



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la
Recherche Scientifique Université Djilali Lyabes de
Sidi Bel abbes



Faculté de Technologie

Département de Génie Mécanique

Thèse en Vue de l'Obtention du Diplôme de Doctorat LMD en Mécanique

Option : Energétique et Environnement

Présentée par Mademoiselle

BENABDERRAHMANE AMINA

Intitulé de la thèse

Etude Numérique de l'application des Nanofluides dans
l'amélioration du Transfert Thermique dans les
Capteurs Solaires

Devant le jury composé des messieurs :

Makhlouf Mohammed	Président	Professeur	Université de Sidi bel Abbes
Benazza Abdelylah	Encadreur	Professeur	Université de Sidi Bel Abbes
Nehari Driss	Examineur	Professeur	Centre Universitaire d'Ain Temouchent
Retiel Nourredine	Examineur	Professeur	Université de Mostaganem
Belaroussi Mohamed	Invité	Maitre Conférence A	Université de Chlef

Résumé

Dans la présente thèse, on a mené une investigation numérique en trois dimensions de l'amélioration du transfert thermique dans les capteurs solaire cylindro-parabolique, sous un régime turbulent en utilisant un flux thermique non-uniforme distribué sur la paroi externe de tube absorbeur. Au niveau de cette expérimentation numérique, la géométrie du modèle utilisé a été dessinée et maillée dans le préprocesseur GAMBIT et la simulation numérique était performée en utilisant le code de calcul FLUENT. Les résultats numériques ont été comparés et validés avec les corrélations empiriques existant dans la littérature et un bon accord a été obtenu. A travers cette étude on traite l'effet de la géométrie de l'absorbeur sur le transfert thermique ; l'effet de l'inclusion des nanoparticules sur les caractéristiques thermique ainsi que la différence entre le modèle physique à une seule phase et celui à deux phases.

Les résultats obtenus de cette étude sont interprétés et discutés en termes de la variation du nombre de Nusselt et le coefficient de perte de charge ainsi que la distribution de la température et de la vitesse d'écoulement. Les résultats prouvent que le transfert thermique s'améliore en incorporant des inserts dans le tube absorbeur d'un capteur cylindro-parabolique. Les résultats de simulation montrent que le modèle homogène n'est pas compatible avec celui de deux-phase, ce qui nous a conduit à comparer les résultats avec ceux calculés par des corrélations expérimentales disponibles en littérature, cette comparaison a prouvé que le modèle à une seule phase est loin d'être satisfaisant en comparaison avec les modèles à deux phases. D'autre part, l'inclusion de 1% des nanoparticules contribue à l'augmentation du transfert de chaleur, en plus le type et la taille des nanoparticules utilisées ont un effet remarquable sur le transfert thermique, en outre, la combinaison de deux type de nanoparticules suspendues dans le fluide de base améliore les propriétés thermo-physiques de ce mélange et par conséquent l'augmentation du transfert de chaleur.

Mots clés

Capteur solaire cylindro-parabolique ; investigation numérique ; amélioration du transfert thermique ; écoulement turbulent ; flux non-uniforme ; méthode des volumes finis ; écoulement diphasique ; les techniques passives ; nanofluides.

Abstract

In this thesis, a three-dimensional numerical investigation of the improvement of heat transfer in parabolic trough solar collector was carried out under a turbulent flow using a non-uniform heat flux distributed over the absorber tube outer wall. At the level of this numerical experiment, the geometry of the model used was drawn and meshed in the preprocessor GAMBIT and the numerical simulation was performed using the FLUENT calculation code. The numerical results were compared and validated with the empirical correlations existing in the literature and a good agreement was obtained. Through this study, the effect of the geometry of the absorber on heat transfer is discussed; the effect of the inclusion of nanoparticles on the thermal characteristics; the difference between the single-phase physical model and the two-phase physical model. The results obtained from this study are interpreted and discussed in terms of the evolution of Nusselt number and the friction factor as well as the distribution of temperature and the velocity field. The results show that the heat transfer improves by incorporating inserts in the absorber tube of a parabolic trough solar collector. The simulation results show that the homogeneous model is not compatible with the two-phase model, which led us to compare the results with those calculated by experimental correlations available in the literature, this comparison proved that the model at one Phase is far from satisfactory in comparison with the two-phase models. On the other hand, the inclusion of 1% of the nanoparticles contributes to the increase of the heat transfer, in addition the type and the size of the nanoparticles used have a remarkable effect on the heat transfer, in addition, the combination of two types Of suspended nanoparticles in the base fluid improves the thermo-physical properties of this mixture and consequently the increase in heat transfer.

Keywords

Parabolic trough solar collector; numerical study; heat transfer enhancement; turbulent flow; non-uniform heat flux; finite volume method; two-phase flow; passives techniques; nanofluids.

ملخص

من خلال هذه الأطروحة قمنا بدراسة محاكاة عددية ثلاثية الأبعاد لكيفية تحسين النقل الحراري داخل أنبوب تجميع الطاقة الشمسية في ظل التدفق المضطرب باستعمال تقنية التسخين الغير موحد. استعملنا طريقة الأحجام المنتهية لتحليل المعادلات الرياضية (معادلة الاستمرار، كمية الحركة والطاقة). النتائج المحصل عليها تطابقت مع الموجودة في المراجع العلمية.

عبر هذه الدراسة، قمنا بمعاينة تأثير الشكل الهندسي للأنبوب في النقل الحراري، كما درسنا أيضا تأثير تواجد الجزيئات الصلبة الصغيرة (نانو جزيئات) في السائل الناقل للحرارة على خصائص النقل، قارنا النموذج المتجانس و الغير متجانس.

ترجمت النتائج المحصل عليها على شكل بيانات لتغير رقم نيوسالت ومعامل الاحتكاك وكذلك توزيع كل من الحرارة و السرعة. أثبتت النتائج أن التبادل الحراري يتحسن بإضافة حواجز داخل الأنبوب.

أما النموذج بطبقة واحدة يختلف تماما عن نموذج الطبقتين. إضافة 1% من النانوجزيئات تساهم في تحسين النقل الحار كما أن نوعية و حجم الجزيئات تلعب دورا ملحوظا في التبادل الحراري. من جهة أخرى، مزج نوعين مختلفين من النانوجزيئات يساهم في نقل حراري أفضل.

الكلمات المفتاحية

مجمع الطاقة الشمسية المكافئ؛ محاكاة عددية؛ تحسين التبادل الحراري؛ التدفق المضطرب؛ التسخين الحراري؛ طريقة الأحجام المنتهية؛ تدفق بطبقتين؛ نانوفلويد.

Table des matières

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

Chapitre I : Revue des méthodes d'amélioration du transfert thermique dans les capteurs solaire cylindro-parabolique

I.1. Introduction	4
I.2. Brève présentation des capteurs solaire cylindro-parabolique	4
I.3. Les composants d'un capteur solaire cylindro-parabolique (CCP)	5
I.4. Les techniques d'amélioration du transfert thermique	8
I.4.1. Les techniques passives	8
I.4.2. Les techniques actives.....	9
I.6. Revue bibliographique de l'intensification du transfert convectif dans les CCP	9

Chapitre II : Etat de l'art sur les nanofluides

II.1. Introduction	18
II.2. La fabrication des nanoparticules	18
II.2.1. Les méthodes physique	18
II.2.2. Les méthodes chimique	19
II.3. Types des nanoparticules.....	20
II.4. Les propriétés thermo-physiques des nanofluides	21
II.4.1. La fraction volumique	21
II.4.2. La masse volumique et la capacité thermique	21
II.4.3. Le coefficient d'expansion thermique	21
II.4.4. La conductivité thermique	22
II.4.5. La viscosité dynamique	27
II.5. L'utilisation des nanofluides dans l'amélioration du transfert thermique	30
II.5.1. Synthèse bibliographique sur la convection dans les nanofluides	30
II.5.2. Comment un nanofluide peut-il améliorer le transfert thermique ?.....	34
II.5.3. Quels phénomènes principaux sont candidats pour expliquer ces améliorations ?... 34	
II.5.3.1. Le mouvement brownien et la micro-convection	34

II.5.3.2. Le principe de thermophorèse	34
II.5.3.3. Phonons balistiques pour transporter la chaleur	35
II.5.3.4. Couche inter-faciale nanoparticule-liquide	35
II.6. Revue bibliographique sur l'application des nanofluides dans les collecteurs solaire	35
II.7. Conclusion	37

Chapitre III : Turbulence et sa modélisation

III.1. Introduction	38
III.2. Description de la turbulence	38
III.3. Caractéristiques de la turbulence	40
III.4. Phénoménologie de la turbulence	40
III.4.1. Cascade d'énergie de Richardson	40
III.4.2. Hypothèse de Kolmogorov	41
III.4.2.1. L'échelle de Kolmogorov	41
III.4.3. Décomposition de Reynolds	41
III.4.3.1. Définition et propriétés des valeurs moyennes	42
III.5. Les Equations du mouvement d'un fluide	43
III.5.1. Les Equations de Navier Stokes du mouvement instantané	43
III.5.2. Equations moyennées	44
III.5.2.1. Les équations du mouvement moyen	44
III.5.2.2. Les équations du mouvement fluctuant	45
III.6. Turbulence de paroi : couche limite turbulente.....	46
III.7. Modélisation de la turbulence	48
III.7.1. L'hypothèse de Boussinesq.....	49
III.7.2. Classification des modèles de turbulence	49
III.7.3. Les modèles au premier ordre	49
III.7.3.1. Modèles algébriques (modèles à zéro équation)	50
III.7.3.2. Le modèle $k - \varepsilon$ (modèle à deux équations).....	50
III.7.3.3. Le modèle $k - \omega$: (modèle à deux équations).....	54
III.8. Conclusion :.....	60

Chapitre IV : Les écoulements diphasique

IV.1. Introduction :.....	61
IV.2. Généralités sur les écoulements diphasiques :.....	61

IV.2.1. Définition :	61
IV.2.2. Les types des écoulements diphasiques	61
IV.2.2.1. Ecoulement liquide-liquide :	61
IV.2.2.2. Ecoulement gaz-liquide :	62
IV.2.2.3. Ecoulement gaz-solide :	62
IV.2.2.4. Ecoulement liquide-solide :	62
IV.2.3. Les régimes d'écoulements :	62
IV.2.3.1. Les écoulements stratifiés (à phases séparées) :	62
IV.2.3.2. Les écoulements annulaires	63
IV.2.3.3. Les écoulements intermittents	63
IV.2.3.4. Les écoulements dispersés	63
IV.2.4. Les concepts basiques des écoulements fluide-solide dans une conduite	64
IV.3. Forme intégrale des équations diphasiques :	66
IV.4. Modélisation des écoulements diphasique sous FLUENT :	67
IV.4.1. Le modèle VOF	68
IV.4.2. Le modèle mixture :	69
IV.4.3. Le modèle Eulérien :	70
IV.5. Modélisation de la turbulence dans les écoulements diphasique sous FLUENT :	72

Chapitre V : La formulation mathématique et les procédures de résolution

V.1. Introduction	73
V.2. Formulation mathématique des écoulements convectifs	73
V.3. Hypothèses simplificatrices	74
V.4. Les équations de Navier Stokes	74
V.5. Principe de la méthode des volumes finis	76
V.5.1. Discrétisation des équations de transport	76
V.5.1.1. Schéma aux différences centrées	79
V.5.1.2. Schéma aux différences avant	79
V.5.1.3. Schéma hybride	80
V.5.1.4. Schéma exponentiel	81
V.5.1.5. Schéma de la puissance	81
V.5.1.6. Schéma à haute précision	82

V.5.3. Résolution des équations algébriques	83
V.5.4. La relaxation	84
V.5.5. Propriétés d'une méthode numérique	85
V.5.6. Le critère de convergence	86

Chapitre VI : modélisation numérique : Résultats et interprétations

VI.1. Introduction	87
VI.2. La présentation du code de calcul	87
VI.3. La configuration géométrique de base	89
VI.4. Le modèle numérique.....	90
VI.4.1. Modèle de la turbulence	90
VI.4.2. Modèle de la radiation	90
VI.4.3. Approches numérique	92
VI.4.4. Etude de maillage	93
VI.4.5. Les conditions aux limites	93
VI.5. Validation des résultats numérique	95
1. Validation des résultats de coefficient de perte de charge:	96
2. Validation des résultats de nombre de Nusselt	96
VI.6. Effet des formes d'absorbeurs modifiés sur le transfert thermique	98
VI.6.1. Les différentes configurations géométriques proposées	98
VI.6.1.1. Les inserts longitudinaux	98
VI.6.1.2. Les inserts de type déflecteurs (baffles)	99
VI.7. Amélioration du transfert thermique par les nanofluides	112
1. Simulation basée sur les modèles à une phase et à deux phases : Comparaison des résultats numériques avec les travaux expérimentaux	113
2. L'influence du type de nanoparticules sur le transfert thermique :.....	114
3. L'impact du diamètre des nanoparticules sur l'évolution de nombre de Nusselt :	115
4. Nanofluides hybrides :	116
Conclusion générale	118

Liste des Figures

Figure I.1	L'installation d'un CCP	5
Figure I.2	Disposition des échangeurs de chaleur dans un cycle de puissance d'un CCP	6
Figure I.3	Les types des inserts poreux utilisés par Kumar et al.	9
Figure I.4	L'effet des ailettes dans l'amélioration du transfert thermique	10
Figure I.5	L'influence de la forme des ailettes sur les Caractéristiques thermique d'un CCP	10
Figure I.6	La géométrie de récepteur équipé par des disques poreux.	10
Figure I.7	L'effet de l'angle d'inclinaison sur Nu	11
Figure I.8	L'effet de l'angle d'inclinaison sur f.	11
Figure I.9	l'effet de la hauteur des disques sur Nu.	11
Figure I.10	l'effet de la hauteur des disques sur f.	11
Figure I.11	l'effet de la distance entre deux disques sur Nu.	11
Figure I.12	l'effet de la distance entre deux disques sur f.	11
Figure I.13	le modèle physique utilisé par Cheng et al.	12
Figure I.14	l'effet des paramètres géométrique des générateurs de turbulence sur la performance thermique	12
Figure I.15	l'effet des paramètres géométrique des générateurs de turbulence sur les pertes thermique	12
Figure I.16	Section longitudinal d'un récepteur avec des plaques perforées insérés	13
Figure I.17	la variation du facteur d'amélioration thermique en fonction de la distance entre deux plaques consécutives.	13
Figure I.18	la variation du facteur d'amélioration thermique en fonction de la longueur des plaques perforées.	13
Figure I.19	Louvred Twisted-Tape avec perforations.	14
Figure I.20	La variation de nombre de Nusselt pour les trois twists ratios.	14
Figure I.21	La variation de facteur de friction pour les trois twists ratios.	14
Figure I.22	Les résultats de coefficient de performance thermique.	14
Figure I.23	Tube absorbeur équipé par des bandes de vis hélicoïdales (HST-PTR)	15

Figure I.24	variation de Nu et f avec Y.	15
Figure I.25	l'effet des inserts en Q et ΔP .	15
Figure I.26	le modèle expérimental utilisé par Syed et al.	16
Figure I.27	la variation de Nusselt pour plusieurs bandes torsadées.	16
Figure I.28	la variation de coefficient de friction pour plusieurs bandes torsadées.	16
Figure I.29	La variation de nombre de Nusselt.	17
Figure I.30	La variation de coefficient de frottement.	17
Figure I.31	La variation de différence de pression.	17
Figure III.1	L'expérience de Reynolds	39
Figure III.2	Les régions de la couche limite turbulente.	48
Figure IV.1	Les configurations des écoulements diphasiques.	63
Figure V.1	Discrétisation d'un domaine en volumes élémentaires.	77
Figure V.2	Modes d'avancement dans la méthode ligne par ligne.	84
Figure VI.1	Le récepteur d'un capteur cylindro-parabolique.	89
Figure VI.2	Exemple de maillage de la géométrie utilisée.	92
Figure VI.3	Allure de l'évolution des résidus de calcul.	93
Figure VI.4	La répartition de flux provenant du soleil	94
Figure VI.5	Le rapport de concentration local de la radiation	94
Figure VI.6	Contours de température de tube absorbeur.	95
Figure VI.7	Validation des résultats de calcul de coefficient de perte de charges.	98
Figure VI.8	Validation des résultats de calcul de nombre de Nusselt	98
Figure VI.9	Schématisation des tubes absorbeurs utilisés.	99
Figure VI.10	L'évolution de nombre de Nusselt en fonction de nombre de Reynolds pour les tubes sans ou avec inserts.	100
Figure VI.11	La variation de coefficient de frottement en fonction de nombre de Reynolds pour les tubes sans ou avec inserts	102
Figure VI.12	L'évaluation de la performance thermique des absorbeurs modifiés	102
Figure VI.13	L'évaluation de la performance thermique des absorbeurs modifiés	102
Figure VI.14	Distribution de température de fluide caloporteur.	103
Figure VI.15	Distribution de température de la paroi de tube absorbeur.	104
Figure VI.16	Le champ de vitesse du fluide caloporteur	105

Figure VI.17	Performance Thermique des absorbeurs à ailettes	106
Figure VI.18	Distribution de la température du fluide caloporteur en fonction des dimensions des ailettes.	106
Figure VI.19	Schématisation des déflecteurs de type disques creux	107
Figure VI.20	Schématisation des déflecteurs verticaux	107
Figure VI.21	Schématisation des déflecteurs horizontaux	107
Figure VI.22	L'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds	108
Figure VI.23	L'évolution de coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour le tube sans et avec déflecteurs.	109
Figure VI.24	L'influence des déflecteurs sur la performance thermique	109
Figure VI.25	La distribution de température de fluide caloporteur pour un tube lisse (a), un tube avec déflecteurs de type disque creux (b), déflecteurs horizontaux (c), déflecteurs verticaux (d).	110
Figure VI.26	La distribution de température de l'absorbeur pour un tube lisse (a), un tube avec déflecteurs de type disque creux (b), déflecteurs horizontaux (c), déflecteurs verticaux (d).	110
Figure VI.27	La répartition de température sur les déflecteurs	111
Figure VI.28	L'influence de l'épaisseur des déflecteurs sur le nombre de Nusselt	112
Figure VI.29	L'influence de la distance entre deux déflecteurs consécutifs sur le transfert convectif	112
Figure VI.30	Validation des résultats numériques pour les écoulements des nanofluides	114
Figure VI.31	Variation de nombre de Nusselt local pour les différents nanofluids	115
Figure VI.32	Variation de la performance thermique pour les quatre nanofluides à différents Re	115
Figure VI.33	L'effet de diamètre des nanoparticules sur l'évolution du nombre de Nusselt.	116
Figure VI.34	L'effet de nanofluide hybride sur le coefficient de transfert thermique convectif	117
Figure VI.35	L'effet de nanofluide hybride sur le coefficient de frottement	117

Liste des tableaux

Tableau II.1	Combinaison fluide de base/ nanoparticules disponibles en littérature.	20
Tableau III.1	Les coefficients du modèle $k - \varepsilon$ standard	53
Tableau III.2	Les constantes du modèle $k - \varepsilon$ RNG	53
Tableau III.3	Les coefficients du modèle $k - \varepsilon$ Réalisable.	54
Tableau III.4	Les coefficients du modèle $k - \omega$ Standard.	57
Tableau III.5	Les constantes du modèle $k - \omega$ SST	59
Tableau III.6	Les informations obtenues selon le modèle de turbulence utilisé.	59
Tableau IV.1	Fluide porteur/ phase dispersée	63
Tableau IV.2	Modèles de viscosité relative pour l'écoulement solide-liquide newtonien.	65
Tableau IV.3	Exemples d'application des modèles multiphasique disponibles sur FLUENT	67
Tableau V.1	Les expressions des termes de l'équation de transport.	76
Tableau VI.1	Paramètres physique du récepteur.	89
Tableau VI.2	Les propriétés physiques de l'absorbeur et de tube en verre.	89
Tableau VI.3	Effet du maillage sur le nombre de Nusselt moyen.	93
Tableau VI.4	Propriétés thermo-physiques de Dowtherm-A en fonction de température.	99
Tableau VI.5	Taux d'augmentation de nombre de Nusselt en fonction de l'épaisseur des déflecteurs	112
Tableau VI.6	Propriétés thermo-physiques des nanoparticules	114

Nomenclature

<i>Symboles latins</i>		
a	l'accélération	m/s^2
C_p	la capacité thermique	$J/Kg \cdot K$
d	le diamètre	m
e	épaisseur	m
f	coefficient de pertes de charges	
h	coefficient de transfert thermique convectif	W/m^2K
L	longueur	m
Nu	nombre de Nusselt	
P	pression	Pa
Pr	nombre de Prandtl	
q'	flux thermique	W/m^2
r	rayon	m
Re	nombre de Reynolds	
S	surface	m^2
t	temps	s
T	température	K
v	vitesse	m/s
x, y, z	coordonnées cartésienne	
<i>Symboles Grecs</i>		
α	coefficient d'absorption	
β	coefficient d'expansion thermique	
ϕ	fraction volumique	
ϵ	l'émissivité	
λ	conductivité thermique	$W/m K$
ρ	masse volumique	Kg/ m^3
μ	la viscosité dynamique	Pa.s
η	performance thermique	
<i>Les indices</i>		
a	absorbeur	
e	extérieur	
f	fluide	
g	tube en verre	
i	intérieur	
nf	nanofluide	
p	particule	
w	paroi	
0	tube lisse	
<i>Abréviations</i>		
CCP	Capteur Cylindro-Parabolique	
PEC	critère de performance thermique	

INTRODUCTION GENERALE

Le transfert thermique est un processus d'une grande importance, il constitue la base de nombreux processus industriels qui sont présents dans notre vie quotidienne. L'intensification de ces échanges et l'amélioration du rendement sont devenues aujourd'hui une problématique majeure dans le monde industriel, des organismes de réglementation mais aussi de la société dans son ensemble, qui prend conscience de l'épuisement progressif des ressources énergétiques et qui se soucie de l'avenir en matière énergétique.

L'amélioration du transfert de chaleur par convection est l'objet principal de plusieurs travaux, et pour se faire, un grand nombre de chercheurs ont mené une multitude d'essais numériques et expérimentaux portant sur la description des phénomènes gérant la convection, l'effet de la nature des systèmes dans lesquels elle a lieu (géométrie spécialement), et les propriétés des fluides impliqués (propriétés physico-chimiques).

Les méthodes d'amélioration du transfert thermique sont classées en trois catégories : les techniques passives comme par exemple la modification de la géométrie du système par l'insertion des ailettes, des promoteurs de turbulence, des déflecteurs, des bandes torsadés, ou par la suspension des additives dans le fluide caloporteur comme des particules solides ou des bulbes de gazetc. Les techniques actives : par l'utilisation des forces externes, les jets synthétiques, une force électrique, les vibrations...etc. et les techniques combinées dans lesquelles plusieurs techniques passives ou/ et actives sont utilisées.

Les idées d'amélioration aient touché surtout la géométrie des systèmes, et la nature physico-chimique des milieux convectifs, les travaux n'ont touché que l'ordre macroscopique ou parfois microscopique du processus. Mais avec l'apparition et le développement rapide des nanosciences et nanotechnologies pendant la deuxième moitié du 20^{ème} siècle, la convection a pris une grande part de cette nouvelle richesse, et a pris un autre aspect de perfectionnement : c'est au niveau nanométrique de la matière du milieu convectif que les récents travaux ont été concentrés.

Les nanofluides (la suspension des particules de taille nanométrique typiquement inférieur à 100 nm dans un fluide appelé fluide de base) sont alors l'un des fruits d'une telle richesse. Dotés de propriétés physico-chimiques particulières et intéressantes telle que leur importante conductivité thermique, les nanofluides offrent un coefficient de transfert thermique imbattable par les autres caloporteurs. Les études menées dans cette nouvelle direction ont fournit une riche bibliographie, mais très variée.

En ce qui concerne les applications dans le domaine du transfert de chaleur, des études menées depuis une dizaine d'années ont montré que l'ajout des nanoparticules dans un fluide de base pouvait augmenter le transfert de chaleur par rapport au cas du fluide pur en modifiant de manière significative la conductivité thermique du fluide porteur. Différents modèles ont été élaborés en vue d'expliquer cette remarquable amélioration des transferts convectifs, mais la confrontation entre ces modèles pour évaluer la conductivité thermique effective des nanofluides montre que ces derniers n'approximent pas de façon satisfaisante les expériences réalisées sur les nanofluides.

Face aux enjeux énergétiques et environnementaux, Le défi technologique réside dans le développement de nouveaux processus pour une meilleure gestion de l'énergie. Il existe une réelle demande dans le monde industriel pour développer de nouvelles stratégies permettant d'améliorer le comportement thermique dans les collecteurs solaire. Ce travail de thèse s'inscrit dans ce cadre, et concerne particulièrement les problèmes liés à l'amélioration des échanges thermiques dans le tube linéique des collecteurs cylindro-paraboliques; qui sont actuellement les plus éprouvés des techniques de concentration solaire.

Cette présente étude est devisée en six chapitres, organisés de la manière suivante :

Le premier chapitre présente une synthèse bibliographique des différentes techniques utilisées pour l'amélioration du transfert thermique dans les collecteurs solaires cylindro-paraboliques.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation d'une revue bibliographique des principaux travaux publiés sur le domaine d'utilisation des nanofluides comme fluide de base, en présentant le résultat de la littérature scientifique sur l'estimation des propriétés thermo-physiques des nanofluides ainsi que leurs influence sur le transfert thermique convectif et en terminant le chapitre par une synthèse bibliographique sur l'utilisation des nanofluides dans les collecteurs solaires.

Le troisième chapitre a pour but d'expliquer de manière accessible et claire la plupart des termes et éléments nécessaires à la compréhension de phénomène de la turbulence en mécanique des fluides, ainsi que de présenter un panorama des connaissances, des interrogations et des recherches disponible dans la littérature concernant les écoulements turbulents, en présentant les modèles les plus important de la turbulence.

Le quatrième chapitre est consacré à une présentation générale sur les écoulements diphasiques, en donnant les définitions fondamentales liées à ce type d'écoulement ainsi que leurs propriétés et leurs modélisations dans le code de calcul FLUENT.

Le cinquième chapitre porte sur l'explication détaillée de la méthode des volumes finis utilisée pour la discrétisation des équations et la modélisation numérique du problème, aussi on présente la formulation mathématique du problème et les équations gouvernant l'écoulement dans notre étude numérique.

Le sixième chapitre commence par une explication détaillée du modèle numérique réalisé pour résoudre le problème considéré dans cette étude en précisant les points essentiels à traiter dans cette problématique. Par la suite, nous aborderons l'amélioration du transfert thermique dans l'absorbeur d'un capteur cylindro-parabolique en utilisant plusieurs techniques passives, la première partie d'étude sera consacrée sur l'amélioration du transfert convectif par la modification de la géométrie de l'absorbeur par des inserts, dans la deuxième partie l'intensification du transfert thermique se fait par l'addition des nanoparticules dans un fluide de base et la dernière partie présentent une comparaison entre le modèle à une seule-phase et les modèles à deux phases.

On termine notre thèse par une conclusion générale qui résume les principaux résultats obtenus.

I.1. Introduction :

Dans plusieurs applications Industrielles les méthodes d'amélioration du transfert de chaleur reçoivent un intérêt considérable en raison des avantages potentiels pour l'accroissement de l'efficacité, la réduction de la taille et des coûts des appareils. Depuis une quinzaine d'années, de nombreux travaux ont été consacrés à l'intensification des transferts mettant en œuvre plusieurs techniques. Les méthodes d'amélioration du transfert thermique sont typiquement regroupées en trois catégories :

- *Les techniques actives* comme l'utilisation des apports extérieurs pour alimenter le transfert thermique, des pulsations induites par des pistons, des signaux de puissance électrique ou radiofréquence, les vibrations et les jets synthétiques ...etc.
- *Les techniques passives* par exemple en utilisant des modifications géométrique de la surface en incorporant des inserts telles que : des rubans torsadés (twisted tapes), des bobines de fil (wire coils), des ailettes (fins), des chicanes (baffles), des générateurs de turbulence (swirl generators) ou par des additifs tels que des bulles de gaz, particules solides, des gouttelettes de liquide... etc.
- *Les techniques composées* (compound techniques) dans lesquels plus d'une technique active et/ou passive sont utilisées.

A travers ce chapitre on s'intéresse à présenter une synthèse bibliographique des techniques utilisées pour améliorer le transfert thermique convectif dans les collecteurs solaire cylindro-parabolique.

I.2. Brève présentation des capteurs solaire cylindro-parabolique :

Les capteurs solaires "cylindro-paraboliques" sont une des technologies utilisées dans les "centrales solaires thermiques à concentration". Ces centrales concentrent la chaleur du soleil pour élever l'énergie thermique d'un fluide caloporteur, dont la vapeur peut être turbinée pour produire de l'électricité.

Contrairement aux centrales solaires thermiques composées d'un champ de miroirs renvoyant la chaleur en un seul point, les capteurs "cylindro-paraboliques" sont composés de miroirs paraboliques disposés à l'arrière d'un capteur en forme de tube. La forme parabolique des miroirs permet de concentrer les rayons du soleil tout au long du tube. L'énergie thermique reçue au collecteur est absorbée par un tuyau métallique à l'intérieur d'un tube en verre sous vide. Le fluide caloporteur qui circule à l'intérieur du tuyau, est chauffé à une température d'environ 400°C. Ce fluide est ensuite pompé à travers des échangeurs conventionnels afin de produire de vapeur surchauffée qui fait fonctionner une turbine/générateur électrique.

I.3. Les composants d'un capteur solaire cylindro-parabolique : (CCP)

L'installation typique d'un CCP est constituée de trois éléments principaux : le champ solaire, le système de transfert de la chaleur et le système de génération électrique (Figure I.1).

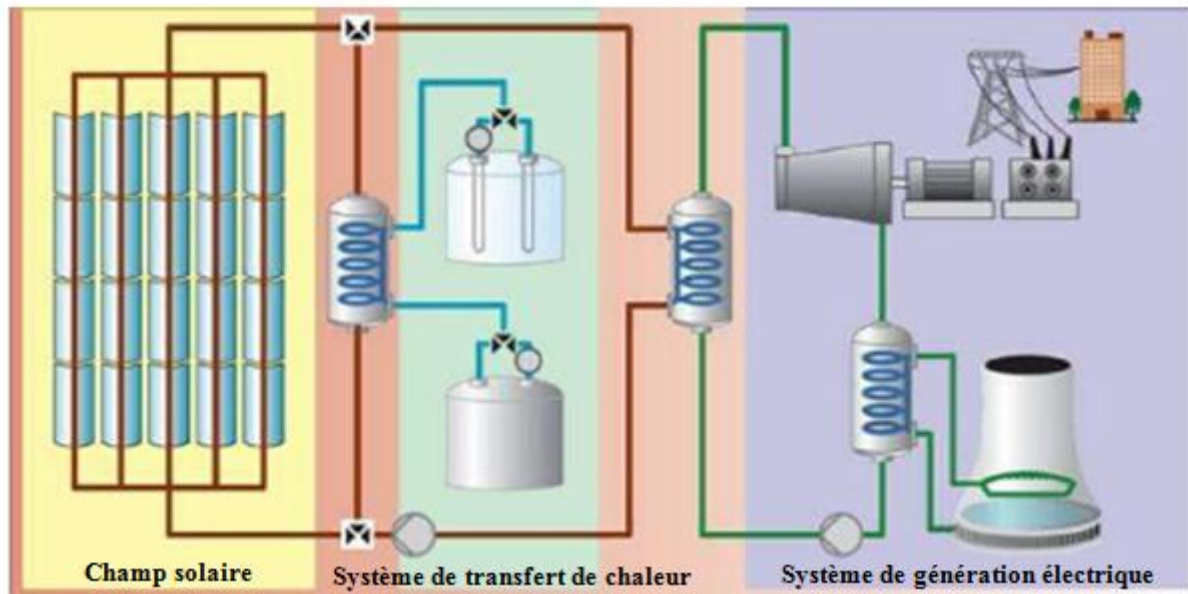


Fig. I.1 : L'installation d'un CCP [1]

1) Le collecteur :

Le collecteur est le composant de base du champ solaire. Il est composé d'un réflecteur parabolique (miroir), d'une structure métallique, d'un tube récepteur et du système de poursuite solaire.

Les miroirs sont composés de verre pauvre en fer, dont la transmissivité atteint 98%. Ce verre est recouvert d'une pellicule d'argent en sa partie inférieure, et d'un enduit spécial de protection. Un réflecteur de bonne qualité peut réfléchir 97% du rayonnement incident.

Le tube collecteur doit avoir :

- Une bonne absorption du rayonnement : son coefficient d'absorption doit être aussi élevé que possible afin d'éviter toute réflexion du rayonnement incident.
- Des pertes thermiques limitées : La température du tube dépassant généralement 400°C, les pertes par échanges convectifs et radiatifs sont très importantes. Afin de les limiter, le tube est entouré d'une enveloppe de verre sous vide.

1) Le champ solaire :

Le champ solaire est la partie réceptrice de l'installation : la radiation solaire y est transformée en énergie thermique. Les collecteurs sont connectés en série pour former de longues files qui à leur tour sont connectées en parallèle. La taille du champ solaire dépend de la puissance désirée et de la température du fluide caloporteur en sortie.

Les collecteurs sont alignés dans la direction nord-sud, et disposent d'un système mono-axial de poursuite du soleil dans la direction est-ouest. Un capteur permet de contrôler la position

du soleil par rapport à la rangée de collecteur. Cette information est transmise au système de contrôle central qui ajuste l'angle d'inclinaison en fonction.

Le champ solaire peut avoir plusieurs configurations dépendant de la manière dont il est alimenté en fluide caloporteur. Dans tous les cas, la tuyauterie de sortie est la plus courte possible pour minimiser les pertes à l'ambiance.

2) Le cycle de puissance :

L'énergie thermique absorbée par le fluide caloporteur à travers le champ solaire est transférée à fluide de travail (eau ou vapeur d'eau) à travers des échangeurs de chaleurs. Généralement le cycle utilisé dans les centrales solaires thermique à CCP est le cycle de Rankine avec deux surchauffes. A la sortie du champ solaire, le fluide caloporteur est collecté dans un vase d'expansion pour compenser la variation en volume de ce dernier pendant la journée. Le fluide caloporteur est pompée du vase d'expansion vers les deux voies d'échangeurs de chaleur (voie A et B), chaque voie d'échangeur de chaleur est constituée d'un surchauffeur, d'un évaporateur (ou bouilleur), d'un préchauffeur en série, et d'un réchauffeur en parallèle ce qui est bien illustré dans la figure (I.2).

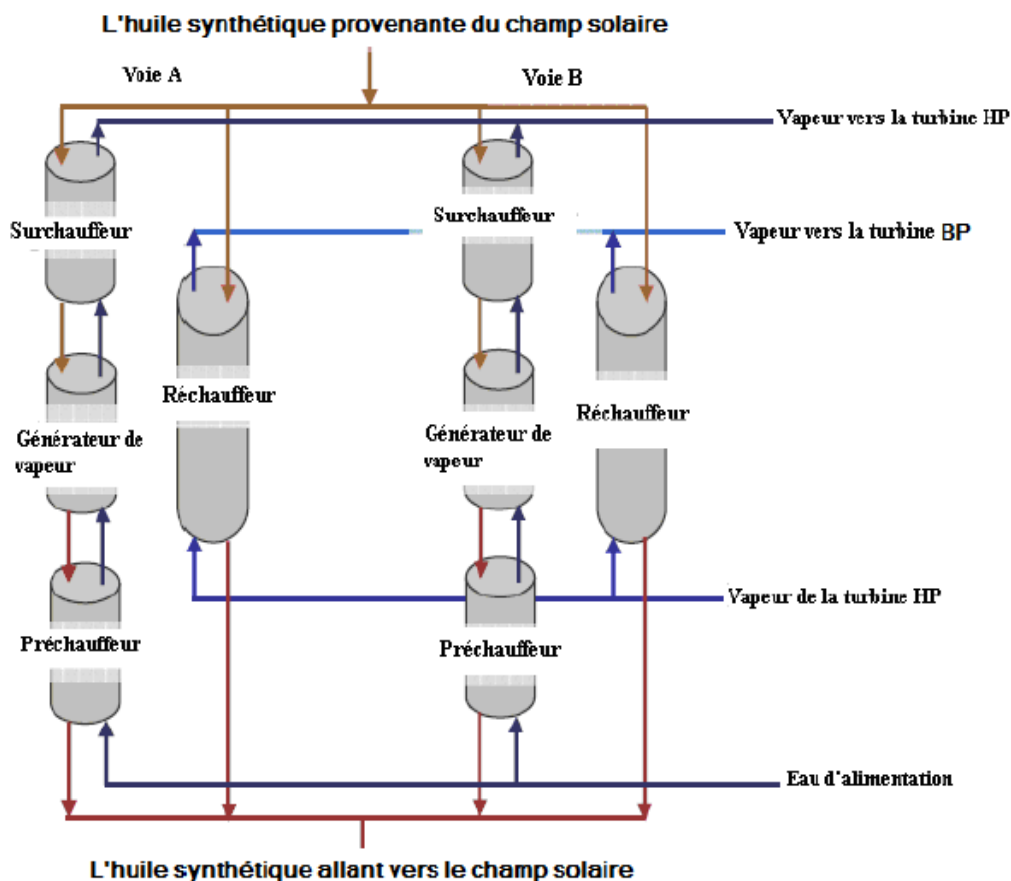


Fig. I.2 : disposition des échangeurs de chaleur dans un cycle de puissance d'un CCP [2]

3) Les fluides caloporteurs et thermodynamique:

Le fluide caloporteur, aussi appelé fluide de transfert ou fluide intermédiaire, est chargé de transporter la chaleur. Le fluide thermodynamique ou le fluide de travail, permet quant à lui d'actionner et d'entraîner les machines (turbines et générateurs d'électricité, moteurs, etc.).

Dans certains cas, le fluide caloporteur est utilisé directement comme fluide thermodynamique. Le choix du fluide caloporteur détermine la température maximale admissible, oriente le choix de la technologie et des matériaux du récepteur et conditionne la possibilité et la commodité du stockage.

- *Les huiles synthétiques* sont des fluides monophasiques qui présentent un bon coefficient d'échange. Leur gamme de température est limitée à environ 400 °C. C'est le fluide le plus couramment employé dans les centrales à collecteurs cylindro-paraboliques.
- *Les sels fondus* à base de nitrates de sodium et de potassium offrent un bon coefficient d'échange et possèdent une densité élevée, ils sont donc également de très bons fluides de stockage. Leur température de sortie peut atteindre 650 °C.
- *Les gaz* tels l'hydrogène ou l'hélium peuvent être utilisés comme fluides thermodynamiques et entraîner les moteurs Stirling qui sont associés aux collecteurs paraboliques.
- *L'eau liquide* est a priori un fluide de transfert idéal. Elle offre un excellent coefficient d'échange et possède une forte capacité thermique. En outre, elle peut être utilisée directement comme fluide thermodynamique dans un cycle de Rankine. Cependant son utilisation implique de travailler à des pressions très élevées dans les récepteurs en raison des hautes températures atteintes, ce qui pose problème pour les technologies cylindro-paraboliques.
- *Les fluides organiques* (butane, propane, etc.) possèdent une température d'évaporation relativement basse et sont utilisés comme fluide thermodynamique dans un cycle de Rankine.
- *L'air* peut être utilisé comme fluide caloporteur ou comme fluide thermodynamique dans les turbines à gaz.

I.4. Les techniques d'amélioration du transfert thermique : [3]

Les méthodes d'amélioration de transfert de chaleur les plus populaires utilisées en plusieurs aspects sont:

I.4.1. Les techniques passives :

- **Les surfaces traitées:** Ils sont des surfaces de transfert de chaleur qui ont une altération à échelle fine à leur finition ou revêtement. L'altération peut être continue ou discontinue, où la rugosité est beaucoup plus petite, ce qui affecte le transfert de chaleur monophasé, et ils sont utilisés principalement pour l'ébullition et la condensation.
- **Les surfaces rugueuses:** Ils sont généralement des modifications qui favorisent la turbulence dans le champ d'écoulement, principalement dans les écoulements monophasés de surface, et elles n'augmentent pas la surface de transfert de chaleur.
- **Les surfaces étendues:** Ils fournissent l'élargissement efficace de transfert de chaleur. Les développements récents ont conduit à des surfaces des ailettes modifiées qui tendent aussi à améliorer les coefficients de transfert de chaleur en perturbant le champ d'écoulement, en plus de l'augmentation de la surface de contact.
- **Dispositifs pour les écoulements tourbillons :** ils produisent et superposent des écoulements tourbillonnaires ou la recirculation de flux secondaire. Ces équipements comprennent les bandes hélicoïdales (helical strip), ruban torsadé (twisted tapes), bobines de fil (wire coils), ils peuvent être utilisés pour les écoulements à une seule phase ou à deux phases.
- **Tubes spiralés** (en forme spirale) : cette technique est appropriée relativement pour les échangeurs de chaleur, les tubes spiralés produisent des écoulements secondaires et tourbillons qui favorisent plus le coefficient de transfert de chaleur dans le flux monophasé comme dans la plupart des régions d'ébullition.
- **Les additifs pour les liquides:** Ceux-ci comprennent l'ajout de particules solides, des additifs solubles et des bulles de gaz en un écoulement à une seule phase, ces additifs réduisent généralement la tension superficielle du liquide pour des systèmes d'ébullition.
- **Les additifs pour les gaz :** notamment des gouttelettes de liquide ou des particules solides qui sont introduits dans l'écoulement de gaz à une seule phase, soit comme phase diluée (suspensions solide-gaz) ou d'une phase dense (lits fluidisés).

I.4.2. Les techniques actives :

- **Les aides mécaniques :** sont celles qui agitent le fluide par des moyens mécaniques ou par la rotation de la surface.
- **Vibration des surfaces :** cette méthode est appliquée principalement, soit à basse ou haute fréquence des écoulements monophasés pour obtenir des coefficients de transfert convectif plus élevés.
- **Les pulsations ou vibration des fluides :** en utilisant des vibrations allant de 1 Hz à l'ultrason (1MHz), cette technique est considérée comme étant le type le plus pratique des techniques d'améliorations par vibrations.
- **Champs électrostatiques :** qui peuvent être sous la forme de champs électriques ou magnétiques, ou une combinaison des deux, à partir de sources de courant continu ou alternatif, peuvent être appliquées dans les systèmes d'échange de chaleur impliquant des fluides diélectriques. Selon l'application, ils peuvent favoriser le mélange de fluides en vrac et d'induire la convection forcée ou par pompage électromagnétique pour améliorer le transfert de chaleur.

- **Les jets :** Selon la direction d'injection du fluide de refroidissement ou de chauffage perpendiculairement ou obliquement par rapport à la surface de transfert de chaleur. Les jets simples ou multiples (en grappes ou mis en scène axialement le long du canal d'écoulement) peuvent être utilisés dans les écoulements à une seule phase ou dans les applications d'ébullition.

I.6. Revue bibliographique de l'intensification du transfert convectif dans les CCP :

Dans le présent chapitre on s'intéresse à présenter les différents travaux expérimentaux et numériques portés sur l'amélioration du transfert thermique dans les capteurs cylindro-parabolique disponible dans la littérature.

Ravi Kumar et al. [4] (2008) ont proposé une étude numérique en trois dimensions pour évaluer les caractéristiques du transfert thermique d'un capteur solaire cylindro-parabolique en présence des ailettes poreuses, pour se faire ils ont choisit pour leurs études des inserts de forme triangulaire, rectangulaire, trapézoïdale et circulaire comme il est bien illustré dans la figure I.3.

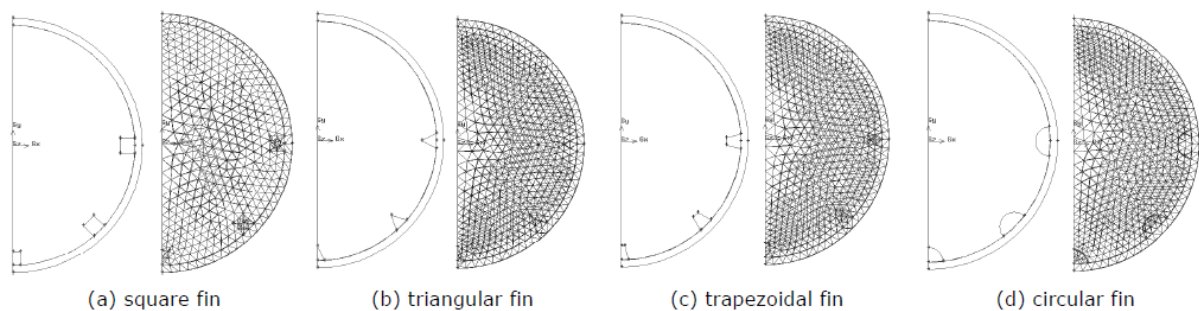


Fig. I.3 : *les types des inserts poreux utilisés par Kumar et al.*

Kumar et al. ont étudié préalablement l'influence des ailettes poreuses, en comparant les résultats de calcul de nombre de Nusselt d'un tube lisse avec un tube équipé par des ailettes solide et un autre avec des ailettes poreuses tel qu'il est présenté dans la figure I.4 ; leurs résultats montrent que les inserts poreuses donne un meilleur transfert thermique en comparaison avec les deux autres modèles ce qui est dû au milieu poreux provoqué par l'amélioration du mécanisme de mélange entre la paroi et le fluide, l'augmentation de la conductivité thermique effective du fluide et la production d'une couche limite hydrodynamique mince qui produit une moindre résistance thermique.

Autrement, Kumar et al. ont investigué l'effet de la forme des ailettes sur la performance de récepteur, les résultats ont été présenté sous forme de la variation de coefficient de transfert convectif ainsi que la variation de la différence de pression en fonction du débit massique (Figure I.5). Kumar et al. ont conclu que les ailettes de forme trapézoïdale offrent des caractéristiques de transfert thermique et différence de pression optimaux. D'autre part les ailettes poreuses augmentent l'efficacité du collecteur solaire.

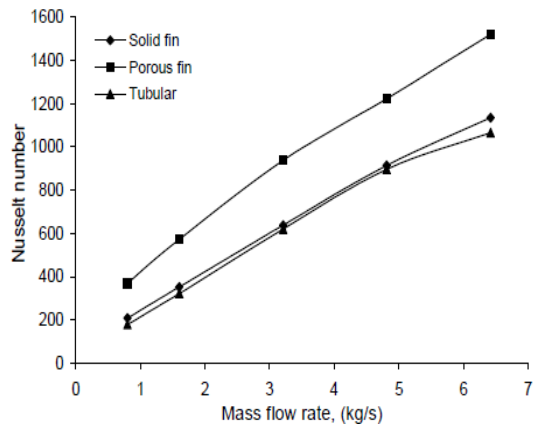


Fig. I.4 : l'effet des ailettes dans l'amélioration du transfert thermique

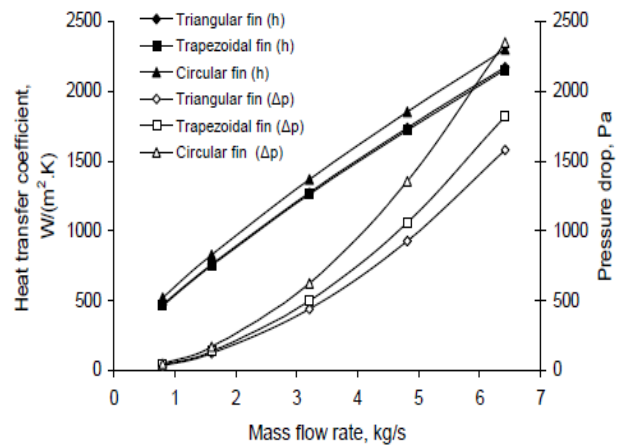


Fig. I.5 : l'influence de la forme des ailettes sur les Caractéristiques thermique d'un CCP

Ravi Kumar et al. [5] (2009) ont mené une autre étude portant sur l'amélioration du transfert thermique dans les capteurs cylindro-parabolique par l'inclusion des disques poreux en utilisant le therminol VP-1 comme fluide caloporteur. La figure I.6 montre la géométrie de récepteur utilisé dans cette étude numérique, dont les dimensions de récepteur sont : $L = 2\text{m}$, $d_i = 0.066\text{m}$, $d_o = 0.07\text{m}$ et $D = 0.1\text{m}$; w représente la distance entre deux disques consécutifs et θ est l'angle d'inclinaison des disques.

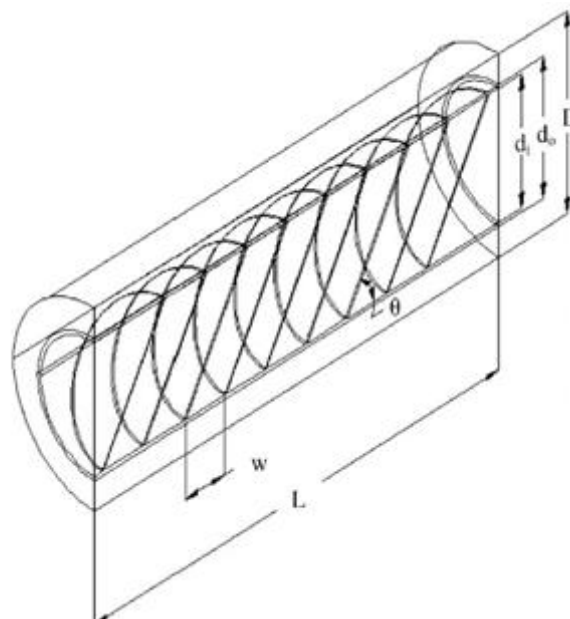


Fig. I.6 : la géométrie de récepteur équipé par des disques poreux.

Pour aboutir l'effet de l'emplacement des disques sur les caractéristiques thermiques, les auteurs ont étudié l'influence de la hauteur et l'angle d'inclinaison des disques ainsi que la distance entre deux disques consécutifs sur les caractéristiques du transfert thermique. Les figures (I.7-I.12) présentent la variation de nombre de Nusselt (Nu) et le coefficient de perte de charge (f) en fonction des paramètres (H , w et θ).

Chapitre I : Revue des méthodes d'amélioration du transfert thermique dans les capteurs solaire cylindro-parabolique

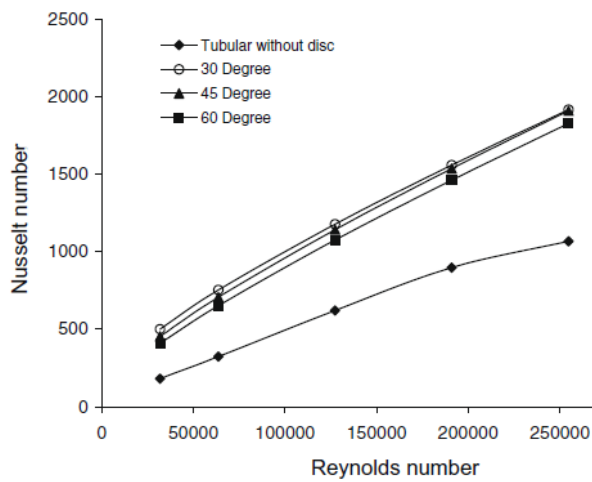


Fig. I.7 : l'effet de l'angle d'inclinaison sur Nu.

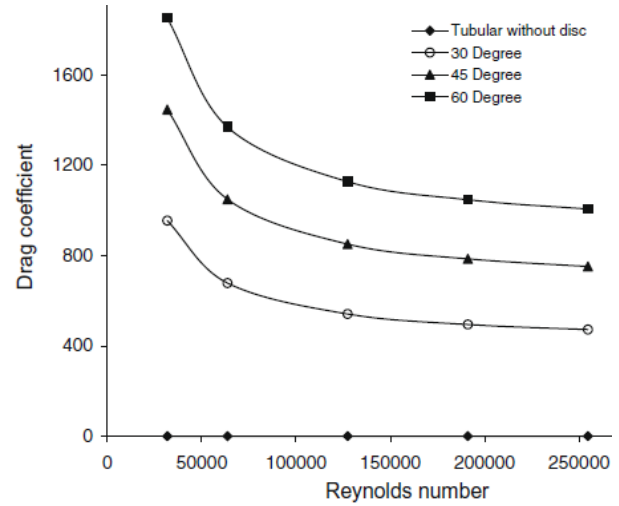


Fig. I.8 : l'effet de l'angle d'inclinaison sur f.

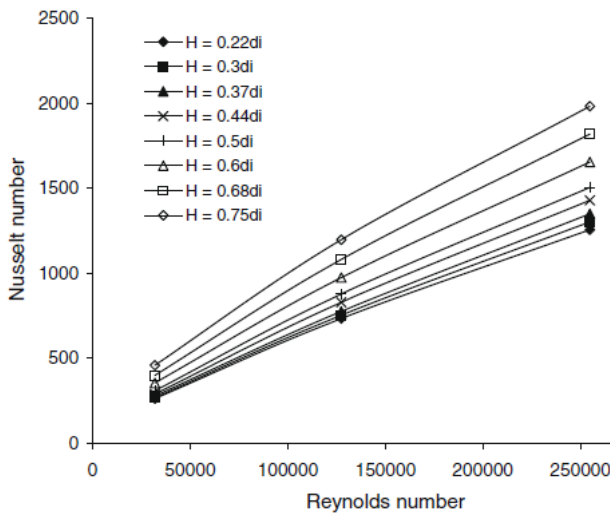


Fig. I.9 : l'effet de la hauteur des disques sur Nu.

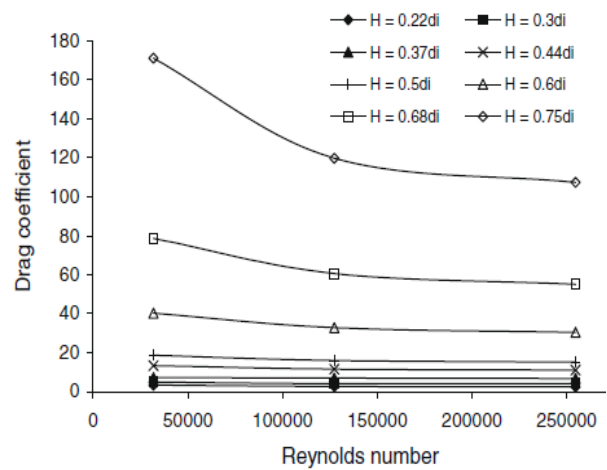


Fig. I.10 : l'effet de la hauteur des disques sur f.

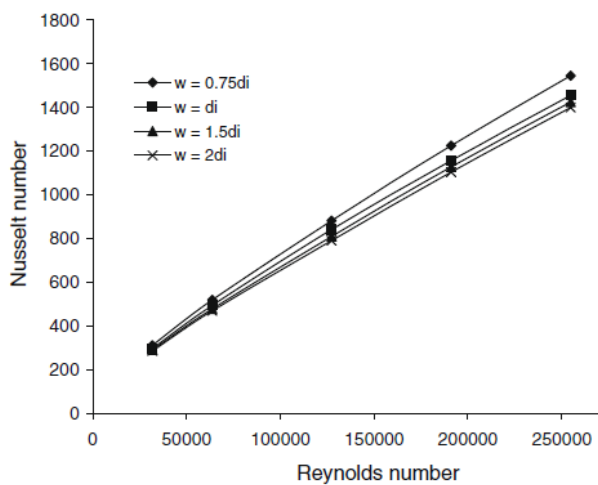


Fig. I.11 : l'effet de la distance entre deux disques sur Nu.

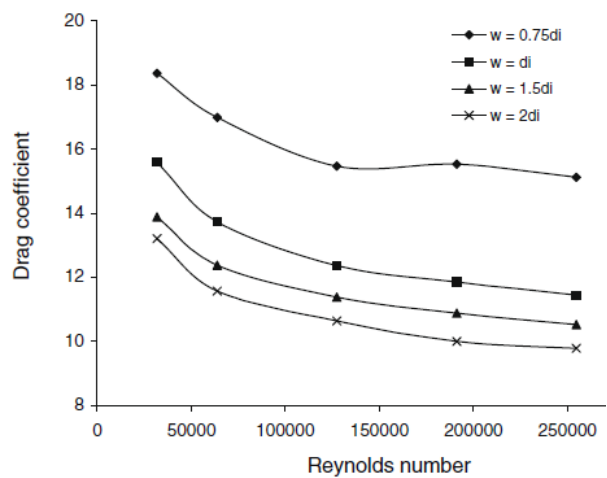


Fig. I.12 : l'effet de la distance entre deux disques sur f.

Les résultats de Kumar et al. montrent que le nombre de Nusselt augmente avec l'insertion des disques poreux mais avec une augmentation de la perte de charge. Le pourcentage d'amélioration nombre de Nusselt atteint 64.2 % pour un nombre de Reynolds égal à 31845 et avec une différence de pression de 457 Pa, dans le cas où $H = 0.5d_i$, $w = d_i$ et $\theta = 30^\circ$.

Cheng et al. [6] (2012) ont numériquement étudié l'amélioration du transfert thermique dans un capteur cylindro-parabolique muni par des générateurs de turbulence de 0.008 m de longueur, 0.004 m de largeur et 0.002 m d'épaisseur. Pour réaliser cette étude, les auteurs ont choisi le syltherm-800 qui s'écoule dans un tube absorbeur de 4 m de longueur, de 0.064 m de diamètre et de 0.003 m d'épaisseur. La figure I.13 illustre la configuration réalisée par Cheng et al.



Fig. I.13 : le modèle physique utilisé par Cheng et al.

L'investigation numérique de Cheng et al. montre qu'en insérant des générateurs de turbulence la performance de transfert thermique s'améliore, et les pertes thermique se réduisent de 1.35 à 12.10% par rapport à un tube simple. D'autre part aussi les auteurs ont étudié l'influence des paramètres géométrique (le nombre de générateurs « N », la longueur « l », la largeur « h » et l'angle d'attaque « β ») des inserts sur les caractéristiques de transfert thermique ; ils ont confirmé que les dimensions des générateurs de turbulence ont un effet non négligeable sur l'amélioration du transfert thermique, les figures (I.14 et I.15) résumant les résultats obtenus par Cheng et al.

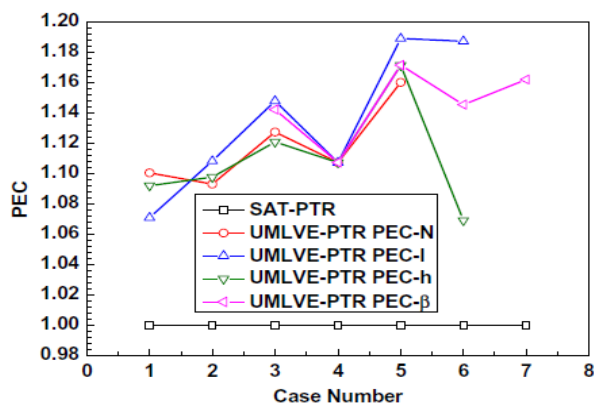


Fig. I.14 : l'effet des paramètres géométrique des générateurs de turbulence sur la performance thermique

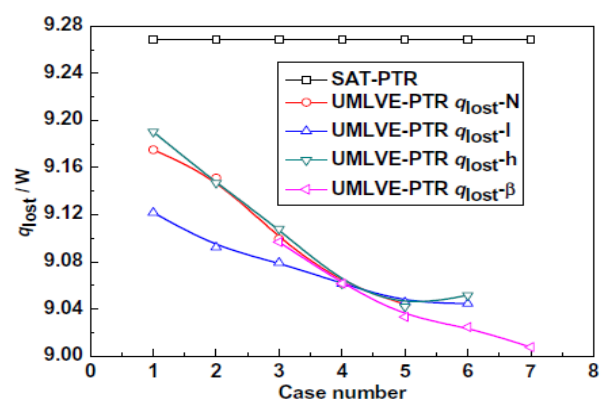


Fig. I.15 : l'effet des paramètres géométrique des générateurs de turbulence sur les pertes thermique

Aggrey et al. [7] (2013) ont proposé une nouvelle configuration d'un capteur cylindro-parabolique par l'inclusion des plaques perforées à l'intérieur de l'absorbeur tel qu'il est illustré dans la figure I.16 ; dont β est l'angle d'inclinaison de la plaque, d est la longueur de la plaque (varie de 0.03 à 0.06m) et p présente la distance entre deux plaques consécutives (varie de 0.04 à 0.2m).

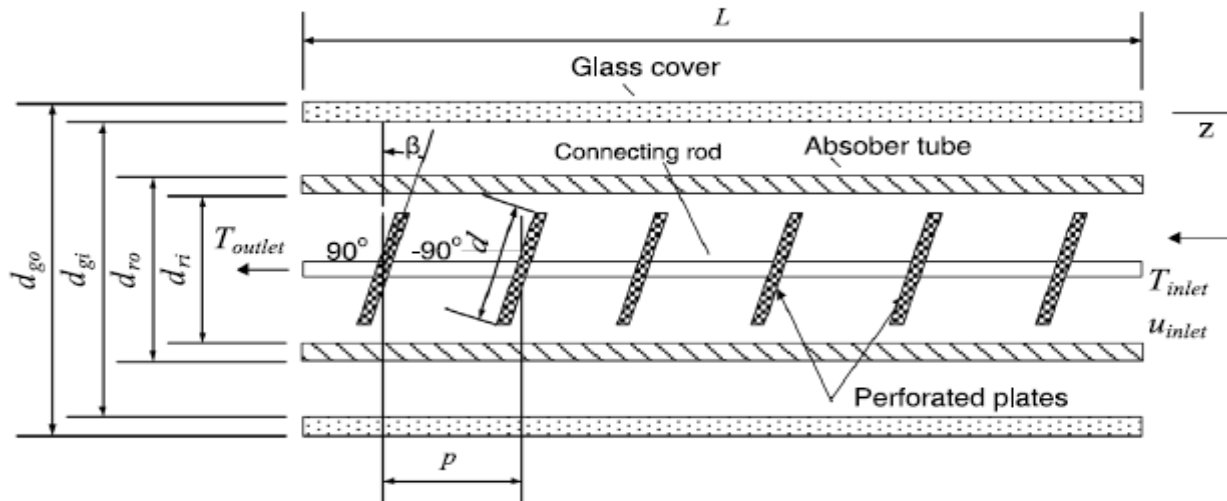


Fig. I.16 : Section longitudinale d'un récepteur avec des plaques perforées insérées

Aggrey et al. ont étudié l'influence des paramètres géométriques des plaques sur le transfert thermique, en faisant varier les dimensions des inserts ainsi que la distance entre deux inserts successives (figure I.17 et I.18). Les résultats ont montré que l'utilisation des plaques perforées améliore le transfert thermique considérablement, dont le nombre de Nusselt augmente 133% mais avec une augmentation de facteur de friction qui varie de 1.4 à 95 fois en comparaison avec un tube lisse. L'intensification de transfert thermique dépend des paramètres géométriques des plaques. D'autre part aussi, la performance thermodynamique s'améliore par l'inclusion des inserts ce qui est dû à la réduction de l'entropie qui atteint 52.7%.

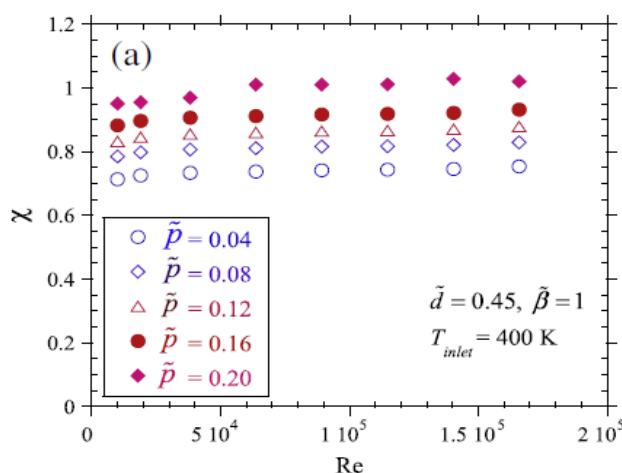


Fig. I.17 : la variation du facteur d'amélioration thermique en fonction de la distance entre deux plaques consécutives.

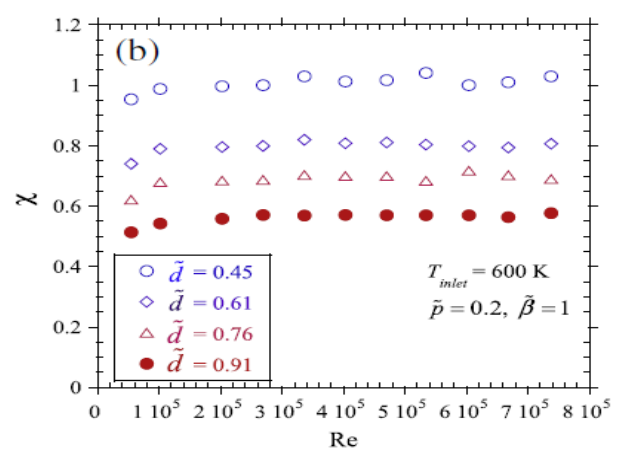


Fig. I.18 : la variation du facteur d'amélioration thermique en fonction de la longueur des plaques perforées.

Ghadirijafarbeigloo et al. [8] (2014) ont proposé une étude numérique sur l'amélioration du transfert thermique dans un capteur cylindro-parabolique par l'inclusion d'une bande torsadée avec perforations (Louvered twisted-tapes with perforations) comme il est présenté dans la figure I.19. Afin d'aboutir cette investigation, l'absorbeur pris dans cette étude est de 1000 mm de longueur et 17 mm de diamètre intérieur, cependant les LTT ayant 15 mm de largeur et 0.9 mm d'épaisseur. Trois différents rapports de torsion ($y/w = 2.67, 4, 5.33$) ont été testés et comparés.

Les résultats montrent que le transfert de chaleur s'améliore par l'insertion des LTT, ce qui est traduit par l'augmentation de nombre de Nusselt d'ordre 150% et facteur de friction 210%. D'autre part, les LTT offrent un transfert thermique beaucoup mieux que les TT pour les mêmes twists ratios, où le coefficient de performance thermique des LTT est 26% plus grand que les TT. Les résultats ont montré également que le meilleur transfert thermique est observé pour un rapport de torsion égal à 2.67. Les résultats sont bien discutés dans les figures I.20-I.22.

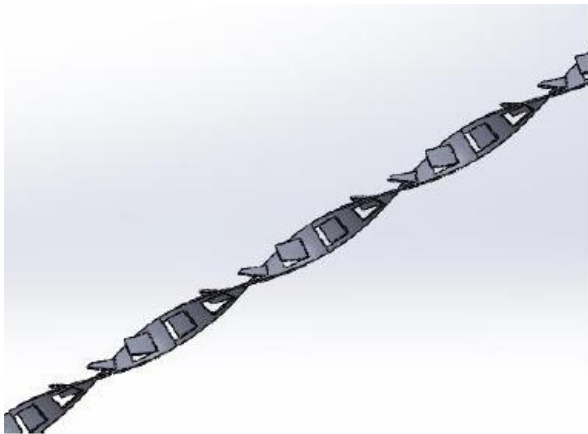


Fig. I.19: Louvered Twisted-Tape avec perforations.

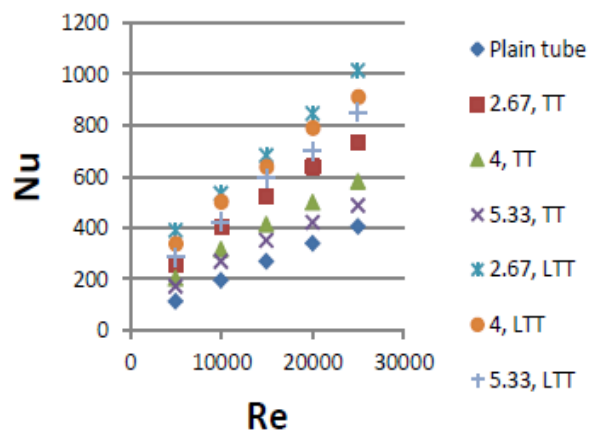


Fig. I.20: La variation de nombre de Nusselt pour les trois twists ratios.

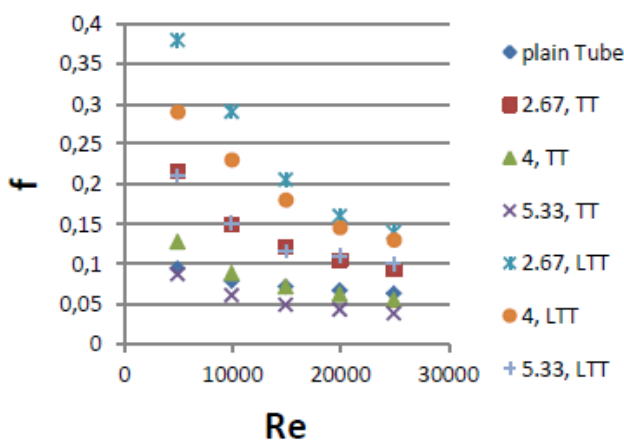


Fig. I.21: La variation de facteur de friction pour les trois twists ratios.

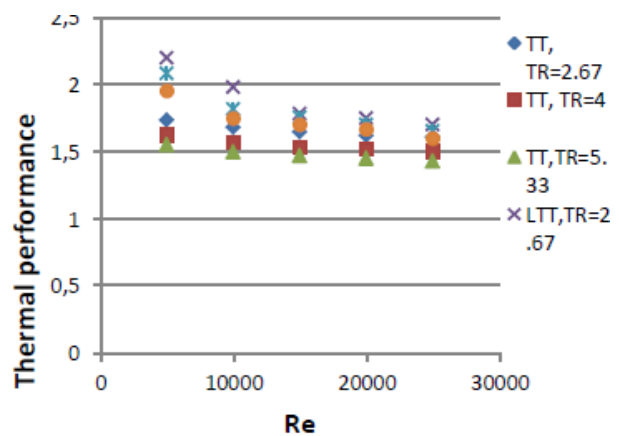


Fig. I.22: Les résultats de coefficient de performance thermique.

Xingwang et al. [9] (2014) ont mené une étude numérique du transfert thermique d'un capteur cylindro-parabolique avec un flux thermique non-uniforme imposé, en insérant une bande de vis hélicoïdales (helical screw-tape inserts) comme il est montré dans la figure I.23. Les auteurs ont étudié l'effet de la géométrie des inserts sur les caractéristiques thermique du capteur en changeant le rapport de torsion (Y) qui est défini comme étant le rapport entre la longueur de vis (P) et la hauteur de la bande (H) ; en prenant deux valeurs de P (40, 45 mm) et cinq valeurs de H (20, 30, 40, 50, 60 mm).

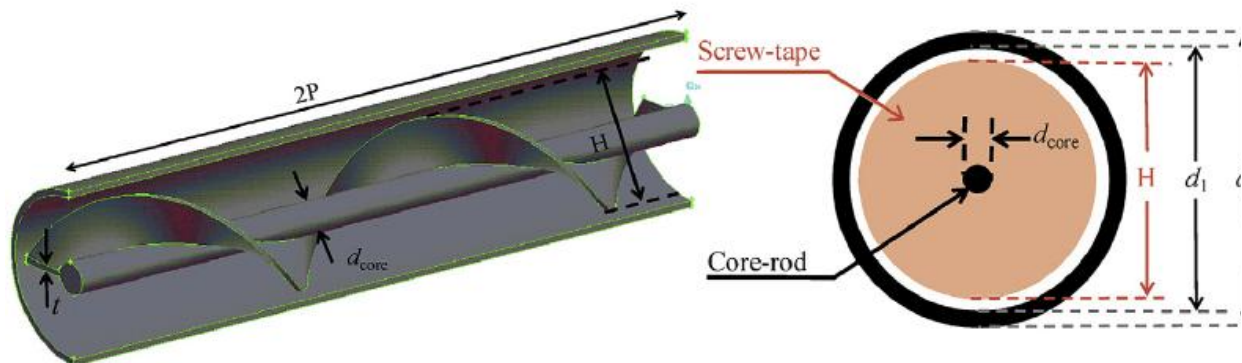


Fig. I.23 : Tube absorbeur équipé par des bandes de vis hélicoïdales (HST-PTR)

La figure I.24 montre l'effet des paramètres géométriques des inserts sur le transfert thermique. Les auteurs ont clairement déclaré que le nombre de Nusselt ainsi que le coefficient de friction diminuent avec l'augmentation de rapport de torsion. D'autre part, la température de la paroi de l'absorbeur diminue par l'inclusion des inserts, et les pertes de chaleur et de pression réduisent également. La figure I.25 illustre la variation des pertes thermiques et la différence de pression en fonction de débit massique pour un tube simple et un tube muni par des bandes de vis hélicoïdales.

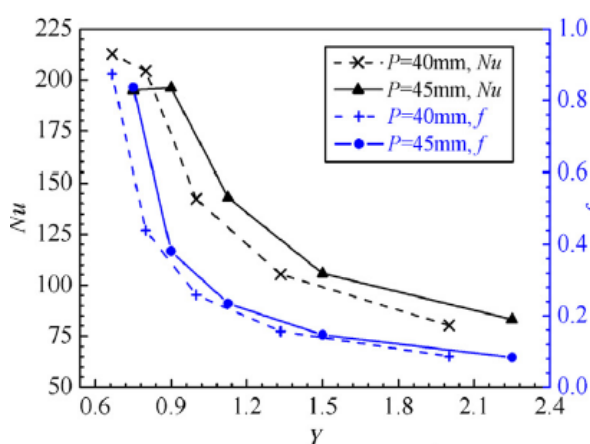


Fig. I.24 : variation de Nu et f avec Y .

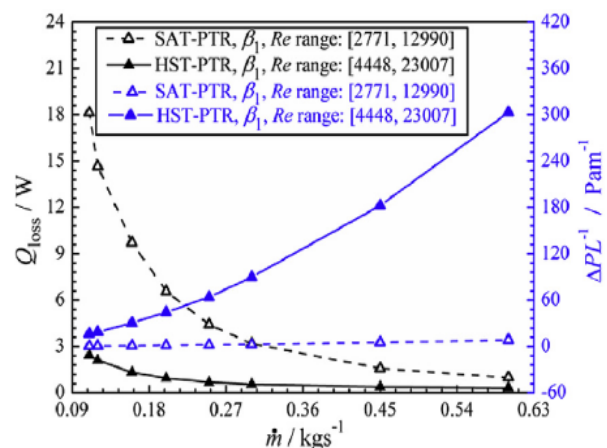


Fig. I.25 : l'effet des inserts en Q et ΔP .

Syed Jafar et al. [10] (2014) ont étudié expérimentalement l'amélioration du transfert thermique dans un capteurs cylindro-parabolique en ajoutant une bande torsadée avec des clous insérés (nail twisted-tapes) dans le tube absorbeur de 2000 mm de longueur et 12 mm de

diamètre et un nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{eau}$) comme fluide caloporteur. La bande est faite en aluminium de longueur 2000 mm, de largeur 11 mm et d'épaisseur 1.5 mm, et les clous sont de 11 mm de longueur, de diamètre 1.5 mm et d'hauteur 3 mm. La figure I.26 montre les NTT utilisés dans cette étude expérimentale.



Fig. I.26 : le modèle expérimental utilisé par Syed et al.

L'étude de Syed et al. montre que le nombre de Nusselt et le facteur de frottement augmentent par l'insertion des NTT, et les clous provoquent une augmentation remarquable de la turbulence donc une intensification du transfert thermique. L'augmentation de coefficient de friction est due à l'interaction des forces de pression avec les forces d'inertie dans la couche limite.

D'autre part aussi, les auteurs ont conclu que les dimensions de la bande torsadée ont un effet non négligeable sur l'amélioration du transfert thermique. Les figures I.27 et I.28 présentent la variation des caractéristiques du transfert thermique en fonction de nombre de Reynolds pour deux rapports de torsion dans le cas d'une simple bande torsadée et dans le cas d'une bande torsadée avec des clous insérés.

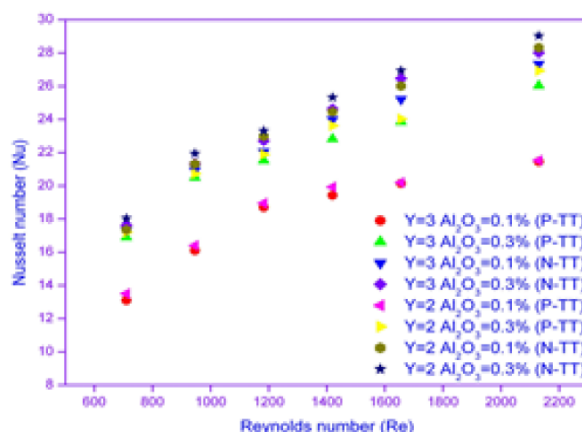


Fig. I.27 : la variation de Nusselt pour plusieurs bandes torsadées.

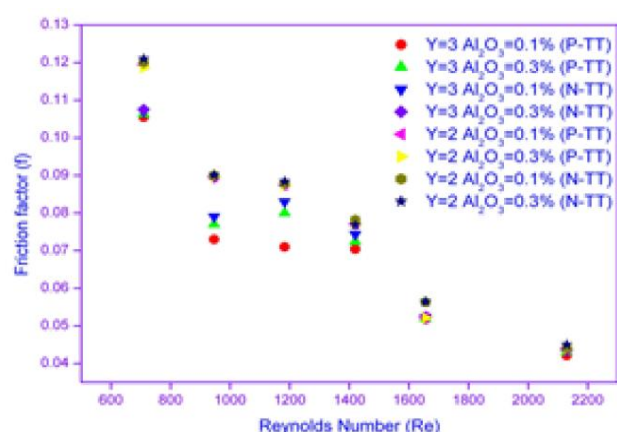


Fig. I.28 : la variation de coefficient de friction pour plusieurs bandes torsadées.

Ketan Diwan et al. [11] (2015) ont réalisé une étude numérique sur l'amélioration du transfert thermique dans un tube linéique d'un capteur cylindro-parabolique de longueur 250 mm, de diamètre intérieur 19.5 mm et d'épaisseur 7 mm ; en incorporant une bobine de fil (wire coils) de longueur identique à celle de tube et de diamètre 17 mm.

En comparant les résultats de simulation d'un tube avec et sans inserts, les auteurs ont bien remarqué qu'en insérant les bobines de fil, le transfert thermique s'améliore de 104 à 330%.

Les auteurs ont étudié les caractéristiques thermiques du capteur pour plusieurs valeurs de pas entre deux spires de la bobine tel qu'il est illustré dans les figures I.39-I.31. A partir des résultats de simulations, Ketan et al. ont conclu que le tube équipé d'une bobine de fil et avec un pas variant de 6 à 8 mm et pour des faibles débits massique offre de meilleurs résultats de transfert thermique, également pour un pas égal à 8mm dans le cas des débits élevés.

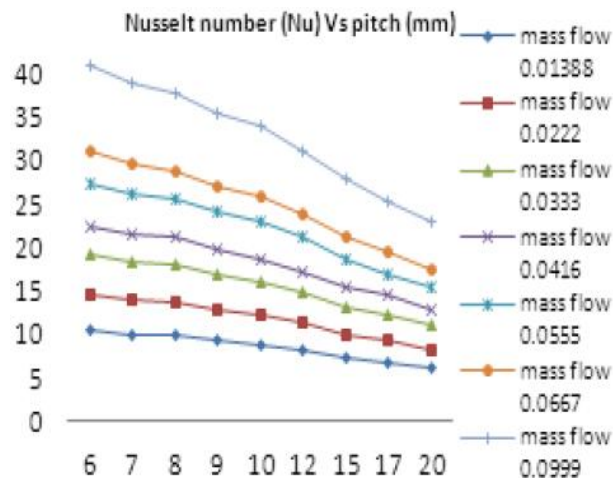


Fig. I.29: La variation de nombre de Nusselt.

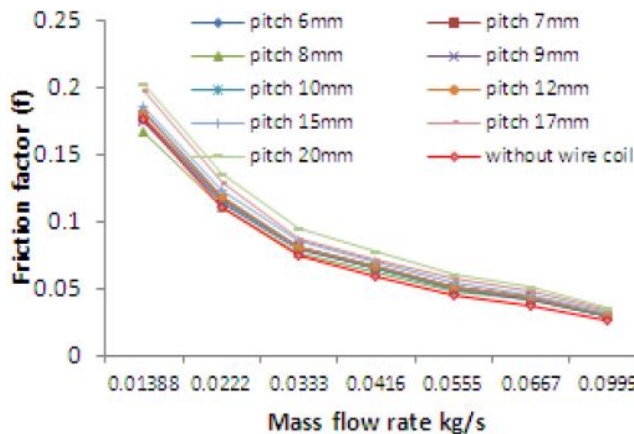


Fig. I.30: La variation de coefficient de frottement.

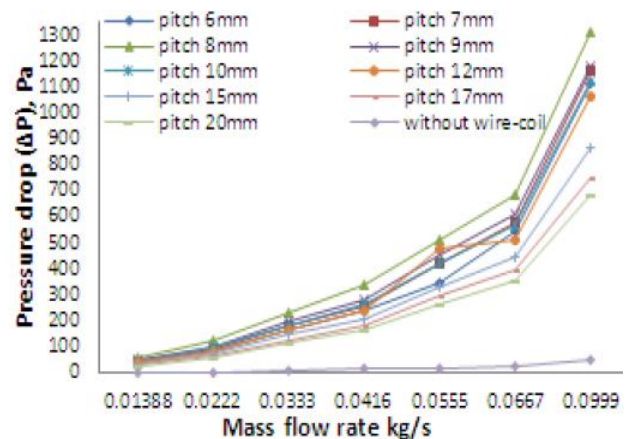


Fig. I.31: La variation de différence de pression.

II.1. Introduction :

L'essor actuel des nanosciences a pour origine la mise en évidence des propriétés spécifiques de la matière aux dimensions nanométriques. Ceci a suscité de nouveaux champs d'étude dans de très nombreux laboratoires et a permis le développement des fluides aux propriétés originales appelés nanofluides composés des nanoparticules dont leur diamètre est typiquement inférieur à 100 nanomètre en suspension dans un liquide appelé fluide de base. Les premiers travaux traitant le transfert de chaleur en présence des nanofluides ont pratiquement commencé en 1995 dans le laboratoire national d'Argonne avec l'étude de Choi [12], qui ont permis plus tard de déterminer expérimentalement et numériquement leurs propriétés thermo-physiques. Les nanofluides sont utilisés en plusieurs applications, à titre d'exemple : le refroidissement des composants électronique [13], le refroidissement industriel [14], le chauffage des bâtiments et la réduction de la pollution [15], les systèmes nucléaires de refroidissement [16], le stockage d'énergie [17], l'absorption solaire [18], la réduction de la friction [19], étanchéité magnétique [20], l'activité antibactérienne [21], l'intensification des micros réacteurs [22]...etc.

Récemment l'application des nanofluides dans l'amélioration du transfert thermique a été développée et popularisée avec une croissance exponentielle de publications qui montrent que les nanofluides offrent un coefficient de transfert thermique imbattable par les autres caloporteurs. Les études menées dans cette nouvelle direction ont fourni une riche bibliographie, mais très variée. A travers ce chapitre nous présentons les résultats de la littérature scientifique des propriétés thermo-physiques des nanofluides et leur utilisation dans l'amélioration du transfert thermique.

II.2. La fabrication des nanoparticules :

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

II.2.1. Les méthodes physique :

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.

Sakuma et Ishii [23] ont préparé des nanoparticules en utilisant la pulvérisation d'un matériau cible, qui se fait par exemple à l'aide d'un plasma (pulvérisation cathodique) ou d'un faisceau laser intense (ablation laser).

Singh et al. [24] ont utilisé une autre méthode qui consiste à chauffer un matériau à très haute température (l'évaporation thermique) de manière à ce que les atomes qui le constituent

s'évaporent. Ensuite un refroidissement adéquat de ces vapeurs permet une agglomération en nanoparticules.

Le majeur inconvénient des méthodes physique c'est qu'elles nécessitent un matériel coûteux pour un rendement en nanoparticules souvent très limité. Les nanoparticules ainsi synthétisées sont la plupart du temps déposées ou liées à un substrat.

II.2.2. Les méthodes chimique :

Actuellement, 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, ainsi qu'elles ont un rendement bien supérieur à celui des méthodes physiques. Ces méthodes permettent d'obtenir des particules avec une distribution de tailles relativement étroite et de morphologies variées. Comme dans le cas de la voie physique, les nanoparticules peuvent être synthétisées sous deux formes : libres à l'état de poudre relativement facile à disperser dans un liquide ou un gel hôte, ou enrobées dans une matrice solide ou un polymère. Les méthodes les plus couramment utilisées sont :

1. Décomposition de précurseurs organométalliques :

L'utilisation de précurseurs organométalliques permet d'élaborer différents systèmes de nanoparticules. Le procédé repose sur la décomposition, dans un solvant organique judicieusement choisi, d'un composé organométallique, dans lequel le métal est généralement à bas degré d'oxydation. Ceci permet d'éviter l'emploi de réducteurs chimiques puissants qui engendrent souvent des impuretés qui s'adsorbent à la surface des particules et sont difficiles à éliminer. La décomposition est réalisée par élimination des ligands de coordination. Cette élimination se fait généralement par chauffage. Lee et al. [25] ont préparé des nanoparticules de Fer en utilisant cette méthode.

2. Voie radio-lytique :

Le principe de la synthèse radio-lytique des nanoparticules consiste à réduire des ions métalliques en solution au moyen d'espèces produites (en général des électrons) par radiolyse. Dans de telles solutions, les ions métalliques en solution sont en concentration suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas d'effet direct des rayonnements sur ces ions. La synthèse peut donc se décrire en deux parties (la radiolyse du solvant, et es réactions de réduction des ions métalliques par les espèces produites par radiolyse suivies par la coalescence des atomes produits). Benoit et al. [26] ont préparé des nanoparticule de dioxyde de silicium par le principe de la synthèse radio-lytique.

En effet, la fabrication des nanoparticules est une industrie nécessitant une technologie très précise, vu la taille et les différentes formes exigées par les expérimentateurs pour avoir plus d'études de cas, et la nécessité de certains traitements chimiques de surface pour les maintenir en suspension. La préparation des Nanofluides doit tenir compte surtout d'une suspension stable et durable et une agglomération minimale des nanoparticules, et doit assurer qu'elles n'entrent pas en échange chimique avec le fluide de base.

II.3. Types des nanoparticules:

Actuellement plusieurs types de nanoparticules sont utilisés pour préparer des nanofluides, on les classe en quatre majeures catégories :

- Les nanoparticules métalliques comme « l'aluminium Al, le cuivre Cu, le fer Fe et l'argent Ag »
- Les nanoparticules des oxydes céramiques comme « le dioxyde de l'aluminium Al_2O_3 , l'oxyde de cuivre CuO, le dioxyde de Titanium TiO_2 , l'oxyde de zinc ZnO et le dioxyde de silicium SiO_2 »
- Les nanoparticules de carbure métallique comme le carbure de silicium métallique SiC.
- Les nanoparticules non-métalliques comme « le graphite C et le nanotube de carbone CNT ».

En outre, les fluides de base connus en littératures sont :

- L'eau,
- L'éthylène et le propylène glycol ;
- Les huiles et autres lubrifiants ;
- Le toluène ;
- Et les bio-fluides.

Le tableau (II.1) regroupe une liste non exhaustive de combinaisons de nanoparticules et de fluides de base préparés par différents groupes de recherche.

Table. II.1 : Combinaison fluide de base/ nanoparticules disponibles en littérature.

	Eau	Ethylène glycol	Huile	Toluène	éthanol
Ag	X		X		
Au	X			X	
Al_2O_3	X	X	X		
C (graphite)	X		X		
C (NTC)	X		X		X
Cu	X	X	X		
CuO	X	X			
Fe		X			
SiC	X	X			
SiO_2	X	X			X
TiO_2	X	X			
ZnO	X				

II.4. Les propriétés thermo-physiques des nanofluides :

Les propriétés thermo-physiques des solutions sont profondément modifiées par l'ajout de nanoparticules et un grand nombre de facteurs ont un effet non négligeable sur cette modification en citant : le type de matériau, la taille et la forme des nanoparticules utilisées

ainsi que la concentration volumique des particules en suspension et la conductivité du fluide de base. De nombreux groupes de recherche tentent de comprendre quels sont le ou les mécanismes à l'origine de telles différences mais aucune phénoménologie n'a pu être encore formulée de manière concise et satisfaisante.

II.4.1. La fraction volumique :

C'est la propriété la plus importante pour un nanofluide, elle est définie comme étant le rapport entre le volume des nanoparticules dispersées (V_p) sur le volume total (V_T). La valeur de la fraction volumique varie de 0 (fluide de base pur) et 1 (entièrement nanoparticules). La relation est donnée comme suit :

$$\phi = \frac{V_p}{V_T} \quad (\text{II.1})$$

II.4.2. La masse volumique et la capacité thermique:

La masse volumique et la capacité thermique de nanofluide sont assumées à être des fonctions linéaire de la fraction volumique à une température donnée.

La masse volumique est calculée par une relation classique de **Xuan et Roetzel** [27] comme suit :

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_p \quad (\text{II.2})$$

En outre, la chaleur spécifique est définie par deux formules, l'une est celle de Roetzel et Xuan donnée en fonction de la masse volumique, elle est définie comme suit :

$$(\rho C_p)_{nf} = (1 - \phi)(\rho C_p)_f + \phi(\rho C_p)_p \quad (\text{II.3})$$

D'autre part, **Pak et Cho** [28] présentent la chaleur spécifique des nanofluides sous l'équation suivante :

$$C_{p,nf} = (1 - \phi)C_{p,f} + \phi C_{p,p} \quad (\text{II.4})$$

II.4.3. Le coefficient d'expansion thermique :

Le coefficient d'expansion thermique est le facteur qui caractérise la variation de la masse volumique sous l'action de température il est appelé aussi le coefficient de dilatabilité, il est défini par la relation suivante :

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (\text{II.5})$$

De nombreux auteurs ont utilisé par analogie la formule (I.2) pour la prédiction du coefficient d'expansion thermique, ce qui donne la relation suivante :

$$\beta_{nf} = \beta_f (1 - \phi) + \phi \beta_p \quad (\text{II.6})$$

En revanche, **Kim et al.** [29] ont supposé que le coefficient d'expansion thermique des nanoparticules est largement inférieur à celui du fluide de base, donc ils simplifient l'équation (II.6) comme suit :

$$\beta_{nf} = \beta_f (1 - \phi) \quad (\text{II.7})$$

Supposant que les fluides porteurs sont incompressibles et la différence de température imposée aux nanoparticules restent modérées pour écrire que la masse volumique du nanofluide et de ses constituants s'exprime sous une forme linéaire de la température par :

$$\begin{cases} \rho_{nf} = \rho_{0nf} (1 - \beta_{nf} (T - T_0)) \\ \rho_f = \rho_{0f} (1 - \beta_f (T - T_0)) \\ \rho_p = \rho_{0p} (1 - \beta_p (T - T_0)) \end{cases}$$

De la première équation on peut déduire la relation suivante :

$$\beta_{nf} = - \frac{\rho_{nf} - \rho_{0nf}}{\rho_{0nf} (T - T_0)} \quad (\text{II.8})$$

En remplaçant les masses volumiques par les relations correspondant, on obtient la relation suivante :

$$\beta_{nf} \rho_{0nf} = (1 - \phi) \beta_f \rho_{0f} + \phi \beta_p \rho_{0p} \quad (\text{II.9})$$

D'après Kim et al. Si on néglige la dilatabilité des nanoparticules devant celle de fluide de base, on trouve l'expression suivante :

$$\beta_{nf} \rho_{0nf} = (1 - \phi) \beta_f \rho_{0f} \quad (\text{II.10})$$

II.4.4. La conductivité thermique :

La conductivité thermique est la capacité d'un matériau de conduire ou de transmettre de la chaleur, c'est la propriété la plus importante pour l'amélioration des performances thermique d'un fluide caloporteur, la plupart des recherches théoriques et expérimentales ont été consacré pour estimer la valeur de la conductivité thermique d'un nanofluide. Cette propriété dépend de multiples paramètres tels que la température de milieu, la conductivité de fluide de base, les propriétés thermo-physiques des nanoparticules, la taille et la forme des particules, le mouvement Brownien et la fraction volumique des particules en suspension. Les études menées dans cet axe ont fournit une riche bibliographie, mais très variée.

Maxwell [30] (1881) a étudié théoriquement la conductivité thermique d'un nanofluide contient uniquement des nanoparticules de forme sphérique. Il a supposé que les particules ont le même diamètre et elles sont séparées d'une distance suffisante conduisant à l'absence d'interaction mutuelle entre elles, la conductivité thermique dans son modèle dépend seulement de la fraction volumique des nanoparticules en suspension, la conductivité thermique de fluide de base et celle des nanoparticules.

$$\lambda_{nf} = \lambda_f \frac{\lambda_p + 2\lambda_f - 2\phi(\lambda_f - \lambda_p)}{\lambda_p + 2\lambda_f + \phi(\lambda_f - \lambda_p)} \quad (\text{II.11})$$

Bruggeman [31] (1935) a présenté théoriquement la conductivité thermique d'un nanofluide contenant des nanoparticules de forme sphérique avec une concentration volumique élevée, il a déclaré la relation suivante dépend des trois variables la conductivité thermique du fluide et des nanoparticules ainsi que la fraction volumique. Ce modèle semble mieux approximer certains résultats expérimentaux pour le cas des nanoparticules sphérique.

$$\lambda_{nf} = \frac{1}{4}[(3\phi - 1)\lambda_p + (2 - 3\phi)\lambda_f] + \frac{\lambda_f^2}{4}\sqrt{\Delta} \quad (\text{II.12})$$

$$\text{Où : } \Delta = \left[(3\phi - 1)^2 \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_f} \right)^2 + (2 - 3\phi)^2 + 2(2 + 9\phi - 9\phi^2) \frac{\lambda_p}{\lambda_f} \right]$$

Hamilton et Crosser [32] (1962) ont modifié la formule proposée par Maxwell en introduisant le facteur de forme des nanoparticules. Pour prendre en considération la forme géométrique des nanoparticules, Hamilton et Crosser ont utilisé le coefficient de sphéricité (ψ) définit comme étant le rapport de la surface de la sphère ayant le même volume que les nanoparticules sur la surface d'une nanoparticule. Cette relation est applicable dans le cas ou le rapport entre la conductivité thermique des nanoparticules et celle de fluide de base est supérieur à 100.

$$\lambda_{nf} = \frac{\lambda_p + (n-1)\lambda_f - \phi(n-1)(\lambda_f - \lambda_p)}{\lambda_p + (n-1)\lambda_f - \phi(\lambda_f - \lambda_p)} \lambda_f \quad (\text{II.13})$$

Où : n est le facteur de forme calculé par la relation empirique donnée par : $n = \frac{3}{\psi}$

Ce qui conduit à n=3 pour les particules sphérique et n=6 pour les particules cylindrique. Donc dans le cas ou les particules de forme sphérique le modèle de Hamilton est identique à celui de Maxwell.

Par la suite, **Xuan et Li** [33] ont développé le modèle de Hamilton pour estimer la valeur de la conductivité thermique en variant le coefficient ψ de 0.5 à 1, les résultats obtenu dans le cas où $\psi = 0.7$ est compatible aux résultats expérimentaux. Par contre, Lee et al. Ont trouvé

que leurs résultats expérimentaux sont identique à ceux théorique dans le cas où $\psi = 0.1$ pour le nanofluide (Alumine/eau).

Lu et Lin [34] (1996) ont proposé une nouvelle formule pour n'importe quelle forme des nanoparticules en introduisant des variables dépendant de la conductivité thermique des nanoparticules dispersées, la relation étant donnée comme suit :

$$\lambda_{nf} = [1 + a\phi + b\phi^2] \lambda_f \quad (\text{II.14})$$

$\lambda_p=10$	$a = 2.25$	$b = 2.27$
$\lambda_p > 10$	$a = 3.00$	$b = 4.51$

Yu et Choi [35] (2003) ont proposé une nouvelle formule pour calculer la conductivité d'un nanofluide. Ils ont proposé de modéliser les nanofluides comme un liquide de base et des particules solides séparés par une couche nanométrique, cette couche agit comme un pont thermique entre le fluide et les nanoparticules. En plus ils ont supposé que la conductivité thermique de la couche nanométrique est supérieure à celle du liquide.

$$\lambda_{nf} = \lambda_f \frac{\lambda_p + 2\lambda_f - 2\phi(\lambda_f - \lambda_p)(1 + \beta)^3}{\lambda_p + 2\lambda_f + \phi(\lambda_f - \lambda_p)(1 + \beta)^3} \quad (\text{II.15})$$

Bhattacharya et al. [36] (2004) Ont représenté théoriquement une nouvelle relation ressemble à la formule de Xuan and Roetzel définissant la masse volumique d'un nanofluide, en prenant en considération le mouvement Brownien des particules. On définit le mouvement Brownien autant qu'une description mathématique des déplacements aléatoires des nanoparticules au sein du liquide de base. Ce mouvement est causé par les collisions avec les molécules du liquide de base qui se déplacent dans toutes les directions sous l'effet de l'excitation thermique. Les nanoparticules sont suffisamment petites pour être poussées par les chocs reçus et elles peuvent alors parcourir une certaine distance (très petite), avant de repartir dans une autre direction suite à de nouveaux chocs et ainsi de suite. Il en résulte un mouvement d'ensemble chaotique que l'on appelle le mouvement brownien. La formule de la conductivité thermique calculée par Bhattacharya et al. est exprimée comme suit :

$$\lambda_{nf} = \lambda_p \phi + (1 - \phi) \lambda_f \quad (\text{II.16})$$

Keblinski et al. [37] (2005) Ont investigué la conductivité de plusieurs nanofluides et les mécanismes contribuant à l'augmentation de cette propriété. Ils ont présenté les relations empiriques suivantes :

Pour le nanofluide : EG+Al₂O₃ $\lambda_{nf} = \lambda_f (28.905\phi^2 + 2.8273\phi + 1)$ (II.17)

Pour le nanofluide : eau+ Al₂O₃ $\lambda_{nf} = \lambda_f (-13\phi^2 + 6.3\phi + 1)$ (II.18)

Pour le nanofluide : Cu+eau $\lambda_{nf} = \lambda_f (11.6\phi^2 + 9.6\phi + 1)$ (II.19)

Koo et Kleinstreuer [38] (2005) ont discuté théoriquement la conductivité thermique d'oxyde de cuivre de 28.8 nm de diamètre dispersées dans l'eau. Ils ont modifié la formule de Maxwell en introduisant le Rapport de l'épaisseur de la couche nanométrique sur le rayon des particules, la masse volumique, la chaleur spécifique ainsi que le diamètre des nanoparticules et une fonction dépend de la température et la fraction volumique.

$$\lambda_{nf} = \lambda_f \frac{\lambda_p + 2\lambda_f - 2\phi(\lambda_f - \lambda_p)}{\lambda_p + 2\lambda_f + \phi(\lambda_f - \lambda_p)} + 5 \times 10^4 \beta \rho_p C_p \sqrt{\frac{K_B T}{\rho_p d_p}} f(T, \phi) \lambda_f \quad (II.20)$$

Ou les paramètres β et $f(T, \phi)$ sont donnés comme suit :

$$f(T, \phi) = (-134.63 + 1722.3\phi) + (0.4705 - 6.04\phi) \frac{T}{T_0}$$

$$\begin{cases} \beta = 0.0137(100\phi)^{-0.8229} & \text{pour } \phi < 0.01 \\ \beta = 0.0011(100\phi)^{-0.7272} & \text{pour } \phi > 0.01 \end{cases}$$

La formule de Koo et Kleinstreuer est valable dans le cas ou la fraction volumique des nanoparticules est comprise entre 1 et 4% et la température varie de 300 à 325 K.

Xue [39] (2005) a étudié la conductivité thermique d'un nanofluide contenant des nanotubes de carbone, il a discuté l'influence de diamètre des nanoparticules, concluant que la taille des nanoparticules n'influence pas trop sur l'augmentation de la conductivité thermique. Il a établi une formule classique dépend uniquement des trois variables de base la conductivité thermique des nanoparticules et de fluide de base ainsi que la fraction volumique.

$$\lambda_{nf} = \frac{1 - \phi + 2\phi \frac{\lambda_p}{\lambda_p - \lambda_f} \ln \frac{\lambda_p + \lambda_f}{2\lambda_f}}{1 - \phi + 2\phi \frac{\lambda_f}{\lambda_p - \lambda_f} \ln \frac{\lambda_p + \lambda_f}{2\lambda_f}} \lambda_f \quad (II.21)$$

Li et Peterson [40] (2006) ont expérimentalement étudié l'influence de la variation de température ainsi que la fraction volumique des nanoparticules en suspension sur la conductivité thermique de deux nanofluides Al₂O₃ / eau et CuO / eau. Pour effectuer cette étude les diamètres des Al₂O₃ et CuO étaient prise 29 et 36nm respectivement suspendu dans l'eau distillé avec une fraction volumique de 2, 4, 6 et 10%. Ils ont proposé deux formules différentes pour chaque nanofluide.

Al₂O₃ / eau :

$$\lambda_{nf} = \lambda_f [0.764\phi + 0.0187(T - 273.15) - 0.462] + \lambda_f \quad (II.22)$$

CuO / eau :

$$\lambda_{nf} = \lambda_f \left[3.761\phi + 0.0179(T - 273.15) - 0.307 \right] + \lambda_f \quad (\text{II.23})$$

Timofeeva et al. [41] (2007) Ont étudié expérimentalement et théoriquement la conductivité thermique de Al₂O₃ dans l'eau et Al₂O₃ dans l'éthylène glycol, ils ont rapporté une corrélation qui dépend seulement de la conductivité thermique du fluide de base et la concentration volumique de l'alumine suspendu.

$$\lambda_{nf} = \lambda_f (1 + 3\phi) \quad (\text{II.24})$$

Avsec et Oblak [42] (2007) ont expérimentalement investigué la conductivité thermique de trois différents nanofluides : l'alumine dans l'eau, le cuivre dans l'éthylène glycol et le dioxyde de titane dans l'eau, la formule proposée par Avsec et Oblack est une extension de la formule de Hamilton et Crosser ainsi que le modèle de Yu et Choi.

$$\lambda_{nf} = \lambda_f \frac{\lambda_p + (n-1)\lambda_f - (n-1)\phi(\lambda_f - \lambda_p)(1+\beta)^3}{\lambda_p + (n-1)\lambda_f + \phi(\lambda_f - \lambda_p)(1-\beta)^3} \quad (\text{II.25})$$

Duangthongsu et Wongwises [43] (2009) ont expérimentalement discuté l'influence de la température sur la conductivité thermique des nanoparticules de dioxyde de titane de forme sphérique et de diamètre $d_p=21\text{nm}$ dispersée dans l'eau. Ils ont formulé les relations suivantes dépendant de la fraction volumique ainsi que des coefficients varient en fonction de la température.

$$\lambda_{nf} = (a + b\phi) \lambda_f \quad (\text{II.26})$$

T = 15°C	a = 1.0225	b = 0.0272
T = 25°C	a = 1.0204	b = 0.0249
T = 35°C	a = 1.0139	b = 0.0250

Patel et al. [44] (2010) Ont expérimentalement étudié l'influence de la température et la taille des nanoparticules, en utilisant des nanoparticules de forme sphérique de diamètre $10\text{nm} \leq d_p \leq 150\text{nm}$, ils ont proposé une corrélation de la conductivité thermique d'un nanofluide valable pour une température comprise entre 293 et 323K, et une fraction volumique varie de 0.1 à 3%.

$$\lambda_{nf} = \lambda_f \left(1 + 0.135 \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_f} \right)^{0.273} \left(\frac{T}{20} \right)^{0.547} \left(\frac{100}{d_p} \right)^{0.234} \phi^{0.467} \right) \quad (\text{II.27})$$

Godson et al. [45] (2010) Ont expérimentalement mesuré la conductivité thermique de nanofluide contenant des nanoparticules métallique (Argent) suspendu dans l'eau. Ils ont exprimé la conductivité thermique en fonction de la fraction volumique et la conductivité thermique du fluide.

$$\lambda_{nf} = \lambda_f (0.9692\phi + 0.9508) \quad (\text{II.28})$$

Corcione et al. [46] (2011) Ont présenté une corrélation pour la prédiction de la conductivité d'un nanofluide contenant des nanoparticules de type métallique ou oxyde métallique dispersées soit dans l'eau ou dans l'éthylène glycol. La plage de température, diamètre des nanoparticules ainsi que la fraction volumique étaient respectivement : 294-324 K, 10-150 nm, 0.002-0.09.

$$\lambda_{nf} = \lambda_f \left(1 + 4.4 Re^{0.4} Pr^{0.66} \left(\frac{T}{T_{fr}} \right)^{10} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_f} \right)^{0.03} \phi^{0.66} \right) \quad (\text{II.29})$$

Où : $Re = \frac{2K_B \rho_f T}{\pi \mu_f^2 d_p}$ Et T_{fr} est la température de fusion de fluide de base.

Azmi et al. [47] (2012) Ont développé une nouvelle corrélation pour les nanofluides qui contiennent des nanoparticules d'oxyde métallique incorporées dans l'eau, cette formule est valable pour une concentration volumique inférieure à 4% et une température comprise entre 293 et 343K.

$$\lambda_{nf} = 0.8938 \lambda_f \left(1 + \frac{\phi}{100} \right)^{1.37} \left(1 + \frac{T}{70} \right)^{0.2777} \left(1 + \frac{d_p}{150} \right)^{-0.0336} \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_f} \right)^{0.01737} \quad (\text{II.30})$$

Dont la température est exprimée en °C et la fraction volumique en %.

II.4.5. La viscosité dynamique :

La viscosité caractérise l'aptitude d'un fluide à s'écouler, c'est un paramètre important pour les applications pratiques car elle affecte directement la chute de pression à convection forcée. L'ajout de particules solides dans un liquide provoque une augmentation, plus ou moins importante de la viscosité du mélange obtenu. Là encore, de nombreux facteurs peuvent être à l'origine des disparités constatées. Pour des nanoparticules identiques (nature, taille) et un même fluide de base, la qualité de la dispersion, et la température peuvent influencer considérablement sur la viscosité. Par conséquent, pour permettre l'utilisation de nanofluides dans des applications pratiques, le degré d'augmentation de la viscosité des nanofluides par rapport aux fluides purs doivent être soigneusement étudiée. Afin d'expliquer l'effet des nanoparticules sur la viscosité, de nombreuses corrélations ont été présentées.

Einstein [48] (1906) a été le premier qui a étudié la viscosité dynamique d'un mélange contenant des suspensions diluées de particules fines sphériques et rigides en faible concentration volumique (moins que 0.02). La relation est présentée comme suit :

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 2.5\phi) \quad (\text{II.31})$$

Brinkman [49] (1952) a étendu la formule d'Einstein pour couvrir une large plage de concentrations volumiques. Sa relation conduit à la relation d'Einstein pour les faibles fractions volumique.

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\phi)^{2.5}} \quad (\text{II.32})$$

Ces deux premières relation n'intègre pas les effets de mouvement Brownien ni de la taille des nanoparticules en suspension.

Batchelor [50] (1977) a étudié théoriquement la viscosité dynamique d'un nanofluide en tenant en compte l'effet de l'interaction hydrodynamique entre deux nanoparticules sphériques, il a montré que la viscosité dynamique d'un nanofluide n'est pas une fonction linéaire de la fraction volumique comme les relations de « Einstein et Brinkman ».

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 2.5\phi + 6.2\phi^2) \quad (\text{II.33})$$

Wang et al. [51] (1999) Ont expérimentalement discuté la viscosité dynamique d'un nanofluide se composant de l'eau comme fluide de base et des nanoparticules d'alumine, ils ont confirmé la proposition de Batchelor en présentant l'équation suivante :

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 7.3\phi + 123\phi^2) \quad (\text{II.34})$$

Tseng et Lin [52] (2003) ont mené une étude expérimentale pour mesurer la viscosité de deux nanofluides Al_2O_3 / éthylène glycol et TiO_2 / eau. Leur formule prend la forme exponentielle suivante :

$$\mu_{nf} = 13.47\mu_f \exp(35.98\phi) \quad (\text{II.35})$$

Maiga et al. [53] (2005) Ont présenté expérimentalement la viscosité dynamique des nanoparticules d'alumine dispersées dans l'eau et dans l'éthylène glycol. La corrélation de la viscosité dynamique du nanofluide (Al_2O_3 / eau) était identique à l'équation (I.33) pour l'autre nanofluide la relation s'identifie comme suit :

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 - 0.19\phi + 306\phi^2) \quad (\text{II.36})$$

Song et al. [54] (2005) Ont calculé la viscosité dynamique du nanofluide (SiO_2 / eau), ils ont montré que la viscosité dynamique d'un nanofluide est une fonction linéaire de la fraction volumique.

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 56.5\phi) \quad (\text{II.37})$$

Koo et Kleinstreuer [38] (2005) ont étudié expérimentalement et théoriquement la viscosité dynamique d'oxyde de cuivre de 28.8 nm de diamètre dispersées dans l'eau, en prenant en considération l'effet de l'agitation Brownienne et l'épaisseur de la couche nanométrique (mentionné dans [38]).

$$\mu_{nf} = 5 \times 10^4 \beta \rho_f \phi \sqrt{\frac{K_B T}{\rho_p d_p} \left[(-134.63 + 1722.3\phi) + (0.4705 - 6.04\phi) \frac{T}{T_0} \right]} \quad (\text{II.38})$$

Kulkarni et al. [55] (2006) Ont étudié l'influence de la température sur la viscosité d'un nanofluide contenant des nanoparticules d'oxyde de cuivre dispersées dans l'eau, ils ont proposé une relation valable dans une gamme de température variant de 5 à 50°C.

$$\mu_{nf} = \exp \left[- (2.8751 + 53.548\phi - 107.12\phi^2) + (1078.3 + 15857\phi + 20587\phi^2) \left(\frac{1}{T} \right) \right] \quad (\text{II.39})$$

Buongiorno [56] (2006) a estimé la viscosité dynamique de deux nanofluides (Al₂O₃/eau) et (TiO₂/eau) en concluant deux corrélations non-linéaire de la fraction volumique définit comme suit :

Pour le nanofluide : TiO₂/eau

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 5.45\phi + 108.2\phi^2) \quad (\text{II.40})$$

Pour le nanofluide : Al₂O₃/eau

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 39.11\phi + 533.9\phi^2) \quad (\text{II.41})$$

Nguyen et al. [57] (2007) Ont étudié l'influence de la taille des nanoparticules sur la viscosité dynamique d'un nanofluide contenant Al₂O₃ en variant leurs diamètre d_p, ils ont présenté deux formules différentes montrant l'effet de la taille des nanoparticules sur la viscosité effective.

$$\mu_{nf} = 0.904 \mu_f \exp(0.1483\phi) \text{ Pour } d_p = 47nm \quad (\text{II.42})$$

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 0.025\phi + 0.015\phi^2) \text{ Pour } d_p = 36nm \quad (\text{II.43})$$

Masoumi et al. [58] (2009) Ont expérimentalement mesuré la viscosité du nanofluide (Al₂O₃/eau) en prenant en compte l'effet de mouvement Brownien, ils ont proposé l'expression suivante :

$$\mu_{nf} = \mu_f + \frac{\rho_p V_B d_p^2}{72C\delta} \quad (\text{II.44})$$

Où : C est une constante et $\delta = \sqrt[3]{\frac{\pi}{6\phi} d_p}$

Duangthongsu et Wongwises [59] (2009) ont discuté l'effet de la variation de température sur la viscosité dynamique de TiO₂ suspendu dans l'eau, en changeant la température de 15 à 35°C.

$$\mu_{nf} = \mu_f (a + b\phi + c\phi^2) \quad (\text{II.45})$$

T = 15°C	a = 1.0226	b = 0.0477	c = -0.0112
T = 25°C	a = 1.0130	b = 0.0920	c = -0.0150
T = 35°C	a = 1.0180	b = 0.1120	c = -0.0177

Chandrasekar et al. [60] (2010) Ont investigué expérimentalement et théoriquement la viscosité dynamique de (alumine/ eau) nanofluide, en contribuant les aspects électromagnétique et mécanique ils ont conclu la formule suivante :

$$\mu_{nf} = \mu_f + 1631\mu_f \left(\frac{\phi}{1-\phi} \right)^{2.8} \quad (\text{II.46})$$

Corcione [61] (2011) Ont présenté expérimentalement la viscosité dynamique d'un nanofluide contenant des nanoparticules de dioxyde de silicium dispersées des l'éthanol. Le diamètre des nanoparticules ainsi que la fraction volumique étaient respectivement : 10-150 nm, 0.2 à 9%.

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{1 - 34.87 \left(\frac{d_p}{d_f} \right)^{-0.3} \phi^{-1.03}} \quad (\text{II.47})$$

Où : d_f est le diamètre moléculaire du fluide de base donné par la relation

$$d_f = 0.1 + \left(\frac{6M}{N\pi\rho_f} \right)^{\frac{1}{3}}$$

II.5. L'utilisation des nanofluides dans l'amélioration du transfert thermique :

II.5.1. Synthèse bibliographique sur la convection dans les nanofluides :

La convection thermique est un mode de transport d'énergie par l'action qui combine de la conduction, de l'accumulation de l'énergie et du mouvement du milieu. La convection 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. La transmission de chaleur par convection est désignée, selon le mode d'écoulement du fluide, par convection libre et convection forcée. Lorsqu'il se produit au sein du fluide des courants dus simplement aux différences de densité résultant des gradients de température, on dit que la convection est naturelle ou libre. Par contre si le mouvement du fluide est provoqué par une action externe, telle une pompe 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.

Multiplés études expérimentale et numérique sont disponibles dans la littérature montrant l'influence des nanofluides sur le transfert convectif dans les tubes, plusieurs corrélations ont été proposées pour la prédiction de nombre de Nusselt.

Pak et Cho [62] (1998) ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur convectif des nanofluides pour un écoulement turbulent, ils ont utilisé des nanoparticules d'alumine (13 nm) et des nanoparticules de dioxyde de titane (27 nm) de fraction volumique variant de 0 à 3% dispersées dans l'eau comme fluide de base. Ils ont remarqué que le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation de Reynolds et ils ont proposé alors la relation suivante en fonction des nombres de Reynolds et de Prandtl.

$$Nu = 0.021 Re^{0.8} Pr^{0.5} \quad (II.48)$$

Cette relation est valable pour un nombre de Reynolds compris entre 10^4 et 10^5 , et un nombre de Prandtl varie de 6.5 à 12.3.

Xuan et Li [63] (2002) ont réalisé une étude expérimentale pour calculer le coefficient de transfert convectif des nanofluides pour des écoulements laminaire et turbulent dans un tube horizontal. Pour se faire ils ont utilisé l'eau comme fluide de base avec une suspension de nanoparticules de cuivre ($d_p < 100\text{nm}$) pour plusieurs fractions volumique (0.2, 0.5, 0.8, 1, 1.5 et 2%). Ils ont conclu que le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation de la fraction volumique et de la vitesse. En se basant sur ces résultats expérimentaux, ils ont établi deux corrélations en introduisant le terme de nombre de Peclet qui caractérise l'effet de la dispersion thermique causé par la micro-convection et la micro-diffusion des nanoparticules il est défini comme suit :

$$Pe_p = \frac{v d_p}{\alpha_{nf}} = \frac{v d_p (\rho C_p)_{nf}}{\lambda_{nf}}$$

Pour un écoulement laminaire : ($800 < Re < 2000$)

$$Nu = 0.4328(1 + 11.285 \phi^{0.754} Pe^{0.218}) Re^{0.333} Pr^{0.4} \quad (II.49)$$

Pour un écoulement turbulent : ($10^3 < Re < 2.5 \times 10^5$)

$$Nu = 0.0059(1 + 7.6286 \phi^{0.6886} Pe^{0.001}) Re^{0.9238} Pr^{0.4} \quad (II.50)$$

Yang et al. [64] (2005) Ont effectué une étude expérimentale sur le transfert convectif d'un nanofluide contenant des nanoparticules de graphite de diamètre vari de 20 à 40 nm dispersées dans une huile synthétique pour un écoulement laminaire dans un tube circulaire où le nombre de Reynolds varie de 5 à 110, et ils ont fait varier la fraction volumique de 0 à 2%. Ils ont conclu que le nombre de Nusselt augmente environ 22% pour le cas où le fluide caloporteur est un nanofluide donc ils ont présenté une corrélation en fonction de dimensions de tube ainsi que la viscosité dynamique.

$$Nu = 1.86 Re^{1/3} Pr^{1/3} \left(\frac{D}{L} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{-0.14} \quad (\text{II.51})$$

Maiga et al. [65] (2005) ont présenté un travail numérique pour mesurer le coefficient de transfert convectif des nanofluides pour un écoulement laminaire dans un tube circulaire, pour réaliser cette étude ils ont choisi l'eau comme fluide de base et l'alumine comme nanoparticules avec une concentration volumique comprise entre 0 et 10%, les résultats indiquent que l'inclusion des nanoparticules produit une augmentation remarquable dans le flux thermique, ils ont proposé deux corrélations, une pour une température constante et l'autre pour un flux constant. Ces formules sont valables pour un Reynolds inférieur à 1000 et Prandtl compris entre 6 et 753.

Pour une température constante :

$$Nu = 0.28 Re^{0.35} Pr^{0.35} \quad (\text{II.52})$$

Pour un flux constant :

$$Nu = 0.086 Re^{0.55} Pr^{0.5} \quad (\text{II.53})$$

Maiga et al. [66] (2006) ont effectué une autre étude numérique en gardant les mêmes conditions et les mêmes nanofluides mais pour un écoulement turbulent dont le nombre de Reynolds et le nombre de Prandtl sont compris respectivement entre 10^4 et 5×10^5 et entre 6.6 et 13.9. La corrélation prend la forme suivante :

$$Nu = 0.085 Re^{0.71} Pr^{0.35} \quad (\text{II.54})$$

Velgapudi et al. [67] (2008) Ont présenté expérimentalement une étude sur la prédiction des propriétés thermo-physiques et les caractéristiques du transfert thermique d'un nanofluide pour un régime turbulent, ils ont proposé une nouvelle corrélation empirique définie comme suit :

$$Nu = 0.0256 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (\text{II.55})$$

Duangthongsuk et Wongwises [68] (2010) ont expérimentalement calculé le coefficient de transfert convectif ainsi que le facteur de friction pour un écoulement turbulent des nanoparticules de dioxyde de titane de fraction volumique variant de 0.2 à 2% suspendues dans l'eau, ils ont constaté que le coefficient de transfert thermique du nanofluide est 26% plus important que celui de fluide de base et le facteur de friction augmente légèrement en présence des nanofluides. En se basant sur les résultats expérimentaux ils ont proposé les corrélations suivantes valables pour $3 \times 10^3 \leq Re \leq 1.8 \times 10^4$

$$Nu = 0.074 Re^{0.707} Pr^{0.385} \phi^{0.074} \quad (\text{II.56})$$

$$f = 0.961 \phi^{0.052} Re^{-0.375} \quad (\text{II.57})$$

Vajjha et al. [69] (2010) Ont mené des études expérimentales pour déterminer le coefficient convectif pour un régime turbulent de trois nanofluides contenant différentes nanoparticules CuO et SiO₂ (<6%) et Al₂O₃ (<10%) dispersées dans l'eau, et pour un Reynolds compris entre 3000 et 1.6×10⁴, leurs résultats montrent aussi que Nu augmente avec l'augmentation de Re et ϕ .

$$Nu = 0.056(Re^{0.65} - 60.22)(1 + 0.0169\phi^{0.15})Pr^{0.542} \quad (II.58)$$

Hojjat et al. [70] (2011) ont expérimentalement investigué le transfert thermique par convection forcée dans un tube horizontal pour un écoulement turbulent sous une température constante, trois types de nanofluides non-newtoniens ont été préparés par la dispersion des nanoparticules de Al₂O₃, CuO et TiO₂ dans une solution aqueuse de la carboxy-méthyle cellulose, ils ont proposé la corrélation suivante :

$$Nu = 0.00115 Re^{1.05} Pr^{0.693} (1 + \phi^{0.388}) \quad (II.59)$$

Sajadi et Kazemi [71] (2011) ont présenté une investigation expérimentale de la convection thermique d'un régime turbulent dans un tube contenant des nanoparticules de dioxyde de titane (30 nm) de fraction volumique variant de 0.2 à 0.25% suspendues dans l'eau, ils ont remarqué que la présence des nanofluides cause une amélioration du transfert thermique et une augmentation dans la différence de pression, ils ont proposé une corrélation empirique pour un Reynolds $5 \times 10^3 \leq Re \leq 3 \times 10^4$

$$Nu = 0.067 Pr^{0.35} Re^{0.71} + 0.0005 Re \quad (II.60)$$

Godson et al. [72] (2011) ont effectué un protocole expérimental pour mesurer la convection thermique pour les écoulements laminaire, transitoire et turbulent d'un nanofluide contenant des nanoparticules d'argent d'une concentration volumique variée de 0.3 à 0.9% dispersées dans l'eau. Les résultats expérimentaux ont mené à la corrélation suivante :

$$Nu = 0.023 Pr^{0.3} Re^{0.8} + (0.617\phi - 0.135) Re^{(0.445\phi - 0.37)} Pr^{(1.081\phi - 1.305)} \quad (II.61)$$

Mansour et al. [73] (2012) ont effectué deux travaux expérimentaux sur la mesure de la convection thermique pour un écoulement turbulent d'un nanofluide contenant des nanoparticules d'alumine d'une concentration volumique inférieure à 4% dans l'eau pure, ils ont présenté les deux corrélations suivantes :

Pour un tube horizontal :

$$Nu = Nu_0 (1 - \phi^{0.625}) (1 + 5.25 \times 10^{-5} \times Ra^{1.06})^{0.135} \quad (II.62)$$

Pour un tube vertical :

$$Nu = Nu_0 \left(1 + 52 \times 10^{-4} \frac{Gr}{Re} \right)^{0.28} \quad (II.63)$$

I.5.2. Comment un nanofluide peut-il améliorer le transfert thermique ? [74]

Pour améliorer les performances, il faut réduire autant que possible l'épaisseur de la couche limite et l'empêcher de se développer à sa guise. Pour cela, on augmente la vitesse du fluide (passages étroits, jets d'eau...) ou bien on dispose des petits obstacles (picots, aspérités...) pour augmenter le brassage au niveau de la paroi notamment. Tout ça pour la contrarier autant que possible et repousser le fluide froid le plus près possible de la paroi chaude pour augmenter l'échange (diminution de l'épaisseur de la couche limite thermique).

Grâce à sa plus grande conductivité thermique, un nanofluide améliore directement le transit conductif de l'énergie thermique au travers de la sous-couche visqueuse. La suspension des nanoparticules peut modifier sensiblement le comportement rhéologique du liquide en adoptant un arrangement structural particulier dans la couche limite. Selon leur nature et leur forme, on peut observer un comportement rhéofluidifiant (diminution de viscosité lors de l'augmentation de la vitesse de cisaillement) qui tend à réduire la viscosité apparente tout près de la paroi (effet lubrifiant). Cette réduction de viscosité induit alors une diminution de l'épaisseur de la couche limite dynamique et donc thermique par implication. Le résultat est encore une fois une augmentation directe du coefficient d'échange à la paroi.

II.5.3. Quels phénomènes principaux sont candidats pour expliquer ces améliorations ?

II.5.3.1. Le mouvement brownien et la micro-convection :

Le mouvement brownien des nanoparticules en suspension est la manifestation de leurs déplacements constants et aléatoires au sein du nanofluide. Ils sont causés par les incessantes collisions avec les molécules du liquide qui se déplacent dans toutes les directions sous l'effet de l'excitation thermique (la température du milieu est l'image de cette agitation). 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*.

Plus les nanoparticules seront grosses, plus ce mouvement brownien sera faible, car elles seront plus difficiles à bouger du fait d'une inertie plus importante et elles auront une vitesse de déplacement plus faible. Ce mouvement brownien rend aussi les nanofluides plus sensibles à la température que les fluides normaux. Plus la température est importante, plus l'agitation moléculaire est intense et plus les nanoparticules sont chahutées, améliorant d'autant plus la microconvection et donc la conductivité thermique du nanofluide.

II.5.3.2. Le principe de thermophorèse :

La thermophorèse, un autre phénomène convectif lié au mouvement brownien, peut rentrer en ligne de compte, même si son influence est limitée dans des applications à faible différentiel de température. Son intérêt se situe au voisinage d'une paroi chauffée ou dans des régions à fort gradient de température.

Au voisinage d'une nanoparticule, cette action de thermophorèse engendre l'apparition d'une force dans une direction préférentielle, qui résulte du déséquilibre des chocs avec les molécules du liquide. Près d'une paroi dissipant une certaine quantité de chaleur, le fluide est naturellement plus chaud, donc les molécules de liquide sont plus excitées thermiquement avec pour conséquence d'avoir une plus grande vitesse que celles présentes du côté froid. Les nanoparticules sont donc poussées plus fortement par les molécules du côté chaud à cause de la différence de quantité de mouvement. Cela les emmène automatiquement vers les régions plus froides, favorisant une fois de plus l'homogénéisation de température.

II.5.3.3. Phonons balistiques pour transporter la chaleur :

La nature du transport de la chaleur au sein des nanoparticules est l'un des effets conductifs qui pourraient avoir son rôle dans l'amélioration observée. En effet, la conduction thermique se retrouve largement influencée par les effets de taille. Dans des structures ayant des dimensions supérieures à quelques centaines de nanomètres, le transport de la chaleur est gouverné par un mécanisme dit « diffusif » que l'on peut modéliser avec l'équation de la chaleur de Fourier, mais celle-ci n'est plus valide aux très petites échelles de longueur et de temps.

II.5.3.4. Couche inter-faciale nanoparticule-liquide :

De récentes études suggèrent qu'un phénomène de surface pourrait avoir un rôle dans l'amélioration de la conductivité thermique. Il est reconnu qu'à l'interface entre un liquide et une surface solide, il se forme une couche de liquide qui, contrairement aux molécules libres de ce liquide (qui se lient et se délient $\sim 10^{11}$ fois par seconde entre elles plus précisément), a tendance à s'organiser en couches atomiques plus ou moins ordonnées. Une nanoparticule se voit alors entièrement entourée d'une nanocouche compacte de liquide de l'ordre du nanomètre d'épaisseur a priori.

Le nanofluide se retrouve être un assemblage de trois structures : l'une entièrement solide avec la nanoparticule, une simili solide avec la nanocouche d'eau et une entièrement liquide avec le liquide de base. Cette nanocouche jouerait le rôle d'un pont thermique entre la particule et le liquide, ce qui peut être l'un des facteurs d'explication de l'augmentation de la conductivité thermique générale. La chaleur contenue dans la nanoparticule peut s'échanger avec cette nanocouche directement par conduction dans l'ensemble. Comme on l'a vu précédemment, certains émettent l'hypothèse que cela pourrait aussi servir à échanger directement des phonons d'une nanoparticule à une autre via cette nanocouche lors d'une collision. Cette nanocouche aura normalement plus d'influence sur de toutes petites nanoparticules relativement au ratio géométrique entre le diamètre moyen de la nanoparticule et l'épaisseur de la couche.

II.6. Revue bibliographique sur l'application des nanofluides dans les collecteurs solaires :

Avec l'apparition et le développement rapide des nanosciences et nanotechnologies pendant la deuxième moitié du 20^{ème} siècle, la convection a pris une grande part d'étude, et a pris un

autre aspect de perfectionnement c'est au niveau nanométrique de la matière du milieu convectif que les récents travaux ont été concentrés. La littérature concernant les nanofluides montre que leur utilisation en tant que fluide caloporteur est envisageable, la plupart des auteurs ayant constaté une amélioration des performances thermiques lors de l'utilisation des nanofluides grâce à leur propriétés thermo-physique intéressantes spécialement la hausse conductivité thermique. Nous présentons ici les recherches menées dans la dernière décennie sur l'application des nanofluides dans les récepteurs solaire pour améliorer le transfert thermique et les facteurs participant dans cette amélioration.

Bianco et al. [75] (2009) ont présenté une étude numérique sur l'effet d'utilisation des nanoparticules d'alumine de diamètre 100 nm et de fraction volumique (1%, 4%) dans un tube circulaire, ils ont constaté que l'inclusion des nanoparticules produit une augmentation considérable de la transmission de chaleur, cependant l'amélioration du transfert thermique s'accompagne par une augmentation de la contrainte de cisaillement aux parois.

Otanicar et Golden [76] (2009) présentaient une étude théorique de l'utilisation des nanofluides dans un capteur à absorption directe, ils ont choisi des nanoparticules de graphite de 0.1% dispersées dans un mélange contenant l'eau et le propylène glycol. Ils ont conclu que l'utilisation des capteurs solaire à base de nanofluide conduit à la réduction d'environ 3% des émissions de CO₂ par rapport au collecteur classique.

Taylor et al. [77] (2010) ont effectué une étude expérimentale et théorique de trois nanofluides contenant l'alumine, l'argent, le cuivre de diamètre 20 nm et d'une concentration volumique 0.1% dispersées dans le therminol VP-1, les résultats montrent que les nanofluides contribuent à améliorer l'efficacité d'échange de 5 à 10%.

Lu et al. [78] (2011) ont utilisé pour un travail expérimental dans un capteur à tube sous vide les nanoparticules d'oxyde de cuivre de diamètre 50 nm et pour plusieurs fraction volumique (0.8, 1.0, 1.2, 1.5 %) suspendues dans l'eau. Ils ont constaté que le CuO a le potentiel d'augmenter le coefficient de transfert thermique d'environ 30% ainsi que la température de la paroi du thermosiphon diminue en raison d'utilisation de CuO.

He et al. [79] (2011) ont travaillé expérimentalement sur l'amélioration du transfert thermique dans un tube sous vide en utilisant deux nanofluides (TiO₂/ eau) et (NTC/ eau) le diamètre et la concentration volumique des nanoparticules étaient respectivement 10 nm et 0.2%. Ils ont confirmé que le NTC/ eau est le plus approprié que le TiO₂ / eau à utiliser dans un collecteur solaire à tube sous vide.

Khullar et al. [80] (2012) ont mené une étude théorique sur l'utilisation du nanofluide Alumine (5nm) dispersée dans le therminol VP-1 circulé dans l'absorbeur d'un capteur cylindro-parabolique, les résultats montrent que le rendement du capteur augmente d'environ 5 à 10%.

Chougule et al. [81] (2012) ont étudié expérimentalement l'amélioration du transfert thermique en présence de CNT/ eau dans une plaque plane, ils ont remarqué que l'efficacité moyenne du collecteur pour l'eau et le nanofluide sont 25 et 45% respectivement à un angle

d'inclinaison 31.5° , d'autre part le rendement moyen du collecteur passe de 36% pour l'eau à 61% pour le nanofluide à un angle d'inclinaison 50° .

Yousfi et al. [82] (2012) ont présenté une étude expérimentale de l'utilisation des nanofluides dans une plaque plane, en utilisant des nanoparticules d'alumine de diamètre 15nm et de fraction volumique 0.2% dispersées dans l'eau+surfactant. Ils ont constaté que l'efficacité augmente d'environ 28% en utilisant 0.2% des nanoparticules.

Liu et al. [83] (2013) ont expérimentalement étudié la présence de CuO / eau dans un capteur à tube sous vide, ils ont conclu que la valeur maximale et moyenne de l'efficacité du collecteur peut augmenter de 6.6% et 12.4% respectivement.

Risi et al. [84] (2013) ont effectué une investigation numérique sur l'utilisation de (CuO+Ni/Gaz d'azote) dans un collecteur solaire cylindro-parabolique, ils ont trouvé que l'efficacité thermique atteint 62,5% à la température de sortie du nanofluide d'ordre 650°C et quand la fraction volumique est inférieure à 0.3% , les inconvénients de chute de pression confondent avec les effets bénéfiques des propriétés thermiques des nanofluides.

Tiwari et al. [85] (2013) ont mené une étude théorique sur l'application de nanofluide (Al_2O_3 /eau) dans une plaque plane en variant la fraction volumique de 0.5 à 2%, les résultats indiquent que le rendement thermique accroit 31.64% en utilisant 1.5% des nanoparticules d'alumine, le nanofluide Al_2O_3 /eau a le potentiel de réduire 31% $\text{kg CO}_2/\text{kWh}$.

Sokhansfat et al. [86] (2014) ont étudié numériquement l'amélioration du transfert thermique dans l'absorbeur d'un capteur cylindro-parabolique en utilisant des nanoparticules d'alumine d'une concentration volumique qui ne dépasse pas 5% dispersées dans une huile synthétique à une température opérationnelle de 300, 400 et 500K . Les résultats numériques ont montré que le coefficient de transfert de chaleur par convection a une dépendance directe de la concentration volumique des nanoparticules où il accroit avec l'accroissement, le coefficient du transfert de chaleur augmente avec la diminution de la température de l'absorbeur.

II.7. Conclusion :

L'utilisation de nanofluides en tant que fluide caloporteur est un nouveau domaine qui est encore en phase de recherche. Les nanofluides contribuent à l'amélioration du transfert thermique de plusieurs dizaines de pour-cent, l'augmentation du transfert thermique a une dépendance directe de type, taille et la concentration volumique des nanoparticules utilisés. Néanmoins, compte tenu des diverses méthodes de synthèse et de caractérisation, les résultats expérimentaux ne sont pas reproductibles entre les différents groupes de recherche travaillant sur le sujet. En outre, l'influence d'un certain nombre de paramètres, tels que la taille et la forme, les phénomènes aux interfaces entre liquide et particules, sont encore mal compris et caractérisés. A travers cette thèse, nous présentons une étude sur les caractéristiques du transfert thermique en utilisant des nanofluides dans le tube linéique d'un capteur cylindro-parabolique en prenant en considération l'influence de type, la taille et la fraction volumique des nanoparticules en suspension.

III.1. Introduction :

La turbulence en mécanique des fluides est l'un des champs des sciences de l'ingénieur où les progrès méthodologiques se sont à ce point accélérés qu'il est devenu de plus en plus difficile de faire rapidement et aisément le tour des acquis de la discipline en ce domaine, malgré les efforts des scientifiques plus d'un siècle, le problème de la turbulence est loin d'être bien résolu.

Le terme « turbulence » (*turbolenza*) a été inventé par le chercheur florentin Leonard De Vince (1508) [87], il a été le premier qui a décrit le mouvement des fluides en étudiant précisément la formation de tourbillons dans l'eau ou l'air qui s'écoule autour d'un obstacle. Plusieurs siècles après les travaux de Léonard de Vince sur le contrôle des tourbillons et de leur effet dans la rivière Arno, le sujet n'est toujours pas clos.

Le domaine de la mécanique des fluides visqueux ne fut fondé qu'au cours du 19^{ème} siècle par des physiciens tels Navier et Saint-Venant en France, Von Helmholtz en Allemagne, Sir George Stokes et Maxwell en Angleterre. Cette génération de mécaniciens des fluides fut suivie par celle des premiers expérimentateurs et théoriciens de la turbulence, parmi lesquels Poiseuille, Reynolds, puis au début du 20^{ème} siècle Bénard, Prandtl, Taylor, Von Karman et Lord Rayleigh qui étudièrent expérimentalement la transition entre état laminaire et état turbulent, ainsi que de nombreuses instabilités hydrodynamiques [88].

Ce chapitre a pour but d'expliquer de manière accessible et claire la plupart des termes et éléments nécessaires à la compréhension du phénomène de turbulence en mécanique des fluides, ainsi que de présenter un panorama des connaissances, des interrogations et des recherches disponibles dans la littérature concernant les écoulements turbulents.

III.2. Description de la turbulence :

En 1883, le physicien irlandais Osborne Reynolds prolonge les travaux de Léonard De Vince et montre l'existence de deux types d'écoulements lors de l'écoulement d'un fluide dans une conduite cylindrique rectiligne : l'écoulement laminaire et l'écoulement turbulent. Reynolds a visualisé l'écoulement d'un fluide Newtonien dans un tube cylindrique en injectant un colorant à l'entrée du tube. En augmentant progressivement le débit du fluide, il a observé une transition spontanée entre un état où le filet coloré reste rectiligne : l'écoulement est laminaire et un état où le filet coloré se met à osciller et diffuse dans toute la section de la conduite : début de la transition où les régimes laminaire et turbulent coexistent (fig.III.1).

Les expériences ont été répétées pour différents diamètres de la conduite (D) et différentes viscosités cinématique (ν). Pour quantifier les résultats des observations expérimentales, Reynolds a introduit un paramètre adimensionnel appelé nombre de Reynolds représentant le rapport entre la force d'inertie et la force de viscosité, il est défini par la relation [89] :

$$Re = \frac{VD}{\nu}$$

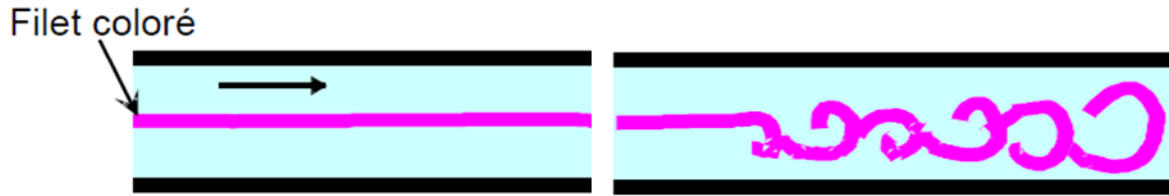


Fig III.1. L'expérience de Reynolds

Henze (1975) [90] avait défini l'écoulement turbulent comme étant un écoulement dont les divers paramètres ont des variations aléatoires. En se basant sur cette définition, on peut dire qu'un écoulement turbulent n'est pas prévisible dans son détail mais que les valeurs moyennes peuvent y être distinguées.

Taylor et Von Karman définissent la turbulence comme "un mouvement irrégulier qui apparaît dans les fluides, gazeux ou liquides, quand ceux-ci rencontrent des surfaces solides ou même quand des courants du même fluide se rencontrent"[91].

La turbulence peut être créée soit par le frottement du fluide sur les parois où des mouvements tourbillonnaires sont engendrés à cause des gradients de vitesse créés par ce frottement, on appelle ce type de turbulence « *turbulence de paroi* » ; soit en l'absence de paroi par le déplacement de diverses couches fluides les unes par rapport aux autres (écoulement derrière une grille) on l'appelle : « *turbulence libre* ».

La turbulence est un phénomène *dissipatif* et dans le cas de l'absence de source d'énergie, le mouvement se ralentit et l'énergie cinétique se transforme en source de chaleur. Et encore, la turbulence tend sous l'effet de viscosité à devenir plus homogène et indépendante de la direction de l'écoulement. On dit que la turbulence est *homogène* quand elle ne dépend pas du point considéré et *isotrope* quand elle est indépendante de la direction d'écoulement. Dans ce cas, il n'y a aucune contrainte tangentielle et aucun gradient de vitesse cela est vrai seulement dans le cas d'une turbulence libre mais au voisinage d'une paroi on a un écoulement turbulent à gradient de vitesse.

Deux types de structure d'écoulement lors de la transition naturelle vers la turbulence nommément les *puffs* et les *slugs* sont distingués ; ces deux termes ont été introduits par Wygnanski et Champagne [92] en 1973 lors d'un travail expérimental de l'analyse de signal de vitesse axiale dans une conduite cylindrique.

Puffs (bouffées turbulentes) sont observées pour un nombre de Reynolds compris entre 2000 et 2700, elles sont générées par des fortes perturbations à l'entrée de la conduite ; et les slugs (les bouchons turbulents) sont remarqués pour un nombre de Reynolds supérieur à 2700, ils sont générés par l'instabilité de la couche limite à l'entrée de la conduite.

Ces deux types de structures ont été prouvés expérimentalement et numériquement par plusieurs chercheurs en citant par exemple : Breuer & Haritonidis (1991) [93] qui ont remarqué que des tourbillons toroïdaux ont été créés au bord amont du pipe puis se propagent

et enfin se rompent près du bord aval. Darbyshire et Mullin (1995) [94] ont observé que la perturbation est introduite loin de l'entrée, dans la zone où l'écoulement est développé. Draad et al. (1998) [95] ont étudié expérimentalement l'écoulement d'un fluide pour un nombre de Reynolds compris entre 2000 et 2200, ils ont conclu que le nombre de puffs générés dépendent de la fréquence et l'amplitude de la perturbation où ils ont confirmé qu'au dessous de l'amplitude critique les bouffées ne sont jamais observées par contre en augmentant l'amplitude un nombre croissant des puffs sont générées. Shan et al. (1999) [96] ont réalisé une simulation numérique à un nombre de Reynolds égal à 2200, les résultats de simulation montre une présence d'un fort vortex rotationnel près du bord aval de la bouffée.

III.3. Caractéristiques de la turbulence :

La turbulence en mécanique des fluides peut être caractérisée par les points suivants :

- Fluctuations temporelles et spatiales de grande amplitude de toutes les grandeurs physiques (composantes de vitesse, pression, etc.).
- Structures tourbillonnaires de tailles caractéristiques fort différentes, imbriquées les uns dans les autres, et interagissant entre eux. La taille des tourbillons constitue un spectre continu: cela va de grands tourbillons, d'une taille comparable à la grandeur caractéristique globale de l'écoulement (l'épaisseur de la couche limite), à des petits tourbillons de taille correspondant à la relation de Kolmogorov.
- Chaque grandeur physique a un spectre d'énergie qui est continu et tend vers zéro aux grands nombre d'ondes.
- Persistance de la turbulence : l'écoulement turbulent continue à produire des tourbillons pour remplacer ceux dissipés.
- Mélange : le mélange en écoulement turbulent est beaucoup plus efficace que celui en écoulement laminaire, les tourbillons sont des excellents promoteurs de mélange où ils causent des transferts rapides et importants de masse, quantité de mouvement et de l'énergie entre les différentes zones de l'écoulement ; ce qui favorise une augmentation de transfert de chaleur et de masse.

III.4. Phénoménologie de la turbulence :

III.4.1. Cascade d'énergie de Richardson :

Lewis Fry Richardson [97], météorologiste britannique avait défini la turbulence comme: « la turbulence est composée de tourbillons de tailles différentes ». Des tourbillons de taille l ont une vitesse caractéristique u_l et une durée de vie (temps caractéristique) $\tau_l = l/u_l$

Par tourbillon Richardson entend mouvement de cohérence spatiale l et de cohérence temporelle τ_l .

En 1922, Lewis Richardson suggéra l'idée d'une cascade d'énergie vers les petites échelles [98] : des mouvements tourbillonnants à l'échelle de l'écoulement moyen sont générateurs de tourbillons à des échelles un peu plus petites, qui eux-mêmes génèrent des mouvements à des échelles plus petites, etc. Ce processus de cascade d'énergie se termine

finalement lorsque les mouvements de très petite taille sont amortis sous l'effet de la viscosité moléculaire. Ainsi ce qui sera dissipé par la turbulence est entièrement déterminé par les premières étapes qui sont totalement indépendantes de la viscosité. Avec cette idée de cascade, le taux moyen de dissipation se détermine par le transfert de l'énergie cinétique U^2 des plus gros tourbillons, ce transfert doit se faire sur la durée de vie du tourbillon, on doit donc avoir :

$$\frac{\varepsilon}{U^3} = \frac{1}{L} \quad (\text{III.1})$$

III.4.2. Hypothèse de Kolmogorov : [99]

En 1941, Le mathématicien Andreï Kolmogorov avait formulé une théorie sur l'analyse de la turbulence pleinement développée, c'est-à-dire la turbulence à très grand nombre de Reynolds ; il utilisa l'approche statistique pour comprendre la théorie de la turbulence tout en se limitant à une gamme d'échelles intermédiaires, appelée zone inertielle. Dans la limite de cette hypothèse, Kolmogorov suppose que l'énergie est transférée de façon conservative entre les différents degrés de liberté du système. En d'autres termes, Kolmogorov avance l'hypothèse que cette cascade est auto-similaire : les tourbillons se divisent tous de la même manière quelle que soit leur échelle.

III.4.2.1. L'échelle de Kolmogorov :

L'échelle de Kolmogorov peut être construite dimensionnellement à l'aide des deux grandeurs de la statistique des mouvements turbulents «la viscosité du fluide et le taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence ». Une échelle dite de Kolmogorov η , ayant pour vitesse caractéristique u_η et temps de caractéristique τ_η , telle que :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, u_\eta = (\nu\varepsilon)^{1/4}, \tau_\eta = \sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}} \quad (\text{III.2})$$

Au nombre de Reynolds $Re_\eta = \frac{u_\eta \eta}{\nu} = 1$ les effets visqueux sont donc comparables aux effets inertiels et les mouvements de tailles plus petites que cette taille sont responsables de la dissipation de l'énergie cinétique de l'écoulement sous forme de chaleur. L'échelle de Kolmogorov η , est aussi appelée échelle de dissipation.

III.4.3. Décomposition de Reynolds :

La décomposition de Reynolds est l'un des piliers de la modélisation en turbulence, c'est une approche par moyenne en temps des équations de Navier-Stokes de manière à trouver une solution pour l'écoulement moyen puisque la turbulence est un phénomène aléatoire.

III.4.3.1. Définition et propriétés des valeurs moyennes :

Soit une grandeur hydrodynamique f (vitesse, pression ...) mesurée à l'instant t à la position x . Si l'écoulement est turbulent cette grandeur va fluctuer et devenir une variable aléatoire.

- Moyenne d'ensemble :

Si On va réaliser N expériences indépendantes portant sur le même écoulement. A chaque expérience, on va enregistrer la valeur de la quantité qui nous intéresse à la même position et au même temps. La moyenne d'ensemble de la quantité f en $(x; t)$ sera donnée par :

$$\overline{f(\vec{x}, t)} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f^{(i)}(\vec{x}, t) \quad (\text{III.3})$$

- Moyenne temporelle :

La moyenne temporelle de la variable f pendant une fenêtre temporelle de durée T est défini par :

$$\overline{f(\vec{x}, t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(\vec{x}, t) dt \quad (\text{III.4})$$

Pour T suffisamment grand cette valeur moyenne devient indépendante du temps et on aura :

$$\overline{f(\vec{x})} = \lim_{T \rightarrow \infty} \overline{f(\vec{x}, t)} \quad (\text{III.5})$$

Pour le cas où les équations (III.3) et (III.5) coïncident, le système est dit *ergodique*. Les écoulements turbulents ne sont pas forcément ergodiques : la moyenne d'ensemble peut varier dans le temps alors que la valeur moyenne temporelle en est indépendante.

Rappelons que ces moyennes vérifient les propriétés suivantes :

$$\begin{aligned} \overline{f + g} &= \overline{f} + \overline{g} \\ \overline{\alpha f} &= \alpha \overline{f} \\ \overline{\overline{f}} &= \overline{f} \\ \overline{fg} &= \overline{f} \overline{g} \\ \frac{\partial \overline{f}}{\partial x_i} &= \overline{\frac{\partial f}{\partial x_i}} \\ \frac{\partial \overline{f}}{\partial t} &= \overline{\frac{\partial f}{\partial t}} \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

D'après cet opérateur de moyenne, on définit la décomposition de Reynolds d'une grandeur quelconque de l'écoulement comme :

$$f = \overline{f} + f' \quad (\text{III.7})$$

Où : \overline{f} est la moyenne d'ensemble, et f' est la partie fluctuante.

Et aussi par définition on a : $\overline{f'} = 0$.

III.5. Les Equations du mouvement d'un fluide :

Les équations qui régissent le mouvement d'un fluide sont basées sur les principes de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

III.5.1. Les Equations de Navier Stokes du mouvement instantané :

La plupart des fluides de notre environnement tel que « l'eau, l'air, les huiles...etc. » sont des fluides newtoniens [100], on dit qu'un fluide est newtonien quand il est régi par la loi de comportement newtonien décrite comme suit :

$$\Sigma = -p1 + 2\mu D \text{ Ou bien } T = 2\mu D \quad (\text{III.8})$$

Où :

Σ Le tenseur des contraintes du fluide.

p la pression.

1 Le tenseur identité.

μ La viscosité dynamique.

D Le tenseur des taux de déformation (partie symétrique du gradient de vitesse)

T Le tenseur des contraintes tangentielles (partie dévia-torique)

Les écoulements de fluides incompressibles sont gouvernés par les équations de Navier-Stokes. Elles relient la vitesse et la pression en chaque point de l'écoulement. Deux termes interviennent dans les équations de Navier-Stokes : *le terme de diffusion*, qui est linéaire, traduit l'effet de la viscosité du fluide sur l'écoulement et a pour effet de contrôler tout développement d'instabilité. Le deuxième terme, appelé *terme inertiel*, est non linéaire et est à l'origine des interactions à des échelles spatiales très différentes. Plus la vitesse de l'écoulement est grande, plus l'influence du terme inertiel dans les équations de Navier-Stokes est forte, le comportement de l'écoulement dépend donc du rapport vitesse/viscosité.

La forme générique de l'équation de Navier-Stokes sous forme tensorielle est formulée comme suit :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \nabla u \right) = \rho g - \nabla p + 2\mu \nabla \cdot D \quad (\text{III.9})$$

Dans le cas d'un écoulement en trois dimensions et dans un système de coordonnées cartésiennes, les équations de Navier-Stokes pour un écoulement conservatif incompressible s'écrivent :

- Equation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{III.10})$$

- Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \rho g_x \quad (\text{III.11})$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \rho g_y \quad (\text{III.12})$$

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \rho g_z \quad (\text{III.13})$$

Avec : $g (g_x, g_y, g_z)$ est la projection de la force de volume sur les axes principaux du repère cartésien.

III.5.2. Equations moyennées :

Devant la grande complexité de la turbulence, on a souvent recours au traitement des problèmes par des méthodes statistiques. C'est pourquoi lorsqu'on s'intéresse aux écoulements réels, une alternative consiste à prendre en considération que les quantités moyennes, pour se faire on applique l'opérateur de moyenne d'ensemble sur les équations instantanées en utilisant la décomposition de Reynolds sur les inconnues du problème étudié, les nouvelles équations obtenues sont appelées « les équations moyennées » on utilise souvent en littérature l'acronyme RANS « *Reynolds Averaged Navier Stokes* ».

III.5.2.1. Les équations du mouvement moyen :

Prenant la moyenne temporelle de l'équation de Navier Stokes ; en définissant d'abord le champ moyen (en lettres majuscules) et le champ fluctuant (en lettres minuscules avec des primes) pour le champ instantané de vitesse et de pression:

$$\begin{aligned} u_i(\vec{x}, t) &= U_i(\vec{x}, t) + u'_i(\vec{x}, t) \\ p_i(\vec{x}, t) &= P_i(\vec{x}, t) + p'_i(\vec{x}, t) \end{aligned} \quad (\text{III.14})$$

Donc en introduisant la décomposition de Reynolds dans l'équation de continuité, on obtient pour le champ moyen et les fluctuations de vitesse :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III.15})$$

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III.16})$$

D'après les deux équations précédentes, on remarque que les équations moyennes et fluctuantes vérifient l'équation de continuité.

De même, en appliquant la décomposition de Reynolds dans l'équation de quantité de mouvement, on aura :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad (\text{III.17})$$

Selon la condition d'incompressibilité sur les fluctuations :

$$\overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = \overline{\frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j}} \quad (\text{III.18})$$

On définit le tenseur de Reynolds par la relation :

$$R_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} \quad (\text{III.19})$$

Or, le tenseur de Reynolds est un tenseur symétrique défini comme :

$$R_{ij} = -\rho \begin{bmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'w'} \end{bmatrix} \quad (\text{III.20})$$

Finalement les équations moyennées s'écrivent :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\tau_{ij}} + R_{ij}) \quad (\text{III.21})$$

$$\text{Où : } \overline{\tau_{ij}} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III.22})$$

On peut clairement voir que les équations du champ moyen de vitesse sont différentes des équations instantanées avec l'apparition du nouveau terme lié à l'effet du champ fluctuant.

III.5.2.2. Les équations du mouvement fluctuant :

En soustrayant aux équations de quantité de mouvement instantanées les équations de quantité de mouvement moyen on obtiendra les équations de transports pour les fluctuations. En multipliant scalairement chaque équation de transport des fluctuations par les fluctuations et en prenant la moyenne que l'on a définie précédemment, on obtient les équations de transport des contraintes ou tensions de Reynolds. Donc l'équation du mouvement fluctuant s'écrit comme :

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = P_{ij} + T_{ij} + \Pi_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (\text{III.23})$$

Où les termes $P_{ij}; T_{ij}; \Pi_{ij}; D_{ij}; \varepsilon_{ij}$ sont définis comme :

- Production : $P_{ij} = - \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right)$
- Transport turbulent : $T_{ij} = - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_k}$
- Corrélation Pression-Vitesse : $\Pi_{ij} = - \frac{1}{\rho} \left(\overline{u'_i} \frac{\partial p'}{\partial x_j} + \overline{u'_j} \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right)$
- Diffusion visqueuse : $D_{ij} = \nu \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k^2}$
- Tenseur de dissipation turbulente : $\varepsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k}$

En introduisant le terme $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$, l'équation (III.32) prendra la forme suivante :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = \underbrace{-\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}}_{P_k} - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_k}}_{T_k} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u'_k p'}}{\partial x_k}}_{\Pi_k} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_k^2}}_{D_k} - \underbrace{\nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k}}_{\varepsilon_k} \quad (\text{III.24})$$

P_k La production turbulente représente l'énergie cédée par le mouvement moyen au mouvement turbulent ;

T_k Le transport turbulent ou la diffusion turbulente par les fluctuations de vitesse ;

Π_k Le terme de transfert d'énergie par l'interaction pression-vitesse fluctuante ;

D_k La diffusion visqueuse de l'énergie cinétique turbulente par la viscosité ;

ε_k La dissipation de l'énergie turbulente sous forme de chaleur.

III.6. Turbulence de paroi : couche limite turbulente

Les premières recherches réalisées par Townsend (1951); Klebanoff (1954); Laufer (1954); Kovaszney (1967) [101] sur la couche limite turbulente ont montré l'existence de plusieurs régions caractérisées par différentes grandeurs cinématiques. Pour la région proche à la paroi, les grandeurs cinématiques sont liées aux paramètres internes de la couche limite. On

note que : u_τ est la vitesse de frottement à la paroi où $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$; ν est la viscosité cinématique du fluide.

En définissant les grandeurs adimensionnelles de la vitesse moyenne et la distance par les relations $\bar{U}^+ = \frac{\bar{U}}{u_\tau}$ et $y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu}$ respectivement.

Dans la région externe, d'autres paramètres peuvent intervenir comme l'épaisseur de la couche limite et la vitesse de l'écoulement à l'extérieur. A partir du profil de vitesse moyenne dans la couche limite turbulente on peut distinguer trois régions :

- La première région : (sous couche visqueuse)

Elle est valable quand la distance adimensionnelle est comprise entre 0 et 5 ($0 \leq y^+ \leq 5$) dans cette région la contrainte visqueuse est supérieure à la contrainte turbulente et le profil de vitesse moyenne est linéaire $\bar{U}^+ = y^+$.

- La deuxième région :

Dans cette région, la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente sont dominantes, elle se compose de deux zones l'une est appelée « zone tampon » et l'autre « zone logarithmique ». La zone tampon est valable pour $5 \leq y^+ \leq 30$, et la zone logarithmique est définie par la relation : $\bar{U}^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + B$

Cette zone est disponible pour $30 \leq y^+ \leq 200$, $k=0.41$ représente la constante de Von Karman et B est une constante voisine de 5 pour une paroi lisse.

Ces deux premières régions constituent la région interne de la couche limite turbulente dont son épaisseur est 0.2δ .

- La troisième région :

C'est la région externe de la couche limite turbulente, dans laquelle la structure de l'écoulement est entièrement contrôlée par la turbulence, elle est valable pour $\frac{y}{\delta} \geq 0.2$

Dans cette zone, on parle de la loi de vitesse déficitaire qui est exprimée par :

$$\frac{U_\infty - \bar{U}}{u_\tau} = \varphi\left(\frac{y}{\delta}\right)$$

Notons que la fonction φ n'est pas universelle car elle est influencée par plusieurs paramètres tels que le gradient de pression, le nombre de Reynolds...etc.

La figure III.2 représente un schéma simplifié expliquant les zones de la couche limite turbulente.

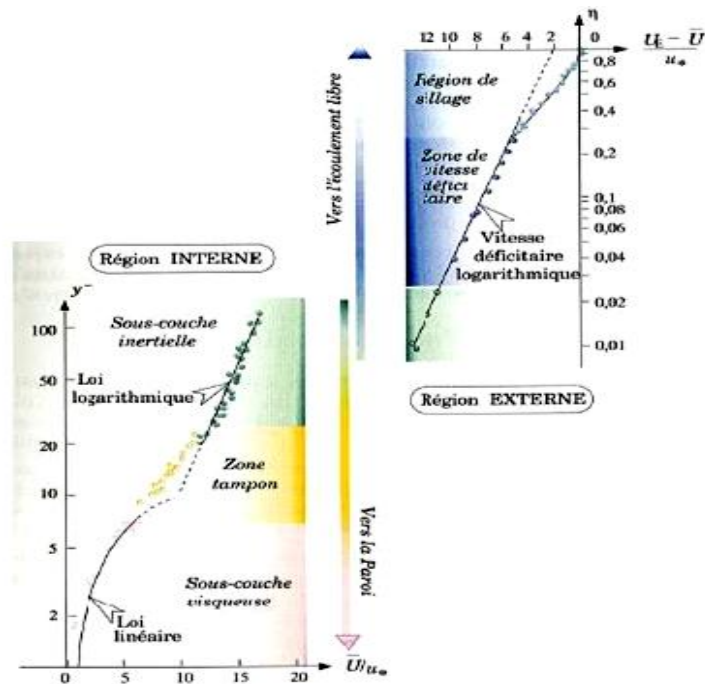


Fig. III.2 : les régions de la couche limite turbulente.

- La zone de cisaillement :

Kline et al. (1967) ainsi que Corino et Brodkey (1969) montrent l'existence de zones de cisaillement dans la couche limite, ce qui était prouvé par la suite par des mesures de vitesses faite par Johansson et al. (1987), cette zone est située d'une part, dans la région externe de la couche limite, à l'interface des zones turbulentes et du fluide irrotationnel qui pénètre dans la couche limite et d'autre part, dans la région de proche paroi entre les zones de fluide décéléré et accéléré.

Dans la zone de proche paroi les zones de cisaillement intense se développent entre la poche de fluide éjectée et le fluide accéléré qui l'entoure. L'existence de ces zones est ainsi associée à de forts gradients instantanés de vitesse. Les résultats de Johansson et al. (1991) montrent que ces zones de cisaillement génèrent de fortes fluctuations positives de pression et sont en moyenne situées à l'amont d'une éjection très intense. Par la suite, Robinson et al. (1991) montraient que les zones de cisaillement s'enroulent pour former des tourbillons transversaux dans la région où $30 \leq y^+ \leq 80$.

III.7. Modélisation de la turbulence :

La Résolution numérique directe des équations de Navier-Stokes instantanées ne peut être utilisée que dans les écoulements à faible nombre de Reynolds et pour des configurations géométriques plus simples par rapport à celles utilisées en industrie. Lors de la résolution de problèmes d'écoulements, l'ingénieur s'intéresse souvent au comportement macroscopique de l'écoulement en non pas aux comportements à plus petite échelle. Donc, ce sont les valeurs moyennes de la vitesse, de la pression, de la température ou d'autres variables importantes.

C'est pour cela on a recours à la résolution numérique des équations moyennées en utilisant une modélisation des termes provenant de la turbulence.

III.7.1. L'hypothèse de Boussinesq: [102] (concept de viscosité turbulente)

Afin de relier le tenseur des contraintes visqueuses au champ de vitesse en utilisant la similitude avec la loi de comportement d'un fluide visqueux, le mathématicien et l'hydraulicien Joseph Valentin Boussinesq (1877) a été le premier qui a proposé un modèle de turbulence où il a introduit le concept de viscosité turbulente. Boussinesq a proposé une relation reliant le tenseur de Reynolds au champ moyen de vitesse, où l'objectif de la modélisation de la turbulence dans ce cadre est d'avoir une relation entre la viscosité turbulente et les autres inconnues du problème pour qu'on puisse fermer le système d'équation à résoudre ; la relation est définie comme :

$$R_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III.25})$$

Où : $\mu_t(x,t)$ représente la viscosité turbulente.

En effet, l'équation (III.34) fournit une énergie cinétique turbulente nulle ; alors, pour traiter ce problème on utilise plutôt la relation suivante :

$$R_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (\text{III.26})$$

Où la somme $R_{ij} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$ est appelé le tenseur d'anisotropie turbulente.

III.7.2. Classification des modèles de turbulence : [103]

On distingue typiquement deux grandes classes de modèles :

- Les modèles à viscosité turbulente ou les modèles du premier ordre ; ces modèles sont basés sur l'hypothèse de Boussinesq consistant à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide de la viscosité turbulente.
- Les modèles du second ordre, dans lesquels les tensions de Reynolds sont calculées directement, la modélisation portant sur les moments d'ordre supérieur.

III.7.3. Les modèles au premier ordre :

Ces modèles limitent les études aux valeurs moyennes des fonctions de l'écoulement. On distingue :

- Les modèles à zéro équation : qui consistent à relier les écoulements turbulents et les grandeurs moyennes sans introduire de nouvelles équations.

- Les modèles à une équation : Ces modèles ont pour avantages d'être assez simple et de prendre un peu en compte l'histoire de la turbulence mais le choix de l'échelle de longueur est empirique et l'extension au cas tridimensionnel est difficile,
- Les modèles à deux équations où l'on considère que la viscosité turbulente dépend de deux paramètres représentatifs du phénomène.

III.7.3.1. Modèles algébriques (modèles à zéro équation) :

Le physicien allemand Ludwig Prandtl (1945) avait développé ce modèle en utilisant un écoulement 2D plans stationnaire de type couche limite, dans ce cas, uniquement une seule contrainte de Reynolds est introduite, le schéma alors s'écrit comme suit :

$$-\overline{\rho u'v'} = \mu_t \frac{\partial U}{\partial y} \quad (\text{III.27})$$

Prandtl avait introduit le concept de longueur de mélange, ce concept permet de relier la viscosité turbulente aux gradients de vitesse moyenne, qui s'exprime autant que :

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (\text{III.28})$$

Où : l_m est la longueur de mélange, sa valeur a été déterminée empiriquement sur certains écoulements, et $\frac{\partial U}{\partial y}$ est la dérivée dans la direction normale de la vitesse moyenne (appelé aussi le cisaillement moyen).

III.7.3.2. Le modèle $k - \varepsilon$ (modèle à deux équations)

Le modèle le plus populaire pour les applications relevant des sciences de l'ingénieur est certainement le $k - \varepsilon$, qui inclut deux variables auxiliaires : l'énergie cinétique k et son taux de dissipation ε ; le k-epsilon est un modèle à deux équations qui est basé sur l'hypothèse de Boussinesq, ce modèle suppose que le régime de turbulence est pleinement établi dans tous les domaines et que les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables par rapport à ceux de la viscosité turbulente.

Le $k - \varepsilon$ a l'avantage d'être assez répandu et de prendre en compte les variations spatiales de l'agitation turbulente mais il est mal adapté aux écoulements complexes, son intérêt essentiel est d'améliorer la longueur de mélange, ainsi que de trouver une alternative algébrique de la prescription des échelles de la longueur turbulente modérée à grande complexité des écoulements.

Par analyse dimensionnelle, on peut relier l'énergie cinétique, le taux de dissipation et l'échelle de longueur de la turbulence par :

$$l \approx \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (\text{III.29})$$

On a vu que l'équation de k s'écrit :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = \underbrace{-\overline{u'_i u'_k}}_{P_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \underbrace{\frac{1}{2} \overline{\partial u'_i u'_i u'_k}}_{T_k} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \overline{\partial u'_k p'}}_{\Pi_k} + \underbrace{\nu}_{D_k} \frac{\partial^2 k}{\partial x_k^2} - \underbrace{\nu}_{\varepsilon_k} \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}} \quad (\text{III.30})$$

En utilisant l'hypothèse de Boussinesq, le terme de production devient :

$$-\rho \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} = \left[\mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ik} \rho k \right] \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad (\text{III.31})$$

Par analogie avec la diffusion visqueuse, le terme de diffusion turbulente et de couplage avec la pression fluctuante de k devient :

$$-\rho \left(\overline{k u'_k} + \overline{p u'_k} \right) = \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} \quad (\text{III.32})$$

Où σ_k représente le nombre de Prandtl turbulent.

Le terme de dissipation s'écrira aussi :

$$2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}} = \rho \varepsilon \quad (\text{III.33})$$

En regroupant les hypothèses précédentes, l'équation de k prend la forme :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \varepsilon \quad (\text{III.34})$$

En remplaçant la valeur de la viscosité turbulente développée par Prandtl et Kolmogorov donnée par :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III.35})$$

Où C_μ est une constante adimensionnelle. Finalement on obtient :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{C_\mu k^2}{\sigma_k \varepsilon} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \varepsilon \quad (\text{III.36})$$

D'autre part, l'équation de dissipation s'obtient en prenant le rotationnel des équations des fluctuations de vitesse et ensuite en faisant la moyenne d'ensemble, elle s'écrit :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{C_\mu k^2}{\sigma_\varepsilon \varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + C_{\varepsilon 1} C_\mu k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III.37})$$

Les constantes $C_\mu, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, \sigma_k, \sigma_\epsilon$ sont déterminées à partir de résultats expérimentaux.

III.7.3.2.1. Le modèle $k-\epsilon$ standard

Le modèle $k-\epsilon$ standard est un modèle semi-empirique dans lequel deux équations de transport sont utilisées, une pour l'énergie cinétique de turbulence k et l'autre pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique. Les équations s'écrivent de manière générale :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{C_\mu k^2}{\sigma_k \epsilon} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + G_k + G_b - \epsilon - Y_m + S_k \quad (\text{III.38})$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_k \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{C_\mu k^2}{\sigma_k \epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon \quad (\text{III.39})$$

G_k Représente la génération de l'énergie cinétique due au gradient de vitesse, définit comme :

$$G_k = -\overline{\rho u'_i u'_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} = \mu_t S^2 \quad (\text{III.40})$$

Où : μ_t et S représentent respectivement, la viscosité turbulente et le module du tenseur moyen du taux de tension.

G_b, C' est la génération de k due au décollement et des forces de volume, donné par :

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (\text{III.41})$$

Où : β le coefficient d'expansion thermique, g_i la gravité dans la direction ' i ', Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent.

Y_m est la dilatation fluctuante dans la turbulence compressible, exprimé par :

$$Y_m = 2\rho\epsilon M_t^2 \quad (\text{III.42})$$

Où $M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}}$ est le nombre de Mach (a représente la célérité du son).

S_k, S_ϵ Termes sources.

$C_{1\epsilon}, C_{2\epsilon}, C_{3\epsilon}$ sont des constantes et $\sigma_k, \sigma_\epsilon$ le nombre de Prandtl turbulent pour k et ϵ .

Les valeurs utilisées par défaut dans le code Fluent sont regroupées dans le Tableau (III.1)

Table III.1 : Les coefficients du modèle $k - \varepsilon$ standard

$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_μ	σ_k	σ_ε
1.44	1.92	0.09	1	1.3

III.7.3.2.2. Le modèle $k - \varepsilon$ RNG

Ce modèle a été créé par Yakhot et al. [104] (1992), il est basé sur une technique mathématique appelée renormalisation d'où déjà l'acronyme RNG (**Re-Normalization Group**). Dans le modèle k-epsilon standard, la viscosité turbulente est déterminée à partir d'une échelle de longueur de turbulence unique, de sorte que la diffusion turbulente calculée est celle qui se produit uniquement à l'échelle spécifiée, alors qu'en réalité, toutes les échelles de mouvement contribueront à la diffusion turbulente. Par contre, l'approche de RNG peut être utilisée pour dériver un modèle de turbulence similaire à la k-epsilon, se traduit par une forme modifiée de l'équation epsilon qui tente de rendre compte des différentes échelles de mouvement en modifiant le terme de production. Finalement, les calculs analytiques obtenus par cette approche donnent un modèle avec des constantes différentes de celles du modèle standard.

Les équations sont données par :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + G_k - \varepsilon \quad (\text{III.43})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon}^* \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III.44})$$

Où :

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right) \varepsilon^2}{(1 + \beta \eta^3) k} \quad (\text{III.45})$$

$$\text{Et } \eta = \frac{Sk}{\varepsilon}.$$

Les coefficients de ce modèle sont résumés dans le tableau (III.2).

Table III.2 : Les constantes du modèle $k - \varepsilon$ RNG

C_μ	σ_k	σ_ε	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	η_0	β
0.0845	0.7194	0.7194	1.42	1.68	4.38	0.012

III.7.3.2.3. Le modèle $k - \varepsilon$ Réalisable :

Le modèle $k - \varepsilon$ Réalisable a été introduit par Lumley [105], ce concept de réalisabilité signifie que le modèle doit respecter des situations asymptotiques (par exemple k et ε ne doivent jamais être négatifs). Les équations de transport s'écrivent :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + G_k + G_b - \varepsilon - Y_m + S_k \quad (\text{III.46})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + C_1 S_\varepsilon - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \quad (\text{III.47})$$

$$\text{Où : } C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right] \text{ et } C_{3\varepsilon} = \tanh \left| \frac{v}{u} \right|$$

Où : v est la composante parallèle de la vitesse de l'écoulement

et u la composante perpendiculaire de la vitesse de l'écoulement.

Les constantes du modèle $k - \varepsilon$ Réalisable sont données dans le tableau (III.3).

Table III.3 : Les coefficients du modèle $k - \varepsilon$ Réalisable.

σ_k	σ_ε	$C_{1\varepsilon}$	C_2
1	1.2	1.44	1.9

III.7.3.3. Le modèle $k - \omega$: (modèle à deux équations)

Concurrent du modèle k -epsilon, le modèle k -oméga fait appel aux mêmes idées directrices mais en remplaçant l'équation en ε par un bilan de vorticité turbulente. On distingue deux modèles, le k-oméga standard et le k-oméga SST (Shear-Stress Transport).

III.7.3.3.1. Le modèle $k - \omega$ Standard

Le modèle $k - \omega$ Standard proposé par Wilcox [106] (1998), sa structure est proche de celle du modèle k-epsilon. Ce modèle fait intervenir deux équations de transport, l'une est pour l'énergie cinétique turbulente et l'autre pour le taux de dissipation spécifique ω , sachant que ce dernier est le rapport ε/k . Ce modèle a subi plusieurs améliorations qui ont conduit aux équations de transport suivantes :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + G_k - Y_k + S_k \quad (\text{III.48})$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_k \frac{\partial \omega}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \right] + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (\text{III.49})$$

Wilcox avait proposé une relation pour la prédiction de la longueur du mélange :

$$l_m = \frac{\sqrt{k}}{\sqrt{\omega^2}} \quad (\text{III.50})$$

Ce qui donne :

$$\mu_t = \frac{k}{\sqrt{\omega^2}} \quad (\text{III.51})$$

$$\varepsilon = C_\mu k \sqrt{\omega^2} \quad (\text{III.52})$$

G_k La production d'énergie cinétique turbulente par les gradients de vitesse (équation (III.49))

G_ω La production de ω , calculée par :

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k \quad (\text{III.53})$$

Dont le coefficient α est donné par :

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + \frac{R_t}{R_\omega}}{1 + \frac{R_t}{R_\omega}} \right) \quad (\text{III.54})$$

Y_k, Y_ω Les dissipations de k et ω dues à la turbulence ;

S_k, S_ω Les termes sources ;

Γ_k, Γ_ω les coefficients de diffusion de k et ω , donnés par les relations suivantes :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} ; \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (\text{III.55})$$

Dans le modèle $k - \omega$ *Standard*, la viscosité turbulente est estimée par la relation :

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (\text{III.56})$$

α^* est un coefficient qui tient compte des variations de la viscosité turbulente, pour des faibles nombre de Reynolds α^* est calculé comme suit :

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + \frac{R_t}{R_k}}{1 + \frac{R_t}{R_k}} \right) \quad (\text{III.57})$$

$$\text{Où : } R_t = \frac{\rho k}{\mu \omega} ; \alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3}$$

Dans le cas où Reynolds est important : $\alpha_0^* = \alpha_\infty^* = 1$

Les autres coefficients du modèle sont regroupés dans le tableau (III.5).

D'autre part, les dissipations de k et ω sont exprimées par :

$$Y_k = \rho \beta^* f_{\beta^*} k \omega^2 \quad (\text{III.58})$$

Où :

$$f_{\beta^*} = \begin{cases} 1 & \chi_k \leq 0 \\ \frac{1+680\chi_k^2}{1+400\chi_k^2} & \chi_k > 0 \end{cases} \quad (\text{III.59})$$

$$\chi_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_k}$$

$$\text{Et, } \beta^* = \beta_i^* [1 + \zeta^* F(M_t)]$$

$$\beta_i^* = \beta_\infty^* \frac{\frac{4}{15} + \left(\frac{R_t}{R_\beta}\right)^4}{1 + \left(\frac{R_t}{R_\beta}\right)^4}$$

et, $F(M_t)$ est la fonction de compressibilité donnée par :

$$F(M_t) = \begin{cases} 0 & M_t \leq M_{t0} \\ M_t^2 - M_{t0}^2 & M_t > M_{t0} \end{cases} \quad (\text{III.60})$$

De même, pour la dissipation de ω , l'équation prend la forme :

$$Y_\omega = \rho \beta f_\beta \omega^2 \quad (\text{III.61})$$

Avec :

$$\beta = \beta_i \left[1 - \frac{\beta_i^*}{\beta_i} \zeta^* F(M_t) \right]$$

$$\text{Et, } f_\beta = \frac{1+70\chi_\omega}{1+80\chi_\omega} \quad (\text{III.62})$$

$$\text{Où : } \chi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta_\infty^*\omega)^3} \right|$$

$$\text{On donne : } \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

Finalement, les différents coefficients et constantes apparaissant dans ce modèle sont les suivants :

Table III.4 : Les coefficients du modèle $k-\omega$ Standard.

α_0	α_∞	α_∞^*	β_i	β_∞^*	R_β
1/9	0.52	1	0.072	0.09	8
R_ω	R_k	ζ^*	M_{t0}	σ_k	σ_ω
2.95	6	1.5	0.25	2	2

III.7.3.3.2. Le modèle $k-\omega$ SST

Le modèle $k-\omega$ SST (Shear-Stress Transport) ou transport des contraintes de cisaillement turbulentes a été développé par Menter [107] (1993), il est dérivé du modèle $k-\omega$ Standard. L'utilisation de la formulation $k-\omega$ dans les parties internes de la couche limite rend le modèle directement utilisable tout le long de la paroi à travers la sous-couche visqueuse. La formulation SST passe également au comportement de $k-\epsilon$ dans les écoulements libres. Ce modèle combine alors la robustesse et la précision des deux modèles. Le modèle $k-\omega$ SST est souvent utilisé pour son bon comportement dans des gradients de pression indésirables et les écoulements séparés. Le modèle $k-\omega$ SST fait produire un peu trop les niveaux de turbulence dans les régions avec une grande déformation normale, comme les régions de stagnation et les régions avec une forte accélération.

Les équations du transport du modèle $k-\omega$ SST ont une forme semblable à ceux du modèle $k-\omega$ Standard, on les définit comme suit :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + G_k - Y_k + S_k \quad (\text{III.63})$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_k \frac{\partial \omega}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (\text{III.64})$$

G_k La génération d'énergie cinétique turbulente par les gradients de vitesse (équation (III.49))

G_ω La production de ω , calculée par :

$$G_\omega = \frac{\alpha}{\nu_t} G_k \quad (\text{III.65})$$

Dont le coefficient α est défini de la même manière que celui du modèle Standard (équation (III.63)), mais la différence entre les deux se trouve dans l'évaluation du terme α_∞ qui est donné par la relation suivante :

$$\alpha_\infty = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1) \alpha_{\infty,2} \quad (\text{III.66})$$

Avec :

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{\gamma^2}{\sigma_{\omega,1} \sqrt{\beta_\infty^*}}, \quad \alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{\gamma^2}{\sigma_{\omega,2} \sqrt{\beta_\infty^*}}$$

Γ_k , Γ_ω les coefficients de diffusion de k et ω , donnés par la relation (III.64) mais dans ce cas la viscosité turbulente ainsi que les nombres de Prandtl pour k et ω deviennent :

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (\text{III.67})$$

$$\sigma_k = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{k,1}} + \frac{1-F_1}{\sigma_{k,2}}}, \quad \sigma_\omega = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{\omega,1}} + \frac{1-F_1}{\sigma_{\omega,2}}} \quad (\text{III.68})$$

Où les fonctions F_1 et F_2 sont données par :

$$F_1 = \tanh \left[\left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{\omega y^2} \right), \frac{4\sigma_{\omega,2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right] \quad (\text{III.69})$$

$$\text{Dont : } CD_{k\omega} = \max \left[2\rho\sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right]$$

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{\omega y^2} \right) \right]^2 \right\} \quad (\text{III.70})$$

La dissipation de k due à la turbulence est définie de la même manière que celle du modèle k-oméga standard sauf que dans le SST f_{β^*} égal à 1, et pour la dissipation de ω , le coefficient β_i change, il devient :

$$\beta_i = F_1\beta_{i,1} + (1 - F_1)\beta_{i,2}$$

Le terme D_ω présente la diffusion croisée donnée par :

$$D_\omega = 2(1 - F_1)\rho\sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \quad (\text{III.71})$$

Toutes les constantes supplémentaires du modèle SST sont regroupées dans le tableau (III.5).

Table III.5 : Les constantes du modèle $k - \omega$ SST

α_0	α_∞	α_∞^*	M_{t0}	β_∞^*	R_β
1/9	0.52	1	0.25	0.09	8
R_ω	R_k	ζ^*	β^*	$\beta_{i,1}$	$\beta_{i,2}$
2.95	6	1.5	0.09	0.075	0.0828
$\sigma_{k,1}$	$\sigma_{k,2}$	$\sigma_{\omega,1}$	$\sigma_{\omega,2}$	a_1	γ
1.176	1	2	1.168	0.31	0.41

Il y en a encore d'autres modèles de turbulence telles que «Spalart-Allmaras (à une seule équation), le modèle RSM (Reynolds Stress Model) qui est un modèle de fermeture de second ordre...etc.», on a basé dans ce chapitre uniquement sur les modèles à deux équations les plus populaires en sciences de l'ingénieur et les plus usés dans le code de calcul FLUENT. On résume dans le tableau (III.6), le type d'information que l'on peut obtenir selon chaque modèle employé.

Table III.6 : Les informations obtenues selon le modèle de turbulence utilisé.

<p>Modèle 1^{er} ordre sans équation de transport</p> <p>équations de Reynolds + hypothèses semi-empiriques</p>	<p>Modèle 1^{er} ordre avec équation de transport</p> <p>équations de Reynolds + 1 ou 2 équations de transport</p>	<p>Modèle 2^{eme} ordre</p> <p>équations de Reynolds + équations de tension de Reynolds+ modèles de fermetures 2eme ordre.</p>
<p>champs moyens cas simples</p> <p>vitesse, pression, caractéristiques globales.</p>	<p>champs moyens cas plus complexes+grandeurs turbulentes caractéristiques</p> <p>vitesse, pression, caractéristiques globales, énergie cinétique turbulente, dissipation turbulente.</p>	<p>champs moyens + champs fluctuants moyennés (moments)</p>

III.8. Conclusion :

La turbulence reste un sujet d'intérêt majeur, sa difficulté théorique vient du fait que c'est un problème de physique non linéaire où un grand nombre de degrés de liberté rentre en jeu, malgré tous les efforts des scientifiques dans ce domaine, la turbulence développée est restée jusqu'à présent un problème mal formalisé sinon mal posé. On ne dispose à ce jour d'aucune théorie complète du phénomène ; celui ci est trop complexe pour être résolu de façon satisfaisante.

La qualité des résultats de simulation d'écoulement turbulent est liée au choix du modèle de la turbulence utilisé, ce choix est subordonné au type d'information que l'on veut obtenir à partir de la modélisation numérique ; d'un point de vue industriel, les modèles du premier ordre à deux équations permettent globalement d'avoir des résultats satisfaisants.

IV.1. Introduction :

Une large part des progrès effectués ces dernières années dans les méthodes de prédiction de l'ingénierie fluide s'est concentrée dans le domaine des écoulements appelés multiphasiques ou poly-phasiques, Les écoulements multiphasiques se rencontrent dans un nombre important d'applications, les exemples courants sont :

- *Environnement* comme : le traitement de l'eau, la dispersion de particules dans l'atmosphère, la captation, la filtration et le dépoussiérage ;
- *Météorologie* tels que : la production, le transport et l'évaporation des aérosols marins ;
- *Génie des procédés* par exemple : les lits fluidisés, les réacteurs gaz-solide, le transport (hydraulique, pneumatique, déposition, érosion) ;
- *Combustion* comme les brûleurs, les injecteurs, et les chaudières à charbon pulvérisé ;
- *Cavitations et microbulles* à titre d'exemple : les pompes, les hydrofoils (qui consiste à réduire la trainée par microbulles) ;
- *Industrie pétrolière* : extraction et transport ;

Les recherches portent en premier lieu sur la dynamique propre de ces écoulements, qui modifie considérablement les transferts. La connaissance de ces écoulements est donc primordiale pour la compréhension et la maîtrise de multiples procédés industriels ou environnementaux, ainsi que pour les applications énergétiques.

Ce chapitre est consacré à une présentation générale sur les écoulements diphasiques, et leurs modélisations dans le code de calcul FLUENT.

IV.2. Généralités sur les écoulements diphasiques :

IV.2.1. Définition :

L'écoulement poly-phasique est une généralisation un modèle utilisé dans l'écoulement diphasique (two-phase flows) à des cas où les deux phases ne sont pas chimiquement liés C'est à dire, lorsque un écoulement de deux phases (ou plus) sont présentes.

Dans les mots plus simples: Un écoulement poly-phasique est défini comme celle dans laquelle plus d'une phase (par exemple, gaz, liquides et solides) se produit.

IV.2.2. Les types des écoulements diphasiques : [108]

IV.2.2.1. Ecoulement liquide-liquide :

Les écoulements liquide-liquide sont présents dans de nombreux procédés industriels et tout particulièrement dans les écoulements pétroliers. La présence d'eau en grande quantité dans les puits de pétroles en fin de vie et les techniques de récupération assistée du pétrole par injection d'eau ou de diluant, ont conduit à étudier les écoulements liquide-liquide (eau-dans-huile) dans les pipelines. Dans les systèmes liquide-liquide, la différence de densité entre les

phases est relativement faible. Cependant, le rapport de viscosité rencontrée se prolonge sur une plage de plusieurs ordres de grandeur.

IV.2.2.2. Écoulement gaz-liquide :

Les écoulements gaz-liquide se produisent dans de nombreuses applications, le mouvement des bulles dans un liquide ainsi que des gouttelettes dans un courant de gaz de transport sont des exemples d'écoulement diphasique gaz-liquide. Des colonnes à bulles sont couramment utilisées dans plusieurs industries de transformation. L'atomisation pour produire de petites gouttelettes pour la combustion est importante dans les systèmes de production d'énergie. Les écoulements de vapeur d'eau dans les canalisations et les échangeurs de chaleur sont très fréquents dans les systèmes d'alimentation tels que les centrales à combustibles fossiles et les réacteurs nucléaires.

IV.2.2.3. Écoulement gaz-solide :

Les écoulements gaz-solide sont généralement considérés comme un gaz avec des particules solides en suspension. Cette catégorie d'écoulement comprend le transport pneumatique ainsi que des lits fluidisés, et aussi les dispositifs de contrôle de la pollution, tels que les séparateurs à cyclone et les précipitateurs électrostatiques. La combustion du charbon dans les systèmes électriques à combustibles fossiles dépend de la dispersion et la combustion des particules de charbon.

IV.2.2.4. Écoulement liquide-solide :

L'écoulement liquide-solide est un écoulement dans lequel des particules solides sont transportées par un liquide, et sont désignés sous le flux de suspension. Ces écoulements couvrent un large spectre d'applications et font l'objet d'un intérêt considérable dans la recherche en ingénierie, ils vont du transport de charbon et de minerais à l'écoulement de boue. L'écoulement de liquide à travers un solide est un autre exemple de l'écoulement du milieu poreux.

IV.2.3. Les régimes d'écoulements :

La phase se réfère à l'état solide, liquide, ou l'état de vapeur de la matière. Un écoulement diphasique est l'écoulement d'un mélange de phases telles que des bulles de gaz dans un liquide, des gouttelettes de liquide dans les gaz, ou des particules solide dans un liquide.

Les conditions d'existence des différentes configurations et les transitions entre elles ont déjà fait l'objet d'études de plusieurs chercheurs notamment par Trallero (1995), Brauner (1995), Chakrabarty et al. (2006), Grassi et al. (2008) [108]. D'après la littérature, on peut regrouper les régimes d'écoulement diphasique en quatre grandes classes : (Figure IV.1)

IV.2.3.1. Les écoulements stratifiés (à phases séparées)

Dans ce cas il existe une interface continue sépare deux régions monophasiques, donc les deux phases s'écoulent sous forme de deux couches séparées par une interface plus ou moins

perturbée, la phase la plus dense s'écoulant dans la partie basse de la conduite. Ce type d'écoulement apparaît pour de faibles vitesses de mélange.

IV.2.3.2. Les écoulements annulaires

C'est un cas particulier d'écoulement à phases séparées, qui apparaît lorsque la différence de viscosité entre les phases est élevée et la vitesse de mélange peu élevée.

IV.2.3.3. Les écoulements intermittents

Dans cette configuration, une des phases s'écoule sous forme de poche ou de bouchon, ce type d'écoulement apparaît pour de faibles vitesses de mélange, et lorsque la différence de masse volumique des phases est faible.

IV.2.3.4. Les écoulements dispersés

Où l'une des phases est présente sous forme d'inclusions et l'autre phase étant appelée phase continue, les écoulements dispersés sont générés par des vitesses de mélange élevées

Concernant les écoulements diphasiques dispersés, on propose une classification sommaire en fonction de la nature du fluide porteur et de la phase dispersée dans le tableau IV.1.

Table IV.1 : *Fluide porteur/ phase dispersée*

Fluide porteur	phase dispersée
Gaz	Solide
	Liquide
Liquide	Solide
	Liquide (non miscible)
	Gaz

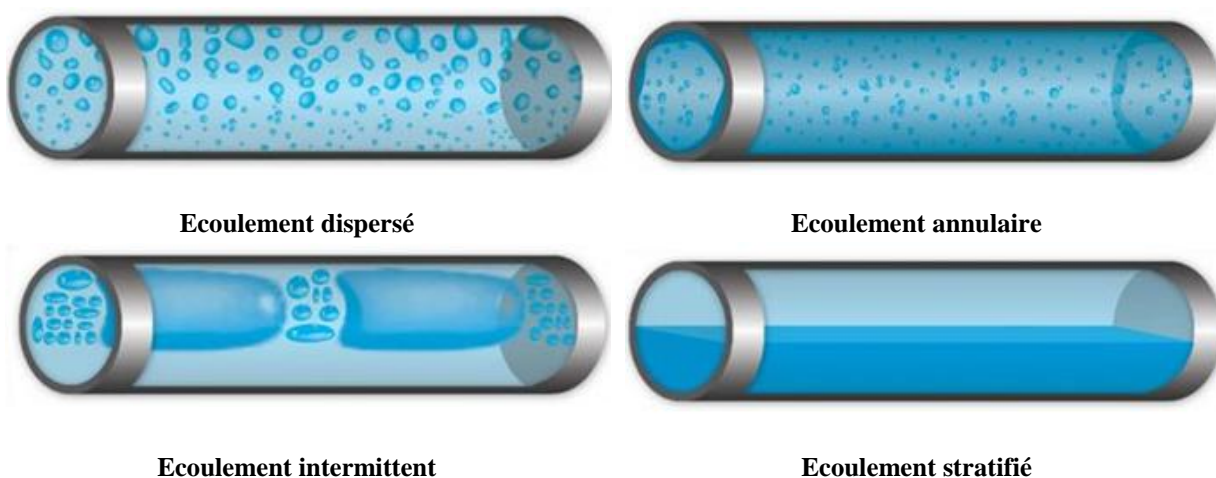


Fig. IV.1 : *Les configurations des écoulements diphasiques.*

IV.2.4. Les concepts basiques des écoulements fluide-solide dans une conduite : [109]

IV.2.4.1. Vitesse des écoulements en suspension :

La vitesse moyenne d'écoulement de la suspension, U_m , est définie par :

$$U_m = \frac{\dot{V}_p + \dot{V}_f}{A} \quad (\text{IV.1})$$

Où : \dot{V}_f et \dot{V}_p sont les débits volumétrique des phases liquide et solides respectivement ; et A est la surface de tube.

IV.2.4.2. Concentration de la phase solide :

La concentration en matières solides peut être exprimée en fraction volumique ϕ_p ou fraction massique φ_p .

La fraction volumétrique des particules solides est donnée par :

$$\phi_p = \frac{\dot{V}_p}{\dot{V}_p + \dot{V}_f} \quad (\text{IV.2})$$

De même aussi, la fraction massique est donnée par :

$$\varphi_p = \frac{\rho_p \dot{V}_p}{\rho_p \dot{V}_p + \rho_f \dot{V}_f} \quad (\text{IV.3})$$

A partir des équations (IV.2) et (IV.3) on peut obtenir une relation liant les fractions volumique et massique :

$$\varphi_p = \frac{\phi_p \rho_p}{\phi_p \rho_p + (1 - \phi_p) \rho_f} \quad (\text{IV.4})$$

IV.2.4.3. Masse volumique de mélange :

La masse volumique de mélange est fonction de fraction volumique du solide ainsi que les masses volumique du fluide et solide, on la définit par :

$$\rho_m = \phi_p \rho_p + (1 - \phi_p) \rho_f \quad (\text{IV.5})$$

IV.2.4.4. Viscosité relative de mélange (fluide-solide)

Les écoulements de suspension peuvent se comporter comme un fluide newtonien dans certaines conditions, telles que des concentrations de solides suffisamment faibles, de faibles densités de particules et des viscosités fluides élevées. Donc les propriétés rhéologiques de

mélange sont fonction des caractéristiques des liquides et des solides, mais indépendamment de la contrainte de cisaillement ou de la vitesse de cisaillement.

Cette viscosité est souvent présentée comme la viscosité relative μ_r , la viscosité du mélange μ_m normalisée avec celle du fluide porteur μ_f :

$$\mu_r = \frac{\mu_m}{\mu_f} \quad (\text{IV.6})$$

La viscosité μ_r peut varier en fonction de la fraction volumique, de la taille et de la forme des particules, des propriétés de surface des particules, ainsi que de la température. Certains modèles qui rapportent la viscosité relative μ_r à la fraction volumique des solides sont listés dans le Tableau IV.2.

Table IV.2 : Modèles de viscosité relative pour l'écoulement solide-liquide newtonien.

$\mu_r = 1 + 2.5\phi_p$	Einstein (1906) [110]
$\mu_r = 1 + 2.5\phi_p + 10.05\phi_p^2 + 0.00273 \exp(16.6\phi_p)$	Thomas (1965) [111]
$\mu_r = \frac{\exp(B\phi_p)}{1 - \frac{\phi_p}{\phi_{max}}}$	Krieger (1972) [112]
$\mu_r = 1 - \frac{\phi_p}{\phi_{max}}$	Krieger (1972) [112]
$\mu_r = \frac{\exp\left[\left(B - \frac{n}{\phi_{max}}\right)\phi_p\right]}{\left(1 - \frac{\phi_p}{\phi_{max}}\right)^n}$	Vocadlo (1976) [113]

Où B est la constante de courbure dans la corrélation de Chambers-Marcus (1986) [114] (Bend constant in Chambers-Marcus correlation), définit comme étant le rapport entre le rayon de courbure R et le diamètre de pipe D.

$$\begin{cases} 2 \leq \frac{R}{D} < 4 \Rightarrow B = 1.5 \\ 4 \leq \frac{R}{D} < 6 \Rightarrow B = 0.75 \\ \frac{R}{D} \geq 6 \Rightarrow B = 0.5 \end{cases}$$

Et n est le nombre de courbures (Bend number). (Voir annexe A pour plus de détails sur la méthode de Chambers et Marcus).

IV.3. Forme intégrale des équations diphasiques :

Tous les milieux, quels qu'ils soient, obéissent aux lois de conservation des variables extensives (masse, quantité de mouvement et énergie). Ces lois constituent des postulats que nous admettrons sans discussion.

L'établissement des équations locales diphasiques s'obtient de façon similaire aux équations monophasiques. Les principes de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont appliqués à un volume matériel « $V_{m(t)} = V_{m1(t)} \cup V_{m2(t)}$ » comprenant une interface « $A_i(t)$ » considérée comme une surface de discontinuité des différentes variables. Les volumes $V_{m1(t)}$ et $V_{m2(t)}$ sont délimités respectivement par les surfaces $S_1(t)$ et $S_2(t)$. Les équations régissant l'écoulement diphasique sont :

IV.3.1. Conservation de la masse

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1,2} \int_{V_{mk(t)}} \left[\left(\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \vec{u}_k) \right) dV \right] + \int_{A_i(t)} \left(\frac{d\rho_i}{dt} + \rho_i \nabla_s \cdot \vec{u}_i \right) dS \\ & + \sum_{k=1,2} \left[\int_{A_i(t)} (\rho_k (\vec{u}_i - \vec{u}_k) \cdot \vec{n}_k) dS \right] = 0 \end{aligned} \quad (IV.7)$$

Où :

ρ_k et \vec{u}_k représentent respectivement la masse volumique et la vitesse des k phases.

ρ_i et \vec{u}_i sont respectivement la masse volumique et la vitesse de l'interface.

$\nabla_s = \nabla - \vec{n}_i (\vec{n}_i \cdot \nabla)$ est le gradient s'exerçant sur une surface. [115]

IV.3.2. Conservation de la quantité de mouvement

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1,2} \left[\int_{V_{mk(t)}} \left(\frac{\partial \rho_k \vec{u}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \vec{u}_k \otimes \vec{u}_k) \right) dV + \int_{A_i(t)} \rho_k \vec{u}_k (\vec{u}_i - \vec{u}_k) \cdot \vec{n}_s dS \right] \\ & + \int_{A_i(t)} \left(\frac{d\rho_i \vec{u}_i}{dt} + \rho_i \vec{u}_i \nabla \cdot \vec{u}_i \right) dS = \sum_{k=1,2} \left[\int_{V_{mk(t)}} \rho_k \vec{F}_k dV + \int_{S_k(t)} \vec{n}_k \cdot \vec{T}_k dS \right] \\ & + \int_{A_i(t)} \rho_i \vec{F}_i dS + \oint_{\partial A_i(t)} \sigma \vec{N} dl \end{aligned} \quad (IV.8)$$

Avec :

σ est la tension superficielle.

\vec{N} le vecteur normal unitaire sortant appliqué en un point appartenant à la courbe ∂A_i délimitant la surface de discontinuité $A_i(t)$.

\vec{F} représentant les forces extérieures s'appliquant aux volumes $V_{m1(t)}$ et $V_{m2(t)}$ ainsi qu'à la surface $A_i(t)$.

$\overline{\overline{T}}_k = -p\overline{\overline{I}} + \overline{\overline{\tau}}$ est le tenseur de contrainte s'exerçant sur les surfaces, il se décompose en un terme de pression $p\overline{\overline{I}}$ et le tenseur de viscosité $\overline{\overline{\tau}}$ qui est défini par :

$$\overline{\overline{\tau}} = \mu \left[\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^t - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{u}) \overline{\overline{I}} \right]$$

Où dans le liquide : $\nabla \cdot \vec{u} = 0$

IV.3.3. Conservation de l'énergie

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1,2} \left[\int_{V_{mk}(t)} \left(\frac{\partial e_k}{\partial t} + \nabla \cdot (e_k \vec{u}_k) \right) dV + \int_{A_i(t)} (e_k (\vec{u}_i - \vec{u}_k) \cdot \vec{n}_k) dS \right] + \\ & \int_{A_i(t)} \left(\frac{de_i}{dt} + e_i \nabla_s \cdot \vec{u}_i \right) dS = \sum_{k=1,2} \left[\int_{V_{mk}(t)} \underbrace{\rho_k \vec{F}_k \vec{u}_k}_I dV + \int_{S_k(t)} \left(\underbrace{(\overline{\overline{T}}_k \cdot \vec{n}_k)}_{III} \vec{u}_k - \vec{q}_k \cdot \vec{n}_k \right) dS \right] \quad (IV.9) \\ & + \int_{A_i(t)} \underbrace{(\rho_i \vec{F}_i \vec{u}_p)}_{II} dS + \oint_{\partial A_i} (\sigma \vec{u}_p \cdot \vec{N} - \vec{q}_i \cdot \vec{N}) dl \end{aligned}$$

Avec :

\vec{u}_p est défini par l'égalité : $\vec{u}_p = (\vec{u}_i \cdot \vec{n}_k) \vec{n}_k + \vec{u}_t$ où \vec{u}_t est la vitesse tangentielle du fluide.

Les termes I et II traduisent la puissance des forces extérieures exercée respectivement sur $V_{mk}(t)$ et $A_i(t)$, tandis que le terme III représente la puissance exercée par les forces de surface sur $S_k(t)$.

Les termes $\oint_{\partial A_i} \vec{q}_i \cdot \vec{N} dl$ ainsi que $\int_{S_k(t)} \vec{q}_k \cdot \vec{n}_k dS$ traduisent l'apport de chaleur par conduction thermique.

Pour les démonstrations et plus de détails, le lecteur peut se référer à l'annexe B.

IV.4. Modélisation des écoulements diphasique sous FLUENT :

Les modèles proposés par FLUENT sont au nombre de trois :

- Volume Of Fluide (VOF),
- Mixture model,
- Eulerian model.

Le choix d'un modèle multiphasique doit se faire en accord avec le type d'écoulement simulé. Le tableau (IV.3) ci-dessous rassemble quelques exemples d'utilisation des modèles cités précédemment :

Table IV.3 : Exemples d'application des modèles multiphasique disponibles sur FLUENT.

	VOF	Mixture	Eulerian
Type d'application	Écoulement stratifié Surface libre Écoulement à « grosses » bulles	Écoulement à bulles Sédimentation Simulation de séparateur de type cyclone	Colonne à Bulles Riser Lit fluidisé

Les trois modèles sont basés sur une approche Euler-Euler dont les phases sont traitées comme des phases continues occupant tout l'espace et interpénétrant. On introduit la notion de fraction volumique de phase pour traduire la présence ou non d'une phase en un point donné de l'espace à un temps donné.

Il existe également une seconde approche pour décrire les problèmes multiphasiques : l'approche Euler-Lagrange. Nous ne détaillerons pas cette approche puisqu'inutilisée par Fluent dans notre cas d'étude.

Les descriptions Eulériennes et Lagrangiennes servent toutes les deux à caractériser des écoulements de fluides. Ces deux différentes descriptions sont souvent utilisées dans le domaine de la mécanique des fluides.

La description Eulérienne consiste en une étude locale des propriétés d'un fluide. Cela signifie qu'on s'intéresse à un point en particulier du fluide. La description Lagrangienne consiste à étudier les propriétés du fluide en suivant une particule dans son mouvement. Dans cette description on ne s'intéresse pas à un point mais à une particule !

Dans l'approche d'Euler-Euler, les différentes phases sont traitées mathématiquement comme des continus inter-pénétrants. Puisque le volume d'une phase ne peut pas être occupé par les autres phases, le concept de fraction volumique phasique est introduit. Ces fractions volumiques sont supposées être des fonctions continues de l'espace et du temps et leur somme est égale à 1. Les équations de conservation pour chaque phase sont dérivées pour obtenir un ensemble d'équations, qui ont une structure similaire pour toutes les phases. Ces équations sont fermées en fournissant des relations constitutives qui sont obtenues à partir d'informations empiriques ou, dans le cas des écoulements granulaires, par l'application de la théorie cinétique.

IV.4.1. Le modèle VOF

Le modèle VOF résout un seul ensemble d'équations de quantité de mouvement pour toutes les phases et suit leur fraction de volume sur tout le domaine d'étude en résolvant une équation de continuité pour les phases secondaires. La somme totale des fractions volumiques pour toutes les phases est égale à l'unité. Par conséquent, l'amplitude de la fraction volumique de phase primaire sera calculée. Dans cette méthode, toutes les propriétés physiques sont calculées en prenant une moyenne pondérée des différentes phases en fonction de leur fraction volumique dans chaque Volume de contrôle. L'ensemble simple de l'équation de la quantité de

mouvement est résolu pour trouver les composantes de vitesse, qui sont partagées par toutes les phases. De la même manière, on calcule une température partagée à partir d'une seule équation d'énergie. Les équations gouvernant l'écoulement sont exprimées par :

- **La continuité :**

$$\nabla(\phi_k \rho_k \vec{V}_k) = 0 \quad (\text{IV.10})$$

Où : $\sum_{k=1}^n \phi_k = 1$

- **La conservation de la quantité de mouvement:**

$$\rho \vec{V} \nabla \vec{V} = -\nabla P + \nabla(\mu \nabla \vec{V}) + \rho g \quad (\text{IV.11})$$

- **L'énergie :**

$$\nabla(\vec{V}(\rho E + P)) = \nabla(K \nabla T) \quad (\text{IV.12})$$

IV.4.2. Le modèle mixture :

Le modèle de mélange peut modéliser plusieurs phases (fluides ou particules) en résolvant l'équation de continuité, l'équation d'énergie pour le mélange, l'équation de la fraction de volume pour les phases secondaires et des expressions algébriques pour les vitesses relatives. Pour résoudre l'équation du mouvement et de mélange le modèle de mélange prescrit des vitesses relatives décrivant les phases dispersées.

- **Conservation de la masse:**

$$\nabla(\rho_m \vec{V}_m) = 0 \quad (\text{IV.13})$$

- **Conservation de l'énergie:**

$$\nabla \cdot \sum_{k=1}^n (\rho_k C_{pk} \phi_k \vec{V}_k T) = \nabla \cdot (K_m \nabla T) \quad (\text{IV.14})$$

- **Conservation quantité de mouvement:**

$$\rho_m \vec{V}_m \nabla \vec{V}_m = -\nabla P_m + (\mu_m \nabla \vec{V}_m) + \rho_m g + \nabla \left(\sum_{k=1}^n \phi_k \rho_k \vec{V}_{dr,k} \vec{V}_{dr,k} \right) \quad (\text{IV.15})$$

Où la vitesse de dérive de k phases est calculée par :

$$\vec{V}_{dr,k} = \vec{V}_k - \vec{V}_m \quad (\text{IV.16})$$

Les propriétés de modèle mélange sont définies par:

Vitesse	Masse volumique	Viscosité
$\vec{V}_m = \frac{\sum_{k=1}^n \phi_k \rho_k V_k}{\rho_m}$	$\rho_m = \sum_{k=1}^n \phi_k \rho_k$	$\mu_m = \sum_{k=1}^n \phi_k \mu_k$

- **La fraction volumique :**

$$\nabla(\rho_p \phi_p \vec{V}_m) = -\nabla(\rho_p \phi_p \vec{V}_{dr,p}) \quad (IV.17)$$

La vitesse relative est calculée par la relation de Mannien et al. [116] exprimée comme:

$$\vec{V}_{pf} = \frac{\tau_p d_p^2}{18\mu_f f_{drag}} \frac{\rho_p - \rho_m}{\rho_p} \vec{a} \quad (IV.18)$$

avec a est l'accélération donnée :

$$\vec{a} = \vec{g} - (\vec{V}_m \cdot \nabla) \vec{V}_m \quad (IV.19)$$

f_{drag} la fonction de trainée calculée par la relation de Shiller and Nauman [117]

$$\begin{cases} f_{drag} = 1 + 0.15 Re_p^{0.687} & Re_p \leq 1000 \\ f_{drag} = 0.0183 Re_p & Re_p > 1000 \end{cases}$$

Où Re_p est le nombre de Reynolds des nanoparticules exprimé par:

$$Re_p = \frac{\rho_m V_m d_p}{\mu_m}$$

IV.4.3. Le modèle Eulérien :

Dans le modèle eulérien, il existe différents types de couplage entre les phases. La pression est partagée par toutes les phases, tandis que des équations séparées de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie sont utilisées pour différentes phases, y compris les phases primaire et secondaire. Le volume de chaque phase est calculé en intégrant sa fraction volumique dans tout le domaine, tandis que la somme de toutes les fractions volumiques est égale à l'unité. Les équations pertinentes sont:

- **Conservation de la masse :**

$$\nabla \cdot (\phi_k \rho_k \vec{V}_k) = 0 \quad (IV.20)$$

Où : $\vec{V}_k = \int_v \phi_k dV$ et $\sum_{k=1}^n \phi_k = 1$

• **Continuité :**

$$\nabla \cdot (\phi_k \rho_k \vec{V}_k) = -\phi_k \nabla p + \phi_k \nabla \cdot (\mu_k \nabla \vec{V}) + \phi_k \rho_k \vec{g} + \sum_{p=1}^n \vec{R}_{pk} + \vec{F}_{lift,k} \quad (IV.21)$$

Où : $\sum_{p=1}^n \vec{R}_{pk} = \sum_{p=1}^n S_{pk} (\vec{V}_p - \vec{V}_k)$ représente les forces d'interaction entre les phases ;

$$\text{Avec : } S_{pk} = \frac{\phi_k \phi_p \rho_k f}{\tau_p}, \quad \tau_p = \frac{\rho_k d_p^2}{18 \mu_k}$$

f : indique le coefficient de frottement, qui est calculé selon Schiller et Naumann [118] :

$$f = \frac{C_D Re}{24} \quad (IV.22)$$

$$\begin{cases} C_D = \frac{24(1+0.15Re^{0.687})}{Re} & Re \leq 1000 \\ C_D = 0.44 & Re > 1000 \end{cases}$$

$$Re = \frac{\rho_k |\vec{V}_p - \vec{V}_k| d_p}{\mu_k} \quad (IV.23)$$

La force de portance est calculée à partir de l'équation de Drew et Lahey [119] :

$$\vec{F}_{lift,k} = -0.5 \rho_k \phi_k (\vec{V}_p - \vec{V}_k) \times (\nabla \times \vec{V}_k) \quad (IV.24)$$

• **Conservation d'énergie :**

$$\nabla \cdot (\phi_k \rho_k \vec{V}_k H_k) = -\nabla \cdot (K_k \nabla \cdot T_k) - \tau_p : \nabla \vec{V}_k + \sum_{p=1}^n \vec{Q}_{pk} \quad (IV.25)$$

Où : $\vec{Q}_{pk} = h (\vec{V}_p - \vec{V}_k)$ est le coefficient d'échange thermique, avec : $h = \frac{6 K_k \phi_k \phi_p Nu_p}{d_p^2}$

Nu_p est calculé par la relation de Ranz et Marshal [120] :

$$Nu_p = 2 + 0.6 Re^{0.5} Pr_k^{0.333} \quad (IV.26)$$

avec : $Pr_k = \frac{C_{pk} \mu_k}{\lambda_k}$

IV.5. Modélisation de la turbulence dans les écoulements diphasique sous FLUENT :

Encore plus qu'en écoulement monophasique, la turbulence et sa modélisation sont très complexes lorsqu'on considère des écoulements multiphasiques. Le nombre de terme à modéliser est bien plus important qu'en monophasique.

Fluent propose 3 modélisations de la turbulence multiphasiques basées sur le modèle $k-\varepsilon$. Deux autres modélisations existent, elles sont basées sur le modèle RSM (Reynolds Stress Model).

Nous allons détailler les modèles de turbulence basés sur le modèle $k-\varepsilon$ qui sont les suivants :

- « Mixture Turbulence Model »
- « Dispersed Turbulence Model »
- « Turbulence Model for each phase »

Chacun d'eux a une application donnée dans la documentation Fluent.

- Le modèle « Mixture » est à utiliser lorsque les phases sont clairement séparées (écoulement stratifié) et lorsque le rapport entre les masses volumiques des deux phases est proche de 1.
- Le modèle « Dispersed » est principalement utilisé lorsque la seconde phase est présente en faible quantité dans la phase principale et que le mouvement de cette seconde phase a peu d'influence sur l'hydrodynamique de la première.
- Le modèle « Per Phase » est à utiliser lorsque l'hydrodynamique des deux phases est fortement liée. Ce modèle résout une équation de transport de k et ε pour chacune des phases.

V.1. Introduction :

Les problèmes physiques rencontrés dans notre quotidien comme les écoulements dans les conduites, les problèmes de convection, la modélisation de l'écoulement des polymères fondus, la modélisation de la pollution atmosphérique, etc. sont décrits par des équations aux dérivées partielles fortement couplées et non linéaires. En général, Ces équations n'admettent pas de solutions analytiques sauf dans des cas très simplifiés. C'est pourquoi un recours aux méthodes de résolution numériques s'avère nécessaire. Il existe plusieurs méthodes numériques : « méthode des différences finies (MDF), méthode des volumes finis (MVF), méthode des éléments finis (MEF), méthodes spectrales...etc.

Pour résoudre le système d'équations présenté dans ce travail, nous avons choisi la méthode des volumes finis, cette méthode est basée sur une approche de type volume de contrôle qui par sa propriété conservative offre l'avantage de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement sur chaque volume de contrôle.

V.2. Formulation mathématique des écoulements convectifs :

Dans la présente partie, nous illustrons les équations régissant les écoulements dans le cas d'une conduite cylindrique ; pour traiter ce cas nous allons établir ces équations pour le cas général puis les simplifier pour le cas axisymétrique turbulent dans un tube.

Les phénomènes physiques de transfert de chaleur et d'écoulement de fluide sont régis par les lois physiques de la conservation de masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

1) Equation de continuité :

L'équation de continuité traduit le principe de la conservation de la masse au sein d'un écoulement ; l'établissement de cette équation locale repose sur un bilan de masse de fluide au sein d'un élément de volume élémentaire.

De manière générale, l'équation de continuité est formulée :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{V.1})$$

2) Equation de quantité de mouvement :

En mécanique de fluide, l'équation de bilan de la quantité de mouvement découle du principe fondamental de la dynamique appliqué à un fluide, avec l'équation de conservation de la masse et l'équation de la chaleur. Elle est définie par :

$$\frac{\partial (\rho \vec{v})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} + \rho \vec{f} \quad (\text{V.2})$$

3) L'équation d'énergie :

Elle est obtenue par l'application du premier principe de la thermodynamique, cette équation est donnée par la relation suivante :

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot [(\rho e + p)\vec{v}] = \bar{\nabla} \cdot (\bar{\tau} \cdot \vec{v}) + \rho \vec{f} \cdot \vec{v} - \vec{v} \cdot \vec{q} + r \quad (\text{V.3})$$

Où :

$\bar{\nabla}$: L'opérateur Nabla, définit par : $\bar{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3} \right)$

\otimes : Le produit dyadique (produit tensoriel).

e : Énergie totale par unité de masse.

\vec{f} : La résultante des forces massique s'exerçant sur le fluide.

\vec{q} : Terme source de chaleur.

r : Perte de chaleur volumique due au rayonnement.

\vec{v} : La vitesse d'une particule fluide.

$\bar{\tau}$: Le tenseur des contraintes visqueuses.

V.3. Hypothèses simplificatrices :

Afin de réaliser un écoulement d'un fluide caloporteur dans le tube linéique d'un capteur cylindro-parabolique, on va adopter les hypothèses simplificatrices suivantes :

- L'écoulement est complètement développé turbulent.
- Le régime est stationnaire.
- Le fluide est incompressible et newtonien.
- Les propriétés thermo-physiques sont supposées constantes.
- Les forces extérieures sont négligeables.

V.4. Les équations de Navier Stokes :

En prenant en considération les hypothèses simplificatrices, les équations régissant l'écoulement prennent en coordonnées est cylindriques (x, r, θ) les formes suivantes :

1) Equation de continuité :

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v)}{\partial r} = 0 \quad (\text{V.4})$$

2) Equation de quantité de mouvement :

L'équation de Navier-Stokes s'écrit suivant la direction x :

$$\rho \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \rho \frac{1}{r} \frac{\partial(rv u)}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (\text{V.5})$$

L'équation de Navier-Stokes s'écrit suivant la direction r :

$$\rho \frac{\partial(uv)}{\partial x} + \rho \frac{1}{r} \frac{\partial(rv v)}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \mu \frac{v}{r^2} \quad (\text{V.6})$$

3) Equation de l'énergie :

$$\rho \frac{\partial(uT)}{\partial x} + \rho \frac{1}{r} \frac{\partial(rv T)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{V.7})$$

On peut généraliser les équations gouvernant l'écoulement sous la forme conservative suivante :

$$\frac{\partial(\rho u \varphi)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v \varphi)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + S \quad (\text{V.8})$$

Où :

φ est la variable générale.

Γ est la diffusivité thermique (le coefficient de diffusion).

S est le terme source.

Les expressions du coefficient de diffusion et de terme source sont indiquées dans le tableau suivant : (Tableau V.1)

Table V.1 : Les expressions des termes de l'équation de transport.

Les équations :	φ	Γ	S
Continuité	1	0	0
Quantité de mouvement suivant x	u	μ	$-\frac{\partial P}{\partial x}$
Quantité de mouvement suivant r	v	μ	$-\frac{\partial P}{\partial r} - \mu \frac{v}{r^2}$
Energie	T	$\frac{\lambda}{C_p}$	0

V.5. Principe de la méthode des volumes finis : [120], [121]

La méthodologie employée par la technique des volumes finis pour aborder un problème concret de mécanique des fluides est basée sur 3 étapes fondamentales. En premier lieu le domaine d'étude doit être divisé en volumes de contrôle (discrets) dénommés cellules, ce processus de discrétisation de l'espace est comme étape de maillage du domaine. En deuxième lieu les équations d'évolution (EDP) doivent être intégrés et linéarisés en chaque volume de contrôle élémentaire. Le résultat de cette discrétisation conduit à un système d'équations algébriques de très grande dimension. La troisième étape consiste à résoudre le système d'équations à l'aide d'un algorithme approprié.

V.5.1. Discrétisation des équations de transport :

Le problème de transport de la variable φ par diffusion-convection est régi par l'équation suivante :

$$\text{div}(\rho U \varphi) = \text{div}(\Gamma \text{grad} \varphi) + S \quad (\text{V.9})$$

A deux dimensions l'équation (V.9) devient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) + S_\varphi = \frac{\partial}{\partial x} (\rho U \varphi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho V \varphi) \quad (\text{V.10})$$

Pour fermer le système on aura besoin de l'équation de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho U) = 0 \quad (\text{V.11})$$

Le domaine de calcul est subdivisé en un nombre fini de volumes de contrôle qui sont alors constitués d'éléments de surface réguliers comme il est indiqué dans la figure (V.1).

Où : P est le nœud principal, i l'indice de discrétisation suivant l'axe des "x", j l'indice de discrétisation suivant l'axe des "y".

En général, les lettres E, O, N et S représentent respectivement l'Est, l'Ouest, le Nord et le Sud. Le carré coloré en bleu clair représente un élément de volume de contrôle. Les segments [PE] et [PN] valent respectivement Δx et Δy .

Δx et Δy sont appelés les pas de discrétisation suivant l'axe des x et l'axe des y respectivement.

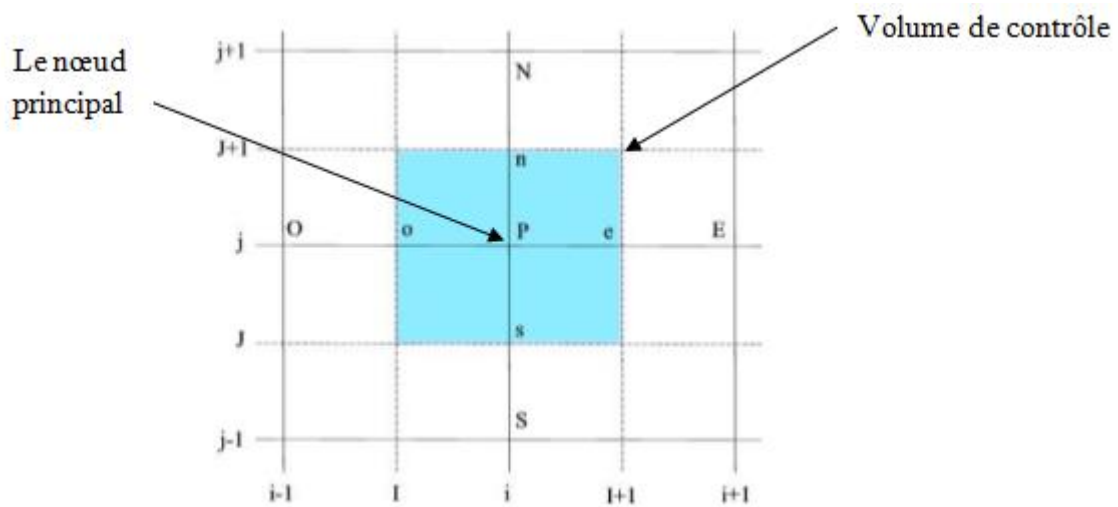


Fig. V.1 : Discrétisation d'un domaine en volumes élémentaires.

L'intégration des deux équations précédentes sur le volume de contrôle de centre P donne :

$$\int_{dv} \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho U \varphi - \Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) dx dy + \int_{dv} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho U \varphi - \Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) dx dy - \int_{dv} S dv = 0 \quad (V.12)$$

$$\int_{vc} \frac{\partial}{\partial x} (\rho U) dx dy + \int_{vc} \frac{\partial}{\partial y} (\rho U) dx dy = 0 \quad (V.13)$$

En appliquant le théorème de la divergence les équations précédentes deviennent :

$$\left[\Gamma_e \left(A \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_e - \Gamma_o \left(A \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_o \right] + \left[\Gamma_n \left(A \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_n - \Gamma_s \left(A \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_s \right] + \bar{S} \Delta V = \left[(\rho U A \varphi)_e - (\rho U A \varphi)_o \right] + \left[(\rho U A \varphi)_n - (\rho U A \varphi)_s \right] \quad (V.14)$$

$$\left[(\rho UA)_e - (\rho UA)_o \right] + \left[(\rho UA)_n - (\rho UA)_s \right] = 0 \quad (\text{V.15})$$

Dans un arrangement colloqué toutes les variables du problème sont stockées aux centres des mêmes cellules. Cependant pour approximer les valeurs ϕ_f aux facettes du volume de contrôle des schémas d'interpolation appropriés sont utilisés appelés schémas de convection. En théorie, la solution numérique ne dépend pas du schéma de discrétisation utilisé quand le nombre de nœuds considérés tend vers l'infini, par contre en pratique ce nombre est toujours fini ce qui nous oblige à étudier les divers schémas de convection utilisés.

Pour simplifier l'écriture, le flux convectif est présenté par la lettre C et le flux diffusif par la lettre D, qui sont définis comme suit :

$$C = \rho U \text{ et } D = \frac{\Gamma}{\Delta x} \text{ (ou } \Delta y \text{ tout dépend la direction)}$$

Donc les flux sur les facettes s'écrivent :

$$C_e = (\rho U)_e, C_o = (\rho U)_o, C_s = (\rho U)_s, C_n = (\rho U)_n \quad (\text{V.16})$$

$$D_e = \frac{\Gamma_e}{\Delta x_e}, D_o = \frac{\Gamma_o}{\Delta x_o}, D_s = \frac{\Gamma_s}{\Delta y_s}, D_n = \frac{\Gamma_n}{\Delta y_n} \quad (\text{V.17})$$

Le coefficient de diffusion n'est pas toujours constant, ses valeurs sur les facettes e, o, n et s du volume de contrôle seront exprimés en fonction des valeurs aux points nodaux P, E, O, N et S par les relations suivantes :

$$\Gamma_e = \frac{\Gamma_E + \Gamma_P}{2}, \Gamma_o = \frac{\Gamma_O + \Gamma_P}{2}, \Gamma_n = \frac{\Gamma_N + \Gamma_P}{2}, \Gamma_s = \frac{\Gamma_S + \Gamma_P}{2} \quad (\text{V.18})$$

Généralement, le terme source peut aussi dépendre de la variable elle-même, ce qui donne :

$$\bar{S}\Delta V = S_u + S_p \phi_p \quad (\text{V.19})$$

En appliquant un schéma centré d'ordre deux pour remplacer les dérivées première sur les facettes du volume de contrôle on aura :

$$\Gamma_e \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_e = \Gamma_e \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x} \quad (\text{V.20})$$

$$\Gamma_o \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_o = \Gamma_o \frac{\phi_P - \phi_O}{\Delta x} \quad (\text{V.21})$$

$$\Gamma_n \left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_n = \Gamma_n \frac{\varphi_N - \varphi_P}{\Delta y} \quad (\text{V.22})$$

$$\Gamma_s \left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_s = \Gamma_s \frac{\varphi_P - \varphi_S}{\Delta y} \quad (\text{V.23})$$

Donc finalement les équations (V.14) et (V.15) deviennent :

$$C_e \varphi_e - C_o \varphi_o + C_n \varphi_n - C_s \varphi_s = D_e (\varphi_E - \varphi_P) - D_o (\varphi_P - \varphi_O) + D_n (\varphi_N - \varphi_P) - D_s (\varphi_P - \varphi_S) + \bar{S} \Delta V \quad (\text{V.24})$$

$$\text{Et } D_e - D_o + D_n - D_s = 0 \quad (\text{V.25})$$

V.5.1.1. Schéma aux différences centrées : (Central Differencing Scheme, CDS)

On suppose que la variation de discrétisation entre deux points voisins est linéaire et que le maillage est uniforme, donc les valeurs de la variable φ sur les facettes de volume de contrôle s'écrivent comme suit :

$$\varphi_e = \frac{\varphi_E + \varphi_P}{2}, \varphi_o = \frac{\varphi_O + \varphi_P}{2}, \varphi_n = \frac{\varphi_N + \varphi_P}{2}, \varphi_s = \frac{\varphi_S + \varphi_P}{2} \quad (\text{V.26})$$

En remplaçant ces valeurs dans l'équation (V.24) on aura :

$$\begin{aligned} & \frac{C_e}{2} (\varphi_P + \varphi_E) - \frac{C_o}{2} (\varphi_P + \varphi_O) + \frac{C_n}{2} (\varphi_P + \varphi_N) - \frac{C_s}{2} (\varphi_P + \varphi_S) = \\ & D_e (\varphi_E - \varphi_P) - D_o (\varphi_P - \varphi_O) + D_n (\varphi_N - \varphi_P) - D_s (\varphi_P - \varphi_S) + \bar{S} \Delta V \end{aligned}$$

Après arrangement on aura :

$$a_P \varphi_P = a_E \varphi_E + a_O \varphi_O + a_N \varphi_N + a_S \varphi_S + S_u \quad (\text{V.27})$$

Avec :

$$\begin{aligned} a_E &= D_e - \frac{C_e}{2}, a_O = D_o + \frac{C_o}{2}, a_N = D_n - \frac{C_n}{2}, a_S = D_s + \frac{C_s}{2} \\ a_P &= a_E + a_O + a_N + a_S + (C_e - C_o + C_n - C_s) \end{aligned}$$

V.5.1.2. Schéma aux différences avant: (First Order Upwind Differencing Scheme, UDS)

Ce schéma a été utilisé la première fois par Courant, Issacson et Rees, le schéma amont attribue à la facette du volume de contrôle la valeur de la variable recherchée au centre de volume voisin en avant de la direction d'écoulement. Alors si l'écoulement est de gauche vers la droite, pour la facette « e » la variable aura la valeur du volume P.

Selon la direction $E \rightarrow O$:

Pour $C_e > 0$: $C_e = C_P, C_o = C_O$

Pour $C_e < 0$: $C_e = C_E, C_o = C_P$

De la même manière on détermine les valeurs de la variable suivant la direction $S \rightarrow N$ donc :

Pour $C_s > 0$: $C_s = C_P, C_n = C_N$

Pour $C_s < 0$: $C_s = C_S, C_n = C_P$

Afin d'avoir l'équation d'arrangement les valeurs de a_E, a_O, a_N, a_S prennent les formes suivantes :

$$\begin{aligned}
 a_E &= D_e + \|-C_e, 0\| \\
 a_O &= D_o + \|+C_o, 0\| \\
 a_N &= D_n + \|-C_n, 0\| \\
 a_S &= D_s + \|+C_s, 0\|
 \end{aligned}
 \tag{V.28}$$

V.5.1.3. Schéma hybride :

Le schéma hybride est une extension et une combinaison des deux schémas précédents, ce schéma a été introduit par Spalding, l'idée globale de ce schéma est d'utiliser le schéma centré dans les zones du maillage où le flux est diffusif et le schéma upwind dans les zones où le flux est convectif. Donc il permet de basculer automatiquement de l'un vers l'autre suivant la valeur de nombre de Peclet. Ce schéma est utilisé pour des Pe inférieur à 2, et il devient identique à un schéma Upwind lorsque Pe est supérieur à 2.

Le nombre de Peclet est défini comme étant le rapport entre le flux convectif et le flux diffusif.

Les coefficients a_E, a_O, a_N, a_S deviennent :

$$\begin{aligned}
 a_E &= \max \left[-C_e, \left(D_e - \frac{C_e}{2} \right), 0 \right] \\
 a_O &= \max \left[C_o, \left(D_o + \frac{C_o}{2} \right), 0 \right] \\
 a_N &= \max \left[-C_n, \left(D_n - \frac{C_n}{2} \right), 0 \right] \\
 a_S &= \max \left[C_s, \left(D_s + \frac{C_s}{2} \right), 0 \right]
 \end{aligned}
 \tag{V.29}$$

Le nombre 2 est utilisé ici comme valeur seuil du nombre de Peclet pour le choix du schéma appliqué.

V.5.1.4. Schéma exponentiel :

Spalding était le premier qui a présenté ce schéma et il a été bien utilisé et développé par Raithby et Torrance en donnant une relation présentant l'évolution de flux de convection-diffusion unidimensionnel stationnaire dans un domaine situé entre 0 et L donnée comme suit :

$$\frac{\varphi - \varphi_0}{\varphi_L - \varphi_0} = \frac{\exp\left(Pe \frac{x}{L} \right) - 1}{\exp(Pe) - 1} \quad (V.30)$$

Donc à partir de cette expression les coefficients a_E, a_O, a_N, a_S sont exprimés comme suit :

$$\begin{aligned} a_E &= \frac{C_e}{\exp(Pe_e) - 1} \\ a_O &= \frac{C_o \exp(Pe_o)}{\exp(Pe_o) - 1} \\ a_N &= \frac{C_n}{\exp(Pe_n) - 1} \\ a_S &= \frac{C_s \exp(Pe_s)}{\exp(Pe_s) - 1} \end{aligned} \quad (V.31)$$

Le schéma exponentiel est bien adapté pour le cas d'un écoulement monodimensionnel mais il n'est pas conseillé pour l'écoulement bi et tri dimensionnel à cause de temps de calcul élevé due à la présence du terme exponentiel.

V.5.1.5. Schéma de la puissance :

C'est le schéma le plus utilisé en littérature car il est le plus proche à la solution exacte, il couvre les difficultés des schémas précédents. Les coefficients d'arrangements a_E, a_O, a_N, a_S sont définis comme suit :

$$\begin{aligned} a_E &= D_e \left\| 0, (1 - 0.5 |Pe_e|)^5 \right\| + \left\| -C_e, 0 \right\| \\ a_O &= D_o \left\| 0, (1 - 0.5 |Pe_o|)^5 \right\| + \left\| +C_o, 0 \right\| \\ a_N &= D_n \left\| 0, (1 - 0.5 |Pe_n|)^5 \right\| + \left\| -C_n, 0 \right\| \\ a_S &= D_s \left\| 0, (1 - 0.5 |Pe_s|)^5 \right\| + \left\| +C_s, 0 \right\| \end{aligned} \quad (V.32)$$

V.5.1.6. Schéma à haute précision :

Le schéma à haute précision est le schéma UDS avec l'ajout d'un terme de correction afin d'assurer la stabilité et la précision de la variable recherchée.

Par exemple la valeur de la variable à la facette « e » de volume de contrôle de centre P est donnée comme suit :

$$\varphi_e = \varphi_P + \Delta\varphi_e \quad (\text{V.33})$$

Où :

$$\Delta\varphi_e \approx \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)_e \quad (\text{V.34})$$

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)_e \approx \frac{1-K}{2} \left[\frac{\varphi_P - \varphi_O}{\Delta x} \right] + \frac{1+K}{2} \left[\frac{\varphi_E - \varphi_P}{\Delta x} \right] \quad (\text{V.35})$$

En simplifiant cette dernière équation on obtient :

$$\varphi_e = \varphi_P + \frac{1}{4} \left[(1-K)\Delta_e^- + (1+K)\Delta_e^+ \right] \quad (\text{V.36})$$

On définit les opérateurs comme suit :

$$\Delta_e^- = \varphi_P - \varphi_O$$

$$\Delta_e^+ = \varphi_E - \varphi_P$$

De la même manière on peut avoir les valeurs de la variable sur chaque facette de volume de contrôle.

L'équation (V.36) a l'avantage d'être universelle, elle peut conduire à divers schémas en changeant le paramètre K ce qui est très évident pour la programmation. La famille des différents schémas obtenus sont :

	SOUDS Second Order Upwind Differencing Scheme.
$K = -1$	LUDS Linear Upwind Differencing Scheme.
$K = \frac{1}{3}$	CUI Cubic Upwind Interpolation scheme.
$K = \frac{1}{2}$	QUICK Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics.
$K = 1$	CDS Central Difference Scheme.

V.5.2. Couplage Vitesse – Pression

Les équations de transport pour les composantes de la vitesse ont comme terme source principale le gradient du champ de pression, de sorte que si le champ de pression serait connu le processus de discrétisation des équations de mouvement serait identique à n'importe qu'elle autre variable scalaire.

Malheureusement, le champ de pression devrait être aussi obtenu généralement comme part de la solution du problème. Si l'écoulement est compressible, l'équation de continuité peut être utilisée comme équation de transport pour la masse volumique, et l'équation d'énergie fournit une équation de transport pour la température, de sorte que la pression peut être obtenue à partir de l'équation d'état correspondante. En échange, si l'écoulement est incompressible la masse volumique est constante, et n'est pas liée à la pression. De ce fait les équations de quantité de mouvement sont fortement couplées et on ne dispose pas d'équation de transport pour la pression. Si le champ de pression appliqué est correct, le champ de vitesse déduit des équations de quantité de mouvement satisfera l'équation de continuité. Comme le champ de pression est inconnu, il est nécessaire d'utiliser un algorithme itératif qui permet de le calculer, et de résoudre la non linéarité des équations de quantité de mouvement. Ainsi, trois méthodes principales sont utilisées et qui sont connues comme algorithmes *SIMPLE*, *SIMPLEC*, et *PISO*. (Annexe C)

V.5.3. Résolution des équations algébriques :

Puisque les systèmes ont souvent plusieurs équations, les méthodes itératives sont les meilleures et les plus économiques. Les méthodes itératives sont celles de Jacobi et de Gauss Seidel, qui passent par les étapes suivantes :

- L'application répétée d'un algorithme relativement simple mène à la convergence de certains nombre de répétitions.
- Seulement des coefficients différents de zéro des équations doivent être stockés dans la mémoire.

A l'itération $(k+1)$, le système s'écrit comme suit :

$$a_p \varphi_p^{(k+1)} - a_o \varphi_o^{(k+1)} - a_e \varphi_e^{(k+1)} = a_n \varphi_n^{(k)} + a_s \varphi_s^{(k)} + S_u \quad (\text{V.37})$$

$\varphi^{(k)}$ désigne des valeurs connues à l'itération précédente, par conséquent cette équation ne contient que trois inconnues $\varphi_p^{(k+1)}$, $\varphi_o^{(k+1)}$ et $\varphi_e^{(k+1)}$ donc on peut former une équation sur chaque nœud suivant la direction $O \rightarrow E$.

En utilisant la notation indicielle, l'équation (V.37) devient :

$$\alpha_i \varphi_i^{(k+1)} + \beta_i \varphi_{i-1}^{(k+1)} + \gamma_i \varphi_{i+1}^{(k+1)} = \lambda_i \quad (\text{V.38})$$

On note :

$$\begin{aligned}\alpha_i &= a_p \\ \beta_{i-1} &= -a_o \\ \gamma_{i+1} &= -a_E \\ \lambda_i &= a_S \varphi_S^{(k)} + a_N \varphi_N^{(k)} + S_u\end{aligned}$$

Finalement, l'ensemble de ces équations constituent un système d'équations dont la matrice des coefficients est tri-diagonale :

$$\begin{bmatrix} \beta_1 & \gamma_1 & & & & \\ & \alpha_2 & \beta_2 & \gamma_2 & & \\ & & & & & \\ & & & \alpha_i & \beta_i & \gamma_i \\ & & & & & \\ & & & & & \beta_n & \gamma_n \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \vdots \\ \varphi_i \\ \vdots \\ \varphi_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \vdots \\ \lambda_i \\ \vdots \\ \lambda_n \end{bmatrix} \quad (\text{V.39})$$

Le système obtenu va être résolu par l'algorithme T.D.M.A de Thomas (Tri Diagonal Matrix Algorithm) (bien expliqué en Annexe D) ; une fois les valeurs de φ sur une ligne de la direction x sont trouvées, on passe sur une autre ligne en suivant les mêmes démarches, tout en considérant les variables suivant l'autre direction constantes comme il est indiqué sur la figure (V.2) suivante :

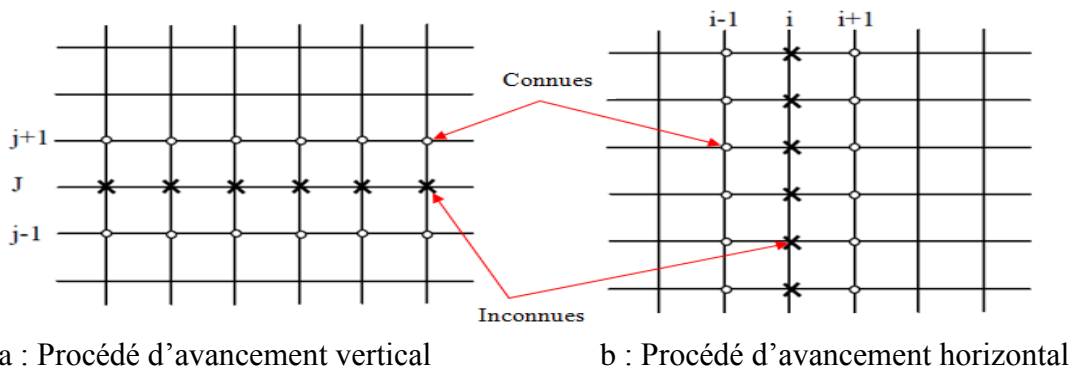


Fig. V.2 : Modes d'avancement dans la méthode ligne par ligne.

On obtient alors au bout de chaque itération les valeurs approchées de toutes les variables.

V.5.4. La relaxation :

La technique de relaxation consiste à combiner linéairement les deux derniers itérés d'une méthode itérative pour contrôler la convergence du processus itératif, elle se présente comme suit :

$$\varphi_p^{k+1} = \varphi_p^k + \left[\frac{\sum a_{nv} \varphi_{nv}^{k+1} + S_u}{a_p} - \varphi_p^k \right] \quad (\text{V.40})$$

Où l'expression entre crochet représente la variation de la variable φ produite par une itération actuelle ce qui est appelé le résidu.

Afin de stabiliser les calculs, en introduisant un coefficient ayant une valeur comprise entre 0 et 1 pour diminuer les résidus d'une première approximation puisqu'ils sont nuls pour la solution exacte, cette technique est appelée la sous relaxation. Donc l'équation (V.40) devient :

$$\varphi_p^{k+1} = \varphi_p^k + \alpha_\varphi \left[\frac{\sum a_{nv} \varphi_{nv}^{k+1} + S_u}{a_p} - \varphi_p^k \right] \quad (\text{V.41})$$

En pratique on distingue deux cas :

$\alpha_\varphi > 1$ Le processus diverge souvent, on est en présence de sur-relaxation.

$\alpha_\varphi < 1$ Il s'agit d'une sous-relaxation, dans ce cas la valeur de ce coefficient permet souvent de faire converger un processus divergent ou bien encore diminuer les variations des variables dépendantes d'une itération à l'autre.

La technique de sous-relaxation est évidente pour les problèmes non linéaires afin d'éviter la divergence.

V.5.5. Propriétés d'une méthode numérique :

Pour mettre en œuvre un schéma numérique de résolution d'écoulements, on fera souvent référence à trois définitions fondamentales : la stabilité, la convergence, et la consistance.

- a. La Stabilité :** c'est la propriété qui assure que la différence entre la solution numérique obtenue et la solution exacte des équations discrétisées est bornée ;
- b. La consistance :** C'est la propriété qui assure que la solution exacte des équations discrétisées tende vers la solution exacte des équations continues lorsque le pas de discrétisation tend vers zéro.
- c. La convergence :** C'est la propriété qui assure que la solution numérique tende vers la solution exacte des équations continues. C'est évidemment la propriété la plus recherchée.

Souvent, la stabilité d'un schéma dépend du pas d'espace ou du pas de temps et la convergence du schéma vers la solution exacte est alors dépendante du pas de temps ou du pas d'espace, peu importe si la discrétisation est consistante ou non. On peut aussi construire des schémas convergents (vers la bonne solution) dont la discrétisation spatiale n'est pas consistante au sens des différences finies avec la forme locale des équations de transport. C'est le cas des méthodes de volumes finis classiques lorsque le pas d'espace n'est pas

constant. Essentiellement, si on peut démontrer la convergence d'un schéma de volumes finis et que l'on respecte les contraintes de stabilité, on est théoriquement assuré qu'un raffinement adéquat du maillage donnera une approximation plus précise de la bonne solution. Finalement, si la discrétisation est consistante et que les contraintes de stabilité sont respectées, le schéma est nécessairement convergent.

V.5.6. Le critère de convergence :

Un processus itératif se rapproche de la solution stable du système d'équations, lorsque les itérations ultérieures ne produisent aucune variation significative dans les valeurs des variables, c'est la notion de convergence.

On exprime cette convergence par un critère appelé le test d'arrêt ou le critère de convergence qui dépend de la nature du problème et des objets du calcul.

A partir de l'équation (V.27) nous pouvons définir une expression du résidu pour estimer la satisfaction éventuelle de l'équation :

$$R = \sum a_{nv} \varphi_{nv} + S_u - a_p \varphi_p \quad (\text{V.42})$$

Ce résidu tendra vers zéro quand l'équation discrétisée est satisfaite, ce qui se traduit par la relation suivante : $\sum_{\Omega} R < \varepsilon$

Avec : Ω Le domaine de calcul, et ε la valeur caractérisant l'erreur sur la solution obtenue.

VI.1. Introduction :

Cette thèse présente une étude numérique en trois dimensions de l'intensification du transfert thermique dans un capteur cylindro-parabolique sous un régime turbulent en utilisant un flux thermique non-uniforme distribué sur la paroi externe de l'absorbeur. Au niveau de cette expérimentation numérique, la géométrie du modèle utilisé a été dessinée et maillée dans le préprocesseur GAMBIT et la simulation numérique était performée en utilisant le code de calcul FLUENT (CFD).

Notre travail de recherche traite la problématique d'amélioration de transfert thermique dans les capteurs cylindro-parabolique, les points essentiels à traiter sont :

- L'effet de la géométrie de l'absorbeur sur le transfert thermique.
- L'effet de l'inclusion des nanoparticules sur les caractéristiques thermique.
- La différence entre le modèle physique à une seule phase et le modèle physique à deux phases.

Les résultats obtenus de cette étude seront interprétés et discutés en termes de l'évolution du nombre de Nusselt et le coefficient de perte de charge ainsi que la distribution de la température et de la vitesse d'écoulement.

VI.2. La présentation du code de calcul :

Les codes de simulation numérique des écoulements, ou code CFD (Computational Fluid Dynamics), résolvent les équations régissent les mouvements d'un fluide. Ces équations traduisent la conservation de la masse et de la quantité de mouvement (Navier-Stokes), ainsi que la conservation d'énergie. Il existe un grand nombre de code CFD disponibles qu'ils soient commerciaux, du domaine public ou encore propres à certaines institutions.

Les logiciels de simulation numérique des écoulements basés sur la méthode des volumes finis peuvent maintenant être considérés véritables «expérience numérique », lorsqu'elles sont faites avec soin. L'avantage des méthodes numériques est que toutes les quantités physiques liées à l'écoulement (champ de vitesse, champ de pression, contrainte etc.) sont immédiatement disponible en tout point. Dans une expérimentation, l'obtention de ces quantités physiques en tout point de champ est souvent impossible ou très difficile en pratique. Ce pendant, la simulation numérique direct des équations de Navier-Stokes est encore limité à des nombres de Reynolds modérés.

Les méthodes de CFD ont l'avantage de mettre en œuvre de la mécanique des fluides avec un minimum des hypothèses. Elles résolvent notamment les équations non-linéaires instationnaire et compressible. La discrétisation des équations de Navier Stokes et de conservation de la masse est faite sur des éléments quadrilatéraux ou triangulaires, régulières ou non selon la complexité de la géométrie. Elle conduite à un système d'équation non-linéaires couplées. Ce système est résolu de manière itérative. Le premier travail à accomplir dans la réalisation d'une simulation numérique est la définition d'un maillage adapté à la nature de l'écoulement.

Dans notre thèse, nous avons utilisé le code FLUENT version 6.3.26 pour réaliser toutes les simulations qui seront discutées dans le prochain chapitre. On ne peut pas réaliser une modélisation numérique par FLUENT sans la création de la géométrie sous le logiciel GAMBIT (Geometry And Mesh Building Intelligent Toolkit) qui est un logiciel de DAO (Dessin Assisté par Ordinateur), il sert à définir le problème à résoudre, cette définition consiste à créer la géométrie du système, et de discrétiser le domaine construit en utilisant plusieurs algorithmes de maillage en 2D ou 3D. Il permet aussi de définir le type de conditions aux limites et de spécifier la nature de matériaux (Fluide, solide) dans le domaine. En raison de son interface graphique puissante, il permet aussi de réaliser tout type de géométries complexes (fixes ou mobiles) associées à des maillages fixes ou adaptatifs.

Fluent est un logiciel de modélisation en mécanique des fluides et thermique qui permet la prédiction des écoulements de fluides par résolution des équations de transport. L'un des intérêts de ce logiciel de simulation, est qu'il dispose d'un nombre relativement important de modèles, pouvant faire face à divers aspects de la mécanique des fluides : écoulements diphasiques (miscible, non miscible, cavitation, solidification), turbulence (RANS, LES...), combustion (pré-mélange et non pré-mélange), transport de particules, écoulements en milieux poreux, maillages mobiles et dynamiques avec reconstruction du maillage, entre autres. Les schémas numériques temporels et spatiaux peuvent être modifiés pour améliorer la convergence. FLUENT s'utilise à travers une interface graphique, l'utilisateur avancé peut adapter ou augmenter aux besoins l'interface en écrivant des macros et des fonctions de menu, afin d'automatiser certaines procédures

FLUENT permet les capacités de modélisation suivantes :

- Ecoulement 2D ou 3D stationnaire ou instationnaire
- Ecoulement compressible ou incompressible
- Fluide Newtonien ou non Newtonien
- Transfert de chaleur forcé, par conduction convection ou les deux (conjugué) ou radiatif ou mixte
- Ecoulement avec changement de phases
- Ecoulement en milieux poreux
- Combustion

Le logiciel FLUENT offre la possibilité de choisir un des modèles de turbulence suivants :

- Le modèle à une équation de SPALART ALLMARS
- Le modèle à deux équations $k-\varepsilon$
- Le modèle à deux équations $k-\omega$
- Modèle de contraintes de Reynolds.

Le choix entre ces modèles se base principalement sur les résultats que donnent chacun des modèles suivants sous les conditions aux limites prédéfinies. Il est vrai qu'un modèle peut donner de meilleurs résultats par rapport à un autre, mais ceci est dû principalement à la

nature des cas étudiés et à la correspondance du modèle de turbulence avec les conditions aux limites.

VI.3. La configuration géométrique de base :

Le récepteur d'un capteur cylindro-parabolique se constitue de deux tubes coaxiaux (Fig. VI.1), dont l'un est métallique et est appelé un absorbeur et l'autre est fait en verre, l'espace entre les deux est considéré comme un vide très poussé (l'air raréfié) afin d'éviter les pertes de chaleur par convection naturelle. A l'intérieur de tube absorbeur circule un fluide caloporteur. Dans ce travail, les matériaux utilisés pour l'absorbeur et le tube en verre sont respectivement l'acier et le Borosilicate, les dimensions du récepteur sont données dans le tableau (VI.1). Le tableau (VI.2) résume les propriétés physiques des matériaux utilisés.

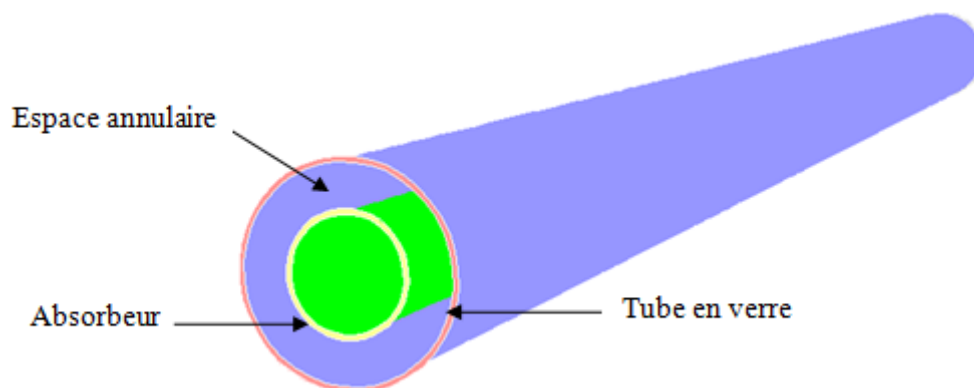


Fig. VI.1 : Le récepteur d'un capteur cylindro-parabolique.

Table VI.1 : Paramètres physique du récepteur.

La longueur de récepteur	200 cm
Le diamètre intérieur de l'absorbeur	3.2 cm
Le diamètre extérieur de l'absorbeur	3.5 cm
Le diamètre intérieur de tube en verre	5.95 cm
Le diamètre intérieur de tube en verre	6.25 cm

Table VI.2 : Les propriétés physiques de l'absorbeur et de tube en verre.

	Absorbeur	Tube en verre
Matériau	Acier	Borosilicate
La masse volumique (Kg/m ³)	8030	2230
La capacité thermique (J/Kg K)	502.48	670
La conductivité thermique (W/m K)	16.27	1.4
L'émissivité	0.1	0.873
L'indice de réfraction	0	1.55
L'absorptivité	0.92	0.04

VI.4. Le modèle numérique:

VI.4.1. Modèle de la turbulence:

Une large synthèse bibliographique (Markatos & Pericleous (1984) ; Mohamed et Viskanta (1993) ; Gaëtan *et al.* (2003) ; Baïri (2008)) relative à la simulation des écoulements convectifs révèle que le modèle *k-epsilon standard* est le plus souvent adopté, à cet effet ce modèle est utilisé dans la présente étude pour simuler les effets de la turbulence à des nombre de Reynolds supérieur à 3200. Les équations standard de l'énergie cinétique k et de son taux de dissipation sont exprimées dans le chapitre III.

VI.4.2. Modèle de la radiation :

Une des caractéristiques utiles d'ANSYS Fluent est le modèle de charge solaire. Cette capacité peut être utilisée pour calculer la charge de rayonnement effective en fonction de la position sur la surface terrestre (latitude et longitude), l'orientation du modèle par rapport au nord, l'heure du jour, la saison et les conditions établies pour un temps clair ou nuageux.

FLUENT fournit cinq modèles de rayonnement qui nous permettent d'inclure le rayonnement avec ou sans milieu participant dans les simulations de transfert de chaleur, les modèles sont:

- Discrete Transfer Radiation Model (DTRM),
- P-1 Radiation model,
- Rosseland radiation model,
- Surface to surface radiation model (S2S),
- Discrete Ordinate radiation model (DO).

Pour certains problèmes, un modèle de rayonnement peut être plus approprié que les autres ; pour décider quel est le modèle le plus compatible on doit prendre en considération [122]:

- L'épaisseur optique aL (dont L est la longueur approprié du domaine utilisé) est un bon indicateur du choix de modèle à utiliser, si $aL > 1$ donc les meilleurs alternatives sont le modèle P-1 et Rosseland. Par contre, pour le cas d'épaisseur optique élevé, le modèle DTRM est plus favorable. Le modèle DO couvre une large gamme d'épaisseur optique.
- Diffusion et émissivité : Les modèles P-1, Rosseland et DO représentent la diffusion, tandis que le DTRM le néglige. Puisque le modèle de Rosseland utilise une condition de glissement de température aux parois, il est donc insensible à l'émissivité.
- Parois semi-transparentes (intérieur et extérieur): Seul le modèle DO permet de modéliser des parois semi-transparentes de différents types (par exemple verre).
- Parois spéculaires: Seul le modèle DO permet une réflexion spéculaire.
- Parois partiellement spéculaires: seul le modèle DO permet une réflexion spéculaire.
- Rayonnement non gris: Seul le modèle DO permet de calculer le rayonnement non gris à l'aide d'un modèle de bande grise.
- Sources de chaleur localisées: En cas de problèmes de sources de chaleur localisées, le modèle P-1 peut prédire de façon excessive les flux radiatifs. Le modèle DO est

probablement le mieux adapté pour calculer le rayonnement pour ce cas, bien que le DTRM, avec un nombre suffisamment important de rayons, soit également acceptable.

- Transfert radiatif de l'enceinte avec milieu non participant: Le modèle surface-surface (S2S) convient à ce type de problème. Les modèles de rayonnement utilisés avec les milieux participants peuvent en principe être utilisés pour calculer le rayonnement surface-surface, mais ils ne sont pas toujours efficaces.

Pour toutes ces raisons on a choisit le modèle de radiation DO (Discrete Ordinate radiation) dans notre investigation numérique.

L'équation de transfert radiatif pour un milieu absorbant, émettant et diffusant à la position \vec{r} dans la direction \vec{s} est :

$$\frac{dI(\vec{r}, \vec{s})}{ds} + (a + \sigma_s)I(\vec{r}, \vec{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s} \cdot \vec{s}') d\Omega \quad (\text{VI.1})$$

Où :

\vec{r} : La position de vecteur ; \vec{s} : la direction du vecteur ; \vec{s}' : la direction du vecteur de diffusion ; a : le coefficient d'absorption ; s : la longueur du trajet ; n : l'indice de réfraction ; σ_s : le coefficient de diffusion ; σ : La constante de Stefan-Boltzmann ($5.672 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{K}^4$) ; I : l'intensité de la radiation (elle dépend de la direction et la position du vecteur) ; Φ : la fonction de phase ; T : la température locale ; Ω l'angle solide.

VI.4.2.1. Les équations du modèle Discrete Ordinate (DO) : [123]

Le modèle DO considère l'équation de transfert radiatif dans la direction \vec{s} comme une équation de champ, l'équation (VI.1) devient :

$$\nabla \cdot (I(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s}) + (a + \sigma_s)I(\vec{r}, \vec{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s} \cdot \vec{s}') d\Omega \quad (\text{VI.2})$$

L'intensité totale $I(\vec{r}, \vec{s})$ dans chaque direction \vec{s} à la position \vec{r} est calculée en utilisant la formule :

$$I(\vec{r}, \vec{s}) = \sum_k I_{\lambda k}(\vec{r}, \vec{s}) \Delta \lambda_k \quad (\text{VI.3})$$

Où la sommation est sur les bandes de longueur d'onde (λ).

Le couplage entre intensité énergétique et intensité de rayonnement à une cellule accélère la convergence du système de volume fini pour le transfert de chaleur radiatif. Cette méthode conduit à une amélioration significative de la convergence pour des applications impliquant des épaisseurs optiques supérieures à 10. Ceci est typiquement rencontré dans des applications de fusion de verre. Cette caractéristique est avantageuse lorsque la diffusion est importante, ce qui entraîne un fort couplage entre les intensités de rayonnement directionnel. Cette

implémentation du modèle DO est utilisée dans ANSYS FLUENT en activant l'option DO / Energy Coupling pour le modèle DO dans la boîte de dialogue Modèle de rayonnement.

VI.4.3. Approche numérique :

Dans notre cas, l'étude numérique traite un problème d'écoulement turbulent modélisé dans une approche RANS couplé aux phénomènes de transfert thermique par convection et radiation. La résolution numérique des équations a été effectuée par une investigation tridimensionnelle par la MFV (méthode des volumes finis) en utilisant le solveur des volumes finis FLUENT qui permet de convertir les équations aux dérivées partielles non linéaires en un système d'équations algébriques non linéaires qui seront résolues numériquement. Le domaine de calcul est formé par l'utilisation du logiciel de préprocesseur commercial GAMBIT 2.4.6 qui est également utilisé pour le maillage et le réglage des conditions aux limites. On a utilisé un maillage structuré et raffiné près aux parois en raison de présence de la couche limite avec un fort gradient de vitesse et de pression (Fig. VI.2).

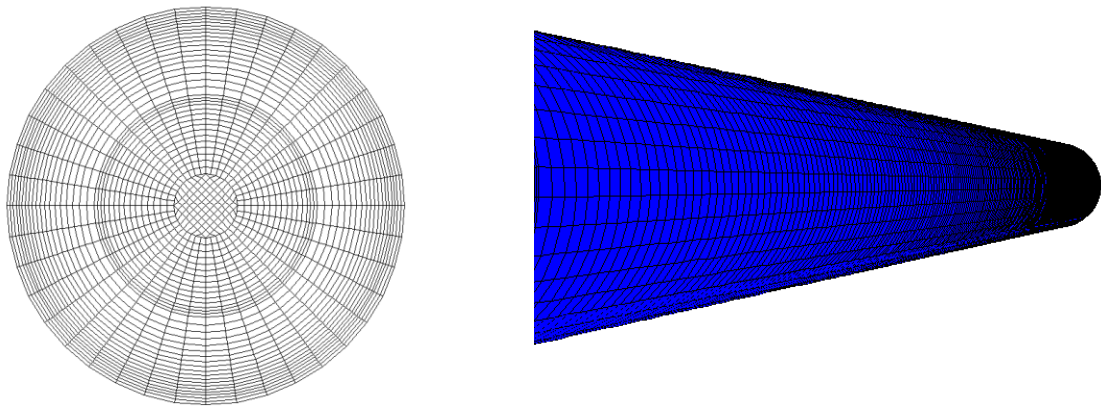


Fig. VI.2 : Exemple de maillage de la géométrie utilisée.

Le solveur « Pressure based solver » est utilisé pour résoudre l'équation de la pression qui est dérivée des équations de conservation et de continuité, l'algorithme SIMPLE (Semi-Implicite Method for Pressure Linked Equations) est utilisé pour le couplage de pression-vitesse cette méthode a été lancée par Patankar et Spalding (1980) [124].

L'équation de pression (continuité) est discrétisée par le schéma PRESTO qui assure l'équilibre discret de continuité pour un volume de contrôle "décalé" par rapport à la face où on calcule la pression, et l'équation de la fraction volumique est résolue par le schéma QUICK. Le schéma d'interpolation de deuxième ordre (Second order upwind scheme) est employé pour la résolution de l'équation de radiation (DO radiation model). Pour les autres équations de convection-diffusion, le schéma d'interpolation de premier ordre (First order upwind scheme) est adopté.

Toutes ces équations sont résolues séquentiellement et itérativement de façon à obtenir une solution numérique convergente. Pour toutes les simulations effectuées dans la présente analyse, les critères de convergence pour les solutions sont considérés lorsque les résidus algébriques deviennent inférieurs à 10^{-3} tel qu'il est montré dans la figure VI.3.

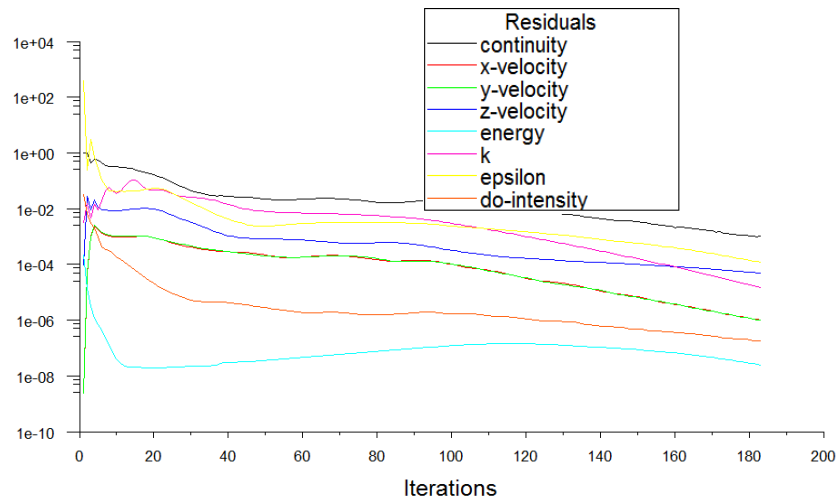


Fig. VI.3 : Allure de l'évolution des résidus de calcul.

VI.4.4. Etude de maillage :

Afin de justifier l'exactitude ainsi que la stabilité des résultats numériques, des calculs approfondis ont été effectués pour déterminer le nombre total de points de grille qui génèrent un résultat d'arrangement approprié qui sera approprié pour déterminer le flux et le champ thermique dans une conduite.

Afin d'évaluer l'influence de la taille de la grille sur les résultats de calcul obtenus, L'étude de la sensibilité de la grille est effectuée en faisant varier le nombre total de distributions de grille dans les directions radiales et axiales ; diverses combinaisons de grilles ont été analysées pour justifier que les résultats numériques sont indépendants du maillage utilisé. Le tableau VI.3 présente l'évolution de nombre de Nusselt moyen en fonction de nombre de cellules pour un nombre de Reynolds compris entre 10^4 et 10^6 . Il a été constaté que l'augmentation du nombre de mailles ne va pas changer la solution mais elle demande un temps de calcul plus élevé.

Table VI.3 : Effet du maillage sur le nombre de Nusselt moyen.

Re	N _{cellules}				\mathcal{E}_{max}
	294600	307200	330400	354400	
	Nu _{moyen}				
10^4	208.123	210.021	209.613	211.461	1.58 %
10^5	282.104	286.371	286.719	289.004	3.39 %
10^6	319.121	318.223	319.942	320.781	0.80 %

VI.4.5. Les conditions aux limites :

Dans cette étude, la paroi extérieure du tube absorbeur reçoit un flux thermique non uniforme; Cette répartition a été obtenue en utilisant la technique MCRT « Monte Carlo Ray Trace » [125] qui est appelé la méthode de lancer le rayon. La MCRT est employée pour calculer la distribution de flux (Fig. VI.4) de rayonnement à l'intérieur du récepteur où le processus de transfert de radiation des rayons clairs est divisé en quatre sous-processus « la

réflexion, l'émission, l'absorption et la dispersion ». Le code informatique de la méthode MCRT est écrit dans la langue FORTRAN.

La figure VI.4 illustre le résultat de la simulation du rapport de concentration local (LCR) qui est défini comme étant Le rapport entre le flux radiant concentré à une position locale de la surface du récepteur et l'irradiance directe (DNI), où le DNI (Direct Normal Irradiance) utilisé dans cette étude est d'ordre 1000W/m^2 .

On peut clairement observer à partir de la Fig. VI.5 que la distribution du flux d'énergie solaire est approximativement symétrique, et que le flux d'énergie solaire dans la direction circonférentielle est non uniforme, et en plus la moitié inférieure de tube reçoit le rayonnement solaire le plus concentré tandis que la moitié supérieure reçoit le rayonnement solaire direct.

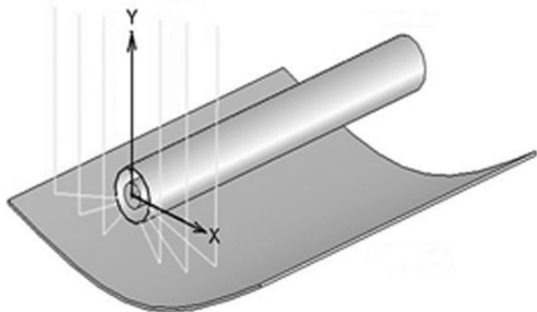


Fig.VI.4 : La répartition de flux provenant du soleil

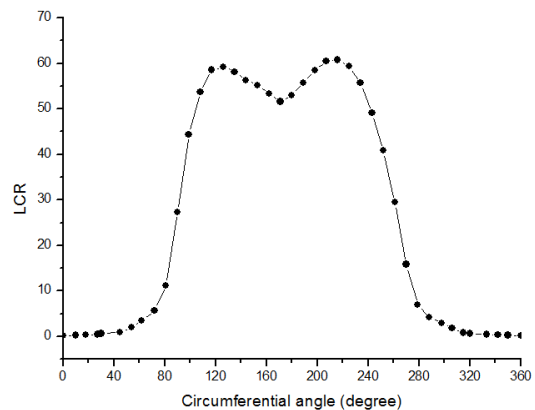


Fig.VI.5 : Le rapport de concentration local de la radiation sur la surface externe de l'absorbeur

La figure V.6 présente la distribution de température de tube absorbeur en utilisant le flux de rayonnement obtenu par la méthode de Monte Carlo, on peut déduire que la répartition non uniforme du flux d'énergie solaire entraînera une répartition non uniforme de la température circonférentielle, ce qui entraînera une contrainte thermique circonférentielle dans les tubes du récepteur.

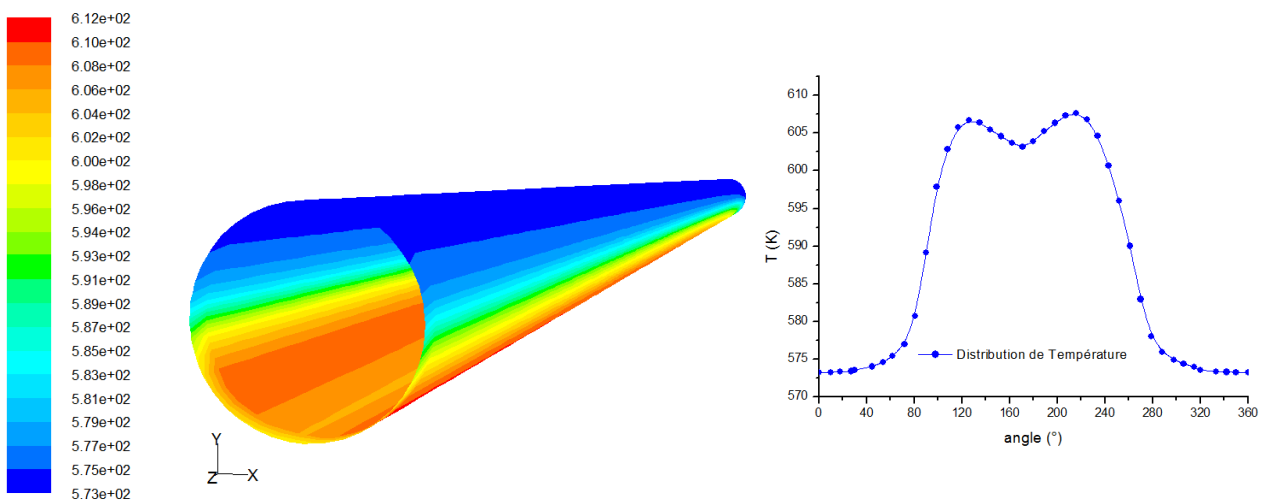


Fig. VI.6 : Contours de température de tube absorbeur.

D'autre part, la paroi intérieure du tube absorbeur est considérée comme lisse et sans glissement.

Pour la paroi extérieure de tube en verre, une condition au limite mixte est utilisée pour tenir compte à la fois du rayonnement et du transfert de chaleur par convection. Il y a un échange de chaleur par rayonnement entre cette surface et le ciel. Le rayonnement émis par le ciel est fonction de sa température. Celle-ci est déterminée en fonction de la température ambiante par la relation [126]:

$$T_{sky} = 0.0552T_{amb}^{1.5} \quad (VI.4)$$

L'émissivité de ciel est calculée en utilisant la relation proposée par Martin et Berdahl [127] :

$$\varepsilon_{sky} = 0.711 + 0.56 \frac{T_{dp} - 273.15}{100} + 0.73 \left(\frac{T_{dp} - 273.15}{100} \right)^2 \quad (VI.5)$$

Où : La température ambiante utilisée dans cette étude est 300K, et T_{dp} est la température de point de rosée.

D'autre part, le coefficient de convection thermique utilisé dans les conditions aux limites est calculé par la relation suivante trouvée expérimentalement [128] :

$$h_w = 4v_w^{0.58} d_{go}^{-0.42} \quad (VI.6)$$

Où :

v_w est la vitesse du vent (2m/s dans cette étude) et d_{go} est le diamètre extérieur de tube en verre.

VI.5. Validation des résultats numériques :

Le point le plus important dans une investigation numérique est la validation et la vérification de l'exactitude des résultats obtenus ; pour se faire, le meilleur moyen est de comparer les résultats de calculs numériques avec des données et des corrélations expérimentales. A cet effet, le modèle adopté pour le cas d'un tube lisse a été validé par des corrélations disponibles en littérature pour une plage de variation de nombre de Reynolds : $10^4 \leq Re \leq 10^6$.

Le coefficient de transfert convectif ainsi que le nombre de Nusselt moyens sont définis par les relations suivantes :

$$\bar{h} = \frac{\bar{q}'}{T_w - T_f} \quad (VI.7)$$

$$Nu = \frac{\bar{h}d_{ai}}{\lambda_f} \quad (VI.8)$$

Où : \bar{q}' est le flux thermique moyen calculé par la relation :

$$\bar{q}' = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \lambda \frac{\partial T}{\partial r} d\theta \quad (\text{VI.9})$$

T_w et T_f sont respectivement les températures moyennes de la paroi de l'absorbeur et du fluide caloporteur.

Et d_{ai} est le diamètre intérieur de l'absorbeur, λ_f est la conductivité thermique du fluide.

D'autre part le coefficient de Darcy de perte de charge est calculé par :

$$f = \frac{\Delta p}{\frac{L}{d_{ai}} \frac{\rho u^2}{2}} \quad (\text{VI.10})$$

1. Validation des résultats de coefficient de pertes de charge :

Les résultats numériques de coefficient de pertes de charge sont comparés avec les corrélations proposées par Petukhov [129] et par Blasius [130] qui sont formulées comme suit :

La corrélation introduite par **Petukhov** est:

$$f = (0.79 \ln Re - 1.64)^{-2} \quad (\text{VI.11})$$

Où cette corrélation n'est valable que si le nombre de Reynolds est compris entre 10^4 et 5×10^6 et le nombre de Prandtl est supérieur à 0.5 et inférieur à 2000.

Blasius avait proposé deux corrélations pour prédire le coefficient de pertes de charge dans deux différentes plages de variation du nombre de Reynolds.

$$\begin{aligned} f &= 0.316 Re^{-0.25}; Re \leq 2 \cdot 10^4 \\ f &= 0.184 Re^{-0.2}; Re > 2 \cdot 10^4 \end{aligned} \quad (\text{VI.12})$$

La figure (VI.8) montre l'évolution de facteur de friction des résultats obtenus numériquement et ceux calculés par les corrélations citées précédemment. A partir de cette figure une bonne concordance est remarquée, dont la déviation maximale est d'environ 4.1% et l'erreur minimale ne dépasse pas 1%.

2. Validation des résultats du nombre de Nusselt :

De même, les résultats obtenus numériquement ont été comparé avec trois différentes corrélations bien connues en littérature.

Gnielinski [131] avait proposé une relation pour estimer le nombre de Nusselt, cette relation est fonction du nombre de Prandtl et de facteur de friction calculé par la corrélation de

Petukhov. Cette corrélation est utilisable quand :

$$\begin{cases} 3 \times 10^3 \leq Re \leq 5 \times 10^6 \\ 0.5 \leq Pr \leq 2000 \end{cases}$$

$$Nu = \frac{\frac{f}{8}(Re-1000)Pr}{1+12.7\left(\frac{f}{8}\right)^{0.5}\left(Pr^{\frac{2}{3}}-1\right)} \quad (VI.13)$$

Dittus-Boelter [132] ont introduit une autre corrélation empirique pour l'estimation du nombre de Nusselt, qui dépend du nombre de Reynolds qui doit être supérieur à 10^4 et le nombre de Prandtl variant de 0.7 à 160.

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^n \quad (VI.14)$$

Où : $n=0.3$ si la température du fluide est supérieur à celle de la paroi ($T_f > T_w$) et $n=0.4$ dans le cas contraire ($T_f < T_w$).

Notter-Rouse [133] avaient suggéré une corrélation de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds et celui de Prandtl.

$$Nu = 5 + 0.015 Re^{0.856} Pr^{0.347} \quad (VI.15)$$

Les résultats de variation du nombre de Nusselt pour notre modèle numérique et celui calculé par les trois corrélation empirique ont été illustré dans la figure (VI.9), on a globalement trouvé des résultats compatibles, surtout avec la corrélation de Gnielinski dont l'erreur minimale était moins de 0.6% et l'erreur maximale n'avait pas dépassé 5%.

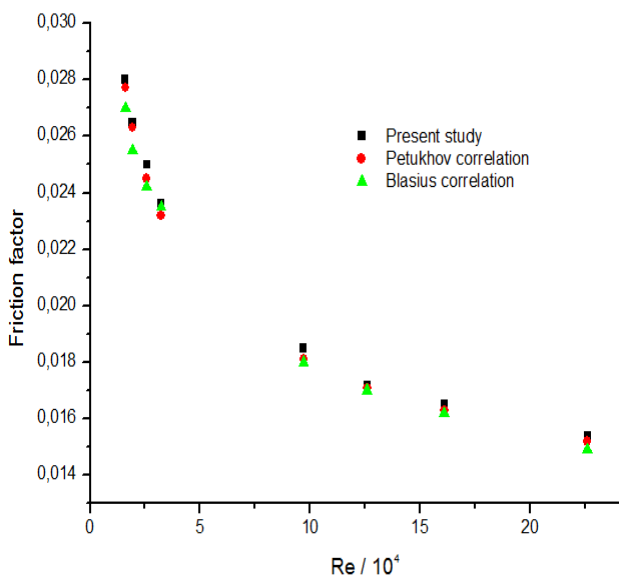


Fig. VI.8 : Validation des résultats de calcul de coefficient de perte de charges.

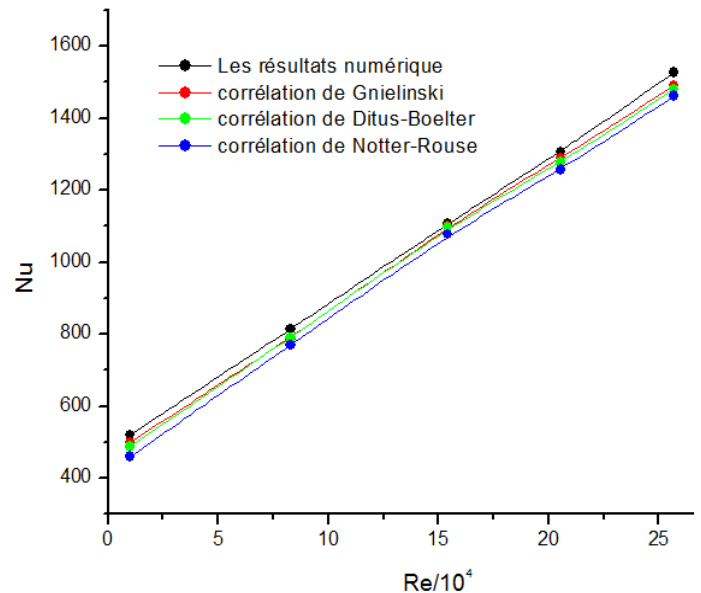


Fig. VI.9 : Validation des résultats de calcul du nombre de Nusselt

VI.6. Effet des formes d'absorbeurs modifiés avec ou sans inserts sur le transfert thermique :

VI.6.1. Les différentes configurations géométriques proposées :

Beaucoup de chercheurs se sont intéressés à des études expérimentales et numériques en vue de quantifier l'impact de la modification de la géométrie des parois sur l'intensification de l'échange de chaleur. De nombreuses techniques pour réduire la résistance thermique de la couche limite ont été essayés, comprenant divers types d'obstacles insérés qui prennent des formes de fil complexes ou des bandes torsadées plates placés à l'intérieur des tubes et différents formes de déformation du tube. La plupart ont l'inconvénient d'augmenter la résistance à l'écoulement du fluide (chute de pression), avec un accroissement qui augmente plus rapidement que la diminution de la résistance de la couche limite.

VI.6.1.1. Les inserts longitudinaux :

L'objectif de notre étude est d'améliorer le transfert thermique dans le tube absorbeur d'un capteur cylindro-parabolique en utilisant des formes géométriques simples et facilement réalisables en industrie.

La figure (VI.10) représente les différentes formes d'absorbeur considérées en insérant des obstacles le long du tube absorbeur.

- Le premier modèle (a) (dimpled tube) consiste à déformer le tube absorbeur avec une empreinte spot intermittente longitudinale (fossette).
- Le deuxième modèle (b) (tube with rectangular fins) est un tube simple muni de deux ailettes rectangulaires insérées là où le flux thermique est assez élevé.
- Le troisième modèle (c) (tube with triangular fins) est un modèle semblable au deuxième mais en faisant changer la forme des ailettes.
- Le quatrième modèle (d) (tube with central corrugated plate) comprenant une plaque ondulée insérée suivant l'axe du tube absorbeur.

Chaque modèle a été étudié et testé dans une gamme de Reynolds allant de 10^4 jusqu'à 10^5 , le fluide caloporteur utilisé est une huile synthétique « Dowtherm-A » qui est un mélange eutectique de 73% de l'oxyde de diphényle ($C_2H_{10}O$) et 27% de diphényle (C_2H_{10}). Les propriétés thermo-physiques de Dowtherm-A en fonction de la température sont données dans le tableau (VI.4)

Table VI.4 : *Propriétés thermo-physiques de Dowtherm-A en fonction de température.* [134]

$$propriété = a + bT + cT^2 + dT^3 + eT^4 + fT^5$$

<i>propriétés</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>	<i>f</i>
<i>Densité</i>	1.493E+03	-3.332E+00	1.248E-02	-2.968E-05	3.444E-08	-1.622E-11
<i>chaleur spécifique</i>	-2.364E+03	3.946E+01	-1.703E-01	3.904E-04	-4.422E-07	1.979E-10
<i>Conductivité</i>	1.856E-01	-1.600E-04	5.913E-12			
<i>Viscosité</i>	5.135E+00	-8.395E-02	5.971E-04	-2.409E-06	6.029E-09	-9.579E-12

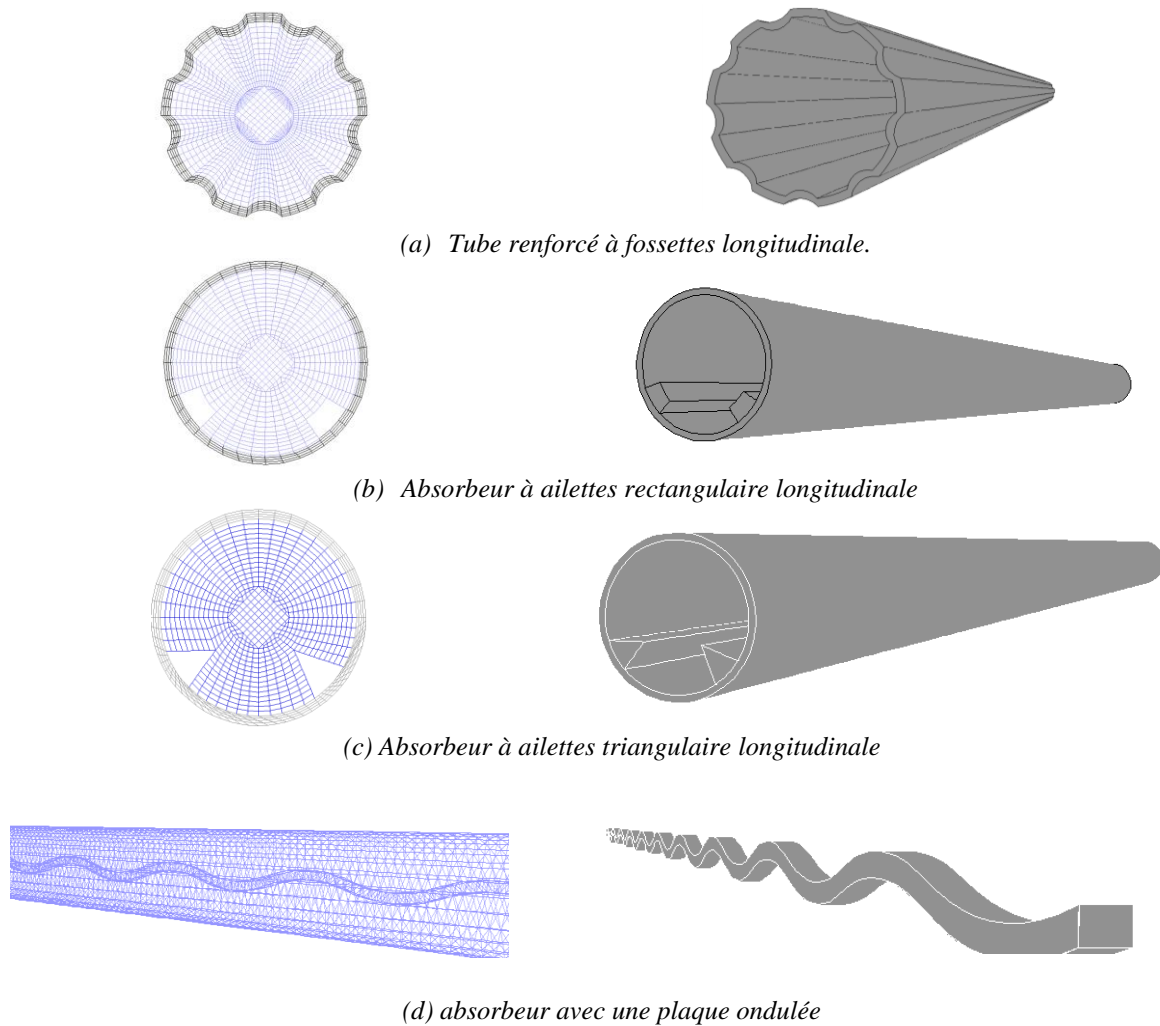


Fig. VI.10. Schématisation des tubes absorbeurs utilisés.

1) Effet des inserts sur le nombre de Nusselt et le coefficient de frottement :

La figure (VI.11) présente la variation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour les absorbeurs modifiés en comparaison avec le tube lisse. Nous pouvons noter d'une part que le nombre de Nusselt augmente avec l'accroissement du nombre de Reynolds pour le tube avec ou sans inserts, et d'autre part les tubes modifiés offrent un nombre de Nusselt plus élevée par rapport à un absorbeur simple, on pense que cette amélioration est due principalement à l'augmentation de la surface de contact pour les inserts fixés sur la paroi du tube absorbeur.

On constate aussi que la forme ainsi que la taille des inserts jouent un rôle non-négligeable dans l'évolution du transfert thermique, puisqu'on note que les ailettes triangulaires produisent des valeurs du nombre de Nusselt plus importantes que le cas des ailettes rectangulaires.

D'autre part aussi, les résultats numériques présentés dans cette étude prouvent que l'alternance de l'ondulation contribue à un échange thermique conséquent, où on peut

constater que le nombre de Nusselt augmente de 132% à 169% par rapport au tube lisse en insérant la plaque ondulée au centre du tube absorbeur.

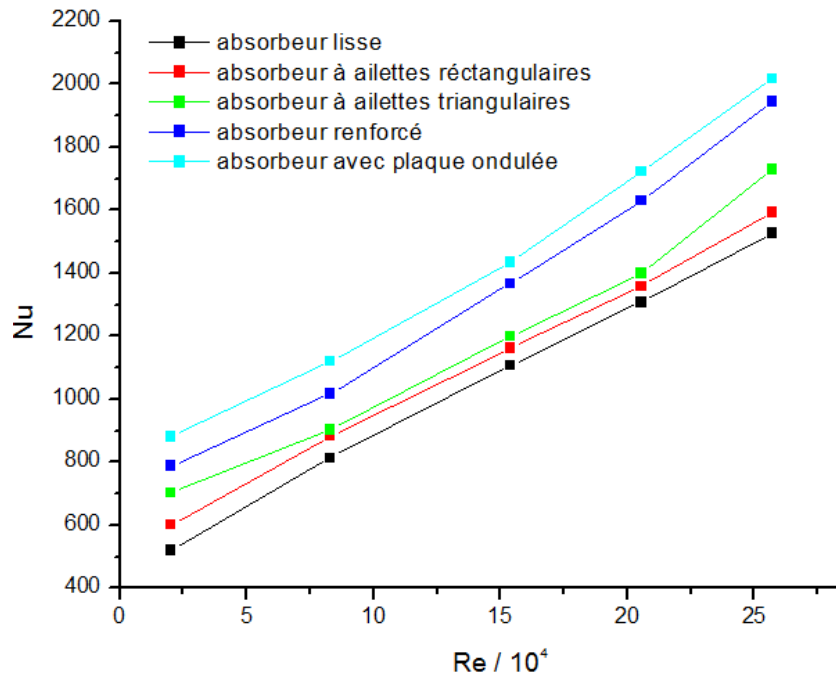


Fig.VI.11 : L'évolution du nombre de Nusselt en fonction de nombre de Reynolds pour les tubes sans ou avec inserts.

Les variations des coefficients de pertes de charge en fonction du nombre de Reynolds pour les différents cas géométriques étudiés sont représentées sur la figure VI.12. Comme prévu dans littérature, les résultats montrent une décroissance du coefficient de pertes de charge avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

L'augmentation du coefficient de DARCY en présence des inserts est due à la formation de tourbillons provoqués par les obstacles, principalement pour les inserts à arrête vif tel que l'ailette triangulaire et celle ondulée qui produisent les plus grandes valeurs de pertes de charge.

Pour évaluer le gain en termes énergétiques, nous utilisons un coefficient de performance thermique défini comme étant la fraction entre le rapport du nombre de Nusselt avec et sans inserts sur le rapport du coefficient de DARCY avec et sans inserts, donné par la relation suivante [135]:

$$PEC = \frac{\frac{Nu}{Nu_0}}{\left(\frac{f}{f_0}\right)^{1/3}} \quad (VI.18)$$

Où l'indice 0 se réfère au cas du tube sans inserts (lisse).

Ce coefficient nous permet de déduire le taux d'amélioration de chaque géométrie proposée, afin faire une comparaison entre les différents cas. Les résultats calculés du coefficient de performance sont présentés sur la figure (VI.13) qui sont globalement supérieur à 1 montrant que la modification de la géométrie de l'absorbeur produit une amélioration du transfert thermique avantageuse malgré l'inconvénient de la perte de charge qui en résulte.

A l'allure de ces résultats, on peut en déduire que l'évolution de la performance thermique non seulement elle couvre la pénalité de l'augmentation de la perte de charge des tubes modifiés mais produit un gain en termes d'amélioration du transfert thermique.

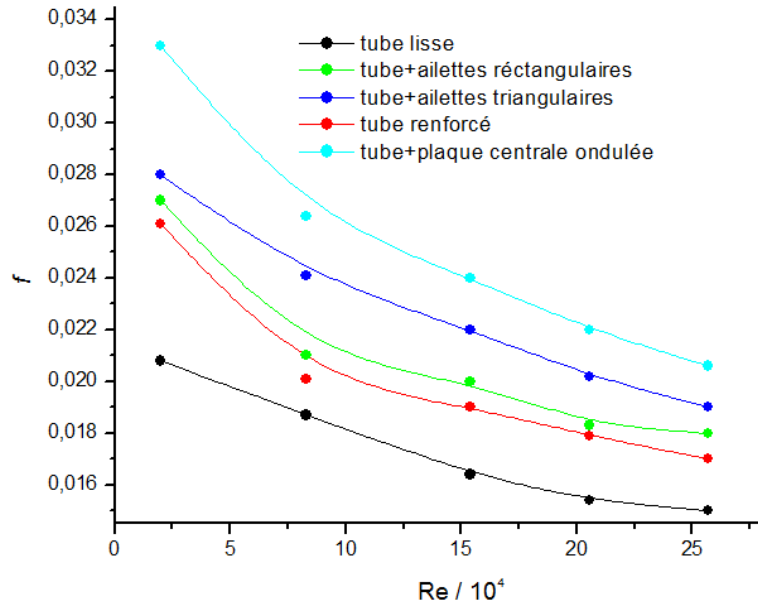


Fig.VI.12 : La variation de coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour les tubes sans ou avec inserts.

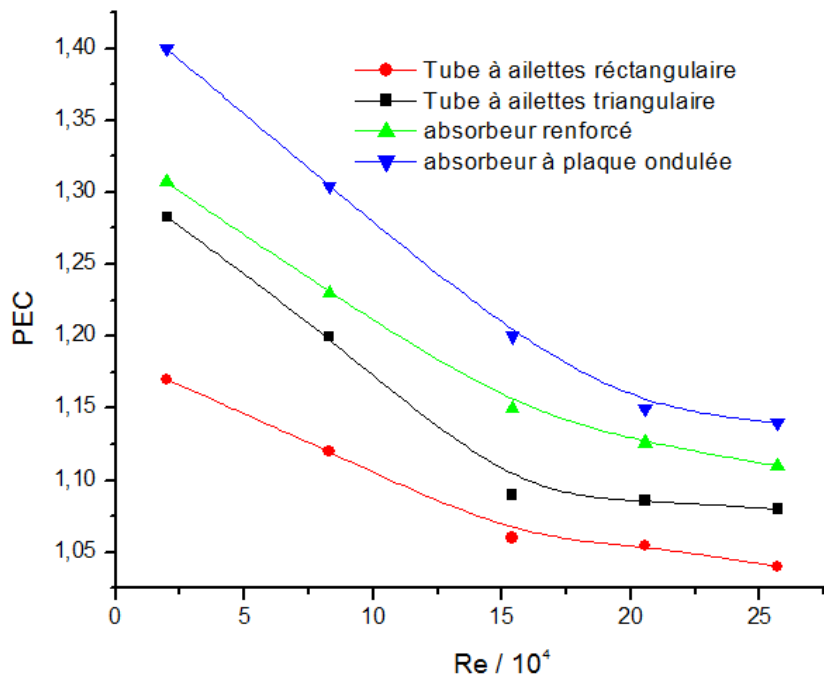


Fig. VI.13 : L'évaluation de la performance thermique des absorbeurs modifiés

2) La distribution de la température :

La figure VI.14 illustre une comparaison qualitative de la répartition de la température du fluide caloporteur dans la section médiane de l'absorbeur ($z = 1$), on observe une dissymétrie dans la distribution de la température puisque celle-ci est plus élevée dans la partie inférieure du tube, évidemment dû à un flux thermique imposé plus important sur cette partie, par contre pour le tube renforcé la température devient presque uniforme sur toute la surface.

La température du fluide augmente dans les zones très proches des inserts, mais diminue dans la région d'écoulement du fluide. Les inserts augmentent les surfaces d'échange thermique ce qui contribue à l'amélioration du transfert de chaleur.

De même, les variations des distributions de température du tube absorbeur qui jouent un rôle crucial dans la récupération de la chaleur ont été examinées. On peut clairement voir sur la Figure.VI.15 que l'absorbeur équipé d'inserts donne une réduction des variations de température de paroi du tube surtout dans le cas des ailettes qui en absorbant plus de flux thermique imposé permettent de transférer cette chaleur au fluide et réduire par conséquent le gradient de température sur la paroi. Ceci conduit à une augmentation du transfert de chaleur telle qu'a été constatée sur les graphes du nombre de Nusselt. Les plus grandes différences de température de paroi sont observées pour le tube lisse et l'absorbeur avec plaque ondulé provoquant des contraintes thermiques qu'il faut éviter.

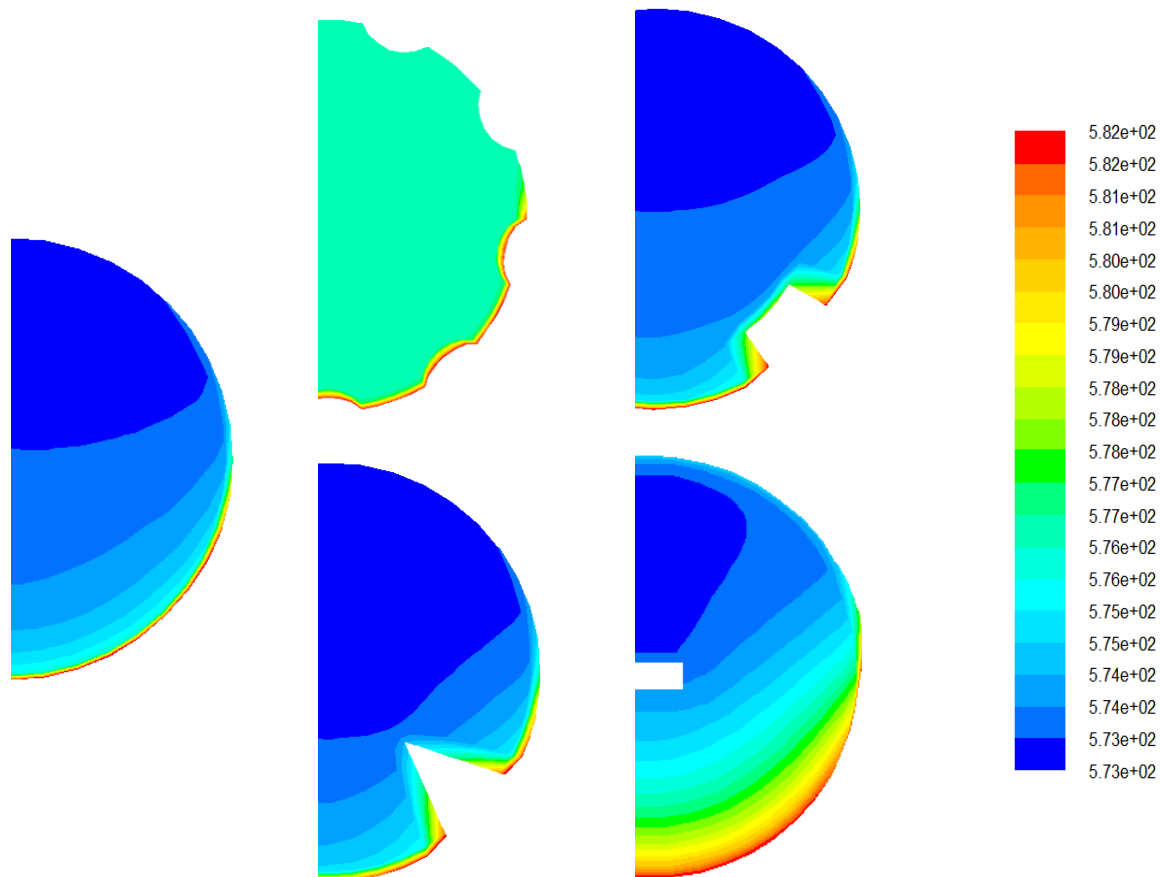


Fig. VI.14 : Distribution de la température du fluide caloporteur.

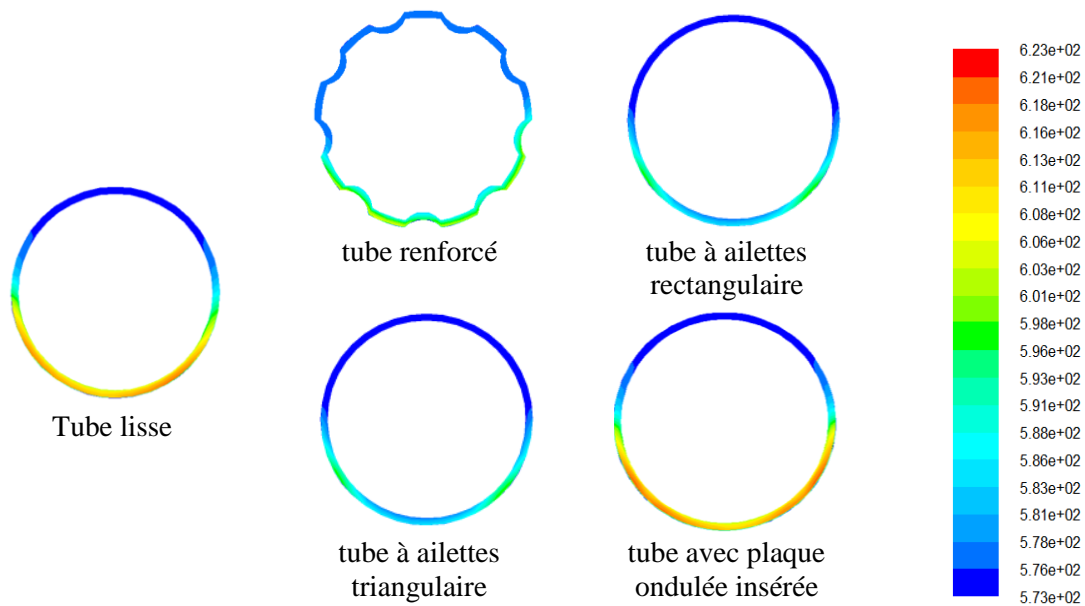


Fig. VI.15 : Distribution de température de la paroi de tube absorbeur.

3) Répartition de champs de vitesse :

Il est aussi intéressant d'étudier la distribution de la vitesse du fluide caloporteur, pour les tubes à inserts. Comme le transfert de chaleur par convection est très intimement lié au mouvement du fluide, il est nécessaire de connaître la structure de l'écoulement du fluide.

La figure. VI.16 présente la répartition de vitesse pour chaque absorbeur, il est noté que la vitesse d'un fluide dans un tube est maximale au centre et tend vers zéro à la paroi (c'est le cas du tube lisse), on remarque aussi que l'insertion des obstacles contribue à un changement dans la distribution de vitesse, où la zone de grande vitesse augmente représentant une plus grande partie de tube dans les cas des tubes modifiés et spécialement dans le tube renforcé où la vitesse augmente de manière importante, on pense que c'est le résultat de la présence d'un écoulement tourbillonnaire dans ces régions qui favorisent l'échange de chaleur. Cette augmentation des zones à vitesse plus grande dans le cas des tubes avec inserts favorisent l'échange thermique.

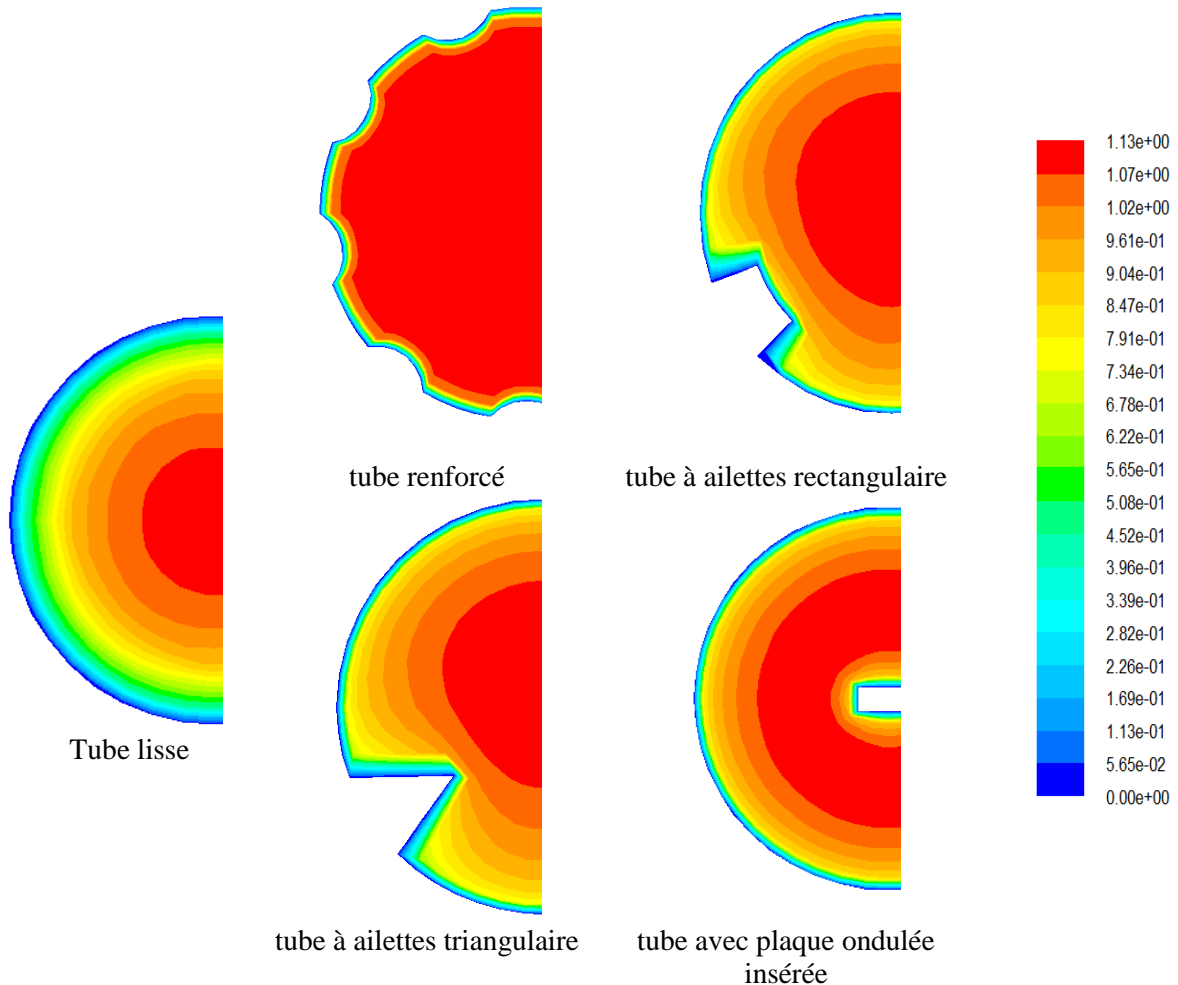


Fig. VI.16 : Le champ de vitesse du fluide caloporteur

4) Effet des dimensions des ailettes sur les caractéristiques thermiques :

Afin d'évaluer l'influence des dimensions des ailettes triangulaire et rectangulaire sur le transfert thermique ; on a augmenté leurs surface en augmentant la base de l'ailette (a) et en gardant la même dimension des hauteurs (b), les résultats montrent que le nombre de Nusselt ainsi que le coefficient de perte de charge continuent à augmenter en fonction de l'augmentation de facteur de forme a/b ce qui est le résultat de l'augmentation de la surface d'échange thermique.

La figure VI.17 illustre la variation de la performance thermique des cas étudiés. On peut clairement constater que les dimensions d'ailette ont un effet remarquable sur le transfert thermique.

En outre, la figure VI.18 montre que la température de fluide caloporteur a été augmentée également en comparaison avec les deux premières ailettes utilisées spécialement près des inserts.

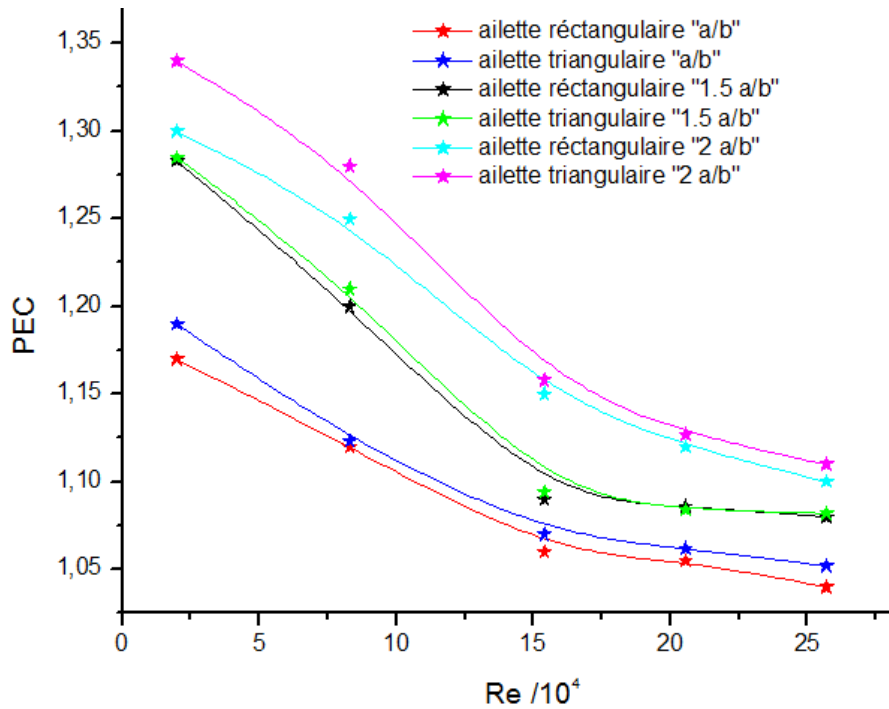


Fig. VI.17 : Performance Thermique des absorbeurs à ailettes.

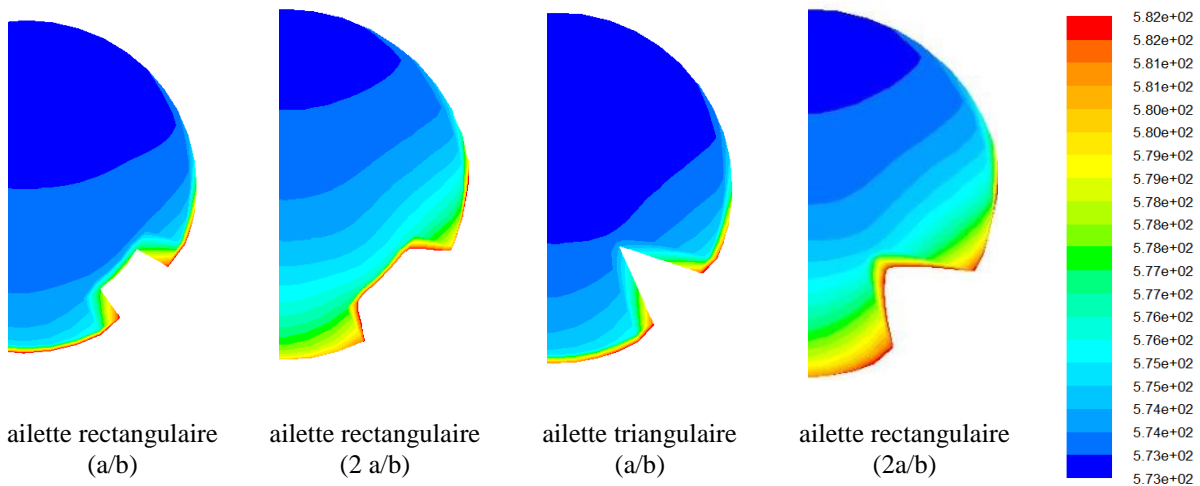


Fig. VI.18 : Distribution de la température du fluide caloporteur en fonction des dimensions des ailettes.

VI.6.1.2. Les inserts de type déflecteurs (baffles) :

Dans le cadre toujours de l'amélioration du transfert thermique, on a inséré cette fois des obstacles de types déflecteurs en gardant les mêmes conditions et dimensions que les cas précédents. L'application d'un déflecteur est une autre méthode courante pour augmenter le taux de transfert de chaleur et plusieurs études expérimentales sur la performance de transfert de chaleur des déflecteurs ont été rapportées, en utilisant des déflecteurs rectangulaires, triangulaires, poreux circulaires et non poreux avec des orientations différentes. Dans notre cas on a voulu étudiée l'effet combiné des déflecteurs placés sur une paroi à flux thermique

imposée non uniforme concentré sur une bande focale. Trois types de déflecteurs tel que schématisés sur les figures (VI.19, VI.20, VI.21) ont été investigués.

Le premier déflecteur est sous forme d'un disque creux au milieu. Le deuxième modèle est un demi-disque inséré verticalement, par contre le troisième modèle est inséré horizontalement.

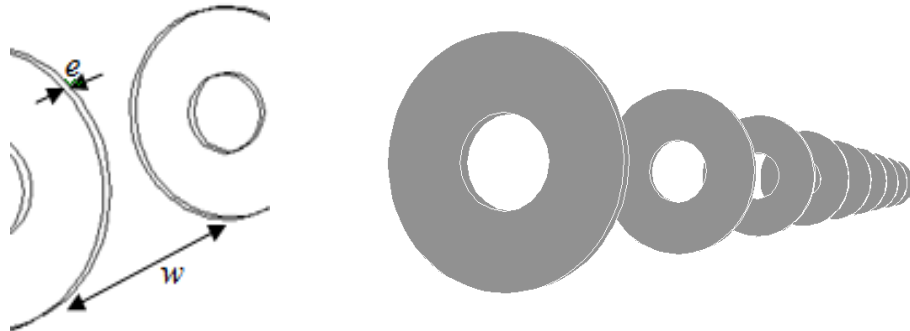


Fig. VI.19 : Schématisation des déflecteurs de type disques creux



Fig. VI.20 : Schématisation des déflecteurs verticaux

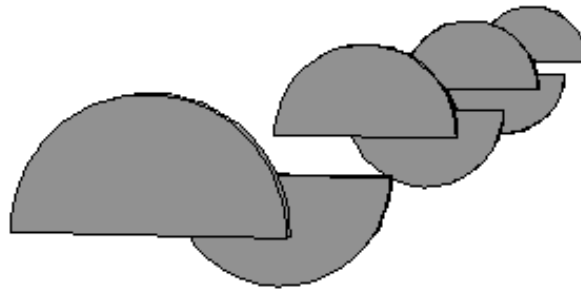


Fig. VI.21 : Schématisation des déflecteurs horizontaux

1. L'influence des déflecteurs sur les caractéristiques thermiques :

Les résultats de l'influence des déflecteurs sont présentés sous forme de variation de Nu, de f , et du critère de performance thermique PEC en fonction du nombre de Reynolds sur les figures (VI.22, VI.23, VI.24) respectivement.

Sur la figure VI.22, on remarque une augmentation importante du nombre de Nusselt dans le cas des absorbeurs avec baffles comparativement au cas du tube simple, on pense que cet accroissement est dû à l'augmentation de la surface de contact. On constate aussi que la forme

et l'emplacement du déflecteur ont un effet observable sur l'amélioration du transfert de thermique, où on remarque que les déflecteurs horizontaux donnent un nombre de Nusselt plus élevé par rapport aux déflecteurs verticaux dû au contact des baffles horizontaux avec la zone de paroi à forte flux thermique imposé.

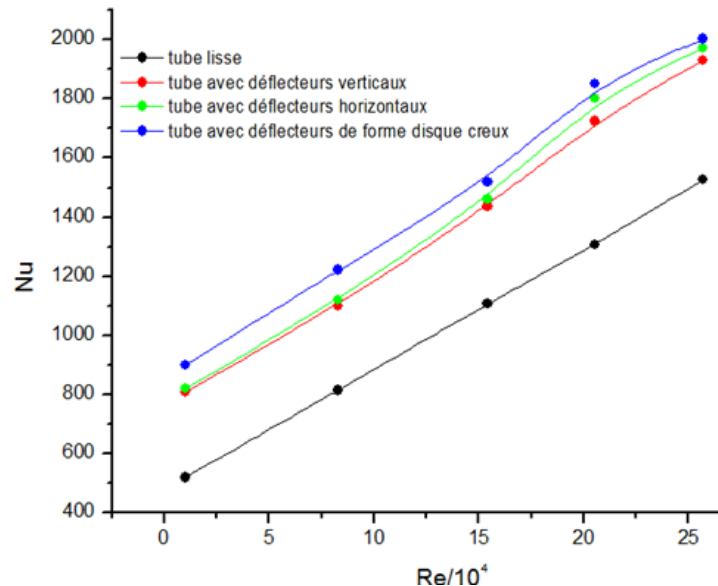


Fig. VI.22 : L'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds.

Sur la figure VI.23 on présente la variation du coefficient de pertes de charge f en fonction de Reynolds. Le coefficient f diminue avec l'augmentation de Reynolds en régime d'écoulement turbulent comme indiqué par l'abbaque de MOODY. Pour un nombre de Reynolds donné les résultats montrent une forte augmentation du coefficient de DARCY pour les tubes à déflecteurs où les valeurs de f ont atteint le double de celle d'un tube lisse, étant donnée l'importante obstruction et changement brutale des sections causées par les baffles.

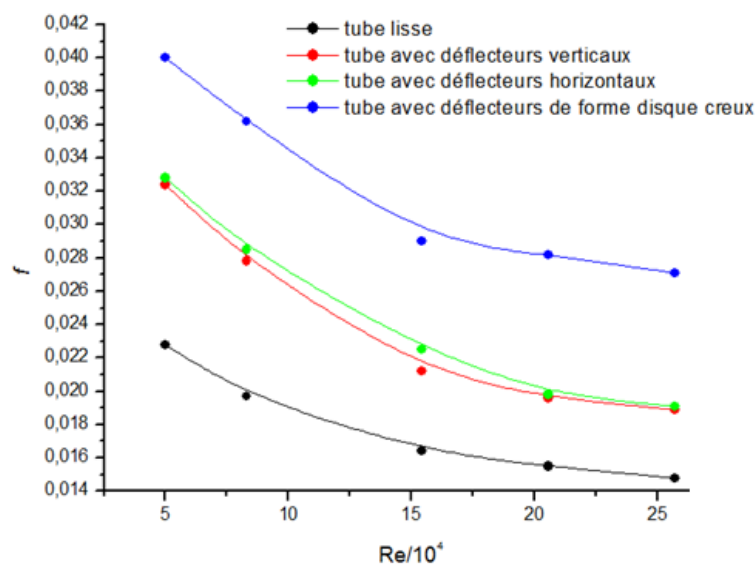


Fig. VI.23 : L'évolution de coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour le tube sans et avec déflecteurs.

La variation du coefficient de performance thermique en fonction de Reynolds pour les trois cas considérés est illustrée sur la figure VI.24. On peut noter une augmentation significative de la performance thermique des absorbeurs équipés par des déflecteurs surtout pour les faibles valeurs du nombre de Reynolds considérés. Ce qui couvre les effets indésirables de l'augmentation des pertes de charge par rapport au tube sans déflecteurs.

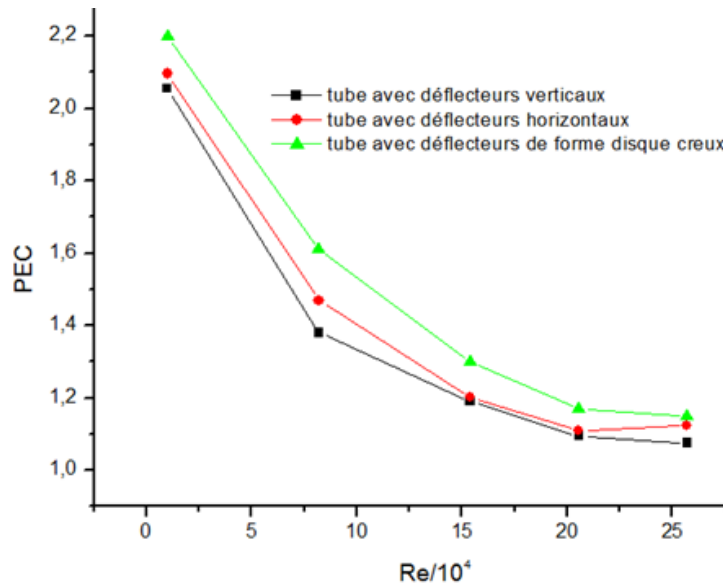


Fig. VI.24 : L'influence des déflecteurs sur la performance thermique.

2. Distribution de température :

La distribution de température est un paramètre important dans le transfert thermique, pour évaluer l'influence des déflecteurs sur ce paramètre on présente la répartition de température de fluide caloporteur, de tube absorbeur et des déflecteurs.

Sur la figure VI.25 est illustré la distribution de température du fluide caloporteur dans une section donnée du tube ($Z = 1\text{m}$) pour les cas avec et sans déflecteurs. La figure VI.25 montre des répartitions de température différentes entre les deux cas. Des différences de température et d'étendues de zones de température plus importantes dans le cas du tube avec déflecteurs, mais c'est les valeurs moyennes sur une section qui peuvent nous donner une indication sur le cas le plus intéressant des deux. De même la figure VI.26 illustre que la température de la paroi de l'absorbeur diminue en insérant les déflecteurs

Les distributions de température des déflecteurs pour les trois types considérés sont présentées sur la figure VI.27. La figure montre que l'étendue de la zone de températures élevées est plus importante dans le cas des déflecteurs horizontaux disposés du côté bas du tube où le flux thermique est concentré. Mais en considérant le tube complet vu l'alternance des dispositions déflecteurs côté haut et côté bas pour le type horizontal il donne des résultats d'amélioration thermique un peu moins performante que le cas du déflecteur creux.

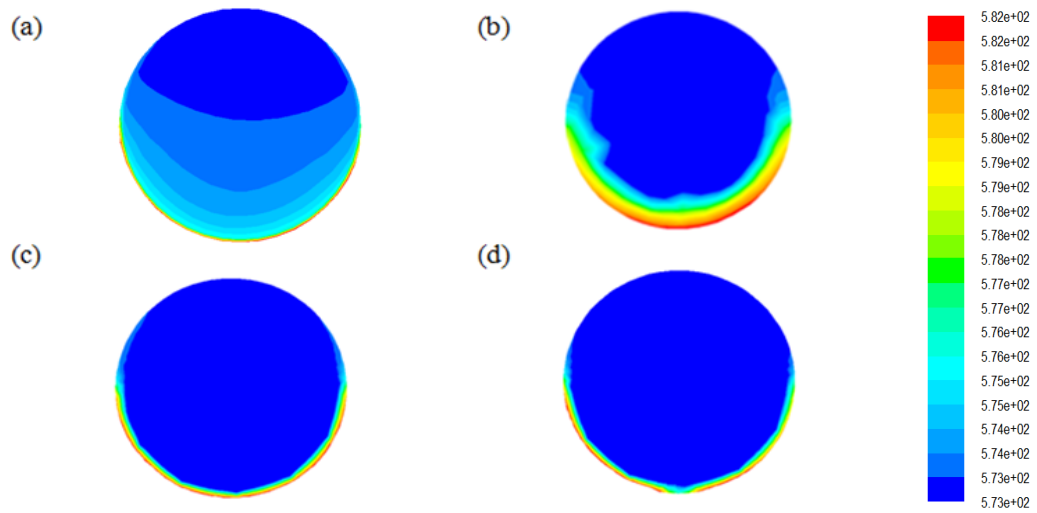


Fig. VI.25 : La distribution de température de fluide caloporteur pour un tube lisse (a), un tube avec déflecteurs de type disque creux (b), déflecteurs horizontaux (c), déflecteurs verticaux (d).

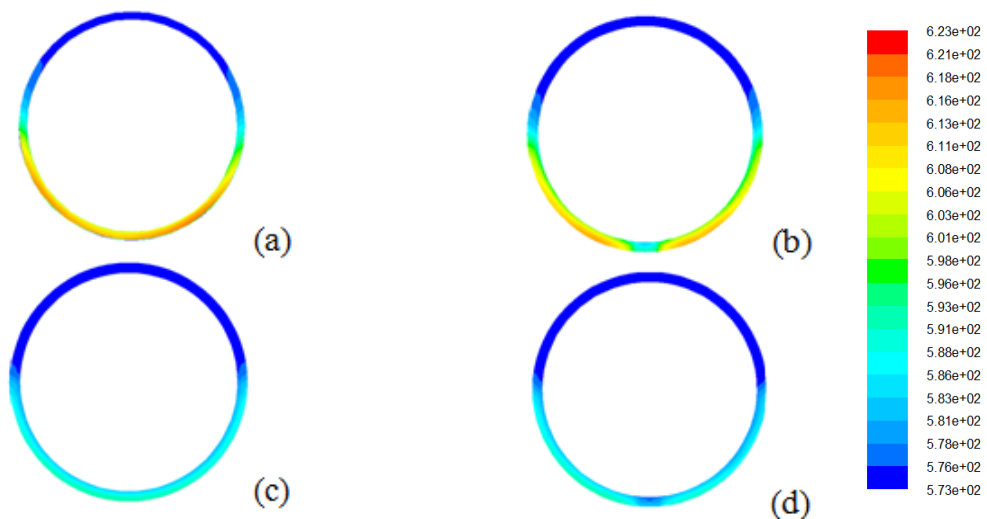


Fig. VI.26 : La distribution de température de l'absorbeur pour un tube lisse (a), un tube avec déflecteurs de type disque creux (b), déflecteurs horizontaux (c), déflecteurs verticaux (d).

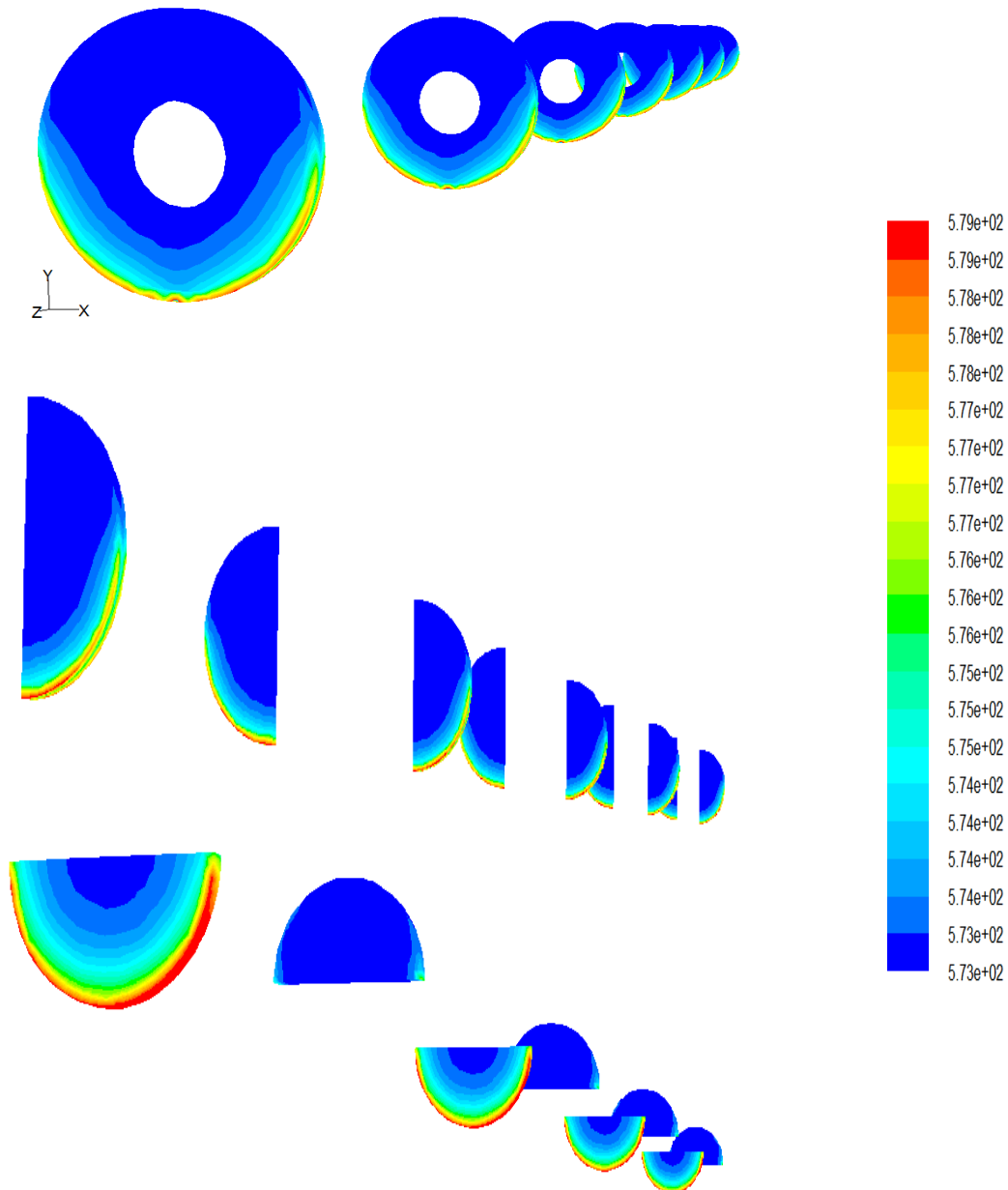


Fig. VI.27: La répartition de température sur les déflecteurs.

3. L'influence des dimensions des déflecteurs sur le nombre de Nusselt :

Afin d'examiner l'effet de la géométrie des déflecteurs sur les performances thermiques, on a varié l'épaisseur du déflecteur, ainsi que la distance entre deux inserts consécutives, les études ont été menées dans le cas d'un déflecteur de type disque creux. Les résultats du nombre de Nusselt sont présentés sur les figures (VI.28, VI.29). Les résultats de la figure (VI.28) montrent que l'épaisseur de déflecteurs et le nombre de Nusselt sont proportionnelles où on remarque que Nu augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de déflecteurs, l'augmentation de nombre de Nusselt visible sur le graphe, c'est pourquoi on a présenté les taux d'amélioration sur le tableau VI.5.

Table VI.5 : Taux d'augmentation du nombre de Nusselt en fonction de l'épaisseur des déflecteurs

Re x 10 ³	Taux d'augmentation de Nu	
	e = 3 mm	e = 6 mm
3.2	9.0 %	13.5 %
16.1	11.6 %	16.7 %
32.3	12.3 %	18.1 %

La figure (VI.29) montre que le nombre de Nusselt augmente en diminuant la distance entre les déflecteurs. Cet accroissement est causé par l'augmentation du nombre de déflecteurs ce qui implique une augmentation de la surface de contact favorisant ainsi le transfert thermique.

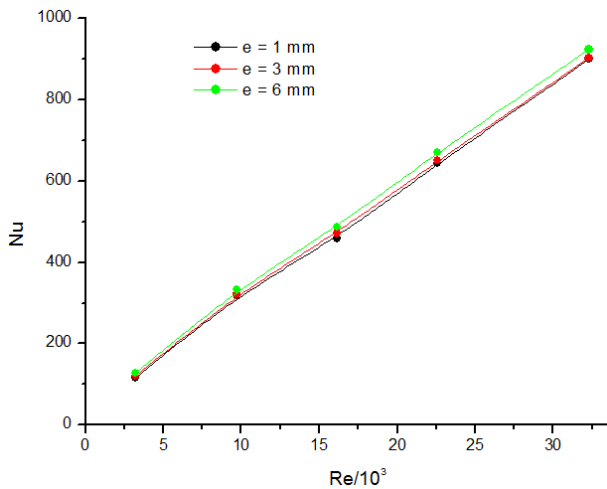


Fig. VI.28 : L'influence de l'épaisseur des déflecteurs sur le nombre de Nusselt

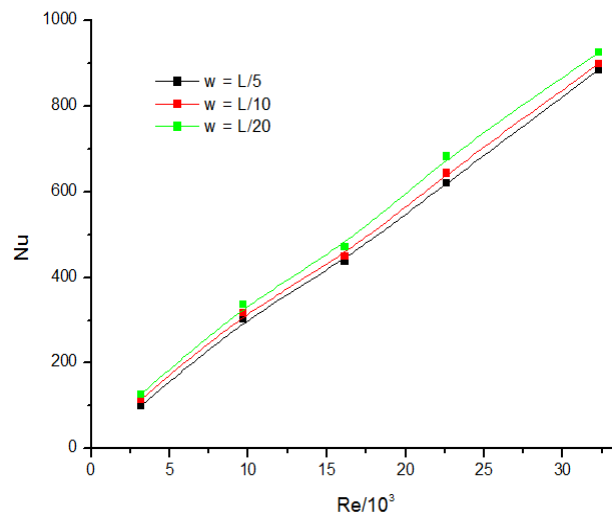


Fig. VI.29 : L'influence de la distance entre deux déflecteurs consécutifs sur le transfert convectif

VI.7. Amélioration du transfert thermique par les nanofluides :

Les idées d'amélioration du transfert thermique n'ont pas touché uniquement la géométrie des milieux étudiés mais aussi la nature physico-chimique des fluides caloporteurs utilisés.

Les recherches récentes en nanotechnologie ont permis de développer une nouvelle classe des fluides appelés 'Nanofluide', en ce qui concerne leurs applications dans le domaine du transfert de chaleur, des études menées depuis une dizaine d'années ont montré que l'ajout des nanoparticules dans un fluide de base pouvait augmenter le transfert de chaleur par rapport au cas du fluide pur en modifiant de manière significative la conductivité thermique du fluide porteur. Godson et al. [136], Weng et al. [137], Wang and Mujumdar [138], Duangthongsuk and Wongwises [139], Mohamed et al. [140], Kakaç et al. [141], Saidur et al. [142] avaient proposé des recherches bibliographique sur l'utilisation des nanofluides dans les applications du transfert thermique, en concluant qu'ils donnent un coefficient de transfert thermique imbattable par les autres caloporteurs.

1. Simulation basée sur les modèles à une phase et à deux phases : Comparaison des résultats numériques avec les travaux expérimentaux :

Généralement, il y a deux types de modélisation de l'écoulement des nanofluides :

- Ecoulement à *une seule phase* dans lequel le fluide de base et les nanoparticules suspendues sont considérés homogènes, en prenant en considération les propriétés thermiques des deux et en utilisant les corrélations disponibles en littérature on obtiendra un nouveau fluide avec des nouvelles caractéristiques thermique.
- Ecoulement à *deux-phases* dans lequel le fluide de base et les nanoparticules suspendues sont séparés, pour se faire on utilise l'un des modèles disponibles sur FLUENT : volume of fluid (VOF), mixture, Eulerian.

Cette partie de la thèse traite la comparaison entre l'approche à une seule phase et celle à deux phases en utilisant les deux modèles VOF et mixture pour une fraction volumique des nanoparticules 0.01.

Les propriétés thermo-physiques des nanofluides pour le cas homogène (une phase) sont calculées en utilisant les corrélations suivantes [27, 28, 49, 46]:

- La masse volumique : $\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_p + \phi\rho_f$
- La capacité thermique : $C_{p_{nf}} = (1 - \phi)C_{p_p} + \phi C_{p_f}$
- La viscosité dynamique: $\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1 - \phi)^{5/2}}$
- La conductivité thermique : $\lambda_{nf} = \lambda_f \left[1 + 4.4 Re_p^{0.4} Pr_f^{0.66} \left(\frac{T}{T_{fr}} \right)^{10} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_f} \right)^{0.03} \phi^{0.66} \right]$

Où : $Re_p = \frac{2\rho_f kT}{\pi \mu_f^2 d_p}$ est le nombre de Reynolds des nanoparticules ;

T_{fr} le point de congélation de fluide de base (285.15K pour le Dowtherm-A) ;

Et K la constante de Boltzmann.

Afin d'évaluer quel est le modèle le plus proche à l'expérimental, on a comparé les résultats obtenus numériquement du modèle homogène et du modèle mixture diphasique (VOF et Mixture) avec les corrélations suggérés par Xuan et Li (2003) [63], Velgapudi et al. (2008)[67], Duangthongsuk et Wongwises (2010) [68], (voir Chapitre II) ces corrélations ont été obtenues grâce à des travaux expérimentaux sur l'écoulement des nanofluides.

A l'allure de la figure (VI.30), le modèle mixture donne des valeurs plus proches aux résultats expérimentaux, spécialement avec le nombre de Nusselt calculé par la corrélation de Xuan et Li où la déviation maximale n'avait pas dépassé 6% ; donc à partir de ces résultats, on peut

conclure que le modèle à deux phases est le plus convenable pour les écoulements des nanofluides.

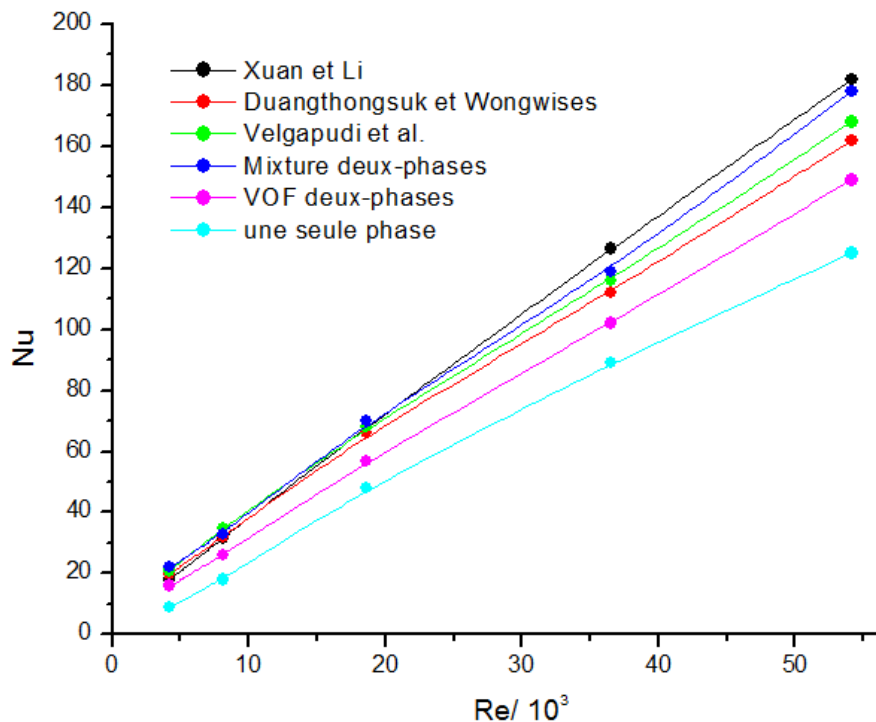


Fig. VI.30: Validation des résultats numériques pour les écoulements des nanofluides

2. L'influence du type de nanoparticules sur le transfert thermique :

Plusieurs types de nanoparticules existent en littérature (voir Chapitre II), dans cette partie on compare l'effet de quatre types de nanoparticules de matériau différents suspendues dans le même fluide de base « Dowtherm-A » à un nombre de Reynolds d'ordre 257056 et une fraction volumique de 1%.

- Un oxyde céramique : Al_2O_3 « alumine »
- Un métal : Cu « le cuivre »
- Un carbure métallique : SiC « le carbure de silicium »
- Non-métallique : C_{60} « fullerène ».

Les propriétés thermo-physiques des nanoparticules sont données dans le tableau VI.6.

Table VI.6 : Propriétés thermo-physiques des nanoparticules

	masse volumique (Kg/m^3)	la capacité thermique ($\text{J}/\text{kg K}$)	la conductivité thermique ($\text{W}/\text{m K}$)
Al_2O_3	3970	765	36
Cu	8954	383	400
C	3500	509	2300
SiC	3160	675	490

Les résultats de simulation sont présentés sous forme de variation du nombre de Nusselt local tel qu'illustré sur la figure (VI.31), on remarque que pour toutes les suspensions Nu_x diminue le long de tube et d'autre part tous les nanofluides utilisés offrent un transfert thermique plus intéressant que le cas du fluide de base Dowtherm-A. Ce qui démontre que quelque soit le type de nanofluide utilisé comme fluide caloporteur, il contribue à une amélioration du transfert de chaleur.

On doit également noter que l'évolution du nombre de Nusselt pour les nanofluides est liée au type de nanoparticules en suspension, où on a remarqué que les nanoparticules de type métallique permettent d'avoir un nombre de Nusselt le plus élevé en comparaison avec les autres nanoparticules, ce résultat intéressant est dû aux caractéristiques thermophysiques importantes des métaux.

Pour estimer l'effet global de l'utilisation des nanofluides comme fluide caloporteur dans le tube absorbeur on a introduit le coefficient de la performance thermique proposé par Bergles et al. [143] qui est donné par.

$$\eta = \frac{h}{h_0} \quad (\text{VI.18})$$

Les résultats de ce calcul sont présentés sur la figure (VI.32). Ils montrent que les nanoparticules de cuivre donnent la meilleure performance thermique.

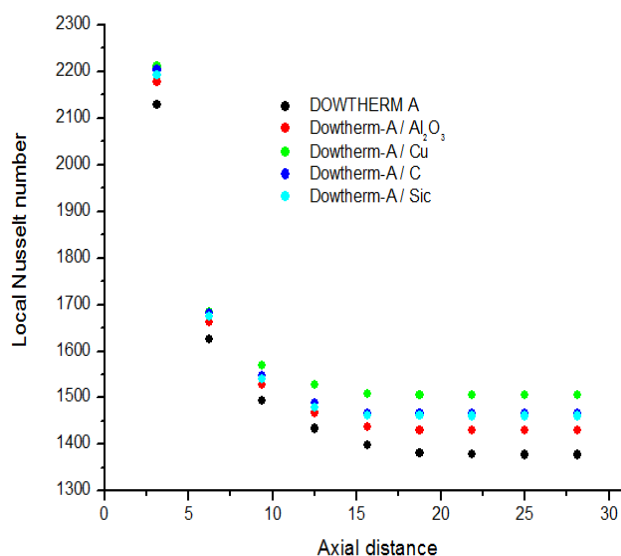


Fig. VI.31 : Variation du nombre de Nusselt local pour les différents nanofluides

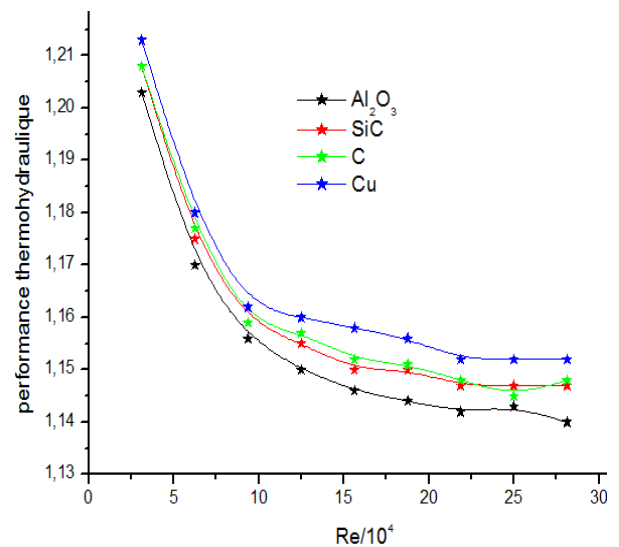


Fig. VI.32 : Variation de la performance thermique pour les quatre nanofluides à différents Re

3. L'impact du diamètre des nanoparticules sur l'évolution du nombre de Nusselt :

Dans cette partie, le modèle à deux phases « mixture » a été utilisé pour étudier l'effet de la taille des nanoparticules sur les caractéristiques d'écoulement. Pour un nombre de Reynolds donné et une fraction volumique de nanoparticules ($\phi = 0,01$), quatre valeurs de diamètre des

nanoparticules Al_2O_3 (13, 30, 70 et 100 nm) ont été testées, l'évolution du nombre de Nusselt local le long de tube est montrée dans la Fig.VI.33.

On peut voir que la diminution du diamètre des particules provoque l'augmentation du nombre de Nusselt, ceci est dû à l'agrégation de nanoparticules et à un mouvement brownien plus fort pour des petits diamètres des nanoparticules, ce qui conduit à une conductivité thermique des nanofluides plus élevée. Plus les nanoparticules seront grosses, plus ce mouvement brownien sera faible, car elles seront plus difficiles à bouger du fait d'une inertie plus importante et elles auront une vitesse de déplacement plus faible

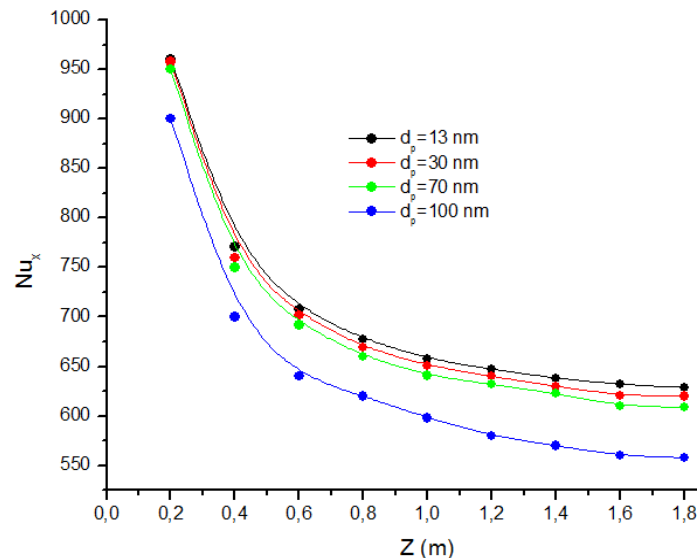


Fig. VI.33 : L'effet de diamètre des nanoparticules sur l'évolution du nombre de Nusselt.

4. Nanofluides hybrides :

Dans cette partie, l'introduction du nouveau concept nanofluide hybride ou nanofluide combiné a été étudiée. Ceci se réfère à la composition pour des concentrations variées de deux types variés de nanoparticules dispersées dans le fluide de base. Lorsque les particules sont choisies correctement, elles peuvent améliorer les caractéristiques positives les unes des autres tels que la conductivité thermique et la capacité calorifique. D'un point de vue expérimental en prenant par exemple l'alumine un matériau d'oxyde céramique qui a des propriétés bénéfiques telles que sa grande stabilité et une inertie chimique, tout en présentant une conductivité thermique inférieure par rapport aux autres particules. Cependant, les nanoparticules métalliques englobent une grande conductivité thermique mais leur principal inconvénient est leur stabilité et leur réactivité.

La figure VI.34 présente les résultats du coefficient de transfert de chaleur convectif local du nanofluide hybride alumine-cuivre et les autres aussi pour différentes fractions de volume de nanoparticules. Selon ces résultats, on constate que l'ajout de nanoparticules métalliques (Cu) dans un nanofluide composé d'un fluide de base (Dowtherm-A) et des nanoparticules d'alumine (Al_2O_3) peut améliorer les propriétés thermo-physiques de ce mélange et par conséquent l'augmentation du transfert de chaleur; on peut conclure que le coefficient de

transfert de chaleur convectif local plus élevé provient de l'ajout d'une fraction volumique croissante des nanoparticules de cuivre.

Pour améliorer encore le transfert de chaleur, le carbure de silicium (SiC) a été ajoutée au mélange précédent et de bons résultats ont été obtenus, ce qui signifie que la combinaison de deux ou trois nanoparticules différentes offrent une meilleure amélioration de transfert de chaleur par rapport à nanofluide contenant un seul type de nanoparticules.

Cette amélioration a été aussi accompagnée par une augmentation de facteur de frottement comme pénalité tel qu'il est illustré dans la figure VI.35.

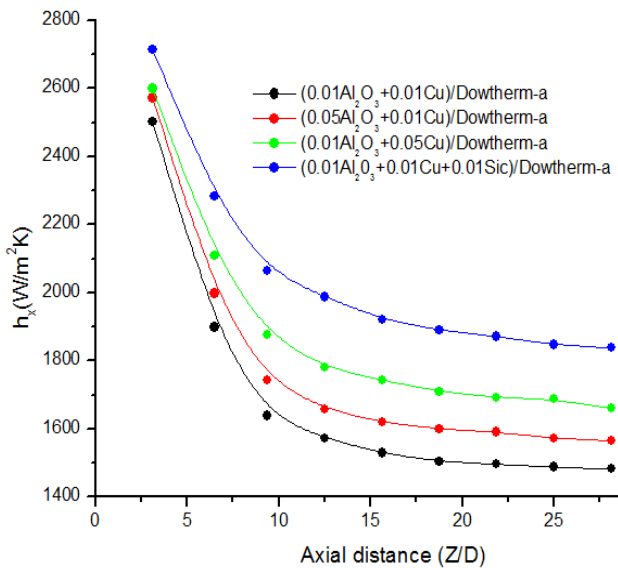


Fig. VI.34 : L'effet de nanofluide hybride sur le coefficient de transfert thermique convectif

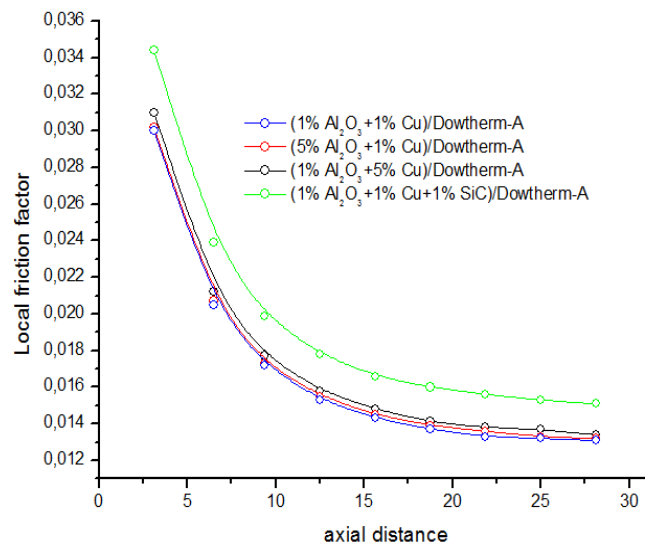


Fig. VI.35 : L'effet de nanofluide hybride sur le coefficient de frottement

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail on a mené une étude sur l'intensification du transfert de chaleur dans les capteurs solaires cylindro-paraboliques par deux différentes méthodes, l'une touche la géométrie de l'absorbeur en insérant des obstacles, et l'autre est au niveau de la nature de fluide caloporteur, en utilisant les nanofluides. Le travail a été réalisé sous un régime turbulent en utilisant un flux thermique non-uniforme distribué sur la paroi externe de l'absorbeur. Au niveau de cette expérimentation numérique, la géométrie du modèle utilisé a été dessinée et maillée dans le préprocesseur GAMBIT et la simulation numérique était performé en utilisant le code de calcul FLUENT (CFD).

Cette investigation numérique portera aussi sur deux modélisations physiques de l'écoulement des nanofluides à travers le tube linéique du capteur : Le Modèle physique à une seule phase et le modèle physique à deux phases.

Les résultats de cette simulation sont présentés sous la forme de l'évaluation du nombre de Nusselt, et de facteur de frottement.

A la lumière des résultats obtenus dans cette étude on a tiré les conclusions suivantes :

- La modification de la géométrie de l'absorbeur a un effet positif sur l'amélioration du transfert thermique malgré l'augmentation de coefficient de frottement comme pénalité.
- Le type, la taille et la forme des inserts utilisés ont un effet non-négligeable sur l'amélioration des performances thermique.
- L'inclusion des obstacles à l'intérieur de tube absorbeur provoque un changement de la distribution de température de fluide caloporteur et de la paroi de l'absorbeur.
- Les inserts contribuent à une augmentation de la vitesse de l'écoulement de fluide caloporteur.
- La suspension des nanoparticules dans un fluide permet d'intensifier le transfert de chaleur.
- L'augmentation de transfert thermique est fonction de type et de la taille des nanoparticules utilisées.
- Le modèle à une seule phase est loin d'être satisfaisant en comparaison avec les modèles à deux phases.
- Le nombre de Nusselt diminue avec l'augmentation de diamètre des nanoparticules.
- Le transfert de chaleur s'améliore par l'utilisation des nanofluides hybride mais cette amélioration est accompagnée par une augmentation de la contrainte de cisaillement.

Références

- [1] Bilel Bouassida, Simulation d'une centrale solaire à concentrateur cylindro-parabolique sous TRNSYS. Thèse de doctorat (2013).
- [2] A.M. PATNODE, Simulation and Performance Evaluation of Parabolic Trough Solar Power Plants, Master of Science thesis, university of Wisconsin (2006) USA.
- [3] S. Liu, M. Sakr, A comprehensive review on passive heat transfer enhancements in pipe exchangers. *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 19(2013)64–81.
- [4] R. Kumar, G. V. Satyanarayana Numerical Study of Porous Finned Receiver for Solar Parabolic Trough Concentrator. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*. Vol. 2, No. 2, pp. 172–184 (2008).
- [5] K. Ravi Kumar, K.S. Reddy. Thermal analysis of solar parabolic trough with porous disc receiver. *Applied Energy* 86 (2009) 1804–1812.
- [6] Z.D. Cheng, Y.L. He, F.Q. Cui. Numerical study of heat transfer enhancement by unilateral longitudinal vortex generators inside parabolic trough solar receivers. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55 (2012) 5631–5641.
- [7] Aggrey Mwesigye, Tunde Bello-Ochende, Josua P. Meyer. Heat transfer and thermodynamic performance of a parabolic trough receiver with centrally placed perforated plate inserts. *Applied Energy* (2013).
- [8] Sh. Ghadirijafarbeigloo, A. H. Zamzamian, M. Yaghoubi, 3-D numerical simulation of heat transfer and turbulent flow in a receiver tube of solar parabolic trough concentrator with louvered twisted-tape inserts. *Energy Procedia* 49 (2014) 373 – 380.
- [9] Xingwang Song, Guobo Dong, Fangyuan Gao, Xungang Diao, Liqing Zheng, Fuyun Zhou. A numerical study of parabolic trough receiver with non-uniform heat flux and helical screw-tape inserts. *Energy* (2014) 1e12.
- [10] K. Syed Jafar, B. Sivaraman. Thermal Performance of Solar Parabolic Trough Collector Using Nanofluids and the Absorber with Nail Twisted Tapes Inserts. *International Energy Journal* 14 (2014) 189-198.
- [11] Ketan Diwan, M.S. Soni. Heat Transfer Enhancement in Absorber Tube of Parabolic Trough Concentrators Using Wire-Coils Inserts. *Universal Journal of Mechanical Engineering* 3(3):107-112, 2015.
- [12] Choi S. In: Siginer DA, Wang HP, editors. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles in development and applications of non-Newtonian flows. New York: ASME; 1995. P.99-105.
- [13] S.P. Jang, S.U.S. Choi, Cooling performance of a microchannel heat sink with nanofluids, *Applied Thermal Engineering*, 26 (2006) 2457–2463.
- [14] J.C. Nelson, D. Banerjee, R. Ponnappan, Flow loop experiments using polyalphaolefin nanofluids, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 23 (2009) 752-761.

- [15] D.P. Kulkarni, D.K. Das, R.S. Vajjha, Application of nanofluids in heating buildings and reducing pollution, *Applied Energy* 86 (2009) 2566–2573.
- [16] J. Buongiorno, L.W. Hu, S.J. Kim, R. Hannick, B. Truong, E. Forrest, Nanofluids for enhanced economics and safety of nuclear reactors: An evaluation of the potential features, issues, and research gaps, *Nuclear Technology* 162 (2008) 80-91.
- [17] M.F. Demirbas, Thermal energy storage and phase change materials: an overview, *Energy Sources, Part B: Economics, Planning, and Policy* 1(2006) 85-95.
- [18] T.P. Otanicar, P.E. Phelan, R.S. Prasher, G. Rosengarten, R.A. Taylor, Nanofluid-based direct absorption solar collector, *Journal of Renewable and Sustainable Energy* (2010).
- [19] J. Zhou, Z. Wu, Z. Zhang, W. Liu, Q. Xue, Tribological behavior and lubricating mechanism of Cu nanoparticles in oil, *Tribology Letters* 8(2000) 213–218.
- [20] L. Vekas, D. Bica, M.V. Avdeev, Magnetic nanoparticles and concentrated magnetic nanofluids: Synthesis, properties and some applications, *China Particuology* 5(2007).
- [21] L. Zhang, Y. Jiang, Y. Ding, M. Povey, D. York, Investigation into the antibacterial behaviour of suspensions of ZnO nanoparticles (ZnO nanofluids), *Journal of Nanoparticle Research*, 9 (2007) 479–489.
- [22] X. Fan, H. Chen, Y. Ding, P.K. Plucinski, A.A. Lapkin, Potential of ‘nanofluids’ to further intensify microreactors, *Green Chemistry* 10 (2008) 670–677.
- [23] H. Sakuma, K. Ishii. Gas flow sputtering: Versatile process for the growth of nanopillars, nanoparticles, and epitaxial thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 321. (2009) 872-875.
- [24] Y. Singh, J.R.N. Javier, S. H. Ehrman, M. H. Magnusson, K. Deppert. Approaches to increasing yield in evaporation / condensation nanoparticle generation; *Journal of Aerosol Science* 33 (2002) 1309-1325.
- [25] D. K. Lee, Y. H. Kim, X. L. Zhang, Y. S. Kang. Preparation of monodisperse Co and Fe nanoparticle using precursor of M^{2+} -oleate₂ (M = Co, Fe). *Current Applied Physics* 6 (2006) 786-790.
- [26] R. Benoit, F. Warmont, V. Meynen, K. De Witte, P. Cool, M. T. Delapierre, M-L. Saboungi. Optimisation of the surface properties of SBA-15 mesoporous silica for in-situ nanoparticle synthesis. *Microporous and Mesoporous Materials* 120 (2009) 2-6.
- [27] Y. Xuan and W. Roetzel. Conception for heat transfer correlation of nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(19), 3701-3707, 2000.
- [28] . B.C. Pak, Y.I. Cho, Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles, *Experimental Heat Transfer* 11 (1998) 151.
- [29] J. Kim, Y.T. Kang, and C.K. Choi. Analysis of convective instability and heat transfer characteristics of nanofluids. *Physics of Fluids*, 16(7): 2395-2401, 2004.
- [30] Maxwell JCA. *Treatise on electricity and magnetism*. Oxford, UK: Clarendon Press; 1881.
- [31] Bruggeman DAG. Berechnung verschiedener physikalischer konstanten von heterogenen substanzen, I—Dielektrizitätskonstanten und leitfähigkeiten der mischkörper aus isotropen substanzen. *Annalender Physik, Leipzig* 1935;24:636–79.
- [32] Hamilton RL, Crosser OK. Thermal conductivity of heterogeneous two component systems. *I&EC Fundamentals* 1962; 1(3):187–91.

- [33] Wasp FJ. Solid–liquid slurry pipe line transportation. Transactions on Techniques. Berlin 1977.
- [34] Lu S, Lin H. Effective conductivity of composites containing aligned spherical inclusions of finite conductivity. *Journal of Applied Physics* 1996; 79: 6761–9.
- [35] W. Yu, SUS. Choi. The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: a renovated Maxwell model. *J. nanoparticle Res* 5: 167-71, 2003.
- [36] Bhattacharya P, Saha SK, Yadav A, Phelan PE, Prasher RS. Brownian dynamics simulation to determine the effective thermal conductivity of nanofluids. *Journal Applied Physics* 2004; 95(11):6492–4.
- [37] P. Keblinski, J.A. Eastman, and D.G. Cahill. Nanofluids for thermal transport. *Materials today*, 8, 36, 2005.
- [38] Koo J, Kleinstreuer C. A new thermal conductivity model for nanofluids. *Journal of Nanoparticle Research* 2004; 6(6):577–88.
- [39] Xue QZ. Model for thermal conductivity of carbon nano tube-based composites. *Physica B: Condensed Matter* 2005;368(1–4):302–7.
- [40] Li CH, Peterson GP. Experimental investigation of temperature and volume fraction variations on the effective thermal conductivity of nanoparticle suspensions (nanofluids). *Journal of Applied Physics* 2006;99(8):084314.
- [41] Timofeeva EV, Gavrilov AN, McCloskey JM, Tolmachev YV. Thermal conductivity and particle agglomeration in alumina nanofluids: experiment and theory. *Physical Review* 2007;76:061203.
- [42] Avsec J, Oblak M. The calculation of thermal conductivity, viscosity and thermodynamic properties for nanofluids on the basis of statistical nano- mechanics. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2007;50(19): 4331–41.
- [43] Duangthongsuk W, Wongwises S. Measurement of temperature dependent thermal conductivity and viscosity of TiO₂–water nanofluids. *Experimental Thermal and Fluid Science* 2009; 33(4):706–14.
- [44] Patel HE, Sundararajan T, Das SK. An experimental investigation into the thermal conductivity enhancement in oxide and metallic nanofluids. *Journal of Nanoparticle Research* 2010;12:1015–31.
- [45] Godson Raja L, Mohan Lal B, Wongwises D.S. Experimental investigation on the thermal conductivity and viscosity of silver—deionized water nanofluid. *Experimental Heat Transfer* 2010; 23:317–32.
- [46] Corcione M. Rayleigh–Benard convection heat transfer in nanoparticle suspensions. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 2011; 32:65–77.
- [47] Azmi ,Das D K, Namburu PK. Numerical study of fluid dynamic and heat transfer performance of Al₂O₃ and CuO nanofluids in the flat tubes of a radiator. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 2010; 31:613–21.
- [48] Einstein A. Eine neue bestimmung der molekul dimensionen. *Annalen der Physik, Leipzig* 1906;19:289–306.
- [49] Brinkman HC. The viscosity of concentrated suspensions and solution. *Journal of Chemical Physics* 1952;20:571–81.
- [50] Batchelor GK. The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles. *Journal of Fluid Mechanics* 1977;83(1): 97–117.

- [51] Wang X, Xu X, Choi SUS. Thermal conductivity of nanoparticles–fluid mixture. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 1999;13(4):474–80.
- [52] Tseng W, Lin KC. Rheology and colloidal structure of aqueous TiO₂ nanoparticle suspensions. *Material Science Engineering: A*2003;355:186–92.
- [53] Maiga S, Palm SJ, Nguyen CT, Roy G, Galanis N. Heat transfer enhancement by using nanofluids in forced convection flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 2005;26:530–46.
- [54] Song S, Peng C, Gonzalez-Olivares AM, Lopez-Valdivieso A. Study on hydration layers near nanoscale silica dispersed in aqueous solutions through viscosity measurement. *Journal of Colloid and Interface Science* 2005;287:114–20.
- [55] Kulkarni DP, Das DK, Chukwu G. Temperature dependent rheological property of copper oxide nanoparticles suspension (Nanofluid). *Journal of Nanoscience and Nanotechnology* 2006;6:1150–4.
- [56] Buongiorno J. Convective transport in nanofluids. *Journal of Heat Transfer* 2006;128:240–50.
- [57] Nguyen CT, Desgranges F, Roy G, Galanis N, Mare T, Boucher S, et al. Temperature and particle-size dependent viscosity data for water based nanofluids–hysteresis phenomenon. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 2007; 28:1492–506.
- [58] Masoumi N, Sohrabi N, Behzadmehr A. A new model for calculating the effective viscosity of nanofluids. *Journal of Physics D: Applied Physics* 2009;42:055501.
- [59] Duangthongsuk W, Wongwises S. An experimental study on the heat transfer performance and pressure drop of TiO₂–water nanofluids flowing under a turbulent flow regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2010;53:334–44.
- [60] Chandrasekar M, Suresh S, Chandra Bose A. Experimental investigations and theoretical determination of thermal conductivity and viscosity of Al₂O₃/ water nanofluid. *Experimental Thermal and Fluid Science* 2010;34:210–6.
- [61] Corcione M. convection heat transfer in nanoparticle suspensions. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 2011;32:65–77.
- [62] Pak BC, Cho IY. Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with sub-micron metallic oxide particles. *Experimental Heat Transfer* 1998;11:151–70.
- [63] Xuan Y, Li Q. Investigation of convective heat transfer and flow features of nanofluids. *Journal of Heat Transfer* 2003;125(1):151–5
- [64] Yang YZ, Zhang G, Grulke EA, Anderson WB, Wu G. Heat transfer properties of nanoparticle-in-fluid dispersions (nanofluids) in laminar flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2005;48(6):1107–16.
- [65] Maiga S, Palm SJ, Nguyen CT, Roy G, Galanis N. Heat transfer enhancement by using nanofluids in forced convection flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 2005; 26:530–46.
- [66] Maiga SEB, Nguyen CT, Galanis N, Roy G, Mare T, Coqueux M. Heat transfer enhancement in turbulent tube flow using Al₂O₃ nanoparticle suspension. *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow* 2006; 16(3):275–92.
- [67] Velagapudi, V., Konijeti, R. K. And Aduru, C. S. K. "Empirical Correlations to Predict Thermo physical And Heat Transfer Characteristics of Nanofluids." *Thermal Science*, (2008)12(2), 27-37.

- [68] Duangthongsuk W, Wongwises S. An experimental study on the heat transfer performance and pressure drop of TiO₂-water nanofluids flowing under a turbulent flow regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2010;53:334–44.
- [69] Vajjha RS, Das DK, Kulkarni DP. Development of new correlations for convective heat transfer and friction factor in turbulent regime for nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2010; 53:4607–18.
- [70] M. Hojjata, S.Gh. Etemada, , R. Bagheria, J. Thibaultb. Rheological characteristics of non-Newtonian nanofluids: Experimental investigation. *International Communications in Heat and Mass Transfer*. Volume 38, Issue 2, February 2011, Pages 144–148
- [71] Sajadi AR, Kazemi MH. Investigation of turbulent convective heat transfer and pressure drop of TiO₂/water nanofluid in circular tube. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 2011;38:1474–8.
- [72] Godson A sirvatham L, Raja B, Lal DM, Wongwises S. Convective heat transfer of nanofluids with correlations. *Particuology* 2011;9:626–31.
- [73] Mansour RB, Galanis N, Nguyen CT. Experimental study of mixed convection with water–Al₂O₃ nanofluid in inclined tube with uniform wall heat flux. *International Journal of Thermal Sciences* 2011;50(3):403–10.
- [74] Nanofluides l'efficacité à la hausse. David D. (2008). <http://www.cooling-masters.com>
- [75] V. Bianco, F. Chiacchio, O. Manca, S. Nardini. Numerical investigation of nanofluids forced convection in circular tubes. *Applied Thermal Engineering* 29 (2009) 3632–3642.
- [76] Otanicar TP, Golden JS. Comparative environmental and economic analysis of conventional. *Environmental Science and Technology* 2009;43:6082–7.
- [77] Taylor RA, Phelan PE ,Otanicar TP, Walker CA, Nguyen M, Trimble S, et al. Applicability of nanofluids in high flux solar collectors. *Journal of Renewable and Sustainable Energy* 2011; 3:023104–15.
- [78] Lu L, Liu Z-H, Xiao H-S. Thermal performance of an open thermosyphon using nanofluids for high temperature evacuated tubular solar collectors: Part1:Indoor experiment. *Solar Energy* 2011; 85:379–87.
- [79] He Y, Wang S, Ma J, Tian F, Ren Y. Experimental study on the light-heat conversion characteristics of nanofluids. *Nanoscience and Nanotechnology Letters* 2011; 3:494–6.
- [80] Khullar V, Tyagi H, Phelan PE, Otanicar TP, Singh H, Taylor RA. Solar energy harvesting using nanofluids-based concentrating solar collector. In: *Proceedings of the MNHMT 2012 3rd micro/nanoscale heat & mass transfer international conference on March 3–6, Atlanta, Georgia, USA; 2012.*
- [81] Chougule SS, Pise AT, Madane PA. Performance of nanofluid-charged solar water heater by solar tracking system. In: *International Conference on Advances in Engineering, Science and Management (ICAESM)*. Nagapattinam, TamilNadu, India: Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE); 2012.p.247–53.
- [82] Yousefi T, Shojaeizadeh E, Veysi F, Zinadini S. An experimental investigation on the effect of pH variation of MWCNT–H₂O nanofluid on the efficiency of a flat-plate solar collector. *Solar Energy* 2012; 86:771–9.
- [83] Liu Z-H, HuR-L, LuL, Zhao F, XiaoH-s. Thermal performance of an open thermosyphon using nanofluid for evacuated tubular high temperature air solar collector. *Energy Conversion and Management* 2013; 73:135–43.

- [84] Risi Ad, Milanese M, Laforgia D. Modelling and optimization of transparent parabolic trough collector based on gas-phase nanofluids. *Renewable Energy*; 2013; 58:134–9.
- [85] Tiwari AK ,Ghosh P, Sarkar J. Solar water heating using nanofluids—a comprehensive over view and environmental impact analysis. *International journal of Emerging Technology and Advances Engineering*2013.
- [86] T.Sokhansefat, A.B.Kasaeian, F.Kowsary. Heat transfer enhancement in parabolic trough collector tube using Al₂O₃/synthetic oil nanofluid; *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 33(2014)636–644.
- [87] https://fr.wikipedia.org/wiki/L%C3%A9onard_de_Vinci
- [88] Von Neumann J. 1949. Recent theories of turbulence.
- [89] O. Reynolds. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water in parallel channels shall be direct or sinuous and of the law of resistance in parallel channels. *Philos. Trans. R. Soc.*, vol. 174, pages 935-982, 1883.
- [90] Hinze, J. O. 1975 *Turbulence*, 2nd edn. New York, NY: McGraw-Hill.
- [91] DYNAMIQUE DES ÉCOULEMENTS TURBULENTS EXTERNES.
- [92] I. J. Wignanski et F.H. Champagne. On transition in a pipe. Part1. The origin of puffs and slugs and the flow in a turbulent slug. *J. Fluid. Mech.*, vol. 59, pages 281-351, 1973.
- [93] Breuer, K. S. & Haritonidis, J. H. 1991 The structure and splitting of puffs in transitional pipe flow. In *Advances in turbulence* (eds A. V. Johansson & P. H. Alfredsson). Berlin, Germany: Springer.
- [94] Darbyshire, A. G. & Mullin, T. 1995 Transition to turbulence in constant-mass-flux pipe flow. *J. Fluid Mech.* 289, 83–114. (doi:10.1017/S0022112095001248).
- [95] Draad, A. A. 1998. Laminar–turbulent transition in pipe flow for Newtonian and non-Newtonian fluids. PhD thesis, Delft University of Technology.
- [96] Shan, H., Ma, B., Zhang, Z. & Nieuwstadt, F. T. M. 1999 Direct numerical simulation of a puff and a slug in transitional cylindrical pipe flow. *J. Fluid Mech.* 387, 39–60. (doi:10.1017/S0022112099004681).
- [97] https://fr.wikipedia.org/wiki/Lewis_Fry_Richardson.
- [98] Introduction 0 la turbulence, cours de l'ENSTA-ParisTech 2A-Olivier Cadot.
- [99] Turbulence: une introduction-Pierre Sagaut. Institut Jean Le Rond d'Alembert Université Pierre et Marie Curie - Paris 6.
- [100] https://fr.wikipedia.org/wiki/Fluide_newtonien.
- [101] EVOLUTION DES THEORIES DE LA TURBULENCE DEVELOPPEE-Marie FARGE.
- [102] Joseph Valentin Boussinesq *Théorie analytique de la Chaleur* (1903)
- [103] Présentation du code Fluent et de la méthode numérique de prévision. Matene Elhacene.
- [104] Yakhot, V., Orszag, S.A., Thangam, S., Gatski, T.B. & Speziale, C.G. (1992), "Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique", *Physics of Fluids A*, Vol. 4, No. 7, pp1510-1520.
- [105] Shih, T-H., Zhu, J., Lumley, J.L., (1993), A realizable Reynolds stress algebraic equation model, NASA tech. memo 105993, NASA Lewis Research Center.
- [106] Wilcox, D.C. (1993), *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, Inc.

- [107] Menter, F. R. (1993), "Zonal Two Equation $k-\omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows", AIAA Paper 93-2906.
- [108] Clayton T Crowe. Multiphase flow handbook Chapter 12.
- [109] Shrikant Dhodapkar Karl Jacob, Shenggen Hu. Multiphase flow Handbook chapter 4.
- [110] Einstein, A., Zur Theorie der Brownschen Bewegung, Annalen der Physik, 19, pp. 248–258, 1906.
- [111] Thomas, D.G., Transport characteristics of suspensions: VIII. A note on the viscosity of Newtonian suspensions of uniform spherical particles, J. Colloid Sci., 20, 267–277, 1965.
- [112] Krieger, I.M., Rheology of monodisperse lattices, Adv. Colloid Interface Sci., 3, 111–136, 1972.
- [113] Vocadlo, J.J., Role of some parameters and effective variables in turbulent slurry flow, Proceedings of the Hydrotransport 4 Conference, BHRA, Cranfield, U.K., Paper D4, 1976, pp. 49–62.
- [114] Chambers, A.J., and Marcus, R.D. (1986). Pneumatic conveying calculations. 2nd International Conference on Bulk Materials Storage and Transportation, Wollongong, Australia. 49-52.
- [115] R. Aris. Vectors, tensors, and the basic equations of fluid mechanics. Dover Publications, inc - Prentice-Hall. 1962.
- [116] M. Manninen, V. Taivassalo, S. Kallio, On the Mixture Model for Multiphase Flow. VTT Publications 288, 1996, 3e67.
- [117] L. Schiller, A. Naumann, A drag coefficient correlation, Z. Ver. Deutsch. Ing. 77 (1935) 318e320.
- [118] D.A. Drew, R.T. Lahey, Particulate Two-phase Flow. Butterworth-Heinemann, Boston, 1993.
- [119] W.E. Ranz, W.R. Marshall, Evaporation from drops, part I, Chem. Eng. Prog. 48 (1952) 141e146.
- [120] Abbas Azzi. Mécanique des fluides numérique par la méthode des volumes finis.
- [121] Jean-Michel Tanguy. modélisation numérique 2: volumes finis, approches spectrales, assimilation de données.
- [122] <https://www.sharcnet.ca/Software/Fluent6/html/ug/node574.htm>.
- [123] <http://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/th/node115.htm>.
- [124] Patankar S.V., (1980), Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, New York, Hemisphere Publishing Corporation, Taylor and Francis Group.
- [125] NREL. SolTrace optical modelling software. SolTrace 2012;2012.7.9; 2012.
- [126] García-Valladares O, Velázquez N. Numerical simulation of parabolic trough solar collector: improvement using counter flow concentric circular heat exchangers. Int J Heat Mass Transfer 2009; 52:597–609.
- [127] Pandey DK, Lee III RB, Paden J. Effects of atmospheric emissivity on clear sky temperatures. Atmos Environ 1994; 29(16):2201e4.
- [128] Mullick SC, Nanda SK. An improved technique for computing the heat loss factor of a tubular absorber. Sol Energy 1989; 42:1–7.
- [129] Petukhov BS. In: Irvine TF, Hartnett JP, editors. Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable physical properties. Advance in heat transfer, vol. 6; 1970.

- [130] Incropera F, Dewitt D. "Fundamentals of heat and mass transfer". 3rd ed. New York: John Wiley and Sons; 1990. p. 490.
- [131] Gnielinski V. New equations for heat and mass-transfer in turbulent pipe and channel flow. *Int J Chem Eng* 1976; 16(2):359e68.
- [132] A.F. Mills, *Heat Transfer*, Second Edition, Prentice-Hall, New Jersey, 1999.
- [133] R.H. Notter, M.W. Rouse, A solution to the Graetz problem-III. Fully developed region heat transfer rates, *Chemical Engineering Science*, 27 (1972) 2073-2093.
- [134] Richard L. Moore. Implementation of DOWTHERM A Properties into RELALP5-3D/ATHENA; Idaho National Laboratory; 2010.
- [135] A.A. Abbasian Arani, J. Amani, Experimental study on the effect of TiO₂-water nanofluid on heat transfer and pressure drop, *Exp. Thermal Fluid Sci.* 42 (2012) 107.
- [136] Godson RajaL, Mohan Lal B, Wongwises D.S. 2010. Enhancement of heat transfer using nanofluids-An overview. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*; 14:629-41.
- [137] Wen D, Lin G, Vafaei S, Zhang K. 2009 Review of nanofluids for heat transfer applications. *Particuology*; 7:141-50.
- [138] Wang XQ, Mujumdar AS. 2006 Heat transfer characteristics of nanofluids: a review. *Journal of Thermal Science*; 46:1-19.
- [139] Duangthongsuk W, Wongwises S. 2010 An experimental study on the heat transfer performance and pressure drop of TiO₂-water nanofluids flowing under a turbulent flow regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*; 53:334-44.
- [140] Mohammed HA, Bhaskaran G, Shuaib NH, Saidur R. 2011 Heat transfer and fluid flow characteristics in microchannels heat exchanger using nanofluids: a review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*; 15:1502-12.
- [141] Kakac- S, Pramuanjaroenkij A. 2009 Review of convective heat transfer enhancement with nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*; 52:3187-96.
- [142] Saidur R, Leong KY, Mohammad HA. 2011. A review on applications and challenges of nanofluids. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*; 15:1646-68.
- [143] Manglik R.M. and Bergle A.E, Heat Transfer and Pressure drop relation for twisted tape inserts in Isothermal tube, *Journal of Heat Transfer*, Vol 116, pp.881-889, 1993.