

UNIVERSITE SAAD DAHLEB DE BLIDA

Faculté de Technologie

Département de Génie Mécanique

THESE DE DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité : Energétique

SIMULATION NUMERIQUE DE L'INSTABILITE THERMO-CONVECTIVE
D'ECOULEMENT D'UN NANOFUIDE AUTOUR D'UN OBSTACLE

Par :

Khelili Yacine

Devant le jury composé de :

Boussad Boumeddane	Professeur	USD Blida	Président
Allali Abderrazak	Professeur	USD Blida	Rapporteur
Madjid Meriem Benziane	Professeur	UHB Chlef	Examineur
Roudane Mohamed	MCA	USD Blida	Examineur
Grine Ali	MCA	UMB Boumerdes	Examineur
Aguib Salah	MCA	UMB Boumerdes	Examineur

Blida, 2019

REMERCIEMENTS

Je remercie tout d'abord, Dieu tout puissant de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience d'achever ce modeste travail.

*Je tiens à remercier mon directeur de thèse, le professeur **Allali Abderrazak** pour l'aide qu'il m'a apporté pour accomplir ce travail, ses orientations constructives, ses encouragements, son soutien morale qu'il m'a donné, ainsi que sa gentillesse qui m'ont permis de mener à bien ce travail.*

*J'adresse mes remerciements à Monsieur **Boussad Boumeddane**, Professeur à l'université de Blida d'avoir accepté de présider le Jury. Mes vives gratitude vont aux membres du jury : Monsieur **Madjid Meriem Benziane**; professeur à l'université de Chlef; Monsieur **Roudane Mohamed** ; maître de conférences à l'université de Blida, Monsieur **Grine Ali**; maître de conférences à l'université de Boumerdés et Monsieur **Aguib Salah**; maître de conférences à l'université de Boumerdés, qui ont bien voulu examiner ce travail.*

*Je suis aussi très reconnaissant envers Monsieur **Kirad Abdelkader** maître de conférences à l'Université de Blida qui m'a aidé, soutenu et m'a encouragé pour accomplir ce travail.*

C'est également une occasion pour exprimer ma reconnaissance à tous mes amis.

Résumé

Les nanofluides sont des solutions colloïdales composées de particules de taille nanométrique en suspension dans un liquide. Leurs propriétés thermiques étonnantes en ont fait l'objet d'intenses investigations durant la dernière décennie.

On propose dans ce travail d'étudier l'influence de la concentration en nanoparticules dispersées dans un fluide de base sur le transfert de chaleur par convection d'un écoulement autour d'un cylindre fixe et en rotation. Les relations donnant la chaleur spécifique et la masse volumique, utilisées dans le présent travail, déduites à partir des lois de la thermodynamique.

Une simulation numérique a été réalisée pour étudier les caractéristiques de l'écoulement et le transfert de chaleur autour d'un cylindre circulaire tournant à des nombres de Reynolds médiocre. Ici, le nombre de Reynolds est $10 < Re < 400$ et les valeurs des vitesses de rotation (α) varient dans l'intervalle $0 < \alpha < 6$. Les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie bidimensionnelles et tridimensionnelles ont été discrétisées en utilisant la méthode des volumes finis. Un algorithme SIMPLE a été appliqué pour résoudre les équations liées à la pression. L'effet des vitesses de rotation (α) sur l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur a été étudié numériquement. Les résultats moyennés dans le temps (coefficients de portance et traînée et nombre de Nusselt) ont été obtenus et comparés aux données de la littérature. Un bon accord a été obtenu pour les valeurs locales et moyennes.

Mots-clés :

Nanofluide; Transfert de chaleur; taux de rotation, cylindre circulaire et nombre de Reynolds.

Abstract

Nanofluids are colloidal solutions composed of particles of nanometric size suspended in a liquid. Their astonishing thermal properties have been the subject of intense investigation during the last decade.

It is proposed in this work to study the influence of the concentration of dispersed nanoparticles in a base fluid on the convective heat transfer of a flow around a fixed and rotating cylinder. The relations giving the specific heat and the density, used in the present work, deduced from the laws of thermodynamics.

A numerical simulation was performed to study the characteristics of the flow and heat transfer around a circular cylinder rotating at low Reynolds numbers. Here, the Reynolds number is $10 < Re < 400$ and the values of the rotational speeds (α) vary in the range $0 < \alpha < 6$. The two-dimensional and three-dimensional continuity, momentum and energy equations were discretized using the finite volume method. A SIMPLE algorithm has been applied to solve the equations related to pressure. The effect of rotational speeds (α) on fluid flow and heat transfer has been studied numerically. The results averaged over time (lift and drag coefficients and Nusselt number) were obtained and compared with the data from the literature. Good agreement was obtained for local and average values.

Keywords :

Nanofluid, Heat transfer, rotation rate, circular cylinder and Reynolds number.

ملخص

الموائع النانوية هي عبارة عن محاليل غروانية تتكون من جسيمات بحجم النانومتر معلقة في سائل. كانت خواصهم الحرارية المدهشة موضوع تحقيق مكثف خلال العقد الماضي. يقترح في هذا العمل دراسة تأثير تركيز الجسيمات النانوية المتفرقة في سائل أساسي على نقل الحرارة بواسطة الحمل الحراري للتدفق حول اسطوانة ثابتة و في حالة دوران. استنتجت العلاقات التي تعطي سعة الحرارة والكثافة النوعية ، المستخدمة في العمل الحالي ، من قوانين الديناميكا الحرارية. تم إجراء محاكاة عددية لدراسة خصائص التدفق ونقل الحرارة حول أسطوانة دائرية تدور عند أرقام رينولدز المنخفضة. هنا ، يكون رقم رينولدز بين $10 < Re < 400$ وتختلف قيم سرعات الدوران (α) في النطاق $0 < \alpha < 6$. تم تبني المعادلات ثنائية الأبعاد وثلاثية الأبعاد ، ومبادلات الزخم والطاقة باستخدام طريقة الحجم المحدد. تم تطبيق خوارزمية سيمبل لحل المعادلات المتعلقة بالضغط. تمت دراسة تأثير سرعة الدوران (α) على تدفق السوائل ونقل الحرارة عددياً. تم الحصول على متوسط النتائج بمرور الوقت (معاملات الرفع والسحب ورقم نيوسلت) ومقارنتها بالبيانات المأخوذة من المراجع. تم الحصول على نتائج جيدة للقيم المحلية والمتوسط.

الكلمات الدالة :

المائع النانوي ، نقل الحرارة ، معدل الدوران ، اسطوانة دائرية و رقم رينولدز.

Nomenclature

Lettres latines

$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_s, C_\mu$	constantes de turbulence (modèle $k-\varepsilon$)
C_D	coefficient de traînée
C_f	coefficient de frottement pariétal
C_L	coefficient de portance
C_p	coefficient de pression
\bar{C}_p^-	chaleur spécifique à pression constante
D	diamètre du cylindre
d	diamètre moyen des nanoparticules
f	la fréquence de lâcher tourbillonnaire
g	accélération de pesanteur
k	Conductivité thermique
L_s	Longueur de resurculation
Nu	nombre de Nusselt moyen
P	pression adimensionnel
Pr	nombre de Prandtl
Re	nombre de Reynolds
Ri	nombre de Richardson
St	nombre de Strouhal
t	temps
T	Température adimensionnelle
U, V, W	composante de vitesse suivant la direction

Lettres grecques

a	diffusivité thermique du fluide
α	Vitesse de rotation
Ω	Vitesse angulaire
β	coefficient d'expansion thermique
μ	viscosité dynamique
φ	fraction volumique des nanoparticules
ρ	masse volumique
ν	viscosité cinématique
ψ	Sphéricité
θ	Angle

Indices et symboles inférieurs

c	cylindre
f	fluide de base
nf	nanofluide
s	Particule solide
L	local
moy	moyen
$*$	Non-dimensionnel
∞	extérieur

TABLE DES MATIERES

Introduction générale	10
Chapitre 1 : Revue bibliographique et position du problème	12
1.1 Introduction	13
1.2 Écoulement autour d'un cylindre circulaire	13
1.2.1 Écoulement autour d'un cylindre circulaire fixe	13
1.2.1.1 Revue bibliographique	13
1.2.1.2 différents régimes de l'écoulement	15
1.2.2 Écoulement autour d'un cylindre en rotation	21
1.2.2.1 Effet Magnus	21
1.2.2.2 Etude bibliographique	22
1.2.3 Les efforts aérodynamiques	28
1.2.3.1 La traînée aérodynamique	28
1.2.3.2 Le décollement	29
1.3 La convection	30
1.4 Bilan bibliographique	32
Chapitre 2 : Généralités sur les nanofluides	33
2.1 Introduction	34
2.2 État de l'art sur les nanofluides	34
2.3 Définition des nanofluides :	37
2.3.1 Types de nanoparticules	37
2.3.2 Méthodes de préparation pour les nanofluides	38
2.3.2.1 Méthode à deux étapes	39
2.3.2.2 Méthode en une étape	39
2.4 Caractéristiques thermophysiques des nanofluides	42
2.4.1 La Masse volumique	42
2.4.2 La chaleur spécifique	43
2.4.3 La Conductivité thermique	44
2.4.3.1 Modèle de Maxwell	44
2.4.3.2 Modèle de Hamilton-Crosser	45
2.4.3.3 Modèle de Yu et Choi	46
2.4.3.4 Modèle de Bruggeman	46
2.4.3.5 Modèles tenant compte du mouvement brownien	46
2.4.4 La viscosité dynamique	47
2.5 Conclusion	49
Chapitre 3 : Formulation mathématique des écoulements convectifs dans les nanofluides	50
3.1 Introduction	51
3.2 Mise en équations du problème	51
3.2.1 Loi de conservation de la masse	51
3.2.2 Loi de conservation de la quantité de mouvement	52
3.2.3 Loi de conservation de l'énergie	53
3.2.4 Système d'équations	54
3.3 Formulation adimensionnelle du problème et conditions aux limites	54
3.3.1 Choix des grandeurs de référence.	54
3.3.2 Les nanoparticules de cuivre	55
3.3.3 Equations adimensionnelles du problème	56
3.3.4 Conditions aux limites	57
3.4 Equations auxiliaires	57

3.5	Modèle de turbulence	58
3.5.1	Modèle $k - \varepsilon$	59
3.6	Résolution numérique	60
Chapitre 4 : Etude de la convection forcée en milieu nanofluide		62
4.1	Introduction	63
4.2	Configuration géométrique et conditions aux limites	63
4.3	Méthode Numérique	64
4.3.1	Effet de la taille du domaine	64
4.3.2	Etude sur l'indépendance du maillage	65
4.3.3	Effet du pas de temps	65
4.4	Résultats et discussion	66
4.4.1	Écoulement laminaire autour d'un cylindre circulaire fixe.	66
4.4.1.1	Validation des résultats	66
4.4.1.2	Effet des nanoparticules sur l'écoulement	67
4.4.1.3	Effet des nanoparticules sur les champs d'écoulement et de température	71
a)	Nombres de Nusselt local	74
b)	Nombre de Nusselt moyen	74
4.4.1.4	Conclusion	77
4.4.2	Écoulement laminaire autour d'un cylindre circulaire en rotation	78
4.4.2.1	Introduction :	78
4.4.2.2	Validation des résultats	78
4.4.2.3	Résultats et discussions	79
4.4.2.3.1	L'effet du taux de rotation	79
4.4.2.3.2	Description des différents régimes observés en fonction de la vitesse de rotation	80
4.4.2.3.3	Paramètres globaux	83
4.4.2.3.4	Comparaison avec d'autres résultats	88
4.4.2.3.5	Influence de α sur les points de stagnations	89
4.4.2.3.6	Nombre de Nusselt local	90
4.4.2.3.7	Nombre moyen de Nusselt	91
4.4.2.3.8	Effet des nanoparticules sur les champs d'écoulement et de température	93
4.4.2.4	Conclusion	97
Chapitre 5 : Les effets de quelques paramètres sur la topologie de l'écoulement		98
5.1	Les effets de la flottabilité	99
5.2	Effets tridimensionnels sur l'écoulement autour d'un cylindre circulaire	102
5.2.1	Aspects tridimensionnels	102
5.2.2	Coefficients de portance et de traînée	103
5.2.3	Paramètres globaux	106
5.2.4	Structure de l'écoulement	108
5.2.5	Instabilités dans le sillage	110
5.2.6	Les effets de rotation	111
5.2.7	Remarques de conclusion	112
Conclusion générale		113
Références bibliographique		115

LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX

- Figure 1.1 Différents régimes d'écoulement autour d'un cylindre en fonction du nombre de Reynolds Re . Photographies : S. Taneda (Photo a et b), T. Corke et H. Nagib (photo c et d), extraites de Van Dyke (1982), [9].
- Figure 1.2 Illustrations des différents types d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds.
- Figure 1.3 Variation du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds, apparition des effets tridimensionnels autour de $Re \approx 180$ (Zdravkovich, 1996 [16]) (écoulement parallèle en traits continus et oblique en points).
- Figure 1.4 Phénomène de dislocations à $Re = 220$; Braza *et al.* (2001) [14]
- Figure 1.5 Diminution de la zone de formation tourbillonnaire pour $3000 < Re < 8000$, Norberg [17].
- Figure 1.6 (a) : Mise en évidence du mouvement tridimensionnel des tourbillons de Bloor-Gerrard. (b) : Evolution temporelle des structures de type Kelvin-Helmholtz, d'après [18].
- Figure 1.7 Synthèse des transitions en aval d'un cylindre en régime isotherme.
- Figure 1.8 Rotors Flettner.
- Figure 1.9 L'éolienne à rotors de Flettner.
- Figure 1.10 Schéma de l'écoulement autour d'un cylindre ou une sphère en rotation.
- Figure 1.11 (a -c) Contours de vorticité de perturbation du mode A dans le sillage du cylindre tournant. (d) L'apparition de l'instabilité du mode A. (e) Vue en perspective montrant les isosurfaces des contours de tourbillon de perturbation de l'instabilité en mode A indiquée en (b)), [25].
- Figure 1.12 L'isovorticit  après activation de la rotation. Ci-dessus: $t = 120$, ci-dessous: $t = 135$. La rotation commence à $t = 110$, [26].
- Figure 1.13 Structures cohérentes représentées au moyen de $Q^* = 3$ iso contours colorés par la pression. (a) $\alpha = 0$, (b) $\alpha = 1$, (c) $\alpha = 2$, (d) $\alpha = 3$, (e) $\alpha = 4$ et (f) $\alpha = 5$. [27]
- Figure 1.14 Lignes de courant pour les différents rapports de rotation. (a) $\alpha = 0$, (b) $\alpha = 1$, (c) $\alpha = 2$, (d) $\alpha = 3$, (e) $\alpha = 4$, et (f) $\alpha = 5$. [27]
- Figure 1.15 Iso-vorticité, étapes successives dans la transition bidimensionnelle lorsque α augmente, $Re = 200$, [28].
- Figure 1.16 Instabilité secondaire et évolution globale des vorticités cohérentes. a) Surfaces d'iso-tourbillon, [28].
- Figure 1.17 Iso-valeurs de pressions moyennes pour différentes vitesses de rotation réduites
- Figure 1.18 a) D colement de la couche limite (  gauche) [29] ; b) profil de vitesse dans la couche limite lors de l'écoulement de la couche limite (  droite), [30]
- Figure 1.19 Mise en évidence de la transition 3D dans l'eau pour $Re = 116$ et $Ri = 1$, extrait de Ren, [36].
- Figure 2.1 Nanoparticules sphériques [50]; Nanotubes de carbone [51].
- Figure 2.2 Image de a) Al_2O_3 (13 nm), b) Al_2O_3 (50 nm), c) TiO_2 (21 nm), d) SiO_2 (5~15 nm), e) SiO_2 (10~20 nm) et f) Cu nanoparticules dispersé dans l'eau.
- Figure 2.3 Principaux résultats sur la conductivité thermique relative pour des suspensions de nanoparticules d'après Wang et al [60]
- Figure 4.1 Domaine de calcul.
- Figure 4.2 Paramètres géométriques de la zone tourbillonnaire [88]
- Figure 4.3 Variation de l'angle de séparation en fonction de Re , pour différentes fraction volumique du solide.
- Figure 4.4 Variation de la longueur de recirculation en fonction de Re , pour différentes

- fraction volumique du solide.
- Figure 4.5 L'effet de la fraction volumique du solide sur Coefficient de traînée (a gauche), coefficients de portance (a droite), pour $Re = 100$.
- Figure 4.6 Variation de coefficient de pression (C_p) en fonction de l'angle θ pour différents nombres de Reynolds et fractions volumiques : a) $Re = 10$, b) $Re = 30$, c) $Re = 50$, d) $Re = 100$.
- Figure 4.7 Comparaison des lignes de courant contours de vorticités et isothermes pour: a) $Re = 10$, b) $Re = 20$, c) $Re = 30$, d) $Re = 40$ (nanofluide (lignes en rouge), fluide de base (lignes en noir))
- Figure 4.8 Comparaison des lignes de courant contours de vorticités et isothermes pour: a) $Re = 100$, b) $Re = 200$ (nanofluide (lignes en rouge), fluide de base (lignes en noir))
- Figure 4.9 l'évolution du nombre du Nusselt locale en fonction de l'angle θ pour différents nombres de Reynolds et fractions volumiques. (régime stationnaire) : a) $Re = 10$, b) $Re = 40$.
- Figure 4.10 l'évolution du nombre du Nusselt locale en fonction de l'angle θ pour différents nombres de Reynolds et fractions volumiques. (régime instationnaire) : a) $Re = 50$, b) $Re = 100$.
- Figure 4.11 La variation du nombre du Nusselt moyen en fonction de la fraction volumique du solide pour différents nombres de Reynolds.
- Figure 4.12 La variation du nombre du Nusselt moyen en fonction de nombre de Reynold pour différents volumique du solide.
- Figure 4.13 Comparaison de la variation du coefficient de pression locale en fonction de θ pour $Re = 200$ avec [20].
- Figure 4.14 Diagramme de stabilité pour différents nombres de Reynolds.
- Figure 4.15 Lignes de courants et vorticité, $Re = 200$, $\alpha = 1$.
- Figure 4.16 Lignes de courants et vorticité, $Re = 200$, $\alpha = 3$.
- Figure 4.17 Lignes de courants et vorticité, $Re = 200$, $\alpha = 4.5$.
- Figure 4.18 Lignes de courants et vorticité, $Re = 200$, $\alpha = 5.5$.
- Figure 4.19 Evolution temporelle au cours d'une période de la première instabilité, $Re = 200$, $\alpha = 1, 5$; à gauche, lignes de courant ; à droite, iso-contours de vorticité.
- Figure 4.20 Evolution du nombre de Strouhal en fonction de la vitesse de rotation réduite pour $Re = 200$. 1- présent étude, 2- Mittal et kumar [20]
- Figure 4.21 Variation de coefficient de portance en fonction du temps pour différents taux de rotation α ($\varphi = 0\%$).
- Figure 4.22 Variation de coefficient de portance en fonction du temps pour différents taux de rotation α ($\varphi = 5\%$).
- Figure 4.23 diagrammes de phase (C_D, C_L) pour différents taux de rotation α ($\varphi = 0\%$).
- Figure 4.24 Comparaison des diagrammes de phase (C_D, C_L) entre l'eau pure ($\varphi = 0\%$) et le nanofluide ($\varphi = 5\%$).
- Figure 4.25 Comparaison des lignes de courant instantanées pour $Re = 200$ et $\alpha = 0.5$ - Présent travail (  gauche), - l'exp. de C. et M. [90] (au milieu), K. F. et al. (  droite).
- Figure 4.26 Déplacement des points de stagnation en fonction de α , $Re = 200$
- Figure 4.27 Variation du nombre de Nusselt locale en fonction de θ pour différents taux de rotation.
- Figure 4.28 Comparaison entre la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de taux de rotation pour l'eau pure et le nanofluide.
- Figure 4.29 Comparaison des lignes de courant pour: a) $\alpha = 1$, b) $\alpha = 1.9$, c) $\alpha = 3$, d) $\alpha = 6$ (nanofluide (lignes en rouge), fluide de base (lignes en noir)).
- Figure 4.30 Comparaison des contours de vorticités pour: a) $\alpha = 1$, b) $\alpha = 1.9$, c) $\alpha = 3$, d) $\alpha = 6$ (nanofluide (lignes en rouge), fluide de base (lignes en noir)).
- Figure 4.31 Comparaison des contours d'isothermes pour: a) $\alpha = 1$, b) $\alpha = 1.9$, c) $\alpha = 3$, d) $\alpha = 6$ (nanofluide (lignes en rouge), fluide de base (lignes en noir)).

- Figure 5.1 Contours de tourbillon instantané et d'isotherme pour $Re = 40$, a) $Ri = 0.5$ et b) $Ri = 0.6$.
- Figure 5.2 Variation de coefficient de portance en fonction du temps pour $Re = 40$ et différents nombres de Ri .
- Figure 5.3 Les valeurs critiques de Richardson correspondant à l'apparition de la formation de tourbillons en fonction du nombre de Reynolds.
- Figure 5.4 Le coefficient de traînée en fonction du nombre de Ri pour différents Re
- Figure 5.5 Courbes de stabilité (Barkley et Henderson, 1996).
- Figure 5.6 Mise en évidence des tourbillons pour différents nombre de Reynolds (tiré de Luo *et al* (2007))
- Figure 5.7 Évolution temporelle des coefficients de traînée pour un écoulement autour d'un cylindre circulaire pour différent nombre de Reynolds.
- Figure 5.8 Évolution temporelle des coefficients de portance pour un écoulement autour d'un cylindre circulaire pour différent nombre de Reynolds.
- Figure 5.9 Comparaison des champs obtenus par des simulations 2D, gauche, et 3D, droite
- Figure 5.10 Contours de vorticité longitudinale (ω_z) sur le plan (x-z) pour différents nombres de Reynolds.
- Figure 5.11 Iso-surfaces de vorticité ω (gauche), et ω_x (droite) en aval du cylindre (bleu=positive, blanc=négative)
- Figure 5.12 Iso-surfaces de vorticité en z (ω_z), Mode A et B
- Figure 5.13 Iso-surfaces de vorticité en z (ω_z), pour $Re = 200$
-
- Tableau 2.1 Combinaisons nanoparticules/fluides de base
- Tableau 3.1 Résultats significatifs portant sur l'amélioration de la conductivité thermique des nanofluides [74]. EG : éthylène glycol.
- Tableau 4.1 Les propriétés thermo-physiques du fluide et de nanoparticule
- Tableau 4.2 Caractéristiques de quelques maillages utilisés, h_θ/D : la hauteur de la plus petite maille ; N_θ et N_r : nombre de points sur la direction θ et r
- Tableau 4.3 Effet du maillage sur quelques paramètres de l'écoulement pour $Re = 40$
- Tableau 4.4 Validation du présent travail avec la littérature pour $Re = 40$
- Tableau 4.5 Comparaison du présent travail avec la littérature pour $Re = 100$ et 200 .
- Tableau 4.6 Comparaison des paramètres globaux en fonction du taux de rotation, $Re = 200$
- Tableau 4.7 Paramètres globaux en fonction du taux de rotation, pour l'eau pure à $Re = 200$
- Tableau 4.8 Comparaison entre les valeurs des coefficients de portance et Nusselt moyen pour l'eau pure et le nanofluide.
- Tableau 5.1 Nombre de Strouhal calculé en deux et en trois dimensions, coefficient de traînée moyen et valeurs des coefficients de portance.
- Tableau 5.2 Comparaison entre le calcul et la mesure des forces d'oscillation et de la pression de base sur le cylindre à $Re = 300$.

Introduction

Le développement des nanotechnologies constitue un challenge pour les années à venir. Les nanosciences étudient la structure de la matière au niveau moléculaire donc à l'échelle nanométrique dans le but d'innover dans de nombreux domaines tels que : l'environnement, la production et le stockage de l'énergie, le refroidissement des composants électroniques, la biologie, le diagnostic médical, le traitement de l'eau, etc.... En ce qui concerne les applications dans le domaine du transfert de chaleur, des études menées depuis une dizaine d'années ont montré que dans certaines conditions, l'ajout de particules nanométriques dans un fluide (appelé alors nanofluide) pouvaient augmenter le transfert de chaleur par rapport au cas du corps pur (eau), en modifiant de manière significative les propriétés thermophysiques du fluide porteur.

Cette étude s'inscrit dans le contexte de l'analyse physique et de modélisation d'écoulements laminaire et turbulents autour d'un obstacle, fixe ou soumis à une rotation pariétale. La compréhension physique du comportement de l'écoulement du nanofluide autour d'obstacles et sa modélisations ont des aspects importants tant sur le plan de la recherche fondamentale que sur le domaine des applications énergétiques. Dans ce contexte, l'objectif de cette étude est d'approfondir la connaissance des mécanismes physiques associés à l'échange de chaleur dans les écoulements autour de structures solides portantes, fixes ou en rotation.

En résumé, cette thèse a pour principal objectif d'analyser le caractère instationnaire de l'écoulement autour d'un obstacle dès le régime des nombres de Reynolds modérés, notamment sous l'effet de rotation pariétale, et de contribuer à l'évaluation des approches de modélisations pour capturer la dynamique des structures de l'écoulement dans la région proche cylindre, en présence de fort décollement et de formation de structures cohérentes 3D.

La présente thèse s'articule comme suit:

Après avoir présenté, dans le chapitre 1, les différents régimes d'écoulement et les principales études réalisées dans le contexte de l'écoulement autour d'un cylindre fixe et en rotation.

Nous passerons au chapitre 2, qui est consacré à l'état de l'art sur les nanofluides. Une synthèse bibliographique des travaux antérieurs concernant les nanofluides et l'échange de chaleur autour d'un cylindre est également présentée. On présente aussi une étude recensant les paramètres thermophysiques rencontrés lors de l'étude des nanofluides en vue de mieux préciser ces différentes grandeurs associées à un nanofluide. En effet, de nombreux auteurs se sont intéressés à l'augmentation du transfert de chaleur en convection dans les nanofluides.

Dans le chapitre 3, on présente le formalisme mathématique conduisant à la mise en équation du problème de la convection autour d'un cylindre dans le cas où le nanofluide est assimilé à un fluide incompressible de caractéristiques thermophysiques particulières. Nous précisons à la suite de ce travail les conditions aux limites choisies et la méthode de résolution adoptée.

Nous traitons ensuite au chapitre 4, les résultats de simulations numériques en configuration 2D de l'écoulement autour d'un cylindre fixe et en rotation. Nous avons utilisé pour cela le code Fluent, basé sur la méthode de volumes finis.

En suite on étudie les effets de quelques paramètres sur la topologie de l'écoulement, tel que : les effets de la flottabilité et les effets tridimensionnels sur l'écoulement autour d'un cylindre circulaire (la différence entre le mode A et le mode B) dans le chapitre 5.

Enfin, une conclusion où nous dégagerons les points forts et les résultats de notre étude et les perspectives qu'elle offre.

Chapitre 1

Revue bibliographique et position du problème

Ce chapitre bibliographique s'articule en trois parties. Dans un premier temps, les différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire fixe sont présentés. La seconde partie traite la nature des écoulements autour de cylindre en rotation avec les différents paramètres agissant directement sur l'écoulement. Enfin, dans la troisième partie, on aborde les écoulements en présence de transferts thermiques. Les écoulements autour de cylindres avec transferts thermiques représentent un vaste domaine de recherche. Il ne s'agira pas ici de les présenter dans le détail mais plus simplement d'introduire les éléments importants caractérisant ces différents régimes.

Sommaire

1.1	Introduction	13
1.2	Écoulement autour d'un cylindre circulaire	13
1.2.1	Écoulement autour d'un cylindre circulaire fixe	13
1.2.1.1	Revue bibliographique	13
1.2.1.2	différents régimes de l'écoulement	15
1.2.2	Écoulement autour d'un cylindre en rotation	21
1.2.2.1	Effet Magnus	21
1.2.2.2	Etude bibliographique	22
1.2.3	Les efforts aérodynamiques	28
1.2.3.1	La traînée aérodynamique	28
1.2.3.2	Le décollement	29
1.3	La convection	30
1.4	Bilan bibliographique	32

1.1 Introduction

Le champ d'écoulement derrière un cylindre circulaire infini a été largement étudié dans le passé. Ce champ d'écoulement est une phénoménologie importante pour de nombreux domaines techniques et physiques, car le développement des vortex alternés dans le sillage proche, provoque des forces de pression qui génèrent des vibrations structurelles, des bruits acoustiques et des phénomènes de résonance.

Nous présentons dans ce chapitre, une étude bibliographique des différentes classes d'écoulement pouvant être rencontrées sur un cylindre.

1.2 Écoulement autour d'un cylindre circulaire

L'écoulement d'un fluide à faible nombre de Mach ($Ma \leq 0.3$), est considéré incompressible. L'adimensionnalisation des équations régissent cet écoulement dépend du nombre de Reynolds et des conditions aux limites et initiales. Dans ces conditions, l'écoulement autour du cylindre dépend uniquement du nombre de Reynolds défini comme: $Re = \frac{\rho \cdot U_\infty \cdot D}{\mu}$.

Où : U_∞ est la vitesse en amont, D le diamètre du cylindre et μ la viscosité dynamique du fluide considéré. Ce nombre adimensionnel caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

1.2.1 Écoulement autour d'un cylindre circulaire fixe

De nombreuses études traitent déjà des phénomènes thermo hydrauliques autour d'un cylindre fixe. Aussi bien théoriques, numériques, qu'expérimentales, celles-ci décrivent les différents régimes que l'on rencontre en fonction du nombre de Reynolds (Re). Cependant, avec les avancées faites en matière de méthodes numériques et de résolution d'équations, la simulation numérique permet aujourd'hui de modéliser correctement les écoulements industriels réels.

1.2.1.1 Revue bibliographique

Dans le travail de Zdravkovich [1], le calcul est limité aux premiers régimes d'écoulement, comme : (L_1) écoulement laminaire rampant ($0 < Re < 4$), (L_2) écoulement laminaire avec une séparation, formant une paire de tourbillons contrarotatifs symétriques dans le sillage proche ($4 < Re < 48$), (L_3) un écoulement laminaire avec déclenchement de l'instabilité de Von-Kármán ($48 < Re < 180$) et enfin (L_4) une partie du régime de transition dans le sillage ($180 < Re < 400$) lorsque les instabilités tridimensionnelles conduisent à la formation d'une structure tourbillonnaire.

Récemment, Rajani et al. [2] ont étudié numériquement l'écoulement laminaire autour d'un cylindre circulaire pour $Re = 100$ à 400 . Une méthode implicite de volume fini a été utilisée ici. L'évolution temporelle des coefficients de portance et de traînée a été calculée séparément des simulations en 2D et 3D de l'écoulement pour les valeurs de $Re = 100, 200, 250, 300$ et 400 .

Z. Huang et al. [3] qui, pour des Reynolds inférieur à 150 , reproduisent numériquement les vortex qui apparaissent dans le sillage pour différents arrangements de cylindres. Ils ont observé ainsi l'influence de l'espacement entre cylindres sur la formation des perturbations dans le sillage. En variant cette distance, il est possible d'obtenir une vitesse la plus uniforme possible dans l'écoulement.

Dans le travail [4], F. Bailer et al., ont développé un modèle numérique basé sur la méthode des volumes finis pour étudier le transfert de chaleur autour d'un cylindre fixe chauffé dans un écoulement d'air pour des nombres de Reynolds de 200 et 2000 en régime laminaire non permanent. Ils ont montré que les courbes théoriques et expérimentales des corrélations pour le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds sont similaires à celles obtenues par simulation numérique.

Ong et Wallace [5] ont auparavant réalisé une étude expérimentale pour le cas d'un cylindre circulaire. Ils rapportent que les mesures de vitesse dans la région du sillage, spécialement avec les sondes fil-chaud, sont extrêmement difficiles. Ceci est dû aux angles d'attaque élevés des vitesses couplées relativement avec la basse magnitude de la vitesse dans la direction de l'écoulement. Ong et Wallace présentent dans leurs études les statistiques de l'écoulement moyen et la turbulence ainsi que les spectres d'énergie pour différentes positions dans le sillage.

Placzek et al. [6] ont réalisé, une simulation numérique d'écoulement autour d'un cylindre oscillant transversalement pour $Re = 100$. Les équations de Navier-Stokes sont résolues avec la méthode des volumes finis. Ils ont commencé par étudier un cylindre fixe, dans le but de vérifier les caractéristiques du sillage pour $Re < 150$. Ensuite, une simulation est réalisée avec des fréquences forcées.

Sharma et Eswaran [7] ont réalisé une étude détaillée de la chaleur et d'écoulement sur des cylindres carrés. Dans une étude concernant le régime laminaire bidimensionnel non contraint pour les nombres de Reynolds entre 1 et 160 , ils ont montré que le passage à l'instabilité se produit entre $Re = 40$ et 50 . Les résultats indiquent que les caractéristiques de transfert de chaleur en régime stationnaire et le régime d'écoulement bidimensionnel périodique instationnaire ($50 \leq Re \leq 160$) sont nettement différentes. Le nombre de Nusselt

moyenné dans le temps sur la face arrière est plus fortement dépendant des nombres de Reynolds dans le régime d'écoulement périodique, contrairement aux autres faces du cylindre. Enfin, des corrélations de transfert de chaleur pour les conditions aux limites de température constante et de chaleur constante ont été proposées.

1.2.1.2 Différents régimes de l'écoulement

Sur la base de ces différents travaux on peut citer les différents régimes d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds comme suite.

- **Régime d'écoulement rampant ($Re < 5$)**

Les effets visqueux sont dominants par rapport aux effets de l'inertie, l'écoulement est symétrique entre l'amont et l'aval et également par rapport à l'axe longitudinal du courant. Le fluide est attaché au cylindre et aucun décollement n'apparaît, et aucune instabilité ne se déclenche.

- **Régime laminaire stationnaire ($5 \leq Re \leq 48$)**

Les forces d'inertie augmentent et l'effet visqueux n'est plus assez grand, un décollement de la couche limite apparaît dans cette région. Il se forme, en aval du cylindre deux zones de recirculation contra-rotatives symétriques comme le montre la figure 1.1. Le point de rattachement s'éloigne du cylindre quand le nombre de Reynolds augmente. L'écoulement est stable, stationnaire et reste symétrique par rapport à l'axe longitudinal.

NB : Le point de rattachement défini comme le lieu d'annulation de la vitesse longitudinale sur l'axe longitudinal

- **Instationnarités bidimensionnelles ($48 \leq Re \leq 180$)**

L'écoulement autour du cylindre est instationnaire. Les deux tourbillons perdent leur symétrie et l'écoulement devient instable. Les différentes sources de perturbations ne peuvent plus être amorties qui conduisent au déclenchement de l'instabilité de Von-Kármán, cette instabilité est de nature bi-dimensionnelle. Le sillage est périodique et l'écoulement demeure entièrement laminaire. Le paramètre adimensionnel relatif à la fréquence du lâcher tourbillonnaire est le nombre de Strouhal : $St = \frac{f \cdot D}{U_\infty}$. Sur l'intervalle de valeurs du nombre de Reynolds considéré, le nombre de Strouhal augmente avec le nombre de Reynolds, figure 1.3.

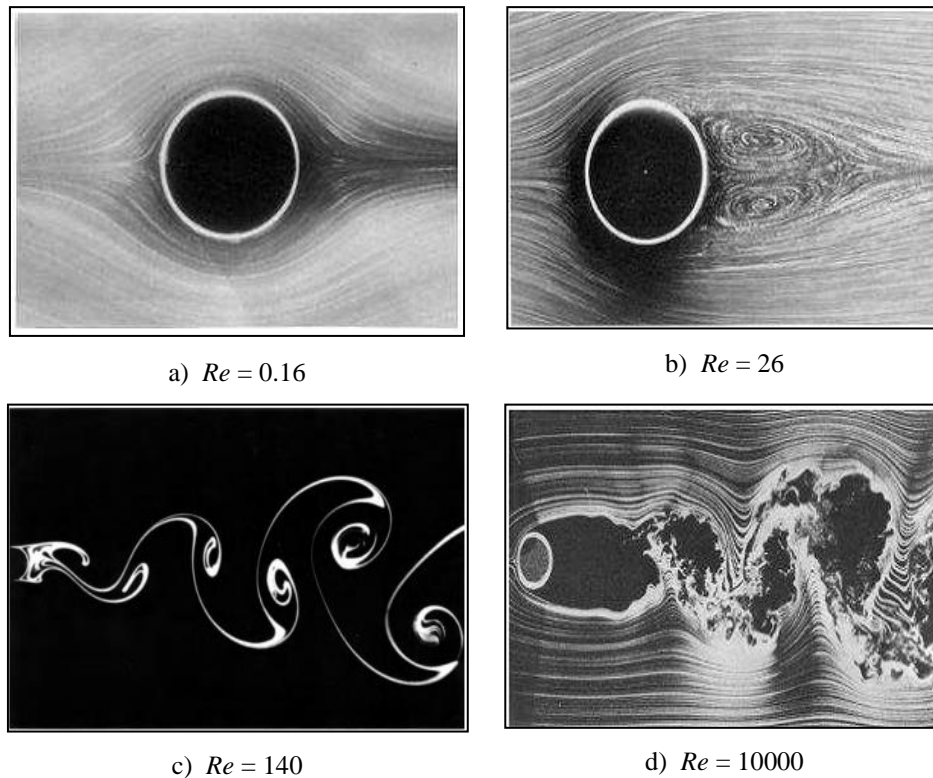


Figure 1.1 – Différents régimes d'écoulement autour d'un cylindre en fonction du nombre de Reynolds Re . Photographies : S. Taneda (Photo a et b), T. Corke et H. Nagib (photo c et d), extraites de Van Dyke [9].

▪ **Instationnarités tridimensionnelles et apparition de la turbulence ($180 \leq Re \leq 1200$)**

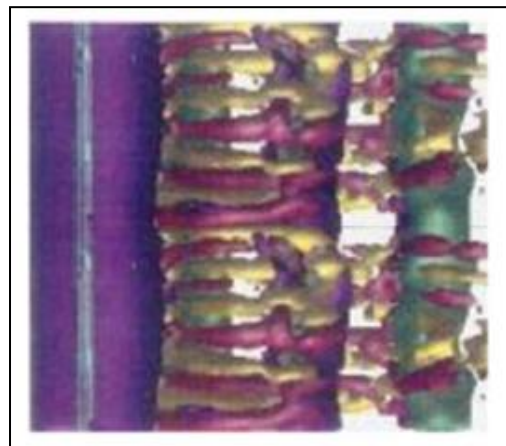
Pour $180 \leq Re \leq 300$, commence la transition vers le régime turbulent et l'écoulement devient tridimensionnel. Un phénomène correspond au développement de l'instabilité secondaire présentée par la naissance de tourbillons longitudinaux ainsi qu'une ondulation des rouleaux de Von-Kármán dans le sens de l'envergure du cylindre. En fonction de la longueur d'onde de l'ondulation transversale des rouleaux, deux topologies tridimensionnelles distinctes dans le sillage, illustrées sur la figure 1.2:

Le premier mode instable 3D est le mode A (voir figure 1.2 (a)). Il a notamment été observé expérimentalement par Williamson [10]. Le nombre de Reynolds critique de ce mode correspondant à son seuil d'apparition se situe entre 150 et 190. Cette incertitude est sans doute due au fait que la transition est sous critique, et nécessite une amplitude minimum pour apparaître. Des précisions furent apportées par Barkley et al. [11]. Ils montrent à l'aide d'une analyse de Floquet que le nombre de Reynolds critique d'apparition du mode A est en fait: $Re = 188.5 \pm 1.0$. Elle est caractérisée par une longueur d'onde adimensionnée par le diamètre du cylindre $\lambda/D = 3.96 \pm 0.02$ qui est en accord avec

les expériences et simulations numériques effectuées. De plus d'après Williamson [10]. Lorsque le nombre de Reynolds dépasse 230, un second mode, appelé mode B apparaît (voir figure 1.2 (b)). Ce mode avait également été prédit par l'analyse de Floquet effectuée par Barkley [11]. Il avait pu prédire le nombre de Reynolds critique $Re \approx 259$ et la longueur d'onde adimensionnée $\lambda/D \approx 0.82$ (longueur d'onde presque 4 fois plus petite que la longueur d'onde du mode A). Leweke et al. [12] montrent que le mode A et le mode B présentent des symétries différentes. En effet, les vortex longitudinaux tournent dans la direction opposée à chaque demi longueur d'onde pour le mode A. Pour le mode B, elles tournent dans la même direction. De plus le mode B est supercritique (Henderson [13]), c'est-à-dire qu'il apparaît à partir d'un certain nombre de Reynolds critique pour toute amplitude de perturbation appliquée à l'écoulement. Le mode B est présent avec le mode A jusqu'à $Re = 260$ et prédomine devant le mode A par la suite.



(a) Ondulation des tourbillons de Von Karman pour le mode A, $Re = 220$, Braza et al. [14].



(b) Visualisation du mode B, $Re = 270$, Persillon et Braza [15].

Figure 1.2 – Illustrations des différents types d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds.

La discontinuité du nombre de Strouhal dans son évolution en fonction du nombre de Reynolds est présentée dans la figure 1.3. Persillon et Braza [15] retrouvent cette discontinuité par simulation numérique directe de l'écoulement autour d'un cylindre. Pour des nombres de Reynolds proches du mode B, on observe l'apparition du phénomène de dislocations des tourbillons primaires qui marquent le début de la transition vers la

turbulence. Le passage d'une dislocation est associé à de fortes variations de vitesse et à une diminution du nombre de Strouhal.

Pour les nombres de Reynolds plus élevés ($Re > 300$), la transition à la turbulence est due à un état saturé non linéaire d'un mode d'instabilité absolue de l'écoulement. L'apparition de turbulence se matérialise par la multiplication des structures de petites échelles désordonnées, même si le sillage reste largement dominé par les structures de l'allée de Kármán.

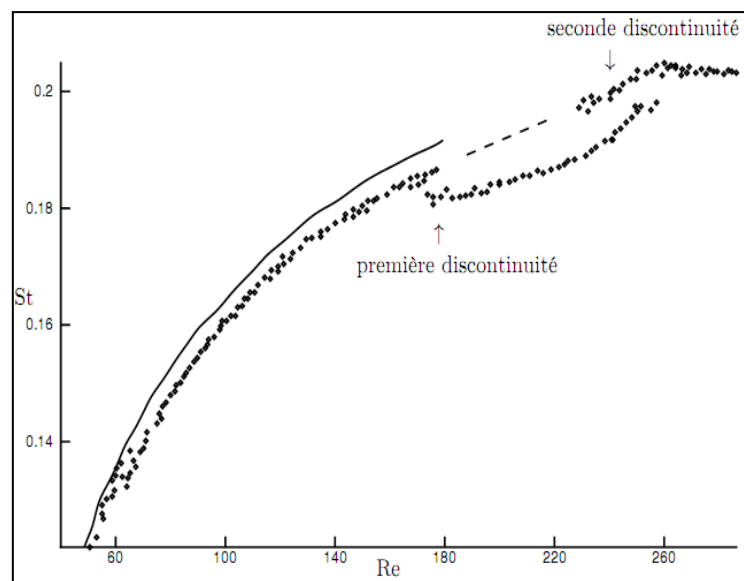


Figure 1.3 – Variation du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds, apparition des effets tridimensionnels autour de $Re \approx 180$ (Zdravkovich [16]) (écoulement parallèle en traits continus et oblique en points).

Dans ces conditions, l'écoulement est caractérisé par une longueur de transition, en aval du cylindre, très faible (définie comme étant la distance nécessaire aux instabilités pour s'amplifier et former des structures de taille variables), de l'ordre du diamètre du cylindre. L'étude de cette zone fait ressortir deux propriétés importantes :

1. Les instabilités qui produisent les allées de Von Kármán sont uniquement 2D.
2. Des oscillations basses fréquences à bas nombre de Reynolds présentes dans la zone de transition sont associées au caractère tridimensionnel du sillage et sont à la base de l'apparition de la turbulence.

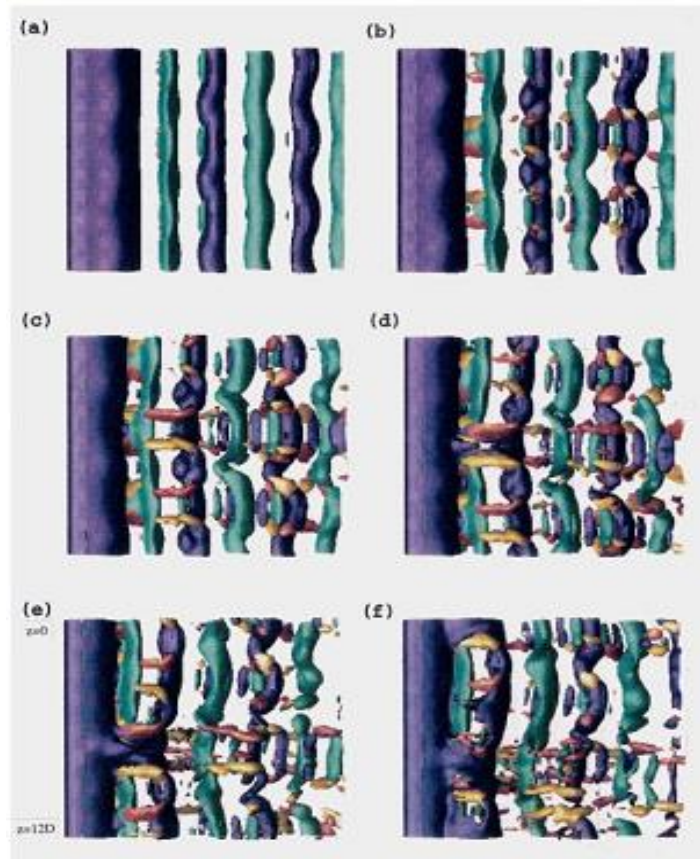


Figure 1.4 – Phénomène de dislocations à $Re = 220$; Braza *et al.* (2001) [14].

- **Transition des couches de cisaillement ($1200 \leq Re \leq Re_c$)**

La zone de ce régime peut varier de $Re_c = 2.10^5$ à $Re_c = 1.10^6$. Cette variation s'explique par la grande sensibilité de l'écoulement à la rugosité du cylindre ainsi qu'à la turbulence du fluide. L'écoulement dévient turbulent dans le sillage mais la couche limite en amont du point de décollement reste laminaire. Pour Re entre 1000 - 2600, de petits tourbillons secondaires se développent de part et d'autre de l'allée tourbillonnaire suite à l'amplification de l'instabilité locale de Kelvin-Helmholtz dans les zones de cisaillement autour du cylindre. Lorsque le nombre de Reynolds augmente ($Re \approx 2600$), cette instabilité est plus prononcée et couvre une région importante de la zone de mélange.

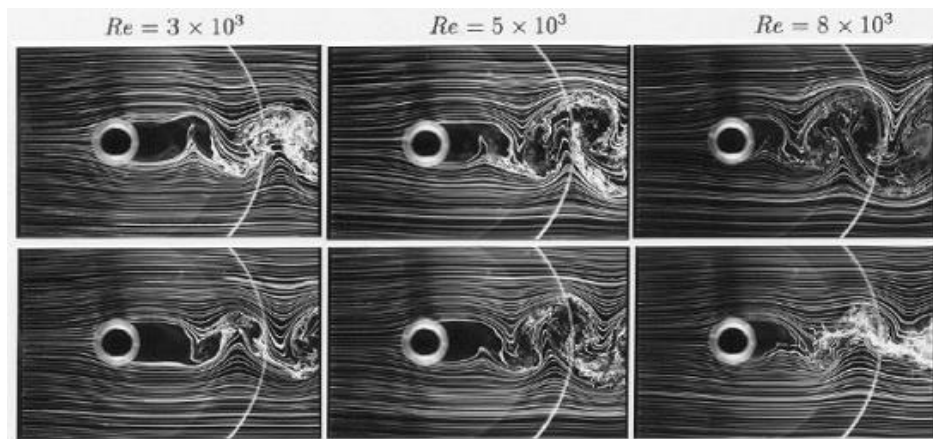


Figure 1.5 – Diminution de la zone de formation tourbillonnaire pour $3000 < Re < 8000$, Norberg [17].

▪ **Transition turbulente des couches limites ($Re \geq Re_c$)**

La valeur du nombre de Reynolds critique varie fortement selon les différentes études expérimentales, du fait de la grande sensibilité de l'écoulement aux différents paramètres tels que la rugosité du cylindre, l'intensité turbulente de l'écoulement... Lorsque l'écoulement atteint la valeur critique Re_c , le régime de l'écoulement est dit critique et supercritique au-delà. Cette étape est caractérisée par le passage de la couche limite laminaire à turbulente. Le point de décollement est repoussé vers l'aval sur le cylindre et le coefficient de traînée diminue du fait d'une largeur de sillage plus restreinte, devenue inférieure au diamètre du cylindre. Une étude détaillée de ce régime a été fournie par Roshko [8].

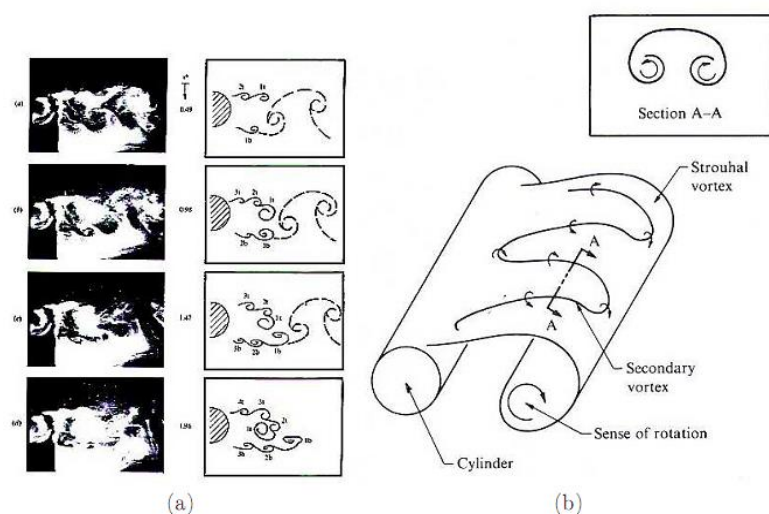


Figure 1.6 – (a) : Mise en évidence du mouvement tridimensionnel des tourbillons de Bloor-Gerrard. (b) : Evolution temporelle des structures de type Kelvin-Helmholtz, d'après [18].

Nous pouvons résumer schématiquement les phénomènes observés dans la figure ci-dessous qui présente les principales transitions observées.

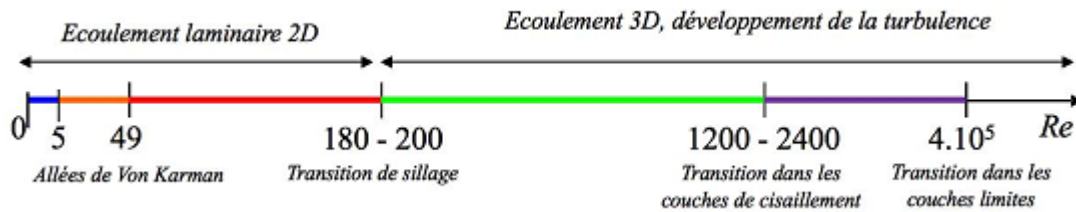


Figure 1.7 – Synthèse des transitions en aval d'un cylindre en régime isotherme.

1.2.2 Écoulement autour d'un cylindre en rotation

Dans l'étude de la dynamique du sillage, la rotation de l'obstacle a toujours attiré beaucoup d'attention en raison de ses effets sur la séparation de la couche limite et de l'effet Magnus.

1.2.2.1 Effet Magnus

Le phénomène naturel exploité par Norsepower est un principe dénommé « effet Magnus », du nom du physicien allemand Heinrich Gustav Magnus, lequel a été le premier à décrire mathématiquement en 1852 le courant d'air qui entoure un objet en rotation, comme une balle de tennis par exemple. La force de portance de l'effet Magnus dans ce qu'on appelle aujourd'hui un rotor Flettner a été adoptée comme mode de propulsion principal par le Buckau, un navire à rotors qui a traversé l'Atlantique en 1926. Une partie de la paternité de cette technologie revient également à l'ingénieur Finlandais Sigurd Savonius qui, en 1924, a créé et donné son nom à un rotor doté d'un cylindre ouvert à l'écoulement de l'air.



Figure 1.8 – Rotors Flettner.

D'autre part, les éoliennes restent une application directe de l'effet Magnus; citons, entre autres, l'éolienne de Madaras et l'éolienne à rotors de Flettner. Ces éoliennes sont basées sur l'utilisation de l'effet MAGNUS. Le système est constitué de 2 cylindres rotatifs, dès qu'il y a du vent, la rotation de chaque cylindre est assurée par un moteur à courant continu.



Figure 1.9 - L'éolienne à rotors de Flettner.

1.2.2.2 Etude bibliographique

Le paragraphe suivant présente les différentes études réalisées dans la littérature concernant l'écoulement autour d'un cylindre en rotation. La structure cylindrique ou sphérique (cylindre ou sphère), placée dans un écoulement de fluide à vitesse constante, tourne autour de son axe avec une vitesse de rotation constante ω , figure (1.10). Dans ce contexte, la physique de l'écoulement dépend, en plus du nombre de Reynolds, de la vitesse de rotation du cylindre. La plupart des études de la littérature utilisent le taux de rotation, $\alpha = \frac{D\omega}{2U_\infty}$, exprimant le rapport de la vitesse de rotation du cylindre et celle du fluide à l'infini amont.

Kang et Choi [19] ont suivi la solution numérique des équations instationnaires dans les variables primitives vitesse et pression pour les écoulements avec $Re = 60, 100$ et 160 avec $0 \leq \alpha \leq 2,5$. Leurs résultats montrent que l'excrétion tourbillonnaire disparaît lorsque α augmente au-delà d'une valeur critique qui suit une dépendance logarithmique du nombre de Reynolds (par exemple, le taux de rotation sans dimension critique $\alpha = 1,9$ pour $Re = 160$). Plus tard, le travail de (Mittal & Kumar [20]) a effectué une investigation numérique complète en fixant une valeur modérée de $Re = 200$ en considérant un large intervalle pour le taux de rotation adimensionnel de $0 \leq \alpha \leq 5$. Ils ont utilisé la méthode des

éléments finis pour résoudre les équations de Navier-Stokes incompressibles et instationnaire en deux dimensions.

Des mesures expérimentales de l'écoulement autour d'un cylindre en rotation ont été effectuées par Barnes [21]. Aux faibles vitesses de rotation pour déterminer la valeur à laquelle le vortex est supprimé pour les nombres de Reynolds entre 50 et 65. Le vortex qui s'écoule derrière un cylindre rotatif disparaît lorsque α est augmenté au-dessus de la valeur de 2 par Stojkovic et al [22].

On trouve aussi la référence [23] dans laquelle une série de mesures expérimentales permet d'obtenir l'efficacité en transfert thermique d'un cylindre chauffé, pour différentes vitesses de rotation. En effet, pour ces vitesses de rotation élevées (Reynolds de l'ordre de 10^6), le transfert de chaleur entre le cylindre et le fluide diminue rapidement. L'auteur de la référence [24] cherche à mettre en évidence expérimentalement les champs de température d'un écoulement de fluide autour d'un cylindre tournant chauffé grâce à un système d'analyse optique, ceci aussi dans le but d'observer les phénomènes apparaissant lorsque le nombre d'Eckert est proche de 1.

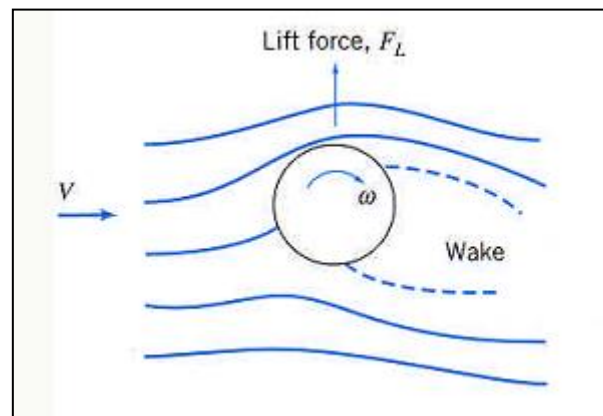


Figure 1.10 – Schéma de l'écoulement autour d'un cylindre ou une sphère en rotation.

L'écoulement autour d'un cylindre circulaire en rotation est étudié par A. Rao *et al.* [25]. Pour les nombres de Reynolds $Re \leq 400$ et les taux de rotation non-dimensionnels de $\alpha \leq 2.5$. Deux aspects sont considérés. Le premier est la transition d'un écoulement stable à un écoulement instable caractérisé par la suppression des vortex. Les calculs bidimensionnels montrent que le début du régime instationnaire est retardé à des nombres de Reynolds plus élevés lorsque la vitesse de rotation est augmentée, et que le vortex est supprimé pour $\alpha \geq 2.1$ pour tous les nombres de Reynolds étudiés. Le deuxième aspect

étudié est la transition du régime bidimensionnel au tridimensionnel en utilisant l'analyse de stabilité linéaire. Ils ont montré qu'à de faibles taux de rotation de $\alpha \leq 1$, la transition tridimensionnelle est similaire à celui du cylindre fixe. Cependant, à des taux de rotation plus élevés, le mode tridimensionnel devient de plus en plus complexe.

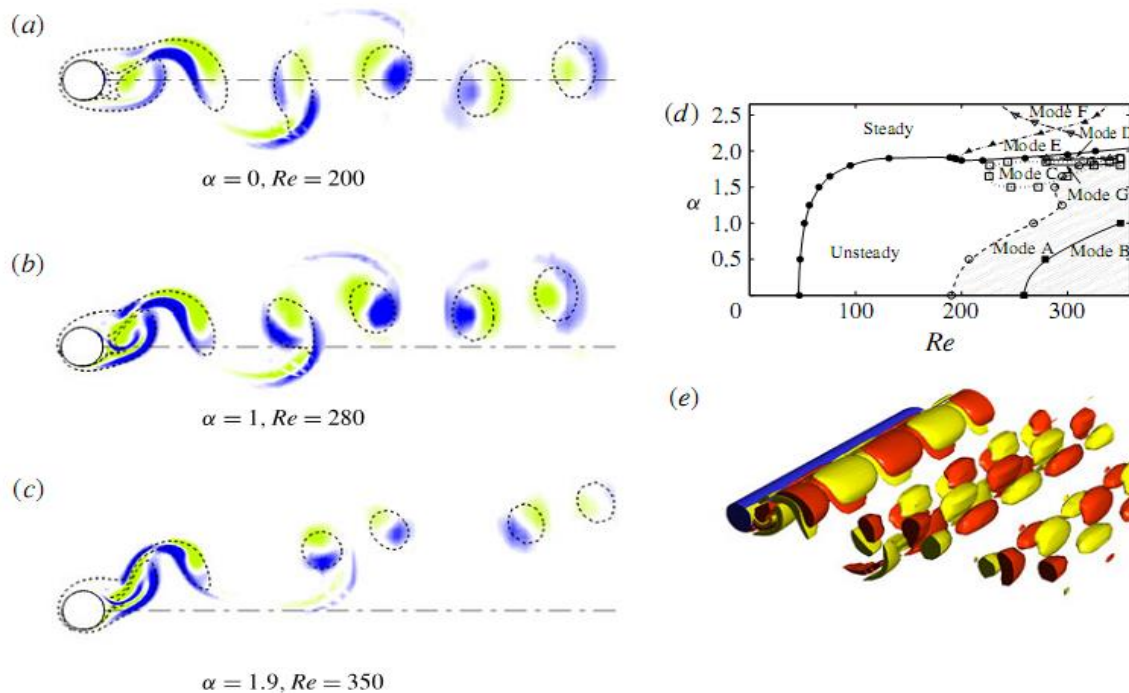


Figure 1.11 – (a -c) Contours de vorticité de perturbation du mode A dans le sillage du cylindre tournant. (d) L'apparition de l'instabilité du mode A. (e) Vue en perspective montrant les isosurfaces des contours de tourbillon de perturbation de l'instabilité en mode A indiquée en (b), [25].

Philippe Poncet [26], dans son travail effectue une étude numérique de la dimensionnalité d'un écoulement derrière un cylindre circulaire oscillant en trois dimensions. Ces calculs sont effectués à un nombre de Reynolds $Re = 500$, qui est à un niveau où le mode B est l'instabilité tridimensionnelle dominante. Il montre qu'une rotation d'amplitude suffisamment élevée fait disparaître les instabilités 3D et ramène l'écoulement à son état bidimensionnel nominal, figure 1.12.

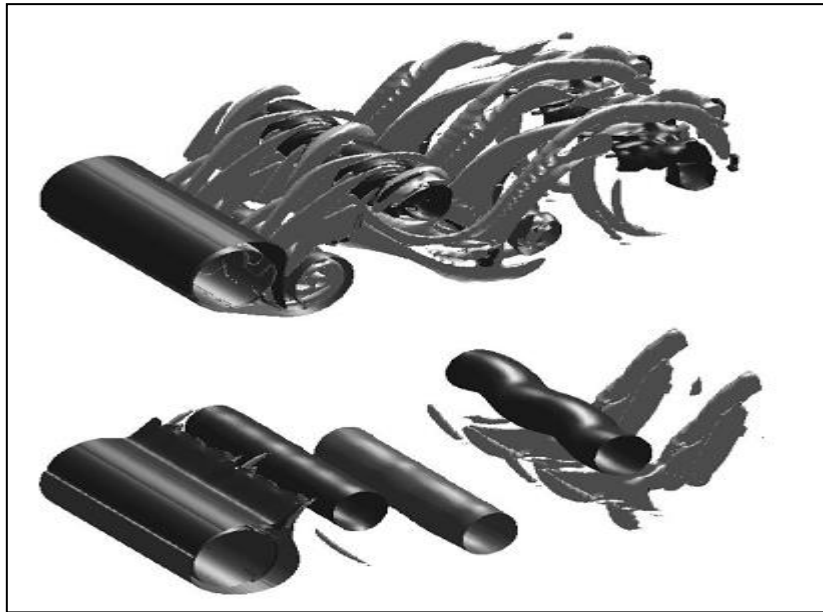


Figure 1.12 – L'isovorticité après activation de la rotation. Ci-dessus: $t=120$, ci-dessous: $t=135$. La rotation commence à $t=110$, [26].

Aljure et al. [27], soulèvent le phénomène de l'influence du taux de rotation sur les forces agissant sur un cylindre circulaire à $Re = 5000$ et qui a été étudiée au moyen de simulations numériques directes (DNS). Les résultats ont montré que la rotation entraîne la disparition des vortex pour les rapports $\alpha \geq 2$, en très bon accord avec la recherche numérique et expérimentale précédente. La symétrie dans l'écoulement est brisée lorsque le taux de rotation augmente. Ceci est particulièrement évident dans les couches de cisaillement car elles commencent à se courber vers le côté avec le gradient de pression plus bas causant le rétrécissement de la région de formation de vortex. Pour des vitesses de rotation plus élevées, la zone de recirculation derrière le cylindre disparaît et les couches de cisaillement roulent sur le cylindre, créant une couche de «contour» qui modifie considérablement la topologie du sillage. De plus, les changements que la rotation provoque sur les forces aérodynamiques sur le cylindre sont analysés et discutés en détail.

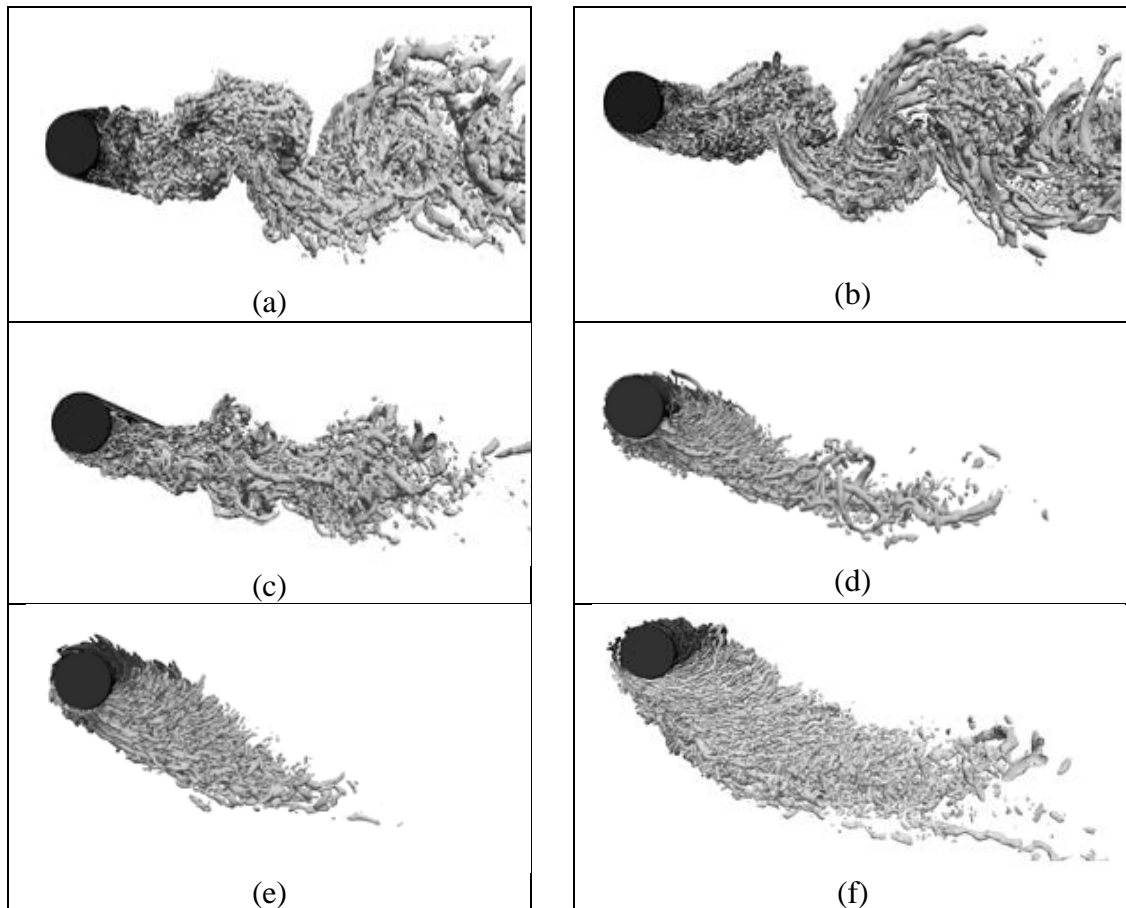


Figure 1.13 – Structures cohérentes représentées au moyen de $Q^* = 3$ iso contours colorés par la pression. (a) $\alpha = 0$, (b) $\alpha = 1$, (c) $\alpha = 2$, (d) $\alpha = 3$, (e) $\alpha = 4$ et (f) $\alpha = 5$. [27].

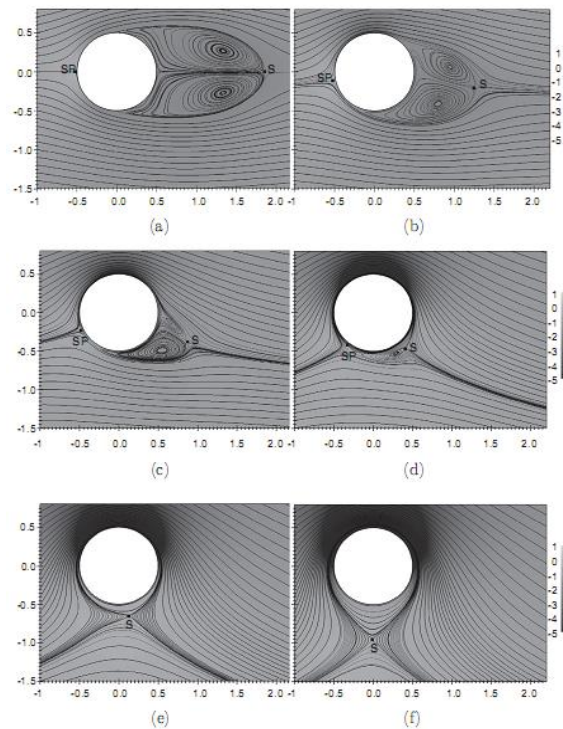


Figure 1.14 – Lignes de courant pour les différents rapports de rotation. (a) $\alpha = 0$, (b) $\alpha = 1$, (c) $\alpha = 2$, (d) $\alpha = 3$, (e) $\alpha = 4$, et (f) $\alpha = 5$. [27].

El Akoury et al. [28], Ont étudié l'écoulement autour d'un cylindre circulaire en rotation au moyen de simulations numériques directes en deux et en trois dimensions. Les modifications successives de l'écoulement sont étudiées en fonction du taux de rotation. La suppression des vortex se produit lorsque le taux de rotation augmente (> 2). Un deuxième type d'instabilité apparaît pour une vitesse de rotation plus élevée où une série de tourbillons dans le sens inverse est perdue dans la couche de cisaillement supérieure. Des calculs tridimensionnels sont effectués pour analyser la transition tridimensionnelle sous l'effet de la rotation pour de faibles taux de rotation. Les parties linéaires et non linéaires de la transition tridimensionnelle ont été quantifiées au moyen de l'évolution de l'amplitude en fonction du temps, en utilisant le modèle d'oscillateur global de Landau.

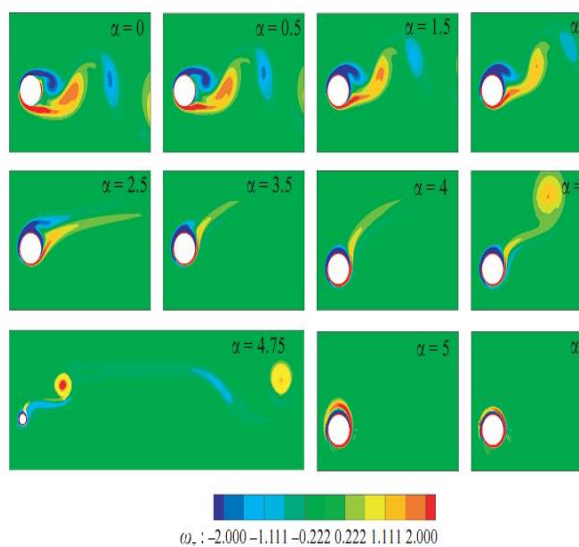


Figure 1.15 – Iso-vorticité, étapes successives dans la transition bidimensionnelle lorsque α augmente, $Re = 200$, [28].

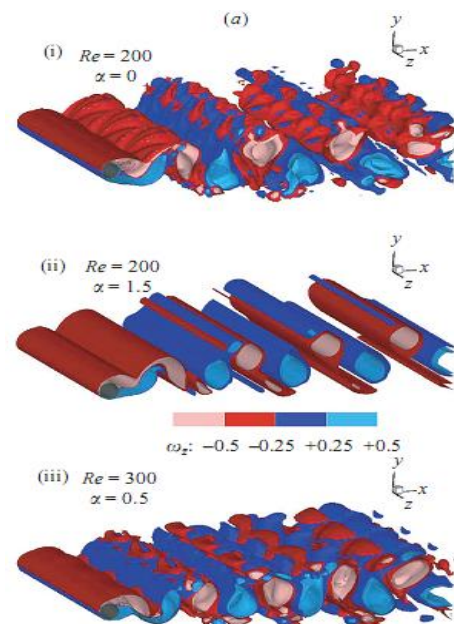


Figure 1.16 – Instabilité secondaire et évolution globale des vorticités cohérentes. a) Surfaces d'iso-tourbillon, [28].

Martinat G. [29] en vue d'applications aux turbines éoliennes, cette thèse vise à améliorer la prédiction des écoulements turbulents instationnaires autour de corps en rotation, par résolution des équations de Navier-Stokes directes ou moyennées. L'analyse du décollement sur un cylindre tournant a été effectuée par la simulation en 2D, pour des nombres de Reynolds modérés. Les nombres critiques d'apparition de deux instabilités globales ont été quantifiés. La modélisation de la turbulence instationnaire à nombre de

Reynolds élevé a été abordée par approches statistiques et hybrides puis validée pour une configuration de référence.

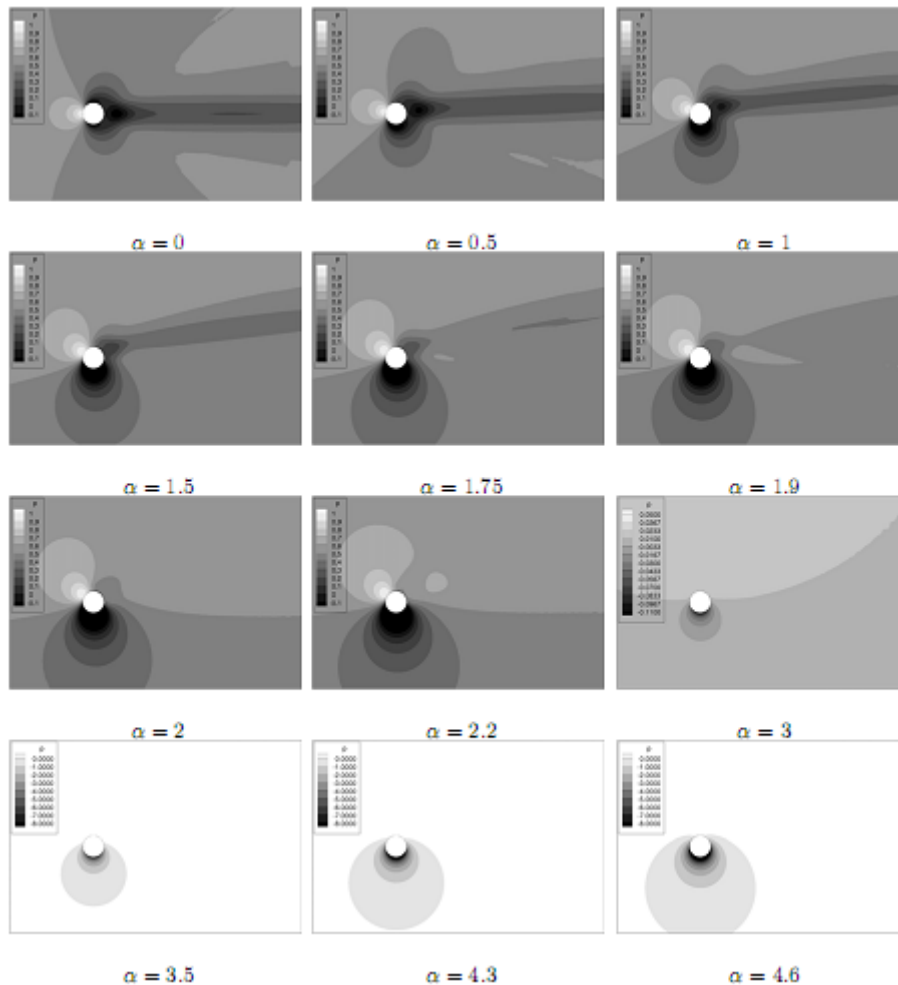


Figure 1.17 – Iso-valeurs de pression moyennes pour différentes vitesses de rotation réduites [29].

1.2.3 Les efforts aérodynamiques

L'analyse de ces efforts repose sur celle du torseur aérodynamique qui regroupe l'ensemble des efforts appliqués par le fluide sur l'obstacle :

- **Une force de traînée** : parallèle à la direction moyenne de l'écoulement.
- **Une force de portance** : perpendiculaire à la direction moyenne de l'écoulement.

1.2.3.1 La traînée aérodynamique

Dans le cas d'un véhicule et pour un écoulement subsonique, les efforts de portance ou de dérive agissent sur la stabilité de ce dernier, tandis que l'effort de traînée va avoir principalement un impact sur sa consommation énergétique. Si on se limite

maintenant au cadre de notre étude, autour du cylindre circulaire placé verticalement, c'est la traînée qui représente une composante majeure de l'effort appliqué sur l'obstacle. Du fait de la symétrie du modèle, les efforts moyen de portance et de dérive ainsi que l'ensemble des moments résultants peuvent être considérés négligeables voir nuls devant la composante liée à la traînée.

1.2.3.1 Le décollement

Il a été mis en évidence qu'il existait un véritable lien de cause à effet entre la production de la traînée aérodynamique et les phénomènes de décollements au sein de l'écoulement. Il convient donc de s'intéresser également à ce phénomène. On se place, tout d'abord, dans le cas d'un écoulement le long d'une paroi, les particules sont animées d'un mouvement entretenu par les forces d'inerties et retardées par les forces de frottement et de pression. Il existe donc un équilibre entre ces forces, traduit par l'équation de quantité de mouvement.

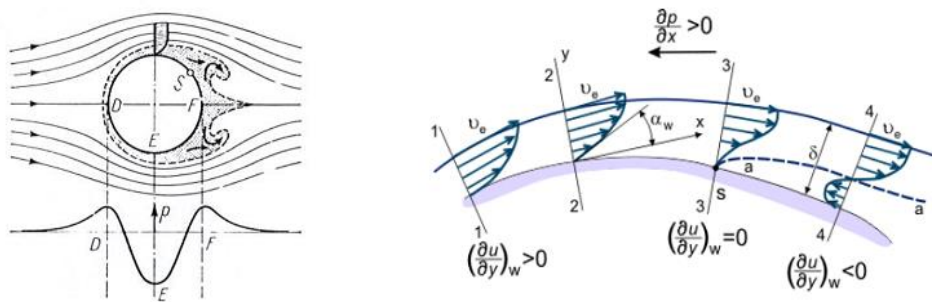


Figure 1.18 – (a) Décollement de la couche limite (à gauche); (b) profil de vitesse dans la couche limite lors de l'écoulement de la couche limite (à droite), [30].

Considérons l'écoulement d'un fluide autour d'un cylindre (Voir figure 1.18). Dans le cas d'un écoulement sans frottement. Les particules de fluide accélèrent de D à E et décélèrent de E à F tel qu'elles aient la même vitesse en F qu'en D. Cependant, dans la couche limite les frottements sont non négligeables ainsi une telle particule perd tellement d'énergie cinétique pour aller de D à F qu'elle n'en a plus assez pour aller de E à F. Ainsi la particule tend à s'arrêter et repartir dans le sens inverse dans cette régions où la pression augmente fortement, c'est ce qu'on appelle le décollement de la couche limite [30] .

En effet, le décollement se produit lorsqu'une couche limite se développe en présence d'un gradient de pression positif dans le sens de l'écoulement (Gradient adverse). Si ce gradient

de pression est suffisamment intense, la vitesse de ces particules va diminuer jusqu'à s'annuler puis par devenir négative : on dit que la couche limite décolle.

1.3 La Convection

En régime anisotherme, on introduit le nombre de Richardson : $Ri = \frac{Gr}{Re^2} = \frac{g\beta\Delta TD}{U_\infty^2}$

pour évaluer le rapport des forces de gravité aux forces d'inertie. Plus particulièrement, on considère trois types d'écoulement en fonction de ce nombre:

- $Ri \leq 1$: les forces de gravité sont négligeables devant les forces d'inertie, on parle alors de convection forcée.
- $Ri \approx 1$: les forces de gravités ont comparables aux forces d'inertie, on parle alors de convection mixte.
- $Ri \geq 1$: les forces d'inertie sont négligeables devant les forces de gravité, on parle alors de convection naturelle.

Avant de décrire la topologie des écoulements et l'évolution des transferts en régime de convection forcée il convient de savoir quand commence et surtout quand finit ce régime, ce qui constitue souvent une difficulté pour les études. La convection forcée débute dès lors que le cylindre à une température supérieure à celle du fluide dans lequel il se trouve mais jusqu'à quel nombre de Richardson peut-on considérer l'impact de la convection naturelle comme négligeable?

Pour répondre à cette question, plusieurs travaux dont ceux de Hatton et al. [31], Keswani et Fand [32] ont permis de savoir à partir de quelle valeur limite du nombre de Richardson les transferts étaient altérés par les effets de convection naturelle. Alors que Hatton trouve un nombre de Richardson limite de 0.2, Keswani et Fand ainsi que Morgan trouve 0.5. Dans ces gammes de nombre de Richardson, les transferts donnent le nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl.

L'effet produit par la température dépend de la nature du fluide; en effet dans l'air, l'augmentation de la température a pour effet d'augmenter la viscosité cinématique si bien que l'écoulement a tendance à être stabilisé : tout se passe comme si l'on faisait diminuer le nombre de Reynolds avec l'augmentation de température. Dans l'eau, le contraire se produit: l'augmentation de la température fait diminuer la valeur de la viscosité cinématique, ce qui a donc tendance à perturber l'écoulement, en augmentant les fluctuations de vitesses par exemple.

Lecordier et al. [33] ont expérimentalement montré que le chauffage du cylindre avait pour conséquence de réduire les fluctuations transverses de vitesse pour $Re < 200$ et $Ri < 0.05$ alors que le contraire se produit dans l'eau. Ils ont également montré qu'il était possible de supprimer le lâcher tourbillonnaire dans l'air en chauffant suffisamment le cylindre. Ce phénomène remarquable montre combien l'écoulement est dépendant des variations de viscosité cinématique avec la température.

Dans l'air, Patnaik et al. [34] ont numériquement montré pour $Re < 200$, le mécanisme de formation des allées de Von Karman est affaibli si bien que l'on retrouve un sillage fermé avec deux tourbillons symétriques attachés au cylindre pour $Ri < 1$.

Lorsque le nombre de Richardson augmente, le terme de flottabilité dans l'équation de quantité de mouvement devient non négligeable. Ce phénomène conduit à une augmentation de la fréquence du lâcher tourbillonnaire, résultat retrouvé par Bhattacharyya et al. [35] pour $Re < 200$ et $Ri < 2$.

Dans l'eau, Ren [36], a montré numériquement et expérimentalement que la transition 3D observée en régime isotherme à $Re = 180 - 200$ ($Ri = 0$), se produit à $Re = 116$ pour $Ri = 1$, comme l'illustre la figure 1.19.

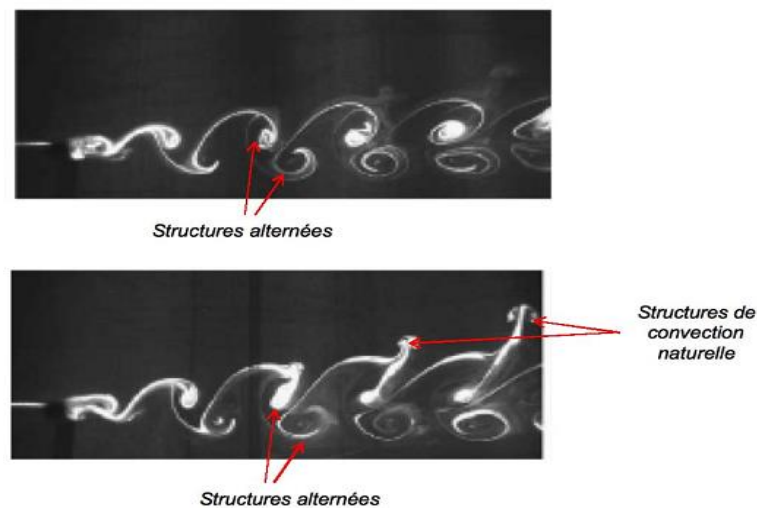


Figure 1.19 – Mise en évidence de la transition 3D dans l'eau pour $Re = 116$ et $Ri = 1$, extrait de Ren, [36].

1.4 Bilan bibliographique

Cette revue non exhaustive de divers travaux réalisés au cours de ces dernières années a permis de poser les bases nécessaires à l'étude des écoulements de convection autour d'un obstacle. Plusieurs grandes familles d'écoulements se distinguent avec en particulier les cas des obstacles chauffant placés devant un écoulement libre. Pris séparément, ces cas généraux attisent déjà la curiosité de la communauté scientifique thermicienne avec les études de stabilité qui tendent à montrer la complexité des phénomènes, le caractère non-intuitif des écoulements rencontrés et la diversité des mécanismes physiques en jeu. D'autant plus que ces caractéristiques dépendent des propriétés du fluide (à travers le nombre de Prandtl) mais également et fortement de la géométrie du système, des conditions appliquées à ses limites et le caractère généralement tridimensionnel des écoulements.

Chapitre 2

Généralités sur les nanofluides

Dans ce deuxième chapitre nous présentons, une revue des travaux concernant l'utilisation de nanofluides en tant que fluide thermique, Les procédés de fabrication de nanoparticules, leurs propriétés thermophysiques et leur application dans de nombreux problèmes.

Sommaire

2.1	Introduction	34
2.2	État de l'art sur les nanofluides	34
2.3	Définition des nanofluides :	37
2.3.1	Types de nanoparticules	37
2.3.2	Méthodes de préparation pour les nanofluides	38
2.3.3.1	Méthode à deux étapes	39
2.3.4.2	Méthode en une étape	39
2.4	Caractéristiques thermophysiques des nanofluides	42
2.4.1	La Masse volumique	42
2.4.2	La chaleur spécifique	43
2.4.3	La Conductivité thermique	44
2.4.3.1	Modèle de Maxwell	44
2.4.3.2	Modèle de Hamilton-Crosser	45
2.4.3.3	Modèle de Yu et Choi	46
2.4.3.4	Modèle de Bruggeman	46
2.4.3.5	Modèles tenant compte du mouvement brownien	46
2.4.4	La viscosité dynamique	47
2.5	Conclusion	49

2.1 Introduction

Les propriétés thermiques des liquides jouent un rôle important dans le chauffage ainsi que dans les applications de refroidissement dans les procédés industriels. La conductivité thermique d'un liquide est une propriété physique importante qui décide de ses performances de transfert de chaleur. Les fluides de transfert de chaleur classiques ont une conductivité thermique faible qui les rend inadéquats pour des certaines applications de refroidissement. Les chercheurs ont essayé d'améliorer la conductivité thermique intrinsèquement médiocre de ces fluides de transfert de chaleur classiques en utilisant des additifs solides suivant la théorie classique de (Maxwell, 1873). Un ajustement précis des dimensions de ces suspensions solides aux gammes millimétrique et micrométrique pour améliorer les performances de transfert de chaleur a échoué en raison des inconvénients tels que la faible conductivité thermique, la sédimentation des particules, la corrosion des composants des machines, le colmatage des particules, la chute de pression excessive, etc. La réduction de la taille des particules a continué dans la recherche de nouveaux types de suspensions de fluide ayant des propriétés thermiques améliorées ainsi que des performances de transfert de chaleur.

La nanotechnologie moderne offre des voies physiques et chimiques pour préparer des particules de taille nanométrique ou des matériaux nanostructures conçus sur les échelles atomiques ou moléculaires avec des propriétés thermodynamiques améliorées. Des suspensions de nanoparticules-fluides sont appelées nanofluides.

2.2 État de l'art sur les nanofluides

Plusieurs techniques sont utilisées pour améliorer ou augmenter le taux de transfert de chaleur. Le taux de transfert de chaleur peut être progressivement amélioré en modifiant la géométrie de l'écoulement, les conditions aux limites ou en améliorant les propriétés thermophysiques. Au cours des dernières années, un nouvel axe de recherche visant à améliorer les propriétés thermiques des fluides caloporteur par l'addition de nanoparticules métalliques dans un liquide de base (Eau, huile, hydrocarbure...), cette nouvelle classe de fluides appelés nanofluides. La taille des nanoparticules peut varier de 1 à une centaine de nanomètres et la fraction volumique d'un nanofluide est généralement inférieure à 5%, afin d'améliorer la stabilité des nanoparticules à l'intérieur du fluide de base.

Les nanofluides possèdent des propriétés thermophysiques améliorées telles que la conductivité thermique, la diffusivité thermique, la viscosité et les coefficients de transfert de chaleur convectifs par rapport à ceux des fluides de base.

Les fluides caloporteurs de base souvent utilisés dans les applications industrielle ont des conductivités thermiques très faibles, pour se faire, un grand nombre de chercheurs ont mené une multitude d'essais numériques et expérimentaux portant sur l'amélioration de la conductivité thermique de nanofluides.

La capacité thermique spécifique du nanofluide à base de CuO a été étudiée par Zhou et al. [37]. Ils ont contribué dans les effets de la taille des particules et de l'interface particule-liquide sur la capacité thermique spécifique du nanofluide. Ils ont trouvé que l'écart entre les nanoparticules de différentes tailles est faible en augmentant la concentration volumique des nanoparticules, ce qui est dû à la grande capacité calorifique spécifique du fluide de base.

Les résultats expérimentaux obtenus par Donzelli et al. [38] ont montré le rôle important que peut jouer la thermodiffusion dans les nanofluides. Ils ont montré qu'en ajoutant une petite quantité de nanoparticules à l'eau, le processus de la convection de Rayleigh-Bénard change radicalement. Elhajjar et al. [39] ont étudié l'influence des nanoparticules sur le transfert de chaleur conductif et convectif. Contrairement à ce que de nombreux auteurs ont obtenus, Ils ont montré que dans la configuration de Rayleigh-Bénard, après l'apparition de la convection, le transfert de chaleur est plus élevé dans le fluide de base par rapport au nanofluide. Le nombre de Rayleigh dans les nanofluides diminue avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules. Ainsi, les nanoparticules en suspension dans l'eau vont retarder l'apparition de la convection dans ce dernier.

Toutefois, le choix du modèle utilisé pour prédire la conductivité thermique semble être moins importante. Özerinç et al. [40] ont passé en revue les modèles de conductivité thermiques effectifs de nanofluides et ont fait des comparaisons entre des travaux expérimentaux et des prédictions théoriques. Les résultats montrent qu'ils existent des divergences significatives entre les données expérimentales disponibles et les prédictions de modèles théoriques. Ils existent de nombreuses autres études numériques sur les nanofluides dans la littérature. Wang et Mujumdar [41] fournissent un résumé de ces études numériques et passent aussi en revue quelques études théoriques du transfert thermique convectif dans les nanofluides.

Bennacer et al. [42], tiennent compte de l'effet Soret. Ils ont proposé une formulation modifiée des équations de conservation régissant l'écoulement et le transfert de chaleur dans les nanofluides, prenant en compte des changements importants de la conductivité thermique et de la viscosité du nanofluide ainsi que la variation spatiale de la

concentration de nanoparticules induite par l'effet Soret. Les résultats ont montré que la prise en compte de l'effet de Soret augmente le transfert de chaleur dans les nanofluides. Patel et al. [43] ont proposé une nouvelle approche pour déterminer la conductivité thermique du nanofluide à base de nanotubes de carbone. Le modèle prévoit une variation linéaire de la conductivité thermique du nanofluide à base de nanotubes de carbone avec la fraction volumique, ce qui correspond avec les données expérimentales.

Bing et Mohammed [44] ont réalisé une étude numérique sur l'écoulement de convection mixte laminaire ascendant autour d'un cylindre circulaire et ont montré que les nanofluides avec des nanoparticules plus petites produisent des taux de transfert de chaleur plus élevés. Chamkha et al. [45] ont mis en évidence la dépendance de l'application du transfert de chaleur aux nanoparticules. Il a été noté que les particules sphériques sont capables de produire des taux de transfert de chaleur plus élevés. Sarkar et al. [46] ont réalisé une étude détaillée sur la dynamique de sillage et le transfert de chaleur en utilisant des nanofluides dans un écoulement de convection forcé et mixte autour d'un cylindre circulaire à des nombres élevés de Prandtl. Un effet stabilisant de l'écoulement et un transfert de chaleur amélioré ont été observés à des valeurs plus élevées de Richards.

Une autre étude numérique sur l'écoulement des fluides et le transfert de chaleur autour d'un cylindre circulaire solide utilisant le nanofluide a été réalisée par Valipour et Zare Ghadi [47]. Ils ont montré que lorsque la fraction volumique solide augmente, l'amplitude de la vitesse minimale dans la région de sillage et la longueur de recirculation augmentent mais l'angle de séparation diminue.

Sarkar et al. [48] ont étudié les distributions de la structure des vortex et le transfert de chaleur par convection mixte autour d'un cylindre circulaire solide utilisant un nanofluide pour un régime instationnaire. Leur résultat montre que le nombre de Strouhal augmente en augmentant la fraction volumique des nanoparticules solides. Il a également montré que l'augmentation du nombre de Strouhal entraîne une réduction du détachement des vortex. Le noyau des tourbillons se développe au cours des processus subséquents de cycle de vortex.

Une étude sur l'écoulement de nanofluide non confiné et le transfert de chaleur autour d'un cylindre carré a été réalisée par Farooji et al. [49]. Ils sont concentrés sur les effets du nombre de Peclet et des types de nanofluides sur le transfert de chaleur plutôt que sur l'hydrodynamique des fluides.

Dans cette étude, nous nous intéresserons particulièrement à des nanofluides à base de cuivre (Cu). Une simulation numérique a été effectuée pour caractériser l'écoulement de nanofluide en convection autour d'un cylindre fixe et en rotation.

2.3 Définition des nanofluides :

Les fluides contenant des nanoparticules (dont le diamètre est typiquement inférieur à 100 nm) en suspension, appelés nanofluides, présentent une conductivité thermique plus élevée que les fluides conventionnels.

2.3.1 Types de nanoparticules

La production de nouveaux nanomatériaux (nanoparticules) constitue un champ de recherche en pleine expansion, aussi seules les nanoparticules les plus couramment utilisées dans les applications liées aux transferts thermiques sont ici brièvement mentionnées.

D'une manière générale, les nanoparticules peuvent être classées selon leur forme en deux grandes catégories (Voir figure 2.1) :

- Les nanoparticules sphériques pour lesquelles plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés pour leur fabrication. Ces nanoparticules sphériques peuvent être à base de métaux (Cuivre Cu, fer Fe, or Au, argent Ag...) ou (Oxydes de cuivre CuO, oxyde d'aluminium Al₂O₃, oxyde de titane TiO₂...).
- Les nanotubes (les nanotubes de carbone NTC, les nanotubes de titane TiO₂, Nanotube de silicium...)

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

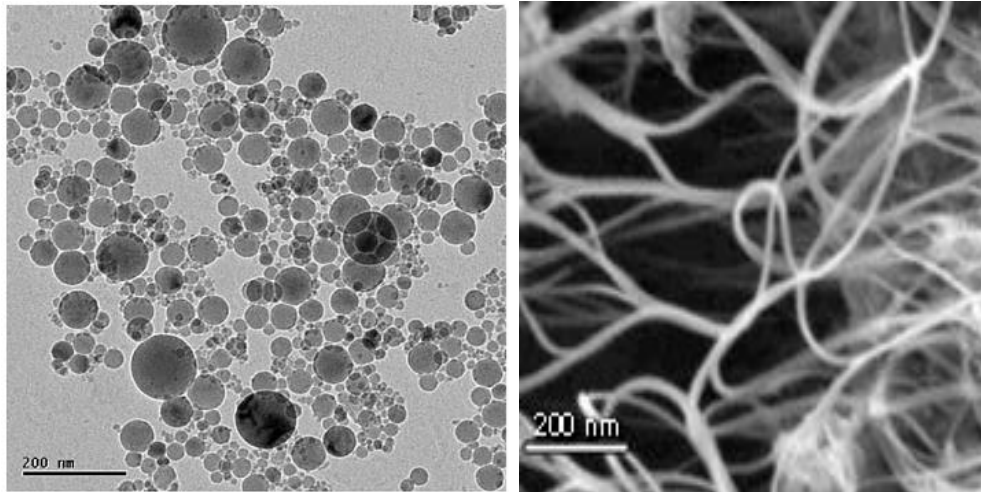


Figure 2.1 – Nanoparticules sphériques [50]; Nanotubes de carbone [51].

2.3.2 Méthodes de préparation pour les nanofluides

Le tableau 1 regroupe une liste non exhaustive de combinaisons de nanoparticules et de fluides de base. Il existe principalement deux méthodes de production de nanofluides, à savoir la technique en deux étapes et la technique en une étape.

Tableau 2.1 – Combinaisons nanoparticules/fluides de base [52].

	Acétone	Eau	Éthylène glycol	Huile	Toluène	Décène	Éthanol
Ag		X		X			
AlN							X
Au		X			X		
Al ₇₀ Cu ₃₀			X				
Al ₂ O ₃		X	X	X			
Bi ₂ Te ₃							
C (diamant)		X					
C (graphite)		X		X			
C (NTC)		X		X		X	
C (fullerène)				X	X		
Cu	X	X	X	X			
CuO		X	X				
Fe			X				
SiC		X					
SiO ₂		X	X				
TiO ₂		X	X				
WO ₃			X				
ZrO ₂		X					

2.3.2.1 Méthode à deux étapes

La méthode en deux étapes est la méthode la plus utilisée pour la préparation des nanofluides. Les nanoparticules, les nanofibres, les nanotubes ou d'autres nanomatériaux utilisés dans cette méthode sont d'abord produits sous forme de poudres sèches par des procédés chimiques ou physiques. Ensuite, la poudre nanosaturée sera dispersée dans un fluide dans la deuxième étape de traitement à l'aide d'une agitation intensive de la force magnétique. La technique en deux étapes est avantageuse lorsque l'on considère la production de nanoparticule de masse important.

En raison de la difficulté à préparer des nanofluides stables par une méthode en deux étapes, plusieurs techniques avancées sont développées pour produire des nanofluides, y compris la méthode en une étape.

2.3.2.2 Méthode en une étape

Cette méthode, combine la production de nanoparticules et la dispersion des nanoparticules dans le fluide de base en une seule étape. Le processus en une étape consiste à produire et à disperser simultanément les particules dans le fluide. Dans cette méthode, les processus de séchage, de stockage, de transport et de dispersion des nanoparticules sont évités, de sorte que l'agglomération des nanoparticules est minimisée et la stabilité des fluides augmente. Les processus en une étape peuvent préparer des nanoparticules uniformément dispersées, et les particules peuvent être suspendues de manière stable dans le fluide de base.

La méthode physique en une étape ne peut pas synthétiser les nanofluides à grande échelle, et le coût est également élevé. Les caractéristiques de dispersion des nanofluides produits avec des techniques en une étape sont meilleures que celles produites avec la technique en deux étapes. Le principal inconvénient des techniques en une étape est qu'elles ne sont pas adaptées à la production de masse, ce qui limite leur commercialisation.

Diverses techniques chimiques et physiques sont donc disponibles pour élaborer des nanoparticules. Le choix d'une méthode de synthèse est dicté par l'utilisation finale des nanoparticules.

➤ Méthodes physiques

La méthode la plus simple consiste à subdiviser un matériau jusqu'à l'échelle nanométrique. Toutefois, cette méthode présente d'importantes limitations car elle ne permet pas un contrôle précis des distributions de taille.

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

- La pulvérisation d'un matériau cible, par exemple à l'aide d'un plasma (Pulvérisation cathodique), ou d'un faisceau laser intense (Ablation laser). H. Sakuma et K. Ishii [53] ont ainsi synthétisé des nanoparticules magnétiques de Co-Pt et Fe de taille 4 à 6 nm ;
- Le chauffage à très haute température (Evaporation thermique) d'un matériau de manière à ce que les atomes qui le constituent s'évaporent. Ensuite un refroidissement adéquat de ces vapeurs permet une agglomération en nanoparticules [54].

En général, les méthodes physiques 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.

➤ Méthodes chimiques

Aujourd'hui un grand nombre de méthodes de synthèse par voie chimique sont disponibles et présentent l'avantage d'être en général simples à mettre en œuvre et d'être souvent quantitatives et peu coûteuses. 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 (Silice mésoporeuse par exemple) ou un polymère.

Nous citons ici les méthodes chimiques les plus couramment utilisées.

▪ 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 en général par chauffage. D. K. Lee et al. [55] ont élaboré des nanoparticules de 13 nm de Cobalt et de Fer par décomposition thermique de CoCl_2 et FeCl_2 , en présence de polymères organiques.

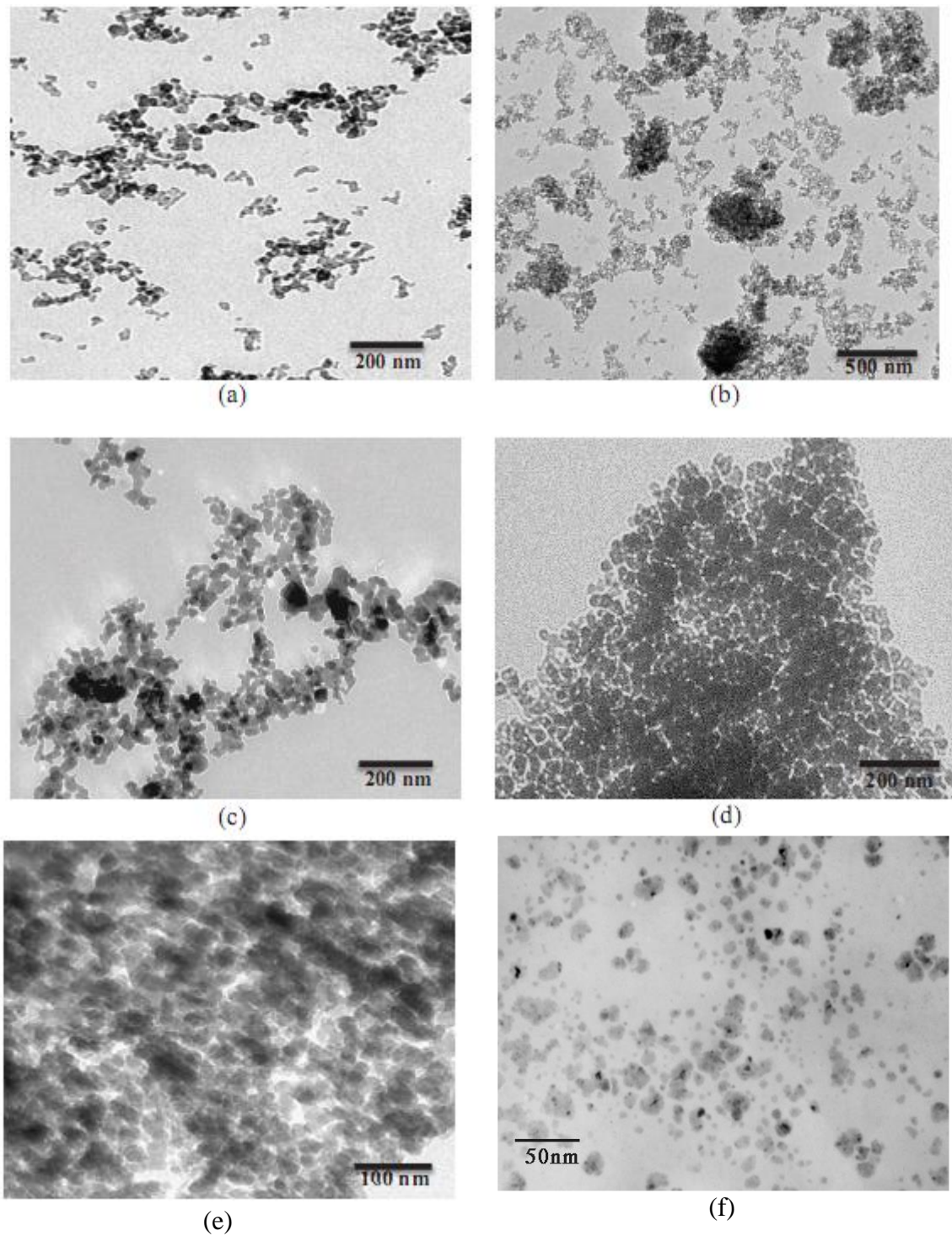


Figure 2.2 – Image de a) Al_2O_3 (13 nm), b) Al_2O_3 (50 nm), c) TiO_2 (21 nm), d) SiO_2 (5~15 nm), e) SiO_2 (10~20 nm) et f) Cu nanoparticules dispersé dans l'eau. [56].

▪ **Voie radiolytique :**

Le principe de la *synthèse radiolytique* des nanoparticules consiste à réduire des ions métalliques en solution au moyen d'espèces produites (Généralement 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 (i) la radiolyse du solvant, et (ii) les réactions de réduction des ions métalliques par les espèces produites par radiolyse suivies par la coalescence des atomes produits. R. Benoit et al. [57] ont ainsi synthétisé des nanoparticules de bismuth dans de la silice.

Les méthodes chimiques ont souvent un rendement bien supérieur à celui des méthodes physiques.

2.4 Caractéristiques thermophysiques des nanofluides

On notera que la taille des particules est un paramètre physique important dans les nanofluides car elle peut être utilisée pour adapter les propriétés thermiques du nanofluide ainsi que la stabilité à la suspension des nanoparticules. Les chercheurs de nanofluides ont essayé d'exploiter les propriétés uniques des nanoparticules pour développer des fluides de transfert de chaleur stables et hautement conducteurs.

Les propriétés thermophysiques des nanofluides sont essentielles pour prédire leur comportement au transfert de chaleur. Ces propriétés (Masse volumique, la chaleur spécifique, l'expansion thermique, la viscosité dynamique et la conductivité thermique) des solutions sont profondément modifiées par l'ajout des nanoparticules. De nombreux paramètres caractérisant ces nanoparticules peuvent avoir un effet notable sur les valeurs des paramètres thermophysiques du nanofluide obtenus (Nature des nanoparticules, leur taille, la fraction volumique, la conductivité du fluide de base et celle des nanoparticules, la température du milieu, etc.). Les propriétés thermophysiques effectives du nanofluide seront approximées par différentes relations tirées de la littérature ou que nous établirons dans la suite de ce travail.

2.4.1 La Masse volumique

En utilisant des formules classiques dérivées pour un mélange en deux phases, la densité du nanofluide en fonction de la concentration volumique des particules et des propriétés individuelles peut être calculée à l'aide des étapes suivantes:

$$\rho_{nf} = \left(\frac{m}{V}\right)_{nf} = \frac{m_f + m_s}{V_f + V_s} = \frac{\rho_f V_f + \rho_s V_s}{V_f + V_s} \quad (2.1)$$

La fraction volumique des nanoparticules, notée φ désigne le rapport du volume des nanoparticules sur le volume total (Fluide + solide).

$$\varphi = \frac{\text{Volume solide}}{\text{Volume totale du nanofluide}} = \frac{V_s}{V_s + V_f} \quad (2.2)$$

On déduit alors la masse volumique du nanofluide :

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_f + \varphi\rho_s \quad (2.3)$$

Où :

ρ_{nf} : Masse volumique du nanofluide.

ρ_f : Masse volumique du fluide de base.

ρ_s : Masse volumique des nanoparticules solides.

2.4.2 La chaleur spécifique

L'équation suivante a été représentée par Xuan et Roetzel [58] pour calculer la chaleur spécifique du nanofluide:

$$(\rho\overline{C_p})_{nf} = (1 - \varphi)(\rho\overline{C_p})_f + \varphi(\rho\overline{C_p})_s \quad (2.4)$$

On peut démontrer cette relation comme suite :

$$\begin{aligned} (\rho\overline{C_p})_{nf} &= (\rho)_{nf}(\overline{C_p})_{nf} = \rho_{nf} \frac{Q_f + Q_s}{(m_f + m_s)\Delta T} \\ &= \rho_{nf} \frac{(m\overline{C_p})_f\Delta T + (m\overline{C_p})_s\Delta T}{(m_f + m_s)\Delta T} = \rho_{nf} \frac{(\rho V\overline{C_p})_f + (\rho V\overline{C_p})_s}{(\rho_f V_f + \rho_s V_s)} \\ &= \left(\frac{\rho_f V_f + \rho_s V_s}{V_f + V_s} \right) \frac{(\rho V\overline{C_p})_f + (\rho V\overline{C_p})_s}{(\rho_f V_f + \rho_s V_s)} = \rho_f (\overline{C_p})_f \frac{V_f}{V_f + V_s} + \rho_s (\overline{C_p})_s \frac{V_s}{V_f + V_s} \end{aligned}$$

Avec : $(\overline{C_p})_{nf}$, $(\overline{C_p})_f$, $(\overline{C_p})_s$ désignent respectivement les chaleurs spécifiques du nanofluide, du fluide de base et des nanoparticules.

Certains autres dont Pak et Cho [59] ont utilisé:

$$(\overline{C_p})_{nf} = (1 - \varphi)(\overline{C_p})_f + \varphi(\overline{C_p})_s \quad (2.5)$$

2.4.3 La Conductivité thermique

Un large éventail d'études expérimentales et théoriques ont été menées dans la littérature pour modéliser la conductivité thermique des nanofluides. Les résultats existants étaient généralement basés sur la définition de la conductivité thermique efficace d'un mélange à deux composants. Le modèle Maxwell (1881) était l'un des premiers modèles proposés pour le mélange solide-liquide avec des particules relativement grandes. Il était basé sur la solution de l'équation de conduction de chaleur par une suspension aléatoire stationnaire de sphères.

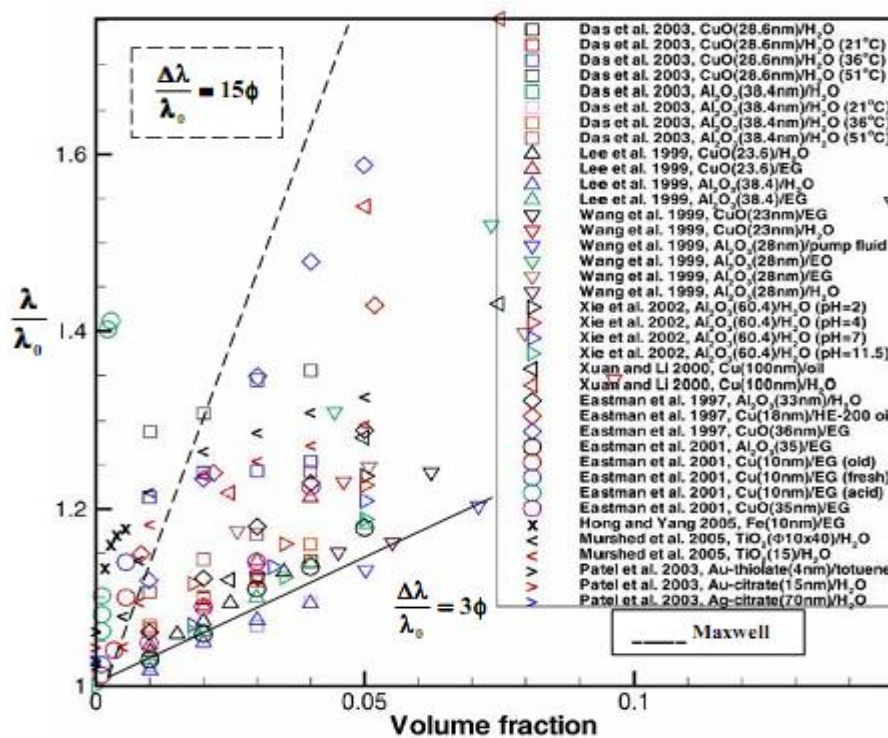


Figure 2.3 – Principaux résultats sur la conductivité thermique relative pour des suspensions de nanoparticules d'après Wang et al [60].

2.4.3.1 Modèle de Maxwell

Maxwell a dérivé une formule pour calculer la conductivité thermique effective de mixture solide liquide avec des particules sphériques (Maxwell, 1873) :

Le modèle de Maxwell [61] et ses dérivés sont probablement les plus largement utilisés dans la littérature. Ce modèle de base suppose que le fluide renferme plusieurs particules sphériques de même diamètre d_p et sont dispersées en faible concentration.

La formule de Maxwell est donnée par :

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + 2k_f + 2\varphi(k_s - k_f)}{k_s + 2k_f - 2\varphi(k_s - k_f)} \quad (2.6)$$

Où : k_{nf} , k_f , k_s indiquent respectivement les conductivités thermiques du nanofluide, du fluide de base et des particules solides.

Remarque : dans la relation (2.6), l'effet de la taille et la forme des particules n'est pas inclus dans l'analyse. Il convient aussi de noter que l'interaction entre les particules a été également négligée dans le calcul.

Hasselman et Johnson [62] ont adapté le modèle de Maxwell en tenant compte de la résistance de Kapitza (R_k) :

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s(1 + 2\beta_1) + 2k_f + 2\varphi[k_s(1 - \beta_1) - k_f]}{k_s(1 + 2\beta_1) + 2k_f + \varphi[k_s(1 - \beta_1) - k_f]} \quad (2.7)$$

Avec : $\beta_1 = \frac{2R_k k_f}{d_s}$

Où :

d_s : Diamètre moyen d'une nanoparticule solide

R_k : Résistance de Kapitza

k_f : Conductivité thermique du fluide de base

D'après Wilson et al. [63], la résistance de Kapitza entre les nanoparticules et le fluide de base est égale à $7.7 \times 10^{-9} [Km^2W^{-1}]$

2.4.3.2 Modèle de Hamilton-Crosser

Ce modèle d'après Hamilton et Crosser [64], est dérivé de celui de Maxwell, incorpore un facteur de forme n pour prendre en compte la forme non-sphérique des particules. Ce facteur de forme empirique donné par : $n = \frac{3}{\psi}$. Tel que (ψ) est un facteur géométrique appelé sphéricité. Ce coefficient est défini comme étant le rapport de la surface de la sphère ayant le même volume que les nanoparticules sur la surface d'une nanoparticule.

La conductivité thermique apparente du milieu est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + (n - 1)k_f - (n - 1)(k_f - k_s)\varphi}{k_s + (n - 1)k_f + (k_f - k_s)\varphi} \quad (2.8)$$

Quand $n = 3$ on retrouve le cas des particules sphériques. Le cas $n = 6$ correspond à des particules cylindriques.

2.4.3.3 Modèle de Yu et Choi

Yu et Choi [65] ont proposé un modèle modifié plus complexe que le modèle de Hamilton-Crosser, qui tient compte de l'effet d'interface entre les particules et le fluide de base.

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + 2k_f + 2(k_s - k_f)(1 + \beta_2)^3 \varphi}{k_s + 2k_f - (k_s - k_f)(1 + \beta_2)^3 \varphi} \quad (2.9)$$

Où : β_2 est le rapport de l'épaisseur de la couche nanométrique sur le rayon des particules. Ce modèle n'est valable que pour les particules de forme sphérique.

2.4.3.4 Modèle de Bruggeman

Bruggeman [66], a proposé un modèle implicite qui permet de prévoir la conductivité thermique des nanofluides sans limitation sur la concentration volumique. Ce modèle suppose des particules de forme sphérique. Ce modèle a un bon accord avec certains résultats expérimentaux.

$$k_{nf} = \frac{1}{4} [(3\varphi - 1)k_s + (2 - 3\varphi)k_f] + \frac{k_f}{4} \sqrt{\Delta} \quad (2.10)$$

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

Ce modèle ne tient pas compte ni de la taille des particules ni leur forme.

2.4.3.5 Modèles tenant compte du mouvement brownien

Le mouvement brownien est 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.

Il s'avère que le mouvement Brownien des nanoparticules est trop lent pour transporter une quantité de chaleur notable à travers un nanofluide. Toutefois, ce mouvement peut avoir un rôle indirect pour produire une convection autour des nanoparticules qui sert à augmenter le transfert de chaleur.

Koo et Kleinstreuer [67] ont proposé un modèle modifié plus complexe que le modèle de Maxwell. Dans ce modèle ils ont supposé que la conductivité thermique est composée de deux termes. Le premier, dit statique, et le deuxième est lié au mouvement brownien.

$$k_{nf} = k_{statique} + k_{brownien} \quad (2.11)$$

$$k_{statique} = k_f \frac{k_s + 2k_f - 2(k_f - k_s)\varphi}{k_s + 2k_f + 2(k_f - k_s)\varphi} \quad (2.12)$$

$$k_{brownien} = \frac{k_B T}{3\pi\mu_f d_s} \quad (2.13)$$

Où : k_B la constante de Boltzmann, μ_f (Pa.s) la viscosité dynamique du fluide de base et d_s (nm) le diamètre de la nanoparticule.

Vajjha et Das [75], ont proposé un modèle de conductivité thermique à 2 composants prend en compte les effets de la taille des particules, de la fraction volumique des particules et de la température.

$$k_{nf} = k_{static} + k_{Brownian} \quad (2.14)$$

$$\frac{k_{static}}{k_f} = \frac{k_s + 2k_f - 2(k_f - k_s)\varphi}{k_s + 2k_f + (k_f + k_s)\varphi} \quad (2.15)$$

$$k_{Brownian} = 5 \times 10^4 \beta_3 \varphi (\rho \overline{C_p})_f \sqrt{\frac{\gamma T}{\rho_s d_s}} f(T, \varphi) \quad (2.16)$$

Où $\gamma = 1.3809 \times 10^{-23}$ [J/k] est la constante de Boltzmann. Un élément additionnel β_3 a été introduit pour tenir en compte l'effet du mouvement des particules. β_3 est donné comme:

$$\beta_3 = 8.4407(100\varphi)^{-1.07304} \quad (2.17)$$

et $f(T, \varphi)$ a la forme :

$$f(T, \varphi) = (2.8217 \times 10^{-2} \varphi + 3.917 \times 10^{-3}) \left(\frac{T}{T_0}\right) (-3.0669 \times 10^{-2} \varphi - 3.91123 \times 10^{-3}) \quad (2.18)$$

2.4.4 La viscosité dynamique

Par rapport aux études expérimentales sur la conductivité thermique des nanofluides, il existe des études rhéologiques limitées dans la littérature pour la viscosité. Différents modèles de viscosité ont été utilisés par les chercheurs pour modéliser la viscosité effective du nanofluide en fonction de la fraction volumique. Einstein a été le premier qui a étudié l'évolution de la viscosité d'une suspension diluée en fonction de la

fraction volumique de solide [68]. La viscosité dynamique d'un nanofluide donné par Einstein pour un mélange contenant des suspensions diluées de particules fines sphériques et rigides est la suivante :

$$\mu_{nf} = \mu_f(1 + 2.5\varphi) \quad (2.19)$$

Tel que :

μ_{nf} : Viscosité dynamique du nanofluide.

μ_f : Viscosité dynamique du fluide de base.

φ : Fraction volumique des nanoparticules.

Il est important de mentionner que presque toutes les formules existantes sont dérivées du travail fondamental d'Einstein (1906). Basé sur l'hypothèse que l'énergie a une dépendance linéaire avec la viscosité. Cette relation n'est valable que pour $\varphi < 0.03$.

Plusieurs travaux théoriques ont été consacrés à l'obtention d'une correction à la formule d'Einstein. Un bref aperçu est donné par la suite :

Brinkman [69] a étendu la formule d'Einstein pour arriver à une concentration près 4 %. Sa formule est la suivante :

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1 - \varphi)^{2.5}} \quad (2.20)$$

Les relations précédent n'intègrent pas les effets du mouvement Brownien ni ceux de la taille des particules.

La viscosité n'est pas seulement une fonction linéaire de φ , comme l'indique la relation d'Einstein mais une fonction non linéaire de φ avec la présence d'un terme en φ^2 . Batchelor [70] a considéré l'effet du mouvement brownien des particules sphériques en suspension isotropique de particules en proposant :

$$\mu_{nf} = \mu_f(1 + 2.5\varphi + k_2\varphi^2) \quad (2.21)$$

Avec k_2 compris entre 5,2 et 6,2.

A partir des formules ci-dessus, il est évident que la viscosité effective d'un fluide visqueux qui contient des particules en suspension est fonction de la viscosité du fluide de base et du volume de la fraction des particules. En principe, toutes ces formules peuvent être utilisées pour la détermination de la viscosité du nanofluide en assumant que la dépendance de la viscosité est linéaire.

La viscosité dynamique effective du nanofluide pourrait être calculée par les équations suivantes (Corcione [76]):

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{\left(1 - 34.87(d_s/d_f)^{-0.3} \times \varphi^{1.03}\right)} \quad (2.22)$$

$$d_f = \left(\frac{6M}{N\pi\rho_{f0}}\right)^{1/3} \quad (2.23)$$

Où d_s et d_f représentaient le diamètre moyen des nanoparticules et le diamètre équivalent d'une molécule de fluide de base, respectivement; M représentait le poids moléculaire; N représentait le nombre d'Avogadro = $6.0229 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$; et ρ_{f0} est la densité du fluide de base trouvé à la température = 293 K .

2.5 Conclusion

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

D'autres approches théoriques ont vu le jour pour tenter de comprendre l'origine et l'importance de cette augmentation de la conductivité thermique des nanofluides. Néanmoins aucune d'entre elles n'est parvenue à décrire convenablement tous les comportements obtenus expérimentalement. L'agglomération des particules ne nous permet pas d'étudier de manière rigoureuse l'influence de la taille de ces dernières sur l'augmentation de conductivité thermique du fluide. Un meilleur contrôle des propriétés physico chimiques de ces fluides serait nécessaire pour pouvoir les étudier de façon précise et ainsi comprendre leur comportement.

Chapitre 3

Formulation mathématique des écoulements convectifs dans les nanofluides

Dans ce chapitre, l'objectif est de présenter la formulation du problème. Un bref rappel des équations générales régissant les écoulements de nanofluide est exposé. Le modèle de turbulence utilisé est présenté. Les conditions aux limites imposées dans le logiciel « Fluent » sont indiquées. Enfin, la solution numérique est abordée à travers des points spécifiques à la simulation des écoulements.

Sommaire

3.1	Introduction	51
3.2	Mise en équations du problème	51
3.2.1	Loi de conservation de la masse	51
3.2.2	Loi de conservation de la quantité de mouvement	52
3.2.3	Loi de conservation de l'énergie	53
3.2.4	Système d'équations	54
3.3	Formulation adimensionnelle du problème et conditions aux limites	54
3.3.1	Choix des grandeurs de référence	54
3.3.2	Les nanoparticules de cuivre	55
3.3.3	Equations adimensionnelles du problème.	56
3.3.4	Conditions aux limites	57
3.4	Equations auxiliaires	57
3.5	Modèle de turbulence	58
3.5.1	Modèle $k - \varepsilon$	59
3.6	Résolution numérique	60

3.1 Introduction

Le problème qui nous intéresse est la modélisation de l'écoulement d'un fluide Newtonien et incompressible, autour d'un cylindre circulaire à température constante.

D'une manière générale, la formulation mathématique d'un tel problème s'obtient en écrivant les théorèmes généraux de la mécanique des fluides et de la thermodynamique. Ces théorèmes traduisent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie au sein du fluide. Dans ce chapitre, nous allons établir les équations qui nous permettront de modéliser le problème d'écoulement externe, en se servant de la formulation intégrale des lois de conservation. Les conditions aux limites, les hypothèses simplificatrices et conditions initiales permettant le calcul des solutions seront présentées.

3.2 Mise en équations du problème

Il existe plusieurs méthodes pour obtenir les équations fondamentales de la mécanique des fluides. Nous considérons un volume de contrôle élémentaire pour analyser les variations au cours du temps, de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Cette méthode qui consiste à faire un bilan des quantités transportées et produites au cours du temps.

Tout d'abord, nous allons introduire quelques notations et rappeler brièvement les outils nécessaires à l'établissement des équations.

3.2.1 Loi de conservation de la masse

Cette loi traduit le fait qu'il n'y a ni création, ni disparition de matière dans un volume de contrôle D_v au cours de son mouvement, on peut donc écrire :

$$\frac{d}{dt} \int_{D_v} \rho(\vec{X}, t) dV = 0 \quad (3.1)$$

Où : $\frac{d}{dt}$: désigne ici la dérivée particulaire, c.à.d. la dérivée obtenue lorsque l'on suit le domaine D_v de fluide dans son mouvement.

$$\frac{d}{dt} \int_{D_v} \rho dV = \int_{D_v} \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS \quad (3.2)$$

En utilisant le théorème de Green-Ostrogradsky (Théorème de la divergence), pour transformer le dernier terme de l'équation précédente en intégrale de volume, on obtient l'équation locale:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (3.3)$$

Cette équation traduit la conservation de la masse au cours du temps dans le volume de contrôle D_v . Cette équation est également appelée : Equation de continuité.

Dans le cas où le fluide est isovolume, $\rho(\vec{X}, t) = \text{cste}$, $\forall X$ et $\forall t$, alors (3.3) s'écrit:

$$\nabla \cdot V = 0 \quad (3.4)$$

3.2.2 Loi de conservation de la quantité de mouvement

C'est la deuxième loi de Newton, encore appelée principe fondamental de la dynamique;

La quantité de mouvement du fluide contenu dans un volume de contrôle D_v est :

$$\int_{D_v} \rho \vec{V} dV \quad (3.5)$$

La dérivée particulaire de la quantité de mouvement du fluide contenu dans D_v est égale à la somme de toutes les forces extérieures appliquées sur D_v :

$$\frac{d}{dt} \int_{D_v} \rho \vec{V} dV = \int_{D_v} \vec{f} dV + \int_S \vec{T} dS \quad (3.6)$$

Dans le cas de notre problème, $f = \rho g = -\rho g k$ et $T = \sigma \cdot n$ et pour simplifier les écritures, nous faisons donc l'hypothèse que μ est constante dans les équations, on arrive à :

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \vec{g} - \vec{\nabla} P + (\gamma + \mu) \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) + \mu \nabla^2 \vec{V} \quad (3.7)$$

Pour le cas d'un fluide incompressible : $\frac{d\rho}{dt} = 0 \Leftrightarrow \nabla \cdot V = 0$.

On obtient la forme suivante de l'équation de Navier-Stokes que nous utiliserons dans la suite de ce travail :

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \vec{g} - \vec{\nabla} P + \mu \nabla^2 \vec{V} \quad (3.8)$$

3.2.3 Loi de conservation de l'énergie

Pour établir l'équation de conservation de l'énergie, on utilise le premier principe de la thermodynamique, appliqué au fluide contenu dans D_v . Ce premier principe est énoncé de la façon suivante :

A chaque instant, la dérivée de la somme de l'énergie cinétique E_c et de l'énergie interne E_i d'un domaine fluide D_v que l'on suit dans son mouvement, est égale à la somme de la puissance mécanique P_e fournie à D_v par les forces extérieures et de la puissance calorifique \dot{Q} (Taux de chaleur) fournie à D_v par l'extérieur:

$$\frac{d(E_c + E_i)}{dt} = P_e + \dot{Q} \quad (3.9)$$

Comme précédemment, en utilisant le théorème de la divergence, on obtient l'équation locale suivante:

$$\rho \frac{de}{dt} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} + r - P\vec{\nabla} \cdot \vec{V} + (\tau : \vec{\nabla} \vec{V}) \quad (3.10)$$

Avec e : Représente l'enthalpie massique.

La loi de Fourier traduit une relation linéaire entre le flux de chaleur par conduction q et le Gradient de température, le coefficient de proportionnalité étant la conductivité thermique k du fluide:

$$q = -k\nabla T \quad (3.11)$$

Quant à r , il représente la somme des puissances calorifiques dissipées par l'ensemble des sources de chaleur présentes au sein du fluide. Ces sources d'énergie peuvent être de nature radiative, nucléaire, électromagnétique, etc. Dans notre problème on supposera r est négligeable.

Dans l'équation de l'énergie (3.10), la puissance volumique liée aux variations de pression et la dissipation visqueuse $(\tau : \vec{\nabla} \vec{V})$ sont négligeables devant le flux de chaleur diffusé par conduction $(\nabla \cdot (k\nabla T))$.

$$\rho \frac{de}{dt} = \nabla \cdot k\nabla T \quad (3.12)$$

A partir de la relation d'enthalpie massique, on peut exprimer e . On obtient finalement l'équation de conservation de l'énergie d'un fluide incompressible sous la forme générale :

$$\rho \bar{C}_p \frac{dT}{dt} = \nabla \cdot k \nabla T \quad (3.13)$$

3.2.4 Système d'équations

Les équations générales qui régissent la convection sont celles de la mécanique des fluides sous l'hypothèse de fluide incompressible.

Les équations de départs ont donc:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot V = 0 \\ \rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = \rho \vec{g} - \nabla P + \mu \nabla^2 \vec{V} \\ \rho \bar{C}_p \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) T = k \Delta T \end{array} \right. \quad (3.14)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = \rho \vec{g} - \nabla P + \mu \nabla^2 \vec{V} \end{array} \right. \quad (3.15)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \bar{C}_p \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) T = k \Delta T \end{array} \right. \quad (3.16)$$

3.3 Formulation adimensionnelle du problème et conditions aux limites

3.3.1 Choix des grandeurs de référence.

Les équations de la mécanique des fluides et de la thermique comportent en général de très nombreux paramètres physiques. La mise sous forme adimensionnelle de ces équations, obtenue en choisissant des échelles de référence appropriées et en réalisant des groupements sans dimension des paramètres physiques, est une étape très importante de la modélisation d'un problème physique.

Toutes les grandeurs utilisées dans les équations sont adimensionnées à partir des grandeurs de référence suivantes:

Tableau 3.1 - choix des grandeurs de référence

Grandeurs	Variables	Grandeurs	Variables
Coordonnées	$x^* = \frac{x}{D}$	Temps	$t^* = \frac{tU_\infty}{D}$
	$y^* = \frac{y}{D}$		
	$z^* = \frac{z}{D}$		
Vitesse	$U^* = \frac{U}{U_\infty}$	Température	$T^* = \frac{(T - T_\infty)}{(T_c - T_\infty)}$
	$V^* = \frac{V}{U_\infty}$	Pression	$P^* = \frac{P}{\rho_f U_\infty^2}$
	$W^* = \frac{W}{U_\infty}$		

3.3.2 Les nanoparticules de cuivre

Les nanoparticules métalliques ont des conductivités thermiques plus grandes que celles des oxydes métalliques correspondants. On devrait s'attendre à trouver des valeurs de conductivité thermique du même ordre que celle obtenues avec les oxydes métalliques correspondants mais avec des fractions volumiques en nanoparticules métalliques beaucoup plus faibles. La conductivité thermique du cuivre à la température ambiante est environ 700 fois plus grande que celle d'eau et environ 3000 fois plus grande que celui d'huile du moteur. Xuan et Li [71] ont présenté une étude prouvant que la conductivité thermique augmente avec l'augmentation de la fraction volumique. Le rapport de la conductivité thermique du nanofluide (Eau+Cu) sur le fluide de base augmente 75% et de 45% pour le nanofluide (Huile+Cu), quand la fraction volumique des nanoparticules varie entre 2.5% à 7.5%.

En 1997 Eastman et al. [72] ont été observé une amélioration de 45% de la conductivité thermique par l'ajout de moins de 0.055% en volume des nanoparticules de cuivre de 35nm dans l'huile. Aussi en 2001 [73], ils ont trouvé une amélioration de 40% de la conductivité thermique pour le nanofluide (Cu+éthylène glycol) contenant moins de 0.3% en volume de nanoparticules inférieur à 10nm.

Tableau 3.2 - Résultats significatifs portant sur l'amélioration de la conductivité thermique des nanofluides [74]. EG : éthylène glycol.

Fluide	Nanoparticules	ϕ (%)	Gain relatif (en %)
EG	CuO, 18.6 nm	4	20
Eau	CuO, 18.6 nm	4,3	10
Eau	TiO ₂ , 27 nm	4,35	10.6
Eau	TiO ₂ , 15 nm	4	33
Huile de pompe	Cu, 35 nm	0,055	45
Eau	Cu, 100 nm	7,5	75
Huile de transformateur	Cu, 100 nm	7,5	45
EG	Cu, 10 nm	0,2	40
Eau	Au, 15 nm	0,00026	8.3
Eau	Al ₂ O ₃ , 60 nm	5	20
EG	Al ₂ O ₃ , 60 nm	5	30
Huile de pompe	Al ₂ O ₃ , 60 nm	5	40
Eau	Al ₂ O ₃ , 10 nm	0,5	100
Eau	Al ₂ O ₃ , 20 nm	1	16

3.3.3 Equations adimensionnelles du problème

Le changement des paramètres physiques, dû à l'ajout de nanoparticules dans le fluide de base, est pris en considération. Dans le présent travail on utilise :

- Pour la masse volumique du nanofluide l'équation (2.3)
- Pour chaleur spécifique du nanofluide l'équation (2.5)
- Pour la conductivité thermique du nanofluide l'équation (2.14)
- Pour la viscosité dynamique du nanofluide l'équation (2.22)

Le système d'équations en variables adimensionnées et en régime permanent s'écrit alors :

$$\nabla \cdot \vec{V}^* = 0 \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \vec{V}^*}{\partial t^*} + (\vec{V}^* \cdot \nabla) \vec{V}^* = -\frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \vec{\nabla} P^* + \frac{1}{\nu_f Re} \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}} \nabla^2 \vec{V}^* + \frac{\rho_s \beta_s \phi + \rho_f \beta_f (1 - \phi)}{\rho_{nf} \beta_{nf}} Ri T^* \vec{e}_y \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + (\vec{V}^* \cdot \nabla) T^* = \frac{a_{nf}}{a_f} \frac{1}{Re Pr} (\nabla^2 T^*) \quad (3.19)$$

Où le nombre de Reynolds est basé sur le diamètre du cylindre et la vitesse relative:

$$R_e = \frac{\rho U_\infty D}{\mu} \quad (3.20)$$

Le nombre de Prandtl est défini comme:

$$P_r = \frac{\nu}{a} \quad (3.21)$$

3.3.4 Conditions aux limites

Lors de la simulation d'un écoulement externe, il est primordial d'établir les conditions aux limites du domaine. Les équations régissant (3.17) - (3.19) sont soumis aux conditions aux limites suivantes:

Conditions aux limites sur la section d'entrée : ($r = R_\infty = 100R$, $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$) :

$$U^* = 1, V^* = 0, W^* = 0, T^* = T_\infty \quad (3.22)$$

Conditions aux limites sur la section de sortie : ($r = R_\infty = 100R$, $\pi/2 \leq \theta \leq -\pi/2$) :

$$\frac{\partial U^*}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial V^*}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial W^*}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial T^*}{\partial n} = 0 \quad (3.23)$$

Conditions aux limites sur les parois du cylindre : ($r = R$, $0 \leq \theta \leq 2\pi$) :

$$U^* = 0, V^* = 0, W^* = 0, T^* = T_c \quad (3.24)$$

3.4 Equations auxiliaires

- Le coefficient de pression C_p , peut être défini comme suit:

$$C_p = \frac{P - P_\infty}{0.5\rho U_\infty^2} \quad (3.34)$$

Pour avoir la valeur $C_p = 1$ au point d'arrêt, la valeur de P est déterminée en appliquant le théorème de Bernoulli sur la ligne de courant issue du point d'arrêt en amont du cylindre:

$$\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 + P_\infty = P_{arret} \quad (3.35)$$

Où, P_{arret} est la pression au point de stagnation avant.

- Dans le régime d'écoulement instationnaire, il existe également deux forces agissant sur le cylindre, exprimées en termes de coefficients de portance C_L et de traînée C_D , définies comme suit:

$$C_L = \frac{F_L}{0.5\rho DU_\infty^2} \quad (3.36)$$

$$C_D = \frac{F_D}{0.5\rho DU_\infty^2} \quad (3.37)$$

Où : F_L est la force de portance, F_D est la force de traînée.

- Taux de rotation non-dimensionnel

$$\alpha = \frac{\Omega D}{2U_\infty} \quad (3.38)$$

Enfin, pour caractériser les transferts de chaleur entre le cylindre et le fluide environnant, l'introduction d'un autre groupement sans dimension appelé nombre de Nusselt est souvent utilisé. Il représente le rapport entre le flux transmis réellement vers le cylindre et le flux qui serait transmis en régime purement conductif:

- Le nombre Nusselt local du nanofluide, basé sur le diamètre du cylindre, est défini comme suit:

$$Nu_L = -\frac{k_{nf}}{k_f} \left[\frac{\partial T}{\partial n} \right]_{\text{le long de la surface du cylindre}} \quad (3.39)$$

- Le nombre de Nusselt moyen sur la surface du cylindre est défini comme suit:

$$Nu_{moy} = \frac{1}{S} \int_S Nuds \quad (3.40)$$

3.5 Modèle de turbulence

Les modèles de turbulence choisis sont ceux couramment. Leurs choix sont basés sur le fait qu'ils demandent un coût de calcul raisonnable tout en permettant d'obtenir une précision suffisante pour les applications d'ingénierie. Ils sont tous basés sur le concept de la viscosité turbulente.

Le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ est largement répandu en industrie. Il a été validé de nombreuses fois et donne d'excellents résultats pour plusieurs écoulements communs dans les applications industrielles, ce qui suffit souvent à justifier son utilisation.

Pour le cas étudié ce modèle a été développé dans le but d'améliorer la prédiction des écoulements de paroi, et en particulier les coefficients de frottement, les transferts de

chaleur, et la distribution de l'énergie cinétique des fluctuations. Ce modèle est particulièrement adapté aux écoulements à faible nombre de Reynolds.

3.5.1 Modèle $k - \varepsilon$

En plus de l'équation de continuité et des trois équations RANS, le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ ajoute deux équations de transport supplémentaires au système. La première est l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente k alors que la seconde fait intervenir, son taux de dissipation.

Voici donc simplement la forme finale des équations formant ce modèle :

Viscosité turbulente:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.41)$$

Transport d'énergie cinétique turbulente:

$$\underbrace{\rho \frac{\partial k}{\partial t}}_I + \underbrace{\rho V_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{II} = \underbrace{\tau_{ij} \frac{\partial V_i}{\partial x_j}}_{III} - \underbrace{\frac{\rho \varepsilon}{V}}_{IV} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k2}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_V \quad (3.42)$$

Transport du taux de dissipation:

$$\underbrace{\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}}_I + \underbrace{\rho V_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}}_{II} = \underbrace{C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial V_i}{\partial x_j}}_{III} - \underbrace{C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}}_{IV} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon 2}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right]}_V \quad (3.43)$$

Tel que :

I \equiv Taux de changement de k ou ε

II \equiv Transport convectif de k ou ε

III \equiv Taux de production de k ou ε

IV \equiv Taux de destruction de k ou ε

V \equiv Transport diffusif de k ou ε

Les coefficients des équations (3.40) à (3.42) utilisés ici sont: $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $C_\mu = 0.09$, $\sigma_{k2} = 1.0$ et $\sigma_{\varepsilon 2} = 1.3$.

Aux frontières du domaine, il faut donc fournir au solveur de l'information sur l'énergie cinétique turbulente k et sur son taux de dissipation ϵ . Il y a évidemment différentes façon de fournir ces informations au logiciel. La plus évidente d'entre celles offertes par Fluent consiste à entrer directement les valeurs de k et de ϵ . Toutefois, en pratique, l'information sur la turbulence est généralement inconnue. En l'absence de telles données, il est possible de poser certaines approximations.

La méthode la plus simple proposée par Fluent utilise seulement l'intensité turbulente qui est définie comme étant le rapport entre les fluctuations de vitesse et sa moyenne.

$$I = \frac{\sqrt{\frac{u'^2}{U^2}}}{U} = \frac{u'}{U} \quad (3.44)$$

Fluent utilise une approximation implicite pour déterminer la viscosité turbulente μ_t .

Dans ce cas, ces deux informations sont utilisées pour calculer d'abord k à l'aide de l'intensité spécifiée :

$$k = \frac{3}{2} I^2 U^2 \quad (3.45)$$

Ensuite ϵ d'après le ratio de viscosité déterminé implicitement :

$$\epsilon = \rho C_\mu \frac{k^2}{\mu_t} \quad (3.46)$$

3.6 Résolution numérique

Lors du calcul de la solution, le logiciel Fluent effectue la résolution des équations du problème par la méthode des volumes finis. Préalablement au calcul, le domaine physique continu doit être subdivisé en volumes de contrôle discrets par la création d'un maillage. Le principe de base de la méthode des volumes finis implique l'intégration des équations sur chacun des éléments discrets définis par ce maillage.

La méthode des volumes finis utilise comme point de départ la forme intégrale de l'équation générale de conservation d'une quantité ϕ quelconque.

La formulation " *Segregated*", ou isolée (implicite): Cette formulation résout les équations gouvernantes, séquentiellement, c'est-à-dire indépendantes les unes des autres. Cette formulation est employée pour les écoulements incompressibles et ceux dont la compressibilité est modérée.

Le code Fluent nous permet de choisir le schéma de discrétisation pour les termes convectifs de chaque équation gouvernante (Le second ordre est automatiquement le plus utilisé pour les termes visqueux). Le schéma second ordre upwind a été choisi.

Dans la méthode des volumes finis, la résolution du système d'équations se fait de façon itérative. Un algorithme de calcul est donc utilisé de façon répétée pour calculer différentes solutions de façon à minimiser l'erreur retrouvée entre celles-ci et le logiciel approche donc graduellement la solution recherchée.

Chapitre 4

Etude de la convection forcée en milieu nanofluide

Ce quatrième chapitre de thèse est consacré à la description des écoulements autour d'un cylindre circulaire de diamètre D et de longueur L . Nous nous intéresserons plus précisément aux écoulements transverses au cylindre pour des faibles nombres de Mach. L'écoulement principal, de vitesse U_∞ , est considéré comme uniforme dans le temps et l'espace et très peu turbulent. Le cylindre à un rapport d'aspect suffisamment grand pour négliger les effets de bords et sa surface est considéré comme la plus lisse possible. Alors que la première partie est consacrée aux écoulements autour d'un cylindre fixe, la seconde partie est dédiée aux écoulements autour d'un cylindre en rotation.

Sommaire

4.1	Introduction	63
4.2	Configuration géométrique et conditions aux limites	63
4.3	Méthode Numérique	64
4.3.1	Effet de la taille du domaine	64
4.3.2	Etude sur l'indépendance du maillage	65
4.3.3	Effet du pas de temps	65
4.4	Résultats et discussion	66
4.4.1	Écoulement laminaire autour d'un cylindre circulaire fixe.	66
4.4.1.1	Validation des résultats	66
4.4.1.2	Effet des nanoparticules sur l'écoulement	67
4.4.1.3	Effet des nanoparticules sur les champs d'écoulement et de température	71
	a) Nombres de Nusselt local	74
	b) Nombre de Nusselt moyen	74
4.4.1.4	Conclusion	77
4.4.2	Écoulement laminaire autour d'un cylindre circulaire en rotation	78
4.4.2.1	Introduction :	78
4.4.2.2	Validation des résultats	78
4.4.2.3	Résultats et discussions	79
4.4.2.4	Conclusion	97

4.1 Introduction

On s'intéresse, dans ce chapitre à l'accroissement du transfert de chaleur en convection forcé d'un nanofluide autour d'un cylindre circulaire chauffé. Les simulations numériques ont été effectuées pour un modèle monophasique où la phase fluide et les nanoparticules sont en état d'équilibre thermodynamique et se déplacent à la même vitesse locale. Nous avons utilisé particulièrement, au niveau de cette expérimentation numérique le code industriel Fluent pour résoudre les équations de conservation. Nous avons cependant préalablement vérifié que les résultats numériques obtenus à partir de ce code industriel sont en parfait accord avec ceux obtenus dans la littérature.

L'objectif de cette étude est de savoir si le recours aux nanofluides apporte une amélioration du transfert de chaleur par convection forcé dans les écoulements externes par rapport au fluide porteur. Ce chapitre de résultat s'organise en deux parties. Dans un premier temps, l'écoulement en régime stationnaire et instationnaire du nanofluide autour d'un cylindre circulaire fixe est présenté. La seconde partie traite l'écoulement en régime instationnaire du nanofluide autour d'un cylindre circulaire en rotation.

4.2 Configuration géométrique et conditions aux limites

Le problème considéré est l'écoulement 2-D d'un fluide incompressible autour d'un cylindre. La vitesse du fluide à l'infini est dénommée U_∞ et on suppose qu'il y a adhérence du fluide à la paroi du cylindre. Les dimensions sont représentées sur la Figure 4-1.

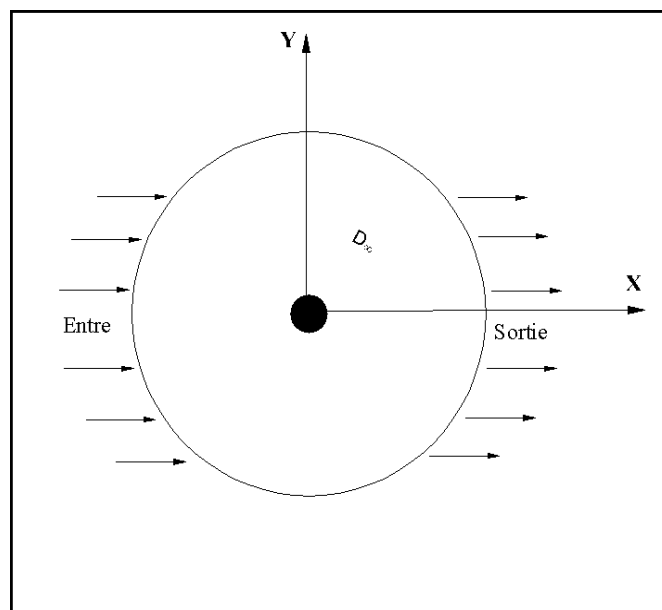


Figure 4.1 – Domaine de calcul.

4.3 Méthode Numérique

La présente étude numérique a été réalisée à l'aide du Code FLUENT. Un maillage raffiné autour du cylindre avec des éléments quadrilatère a été défini afin de prendre en compte le problème de la couche limite. Pour ce qui est de la discrétisation des termes convectifs de l'équation de la dynamique, elle se fera avec un schéma au deuxième ordre. Les termes de conduction sont toujours calculés au deuxième ordre. La méthode « semi-implicit » (SIMPLE) sera utilisé pour le couplage entre la pression et la vitesse.

La solution numérique des équations (3.17), (3.18) et (3.19) et les conditions aux limites expliquées ci-dessus sont utilisées pour déterminer les caractéristiques de l'écoulement. Elles sont ensuite utilisées à leur tour afin d'en déduire les paramètres globaux tels que les coefficients de portance et de traînée, le nombre de Strouhal. A la fin on arrive à une comparaison entre le fluide de base et le nanofluide en termes d'échange de chaleur.

Les propriétés thermo-physiques du fluide et de nanoparticule, sont répertoriées dans le tableau 4.1.

Tableau 4.1 – Les propriétés thermo-physiques du fluide et de nanoparticule

	k ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	ρ ($Kg.m^{-3}$)	$\mu 10^{-3}$ ($Kg.m^{-1}.s^{-1}$)	C_p ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)
Eau	0.613	997.1	1.003	4179
Cu	400	8933.0	----	385.0

4.3.1 Effet de la taille du domaine

Mittal et Kumar [20], ont montré que parmi les paramètres les plus influents dans la topologie de l'écoulement autour du cylindre en rotation est le rapport d'aspect, défini par le rapport entre le diamètre du cylindre D , et les limites extérieures, D_∞ . l'augmentation du rapport d'aspect a pour conséquence non seulement d'augmenter la traînée moyenne mais semble aussi diminuer l'amplitude des fluctuations des coefficients de portance et de traînée pour des nombres de Reynolds modérés. Le coefficient de traînée et le nombre de Strouhal montrent une certaine dépendance de l'emplacement des limites externes du domaine de calcul pour $D_\infty / D < 75$. Cependant, il n y a pas beaucoup de changement pour D_∞ / D supérieur à 75. Une distance de $D_\infty = 100D$ a été sélectionnée dans cette étude pour les deux cas cylindre en rotation et fixe.

4.3.2 Etude sur l'indépendance du maillage

Une étude a été effectuée sur trois maillages (tableau 4.2), pour s'assurer que la solution est indépendante du maillage. Un raffinement des éléments autour du cylindre a été élaboré afin de bien prendre en compte le problème de couche limite. L'influence de l'affinement du maillage est résumée dans le tableau 4.3. La méthodologie de la solution a été validée en comparant le coefficient de traînée, la longueur de rattachement et l'angle de séparation pour $Re = 40$. L'étude du maillage a montré que la variation des paramètres calculés entre le maillage M2 et le maillage M3 est faible, ce qui nous permet de prendre le maillage M3 pour la suite de l'étude.

Tableau 4.2 – Caractéristiques de quelques maillages utilisés,
 N_θ et N_r : nombre de points sur la direction θ et r

Grille	N_θ	N_r	Taille
M1	200	152	30400
M2	200	167	33400
M3	400	136	54400

Tableau 4.3 – Effet du maillage sur quelques paramètres de l'écoulement pour $Re = 40$

Grille	C_d	L_s/D	θ_s
M1	1.5173	2.243	127.97
M2	1.5067	2.235	126.45
M3	1.5002	2.251	126.33

4.3.3 Effet du pas de temps

Pour les simulations numériques des écoulements instationnaires, le choix du pas de temps a une importance primordiale sur les résultats. Si Δt est suffisamment plus faible que τ , la période des détachements tourbillonnaires, alors ceux-ci pourront être simulés. Dans le cas inverse, le pas de temps agit comme un filtre, et le détachement tourbillonnaire n'apparaît pas dans le calcul. Le pas de temps adimensionnel est choisi pour être 0.0025,

cette valeur répond à l'exigence de précision (et à la nécessité de stabilité pour les solveurs explicites) $CFL \leq 1$.

4.4 Résultats et discussion

Dans cette étude, un maillage comprenant 54400 éléments quadrilatéraux sera utilisé avec un pas de temps de 0.0025, un rapport de 100 entre le diamètre extérieur et le cylindre, et des valeurs de α comprises entre $0 \leq \alpha \leq 6$ et des Reynolds comprises entre $10 \leq Re \leq 300$.

4.4.1 Écoulement laminaire autour d'un cylindre circulaire fixe

4.4.1.1 Validation des résultats

La structure de l'écoulement derrière le cylindre se compose de deux recirculations attachées au cylindre appelées « twin eddies » ou encore « twin vortices » dans la littérature anglo-saxonne. Les paramètres géométriques de cette zone (Figure 4.2) seront mesurés : sa longueur, l'angle de séparation et la position du centre des recirculations.

La longueur des tourbillons est décrite comme la longueur allant du point d'arrêt à l'aval du cylindre jusqu'à la fermeture des recirculations, la longueur « a » est mesuré horizontalement entre le point d'arrêt à l'aval du cylindre et le point 3, tandis que « b » est calculé par la distance verticale entre les deux points indiqués par 3.

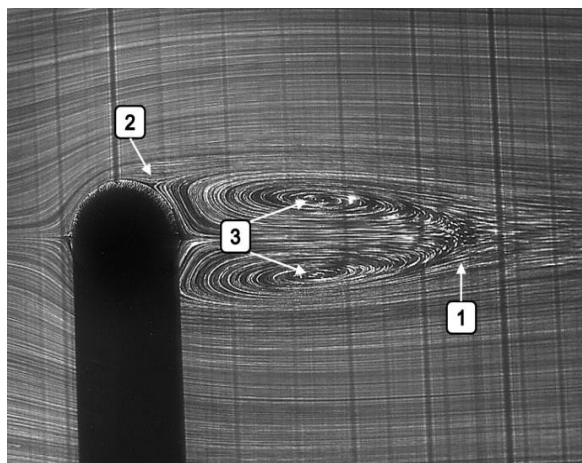


Figure 4.2 – Paramètres géométriques de la zone tourbillonnaire [88]

Cette étude a été validée en termes de coefficients de traînée, et de tous les paramètres cités en dessus pour le régime stationnaire (Tableau 4.4), tandis que les coefficients de traînée et les nombres de Strouhal pour le régime instationnaire (Tableau 4.5), qui montrent tous une excellente correspondance avec les valeurs de la littérature.

Tableau 4.4 – Validation du présente travail avec la littérature pour $Re = 40$

	Auteurs	C_D	θ_s	L_s/D	a/D	b/D
Expér.	M. Coutanceau and R. Bouard [77]	--	126.2	2.13	0.73	0.59
Etude numérique	R. Gautier et al [78]	1.49	126.4	2.24	0.71	0.59
	M. Linnick and Fasel [80]	1.54	126.4	2.28	0.72	0.60
	B. Fornberg [79]	1.50	124.4	2.24	--	--
	H. Ding et al. [81]	1.58	127.2	2.35	--	--
	Présent travail	1.50	126.3	2.25	0.71	0.61

Tableau 4.5 – Comparaison du présente travail avec la littérature pour $Re = 100$ et 200 .

Référence	$Re = 100$		$Re = 200$	
	C_D	St	C_D	St
A. B. Harichandan et A. Roy [85]	1.352	0.161	1.320	0.192
I. Harimi et M. Saghafian [84]	1.344	0.165	1.337	0.194
H. Ding et al. [83]	1.356	0.166	1.348	0.196
B.N. Rajani et al. [82]	1.368	0.172	1.376	0.192
K. Lam et al. [86]	1.360	0.160	1.320	0.196
N. Mahir et Z. Altac [78]	1.368	0.172	1.376	0.192
Présent travail	1.335	0.159	1.336	0.192

4.4.1.2 Effet des nanoparticules sur l'écoulement

La figure 4.3 montre la relation entre l'angle de séparation et le nombre de Reynolds pour différentes fractions volumiques. En remarque que l'angle de séparation diminue à mesure que le nombre de Reynolds augmente à la fois pour le nanofluide et pour le fluide de base, ce qui implique que l'écoulement se sépare plus tôt de la paroi du cylindre lorsque le nombre de Reynolds augmente, cette diminution est particulièrement significative dans le régime stationnaire. Le champ d'écoulement ne connaîtra la séparation que si les forces d'inertie sont d'une amplitude suffisante. Dans le nano-fluide, les forces d'inertie est plus importantes.

La longueur de sillage par rapport au nombre de Reynolds pour les fractions volumiques φ de 0 (fluide de base), 0,01, 0,03 et 0,05 est représentée sur la figure 4.4. Un retard de la remise en place de l'écoulement séparé à l'aval du cylindre est le déplacement du point de séparation vers l'amont lorsque Re augmente. Cette figure montre que la longueur du sillage est augmentée linéairement par toute augmentation du nombre de Reynolds à la fois pour le nanofluide et le fluide de base. Cependant, la pente de cet incrément augmente toute augmentation de la fraction volumique φ .

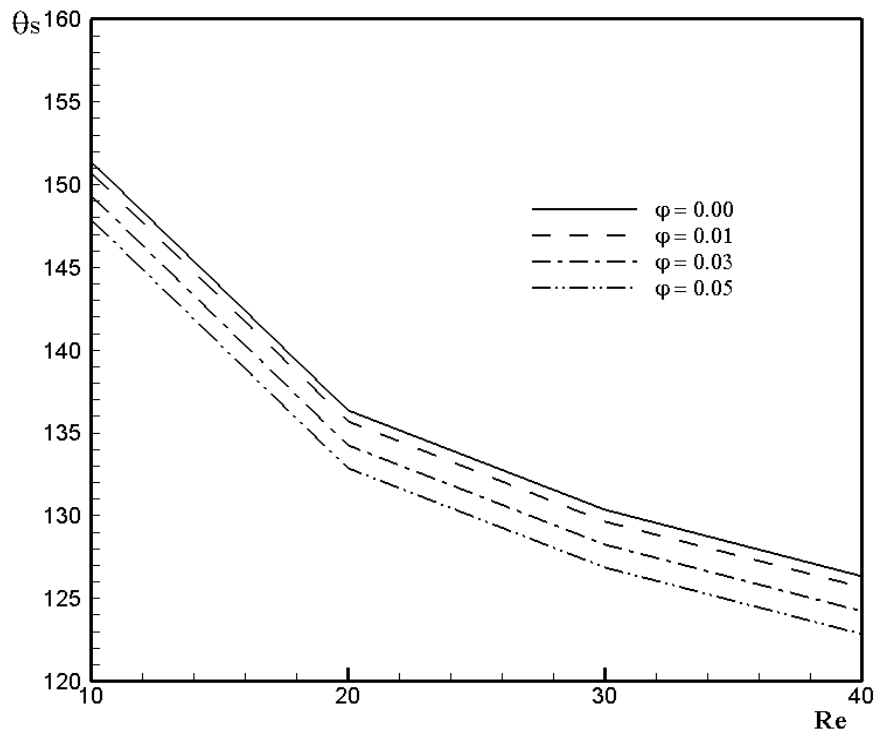


Figure 4.3 – Variation de l'angle de séparation en fonction de Re , pour différentes fraction volumique du solide.

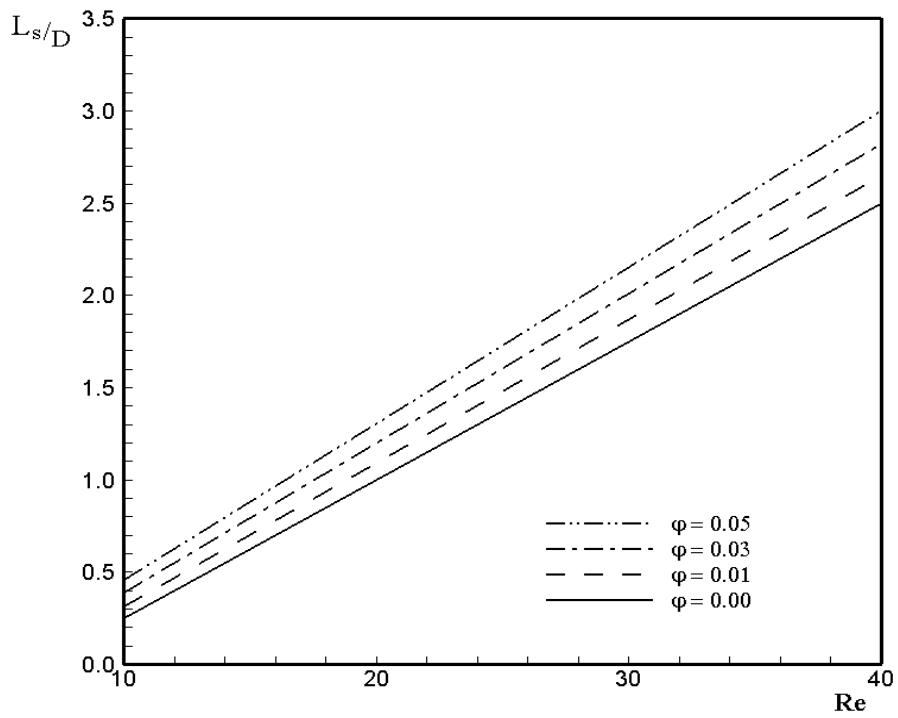


Figure 4.4 – Variation de la longueur de recirculation en fonction de Re , pour différentes fraction volumique du solide

La figure 4.5 montre l'évolution temporelle des coefficients de portance et de traînée calculés séparément à partir de la simulation bidimensionnelle pour le nombre de Reynolds $Re = 100$. Lorsque les effets d'inertie augmentent, le coefficient de traînée s'accroît. Pour $Re \geq 50$, les transitoires initiaux disparaissent dans les premiers pas de temps, le flux atteint finalement un état périodique mais statistiquement stationnaire.

La variation de la valeur du coefficient de traînée avec le nombre de Reynolds est représentée sur la figure 4.5. La valeur du coefficient de traînée moyenné dans le temps décroît avec la valeur croissante du nombre de Reynolds. Les résultats de calcul pour le nanofluide et le fluide de base sont observés, ne montrant aucune différence significative dans l'allure de variation temporelle des coefficients de portance et de traînée, la seule variance réside dans l'amplitude du coefficient de portance maximum et du coefficient de traînée moyen, en général, moins élevée pour le fluide de base.

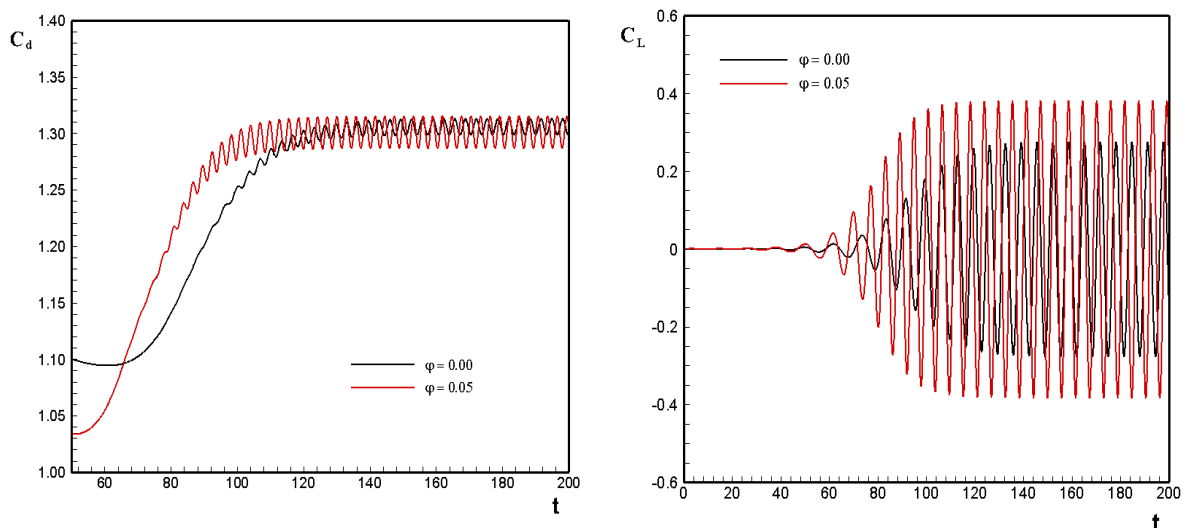


Figure 4.5 – L'effet de la fraction volumique du solide sur le coefficient de traînée (a gauche), le coefficient de portance (a droite) pour $Re = 100$.

La Figure 4.6 montre l'évolution de coefficient de pression (C_P) sur le cylindre en fonction de l'angle θ pour différents nombres de Reynolds et fractions volumiques. La valeur de C_P au point de stagnation avant est indépendante de la fraction volumique. La présence de nanoparticules dans le fluide influence sur la distribution de pression sur la surface du cylindre en aval. La valeur de C_P diminue dans la région où le gradient de pression est favorable pour les différents nombre de Reynolds, cependant elle augmente dans la région de gradient de pression défavorable car les forces d'inertie augmentent avec l'augmentation des valeurs de la fraction volumique du solide.

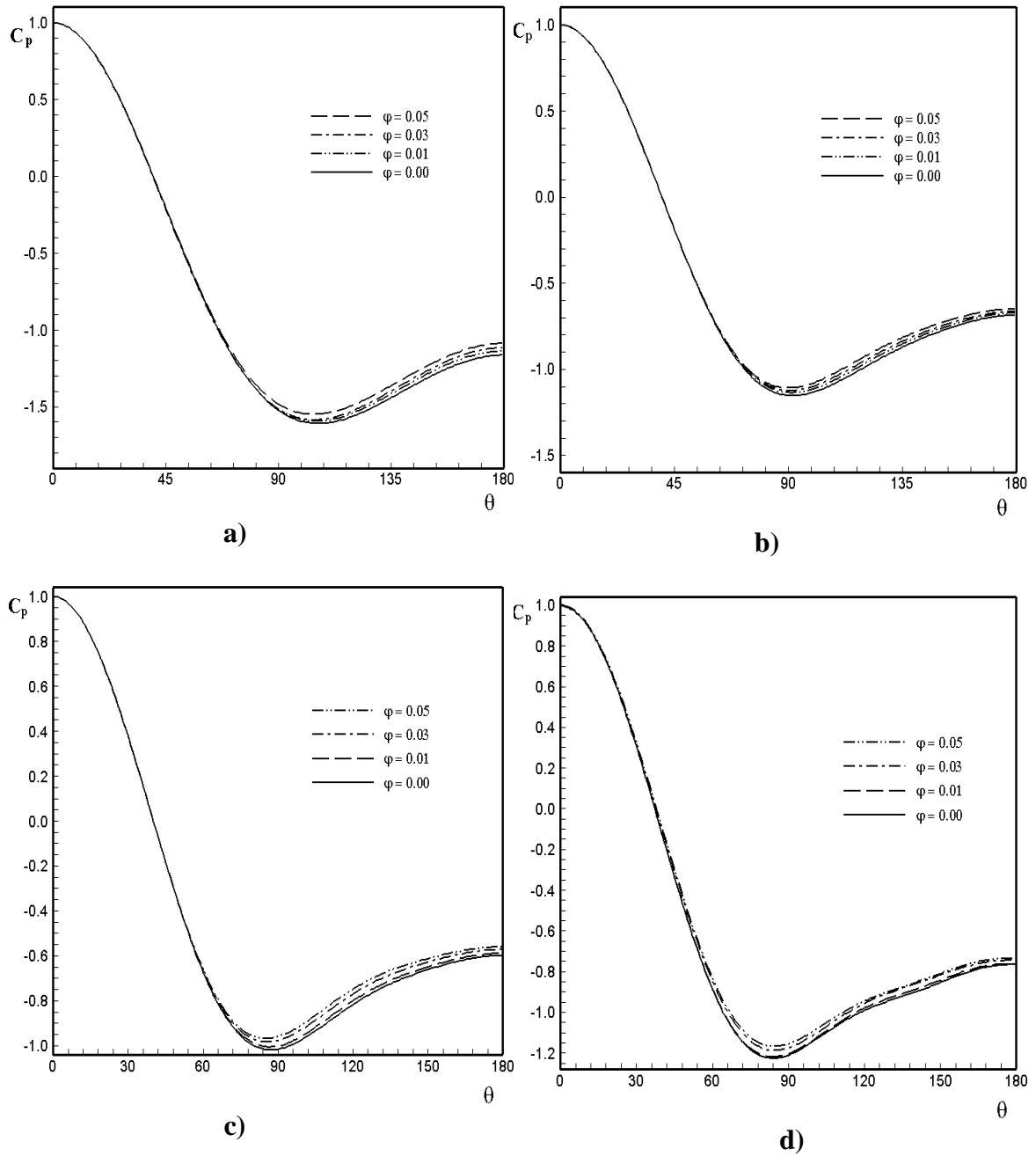


Figure 4.6 – Variation de coefficient de pression (C_p) en fonction de l'angle θ pour différents nombres de Reynolds et fractions volumiques :
 a) $Re = 10$, b) $Re = 30$, c) $Re = 50$, d) $Re = 100$.

4.4.1.3 Effet des nanoparticules sur les champs d'écoulement et de température

Une comparaison entre les lignes de courant et les contours isothermes autour du cylindre pour le fluide clair et du nanofluide a été illustrés sur les figures 4.7 et 4.8, pour les nombres de Reynolds de 10, 20, 30, 40 (régime stationnaire) et 100, 200 (régime instationnaire). Pour le régime stationnaire La moitié supérieure représente le fluide de base et la moitié inférieure montrent les contours pour l'eau / Cu (5%). Tandis que pour le régime instationnaire est représenté par des lignes en noir pour l'eau pure et rouge pour le nanofluide.

La longueur de recirculation devient grande du côté aval du cylindre avec l'augmentation du nombre de Reynolds à la fois en clair et en nanofluide. Cependant, dans le nanofluide, le centre du sillage est écarté de la surface du cylindre en comparaison avec le fluide clair. Ces figures indiquent également que l'amplitude de la vitesse négative maximale dans la zone de recirculation est augmentée par tout accroissement de la concentration en solides et du nombre de Reynolds.

L'effet des nanoparticules sur la distribution de la température est illustré sur les mêmes figures à différents nombres de Reynolds. Sur ces figures. On peut conclure que la surface avant du cylindre a le maximum regroupement (plus denses) d'isothermes qui entraîne des gradients de température élevés par rapport aux autres points sur la surface du cylindre. La figure 4.8 montre également que le transport efficace de l'énergie à partir de la surface du cylindre et / ou de l'énergie convective est étroitement lié à l'intérieur des tourbillons.

Il peut également être vu que le nanofluide montre un taux de transfert de chaleur plus élevé du cylindre que du fluide clair. Les contours des deux fluides ont le même modèle mais les nanofluides montrent une plus grande capacité de transférer la chaleur du cylindre, Les contours du tourbillon sont aussi présentés, ces figures montrent clairement que deux vortex sont formés et détachés de la surface du cylindre alternativement avec l'augmentation du nombre de Reynolds. L'écoulement se détache de la surface de l'obstacle circulaire au point de séparation et forme une région de tourbillons lents derrière l'obstacle. Dans cette région, le sillage est délimité par une couche de cisaillement s'étendant du point de séparation de chaque côté de l'obstacle. D'autre part, il y a un écoulement libre plus rapide en dehors de cette couche de cisaillement. En raison de la différence de vitesse d'écoulement de chaque côté des couches de cisaillement, ces couches de cisaillement ont tendance à s'enrouler sur elles-mêmes en formant des vortex.

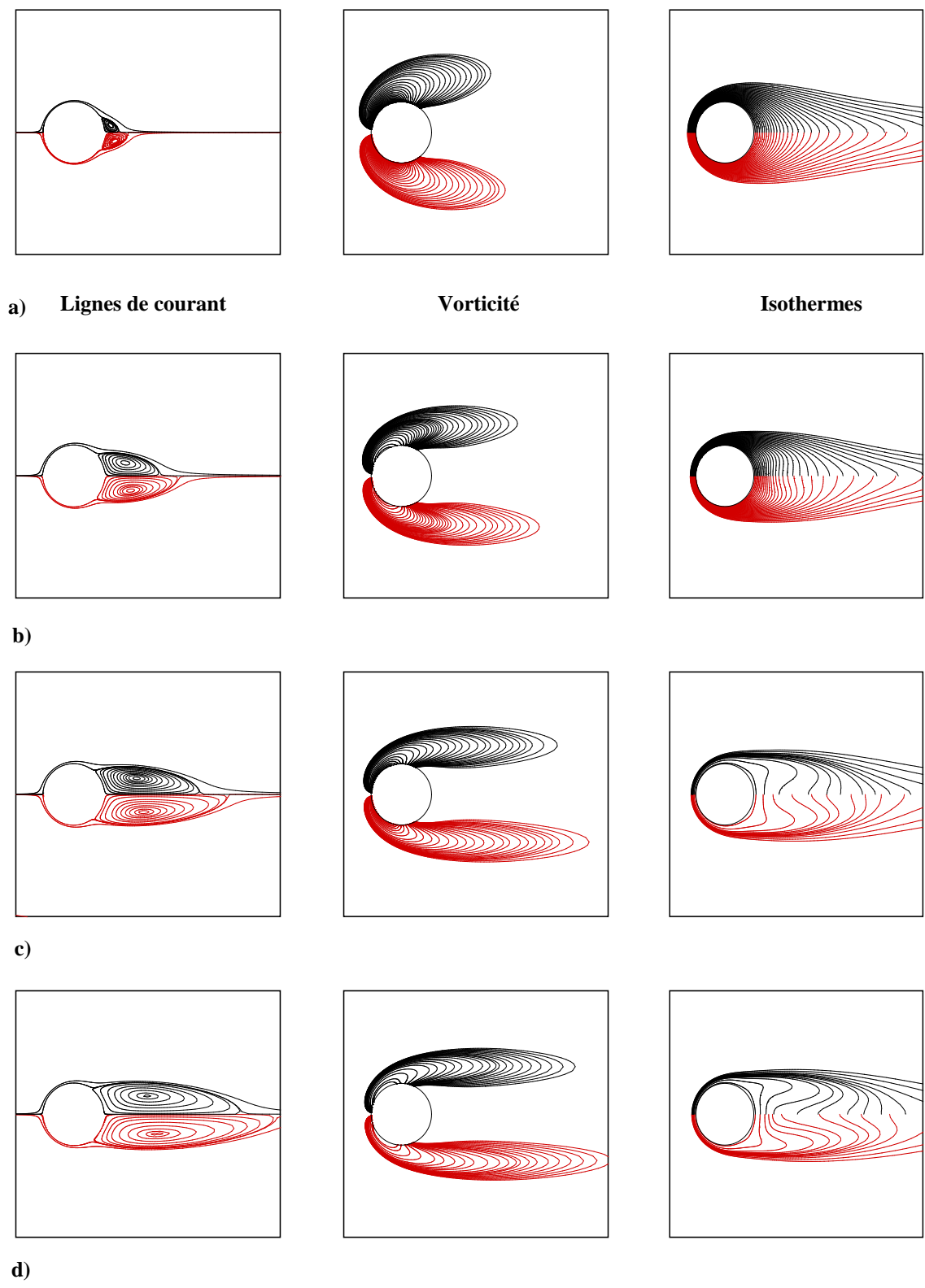


Figure 4.7 – Comparaison des lignes de courant, contours de vorticités et isothermes pour: a) $Re = 10$, b) $Re = 20$, c) $Re = 30$, d) $Re = 40$ (nanofluide (lignes en rouge), fluide de base (lignes en noir))

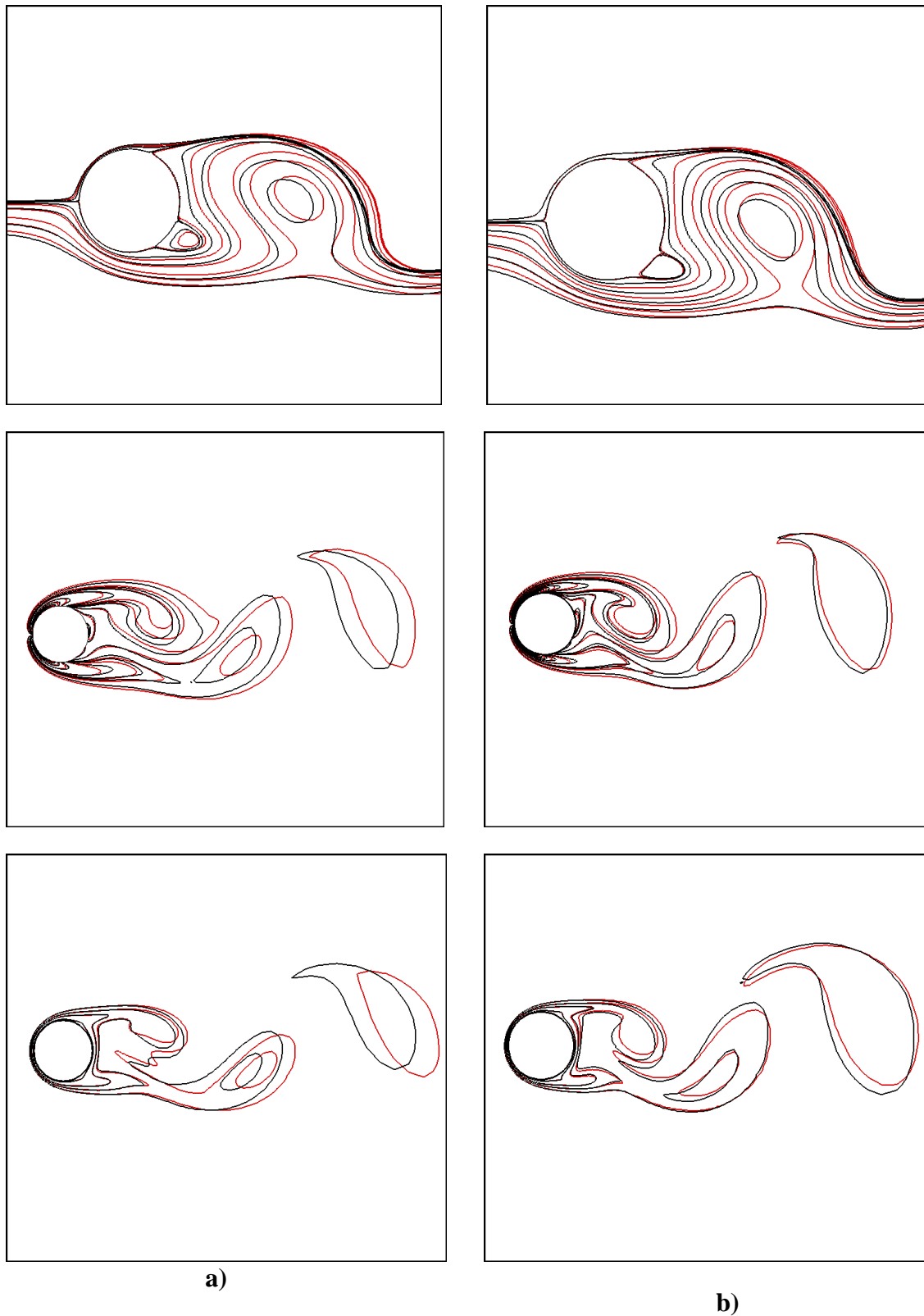


Figure 4.8 – Comparaison des lignes de courant, contours de vorticités et isothermes pour: a) $Re = 100$, b) $Re = 200$ (nanofluide (lignes en rouge), fluide de base (lignes en noir))

a) Nombres de Nusselt local

Une comparaison entre les nombres de Nusselt locaux pour diverses fractions volumiques du solide a été montrée sur les figures 4.9 et 4.10. Ces figures indiquent que toute augmentation de la concentration en solides (ϕ) améliore la conductivité thermique effective et par conséquent la vitesse de transfert thermique. La couche limite thermique est également diminuée par toute augmentation de la fraction volumique solide. Par conséquent, le nombre local de Nusselt est augmenté par l'augmentation de la fraction volumique du solide (ϕ). La valeur relativement plus élevée du nombre de Nusselt au point de stagnation avant est due à la mince couche limite thermique. En partant du point de stagnation avant, dans le sens de l'écoulement, la valeur du nombre local de Nusselt diminue au minimum sur la surface du cylindre. En outre, il augmente à nouveau le long de la paroi du cylindre jusqu'au point de stagnation arrière ($\theta = \pi$), ceci peut être dû à l'existence de tourbillons.

b) Nombre de Nusselt moyen

La variation du nombre moyen de Nusselt par rapport au nombre de Reynolds pour différentes fractions volumiques solides est présenté sur la figure 4.11. Cette figure montre qu'une augmentation à la fois du nombre de Reynolds et de la fraction volumique solide augmentera le nombre moyen de Nusselt. L'une des principales raisons de ce comportement est le mouvement brownien. Notez que le mouvement brownien des nanoparticules pourrait contribuer à l'amélioration du transfert de chaleur de deux façons: (1) en raison du mouvement des nanoparticules qui transportent l'énergie thermique et (2) en raison de la micro-convection des fluides entourant les nanoparticules.

La figure 4.12 illustre la variation du nombre moyen de Nusselt sur la paroi du cylindre par rapport à la fraction volumique solide à différents nombres de Reynolds. Comme on peut le voir sur cette figure, le nombre moyen de Nu augmente linéairement en augmentant la concentration en solides de 0 à 5%.

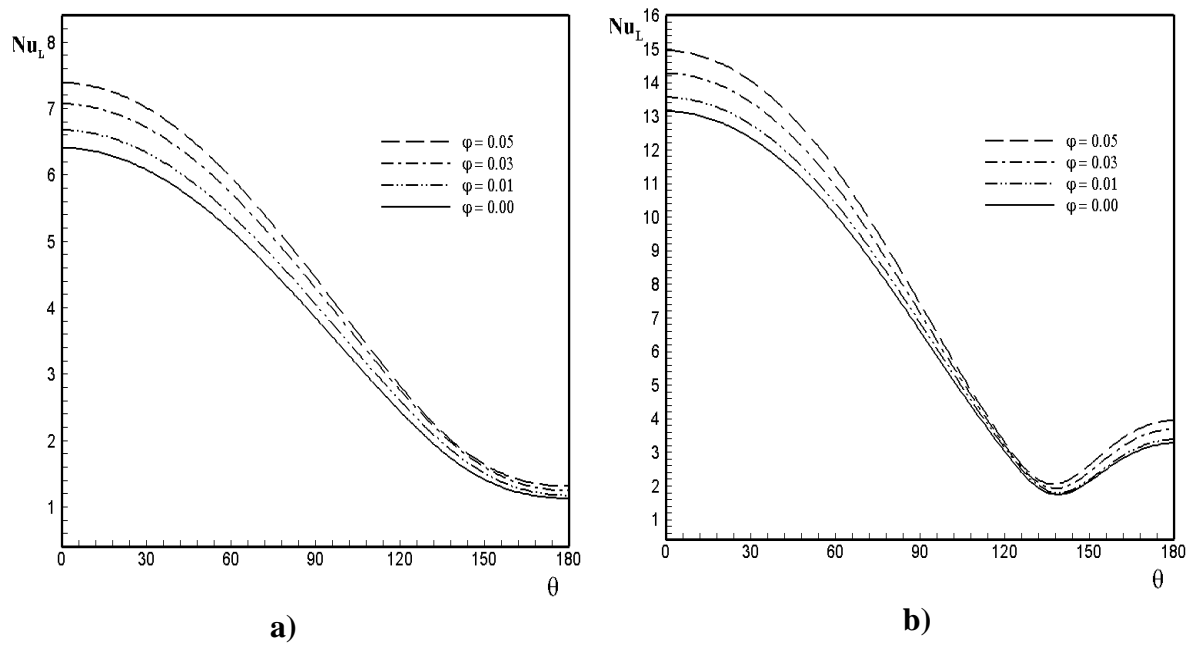


Figure 4.9 – l'évolution du nombre du Nusselt locale en fonction de l'angle θ pour différents nombres de Reynolds et fractions volumiques (régime stationnaire) : a) $Re = 10$, b) $Re = 40$.

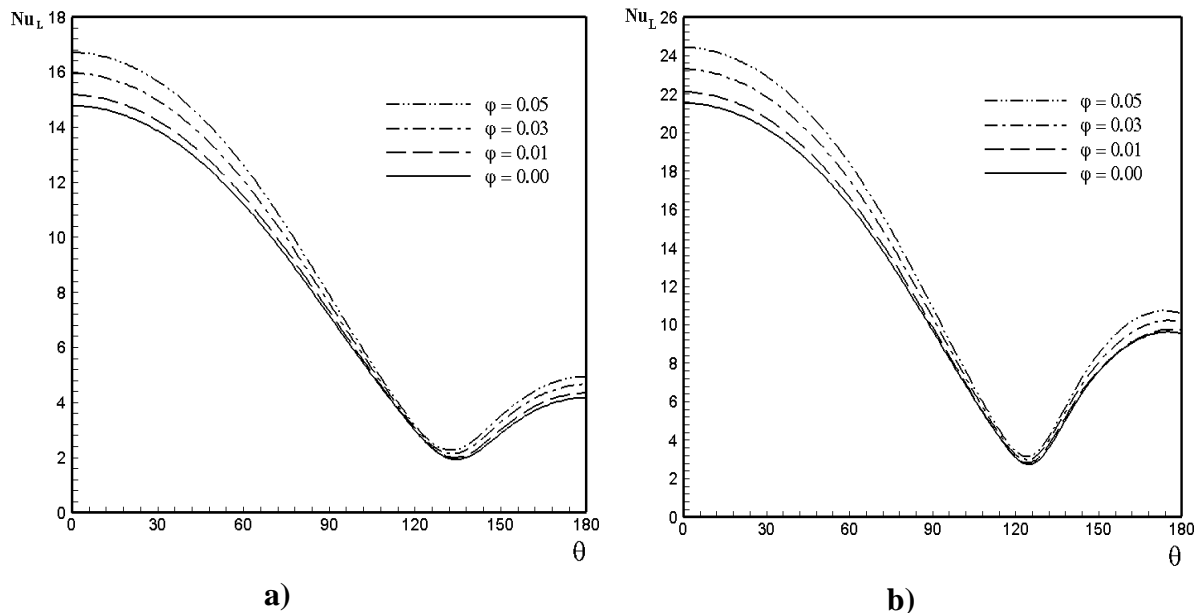


Figure 4.10 – l'évolution du nombre du Nusselt locale en fonction de l'angle θ pour différents nombres de Reynolds et fractions volumiques (régime instationnaire) : a) $Re = 50$, b) $Re = 100$.

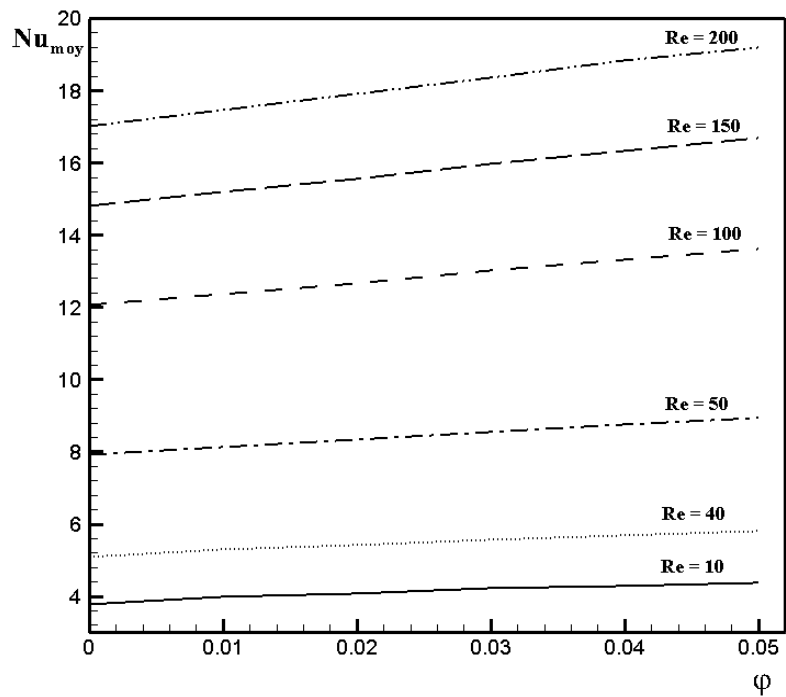


Figure 4.11 – La variation du nombre du Nusselt moyen en fonction de la fraction volumique du solide pour différents nombres de Reynolds.

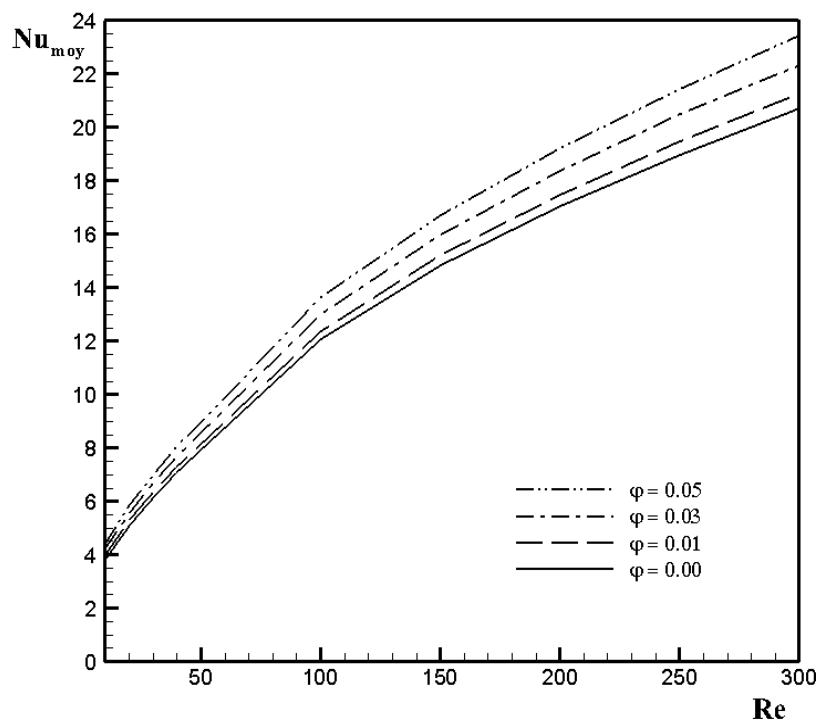


Figure 4.12 – La variation du nombre du Nusselt moyen en fonction de nombre de Reynold pour différents volumique du solide.

➤ **Comparaison entre Cu-eau (lignes en noir), TiO₂-eau**

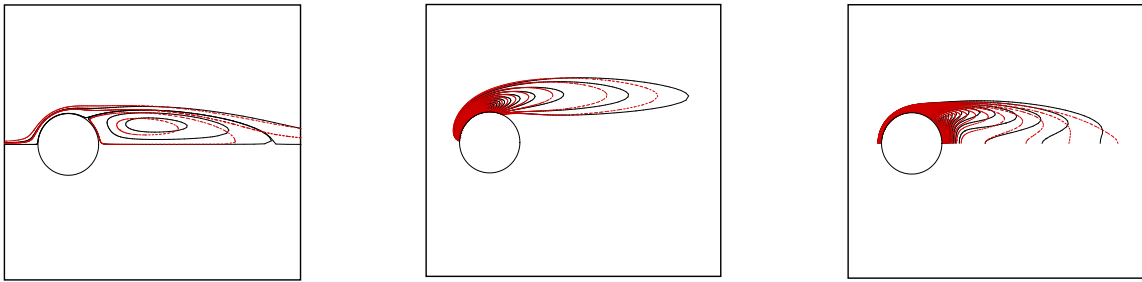


Figure 4.13 – Comparaison des lignes de courant, contours de vorticités et isothermes pour: $Re = 40$ et $\phi = 5\%$ (Cu-eau (lignes en noir), TiO₂-eau (lignes en rouge))

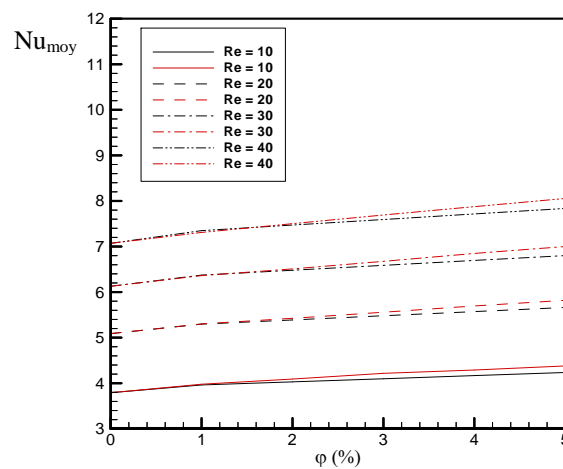


Figure 4.14 – Comparaison des nombres de Nusselt moyen pour différents nombres de Reynolds (Cu-eau (lignes en rouge), TiO₂-eau (lignes en noir))

Les deux figures montrent une comparaison entre le nanofluide Cu-eau et le nanofluide TiO₂-eau avec $\phi = 5\%$. On remarque que pour les deux types de nanofluides considérés, le taux de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation de fraction volumique de nanoparticules. Le fluide de travail cuivre-eau présente le taux de transfert de chaleur le plus élevé, par rapport au fluide titane-eau.

4.4.1.4 Conclusion

Nous avons présenté dans cette partie, par la voie d'une simulation numérique, les caractéristiques de l'écoulement d'un fluide et le transfert de chaleur autour d'un cylindre circulaire fixe en présence de nanoparticules. Dans cette étude, l'effet de la fraction volumique du solide et du nombre de Reynolds sur le profil d'écoulement et les échanges de chaleur ont été étudiés. Il a été montré que lorsque la fraction de volume du solide augmente, la longueur de recirculation augmente mais l'angle de séparation diminue. Il a été indiqué qu'à un nombre de Reynolds donné, les nombres locaux et moyens de Nusselt étaient augmentés en ajoutant des nanoparticules au fluide de base.

4.4.2 Écoulement laminaire autour d'un cylindre circulaire en rotation

4.4.2.1 Introduction :

L'écoulement est gouverné par trois paramètres adimensionnels.

- ♦ Le nombre de Reynolds : $Re = U_\infty D / \nu$ où U_∞ , D et ν désignent respectivement la vitesse de référence (celle imposée en amont), le diamètre du cylindre, et la viscosité cinématique du fluide. Il s'agit d'une évaluation globale du rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses dans l'écoulement.
- ♦ Le second paramètre gouvernant l'écoulement est le taux de rotation réduite correspondant au rapport de la vitesse tangentielle à la paroi du cylindre et la vitesse infinie amont : $\alpha = D\omega/2U_\infty$ ou ω représente la vitesse angulaire de rotation du cylindre.
- ♦ Le troisième paramètre est la fraction volumique des nanoparticules, notée φ désigne le rapport du volume des nanoparticules sur le volume total (fluide + solide).

Une étude détaillée des écoulements observés a été menée pour un nombre de Reynolds $Re = 200$ et pour des taux de rotation comprises entre 0 et 6. Quelque soit le nombre de Reynolds, quatre différents régimes d'écoulement ont été mis en évidence, en accord avec la littérature. Les régimes de l'écoulement seront analysés en comparant les coefficients de traînée, de portance, de pression ainsi que le nombre de Strouhal défini comme une fréquence réduite par le diamètre du cylindre et la vitesse infinie amont.

4.4.2.2 Validation des résultats

Afin de valider notre solution numérique, les résultats Obtenu pour le transfert de chaleur par convection forcée d'un écoulement de l'eau pure autour d'un cylindre circulaire en rotation sont comparés dans le tableau 4.6 et la figure 4.13

- Dans le tableau 4.6, on résume les résultats numériques des différents coefficients obtenus et celles de Padrino J. C. et al. [89].
- La figure 4.13 représente la variation du coefficient de pression locale calculé en fonction de la position angulaire sur la surface du cylindre à $Re = 200$ pour différents taux de rotations.

En conclusion, les calculs nous permettent de valider notre travail, car les résultats et les évolutions trouvées correspondent aux données bibliographiques.

Tableau 4.6 – Comparaison des paramètres globaux en fonction du taux de rotation, $Re = 200$

	α	C_L	C_{Lp}	C_{Lf}	C_D	C_{Dp}	C_{Df}
J. C. Padrino	4	-17.5819	-16.9612	-0.6208	-0.1240	-0.7278	0.6038
et al. [89]	5	-27.0287	-26.1826	-0.8460	0.0107	-0.8245	0.8352
Présent travail	4	-17.5829	-16.9672	-0.6156	0.03810	-0.5713	0.6094
	5	-27.0712	-26.2352	-0.8360	0.3973	-0.4512	0.8485

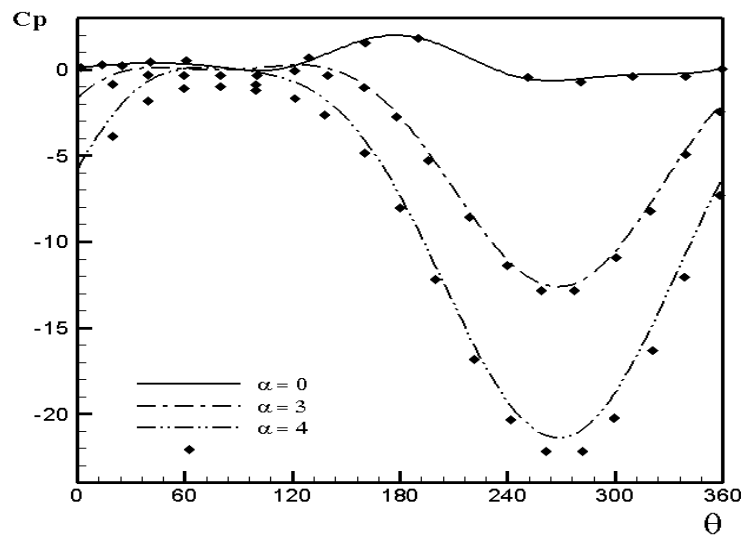


Figure 4.13 – Comparaison de la variation du coefficient de pression locale en fonction de θ pour $Re = 200$ avec
♦ Mittal and Kumar [20].

4.4.2.3 Résultats et discussions

4.4.2.3.1 L'effet du taux de rotation

Tous les modes de régime étudiés dans la section suivante sont observés pour les nombres de Reynolds compris entre 50 et 200, comme montre la figure 4.14. Les taux de rotation limites en fonction de nombre de Reynolds devisent les régimes d'écoulement comme suite :

- L'allée tourbillonnaire de Von-Kármán est observée pour des taux de rotation $\alpha < \alpha_{L1}$, α_{L1} augmente en fonction du nombre de Reynolds.
- L'écoulement est stable pour $\alpha_{L1} < \alpha < \alpha_{L2}$.
- Le mode instationnaire II apparaît dans l'intervalle $\alpha_{L2} < \alpha < \alpha_{L3}$. α_{L2} et α_{L3} diminuent lorsque le nombre de Reynolds augmente, puisque les effets visqueux sont réduits.
- Pour $\alpha > \alpha_{L3}$, l'écoulement redevient stationnaire

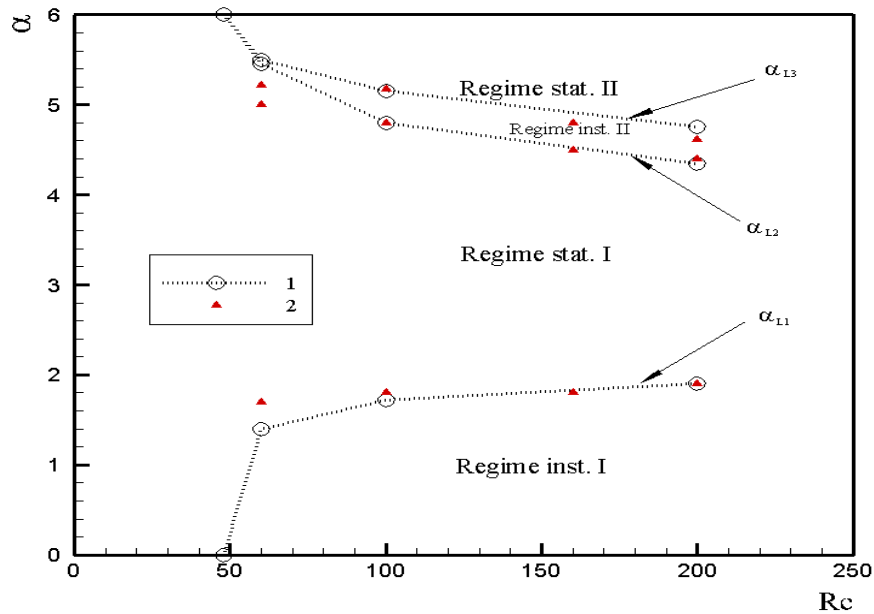


Figure 4.14 – Diagramme de stabilité pour différents nombres de Reynolds
1- présent étude, 2- Mittal et kumar [20].

4.4.2.3.2 Description des différents régimes observés en fonction du taux de rotation

Dans cette étude l'écoulement dépend non seulement du nombre de Reynolds et la fraction volumique, mais également du taux de rotation. En analysant l'écoulement en aval d'un cylindre, et au fur et à mesure de l'augmentation du taux de rotation, on observe quatre régimes d'écoulement différents. Le premier régime pour des taux de rotation réduite compris entre 0 et approximativement 2.1 est instationnaire et caractérisé par une allée de tourbillons contrarotatifs alternés. L'écoulement se stationnarise pour des taux de rotation compris entre 2.1 et 4.35 et redevient instationnaire pour des taux de rotation compris entre 4.35 et 4.87. Ce second régime instationnaire est caractérisé par sa fréquence plus basse que celle des allées de Von Karman ainsi que par un lâcher tourbillonnaire corotatif de forte amplitude. Pour des taux de rotation supérieurs à 4.87, l'écoulement se stationnarise à nouveau.

❖ 1^{er} Mode instationnaire $\alpha < 2.1$

Pour les faibles valeurs de α (≤ 2.1), l'écoulement est instable, et similaire à celui observé dans le cas d'un cylindre fixe. Les champs de vorticité pour les solutions entièrement développées sont montrés dans la figure 4.15. Une paire de tourbillons alternativement provoquant une allée tourbillonnaire de Von-K rman. Un vortex tournant dans le sens des aiguilles d'une montre (négatif) est libéré de la surface supérieure tandis qu'un tourbillon de sens opposé (positif) est libéré de la surface inférieure. Il est important de noter que la rotation crée une asymétrie des tourbillons lâchés et que naturellement, plus le taux de

rotation augmente, plus l'asymétrie de l'écoulement est marquée. Cette asymétrie est due à la rotation qui renforce les gradients de vitesse à la paroi sur la face supérieure du cylindre et affaiblit ceux de la face inférieure.

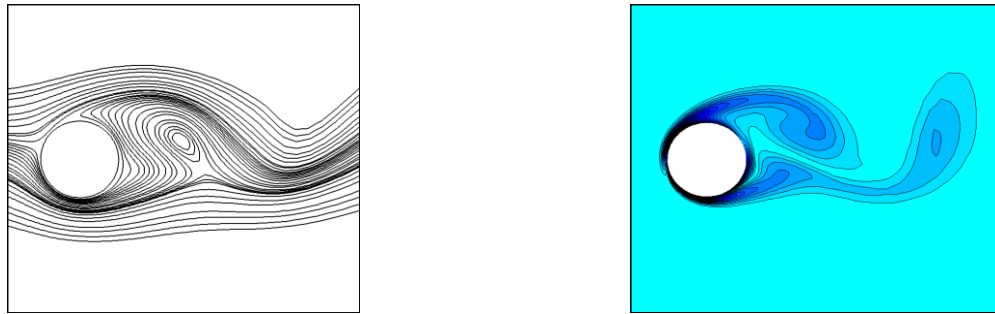


Figure 4.15 – Lignes de courants et vorticité, $Re = 200$, $\alpha = 1$.

❖ **1^{er} Mode stationnaire $2.1 \leq \alpha \leq 4.35$**

La valeur critique au-delà de laquelle l'écoulement devient stationnaire est calculé par Kang & Choi [19], pour différents valeur du nombre de Reynolds, ont trouvé, 1.4 pour $Re = 60$, 1.8 pour $Re = 100$ et 1.9 pour $Re = 160$. Mittal S. et Kumar B. [20] ont observé dans leurs travail que l'allé de Van Karman disparaît pour $\alpha = 1.91$. Dans le présent calcule, pour un taux de rotation de l'ordre de 2.1 on observe la suppression de l'allée tourbillonnaire ainsi que l'écoulement devient stationnaire. Pour expliquer cette stationnarisation, il convient de rappeler que la présence d'une paroi solide courbe dans l'écoulement est à l'origine de l'apparition d'un gradient de pression adverse qui a pour effet de favoriser le décollement de la couche limite. L'introduction de la rotation du cylindre dans l'écoulement ainsi que les conditions de non glissement à la paroi ont pour effet d'introduire un surplus d'énergie cinétique dans la couche limite. L'énergie cinétique ainsi introduite a pour effet de limiter les effets du gradient de pression adverse et lorsque le taux de rotation est suffisante, empêche l'apparition du décollement.

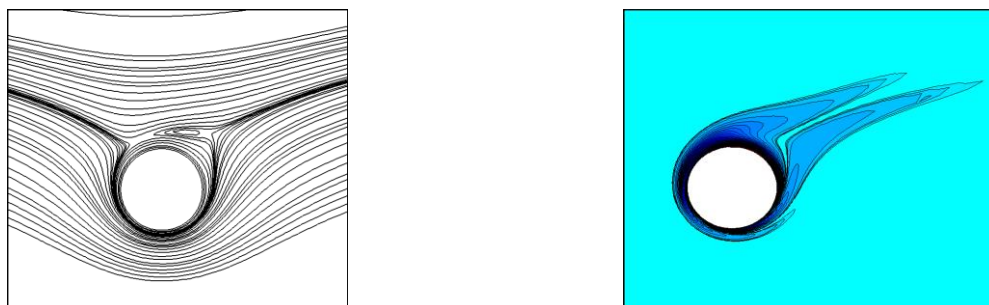


Figure 4.16 – Lignes de courants et vorticité, $Re = 200$, $\alpha = 3$.

❖ **2^{em} Mode in-stationnaire $4.35 < \alpha \leq 4.85$**

Avec une augmentation du taux de rotation, on observe le développement d'une seconde instabilité bien plus basse fréquence que celle observée dans le premier régime de l'écoulement. Les effets visqueux induits par les gradients de vitesse dus à la rotation sont assez forts pour cette raison, les régions de vorticité positive et négative sont enroulées autour de la surface du cylindre. Un vortex positif commence à se développer près de la surface supérieure du cylindre.   mesure qu'il grandit, il se déplace vers l'extérieur, loin du cylindre.

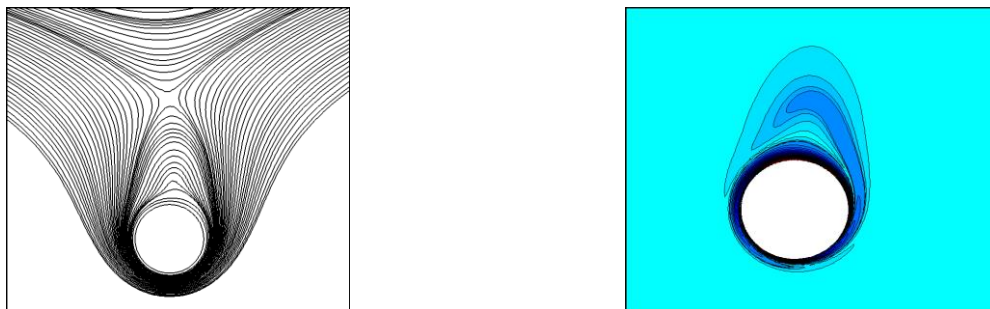


Figure 4.17 – Lignes de courants et vorticité, $Re = 200$, $\alpha = 4.5$.

❖ **2^{em} Mode stationnaire $\alpha > 4.85$**

Pour des taux de rotation supérieures à 4.85, l'écoulement redevient stationnaire avec des lignes de courant fermées s'allongeant à l'extrados du cylindre, les coefficients de traînée et de portance croissent linéairement et tendent asymptotiquement vers la théorie fluide potentiel.

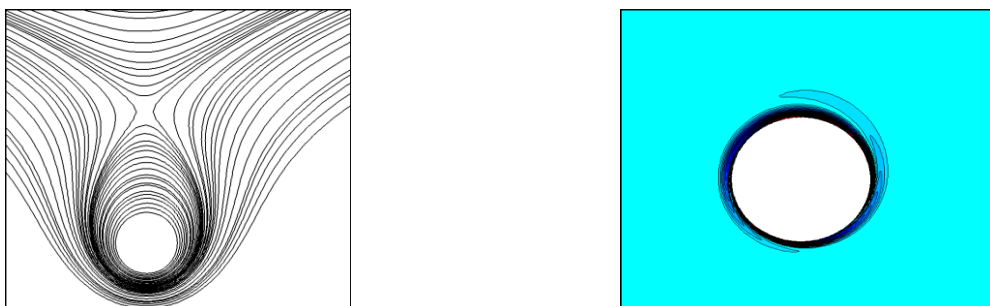


Figure 4.18 – Lignes de courants et vorticité, $Re = 200$, $\alpha = 5.5$.

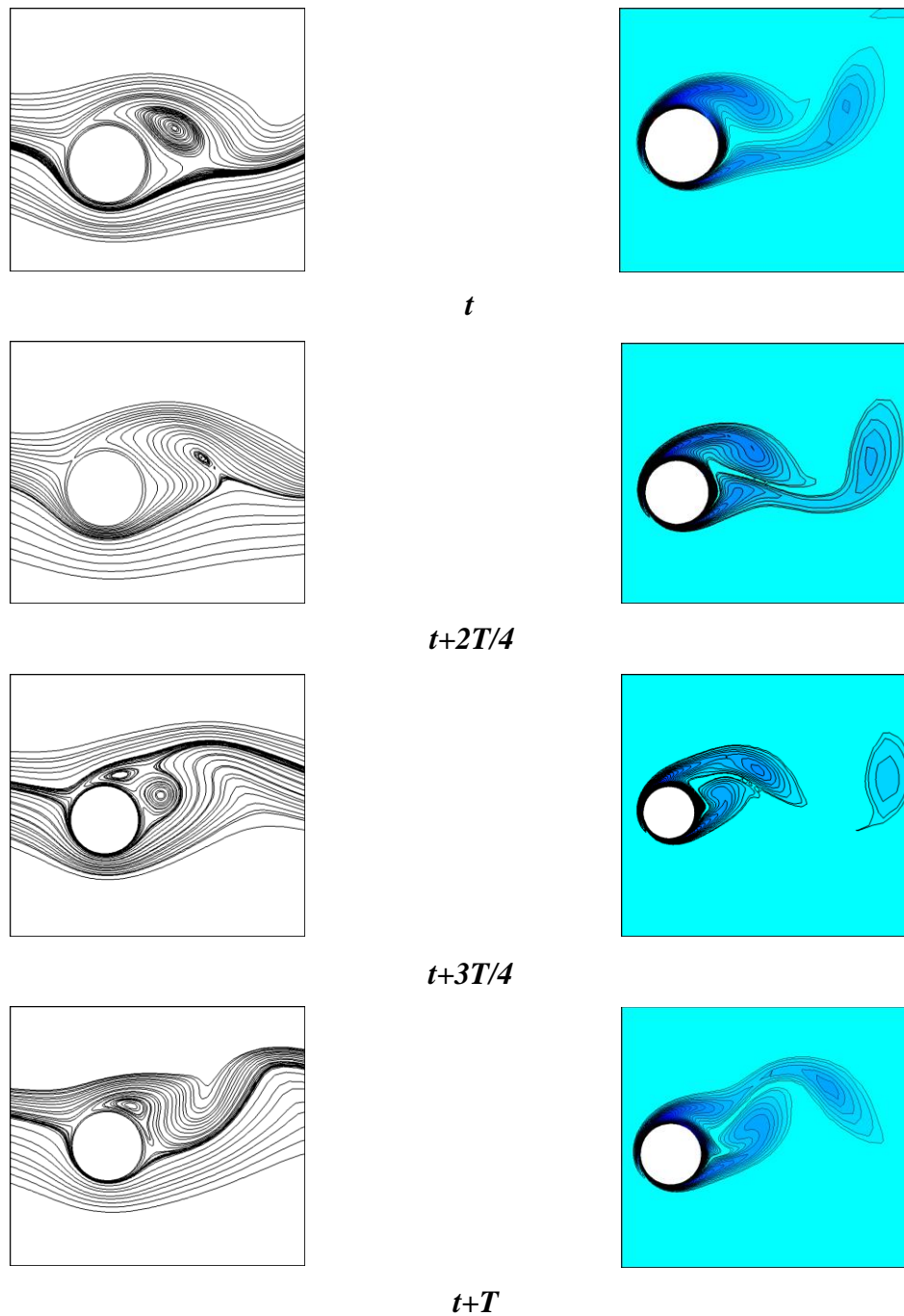


Figure 4.19 – Evolution temporelle au cours d'une période de la première instabilité $Re = 200, \alpha = 1, 5$; à gauche, lignes de courant ; à droite, iso-contours de vorticité.

4.4.2.3.3 Paramètres globaux

Le nombre de Strouhal est très peu dépendant du taux de rotation, Ce nombre est presque constant, et diminue légèrement à la fin du mode I d'instabilité, et est très faible dans le second intervalle de mode, comme le montre la figure 4.20.

Dans le cas où l'écoulement est instationnaire la fréquence dans le mode II est beaucoup plus faible que celle du mode I. Dans la figure 4.23 le diagramme de phase (C_D , C_L) pour l'eau pure est formé par des courbes fermées montrant que l'écoulement est périodique. La position du diagramme de phase montre les valeurs moyennes des coefficients C_D et C_L , alors que sa taille indique les amplitudes de fluctuations correspondantes. Dans les intervalles $\alpha_{L1} < \alpha < \alpha_{L2}$ et $\alpha > \alpha_{L3}$ où l'écoulement est stationnaire, le diagramme de phase se réduit à un point.

Pour le fluide de base, le diagramme de phase est formé par des courbes fermées de dimension moins que celle observé pour le nanofluide ($\phi = 5\%$), à l'exception du taux de rotation $\alpha = 4.7$ où la courbe se réduit à un point, sur la base de cette exception on peut dire que pour $Re = 200$ la valeur de α_{L3} pour l'eau pure est supérieur à celle pour le nanofluide, (figure 4.24).

Ces résultats sont confirmés par les figures 4.21 et 4.22, qui représentent l'évolution temporelle des coefficients de portance moyenne pour des taux de rotation réduites comprises entre 0 et 6.

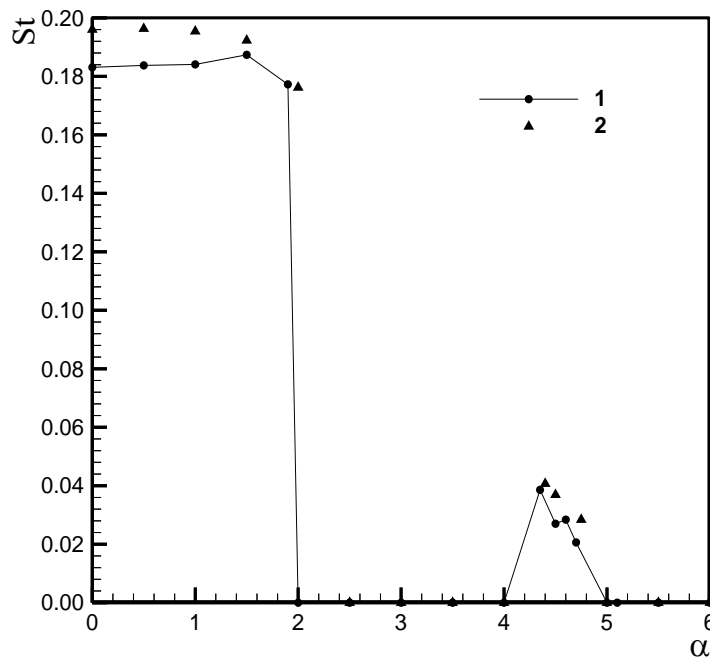


Figure 4.20 – Evolution du nombre de Strouhal en fonction du taux de rotation réduite pour $Re = 200$. 1- présent étude, 2- Mittal et kumar [20].

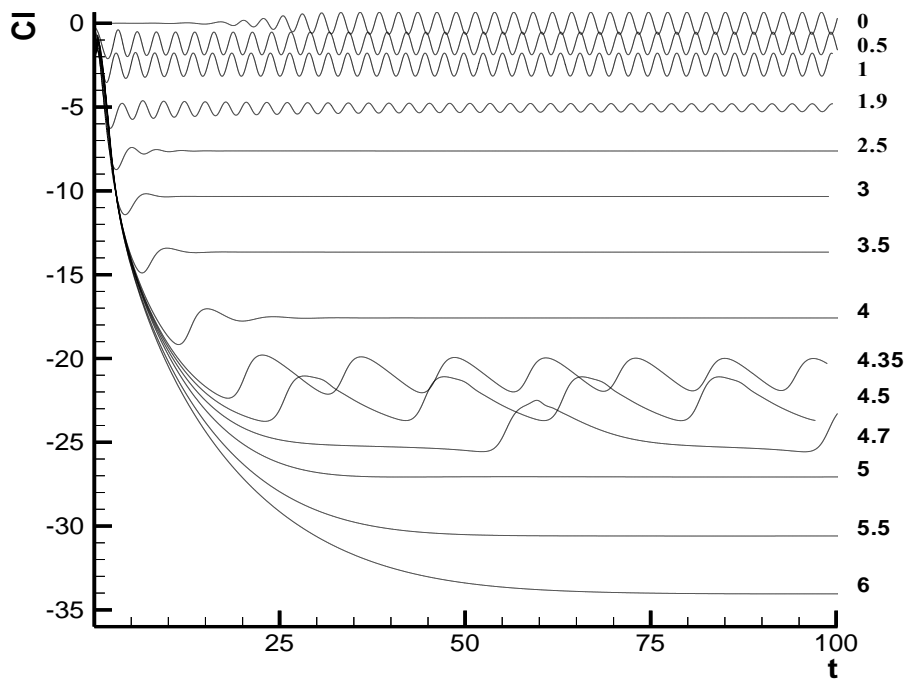


Figure 4.21 – Variation de coefficient de portance en fonction du temps pour différents taux de rotation α ($\varphi = 0\%$).

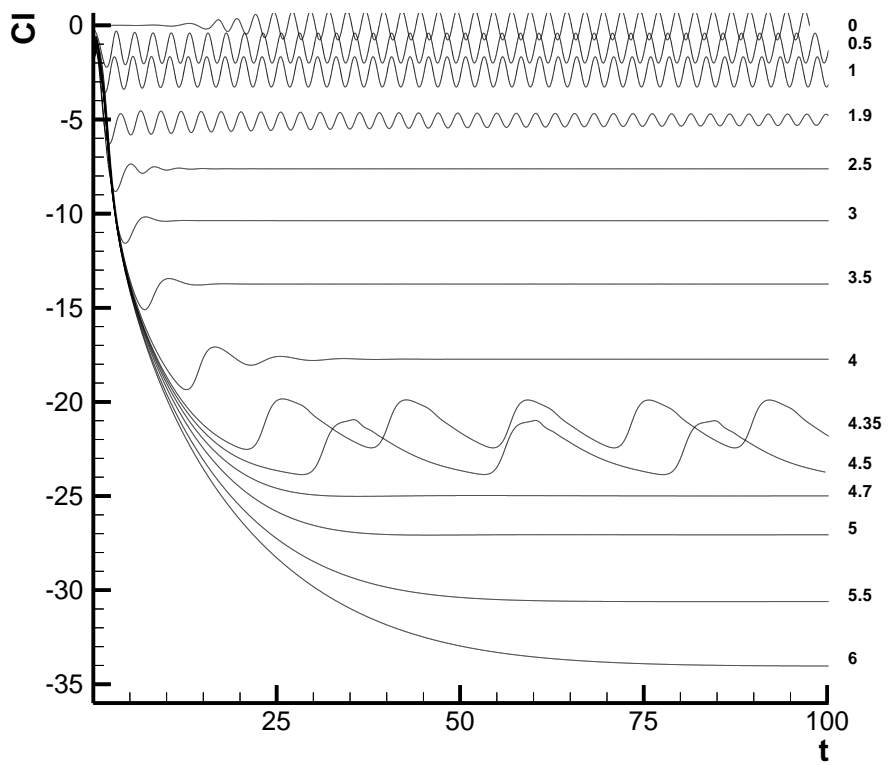


Figure 4.22 – Variation de coefficient de portance en fonction du temps pour différents taux de rotation α ($\varphi = 5\%$).

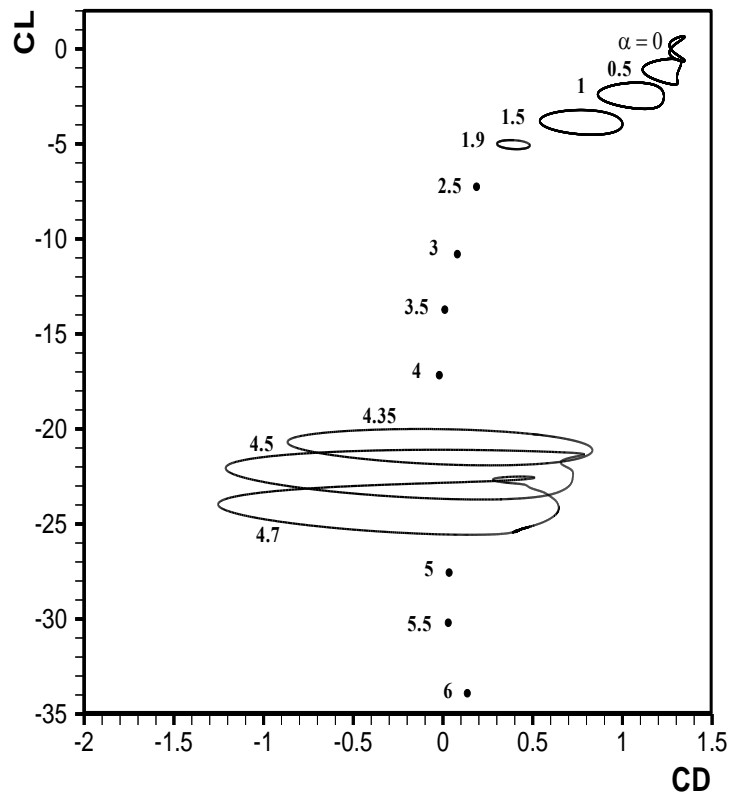


Figure 4.23 – diagrammes de phase (C_D , C_L) pour différents taux de rotation α ($\varphi = 0\%$).

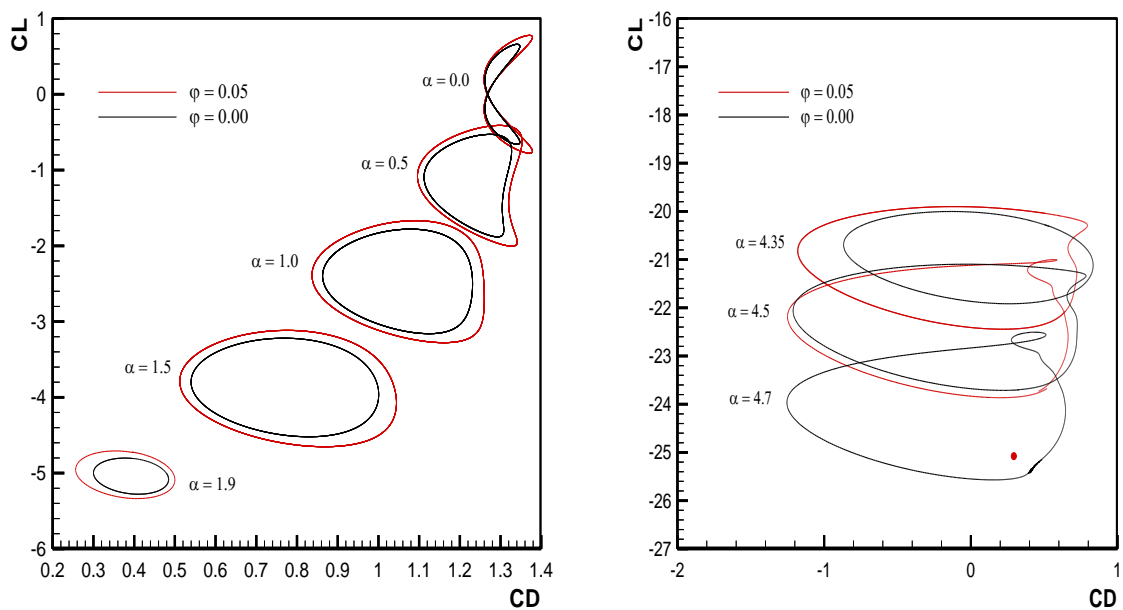


Figure 4.24 – Comparaison des diagrammes de phase (C_D , C_L) entre l'eau pur ($\varphi = 0\%$) et le nanofluide ($\varphi = 5\%$).

Tableau 4.7 – Paramètres globaux en fonction du taux de rotation, pour l'eau pure a $Re = 200$

α	St	C_L	C_{LP}	C_{Lf}	Nu_{moy}
0	0.183	0.00	0.00	0.00	17.55
0.5	0.184	-0.5853	-0.5917	0.006	17.03
1	0.184	-1.8337	-1.7744	-0.059	15.99
1.5	0.187	-3.2424	-3.1046	-0.138	13.27
1.9	0.177	-4.8073	-4.5792	-0.228	10.87
2.5	----	-7.6198	-7.2841	-0.336	9.38
3	----	-10.3379	-9.9184	-0.419	9.18
3.5	----	-13.6562	-13.143	-0.513	9.48
4	----	-17.5829	-16.967	-0.615	9.49
4.35	0.039	-20.3172	-19.653	-0.664	8.89
4.5	0.027	-23.7087	-22.942	-0.767	6.50
4.7	0.021	-24.9829	-24.177	-0.806	5.39
5	----	-27.0712	-26.235	-0.836	3.73
5.5	----	-30.5923	-29.691	-0.901	3.16
6	----	-34.0467	-33.087	-0.959	2.82

4.4.2.3.4 Comparaison avec d'autres résultats

L'écoulement à $Re = 200$ autour d'un cylindre en rotation avec $\alpha = 0,5$ a été calculé et les lignes de courant instantanées pour les mêmes paramètres ont été comparées à la visualisation de l'écoulement et aux résultats de calcul de Yan Y.Y. et Zu Y.Q. [16]. Ceux-ci sont montrés dans la figure 4.25. Un excellent accord est observé entre les résultats de calcul pour tous les temps.

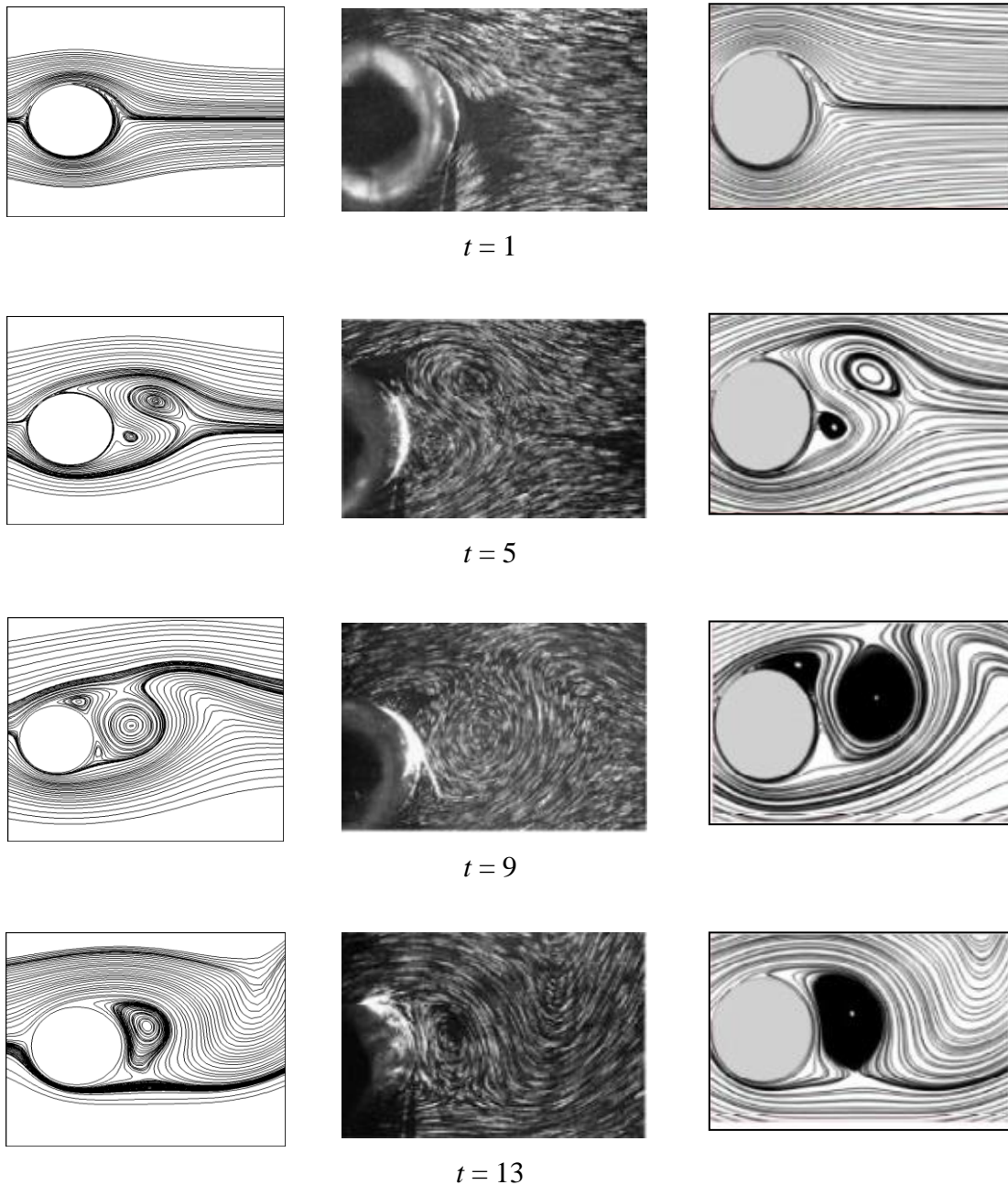


Figure 4.25 – Comparaison des lignes de courant instantanées pour $Re = 200$ et $\alpha = 0.5$
 - Présent travail (à gauche), - l'exp. de Coutanceau M., Menard C. [90] (au milieu), - Yan Y.Y. et Zu Y.Q. [91] (à droite).

4.4.2.3.5 Influence de α sur les points de stagnations

Dans le cas où $0 < \alpha \leq 3$, il existe deux points de stagnations, mais pour les α les plus élevés, un seul point de stagnation observé sur l'axe vertical du cylindre (à $\theta \simeq 90$), et il s'éloigne selon cet axe quand le taux de rotation α augmente comme le montre la figure 4.26.

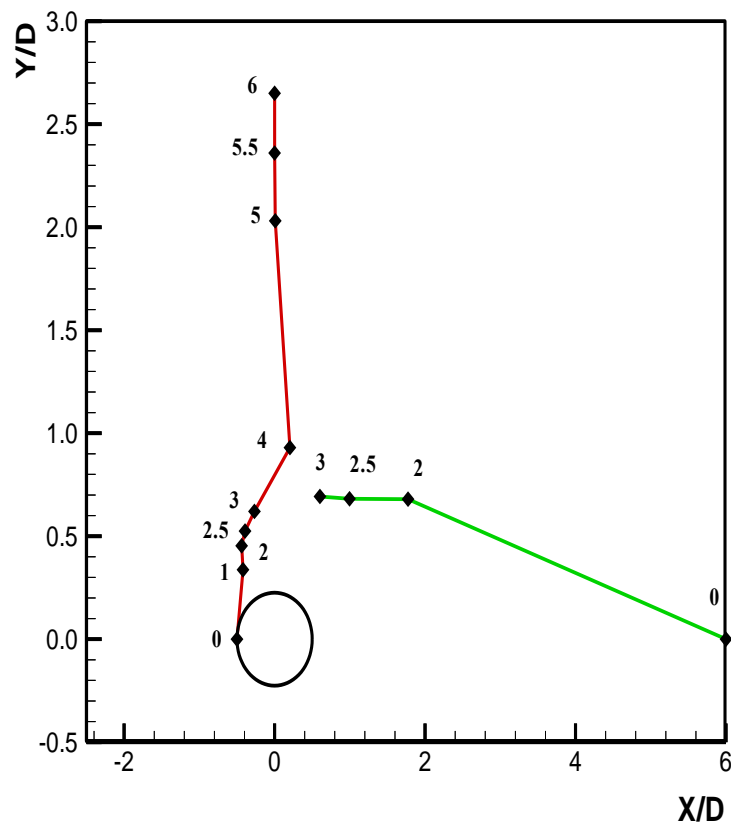
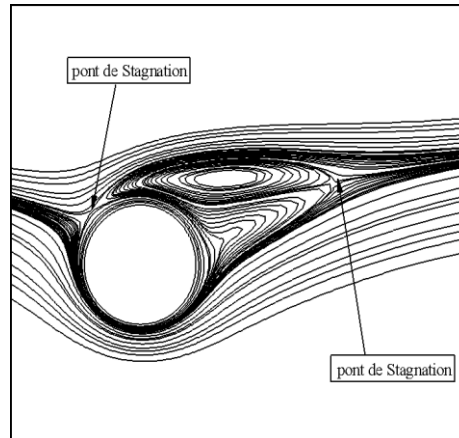


Figure 4.26 – Déplacement des points de stagnation en fonction de α , pour $Re = 200$.

4.4.2.3.6 Nombre de Nusselt local

La variation du nombre de Nusselt local pour différents taux de rotation est représentée sur la figure 4.27. Pour un cylindre fixe il y a deux minimums locaux et un maximum. En raison de la plus faible résistance thermique, le Nu_L au point de stagnation avant est le plus élevé et diminue jusqu'au point de séparation. Dans la région de sillage, où les tourbillons sont formés et perdus, une augmentation supplémentaire du nombre de Nu_L peut être vue en raison d'un bon mélange. Le pic de la distribution Nu_L se décale vers la droite, en raison de la rotation du cylindre. Pour un cylindre circulaire en rotation, le maximum de la valeur du nombre Nusselt local se déplace dans le sens de la rotation et le pli se déplace également dans le sens de rotation ($\alpha = 1$). Avec l'augmentant du taux de rotation ($\alpha > 1$), la courbe du nombre Nu locale devient lisse et le pli disparaît.

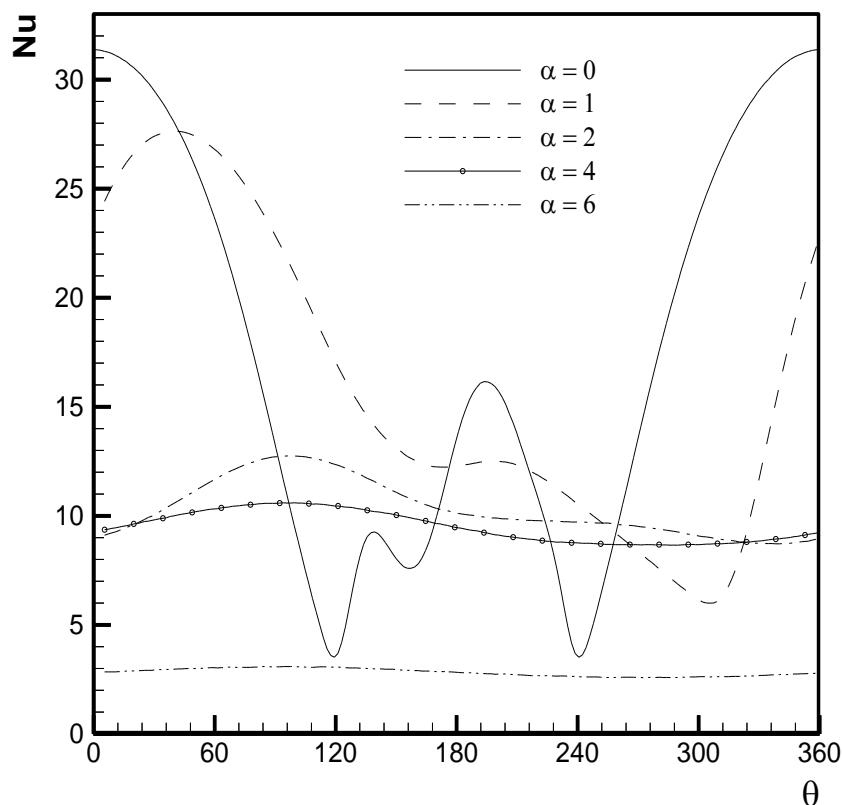


Figure 4.27 – Variation du nombre de Nusselt locale en fonction de θ pour différents taux de rotation.

4.4.2.3.7 Nombre de Nusselt moyen

La figure 4.28 montre la variation du nombre de Nusselt moyen pour différents taux de rotation ($0 \leq \alpha \leq 6$) pour le fluide pure ($\varphi = 0\%$) et le nanofluide ($\varphi = 5\%$). En augmentant la valeur du taux de rotation, la valeur du nombre Nu_{moy} diminue pour les deux types de fluides étudiés ici. De manière générale, avec l'augmentation du taux de rotation, le temps de contact réduit davantage pour échanger de la chaleur et de la quantité de mouvement entre le cylindre et le fluide.

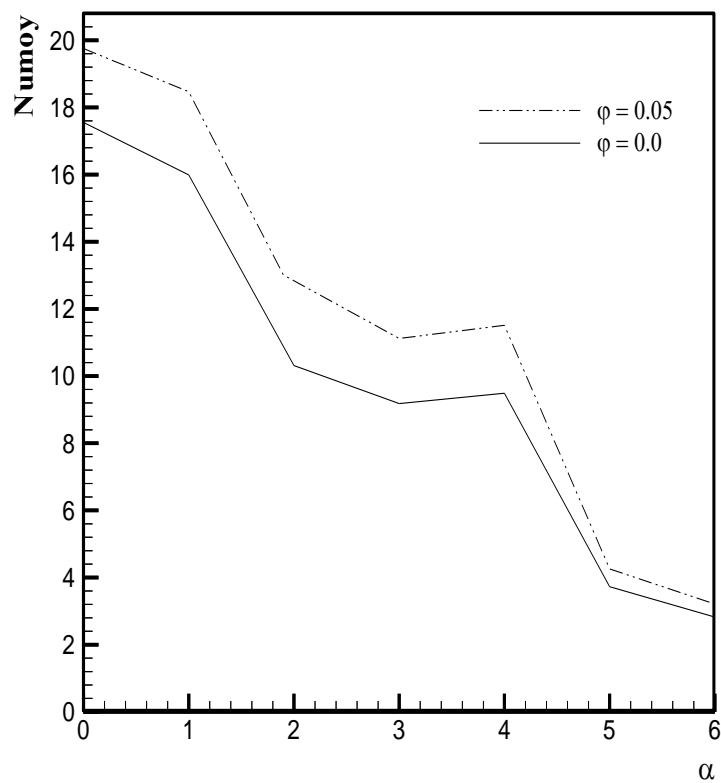


Figure 4.28 – Comparaison entre la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de taux de rotation pour l'eau pure et le nanofluide.

Tableau 4.8 Comparaison entre les valeurs des coefficients de portance et Nusselt moyen pour l'eau pure et le nanofluide.

α	C_L ($\varphi = 0\%$)	Nu_{moy} ($\varphi = 0\%$)	C_L ($\varphi = 5\%$)	Nu_{moy} ($\varphi = 5\%$)
0	0.00	17.55	0.00	19.75
0.5	-0.58	17.03	-1.74	19.42
1	-1.83	15.99	-3.24	18.47
1.5	-3.24	13.27	-4.62	15.03
1.9	-4.81	10.87	-6.99	13.01
2.5	-7.62	9.38	-7.62	11.24
3	-10.34	9.18	-10.37	11.12
3.5	-13.65	9.48	-13.74	11.55
4	-17.58	9.49	-17.73	11.51
4.35	-20.32	8.89	-20.33	10.69
4.5	-23.71	6.50	-23.73	6.62
4.7	-24.98	4.39	-24.99	4.94
5	-27.07	3.98	-27.08	4.26
5.5	-30.59	3.16	-30.61	3.59
6	-34.05	2.82	-34.05	3.21

4.4.2.3.8. Effet des nanoparticules sur les champs d'écoulement et de température

La figure 4.29 illustre les lignes de courant autour du cylindre, pour le nombre de Reynolds $Re = 200$. Ici, les contours du fluide de base et du nanofluide sont montrés à des fins de comparaison. Lorsque les lignes rouges sont utilisées pour le nanofluide et que les lignes noires sont utilisées pour le fluide de base. Pour des taux de rotation modérés, on observe un écoulement similaire à celui observé dans le cas d'un cylindre fixe, à savoir un écoulement instationnaire avec lâcher d'une allée tourbillonnaire de Von Karman. Lorsque le taux de rotation est supérieure à 2, on observe la suppression de l'allée tourbillonnaire. La couche de fluide en rotation avec le cylindre devient de plus en plus épaisse et empêche le détachement tourbillonnaire pour les deux types de fluides. Pour les grandes valeurs de α , les lignes de courant entourant le cylindre prennent une forme ovale ; cette structure devient de plus en plus grande.

Les contours du tourbillon positif et négatif sont présentés dans la figure 4.30. Le tourbillon positif est généré principalement dans la moitié inférieure de la surface du cylindre tandis que le tourbillon négatif est généré principalement dans la moitié supérieure.

L'effet des nanoparticules sur les contours du tourbillon et la distribution de température sont illustré sur les figures 4.30 et 4.31 respectivement, à différents taux de rotation. Dans la figure 4.31, les contours de distribution de la température pour le fluide clair sont superposés à ceux pour le nanofluide avec une fraction volumique solide de 0,05. On observe que les isothermes se décalent dans le sens de rotation du cylindre et deviennent presque verticaux à des valeurs plus élevées du taux de rotation. Les distributions de température présentées au moyen d'isothermes peuvent être utilisées pour interpréter la variation des caractéristiques de transfert de chaleur locales et moyennes avec le taux de rotation.

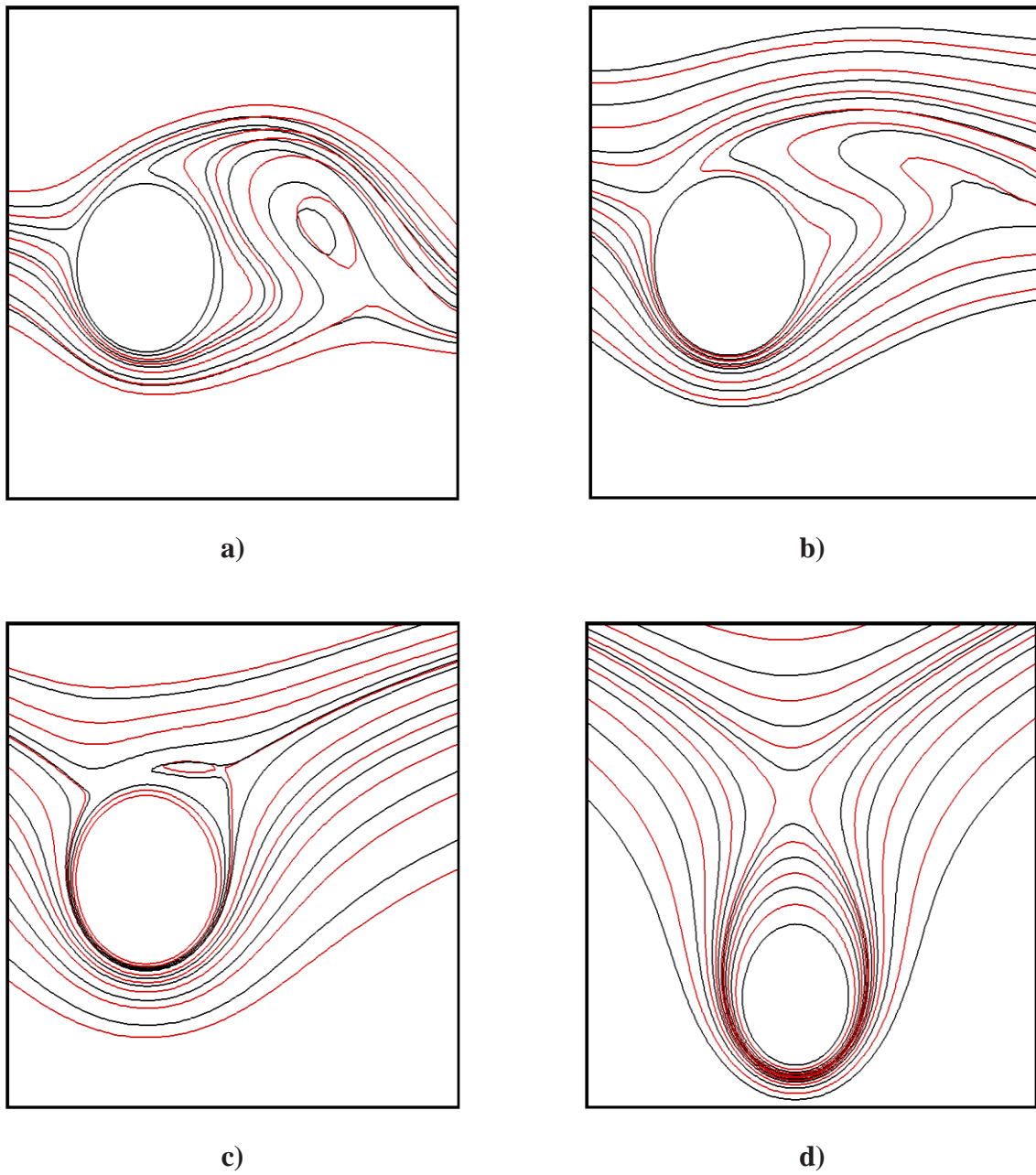


Figure 4.29 – Comparaison des lignes de courant pour:
 a) $\alpha = 1$, b) $\alpha = 1.9$, c) $\alpha = 3$, d) $\alpha = 6$
 (nanofluide (lignes en rouge), fluide de base (lignes en noir)).

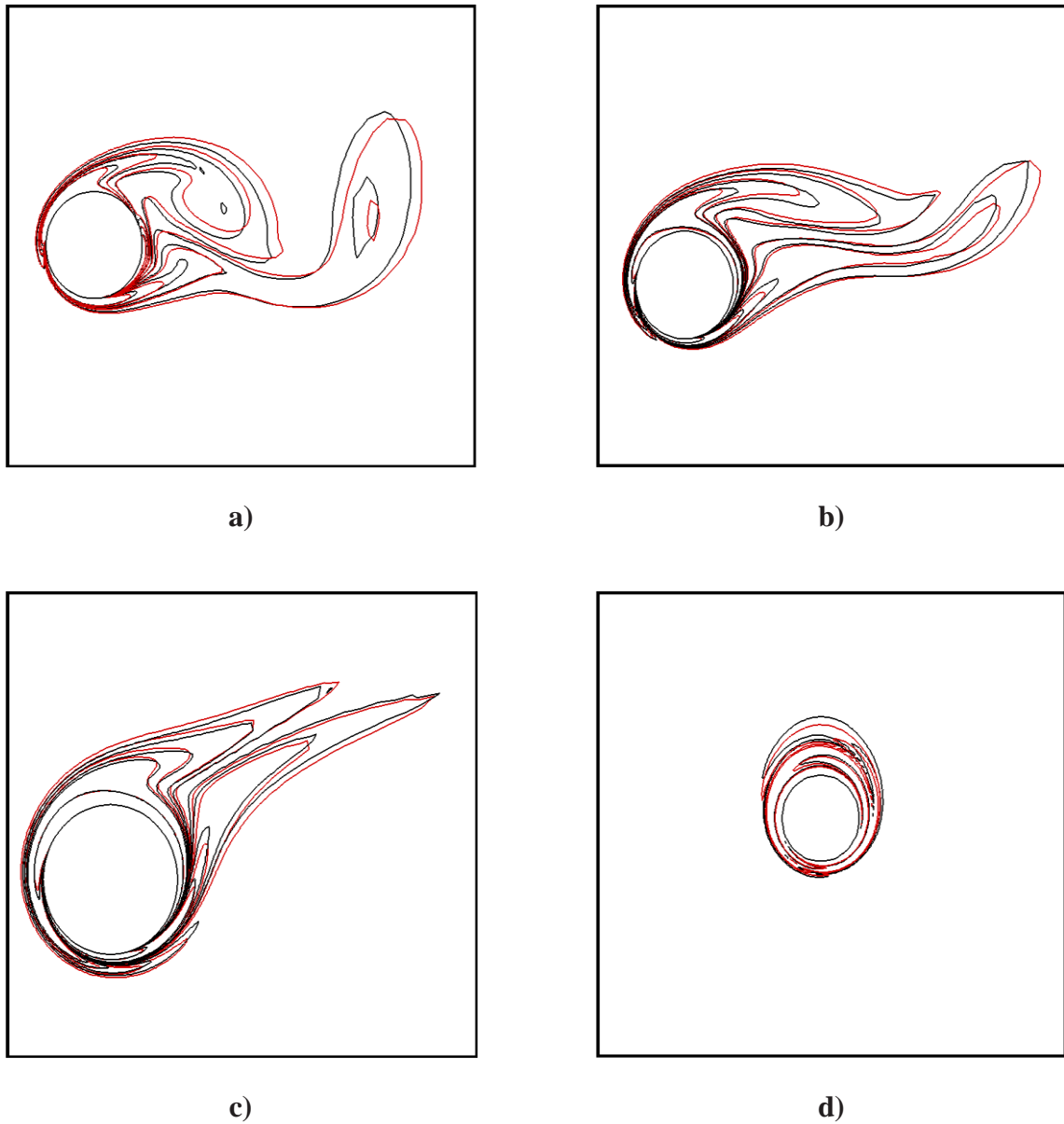


Figure 4.30 – Comparaison des contours de vorticités pour:
 a) $\alpha = 1$, b) $\alpha = 1.9$, c) $\alpha = 3$, d) $\alpha = 6$
 (nanofluide (lignes en rouge), fluide de base (lignes en noir)).

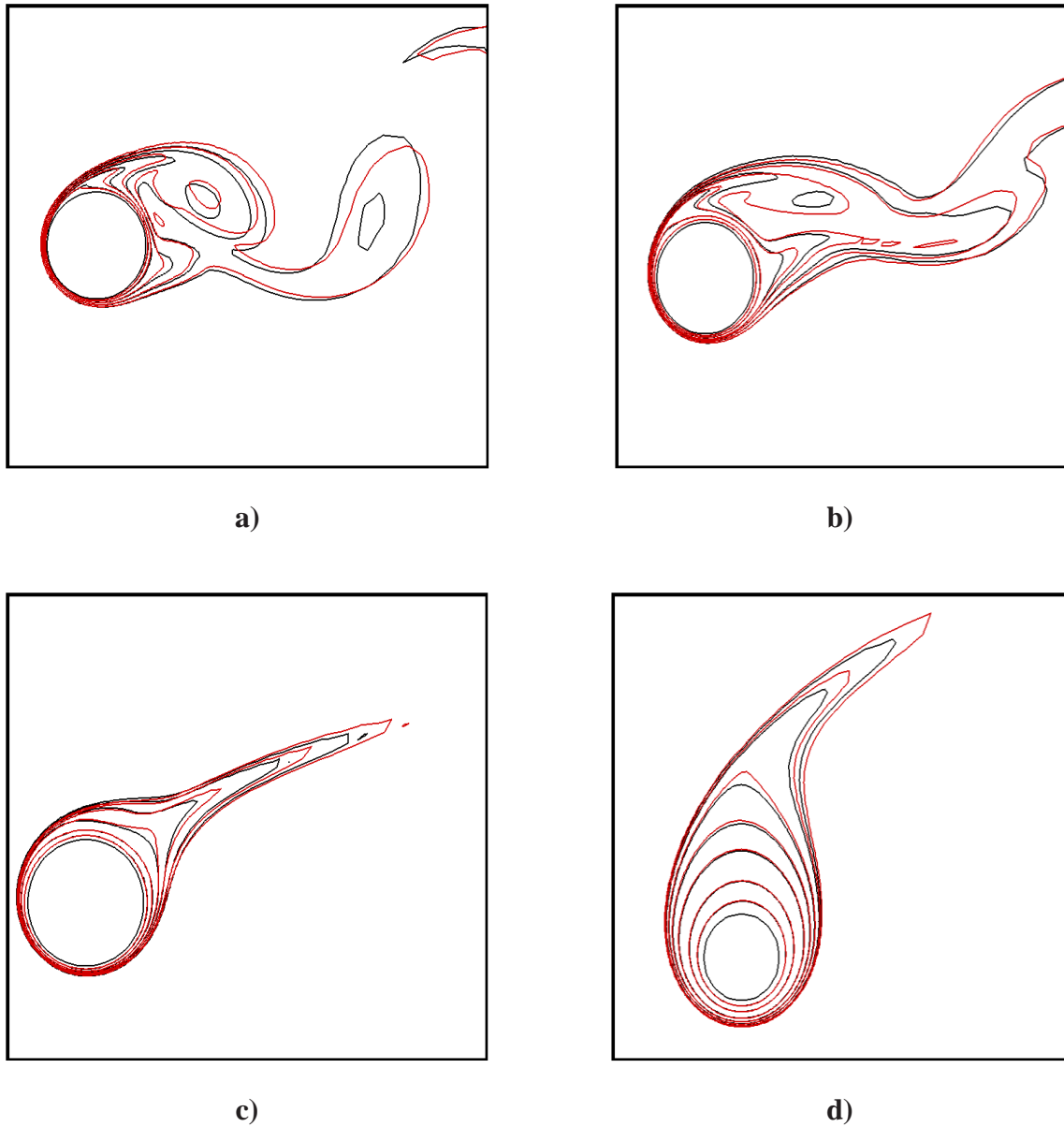


Figure 4.31 – Comparaison des contours d'isothermes pour:
 a) $\alpha = 1$, b) $\alpha = 1.9$, c) $\alpha = 3$, d) $\alpha = 6$
 (nanofluide (lignes en rouge), fluide de base (lignes en noir)).

4.4.2.4 Conclusion

Le mouvement de fluide et le transfert de chaleur autour d'un cylindre circulaire en présence de nanoparticules pour différents taux de rotation ont été étudiés. Dans cette étude, l'effet de la fraction volumique du solide et la rotation du cylindre sur le profil d'écoulement et les caractéristiques de transfert de chaleur ont été étudiés. Il a été montré qu'à un taux de rotation fixe, les nombres locaux et moyens de Nusselt étaient augmentés en ajoutant des nanoparticules au fluide de base. Tandis que la mise en rotation du cylindre provoque une augmentation du coefficient de portance, due à l'effet Magnus ainsi qu'une réduction du coefficient de traînée due à une réorganisation du champ de pression autour du cylindre. Nous avons montré l'existence de quatre régimes d'écoulement pour un nombre de Reynolds de 200. L'effet de la rotation est présenté non seulement en terme de la suppression allée tourbillonnaire de Von-Kármán, mais également à la suppression du transfert de chaleur. La suppression du transfert de chaleur est justifiée par la comparaison du nombre de Nusselt moyen obtenu pour le cylindre en rotation et celui d'un cylindre stationnaire.

Chapitre 5

Les effets de quelques paramètres sur la topologie de l'écoulement

Ce chapitre est consacré à l'effet de la flottabilité dans la première partie et les effets tridimensionnels sur l'écoulement autour d'un cylindre circulaire dans une deuxième partie.

Sommaire

5.1	Les effets de la flottabilité	99
5.2	Effets tridimensionnels sur l'écoulement autour d'un cylindre circulaire	102
5.2.1	Aspects tridimensionnels	102
5.2.2	Coefficients de portance et de traînée	103
5.2.3	Paramètres globaux	106
5.2.4	Structure de l'écoulement	108
5.2.5	Instabilités dans le sillage	110
5.2.6	Les effets de rotation	111
5.2.7	Remarques de conclusion	112

4.4.2.4 Les effets de la flottabilité

Les effets de la flottabilité sur la topologie de l'écoulement derrière un cylindre circulaire dans le régime d'un écoulement laminaire bidimensionnel sont étudiés dans ce travail. Les nombres de Reynolds et de Richardson sont considérés dans les intervalles $10 \leq Re \leq 40$ et $0 \leq Ri \leq 1$ respectivement avec un nombre de Prandtl fixe, $Pr = 0,71$ (cas de l'air). En l'absence d'effet de flottabilité thermique, la longueur et la largeur des bulles augmentent et le coefficient de traînée diminue avec l'augmentation de Re , mais l'écoulement est toujours stationnaire dans cet intervalle de Reynolds.

Les caractéristiques de l'écoulement et de transfert de chaleur changent sensiblement avec l'introduction de la flottabilité thermique. Le sillage stable en aval du cylindre est modifié par la flottabilité thermique. La flottabilité thermique provoque une asymétrie dans le sillage et induit une instabilité, et l'écoulement devient finalement instationnaire périodique au-delà d'une certaine valeur critique du nombre de Richardson pour un nombre de Reynolds donné. Ainsi, la formation de vortex pourrait être initiée à une valeur beaucoup plus faible du nombre de Reynolds par l'introduction de la flottabilité thermique.

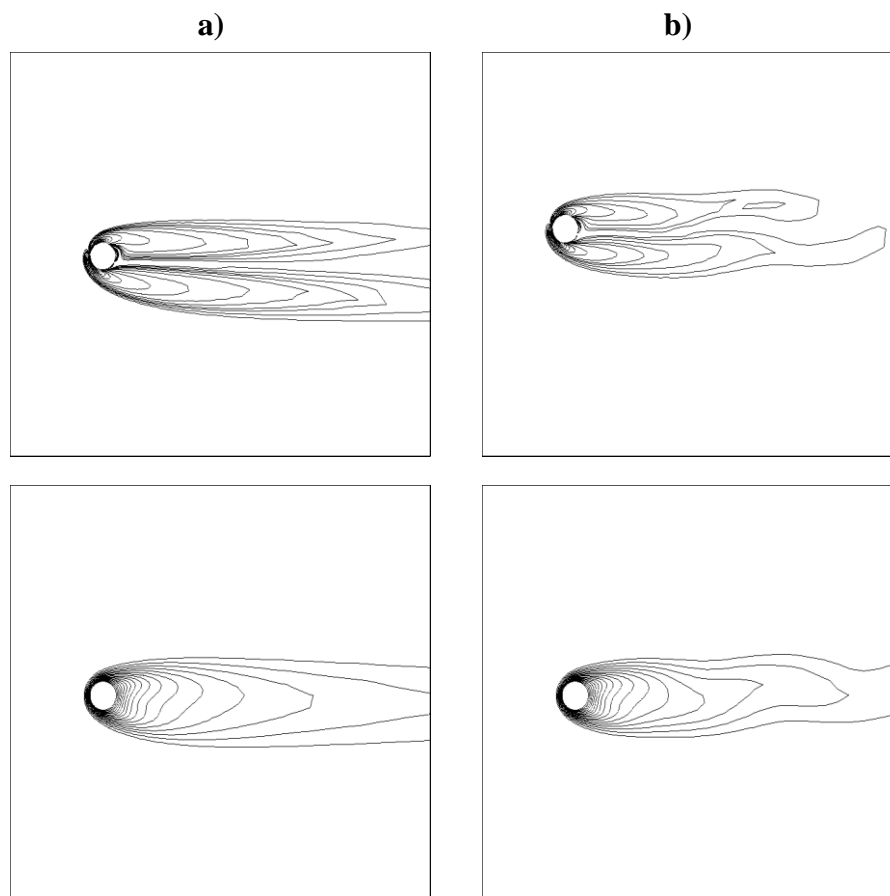


Figure 5.1 – Contours de tourbillon instantané et d'isotherme pour $Re = 40$,
a) $Ri = 0.5$ et b) $Ri = 0.6$.

Les champs d'écoulement et thermiques décrits dans la Figure 5.1 où le tourbillon et l'isotherme sont tracés pour le cylindre stationnaire, à proximité du nombre critique de Richardson. La structure de sillage observée est stable pour $Ri < Ri_{cr}$, alors qu'elle montre une nature périodique instable pour $Ri = Ri_{cr}$. Lorsque Ri augmente à partir de la valeur zéro, le point de séparation se déplace vers le bord avant provoquant une diminution de la région de recirculation. Cela peut être attribué au fait que lorsque Ri augmente, la flottabilité thermique ou l'effet de convection naturelle sera plus prononcé et le fluide commencera à se déplacer vers le haut dans la zone de sillage du cylindre.

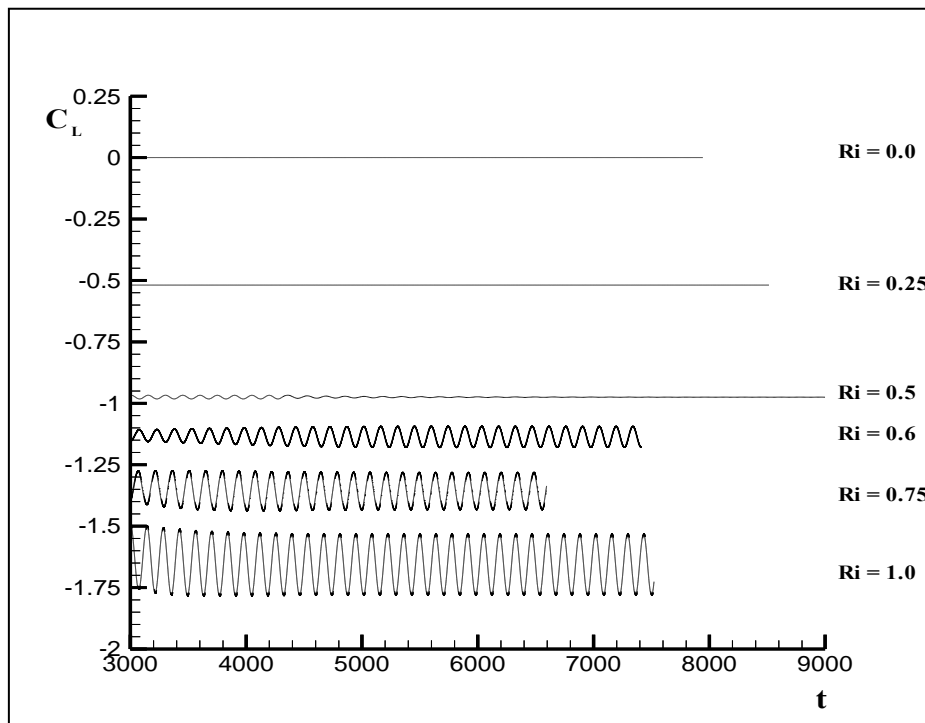


Figure 5.2 – Variation de coefficient de portance en fonction du temps pour $Re = 40$ et différents nombres de Ri .

Pour un cylindre stationnaire, les transitions de l'écoulement induites par la flottabilité du courant transversal sont montrées sur la figure 5.2 avec l'évolution temporelle de coefficient de portance. On observe une séparation entre les deux régimes d'écoulement (stationnaire et instationnaire).

Les valeurs de Ri critique en fonction du nombre de Reynolds sont montrées sur la Figure 5.3. Le Ri critiques est une fonction du nombre de Reynolds. La périodicité dans l'écoulement est caractérisée par la fréquence de l'excrétion des vortex. La figure 5.3 montre le Ri critique pour le début de l'excrétion de vortex pour différents Re . Le Ri critique diminue avec l'augmentation de Re .

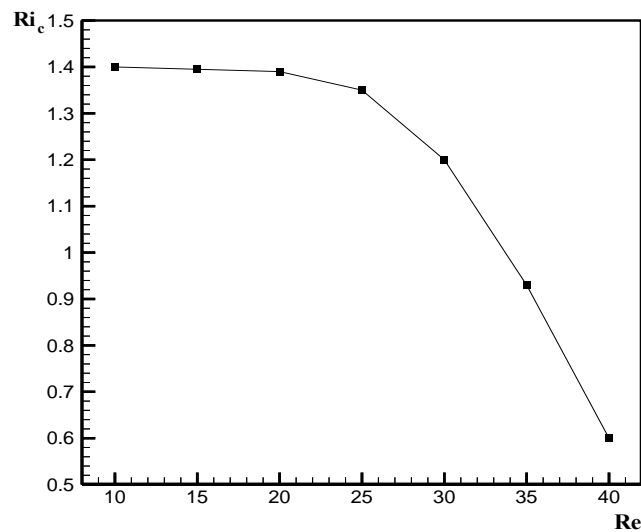


Figure 5.3 – Les valeurs critiques de Richardson correspondant à l'apparition de la formation de tourbillons en fonction du nombre de Reynolds.

Le coefficient de traînée diminue rapidement à un plus faible Re indépendamment du chauffage et augmente lentement à un plus haut Re figure 5.4. De plus, il diminue lentement pour $Ri < Ri_{cr}$, mais rapidement pour $Ri > Ri_{cr}$. Cependant, l'effet de la flottabilité thermique sur C_L diminue à mesure que Re augmente. Le coefficient de portance moyen est nul à $Ri = 0$ car l'écoulement est symétrique par rapport à la ligne centrale du sillage. Le chauffage induit une asymétrie dans le sillage entraînant un coefficient de traînée non nul.

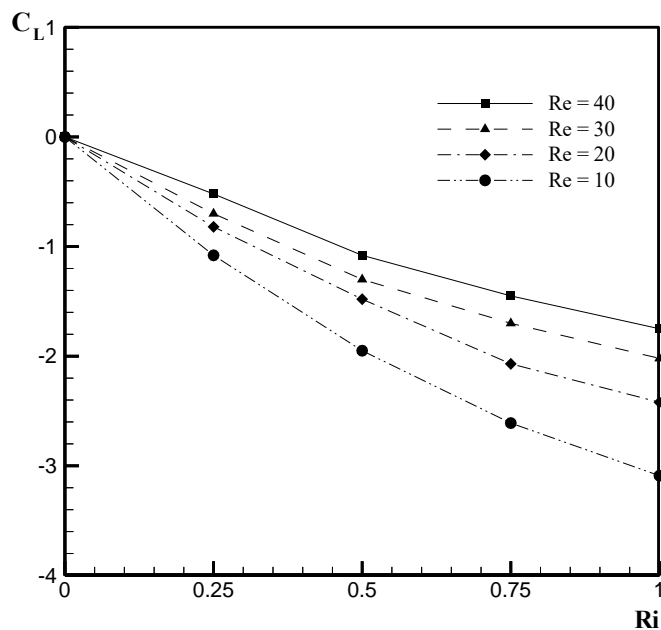


Figure 5.4 – Le coefficient de traînée en fonction du nombre de Ri pour différents Re

5.2 Effets tridimensionnels sur l'écoulement autour d'un cylindre circulaire

L'écoulement autour d'un cylindre circulaire dépend fortement du nombre de Reynolds. En effet en augmentant le nombre de Reynolds, l'écoulement change en passant par plusieurs étapes jusqu'à atteindre une transition 2D - 3D qui nous intéresse dans cette partie.

L'objectif de la présente simulation tridimensionnelle est d'étudier les structures de l'écoulement tridimensionnelles observées expérimentalement au-delà d'un certain nombre de Reynolds. Des simulations d'écoulement trois dimensions ont été effectuées pour $Re = 100, 200, 300$ et 400 . Les conditions aux limites périodiques sont utilisées aux plans d'extrémité le long de la direction d'envergure. L'étendue du domaine a été choisie pour couvrir les deux modes d'instabilités dans le calcul.

5.2.1 Aspects tridimensionnels

Des caractéristiques tridimensionnelles apparaissent lorsque les structures sont étendues dans la direction perpendiculaire au plan de l'écoulement. Les sillages de l'écoulement révèlent des instabilités secondaires (Facchinetti et al., [92]). La transition tridimensionnelle de l'écoulement est décrite par Williamson [93].

Lorsque $Re > 160$ la transition vers le régime turbulent commence, manifestée par l'apparition d'effets tridimensionnels dans le sillage. Une ondulation des rouleaux de Von Kármán est observée dans le sens de l'envergure du cylindre, ainsi que la naissance de tourbillons longitudinaux. Deux modes se distinguent :

- Le mode A pour $160 < Re < 190$
- Le mode B ailleurs

Le mode A est caractérisé par une longueur d'onde de $4 \times D$, tandis que le mode B, par une longueur d'onde plus faible de l'ordre de $1 \times D$ (avec D le diamètre du cylindre).

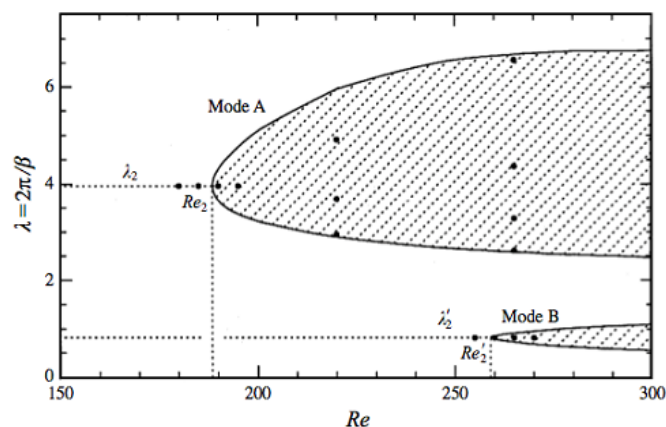


Figure 5.5 – Courbes de stabilité (Barkley et Henderson, [94]).

Les régions d'instabilité pour les modes A et B sont présentées à la figure 5.5. Cette figure présente le nombre de Reynolds critique en fonction de la longueur d'onde. La région supérieure correspond aux instabilités de longueur d'onde élevée commence à $Re = 190$, la région inférieure correspond à la longueur d'onde courte, initiée à $Re = 260$.

La différence entre les longueurs d'onde des modes A et B est montré sur un dispositif expérimental à la figure 5.6 où les tourbillons sont mis en évidence par l'ajout d'un colorant.

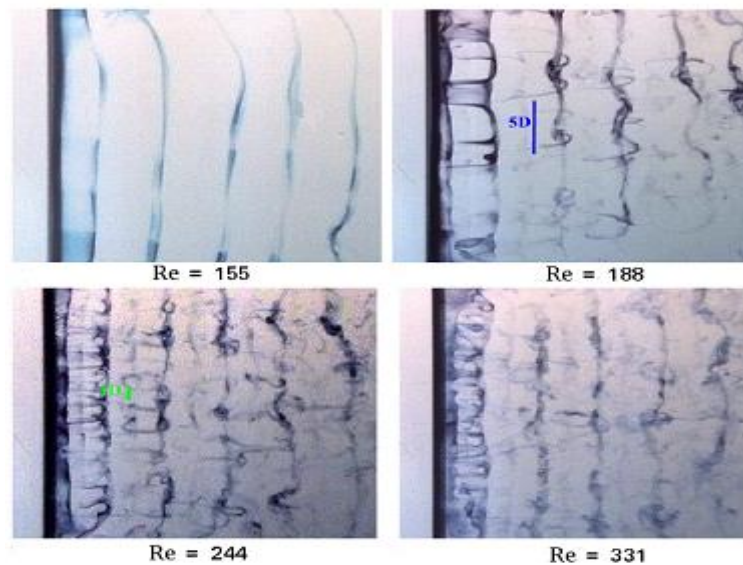
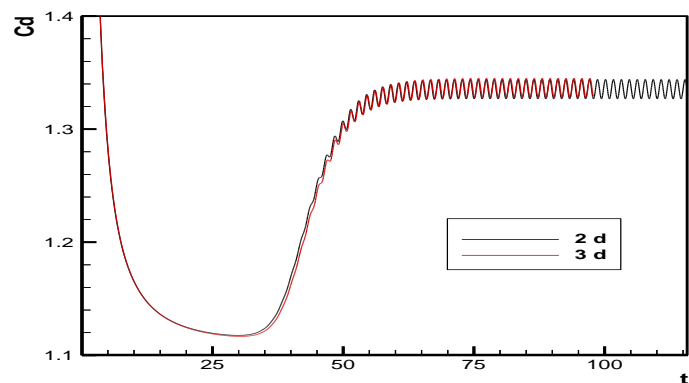


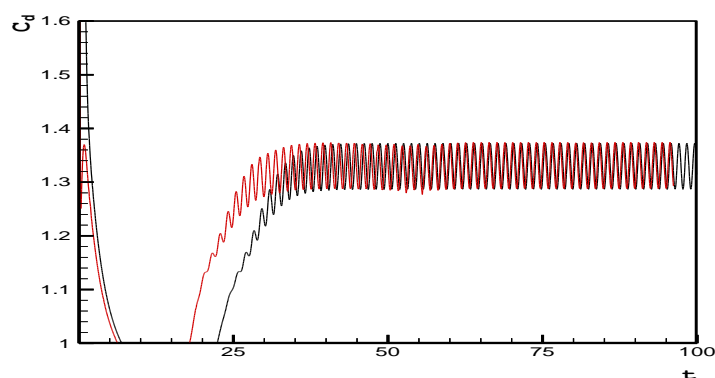
Figure 5.6 – Mise en évidence des tourbillons pour différents nombre de Reynolds
(tiré de Luo *et al* [95]).

5.2.2 Coefficients de portance et de traînée

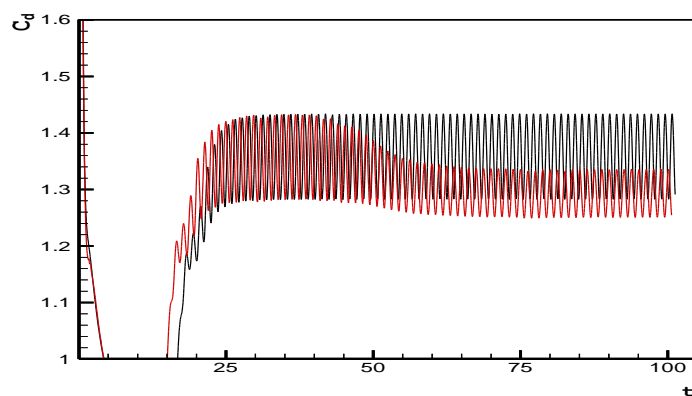
Les figures 5.7 et 5.8 montrent l'évolution temporelle des coefficients de portance et de traînée calculés séparément à partir de la simulation bidimensionnelle et tridimensionnelle d'écoulement sur l'ensemble des quatre nombres de Reynolds entre $Re = 100 - 400$. Dans tous les cas étudiés, au cours des premiers pas de temps, l'écoulement atteint un état périodique mais statistiquement stationnaire. Jusqu'à 200, les résultats de calcul bidimensionnel et tridimensionnel sont presque superposés, ne montrant aucune différence significative dans la variation temporelle des coefficients de portance et de traînée à l'état statistiquement stationnaire. Lorsque Re augmente à partir de 200, les différences observées entre les résultats de la simulation en deux et en trois dimensions. L'amplitude du coefficient de portance maximum et du coefficient de traînée moyen sont, en général, moins élevées dans la simulation tridimensionnelle.



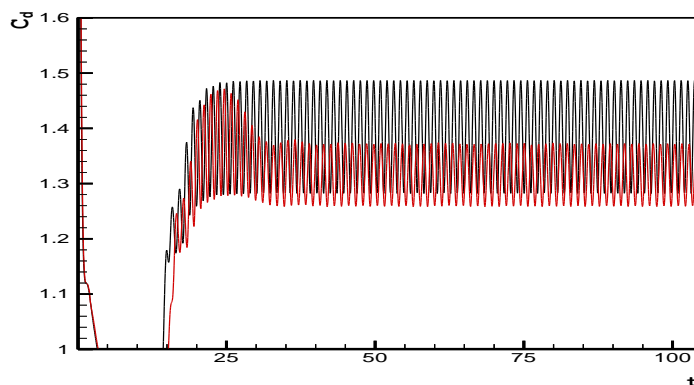
a) $Re = 100$



b) $Re = 200$



c) $Re = 300$



d) $Re = 400$

Figure. 5.7 - Évolution temporelle des coefficients de traînée pour un écoulement autour d'un cylindre circulaire pour différent nombre de Reynolds.

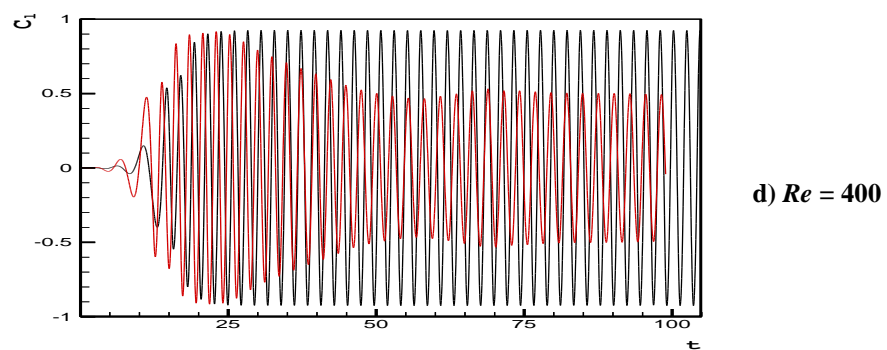
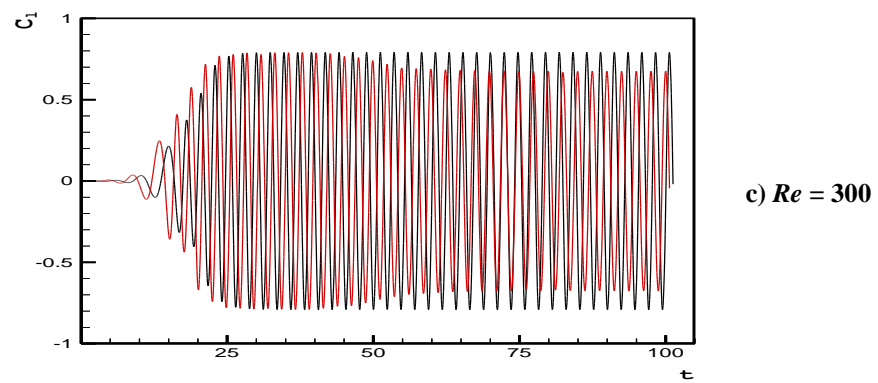
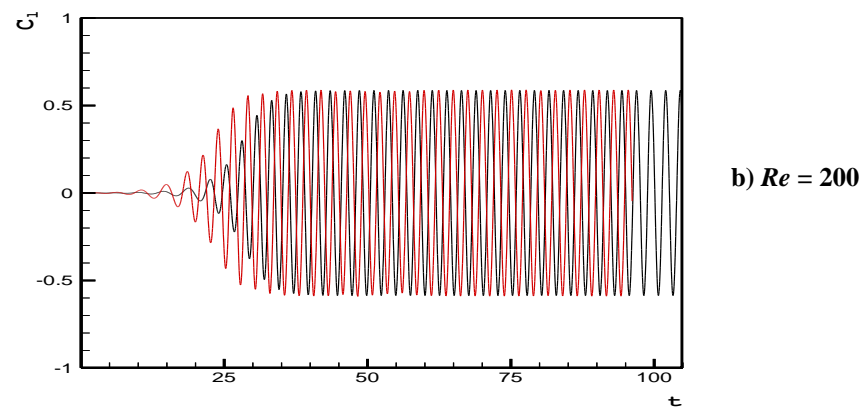
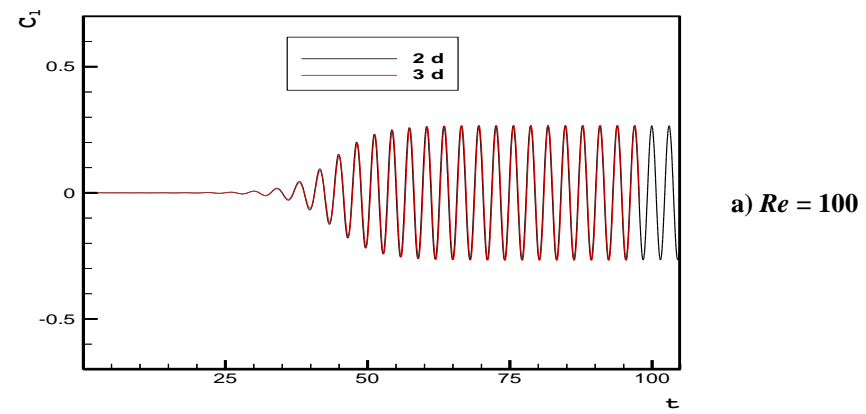


Figure. 5.8 - Évolution temporelle des coefficients de portance pour un écoulement autour d'un cylindre circulaire pour différent nombre de Reynolds.

5.2.3 Paramètres globaux

Les valeurs du nombre de Strouhal, valeurs moyennes de C_d et C_l , dérivées de calculs bidimensionnels et tridimensionnels sont également comparées dans le tableau 5.1. Ces valeurs sont évaluées, à partir de l'historique des coefficients de force correspondants. Le tableau 5.2 compare les résultats de calcul actuels avec les données de mesure et d'autres résultats de calcul pour les coefficients de pression de base ainsi que les coefficients de force aérodynamiques. Le tableau montre clairement la sur-prédiction de l'amplitude et de la fréquence des coefficients de la force oscillante pour la simulation bidimensionnelle de l'écoulement à $Re = 300$. De telles différences ont été expliquées par Mittal et Balachandar [96], comme l'extraction de l'énergie du mouvement de délestage bidimensionnel par les structures de la composante verticale de la vorticité tridimensionnelles de l'écoulement. Cela conduit finalement à une réduction des contraintes de Reynolds bidimensionnelles qui, à leur tour, augmente la pression de base et réduit ainsi la traînée moyenne. Le tableau montre également un excellent accord entre les données de mesure et les simulations tridimensionnelles actuelles.

Tableau 5.1

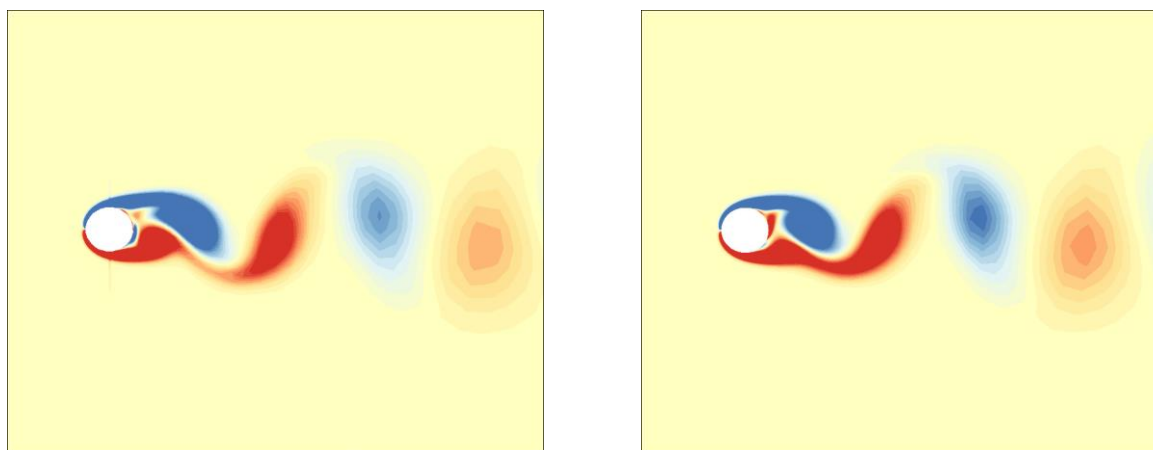
Nombre de Strouhal calculé en deux et en trois dimensions, coefficient de traînée moyen et valeurs des coefficients de portance.

Re	Sr		C_d	
	Deux-dimension	Trois-dimension	Deux-dimension	Trois-dimension
100	0.1593	0.1593	1.3355	1.3351
200	0.1919	0.1931	1.3362	1.3310
300	0.2133	0.1955	1.3583	1.2901
400	0.2337	0.1740	1.3850	1.2534

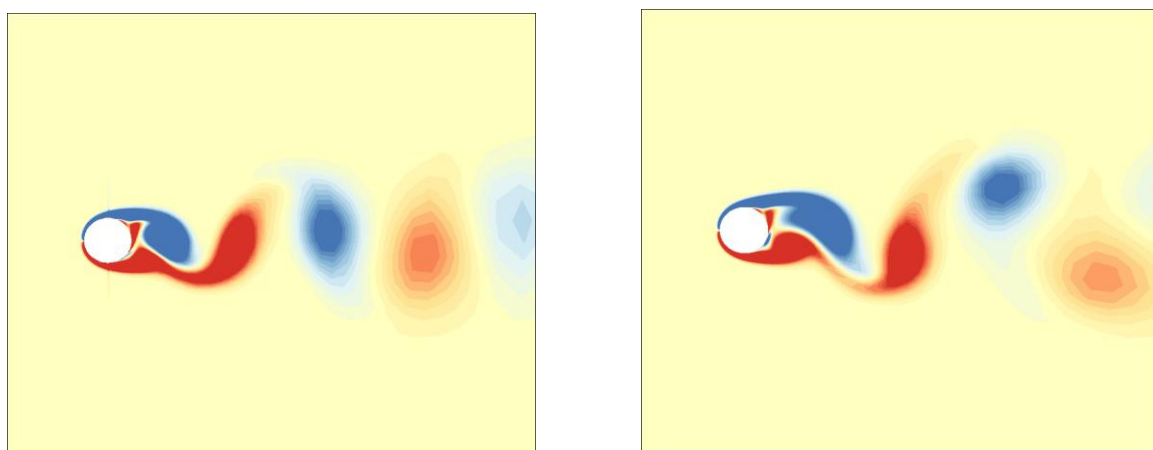
Tableau 5.2

Comparaison entre le calcul et la littérature à $Re = 300$.

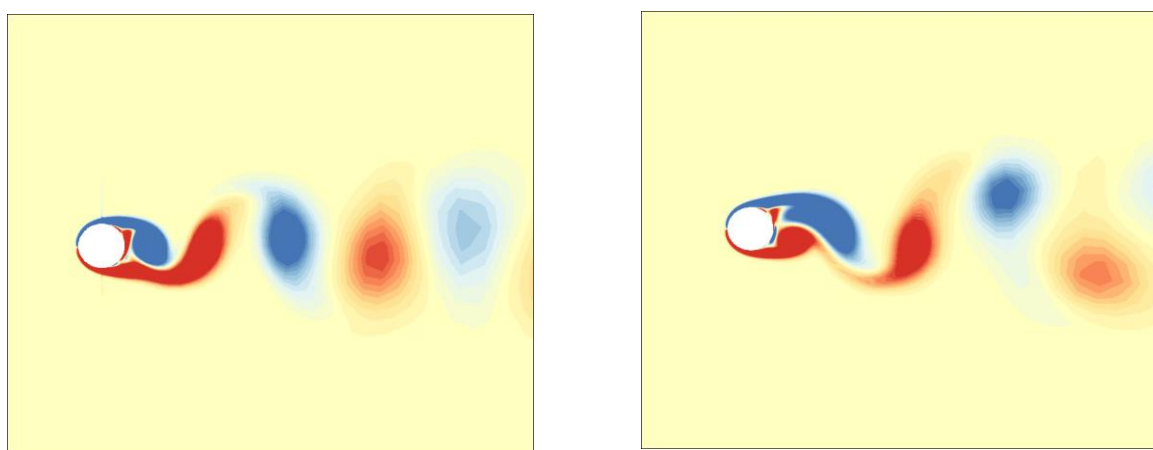
Source de résultat	Sr	C_d	C_{pb}
Présent 2d-dimension simulation	0.213	1.36	-1.22
Présent 3d-dimension simulation	0.195	1.29	-1.13
Mesures de (Williamson [6])	0.203	---	-0.96
2d simulation (Mittal and Balachandar [96])	0.213	1.38	-1.22
3d simulation (Mittal and Balachandar [96])	0.203	1.26	-0.99
2d simulation (B. N. Rajani et al. [2])	0.215	1.37	-1.17
3d simulation (B. N. Rajani et al. [2])	0.195	1.28	-1.01



a) $Re = 200$



b) $Re = 300$



c) $Re = 400$

Figure 5.9 – Comparaison des champs obtenus par des simulations 2D, gauche, et 3D, droite

5.2.4 Structure de l'écoulement

Le plan médian du champ tri-dimensionnel est comparé à l'écoulement 2D sur la figure 5.9, dans le but d'extraire les effets purement 3D de ceux qui sont 2D. On peut remarquer les structures secondaires qui apparaissent plus fortement dans les résultats 3D; également les structures de Von-Kármán sont plus allongées.

Le sillage derrière un cylindre est généralement constitué de différentes structures qui peuvent être facilement visualisées par les courbes de niveau des composantes de vorticité autour des trois axes cartesiens, qui peuvent facilement être dérivées du champ de vitesse tridimensionnel calculé à l'état statistiquement stationnaire. Dans la présente situation, cependant, les deux composants significatifs sont ce que l'on appelle la composante de tourbillon autour de l'axe du cylindre (axe z) et la composante tourbillonnaire dans le sens du courant autour de l'axe principal (axe des abscisses). La figure 5.10 montre les contours instantanés du composant de vorticité dans le sens de l'envergure ω_z sur un plan bidimensionnel (x - y)    $z = 0.5$ pour des nombres de Reynolds différents. Le changement de signe dans les contours du tourbillon près du cylindre et dans le sillage montre clairement le phénomène de délestage alterné des vortex. Cependant, pour $Re < 300$, on observe que les contours sont réguliers même dans le sillage lointain, tandis que lorsque Re augmente au-delà de 300, le contour tend à devenir irrégulier. Ce type d'irrégularité du diagramme d'écoulement sur un plan bidimensionnel peut être attribué aux effets tridimensionnels forts sur la dynamique du flux dans le sens de l'envergure. Lorsque l'écoulement est purement bidimensionnel, l'amplitude du tourbillon d'envergure ne doit pas changer dans la direction z et, par conséquent, les contours ω_z sur un plan de symétrie médiane sont censés être des lignes droites parallèles à l'axe du cylindre. Figure 5.10(a) pour $Re = 200$. A $Re = 300$ et 400 indiquant un fort effet dimensionnel. Dans tout écoulement tridimensionnel, les effets de l'écoulement transversal le long d'une direction perpendiculaire à l'écoulement principal sont généralement représentés sous la forme de tourbillons multiples dans le sens de la circonférence autour de l'axe d'écoulement principal.

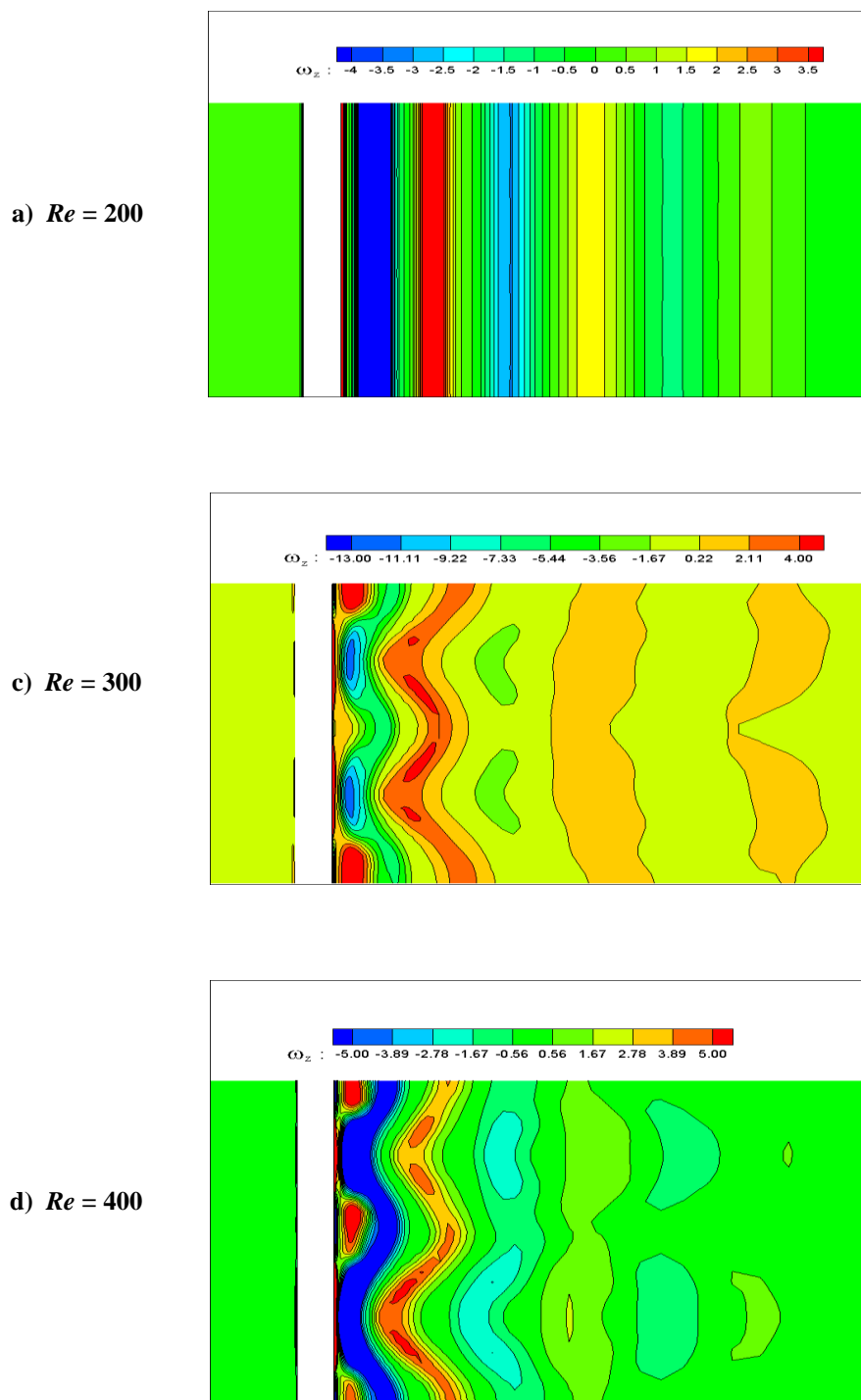


Figure 5.10 – Contours de vorticité longitudinale (ω_z) sur le plan (x-z) pour différents nombres de Reynolds.

5.2.5 Instabilités dans le sillage

Comme mentionné ci-dessus, pour $Re > 190$, le sillage devient instable aux fluctuations tridimensionnelles infinitésimales et les vortex ne sont plus bidimensionnels. Cette transition est connue comme une instabilité secondaire et est le début de la route vers la turbulence. Les limites de ces instabilités ont été identifiées par des discontinuités dans la courbe du nombre de Strouhal par rapport au nombre de Reynolds de la Figure 1.4 où différentes structures tridimensionnelles ont été observées.

Le premier mode, appelé A, subit une bifurcation sous-critique autour du nombre de Reynolds 190 avec des diamètres de longueur d'onde 4 fois le diamètre du cylindre dans le sens de l'envergure. Le second mode, appelé B, bifurque par la voie supercritique autour du nombre de Reynolds 260 avec une longueur d'onde dans le sens de l'envergure proche de 1 fois le diamètre. Les dislocations vortex ont été observées dans la gamme de $160 < Re < 230$ en conjonction avec le mode A. Mais une fois que les structures du mode B ont commencé à se développer dans le sillage, ces dislocations ont disparu. Ainsi, les discontinuités dans le tracé de St versus Re correspondent à la présence de différentes structures tridimensionnelles dans le sillage. Les deux modes A et B sont montrés à la Figure 5.12.

Les isosurfaces de vorticité positive et négative pour le mode B sont présentées dans la figure 5.11. La vorticité dans le sens de l'envergure est également tracée pour mettre en évidence la position des structures tourbillonnaires par rapport aux rouleaux d'envergure.

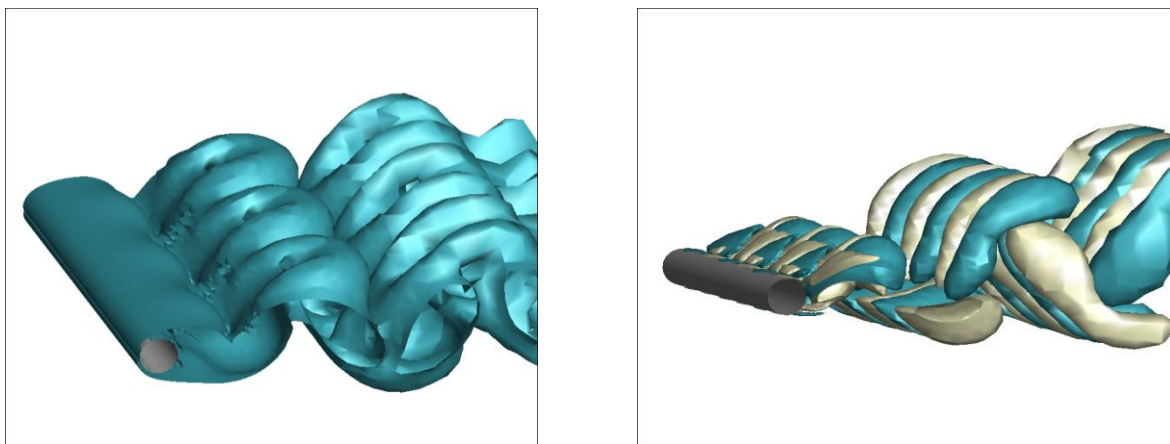
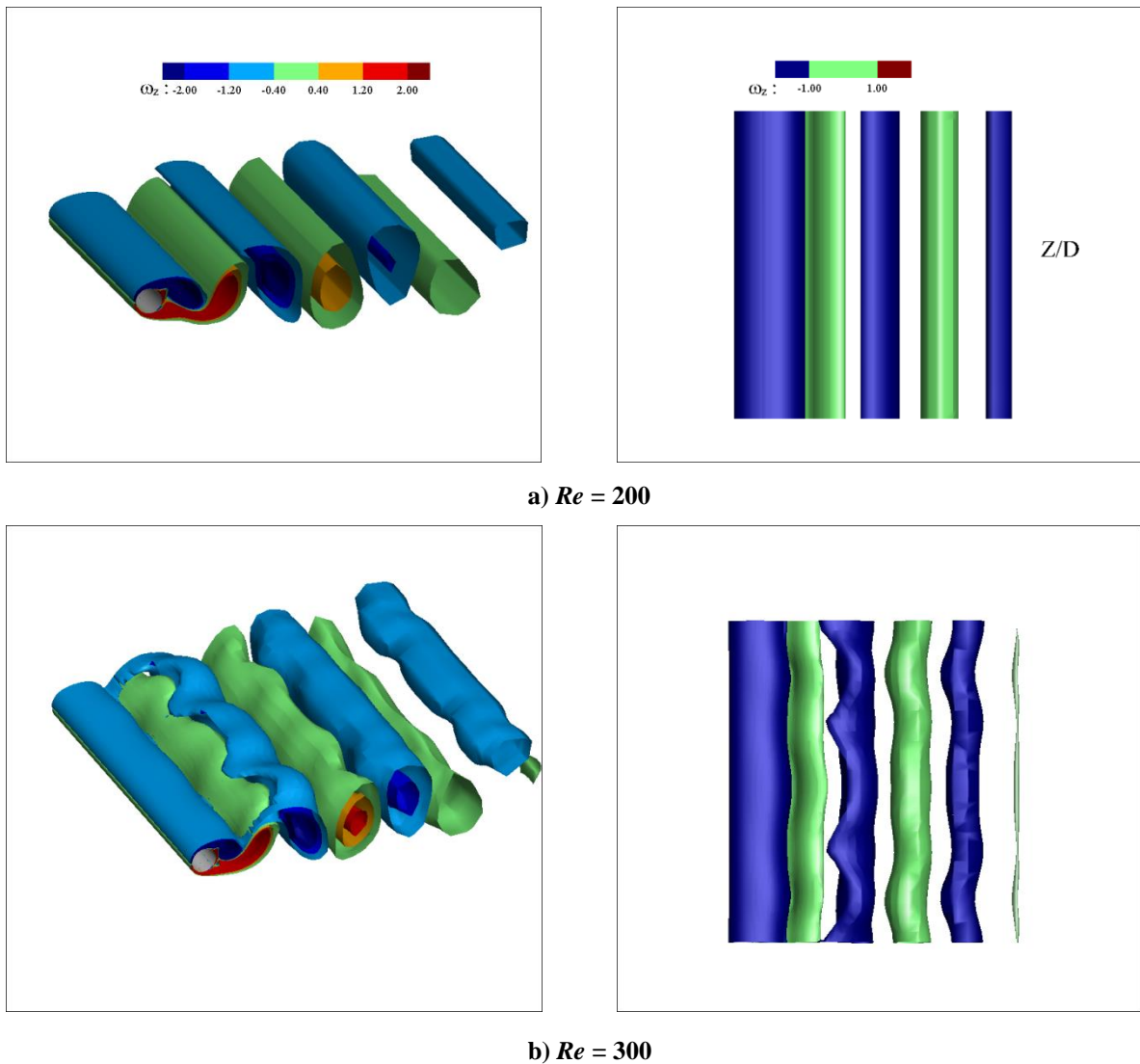


Figure 5.11 – Iso-surfaces de vorticité ω (gauche), et ω_x (droite) en aval du cylindre (bleu = positive, blanc = négative), pour $Re = 300$

Figure 5.12 - Iso-surfaces de vorticité en z (ω_z), Mode A et B

5.2.6 Les effets de rotation

La figure 5.13 montre les Iso-surfaces de vorticité en z (ω_z) pour des taux de rotation différents. L'amplification de ω_z annonce le développement de l'instabilité qui se manifeste par l'ondulation des rouleaux de Von Kármán comme observé pour $Re = 200$, $\alpha = 0$, figure 5.13a.

Dans l'intervalle où l'écoulement est stable, $\alpha = 3$ pour $Re = 200$, l'écoulement reste stationnaire à partir des simulations 3D, figure 5.13c.

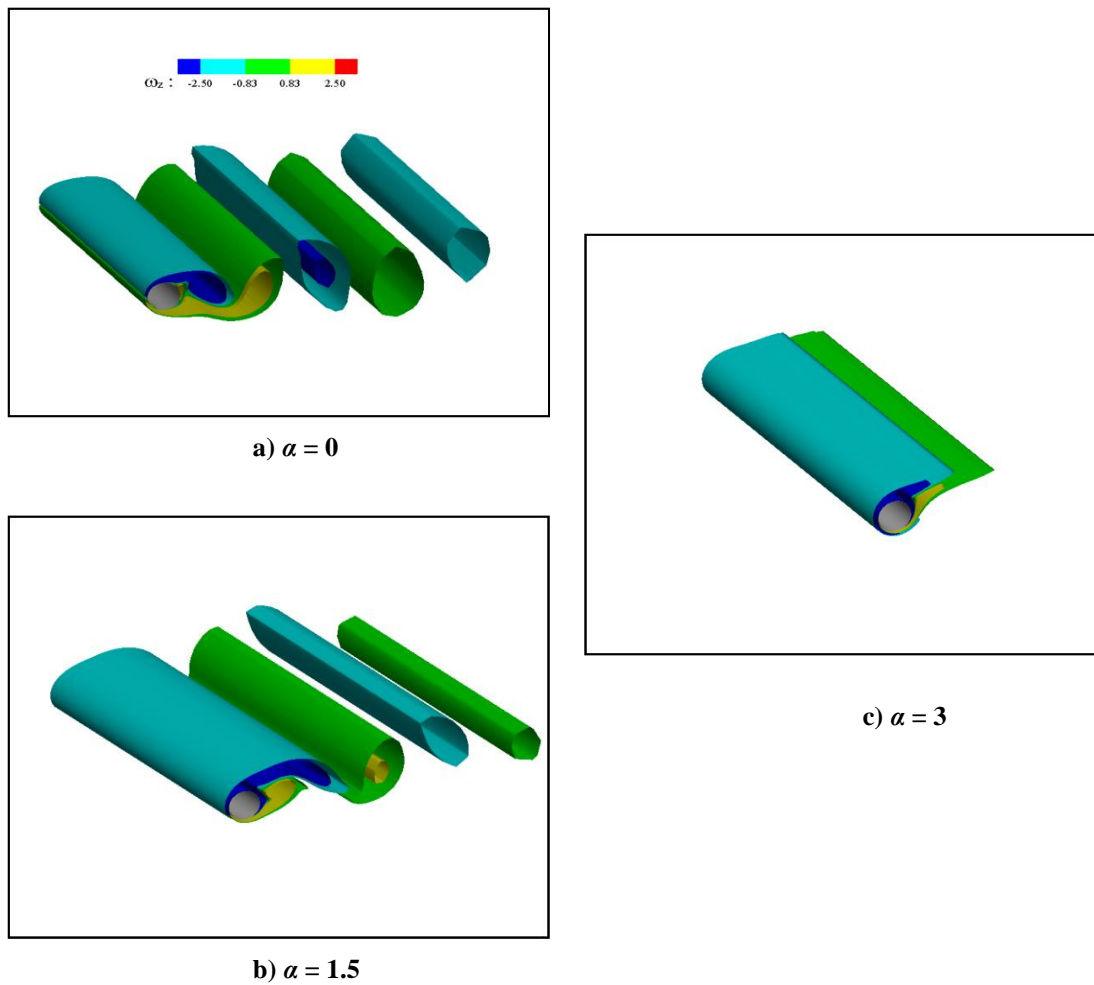


Figure 5.13 - Iso-surfaces de vorticité en z (ω_z), pour $Re = 200$

5.2.7 Remarques de conclusion

Pour conclure, l'aspect tridimensionnel de l'écoulement autour d'un cylindre apparaît pour des valeurs du nombre de Reynolds supérieur à 190. Ces structures 3D viennent modifier les efforts exercés par le fluide sur le cylindre de façon non négligeable. Nous avons montré numériquement que l'écoulement tridimensionnel autour d'un cylindre circulaire peut être laminarisé au moyen d'une rotation de ce cylindre. Ceci a été montré dans le cas d'une rotation élevée.

Conclusion générale

Dans ce travail de thèse nous avons mené une étude théorique et numérique en vue de quantifier l'importance du transfert de chaleur par convection autour d'un obstacle fixe et en rotation.

Nous avons utilisé un nanofluide de type (Cu+eau). Nous avons supposé que le nanofluide peut être assimilé à un fluide homogène. Il est vrai que l'addition de nanoparticules dans l'eau pure augmente sa conductivité thermique et donc améliore le transfert de chaleur par conduction dans les nanofluides comparé au transfert de chaleur par conduction dans le fluide de base.

La structure de sillage derrière un cylindre circulaire avec la présence des nanoparticules a été calculée pour un écoulement bidimensionnel, en utilisant le logiciel Fluent. Des calculs ont été effectués pour des nombres de Reynolds compris entre 10 et 400 couvrant trois régimes caractéristiques différents: Les principales caractéristiques physiques de l'écoulement dans les différents régimes sont raisonnablement bien prises en compte par la présente méthode de calcul. Dans les régimes stationnaire et instationnaire, un accord raisonnablement bon est obtenu entre les résultats de calcul bidimensionnels et les données de mesure correspondantes pour la distribution circumférentielle de la pression superficielle ainsi que pour la forme et la résistance de la zone de recirculation emplacement de séparation. Les résultats de calcul bidimensionnels concordent assez bien avec les données de mesure précises pour le nombre de Strouhal, le coefficient de pression de base et les coefficients de traînée moyens. Cependant, au-delà du début de l'instabilité tridimensionnelle au nombre de Reynolds critique de 190, des écarts grossiers ont été observés entre les résultats de calcul bidimensionnels et les données de mesure de la fréquence et de l'amplitude des coefficients de traînée et de portance. Le présent calcul de l'écoulement tridimensionnel a capturé les structures tourbillonnaires dans le sens de l'envergure et dans le sens du courant de l'écoulement de sillage, rapportées dans des données de mesure ou d'autres simulations numériques plus tôt. Les contours des composantes tourbillonnaires dans le sens de l'envergure et de l'écoulement observés sur différents plans cartésiens indiquent que la structure de sillage pour $Re > 200$ est moins régulière avec moins d'alignement et plus courte longueur d'onde des tourbillons. Les calculs sont en cours en utilisant un domaine plus large et une résolution plus fine dans le

sens de l'envergure afin d'avoir une meilleure compréhension de la physique du processus de transition dans le sillage du cylindre.

Dans le coté de transfert de chaleur, l'étude numérique quant à elle a révélé que les nanofluides sont effectivement supérieurs au fluide caloporteur traditionnel et qu'ils accroissent très rapidement les transferts thermiques pour le cylindre fixe. Mais le nombre de Nusselt normalisé décroît proportionnellement avec le taux de rotation et le nombre de Reynolds. Ce nombre représente la suppression d'échange de chaleur. Ainsi le changement du taux de rotation est le responsable non seulement de la suppression allée tourbillonnaire de Von-Kármán, mais également de la suppression du transfert de chaleur.

D'autres recherches théoriques et expérimentales sont nécessaires afin d'être en mesure d'utiliser les nanofluides pour l'amélioration du transfert de chaleur par convection.

Perspectives

Notre étude à ouvrir la voie à d'autres études du phénomène de transfert de chaleur à l'aide des nanofluides dans lesquelles les effets suivants pourraient être considérés :

- ❖ Effet de la forme et la dimension des nanoparticules.
- ❖ Effet d'un champ magnétique.
- ❖ La forme de l'obstacle.

REFERENCES

- [1] M. M. Zdravkovich, Flow around circular cylinders. Vol. 1: Fundamentals. Oxford: Oxford University Press, 1997.
- [2] B.N. Rajani, A. Kandasamy, S. Majumdar, Numerical simulation of laminar flow past a circular cylinder, *Applied Mathematical Modelling*, 33, 1228-1247, 2009.
- [3] Z. Huang, J.A. Olson, R.J. Kerekes, S.I. Green, Numerical simulation of the flow around rows of cylinders, *Computers & Fluids* Vol. 35, No. 5, 2006, pp. 485-491.
- [4] F. Bailer, P. Tochon, J.M. Grillot, P. Mercier, Simulation numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur autour d'un cylindre, *Revue Générale de Thermique* Vol. 36, No. 10, 1997, pp.744-754.
- [5] L. Ong and J. Wallace. The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder. *Experiments in Fluids*, 20:441–453,1996.
- [6] Placzek, A., Sigrist, J., and Hamdouni, A., 2009, Numerical Simulation of an Oscillating Cylinder in a Cross-Flow at Low Reynolds Number: Forced and Free Oscillations, *Computer & Fluids*, Vol. 38, No. 1, pp. 80-100.
- [7] A. Sharma, V. Eswaran, Heat and fluid flow across a square cylinder in the twodimensional laminar flow regime, *Numer. Heat Transfer A* 45 (3) (2004) 247– 269.
- [8] Roshko, A. 1954 On the drag and shedding frequency of bluff cylinders. *Nut. Adv. Comm. Aero.*, Wash., Tech. Note 3169.
- [9] M. Van Dyke : *An Album of Fluid Motion*. Parabolic Press, 1982.
- [10] Williamson, C. H. K., 1996. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual Review of Fluid Mechanics* 28, 477–539.
- [11] Barkley D, Henderson RD. 1996. Floquet stability analysis of the periodic wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.* 322:215– 41
- [12] Leweke T. and Williamson C. H. K. Three - dimensional instabilities in wake transition . *Eur. J. Mech. B/Fluids* ,17:571–586,1998.
- [13] R. Henderson. Nonlinear dynamics and pattern formation in turbulent wake transition. *J. Fluid Mech.*, 352:65–112,1997.
- [14] M. Braza, D. Faghani, and H. Persillon, Successive stages and the role of natural vortex dislocations in three-dimensional wake transition. *J. Fluid Mech.*, 439:1– 41, 2001.

- [15] H. Persillon and M. Braza, Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional Navier-Stokes simulation. *J. Fluid Mech.*, 365 : 23– 88, 1998.
- [16] Zdravkovich, M. M., 1996, “Different Modes of Vortex Shedding: An Overview”, *Journal of fluids and Structures* Vol. 10, pp. 427-437.
- [17] Norberg, C. An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio. *Fluid Mech.*, 258287-316,(1994).
- [18] Wei T. & Smith C.R. 1986 The presence of secondary vortices in the wake of circular cylinders. *J. Fluid Mech.* 169, 513-533.
- [19] S. Kang and H. Choi, Laminar flow past a rotating cylinder, *Physics of Fluids*, 11, 3312–3320, 1999.
- [20] S. Mittal and B. Kumar. Flow past a rotating cylinder. *J. Fluid Mech.*, 476 : 303 –334, 2003.
- [21] F. H. Barnes. Vortex shedding in the wake of a rotating circular cylinder at low Reynolds number. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 33 ,141–144, 2000.
- [22] D. Stojkovic, M. Breuer and F. Durst, Effect of high rotation rates on the laminar flow around a circular cylinder, *Physics of Fluids*, 14, 3160–3178, 2002.
- [23] M. Oesterle, M. Lauster, R. Waibel, V. Lippig, D. Straub, Topological structures near a heated rotating cylinder in cross flow, *Experiments in Fluids* Vol. 24, No. 4, 1998, pp. 308-322.
- [24] M.A. Gschwendtner, Optical investigation of the heat transfer from a rotating cylinder, *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 40, No.6-7, 2004, pp. 561-572.
- [25] A . Rao, J. Leontini, M. C . Thompson and K . Hourigan. Three dimensionality in the wake of a rotating cylinder in a uniform flow, *J. Fluid Mech .* (2013) , vol. 717, pp. 1- 29.
- [26] Philippe Poncet, Vanishing of mode B in the wake behind a rotationally oscillating circular cylinder, *Physics of fluids*, 2002, V 14, 6 , p : 2021-2023
- [27] Aljure, D. E., Lehmkuhl, O., Rodríguez, I. and Oliva, A. Three dimensionality in the wake of the flow around a circular cylinder at Reynolds number 5000. *Comput. Fluids* 147 2 102-118, 2017.
- [28] R. El Akoury, M. Braza, R. Perrin, Harran, G. and Horau, Y., The three-dimensional transition in the flow around a rotating cylinder. *J. Fluid Mech.*, 2008, Vol.607, pp. 1-11.

- [29] Martinat Guillaume - Analyse physique et modélisation d'écoulements instationnaires turbulents autour de profils oscillants et d'éoliennes, Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2007.
- [30] [Herrmann Schlichting](#), Boundary-Layer Theory. McGraw hill edition 1979.
- [31] A. Hatton, D. James, and H. Swire. Combined forced and natural convection with low-speed air flow over horizontal cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 42:17–31, 1970.
- [32] K.K. Keswani R.M. Fand. Combined natural and forced convection heat transfer from horizontal cylinders to water. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16:1175–1191, 1973.
- [33] J. C. Lecordier, L. W. B. Browne, S. Le Masson, F. Dumouchel, and P. Paranthoen. Control of vortex shedding by thermal effect at low Reynolds numbers. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 21(4):227–237, 2000.
- [34] B. S. Varaprasad Patnaik, P. A. Aswatha Narayana, and K. N. Seetharamu. Numerical simulation of vortex shedding past a circular cylinder under the influence of buoyancy. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42(18):3495–3507, 1999.
- [35] S. Bhattacharyya and A. K. Singh. Vortex shedding and heat transfer dependence on effective Reynolds number for mixed convection around a cylinder in cross flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(15-16):3202–3212, 2010.
- [36] M. Ren. 3D Flow Transition behind a Heated Cylinder. PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 2005.
- [37] Zhou, L., et al., On the Specific Heat Capacity of CuO Nanofluid, *Advances in Mechanical Engineering*, (2010), Article ID 172085.
- [38] G. Donzelli, R. Cerbino, and A. Vailati. Bistable heat transfer in a nanofluid. *Phys. Rev. Lett.*, 102(10) :104503 – 104506, Mar 2009.
- [39] B. Elhajjar, G. Bachir, A. Mojtabi, and M. C. Marie-Charrier. Modeling of rayleighbénard natural convection heat transfer in nanofluids. *Compte Rendu de Mécanique*.
- [40] S. Özerinç, S. Kakaç, and A. G. Yazicioglu. Enhanced thermal conductivity of nanofluids : A state-of-the-art review. *Microfluid Nanofluid*, 8(2) :145 – 170, 2010.
- [41] X. Q. Wang and A. S. Mujumdar. A review on nanofluids - part I : Theoretical and numerical investigations. *Brazilian Society of Chemical Engineering*, 25(4) :613 – 630, 2009. [42] R. Bennacer, M. El Ganaoui, T. Maré, and C. T. Nguyen. Natural convection of nanofluids in cavity including the soret effect. *Computational of thermal Sciences*, 1(4): 425 – 440, 2009.

- [43] H. E. Patel, K. B. Anoop, T. Sundararajan, and S. K. Das. Model for thermal conductivity of cnt-nanofluids. *Bulletin of Materials Science*, 31(3) :387 – 390, 2008.
- [44] R. T. H. Bing, H .A . Mohammed, Upward laminar flow a round a circular cylinder using nanofluids, *J . Purity, Util. React. Environ . 1* (201 2) 435–450.
- [45] A . J . Chamkha, A . M . Rashad , A . M . Aly , Transient natural convection flow of a nanofluid over a vertical cylinder, *Meccanica* 48 (1) (2013) 7 1–81.
- [46] S. Sarkar, A. Dalal, G. Biswas, Unsteady wake dynamics and heat transfer in forced and mixed convection past a circular cylinder in cross flow for high Prandtl numbers , *Int. J. Heat Mass Transf.* 54 (15) (2011) 3536–3551.
- [47] Valipour, M. S., Zare Ghadi, A., Numerical Investigation of Fluid Flow and Heat Transfer around a Solid Circular Cylinder Utilizing Nanofluid, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 38 (2011), 9, pp. 1296-1304.
- [48] Sarkar, S., et al., Mixed Convective Heat Transfer of Nanofluids Past a Circular Cylinder in Cross Flow in Unsteady Regime, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55 (2012), 17-18, pp. 4783-4799.
- [49] Etmnan-Farooji, V., et al., Unconfined Laminar Nanofluid Flow and Heat Transfer around a Square Cylinder, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55 (2012), 5-6, pp. 1475-1485.
- [50] Bang I. C., Chang S. H., boiling heat transfer performance and phenomena of Al₂O₃-Water nanofluids from a plan surface in a pool, *International Journal of heat and Mass Transfer*, 48 (2005), 2407-2419.
- [51] <http://www.cooling-masters.com/articles-46-1.html>
- [52] J. P. Ribeiro et J. A. Gruss, Nanofluides pour les applications thermiques, ” *Technique de l’ingénieur*, vol. 33, pp. 1 – 9, 2010.
- [53] 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.
- [54] 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.
- [55] D. K. Lee, Y. H. Kim, X. L. Zhang, Y. S. Kang. Preparation of monodisperse Co and Fe nanoparticle using precursor of M²⁺ -oleate₂ (M = Co, Fe). *Current Applied Physics* 6 (2006) 786-790.

- [56] M.H.U. Bhuiyan, R. Saidur, M.A. Amalina, R.M. Mostafizur, A.K.M.S. Islam, Effect of nanoparticle concentration and their sizes on surface tension of nanofluids, *Proc. Eng.* 105 (2015) 431–437.
- [57] 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.
- [58] Y. Xuan and W. Roetzel. Conception for heat transfer correlation of nanofluids. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 43 (19), 3701-3707, 2000.
- [59] B.C. Pak and Y.I. Cho. Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles. *Experimental Heat Transfer*, 11(2), 151–170, 1998.
- [60] Wang X.Q. and Mujumdar A.S., Heat transfer characteristics of nanofluids : a review, *Int. J. of Thermal Sciences* 46 (2007) 1-19.
- [61] J.C. Maxwell. *A Treatise on electricity and magnetism*, Clarendon Press, U.K., 1891.
- [62] D.P.H. Hasselman, and L.F. Johnson. Effective thermal conductivity of composites with interfacial thermal Barrier resistance. *Journal of composite Materials*, 21(6): 508-515, 1987.
- [63] O.M. Wilson, X.Y. Hu, D.G. Cahill, and P.V. Braun. Colloidal metal particles as probes of nanoscale thermal transport in fluids. *Physical Review B*, 66(22), 2002.
- [64] R.L. Hamilton and O.K. Crosser. Thermal conductivity of heterogeneous two component systems. *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals* 1(3), 187191, 1962.
- [65] W. Yu and S.U.S. Choi. The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: a renovated Maxwell model. *J. nanoparticle Res* 5: 16771, 2003.
- [66] Bruggeman, D.A.G. (1935) Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen. *Annalen der Physik*, 416, 636-664.
- [67] J. koo and C. Kleinstreuer. A new thermal conductivity model for nanofluids, *J. Nanoparticle Res.*, 6, 577-588, 2004.
- [68] A. Einstein. *Investigations on the Theory of the Brownian Movement*. Dover Publications, New York, 1956. .
- [69] H.C. Brinkman. The viscosity of concentrated suspensions and solution. *J. Chem. Phys.*, 20, 571–581, 1952.

- [70] G.K. Batchelor. Brownian Diffusion of particles with Hydrodynamic Interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 74(1): 1-29, 1976.
- [71]. Xuan, Y.; Li, Q. Heat transfer enhancement of nanofluids. *Int. J. Heat Fluid Flow* 2000, 21, 58–64.
- [72]. Eastman, J. A., Choi, U. S., Li, S., Thompson, L. J., and Lee, S. Enhanced thermal conductivity through the development of nanofluids. volume 457 of *Materials Research Society Symposium - Proceedings*, 3–11. Materials Research Society, Pittsburgh, PA, USA, Boston, MA, USA (1997).
- [73]. Eastman, J. A., Choi, S. U. S., Li, S., Yu, W., and Thompson, L. J. Anomalously increased effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containing copper nanoparticles. *Applied Physics Letters*, 78, no. 6, 718–720 (2001).
- [74] Z. Han, Nanofluids with enhanced thermal transport properties, Department of Mechanical Engineering, University of Maryland at College Park, College Park, Maryland.2
- [75] R.S. Vajjha, D.K. Das, Experimental determination of thermal conductivity of three nanofluids and development of new correlations, *Int. J. Heat Mass Transfer* 52 (21–22) (2009) 4675–4682 .
- [76] Corcione, M. (2011). Empirical correlating equations for predicting the effective thermal conductivity and dynamic viscosity of nanofluids. *En. Conv. and Manag.*, 52(1), 789– 793.
- [77] Coutanceau M, Bouard R. Experimental determination of the main features of the viscous flow in the wake of a circular cylinder in uniform translation. Part 1: Steady flow. *J. Fluid Mech* 79 (1977), pp. 231–56 .
- [78] R. Gautier, D. Biau and E. Lamballais, A reference solution of the flow over a circular cylinder at $Re = 40$, *Computers & Fluids* 75 (2013), pp. 103–111.
- [79] Fornberg B. A numerical study of steady viscous flow past a circular cylinder. *J. Fluid Mech*. Vol 98 (1980); pp.819–55.
- [80] Linnick M, Fasel H., A high-order immersed interface method for simulating unsteady incompressible flows on irregular domains. *J. Comput Phys* 204 (2005), pp.157–92.
- [81] Ding H, Shu C, Cai Q. Applications of stencil-adaptive finite difference method to incompressible viscous flows with curved boundary. *Comput Fluids* 36 (2007), pp. 786–93.
- [82] Rajani B.N., Kandasamy A., Majumdar S., Numerical simulation of laminar flow past a circular cylinder. *Appl. Math. Modelling* 33, (2009) 1228–1247.

- [83] Ding, H., Shu, C., Yeo, K.S., Xu, D., 2007. Numerical simulation of flows around two circular cylinders by mesh-free least square-based finite difference methods. *Int. J. for Num. Meth. in Fluids* 53, 305–332.
- [84] Harimi I., Saghafian M., 2012. Numerical simulation of fluid flow and forced convection heat transfer from tandem circular cylinders using overset grid method. *J. of Fluids and Structures* 28 (2012) 309 –327.
- [85] Harichandan, A.B., Roy, A., 2010. Numerical investigation of low Reynolds number flow past two and three circular cylinders using unstructured grid CFR scheme. *Int. J. of Heat and Fluid Flow* 31, 154–171.
- [86] Lam, K., Gong, W.Q., So, R.M.C., 2008. Numerical simulation of cross-flow around four cylinders in an in-line square configuration. *J. of Fluids and Structures* 24, 34–57.
- [87] Mahir, N., Altac, Z., 2008. Numerical investigation of convective heat transfer in unsteady flow past two cylinders in tandem arrangements. I. *J. of Heat and Fluid Flow* 29, 1309–1318.
- [88] Hamdullah Ozogul, *Écoulements de fluides à seuil autour d'un cylindre en milieu confiné: études expérimentale et numérique*, Thèse de Doctorat, 2016.
- [89] Padrino, J. C. & Joseph, D. D. 2006 Numerical study of the steady-state uniform flow past a rotating cylinder. *J. Fluid Mech.* 557, 191–223.
- [90] Coutanceau M., Menard C., Influence of rotation on the near-wake development behind an impulsively started circular cylinder, *J. Fluid Mech.* 158 (1985) 399–466.
- [91] Yan Y.Y. and Zu Y.Q., Numerical simulation of heat transfer and fluid flow past a rotating isothermal cylinder – A LBM approach, *Int. J. of Heat and Mass Tran.* 51 (2008) 2519–2536.
- [92] Facchinetti, M.L., de Langre, E. & Biolley, F. 2004 Coupling of structure and wake oscillators in vortex-induced vibrations. *J. Fluids Struct.* 19(2), 123–140. 24.
- [93] Williamson, C.H.K. 1988 The existence of two stages in the transition to three-dimensionality of a cylinder wake. *Phys. Fluids* 31(11), 3165–3168. 24.
- [94] Barkley, D. & Henderson, R. D. Three-dimensional Floquet stability analysis of the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.* 322, 215-241, 1996.
- [95] Luo, S.C. et Tong, X.H. et Khoo, B.C. (2007). Transition phenomena in the wake of a square cylinder. *J. of Fluids and Structures*, Vol 23, No 2, pp 227-248, 2007.
- [96] R. Mittal, S. Balachandar, On the inclusion of three-dimensional effects in simulation of two-dimensional bluff-body wake flows, *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, 1997.

- [97] D. Chatterjee, Dual role of thermal buoyancy in controlling boundary layer separation around bluff obstacles, *Int. Commun. Heat Mass Transfer* 56 (2014) 152–158.
- [98] G. Biswas, S. Sarkar, Effect of thermal buoyancy on vortex shedding past a circular cylinder in cross-flow at low Reynolds numbers, *Int. J. Heat Mass Transfer* 52 (2009) 1897–1912.
- [99] D. Chatterjee, B. Mondal, Effect of thermal buoyancy on vortex shedding behind a square cylinder in cross flow at low Reynolds number, *Int. J. Heat Mass Transfer* 54 (2011) 5262–5274.
- [100] D. Chatterjee, B. Mondal, On the vortex shedding mechanism behind a circular cylinder subjected to cross buoyancy at low Reynolds numbers, *Comput. Therm. Sci.* 4 (2012) 23–38.
- [101] D. Chatterjee, Triggering vortex shedding by superimposed thermal buoyancy around bluff obstacles in cross-flow at low Reynolds numbers, *Numer. Heat Transfer Part A* 61 (2012) 800–806.
- [102] D. Chatterjee, C. Sinha, Influence of thermal buoyancy on vortex shedding behind a rotating circular cylinder in cross flow at subcritical Reynolds numbers, *J. Heat Transfer Trans. ASME* 135 (2014) 051704.
- [103] S. B. Paramane, A. Sharma, Effect of cross-stream buoyancy and rotation on the free stream flow and heat transfer across a cylinder, *Int. J. Therm. Sci.* 49 (2010) 2008–2025.
- [104] D. Chatterjee; C. Sinha. Effect of prandtl number and rotation on vortex shedding behind a circular cylinder subjected to cross buoyancy at subcritical Reynolds number. *Int. Com. in Heat and Mass Transfer*, V. 70, p. 1–8, 2016.
- [105] K. yacine, A. Abderazak and R. Bouakkaz, Heat transfer characteristics of nanofluid flow around a rotating cylinder, *Sudia UBB Chemia*, Issue 1, 2018 (p. 239-254).
- [106] K. yacine, A. Abderazak and R. Bouakkaz, Studies on Cu and TiO₂ water-based nanofluids : A comparative approach in laminar flow, *J. of Nano- and Electronic Physics*, Vol. 10 No 2, 02031(6pp) (2018).
- [107] K. yacine, A. Abderazak and R. Bouakkaz, Convective heat transfer characteristics of low Reynolds number nanofluid flow around a circular cylinder. *Met. and Materials Engineering*, Vol. 23, n. 1, 2017, p. 83-97.
- [108] K. yacine, A. Abderazak and R. Bouakkaz, Numerical investigation of forced convective heat transfer around a solid circular cylinder utilizing nanofluid in unsteady regime, (Accepted 10/10/2017 in Engineering Review).