respectivement les coefficients d'expansion thermique du fluide de base et des nanoparticules. Khanafer *et al.,* [91] ont suppose que le coefficient d'expansion thermique du fluide (β_f) est largement plus grand que celui des nanoparticules solides (βs). Le coefficient d'expansion thermique du nanofluide peut être déterminé aussi par la relation :

$$(\rho\beta)_{nf} = (1-\phi)(\rho\beta)_f + \phi(\rho\beta)_s \quad (1.\ 21)$$

I.7. Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté des notions essentielles et approfondies sur les nanofluides relatives à leurs compositions, préparations et les paramètres influençant leurs

stabilités. Aussi, on a exposés les différents modèles (empiriques et semi-empériques) existants dans la littérature qui permettent de caractériser les propriétés thermiques et rhéologiques des nanofluides. La différence entre les modèles dépend de nombreux paramètres tels que les fluides de base, fraction de nanoparticules de volume, la taille des particules, la forme des particules, la température, le type de surfactant, la valeur du pH, du fluide de base, le mouvement brownien de nanoparticules, effet des aggrégats, des nanocouches et de la technique de dispersion.

Chapitre II— Analyse d’un échangeur de chaleur coaxial aspects hydrodynamique et thermique

II.1. Introduction

En raison de la progression rapide de l'industrie et l'accroissement de la demande et du prix de l'énergie, l’amélioration de l’efficacité globale d'une installation thermique pour une dépense d’énergie minimale est le but recherché dans tous les cas. L’étude du transfert thermique pour un système donné s’articule sur l’analyse du taux de transfert thermique ayant lieu dans ces installations et la connaissance de la distribution de la température dans ce dernier.

L’objectif principal de ce type d’étude pour les échangeurs de chaleurs comme des équipements qui font partie des installations énergétiques est d’améliorer le taux de transfert thermique pour que les échanges doivent être importants et rapides. C’est pourquoi dans ce chapitre, on expose en premier lieu des notions de base essentielle relative aux échangeurs de chaleurs à deux tubes concentriques. Ainsi, on traite le processus du transfert thermique par convection forcée dans un tube à section circulaire en régime turbulent. En fin, on présente une synthèse des travaux effectués sur l’écoulement des nanofluides dans les deux configurations proposées précédemment et cela pour les deux régimes de fonctionnement stationnaire et turbulent.

II.2. La convection thermique

La convection est une mode de transport d'énergie par l'action combinée de la conduction, de l'accumulation de l'énergie et du mouvement du milieu. La transmission de l'énergie s’effectue par le déplacement macroscopique d'un grand nombre de molécules, généralement d'un fluide d'une région à autre. Ce mécanisme est accompagné toujours par le transfert d'énergie dû au mouvement moléculaire et qui représente le coté conductif de ce mode.

c’est est le mécanisme le plus important de transfert d'énergie entre une surface solide et un liquide ou un gaz. Le transfert d'énergie par convection d'une surface dont la température est supérieure à celle du fluide qui l'entoure s'effectue en plusieurs étapes. D'abord la chaleur s'écoule par conduction de la surface aux particules fluides adjacentes, L'énergie ainsi transmise sert à augmenter la température et l'énergie interne de ces particules. Ensuite ces dernières vont se mélanger avec d'autres particules situées dans une région à basse

température et transférer une partie de leur énergie, celle-ci est à présent emmagasinée dans les particules fluides et elle est transportée sous l'effet de leur mouvement.

En fonction du mode d'écoulement du fluide, on classe la convection en libre out forcée. Lorsqu'il se produit au sein du fluide des courants dus simplement aux différences mouvement des particules est dû aux différences de densité résultant des gradients de température, on dit que la convection est naturelle ou libre (déplacement des particules, dilatation), exemple (chauffage de l'air pour une montgolfière, chauffage de l'eau dans un récipient). Par contre si le mouvement des particules résulte de la pression appliquée au fluide par l'intermédiaire des moyens mécaniques extérieure, telle une pompe ,une soufflerie ou un ventilateur, le processus est appelé convection forcée. Si les deux causes existent simultanément, sans que l'une soit négligeable par rapport à l'autre, la convection est dite mixte.

II.3. Ecoulement visqueux turbulent en convection forcée dans les conduites :

Le cas de la convection forcée est rencontré très souvent en pratique dans les échangeurs de chaleur de tous genres. Ainsi, par exemple la circulationn des liquides cryogéniques dans les systèmes de refroidissement de machines thermiques. Ces systèmes impliquent deux types d'écoulements :

- Externe : l'écoulement du fluide n'est pas confiné dans un domaine ;
- Interne : le fluide s'écoule dans un domaine confiné (tube, conduite, etc.).

Cette partie est consacré aux écoulements visqueux dans les conduits et canaux et présenter les méthodes de calcul pour déterminer la chute de pression et les effets visqueux en régime turbulent.

II.3.1 Considérations hydrodynamiques

II.3.1.1 Écoulement laminaire et turbulent

Un régime d'écoulement peut être défini comme étant le mode de mouvement des particules fluides entre elles dans un écoulement. Pour traiter un problème de convection il est important de déterminer le régime d'écoulement du fluide : est-il laminaire ou turbulent ? Le coefficient d'échange convectif dépend fortement du régime d'écoulement. La transition entre les régimes d'écoulement a été démontrée par Osborne Reynolds. Son expérience de schématisée ci-après consiste à envoyer à l'aide d'un dispositif un liquide coloré au sein d'une masse

liquide en mouvement dans un tube en verre. On peut voir qu'au départ toutes les lignes de courant (lignes tangentes au vecteur vitesse) dans l'écoulement restent équidistantes. À partir d'une certaine distance, appelée critique, les lignes de courant se croisent et le traceur commence à se mélanger avec l'eau. C'est la région de transition qui évolue ensuite vers le régime turbulent.

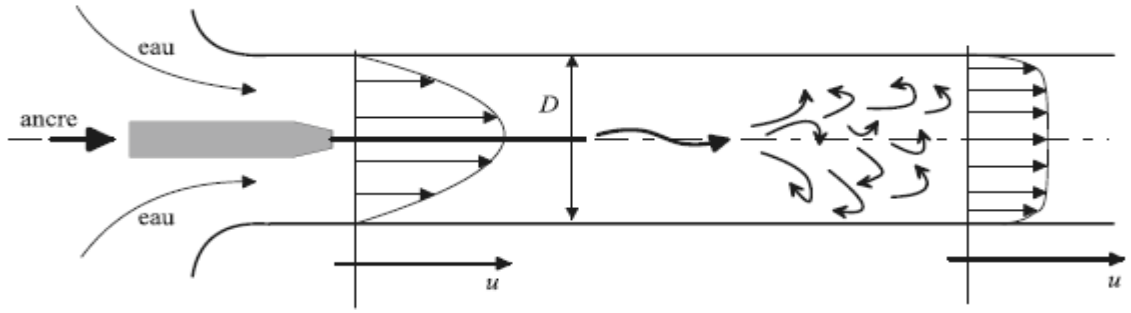


Figure II. 1: Expérience d'Osborne Reynolds sur la transition entre le régime laminaire et turbulent d'écoulement dans un tube de diamètre *D* [92].

Pour prédire le régime d'écoulement il est tout d'abord utile de déterminer la distance critique pour laquelle le régime de transition intervient. Pour cela un nombre sans dimension, appelé nombre de Reynolds local, est défini :

$$Re_x = \frac{\rho U x}{\mu} \qquad (2.1)$$

Où U : est la vitesse moyenne d'écoulement ρ : la masse volumique, μ : la viscosité dynamique. Dans ce nombre, *x* représente la distance au bord d'attaque. Pour un écoulement dans un tube cylindrique (expérience de Reynolds), le régime laminaire existe pour Re*x* < 2000. Le régime turbulent est établi pour Re*x* > 10^4. Entre les deux valeurs critiques on a le régime de transition.

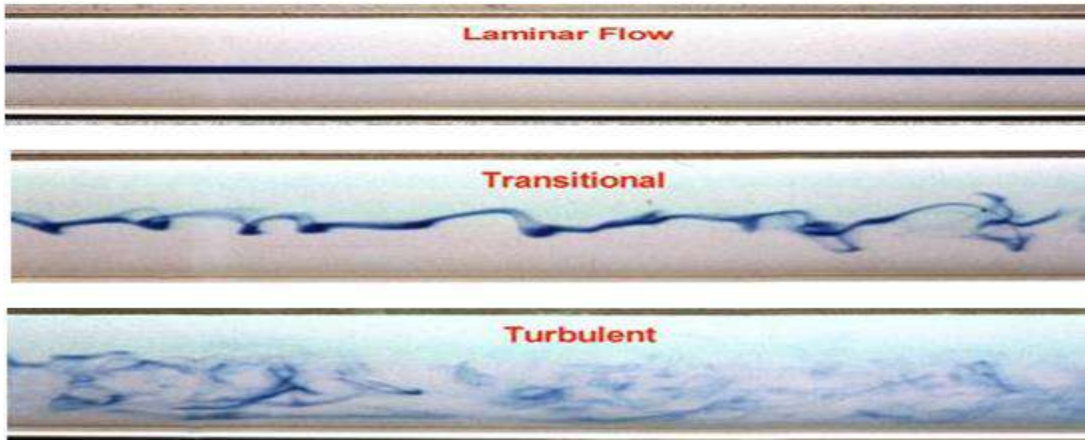


Figure II. 2: régimes d'écoulement [92]

II.3.1.2 Couche limite hydrodynamique

Quand un fluide à la température T∞ s'écoule à la vitesse U∞ sur une plaque plane les phénomènes de la couche limite apparaissent au voisinage de la paroi comme le montre la Figure (II.3). La région dans laquelle sont localisées les variations notables de la vitesse est appelée *couche limite hydrodynamique*.

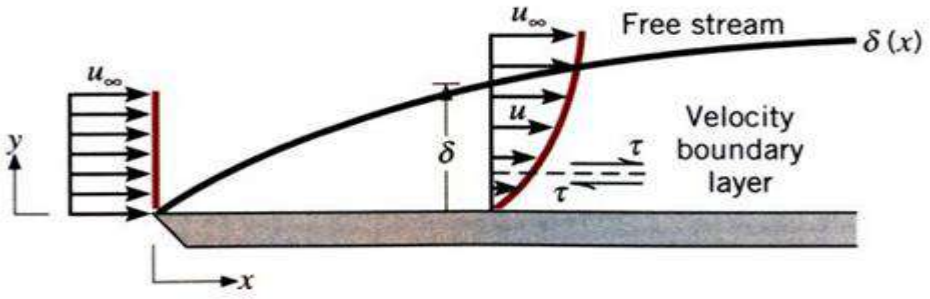


Figure II. 3: Développement de couche limite hydrodynamique sur une surface [93]

Les particules fluides en contact avec la surface ont une vitesse nulle. Ces particules freinent les particules voisines dans les couches supérieures et cela sur une épaisseur δ, jusqu'à ce que cet effet de freinage devienne négligeable. Ce retard est accompagné de contraintes de cisaillement intervenant dans les plans parallèles à la vitesse du fluide. En augmentant la distance à la surface, la vitesse u du fluide tend vers la vitesse u_{inf}. La quantité δ est appelée l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique. Elle est définie comme étant la distance comptée à partir de la paroi où la vitesse locale atteint 99 % de la vitesse du fluide loin de la paroi (δh = 0,99U∞). Elle définit par :

$$\frac{\delta}{x} = \frac{\beta}{\sqrt{Re_x^{\frac{n}{n+1}}}} \qquad (2.2)$$

β et n : sont des constantes en fonction du nombre de Reynolds Re_x.

De cette manière, la couche limite sépare deux domaines distincts. Dans le premier, le gradient de vitesses et les contraintes de cisaillement sont importants alors qu'ils sont négligeables dans le second. La couche limite hydrodynamique est une couche de fluide dans laquelle apparait un gradient de vitesses et de contraintes de cisaillement. Le paramètre qui caractérise cette couche est le coefficient de frottement qui s'exprime par la relation suivante :

$$C_f = \frac{2\tau_s}{\rho U^2} \qquad (2.3)$$

Avec : C_f : Le coefficient de frottement, τ_s : Le contrainte de cisaillement, ρ: La masse volumique et U : la vitesse moyen de l'écoulement. Ce paramètre clé permet de déterminer la force de traînée. Pour un fluide Newtonien (visqueux), le cisaillement à la surface peut être évalué à partir du gradient de vitesse à cette même surface :

$$\tau_s = \mu \frac{\partial U}{\partial y}\Big|_{y=0} \qquad (2.4)$$

Où μ est la propriété du fluide appelée viscosité dynamique.

À l'intérieur d'une conduite**,** on observe également le développement d'une couche limite, comme la montre la figure suivante. Toutefois, dans cette géométrie confinée, au bout d'une distance suffisamment longue par rapport à l'entrée dans la conduite, la couche limite envahit toute la conduite. Ainsi, si la couche limite envahit toute la conduite alors que la couche limite n'était encore que laminaire, l'écoulement dans la conduite sera laminaire, on comprend que ceci se produira en particulier si la conduite a un faible diamètre.

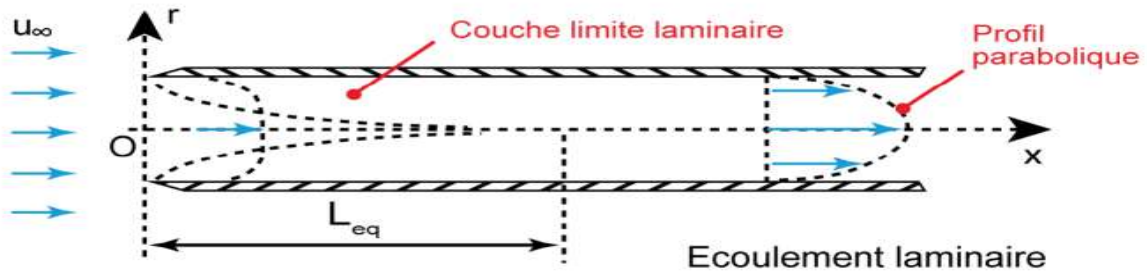


Figure II. 4: couche limite laminaire dans une conduite circulaire [94]

Si au contraire, la couche limite turbulente a pu se développer avant que la couche limite n'envahisse toute la conduite, l'écoulement sera turbulent (figure II. 5). A partir du bord d'attaque jusqu'à une certaine distance, l'écoulement à l'intérieur de la couche limite est laminaire, cette zone est appelée *couche limites laminaire*. Ensuite l'écoulement passe par une région de *transition* puis devient turbulent. A l'intérieur de cette zone dite *couche limite turbulente*, il existe, une très mince couche près de la paroi en écoulement presque laminaire appelée *sous couche limite laminaire* ou *film laminaire*. L'épaisseur de la couche limite varie en fonction de nombreux paramètres : nature du fluide, température, rugosité de la paroi.

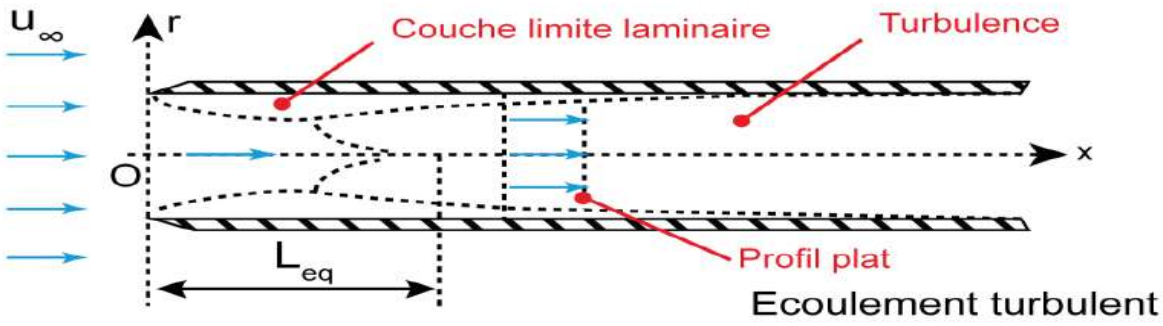


Figure II. 5: couche limite turbulente dans une conduite circulaire [94]

L'épaisseur de la sous-couche limite laminaire dans une conduite circulaire est globalement proportionnelle à l'inverse de la vitesse moyenne, et est donnée par l'expression :

$$\frac{\delta}{D} = 60.Re^{-\frac{7}{8}} \qquad (2.5)$$

Dans la couche laminaire l'écoulement est ordonné et il est possible d'identifier des lignes de courant suivant lesquelles les particules fluides se déplacent. Les composantes de vitesse suivant *x* et *y* peuvent être définies. La composante selon *y* va contribuer au transfert de la quantité de mouvement et de l'énergie au travers de la couche limite. Le mouvement de fluide dans la couche limite turbulente est très irrégulier et se caractérise par des fluctuations locales de vitesse. Ces fluctuations augmentent le transfert de la quantité de mouvement et de l'énergie, ce qui conduit à l'augmentation du coefficient d'échange. Le profil de vitesse et de température est continu dans la couche laminaire.

II.3.1.3 Longueur d'établissement

La longueur d'établissement Le du régime d'écoulement correspond à la distance entre l'entrée dans la conduite et la position à partir de laquelle la couche limite a envahi toute la conduite. Elle est corrélée selon la valeur du nombre de Reynolds comme suit :

$$\frac{L_e}{D} = \begin{cases} 0{,}6\ pour\ Re < 100 \\ (0{,}03 \text{ à } 0{,}06).Re\ pour\ 100 < Re < 2000 \\ (0{,}06 \text{ à } 0{,}08).Re^{1/4}\ pour\ Re > 2000 \end{cases} \qquad (2.6)$$

$$Re = \frac{\rho UD}{\mu} \qquad (2.7)$$

Les propriétés thermophysiques du fluide sont : sa masse volumique ρ, sa viscosité dynamique μ, sa conductivité thermique λ et sa chaleur spécifique à pression constante C_p. Nous voyons que ce groupement correspond au nombre de Reynolds, qui caractérisele régime

d'écoulement (laminaire, turbulent). L'écoulement à l'entrée de conduite est illustré dans la figure suivante.

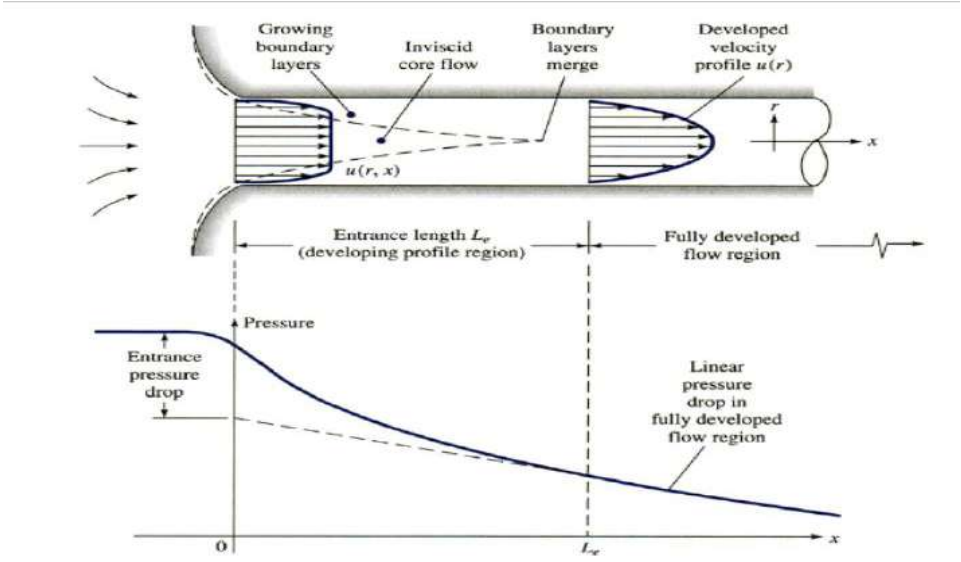


Figure II. 6: variation des paramétres hydraudynamique le long du tube [95]

Nous pouvons constater que l'écoulement est en développement près de la paroi due aux effets de cisaillement et d'accélération du fluide dans la région loin de la paroi. En conséquence le gradient de la distribution de pression dans la région de l'entrée est plus grand par rapport à celui de l'écoulement développé.

Pour l'écoulement laminaire la longueur de la région d'entrée est donnée expérime fintalement par :

$$\frac{L_e}{D} \approx 0.06\, Re \qquad (2.8)$$

Et pour un écoulement turbulent :

$$\frac{L_e}{D} \approx 4.4 Re^{1/6} \qquad (2.9)$$

Où L_e est la longueur d'établissement de l'écoulement développée.

II.3.1.4 Coefficient de Friction pour un écoulement Laminaire et Turbulent

Nous allons définir un coefficient de friction, dit 'le coefficient de friction de Darcy-Weisbach' pour l'écoulement dans les conduits droits comme :

$$f = \frac{\Delta P}{\frac{L}{2D}\rho V^2} \qquad (2.10)$$

Où ΔP est la chute de pression due à la friction seulement. Sa dimention est en N/m^2 ou Pa. Etant donné que L/D est sans dimension et que $\rho V^2/2$ a la dimension de Pa, on a donc le coefficient de friction f sans dimension. Nous pouvons écrire cette équation pour calculer la chute de pression :

$$\Delta P = f \frac{L}{D} \frac{1}{2} \rho V^2 \qquad (2.11)$$

Les méthodes empirique et semi-empirique sont disponibles pour faire l'analyse de l'écoulement turbulent dans les conduits rectilignes avec section circulaire. La relation empirique pour le coefficient de friction en fonction de Reynolds et la rugosité relative est dérivée par Colebrook en 1939. C'est une relation implicite qui représente assez bien les résultats expérimentaux obtenus par plusieurs chercheurs en utilisant différents fluides. L'équation implicite de Colebrook valable pour Re >2300 est la suivante :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2\, log_{10}\left[\frac{\varepsilon/D}{3.7} + \frac{2.51}{Re\sqrt{f}}\right] \qquad (2.12)$$

où ε/D est la rugosité relative.

Depuis de la publication de l'équation de Colebrook, plusieurs chercheurs ont travaillé et publié des relations qui sont ou bien plus précises mais plus complexes ou bien simples mais moins précises.

II.3.1.5 Profil de vitesse

Le profil de vitesse complètement développé est parabolique pour l'écoulement laminaire dans un tube circulaire. Pour un écoulement turbulent, le profil est plat en raison d'un mélange turbulent dans le sens radial. Il est important de connaître l'étendue de la zone d'entrée, qui dépend du fait que l'écoulement est laminaire ou turbulent. Pour les écoulements turbulents les profiles des vitesses tendent à être plus uniformes, on peut distinguer dans les profiles deux zones distinctes :

- Une comprenant le corps de l'écoulement avec un faible gradient de vitesse.
- Une autre située au voisinage des parois, elle représente une faible portion de l'écoulement avec un gradient de vitesse très important, c'est la couche limite.

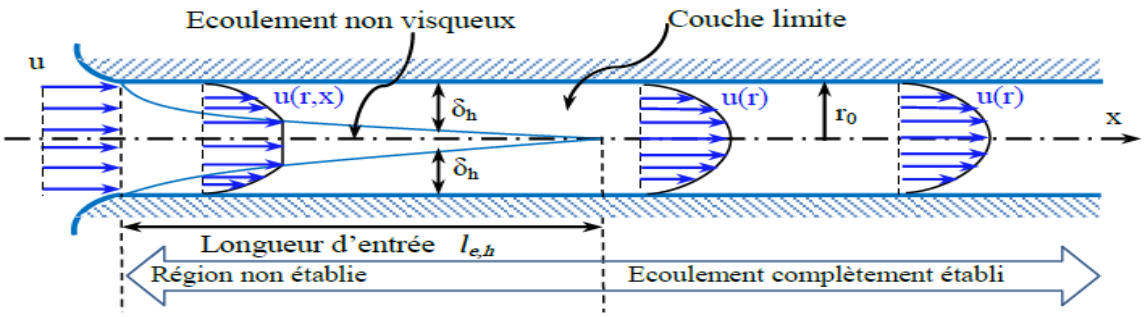


Figure II. 7: Développement de la couche limite hydrodynamique d'un écoulement laminaire dans une conduite horizontale [96]

Le profil de vitesse radiale du fluide dans la région développée en régime turbulent s'exprime par la relation suivante :

$$U = \overline{U}\left[1 - \frac{r}{R}\right]^{1/7} \qquad (2.13)$$

Où $\overline{U}$ désigne la vitesse moyenne du fluide. La viscosité engendre un gradient de vitesse dans une section droite de conduite : à la paroi, la vitesse du fluide est nulle (c'est la condition d'adhérence) ; la vitesse est maximale au centre de la conduite.La figure ci-dessous montre les différents types de profils rencontrés en fonction du type de fluide et du régime d'écoulement.

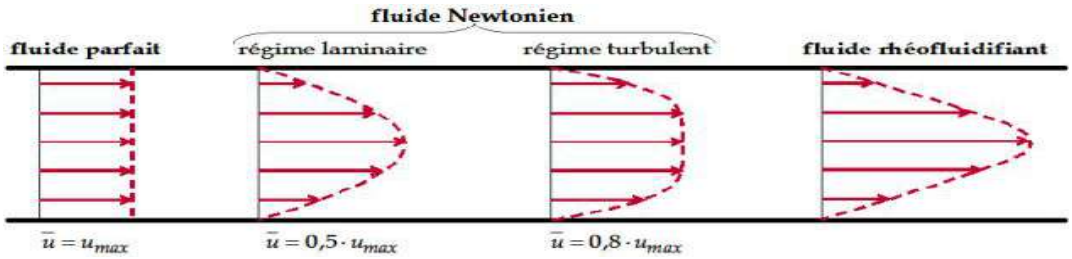


Figure II. 8: profils de vitesse dans une conduite circulaire [96]

II.3.2 Considération thermique

- Régime permanent : La température en tout point du milieu (système) est indépendante du temps.
- Régime périodique établi : La température, en tout point, effectue des oscillations périodiques indépendantes de la température initiale.
- Régime transitoire : Qui correspond à l'évolution d'un système d'un état initial vers un état final provoquée par un changement à l'instant initial des sources ; le champ de température *T (M, t)* dépend du champ de température initial *T (M, 0)* et du temps.
- Régime variable : Pour lesquels les sources évoluent constamment, le champ de température *T (M, t)* dépend des valeurs instantanées des sources et des évolutions antérieures**.** [84]

II.3.2.1 Couche limite thermique

Les solutions théoriques des problèmes d'échange de chaleur par convection sont basées sur la théorie de couche limite. Le terme « couche limite » a été introduit en 1904 par Ludwig Prandtl. On distingue deux types de couche limite : couche limite hydrodynamique et couche limite thermique. Comme nous l'avons expliqué précédemment, la couche limite hydrodynamique se développe pour tout l'écoulement. Cependant, la couche limite thermique ne se développera que si la température du fluide et celle de la surface sont différentes.

Comme la viscosité des fluides représente la transmission des quantités de mouvement des molécules lors des chocs intermoléculaires, le transfert de chaleur représente la transmission d'énergie cinétique lors de ces mêmes chocs. Cette liaison intime des phénomènes de viscosité et de transfert de chaleur conduit à *l'analogie de Reynolds* qui postule que: 'dans un écoulement de fluide avec transfert de chaleur, le profil des vitesses et celui des températures sont liés par une relation de similitude schématisée sur la figure II.9.

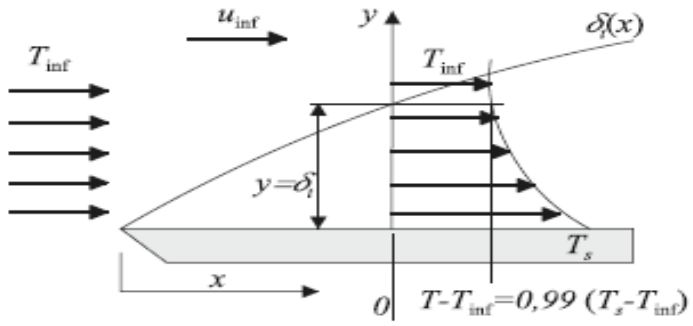


Figure II. 9: Développement de la couche limite thermique sur une surface plane [96]

L'analogie de Reynolds montre que le gradient thermique est particulièrement important au voisinage de la paroi, dans une zone appelée *couche limite thermique* qui se développe de manière analogue à la *couche limite hydrodynamique*. La résistance thermiqueest entièrement située dans cette couche qui joue le rôle d'isolant thermique. L'épaisseur dela couche limite thermique dδ_t est définie comme la distance pour laquelle le rapport ($T - T$inf) / ($Ts - T$inf) = 0,99. Comme pour la couche limite hydrodynamique, l'épaisseur de la couche limite thermique augmente avec la distance x. La densité de flux dans le fluide à la surface (y = 0) s'exprime à partir de la loi de Fourier :

$$\varphi = -\lambda_f \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0} \qquad (2.14)$$

Cette chaleur est ensuite transportée par convection dans le fluide et la densité de flux s'exprime donc aussi selon la loi générale de Newton :

$$\varphi = h\left(T_s - T_{inf}\right) \qquad (2.15)$$

La couche limite thermique est caractérisée par la présence de gradients de températures. Son paramètre clé est le coefficient d'échange thermique par convection. Ceci permet de mettre en évidence la relation entre le coefficient d'échange thermique par convection h et le gradient de température dans le fluide à la paroi :

$$h = \frac{-\lambda_f \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}}{\left(T_s - T_{inf}\right)} \qquad (2.16)$$

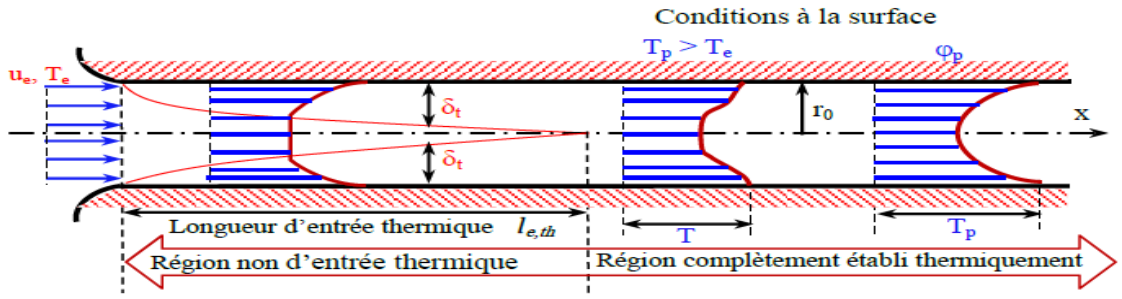


Figure II. 10: Développement de la couche limite thermique dans un tube circulaire chauffé [97]

Dans la couche limite laminaire, l'écoulement s'effectue par couches pratiquement indépendantes. Entre deux filets fluides adjacents les échanges de chaleur s'effectuent donc : Par conduction uniquement si l'on considère une direction normale aux filets fluides,par convection et conduction (négligeable) si l'on considère une direction non normale aux filets fluides.Par contre dans un écoulement de fluide en *régime turbulent*, le mécanisme de conduction est modifié et favorisé par d'innombrables tourbillons. Les petits volumes de fluide en se mélangeant avec d'autres jouent le rôle de porteur d'énergie. Par conséquent un accroissement de turbulence amène une augmentation de la quantité de chaleur s'écoulant par convection.

II.3.2.2 La longueur d'entrée thermique

Considérons un fluide qui entre dans un tube avec une température constante et qui est inférieure à celle de la surface. Un transfert de chaleur par convection se produit et une couche limite thermique commence à se développer dans le tube (figure II.11). L'état thermique complètement développé est atteint et le profil de température *T (r, x)* dépend des conditions aux limites imposées à la surface (température ou flux de chaleur constants). Pour l'écoulement laminaire, la longueur d'entrée thermique peut être exprimée par :

$$\left(\frac{l_{e,th}}{D}\right) \approx 0{,}05 Re_{le,th}.Pr \qquad (2.17)$$

Pour les fluides ayant un nombre de Prandt Pr > 1, la couche limite hydrodynamique se développe plus rapidement que la couche limite thermique '*le,h* < *le,th*', tandis que l'inverse est vrai pour un de nombre Pr < 1. Pour un nombre de Prandtl élevé (fluides tels que les huiles) '*le,h*' est beaucoup plus petit que '*le,th*' et le profil de vitesse est considéré complètement développé dans toute la région d'entrée thermique. En revanche, pour un écoulement turbulent, les conditions sont presque indépendantes du nombre de Prandtl et on considère que :

$$\left(\frac{l_{e,th}}{D}\right) = 10 \qquad (2.18)$$

II.3.2.3 Température moyenne

Contrairement à l'écoulement externe où la vitesse et la température de références sont considérées comme étant ceux de l'écoulement libre loin de la paroi (T∞ et U∞), l'écoulement interne prend en considération une vitesse moyenne et une température moyenne (appelée également moyenne de mélange '*Bulk temperature*'). Les propriétés du fluide seront tout simplement prises pour la température moyenne. Pour définir la température moyenne, prenons la définition de la quantité de chaleur échangée par convection entre une paroi solide et un fluide :

$$Q = \dot{m}C_P\left(T_{paroi} - T_{fluide}\right) \qquad (2.19)$$

Cette équation représente l'énergie thermique pour un liquide incompressible ou l'enthalpie (énergie thermique plus travail d'écoulement) pour un gaz idéal, qui est transporté par le fluide. La température moyenne Pour un écoulement incompressible dans un tube circulaire avc ρ et C_P constante on a : $S = \pi r^2 => dS = 2\pi r dr$, d'où :

$$T_{mf} = \frac{1}{\rho u_m(\pi r_0^2)}\int_0^{r_0} \rho u C_P T(2\pi r dr) = \frac{2}{u_m r_0^2}\int_0^{r_0} uTr dr \qquad (2.20)$$

Le flux de chaleur dans un écoulement inerne s'exprime par : $\varphi = hS\left(T_P - T_{mf}\right)$

'T_{mf}' n'est constante dans les sens de l'ecoulement comme pour le cas de l'écoulement externe (T_∞). La valeur de 'T_{mf}' augmente avec 'x' si le transfert de chaleur se fait de la paroi solide vers le fluide $T_{mf} > T_P$ et elle diminue avec x le cas contraire $T_{mf} < T_P$.

II.3.2.4 Nombre de Nusselt

En définitive, la loi physique représentative des échanges convectifs forcés entre le fluide en circulation dans un domaine confiné et la paroi interne du domaine est de la forme : c(p1, p2, p3) = 0, soit c(Nu, Pr, Re) = 0. On l'explicite généralement par rapport au nombre de Nusselt :

$$Nu = f(Pr, Re) \qquad (2.21)$$

Concernant le nombre de Prandtl, qui intervient dans l'expression du nombre de Nusselt, et qui caractérise le fluide en écoulement il doit être déterminé pour une température donnée du fluide. Nous présenterons les corrélations expérimentales les plus usuelles en convection forcée. Pour un régime turbulent. Pour un écoulement turbulent complètement développé (hydrodynamique et thermique) dans un tube circulaire lisse, le nombre de Nusselt local peut être obtenu à partir de la corrélation de *Dittus-Boelter* :

$$\bar{N}u_D = 0{,}023 Re_D^{4/5} Pr^n \qquad (2.22)$$

$n = 0{,}4$ pour le chauffage $T_P > T_{mf}$, $n = 0{,}3$ pour le refroidissement $T_P < T_{mf}$

Cette corrélation a été validée expérimentalement pour les conditions suivantes :

$0{,}6 \leq Pr \leq 160$, $Re_D \geq 10000$, $\frac{L}{D} \geq 10$

Cette corrélation est utilisée pour des différences de température $(T_p - T_{mf})$ petite ou modérées. Avec toutes les propriétés thermophysiques du fluide évalué a 'T_{mf}'. Pour des différences de température $(T_p - T_{mf})$élevées impliquant de grandes variations des propriétés thermophysiques du fluide, la corrélation de Sieder et Tate est recommandée :

$$\bar{N}u_D = 0{,}027 Re_D^{4/5} Pr^{1/3} \left(\frac{\mu}{\mu_P}\right)^{0{,}14} \quad (2.23)$$

Cette corrélation est valable pour les conditions suivantes :

$0{,}7 \leq Pr \leq 16700$, $Re_D \geq 10000$, $\frac{L}{D} \geq 10$

Toutes les propriétés thermo-physiques du fluide sont évaluées à 'Tf_m' à l'exception de 'μ_p', qui est évaluée à la température de la paroi 'T_p'. Une corrélation, valable pour les tubes lisses pour une large gamme de nombres de Reynolds, y compris la région de transition, a été élaborée par *Gnielinski*:

$$\bar{N}u_D = \frac{\left(\frac{f}{8}\right)(Re_D - 1000)Pr}{1 + 12{,}7\sqrt{\frac{f}{8}}\left(Pr^{2/3} - 1\right)} \quad (2.24)$$

Cette corrélation est valable pour les conditions suivantes :

$0{,}5 \leq Pr \leq 200$, $3000 \leq Re_D \leq 5.10^6$

'f' est le coefficient de frottement, il peut être calculé à partir des équations suivantes :

Pour un tube lisse :

$$f = (0{,}790 ln Re_D - 1{,}64)^{-2} \quad (2.25)$$

Pour un tube rugueux, on utilise la corrélation de Clebrook décrite par l'expression :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2log\left[\frac{\varepsilon/D}{3{,}7} + \frac{2{,}51}{Re_D\sqrt{f}}\right] \quad (2.26)$$

II.4. Développement des équations générales de conservation

En convection forcés, les phénomènes hydrodynamiques et thermiques peuvent être étudiés séparément, dans un écoulement turbulent les forces d'inertie l'emportent sur les forces de viscosité au niveau de la couche limite ce qui provoque l'apparition des fluctuations de vitesse, de température et de pression autour d'une valeur moyenne qui s'expriment par [18]:

$$u = \grave{u} + \bar{u}\ , v = \grave{v} + \bar{v}, P = \grave{P} + \bar{P} \quad (2.27)$$

Ces fluctuations sont dues à l'existence de tourbillons aspect principale de la turbulence.

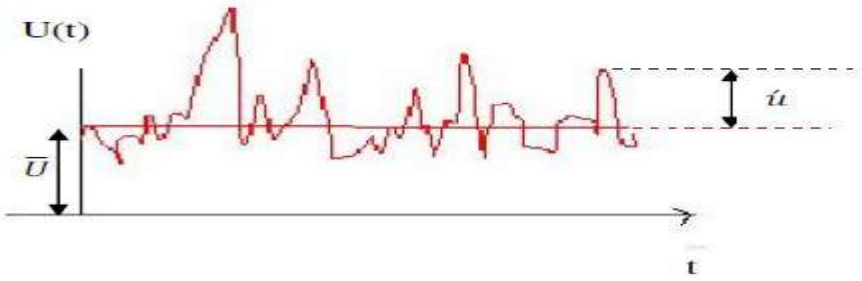


Figure II. 11: Fluctuations pour un regime turbulent [97]

Les équations de la convection en coordonnées cartésiennes pour un ecoulement turbulent, bidimensionnel, incompressible et newtonienne (avec frottement et conduction thermique, sans diffusion de la matiere (c.a.d, sans gradients de concentration)) sont bases sur trois principes fondamentaux, a savoir:

- L'équation de conservation de la mase :

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial \bar{v}}{\partial y}=0 \qquad (2.28)$$

- L'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho\left(\bar{u}\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}+\bar{u}\frac{\partial \bar{v}}{\partial y}\right)=-\frac{\partial \bar{P}}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}-\rho\overline{\grave{v}\grave{u}}\right) \qquad (2.29)$$

- L'équation Conservation de l'Energie :

$$\rho C_P\left(\bar{u}\frac{\partial \bar{T}}{\partial x}+\bar{v}\frac{(\partial \bar{T})}{\partial y}\right)=-\frac{\partial}{\partial y}\left(-\lambda\frac{\partial \bar{T}}{\partial y}+\rho C_P\overline{\grave{v}\grave{T}}\right)+\mu\left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y}\right)^2 \qquad (2.30)$$

Est à noter que les équations de la convection en régime laminaire sont similaires à celles du régime turbulent à l'exception de la contrainte de cisaillement turbulent et du flux de chaleur turbulent qui sont données par les relations ci-dessous.

$$\tau_t=-\rho\overline{\grave{v}\grave{u}}=u_t\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \qquad (2.31)$$

$$q_t=\rho C_P\overline{\grave{v}\grave{T}} \qquad (2.32)$$

Malgré cette similarité il n'est pas facile de résoudre les équations de convection en régime turbulent. pour rendre cette équation soluble Prandtl propose une analogie entre la théorie cinétique des gaz et la turbulence. Par conséquent, il proposa une longueur de mélange qui est analogue au libre parcours moyen d'une particule dans de la théorie cinétique des gaz et a suggéré que :

$$\mu_t = \rho l_m^2 \left|\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right| \qquad (2.33)$$

II.5. Analyse thermique d'un échangeur de chaleur tubulaire coaxial

Parmi les divers types de dispositifs d'échange, l'échangeur à double tube est le plus simple. Il est constitué de deux tubes coaxiaux : l'un des fluides circule dans le tube central et l'autre circule dans l'espace annulaire, la plupart du temps en arrangement contre-courant. Les échangeurs de chaleur à double tube sont utilisés dans l'industrie car ils fonctionnent à des températures et des pressions élevées.

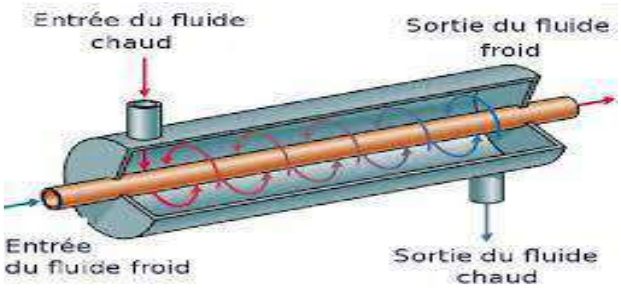


Figure II. 12: Echangeur de chaleur à double tubes [98].

Il existe de nombreuses méthodes d'évaluation des performances des échangeurs de chaleur servant aussi à leur dimensionnement, fournir une puissance donnée avec la plus faible surface d'échange et le moins de pertes de charge possible sont les objectifs principeaux pour ce type d'etude. Deux méthodes principeaux sont souvant utilisées : la méthode de la différence de température moyenne logarithmique (DTLM ou LMTD) et celle de l'efficacité fonctionnelle ou le nombre d'unités de transfert (ε-NUT). La configuration contre-courant est choisie dans le but d'établir les équations de conservations décrites précédemment. Ce qui nous intéresse est de comparer les performances thermiques des nanofluides par rapport à ceux des fluides de base associés sous les mêmes conditions de fonctionnement.

II.5.1 Hypothèses de fonctionnement

Les hypothèses majeures adoptées sont :

- Les propriétés thermo-physiques (ρ, μ,λ,C) pour le calcul des coefficients d'échange convectifs moyens des fluides utilisés sont évaluées à la température moyenne entre l'entrée et la sortie de l'échangeur
- Le régime de fonctionnement est stationnaire.
- Le transfert thermique ne s'effectue que par convection et conduction (transfert par rayonnement négligeable)

- Le flux de chaleur reçu par le fluide 1 est intégralement absorbé par le fluide 2 (Échangeur adiabatique)

II.5.2 Évaluation des performances thermiques d'un échangeur

La Figure II.14 représente deux profils observés typiquement dans le cas d'un échangeur bi-tubes, celui de gauche dans le cas d'un fonctionnement à co-courant et celui de droite dans le cas d'un fonctionnement à contre-courant. La variation de température dT_f du fluide froid quand on augmente la surface d'échange de dS, devient négative:

$$d\Phi = m_c c_{pc} dT_c = -m_f c_{Pf} dT_f \qquad (2.34)$$

La puissance thermique totale échangée :

$$\Phi = K \frac{(T_{ce} - T_{fs}) - (T_{cs} - T_{fe})}{log \frac{T_{ce} - T_{fs}}{T_{cs} - T_{fe}}} S \qquad (2.35)$$

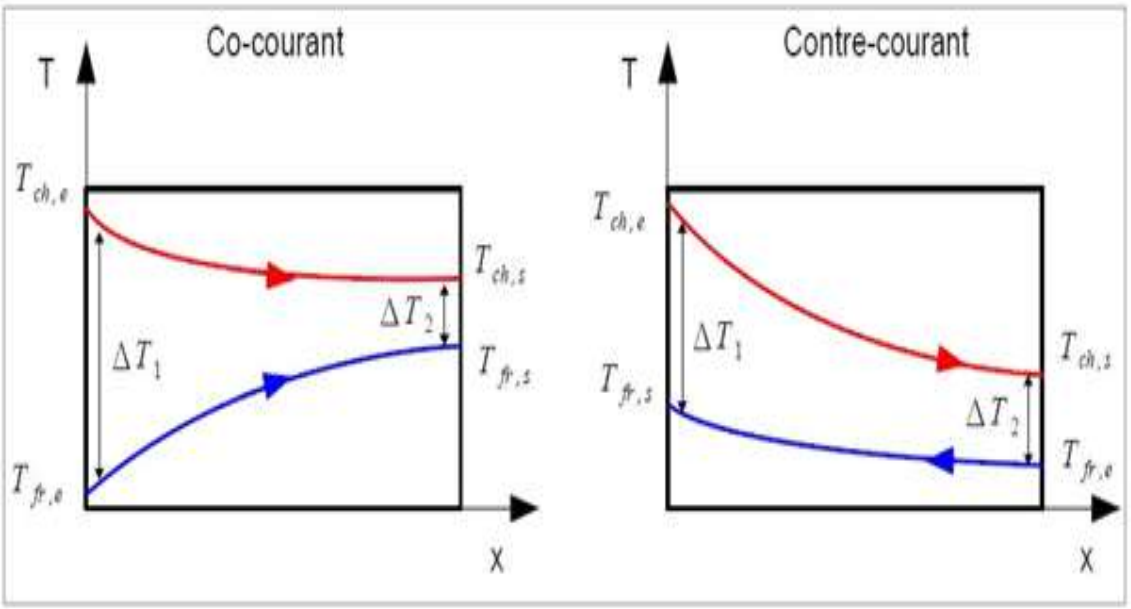


Figure II. 13: Profils de température en fonctionnement co-courant et contre-courant [98]

La formulation est la meme, que l'echangeur soit a courant paralleles ou acontre courant. La puissance thermique d'un echanger tubulaire continu est donnée par la relation générale suivante :

$$\Phi = US\Delta T_{LM} \quad \text{Avec : } \Delta T_{LM} = \frac{\Delta T_2 - \Delta T_1}{Log \frac{\Delta T_2}{\Delta T_1}} \qquad (2.36)$$

Avec

- Q = puissance thermique échangée, W=J/s
- S = surface d'échange, m^2U = coefficient de transfert thermique global, W/ (m^2°C)
- ΔT_{LM} =moyenne logarithmique des écarts de température, °C

Il est encore nécessaire de connaître le coefficient global d'échange défini par la relation:

$$d\Phi = Ud\left(T_{ch} - T_{fr}\right) \qquad (2.37)$$

Le transfert de chaleur du fluide chaud au fluide froid est la résultante de trois phénomènes successifs:

- Convection entre le fluide chaud et la face externe de la paroi solide.
- Conduction à travers cette paroi solide.
- Convection entre la face interne de la paroi solide et le fluide froid.

Posons que h_{ch} et h_{fr} sont les coefficients de convection pour le fluide chaud et le fluid froid respectivement et que λ est la conductivité thermique de la paroi solide. La convection dans le fluide chaud est régie par un coefficient de convection h_{ch} permettant de définir une résistance thermique convective 1/ h_{ch} S. la convection dans le fluide froid est régie par un coefficient de convection hf permettant de définir une résistance thermique convective 1/ h_{fr} S

La conduction à travers la paroi solide d'épaisseur e et de conductivité thermique λ ,il en est rendu compte par une résistance thermique de conduction e/λ S.

Le flux thermique transféré du fluide chaud au fluide froid est donné par l'expression: $\Phi = \frac{T_c - T_f}{\frac{1}{h_{ch}S} + \frac{e}{\lambda S} + \frac{1}{h_{fr}S}}$ Soit encore $\Phi = US\left(T_c - T_f\right)$

Le coefficient global d'échange U (W/m².K) peut alors être calculé à partir de l'équation

$$U = \frac{1}{h_{ch}S} + \frac{e}{\lambda S} + \frac{1}{h_{fr}S} \qquad (2.38)$$

Prenons maintenant un cas réel où les surfaces d'échange des deux coté chaud et froid sont défférentes. Il faut donc introduire des surfaces d'échange S_{ch} et S_{fr}, et rapporter le coefficient d'échange global, soit à l'unité de surface d'échange côté chaud et on le notera k_{ch} soit à l'unité de surface d'échange côté froid et on le notera k_{fr}. De plus, au bout d'un certain temps de fonctionnement, les parois d'échange se recouvrent d'un film d'encrassement. Ces dépôts de tartre et de salissures ont une conductivité thermique faible par rapport à celle du métal, et constituent donc des résistances thermiques supplémentaires Re_{ch} et Re_{fr} s'opposant à l'échange. En définitive, la performance réelle de l'échangeur sera déduite du calcul de l'un ou de l'autre des deux coefficients d'échange global suivants:

$$U = \frac{1}{h_{ch}S} + \frac{e}{\lambda S} + \frac{1}{h_{fr}S} \quad (2.39)$$

$$U_c = \frac{1}{\frac{1}{h_c} + R_{ec} + \frac{e\,S_c}{\lambda S_m} + \left(R_{ef} + \frac{1}{h_f}\right)\frac{S_c}{S_f}} \quad (2.40)$$

- Sf, Sc et Sm sont respectivement : l'aire de la surface d'échange coté froid, l'aire de la surface d'échange coté chaud et l'aire de la surface d'échange moyenne, en m^2
- Rec et Ref sont les resistances par unité de surface des films d'encrassement déposés du coté chaud et du coté froids de la surface d'échange, en (m^2. C)/W
- Kc et Kf s'expriment en W/ (m2.c)

À partir de cette analyse thermique il est important de signaler que le coefficient global d'échange de l'échangeur de chaleur, U, est gouverné par les coefficients convectifs h_{ch} et h_{fr}. Par conséquent l'amélioration du coefficient d'échange convectif conduit à l'augmentation de la performance de l'échangeur. C'est pourquoi dans cette étude nous avons proposé étudier la convection dans le tube d'un échangeur de chaleur et de suggérer d'améliorer ce coefficient par l'utilisation des nanofluides.

II.5.3 Écoulement entre deux tubes concentriques

La convection à l'intérieur des tubes intervient dans la plus part des procédés industriel où intervient le transfert de chaleur et le transfert de masse on cite par exemples dans les chaudières, les échangeurs de chaleurs, la réfrigération et le conditionnement d'air. Pour un écoulement entre deux tubes concentriques (voir la Figure (II. 14)), le diamètre hydraulique D_h (m) est défini par :

$$D_h = \frac{4(\pi/4)(D_0^2 - D_i^2)}{\pi D_0 - \pi D_i} = D_0 - D_i \quad (2.41)$$

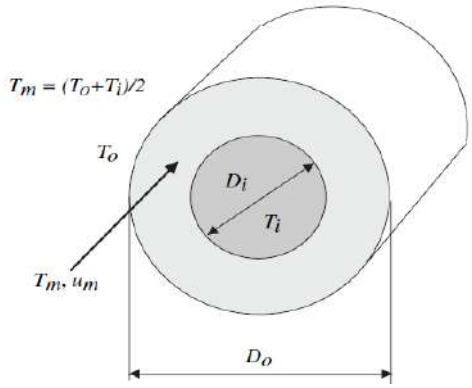


Figure II. 14: Écoulement entre deux tubes concentriques [98]

Dans cette étude, on s'intéressera à l'évolution du coefficient d'échange convectif dans l'espace annulaire (circuit froid) dédié, dans cette étude, à l'écoulement des nanofluides. Le nombre de Nusselt est donné par la relation suivante :

$$Nu_{nf} = \frac{h_{nf} D_{eq}}{K_{nf}} \qquad (2.42)$$

Où K_{nf} et h_{nf} sont respectivement la conductivité thermique et le coéfficient de convection termique du nanofluide. D_{eq} est le diamètre équivalent, il est définit par la relation suivante : $D_{eq} = D_S - D_0$, Où Ds est le diamètre intérieur du tube extérieur.

II.5.4 Effécacité d'un échangeur

L'efficacité d'un échangeur d'un échangeur est le rapport de la puissance thermique réellement échangée a la puissance d'échange maximum théoriquement possible, avec les méme conditions d'entrées des fluides (nature, débit,…) dans l'échangeur.

Φ_{max} : un des deux fluides subit un changement de température égale au gradient de température maximum existant dans l'appareil. Ce flux de chaleur maximum de transfert est obtenu l'orsqu'un des fluides (capacité thermique la plus faible) sort a la température d'entrée de l'autre.

$$E = \frac{\Phi_{réel}}{\Phi_{max}} \qquad (2.43)$$

Posons $c_f > c_s$ le fluide chaud commande le transfert

$$\Phi_{réel} = C_c(T_{che} - T_{chs}) = C_c\left(T_{frs} - T_{fre}\right) \qquad (2.44)$$

Pour le flux max, le cas 1 n'est pas le bon dispositif : la température de sortie du fluide chaud ne pouvant pas égaler celle d'entrée du fluide froid. Pour$S \to \infty$, on obtient :

$$\Phi_{max} = C_c\left(T_{che} - T_{fre}\right) \quad (2.45)$$

Effecacité de l'echangeur :

$$E = \frac{(T_{che} - T_{chs})}{(T_{frs} - T_{fre})} \quad (2.46)$$

II.6. Intensification des échanges thermique par l'utilisation des nanofluides

Les nanoparticules dispersées dans le fluide de base ont la capacité importante d'absorber la chaleur et par leurs mouvements Brownien contribuent considérablement à l'amélioration du transfert thermique entre la paroi et le nanofluide permettant ainsi d'améliorer les performances des échangeurs de chaleurs dans des applications industrielles [99].

Les nanofluides peuvent améliorer le processus de transfert de chaleur plus de deux fois avec une petite fraction volumique inférieure à 0,3% [100]**.** Une étude s'est concentrée sur la caractérisation approfondie de toutes les propriétés du nanofluide afin de déterminer son adéquation dans un échangeur de chaleur particulier.

Les derniers travaux expérimentaux liés à l'utilisation de nanofluides dans les échangeurs de chaleur ont affirmé que le type d'écoulement dans l'échangeur de chaleur est une préoccupation vitale pour l'adéquation d'un nanofluide [101, 102]. Dans les situations où l'échangeur de chaleur fonctionne dans des conditions turbulentes, l'utilisation de nanofluides est utile s'il s'accompagne d'une augmentation minimale de la viscosité du fluide qui semble être extrêmement dur accomplir. Pourtant, l'amélioration du nombre de Nusselt a été obtenue en utilisant des nanofluides d'alumine-eau et de titane-eau dans des fluides où l'écoulement a été décrit comme turbulent [103-105**]**.Une autre étude a révélé qu'en ajoutant une concentration en volume de 0,2% de nanoparticules de TiO_2, une amélioration de 11% du transfert de chaleur par convection est possible [106].

Différents nanofluides ont été étudiés expérimentalement pour une utilisation dans l'amélioration des performances du double tube échangeur de chaleur. Les performances du nanofluide TiO_2-eau ont été étudiées dans un HX à double tube ; l'étude a observé que le taux de transfert de chaleur était amélioré de 14,8% ; cependant, la chute de pression augmente également de 51,9% [106].

Le nanofluide Al_2O_3/eau a également été utilisé dans un HX à double tube, et le résultat a démontré une efficacité thermique plus favorable de 16% avec 3 % en volume par rapport à l'eau pure **[**107**]**. Rao et al. Ont expérimentalement étudié l'estimation du coefficient de

transfert de chaleur denanofluideAl_2O_3pour un diamètre de nanoparticule de 47 nm dans un échangeur de chaleur à contre-courant avec différentes concentrations volumiques 0.01, 0.02 et 0.03 et différents débits massiques. Les résultats montrent que Le coefficient de transfert thermique augmente avec l'augmentation de la concentration de nanofluide par rapport au fluide de base. [108]

Khedkar et al. Ont étudié l'impact d'Al_2O_3/eau NF sur le transfert de chaleur du DPHEx, montrant une augmentation de h d'environ 16 % à 3 % en volume [109]. Les caractéristiques de transfert de chaleur et de friction de l'écoulement turbulent dans un echangeur de chaleur a double tube en utilisant Al_2O_3/ et TiO_2/ eau ont été étudiées expérimentalement par Pak et Cho [110]. Les résultats ont conclu des meilleures propriétés thermophysiques telles que la conductivité thermique améliore les performances thermiques du nanofluide. De plus, l'augmentation de la viscosité des nanofluides a entraîné une consommation d'énergie supplémentaire de 30 % à 3 % en volume de nanofluide. Cette étude et bien d'autres (Chein et Chuang 2007 ; Lee et Mudawar 2007) ont montré des incohérences, c'est-à-dire une amélioration dans certaines conditions mais peu d'amélioration dans d'autres conditions. Il existe également des études qui montrent peu d'amélioration ou même une diminution du coefficient de transfert de chaleur par convection lorsque des nanoparticules sont ajoutées aux liquides de base (Yang et al. 2005). Nos travaux ont visé à comprendre et interpréter les controverses à travers à des simulations numériques et des analyses simples en utilisant divers nanofluides.

II.7. Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté une analyse d'un échangeur de chaleur coaxial dans ces deux aspects hydrodynamique et thermique dans laquelle on a montré que la convection forcée en régime turbulent joue un rôle important pour l'amélioration du transfert thermique et la maîtrise des procédés de refroidissement . L'analyse de plusieurs travaux antérieurs montre que l'ajout des nanoparticules au fluide base contribuent d'une manière importante à l'intensification du transfert thermique et à l'amélioration ainsi à l'efficacité de l'échangeur thermique. C'est pourquoi on a jugé utile de consacrer le prochain chapitre à la modélisation mathématique des écoulements turbulents et différents étapes de résolution pour l'appliquer aux nanofluides en adoptant l'approche monophasique du système binaire (fluide-nanoparticules).

Chapitre III— Modélisation des écoulements turbulents en convection forcée en régime turbulent

III.1. Introduction

Les équations de Navier-Stokes sont à la base du mouvement fluide et du transfert de chaleur par convection en régime turbulent. Elles expriment le principe de conservation pour les différentes grandeurs caractérisant l'écoulement. Les variations "irrégulières" des grandeurs physiques ont conduit à introduire le caractère aléatoire dans le traitement des écoulements turbulents. Cette démarche, a une conséquence : le recours à un traitement statistique de la turbulence pour résoudre des problèmes pratiques.

L'idée de base dans la modélisation de la turbulence à partir des grandeurs statistiques définies en un point est d'utiliser en chaque point des grandeurs moyennes non fluctuantes définies de façon conventionnelle à partir des grandeurs instantanées fluctuantes. On peut ainsi, établir un système d'équations moyennées qui font apparaître des contraintes turbulentes (Contraintes de Reynolds), qui représentent les transferts associés aux fluctuations. Le problème central de la détermination des écoulements turbulents consiste en la modélisation de ces contraintes. Ce problème est généralement désigné sous le nom de problème de fermeture. L'objectif de ce chapitre, consiste à faire le point sur les différentes étapes suivis pour la modélisation des écoulements turbulents en basant sur celui qui sera utilisé pour simuler numériquement des écoulements turbulents dans les échangeurs de chaleurs.

III.2. Les équations de conservation

Les lois générales de la physique s'appuient sur le principe commun de l'analyse de bilan appelée souvent *loi de conservation* [111]. Ce principe exprime qu'une grandeur physique est soit invariante (d'où le vocable *loi de conservation*), soit varie d'une manière définie en fonction des influences extérieures (d'où le vocable *loi de bilan*) [111]. Il convient de préciser d'emblée la démarche commune à toutes ces lois de bilan. Remarquons d'abord que les grandeurs physiques astreintes à suivre des lois de bilan sont des grandeurs extensives (masse, quantité de mouvement, énergie…). Il s'agit donc de grandeurs matérielles dont on évalue la quantité intégrale sous la forme d'une intégrale matérielle [112]:

$$I(t) = \iiint_{V_m(t)} \rho f dV \quad (3.1)$$

Dont nous savons calculer la dérivée particulaire. Les lois de bilans sont donc des relations entre la variation dans le mouvement de I(t) et les mécanismes physiques qui génèrent ces variations où *S* est la densité volumique des sources internes et $\bar{\varphi}$ le flux (vecteur ou tenseur) surfacique des sources externes. En appliquant le théorème de la divergence au dernier terme de la relation et le théorème de transport, on peut écrire:

$$\iiint_{V_m(t)} \rho \frac{df}{dt} dV = \iiint_{V_m(t)} (S + div\vec{\varphi}) dV \quad (3.2)$$

Cette équation intégrale de bilan doit étre vraie quel que soit le domaine matériel considéré. On peut donc considérer un domaine élémentaire dV et écrire la forme locale suivante du principe de bilan :

$$\rho \frac{df}{dt} dV = S + div\vec{\varphi} \quad (3.3)$$

III.2.1 Conservation de la masse

L'équation de bilan de masse d'un fluide ne comporte ni terme source, ni terme puits. La masse d'un volume de fluide contenue dans le volume *V* s'écrit:

$$m = \iiint_V \rho(M,t)\, dV \quad (3.4)$$

En effectuant le bilan de masse à travers une surface S limitant le volume V :

$$dm = -\left[\iint_S \rho \vec{U}.\vec{n} ds\right] dt \quad (3.5)$$

La conservation de la masse dit : la variation de masse du volume par unité de temps est égale aux masses entrantes dans V (à travers S) par la méme unité de temps.

$$\frac{d}{dt}\left[\iiint_V \rho dV\right] = -\iint_S \rho \vec{U}\vec{n} dS \quad (3.6)$$

V_m étant un domaine matériel. Sa masse est conservée au cours du mouvement et donc le théoréme de Green-Ostrogradsk [113] permet de transformer l'intégrale de surface en intégrale de volume :

$$\frac{d}{dt}\left[\iiint_V \rho dV\right] = -\iiint_V div(\rho \vec{U})\, dV \quad (3.7)$$

Le volume de contrôle V étant fixe on peut écrire :

$$\iiint_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \vec{U})\right) dV = 0 \quad (3.8)$$

Cette relation étant valable quel que soit V, On déduit l'équation de continuité, qui est une équation locale valable en tout point du fluide.

$$\frac{d\rho}{dt} + div(\rho\vec{U}) = 0 \qquad (3.9)$$

On peut retrouver des expressions de cette équation dans les cas particuliers d'écoulement :

- Ecoulement permanent : pas de variation explicite avec le temps, $\frac{\partial}{\partial t} = 0$:

$$div(\rho\vec{U}) = 0 \qquad (3.10)$$

- Ecoulement incompressible : le volume de chaque particule du fluide reste constant au cours de son mouvement.

$$div\vec{U} = 0 \qquad (3.11)$$

III.2.2 Conservation de la quantité de mouvement

L'application du principe de bilan à la quantité de mouvement prend la forme du Principe d'Euler (loi fondamentale de la Dynamique) : La conservation de la quantité de mouvement stipule que toute force subie par le fluide correspond à un accroissement de sa quantité de mouvement. On peut donc écrire :

$$\frac{d}{dt}(m\vec{U}) = \sum \vec{F}_{ext} <=> \iiint_{U(t)} \frac{d(\rho\vec{U})}{dt} dV = \iiint_V \rho\vec{g}dV + \iint_S \bar{\bar{T}}.\vec{n}dS \qquad (3.12)$$

Où $\bar{\bar{T}}$ et le tenseur de contraintes,il se compose du tenseur des forces normales (pression) et du tenseur de forces tangentielles(viscosité).

$$\bar{\bar{T}} = -P.\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}} = -P\begin{pmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 1\end{pmatrix} + \begin{pmatrix}\tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz}\\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz}\\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz}\end{pmatrix} \qquad (3.13)$$

Le théoréme de Green-Ostrogradski [113] permet également d'écrire :

$$\iiint_{U(t)} \frac{d(\rho\vec{U})}{dt} dV = \iiint_V \rho\vec{g}dV + \iiint_V \overrightarrow{div}(\bar{\bar{T}})dV \qquad (3.14)$$

On peut décomposer le tenseur $\bar{\bar{\sum}}$ en utilisant (3.13) pour faire apparaitre la pression P et le tenseur $\bar{\bar{\tau}}$ des contraintes visqueuses dans ces deux derniéres équations :

$$\overrightarrow{div}(\bar{\bar{T}}) = -\overrightarrow{div}(P.\bar{\bar{I}}) + \overrightarrow{div}\left(\bar{\bar{\tau}}\right) = -\overrightarrow{grad}(P) + \overrightarrow{div}(2\mu\bar{\bar{D}}) \qquad (3.15)$$

On en déduit l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{d(\rho\vec{U})}{dt} = \rho\vec{g} + \overrightarrow{div}(\bar{\bar{T}}) \qquad (3.16)$$

On obtient alors :

$$\underbrace{\frac{d(\rho\vec{U})}{dt}}_{(1)} = \underbrace{\rho\vec{g}}_{(2)} - \underbrace{\overrightarrow{grad}(P)}_{(3)} + \underbrace{\overrightarrow{div}\left(2\mu\bar{\bar{D}}\right)}_{(4)} \quad (3.17)$$

(1) : Variation de quantié de mouvement par unté de volume

(2) : Forces volumiques par unité de volume

(3) : Forces associées à la pression par unité de volume

(4) : Contraintes visqueuses par unité de volume

On démontre facilement que pour un fluide newtonien, les composantes du tenseur des contraintes de viscosités $\bar{\bar{T}}'$ dépendent linéairement des composantes du tenseur destaux dedéformation pure $\bar{\bar{D}}$.

$$\bar{\bar{T}}' = 2\mu\bar{\bar{D}} \quad (3.18)$$

Avec : $\bar{\bar{D}} = \frac{1}{2}\left(\overrightarrow{grad}(U') + \overrightarrow{grad}^T(U')\right)$

or :

$$\overrightarrow{div}\left(\bar{\bar{D}}\right) = \frac{1}{2}\overrightarrow{div}\left(\overrightarrow{grad}\left(\vec{U}\right) + \overrightarrow{grad}^T\left(\vec{U}\right)\right) = \frac{1}{2}\left[\nabla^2 U + \overrightarrow{grad}\left(div(U)\right)\right] \quad (3.19)$$

On sait par ailleurs que l'expression générale de la dérivation particulaire de $U(u, v, w)$:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{\partial U}{\partial t} + U.(\nabla U) \quad (3.20)$$

En combinent (3.11) et (3.16) on obtient l'équation fondamentale de la dynamique pour un fluide newtonient. En considérant que la viscosité de dilatation est nulle (C'est-a-dire $\lambda = -\frac{2}{3}\mu$ d'après l'hypothése de stockes) :

$$\frac{\partial(\rho\vec{U})}{\partial t} + \left(\vec{\nabla}\rho\vec{U}\right)\cdot\vec{U} = -\vec{\nabla}P + \rho\vec{f} + \mu\left[\vec{\nabla}^2 U + \vec{\nabla}\left(div\left(\vec{U}\right)\right)\right] \quad (3.21)$$

$$\rho\left(\vec{\nabla}\rho\vec{\mathrm{U}}\right)\cdot\vec{\mathrm{U}} = -\vec{\nabla}\mathrm{P} + \rho\vec{\mathrm{g}} + \mu\vec{\nabla}^2\mathrm{U} \quad (3.22)$$

On peut aussi simplifier cette équation dans le cas où on néglige les forces de frottement on parle alors de l'équation d'Euler (équation de fluide parfait)

$$\rho\left(\vec{\nabla}\rho\vec{U}\right)\cdot\vec{U} = -\vec{\nabla}P + \mu\vec{\nabla}^2 U \quad (3.23)$$

III.2.3 Conservation de la quantité d'énergie

L'énergie contenue dans le volume matériel $V_m(t)$ est :

$$\iiint_{V_m(t)} \rho \left(e + \frac{1}{2}V^2\right) dV \tag{3.24}$$

L'expression de l'équation de bilan d'énergie s'établit à partir du premier principe de la thermodynamique. Selon ce principe l'évolution temporelle de l'énergie contenue dans Vm(t) est égale à la somme de la puissance des forces extérieures et de la quantité de chaleur fournie au système:

$$\frac{d}{dt}\iiint_{V_m(t)} \rho \left(e + \frac{1}{2}V^2\right) dV = \frac{dW}{dt} + \frac{dQ}{dt} \tag{3.25}$$

où le travail par unité de temps est celui qui est développé respectivement par les forces volumiques et les contraintes appliquées à la surface Sm du volume de contrôle matériel:

$$\frac{dW}{dt} = \iiint_{V_m(t)} \rho \vec{f} \cdot \vec{V} dV + \iint_{\mathcal{L}_m(t)} \vec{T}(\vec{n}) \cdot \vec{V} dS \tag{3.26}$$

et où la puissance thermique fournie à fluide comporte éventuellement une contribution volumique associée à une densité volumique r de sources distribuées et une contribution surfacique définie par un vecteur densité de flux $\vec{q}$ sur l'enveloppe $\mathcal{L}_m$:

$$\frac{dQ}{dt} = \iiint_{V_m(t)} r dV - \iint_{\mathcal{L}_m(t)} \vec{q} \cdot \vec{n} dS \tag{3.27}$$

On peut donc écrire le biland'énergie sous la forme intégrale suivante :

$$\frac{d}{dt}\iiint_{V_m(t)} \rho \left(e + \frac{1}{2}V^2\right) dV = \iiint_{V_m(t)} \rho \vec{f} \cdot \vec{V} dV + \iiint_{V_m(t)} r dV + \iint_{\mathcal{L}_m(t)} \vec{T}(\vec{n}) \cdot \vec{V} dS - \iint_{\mathcal{L}_m(t)} \vec{q} \cdot \vec{n} dS \tag{3.28}$$

La quantité intensive est ici l'énergie totale spécifique $\rho \left(e + \frac{1}{2}V^2\right)$ où e est l'énergie interne massique et $\frac{1}{2}V^2$ est l'énergie cinétique par unité de masse ; la quantité extensive est alors l'énergie totale du système. Le premier principe de la thermodynamique montre que la dérivée temporelle *dE/dt* de l'énergie totale est égale à la somme de la puissance des forces extérieures et de la puissance calorifique reçue (par la surface *S* ou produite par unité de temps et de volume), soit :

$$\frac{dE}{dt} = p_{fext} + P_{cal}$$

$$\frac{d}{dt}\iiint_V \ \rho \left(e + \frac{\vec{U}^2}{2}\right) dV = \iiint_V \ f \cdot \vec{U} dV + \iint_S \ \left(\bar{\bar{T}} \cdot \vec{n}\right) \cdot \vec{U} dS + \iiint_V \ q dV + \iint_S \ \varphi \cdot \vec{n}\, dS \tag{3.29}$$

Où q(x,t) est un terme source d'energie calorifique due par exmple au rayonnement abosorbe à l'intérieur de V, φ est la densité de flux de chaleur recue à travers S par convection, par conduction ou rayonnement ; f est une force volumique. En utilisant l'expression intégrale de l'équation de continuité et le théorème de la divergence [114], il vient :

$$\iiint_V \left[\rho \frac{d}{dt}\left(e + \frac{\vec{U}^2}{2}\right) - f \cdot \vec{U} - \nabla \cdot \left(\bar{\bar{T}} \cdot \vec{U}\right) - q + \nabla \cdot \varphi\right] dV = 0 \tag{3.30}$$

En supposant la continuité de la fonction sous le signe somme, la relation est valable quel que soit le domaine *V* considère. L'expression locale est ainsi :

$$\boldsymbol{\rho \frac{d}{dt}\left(e + \frac{\vec{U}^2}{2}\right) = -\nabla \cdot \varphi + f \cdot \vec{U} + \nabla \cdot \left(\bar{\bar{T}} \cdot \vec{U}\right) + q = 0} \tag{3.31}$$

Il en découle après plusieurs développements et considération la forme générale de l'équation de conservation d'énergie.

$$\underbrace{\rho \frac{d}{dt}\left(e + \frac{\vec{U}^2}{2}\right)}_{Variation\ d'énergie} = \underbrace{-\vec{\nabla} \cdot \varphi}_{Flux\ de\ chaleur} + \underbrace{p\left(\vec{\nabla} \cdot \vec{U}\right)}_{Effet\ de\ compressibilité} + \underbrace{q}_{Source} + \underbrace{\Phi}_{Dissipation} \tag{3.32}$$

En introduisant l'enthalpie par unité demasse de fluide h = e + p/ρ :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + U \cdot \nabla T\right) = -\nabla \cdot \varphi + \beta T \frac{dp}{dt} + q + \Phi \tag{3.33}$$

III.3. Les équations de Navier-Stokes

On appelle *équations de Navier-Stokes* l'ensemble des équations de bilans spécifiquement formulées pour les fluides newtoniens. La méthode d'obtention consiste donc simplement à reporter dans les équations de bilan établies précédemment la loi de comportement de Newton:

$$\begin{cases} \sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + \tau_{ij} \\ \tau_{ij} = -\frac{2\mu}{3} D_{kk}\delta_{ij} + 2\mu D_{ij} \end{cases} \tag{3.34}$$

Et de Fourier

$$q_j = -K \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \tag{3.35}$$

Notre propos sera donc limité, dans ce qui suit, aux seuls fluides *classiques* monophasiques et non réactifs caractérisés par une relation linéaire et isotrope entre contraintes et taux de déformation et une relation linéaire et isotrope entre flux de chaleur et gradient de température. En outre nous supposerons pour simplifier que la viscosité dynamique μ reste constante dans tout l'écoulement, ce qui revient à supposer que les variations de température ne sont pas trop importantes.

Les equations de quantité de mouvement sont exprimées comme suit :

$$\left.\begin{aligned}\rho\frac{dV_i}{dt} &= \rho f_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}\\ \tau_{il} &= -\frac{2\mu}{3}D_{kk}\delta_{ij} + 2\mu D_{ij}\end{aligned}\right\} => \rho\frac{dy}{dx} = \rho f_i - \frac{\partial}{\partial x_i}\left(P + \frac{2\mu}{3}div\vec{U}\right) + 2\mu\frac{\partial D_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.36)$$

Explicitons le dernier terme par la définition de tenseur Dij :

$$2\mu\frac{\partial D_{ij}}{\partial x_j} = \mu\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) = \mu\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \mu\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\partial U_j}{\partial x_j}\right) \quad (3.37)$$

Il vient finalement :

$$\begin{cases}\rho\frac{dU_i}{dt} = -\frac{\partial}{\partial x_i}\left(P - \frac{\mu}{3}div\vec{U}\right) + \rho f_i + \mu\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j}\\ \rho\frac{d\vec{U}}{dt} = -\overrightarrow{grad}\left(P - \frac{\mu}{3}div\vec{U}\right) + \rho\vec{f} + \mu\nabla^2\vec{U}\end{cases} \quad (3.38)$$

Le terme à gauche de l'égalité représente l'accélération totale, composée de la somme de l'accélération convective, et de l'accélération locale. Les termes au gauche de l'égalité sont les forces (surfaciques et volumiques) appliquées sur l'élément de volume; il s'agit respectivement de la force de pression, la force de la pesanteur, les forces visqueuses, où normalement la viscosité de dilatation est considérée comme nulle.

Si le fluide considéré est newtonien. Les équations régissant l'écoulement peuvent être exprimées ainsi :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho\vec{U}) = 0 \quad (3.39)$$

Ces équations représentent un ensemble complet de quatre équations pour quatre inconnues, à savoir, la pression *(P)* et les trois composantes *(u, v, w)* de la vitesse *(U).* Dans la plupart des écoulements internes, le terme de *ρg,* est négligé. Ceci est dû au fait que, les forces rotation qui s'appliquent au fluide dans le tube sont largement supérieures à celle exercée par la pesanteur [114]. Dans ce travail, nous considèrerons donc les hypothèses suivantes pour l'écoulement dans les echangeurs de chaleurs qui permettent de résoudre des cas particuliers :

- Le fluide est incompressible : la masse volumique *p* est supposée constante au cours du temps et dans tout l'espace.
- L'écoulement est permanent: donc indépendant du temps.
- L'écoulement est isothenne: donc pas d'échange de chaleur

Le système résultant fournis six (04) équations pour l'écoulement tridimensionnel avec pour inconnus *u et p* plus connus sous le nom d'équations de Navier-Stokes en régime permanent, exprimé par le système suivant :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \\ \rho\vec{\nabla}(\vec{U}) \cdot \vec{U} = -\vec{\nabla}p + \mu\vec{\nabla}^2 \cdot \vec{U} + \rho\vec{g} \end{cases} \quad (3.40)$$

Les solutions des équations ci-dessus, peuvent être analytiques (situations très spécifiques : écoulement de couette, écoulement de poiseuille, équation de Bernoulli), ou numériques dans un contexte plus large. Pour ce dernier cas, la solution numérique nécessite des algoritlunes de résolution performants, et des ressources informatiques aussi bien matérielles que logiciels.

III.4. Méthodes de modélisation des écoulements turbulents

III.4.1 Quelques notions sur la turbulence

Un écoulement turbulent est un écoulement irrégulier dont les propriétés physiques varient de façon aléatoire dans le temps et dans l'espace (Hinze, 1975). Cependant, nombreux sont ceux qui cherche à théoriser ce phénomène physique ou du moins à atteindre une compréhension suffisante pour la modéliser avec le plus de réalisme possible. Malgré la diversitéé de ses manifestations, certaines propriétés communes apparaissent et permettent de caractériser la turbulence. En effet, les écoulements de turbulence forte, c'est-a-dire les écoulements à faible nombre de Mach mais à grand nombre de Reynolds, se comportent de manière totalement irrégulière, aléatoire, tridimensionnelle et tourbillonnante [115]. Par ailleurs, la turbulence demande un certain temps pour apparaitre et une certaine distance pour se developper d'ou l'existence d'un régime transitoire entre le régime laminaire et le régime turbulent.

- Le caractère aléatoire de la turbulence se traduit a travers les fonctions du champ de l'ecoulement (vitesse, masse volumique, pression, temperature) qui varient de facon aleatoire et chaotique en espace et en temps. L'evolution de ces grandeurs, en espace et en temps, est determine par un ensemble d'equations, les equations de Navier-Stokes.
- De plus, la non linearite de la turbulence assure une interaction incessante entre toutes les structures : le caractere plus predictible des grosses structures va etre limite par l'instabilite des plus petites structures dont le comportement plus universel va quant a lui etre compromis par les plus grandes echelles.
- l'existence d'une cascade d'energie cinetique au sein d'un ecoulement turbulent contenant des tourbillons dans toute une gamme d'echelles spatiales. Ainsi, suivant la théorie de *Kolmogorov*, Figure III.1, il ressort que [116] :
  - La majeure partie de l'énergie cinétique turbulente est contenue dans les plus grandes échelles de la turbulence ;
  - les petites échelles sont responsables des phénomènes de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ;

- Les transferts d'énergie s'effectuent des grandes échelles vers les petites. Il est également important de noter que, généralement, les grandes échelles sont anisotropes alors que les petites sont isotropes.

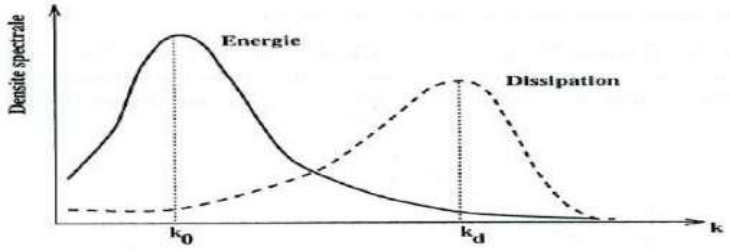


Figure III. 1: Distribution spectrale de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation [116]

III.4.2 Différents approches de modélisation

Dans la littérature, il existe différentes approches numériques pour 1' étude de la turbulence à l'échelle locale. Actuellement il existe trois principales méthodes de modélisation d'un écoulement turbulent : la simulation numérique directe (DNS) [117] qui consiste à résoudre de manière explicite toutes les échelles de la turbulence ; La simulation des grandes échelles (LES), qui résout explicitement les plus grandes échelles (les plus gros tourbillons en fonction du temps) et modélise les petites ; Les approches moyennées (RANS) qui modélisent toutes les échelles de la turbulence.

La méthode(RANS) est la plus répandue pour la résolution des équations de Navier Stokes. C'est une méthode de statistique. Elle considère l'agitation turbulente des molécules de fluide, comme un processus purement stochastique. Toutes les échelles de la turbulence sont modélisées. Les grandeurs instantanées (vitesse, pression, température, etc.) sont décomposées en une partie moyenne et une partie fluctuante, suivant la décomposition proposée par Reynolds à la fin du XIXème siècle. L'introduction de cette décomposition et l'application de l'opérateur moyenne statistique aux équations instantanées de Navier-Stokes permettent d'obtenir les équations RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes). C'est un modèle qui s'appuie sur l'hypothèse de Boussinesq à savoir sur la viscosité turbulente est isotopique [118]. Les approches de type RANS [119] sont aujourd'hui les plus utilisées dans le monde industriel car elles permettent de minimiser les efforts de maillage et donc les temps de simulation. Ces approches consistent à simplifier la résolution du système d'équations aux dérivées partielles en ne s'intéressant qu'aux grandeurs moyennes.

En situation industrielle, le calcul des caractéristiques instationnaires et tridimensionnelles d'écoulements complexes, est souvent nécessaire. La simulation des grandes échelles requiert un coût de calcul prohibitif surtout près de parois.Une nouvelle classe de modeles, les modeles hybrides RANS/LES [120], a alors et en recemment developpee. L'un des objectifs des méthodes hybrides est d'optimiser le coût de calcul, en simulant certaines zones d'un écoulement en mode R.A.N.S et d'autres en mode L.E.S.

III.5. Modélation de l'eqution de Navier Stockes par l'approche RANS

III.5.1. Turbulence et concept de Reynold

En écoulement turbulent des fluides compressibles, la vitesse, la pression, la densité, la viscosité, la conductivité thermique et la température fluctuent. En effet, pour un nombre de Mach élevé, il convient de tenir compte des variations des propriétés du fluide, tels que la masse volumique, le coefficient de viscosité et la conductivité thermique. Les moyennes pondérées par la masse, couramment utilisées dans le cas des fluides compressibles, ont été développées par Favre (Wilcox, 1997). En effet l'approche statistique permet de décomposer le mouvement turbulent en un mouvement moyen et un mouvement fluctuant. O. Reynolds a le premier proposé cette décomposition. Elle permet de séparer chaque variable dépendante en une partie moyenne à faibles variations temporelles, et une partie fluctuante. C'est de cette approche statistique que pratiquement toutes les méthodes de modélisation de l'écoulement turbulent ont été fondées.

La quantité ϕ (x, t) est alors décomposée en deux parties indépendantes de sorte que :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \tag{3.41}$$

Où $\bar{\phi}$ est la valeur moyenne déterminée à partir de :

$$\overline{\phi(x,t)} = \frac{1}{N}\sum_i^N \phi^i(x,t) \tag{3.42}$$

ϕ'est la partie fluctuante par $\overline{\phi'} = 0$

On se rappelle du système d'équations de Navier-Stokes sous sa forme incompressible et stationnaire composé des équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement. En utilisant la convention d'Einstein pour la notation mathématique, le système s'écrit :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \\ \rho u_j \dfrac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\dfrac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \dfrac{\partial}{\partial x_j}\left(\dfrac{\partial u_j}{\partial x_i} + \dfrac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) \end{cases} \tag{3.43}$$

Afin de faciliter la suite du développement, le terme de convection de la deuxième équation va être réécrit en utilisant la conservation de la masse comme :

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(u_j u_i\right) - u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(u_j u_i\right) \tag{3.44}$$

L'injection des équations (3.41) et (3.44) dans les équations de Navier-Stokes moyennées en utilisant le résultat (3.43) nous conduit au système :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \\ \rho \dfrac{\partial}{\partial x_j}\left(U_j U_i + \overline{u_j' u_i'}\right) = -\dfrac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \dfrac{\partial}{\partial x_j}\left(\dfrac{\partial U_j}{\partial x_i} + \dfrac{\partial U_i}{\partial x_j}\right) \end{cases} \tag{3.45}$$

Qui peut être réécrit une dernière fois en utilisant l'équation (3.44) dans le sens inverse. On obtient alors les équations RANS sous leur forme la plus courante :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \\ \rho U_j \dfrac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\dfrac{\partial P}{\partial x_i} + \dfrac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu\left[\dfrac{\partial U_j}{\partial x_i} + \dfrac{\partial U_i}{\partial x_j}\right] - \overline{\rho u_j' u_i'}\right) \end{cases} \tag{3.46}$$

Cette décomposition est substituée dans le système d'équation (3.36). Ensuite on moyenne les expressions obtenues en supposant que les opérations de moyenne et les autres opérateurs différentiels sont permutables. On néglige enfin tout ce qui est moyenne de la partie fluctuante pour toutes les variables, pour obtenir les équations moyennées suivantes:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \overline{U_\iota}}{\partial x_i} = 0 \\ \rho \overline{U_J} \dfrac{\partial \overline{U_\iota}}{\partial x_j} = -\dfrac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \dfrac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu \dfrac{\partial \overline{U_\iota}}{\partial x_j} - \rho \overline{u_\iota u_J}\right] + f_i \;\; pour: i = 1,2,3 \end{cases} \tag{3.47}$$

Les différents termes de l'équation de quantité de mouvement représentent:

$\rho \overline{U_J} \frac{\partial \overline{U_\iota}}{\partial x_j}$: la convection, $-\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i}$: le terme source dû au gradient de pression, $\frac{\partial}{\partial x_j} \mu \frac{\partial \overline{U_\iota}}{\partial x_j}$: la diffusion moléculaire, $\frac{\partial}{\partial x_j} - \rho \overline{u_\iota u_j}$: la diffusion turbulente, f_i: le terme source dû aux forces à distance (pesanteur). Les équations pour les vitesses fluctuantes servent pour la détermination des équations pour les moments d'ordre supérieurs. Elles s'obtiennent en faisant la différence entre les équations originelles et leur version moyennées. On obtient:

$$\overline{U_j} u_{i,j} = -u_j \overline{U}_{i,j} - u_j u_{i,j} - \frac{1}{\rho} \bar{p}_{,i} + v\left(u_{i,j} + u_{j,i}\right)_{,j} + \overline{u_\iota u_j}_{,j} \tag{3.48}$$

III.5.2. Equations de transport pour les contraintes de Reynolds

Pour obtenir les équations de transport pour les contraintes de Reynolds *UiUj*, on multiplie l'équation 3.9 par *ui* avant d'en prendre la moyenne. On obtient:

$$\underbrace{\overline{U_k}\frac{\partial\overline{u_\iota u_J}}{\partial x_k}}_{(1)} = -\underbrace{\left[\overline{u_J u_k}\frac{\partial\overline{U_\iota}}{\partial x_k} + \overline{u_\iota u_k}\frac{\partial\overline{U}_j}{\partial x_k}\right]}_{(2)} + \frac{\partial}{\partial x_k}\left[\underbrace{-\overline{u_\iota u_j u_k}}_{(3)} - \underbrace{\overline{\frac{P}{\rho}\left(\delta_{\iota k}u_J + \delta_{Jk}u_\iota\right)}}_{(4)} + \underbrace{\upsilon\frac{\partial\overline{u_\iota u_J}}{\partial x_k}}_{(5)}\right] + \underbrace{\overline{\frac{P}{\rho}\left(\frac{\partial u_\iota}{\partial x_J} + \frac{\partial u_J}{\partial x_\iota}\right)}}_{(6)} - \underbrace{2\upsilon\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{(7)} \quad (3.49)$$

L'interprétation physique suivante peut être donnée aux différents termes:

(1): convection de la corrélation par l'écoulement moyen

(2): production par interaction entre le champ turbulent et l'écoulement moyen

(3) : diffusion turbulente due aux fluctuations de vitesse

(4) : diffusion turbulente due aux fluctuations de pression

(5) : diffusion visqueuse

(6): redistribution de l'énergie cinétique turbulente entre les corrélations vitessevitesse,(retour à l'isotropie pour les corrélations normales)

(7) : dissipation visqueuse

Le terme de dissipation visqueuse est généralement représenté sous la forme tensorielle suivante:

$$\varepsilon_{ij} = 2\upsilon\overline{\frac{\partial u_J}{\partial x_k}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}} \quad (3.50)$$

ε_{ij} est appelé taux de dissipation de la corrélation $\overline{u_\iota u_J}$

III.5.3. Equation de transport pour l'énergie turbulente

L'équation de transport pour l'énergie turbulente s'obtient en faisant la somme des équations de Reynolds pour les termes$\overline{u_\iota u_J}$. On obtient :

$$\underbrace{\overline{U_k}\frac{\partial k}{\partial x_k}}_{(1)} = -\underbrace{\left[\overline{u_\iota u_k}\frac{\partial\overline{U_\iota}}{\partial x_k}\right]}_{(2)} + \frac{\partial}{\partial x_k}\left[\underbrace{-\overline{u_\iota u_\iota u_k}}_{(3)} - \underbrace{\overline{\frac{P}{\rho}u_k}}_{(4)} - \underbrace{\upsilon\frac{\partial k}{\partial x_k}}_{(5)}\right] - \underbrace{\upsilon\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial u_i}{\partial x_k}}_{(6)} \quad (3.51)$$

L'interprétation physique suivante peut être donnée aux différents termes:

(1): convection de la corrélation par l'écoulement moyen

(2): production d'énergie par l'écoulement moyen. Il exprime le transfert d'énergie de l'écoulement moyen vers la partie turbulente.

(3): diffusion turbulente due aux fluctuations de vitesse

(4): diffusion turbulente due aux fluctuations de pression

(5) : diffusion visqueuse

(6): dissipation isotrope de l'énergie turbulente, notée **ε**

III.5.4. Equation de transport pour le taux de dissipation turbulente

Une dernière équation de transport est généralement utilisée dans les différents modèles de turbulence. Elle se déduit également des équations de Navier-Stokes. Il s'agit de l'équation de transport pour le taux de dissipation isotrope **ε** :

$$\underbrace{\overline{U_k}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k}}_{(1)} = \underbrace{-2\upsilon\left[\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_J}\frac{\partial u_k}{\partial x_J}} + \overline{\frac{\partial u_J}{\partial x_\iota}\frac{\partial u_J}{\partial x_k}}\right]\frac{\partial \overline{U_\iota}}{\partial x_k} - 2\upsilon\overline{u_k}\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_J}\frac{\partial^2 \overline{U_\iota}}{\partial x_j \partial x_k}}}_{(2)} - \underbrace{2\,\upsilon\left[\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_k}{\partial x_j}\right]}_{(3)} - \frac{\partial}{\partial x_k}\Bigg[\underbrace{\overline{u_k \varepsilon'}}_{(4)} +$$

$$\underbrace{\overline{2\frac{\upsilon}{\rho}\frac{\overline{\partial p}}{\partial x_J}\frac{\partial u_k}{\partial x_J}}}_{(5)} - \underbrace{\upsilon\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k}}_{(6)}\Bigg] - \underbrace{2\upsilon^2\overline{\left(\frac{\partial^2 u_\iota}{\partial x_k \partial x_k}\right)^2}}_{(7)} \qquad (3.52)$$

La signification des différents termes est la suivante:

(1): convection par l'écoulement moyen

(2): production par l'écoulement moyen

(3): production par le mouvement turbulent

(4) : diffusion turbulente due aux fluctuations de vitesse

(5): diffusion turbulente due aux fluctuations de pression

(6): diffusion moléculaire

(7) : dissipation visqueuse de la dissipation

III.5.5. Le problème de fermeture

Le traitement statistique a fait apparaître de nouveaux termes dans les équations de Navier-Stokes. Il s'agit des corrélations doubles qui forment le tenseur de Reynolds. Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, il apparaît des tensions turbulentes $\rho\overline{u_J' u_\iota'}$ appelées aussi tensions de Reynolds qui représente en quelque sorte la moyenne du taux de transfert de la quantité de mouvement due à la turbulence. En trois dimensions, on le note :

$$\tau_{Re} = \rho\overline{u_J' \mathrm{u}_\iota'} = \rho\begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'^2} \end{pmatrix} \qquad (3.53)$$

Ce terme est issu de la non-linéarité du terme de convection des équations de Navier-Stokes. Il s'accompagne en plus de l'ajout d'un certain nombre d'inconnues additionnelles. Ce demier terme est interprété comme un flux de chaleur turbulent. Le tenseur étant symétrique, le nombre d'inconnues supplémentaires est de 6 pour les problèmes tridimensionnels. Cet ajout

d’inconnues sans ajout d’équations aboutit au problème dit problème de fermeture, Le système d'équations est alors ouvert. Résoudre le problème de fermeture consiste à trouver des relations permettant de relier ces nouveaux termes aux grandeurs moyennes. La fermeture du système peut être réalisée à l'aide de certains modèles basés sur des hypothèses approchant le plus possible les caractéristiques de la turbulence. Voir au Tableau 3.1. Il faudra donc naturellement trouver de nouvelles équations pour résoudre le système.

Tableau III. 1: Illustration du probléme de fermeture [120]

	Nombre d’équations	Nombre d’inconnues	
		Propriétés de l’écoulement moyen	Tenseur de Reynolds
1D	2	2	1
2D	3	3	3
3D	4	4	6

L’approche la plus répandue pour traiter des tensions de Reynolds est de les modéliser grâce à des hypothèses fortes quant à la nature de l’écoulement.

III.6. Modèles de la turbulence par l’approche RANS

Un modèle de turbulence est nécessaire pour fermer le systéme d’équation de Reynolds, le but de la modélisation, c’est la détermination de la tension $\overline{u_\iota u_j}$ et la corrélation $\overline{u_\iota \theta}$ [121]. On l’appelle méthode (RANS). Il existe plusieurs types de modèle de turbulence en fonction de nombre d’équation de supplémentaire du mouvement fluctuant ajoutées aux équations de conservation moyennées. On distingue :

- Modèle à zéro équation.
- Modèle à une équation.
- Modèle à deux équations.
- Modèle à N≥2 équations.

Les modèles à deux équations présentés dans cette section sont les modèles les plus répandus tant dans le milieu de la recherche que dans le milieu industriel au sein de l’approche RANS. On en vient a une définition de la viscosité turbulente indépendante de l avec un coéfficient de modélisation C_μ

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{3.54}$$

Les deux grande familes de modèle à deux équations sont les modéles k- ε et les modéles k-w.

III.6.1 Modèle k-ε

Le modèle standard k-ε est un modèle semi-empirique basé sur les équations de transport pour l'énergie cinétique de turbulence (k) et son taux de dissipation (ε). Dans ce modèle, on a supposé que l'écoulement est pleinement turbulent, et les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables. C'est un modèle numériquement stable et robuste, il est meilleur pour les écoulements éloignés des parois. Le modèle *k* - ε est basé sur l'hypothèse de Boussinesq [122]. Cette hypothèse relie les contraintes de Reynolds aux gradients de vitesse moyenne par l'intermédiaire du concept de viscosité turbulente:

$$-\overline{u_i \cdot u_j} = v_t \cdot \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3} k \delta_{i,j} \tag{3.55}$$

D'une longueur et d'une vitesse caractéristiques des structures dissipatives. Elle est donnée par la formule:

$$v_t = \frac{C_\mu \cdot k^2}{\varepsilon} \tag{3.56}$$

L'énergie cinétique de turbulence k et son taux de dissipation ε sont déduites à partir des équations de transport correspondantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + P_k - \rho\varepsilon \\ \frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\right] + \frac{\varepsilon}{k}(C_{1\varepsilon} P_k - C_{2\varepsilon}\rho\varepsilon) \end{cases} \tag{3.57}$$

Où : $\sigma_k$et σ_ε sont appelées nombres de Prandtl ; P_k caractérise la génération d'énergie cinétique turbulente issue de gradient de vitesse moyenne, et des effets de la pesanteur. $C_{1\varepsilon}$et $C_{2\varepsilon}$sont des constantes.

Les constantes impliquées dans ce modèle, que l'on souhaite les plus universelles possibles :

$C_\mu = 0{,}09$: Loi logarithmique en paroi ; $C_{1\varepsilon} = 1{,}44$: Déformation ou cisaillement uniforme ; $C_{2\varepsilon} = 1{,}92$:Décroissance turbulente isotrope ; $\sigma_k = 1$; $\sigma_\varepsilon = 1.3$

Ces valeurs ont été déterminées à partir des expériences. Ils ne se sont pas avérés très performants aux voisinages des parois et les écoulements fortement cisaillés, d'où le recours à d'autres modèles.

III.6.2 Modèle de fermeture K-w

Ce modèle repose sur l'utilisation d'une échelle caractéristique des gros tourbillons, et sur la même linéarité entre la viscosité turbulente et le cisaillement du champ moyen. La viscosité turbulente est donnée dans ce cas par la relation suivante :

$$\mu_t = \alpha \frac{\rho k}{\omega} \tag{3.58}$$

Où α est un coefficient permettant de diminer l'influence de la viscosité turbulente en effectuant une correction ''bas-Reynolds'' [123]. Les équations de ransport pour k et ω sont :

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + G_k - Y_k \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\Gamma_\omega \frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + G_\omega - Y_\omega \end{cases} \tag{3.59}$$

III.6.3 Modèle de k–w SST (Shear Stress Transport)

Le modèle k–ω SST allie la puissance du modéle k-w pour prédire les écoulements de couche limité et celle du modèle k–ε pour prédire les écoulements libres. Le principe du modèle réside dans l'application du modèle k–ω ou du modèle k–ε (adapté pour les variables k–ω) en fonction de la position dans l'écoulement. Le modèle k–ω est appliqué en proche paroi, Le modèle k–ε en zone libre et une combinaison proportionnelle des deux dans la zone de transition. La fonction F_1 prend une valeur unitaire dns l zone de proche paroi et une valeur nulle dans la zone libre. On obtient donc les équations suivantes pour les deux variables turbulentes du modèle :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = P - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_k \mu_t)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{3.60}$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\upsilon_t} P - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + 2(1 - F_1)\frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \tag{3.61}$$

Avec P le terme de production qui s'exprime comme suit :

$$P = \tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \; ; \; \tau_{ij} = \mu_t\left(2S_{ij} - \frac{2}{3}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij}\right) - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \; ; \; S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$$

Où F1 est la fonction de fusion (F1 = 1 à l'intérieur de la couche limite et 0 dans le flux libre) définie comme suit :

$$F_1 = tanh(arg_l^4) \; arg_l = min\left[max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\upsilon}{d^2 \omega}\right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{kw} d^2}\right] \tag{3.62}$$

avec CD_{kw} un terme de diffusion croisée issu du modèle k–ε

$$CD_{k\omega} = max\left(2\rho\sigma_{\omega 2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20}\right) \quad (3.63)$$

Les constantes de chaque modèle sont aussi pondérées. Si ϕ représente n'importe laquelle de ces constances, On applique la relation suivante :

$$\phi = F_1\phi_1 + (1 - F_1)\phi_2 \quad (3.64)$$

L'indice 1 fait référence aux constantes du modèle k–ω de Wilcox alors que l'indice 2 fait référence aux constantes du modèle k–ε. L'ensemble des constantes nmériques utilisées sont définies de la maniére suivante [123] :

$\beta^* = 0.09$; $\kappa = 0.41$; $\alpha_1 = 0.31$; $\sigma_{k1} = 0.85$; $\sigma_{\omega 1} = 0.5$; $\beta_1 = 0.075$; $\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 1}\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}$

$\sigma_{k2} = 1.0$; $\sigma_{\omega 2} = 0.856$; $\beta_2 = 0.0828$; $\gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 2}\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}$.

III.7. Résolution numérique des équations (EDP)

III.7.1 Choix de la méthode numérique

Les equations aux derivées partielles (EDP) regissent le probleme d'un ecoulement avec transfert de chaleur des nanofluides (eqs, 3.33 et 3.46) sont non lineaires et couplées. Par conséquent, elles ne peuvent pas etre résolues analytiquement. Des méthodes numériques discrétisent les EDP pour obtenir finalement un système sur une grille spatiale afin de les ramener à un système d'équations algébriques et différentielles non-linéaire facile à résoudre. Deux grandes familles de méthodes de discrétisation spatiale permettent de résoudre les équations de Navier-Stocks : la méthode des éléments finis et la méthode des volumes finis. [124]. Dans notre étude nous choisissons la méthode des éléments finis pour discrétiser les équations de transport exposées dans ce chapitre. Cette méthode s'articule sur l'approximation des solutions. Selon cette méthode on cherche une solution approchée à partir des équations exactes. Les solutions sont écrites comme des séries de fonctions tronquées aux ordres de précisions désirées.

La technique des éléments finis est similaire à celle des volumes finis pour la discrétisation : maillage non structuré, avec pour volume de contrôles élémentaires des tétraèdres ou hexaèdres en 3-D. Sur chaque des volumes, on introduit une fonction de pondération, généralement, un polynôme de degré plus élevé, avant d'intégrer les équations de conservation. La solution s'obtient alors par minimisation du résidu. Parmi les avantages de cette approche, retenons l'étude des géométries très compliqués, et la formalisation permettant

de développer un certain nombre de résultats mathématiques.Le logiciel utilisé pour cette étude est le logiciel Comsol Multiphysics. Comsol utilise la technique des éléments finis pour résoudre les équations aux dérivées partielles présentées ci-dessus.

III.7.2 Discrétisation des EDP

On obtient une formulation variationnelle du problème en multipliant chaque équation différentielle par des fonctions tests. Ces fonctions tests sont éléments de l'espace *V* qui a la forme suivante:

$$V = \{\phi \in H^1(\Omega) | \ \phi|_{\Gamma_D} = 0\} \tag{3.65}$$

Où $\Gamma_D$est la partie du bord de **Ω** où l'on impose des conditions de Dirichlet. Les conditions aux limites à imposer aux fonctions tests sont à mettre en relation avec les conditions aux limites pour les variables correspondantes. Ensuite, on intègre chacune des équations sur le domaine **Ω** On intègre par partie les termes d'ordre deux afin d'en réduire l'ordre, ceci revient à utiliser une formule de Green. Notons que l'imposition de conditions aux limites de type Dirichlet ou Neumann homogènes fait disparaître les termes de bord provenant de la formule de Green. Par exemple, pour l'équation de l'énergie cinétique turbulente, on aura la formulation variationnelle suivante [124]:

$$\int_\Omega \rho \frac{\partial y}{\partial x} \phi \, d\,\Omega + \int_\Omega \rho u \cdot \nabla k \, \phi \, d\Omega - \int_\Omega \tau : \nabla u \phi d\Omega + C_D \int_\Omega \rho \frac{k^{3/2}}{l} \phi d\Omega + \int_\Omega \mu^* \nabla k . \nabla \phi d\Omega = 0 \tag{3.66}$$

III.7.2.1 Discrétisation spatiale

La formulation variationnelle de la section précédente, nous amène à travailler dans des espaces vectoriels de dimension finie pour lesquels on peut assez facilement expliciter une base. Cela nous permet d'écrire la solution comme combinaison linéaire des éléments de la base. Pour construire ces sous-espaces de dimension finie, on utilise la méthode des éléments finis. Les espaces d'approximation sont générés par des fonctions ayant un support restreint à quelques éléments adjacents.

Pour mettre en oeuvre la méthode, on commence donc par trianguler le domaine, c'est-à-dire à le partitionner en triangles. On appelle *T* (ne pas confondre avec la température, aussi notée *T)* un élément générique de cette triangulation, et T_h la triangulation. L'élément retenu pour l'étude est le $P_1 - P_1 iso P_2$ (voir la figure lb).

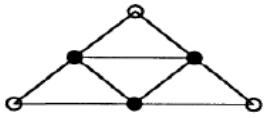


Figure 1b: element P1isoP2.
○ : ddl en U, T, k, p, ρ
● : ddl en U

Figure III. 2 : element P1 iso P2 [125]

On construit une triangulation $T_{h/2}$ à partir de T_h de la façon suivante : chaque élément est sous-divisé en quatre sous-élérnents par les milieux des arêtes. On définit les espaces d'approximation1 suivant:

$$V_h = \left\{\rho_h \in V | \rho_h \in C^0(\Omega), \forall \mathrm{T} \in \mathrm{T_h}, \rho_{\mathrm{h|T}} \in \mathrm{P^1(T)}\right\} \subset \mathrm{V};$$

$$Z_h = \left\{T_h \in Z | T_h \in C^0(\Omega), \forall \mathrm{T} \in \mathrm{T_h}, \mathrm{T_{h|T}} \in \mathrm{P^1(T)}\right\} \subset \mathrm{Z};$$

$$U_h = \left\{u_h \in U | u_h \in \left(C^0(\Omega)\right)^2, \forall \mathrm{T} \in \mathrm{T_{h/2}}, \mathrm{u_{h|T}} \in \left(\mathrm{P^1(T)}\right)^2\right\} \subset \mathrm{U};$$

$$K_h = \left\{k_h \in K | k_h \in C^0(\Omega), \forall \mathrm{T} \in \mathrm{T_h}, \mathrm{k_{h|T}} \in \mathrm{P^1(T)}\right\} \subset \mathrm{K}$$

où $P^1(T)$ désigne l'espace des polynomes de degré au plus 1 surT. Ces espaces d'approximation sont utilisés dans la formation variationnelle des équations de Navier-Stockes, avec les espaces V,Z,U,K, associés aux variables ρ,T,u,k respectivement. Mais on restreint l'approximation aux sous-espaces V_h, Z_h, U_h, K_h pour chaque variable, respectivement.

De ces espaces, on peut alors définir des fonctions de base sur chaque triangle du maillage $(\phi_i)_{i=1,2,3}$. On a, à chaque nœud du triangle, unefonction de base valant 1 en ce nœud et s'annulant aux autres nœuds. L'intérêt de la formulation en élément finis provient du caractére local des fonctions de base ϕ_i,dont le support est construit sur le maillage et s'étend à quelques adjacents seulement. Un autre avantage important de ces fonctions est de s'adapter sans difficulté aux géométries lesplus complexes et de permettre de raffiner les calculs dans les zones sensibles. Les fonctions deV_h, Z_h, U_h et K_h sont des combinaisons linéaires des fonctions de base et leur valeur en un point d'un triangle est définie par interpolation. Ainsi,

si on note $(f_i)_{i=1,2,3}$ les valreurs d'une fonction f aux3sommets d'un triangle, sa valeur en un point (x, y)du triangle est obtenue en 2 étapes :

1. Déterminer les coordonnés barycentriques du point (x, y) en résolvant :

$$\phi_1 x_1 + \phi_2 x_2 + \phi_3 x_3 = x$$
$$\phi_1 y_1 + \phi_2 y_2 + \phi_3 y_3 = y$$
$$\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 = 1$$

   où (x_i, y_i)sont les coordonnés des sommetsd'un triangle.

2. Calculer $f$par interpolations :

$$f = \phi_1 f_1 + \phi_2 f_2 + \phi_3 f_3$$

La résolution du systéme dont les equations sont données par la forme variationnelle restreinte aux espaces d'approximation, nécessite le calcul de résidu.Afin d'obtenir les résidus, il faut évaluer les intégrales de la forme variationnelle. Puisque les approximations de ρ, u et k sont des combinaisons linéaires des fonctions de base, calculer ces intégrales est relativement simple. à titre d'exemple, détaillons le calcul de $\int_\Omega \rho_h u_h \cdot \nabla k_h \phi_h d\Omega$ pour des approximationsρ_h,u_h,k_h, et la fonction de base ϕ_h. On a:

$$\int_\Omega \rho_h u_h \cdot \nabla k_h \phi_h d\Omega = \sum_{T \epsilon \Omega} \int_T \rho_h u_h \cdot \nabla k_h \phi_h dT \qquad (3.68)$$

et

$$\int_T \rho_h u_h \cdot \nabla k_h \phi_h dT = \int_T \rho_h u_h^1 \frac{\partial k_h}{\partial x} \phi_h dT + \int_T \rho_h u_h^2 \frac{\partial k_h}{\partial y} \phi_h dT \qquad (3.69)$$

Nous allons, détailler le calcul d'une des 2 intégrales, l'autre étant identique. Mais auparavant, voyons comment calculer$\frac{\partial k_h}{\partial x}$. On a $k_h|_{t=(n+1)\Delta t} = k_1\phi_1 + k_2\phi_2 + k_3\phi_3$ où k_i et ϕ_i sont les fonctions de base et les valeurs de k_h pour les 3 sommets du triangle et donc,

$$\frac{\partial k_h}{\partial x} = k_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial x} + k_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial x} + k_3 \frac{\partial \phi_3}{\partial x} \qquad (3.70)$$

On obtient les dérivées des fonctions de base via l'équation (3.70) En effet, ce systéme s'écrit :

$$A\phi = (x\ y\ 1)^t \qquad (3.71)$$

d'où $A^{-1}\phi = (x\ y\ 1)^t$ et donc$\frac{\partial \phi_i}{\partial x}$, $\frac{\partial \phi_i}{\partial y}$, $i = 1,2,3$ car on a une relation linéaire explicite entre x,y et ϕ. Revenons maintenant au calcul de$\int_T \rho_h u_h^1 \frac{\partial k_h}{\partial x} \phi_h dT$. Puisque$\rho_h, u_h^1, k_h, \phi_h$ sont

tous de polynomes de degré 1 sur T, le produit $\int_T \rho_h u_h^1 \frac{\partial k_h}{\partial x} \phi_h$ est un polynome de degré 3 en ϕ_i . Or on peut montrer que :

$$\int_T^{n1} \phi_1^{n1} \phi_2^{n2} \phi_3^{n3} dT = 2|T| \frac{n_1! n_2! n_2!}{(n_1+n_2+n_3+2)!} \quad (3.72)$$

Ce qui nous permet de compléter le calcul. Il convient de remarquer que la valeur ainsi obtenue est la valeur exacte de l'intégrale.

III.7.2.2 Discrétisation temporelle

Soit Δt le pas de temps, On note ω^n la valeur de ω au temps $t = n\Delta t$ (n =0,1, 2,…), et on approxime lesdérivées temporelles apparaissant dans leséquations de la formulation variationnelle à l'aide du schéma d'Euler implicite [126].

$$\left.\frac{\partial \omega}{\partial t}\right|_{t=(n+1)\Delta t} = \frac{\omega^{n+1}-\omega^n}{\Delta t} + O(\Delta t) \quad (3.73)$$

Afin d'accélérer les calculs dans les cas stationnaires, on introduit un faux pas de temps. C'est un vecteur $\Delta t(i)$ (pas de temps local), dont les valeurs sont données à partir d'une analyse de stabilité pour une équation de convection-diffusion discrétisée à l'aide d'un schéma d'Euler explicite [126]. Le schéma temporel doit alors etre vu comme une méthode de relaxation dont le but est d'améliorer le conditionnement du systéme d'équation, et donc réduire le temps de résolution. Il convient d'insister sur le fait que ceci n'est valide que pour le calcul de solutions stationnaires.

Dans le cas contraire, toutes les entrées du vecteur $\Delta t(i)$doivent etre égales à une constante Δt. Cependant, le conditionnement est si élevé pour un grand systéme d'équations qu'il est nécessaire de recourrir à une méthode de sous-pas afin de faire converger les solveurs itératifs pour les systémes d'équations non-linéaires.La méthode utilisée consiste à se donner un pas de temps global, une constante Δt_g ,un vecter de pas de temps locaux $\Delta t(i)$et avancer d'un pas Δt_g par petites pas proportionnels à $\Delta t(i)$. L'algorithme a la forme suivante :

- Fixer la constante Δtg , le vecteur $\Delta t(i)$et le facteur α
- Boucle de temps globale
- Initialisation du temps local cumulé $\Delta t_{cum}(i) = 0$
- Initialisation du temps local $\Delta t_{loc}(i) = \Delta t(i)$
- Boucle de temps locale
- Poser $d(i) = \Delta t_{cum}(i) + \Delta t_{loc}(i)$

- Projeter $d(i)$dans l'intervalle $[0, \Delta t_g]$
- Poser $\Delta t_{loc}(i) = d(i) - \Delta t_{cum}(i)$
- Incrémenter $\Delta t_{cum}(i)$ de $\Delta t_{loc}(i)$
- Résolution du systéme avec $\Delta t_{loc}(i)$
- Augmenter $\Delta t_{loc}(i)$d'un facteur α
- Fin de boucle locale interne si$\Delta t_{cum}(i) = \Delta t_g$, ∀i

Cette méthode nous permet de controler le conditionnement du systéme et donc de faciliter la convergence. De plus,le parametre α offre la possibilité de diminuer de facon significative le temps de résolution enaugmentant le pas de temps local deconcert avec la diminution du nombre effectif d'équations à résoudre dans la boucle interne.

III.7.2.3 Discrétisation temporelle pour l'équation en κ

L'équation pouur l'énergie cinétique turbulente κ, est résolue d'une manière indépendante des quatre équations formant le systéme de Navier-Stockes. Il est justifié de faire un tel découpage car, d'une part , il y a peu d'interaction entre κ et les autres variables, et d'autre part, le terme de dissipation, $[C_D k^{3/2}/l]$, pose des difficultés numériques qu'il convient d'isoler. On résout l'équation en κ par une méthode de type fractionnaire. Elle consiste à séparer larésolution en deux étapesl'application du schéma d'Euler implicite :

$$\rho\left(\frac{k^{n+1}-k^n}{\Delta t}\right) + \rho u \cdot \nabla k^n - \tau : \nabla u + C_D \rho \frac{{k^n}^{3/2}}{l} - \nabla \cdot (\mu^* \nabla k^n) = 0 \qquad (3.74)$$

On introduit une variable temporaire $\check{k}$:

$$\rho \frac{(k^{n+1}-\check{k})+(\check{k}-k^n)}{\Delta t} + \rho u \cdot \nabla k^n - \tau : \nabla u + C_D \rho \frac{{k^n}^{3/2}}{l} - \nabla \cdot (\mu^* \nabla k^n) = 0 \qquad (3.75)$$

Maintenant, on résoui cette équation en deux étape.

1. Etape de convection :

$$\frac{(\check{k}-k^n)}{\Delta t} + u \cdot \nabla k^n = 0 \qquad (3.76)$$

2. Etape de diffusion :

$$\rho \frac{(k^{n+1}-\check{k})}{\Delta t} - \tau : \nabla u + C_D \rho \frac{{k^n}^{3/2}}{l} - \nabla \cdot (\mu^* \nabla k^n) = 0 \qquad (3.77)$$

L'étape de convection est résolue par la méthode des caractéristiquesexplicites, tandis que l'étape de diffusion est résolue à l'aide d'un schéma d'Euler implicite.

La méthode des caractéristiques appliquée à l'équation (3.76),revient à résoudre

$\frac{dX}{dt^n} = g(x)$ Où $g(x) = \begin{pmatrix} -u(x,y) \\ -v(x,y) \end{pmatrix}$ avec $x(t^n = 0) = x_0$ et $y(t^n = 0) = y_0$

Le point (x_0, y_0) est le point de départ de la remontéée de la caractéristique. La résolution de ce systéme fournit l'accroissement des variables le long des caractéristiques. Les coordonnées des points résultants $\big(x(\Delta t), y(\Delta t)\big)$sont les coordonnées du pied de la caractéristique. Ensuite, on cherche dans quel élément se retrouve le point$\big(x(\Delta t), y(\Delta t)\big)$, et à l'aide d'un polynome d'interpolation, on calcule une valeur approchée pour chaque variable remontée par la caractéristique.

III.7.3 Résolution du système d'équations

Pour trouver le champ d'écoulement et le champ thermique, on doit donc résoudre le système d'équations. Néanmoins deux problèmes se posent pour cette résolution. La première est que les coefficients Ap, Ae, Aw, An et As des équations discrétisées de quantité de mouvement suivant X et Y dépendent des variables U et V (équations non linéaires), et la deuxième est que les termes sources des équations discrétisées de quantité de mouvement contiennent un gradient de pression. L'algorithme de résolution est la méthode de résolution des équations discrétisées. Une résolution directe de toutes les équations en même temps menant normalement à la divergence du calcul en raison du terme de pression. Des algorithmes découplant pression et vitesses ont été mis au point. L'algorithme SIMPLE proposé en 1972 par Patankar & Spalding, cité par Versteeg & Malalasekera (1995), ont proposé (*semi-implicit method for pressure-linked equations*). Il s'agit d'une méthode qui, sur la base de variables supposées, résout d'abord les équations de moments (deuxième loi de Newton) pour déterminer des corrections des vitesses. Ensuite, une équation dérivée de la conservation de la masse est résolue pour déterminer une correction de la pression. Les vitesses et la pression sont alors corrigées. Enfin, les équations restantes sont résolues pour déterminer les autres variables (variables de turbulence, fraction volumique, *etc*.). Les variables obtenues selon cette procédure sont alors injectées en entrée d'algorithme jusqu'à la convergence [126].

Dans les problemes impliquant un ecoulement de fluide, les termes de convection jouent un role tres importants. La qualite des resultats, ainsi que la convergence du calcul, dependent grandement de l'estimation de cette grandeur. Il existe plusieurs methodes d'approximation de ces termes (Upwind, power law, QUICK, etc.) de précision variable (premier ou second ordre generalement). Par exemple, le schema Upwind correspond a` un schema du premier

ordre, donc moins precis qu'un schema du second ordre, mais tr`es stable. Au contraire, l'utilisation de sch´emas du second ordre peut entrainer dans certains cas des probl`emes de convergence. On pourra alors dans ce cas entamer le calcul a` partir d'un sch´ema du premier ordre, puis dans une deuxi`eme ´etape, r´ealiser un calcul bas´e sur les r´esultats de ce calcul en utilisant cette fois un sch´ema du second ordre. Les risques d'oscillations de la solution sont diminu´es par cette proc´edure.

Une ´etape importante lors d'un calcul est l'observation de la convergence de ce calcul. Ceci peut ˆetre r´ealis´ a` partir du trac´e des r´esidus pour chaque ´equation `a r´esoudre par le code. Le but de cette section est de pr´esenter bri`evement la notion de r´esidu, et les am´eliorations possibles a` apporter pour atteindre une bonne convergence. Le code Comsol propose différentes méthodes pour accélérer la convergence. La convergence devient plus rapide si les conditions initiales sont bien estimées.

La résolution numérique de type CFD nécessite un processus itératif. Les critères de convergence sont utilisés pour estimer la convergence du processus itératif. La convergence du processus itératif est déterminée par le concept du résidu. Les équations de bilan de masse et d'enthalpie sont dites convergées lorsque toutes les equations présentent un résidu inferieur à un seuil normalisé fixé. Après l'étape de discrétisation, l'équation de conservation d'une variable Φ donnée sur une cellule de centre P peut s'exprimer comme suit :

$$a_p \Phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + b \qquad (3.79)$$

Ou $a_p$et a_{nb} représentent la contributions convectives et diffusives, L'indice nb estlie aux centres des cellules adjacentes, b représente la contribution de la partie constante du terme source Φ_{Φ}. Le résidu normalisé a alors pour expression :

$$R^{\Phi} = \sum_{cell\ p} \left| \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + b \cdot a_p \Phi_p \right| \qquad (3.80)$$

Ces expressions des résidus sont valables pour toutes les grandeurs sauf la pression. Dans le cas de cette grandeur, le résidu est déterminé à partir de l'équation de continuité:

$$R^{c} = \sum_{cell\ p} \left| \sum_{nb} taux\ de\ création\ massique\ dans\ la\ cellule\ P \right| \qquad (3.81)$$

Typiquement, la valeur seuil pour le résidu des équations de conservation de masse est prise égale à 10^{-3}, et celle correspondent à l'équation du bilan enthalpie(ou équation de l'énergie) est prise égale à 10^{-6} [126].Le critère de convergence a été basé sur la valeur résiduelle des variables calculées, la conservation de la masse, composantes de la vitesse et de l'énergie,

pour vérifier l'atteinte du régime permanent (stationnaire) pour arrêter le calcul. La convergence est vérifiée lorsque le bilan global de la chaleur et de la matière soit satisfait, c'est-à-dire lorsque l'écart de températures et les composantes de vitesse entre deux itérations est inférieur à 10^{-5}. A ce stade, le débit à l'entrée égal au débit à la sortie du canal.

À cause de la non linéarité des équations à résoudre, il s'avère la plupart du temps nécessaire de limiter la modification ΔΦ de la variable Φ entre deux itérations, sous peine que le calcul ne diverge. Pour cela, un coefficient de sous relaxation, α, est donnés par l'utilisateur pour que la variable à l'itération n+1 soit égale à la variable à l'itération n plus une fraction de la correction calculée, comme écrit dans l'équation (3.31). Ici, Φ est la variable à l'itération n+1 ; Φold, la variable à l'itération n ; ΔΦ, la correction résultante de la résolution de l'équation.

$$\Phi = \Phi_{old} + \alpha\Delta\Phi \qquad (3.82)$$

Il n'existe pas règles générale qui décrive les meilleurs valeurs des coefficients de sous-relaxation mais il existe des recommandations, pour chacune des grandeurs, souvent appuie sur des essais empiriques [127]. Des valeurs du coefficient $0 < \alpha < 1$ conduit `a la technique de sous-relaxation, et $\alpha > 1$ `a la technique de sur-relaxation.

III.8. Conclusion

La modélisation statistique des équations NAVIER Stokes a été largement utilisée pour diverses configurations. Les tensions de Reynolds doivent être spécifiées pour déterminer le champ de l'écoulement moyen. Le but de cette modélisation a été de relier les relations qui permettent le calcul des composantes des tenseurs de Reynolds à partir des caractéristiques de l'écoulement moyen afin de fermer le système d'équation. Le modèle de viscosité turbulente a été utilisé ici comme dans la majorité des simulations numériques sur le sujet, car elle permet d'obtenir des résultats rapides et acceptables. Le problème revient donc à modéliser cette viscosité turbulente.

Chapitre IV— Etude numérique de la convection forcée turbulente des nanofluides dans des géométries simples

IV.1 Introduction

Plusieurs études sont effectuées sur les nano fluides dans le domaine de transfert de chaleur dont la majorité est pour but d'évaluer les performances énergétiques des échangeurs de chaleur. Ces études ont démontré la faisabilité et la rentabilité de type de fluide. Cependant, afin d'identifier les phénomènes de transports qui apparaissent dans certains domaines industriels, la connaissance du comportement thermique du mouvement des nanofluides serait toute fois nécessaire. Ce chapitre est consacré à l'étude numérique de la convection forcée turbulente des nanofluides dans des configurations simples. Deux configurations géométriques ont été traitées dans ce chapitre : un tube simple droit à section circulaire et un coude 90°. La méthode des éléments finis adoptée par le code de calcul Comsol Multiphysics est appliquée pour résoudre le problème et l'approche monophasique a été adoptée pour analyser et évaluer le phénomène de transfert convectif des nano fluides en écoulement. Les résultats obtenus sont présentés en termes de variation du nombre de Nusselt moyen, de perte de charge et de coefficient de frottement en fonction de concentrations en nanoparticules, de nombre de Reynolds et en fonction de dimensions du tube.

IV.2 Hypothéses Simplificatrices

La représentation de tels phénomènes par des équations nécessite l'adoption des quelques hypothèses simplificatrices qui se basent généralement sur des observations expérimentales et des considérations théoriques. Afin d'aborder la résolution des équations régissant l'écoulement d'un nanofluide, relatifs à la géométrie montrée dans la figure (4.1)**.** On va adopter les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Fluide de base Newtonien visqueux et incompressible, pour les deux configurations. L'écoulement est supposé bidimensionnel, stationnaire $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0\right)$ et de régime turbulent.
- La géométrie est simple et axisymétrique. Le système de coordonnée est cylindrique(x, r, θ).

- Les transferts de chaleur par rayonnement et de masse entre les particules et le fluide sont négligeables. La dissipation visqueuse est négligeable dans l'équation de l'énergie.
- Le nanofluide est considéré newtonien, incompressible, ces propriétés thermophysiques (k, α, μ, c_P) sont toutes constantes autre que la densité, qui est estimée par l'hypothèse de Boussinesq : $\rho = \rho_0 (1-\beta (T-T0))$ [128, 129]. T_0 est la température de l'air à l'entrée du canal, β est le coefficient d'expansion thermique à pression constante et ρ_0 est la masse volumique du fluide à T_0.
- Le mélange est considéré homogène monophasique. La phase fluide et les nanoparticules sont dans un état d'équilibre thermique, et aucun mouvement relatif ne se produit entre eux (Jmai et al., 2013). En effet, la plupart des nanofluides utilisés dans le transfert de chaleur sont actuellement composés de fines particules (<50 nm) à faibles fractions volumiques, <10%. En se basant sur une étude expérimentale, Xuan et Roetzel (2000) ont proposé de considérer le nanofluide comme étant un fluide homogène à une seule phase vu que les particules pourraient facilement être fluidisées et rester en suspension durant longtemps.

IV.3 Propriétés thermophysiques des nanofluides

L'ajout des nanoparticules au fluide de base modifie ses propriétés physiques. Compte tenu de la nature continue et newtonienne du nanofluide, les corrélations choisis exprimant ; la viscosité, la masse volumique et la conductivité thermique respectivement sont les suivantes : La densité ρ_{nf} du nanofluides'exprime par [130, 131] :

$$\rho_{nf} = (1-\varphi)\rho_{bf} + \varphi\rho_{np} \quad (4.1)$$

La capacité calorifique du nanofluide selon Abu-Nada [132] est exprimée par :

$$(\rho c_P)_{nf} = (1-\varphi)(\rho c_P)_{bf} + \varphi(\rho c_P)_{np} \quad (4.2)$$

Le coefficient de dilatation thermique est calculé selon Khanafer et al, [133] :

$$(\rho\beta)_{nf} = (1-\varphi)(\rho\beta)_{fb} + \varphi(\rho\beta)_{np} \quad (4.3)$$

En ce qui concerne la viscosité, la corrélation suivante [134] est utilisée :

$$\mu_{nf} = \mu_{bf}(533.9\varphi^2 + 39.11\varphi + 1) \quad (4.4)$$

La conductivité thermique effective est déterminée en utilisant le modèle de Maxwell-Garnetts [135, 136] :

$$k_{nf} = \left[\frac{k_{np}+2k_{bf}-2\varphi(k_{bf}-k_{np})}{k_{np}+2k_{bf}+\varphi(k_{bf}-k_{np})}\right] k_{bf} \quad (4.5)$$

La diffusivité thermique du nanofluide est la suivante :

$$(\alpha)_{nf} = \frac{k_{nf}}{(\rho c_P)_{nf}} \quad (4.6)$$

Les différentes propriétés thermophysiques des nanoparticules et du fluide de base sont résumées dans le tableau suivant :

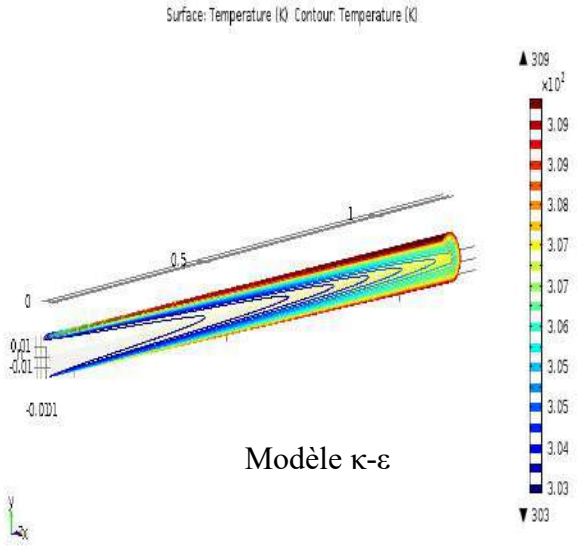
Tableau IV. 1: Propriétés thermophysiques [131, 137]

Paramètres	**Valeurs**	**Description**
ρ_f	997.1 kg/m^3	Densité de l'eau
μ_f	880.637x10^{-6} Pa.s	Viscosité dynamique de l'eau
Cp_f	4178 J/kg.k	Capacité calorifique spécifique de l'eau
K_f	0.606 W/kg.K	Conductivité thermique de l'eau
α_f	0.146x10^{-6} m^2.s	Diffusivité thermique de l'eau
ρ_p	3970 kg/m^3	Densité des nanoparticules d'Al_2O_3
	6510 kg/m^3	Densité des nanoparticules de CuO
K_p	42.34 W/m.K	Conductivité thermique des nanoparticules d' Al_2O_3
	180 W/m.K	Conductivité thermique des nanoparticules de CuO
Cp_p	750 J/kg.K	Capacité thermique spécifique des nanoparticules d' Al_2O_3
	540 J/kg.K	Capacité thermique spécifique des nanoparticules de CuO
d_w	2x10^{-3} m	Épaisseur de la paroi du tuyau
K_w	44.5 W/m.K	Conductivité thermique du tube

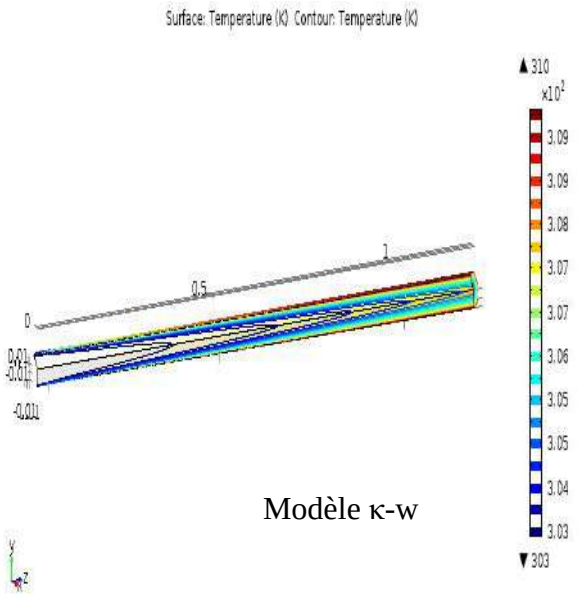
T_w	60° C	Température de la paroi du tube
l	1.2 m	Longueur du tube
D	4x10^{-2} m	Diamètre du tube
T_∞	30° C	Température du nanofluide à l'entrée du tube

IV.4 Comparaison des modèles de turbulence

Dans ce premier test, nous avons procédé à des simulations pour divers modèles de turbulence afin de voir leur influence sur la couche limite thermique ainsi que sur le panache de convection de l'eau pure dans un tube simple a section circulaire. Les simulations ci-dessous font apparaître des différences bien plus marquées au niveau du panache de convection qu'au niveau de la couche limite thermique. En effet, c'est dans ce panache que les effets de la turbulence peuvent se faire davantage ressentir du fait des instabilités qui peuvent se produire ainsi que les recirculations.



Modèle κ-ε



Modèle κ-w

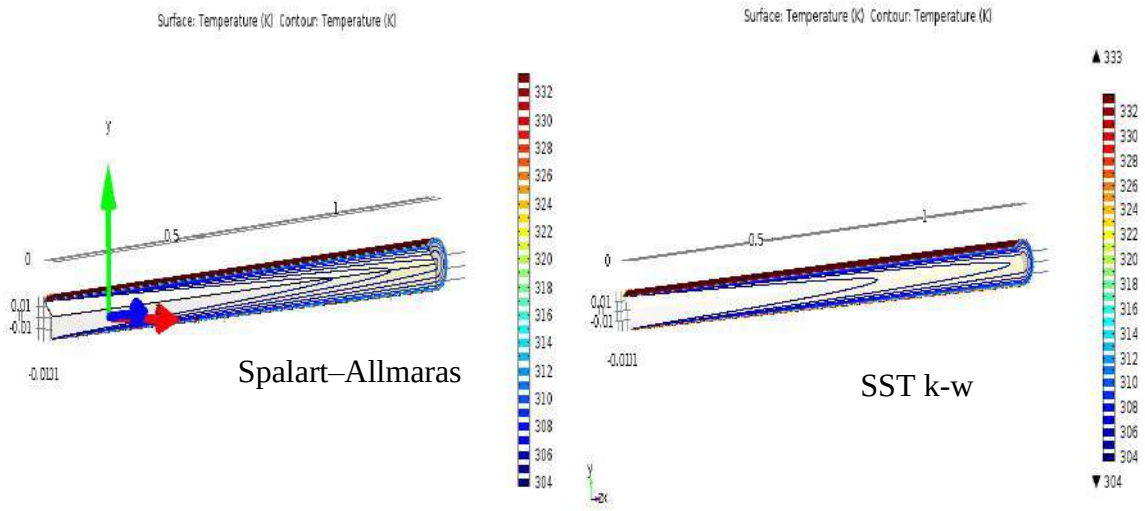


Figure IV. 1 : Résultats de simulation pour T_P=348 K et T_{inlet}=293 K avec différents modèles de turbulence (pour l'eau pure)

Nous avons également procédé à des simulations pour les deux modèles de turbulence suivant : SST k-w et *Spalart–Allmaras* afin de voir leur influence sur la couche limite thermique ainsi que sur le panache de convection pour le nanofluide Al_2O_3-eau (φ= 0.04). Les modèles k-omega et K-epsilon ne sont pas présentés ici car donnant des résultats peu exploitables.

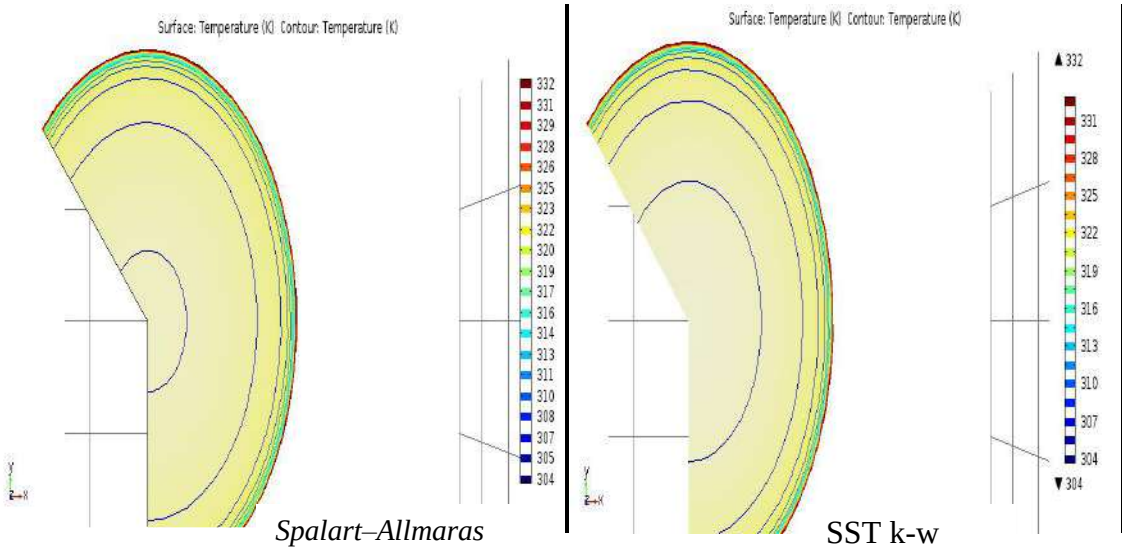


Figure IV. 2: Résultats de simulation pour T_P=348 K et T_{inlet}=293 K avec différents modèles de turbulence pour Al_2O_3-eau (φ= 0.04)

Concernant les deux modèles choisis pour cette simulation et contrairement au premier cas-test, Nous pouvons constater des différences selon le modèle de turbulence utilisé, en particulier pour le modèle *SST k-w*. En effet, les principales remarques concernent, ici

également, le panache de convection dont la forme peut être plus évasé que pour l'eau pure, notamment pour le modèle *Spalart–Allmaras*. Pour le modèle *SST,* le panache de convection oscille (avec φ), ce qui diffère de manière significative par rapport aux autres modèles. Nous nous intéressons maintenant au profil de température moyenne tracée en fonction du rayon r pour les différents modèles de turbulence considérés. Ces résultats sont comparés aux resultats théoriques.

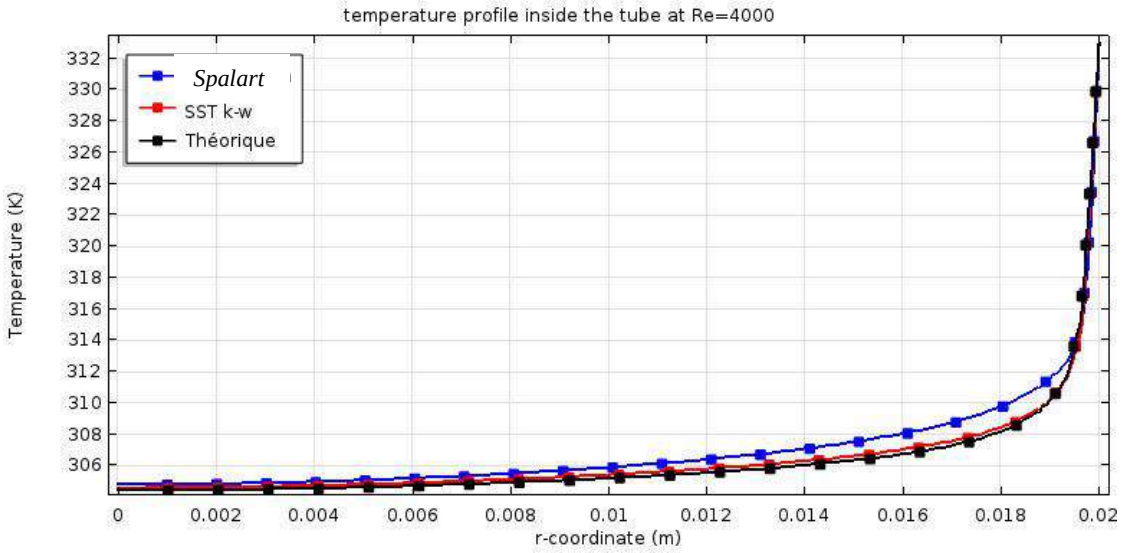


Figure IV. 3 : Évolution de la temperature moyenne en fonction de r pour divers modèles de turbulence

On peut remarquer que pour r <0.012 ou r >0.019 m, les valeurs de température sont très proches de la courbe théorique. Cela est particulièrement visible pour le modèle k-omega SST. Lorsque r varie entre 0.012 et 0.019 m, l'épaisseur de la couche thermique se défère d'un modèle a l'autre. Une sur--estimation de la temperature est observée pour le modéle Spalart Allmaras, comparativement au modèle k-omega SST, ce dernier donne des meilleurs résultats pour touts les valeurs de r.

La figure ci-dessous présente les évolutions des vitesses moyennes sur r pour différents modèles de turbulence. On peut constater l'adéquation entre les modèles tant du point de vue la forme générale du profil de vitesse que leur variation suivant r. Contraire au premier cas-test, l'impact du choix du modèle de turbulence se voit principalement sur la couche limite près du solide.

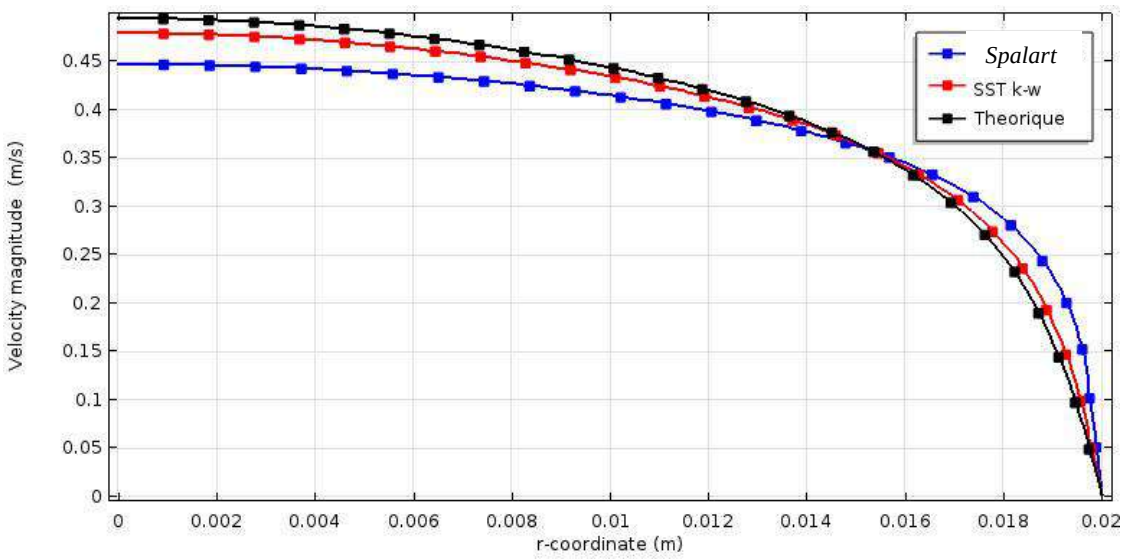


Figure IV. 4 : Évolution des vitesses moyennes sur r pour différents modèles de turbulence

On constate donc que le modèle SST k-w et Spalart Allmaras permettent d'obtenir de bien meilleurs résultats que les modèles k-omega et k-epsilon, sur tous les profils représentés ci-dessus. Concernant les profils de température, les résultats du modèle SST obtenus sont en tout points bien plus proches des données théoriques (par comparaison avec le modèle Spalt smara). Puis, pour les profils de vitesse, le maximum est mieux approché et l'estimation de la pente est meilleure. Au final, le modèle SST k-w permet dans notre cas de mieux approcher quantitativement les données théoriques de référence que pour tous les résultats obtenus jusqu'alors. Par conséquent, dans toutes les simulations effectuées dans ce travail le modèle de turbulence SSTest retenu.

IV.5 Définition du problème

L'approche monophasée a été utilisée pour la simulation numérique du transfert de chaleur par convection afin d'analyser le comportement dynamique et thermique des nanofluides considérés. De ce fait, ce modèle traite le nanofluide comme un fluide homogène sur lequel sont appliqués les principes de conservation connus sauf qu'à la place des propriétés physique du fluide il s'agira de considérer les propriétés thermo- physiques du nanofluide. On suppose que le nanofluide est incompressible avec des propriétés physiques constantes, dont toutes les propriétés sont calculées en fonction de la température d'entrée du fluide comme référence. Le travail d'expansion et les pertes visqueuses dans l'équation énergétique sont ignorés. Les équations gouvernantes de l'écoulement turbulent à l'intérieur du tube sont déja decrit dans le chapitre précedent en suposant le nanofluide comme un fluide newtonien incompressible et en utilisant l'approximation de Boussinesq. Le matériau des tubes est en acier allié AISI 4340

dont les propriétés physiques sont prises comme densité constante ρ= 7850 kg / m^3, chaleur spécifique Cp = 475 J / (kg K) et conductivité thermique k= 44.5 W / (m. K).

Compte tenu des hypothèses susmentionnées, Les équations différentielles de la continuité, de la quantité de mouvement et de l'énergie forment le modèle mathématique de l'écoulement de la convection forcée turbulent peuvent s'écrient respectivement comme suit [138] :

$$\nabla\left(\rho_{nf}U\right) = 0 \tag{4.8}$$

$$\nabla\left(\rho_{nf}UU\right) = -\nabla P + \nabla(\tau + \tau^t) \tag{4.9}$$

$$\nabla\left(\rho_{nf}C_{p,nf}\bar{T}\bar{U}\right) = \nabla\left(\mathrm{k_{nf}}(\nabla\bar{T})\right) - \overline{\grave{U}\grave{T}} \tag{4.10}$$

où U, $\mathcal{T}, \grave{T}, \bar{T}, \grave{U}$ et $\bar{U}$ sont respectivement le vecteur vitesse, la pression, la température, la partie fluctuante de la température, la température moyenne, la partie fluctuante de la vitesse et la vitesse moyenne.

Le coefficient de transfert thermique du nanofluide s'exprime comme suit :

$$Nu_{aveg} = \frac{h_{nf}D}{K_{nf}} \tag{4.11}$$

Où D et Knf représentent le diamètre du tube ainsi que la conductivité thermique effective du nanofluide. h_{nf} est le coefficient de transfert de chaleur convectif donné par l'expression suivante :

$$h_{nf} = \int_0^l h(x)dx \tag{4.12}$$

h(x) est le coefficient de transfert de chaleur local calculé à l'aide de l'expression suivante :

$$h(x) = \frac{-K_{nf}\frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{wall}}{T_w - T_b} \tag{4.13}$$

$Tw\ et\ Tb$ sont respectivement la température de paroi et la température moyenne du nanofluide.

Le facteur de frottement s'exprime comme suit :

$$f_{nf} = \frac{0.316}{Re^{(0.25)}} \tag{4.14}$$

$$Re = \frac{\rho_{nf}UD}{\mu_{nf}} \tag{4.15}$$

La perte de charge s'exprime comme suit :

$$\Delta P = \frac{f_{nf} l \rho_{nf} U^2}{2D} \quad (4.16)$$

Le nombre de Prandtl, Pr, qui apparaît dans l'équation de l'énergie adimensionnée sont définis comme suit :

$$Pr = \frac{\nu_{nf}}{\alpha_{nf}} \quad (4.17)$$

On peut définir le paramètre ε, la performance moyenne de transfert de chaleur.

$$\varepsilon(\%) = \left(\frac{Nu_{nf}}{Nu_{bf}} - 1\right) \quad (4.18)$$

IV.5.1 Confiuration1 (tube simple)

La configuration étudiée est représentée sur la figure (IV.5). Il s'agit d'un tube horizontalement circulaire de 0.04 m de diamètre et 1,2 m de longueur dont ses parois inferieure et superieure sont maintenus à une température constante. Les nanofluides choisis pour cette étude sont eau/Al_2O_3 et eau/CuO et le regime etabli est turbulent. La vitesse et la température du nanofluide à l'entrée sont uniformes et l'écoulement est pleinement développé dans le domaine du calcul. La vitesse et les champs thermiques du nanofluide sont supposés symétriques par rapport à la ligne médiane du tube.

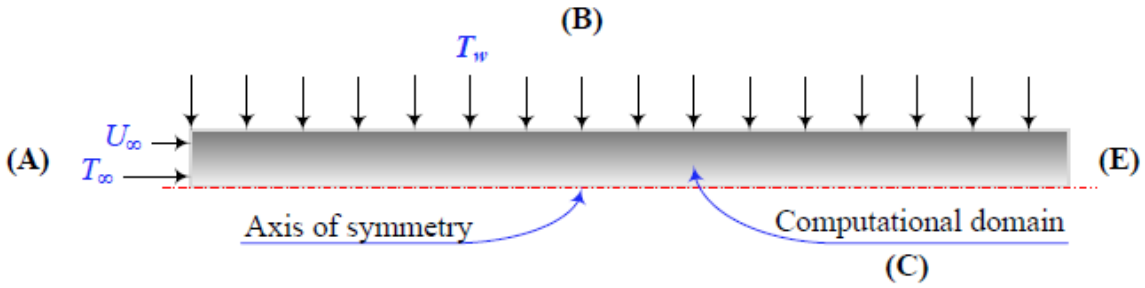


Figure IV. 5: Schéma du domaine de calcul et des conditions aux limites.

Les équations de conservation pour la méthode monophasée sont illustrées ci-dessous (équations (4.8) (4.9) et (4.10)) [138]. Dans cette simulation, un tube circulaire horizontal de 0.04 m de diamètre et 1,2 m de longueur est maintenu à température constante, et le nanofluide, qui le traverse, est considéré comme un système monophasique composé d'eau et de particules d'Al_2O_3, comme illustré dans la figure (IV.5). La vitesse et la température du nanofluide à l'entrée sont uniformes et le flux est pleinement développé dans le domaine de calcul. Les conditions aux limites utilisées dans la simulation sont présentées dans le tableau IV. 2 .

Tableau IV. 3 : Conditions limites pour la configuration 1

	U	V	T
Entrée (A)	U_∞	0	T_∞
Paroi (B)	0	0	T_w
Symetrie(C)	$\frac{\partial U}{\partial r} = 0$	0	$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$
sortie (E)	$\frac{\partial U}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial x} = 0$

IV.5.2 Configuration 2 (tube coude 90°)

La figure IV.6 montre le domaine de calcul comprenant un coude à 90°. L'angle de courbure du tube est Rc et sa section transversale circulaire est d'un diametre D (le=100mm, ls=700mm, Rc=100 mm et D=40mm).

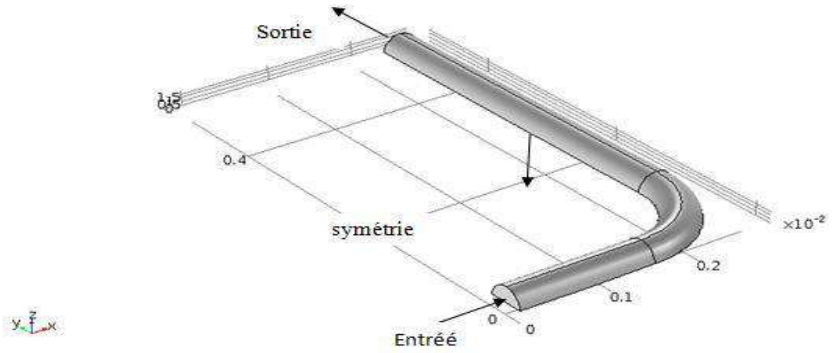


Figure IV. 6: Schéma de la géométrie étudié (coude en 90)

Le fluide de travail est un nanofluide composé de CuO et de l'eau, il entre le coude avec une températureT_∞=300K. A cet état, les propriétés thermophysiques del'eau et celles de nanoparticules ont été choisi, L'écoulement à l'entrée est un écoulement turbulent pleinement développé avec une vitesse d'entrée moyenne U_∞. Une température constante T_p = 338.15 K est imposée à la paroi latérale du tube. Seule la moitié du tube est modélisé parce que le plan xy est un plan de symétrie. La figure IV.7 illustre la configuration etudie avec les conditions aux limites appliquées.

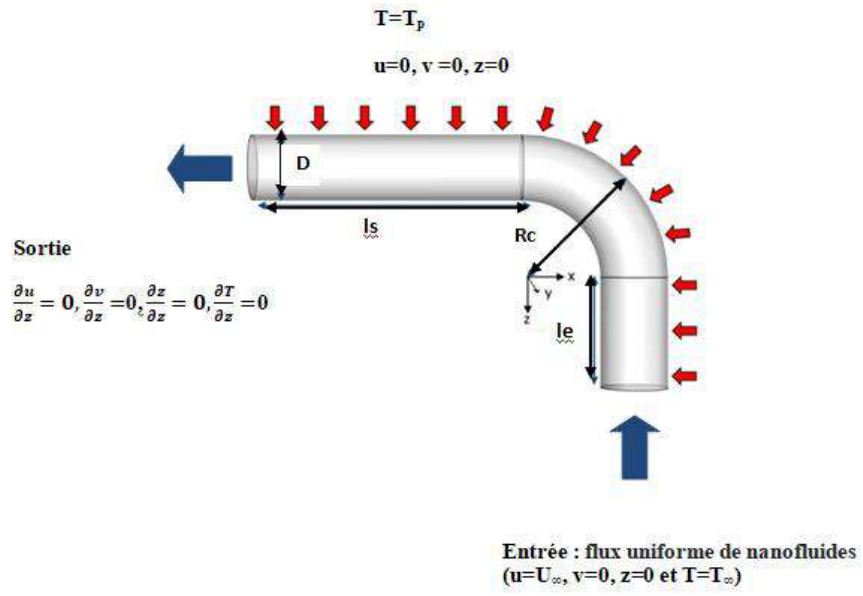


Figure IV. 7: Schéma de configuration 2 et les conditions aux limites appliquées aux frontieres.

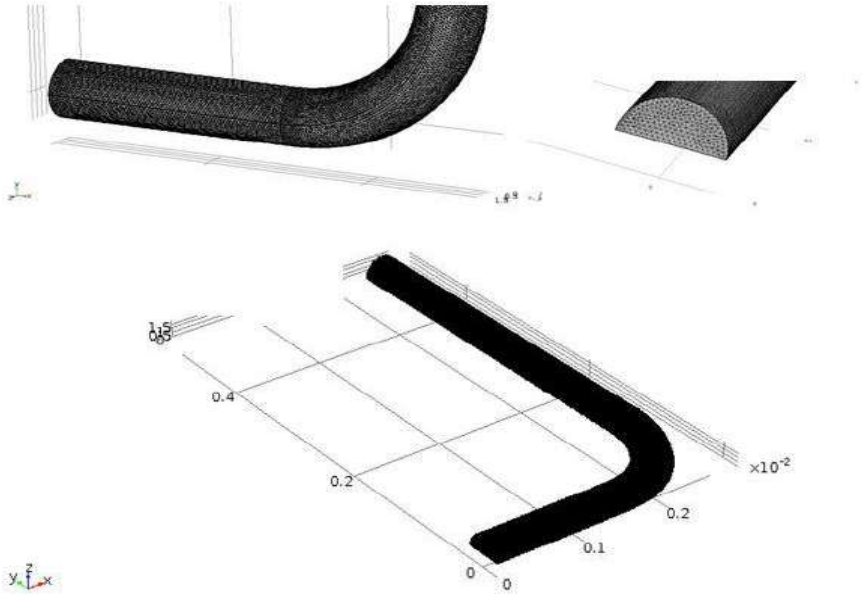


Figure IV. 8 : Schéma de la géométrie maillée (coude en 90).

Le maillage structuré non uniforme représentée sur la figure IV.8 a été créée pour discrétiser le domaine de calcul. Le maillage est très séré près de la paroi ou les gradients de la vitesse et celles de température sont élevées. Le modèle k-w (SST) est le modèle de turbulence préféré

pour etudier le comportement thermique et hydrodynamique de nanofluides après le virage ou les écoulements impliquant de fortes gradients de pression sont dominant.

IV.6 Méthode numérique et validation

Comme il a été mentionné précédemment, une approche monophasique est adoptée dans cette étude pour simuler numériquement le transfert de chaleur par convection d'un nanofluide s'écoulant à travers un tube à l'aide du logiciel COMSOL. Les équations de base régissant l'écoulement sont discrétisés et résolues par la méthode des éléments finis [139] adoptée par le code CFD (Comsol Multiphysics 5.4) [140]**.** Dans cette simulation, la température du nanofluide à l'entrée T_∞ est constante et sa vitesse axiale U_∞ est uniforme. Une option 2D axisymétrique est choisie et la température constante en tant que condition aux limites est appliquée au mur. L'ensemble des équations différentielles non linéaires couplées est résolu avec le modèle de turbulence k-w (SST) en utilisant la méthode des éléments finis. Le schéma upwind du second ordre est utilisé pour la discrétisation des termes convectifs et diffusifs. L'algorithme PISO est utilisé pour le couplage des champs de vitesse et de pression. Le critère de convergence est basé sur la valeur résiduelle des variables calculées telles que la masse, les composantes de vitesse, l'énergie cinétique turbulente (k) et le taux d'énergie de dissipation (ε). De plus, un maillage structuré non uniforme est utilisé pour résoudre le domaine de calcul, et il est affiné près de la paroi où les gradients de température et de vitesse sont significatifs.

IV.6.1 Test de maillage et validation pour le tube simple

Pour s'assurer que les résultats sont indépendants du nombre d'éléments de maillage, un test indépendant de la grille a été réalisé. Plusieurs nombres d'éléments ont été utilisés pour calculer le nombre moyen de Nusselt pour l'eau pure comme le montre la figure (IV.9). Le maillage utilisé dans cette simulation se compose de 367624 éléments, ce qui est le meilleur en termes de gain de temps et de précision.

Les résultats obtenus à partir de la simulation semblent être presque cohérents (plus de 98,5%) avec les deux la corrélation du nombre de Nusselt proposée par Dittus [141] et les données de la perte de charge mesurée expérimentalement par Osman [142] pour le nanofluide Al_2O_3-eau dans des conditions similaires, comme le montre la figure (IV.10) et la figure (IV.11) respectivement. Cette comparaison valide notre modèle numérique.

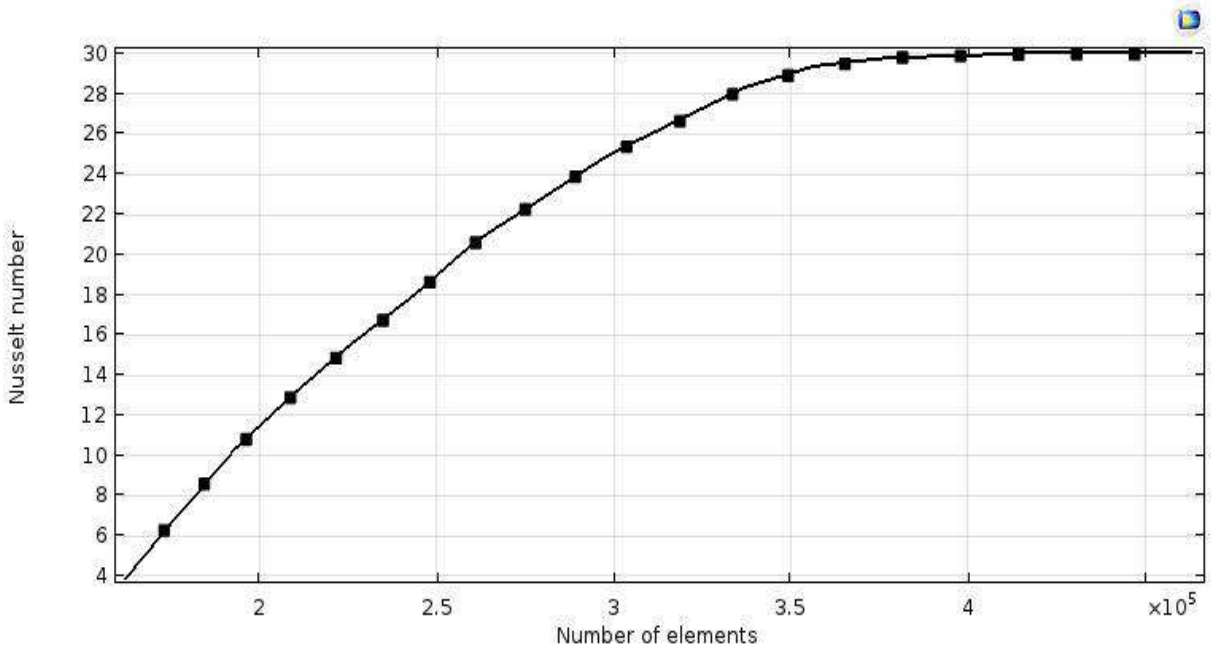


Figure IV. 9: Test d'indépendance de la ceinture basé sur le nombre moyen de Nusselt (tube en 180)

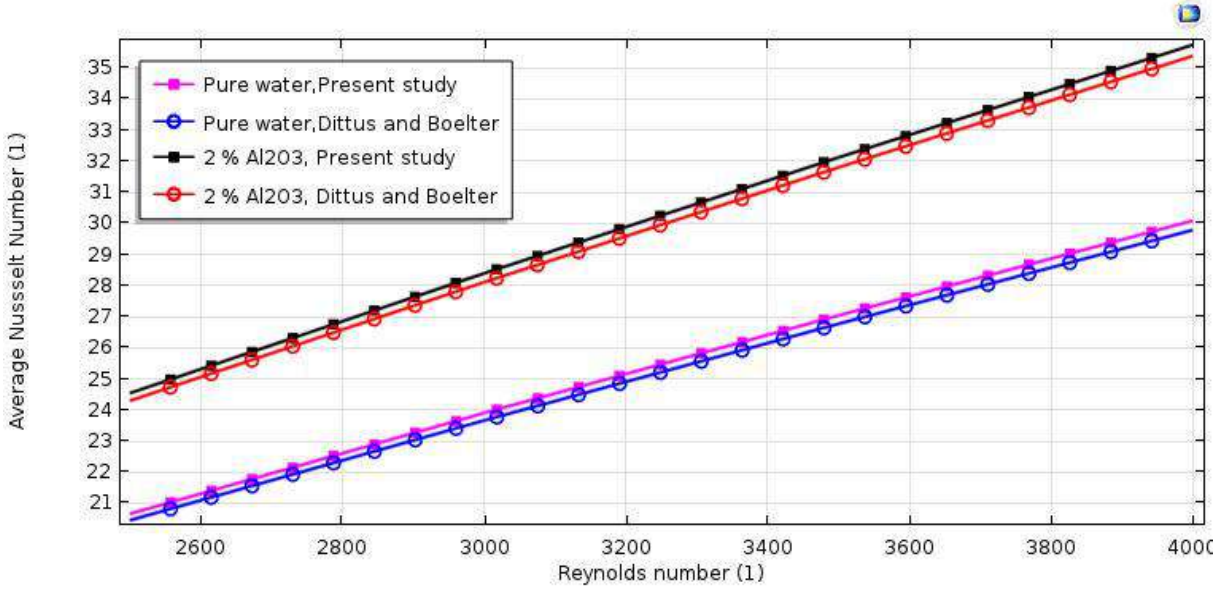


Figure IV. 10: Nombre moyen de Nusselt par rapport à la corrélation de Dittus pour l'eau pure et Al2O3-eau nanofluide (tube en 180) [141]

Sur la figure (IV.12), nous voyons l'apparence de la couche limite qui se manifeste le long du tube (φ=0.01, Re=4000). Cependant, il est rapporté que le champ de vitesse est plat dans la région centrale du tube. En effet, ce phénomène est dû à la spécificité des écoulements turbulents qui ont une couche limite turbulente très fine.

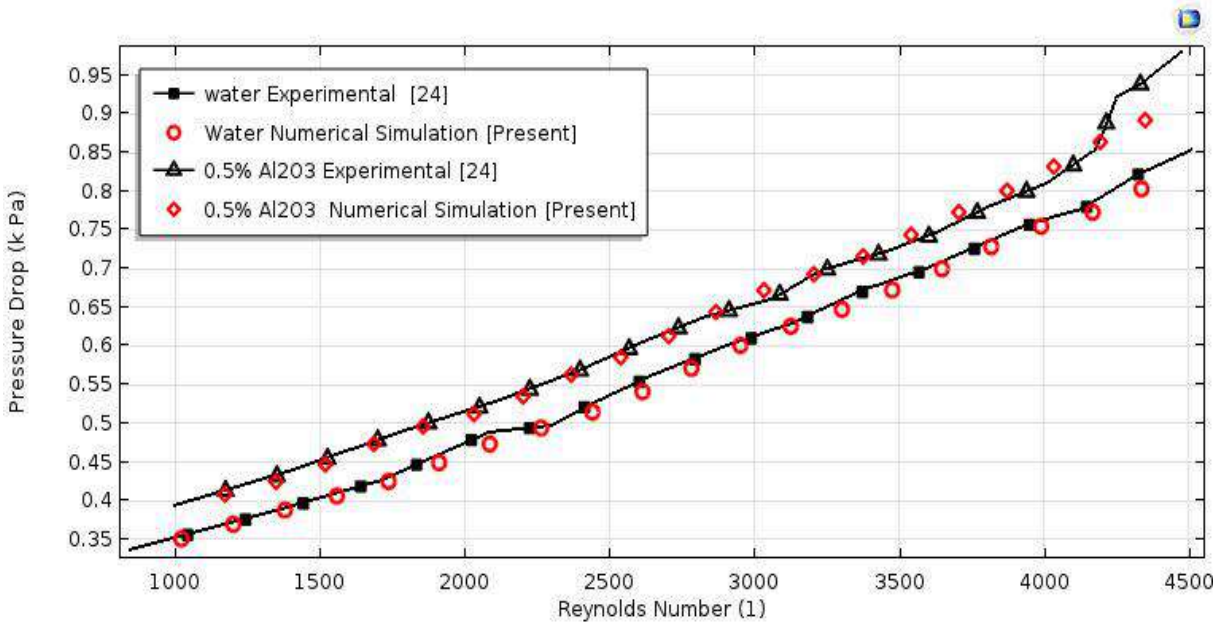


Figure IV. 11: Chute de pression par rapport à l'étude expérimentale d'Osman [142] pour l'eau pure et Al2O3-eau nanofluide (tube en 180)

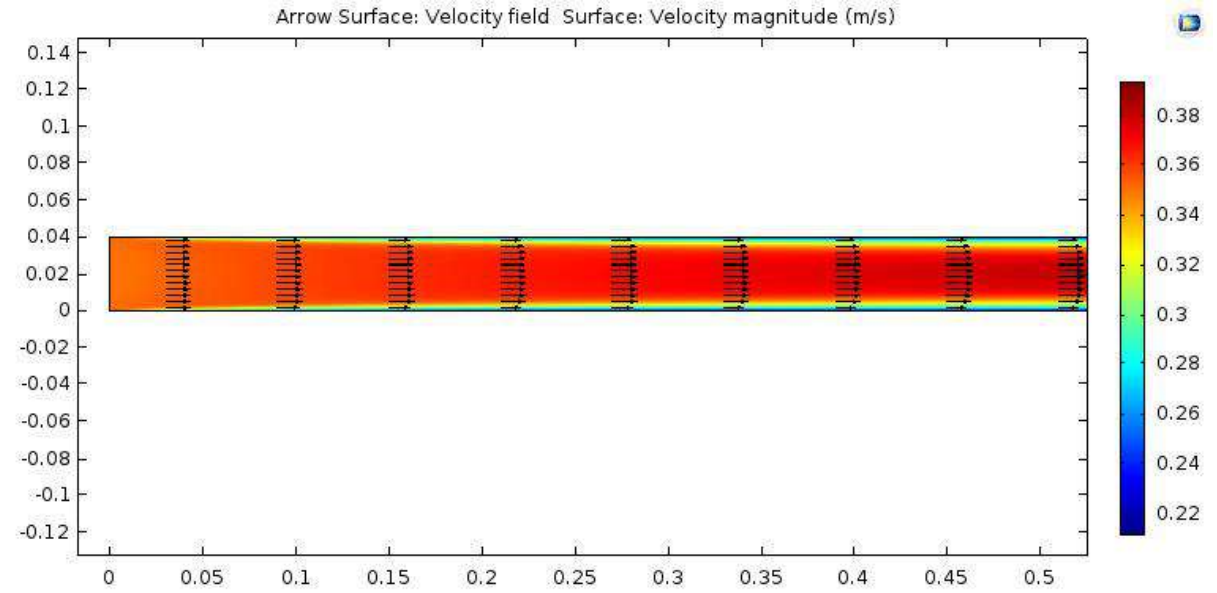


Figure IV. 12: Champ de vitesse du nanofluide dans le tube en 180°

IV.6.2 Test de maillage et validation pour le tube coude 90°

Trois maillages triangulaires de tailles différentes sont utilisés pour présenter la variation le rapport vitesse axiale sur la vitesse maximum u/V en fonction du rapport r/D (R= D/2), de but à tester l'indépendance de maillage aux calculs effectués. Toutes les tailles de maillage semblaient satisfaisantes, mais dans cette étude, le maillage très fin qui est constitué de 47521

éléments a été adopté pour cette étude. Comme indiqué dans la la figure (IV.13), le maillage choisi étaient le meilleure en termes de précision. Le Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds de présente simulation a été comparés avec celui déterminé par *Marzieh et Afshin* [143].Un très bon accord entre les deux résultats a été observé (figure (IV.14)).

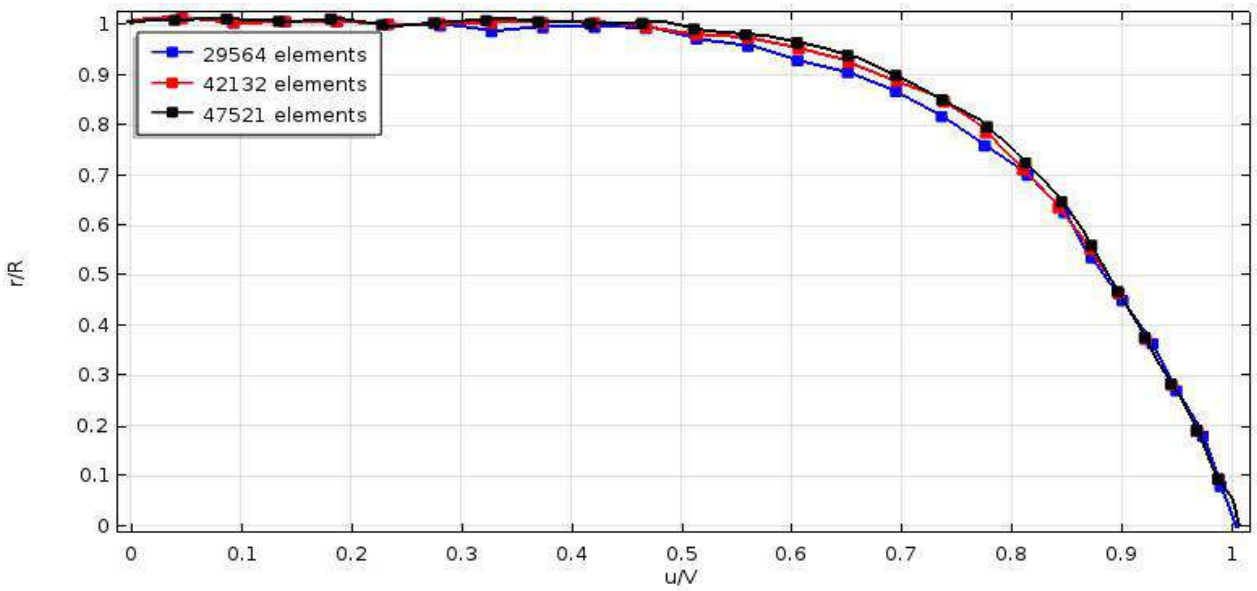


Figure IV. 13: Test de maillage et validation de code de calcul (tube coude 90°)

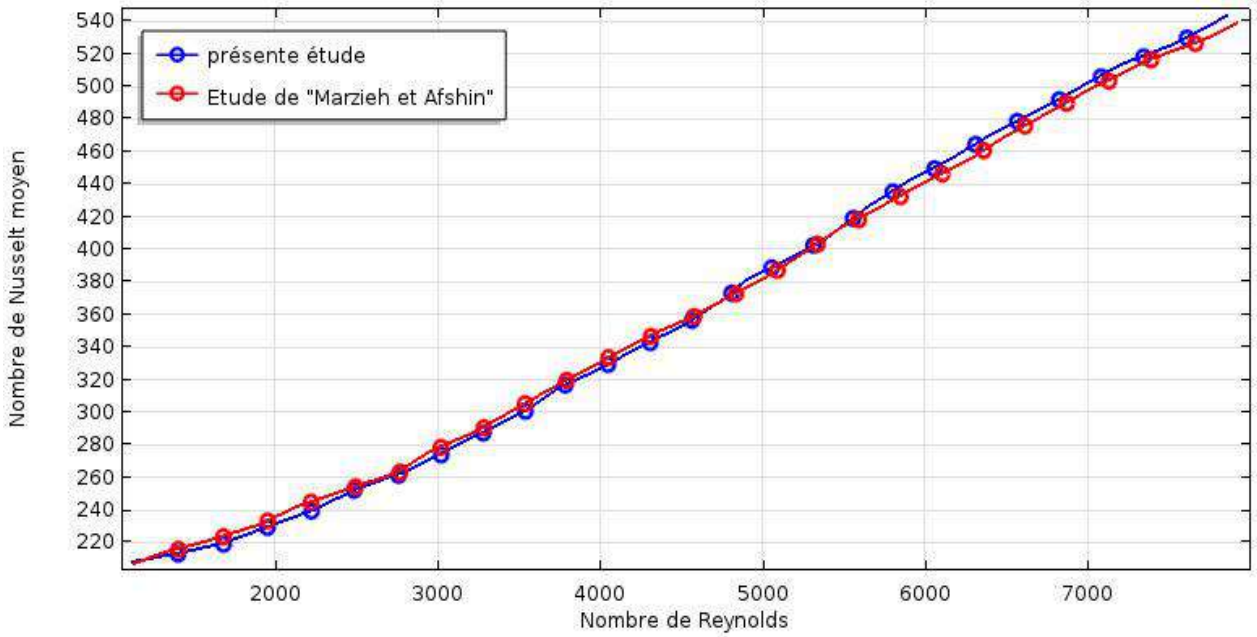


Figure IV. 14: Validation de code de calcul (tube coude 90°)

IV.7 Résultats et interprétations configuration1

L'effet du nombre de Reynolds (2500-4000) et de la fraction volumique (0-6%) des nanoparticules sur les paramètres thermiques et hydrodynamiques sont tous deux examinés dans cette étude.

IV.7.1 Champ de vitesse

La figure (IV.15) montre les courbes de vitesse à la sortie lorsque Re = 4000 en différentes fractions de volume. Il est à noter qu'au centre, les contours de vitesse diminuent lorsque la fraction de volume augment. En outre, il y a une augmentation du gradient de vitesse à proximité de la paroi et par conséquent une amélioration de l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique est obtenue. La présence de les nanoparticules se traduisent par une certaine homogénéité du fait de la diffusion moléculaire qui sert à améliore le transfert de chaleur dans toute la direction radiale.

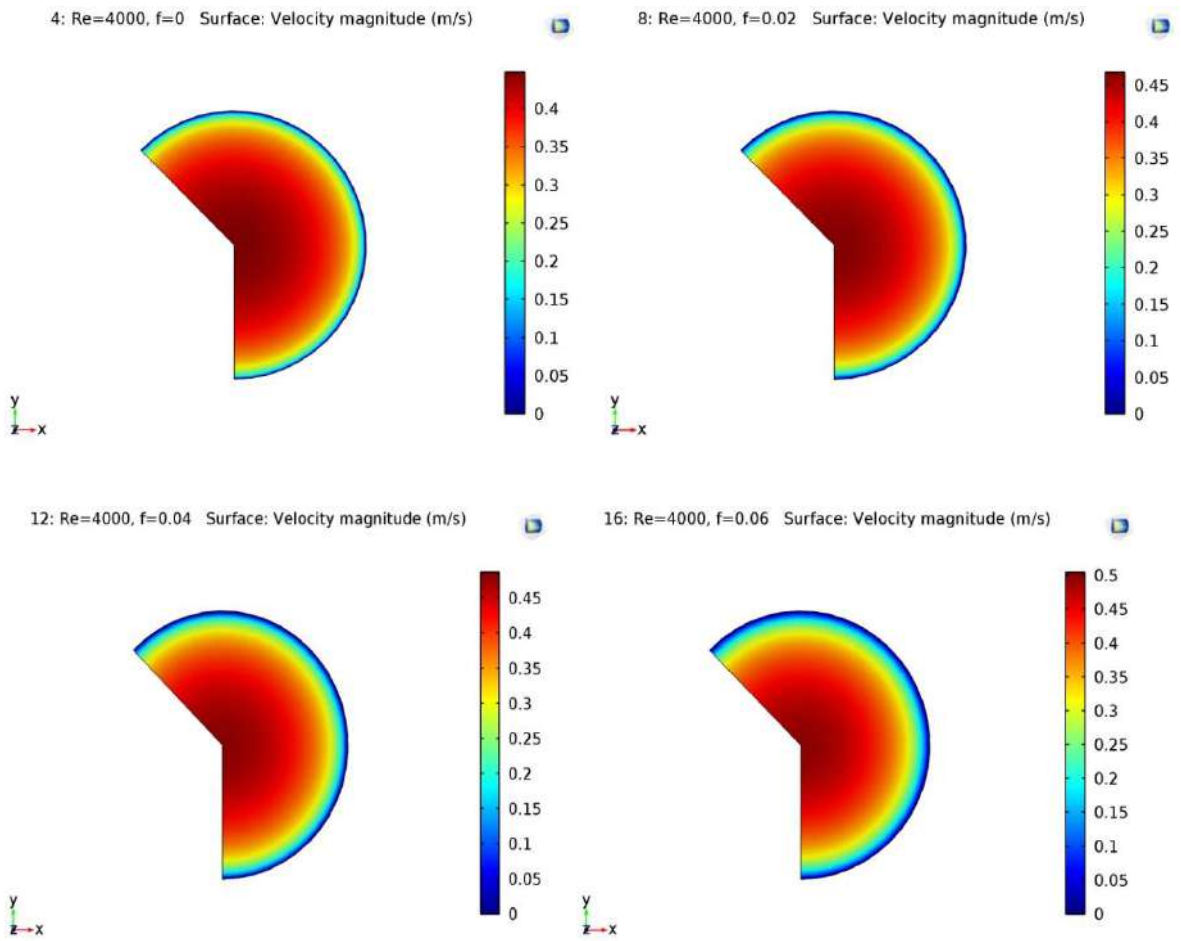


Figure IV. 15: Distribution de la vitesse radiale du nanofluide pour différentes valeurs de (φ), Re = 4000 (tube coude 180°)

IV.7.2 Champ de température

En ce qui concerne le champ de température, l'effet de la fraction volumique des nanoparticules modifie significativement le comportement thermique du nanofluide comme le montre la figure (IV.16). En effet, le la conductivité des particules contribue à une absorption plus rapide de l'énergie thermique qui améliore l'échange de chaleur paroi-fluide entraînant une augmentation de la température du nanofluide dans les régions du tube conduisant à l'uniformité de la température dans la direction radiale. Par ailleurs, le mouvement brownien améliore le transfert de chaleur grâce à la diffusion de chaleur qui est associée avec des nanoparticules.

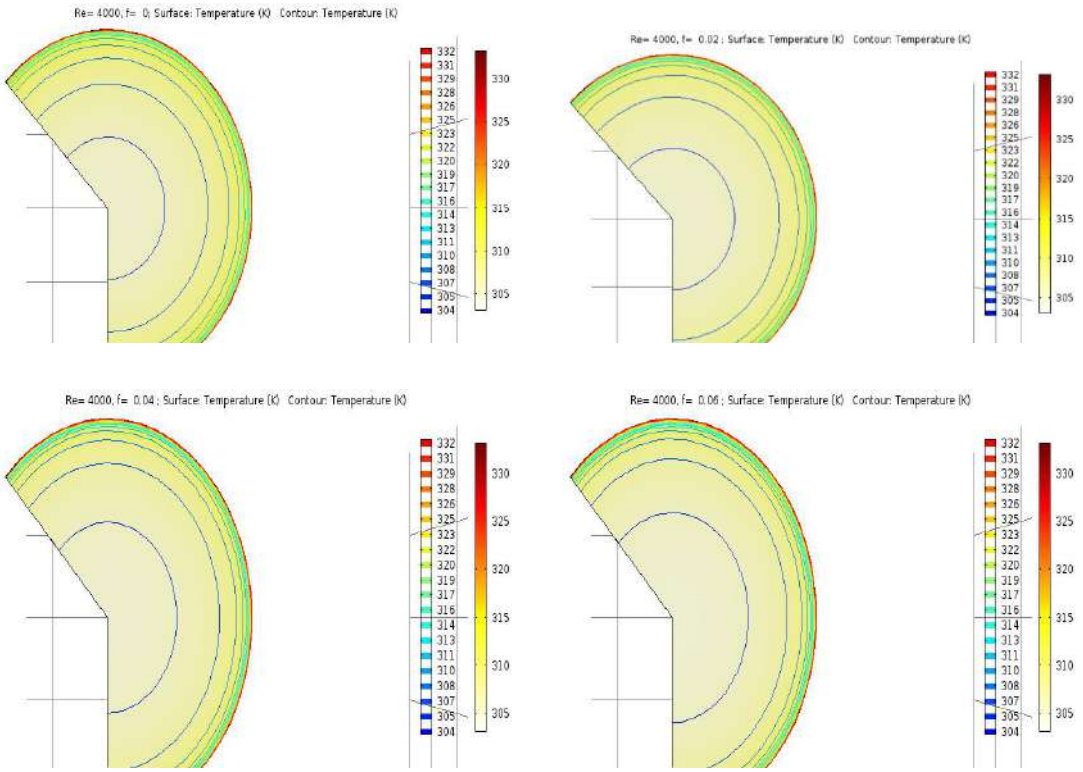


Figure IV. 16: Contours de température pour différentes valeurs de (φ), Re = 4000

IV.7.3 Comportement thermique du nanofluide

Les résultats obtenus à partir de la simulation montrent une augmentation remarquable du conductivité du nanofluide K_{nf} suite à l'ajout de nanoparticules (figure (IV.17)). Plusieurs mécanismes provoquer cette augmentation, comme le intermoléculaire et intramoléculaire (fluide-paroi) les interactions et le mouvement brownien des nanoparticules, qui donnent lieu à une augmentation de la chaleur transfert par convection et conduction. Les résultats obtenus sont en bon accord avec lettres [144-147].

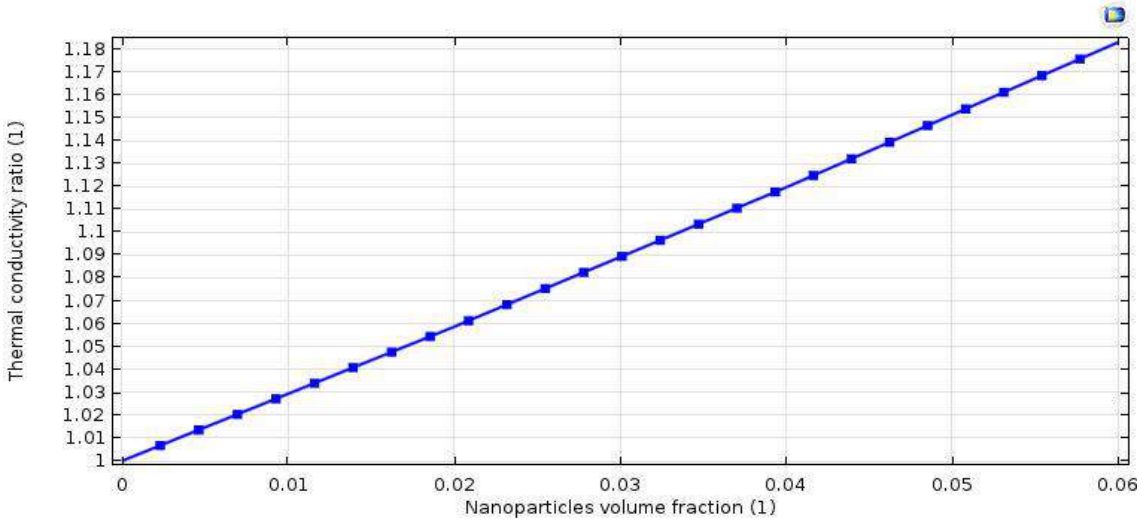


Figure IV. 17: Rapport de conductivité thermique en fonction de (φ) (tube coude 180°)

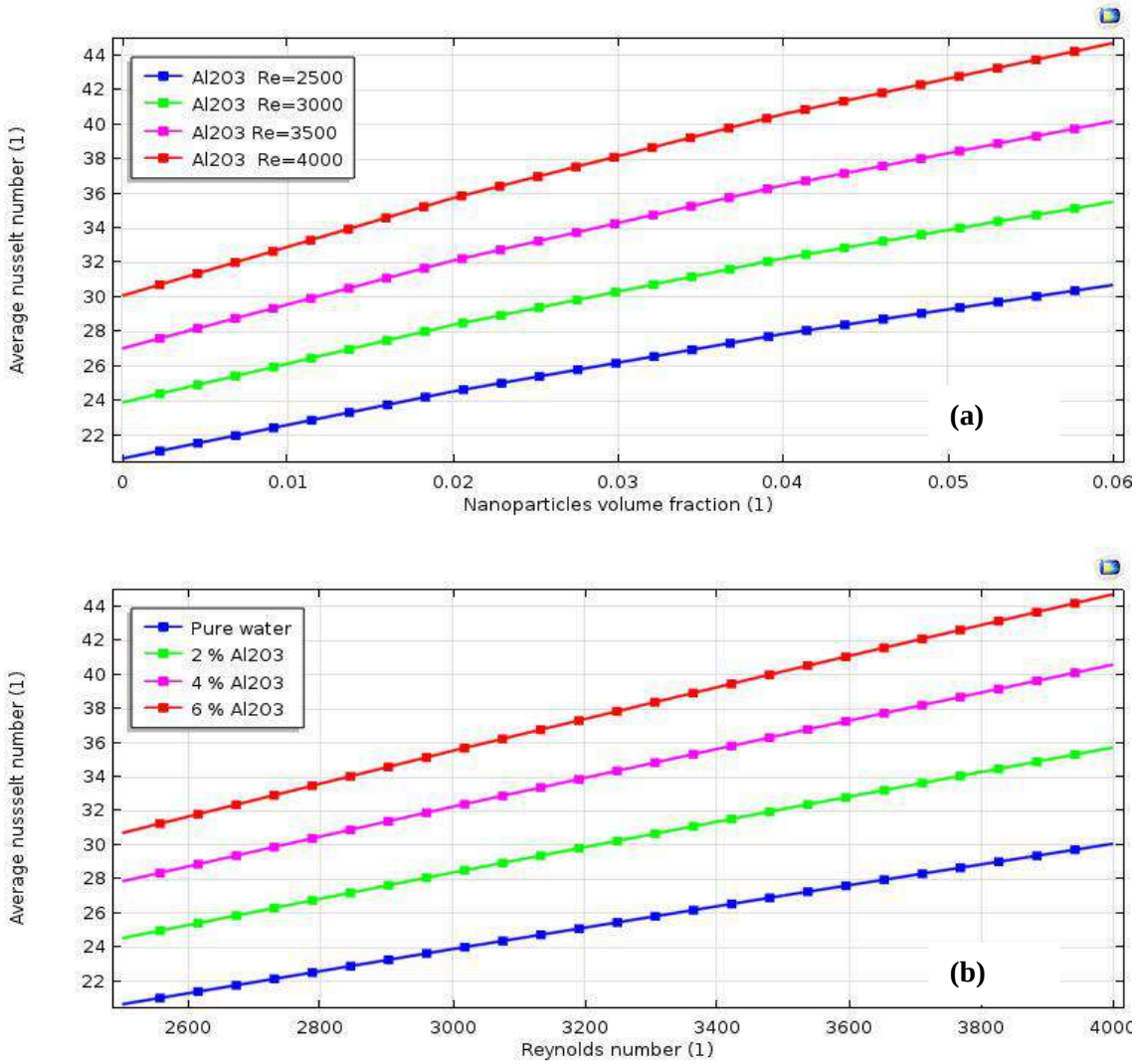


Figure IV. 18: Variation du nombre moyen de Nusselt avec: (a) (φ) pour différentes valeurs de Re, (b) Re pour différentes valeurs de (φ). (Tube coude 180°)

Les figures (IV.18.a) et (IV.18.b) illustrent comment une augmentation de la fraction volumique des nanoparticules et Le nombre de Reynolds peut conduire à une augmentation du nombre moyen de Nusselt. En effet, le hasard le mouvement des nanoparticules (mouvement brownien) améliore l'échange de chaleur par convection. De plus, l'écoulement turbulent assure aux nanoparticules une bonne diffusion moléculaire qui améliore l'échange thermique nanoparticules-fluide et nanoparticules-parois qui contribuent toutes deux à l'amélioration du taux de transfert de chaleur global. Par exemple: à Re = 4000, une augmentation de 48,68% dans le nombre de Nusselt est atteint lorsque la fraction volumique est de 6%.

IV.7.4 Comportement hydrodynamique du nanofluide

La viscosité dynamique du nanofluide montre une augmentation significative par rapport à la base fluide comme le montre la figure (IV.19), car les interactions entre les nanoparticules entraînent augmentant les forces de friction visqueuses. Par exemple, 1% de nanoparticules conduit à 50% augmentation de la viscosité dynamique.

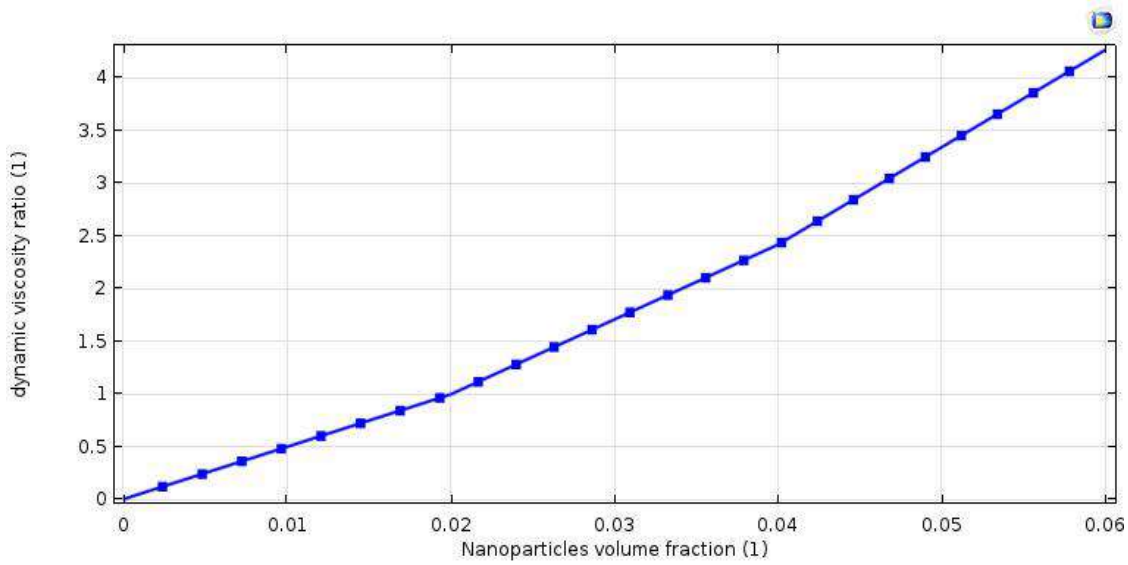


Figure IV. 19: Rapport de viscosité dynamique en fonction de (φ), (tube coude 180°)

Le comportement rhéologique du nanofluide est totalement modifié par l'ajout de nanoparticules. Le cisaillement dépend en grande partie de la fraction volumique des nanoparticules et du nombre de Reynolds. Le cisaillement le niveau de stress augmente lorsqu'il y a une augmentation de la fraction volumique (Figure (IV.20.a)). Alors que ça va vers le bas quand il y a une augmentation du nombre de Reynolds (Figure (IV.20.b)). En effet,

l'ajout des nanoparticules contribuent à une augmentation de la viscosité du nanofluide qui a un effet sur la contrainte de cisaillement. Cependant, l'augmentation du nombre de Reynolds pourrait conduire à rendre les particules se déplacer plus librement, ce qui réduit les frottements entre eux.

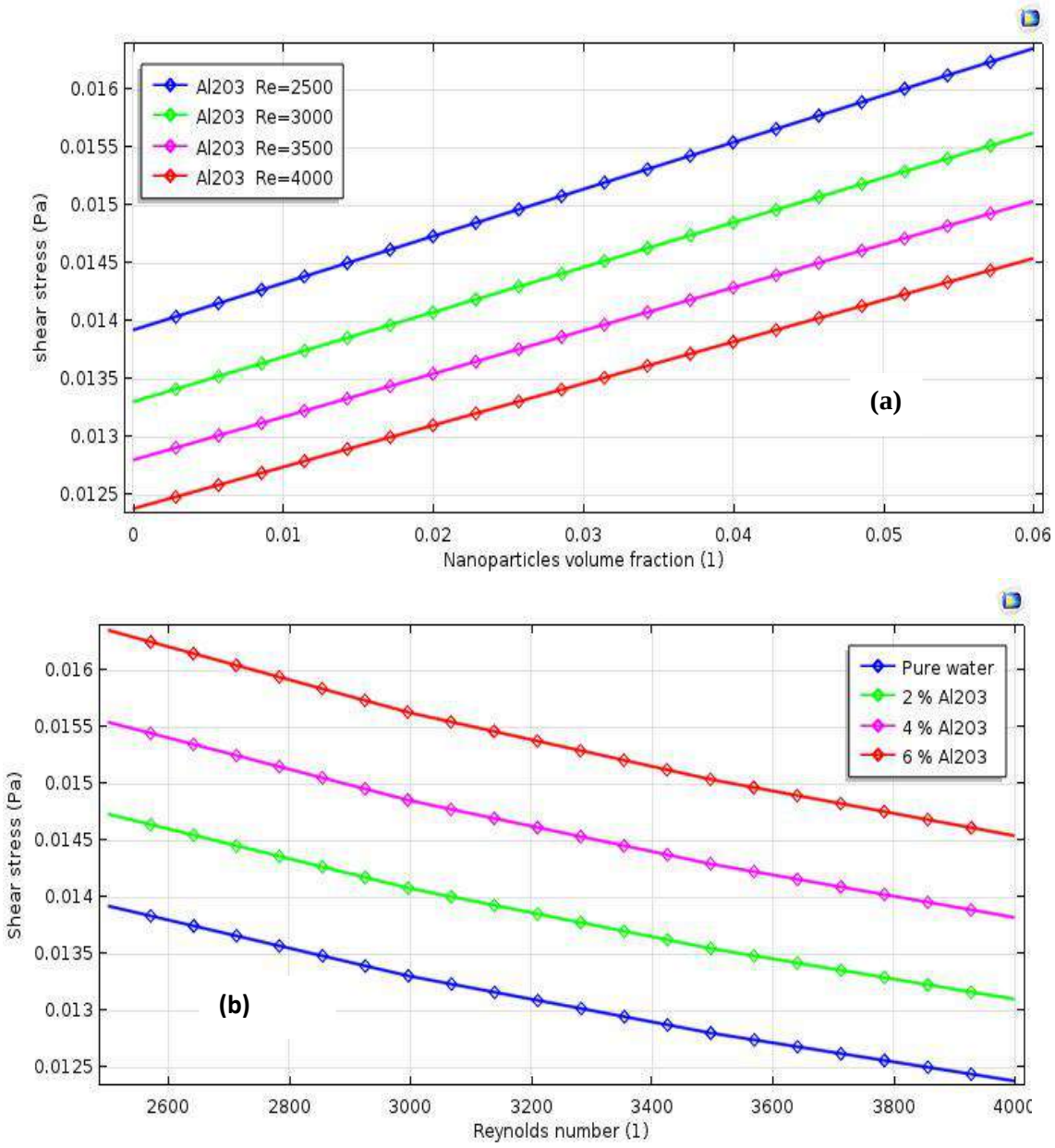


Figure IV. 20: Contrainte de cisaillement versus (a) (φ) pour différentes valeurs de Re (b) Re pour différentes valeurs de (φ) (tube 180°)

L'influence de la géométrie sur la dispersion et la diffusion moléculaire des nanoparticules pendant l'écoulement, en effet la figure (IV.21) représente la vitesse de frottement en fonction de la géométrie du tuyau (rapport longueur / diamètre, z / D) pour différentes fractions

volumiques de nanoparticules. Les résultats montrent que lorsque le rapport z / D est supérieur à 20, la vitesse de frottement devient constante atteignant une valeur faible quelle que soit la valeur des fractions volumiques. Pour cette condition géométrique, l'effet hydrodynamique de l'ajout de nanoparticules peut ne pas représenter un grand impact alors que le comportement thermique du nanofluide est dominant et significative.

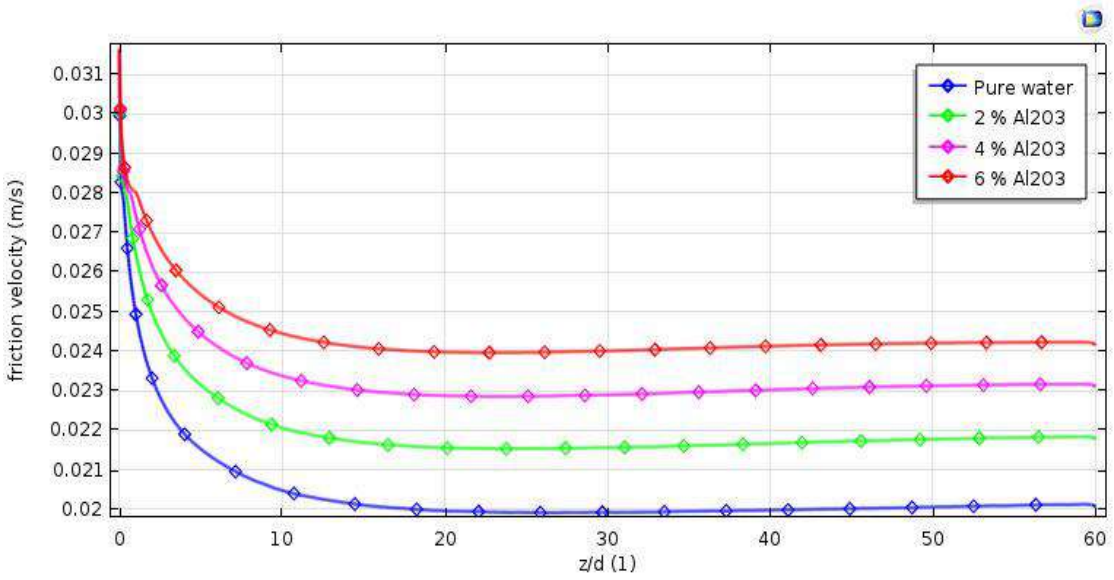


Figure IV. 21: Vitesse de frottement en fonction de z / D pour différentes valeurs de (φ) (tube 180°)

Afin de mieux comprendre l'impact du type de nanoparticules sur l'efficacité thermique et le comportement hydrodynamique des nanofluides une étude comparative est menée lors de l'utilisation une autre nanoparticule connue pour sa conductivité thermique élevée, qui est CuO, au lieu d'utiliser Al_2O_3 particules dans des conditions similaires.

Du point de vue thermique, il y a une légère amélioration du transfert de chaleur lorsque les particules de CuO sont dispersées dans le fluide de base, comme le montrent les figures (IV.22.a) et (IV.22.b), malgré que la conductivité thermique du CuO soit supérieure à celle de l'Al_2O_3. Par exemple, lorsque la fraction volumique est de 6% et Re = 4000 le nombre de Nusselt est augmenté de 50,12% avec CuO au lieu 43.34% d Al_2O_3 (Figure (IV.22.b)). Il est à noter qu'à faible fraction de volume, l'effet du type de nanoparticules sur le transfert de chaleur est négligeable.

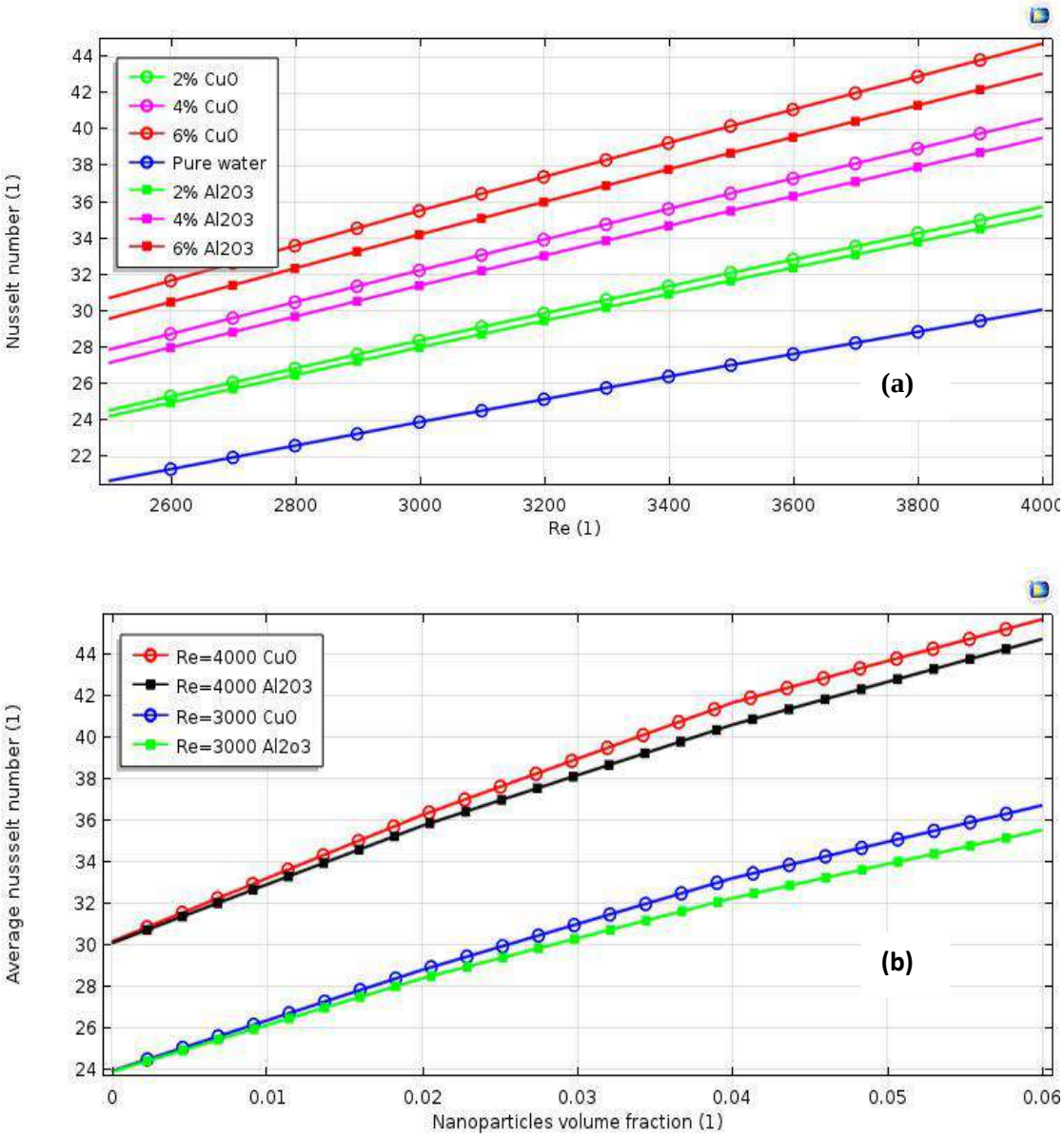


Figure IV. 22: Variation du nombre Nusselt moyen de nanofluides Al2O3 / eau et CuO / eau en fonction de: (a) Re, (b) (φ) (tube 180°)

Cependant, l'impact du type de nanoparticules sur la perte de charge est significatif comme le montre les figures (IV.23.a) et (IV.23 .b). La différence entre CuO et Al_2O_3 sur la perte de charge est perceptible même à faible fraction volumique et est devenient importante à mesure que la fraction volumique augmente. Par exemple, lorsque des particules de CuO sont dispersées dans l'eau sous Re = 4000, la perte de charge augmente de 2,94% avec une fraction volumique de 1% alors qu'elle est d'environ 15,39% avec une fraction volumique de 6% par rapport à l'utilisation d'Al_2O_3 dispersé dans l'eau dans des conditions similaires. Les résultats obtenus sont en bon accord avec [148, 149].

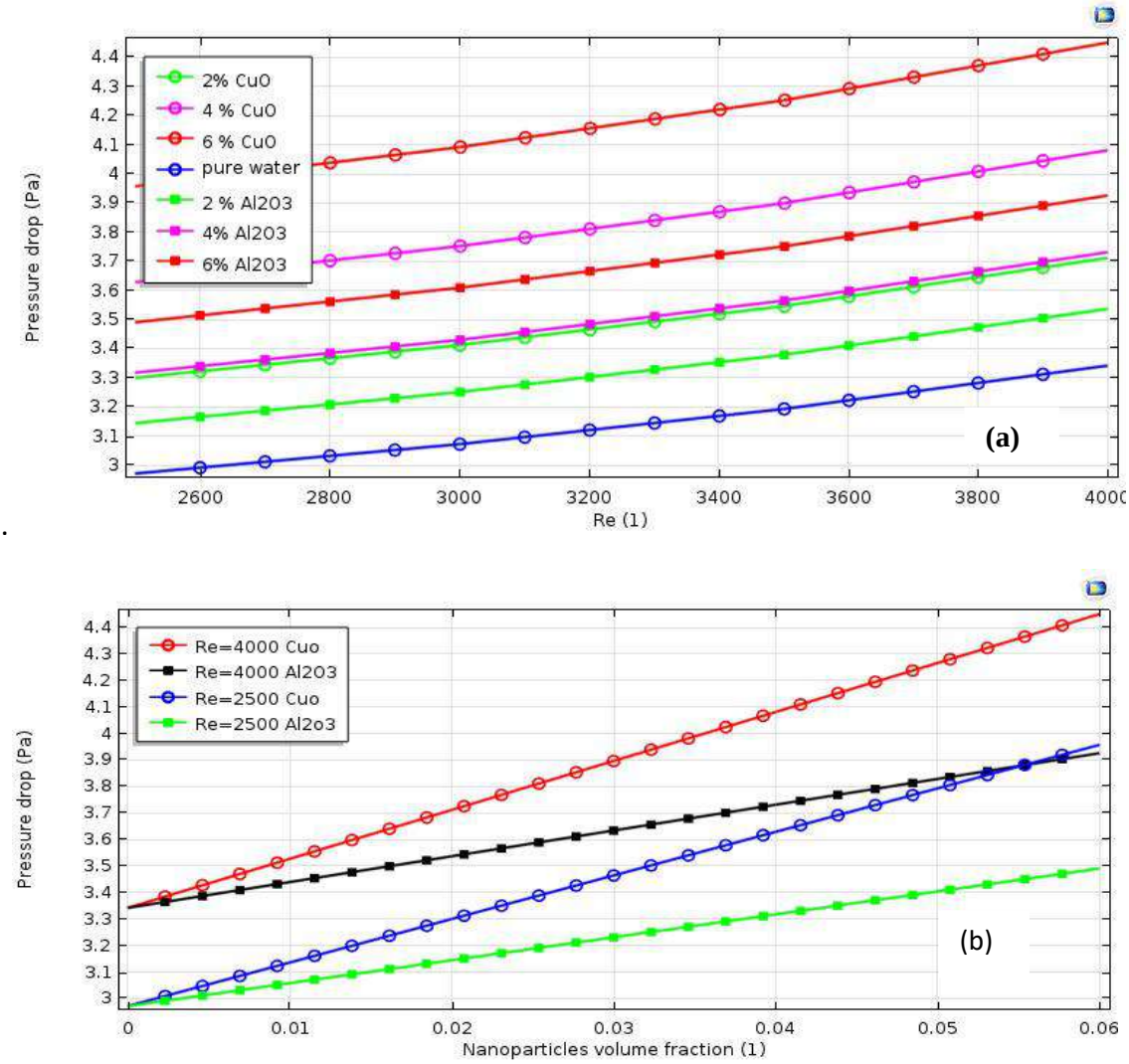


Figure IV. 23: Chute de pression des nanofluides Al2O3 / eau et CuO / eau versus: (a) Re, (b) (φ) (tube 180°)

IV.8 Résultats et interprétation configuration 2

Après avoir sélectionné le maillage appropriée et assuré la validité du code de calcul, les équations gouvernantes ont été résolues avec les conditions aux limites. La vitesse, la température et la pression sont obtenues dans tout le champ d'écoulement; et en utilisant la définition du nombre de Nusselt, l'intensité turbulente, la chute de pression et la vitesse coefficient de frotement sont étudiés pour le coude à différents nombres de Reynolds et différents rapports de volume.

IV.8.1 Nombre de Nusselt moyen

Une simultion a été fait pour un nombre de Reynolds varie de 1000 a 10000 avec un pas de 1000, et pour une concentration en nanoparticules de CuO de 0%, 2% et 4. La figure suivante montre l'effet de l'augmentation du nombre de Reynolds et de la concentration en CuO dans

un Coude 90 ° est illustré sur la figure (IV.24), l'ajout de nanoparticules CuO à l'eau pure améliore efficacement le transfert de chaleur par convection. Le nombre de Nusselt augmente en raison de l'augmentation de la conductivité thermique.

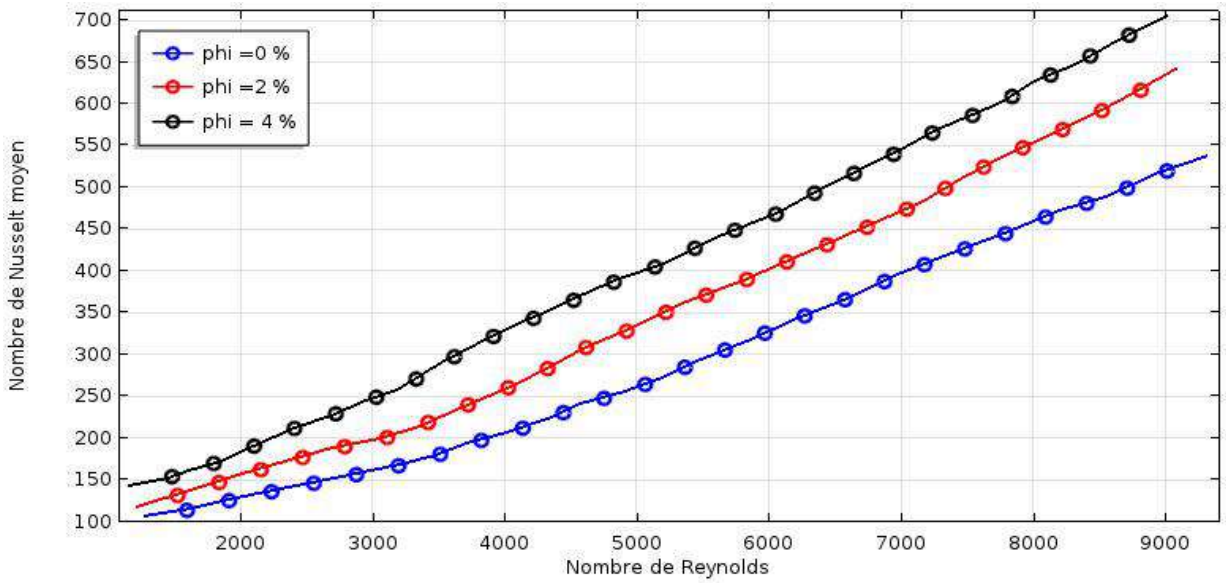


Figure IV. 24: Nombre de Nusselt en fonction de nombre de Reynolds pour differentes concentrations en nanoparticues CuO (tube 90°)

IV.8.2 Coefficient de frottement

L'analyse de la figure (IV.25) montre que le coefficient de frottement diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds et la concentration en nanoparticues.

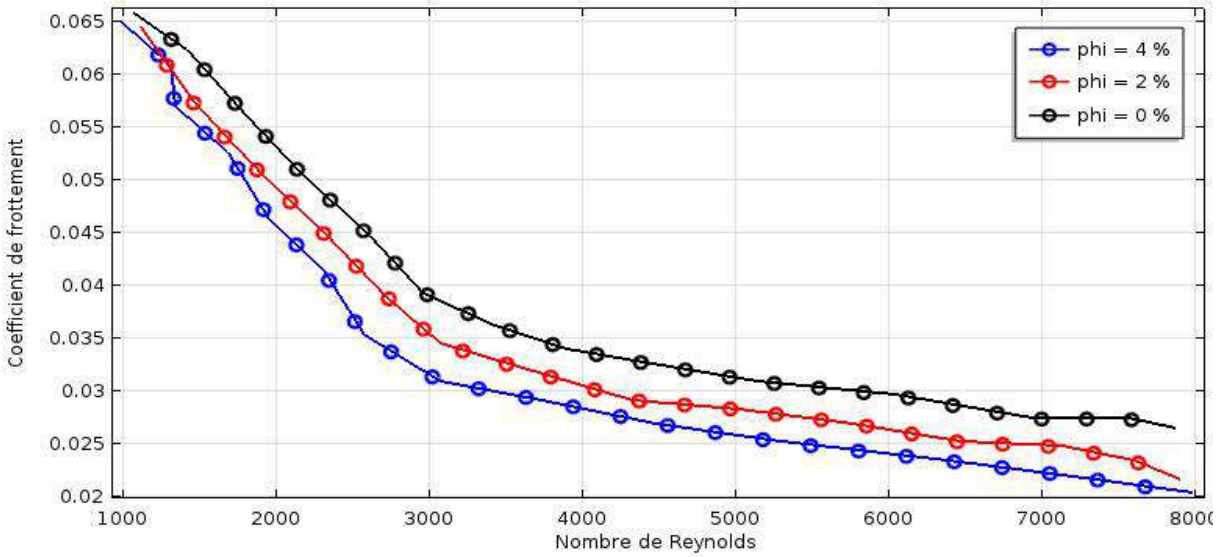


Figure IV. 25: Coefficient de frottement en fonction de nombre de Reynolds pour differentes concentrations en nanoparticues CuO (tube 90°)

IV.8.3 Perte de charge

La figure (IV.26) illustre la variation de la pression du nanofluide en fonction du nombre de Reynolds pour différentes valeur de fractions volumiques de nanofluide (0%, 2%, 4%). On observe que lorsque le nombre de Reynolds augmente, la perte de charge devient plus importante; et également en augmentant la fraction volumique des nanoparticules, la densité augmente et ainsi la perte de charge devient également élevée.

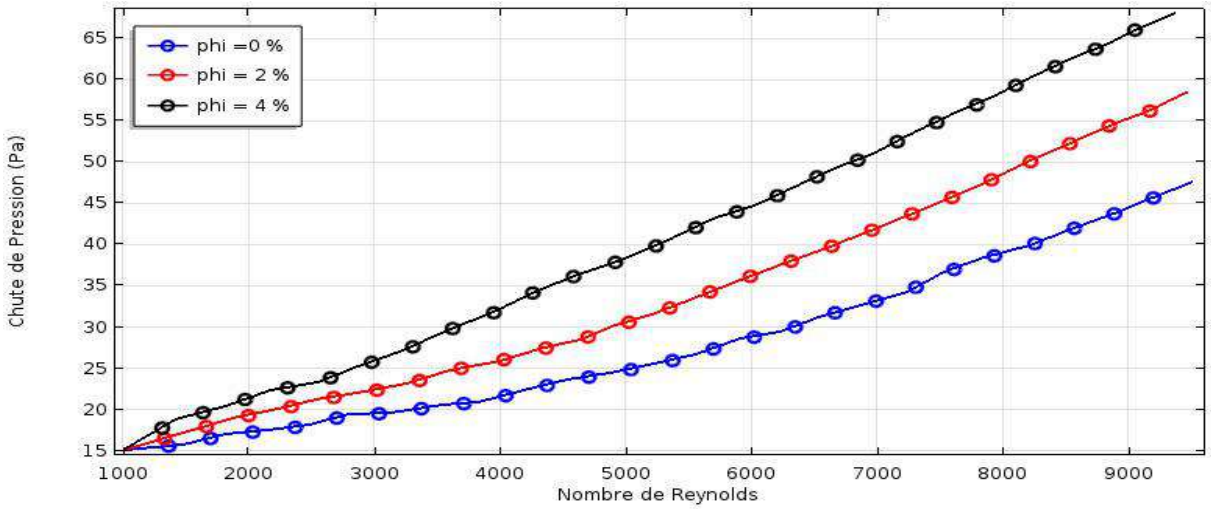


Figure IV. 26: Perte de charge en fonction du Reynolds Nombre pour différentes concentrations en nanoparticues CuO (tube 90°)

IV.8.4 Intensité turbulente

La figure (IV.27) illustre la variation de l'intensité turbulente en fonction de l/d pour différentes concentrations en nanoparticules. L'examen de cette figure montre que l'intensité turbulente augmente considérablement avec l/D. Cette instabilité est due à l'influence de la courbure ou les fluctuations sont importantes. Cette dernières sont augmentés en augmentant les concentrations en nanoparticule ce qui justifier l'augmentation de It par l'ajout des nanoparticules. L'écoulement de turbulence et les intensités d'écoulement secondaire présentent des fluctuations relativement fortes à l'entrée et à la sortie du coude. Les intensités de l'écoulement de turbulence et l'écoulement secondaire deviennent plus fortes à θ = 90∘.La valeur de It s'est considérablement améliorée dans le virage et atteint la valeur maximale à θ = 90∘.

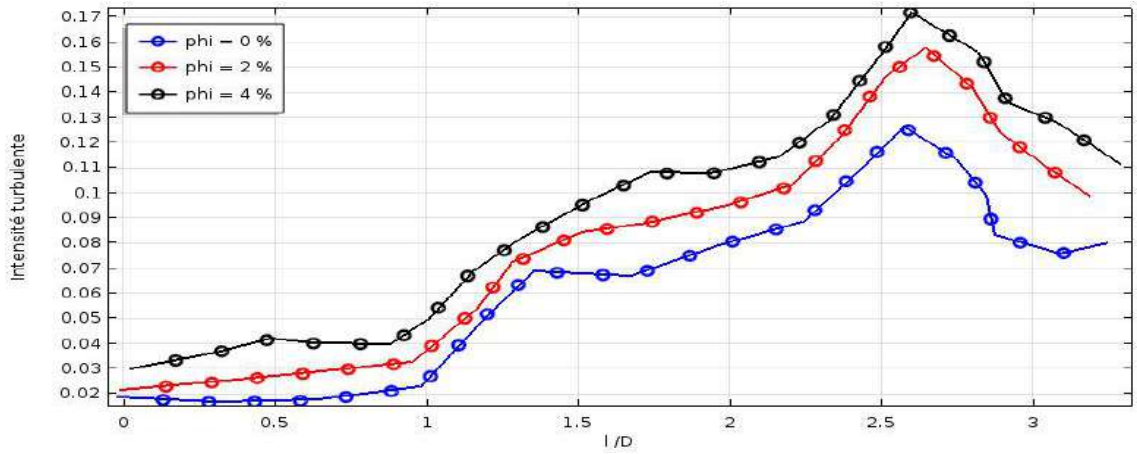


Figure IV. 27: Intensité turbulente en fonction de l/D pour differentes concentrations en nanoparticues CuO (tube 90°)

IV.9 Conclusion

Dans ce chapitre, une étude approfondie du comportement thermique et hydrodynamique des nanofluides dans deux configurations géométriques a été effectuée :

Danse cas du tube : Les résultats montrent comment la distribution de température et de vitesse du nanofluide est affectée par l'ajout de nanoparticules d'Al2O3 entraînant une augmentation du transfert de chaleur en raison des interactions intermoléculaires et intramoléculaires. Les résultats obtenus montrent que le taux de coefficient de transfert de chaleur représenté par le nombre de Nusselt augmente lorsque la fraction volumique des nanoparticules et le nombre de Reynolds augmentent. Cependant, la nanoparticule pourrait déclencher un frottement important en raison d'une augmentation de la viscosité conduisant à une augmentation de la perte de charge. Le résultat de cette investigation montre clairement que l'impact du type de nanoparticules sur le côté thermique n'est pas important lors de l'utilisation de CuO ou Al2O3 dispersé dans l'eau, mais la perte de charge est plus affectée lors de l'utilisation de CuO par rapport à Al2O3 dans des conditions similaires.

Pour la deuxième configuration, qui est composé d'un coude de 90° et un nanofluide CuO-eau s'écoulant à l'intérieur dans les conditions de régime turbulent. L'effet du nombre de Reynolds et de la concentration en volume de nanoparticules sur le taux transfert de chaleur et coefficient de frottement et perte de charge a été examiné.

Chapitre V— Etude numérique de la convection forcée turbulente des nanofluides dans un échangeur concentrique à double tubes coaxiaux

V.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, un calcul numérique 2-D dans un échangeur de chaleur coaxiale est mené en utilisant le même code de calcul. Dans cette partie on présente en premier lieu les phases de la construction du modèle géométrique du système et la génération du maillage nécessaire à la simulation numérique ainsi que les conditions aux limites appropriées. Les équations de bilan régissant l'écoulement et la méthode des éléments finis utilisée par le logiciel Comsol Multiphysics afin de résoudre le système d'équations sont présentées dans ce chapitre.

V.2 Description du problème

La géométrie est illustrée sur la figure (5.1) qui consiste en un échangeur de chaleur à double tubes circulaires concentriques à contre courant caractérisé par une longueur de 10000 mm, les diamètres des tubes intérieur et extérieur sont respectivement 50 mm et 80 mm. Un nanofluide composé d'Al_2O_3/eau s'écoule dans le tube extérieur (fluide froid) et de l'eau pure chaude s'écoule dans le tube intérieur. Le Tableau 5.1 représente les propriétés thermopysiques de fluide de base et celles de nanoparticules utilisés. Les deux fluides sont séparés par des parois métalliques à travers lesquelles les échanges de chaleur se font par conduction. La transmission de chaleur entre les fluides et les parois relève de la convection thermique. La paroi du tube extérieur sert à séparer le nanofluide du milieu extérieur comme le montre la Figure (5.1).

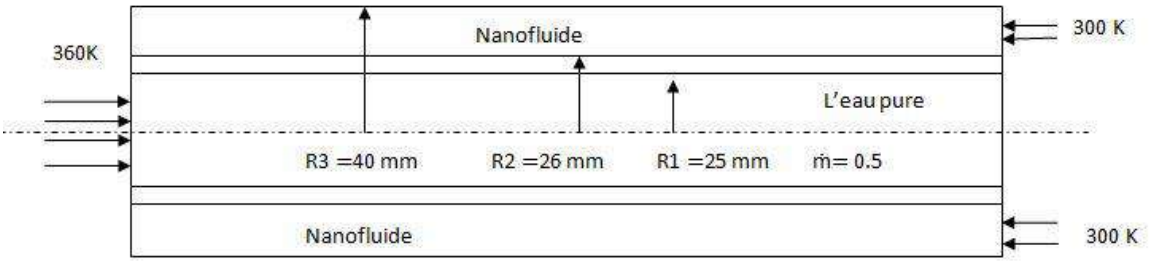


Figure V. 1: Configuration de l'échangeur de chaleur circulaire à double tubes considéré.

Avant de procéder à la simulation numérique, nous avons crée le modèle géométrique à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics. Nous avons choisi une modélisation en 2D axisymetrique dans le but d'étudier le transfert convectif dans un canal horizontal simple (sans ailettes ni ondulations). Le dessin schématique du domaine de calcul utilisé pour des simulations numériques est présenté dans la figure (V.1). Les parois du canal sont isolées, le nanofluide eau/Al_2O_3 (fluide de refroidissement) est forcé et s'écoule à travers le canal avec une vitesse U_0 et une température T_0. A cause de la symétrie suivant x, nous avons effectué les simulations sur le domaine de calcul qui est présenté sur la figure (V.2). En diminuant le nombre de mailles, nous avons ainsi réduit le temps de calcul.

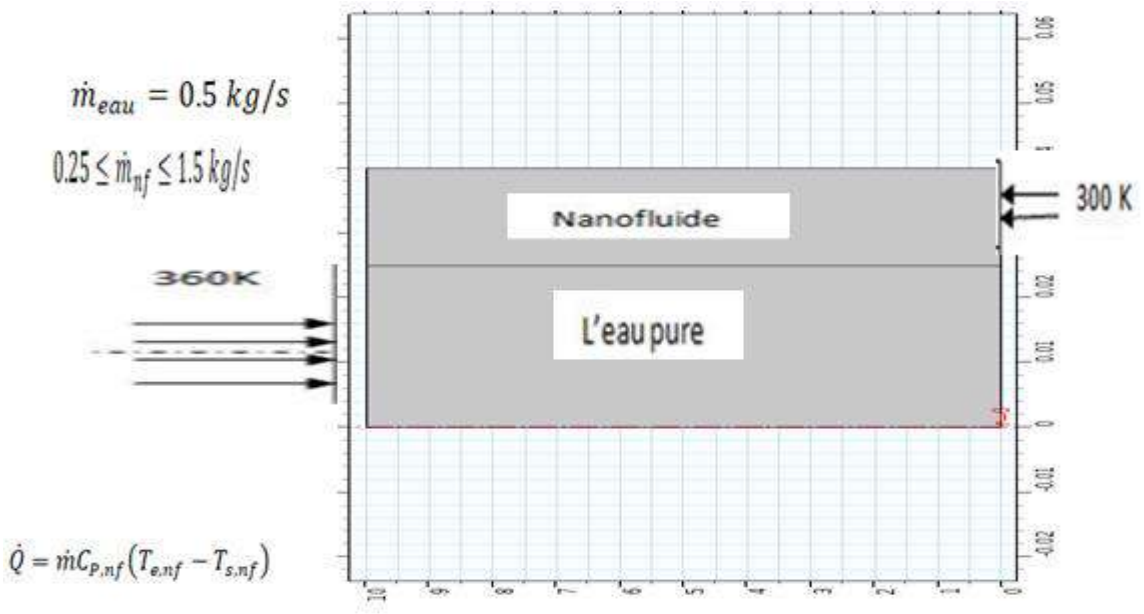


Figure V. 2 : Schéma de la géométrie étudiée

V.3 Modèle mathématique et équations dimensionnelles

Les champs de température et de vitesse dans le domaine de calcul sont gouvernés par les équations de conservation de la masse, du mouvement, et de l'énergie pour le fluide, avec une équation de conduction 2D pour les parois, qui sont données ci-dessous. La formulation mathématique de problème étudie et les équations régissant sont bien décrits dans le chapitre précédent.

- Equation de continuité :

$$\frac{\partial y}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \qquad (5.1)$$

- Equation de la quantité de mouvement suivant x :

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}=\frac{1}{\rho_{nf}}\left[-\frac{\partial p}{\partial x}+\mu_{nf}\left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right]\right] \quad (5.2)$$

- Equation de la quantité de mouvement suivant x :

$$\mathrm{u}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial \mathrm{x}}+\mathrm{v}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial \mathrm{y}}+\mathrm{w}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial \mathrm{z}}=\frac{1}{\rho_{\mathrm{nf}}}\left[-\frac{\partial \mathrm{p}}{\partial \mathrm{y}}+\mu_{\mathrm{nf}}\left[\frac{\partial^2 \mathrm{v}}{\partial \mathrm{x}^2}+\frac{\partial^2 \mathrm{v}}{\partial \mathrm{y}^2}+\frac{\partial^2 \mathrm{v}}{\partial \mathrm{z}^2}\right]+(\rho\beta)_{\mathrm{nf}}\mathrm{g}(\mathrm{T}-\mathrm{T}_0)\right] \quad (5.3)$$

- Equation de l'énergie :

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}+w\frac{\partial T}{\partial z}=\alpha_{nf}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) \quad (5.4)$$

- Equation de conduction de chaleur pour l a plaque de base :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}=0 \quad (5.5)$$

V.4 Conditions aux limites

La vitesse et la pression ont été définies comme conditions aux limites respectivement à l'entrée et à la sortie de l'échangeur pour les deux fluides. La température d'entrée de l'eau est de 360 K avec un débit massique de 0.5 kg/s (tube intérieur) et le nanofluide entre à 300 K avec différents débit massique allant de 0.25 kg/s à 1.25 kg/s (tube extérieur). Le Tube est en acier dont les propriétés thermiques sont considérées comme étant indépendantes de la température (ρ= 7850 kg / m3, Cp = 475 J /(kg K) et λ= 44.5 W / (m. K).

V.5 Paramétres adimentionnelles

Les équations de quantité de mouvement sont résolues pour trouver les composantes de vitesse. De même, la résolution de l'équation d'énergie nous a permet de déterminer la température dans le domaine étudie. Le coefficient de transfert de chaleur du nanofluide en tant que liquide de refroidissement s'écoulant dans l'espace annulaire est calculé par :

$$Nu_{nf}=\frac{h_{nf}D_{eq}}{K_{nf}} \quad (5.6)$$

Où k_{nf} et hnf sont respectivement D la conductivité thermique et le coéfficient de convection thermique du nanofluide. Deq est le diamètre équivalent, il est définit par la relation suivante :

$$D_{eq}=D_i-D_0 \quad (5.7)$$

Ds est le diamètre intérieur du tube extérieur. Le nombre Reynolds pour le nanofluide s'exprime par :

$$Re_{nf} = \frac{\rho_{nf} u_{nf} D_{nf}}{\mu_{nf}} \quad (5.8)$$

De plus, la chaleur absorbée par le liquide de refroidissement (nanofluide) dans le tube extérieur est :

$$\dot{Q} = \dot{m} C_{P,nf} \left(T_{e,nf} - T_{s,nf} \right) \quad (5.9)$$

$T_{e,nf}$ et $T_{s,nf}$ sont respectivement la température d'entrée et celle de la sortie du nanofluide.

Le facteur de frottement est déterminé par :

$$f_{nf} = 0.316 Re_{nf}^{-0.25} \quad (5.10)$$

La chute de pression du nanofluide peut étre calculer par la relation suivante :

$$\Delta p_{nf} = 2 \frac{f_{nf} L \rho_{nf} u_{nf}^2}{(D_s - D_o)} \quad (5.11)$$

Le coefficient global de transfert de chaleur du nanofluide en tant que liquide de refroidissement s'écoulant dans l'annulaire est exprimé par la relation suivante :

$$U = \left[\frac{D_o}{h_c D_i} + \frac{r_o ln\left(\frac{D_o}{D_i}\right)}{\lambda} + \frac{1}{h_{nf}} + R_{ec} \right]^{-1} \quad (5.12)$$

Où Ren est la résistance à l'encrassement (Dans ce travail la résistance à l'encrassement est supposée être à $5 \times 10{-}4 m^2 K W^{-1}$), hc est le coefficient de transfert thermique par convection du fluide chaud qui se référait à la zone intérieur et hnf est le coefficient de transfert convectif du liquide de refroidissement (nanofluide). Le taux de cisaillement à la parois est exprimé par :

$$\tau_P = \frac{(f_{nf} \rho_{nf} u^2)}{8} \quad (5.13)$$

V.6 Méthodes de résolution

Les équations de base régissant l'écoulement ont été discrétisés (figure III.2) et résolues en utilisant Comsol Multiphysics version 5.4. Le modèle k-w est utilisé pour simuler la turbulence. Dans la solution numérique, la méthode des éléments finis adaptée par ce code de calcul est utilisée pour résoudre ces équations. Cette méthode est basée sur l'intégration spatiale des équations de conservation sur des éléments de contrôle finis, convertissant les équations différentielles régissant l'écoulement à un ensemble d'équations algébriques. Les équations algébriques "discrétisées" résultantes de ce processus d'intégration spatiale ont été

résolus séquentiellement dans tout le domaine physique pris en considération. Comsol Multiphysics résout les systèmes résultant de schémas de discrétisation utilisant une méthode numérique.

Des méthodes appelées méthodes mixtes par éléments finis sont utilisées pour le couplage pression-vitesse. Se sont des méthodes, où les fonctions de base (et de test) pour différentes variables dépendantes dans un système couplé appartiennent à différents espaces fonctionnels, pour le couplage les fonctions de forme quadratique (fonctions de base) sont utilisées pour la vitesse et les fonctions de forme linéaire pour la pression. Différents maillages non uniformes pour les deux tubes de l'échangeur de chaleur ont été testés pour garantir l'indépendance de la solution. 112000 et 160000 mailles pour le tube intérieur et le tube extérieur respectivement ont été adoptés pour cette étude. Un maillage raffiné est utilisé près de la paroi (a l'interface) où le gradient de vitesse et de la température sont plus élevés.

V.7 Validation du code de calcul

Afin de tester la validité de la méthode utilisée dans ce travail, une simulation numérique de coefficient global de transfert de chaleur du nanofluide ayant une fraction volumique de 1% qui s'écoule dans un échangeur de chaleur à double tubes circulaire a été effectuée. Les résultats obtenus par le modèle ont été comparés aux données expérimentales de B.B. Bhosle et D.N.Hatkar [150] (Figure (V.3)).Un très bon accord avec les deux résultats a été observé avec une différence moins de 0.10 % se qui valide le modèle.

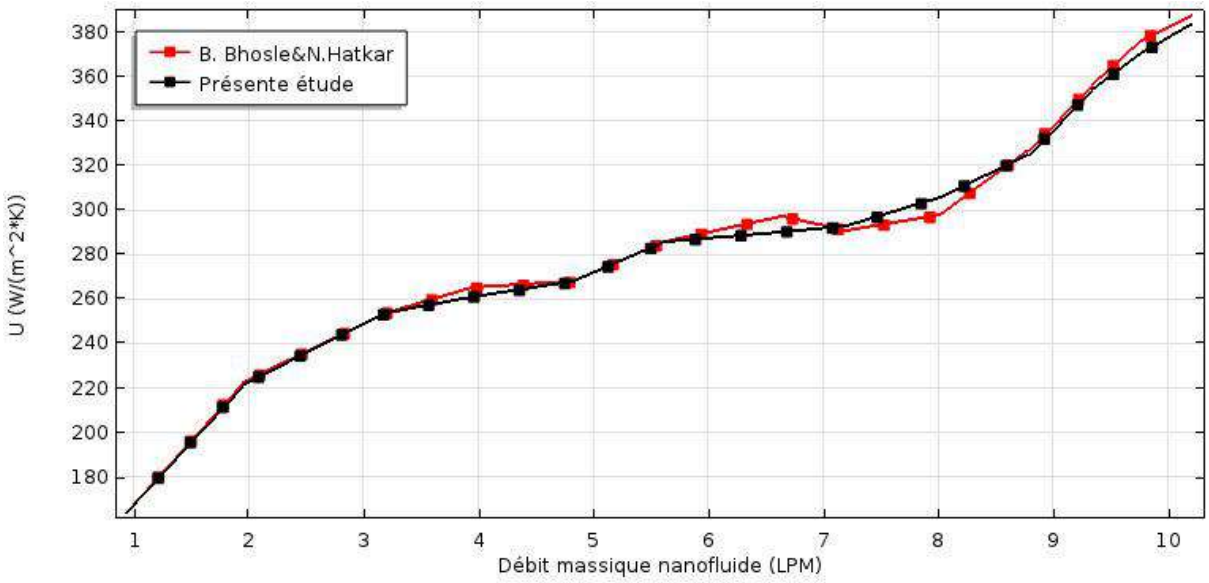


Figure V. 3: Coefficient global de transfert de chaleur comparé avec les mesures de B.B. Bhosle et D.N.Hatkar [150]

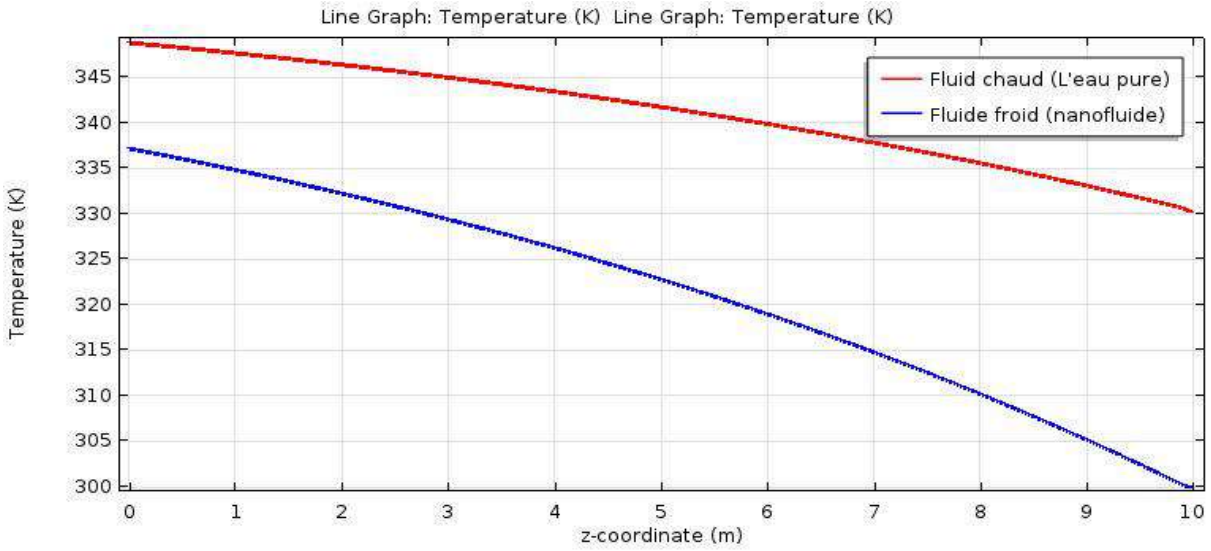


Figure V. 4: Distribution des températures des fluides le long de l'échangeur

La figure (V.4) présente la distribution des températures des fluides le long de l'échangeur de chaleur. Comme le montre cette figure, les résultats de la simulation numériques sont tout à fait conformes et les profils calculés des températures des caloporteurs sont en bon accord avec les données théoriques pour un échangeur bitubes coaxiaux fonctionnant à contre courant. Cette analyse confirme aussi la validité du modèle développé.

V.8 Résultats et discussions

V.8.1 Conductivité thermique

La figure V.5 montre l'évolution de la conductivité thermique du nanofluide Al_2O_3 /eau avec différentes concentrations (fraction volumique 0-2%).Comme on peut le voir, la conductivité thermique augmente avec l'augmentation de la concentration volumique des nanoparticules.

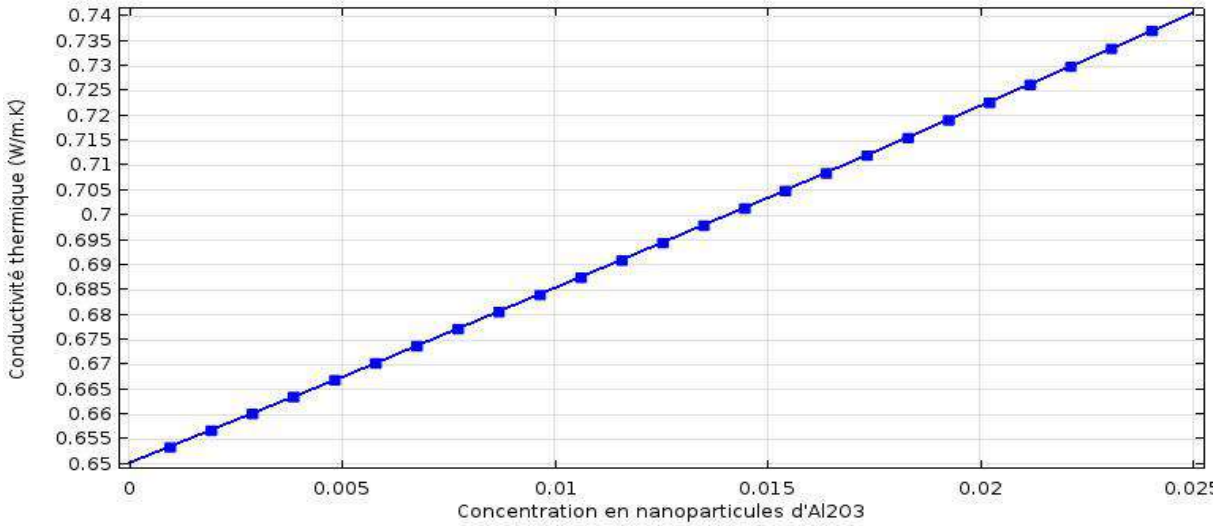


Figure V. 5 : Évolution de la conductivité thermique en fonction de la fraction volumique Al_2O_3

V.8.2 Nombre de Nusselt

La figure (V.6) illustre la variation du nombre moyen de Nusselt moyen de nanofluides pour différents débits et concentrations volumiques en nanoparticules. L'analyse de cette figure que le nombre moyen de Nusselt augmente avec la concentration volumique des nanoparticules et le débit massique du nanofluide.Ce résultat est en accord avec les résultats de la littérature car les nanoparticules ont tendance d'améliorer la conductivité du fluide se qui se traduit directement sur le flux de chaleur. D'autre part, le mouvement brownien est aussi en faveur à l 'augmentation du taux de transfert de chaleur grâce à la diffusion de chaleur associe aux nanoparticules.

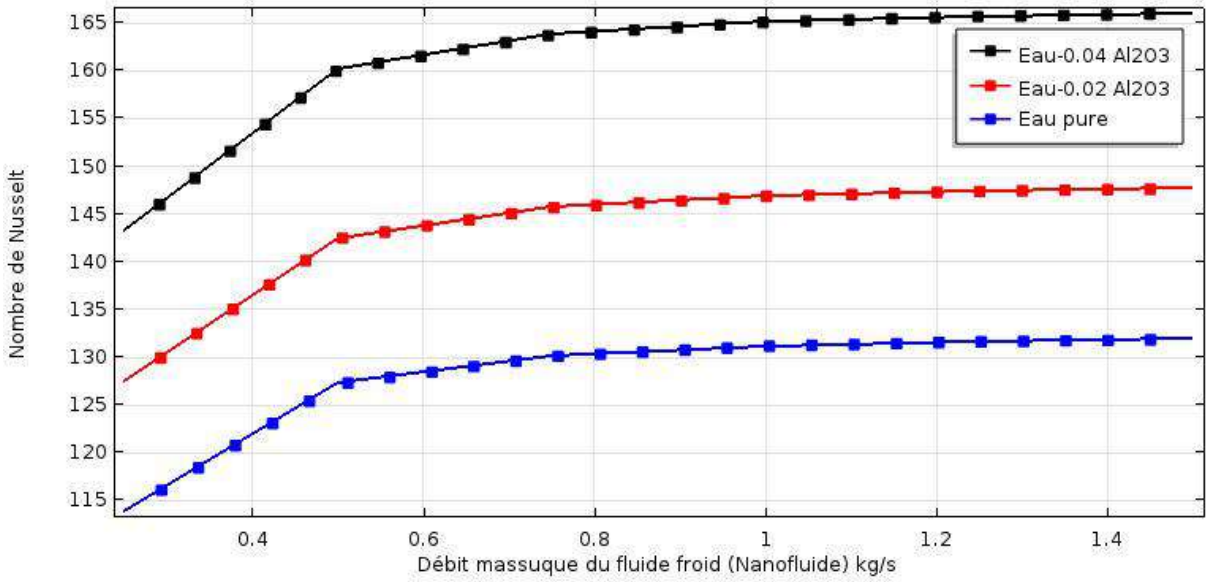


Figure V. 6: Variation du nombre de Nusselt en fonction du débit massique du nanofluide pour différentes fractions volumiques d'Al2O3.

On peut remarquer que pour une même concentration en nanoparticule, le nombre de Nusselt croit linéairement en fonction du débit massique du nanofluide puis se stabilise à partir d'un certain débit. La figure (V.7) représente la variation de la conductivité du nanofluide et le coefficient de transfert de chaleur convectif en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour un débit massique fixe.

Cette figure révèle que l'impact des nanoparticules sur le coefficient de transfert convectif est beaucoup plus important que sur la conductivité thermique de la solution. Par exemple, pour une fraction volumique de 3%, le coefficient de transfert de chaleur convectif augmente d'environ de 95,88%, tandis que l'augmentation de la conductivité thermique est inférieure à 8,85%.

Cela confirme que la conductivité thermique n'est pas le seul paramètre qui conduit à l'amélioration du transfert de chaleur dans l'échangeur il en existe d'autres phénomènes physiques tel que le mouvement brownien et des interactions paroi-particules et particules-fluide qui favorise l'absorption rapide de la chaleur.

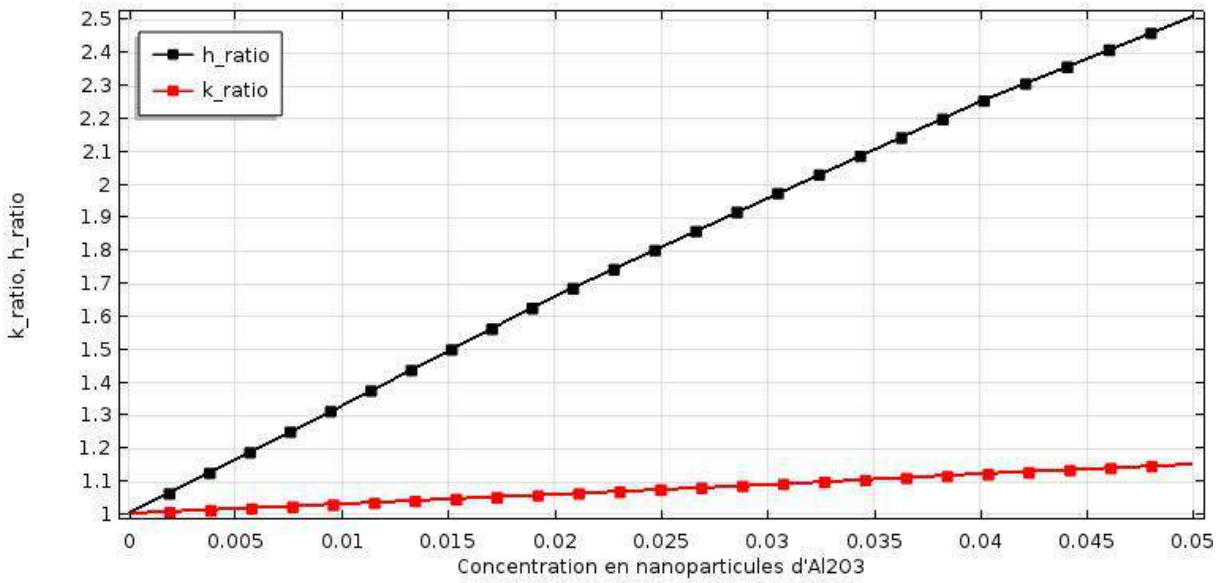


Figure V. 7: Effet de la fraction volumique de Al2O3 sur la conductivité thermique du nanofluide (k) et le coefficient d'échange thermique(h)

V.8.3 Coefficient global de transfert de chaleur

L'effet de la fraction volumique sur le coefficient global d'échange de chaleur U est illustré sur la figure (V.8).

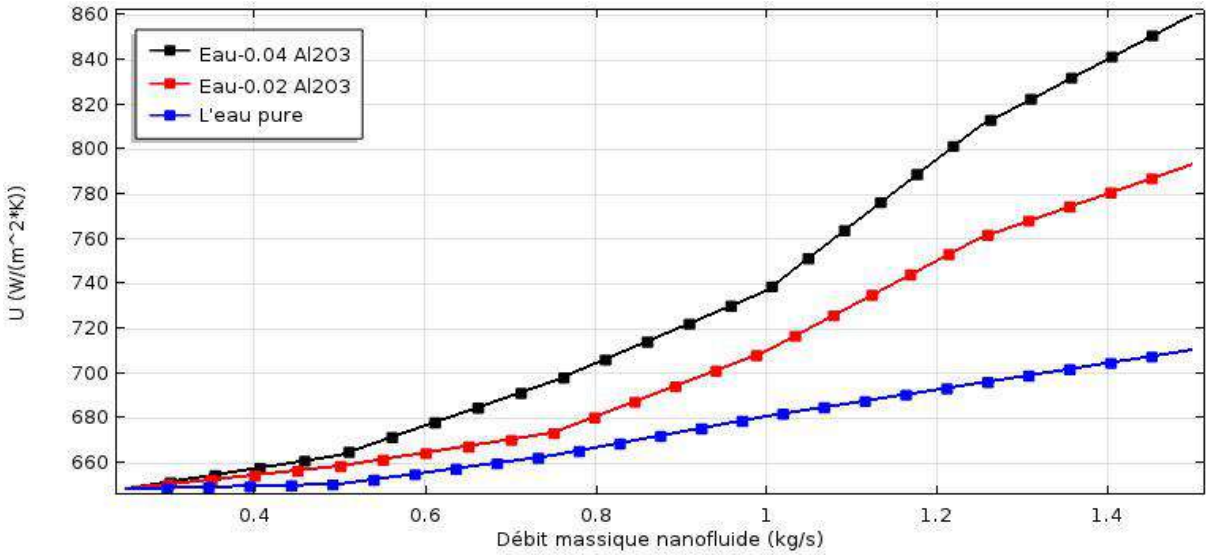


Figure V. 8: Coefficient global de transfert de chaleur U en fonction du débit massique du nanofluide (kg/s).

L’analyse de cette figure montre clairement que l’ajout des nanoparticules favorise l’augmentation du coefficient U. Par exemple, pour un débit massique de 1.4 kg/s et une fraction de 4% en nanoparticules le coefficient U augment de 23.85 % par rapport à l’eau pur. Cette amélioration est certainement du à l’augmentation de la conductivité thermique de la solution mais aussi elle est associe au mouvement brownien et interaction paroi-particules.

V.8.4 Perte de charge

Dans l'application pratique des nanofluides, il est essentiel d'étudier la chute de pression. C’est pourquoi, on s’est intéressé aussi a étudier l’effet de l’ajout nanoparticules Al_2O_3 sur le facteur de frottement et la chute de pression.Les résultats illustrés sur les figures (V.9) et (V.10) montrent que la chute de pression et le facteur de friction des nanofluidesaugmententavec l’ajout des nanoparticules dans le fluide de base.

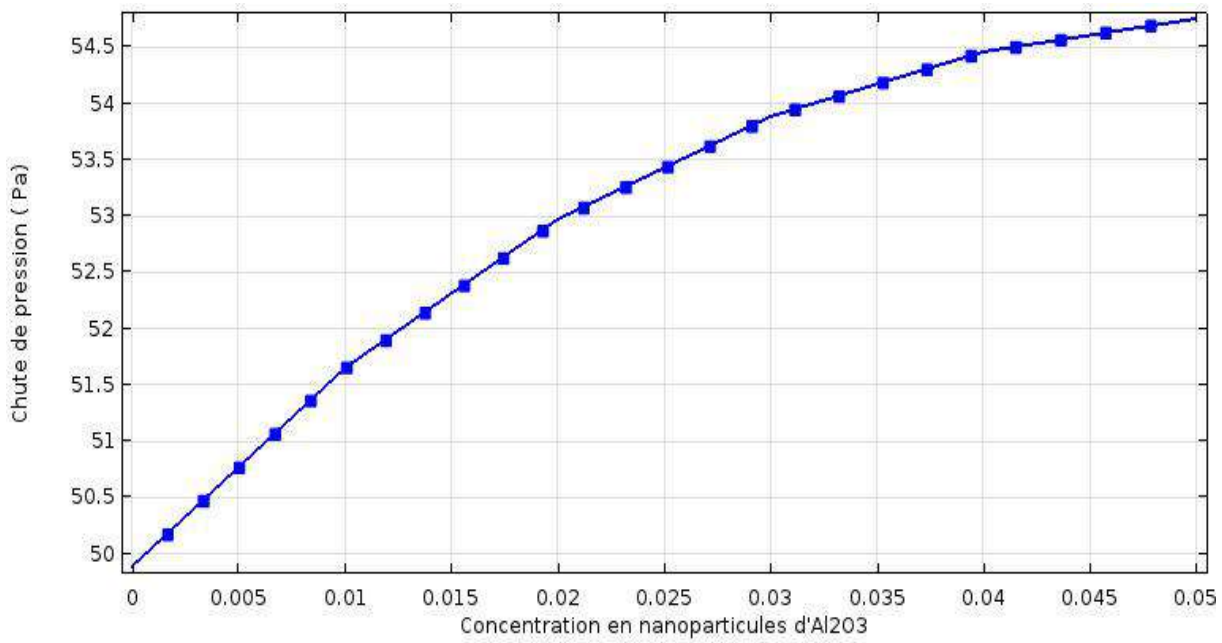


Figure V. 9: Perte de charge en fonction de la fraction volumique Al_2O_3

En effet, l’ajout des nanoparticules dans le fluide de base entraîne l’augmentation de sa viscosité et également sa densité qui par conséquent se traduit par une chute de pression le long du tube. D'après les investigations effectuées et les résultats de la simulation la valeur de la perte de charge associe aux nanoparticules Al_2O_3 est pratiquement acceptable en la comparant avec la perte de charge dans le cas obtenu par l’eau pur.

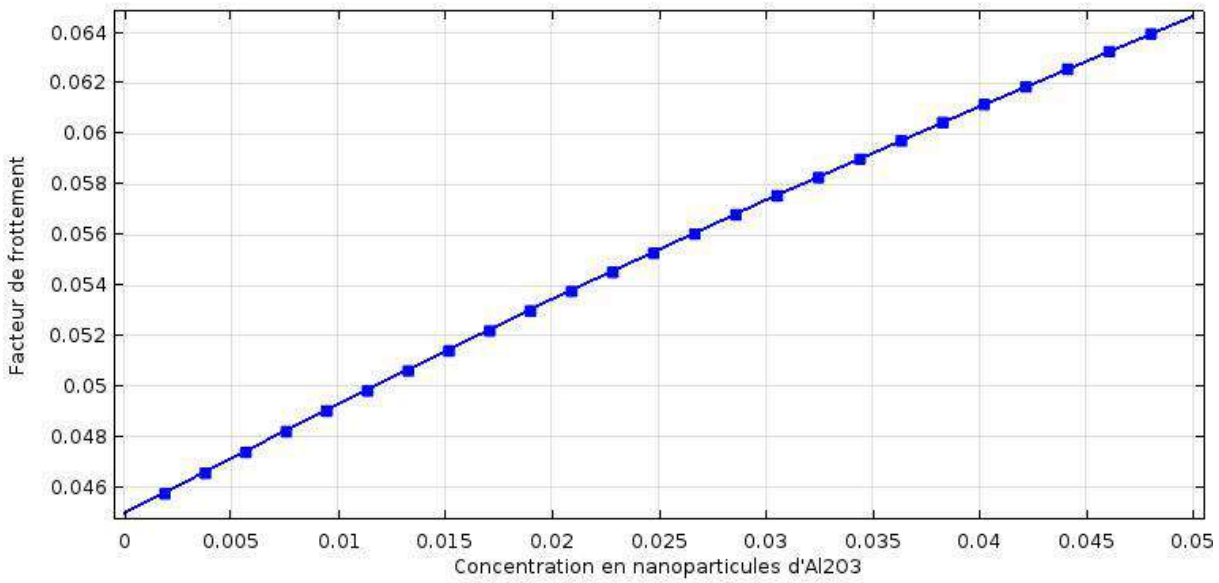


Figure V. 10: Facteur de frottement en fonction de la la fraction volumique Al_2O_3

V.8.5 Contrainte de cisaillement

La figure (V.11) montre le rapport de la contrainte moyenne de cisaillement à la paroi pour une valeur typique du débit de nanofluide de 5 kg/s. Il est clair que l'ajout de nanoparticules au fluide de base entraîne une augmentation de la viscosité et du cisaillement au niveau de la paroi.

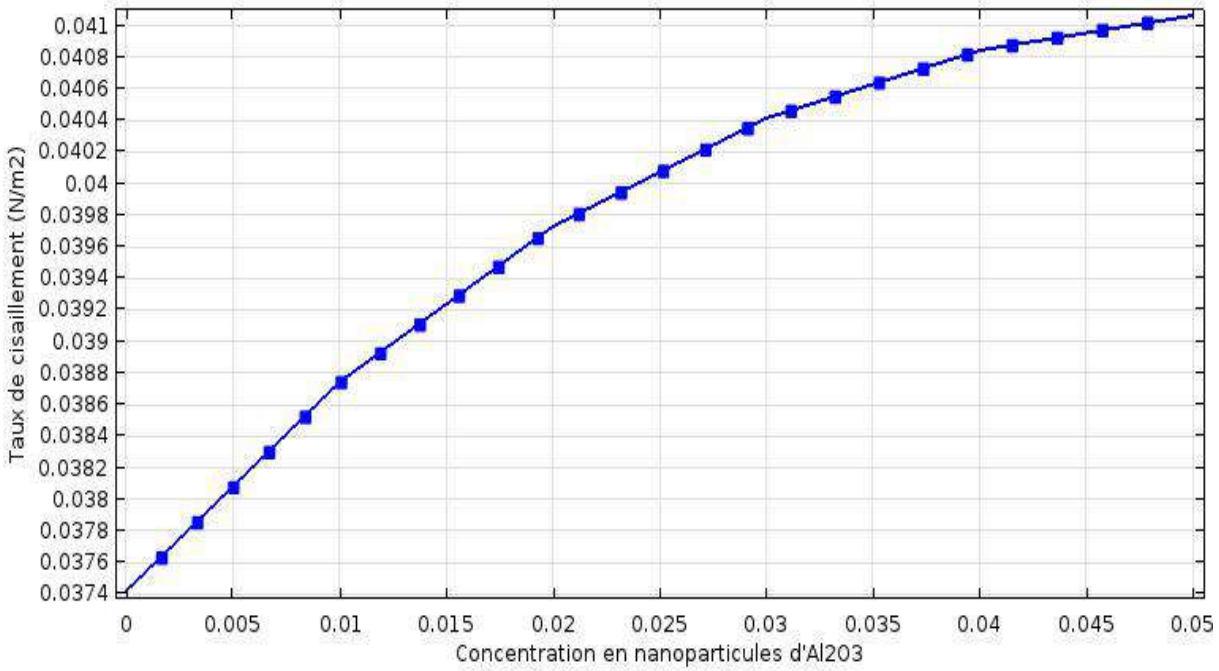


Figure V. 11: Variations du taux de cisaillement pour différentes fractions volumique d'Al_2O_3

V.9 Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté les résultats de la simulation numérique de l'analyse thermique et dynamique d'un échangeur de chaleur à double tubes circulaires et concentriques fonctionnant à contre courant. Le fluide de refroidissement est un nanofluide composé de nanoparticules d'Al_2O_3 dispersés dans l'eau. Les résultats montrent que le nanofluide offre des performances thermiques plus élevées par rapport à l'eau seule. Afin de déterminer la faisabilité du nanofluide Al_2O_3 / eau comme liquide de refroidissement, l'effet de l'ajout des nanoparticules sur la chute de pression a été évalué. On remarque que le taux de transfert de chaleur global augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Les résultats obtenus montrent que l'utilisation de nanofluide à base de Al_2O_3 / eau conduit à une chute de pression tolérable qui nécessite pas un changement au niveau des équipements associes au système de pompage de l'installation.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail de thèse nous avons mené une étude numérique en vue d'étudier l'impact des nano particules dispersées dans le fluide caloporteur sur la convection aspects hydrodynamique et thermique pour différentes configuration (Tube simple, coude et échangeur de chaleur) utilisées dans les systèmes de refroidissement.

Dans la première Configuration (tube simple à section circulaire), une étude complète du comportement thermique et hydrodynamique d'un nanofluide Al_2O_3 –eau circulant en régime turbulent dans un tuyau circulaire dont la paroi est maintenue à température constante est étudié par CFD comsol en adoptant le modèle k-w SST.

Les résultats obtenus montrent comment la distribution de la température et de la vitesse du nanofluide est affectée par l'ajout de nanoparticules entraînant une augmentation du transfert de chaleur due aux intermoléculaires et interactions intramoléculaires. De plus, le taux de coefficient de transfert de chaleur représenté par le nombre de Nusselt augmente lorsque la fraction volumique des nanoparticules et Le nombre de Reynolds augmente. Cependant, la nanoparticule de CuO pourrait déclencher une friction importante en raison d'une augmentation de la viscosité entraînant une augmentation de la perte de charge. Le résultat de cette partie montre clairement que l'impact du type de nanoparticules sur le côté thermique n'est pas important lors de l'utilisation de CuO ou Al_2O_3 dispersé dans l'eau mais la perte de charge est plus affectée lors de l'utilisation de CuO par rapport à Al_2O_3 dans des conditions similaires. Ainsi, après une investigation enquête approfondie, il est préférable d'utiliser le nanofluide Al_2O_3-eau au lieu du nanofluide CuO-eau dans le but d'augmenter le taux du transfert de chaleu. La chute de pression lors de l'utilisation de nanofluide Al_2O_3-eau peuvent facilement être résolus en installant un système de pompage adapté.

Dans une deuxième configuration, nous avons modélisé le transfert de chaleur en convection forcée turbulente dans un tube à coude 90 degrée pour montrer l'amélioration du transfert de chaleur par un nanofluide par rapport à un fluide pur. Les résultats obtenus indiquent que l'utilisation des nanofluides peut influencer considérablement sur le champ dynamique et thermique dans ce type de géométrie. Les principales conclusions tirées de cette étude sont les suivantes:

- Une augmentation du nombre de Reynolds donne lieu à une augmentation des vitesses d'écoulement parce que les forces de flottabilité sont augmentées, et par conséquent à une meilleure évacuation de la chaleur.
- Pour toutes les valeurs de Reynolds, le nombre du Nusselt moyen augmente d'une façon linéaire et monotone avec l'augmentation des nanoparticules.
- La perte de charge augmente en augmentant la concentration en nanoparticule, en revanche le coefficient de frottement est déminue par l'ajout des nanoparticules, un résultat semble contradictoire, ce qui appelle un travail approfondi.
- par l'effet de l'intensité de l'écoulement turbulent et de l'écoulement secondaire qui deviennent plus fort à θ = 90∘., la valeur de l'intensité turbulente I_t s'est considérablement amélioré dans le virage et atteint sa valeur maximale à θ = 90∘. Cette effet est justifier l'augmentation de I_t avec l'ajout des nanoparticules comme de particule à mouvement chaotique favorisant les fluctuations turbulente.

Dans la dernière configuration qui concerne un échangeur de chaleur tubulaire coaxiale à contre courant l'effet de la fraction volumique des nanoparticules (0 à 5%) et le débit massique du nanofluide (0.25 kg/s à 1.25kg/s) sur le comportement thermique et dynamique a été examiné par analyse CFD. Les résultats de cette investigation que l'ajout des nanoparticule contribue considérablement à l'amélioration du transfert de chaleur dans l'échangeur accompagné d'une augmentation de la perte de charge qui heureusement reste tolérable avec le nanofluide choisi et qui ne nécessite pas à changer les équipements de pompage dans le système de refroidissement pour compenser cette perte de charge. De plus, l'utilisation des nanofluides dans le système de refroidissement permet de réduire le coût de l'échangeur par la diminution de sa surface d'échange.

Ce travail est une contribution pour la compréhension des phénomènes hydrodynamique et thermique des nanofluides pour l'amélioration du transfert thermiques dans les systèmes de refroidissement, toutefois pour plus d'information il est encore nécessaire de compléter cette investigation par l'étude de différents paramètres qui peuvent agir sur leur performance thermique dans les systèmes de refroidissement nous citons par exemple les angles de courbure, différente géométrie de section transversale, différents types de nanoparticules.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIE

[1] S.U.S. Choi. "Enhancing Thermal Conductivity of Fluids with Nanoparticles", In: D. A. Siginer and H. P. Wang, Eds., Developments and Applications of Non-Newtonian Flows, ASME, New York.1995, (66), 99-105,1995.

[2] J. Garg." Enhanced Thermal Conductivity and Viscosity of Copper Nanoparticles in Ethylene Glycol Nanofluid". *Journal of applied physics* 103, (2008) : 074301-074301.

[3] Raja Sekhar and K.V. Sharma. "Study of Viscosity and Specific Heat Capacity Characteristics of Water-Based Al_2O_3 Nanofluids at Low Particle Concentrations". *Journal of Experimental Nanoscience* 10, no.2 (2015): 86–102.

[4] Kulkarni, R.S. Vajjha, D.K Das and D. Oliva. "Application of Aluminum Oxide Nanofluids in Diesel Electric Generator as Jacket Water Coolant". *Applied Thermal Engineering* 28, no. 14-15 (2008): 1774-1781.

[5] Nnanna, W. Rutherford, W. Elomar and B. Sankowski, "Assessment of Thermoelectric Module with Nanofluid Heat Exchanger". ". *Applied Thermal Engineering* 29, no. 2-3 (2009) : 491–500.

[6] Japar, W. M. A. A., N. A. C. Sidik, S. R. Aid, Y. Asako and T. L. Ken. "A Comprehensive Review on Numerical and Experimental Study of Nanofluid Performance in Microchannel Heatsink (MCHS)". *Journal of Advanced Research in Fluid Mechanics and Thermal Sciences* 45, no. 1 (2018): 165-176.

[7] Moraveji, M. Darabi, MH. Haddad and R. Davarnejad. "Modeling of Convective Heat Transfer of a Nanofluid in the Developing Region of Tube Flow with Computational Fluid Dynamics". *International communications in heat and mass transfer*38, no.9 (2011):1291-1295.

[8] Demir, AS. Dalkilic, NA.Kurekci, W.Duangthongsuk andS. Wongwises."Numerical Investigation on the Single Phase Forced Convection Heat Transfer Characteristics of TiO2 Nanofluids in a Double-Tube Counter Flow Heat Exchanger". *International Journal of Basic Sciences and Applied Research* 3, no.5 (2014): 266-273.

[9] Jehad and G. A. Hashim. "Numerical Prediction of Forced Convective Heat Transfer and Friction Factor of Turbulent Nanofluid Flow through Straight Channels". *Journal of Advanced Research in Fluid Mechanics and Thermal Sciences* 8, no. 1 (2015): 1-10.

[10] Nor Azwadi and I. M. Adamu. "Turbulent Force Convective Heat Transfer of Hybrid Nano Fluid in a Circular Channel with Constant Heat Flux". *Journal of Advanced Research in Fluid Mechanics and Thermal Sciences* 19, no.1 (2016): 1–9.

[11] V. Bianco, F. Chiacchio, O. Manca, S. Nardini. " Numerical investigation of nanofluids forced convection in circular tubes". *Applied Thermal Engineering* 29, no. 17-18 (2009) : 3632-3642.

[12] S.Fohanno, C.T Nguyên, G.Polidori. " Newtonian Nanofluids in Convection". *HANDBOOK OF NANOPHYSICS*. Nanoparticles and Quantum Dots. Edited by Klaus D. Sattler. CRC Press. Taylor and Francis Group.

[13] Li Y, Zhou J, Tung S, Schneider E, Xi S. "A review on development of nanofluid preparation and characterization", *Powder Technology*, 196 (2009): 89-101.

[14] Mebrouk, R. & Boudenn, A. & Kabar, Y. (2017). *Etude Paramétrique Des Échanges Convectifs Turbulents Dans Les Configurations D'intérêt Pratique* [Thèse de Doctorat, Université Frères Mentouri - Constantine 1].

[15] Boualit, A. (2011). *Contribution À L'étude Thérmo-hydrodynamique Des Fluides Binghamiens* [Thèse de Doctorat, Université M'hamed Bougara - Boumerdes].

[16] Pisani, Cédric. (2017). *Etude toxicogénomique de nanovecteurs de silice mésoporeuse : relation entre décoration et toxicité*. [Thèse de Doctorat, Université Montpellier - Français].

[17] L. Fedele, L.Colla, S.Bobbo, S.Barison & F.Agresti. "Experimental stability analysis of different water-based nanofluids". *Nanoscale Research Letters* 6, no.1 (2011): 300.

[18] Kanaras, Antonios G et al. "Thioalkylated tetra ethylene glycol: a new ligand for water soluble monolayer protected gold clusters". *Chemical communications (Cambridge, England)*,20 (2002): 2294–2295.

[19] Li, D., Xie, W., & Fang, W. "Preparation and properties of copper-oil-based nanofluids". *Nanoscale Research Letters* 6, no. 373 (2011).

[20] Mandracci, P.,(Ed.). (2019). Chemical Vapor Deposition for Nanotechnology. IntechOpen. https://doi.org/10.5772/intechopen.73342.

[21] Semaltianos, G.Nikolaos. "Nanoparticules par ablation laser." *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences* 35 (2010): 105 - 124.

[22] Barbier, Dominique. "Etude d'un écoulement gaz-liquide dans un tube enroulé en hélice." (1990).

[23] V. I. Terekhov, S. V. Kalinina & V. V. Lemanov . "The mechanism of heat transfer in nanofluids: state of the art (*review*). Part 1. Synthesis and properties of nanofluids. " *Thermophysics and Aeromechanics* 17, (2010) : 1-14.

[24] H. Zhu, Y. Lin, and Y. Yin, A novel one-step chemical method for preparation of copper nanofluids, *J. Colloid and Interface Sci*. 227, (2004) : 100-103.

[25] J.A. Eastman, S.U.S. Choi, S. Li, W. Yu, and L.J. Thomson, "Anomalously increased effective thermal conductivities of ethylene glycol based nanofluids containing copper nanoparticles." *Appl. Phys. Lett*. 78, (2001) : 718–720.

[26] L. Xue, P. Keblinski, S.R. Phillpot, S.U.S. Choi, and J.A. Eastman, " Effect of fluid layering at the fluid — solid interface on thermal transport", *Int. J. Heat Mass Transfer*47, no. 19–20 (2004) : 4277–4284.

[27] Emmanuel VACHON. (2014). " *Etude Paramétrique De L'agglomération Des Systèmes Granulaires Pharmaceutiques Secs Lors De L'étape De Mélange*. " [Mémoire de maîtrise, Spécialité : génie chimique, Sherbrooke (Québec) Canada].

[28] L. H. Bac, K. S. Yun, J. S. Kim, J. C. Kim*, and C. K. Rhee, " One-step Physical Method for Synthesis of Cu Nanofluid in Ethylene Glycol ", *Journal of Korean Powder Metallurgy Institute* 17, no.6(2010) : 305-353.

[29] Prakash, Chandra. To Study The Behavior Of Nanofluids In Heat Transfer Applications: A Review. *International Journal of Research in Engineering and Technology* 4, (2015) : 653-658.

[30] Choi, S., et al., "Anomalous thermal conductivity enhancement in nanotube suspensions. " *Applied physics letters*79, no.14 (2001): 2252-2254.

[31] Bouchoucha, A. & Bessaih, R. (2017). *Génération D'entropie Due Au Refroidissement Par Convection Naturelle D'un Nanofluide* [Thèse de Doctorat, Université Frères Mentouri - Constantine 1].

[32] Tahiri, A. (2018). *Contribution À L'étude Des Transferts Thermo Convectifs D'un Fluide Non-newtonien En Écoulement Dans Un Conduit* [Thèse de Doctorat, Université M'hamed Bougara - Boumerdes].

[33] Zenghu Han. (2008). *Nanofluids with Enhanced Thermal Transport Properties* [Thesis Doctor of Philosophy, University of Maryland at College Park- Maryland].

[34] C. G. Granqvist *and* R. A. Buhrman. "Ultrafine metal particles". *Journal of Applied Physics* 47, no.5(1976) : 2200-2219.

[35] Audrey Caumont-Potdevin (2018).Synthèse par voie sol-gel et caractérisation de matériaux luminescents nanostructurés applicables dans une nouvelle génération de lampes propres. Matériaux. [Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, Français].

[36] Wang G, Zhang Z, Wang R, Zhu Z. "A Review on Heat Transfer of Nanofluids by Applied Electric Field or Magnetic Field". *Nanomaterials (Basel)* 10, *no.12*(2020):2386.

[37] J.A. Eastman, S.U.S. Choi, Li S., L.J. Thompson, and S. Lee, "Enhanced thermal conductivity through the development of nanofluids", *Bibliothèque de procédures en ligne MRS* **457**, (1996) : 3–11.

[38] Y. Xuan and Q. Li, "Heat transfer enhancement of nanofluids", *Int. J. Heat Fluid Transfer* 21, (2000): 58–64.

[39] Xiang-Qi Wang Arun S. Mujumdar. "A review on nanofluids - part II: experiments and applications", *BRAZILIAN JOURNAL OF CHEMICAL ENGINEERING* 25, no.4 (2008): 631-648.

[40] Michael Wagener, Bernd Günther. " Sputtering on liquids – a versatile process for the production of magnetic suspensions". Journal of Magnetism and Magnetic Materials
Volume 201, Issues 1–3, July 1999, Pages 41-44.

[41] Chen, J., Yang, W. L., Li, G., Qian, J., Xue, J. L., Fu, S. K., & Lu, D. R. "Transfection of mEpo gene to intestinal epithelium in vivo mediated by oral delivery of chitosan-DNA nanoparticles". *World journal of gastroenterology*10, no.1 (2004):112-116.

[42] Zhu, H.-t., Y.-s. Lin and Y.-s. Yin. "A novel one-step chemical method for preparation of copper nanofluids". *Journal of colloid and interface science*277, no.1(2004): 100-103.

[43] X. Wang, X. Li, S. Yang, Energy Fuels 23, (2009): 2684-2689.

[44] Dan Li and Richard B Kaner. Processable stabilizer-free polyaniline nanofiber aqueous colloids.Chemical communications26, (2005):3286–3288.

[45] K Santaraon, J Sai Kumar, Varma, C.Prasad .Préparation, Stabilité and Characterization of Nanofluids: A Review. *International Journal of Mechanical Engineering* 6, no.3 (2021):3081–3095.

[46] Zhu, H., Li, C., Wu, D., Zhang, C., & Yin, Y. " Preparation, characterization, viscosity and thermal conductivity of CaCO3 aqueous nanofluids". *Science China Technological Sciences* 53, no. 2(2010) : 360-368.

[47] Ashok K Singh and Vijay S Raykar. "Microwave synthesis of silver nanofluids with polyvinylpyrrolidone (pvp) and their transport properties". *Colloid and Polymer Science*286, no.14-15 (2008) :1667–1673.

[48] Yu, W., France, D. M., Routbort, J. L., and Choi, S. U. S., 2008, "Review and Comparison of Nanofluid Thermal Conductivity and Heat Transfer Enhancements," *HeatTransfer Eng.* 29, no. 5 (2008):432-460.

[49] Salema HALELFADEL(2014). *Caractérisation des propriétés thermo-physiques et d'échanges de chaleur des nanofluides à base de nanotubes de carbone* [Thèse de Doctorat, physics.class-ph - INSA de Rennes].

[50] Kim H, Kim J, Kim M. "Experimental study on CHF characteristics of water-TiO2 nano-fluids". *Nuclear Eng Technol* 38, (2006):61-68.

[51] Wei Yu Huaqing Xie. " A Review on Nanofluids: Preparation, Stability Mechanisms, and Applications January". *Journal of Nanomaterials* 2012, no.1 (2012) : 1–17.

[52] Marie-Faith Fiawoo(2009). *Etude par microscopie électronique en transmission de la germination et de la croissance des nanotubes de carbone synthétisés à moyenne température*. [Thèse de Doctorat, Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, Français].

[53] Dong sheng Zhu Xinyang Li Nan Wang Xianju Wang. " Dispersion behavior and thermal conductivity characteristics of Al2O3–H2O nanofluids". *Current Applied Physics* 9, no.1(2009):131-139.

[54] Li CH, Peterson GP: "Mixing effect on the enhancement of the effective thermal conductivity of nanoparticle suspensions (nanofluids) ". *Int J Heat Mass Transf* 50, (2007):4668-4677.

[55] Sayantan Mukherjee, Purna Chandra Mishra, Paritosh Chaudhuri. " Stability of Heat Transfer Nanofluids – A Review". Chem Bio Eng Reviewers, no .5 (2018): 312-333.

[56] Liu M-S, Lin MC-C, Tsai CY, Wang CC. "Enhancement of thermal conductivity with Cu for nanofluids using chemical reduction method". *Int J Heat Mass Transf* 2006, no .49 (2006): 3028-3033.

[57] Naser Ali, Joao A. Teixeira, Abdulmajid Addali, "A Review on Nanofluids: Fabrication, Stability, and Thermophysical Properties", *Journal of Nanomaterials*, vol. 2018, Article ID 6978130, 33 pages, 2018.

[58] Liu, Ni, Guoqing Gong, Daoping Liu et Yingming Xie. 2008. "Effets Des Additifs Sur La Formation D'hydrate De Dioxyde De Carbone." C. Conférence internationale sur les hydrates de gaz (ICGH) (6ème : 2008).

[59] Umar, Sadik & Sulaiman, Fauziah & Abdullah, Nurhayati & Mohamad, Saiful. (2018). "Investigation of the effect of pH adjustment on the stability of nanofluid". AIP Conference Proceedings. 2031. 020031. 10.1063/1.5066987.

[60] Vladimir CANSECO RUIZTITRE (2009). *Transport de colloïdes en milieu poreux : étude expérimentale* [Thèse de Doctorat, Spécialité : Mécanique Et Ingenierie -Universite Bordeaux].

[61] Choi SUS, Zhang ZG, Yu W, Lockwood FE, Grulke EA. " Anomalous thermal conductivity enhancement in nanotube suspensions". *Appl Phys Lett* 2001, no .79 (2001): 2252-2254.

[62] Eastman, JA, Choi, US, Li, S. *et al.* Amélioration de la conductivité thermique grâce au développement de nanofluides. *Bibliothèque de procédures en ligne MRS* 45**7**, 3–11 (1996).

[63] S. M. S. Murshed, K. C. Leong and C. Yang, "Thermal Conductivity of Nanoparticle Suspensions (Nanofluids)," 2006 IEEE Conference on Emerging Technologies - Nanoelectronics, 2006, pp. 155-158, doi: 10.1109/NANOEL.2006.1609703.

[64] Aybar, Hikmet & Sharifpur, Mohsen & Azizian, Reza & Mehrabi, Mehdi & Meyer, Josua. "A Review of Thermal Conductivity Models for Nanofluids". *Heat Transfer Engineering. 36*, no. 13(2015) : 1085-1110.

[65] Maxwell, JC (1891). A Treatise on electricity and magnetism. Clarendon Press, Oxford, Royaume-Uni. Ibid., troisième édition intégrale Dover Publications, Inc., New York 1954, "Infallible Cardinal Law of Ampere", Vol. 2, p. 175.

[66] R.L. Hamilton and O.K. Crosser. " Thermal conductivity of heterogeneous two component systems". *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals* 1, no.3(1962) : 187-191.

[67] J.A. Eastman, S.U.S. Choi, S. Li, W. Yu, and L.J. Thompson. "Anomalously increased effective thermal conductivities of ethylene glycol based nanofluids containing copper nanoparticles". *Applied Physics Letters*78, no.6 (2001): 718-720.

[68] Sayantan Mukherjee, Purna Chandra Mishra, Paritosh Chaudhuri. " Stability of Heat Transfer Nanofluids – A Review".*ChemBioEng Reviewers* 5, no.5 (2018): 312-333.

[69] Bruggeman, DAG. "Calculation of various physical constants of heterogeneous substances. I. Dielectric constants and conductivities of mixed bodies of isotropic substances". *Annals of Physics*, no.416 (1935) : 636-664.

[70] Y. Xuan and Q. Li. Heat transfer enhancement of nanofluids. *International Journal of Heat fluid flow* 21, no.1(2000) : 58–64.

[71] David D. “Https://Www.cooling-Masters.com/Nanofluides-Lefficacite-a-La-Hausse-Page-4/.” Nanofluides, L'efficacité à la Hausse, 2009.

[72] Chon CH, Kihm KD, Lee SP, Choi SUS: Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluids (Al2O3) thermal conductivity enhancement. Appl Phys Lett **87**, no.15 (2005): 443-760.

[73] H. Masuda, A. Ebata, K. Teramae, and N. Hishinuma. Alteration of Thermalconductivity and viscosity of liquid by dispersing Ultra-fine Particles (dispersion ofAl2O3, SiO2, and TiO2 Ultra-fine particles). *Netsu Bussei* (Japan) 7, no.4(1993): 227-233.

[74] Xiang-Qi ,Wang Arun, S. Mujumdar, Heat transfer characteristics of nanofluids: a review.*International Journal of Thermal Sciences* 46, no.1(2007): 1-19.

[75] S. Lee, S.U.S. Choi, S. Li, and J.A. Eastman. Measuring thermal conductivity of fluids containing oxide nanoparticles. *ASME J. Heat Transfer* 121, no.2 (1999): 280-289.

[76] D.P.H. Hasselman, and L.F. Johnson. Effective thermal conductivity of composites with interfacial thermal Barrier resistance. *Journal of composite Materials* 21, no. 6 (1987): 508-515.

[77] Gladés Bachir(2010). *Contribution à l'étude de la convection naturelle dans les nanofluides en configuration de Rayleigh-Bénard*. [Thèse de Doctorat, Mécanique, Energétique et procédés. Université Toulouse III- Paul Sabatier, Français].

[78] S.K. Das, N. Putra, P. Thiesen, and W. Roetzel. Temperature depended of thermal conductivity enhancement for nanofluids. *Journal of Heat transfer transaction of the ASME*125, no.4 (2003): 567-574.

[79] H. Xie, J. Wang, T. Xi, Y. Liu, and F. Ai. Thermal conductivity enhancement of suspensions containing nanosized alumina particles. *Journal of Applied Physics 91*, no.7 (2002): 4568-4572.

[80] R. Prasher, P.E. phelan, and P. Bhattacharya. Effect of aggregation kinetics on the thermal conductivity of nanoscale colloidal solutions (nanofluid). *Nano Letters*6, no.7(2006): 1529-1534.

[81] C.H. Li and G.P. Peterson. Experimental investigation of temperature and volume fraction variations on the effective thermal conductivity of nanoparticle suspensions (nanofluids). *Journal of Applied Physics 99*, no.8(2006): 84314.

[82] Einstein Albert and Fürth R. 1956. *Investigations on the Theory of Brownian Movement*. New York N.Y: Dover Publications.

[83] HC Brinkman, "La viscosité des suspensions concentrées et de la solution", Journal of Chemical Physics 20, n° 4(1952): 571-581.

[84] S. Maiga, S. Palm, S. Nguyen, C. Roy, and G. Galanis. Heat transfer enhancement by using nanofluids in forced convection flows. *Int. J. Heat Fluid Flow*26, *no.* 4(2005) : 530-546.

[85] Pak, B. C. and Cho, Y. I. "Hydrodynamic and Heat Transfer Study of Dispersed Fluids with Submicron Metallic Oxide Particles." Experimental Heat Transfer (1998), no.11 (1998):151-170.

[86] G.K. Batchelor. Brownian Diffusion of particles with Hydrodynamic Interaction.*Journal of Fluid Mechanics74*, no.1(1976): 1-29.

[87] Hosseini, Masoud & Moghadassi, Abdolreza & Henneke, Dale. A new dimensionless group model for determining the viscosity of nanofluids. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry - J THERM ANAL CALORIM. 100. (2010) : 873-877.

[88] Ho CK, et al. Mus81 and Yen1 promote reciprocal exchange during mitotic recombination to maintain genome integrity in budding yeast. *Mol Cell* 40, no. 6 (2010):988-1000.

[89] Büryan Apaçoğlua, Oğuz Kirezbn, Sadık Kakaçc, Almıla Güvenç Yazıcıoğlud. Enhancement Of Convective Heat Transfer In Laminar And Turbulent Flows With Nanofluids. *VIII Minsk International Seminar "Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators, Power Sources", Minsk, Belarus, 12–15 September, 2011*

[90] Xuan Y, Roetzel W: Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids. Int J Heat Mass Transf 2000, no. 43(2000): 3701-3707.

[91] K. Khanafer, K. Vafai and M. Lightstone, 'Buoyancy-Driven Heat Transfer Enhancement in a Two-Dimensional Enclosure Utilizing Nanofluids', International Journal of Heat and Mass Transfer 46, no.19(2003): 3639 – 3653.

[92] Bordjane, Mustapha. "Modes de transfert thermique." (2017).

[93] Mergui, Sophie. "Transferts thermiques." *Licence de mécanique 2ème année module 2A101, Sorbonne université*. (2019): 76.

[94] Marty, Philippe. "Cours de transferts thermiques." *Université Joseph Fourier, Grenoble* (2001).

[95] Battaglia, Jean-Luc, Andrzej Kusiak, and Christophe Pradère. *Introduction aux transferts thermiques-3e éd.: Cours et exercices corrigés*. Dunod, 2020.

[96] Taine, J., and J. P. Petit. "Cours et données de base. Transferts thermiques. Mécanique des fluides anisotherme." *DUNOD.(Not cited.)* (1995).

[97] Bouvenot, Alain. *Transferts de chaleur*. Masson, 1981.

[98] Tian,Z. , Abdollahi,A. , Shariati,M. , Amindoust, A. , Arasteh,H. , Karimipour, A. , Goodarzi, M. et Bach, Q.-V. , « Écoulements turbulents dans un échangeur de chaleur à double tuyau en spirale : conditions de performance optimales à l'aide d'un algorithme génétique amélioré », *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*30, no.1(2020) .

[99] Qi C, Luo T, Liu M, Fan F, Yan Y. Experimental study on the flow and heat transfer characteristics of nanofluids in double-tube heat exchangers based on thermal efficiency assessment. Energy Convers Manag. 2019;197:11187.

[100] H. Xie and L. Chen, "Adjustable thermal conductivity in carbon nanotube nanofluids," *Physics LettersA* 373, no.21(2009) : 1861–1864.

[101] Mohankumar T, Rajan K, Sivakumar K, Gopal V. Experimental analysis of heat transfer characteristics of heat exchanger using nanofluids. IOP Conf Ser Mater Sci Eng574. no.1(2019):45–69.

[102] D. Wen and Y. Ding, "Experimental investigation into convective heat transfer of nanofluids at the entrance region under laminar flow conditions," *International Journal ofHeat andMass Transfer* 47, no. 24(2004):5181–5188.

[103] Y. Xuan and Q. Li, "Investigation on convective heat transfer and flow features of nanofluids," *Journal of Heat Transfer* 125, no. 1(2003):151–155.

[104] P.Li, Y.Xie D. Zhang, « Numerical investigation of confined single jet impingingon à dimpled target surface using Al 2O 3-water nanofluids». HeatTransf. Res, 47, 157– 176,2016.

[105] Zheng M, Han D, Asif F, Si Z. Effect of Al2O3/water nanofluid on heat transfer of turbulent flow in the inner pipe of a double-pipe heat exchanger. Heat Mass Transf .

[106] Khanlari, A. , Sözen, A. et Variyenli, H.İ. , "Simulation et analyse expérimentale des caractéristiques de transfert de chaleur dans les échangeurs de chaleur à plaques utilisant un nanofluide TiO_2 /eau", *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow* 29, no.4 (2019) : 1343-1362.

[107] W. Yu, D.M. France, S. U. S. Choi, and L. J. Routbort, *Review and Assessment of Nanofluid Technology for Transportation and Other Applications*, 2007.

[108] Rao, M. B. Parameswara, et al. "Amélioration du transfert de chaleur dans un échangeur de chaleur à double tuyau par un nanofluide alumine-eau." *Transfert de chaleur* 5. no.03 (2018).

[109] R.S. Khedkar, S.S. Sonawane, K.L. Wasewar, Water to nanofluids heat transfer in concentric tube heat exchanger: experimental study, Procedia Eng 51, (2013) : 318–323.

[110] B.C. Pak, Y.I. Cho, Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles, Exp. Heat Transf, no.11 (1998) : 151–170.

[111] Gallagher, Isabelle, and Thierry Gallay. "Équations de la mechanique des fluides." (2006).

[112] Sini, Jean-François. "Cours de Mécanique des fluides." (2006): 213.

[113] Ancey, Christophe. "Notes de cours Mécanique des fluides." *École Polytechnique Fédérale de Lausanne* (2015).

[114] Louisnard, Olivier. "Cours de mécanique des fluides." *Ecole des Mines d'Albi* (2012).

[115] Marchesse, Yann. "Modélisation de la turbulence." *Ecole Catholique d'Arts et Métiers de Lyon* (2010).

[116] Cadot, Olivier. *Introduction à la turbulence, cours de l'ENSTA-ParisTech 2A*. Diss. ENSTA-ParisTech, 2013.

[117] Dehoux, Frédéric. *Modélisation statistique des écoulements turbulents en convection forcée, mixte et naturelle*. Diss. Poitiers, 2012.

[118] Redjem Saad, Lotfi. *Simulations numériques des transferts de chaleur turbulents par convection forcée dans des conduites cylindriques et des espaces annulaires*. Diss. Paris Est, 2008.

[119] Versteeg, Henk Kaarle, and Weeratunge Malalasekera. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson education, 2007.

[120] Marchesse, Yann. "Modélisation de la turbulence." *Ecole Catholique d'Arts et Métiers de Lyon* (2010).

[121] Allaire, Grégoire. "Approximation numérique et optimisation. Une introduction à la modélisation mathématique et à la simulation numérique." (2019).

[122] J. Boussinesq. Theorie analytique de la chaleur, Vol.2. Gauthier-Villars, Paris, 1903.

[123] W.Yuan , G.Fang, X.Zhang, Y.Tang, Z. Wan and S.Zhang."Heat Transfer and Friction Characteristics of Turbulent Flow through a Circular Tube with Ball Turbulators". *Applied sciences* 8, no.5(2018):776.

[124] W.Yuan, G.Fang, X.Zhang, Y.Tang, Z. Wan and S.Zhang."Heat Transfer and Friction Characteristics of Turbulent Flow through a Circular Tube with Ball Turbulators". *Applied sciences* 8, no.5(2018):776.

[125] En-Nefkhaoui, Hakim. (1994).Simulation numérique d'un écoulement visqueux incompressible dans une géométrie complexe par la méthode des matrices d'interpolation. [Thèse de Doctorat, Université des Sciences & Téchnologie de LILLE -- France].

[126] BEKKOUCHE Mohamed Ismail, TRARI Mansour. (2013). *Etude numérique comparative entre deux conditions thermiques symétriques (Flux, Température) appliquée, dans les échangeurs de chaleur*. [Memoire de MASTER, *Université Abou Bekr Belkaïd -- Tlemcen*].

[127] Ridha MEBROUK. (2017). *Etude paramétrique des échanges convectifs turbulents dans les configurations d'intérêt pratique* [Thèse de Doctorat, Université des freres MENTOURI--Constantine1].

[128] S. Kashani, A.A. Ranjbar, M. Mastiani and H. Mirzaei."Entropy generation and natural convection of nanoparticle–water mixture (nanofluid) near water density inversion in anenclosure with various patterns of vertical wavy walls". *Applied Mathématics Computation* 226, (2014) :180–193.

[129] S.Malika and K.Nayak. "Buoyancy driven heat transfer in nanofluids due to wall mounted heat source".*Alexandria Engineering Journal* 55, no.2 (2016):797-810.

[130] Velagapudi, V., Konijeti, R. K. and Aduru C. S. K. "Empirical Correlations to Predict Thermophysical and Heat Transfer Characteristics of Nanofluids". *Thermal Science* 12, no.2 (2008): 27-37.

[131] Mohamed H. Shedid."Computational Heat Transfer for Nanofluids through an Annular Tube ".*Proceedings of the International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow* .Prague, Czech Republic 2014, no. 206 (2014): 11-12.

[132] E. Abu-Nada."Application of Nanofluids for Heat Transfer Enhancement of Separated Flows Encountered in a Backward Facing Step". *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29, no.1(2008): 242 - 249.

[133] K. Khanafer, K. Vafai and M. Lightstone."Buoyancy-Driven Heat Transfer Enhancement in a Two-Dimensional Enclosure Utilizing Nanofluids". *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46, no.19 (2003): 3639 – 3653.

[134] Pak, B. C. and Cho, Y. I."Hydrodynamic And Heat Transfer Study Of Dispersed Fluids With Submicron Metallic Oxide Particles". *Experimental Heat Transfer* 11, no.2(1998):151-170.

[135] Xiang-Qi Wang and Arun S. Mujumdar."A review on nanofluids - part I: THEORETICAL AND NUMERICAL INVESTIGATIONS". *Brazilian Journal of Chemical Engineering* 25, no.4 (2008): 613 - 630.

[136] R. L. Hamilton and O. K. Crosser."Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems". *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals* 1, no. 3 (1962): 187-191.

[137] S.Ghofrane and S.Poncet. "Further Investigation on Laminar Forced Convection of Nanofluid Flows in a Uniformly Heated Pipe Using Direct Numerical Simulations" .Applied Science 6, no 332(2016):1-24.

[138] H. Yarmand,S.G and al. "Numerical Investigation of Heat Transfer Enhancement in a Rectangular Heated Pipe for Turbulent Nanofluid".*Hindawi Publishing Corporation the Scientific World Journal*2014,(2014): 1-9 .

[139] Michel KERN1, Introduction à la méthode des éléments finis. *ÉCOLE NATIONALE SUPERIEURE* DES *MINES* DE *PARIS*. *2004–2005*. *S3733* / *S3735*.

[140] Multiphysics, C. O. M. S. O. L., & Module, C. M. H. T. (2014). COMSOL multiphysics user's guide. *Version: COMSOL Multiphysics*, *3*.

[141] F.W. Dittus and L.M.K. Boelter."Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Tube". *International Communications in Heat and Mass Transfer* 12,no.1 (1985): 3-22

[142] Sohaib Osman and Mohsen Sharifpur. "Experimental Investigation of Convection Heat Transfer in the Transition Flow Regime of Aluminium Oxide-Water Nanofluids in a Rectangular Channel". *International Journal of Heat and Mass Transfer* 133, (2019):895-902

[143] Marzieh Jafari, and Afshin Ahmadi Nodooshan. "Numerical Simulation of Turbulent Nano-fluid Flow in a Circular Elbow." *International Journal of Advanced Design & Manufacturing Technology* 9.1 (2016).

[144] Wenhua Yu , David M. France , Jules L. Routbort and Stephen U. S. Choi, "Review and Comparison of Nanofluid Thermal Conductivity and Heat Transfer Enhancements"29, no.5(2008):432-460.

[145] V. Murali Krishna."EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF HEAT TRANSFER ENHANCEMENT BY USING AL2O3- WATER NANOFLUID IN A CONCENTRIC TUBE HEAT EXCHANGER". *International Journal of Mechanical Engineering and Technology (IJMET)* 7, no. 6 (2016): 449–458.

[146] Demir H, Dalkilic AS, Kurekci NA, Duangthongsuk W and Wongwises S. "Numerical investigation on the single phase forced convection heat transfer characteristics of TiO_2 nanofluids in a double-tube counter flow heat exchanger". *International Journal of Basic Sciences & Applied Research* 3,no. 5 (2014): 266-273.

[147] S. Veeranna and Lakshmi N. Satapathy. "Al_2O_3-based nanofluids: a review". *Nanoscale Research Letters* 6, no.1 (2011): 456.

[148] M.A. Khairul, M.A. A, I.M.M, R.S and A.H. "Heat transfer performance and energy analyses of a corrugated plate heat exchanger using metal oxide nanofluids". *International Communications in Heat and Mass Transfer* 50, (2014): 8–14.

[149] A. Alireza and M. Dastmalchi, "Numerical investigation of turbulent forced convective heat transfer of Al2O3–water nanofluid with variable properties in tube".*Ain Shams Engineering Journal* 6, no. 2 (2015): 577-585.

[150] Bhosle, BB et DN Hatkar. "Analyse de l'amélioration du transfert de chaleur de l'échangeur de chaleur à l'aide de nanofluide." International Research Journal of Engineering and Technology (IRJET) 4, no.4 (2017)