HAL open science

Étude expérimentale d'un anneau tourbillonnaire en fluide newtonien et non newtonien en régime faiblement inertiel

Omar Bentata

To cite this version:

Omar Bentata. Étude expérimentale d'un anneau tourbillonnaire en fluide newtonien et non newtonien en régime faiblement inertiel. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2013. Français. NNT : 2013INPT0009 . tel-04227426

HAL Id: tel-04227426

https://theses.hal.science/tel-04227426v1

Submitted on 3 Oct 2023

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :
Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Dynamique des Fluides

Présentée et soutenue par :
Omar BENTATA

le : 20 Février 2013

Titre :

Étude expérimentale d'un anneau tourbillonnaire en fluide newtonien et non newtonien en régime faiblement inertiel

---

Ecole doctorale :
Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :
Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

Directeur(s) de Thèse :
Dominique ANNE-ARCHARD, Chargée de Recherche CNRS, Toulouse
Pierre BRANCHER, Professeur, Université Paul Sabatier, Toulouse

Rapporteurs :

Pascal JAY, Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble
Ivan DELBENDE, Maître de conférences HDR, Université Pierre et Marie Curie, Paris

Membre(s) du jury :

Arnaud ANTKOWIAK, Maître de conférences, Université Pierre et Marie Curie, Paris
Alain LINE, Professeur, Institut National des Sciences Appliquées, Toulouse

Résumé

Ce travail de thèse présente une étude expérimentale de la formation et de la maturation d'un anneau tourbillonnaire avec pour objectif la caractérisation de la structure et de la dynamique globale pour des nombres de Reynolds faibles à modérés (entre 5 et 500) en fluide newtonien et non newtonien. Le dispositif expérimental consiste en un système tube cylindrique-piston dont la partie basse est immergée dans une cuve. Les campagnes de mesure ont été menées à l'aide de visualisations par colorant et par vélocimétrie par images de particules (PIV). Une première partie du travail effectuée en fluide newtonien a permis d'explorer qualitativement et quantitativement la dynamique à faible nombre de Reynolds. Celle-ci se révèle plus complexe que celle classiquement observée à grands nombres de Reynolds avec notamment l'apparition d'un anneau secondaire contrarotatif. Les résultats obtenus en fluide rhéofluidifiant montrent l'influence de l'indice de comportement sur le développement et la propagation de l'anneau. Le calcul des champs de vitesse de cisaillement permet d'analyser les résultats en termes de zones de comportement rhéofluidifiant et zones de comportement newtonien. Enfin une exploration en fluide viscoplastique et viscoélastique a été réalisée. Dans les deux cas on montre la formation d'un (en fluide viscoélastique) ou de plusieurs (en fluide viscoplastique) anneaux secondaires contrarotatifs, un phénomène que l'on peut associer aux propriétés physiques intrinsèques du fluide. L'ensemble des résultats obtenus permet de dégager de nombreuses perspectives de développement dans le domaine des régimes faiblement inertiels.

Abstract

The present work is an experimental study of the generation and the maturation of vortex rings, in order to characterize their structure and their global dynamics for small to moderate Reynolds numbers (between 5 and 500) in Newtonian and non-Newtonian fluids. The experimental set-up consists of a vertical cylindrical piston-tube system with the lower part immersed in a filled tank. Measurement campaigns have been carried out using dye visualization and Particle Image Velocimetry (PIV). A first part of the work is focussed on Newtonian fluid and allows the dynamics at low Reynolds numbers to be investigated qualitatively and quantitatively. This dynamics turns out to be more complex than the one classically observed at high Reynolds numbers, and is characterized by the production of a counter-rotating secondary vortex ring. The results obtained for shear thinning fluids show the influence of the power-law index on the development and the propagation of the ring. The computation of the shear rate field allows the results to be analyzed in terms of shear thinning and Newtonian regions. Finally a preliminary investigation for viscoplastic and viscoelastic fluids has been performed. In both cases, it is shown that one (for viscoplastic fluids) or several (for viscoelastic fluids) counter-rotating secondary vortex rings are generated, a phenomenon that can be associated with the intrinsic physical properties of the fluid. All these results provide several perspectives of study in the field of vortex rings dynamics in the weakly inertial regimes.

Remerciements

Je remercie en premier lieu Messieurs Jacques Magnaudet et François Charru, successivement directeurs de l'imft pour la confiance qu'ils m'ont témoignée en m'accueillant dans ce laboratoire.

Je remercie vivement le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique Algérien, d'avoir financé ce travail et de m'avoir fait confiance lors de ces trois ans et demi de collaboration entre les deux pays.

Je remercie monsieur Henri Boisson ancien directeur adjoint du laboratoire pour tout son soutien et son occupation de la procédure d'admission à l'imft.

Je remercie monsieur Christophe Airiau, responsable du groupe EMT2, de m'avoir accueilli au sein de son groupe.

Je remercie vivement Dominique Anne-Archard et Pierre Brancher d'avoir assuré la direction de cette thèse, de leur soutien, de la confiance qu'ils ont mis en moi, de toutes choses qu'ils m'ont appris durant ces trois ans et demi, et qui m'ont vraiment aidé pour accomplir ce travail. Je leur suis également reconnaissant de m'avoir accepté dans cette collaboration de recherche innovante qui a permis de mixer la dynamique des fluides et la rhéologie des fluides complexes et je leur espère une bonne continuation dans leur carrière.

Je voudrais remercier les services administratifs, informatique (Charles Nicolas, Pierre Fauret et Yannick Exposito), Cosinus, et notamment signaux et images (Emmanuel Cid, Sébastien Cazin, Hervé Ayroles et Jean Félix Alquier) pour tout ce qu'ils ont fait pour moi.

Je voudrais remercier toute l'équipe de l'atelier mécanique du laboratoire (Jean-Marc Sfedj, Laurent Mouneix, Jean-Pierre Escafit) de m'avoir aidé à la construction de mon banc d'essais expérimental.

Je tiens à remercier Ruddy Soeparno et Christophe Korbuly, successivement techniciens du groupe EMT2, pour leur aide et leurs conseils surtout lors de la conception, la construction et l'installation du banc d'essais expérimental.

Je voudrais remercier tout le personnel du groupe EMT2 surtout celles et ceux qui m'ont aidé de près ou de loin. Mais je me permets de citer Luigi Bisanti, mon ancien collègue du bureau qui m'a beaucoup encouragé et soutenu durant cette thèse.

Enfin je remercie toute ma famille (mes chers parents, mes grands-parents, ma chère fiancée Chahrazed, mes frères et sœurs, Asmaa, Walid, Ahlem et Khaled, mes beaux-parents) pour leur amour, leur patience et leur soutien. Mes remerciements s'adressent également à ma deuxième famille (les foukaras et fakirates de Toulouse et du monde entier) pour leur encouragement et soutien et à tous mes amis en France et en Algérie.

DÉDICACE

A Sidi Cheikh Khaled Bentounes

A tous les foukaras et fakirates de Toulouse et du monde entier

A mes chers parents, mes chers grands-parents

A ma chère fiancée Chahrazed et toute sa famille

A mes chers frères et sœurs (Asmaa, Oualid, Ahlem et Khaled)

A Tous mes amis, à tous celles et ceux qui me connaissent.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION **1**

1 E TUDE BIBLIOGRAPHIQUE **3**

1.1 D ynamique tourbillonnaire **5**

1.1.1 Tourbillons 5

1.1.2 Anneaux tourbillonnaires 6

1.1.3 Caractérisation et modélisation 9

1.1.4 Génération des anneaux tourbillonnaires 12

1.2 Rhéologie des fluides **15**

1.2.1 Définition 15

1.2.2 Historique 15

1.2.3 Caractérisation rhéologique des fluides 16

1.3 Motivations et objectifs de l'étude **20**

2 MOYENS ET METHODES 23

2.1 Le banc expérimental **25**

2.2 Les fluides utilisés **27**

2.2.1 Fluides newtoniens 28

2.2.2 Fluides rhéofluidifiants 28

2.2.3 Fluides viscoplastiques 31

2.3 P aramètres de contrôle **32**

2.4 Visualisation par colorant **33**

2.5 Vélocimétrie par images de particules **34**

2.5.1 Principe 34

2.5.2 Matériels 36

2.6 Traitement des données **37**

2.6.1 Pré traitement 37

2.6.2 Calcul des champs de vitesse 38

2.6.3 Post traitement, calcul Matlab 39

2.7 Exploitat ion des données **40**

2.7.1 Les différentes grandeurs calculées 40

2.7.2 Diamètres de l'anneau tourbillonnaire 43

2.7.3 Vitesse de propagation de l'anneau tourbillonnaire 44

3 ANNEAUX TOURBILLONNAIRES EN FLUIDE NEWTONIEN.....47

3.1 I ntroduction.....49

3.2 V isualisation par colorant.....49

3.3 Cinématique et champs de vorticité.....53

3.3.1 Champs de vorticité et lignes de courant.....53

3.3.2 Profils de vitesse.....56

3.4 Caractéristiques de l'anneau tourbillonnaire.....60

3.4.1 Déplacement et vitesse de translation.....60

3.4.2 Diamètre de l'anneau tourbillonnaire.....61

3.4.3 Vorticité minimum et maximum.....62

3.5 Influence de la course d'injection.....63

3.6 Anneaux tourbillonnaires à très faible nombre de Reynolds.....65

3.7 Conclusion.....66

4 ANNEAUX TOURBILLONNAIRES EN FLUIDE RHEOFLUIDIFIANT.....69

4.1 Visualisation par colorant.....71

4.2 Cinématique et champs de vorticité.....74

4.2.1 Champs de vorticité et lignes de courant.....74

4.2.2 Profils de vitesse.....78

4.3 Caractéristiques de l'anneau tourbillonnaire.....83

4.3.1 Déplacement et vitesse de translation.....83

4.3.2 Diamètre de l'anneau tourbillonnaire.....85

4.3.3 Vorticité minimum et maximum.....88

4.4 Champs de vitesse de cisaillement.....90

4.5 Conclusion.....94

5 EXPLORATION EN FLUIDES VISCOPLASTIQUE ET VISCOELASTIQUE.....97

5.1 A nneau tourbillonnaire en fluide viscoplastique.....99

5.1.1 Champs de vorticité et lignes de courant.....99

5.1.2 Evolution de la vitesse.....102

5.1.3 Champs de vitesse de cisaillement.....103

5.2 A nneau tourbillonnaire en fluide viscoélastique.....106

5.2.1 Champs de vorticité et lignes de courant.....106

5.2.2 Champs de vitesse de cisaillement.....109

5.3 C onclusion.....111

CONCLUSION & PERSPECTIVES.....113

ANNEXE : NOMBRE DE REYNOLDS GENERALISE EN FLUIDE NON NEWTONIEN 117

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 121

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Les anneaux tourbillonnaires sont des structures cohérentes qui dominent la dynamique de nombreux écoulements de fluides. Il existe de nombreuses études expérimentales et numériques sur le sujet mais ces études sont concentrées surtout sur les conditions de génération des anneaux tourbillonnaires (Didden 1979, Glezer 1988, Shariff 1992) et sur leur stabilité à grands nombres de Reynolds (Maxworthy 1972, Dazin 2006). Ces études ont été généralement réalisées dans l'eau ou dans l'air et concernent des régimes d'écoulement à grand nombre de Reynolds. L'objectif de cette thèse est d'élargir ces travaux sur les anneaux tourbillonnaires en explorant et étudiant la dynamique à faible nombre de Reynolds en fluide newtonien, puis en examinant l'influence de divers caractères non newtoniens : rhéofluidification, viscoplasticité, viscoélasticité, sur cette dynamique…

La première partie de ce travail a consisté à réaliser une étude bibliographique sur les anneaux tourbillonnaires ainsi que sur les éléments de rhéologie nécessaires. Ceci est présenté dans le chapitre 1 qui se termine par une présentation de la problématique qui a motivé ce travail de thèse.

En parallèle de ce travail bibliographique, un banc expérimental a été conçu et réalisé afin de conduire l'étude envisagée. Le système de génération choisi est de type cylindre-piston dans une cuve remplie de fluide à étudier. Il est présenté dans le chapitre 2 ainsi que les fluides utilisés et les moyens de mesure mis en œuvre : techniques de visualisation par colorant et vélocimétrie par images de particules. Les principales étapes du post-traitement des données PIV obtenues sont exposées au niveau de ce chapitre qui se conclut par une présentation de la méthode utilisée dans l'exploitation des résultats.

Le chapitre 3 est consacré à la présentation des résultats obtenus en fluide newtonien et on y examine en particulier le développement d'un anneau tourbillonnaire en écoulement faiblement inertiel tout en explorant la gamme de nombre de Reynolds dans laquelle on peut les observer

Les résultats de la dynamique des anneaux tourbillonnaires en fluide rhéofluidifiant sont présentés dans le chapitre 4. Dans cette partie, on s'attache en particulier à examiner comment le caractère rhéofluidifiant modifie les résultats acquis en fluide newtonien. Enfin le chapitre 5 est consacré à une exploration de la dynamique des anneaux tourbillonnaires en fluide plus complexe (viscoplastique et viscoélastique) et on s'attache en particulier à l'observation de la structure de ces écoulements.

CHAPITRE 1

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1 ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

L'objectif de ce chapitre est de proposer une brève introduction à la problématique des anneaux tourbillonnaires et de présenter quelques notions fondamentales de rhéologie des fluides complexes. Une synthèse bibliographique des travaux réalisés sur la génération et la dynamique globale des anneaux tourbillonnaires est exposée. Les motivations et les objectifs de la présente étude closent ce chapitre.

1.1 Dynamique tourbillonnaire

1.1.1 Tourbillons

L'observation des écoulements fluides indique la présence fréquente de structures tourbillonnaires, concentrant la majeure partie de la vorticité. Ce constat est à l'origine de la remarque de Kücheman (1965), qui a qualifié les tourbillons de « tendons et muscles du mouvement des fluides ». Les tourbillons apparaissent sous différentes formes et tailles et interviennent dans divers domaines, depuis les écoulements naturels en météorologie et géophysique, jusqu'aux applications en ingénierie, comme dans les turbomachines ou en aérodynamique externe par exemple. A l'échelle planétaire, les écoulements atmosphériques sont ainsi le siège de phénomènes tourbillonnaires intenses, les cyclones, pouvant atteindre des tailles importantes. Certains, comme la grande Tache Rouge de Jupiter (fig.1.1), peuvent avoir des durées de vie supérieures à 300 ans.

Figure 1.1 : Photo de l'atmosphère de Jupiter, indiquant la présence de grosses structures tourbillonnaires, dont la célèbre Tache Rouge qui mesure 39000 km de long et 13000 km de large

De manière générique, certains tourbillons trouvent leur origine dans les sillages d'objets profilés et ou non profilés. L'écoulement de sillage derrière un objet non profilé crée une allée de tourbillons perpendiculaires au mouvement de l'objet (allée de Von Karman). Par contre les objets profilés d'envergure finie comme une aile d'avion ou une pale d'hélice, induisent des tourbillons longitudinaux, alignés avec l'écoulement (fig.1.2).

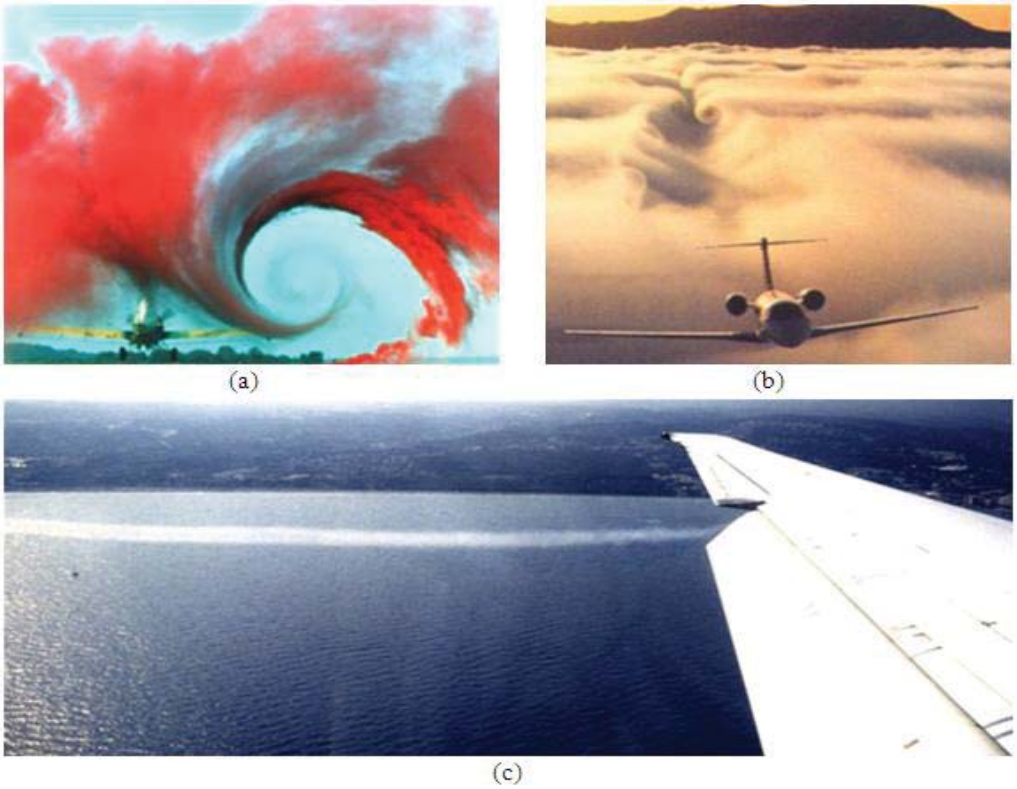


Figure 1.2 : Présence de tourbillons dans les sillages d'avions. (a) Visualisation du tourbillon créé en extrémité de voilure. (b) Sillage lointain composé d'une paire de tourbillons contrarotatifs qui se propagent vers le bas. (c) Photo du tourbillon créé par un volet (Meunier 2001)

1.1.2 Anneaux tourbillonnaires

Les anneaux tourbillonnaires sont un type particulier de tourbillons qui se caractérise par une géométrie torique, ou annulaire. Ces structures cohérentes dominent la dynamique de nombreux écoulements. Ils ont longtemps fasciné les scientifiques par leur comportement, leur beauté intrinsèque et par leur nature compacte et persistante.

A titre d'exemple on peut citer les anneaux tourbillonnaires correspondant aux ronds de fumée expirés par les fumeurs. Ils se forment également suite à la décharge de sang dans le ventricule gauche du cœur humain (fig.1.3) et sont observés lors de poussées magmatiques dans les cheminées secondaires des volcans (fig.1.4-a) ou dans certains comportements de jeu des dauphins (fig1.4-b). Des études ont ainsi montré que des dauphins ne connaissant pas ce phénomène pouvaient apprendre à faire des anneaux au contact de dauphins experts en la matière. Cette observation a permis aux spécialistes du comportement animal de mettre en évidence les capacités d'apprentissage et de transmission culturelle des mammifères marins. Il est à noter que la génération et l'éjection d'anneaux tourbillonnaires dans le sillage est un moyen de propulsion communément utilisé par les petits oiseaux et les animaux marins, dont les méduses et les poissons (fig.1.5).

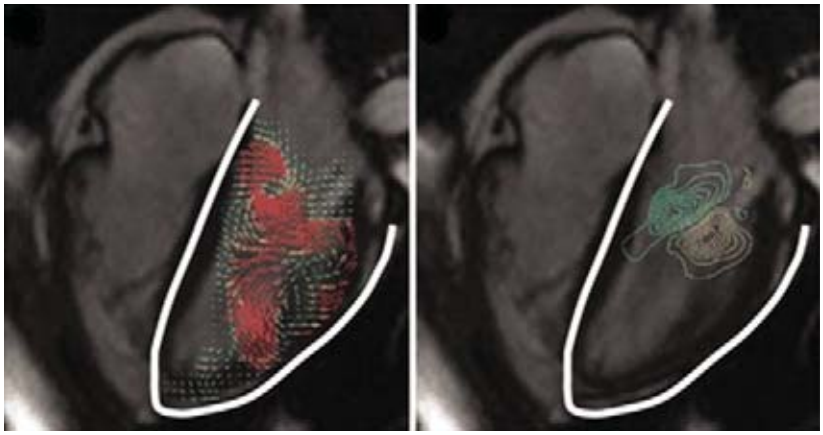


Figure 1.3 : Formation d'un anneau tourbillonnaire dans le cœur humain (Gharib et al. 2005)

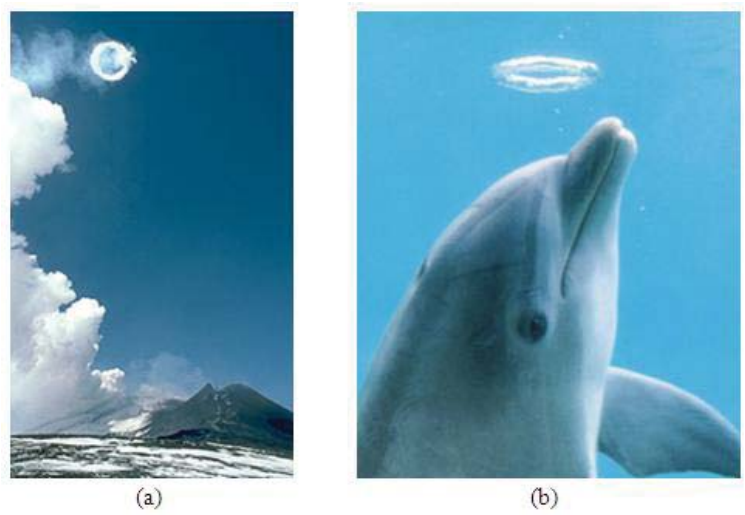


Figure 1.4 : (a) Formation d'un anneau de fumée sur les flancs du volcan Etna. (b) Anneau tourbillonnaire en forme de bulle d'air torique émis par un dauphin joueur (K. Martin et al. 1996)

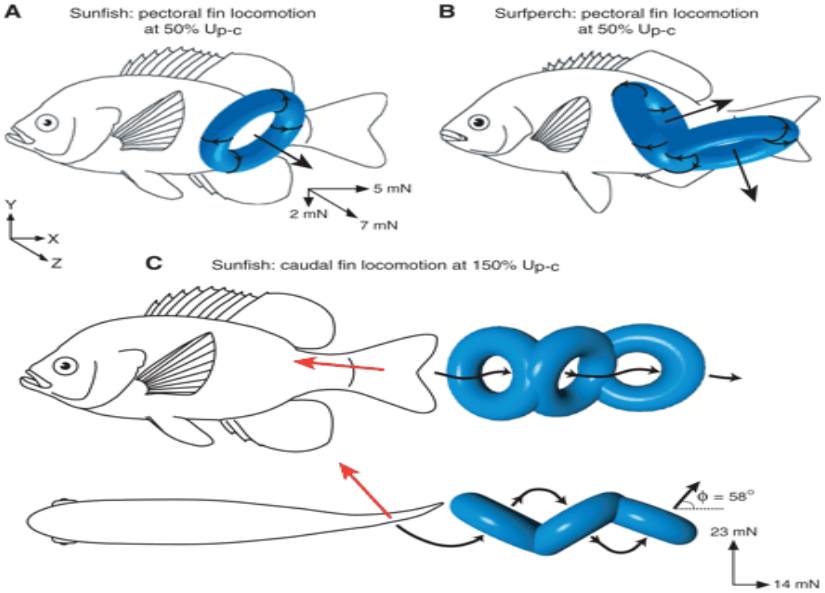


Figure 1.5 : Locomotion aquatique par génération et détachement d'anneaux tourbillonnaires, G. V. Lauder and E. G. Drucker. 2002

Les anneaux apparaissent dans la nature mais aussi dans l'industrie. On les retrouve dans les systèmes d'agitation industriels avec l'écoulement au voisinage de pales de mobiles d'agitation (Bouremel 2010) ou dans les systèmes d'injection industriels (fig.1.6). L'apparition d'anneaux tourbillonnaires peut s'avérer très néfaste dans certaines situations. Il existe ainsi un régime de vol propulsé en hélicoptère qui conduit à la formation d'un anneau tourbillonnaire lorsque le taux de descente est élevé (plus de 500 pieds par minute) et lorsque la vitesse est inférieure à 20 mi/h (fig.1.7). Ce régime d'anneau tourbillonnaire induit une chute de portance. Les pilotes d'hélicoptère redoutent ce genre de phénomène car un risque d'accident existe s'il se produit à une hauteur au-dessus du sol insuffisante pour que le pilote ait le temps de réagir et de remédier à cette situation critique, d'où l'intérêt de mieux comprendre et contrôler ce phénomène pour éviter les accidents.

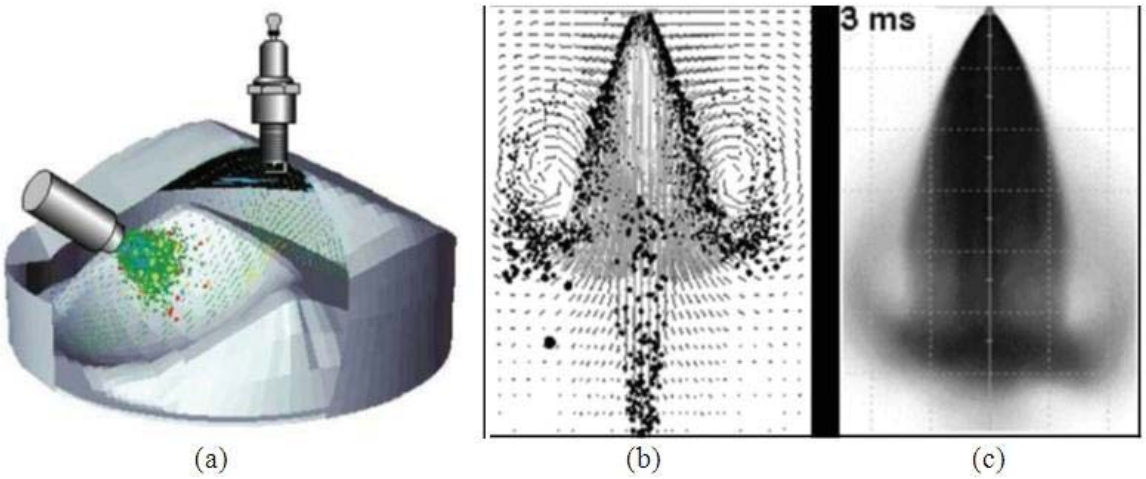


Figure 1.6 : (a) Représentation schématique de l'injection dans un moteur à combustion interne (Benteboula 2006). (b) Simulation d'une injection diphasique réalisée avec le code KIVA2-MB de l'IFP. (c) Expérience correspondante effectuée à l'IFP (Ballestra 2002)

Figure 1.7 : Régime d'anneau tourbillonnaire au niveau d'un hélicoptère

Il existe en biomécanique une autre situation dans laquelle la formation d'un anneau tourbillonnaire n'est pas souhaitable. La formation d'anneaux tourbillonnaires serait en effet à l'origine d'anévrismes artériels abdominaux. En raison de la dilatation de l'artère, l'écoulement décolle de la paroi et provoque la formation d'un anneau tourbillonnaire. Cet anneau impacte la paroi aval de l'anévrisme en conduisant à des contraintes localisées élevées, alors que le reste de la paroi est soumis à des efforts de faible amplitude dans les zones décollées. Une étude a montré une augmentation du temps de résidence des cellules en circulation (plaquettes, globules blancs) six à huit fois supérieur à une aorte saine. Ceci favorise la formation d'un thrombus (caillot) typiquement observé dans 75% des anévrismes.

Les anneaux tourbillonnaires peuvent aussi jouer un rôle utile, notamment parce qu'ils ont la propriété de se propager naturellement sous l'effet de leur propre induction, et de transporter avec eux masse, quantité de mouvement et chaleur. Ainsi le souffle créé par l'anneau est utilisé pour éteindre des incendies sur les puits de pétrole. Dans certains cas les anneaux peuvent être utilisés pour transporter et disperser la pollution issue de cheminées industrielles. Il est aussi possible de projeter des anneaux tourbillonnaires sur une plaque pour la refroidir ou la réchauffer.

Au vu de la diversité et de l'importance des domaines d'application, il est naturel que les anneaux tourbillonnaires aient été largement étudiés. De nombreuses études se sont intéressées à la caractérisation des anneaux tourbillonnaires en terme de diamètre, de circulation, de taille de cœur et de vitesse auto-induite, ainsi qu'aux mécanismes de génération de ces structures tourbillonnaires (Taylor 1953, Baird 1977, Didden 1979, Glezer 1988, Shariff 1992, Allen et Auvity 2002, Sullivan et al. 2008). En particulier l'effort a été porté sur l'étude de leur état laminaire (Maxworthy 1972, Fraenkel 1972) ou turbulent (Maxworthy 1974, Glezer et Coles 1990), ainsi que sur la problématique de leur interaction avec d'autres tourbillons ou l'environnement ambiant (Shariff 1989). La stabilité des anneaux tourbillonnaires est en outre un axe de recherche actif depuis une quarantaine d'années (voir par exemple Maxworthy 1972, Dazin 2006a, 2006b). L'instabilité des anneaux tourbillonnaires est analogue à l'instabilité elliptique 3D mise en évidence dans les tourbillons soumis à un champ de cisaillement (ici le champ induit par l'anneau sur lui-même) et se manifeste par une déformation azimutale de l'anneau. Il a en particulier été montré que les anneaux tourbillonnaires étaient instables pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés ($Re = UD/\nu > 600$ où U et D désignent respectivement la vitesse de propagation et le diamètre de l'anneau, ν étant la viscosité cinématique du fluide). L'extrême variété des problèmes abordés dans l'étude des anneaux tourbillonnaires est bien résumée par Saffman (1981) : « l'anneau tourbillonnaire est un problème complet de la mécanique des fluides ».

1.1.3 Caractérisation et modélisation

Un anneau tourbillonnaire est caractérisé géométriquement par son rayon R (ou son diamètre D) et le diamètre a du cœur de l'anneau. Il est en outre décrit cinématiquement par sa vitesse de translation V_T et sa circulation Γ (fig.1.8).

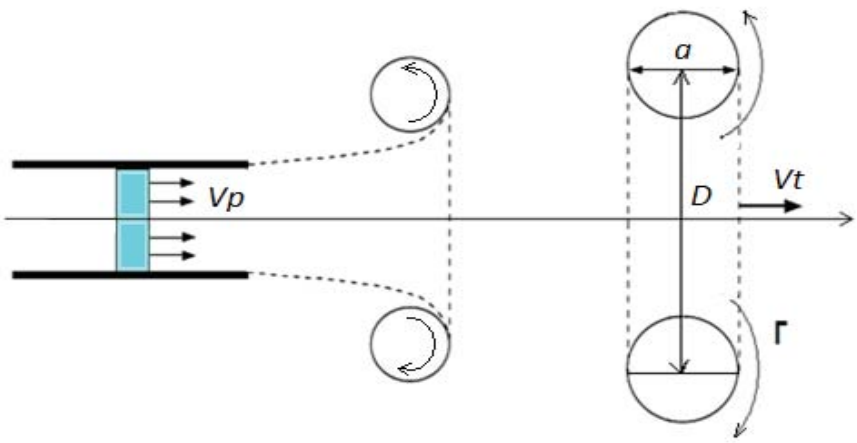


Figure 1.8 : Schéma descriptif d'un anneau tourbillonnaire en formation puis après détachement

Il existe peu de modèles théoriques permettant de décrire les anneaux tourbillonnaires. Une première famille de modèles analytiques est issue du vortex de Hill (fig.1.9), qui représente un cas limite dans lequel la vorticité est distribuée en volume à l'intérieur d'une sphère de rayon *R*. Plus précisément la vorticité est nulle à l'extérieure de la sphère, et seule sa composante azimutale est non nulle à l'intérieure, proportionnelle à *r* (variable radiale des coordonnées cylindriques). Ce modèle correspond à un anneau tourbillonnaire pour lequel la taille du cœur est du même ordre que le rayon de l'anneau. Il est cependant possible de généraliser cette solution pour modéliser des anneaux tourbillonnaires de taille de cœur arbitraire. Il s'agit de la famille de solutions de Fraenkel-Norbury (Norbury 1973, fig.1.10), qui dépend d'un paramètre contrôlant la taille relative du cœur du tourbillon. Le tourbillon de Hill est un cas particulier de ce modèle général.

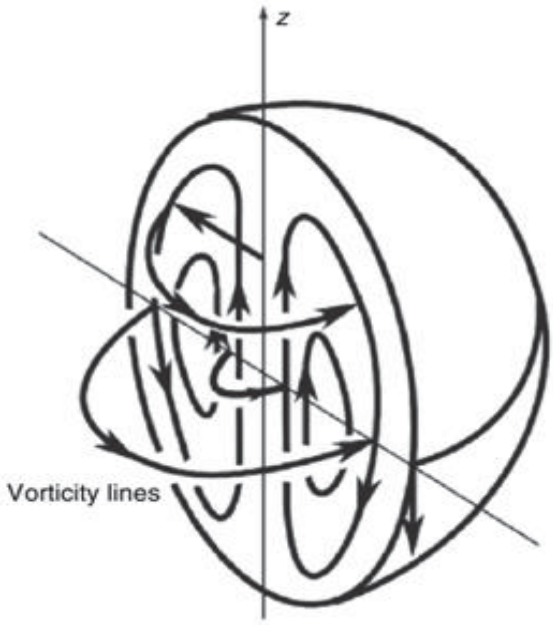


Figure 1.9 : Anneau tourbillonnaire de Hill (d'après Panton 1984)

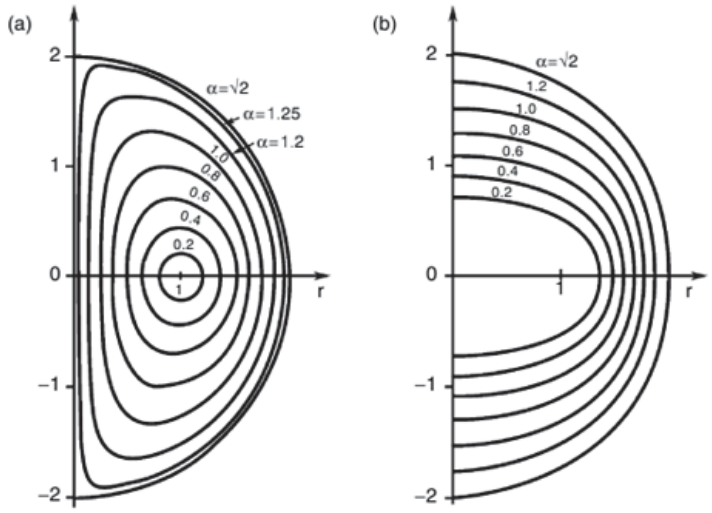


Figure 1.10 : Solutions d'anneaux tourbillonnaires de Fraenkel-Norbury (Norbury 1973)

Les modèles précédents correspondent à une distribution de vorticité interne imposée et ne permettent pas de prendre en compte des distributions différentes, potentiellement plus proches de la réalité physique. Ceci est par contre possible si l'on se restreint au cas asymptotique des anneaux tourbillonnaires de taille de cœur très petite par rapport au rayon de l'anneau. Dans ce cas, il est possible d'utiliser un modèle de filament tourbillonnaire et d'obtenir en particulier une prédiction théorique de la vitesse de propagation de l'anneau (Kelvin 1867, Taylor 1953, Roberts & Donnelly 1979, Donnelly 1991, Sullivan et al. 2009). De manière générale, cette vitesse prend la forme suivante :

$$V = \frac{\Gamma}{4\pi R}\left(ln\frac{8R}{a} - \beta\right) \quad \textbf{(1.1)}$$

*L*e paramètre β dépend du modèle d'anneau considéré, comme indiqué sur le Tableau 1.1.

Modèle d'anneau	β
Cœur solide en rotation, volume constant	1/4
Cœur creux, volume constant	1/2
Cœur creux, pression constante	1/2
Cœur creux avec tension de surface	0
NSLE solution	0.615
Cœur visqueux	0.558

Tableau 1.1 – Valeurs de β pour différents modèles d'anneaux (adapté de Donnelly, 1991)

1.1.4 Génération des anneaux tourbillonnaires

Il y a plusieurs méthodes pour créer les anneaux tourbillonnaires. Expérimentalement, la méthode la plus utilisée consiste à éjecter de manière impulsive une quantité de fluide par un mécanisme piston-cylindre (fig.1.11). La vitesse du piston V_p et la longueur L_p de la course du piston pendant l'injection déterminent l'épaisseur de la couche limite dans le tube, de diamètre D_p, et par conséquent la forme du profil de l'écoulement généré en sortie de tube ainsi que la vorticité injectée.

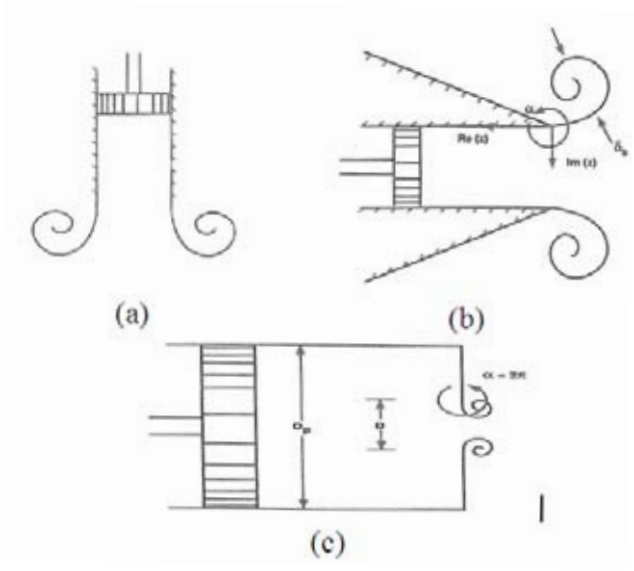


Figure 1.11 : Différents types de générateurs d'anneaux tourbillonnaires couramment utilisés. (a) : Système piston-cylindre (ALLEN et al, 2002) ; (b) section biseautée à l'extérieur ; (c) : orifice (Shariff, 1992)

L'injection du fluide dans un milieu au repos conduit à la génération et à l'enroulement de la nappe de vorticité issue de la couche limite dans le tube, sous forme d'un tourbillon torique. C'est la phase de formation de l'anneau tourbillonnaire. Puis le tourbillon se détache du cylindre et se propage sous l'effet de sa propre induction. Il s'épaissit ensuite par diffusion visqueuse et entraînement du fluide ambiant. C'est la phase post-formation. Si l'injection est de longue durée, c'est-à-dire pour les grands rapports L_p/D_p, on observe la formation de plusieurs anneaux successifs, suivant un mécanisme relié à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz du jet issu d'un tube (fig.1.12).

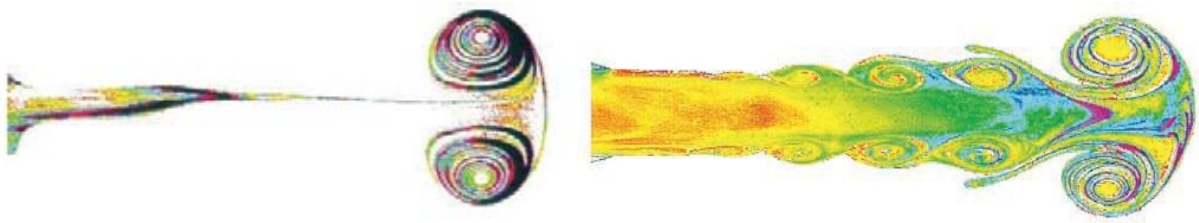


Figure 1.12 : Visualisation expérimentale (Gharib et al, 1998) pour différentes méthodes d'injection : injection courte (à gauche) et injection longue (à droite)

La technique de génération par piston-cylindre a été très largement utilisée (Maxworthy 1972, Didden 1979, Auerbach 1990, Dazin 2003). Le mouvement du piston peut être réalisé directement à l'aide d'un moteur (Maxworthy 1977, Schneider 1980, Weigand et Gharib 1994, Meng 1995) ou induit par un dispositif pneumatique (réservoir d'air à haute pression contrôlé par électrovanne, Glezer 1990). Il est à noter que certaines études ont utilisé des orifices de forme ondulée afin de forcer l'instabilité 3D de l'anneau (Naitoh et al 2002, Gharib et al 1994).

Le tableau 1.2 présente une sélection d'études expérimentales sur les anneaux tourbillonnaires en précisant les conditions opérationnelles et le type de mesures effectué. La méthode la plus utilisée pour observer les tourbillons est la simple visualisation en ajoutant un colorant dans le cas des liquides (Maxworthy 1972, Maxworthy 1977, Didden 1977, Schneider 1980, Glezer 1990, Weigand et Gharib 1994) ou de la fumée dans le cas d'un gaz (Sulivan et al 1973, Widnall et al 1973, Dziedzic et Leutheusser 1996, Naitoh et al 2002). Ce type de méthode donne seulement une appréciation qualitative du phénomène étudié et d'autres techniques permettant une analyse plus quantitative ont été mise en œuvre, comme le fil chaud (Dziedzic et Leutheusser 1996), la vélocimétrie Laser Doppler (LDV) (Sulivan et al 1973, Widnall et al 1973, Maxworthy 1977, Didden 1977, Glezer 1990) ou encore la vélocimétrie par images de particules, ou PIV (Weigand et Gharib 1994, Kreuger et Gharib 2003, Dazin 2003, Dabiri et Gharib 2004).

	Technique de mesure	Caractéristiques
Maxworthy 1972	Visualisations	Re < 600, cas stable. Re > 1000, cas transitoire. Re > 20000, cas instable.
Didden 1979	Vélocimétrie laser Doppler (LDV)	D_0 = 5 cm U_0 = 4,6 cm/s
Auerbach 1990		D_0 = 4,5 ÷ 7 cm Re = 1000 ÷ 49000
Weigand & Gharib 1994	DPIV (Digital Particule Image Velocimetry)	D_0 = 2 cm α = 15° L_0/D_0 = 2,3 U_p = 18,3 cm/s
Gharib & al 1998	Tomographie laser	D_p = 2,54 cm
Kreuger & Gharib 2003	DPIV	D_0 = 1.27 cm
Dazin 2003	PIV / PLIF PIV 2D/3C	D_0 = 35 ÷ 40cm L_0/D_0 = 1,25 ÷ 2,5 Re = 2650 ÷ 6100
Dabiri & Gharib 2004	DPIV	D_p = 2,54 cm U_p = 5,5 cm/s
Sullivan & al 2008	Visualisation (méthode de Baker)	D_p = 2,54 cm U_p = 50 cm/s

Tableau 1.2 – Expériences effectuées dans l'eau sur les anneaux tourbillonnaires

1.2 Rhéologie des fluides

1.2.1 Définition

La rhéologie, mot inventé par Bingham en 1929 à partir d'un verbe grec qui veut dire couler, est l'étude des phénomènes de déformation de la matière sous l'effet de contraintes. Devant l'impuissance de la théorie de l'élasticité et de la mécanique des fluides (théories élaborées au 19e siècle) à décrire et à expliquer les propriétés de matériaux aux comportements mal définis et intermédiaires entre celui du solide élastique parfait (où les contraintes sont proportionnelles aux déformations) et celui du fluide newtonien (où les contraintes sont proportionnelles aux vitesses de déformation), il est apparu nécessaire d'élaborer cette nouvelle discipline. Les études expérimentales s'attachent à mesurer les propriétés de l'écoulement des matériaux tandis que les approches théoriques cherchent les équations constitutives reliant contraintes et déformations.

1.2.2 Historique

L'émergence de cette science s'est faite initialement par la compréhension des écoulements des fluides parfaits (où la perte d'énergie par effet visqueux est négligeable). L'étude de ces fluides a laissé l'empreinte des grands fondateurs de la mécanique des fluides : Pascal (1663), Bernoulli (1738) ou encore Euler (1775). L'envie de généraliser l'ensemble des relations posées par ces hommes de science mena Navier (1823) à établir les premiers travaux sur l'établissement de lois constitutives représentant le mouvement d'un fluide réel. Stokes (1845) en s'appuyant sur les travaux de Navier aboutit finalement à l'équation générale de la dynamique des fluides : l'équation de Navier-Stokes.

Pourtant, même si le XIXème siècle fut marqué par les avancées théoriques et expérimentales remarquables sur la physique des écoulements, le nom officiel de la rhéologie naquit le 9 décembre 1929 avec la création de la « Society of Rheology ». De manière officieuse, le terme *rheology* fut employé par Hannay en 1879 lorsqu'il employa le terme *microrheometer*. D'autres manuels historiques traitant de la genèse de la rhéologie citeront le nom de Bingham.

Même si la Royal Society se veut être la fondatrice de la rhéologie, la France possède aussi ses grands noms qui ont apporté un développement considérable à cette nouvelle science. La communauté scientifique française retiendra particulièrement le nom de Maurice Couette (1858-1943) qui apporta un investissement déterminant vers la rhéologie moderne. Il fut d'ailleurs le premier à développer un rhéomètre à géométries cylindriques coaxiales qui porte son nom. Depuis les travaux de Couette, la rhéologie a connu un tel essor sur le territoire qu'une association reconnue par la communauté scientifique internationale, le Groupe Français de Rhéologie (GFR), veut assurer une large diffusion et créer un véritable lieu d'échange entre industriels, chercheurs, mécaniciens, physiciens, chimistes, biologistes

ou mathématiciens. Comme le montre ce bref historique, l'étude de la dynamique du fluide basée sur des lois fondamentales a précédé la rhéologie. Les relations qui en découlent sont pour la plupart très complexes mais se simplifient lorsque les caractéristiques du fluide le permettent.

1.2.3 Caractérisation rhéologique des fluides

Comme une partie de ce travail se concentre sur la détermination des effets du comportement non-newtonien dans le processus de génération des anneaux tourbillonnaires et dans leur dynamique, il est nécessaire de définir les propriétés des fluides. En particulier, dans cette section, nous présentons quelques définitions de la rhéologie non-newtonienne.

La rhéologie étant l'étude du lien entre les effets cinématiques (vitesse, déformation…) et les effets dynamiques (forces, couples…), il est donc nécessaire de définir les variables qui permettent de quantifier ces grandeurs.

En ce qui concerne les aspects cinématiques, on utilisera le tenseur des vitesses de déformation qui est calculé à partir du champ de vitesse $\vec{V}$ dans un écoulement de fluide quelconque. Le gradient de vitesse est la quantité tensorielle définie comme suit :

$$\boldsymbol{\nabla\vec{V}} = \frac{\partial\vec{V}}{\partial\vec{x}} \tag{1.2}$$

Ce tenseur $\nabla\vec{V}$ peut se décomposer en deux tenseurs $\bar{\bar{D}}$ et $\bar{\bar{\Omega}}$, respectivement symétrique et antisymétrique et appelés tenseur des vitesses de déformation et tenseur des vitesses de rotation, avec :

$$\bar{\bar{\boldsymbol{D}}} = \frac{1}{2}\left(\boldsymbol{\nabla\vec{V}} + \boldsymbol{\nabla^T\vec{V}}\right) \tag{1.3}$$

$$\bar{\bar{\boldsymbol{\Omega}}} = \frac{1}{2}\left(\boldsymbol{\nabla\vec{V}} - \boldsymbol{\nabla^T\vec{V}}\right) \tag{1.4}$$

Le tenseur des vitesses de déformation $\bar{\bar{D}}$, qui est lié au mouvement d'un petit volume de fluide, n'est pas défini par rapport à un repère, contrairement au tenseur des vitesses de rotation. C'est une quantité tensorielle qui caractérise la déformation de ce petit volume, indépendamment de sa rotation d'ensemble. C'est un tenseur objectif. C'est donc la variable qui est adaptée à la caractérisation des fluides.

Pour caractériser les aspects dynamiques, on utilise le tenseur des contraintes (tenseur symétrique). Le tenseur des contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$ est décomposé comme suit :

$$\bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}} = -\boldsymbol{p}\bar{\bar{\boldsymbol{I}}} + \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}} \tag{1.5}$$

p est la pression et $\bar{\bar{\tau}}$ le tenseur des extra-contraintes ou des contraintes viscoélastiques (ou contraintes visqueuses).

Le comportement rhéologique d'un fluide est donc défini par la relation qui lie le tenseur des contraintes $\bar{\bar{\tau}}$ et le tenseur des vitesses de déformation $\bar{\bar{D}}$ pour ce fluide. La loi la plus simple est celle qui propose une simple proportionnalité entre ces deux tenseurs :

$$\bar{\bar{\tau}} = 2\mu\bar{\bar{D}} \tag{1.6}$$

Où μ est la viscosité dynamique. Ce paramètre est la principale caractéristique rhéologique des fluides et, dans de nombreux cas, elle est suffisante pour décrire complètement le comportement du fluide. On la mesure sur des écoulements simples comme l'écoulement de Couette présenté sur la figure 1.13. La cinématique est complètement définie par la vitesse de cisaillement, qui est la quantité $\partial u/\partial y$.

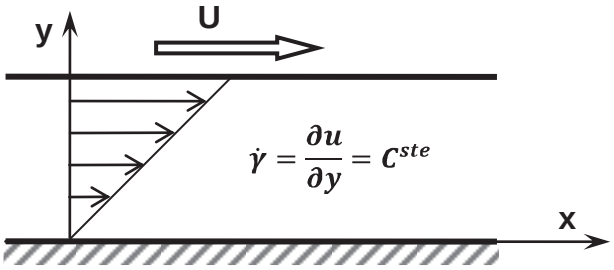


Figure 1.13 : Ecoulement de Couette plan

La viscosité est donc le rapport de la contrainte de cisaillement τ_{xy} à la vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$ dans un écoulement de cisaillement pur. Lorsqu'on fait varier la vitesse de cisaillement, on peut observer différents comportements comme cela est représenté sur la figure 1.14. Ceci permet une classification des fluides que l'on va présenter dans les paragraphes suivants.

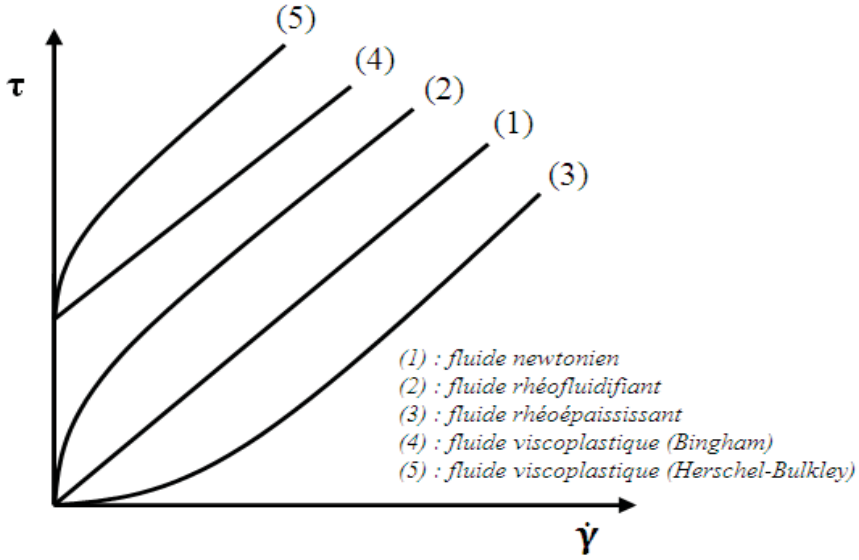


Figure 1.14 : comportements rhéologiques indépendants du temps

1.2.3.1 Fluides newtoniens

Les fluides newtoniens sont caractérisés par une relation de proportionnalité entre le tenseur de contrainte $\bar{\bar{\tau}}$ et le tenseur des vitesses de déformation $\bar{\bar{D}}$ (***cf.*** Eq 1.6) : μ est la viscosité dynamique du fluide. Elle dépend uniquement de la température et de la pression. La plupart des liquides purs ont un comportement newtonien.

Les fluides pour lesquels il n'existe pas de relation linéaire entre contrainte et déformation sont appelés fluides non-newtoniens. De nombreux matériaux entrent dans cette catégorie. Nous allons les présenter en allant des plus simples vers les plus complexes.

1.2.3.2 Fluides newtoniens généralisés

Un fluide est dit newtonien généralisé si sa loi de comportement est de la forme :

$$\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}} = 2\mu(\dot{\gamma})\bar{\bar{\boldsymbol{D}}} \tag{1.7}$$

La viscosité μ n'est plus constante mais dépend de la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ (ou de la contrainte τ_{xy}).

Fluides rhéofluidifiants (ou pseudoplastiques)

Le comportement d'un fluide est rhéofluidifiant lorsque sa viscosité apparente $\mu(\dot{\gamma})$ diminue quand le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ augmente. On peut citer des exemples courants de fluides pseudoplastiques tels que les émulsions et les suspensions à faible et moyenne concentration, certains polymères en solution, certains liquides biologiques (sang, liquide synovial), etc.

De nombreuses lois permettent de modéliser ce comportement rhéofluidifiant mais la plus connue et utilisée est le modèle de loi puissance d'Ostwald :

$$\boldsymbol{\tau_{xy} = k\dot{\gamma}^{n}} \tag{1.8}$$

Où *n* est l'indice de comportement, qui est compris entre 0 et 1, et *k* l'indice de consistance. La viscosité apparente est déterminée à partir de l'équation (1.23) :

$$\boldsymbol{\mu(\dot{\gamma}) = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} = k\dot{\gamma}^{n-1}} \tag{1.9}$$

Il existe d'autres lois de comportement qui peuvent caractériser les fluides rhéofluidifiants (voir Bird et al. 1977). Une extension du modèle en loi de puissance est la relation de Carreau-Yasuda qui fait intervenir 5 paramètres :

$$\boldsymbol{\mu(\dot{\gamma}) = \mu_{\infty} + (\mu_0 - \mu_{\infty})\,[1 + (\lambda\dot{\gamma})^{a}]^{\frac{n-1}{a}}} \tag{1.10}$$

Où μ_0 est la viscosité à cisaillement nul, μ_∞ la viscosité à cisaillement infini, λ une constante de temps et *n* l'indice de comportement (région en loi de puissance). Ces différents coefficients sont à déterminer empiriquement.

Fluides rhéoépaississants

On les appelle aussi dilatants et ils sont caractérisés par l'augmentation de leur viscosité avec le taux de cisaillement. Ils peuvent être modélisés par la même loi d'Ostwald mais avec un indice *n* supérieur à 1. On peut citer quelques exemples de fluides rhéoépaississants qui sont peu nombreux : les solutions concentrées d'amidon et certaines solutions de polymères, sur une gamme de vitesse de cisaillement.

1.2.3.3 Fluides viscoplastiques

Un fluide viscoplastique est caractérisé par l'existence d'une contrainte de cisaillement ou contrainte seuil, notée τ_0, en dessous de laquelle le fluide ne s'écoule pas, mais présente un comportement de solide élastique. Celui-ci est toutefois rarement pris en compte dans les études en fluide viscoplastique. On peut citer quelques exemples de fluides viscoplastiques tels que les boues de forage, les peintures à l'huile, les margarines, la pâte dentifrice, toutes les formes 'gel' (cosmétologie…). Ces fluides montrent généralement un comportement rhéofluidifiant au-delà de leur seuil d'écoulement. On parle de fluide de Bingham lorsque la contrainte évolue linéairement au-delà de la contrainte seuil (cf.fig.1.14).

Les différentes modélisations proposées pour les comportements viscoplastiques sont présentées dans le Tableau 1.3.

Modèle	Loi de comportement	Paramètres
BINGHAM	$\tau = \tau_0 + \mu_\infty \dot{\gamma}$	$\tau_0,\ \mu_\infty$
HERSCHEL-BULKLEY	$\tau = \tau_0 + k\dot{\gamma}^n$	$\tau_0,\ k,\ n$
CASSON	$\tau^{1/2} = \tau_0^{1/2} + k_c\dot{\gamma}^{1/2}$	$\tau_0,\ k_c$
SKELLAND	$\tau = \tau_0 + \dfrac{\mu_0}{1 + C(\tau/\tau_0)^m}\dot{\gamma}$	$\tau_0,\ \mu_0,\ C,\ m$

Tableau 1.3 : lois de comportement en fluide viscoplastique

1.2.3.4 Fluides viscoélastiques

Ces matériaux sont à la fois visqueux et élastiques lors de la déformation. Certaines caractéristiques des fluides viscoélastiques sont les suivantes :

-- Si la contrainte de cisaillement est maintenue constante, la déformation augmente avec le temps (fluage) ;

-- Si la déformation est maintenue constante, la contrainte diminue avec le temps (relaxation) ;

Voici quelques exemples de fluides viscoélastiques : les polymères amorphes, les polymères semi-cristallins, les biopolymères et les métaux à très haute température.

Les lois de comportement pour ces fluides sont plus complexes et font intervenir une notion de mémoire liée à leur composante élastique. Celle-ci est généralement traduite par l'introduction de dérivées des tenseurs de contrainte et de vitesse de déformation. On peut citer les modèles de Maxwell et d'Oldroyd parmi les plus connus.

La connaissance de leur seule viscosité est insuffisante pour les décrire et on utilise alors des caractérisations complémentaires comme le module élastique et le module de perte (mesures dynamiques en oscillation), des mesures de différences de contraintes normales, ou encore des mesures de fluage et recouvrance.

1.2.3.5 Fluides à comportement variable dans le temps

On remarque, pour quelques fluides, que la viscosité apparente dépend aussi de la durée d'application des sollicitations imposées au fluide. Ce sont les fluides à comportement dépendant du temps. Si la viscosité est décroissante dans le temps, ces fluides sont appelés thixotropes et si elle augmente ils sont appelés anti-thixotropes ou rhéopectiques. Ce comportement donne lieu en particulier à un phénomène d'hystérésis sur les rhéogrammes (cf.fig.1.15).

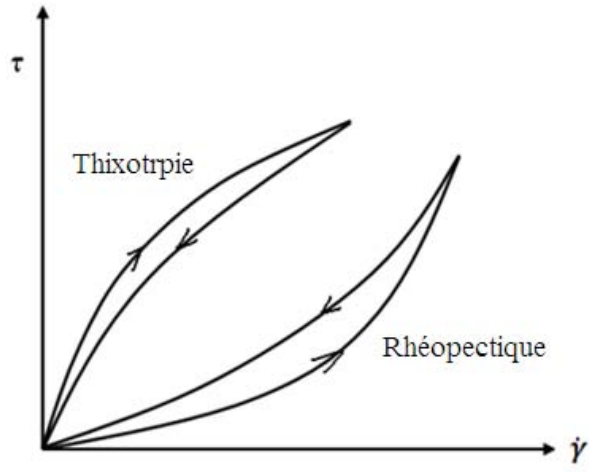


Figure 1.15 : Conséquence d'un comportement thixotrope ou anti-thixotrope sur un rhéogramme

1.3 Motivations et objectifs de l'étude

Les anneaux tourbillonnaires correspondent à l'un des premiers écoulements tourbillonnaires étudiés théoriquement et expérimentalement, pour ses caractéristiques dynamiques et topologiques (Helmholtz 1858, Thomson 1867, 1883). Ce type de tourbillon constitue un écoulement prototypique, académique mais générique, qui présente en outre l'avantage d'un contrôle expérimental relativement aisé, ce qui explique la très grande quantité de travaux de recherche sur le sujet.

Ces différentes recherches ont été menées quasi exclusivement dans le cas de fluides newtoniens, et à des nombres de Reynolds relativement importants. Par comparaison, peu de travaux existent sur la génération et l'évolution des anneaux tourbillonnaires en fluide non newtonien ou à faibles nombres de Reynolds. Des travaux théoriques ont ainsi permis de décrire analytiquement la diffusion d'un tourbillon rectiligne pour différents modèles de fluides visco-élastiques (Fetecau & Fetecau 2003, Erdogan 2004, Fetecau et al. 2008, Khan et al. 2009). L'influence de la longueur de course du piston sur la génération d'un ou plusieurs anneaux tourbillonnaires a été étudiée récemment dans le cas de fluides rhéofluidifiants (Palacios-Morales, 2010, Palacios-Morales & Zenit, 2012), tout en restant dans des régimes inertiels, soit des nombres de Reynolds supérieurs à 138. Les études en fluide viscoplastique sont peu nombreuses. Nous citerons les travaux de Tokpavi et al (2008, 2009) et de Mossaz et al. (2010, 2012) sur le développement du sillage derrière un barreau cylindrique en fluide viscoplastique, travaux dans lesquels les auteurs ont examiné l'apparition et le développement des recirculations derrière le cylindre en régime faiblement inertiel et en fonction de la valeur du seuil.

Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse est d'étudier la formation et la maturation d'anneaux tourbillonnaires générés expérimentalement par un système de piston dans des fluides ayant différents comportements rhéologiques. Des visualisations qualitatives par colorant et des mesures de vitesse par PIV sont mises en œuvre pour analyser la dynamique de ces anneaux tourbillonnaires dans un fluide newtonien à faible nombre de Reynolds (chapitre 3) ou dans des fluides non newtoniens de type rhéofluidifiant (chapitre 4). Enfin une étude exploratoire en fluides viscoplastique et viscoélastique est présentée (chapitre 5).

CHAPITRE 2

MOYENS ET METHODES

2 MOYENS ET METHODES

L'objectif de ce chapitre est de présenter l'approche expérimentale qui a été mise en œuvre pour étudier la dynamique des anneaux tourbillonnaires en fluide newtonien et non newtonien en décrivant le banc expérimental et les moyens de mesure utilisés : la visualisation par colorant et la vélocimétrie par image de particules. La préparation et la caractérisation des fluides non newtoniens qui ont été réalisées au laboratoire sont détaillées. Ensuite, nous présenterons le principe de post-traitement des données PIV obtenues ainsi que l'exploitation qui a été menée sur ces données.

2.1 Le banc expérimental

Une vue schématique de l'ensemble du dispositif expérimental est présentée sur la figure 2.1. L'anneau tourbillonnaire est généré par la course de longueur L_p d'un piston dans un cylindre vertical de diamètre intérieur D_p dont la partie basse est immergée dans une cuve remplie du fluide d'étude. Le piston est couplé à un mécanisme d'entraînement (vérin) qui est déplacé par un moteur pas à pas, lui-même piloté par un ordinateur. Il est possible de contrôler et de fixer la vitesse et la course de déplacement du piston. L'extrémité basse du cylindre est placée à 4*D_p en dessous de la surface libre. En fin de course, le piston s'arrête au niveau de la section de sortie du cylindre. Tout le système expérimental (cuve, laser, caméra et appareils) est monté sur des tables de déplacement ou sur des pieds réglables qui permettent l'alignement du vérin par rapport au cylindre et l'alignement des éléments optiques, laser et caméra (voir figure 2.2).

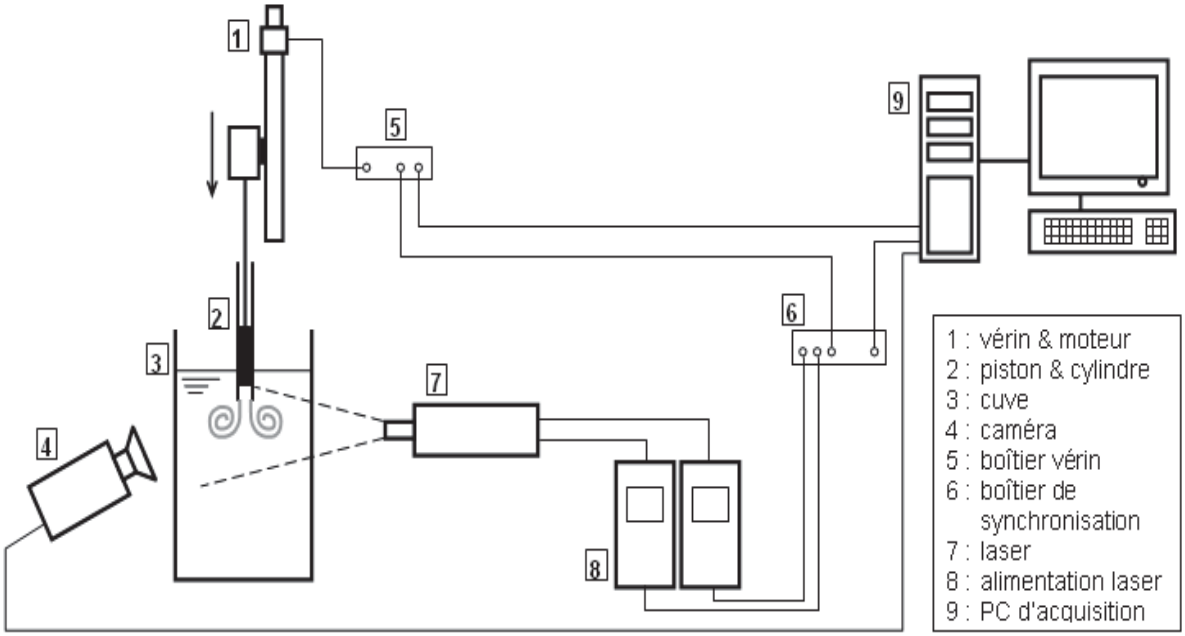


Figure 2.1 : Schéma du dispositif expérimental de PIV

Le diamètre intérieur du tube est $D_p = 21$ mm et son diamètre extérieur 25 mm. Les bords du tube sont usinés en biseau à $\theta = 45°$ sur la paroi externe (figure 2.3). Cet angle permet d'éviter les effets de paroi à la sortie sur les anneaux tourbillonnaires formés (Gharib et al, 1998). L'étanchéité entre le piston et le tube est assurée par deux joints quadrilobes. Les dimensions de la cuve, de section carrée, sont $L \times l \times h = 24 \times 24 \times 60$ cm^3.

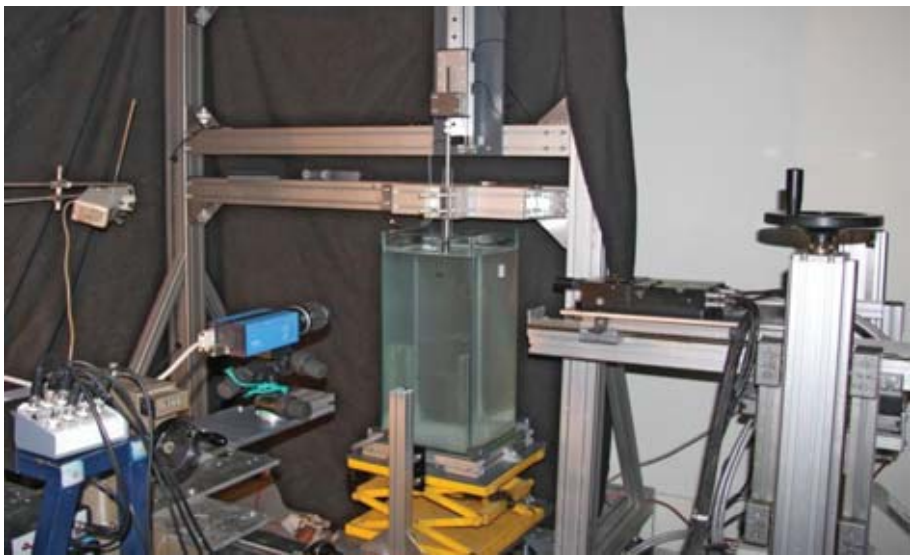


Figure 2.2 : Dispositif expérimental

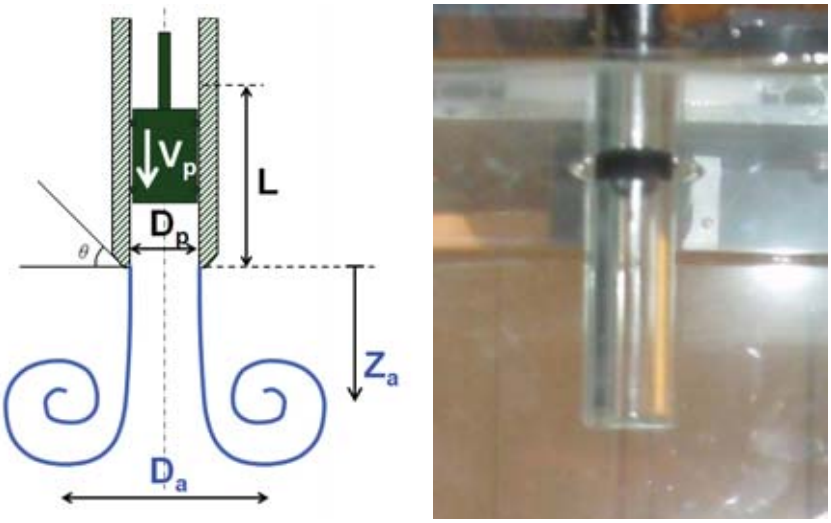


Figure 2.3 : Dispositif de génération d'anneaux tourbillonnaires

Pour mieux contrôler la vitesse du piston, une expérience de mesure de la vitesse du piston est mise en place. Une caméra de fréquence relativement élevée ($f = 50$ hz) prend des photos du piston en mouvement sur toute la durée d'injection. Les images résultantes sont ensuite utilisées pour positionner la base du piston sur l'axe vertical Z (voir fig.2.3). La différence entre cette position et celle qui correspond au temps initial ($t = 0$), représente le déplacement. La vitesse est déduite par le rapport déplacement sur le temps. La figure 2.4 présente quatre expériences de mesure de la vitesse du piston : deux d'entre elles sont réalisées avec des vitesses relativement faibles ($V_p = 4{,}5\ et\ 24$ mm/s) effectuées avec de l'eau et sont présentées sur les figures 2.4(a) et 2.4(b) respectivement, et, deux vitesses plus élevés ($V_p = 100\ et\ 300$ mm/s) sont ensuite présentées sur les figures 2.4(c) et 2.4(d) respectivement. Elles ont été réalisées avec une solution de Carbopol de concentration 0,1% (seuil de contrainte $\tau = 1{,}45$ Pa). Ces expériences et leurs résultats permettent de vérifier la vitesse de piston. Les résultats présentés montrent que la vitesse réelle atteint la valeur consigne sans la dépasser. Une fois la vitesse stabilisée, l'erreur est plus importante pour les grandes vitesses, elle atteint une valeur de -4,5%.

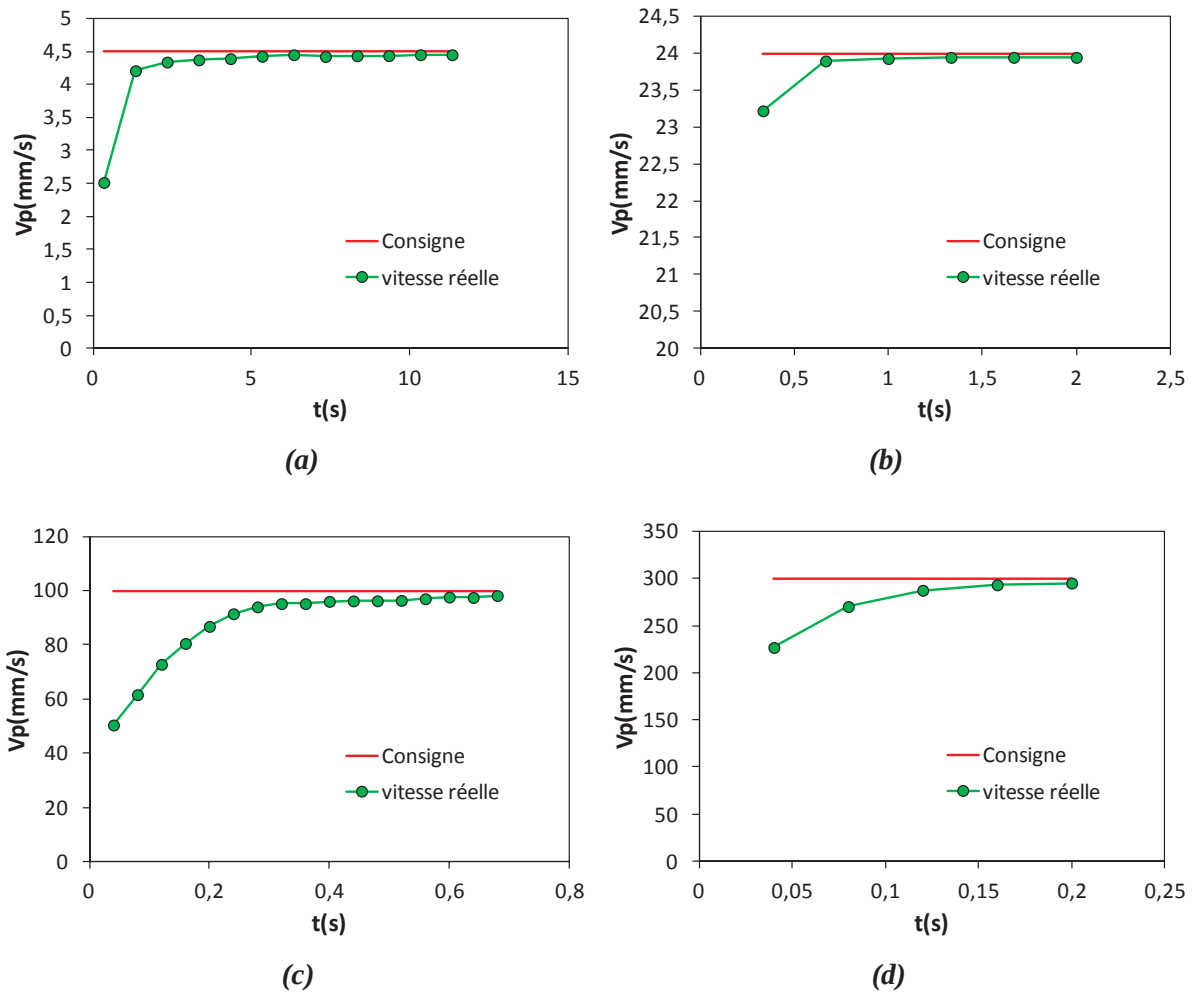


Figure 2.4 : Vérification de la vitesse du piston. (a) 4,5 mm/s dans l'eau, (b) 24 mm/s dans l'eau, (c) 100 mm/s dans un fluide viscoplastique, (d) 300 mm/s dans un fluide viscoplastique

Deux méthodes expérimentales ont été utilisées : la visualisation classique par colorant et la vélocimétrie par images de particules (PIV) classique et rapide. Les différents fluides utilisés ainsi que la mise en œuvre de ces deux techniques sont détaillées dans la suite de ce chapitre.

2.2 Les fluides utilisés

Au cours de cette étude nous avons utilisé plusieurs fluides présentant des comportements rhéologiques différents : newtonien, rhéofluidifiant et viscoplastique. Nous avons travaillé à température ambiante et les caractérisations rhéologiques ont été effectuées à la température d'expérience ou en fonction de la température, suivant les cas, afin d'obtenir les paramètres nécessaires (viscosité, indice de comportement, indice de consistance, seuil de contrainte, etc.). Les caractérisations rhéologiques ont été effectuées sur un rhéomètre MarsIII (Thermo Fisher Scientific) avec des géométries cône-plan 2°/60 mm et plans striés 60 mm.

2.2.1 Fluides newtoniens

On a commencé notre étude par des expériences dans l'eau afin de pouvoir faire des visualisations par colorant et comparer les deux phases d'enroulement et de détachement de l'anneau tourbillonnaire avec d'autres résultats.

Notre premier objectif était d'explorer la gamme des faibles nombres de Reynolds et pour cela on a élargi les expériences en fluide newtonien en faisant une étude avec une huile de viscosité de 0.030 Pa.s à 20°C (*Marcol82, Exxon Mobil,* masse volumique : 850 kg/m^3). Comme cette huile a une viscosité trente fois la viscosité de l'eau, elle nous a permis de faire des expériences à des nombres de Reynolds très bas. La figure 2.5 représente la viscosité de l'huile en fonction de la température.

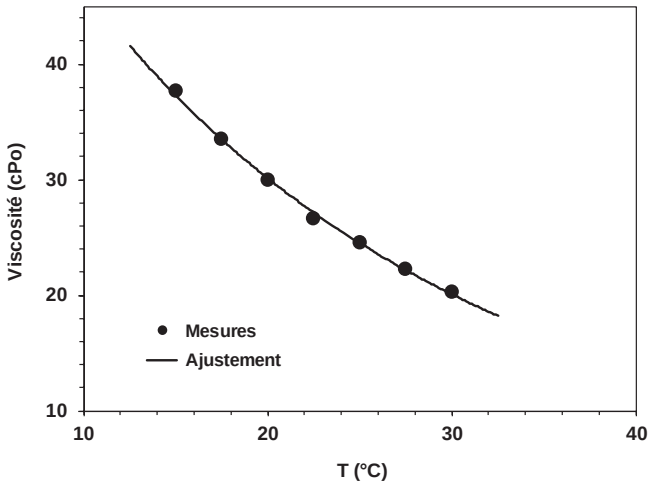


Figure 2.5 : Viscosité de l'huile Marcol 82 en fonction de la température

2.2.2 Fluides rhéofluidifiants

Pour les fluides rhéofluidifiants, on a utilisé des solutions de Xanthane et de Zetag à différentes concentrations.

Le Xanthane est un polymère (exopolysaccharide) de grand poids moléculaire obtenu par fermentation. Il est très largement utilisé dans l'industrie agro-alimentaire comme épaississant et permet d'obtenir des comportements rhéofluidifiants à faible concentration.

Le fluide utilisé correspond à un Xanthane commercialisé par la société Sigma Aldrich La préparation se fait par dispersion de la quantité nécessaire de Xanthane dans 36l d'eau distillée. Le système est laissé sous agitation douce durant 24 heures et il est ensuite transféré dans la cuve de l'installation expérimentale.

La figure 2.6 représente une caractérisation d'une solution de Xanthane à 20°C pour les deux concentrations utilisées.

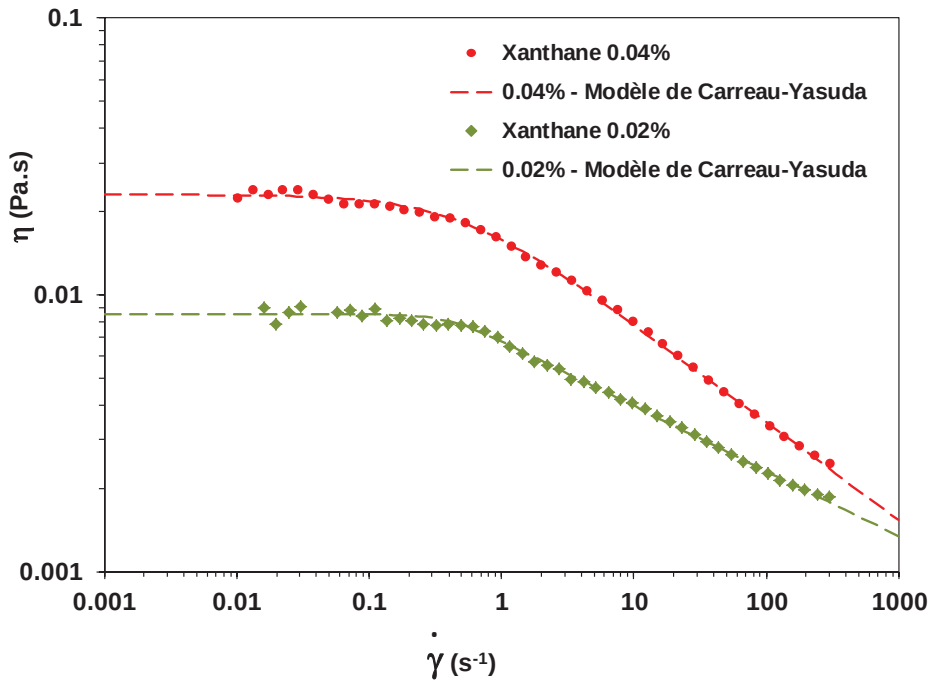


Figure 2.6 : Rhéogrammes de solutions de Xanthane (T=20°C)

La température du laboratoire n'étant pas stabilisée, des caractérisations rhéologiques ont été réalisées dès que nécessaire avec un minimum d'une fois par jour à la température du fluide dans l'installation expérimentale. Ceci permet entre autres de connaître les variations de l'indice de comportement et de la consistance avec la température. Sur la figure 2.7, nous avons reporté les variations de l'indice de comportement et de la consistance avec la concentration (fig.2.7-a) et la température (fig.2.7-b) après avoir ajusté une loi puissance sur la zone de comportement rhéofluidifiant. On constate notamment que l'indice de comportement varie peu avec la température et que les variations de viscosité sont essentiellement dues aux variations de la consistance avec la température.

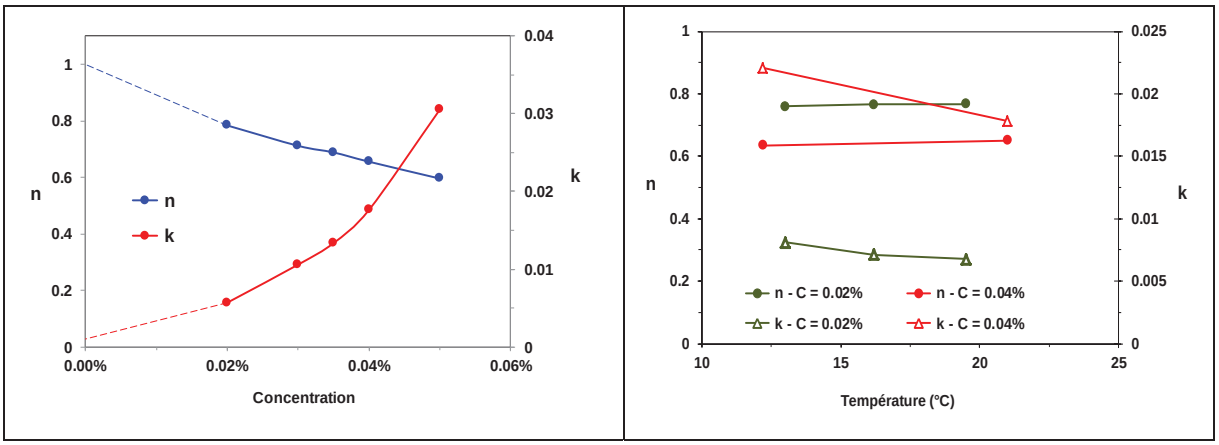


Figure 2.7 : Evolution de l'indice de comportement n et de la consistance k de solutions de Xanthane en fonction de la concentration et de la température

Enfin, un modèle de Carreau-Yasuda a été ajusté sur les rhéogrammes obtenus :

$$\boldsymbol{\eta = \eta_0\left(1 + (\lambda\dot{\gamma})^a\right)^{\frac{n-1}{a}}} \quad \textbf{(2.1)}$$

Les valeurs de ces paramètres sont reportées dans le tableau 1.1. Les valeurs de n et k correspondent à l'ajustement d'une loi puissance sur les plus hautes vitesses de cisaillement et la vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}_0$ correspond à la transition entre comportement newtonien et comportement rhéofluidifiant.

Concentration	η_0	n	λ	a	$\dot{\gamma}_0 = 1/\lambda$	$k = \eta_0\lambda^{n-1}$
0.02%	0.0081	0.765	2.1	3	0.48	0.0068
0.04%	0.023	0.645	2.06	1.1	0.49	0.0178

Tableau 2.1 : ajustement d'un modèle de Carreau-Yasuda sur une solution de Xanthane (T=20°C)

Le Zetag 7587 est un floculant industriel à base de polyacrylamide, celui-ci ayant un poids moléculaire intermédiaire. Il a parfois été utilisé pour obtenir des fluides rhéofluidifiants modèles car il donne des solutions d'une bonne transparence et est donc adapté aux mesures par PIV. La figure 2.8 propose les rhéogrammes de solutions de Zetag à 0.008% et 0.04%. L'élasticité a été évaluée par des mesures du module élastique G' et du module visqueux G''. Les résultats obtenus pour des solutions à 0.1% et 0.04% sont reportés sur la figure 2.9. Les mesures n'ont pas été possibles pour une solution à 0.008%, les valeurs des modules étant trop faibles pour obtenir une bonne qualité de mesure.Les solutions de Zetag seront utilisées pour l'étude en fluide viscoélastique.

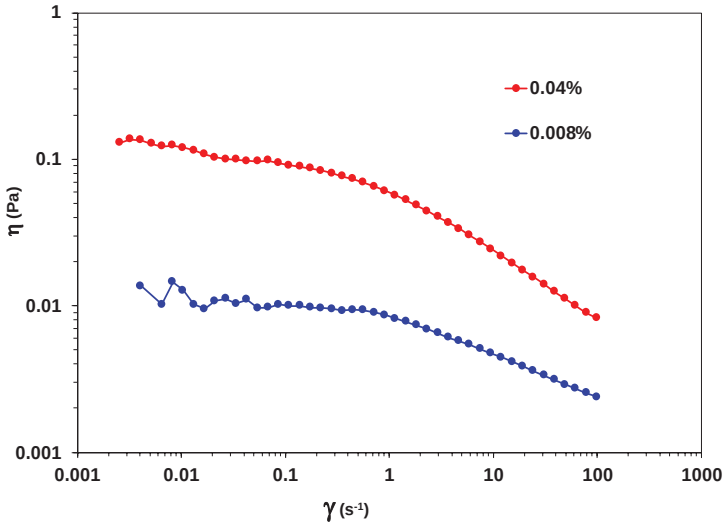


Figure 2.8 : Rhéogrammes de solutions de Zetag (T=20°C)

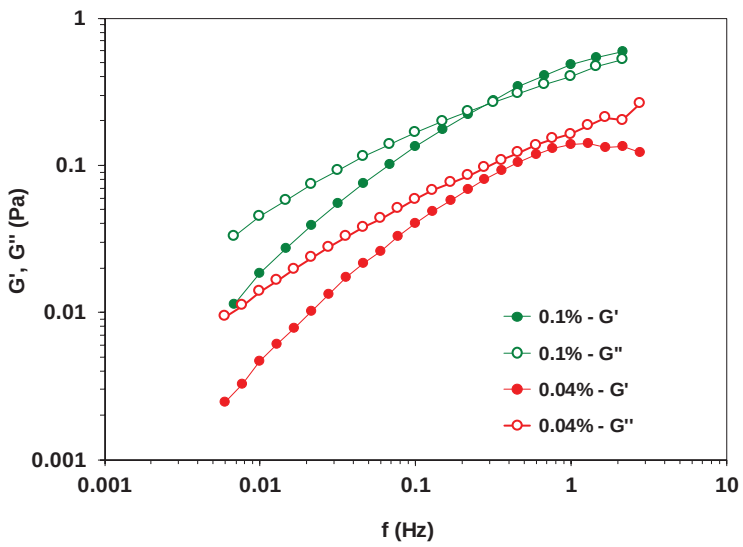


Figure 2.9 : Module élastique et module visqueux de solutions de Zetag (T=20°C)

2.2.3 Fluides viscoplastiques

Les solutions de Carbopol ont souvent été utilisées pour la préparation des fluides viscoplastiques [Magnin et Piau 1990]. Elles présentent l'avantage d'être transparentes quand elles sont sous forme de gel, cette caractéristique est très importante et indispensable pour faire des mesures par PIV. Les fluides viscoplastiques utilisés sont donc des solutions de Carbopol (C940 BF Goodrich) de concentration massique environ 0,1%.

Le Carbopol est un polymère de grand poids moléculaire, de type polydisperse et à chaînes ramifiées. Lorsqu'il est mis en solution dans l'eau, son pH est d'environ 2,5 et il est un peu blanchâtre. Son comportement est alors pratiquement newtonien. Les solutions sont ensuite neutralisées avec de la soude et elles prennent de suite l'aspect d'un gel.

Le protocole de préparation des solutions de Carbopol est le suivant :

1. Préparation du mélange eau distillée/Carbopol et mise sous agitation pendant 24 heures au minimum (à faible vitesse de rotation).

2. Ajout des traceurs PIV : dans notre cas, des billes en verre argentées de 10 µm et de densité $d = 1.4$ ou des particules d'Orgasol de 60 µm et de densité $d = 1.03$.

3. Dégazage de la solution avant neutralisation. Le but est d'éviter de piéger des bulles d'air dans la solution finale.

4. Nouvelle agitation de la solution afin d'assurer un bon mélange des traceurs PIV dans la solution et pour éviter le problème de décantation.

5. Neutralisation avec une solution de soude 2N. Puis agitation lente pendant 24 heures au minimum à faible vitesse pour ne pas entraîner d'air.

6. Repos de 48 heures minimum de la solution avant utilisation.

Durant cette préparation, des précautions sont à prendre pour qu'il n'y ait pas de bulles d'air dans la solution finale. Ces bulles doivent absolument être évitées en PIV d'une part car elles sont beaucoup plus lumineuses que les particules et peuvent donc endommager le capteur de la caméra et, d'autre part, parce qu'elles créent des zones d'ombre. Par conséquent, les mesures risquent d'être erronées. Dans le cas où des bulles d'air se développent dans la cuve pendant les manipulations, il est nécessaire de les aspirer par une seringue car elles sont bloquées dans le fluide.

La caractérisation rhéologique d'une solution de Carbopol est présentée sur la figure 2.10.

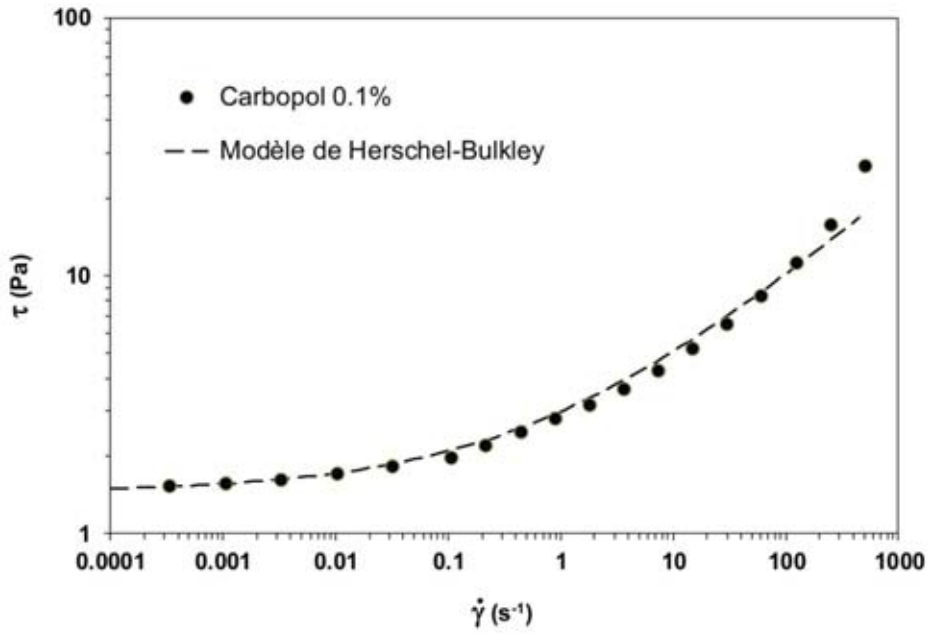


Figure 2.10: Courbe d'écoulement d'une solution de Carbopol à 0.1%

L'ajustement d'un modèle de Herschel-Bulkley conduit aux paramètres suivants :

$$\tau_0 = 1.45 \text{ Pa}$$
$$n = 0.38$$
$$k = 1.52 \text{ Pa.s}^{\text{n}}$$

2.3 Paramètres de contrôle

Les paramètres de contrôle qui interviennent dans l'expérience sont les caractéristiques géométriques de l'installation (diamètre du cylindre), les caractéristiques du fluide (masse volumique et viscosité ou loi de comportement) ainsi que les aspects 'dynamiques' : course et vitesse du piston (ou, plus généralement, mouvement du piston). Le principal nombre adimensionnel caractérisant l'écoulement est le nombre de Reynolds qui est défini pour les fluides newtoniens comme suit :

$$\boldsymbol{Re = \rho \frac{V_p . D_p}{\mu}} \qquad \textbf{(2.2)}$$

où V_p est la vitesse du piston et D_p le diamètre du cylindre. ρ et μ désignent respectivement la masse volumique et la viscosité du fluide. Pour les fluides non-newtoniens, on a utilisé un nombre de Reynolds généralisé proposé pour les écoulements de Poiseuille en conduite (R. Tanner, 1988). Pour un fluide obéissant à une loi puissance, il dépend des indices de consistance k et de comportement n du fluide à étudier. Son introduction est présentée en Annexe (cf. Annexe 1). Il est défini par la relation suivante :

$$\boldsymbol{Re_g = 8^{1-n}\left(\frac{4n}{3n+1}\right)^n \rho \frac{V_p^{2-n}D_p^n}{k}} \tag{2.3}$$

Un autre paramètre de contrôle pris en considération dans nos expériences est la course du piston L_p, c'est-à-dire la quantité de matière injectée. Le rapport course sur diamètre du piston L_p/D_p a été fixé à 3 pour toutes les expériences. Néanmoins, les configurations à $Re \leq 15$ ont été analysées pour un second rapport L_p/D_p égal à 4.5 afin d'avoir une première estimation de l'influence de ce paramètre dans ce régime à relativement faible nombre de Reynolds.

Les longueurs et les vitesses sont adimensionnalisées respectivement par D_p et V_p *et* les quantités adimensionnées sont par la suite identifiées par l'exposant *. Le temps adimensionnel t^* est ainsi construit à l'aide de l'échelle de temps D_p/V_p, donc la vorticité est adimensionnalisée par V_p/D_p. L'instant initial $t^* = 0$ coïncide avec le démarrage du mouvement du piston dans le cylindre. La position verticale $Z^* = 0$ correspond à la section de sortie du cylindre (Z^* correspond à la variable verticale descendante).

2.4 Visualisation par colorant

Les visualisations par colorant permettent une première approche de l'exploration d'un écoulement. On les a réalisées ici avec un mélange de fluorescéine et peinture acrylique qui est déposé au préalable sur la partie inférieure interne du cylindre. Les tubes sont mis au repos pour 12 heures en moyenne pour qu'ils soient bien secs. Le mélange est préparé de façon qu'il puisse résister aux petits écoulements créés au moment de l'installation de l'expérience et au temps d'attente avant le démarrage de l'injection.

Au lancement de l'expérience, la peinture est entraînée dans la nappe de vorticité qui se développe en sortie de cylindre lors de la descente du piston. Les anneaux sont filmés à l'aide d'une caméra CCD haute définition (*PCO 2000, 2048 × 2048 pixels*). Cette caméra est synchronisée avec le vérin. Un éclairage ultra-violet est mis en place afin d'améliorer la qualité des prises de vues. La figure 2.11 représente une visualisation faite dans un fluide rhéofluidifiant à un nombre de Reynolds égal à 500.

Figure 2.11: Visualisation de la propagation d'un anneau tourbillonnaire par colorant

2.5 Vélocimétrie par images de particules

La vélocimétrie par images de particules (PIV, *Particle Image Velocimetry*) est une technique d'imagerie qui permet la mesure instantanée de deux composantes de la vitesse dans une section droite d'un écoulement éclairée par une nappe laser. Il existe des techniques de PIV stéréoscopiques qui ont été développées pour permettre d'accéder à la troisième composante de la vitesse. Elles sont toutefois plus complexes à mettre en œuvre et ne sont pas nécessaires dans notre cas puisque l'écoulement présente une symétrie de révolution.

2.5.1 Principe

Dans son principe, la PIV consiste à éclairer une tranche de l'écoulement à étudier et à prendre, au moyen d'une caméra, des images de particules en suspension dans le fluide et se trouvant dans ce plan. Deux photos sont prises à des instants rapprochés (temps inter-images Δt) et le principe consiste à mailler la première image et à déterminer le déplacement du champ de particules de chaque maille par calcul de corrélation sur la deuxième image. La vitesse se déduit alors du déplacement connaissant le délai entre les deux photos traitées. Le schéma de principe de la PIV est présenté sur la figure 2.12.

Les particules utilisées, appelées aussi «ensemencement» ou «traceurs», peuvent être faites de matériaux différents avec des tailles différentes selon la nature de l'écoulement à étudier. Pour les écoulements d'air, on utilise généralement des particules de 1 à 5 µm. Pour les applications en eau, les traceurs peuvent être des billes de verre, creuses ou pleines, de polyamide, de polystyrène, etc. dans la gamme 5 à 100 µm.

Pour notre étude, nous avons utilisé des billes en verre de 10 µm de diamètre pour l'eau et l'huile et pour les fluides non newtoniens nous avons utilisé des particules d'Orgasol de diamètre 60 µm environ. Les particules doivent avoir une flottabilité neutre et être capables de suivre l'écoulement.

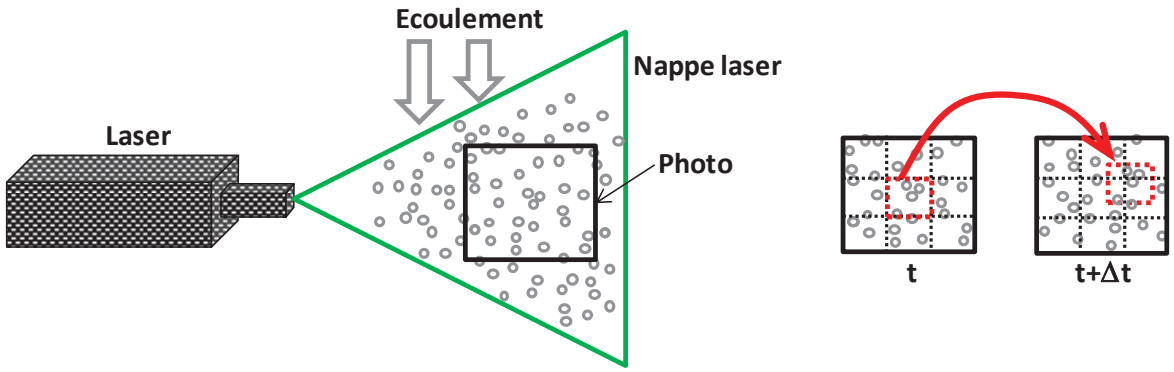


Figure 2.12: Schéma de principe de la PIV

Dans notre étude, nous avons positionné la nappe laser dans un plan diamétral vertical et la caméra a été réglée de façon à ce que son axe soit horizontal et parfaitement perpendiculaire à la nappe laser. On a donc accès aux deux composantes axiale et radiale de la vitesse. La caméra, le laser et le vérin déplaçant le piston sont synchronisés entre eux pour obtenir des déplacements de particules réels à des temps bien précis. Le facteur d'échelle des images a été déterminé en photographiant une mire positionnée dans le plan de mesure. Ce facteur d'échelle permet de passer de longueurs mesurées en pixels (photo) à des dimensions réelles.

La figure 2.13 présente un exemple de doublet d'images à partir duquel le champ de déplacement va être calculé.

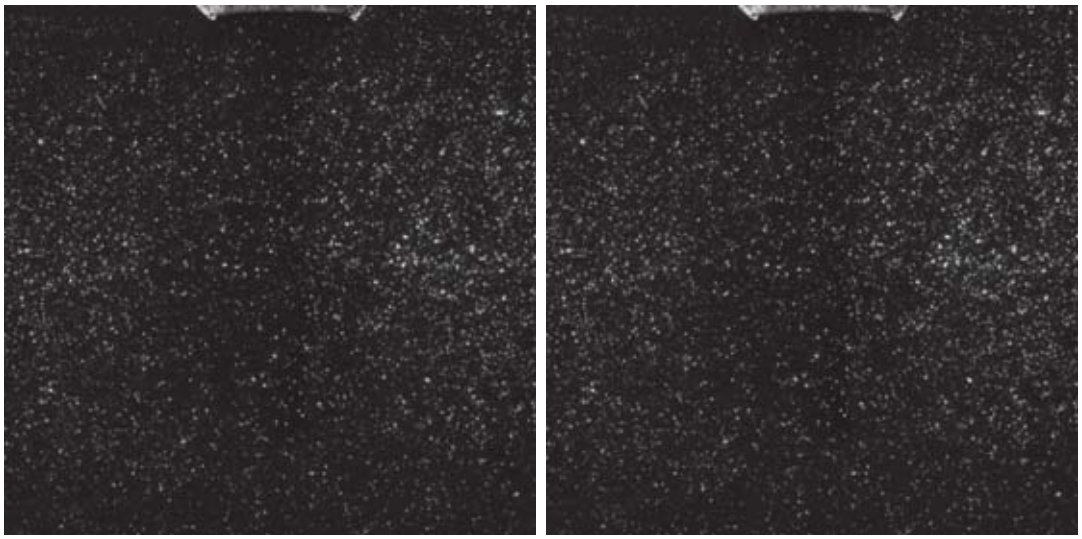


Figure 2.13 : Doublet d'images obtenu par deux impulsions laser

Selon les configurations, le calcul des déplacements peut se faire par auto ou par inter-corrélation des images. Des algorithmes plus ou moins élaborés permettent ensuite d'améliorer la précision de la mesure. Les images sont divisées en mailles, appelées zones d'interrogation, et pour chacune de ces zones on applique le calcul d'inter-corrélation afin de produire un vecteur de déplacement. Ce calcul de corrélation est effectué pour toutes les régions d'interrogation, et donne ainsi un champ vectoriel de déplacement des particules (voir la figure 2.14). On peut générer le champ instantané de vitesse par une simple division du vecteur déplacement obtenu sur le temps inter images (Δt).

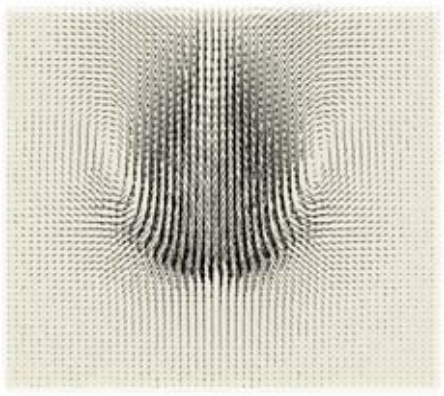


Figure 2.14: champs de vecteurs de déplacement résultant du doublet d'images de la figure précédente

Le temps inter images est choisi par rapport à la taille de la maille de calcul, le bon choix du Δt permet de faire des calculs d'inter-corrélation efficaces et précis. En général, le Δt idéal donne des vecteurs de déplacement qui sont d'environ un quart de la taille de la maille en pixels. Dans le champ résultant, les vecteurs de déplacement qui ne répondent pas à cette condition sont aussi pris en considération dans les calculs mais ils sont moins précis. Nous verrons au §2.6 comment ces données sont traitées pour améliorer la qualité des résultats.

2.5.2 Matériels

Dans cette étude la taille de la fenêtre d'acquisition n'est pas fixée. Elle est adaptée à chaque fois par rapport aux conditions d'expériences (nombre de Reynolds, viscosité, indice de comportement, seuil et élasticité des fluides). Pour les fluides newtoniens, la taille de la fenêtre d'acquisition est d'environ 75 mm x 75 mm alors qu'elle était un peu plus grande pour les fluides rhéofluidifiant parce qu'on a remarqué une diffusion de l'anneau plus importante. En fluide viscoplastique la fenêtre est à nouveau élargie afin de récupérer le maximum d'information sur la diffusion, l'entrainement du fluide au-dessus de la section d'injection et les écoulements tourbillonnaires secondaires.

Deux chaines PIV ont été utilisées : une chaine PIV classique avec une caméra CCD haute définition (PCO 2000, 2048 x 2048 pixels) et un laser Nd-YAG double cavité (Quantel, Twin Ultra 30, 30 mJ). Un laser plus puissant a également été utilisé pour les fluides rhéofluidifiants qui sont légèrement turbides (Quantel Twin CFR 200, 200 mJ). Enfin, en fluide viscoplastique, on a également utilisé une chaine PIV rapide constituée d'une caméra rapide (PCO HighDirectStart, 1024 x 1024 pixels) et d'un laser Quantronix (Darwin Duo, 30 mJ).

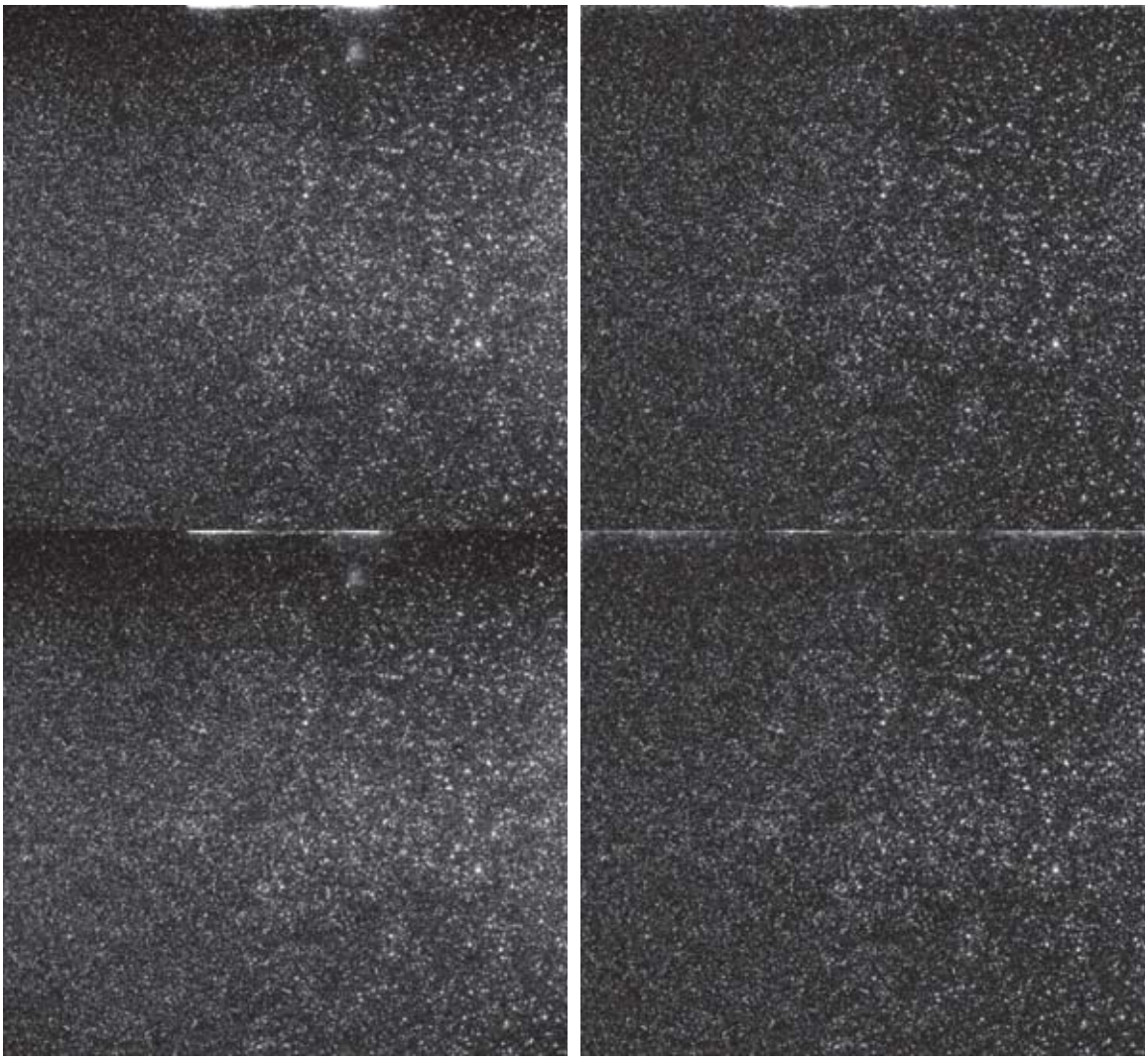
Le mode d'utilisation de la PIV classique permet d'avoir des séquences d'images en mode doublet avec un temps inter image réglable entre 1 et 68 ms et une fréquence maximale de 7 hz. La PIV rapide permet d'avoir des séquences d'images en mode séquentiel. Le temps inter images minimum est alors le temps entre deux images successives, soit *1/f* s. Ce dernier mode d'utilisation permet de choisir le temps inter images manuellement (un multiple de *1/f*) pour l'adapter aux vitesses à mesurer et aux zones d'écoulement étudiées. En pratique, les acquisitions ont été faites à 500, 250 et 125 Hz selon le régime d'écoulement.

2.6 Traitement des données

2.6.1 Pré traitement

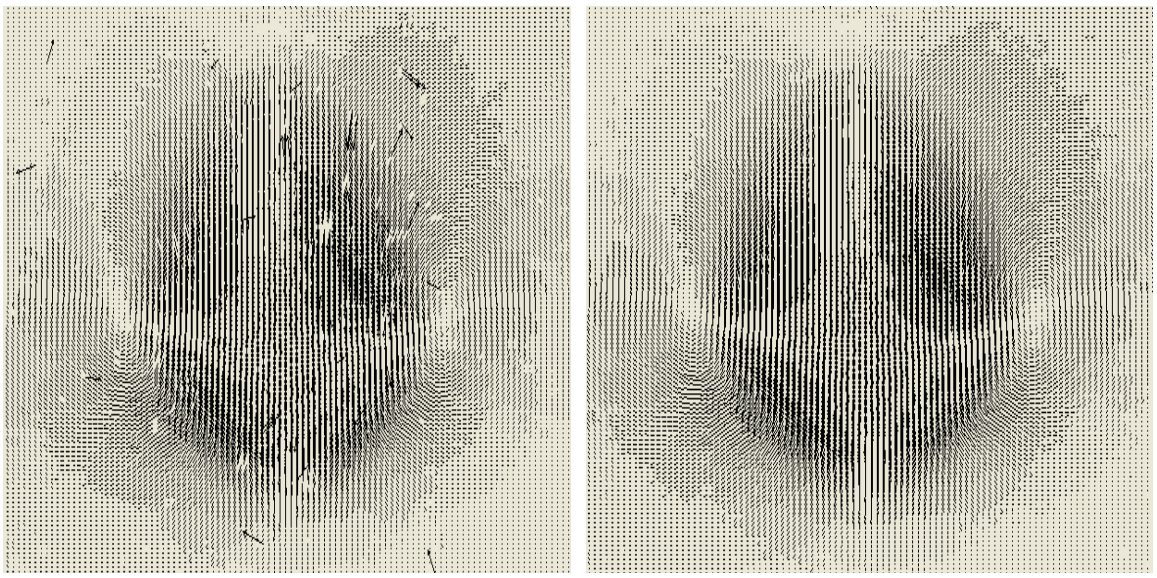
Pour améliorer la qualité des images brutes obtenues directement de la PIV, on effectue un pré traitement sous Matlab dont on a utilisé deux fonctions, une première pour corriger le niveau de gris et une seconde pour soustraire aux images les niveaux de gris moyen obtenus. Les images obtenues après ce pré traitement seront appelées « images traitées ».

Dans la figure 2.15 on présente la différence de qualité entre les images brutes et les images traitées. Les champs de vecteurs de déplacement résultant obtenus avec ou sans traitement d'images sont présentés sur la figure 2.16.



(a) ***(b)***

Figure 2.15: Doublets d'images avant pré-traitement (a) et après pré-traitement (b).



(a) ***(b)***

Figure 2.16: champs de déplacement obtenus sans pré-traitement (a), et avec pré-traitement (b)

2.6.2 Calcul des champs de vitesse

Les images pré traitées sous Matlab sont chargées sur PIVIS (logiciel de calcul PIV conçu au laboratoire; Maurel, 2000) pour lancer le traitement de résultats PIV. Le principe de calcul est détaillé dans la partie principe de la PIV (§ 2.5.1). Les résultats obtenus sur PIVIS sont des champs de vecteurs de déplacement rangés dans des fichiers de format "*.vep".

Taille de maille :

Les images sont donc découpées en mailles et le calcul d'inter-corrélation sur une maille permet de déterminer le déplacement moyen de celle-ci. L'application ne permet l'utilisation que de mailles carrées. Les tailles sont choisies parmi les éléments d'une liste comprenant les valeurs en pixels : *8x8, 16x16, 32x32, 64x64*. Dans notre cas, nous avons travaillé essentiellement avec des mailles 32x32 pixels.

Recouvrement :

Le recouvrement permet de sur-échantillonner une image. En plus du maillage initial jointif, on définit un maillage supplémentaire avec un taux de chevauchement des mailles adjacentes. Par défaut le recouvrement en abscisse et en ordonnée vaut 0.5, ce recouvrement est utilisé pour toute notre étude. Il peut varier de 0 (pas de recouvrement) à *1* non compris.

Les possibilités de calcul :

Il existe sur PIVIS trois modes de calcul qui utilisent l'algorithme de la transformée rapide de Fourier 2D. Les interpolations "sub-pixel" du pic de corrélation sont de type parabolique ou gaussien.

a) Calcul une passe :

C'est le calcul le plus rapide mais aussi le moins performant, il est utilisé pour

contrôler le bon fonctionnement de l'expérience au fur et à mesure des acquisitions et pour vérifier la valeur du déplacement maximal qui ne doit pas dépasser environ un quart de la taille de la maille. On ne fait qu'une seule itération, et la fonction d'inter corrélation est calculée à partir des mailles correspondantes dans chaque image. Un fit est appliqué au sommet du pic de corrélation. Aucun décalage de maille n'est pris en compte.

b) Calcul itératif sub-pixel :

C'est le mode qu'on a utilisé pendant toute notre étude. Sur une première itération, un calcul « une passe » est effectué avec une taille de maille supérieure à celle définie par l'utilisateur (étape prédicteur). Le résultat permet de décaler les mailles d'analyse sur l'image afin de conserver le maximum de motifs communs aux mailles des deux images. Ce procédé itératif est répété jusqu'à obtenir un déplacement infinitésimal des mailles. Cet offset "sub-pixel" implique une interpolation des images en fonction du décalage en valeurs réelles. L'intérêt est de centrer le pic de corrélation afin que son interpolation "sub-pixel" n'accentue pas l'effet de "peak-locking". L'interpolation des pics de corrélation est obtenue par un fit gaussien.

c) Calcul itératif avec déformation :

Ce mode est identique au "calcul itératif sub-pixel" mais avec une introduction de déformation d'images. Dans les écoulements avec des gradients de vitesse conséquents à l'échelle de la maille, la procédure itérative peut diverger en raison d'un mauvais résultat du prédicteur. Pour y remédier, une déformation est appliquée sur l'image lors des différentes passes. Puis la suite du calcul est identique au cas précédent en échantillonnant les images. Ce mode de calcul est coûteux en temps et ne s'avère adapté que dans le cas évoqué et pour des tailles de maille restreintes (16 pixels ou moins).

2.6.3 Post traitement, calcul Matlab

Une fois le calcul sur PIVIS terminé, on a obtenu les champs (*.vep) de vecteurs de déplacement pour chaque instant de la séquence. On passe alors à l'étape post traitement qui a été réalisée sous Matlab. Le but est d'utiliser ces champs de déplacement pour calculer les champs de vitesse correspondante et d'en extraire toutes les données qui nous intéressent.

Les expériences sont regroupées sous forme de « configurations », chaque configuration contient un certain nombre d'acquisitions identiques qui sont faites au même nombre de Reynolds dans le même fluide avec les mêmes paramètres (vitesse du piston, fréquence d'acquisition, temps inter-images, …etc.) afin de pouvoir faire une moyenne sur ces séquences. En général, cinq séquences sont effectuées pour chaque configuration. Ce calcul moyen va nous permettre d'obtenir des résultats fins et de meilleure qualité.

Un système de correction est mis en place afin d'enlever les vecteurs faux qui peuvent bruiter le calcul. Ce système est basé sur la comparaison du champ moyen obtenu et des champs instantanés utilisés pour son calcul.

Tout vecteur dans le champ instantané qui est inférieur ou supérieur de plus de 20% de la valeur du vecteur correspondant dans le champ moyen sera supprimé et remplacé par la moyenne de ses voisins. Ensuite, on prend ces nouveaux champs instantanés "corrigés" et on reprend le calcul du champ moyen final.

La figure 2.17 représente deux champs de vitesse et de vorticité obtenus en faisant le calcul, soit en utilisant une seule séquence, soit en faisant la moyenne sur plusieurs séquences avec enlèvement et remplacement des vecteurs faux. On peut observer facilement l'amélioration de la qualité des champs obtenus en moyennant sur plusieurs séquences d'acquisition.

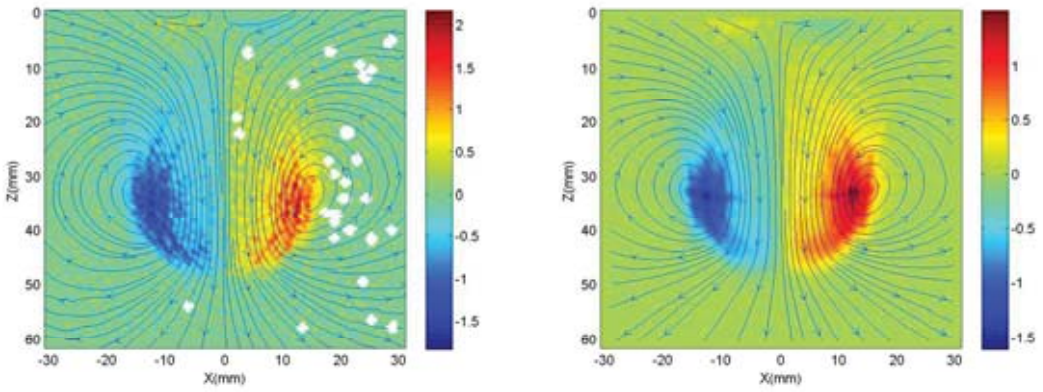


Figure 2.17: Champ de vorticité et lignes de courant. À gauche: séquence brute sans moyenne. À droite : moyenne de cinq séquences identiques

Dans quelques cas, notamment en fluide un peu turbide (Xanthane à des fortes concentrations), un lissage est appliqué sur les champs de vitesse. Ce lissage est une moyenne spatiale sur huit points. Les résultats obtenus après ce lissage ne sont pas pris en compte comme résultats quantitatifs mais seulement qualitatifs.

2.7 Exploitation des données

2.7.1 Les différentes grandeurs calculées

Une fois que les champs de vitesse moyens (fig.2.18-a) sont obtenus pour tous les instants dans une configuration donnée, on passe à l'exploitation de ces champs en calculant sous Matlab les grandeurs qui nous intéressent : vorticité, vitesse de cisaillement, viscosité…etc.

La vorticité et la vitesse de cisaillement sont calculées à partir des composantes du gradient de vitesse par les équations suivantes, qui tiennent compte de la symétrie de révolution :

$$\boldsymbol{\omega} = \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{\partial V_z}{\partial z} \qquad \textbf{(2.4)}$$

$$\dot{\gamma} = \sqrt{2\left(\frac{\partial v_r}{\partial r}\right)^2 + 2\left(\frac{v_r}{r}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r}\right)^2} \quad \textbf{(2.5)}$$

La viscosité dynamique du fluide est alors calculée à partir de la courbe d'écoulement $\eta = \eta(\dot{\gamma})$ du fluide utilisé lors de l'expérience.

La présentation de ces grandeurs est proposée sur la figure 2.18. Le champ de vitesse obtenu (fig.2.18-a) est calculé à partir du fichier « .vep » issu de PIVIS (vecteurs déplacement) par division par le temps inter images. On a utilisé ces champs de vitesse pour tracer les lignes de courant (fig.2.18-b) qui permettent de suivre la dynamique globale du tourbillon. Elles seront par la suite utilisées pour la détermination du centre du tourbillon qui sera détaillée dans la suite de ce chapitre.

La vorticité (fig.2.18-c) est un paramètre quantitatif très important dans notre étude. Elle permet de faire plusieurs comparaisons en termes physiques ou géométriques. La superposition du champ de vorticité et des lignes de courant peut donner une vue claire et détaillée sur la dynamique des anneaux tourbillonnaires (fig.2.18-d).

En fluide non newtonien, la vitesse de cisaillement est aussi un paramètre indispensable de notre étude. Elle nous permet de calculer la viscosité à partir des rhéogrammes et d'avoir ainsi une information sur les variations de viscosité entre les différentes régions par rapport à la dynamique imposée par l'écoulement (fig.2.18-e).

La connaissance des champs de vitesses axiales et radiales nous permet également d'extraire des profils de vitesse. Un exemple en est proposé sur la figure 2.18(f) avec un profil de vitesse axiale dans une section proche de la sortie du tube.

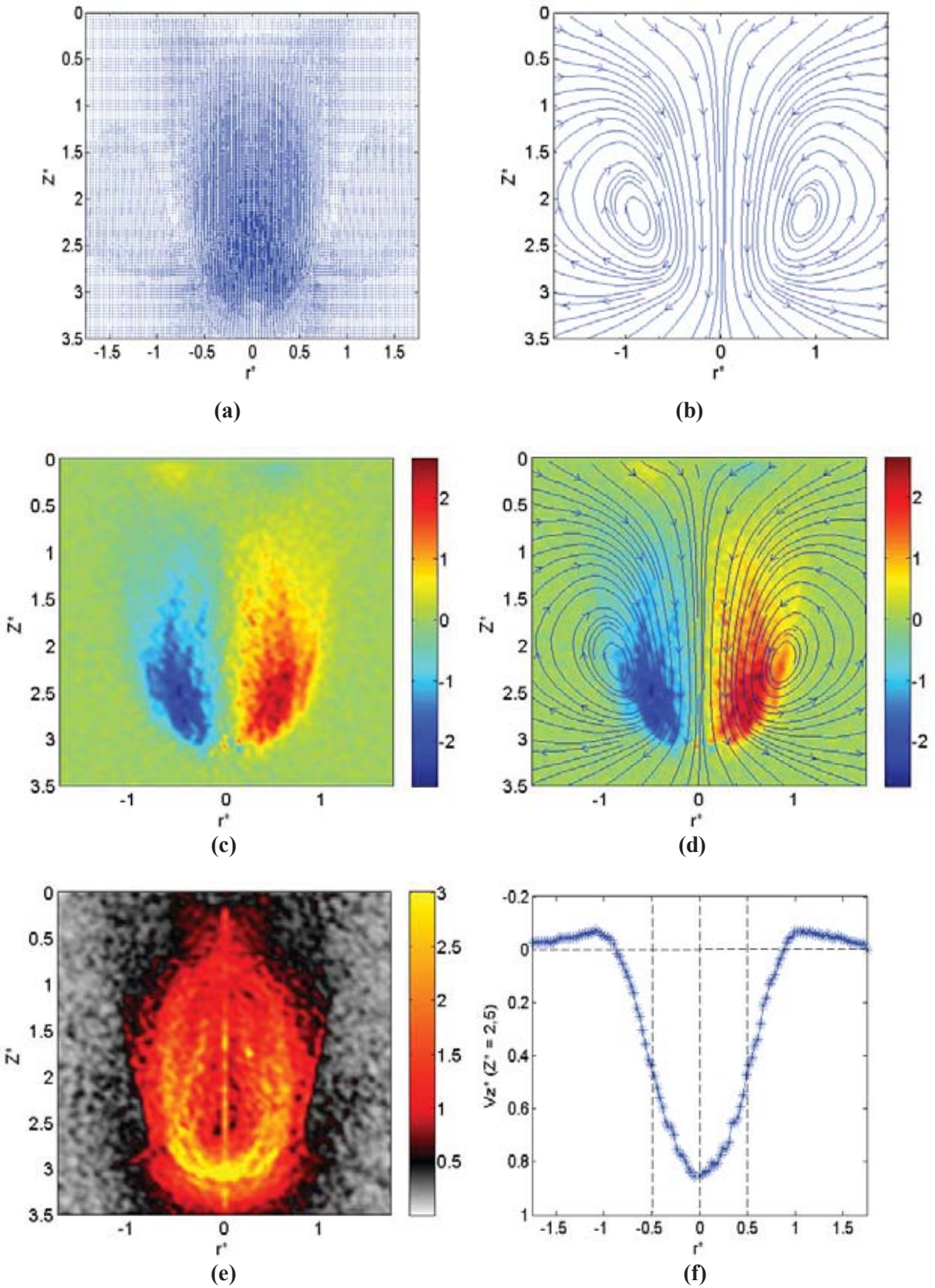


Figure 2.18: Exploitation des données PIV : résultats sur une solution de Xanthane 0.02% (n = 0,76) pour Re = 90 à t = 5. (a) : champ de vitesse, (b) : lignes de courant, (c) : champ de vorticité, (d) : champ de vorticité et lignes de courant superposés en repère fixe, (e) champ de vitesse de cisaillement en s^{-1}, (f) : profil de vitesse axiale $V_z^*(r^*)$ à Z* = 2,5*

2.7.2 Diamètres de l'anneau tourbillonnaire

L'étude est centrée sur les propriétés dynamiques (déplacement, vitesse de propagation, diffusion,…etc.) et géométriques (diamètre) des anneaux tourbillonnaires à différents nombres de Reynolds et pour différents comportements rhéologiques des fluides utilisés. Pour réaliser cette étude il est nécessaire de définir les centres de l'anneau (positions verticale et horizontale des deux pôles tourbillonnaires) afin de les utiliser comme paramètres de base dans le calcul des caractéristiques précédentes. Pour cela deux méthodes ont été utilisées :

Première méthode : la position de la vitesse maximale sur l'axe verticale $V_z^*(r^* = 0)$ est choisie comme position verticale du centre de l'anneau tourbillonnaire (Z_m^*) (fig.2.19). Les positions des extrémums de la vorticité situés sur l'axe horizontal perpendiculaire à cette position sont définies comme les centres de l'anneau tourbillonnaire, elles sont présentées avec des petits cercles sur la figure 2.20. On obtient ainsi un diamètre de l'anneau basé sur la vorticité et qui est appelé D_ω^*. Cette méthode permet d'estimer la vitesse de l'anneau.

Deuxième méthode : à partir de l'arrêt total du piston, un temps où on considère que l'anneau est lâché et se propage avec sa propre vitesse, les centres des deux pôles du tourbillon sont définis à partir des positions de la vitesse nulle dans le repère mobile lié à l'anneau (dans ce repère, la vitesse propre de l'anneau est soustraite de la vitesse globale de l'écoulement. Voir §2.7.3 pour le calcul de la vitesse de propagation de l'anneau). Ces nouvelles positions sont tracées avec des petits triangles sur la figure 2.20. Les champs sont présentés en repère fixe sur la figure 2.20(a) et en repère mobile sur la figure 2.20(b). Le diamètre obtenu, basé sur les lignes de courant dans le repère lié à l'anneau, est appelé D_{lc}^*.

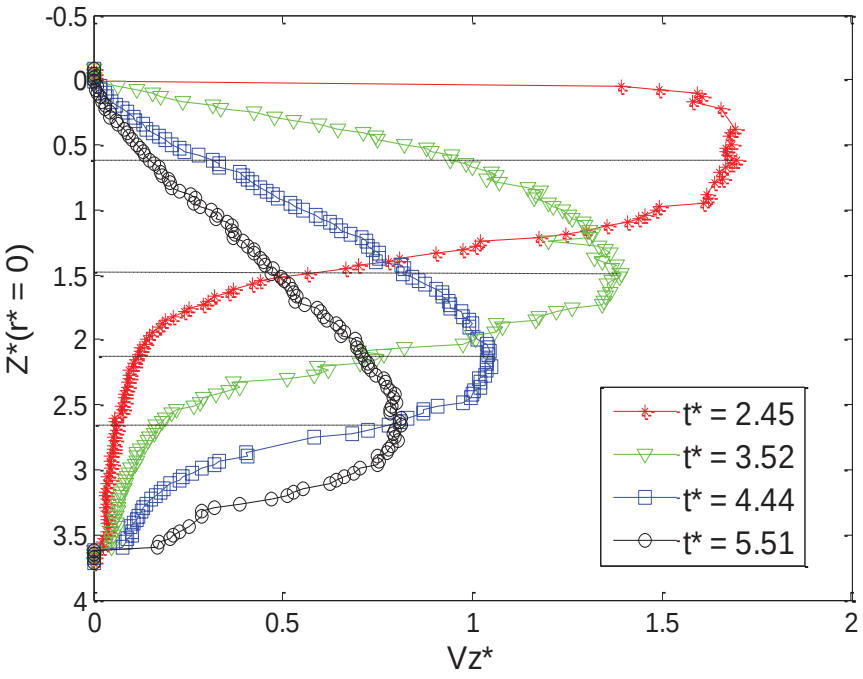
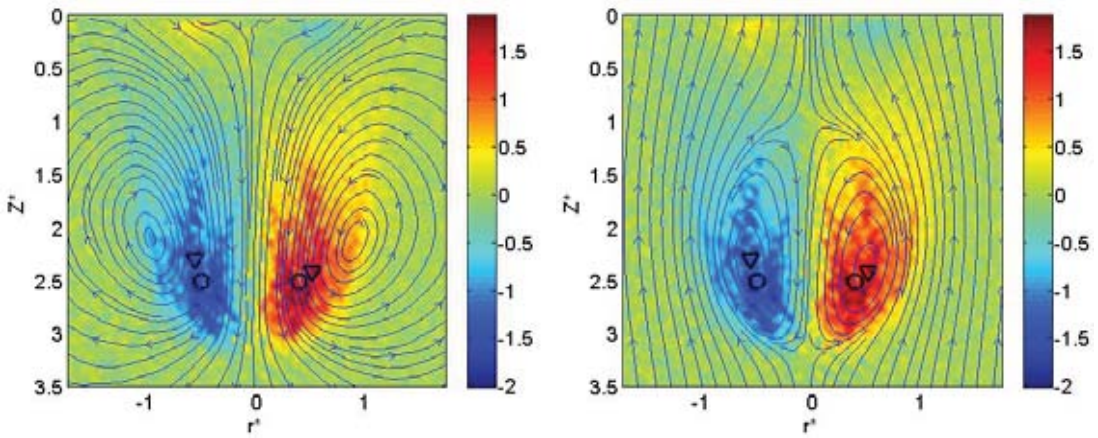


Figure 2.19 : profils de vitesse axiale V_z(r* = 0) suivant Z**



(a) *(b)*

Figure 2.20: Illustration des deux méthodes utilisées pour déterminer les caractéristiques de l'anneau tourbillonnaire dans le repère fixe (a) et dans le repère mobile associé à la translation de l'anneau (b). o : diamètre D^*_ω , ∇ : diamètre D^*_{lc}

2.7.3 Vitesse de propagation de l'anneau tourbillonnaire

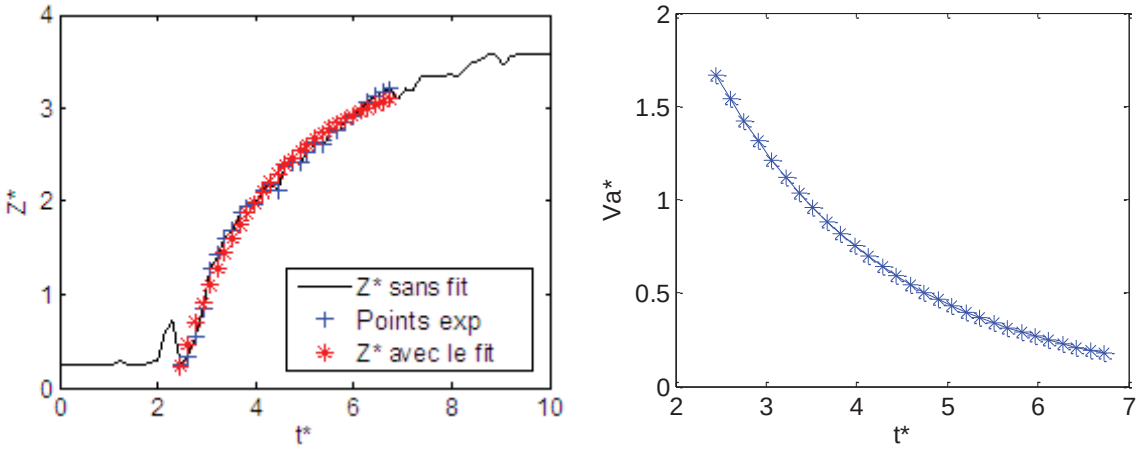
Une fois la position verticale du centre de l'anneau tourbillonnaire Z^*_m(t) déterminée (cf. §2.7.2), une fonction de type gaussienne est ajustée :

$$\boldsymbol{Z^*_m(t) = a * [1 - exp\left(-\frac{t-b}{c}\right)]} \quad \textbf{(2.6)}$$

Ayant modélisé le déplacement de l'anneau tourbillonnaire, sa vitesse est calculée en dérivant l'expression de Z^*_m(t)

$$\boldsymbol{V^*_a = \frac{dZ^*_m}{dt} = \frac{a}{c} * exp(-\frac{t-b}{c})} \quad \textbf{(2.7)}$$

c correspond au taux d'atténuation de la vitesse et b est l'origine des temps. La figure 2.21 présente la position en fonction du temps de l'anneau tourbillonnaire et la fonction ajustée et, figure de droite, la vitesse déduite de cet ajustement.



(a) *(b)*

Figure 21 : Position de l'anneau tourbillonnaire et son ajustement (a). La fonction analytique de la vitesse associée (b)

Ayant présenté le banc expérimental, les moyens de mesure mis en œuvre ainsi que les différentes méthodes utilisées lors de l'exploitation, nous allons maintenant présenter et analyser les résultats obtenus avec les différentes catégories de fluides mises en œuvre.

CHAPITRE 3

ANNEAUX TOURBILLONNAIRES EN FLUIDE NEWTONIEN

3 ANNEAUX TOURBILLONNAIRES EN FLUIDE NEWTONIEN

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux de l'étude de la génération, de la maturation et du développement des anneaux tourbillonnaires en fluide newtonien (eau et huile minérale) à différents nombres de Reynolds. La dynamique générale de ces structures d'écoulement tourbillonnaire est illustrée par des visualisations par colorant. La cinématique de ces tourbillons est ensuite détaillée par les profils de vitesse, les lignes de courant et les champs de vorticité obtenus par PIV. Ensuite, les principales caractéristiques de l'anneau tourbillonnaire sont montrées telles que sa trajectoire, son diamètre et sa vitesse de propagation. À la fin de ce chapitre, l'influence de la course d'injection sur la dynamique globale de l'écoulement à faible nombre de Reynolds est présentée.

3.1 Introduction

Beaucoup d'études sur les anneaux tourbillonnaires et leur stabilité existent dans la littérature, en commençant par les expériences classiques sur la génération des anneaux tourbillonnaires (Maxworthy, 1970 ; Didden 1979), en passant par les études des conditions et de systèmes d'injection (Gharib et al, 1998) et en finissant par les nouvelles approches sur l'instabilité des anneaux tourbillonnaires (Maxworthy, 1972 ; Widnall et al, 1974 ; Widnall et al, 1977 ; Dazin, 2006). Mais il existe peu de travaux sur ce type d'écoulement à faible nombre de Reynolds. C'est pour cela que cette étude est mise en place afin de donner une idée générale sur la dynamique globale de ces structures tourbillonnaires à bas *Reynolds*. Dans un premier temps et dans le but d'explorer la gamme de nombres de Reynolds les plus bas accessibles et d'avoir quelques résultats qualitatifs sur le sujet, des expériences de visualisation par colorant (§ 2.3) sont réalisées. Par la suite les expériences ont été prolongées en utilisant la Vélocimétrie par Image de Particule (§ 2.5) qui est un système de mesure plus performant et plus précis. Les résultats que l'on présente dans cette partie ont été réalisés généralement avec un rapport course/diamètre d'injection $L_p/D_p = 3$. Les expériences de Palacios-Morales (2010) ont montré qu'à faible ratio, il n'y a qu'un seul anneau tourbillonnaire généré. Deux ou plusieurs anneaux successifs sont générés pour des rapports un peu plus importants mais dans ce chapitre on va s'intéresser surtout à la génération, au détachement et à l'évolution d'un seul anneau tourbillonnaire à faible nombre de Reynolds, c'est la raison pour laquelle le rapport L_p/D_p est fixé à 3 pour la plupart des expériences. Toutefois une expérience avec un rapport égal à 4,5 sera également présentée afin de proposer un début d'exploration de l'influence de ce paramètre.

3.2 Visualisation par colorant

La visualisation par colorant permet d'avoir une description qualitative de la naissance, de la maturation et du développement des anneaux tourbillonnaires en fluide newtonien et d'explorer les nombres de Reynolds les plus bas accessibles dans cette configuration et avec cette technique. Pendant ces expériences, la caméra a été synchronisée avec le mouvement du piston ce qui permet d'avoir une origine des temps précise (choisie comme étant l'instant de démarrage du piston). Le rapport course/diamètre utilisé dans cette partie est égale à 3, ce qui correspond au temps adimensionnel de l'arrivée du piston à la partie basse du cylindre ($t^* = 3$). Le mélange de peinture utilisé permet de faire plusieurs séquences. L'intervalle qui temps qui sépare celles-ci est d'environ 20 minutes afin de retrouver un état de repos au début de chaque séquence.

La figure 3.1 représente les résultats de visualisation obtenus pour un nombre de Reynolds égal à 400 à différents instants adimensionnés. Les résultats montrent que les phases classiques d'enroulement/détachement présentes dans la littérature (Maxworthy, 1970 ; Didden, 1979 ; Gharib et al, 1998 ; Dazin et al, 2006 ; Ali et al, 2008) sont observées. À $t^* = 1$, une nappe de vorticité axisymétrique est née et commence à s'enrouler sur elle-même

pour créer le cœur ou le noyau de l'anneau tourbillonnaire. Cette structure continue son enroulement sur toute la durée où le piston est en mouvement, c'est la phase de génération.

Après l'arrêt du piston et donc l'arrêt de l'injection de vorticité au niveau de la paroi interne du cylindre, la phase de détachement est observée, l'anneau tourbillonnaire se détache du cylindre et on observe une deuxième structure tourbillonnaire qu'on appelle le tourbillon d'arrêt ou tourbillon de piston (Allen et al, 2002) qui se développe à la partie basse du cylindre (visible à $t^* = 3$).

Dans un second temps, ce tourbillon d'arrêt passe à travers l'anneau principal (à $t^* = 4{,}5$) avec une vitesse plus élevée et participe à la construction de la forme finale de l'anneau tourbillonnaire, qui, dans ce régime n'est plus un filament circulaire comme présenté dans la littérature pour les grands nombres de Reynolds (Donnelly et al, 2008 ; Dazin et al, 2006). Après cette phase de construction, l'anneau tourbillonnaire se développe en termes de géométrie ; il grandit en diamètre et notamment en épaisseur jusqu'à ce qu'il prenne une forme de boule ressemblant au tourbillon de Hill (Lim et Nickels, 1995). Ce dernier est présenté dans le premier chapitre (§ 1.1.3).

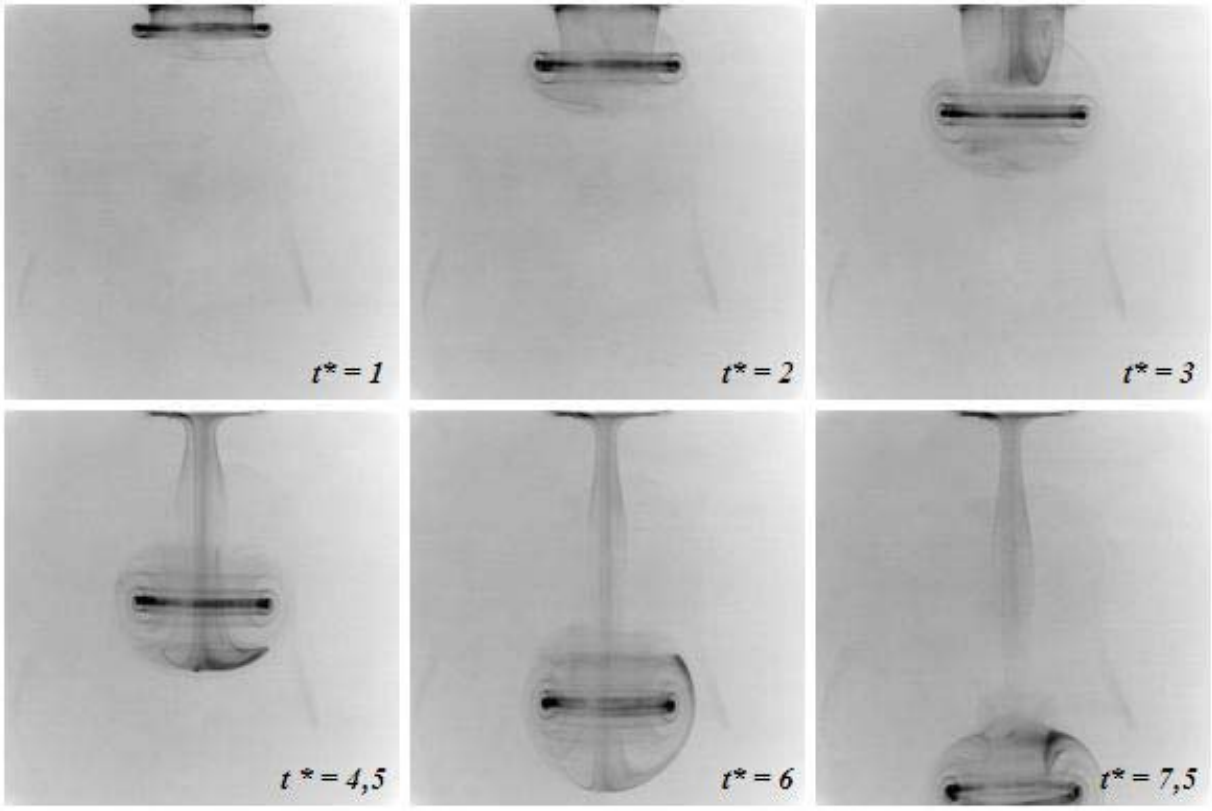


Figure 3.1 : Visualisation d'un anneau tourbillonnaire par colorant dans l'eau à Re = 400 pour différents instants adimensionnels

La figure 3.2 représente les résultats obtenus lors de la visualisation par colorant menée dans l'eau à différents instants adimensionnels et pour différents nombres de Reynolds. Les phases d'enroulement de la nappe tourbillonnaire en sortie de piston et le détachement de l'anneau tourbillonnaire sont bien visibles pour les plus grands nombres de Reynolds, de 90 à 400.

On observe que le degré d'enroulement diminue avec le nombre de Reynolds et l'anneau lui-même devient très difficile à mettre en évidence pour les plus faibles valeurs du Reynolds, soit 60.

On remarque que le tourbillon d'arrêt n'est présent que pour les nombres de Reynolds élevés ($Re \geq 190$). Cette absence sur les plus faibles nombres de Reynolds peut être due à la faiblesse de la nappe de vorticité dans la couche limite sur les parois internes du cylindre au moment d'injection car à ce régime on a des vitesses qui sont relativement faibles (0,45 cm/s pour $Re = 60$ par exemple).

Pour permettre de quantifier ce changement et mieux comprendre ce qui se passe à ce régime d'écoulement, les expériences ont été poursuivies dans une deuxième phase en utilisant la technique de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Afin d'explorer les faibles nombres de Reynolds, cette partie de l'étude a été réalisée avec une huile minérale qui a une viscosité environ 30 fois la viscosité de l'eau. Les résultats obtenus sont présentés dans la suite de ce chapitre.

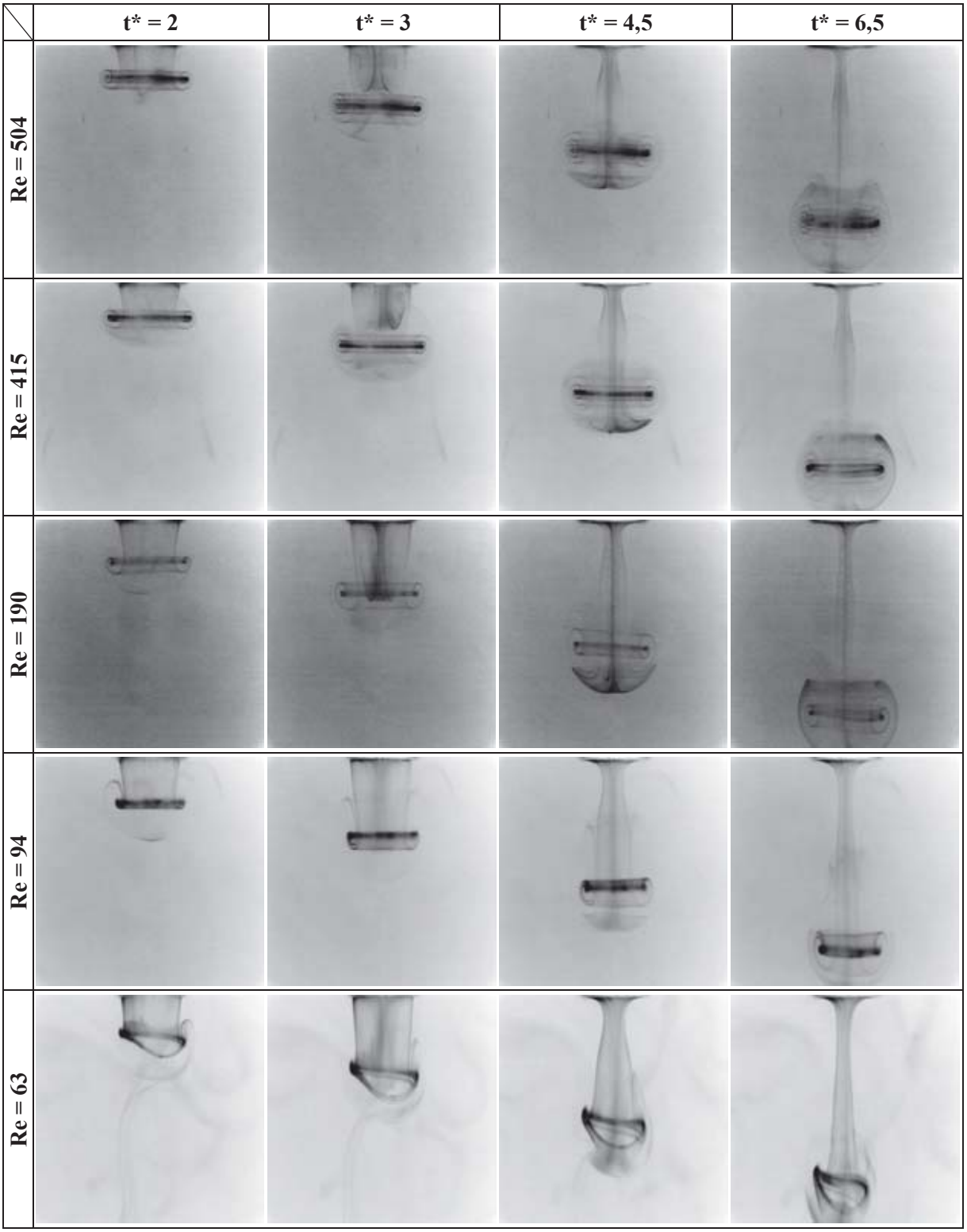


Figure 3.2 : Visualisation par colorant en fluide newtonien (eau). Précision sur les temps adimensionnels : ±0.08

3.3 Cinématique et champs de vorticité

3.3.1 Champs de vorticité et lignes de courant

La figure 3.3 présente les champs de vorticité et les lignes de courant superposés obtenus par PIV dans l'huile minérale. Ces champs sont présentés à différents instants adimensionnels pour différents nombres de Reynolds, soit 90, 60, 45, 30 et 15. La vorticité est adimensionnée par le temps de référence D_p/V_p. Les paramètres Z^* et r^* représentent respectivement la variable verticale (axiale) Z et la variable radiale r adimensionnées par D_p. Les champs sont présentés à des temps adimensionnés identiques, à ±2,7% près à l'exception du cas $Re = 15$ où le temps adimensionnel maximal qu'il a été possible d'atteindre est $t^* = 5{,}51$. Les champs figurant sur la figure 3.3 sont présentés dans le repère fixe.

Comme le rapport course/diamètre est relativement faible ($L_p/D_p = 3$), l'injection permet d'obtenir un seul anneau tourbillonnaire dans cette configuration comme observé par Morales (2010) pour des nombres de Reynolds entre 1100 et 1200.

Les résultats obtenus montrent que le niveau de vorticité diminue lorsque le nombre de Reynolds diminue, tout comme la vitesse de propagation. On peut observer qu'on a plus de diffusion et de dilatation de l'anneau tourbillonnaire et que le diamètre est sensiblement plus grand pour les régimes faiblement inertiels. Pour un Reynolds égal à 15, le détachement de l'anneau tourbillonnaire du cylindre n'est pas bien observé.

La figure 3.4 représente la même configuration que la figure 3.3 mais avec des quantités calculées dans le repère mobile (repère de l'anneau tourbillonnaire), où la vitesse de l'anneau a été soustraite de la vitesse globale de l'écoulement. Ces calculs en repère mobile ne peuvent être faits que pour les cas $t^* > 3$ car c'est après le détachement que l'anneau se propage avec sa propre vitesse. Les lignes de courant ne sont donc pas représentées sur les champs de vorticité pour les temps t^* inférieurs à 3.

L'augmentation de la diffusion aux faibles nombres de Reynolds qui a été remarquée sur la figure 3.3 est plus visible sur la figure 3.4 sur l'observation du diamètre défini par les lignes de courant en repère mobile. Ces dernières forment la structure de l'anneau tourbillonnaire qui englobe plus de quantité de matière dans cette configuration.

Nous reviendrons sur ces résultats et observations au paragraphe 3.4 pour mieux comprendre ce changement de régime à très bas Reynolds ($Re = 15$) et conclure quant au détachement de l'anneau tourbillonnaire dans ce cas.

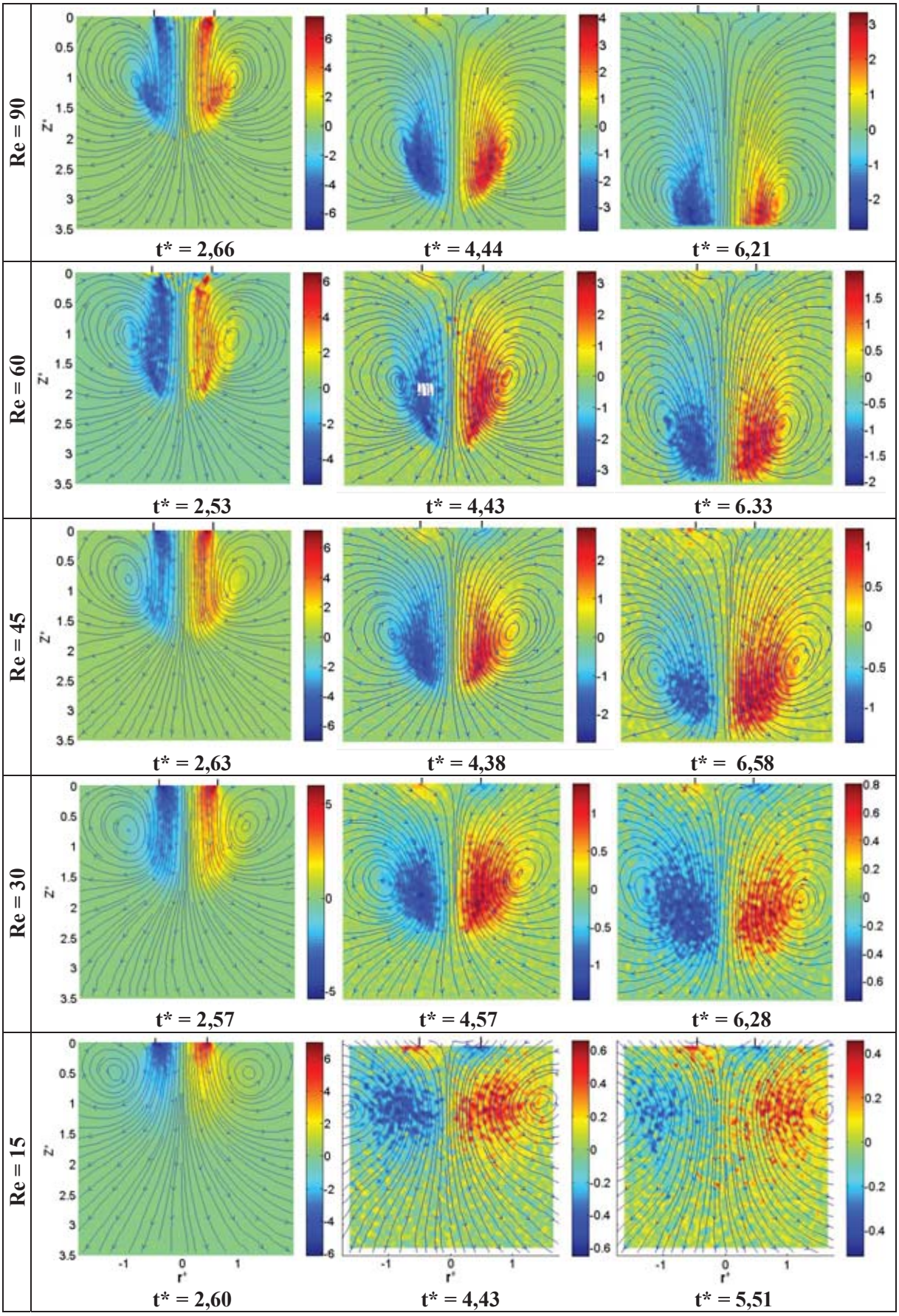


Figure 3.3 : Champs de vorticité et lignes de courant pour différents nombres de Reynolds et à différents instants adimensionnels en repère fixe.

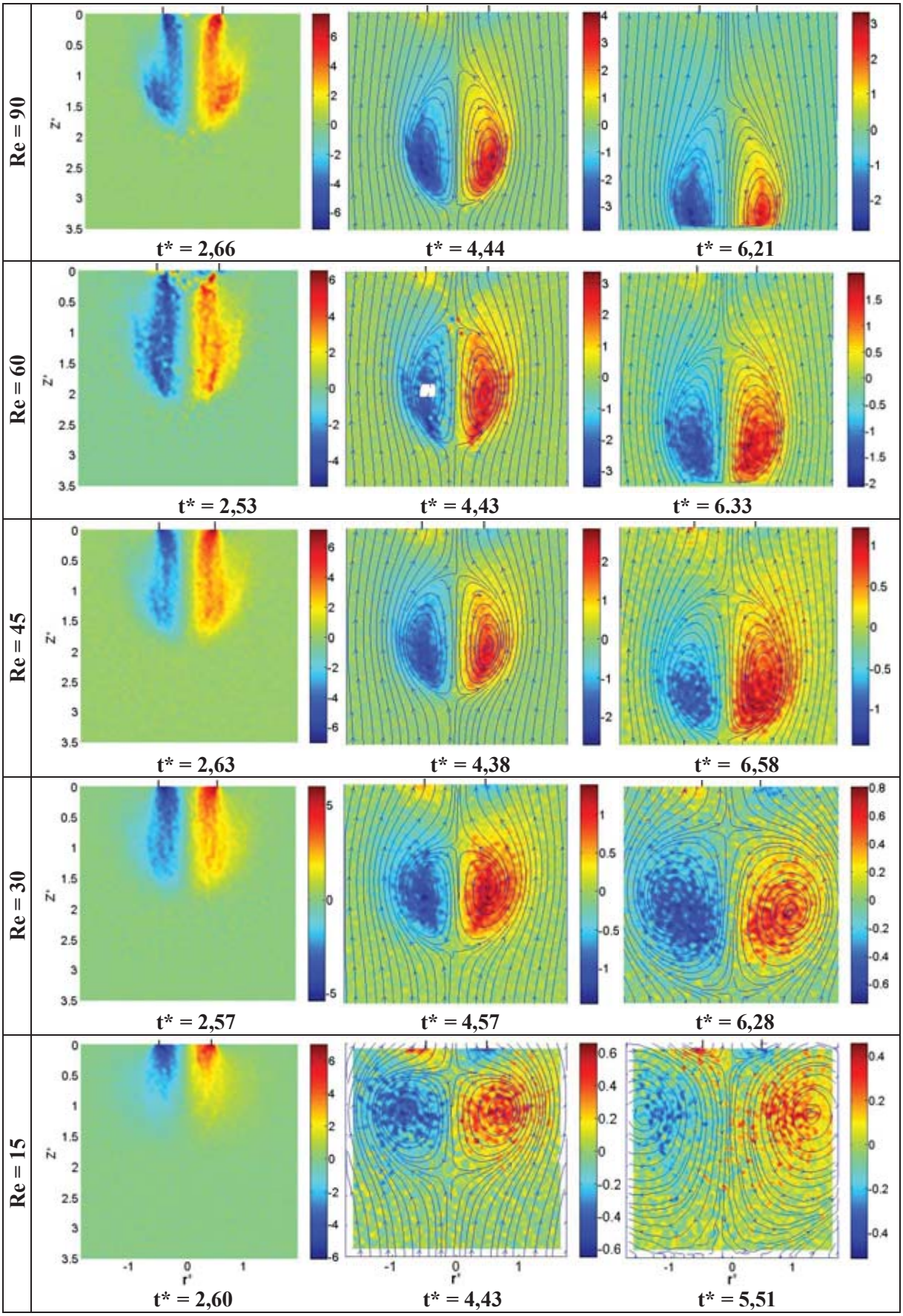
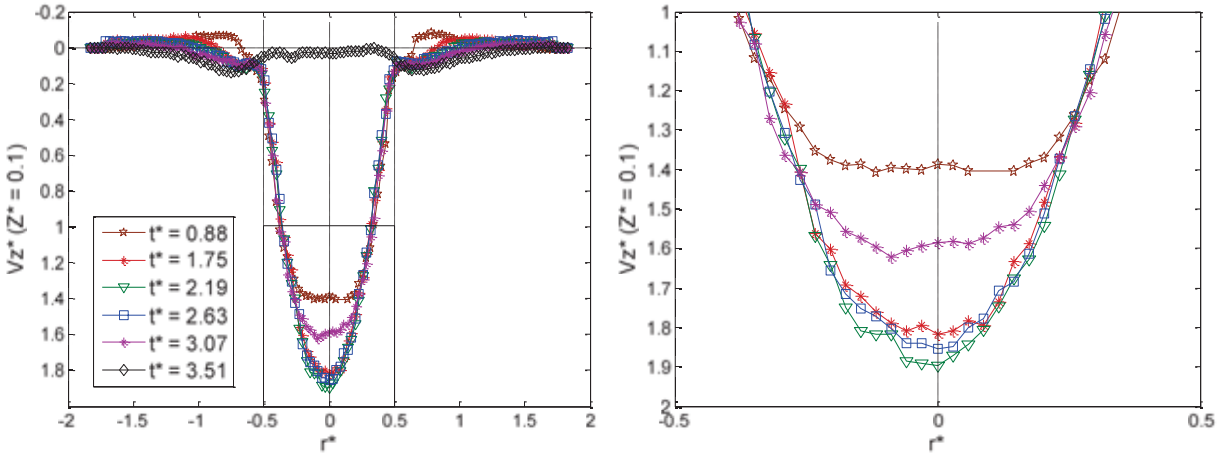


Figure 3.4 : Champs de vorticité et lignes de courants pour différents nombres de Reynolds et à différents instants adimensionnels en repère mobile.

3.3.2 Profils de vitesse

La figure 3.5 représente les profils de vitesse à la sortie de tube à différents temps adimensionnés. Les mesures permettent d'accéder à tout l'historique du profil de vitesse pour des temps adimensionnés compris entre 0,88 et 3,51 (fig.3.5). En revanche, la fréquence d'acquisition étant trop faible, il n'a pas été possible d'avoir une acquisition juste avant l'arrêt du piston, c'est à dire pour un temps très proche de 3 mais inférieur pour lequel on attend un profil quasi-uniforme comme au démarrage



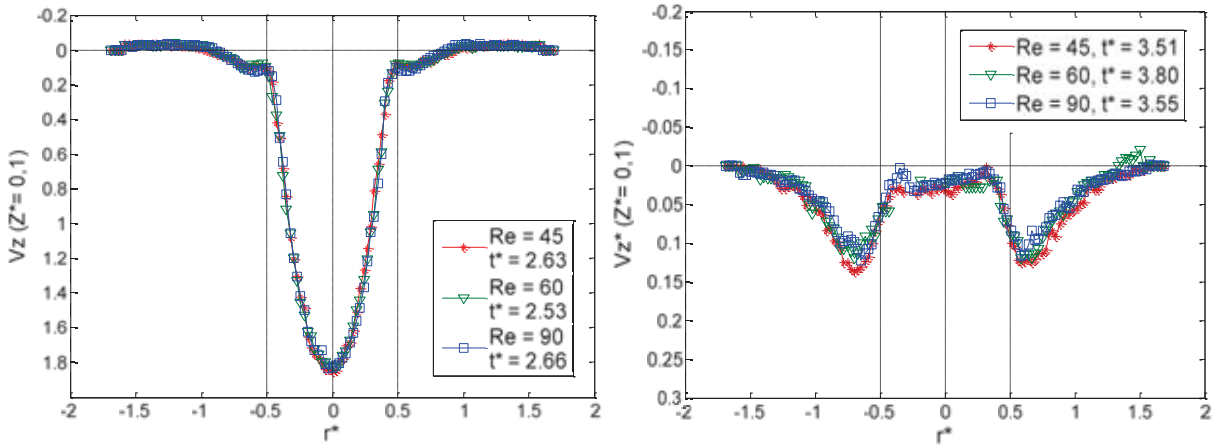
(a) *(b)*

Figure 3.5 : Profils de vitesse à la sortie de cylindre pour Re = 45 à différents instants adimensionnels. (a) : Profils complets, (b) : Agrandissement de la partie encadrée

Durant la course du piston ($t^* \leq 3$), le profil de vitesse du jet en sortie de tube est très proche d'un profil parabolique de Poiseuille pour les temps adimensionnés entre 1,75 et 2,63 (fig.3.5-a), avec un maximum de vitesse sur l'axe proche de la valeur théorique 2 (fig.3.5-b). Au contraire, on s'attend à ce que le profil de vitesse en sortie du tube diffère du profil parabolique et corresponde à un profil quasi-uniforme d'une part au démarrage du piston ($t^* = 0.88$ par exemple), alors que la couche limite en paroi ne s'est pas encore développée aux temps courts, et d'autre part à la fin de la course du piston lorsque celui-ci arrive à l'extrémité du tube (t^* proche de 3). Ce type de profil n'est pas observé sur ce dernier instant disponible : $t^* = 2.63$; au dernier instant disponible avant l'arrêt du piston le profil est toujours d'allure nettement parabolique.

Pendant la course du piston, on remarque que le jet en sortie de tube entraine du fluide extérieur au tube, pour r^* compris entre 0,5 et 0,7 environ. L'effet de sillage dû à la paroi du tube n'est pas visible ici car le profil n'est pas mesuré exactement à la sortie mais à une distance en aval d'environ un dixième de diamètre ($Z^* = 0.1$). À l'arrêt du piston ($t^* = 3.07$) le profil est encore quasi parabolique mais la vitesse maximale sur l'axe a déjà perdu 15% de sa valeur (fig3.5-b). Quel que soit l'instant après l'arrêt complet du piston, le profil en sortie est nul. Seul subsiste de manière significative l'entrainement de fluide externe au tube pour r* compris entre 0,5 et 1 environ.

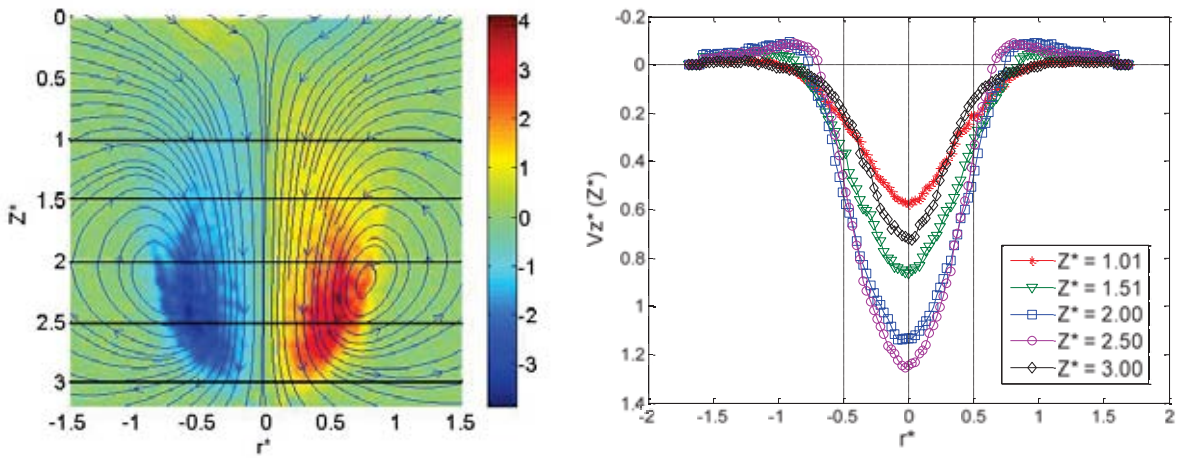
À environ 85% de la course du piston, les mesures montrent que le profil en sortie est indépendant du nombre de Reynolds (fig.3.6-a), que ce soit pour la forme parabolique du jet sortant du cylindre ($-0.5 < r^* < 0.5$) ou pour l'intensité et la forme de l'écoulement pour $r^* > 0.5$ qui correspond à l'entrainement du fluide à l'extérieur du cylindre. Cette partie joue un rôle important dans la création de la nappe de vorticité. Les mêmes conclusions d'indépendance du profil vis-à-vis du nombre de Reynolds s'imposent après l'arrêt du piston (fig.3.6-b pour $t^* = 3.60$ environ).



(a) *(b)*

Figure 3.6 : Profils de vitesse à la sortie du cylindre pour différents nombres de Reynolds aux mêmes instants adimensionnels. (a) : t = 2,60±0,07, (b) : t* = 3,60±0,2*

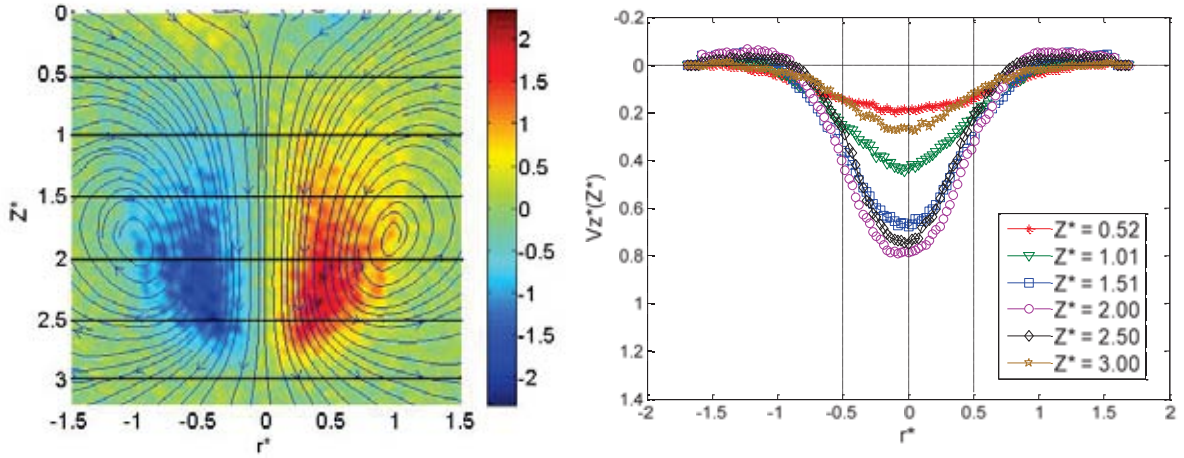
Les profils de vitesse V_z* pour plusieurs valeurs de Z* et pour un nombre de Reynolds égal à 90 et $t^* = 5.33$ sont présentés sur la figure 3.7. Les lignes horizontales sur la figure de gauche représentent les cotes Z* où les profils sont tracés. La valeur maximale de vitesse axiale se trouve à une position $Z^* = 2.5$ ici. Cet extremum de vitesse est utilisé pour localiser la position verticale de l'anneau tourbillonnaire.



(a) *(b)*

Figure 3.7 : Champs de vitesse pour Re = 90 à différentes positions Z. (a) : Champs de vorticité et lignes de courant superposés à t* = 5,33 ; (b) : Profils de vitesse associés*

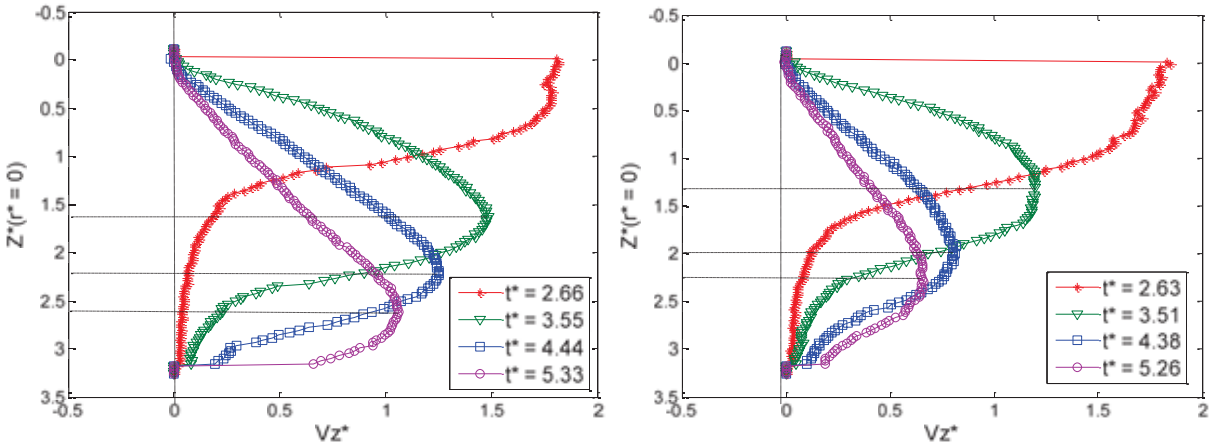
Les mêmes conclusions s'imposent sur la figure 3.8 qui représente le champ de vitesse V_z* pour plusieurs valeurs de Z* pour un nombre de Reynolds égal à 45 et à t* égal à 5,44. À ce nombre de Reynolds les vitesses sont relativement faibles au même instant adimensionné, et le ralentissement lié à la diffusion visqueuse est effectivement supérieur à celui observé à $Re = 90$.



(a) ***(b)***

Figure 3.8 : Champs de vitesse pour Re = 45 à différentes positions Z. (a) : Champs de vorticité et ligne de courant superposés à t* = 5,44 ; (b) : Profils de vitesse associés*

Les profils verticaux de la vitesse axiale Vz* (Z*, $r^* = 0$) sont présentés sur la figure 3.9 à deux nombres de Reynolds différents (90 et 45). Les lignes horizontales tracées sur les deux figures représentent les positions des vitesses verticales maximales observées sur chaque profil. C'est à partir de ces vitesses que l'on détermine la position de l'anneau tourbillonnaire à chaque instant, puis qu'on en déduit ensuite sa vitesse de propagation. Les vitesses verticales et la vitesse de translation de l'anneau diminuent avec le temps et avec le nombre de Reynolds.



(a) ***(b)***

Figure 3.9 Profils verticaux de la vitesse verticale V_z (Z*, r* = 0) à différents instants adimensionnels. (a) : Re = 90, (b) : Re = 45*

L'effet de la diffusion visqueuse sur la structure de l'anneau tourbillonnaire est représenté sur la figure 3.10. Les profils sont tracés dans le cœur de l'écoulement sur l'axe $Z^* = Z_m^*$, Z_m^* étant la position de la vitesse verticale maximale (voir fig.3.9). Cet effet de diffusion se manifeste au cours du temps par une décroissance de la vitesse sur l'axe et par une atténuation des gradients de vitesse associée à un étalement radial de la structure.

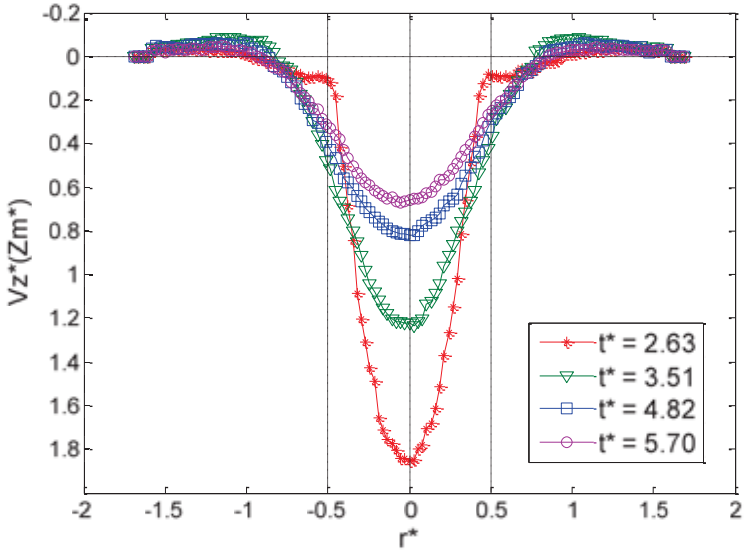


Figure 3.10 : Profils transversaux de vitesse axiale dans l'anneau tourbillonnaire en $Z^* = Z_m^*$ à différents instants, Re = 45.

La diffusion visqueuse est aussi manifeste en comparant au même instant adimensionné les profils de vitesse dans l'anneau tourbillonnaire pour différentes valeurs de nombre de Reynolds (fig.3.11). Plus le nombre de Reynolds est faible et plus la diffusion est efficace, ce qui se traduit par une vitesse maximale sur l'axe plus faible, des gradients de vitesse moins prononcés, et une structure légèrement plus étalée.

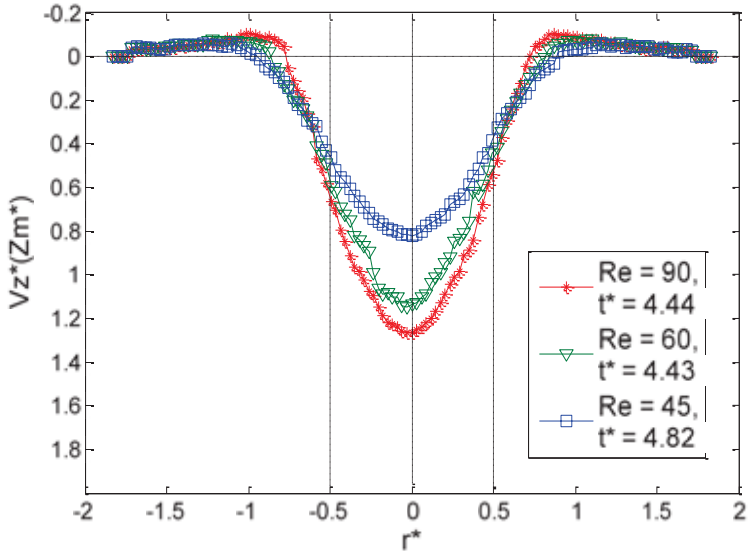


Figure 3.11 : Profils transversaux de vitesse axiale dans l'anneau tourbillonnaire en $Z^* = Z_m^*$ pour différents nombres de Reynolds et à des instants comparables

3.4 Caractéristiques de l'anneau tourbillonnaire

3.4.1 Déplacement et vitesse de translation

L'évolution temporelle de la position et de la vitesse de propagation de l'anneau tourbillonnaire à différents nombres de Reynolds est présentée sur la figure 3.12. La position (fig.3.12-a) a été repérée par la cote de la vitesse verticale maximale (voir fig.3.9) et la vitesse de propagation est calculée à partir d'une fonction exponentielle modélisant l'évolution de $Z_m^*(t^*)$. Les courbes sont présentées à partir de $t^* = 3$ qui est le temps à partir duquel on peut utiliser cette méthode de calcul, c'est-à-dire à partir de l'instant où on peut définir la vitesse de propagation de l'anneau tourbillonnaire.

La vitesse de propagation initiale est à peu près égale à 1,2 fois la vitesse moyenne du piston pour presque tous les nombres de Reynolds sauf pour $Re = 15$ où la vitesse est proche de 1,5 fois la vitesse du piston. On observe donc ici une différence notable avec les observations rapportées dans les études effectuées aux grands nombres de Reynolds où la vitesse initiale de propagation est égale à environ la moitié de la vitesse d'injection (Baird et al, 1977 ; Sullivan et all 2008).

Sur la durée d'observation reportée ici, la vitesse de propagation (fig3.12-b) diminue avec le temps quel que soit le nombre de Reynolds. Cette décroissance de la vitesse est plus importante pour les plus faibles *Re*.

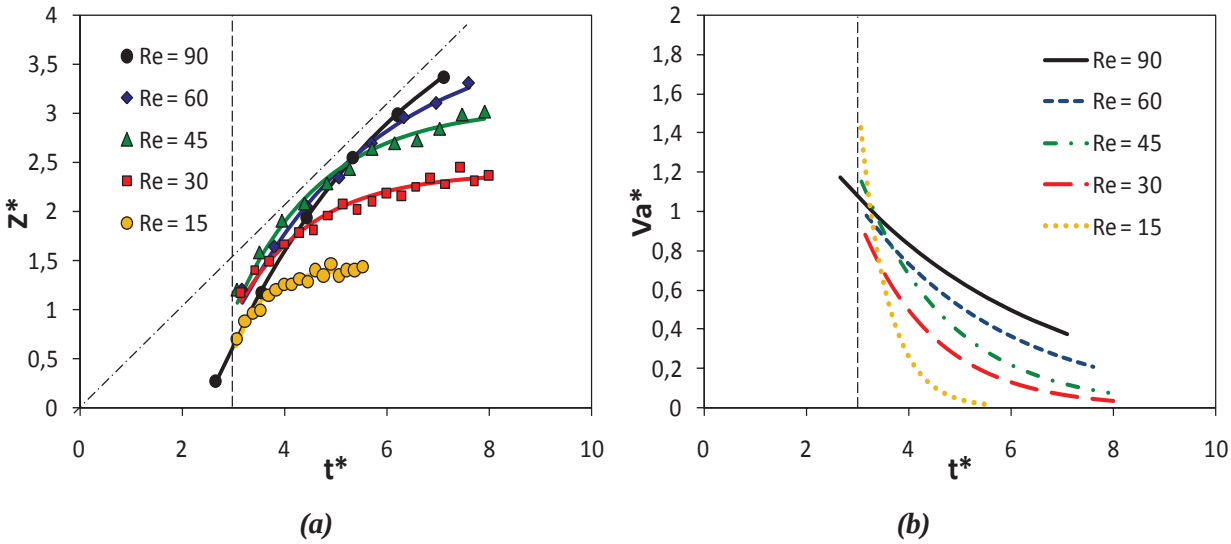


Figure 3.12 : Déplacement et vitesse de translation de l'anneau tourbillonnaire. (a) : Déplacement, (b) : Vitesse de translation

3.4.2 Diamètre de l'anneau tourbillonnaire

L'évolution temporelle du diamètre de l'anneau tourbillonnaire est représentée sur la figure 3.13 pour différents nombres de Reynolds. Deux diamètres différents sont utilisés pour caractériser l'anneau : le premier, D_ω*, est défini à partir des lieux de vorticité minimum et maximum sur l'axe horizontal à la cote Z_m* (fig.3.13-a). Le second, D_{lc}*, est défini à partir des positions de vitesse nulle dans le repère mobile (soit les centres des lignes de courant dans le repère de l'anneau tourbillonnaire) (fig.3.13.-b).

Pour le diamètre basé sur la vorticité, D_ω^*, après l'arrêt du piston ($t^* \geq 3$) et pour la plus grande valeur du nombre de Reynolds ($Re = 90$), on observe qu'il reste à peu près constant, proche de 1 après une faible croissance transitoire. On observe par contre une augmentation progressive dans le temps du diamètre de l'anneau pour les plus faibles valeurs de Reynolds, d'autant plus marquée que *Re* est faible.

Pour le diamètre D_{lc}^* basé sur les lignes de courant dans le repère lié à l'anneau, les calculs de diamètre ne peuvent être réalisés qu'après l'arrêt du piston. Les premières valeurs de ce diamètre commencent à 0,9 environ du diamètre du cylindre. Ensuite, une tendance croissante pour tous les nombres de Reynolds est observée.

D_{lc}^* est à peu près égal au diamètre basé sur la vorticité D_ω^* pour des temps adimensionnels inférieurs à 4 (fig.3.14). En revanche, plus on avance dans le temps plus le diamètre basé sur les lignes de courant s'écarte du diamètre D_ω^*, et ceci est d'autant plus vrai que le Reynolds est faible. Si on considère le cas Re = 15, à $t^* = 5.50$, D_ω^* est égal à 2 et D_{lc}^* à 2,5.

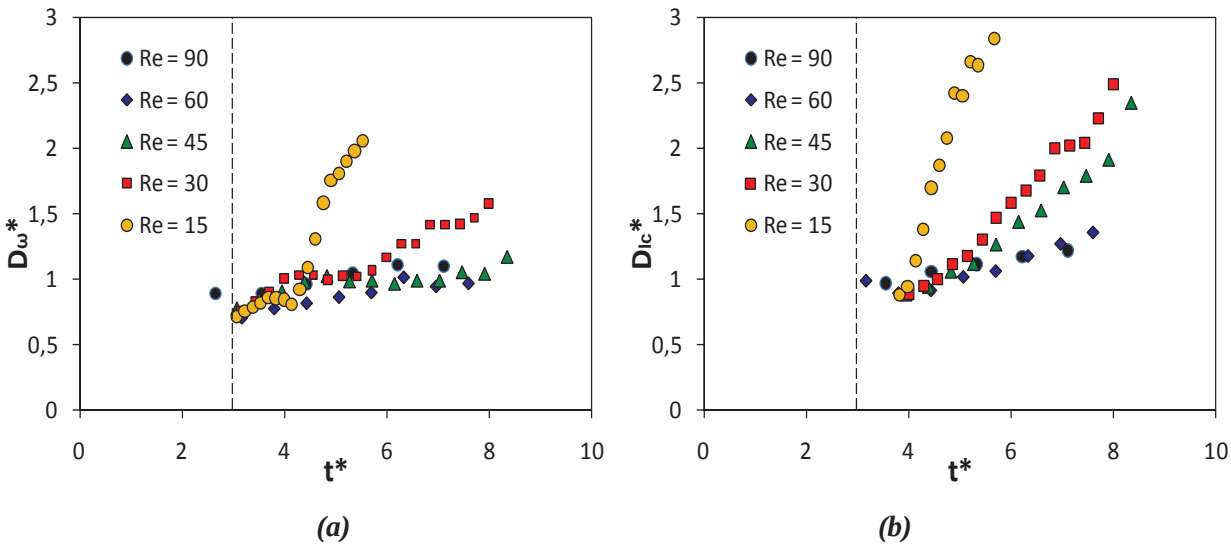


Figure 3.13 : Diamètre de l'anneau tourbillonnaire. (a) diamètre basé sur la vorticité, (b) diamètre basé sur les lignes de courant

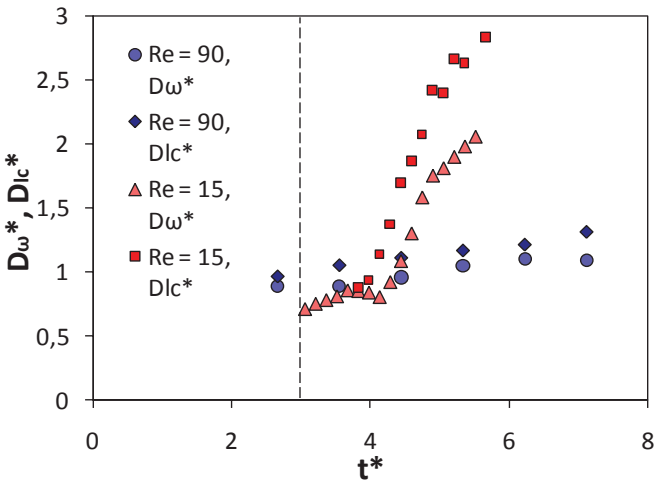


Figure 3.14 : Comparaison des diamètres D_{ω}^{*} et D_{lc}^{*} de l'anneau tourbillonnaire pour deux Reynolds (Re = 90 et 15)

3.4.3 Vorticité minimum et maximum

Les extrémums de la vorticité au cours du temps sont présentés sur la figure 3.15. L'intensité de la vorticité extrême est plus marquée sur la durée d'injection ($t^{*} < 3$). Sur cette période elle est quasiment constante et proche de la valeur théorique de la vorticité maximale d'une couche limite d'un écoulement laminaire en conduite. L'augmentation de la diffusion visqueuse remarquée précédemment entraine une diminution de la vorticité dans le temps, et plus le nombre de Reynolds est bas, plus cette diminution est rapide.

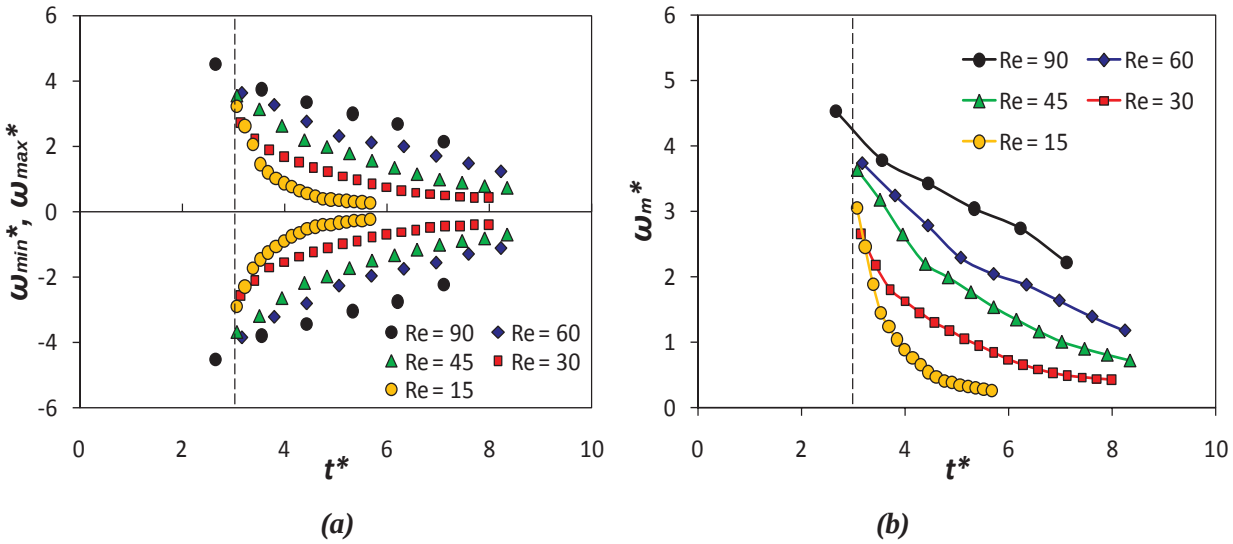


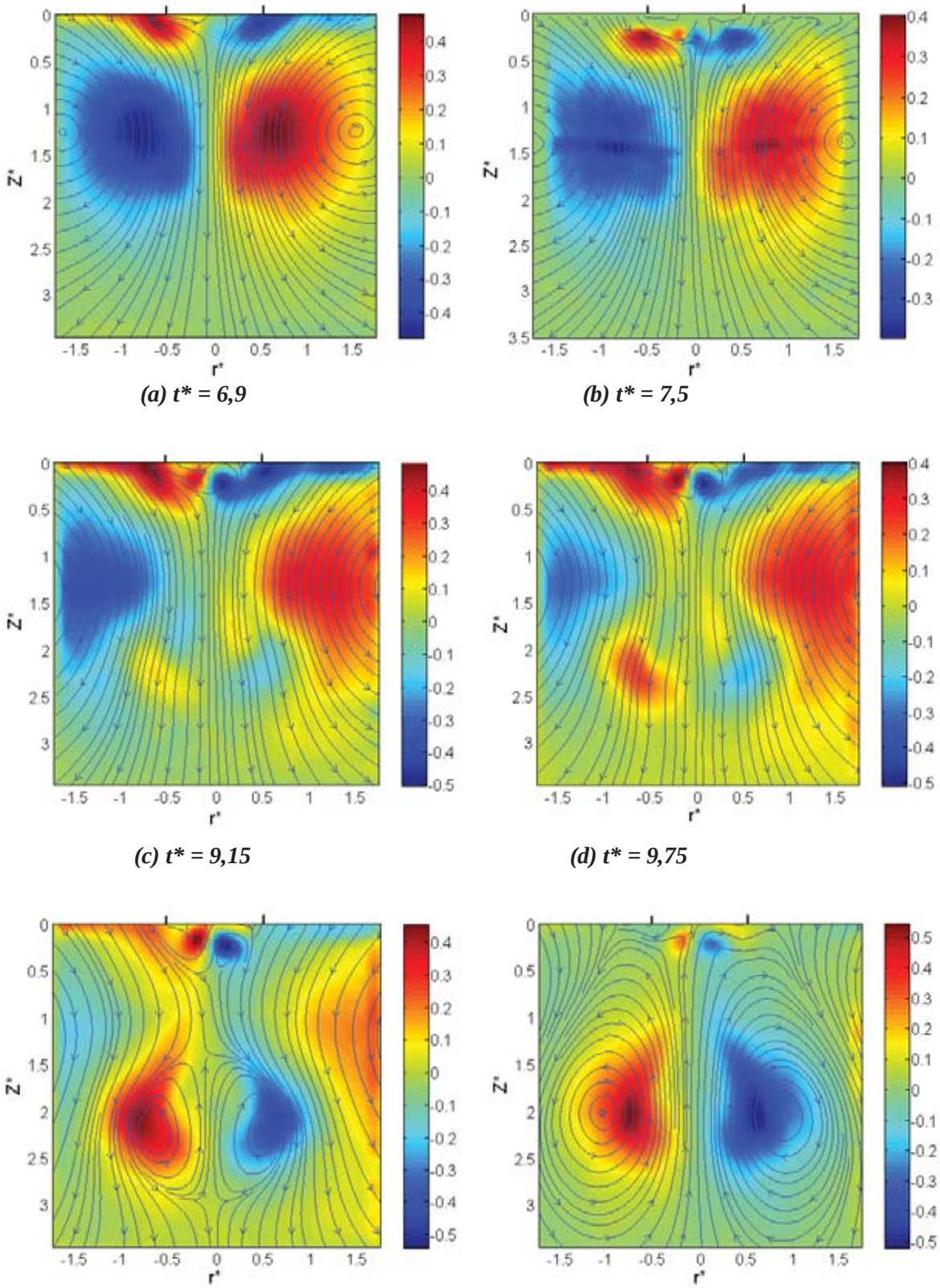
Figure 3.15 : Extrémums de la vorticité. (a) : Vorticité minimale et maximale, (b) : moyenne des valeurs absolues des deux extremums de la vorticité

3.5 Influence de la course d'injection

Le comportement de l'anneau tourbillonnaire a été étudié plus en détail dans le cas $Re = 15$, pour lequel le rapport course/diamètre a été augmenté. La figure 3.16 présente la structure de l'écoulement à différents instants entre $t^* = 6.9$ et $t^* = 15.15$ pour L_p/D_p = 4.5. Dans ce cas, les premières phases de développement de l'anneau tourbillonnaire sont qualitativement les mêmes que pour $L_p/D_p = 3$, et on observe le développement de l'anneau principal et sa stagnation à t^* = 6.9 et 7.5 (fig.3.16-b). À t^* = 9.15 l'anneau tourbillonnaire, qui est pratiquement à l'arrêt, s'est notablement élargi.

Pour cette valeur de L_p/D_p, les mesures montrent que cette évolution induit la formation d'une structure tourbillonnaire secondaire, dont la vorticité prend la forme d'un anneau tourbillonnaire contra-rotatif, *i.e.* de signe opposé à l'anneau principal, et qui apparaît progressivement sur l'axe (fig.3.16-d) en dessous de l'anneau principal. Cet anneau secondaire croît en diamètre, en épaisseur et en intensité, et se déplace très légèrement vers le haut (fig.3.16-f). On remarquera le niveau de vorticité relativement élevé de cette structure secondaire, de l'ordre de 40% de la vorticité maximale de l'anneau principal. En outre, on observe que la taille de l'anneau secondaire devient comparable à celle de l'anneau primaire initial, de l'ordre du diamètre D_p du tube.

Pour les études qui ont été effectués à grands nombres de Reynolds ($Re = 1200$) et un rapport course/diamètre égale à 10 (Morales, 2010), il est possible de générer deux ou plusieurs anneaux tourbillonnaires successifs dans le même sens de rotation, alors qu'ici à faible Reynolds et pour un rapport $L_p/D_p = 4{,}5$, la génération d'un deuxième anneau est observée mais dans un sens inverse par rapport à l'anneau tourbillonnaire principal.



(a) t = 6,9* *(b) t* = 7,5*

(c) t = 9,15* *(d) t* = 9,75*

(e) t = 12,15* *(f) t* = 15,15*

Figure 3.16 : Evolution temporelle de la dynamique globale de l'anneau tourbillonnaire à Re = 15, L/D = 4,5

3.6 Anneaux tourbillonnaires à très faible nombre de Reynolds

Le comportement de l'anneau tourbillonnaire à très faible nombre de Reynolds est présenté sur la figure 1.17 ($Re = 10$) et la figure 3.18 ($Re = 5$). Ces résultats montrent qu'il est possible de générer des anneaux tourbillonnaires à des très bas Reynolds.

La génération de la structure tourbillonnaire secondaire observée à $Re = 15$ pour un rapport course/diamètre égal à 4,5 est observée ici pour les deux Reynolds 10 et 5 pour $L/D = 3$. Le régime d'écoulement à faible vitesse est à l'origine d'une diffusion rapide en diamètre. Le fluide qui est proche de l'axe vertical est à l'arrêt et entrainé par la suite dans un sens inverse de l'anneau principal par la diffusion de la vorticité. Cet anneau secondaire est créé un peu à environ $t^* = 5{,}08$ pour $Re = 10$ et à $t^* = 4{,}14$ pour $Re = 5$, alors qu'il apparaissait à environ $t^* = 9.15$ dans le cas $Re = 15$ et $L/D = 4.5$

Ces observations montrent qu'il est possible de générer des anneaux tourbillonnaires pour des nombres de Reynolds très bas, et que les structures tourbillonnaires secondaires sont observées même pour un rapport course/diamètre égal à 3. On observe en outre que plus le Reynolds est faible, plus cette structure est créée tôt.

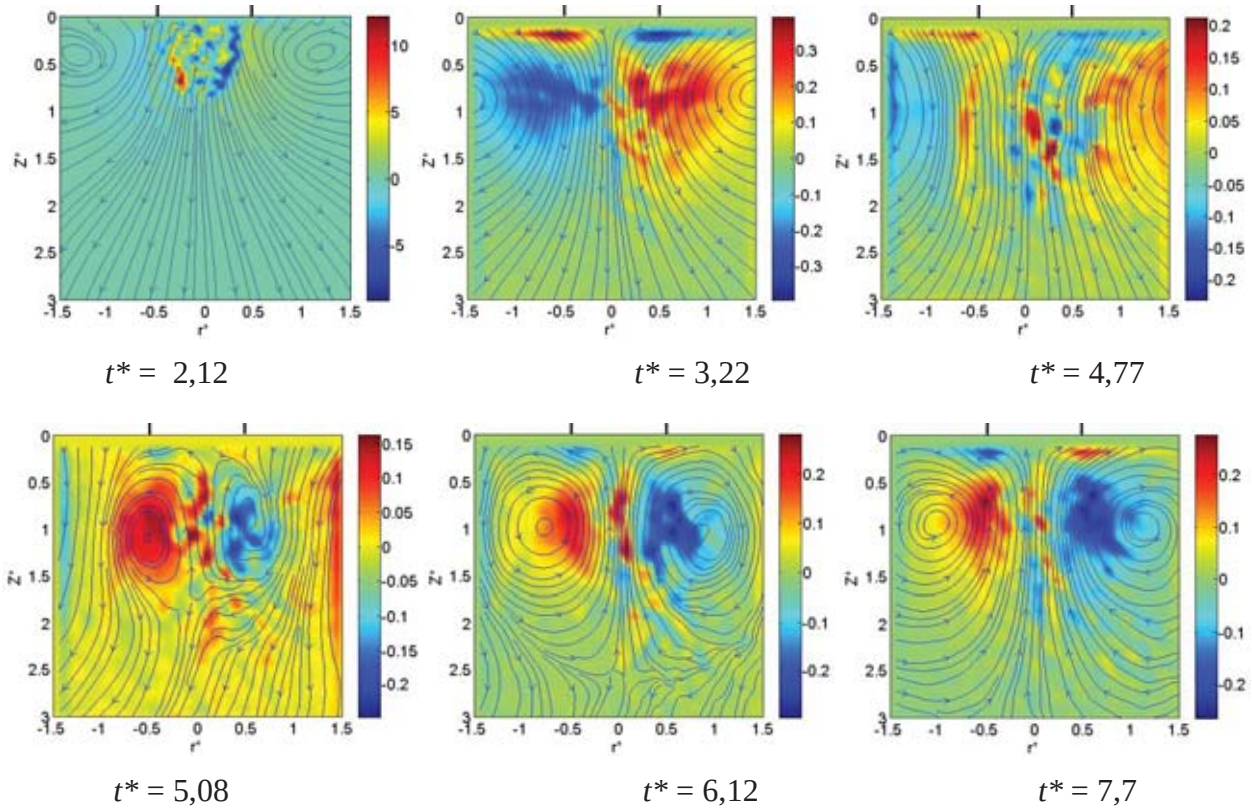


Figure 3.17 : Champs de vorticité et lignes de courant à très faible nombre de Reynolds. Re = 10

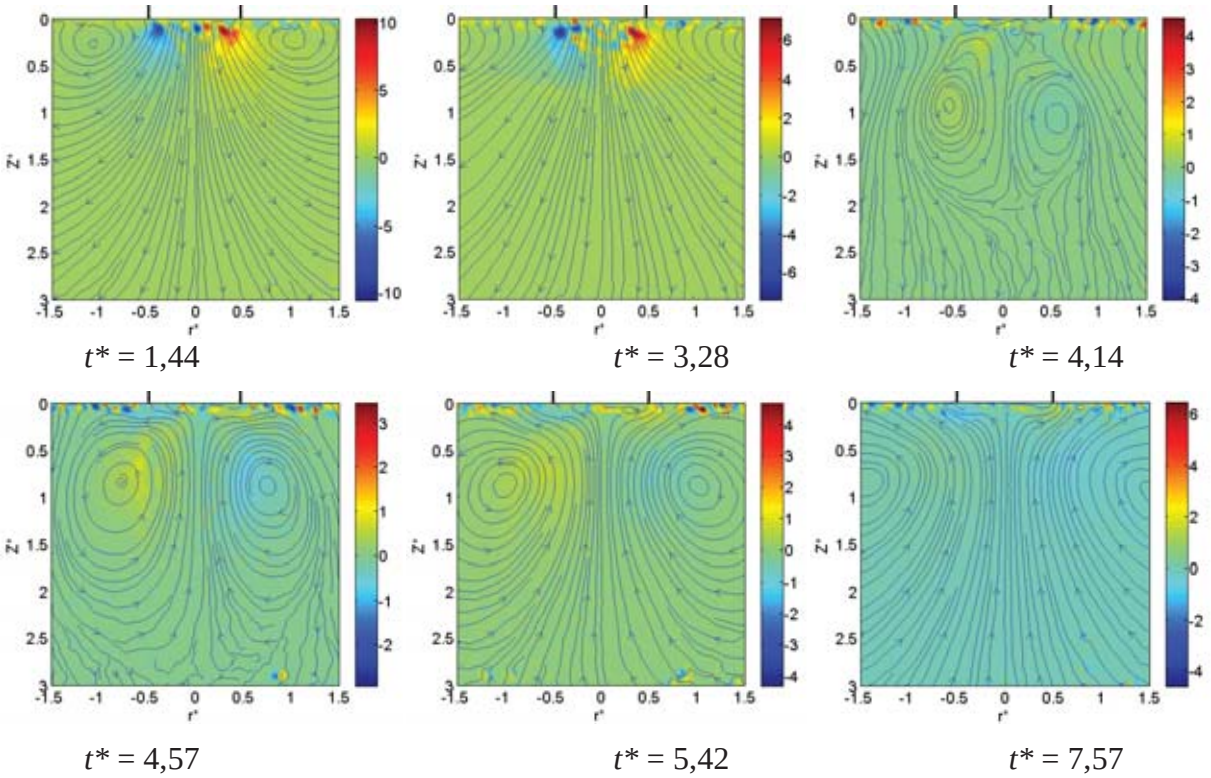


Figure 3.18 : Champs de vorticité et lignes de courant à très faible nombre de Reynolds. Re = 5

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, l'étude d'un anneau tourbillonnaire en fluide newtonien a été présentée.

Dans la section 3.2, les visualisations par colorant ont illustré des résultats qualitatifs sur la naissance, la formation et l'évaluation temporelle d'un anneau tourbillonnaire dans l'eau. Il est observé que les phases classiques d'enroulement/détachement sont présentes sur toute la plage du nombre de Reynolds étudiée.

Dans la section 3.3, les champs de vorticité, les lignes de courant et les profils de vitesse à la sortie de tube et dans le cœur de l'écoulement permettent d'analyser la cinématique de l'anneau tourbillonnaire dans un fluide newtonien. On a utilisé pour cela une huile minérale de viscosité trente fois celle de l'eau afin d'accéder à des Reynolds très bas. Les profils de vitesses à la sortie de cylindre se révèlent quasi uniformes pour le début de la course du piston, par contre ils conservent une allure nettement parabolique y compris lorsqu'on approche la fin de course du piston. Ces profils sont identiques au même temps adimensionnel pour différents nombres de Reynolds.

La dynamique de l'anneau tourbillonnaire a été présentée dans la section 3.4. L'évolution temporelle du déplacement, la vitesse de propagation et du diamètre de l'anneau tourbillonnaire sont les paramètres essentiels traités dans cette partie. Les résultats ont montré que la vitesse de propagation initiale est d'environ 1,2 fois la vitesse moyenne du piston,

alors qu'elle est à 0,5 dans la littérature pour les plus grands nombres de Reynolds (Baird et al, 1977 ; Sullivan et al, 2008). Cette vitesse diminue ensuite avec le temps, et d'autant plus vite que le Reynolds est faible. Le diamètre de l'anneau commence à une valeur d'environ 0,9 fois le diamètre de piston, et il évolue dans le temps par diffusion. Cette diffusion est plus importante à bas Reynolds. Le diamètre basé sur les centres des lignes de courant en repère mobile D_{lc} évolue plus rapidement que le diamètre basé sur les extremums de la vorticité situés sur l'axe $Z^*(V^*_{max}(r^* = 0))$. Les courbes d'évolution des extremums de la vorticité avec le temps ont montré que la vorticité est relativement élevé sur le temps d'injection mais elle faiblit par la suite. Cette diminution est plus marquée pour les nombres de Reynolds les plus bas.

Les résultats obtenus à faible nombre de Reynolds ($\boldsymbol{Re = 15}$) pour un rapport course/diamètre plus important ($\boldsymbol{L_p/D_p = 4,5}$) ont montré l'apparition dans ce cas d'une deuxième structure tourbillonnaire qui se forme dans le sens inverse de l'anneau principal, contrairement aux études précédentes à grands Reynolds où les chercheurs ont remarqué la génération de deux ou plusieurs anneaux tourbillonnaire mais dans le même sens (Morales, 2010). Cette formation de structure secondaire contrarotative a également été observée pour les très bas Reynolds et pour un rapport course/diamètre plus petit ($\boldsymbol{L_p/D_p = 3}$).

CHAPITRE 4

ANNEAUX TOURBILLONNAIRES EN FLUIDE RHEOFLUIDIFIANT

4 ANNEAUX TOURBILLONNAIRES EN FLUIDE RHEOFLUIDIFIANT

Dans ce chapitre, les résultats expérimentaux de l'étude de la dynamique globale des anneaux tourbillonnaires en fluide rhéofluidifiant (solutions de Xanthane) à différents nombres de Reynolds et à différents indices de comportements sont présentés. La visualisation par colorant donne dans un premier temps une illustration générale sur la génération et le développement de l'anneau dans ce type de fluide pour différents Reynolds. Comme dans le chapitre précédent, la cinématique de l'écoulement est étudiée à l'aide de résultats quantitatifs : profils de vitesse, lignes de courant et vorticité. Ensuite les propriétés de l'anneau tourbillonnaire telles que la trajectoire, la vitesse et le diamètre sont montrées. Enfin, des champs de vitesse de cisaillement sont présentés afin d'examiner comment le comportement rhéologique du fluide (plateau newtonien, zones de rhéofluidification) impacte le mouvement tourbillonnaire. Les résultats présentés sont comparés avec le cas Newtonien.

4.1 Visualisation par colorant

Les résultats détaillés de la visualisation par colorant en fluide rhéofluidifiant (Xanthane 0,02% ; n = 0,76) sont présentés sur la figure 4.1. Cette présentation permet d'avoir une vue qualitative globale d'une part sur la dynamique de l'anneau tourbillonnaire en fluide rhéofluidifiant et d'autre part sur le comportement de ce fluide par rapport à ce type d'écoulement. Les phases d'enroulement/détachement sont observées pour presque tous les nombres de Reynolds étudiés dans cette configuration. On observe aussi que l'intensité d'enroulement de la nappe de vorticité de l'anneau diminue lorsque le nombre de Reynolds diminue, jusqu'à sa disparition pour la plus faible valeur de Re (Re = 45). Le tourbillon d'arrêt (Allen et al, 2002) n'est observé que pour les plus grands nombres de Reynolds, soit 200 et 500.

La figure 4.2 représente la comparaison des résultats obtenus en fluide rhéofluidifiant (n = 0,76) et ceux obtenus en fluide newtonien (n = 1) à différents instants adimensionnels et pour deux nombres de Reynolds, Re = 500 (fig.4.2-a) et Re = 90 (fig.4.2-b). Pour les mêmes instants adimensionnés, on observe que l'intensité d'enroulement de la nappe de vorticité est plus marquée pour le fluide newtonien, ainsi que la vitesse de translation qui est plus grande pour n = 1.

Qualitativement, en visualisation par colorant il est difficile de faire la différence entre les deux types de fluides en termes de diamètre de l'anneau tourbillonnaire.

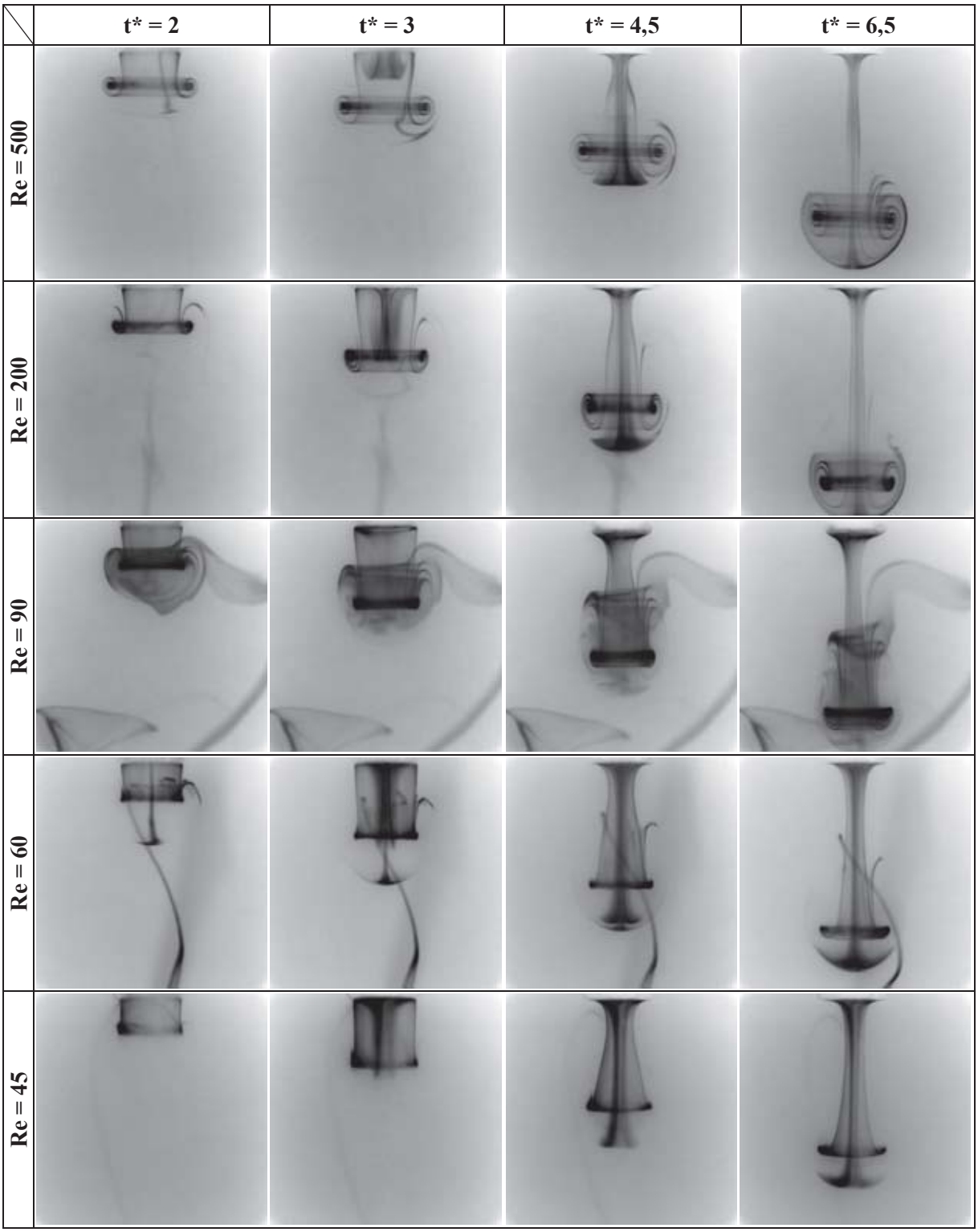
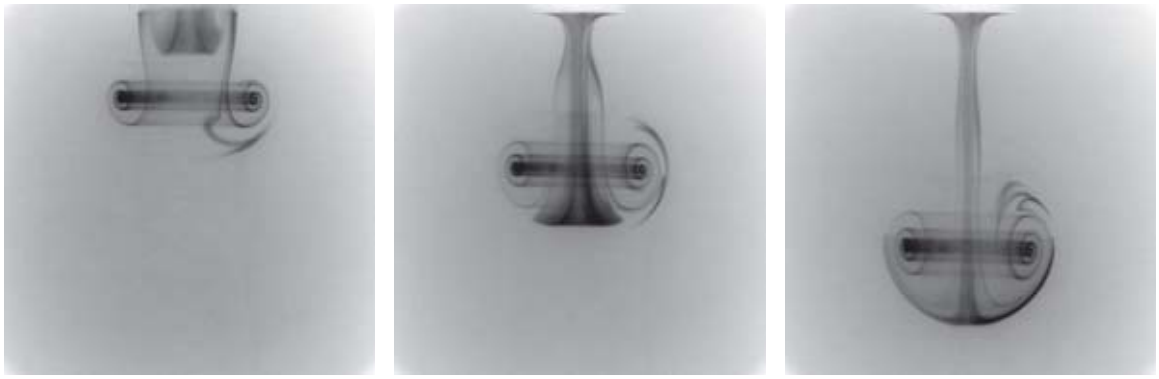
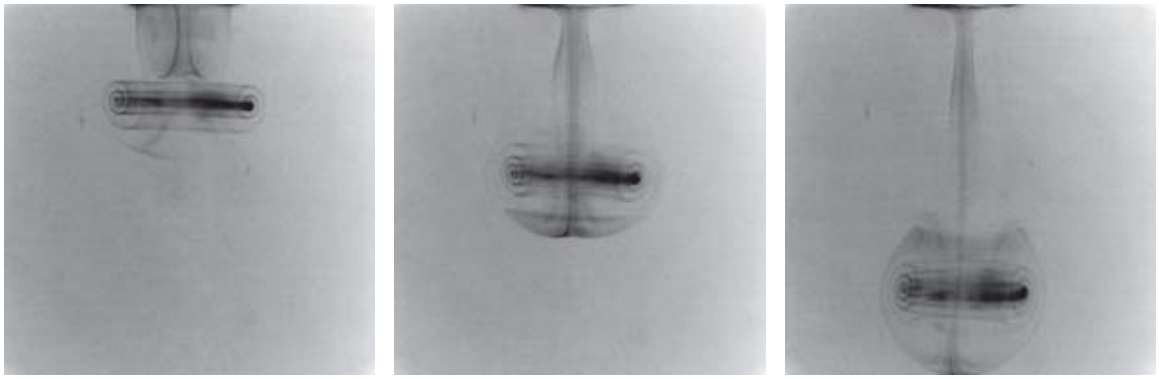


Figure 4.1 : Evolution temporelle et en fonction du nombre de Reynolds du développement de l'anneau tourbillonnaire en fluide rhéofluidifiant (n = 0,76). Visualisation par colorant.



t* = 3 ; n = 0,76 ***t* = 4,5 ; n = 0,76*** ***t* = 6,5 ; n = 0,76***



t* = 3 ; n = 1 ***t* = 4,5 ; n = 1*** ***t* = 6,5 ; n = 1***

(a)

t* = 3 ; n = 0,76 ***t* = 4,5 ; n = 0,76*** ***t* = 6,5 ; n = 0,76***

t* = 3 ; n = 1 ***t* = 4,5 ; n = 1*** ***t* = 6,5 ; n = 1***

(b)

Figure 4.2 : Comparaison entre fluide rhéofluidifiant et fluide newtonien. (a) : Re = 500 ; (b) : Re = 90

4.2 Cinématique et champs de vorticité

4.2.1 Champs de vorticité et lignes de courant

Les champs de vorticité et les lignes de courant associées obtenus par PIV dans le fluide rhéofluidifiant à différents instants adimensionnels pour différents nombre de Reynolds sont présentés sur la figure 4.3 dans le repère fixe et sur la figure 4.4 dans le repère mobile (repère de l'anneau tourbillonnaire).

Ces champs montrent que la vorticité et la vitesse de translation de l'anneau diminuent lorsque le nombre de Reynolds diminue, contrairement au diamètre de l'anneau tourbillonnaire, et que sa diffusion augmente. Cette augmentation est plus marquée en repère mobile pour les faibles nombres de Reynolds. Ces conclusions sont donc identiques à celles proposées dans le chapitre précédent dans le cas newtonien.

Quand on compare le fluide rhéofluidifiant (n = 0,76) et le fluide newtonien (n = 1) sur la figure 4.5, on observe que pour un nombre de Reynolds égal à 90 (fig.4.5-a) aux mêmes instants adimensionnels l'intensité de la vorticité est presque la même durant l'injection ($t^* = 2{,}60$ environ). Elle diminue avec le temps pour les deux types de fluides mais cette diminution est plus marquée et plus rapide dans le cas du fluide rhéofluidifiant. À $t^* = 4{,}4$ un écart d'environ 0,75 est déjà observé entre les deux fluides. Pour un t^* d'environ 6,5, cette vorticité est deux fois plus grande dans l'huile. Les mêmes remarques peuvent être faites pour la vitesse de propagation de l'anneau tourbillonnaire qui est plus grande en fluide newtonien. Par contre, le diamètre et la diffusion du tourbillon sont légèrement plus grands pour le fluide rhéofluidifiant à Re = 90.

Pour un nombre de Reynolds égal à 30 (fig.4.5-b), on remarque que la différence entre les deux fluides est moins marquée ici en termes d'intensité de la vorticité et de vitesse de translation. En revanche, cette différence est remarquable sur le diamètre et la diffusion qui sont plus grands en fluide rhéofluidifiant.

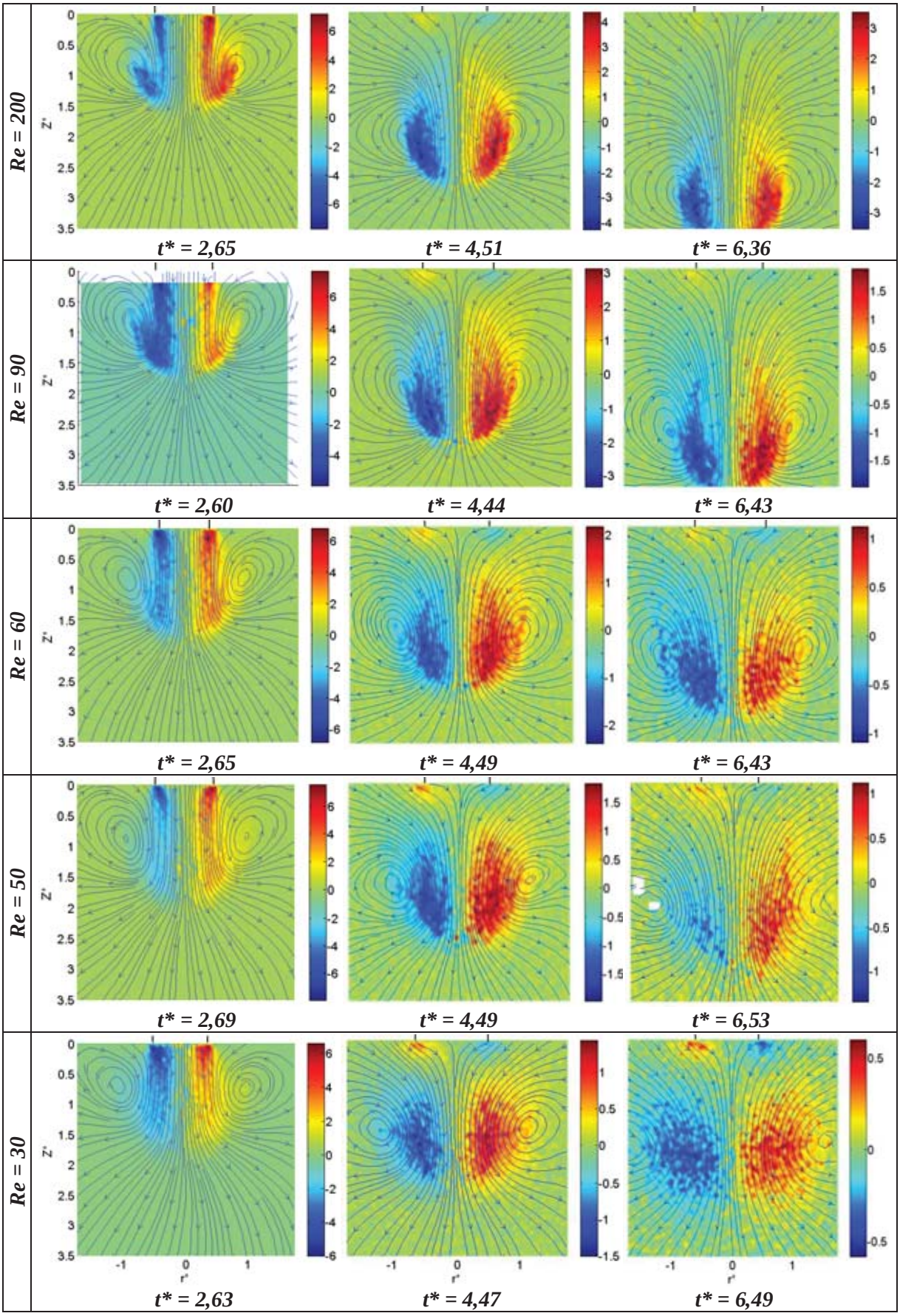


Figure 4.3 : Champs de vorticité et lignes de courants pour différents nombres de Reynolds en fluide rhéofluidifiant (n = 0,76) dans le repère fixe.

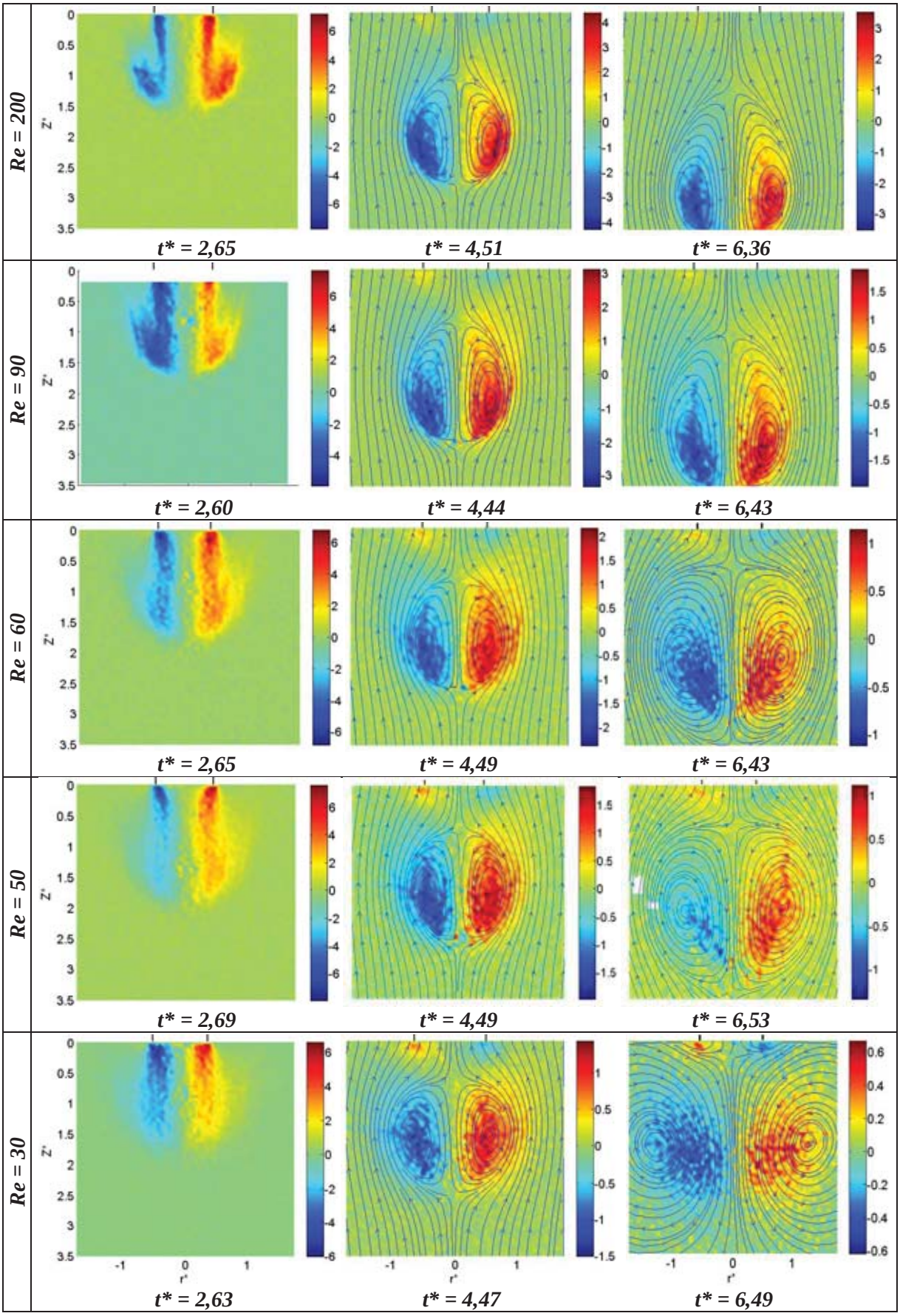


Figure 4.4 : Champs de vorticité et lignes de courants pour différents nombres de Reynolds en fluide rhéofluidifiant (n = 0,76) dans le repère mobile.

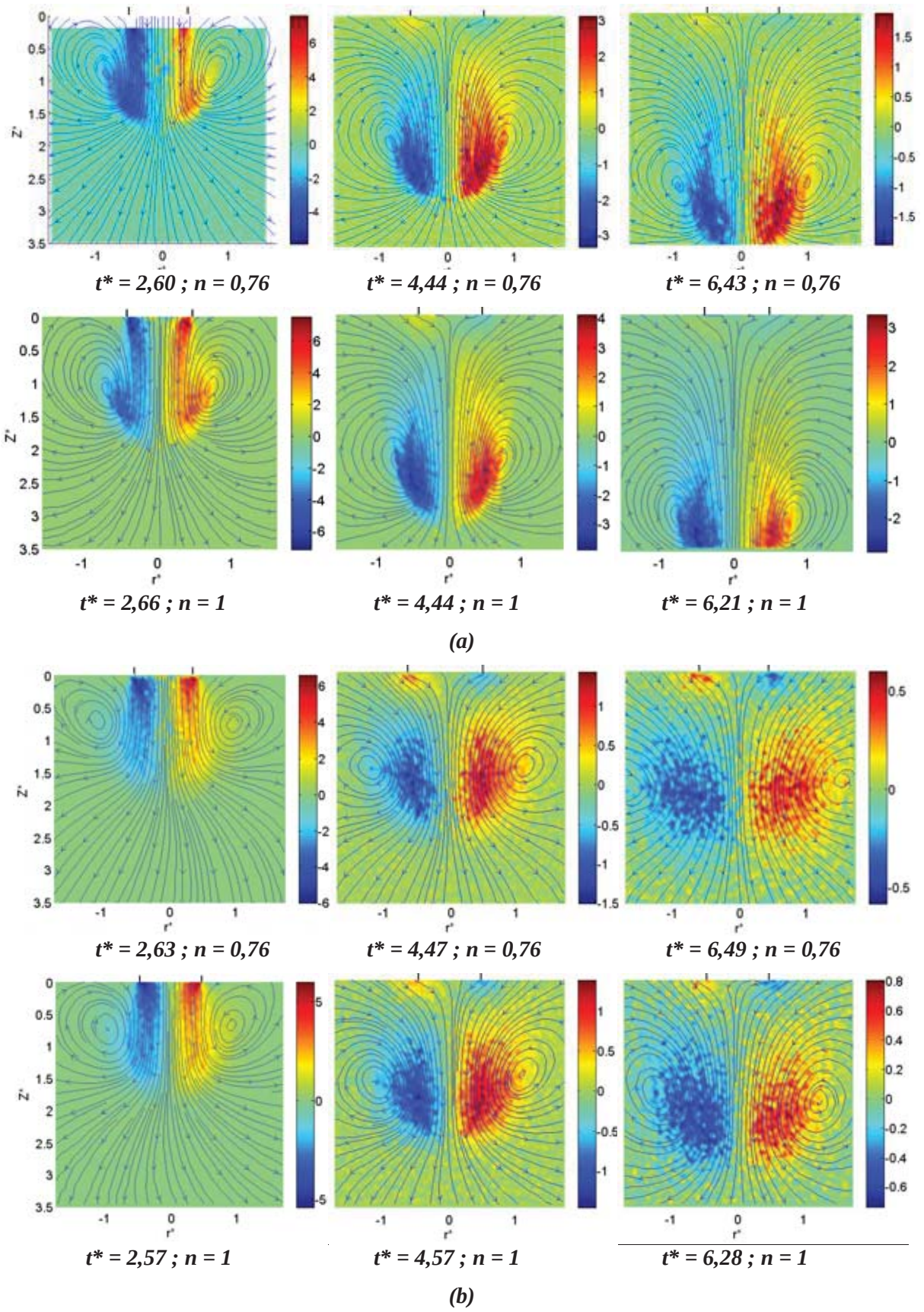
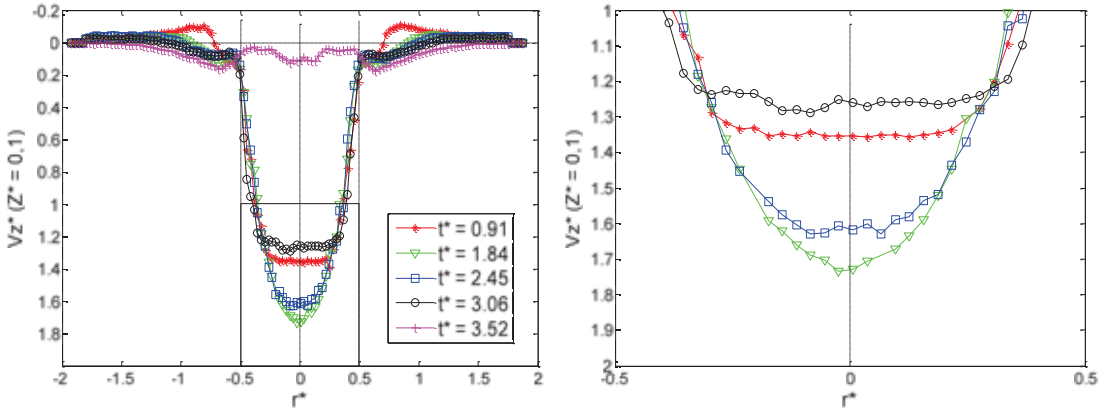


Figure 4.5 : Comparaison des champs de vorticité et des lignes de courant entre fluide rhéofluidifiant et fluide newtonien. (a) : Re = 90 ; (b) : Re = 30

4.2.2 Profils de vitesse

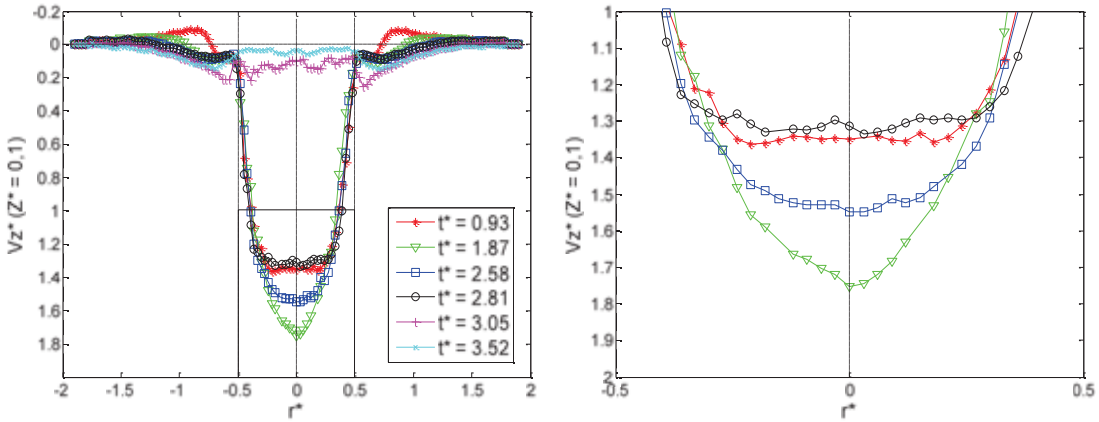
4.2.2.1 Profils de vitesse à la sortie du cylindre

Les figures 4.6 et 4.7 représentent les profils de vitesse à la sortie du tube à différents temps adimensionnels pour deux solutions de Xanthane : n = 0,76 (fig.4.6) et n = 0,65 (fig.4.7). L'historique du profil de vitesse montre que ce dernier est quasi-uniforme (profil plat) au démarrage de l'injection (à t^* = 0,90 environ) et à la fin de la course (à t^* = 3 environ). Le profil de vitesse se rapproche d'un profil parabolique pour le reste du temps, et il atteint une valeur maximale de 1,7 à t^* = 1,85 environ qui est proche de la moitié de la course du piston Rappelons que le ratio vitesse maximale/vitesse moyenne en écoulement de Poiseuille établi est de 1.86 pour $n = 0.76$ et 1.79 pour $n = 0.65$. On est donc très proche de l'écoulement établi. Une fois le piston arrêté, les vitesses axiales sont très faibles à cette position de Z^*, excepté dans la partie extérieure au tube mais proche, où le fluide reste mobilisé par le jet |0,5 < r^* < 1| avec des vitesses axiales positives.



(a) *(b)*

Figure 4.6 : Profils de vitesse à la sortie du cylindre en fluide rhéofluidifiant (Xanthane 0,02% ; n = 0,76) à Re = 90 . (a) : Profils complets, (b) : Agrandissement de la partie encadrée



(a) *(b)*

Figure 4.7 : Profils de vitesse à la sortie de cylindre pour un fluide rhéofluidifiant (Xanthane 0,04% ; n = 0,65) à Re = 90 à différents instants adimensionnels. (a) : Profils complets, (b) : Agrandissement de la partie encadrée

Les profils de vitesse en fonction du nombre de Reynolds à un instant t^* donné, correspondant à environ 85% de la course du piston, sont présentés sur la figure 4.8. Les conclusions retenues pour le cas newtonien dans le chapitre précédent sur l'indépendance du profil en sortie de tube en fonction du nombre de Reynolds sont valables aussi ici pour le cas d'un fluide rhéofluidifiant.

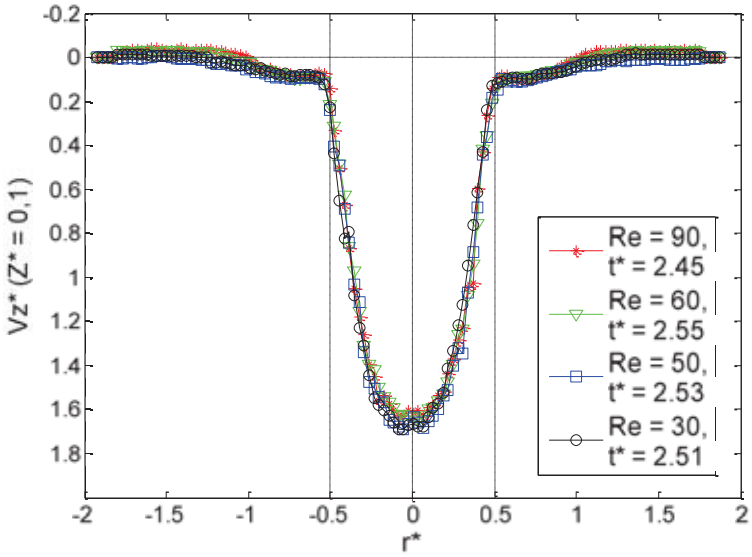


Figure 4.8 : Profils de vitesse à la sortie du cylindre à différents nombres de Reynolds et pour t≈2.5. Xanthane 0,02% (n = 0,76)*

Au même nombre de Reynolds (Re = 90) et au même instant adimensionnel, l'influence de l'indice de comportement du fluide est présentée sur la figure 4.9. Les mesures montrent que le maximum du profil de vitesse qui est à peu près 1,8 dans le cas newtonien diminue pour les deux cas rhéofluidifiants. Plus l'indice n est petit, plus cette diminution est importante. On n'observe pas ici d'influence de l'indice de comportement sur la partie du fluide mobilisée par le jet $|0,5 < r^* < 1|$.

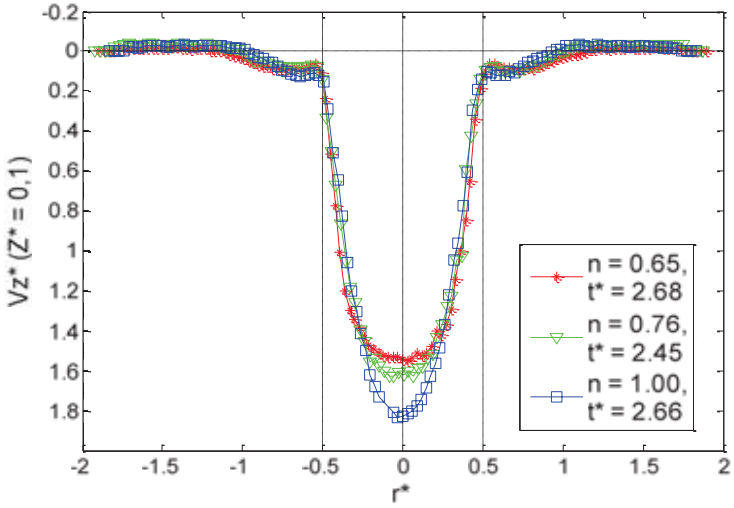
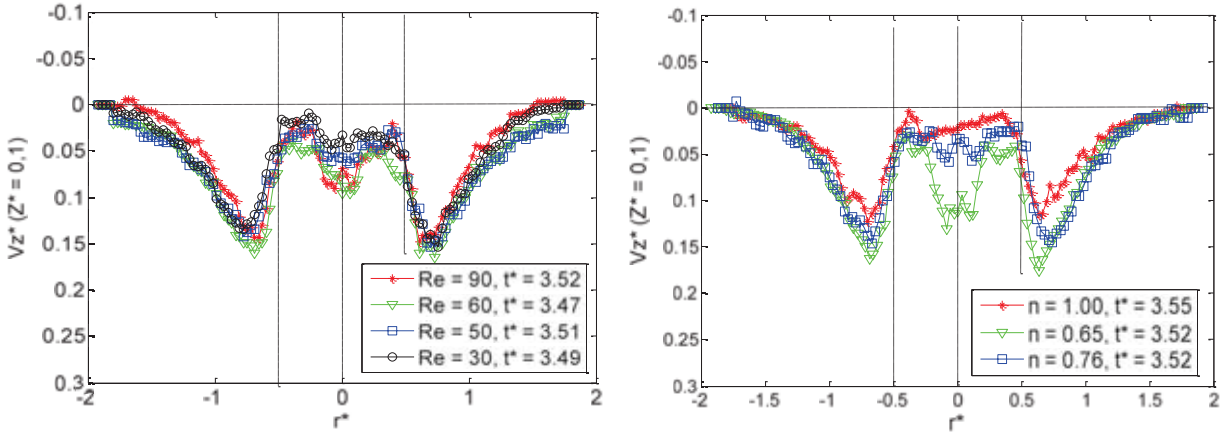


Figure 4.9 : Profils de vitesse à la sortie du cylindre pour différents fluides à Re = 90 au même instant adimensionnel

L'indépendance des profils de vitesse au nombre de Reynolds à la sortie du piston après l'arrêt complet du piston (t^* = 3,55 environ) est observée sur la figure 4.10(a). De même, les profils de vitesse à cet instant adimensionnel sont indépendants du l'indice de comportement du fluide n à la précision des mesures près (fig.4.10-b).

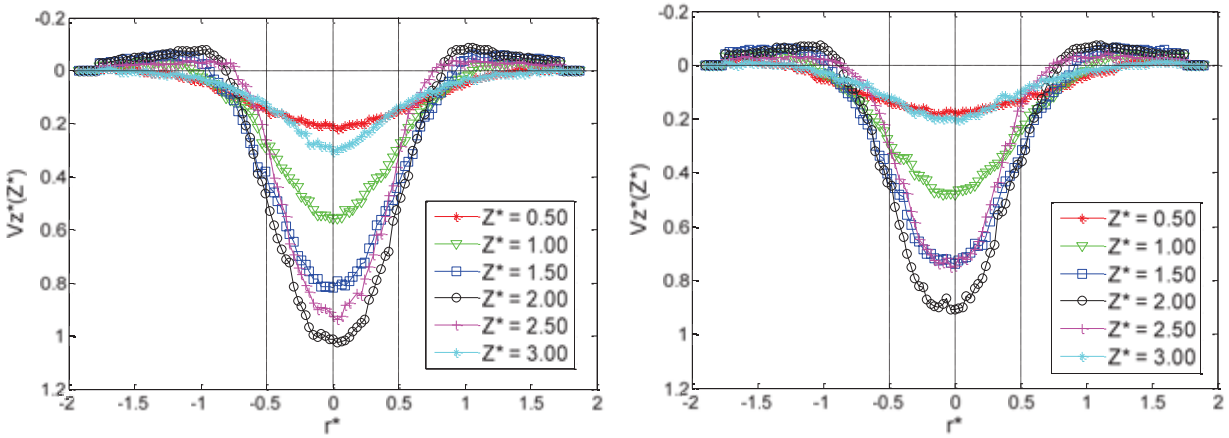


(a) *(b)*

Figure 4.10 : Profils de vitesse à la sortie du cylindre après l'arrêt du piston au même instant adimensionnel. (a) : différents Reynolds ; n = 0,76 ; t = 3,50±0,03. (b) : différents n ; Re = 90 ; t* = 3,50±0,05*

4.2.2.2 Profils de vitesse au cœur de l'écoulement tourbillonnaire

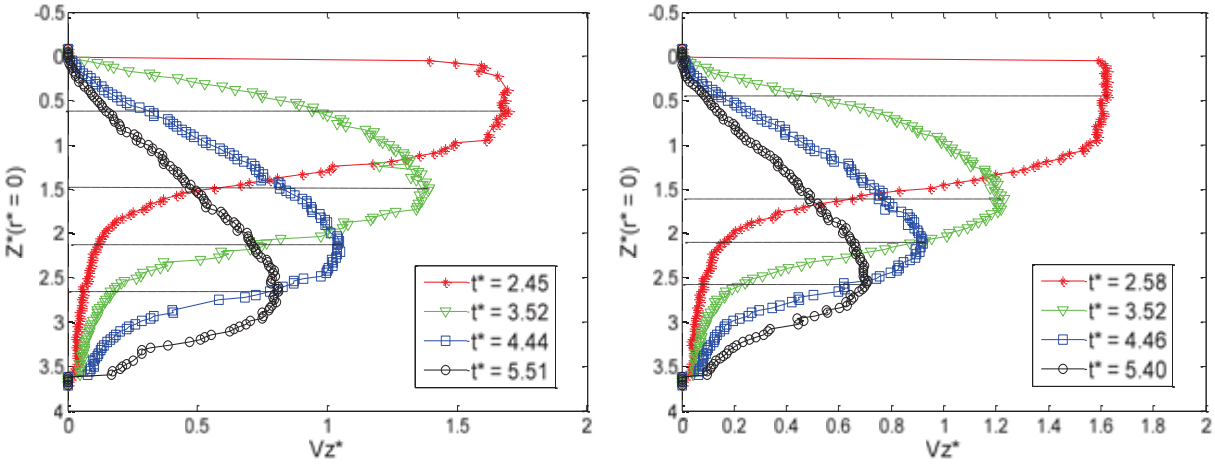
Comme dans le chapitre précédent, le profil de vitesse verticale V_z*(r*) pour plusieurs valeurs de Z^* à un nombre de Reynolds égal à 90 et à t^* = 5 environ est présenté sur la Figure 4.11. Ces profils sont présentés pour deux indices de comportement de fluide rhéofluidifiant, à $n = 0{,}75$ (fig.4.11-a) et n = 0,65 (fig.4.11-b). On remarque que l'intensité de la vitesse diminue avec l'indice de comportement quelle que soit la position verticale adimensionnelle de l'anneau tourbillonnaire. La vitesse maximale à une position Z^* = 2 est ainsi égale à 0,9 fois la vitesse du piston pour n = 0,65 et elle est identique à la vitesse du piston pour n = 0,76 alors qu'elle était de 1,2 fois la vitesse du piston pour n = 1 (fluide newtonien).



(a) *(b)*

Figure 4.11 : Profils de vitesse pour Re = 90 à différentes position Z. (a) : n = 0,76 ; t* = 4,77. (b) : n = 0,65 ; t* = 5,02*

La figure 4.12 représente les profils verticaux de la vitesse axiale *Vz** (*Z**, *r** = 0) tracés sur l'axe vertical au même nombre de Reynolds (*Re* = 90) et pour les deux indices de comportement étudiés. Les vitesses verticales diminuent avec le temps et avec *n* quel que soit l'instant adimensionnel. Les lignes horizontales tracées sur les deux figures représentent les positions des vitesses verticales maximales qui sont aussi les positions de l'anneau tourbillonnaire avec le temps.



(a) ***(b)***

Figure 4.12 : Profils de vitesses V_z sur l'axe (r = 0) à différents instants pour Re = 90.*
(a) : n = 0,76 ; (b) : n = 0,65

La figure 4.13 représente l'effet de la diffusion visqueuse sur la structure de l'anneau tourbillonnaire dans le temps. Les profils transversaux de vitesse axiale sont tracés dans le cœur de l'anneau ($Z^*=Z_m^*$) au même nombre de Reynolds (*Re* = 90) et au même indice de comportement *n* (*n* = 0,76). Z_m^* est la position de la vitesse verticale maximale (voir fig.4.12). La diffusion se manifeste par une décroissance de la vitesse sur l'axe et par une atténuation des gradients de vitesse associée à un étalement radial de la structure tourbillonnaire.

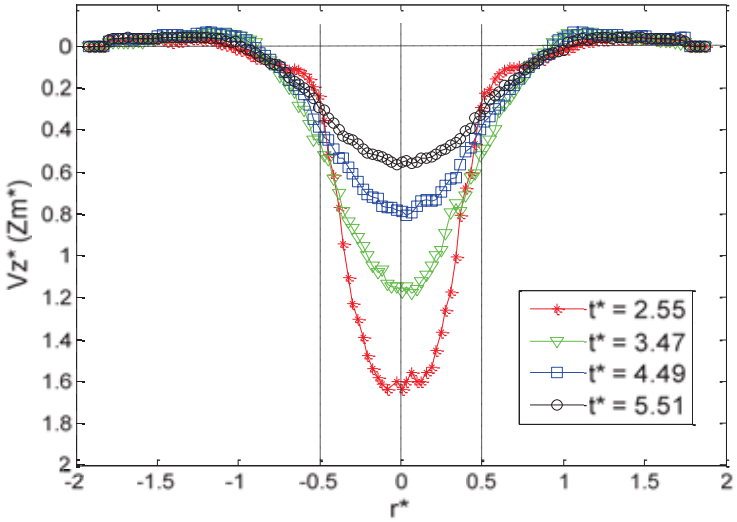


Figure 4.13 : Profils transversaux de vitesse axiale dans l'anneau tourbillonnaire à différents instants.
Re = 90, n = 0,76

Cette diffusion visqueuse se manifeste aussi en comparant au même instant adimensionnel les profils de vitesse dans l'anneau tourbillonnaire pour différentes valeurs de nombre de Reynolds (fig.4.14). Plus le nombre de Reynolds est faible, plus la diffusion est marquée. Ce qui se traduit par une vitesse maximale sur l'axe plus petite, des gradients de vitesse moins prononcés, et une structure légèrement plus étalée. Ce sont aussi les mêmes conclusions que celles observées dans le cas d'un fluide newtonien, mais ici l'effet de la diffusion visqueuse est plus important.

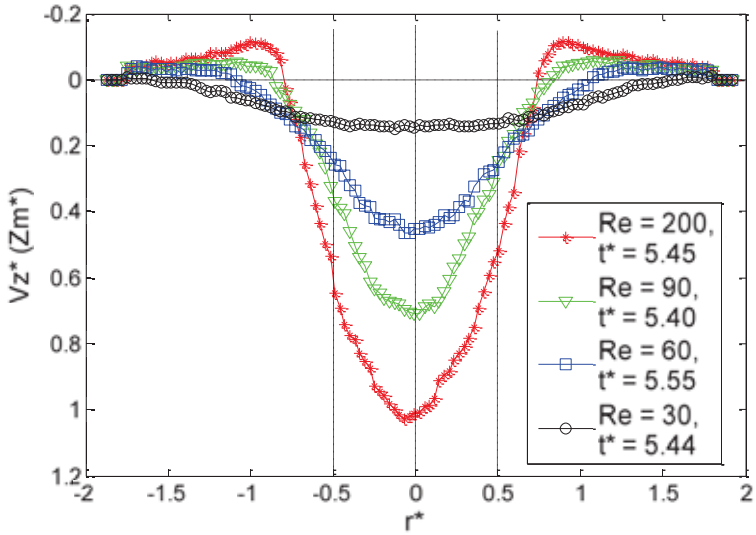
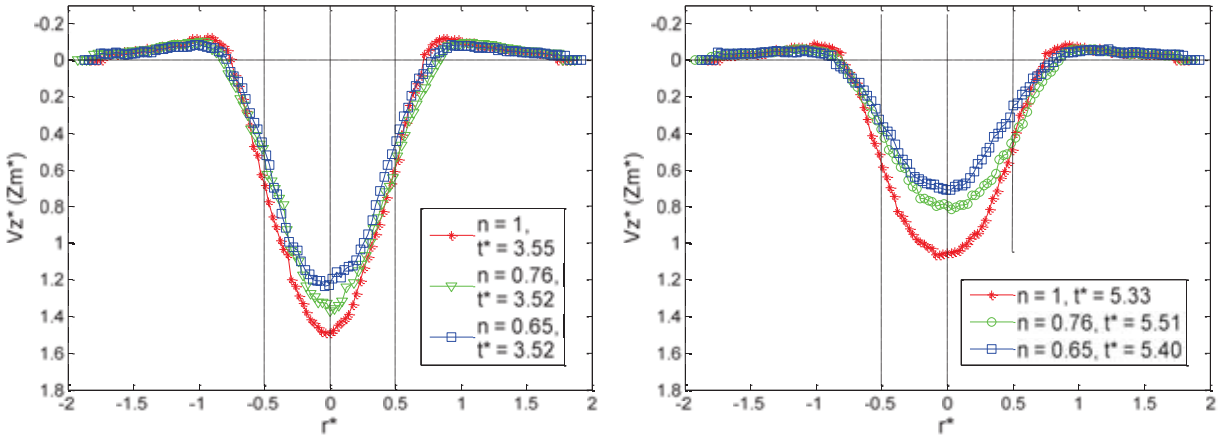


Figure 4.14 : Profils transversaux de vitesse axiale dans l'anneau tourbillonnaire pour différents nombres de Reynolds à t≈5.5. n = 0,65*

L'effet de la diffusion visqueuse sur la structure tourbillonnaire à différents indices de comportement est représenté sur la figure 4.15 (*Re* = 90) et la figure 4.16 (*Re* = 30). Ces profils sont tracés à deux instants adimenssionnels, à *t** = 3,50 environ (fig.4.15-a et fig.4.16-a) et à *t** = 5,50 environ (fig.4.15-b et fig4.16-b). Cet effet est représenté toujours par la diminution de la vitesse verticale et par la diminution des gradients de vitesse dans le temps quand le nombre de Reynolds et l'indice de comportement sont petits.



(a) ***(b)***

Figure 4.15 : Profils transversaux de vitesse axiale dans l'anneau tourbillonnaire pour différents indices de comportement et à différents instants pour Re = 90. (a) : t = 3,60 ; (b) : t* = 5,50*

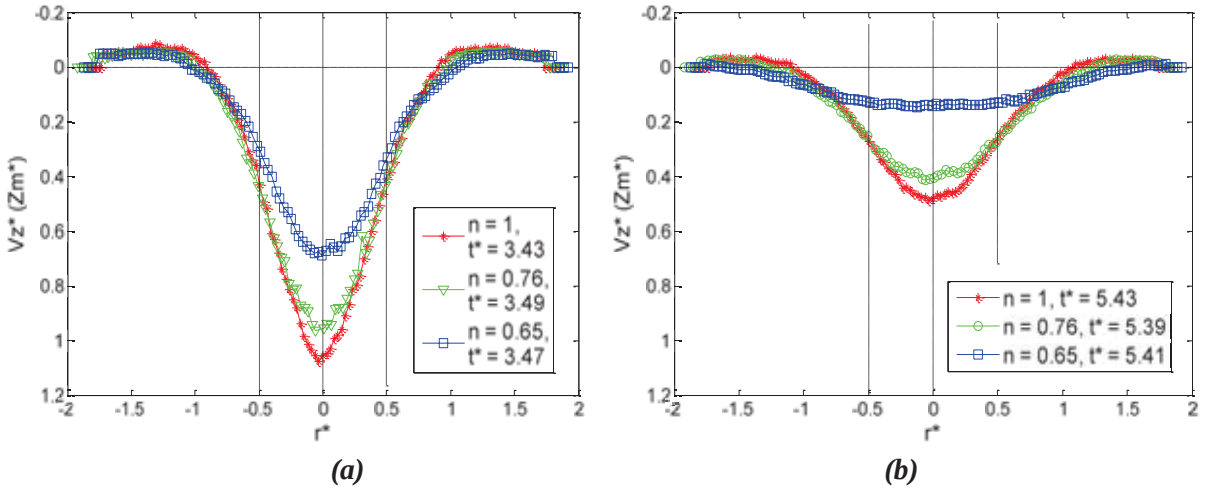


Figure 4.16 : Profils transversaux de vitesse axiale dans l'anneau tourbillonnaire pour différents indices de comportement pour Re = 30. (a) : t = 3,60 environ ; (b) : t* = 5,50 environ*

4.3 Caractéristiques de l'anneau tourbillonnaire

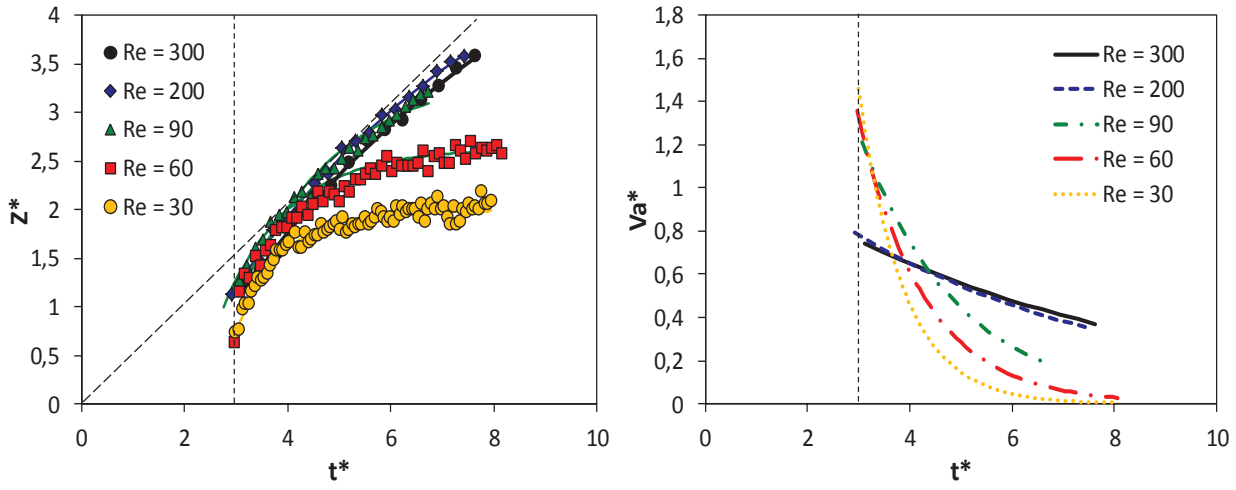
4.3.1 Déplacement et vitesse de translation

Les figures 4.17 et 4.18 représentent l'évolution temporelle de la trajectoire (déplacement) et de la vitesse de translation de l'anneau tourbillonnaire pour deux indices de comportement : n = 0,76 et 0,65 successivement. Ces courbes sont tracées à différents nombres de Reynolds. La position verticale de l'anneau tourbillonnaire a été repérée par la position de la vitesse verticale maximale sur l'axe r^* = 0 (voir fig.4.12) et la vitesse de translation est calculée comme dans le chapitre précédent en ajustant une fonction exponentielle sur l'évolution de Z^* avec t^*.

Dans le cas du Xanthane à 0,02% (n = 0,76), on observe deux régimes différents d'écoulement. La vitesse de propagation est en effet presque linéaire pour les grands nombres de Reynolds alors qu'elle a une allure parabolique pour les valeurs les plus faibles (fig.4.17-b). Avant l'instant adimensionnel t^* = 4, la vitesse initiale de l'anneau tourbillonnaire est plus grande pour les faibles Reynolds. Mais après cet instant la vitesse diminue avec le temps d'une façon très remarquable pour les faibles Reynolds alors qu'elle reste relativement élevée pour les plus grands, soit 200 et 300. Cette diminution de vitesse à faible nombre de Reynolds est observée aussi sur la figure de déplacement (fig.4.17-a) pour les deux nombres de Reynolds 60 et 30. Pour les nombres de Reynolds élevés la courbe linéaire de la vitesse est accompagnée aussi par une autre courbe quasiment linéaire de déplacement. Pour Re = 30, on observe qu'il atteint une position presque limite après t^* = 6.

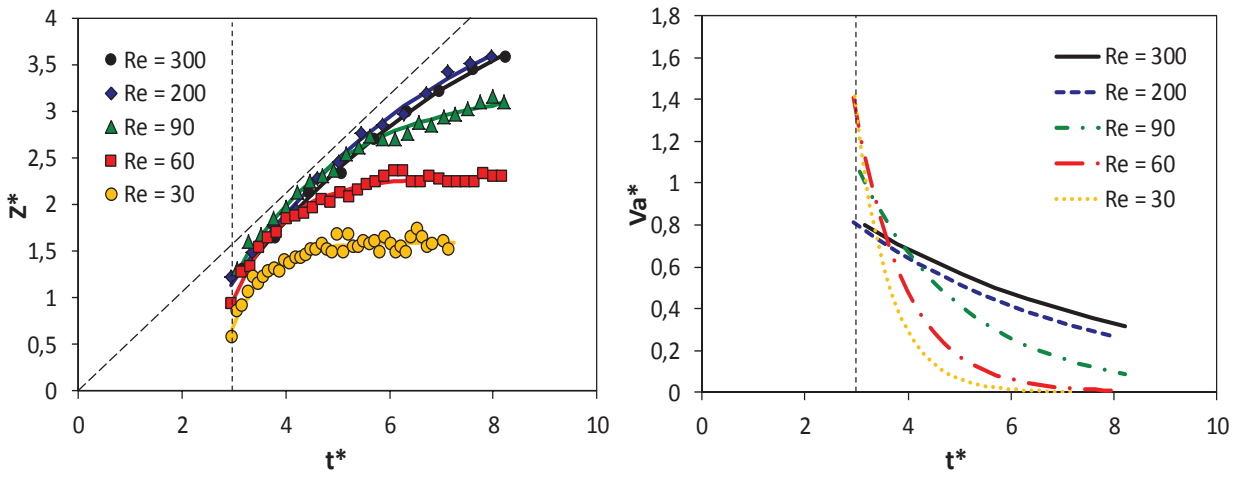
Ces observations s'appliquent aussi dans le cas du Xanthane à 0,04% (n = 0,65) (fig.4.18), à ceci près que les courbes de vitesse de propagation (fig.4.18-b) ne sont pas tout à fait linéaires pour les grands Reynolds. La vitesse diminue avec le temps quel que soit le nombre de Reynolds.

L'effet de l'indice de comportement du fluide est observé par la diminution de la vitesse et l'arrêt de l'anneau tourbillonnaire qui sont plus rapides dans le cas du fluide plus rhéofluidifiant (n = 0,65).



(a) *(b)*

Figure 4.17 : Déplacement et vitesse de l'anneau tourbillonnaire dans le Xanthane 0,02% ; n = 0, 76. (a) : Déplacement ; (b) : vitesse de translation



(a) *(b)*

Figure 4.18 : Déplacement et vitesse de l'anneau tourbillonnaire dans le Xanthane 0,04% ; n = 0, 65. (a) : Déplacement ; (b) : vitesse de translation

L'effet de l'indice de comportement du fluide est étudié en détail dans les figures 4.19 et 4.20 qui représentent le déplacement et la vitesse de translation de l'anneau tourbillonnaire pour différents indices n à deux nombre de Reynolds. Pour Re = 90 (fig.4.19), on observe que le déplacement de l'anneau (fig.4.19-a) ralentit avec n. Dans cette configuration on s'attendait à une vitesse initiale dans le cas de n = 0,65 plus grande que celle à n = 0,76 mais les mesures ne permettent pas d'avoir l'historique de la vitesse à des temps adimensionnels inférieur à 3.

A partir de t^* = 5 le déplacement Z^* diminue avec n. Mêmes observations pour le Reynolds égal à 30 avec un effet plus marqué de l'indice de comportement du fluide.

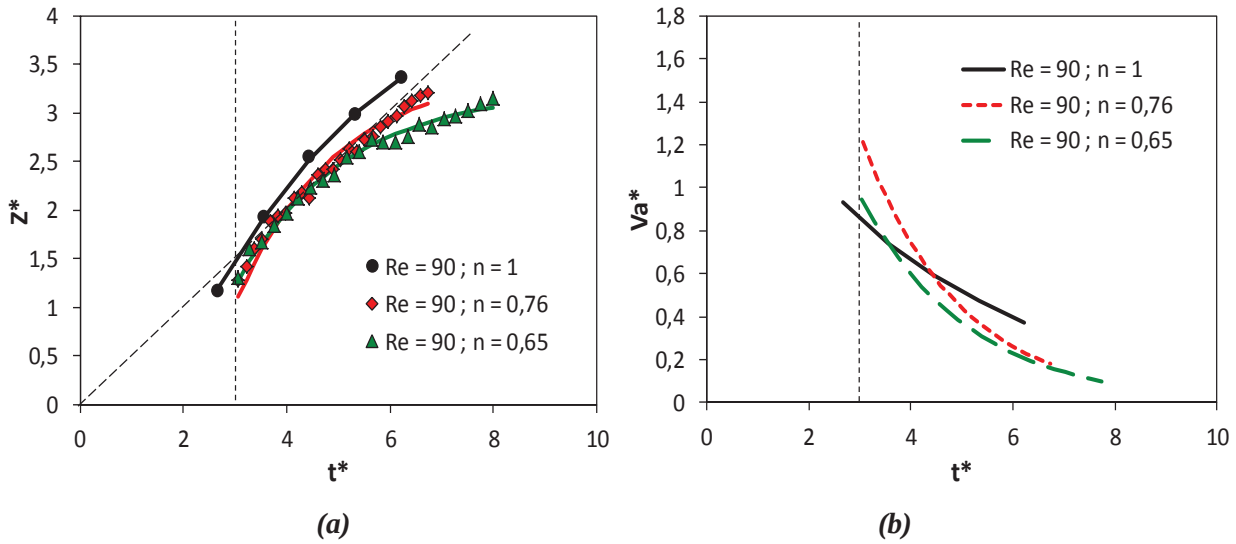


Figure 4.19 : Déplacement et vitesse de l'anneau tourbillonnaire pour différent indices de comportement n à Re = 90. (a) : Déplacement ; (b) : vitesse de translation

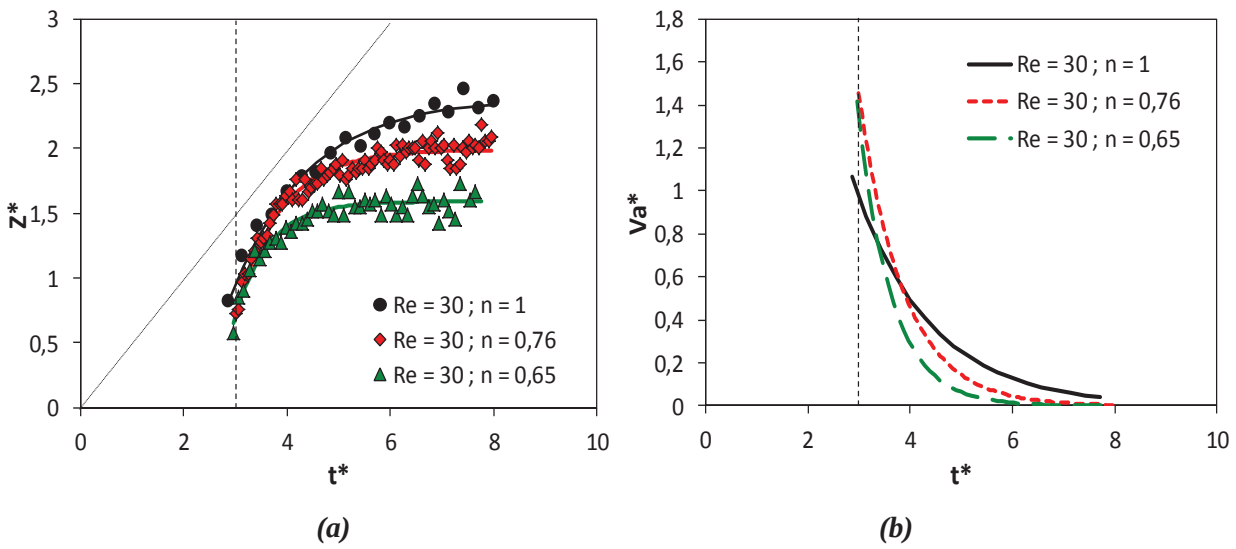


Figure 4.20 : Déplacement et vitesse de l'anneau tourbillonnaire pour différent indices de comportement n à Re = 30. (a) : Déplacement ; (b) : vitesse de translation

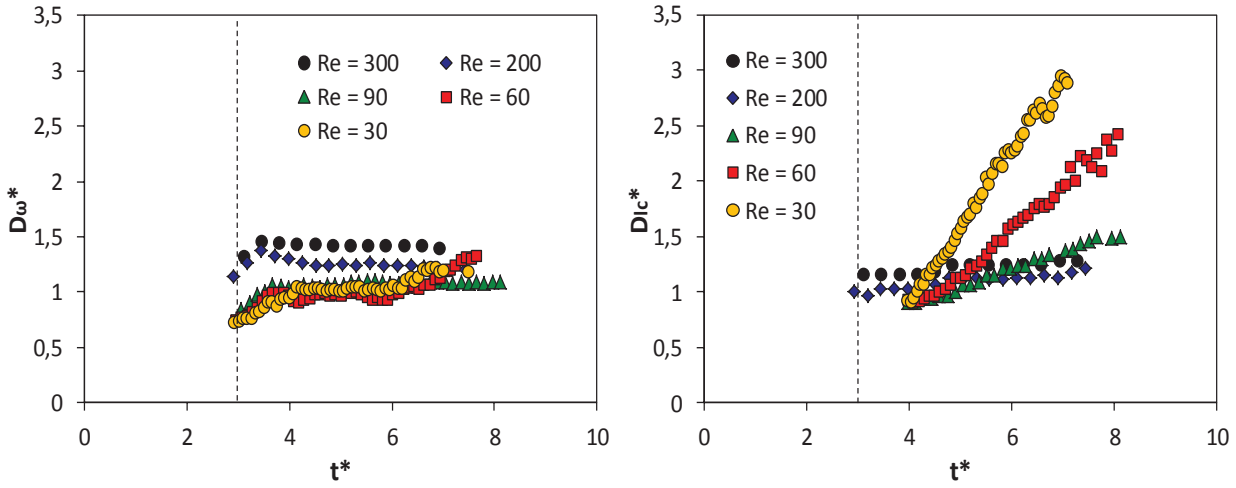
4.3.2 Diamètre de l'anneau tourbillonnaire

L'évolution temporelle des diamètres D_ω* et D_{lc}* de l'anneau tourbillonnaire est représentée sur les figures 4.21 et 4.22 à deux indices de comportement de fluide, n = 0,76 et n = 0,65 successivement. Ces diamètres sont tracés à différents nombres de Reynolds. Les positions du centre du tourbillon basées sur le maximum et le minimum de la vorticité sur l'axe de la vitesse maximale (V_z*(Zm*)) sont présentés sur les figures 4.21(a) et 4.22(a) (D_ω*). Le diamètre D_{lc}* basé sur les positions de la vitesse nulle dans le repère mobile (les centres des lignes de courant dans le repère de l'anneau tourbillonnaire) est représenté sur la figure 4.21(b) et la figure 4.22(b).

Pour le diamètre D_ω* basé sur la vorticité à n = 0,76 (fig.4.21-a), on observe deux types d'évolution par rapport au nombre de Reynolds. Pour Re = 200 et 300 le diamètre est identique au diamètre du cylindre dans un premier temps. Puis une légère augmentation du diamètre est observée pour t* compris entre 3 et 3,60 environ jusqu'à ce qu'il se stabilise à une valeur d'environ 1,4. En revanche, à faible Reynolds le diamètre commence avec une valeur inférieure à 1, il progresse petit à petit jusqu'à qu'il se stabilise à la valeur de 1 avec une légère augmentation à la fin (t* < 6) pour les nombres de Reynolds de 60 et 30.

Pour le même diamètre D_ω* à n = 0,65 (fig.4.22-b), on observe trois régimes d'écoulement différents. Pour les grands Reynolds (Re = 200 et 300), l'évolution est à peu près identique avec le cas n = 0,76. Pour Re = 90 et 60, on observe un diamètre à peu près égal à 0,8 jusqu'à t* = 6 puis il commence à augmenter légèrement. Pour Re = 30 le diamètre commence comme les autres à 0,8. Il augmente ensuite un peu entre t* = 3 et t* = 4. L'augmentation du diamètre observée sur les cas précédents (Re = 60 et 90) est plus marquée pour le Reynolds 30 et elle commence un peu plus tôt à t* = 4. On estime que ces changements de régime sont dus au comportement rhéologique du fluide qui passe d'un comportement rhéofluidifiant à un autre proche du newtonien à faible nombre de Reynolds.

Le diamètre D_{lc}* basé sur les lignes de courant est présenté sur deux figures (fig.4.4.21-b et fig.4.22-b). La valeur de ce diamètre pour les grands nombres de Reynolds ($Re = 200\ et\ 300$) est presque constante et égale à environ 1,2 pour les deux valeurs de n. On a donc dans ce cas un comportement similaire des deux diamètres. Par contre, en dessous de ces deux Reynolds, une augmentation progressive du diamètre D_{lc}* de l'anneau pour les plus faibles valeurs de Reynolds est observée et les deux diamètres D_ω* et D_{lc}* évoluent de façon très différente. Entre t* = 3 et t* = 4 les mesures ne permettent pas d'avoir des informations suffisamment précises sur le diamètre basé sur les lignes de courant à faible nombre Reynolds. On ne les a donc pas prises en considération ici.



(a) *(b)*

Figure 4.21 : Diamètre de l'anneau tourbillonnaire dans le Xanthane 0,02% (n = 0,76) ; (a) : diamètre basé sur les positions des vorticités minimum et maximum ; (b) diamètre basé sur les centres des lignes de courant dans le repère de l'anneau

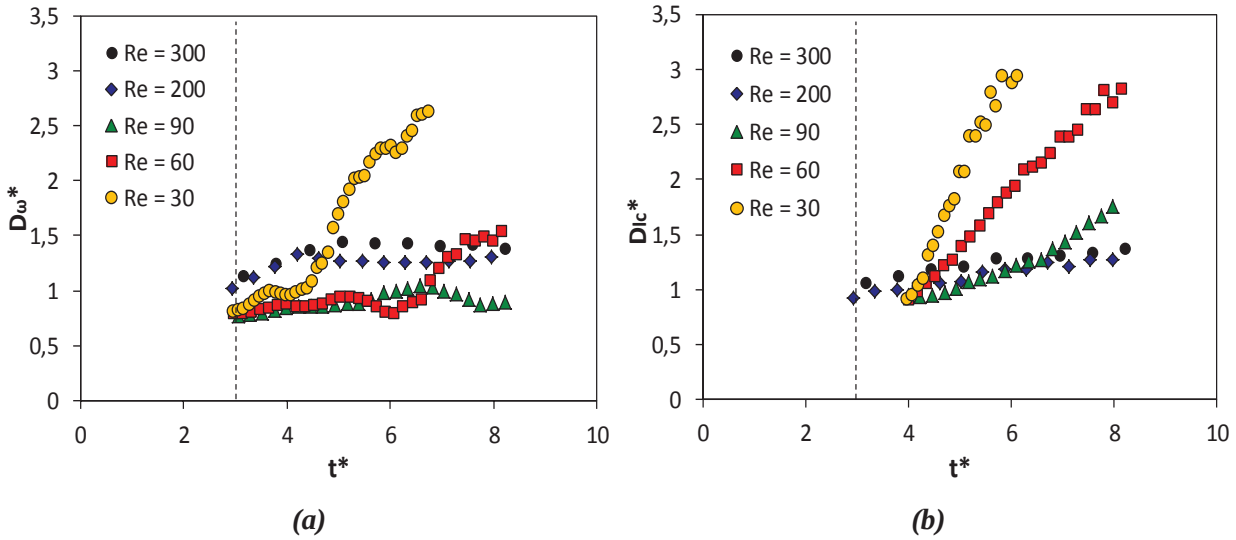
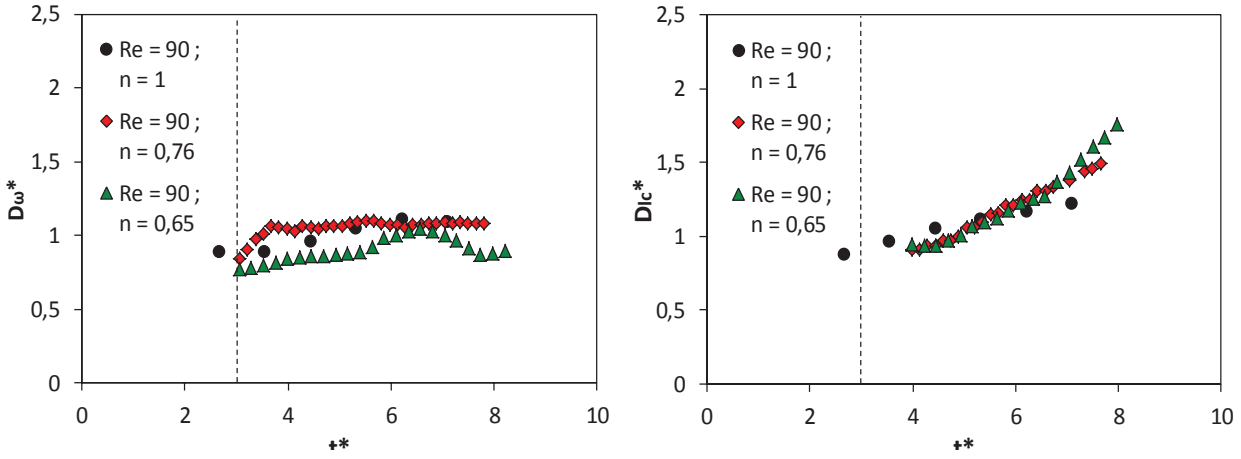


Figure 4.22 : Diamètre de l'anneau tourbillonnaire dans le Xanthane 0,04% (n = 0,65) ; (a) : diamètre basé sur les positions des vorticités minimum et maximum ; (b) diamètre basé sur les centres des lignes de courant dans le repère de l'anneau

L'effet de l'indice de comportement est étudié en détail dans la figure 4.23 (Re = 90) et la figure 4.24 (Re = 30).

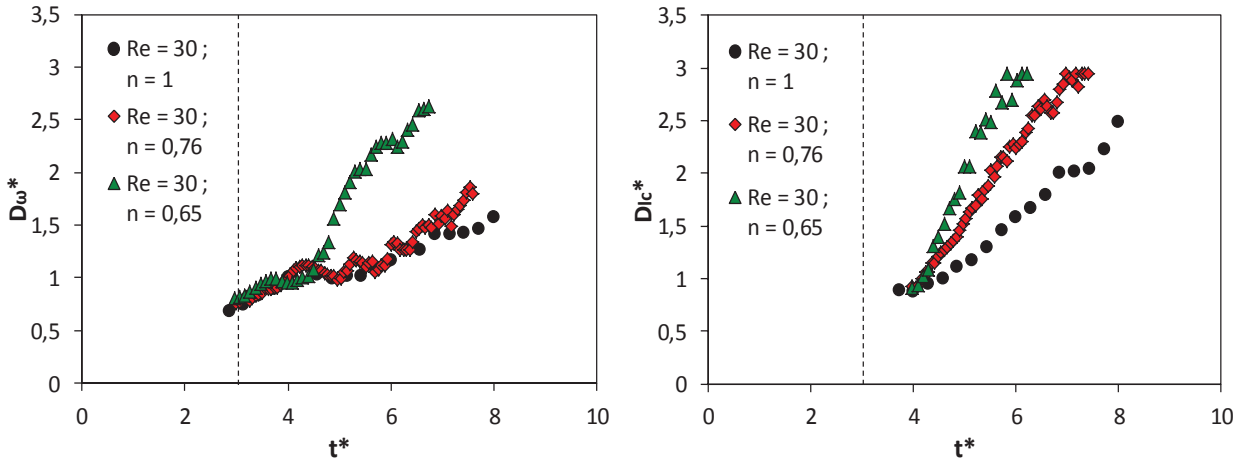
Pour le nombre de Reynolds égal à 90, il est difficile de voir l'influence de l'indice n pour le diamètre basé sur la vorticité. En revanche, le diamètre basé sur les lignes de courant augmente avec l'indice de comportement après avoir commencé à peu près à la même valeur D_{lc}* = 0,8 environ.

Pour le Re = 30 l'influence de n sur le diamètre de l'anneau tourbillonnaire basé sur la vorticité est plus marquée. Le diamètre augmente avec le temps pour tous les indices de comportement. Cette augmentation est d'autant plus importante que l'indice n est faible ($n = 0{,}65$). Le diamètre basé sur les lignes de courant augmente progressivement avec le temps pour tous les indices n. Cette progression est plus marquée pour les indices de comportement les plus faibles.



(a) *(b)*

Figure 4.23 : Diamètre de l'anneau tourbillonnaire pour différents fluides à Re = 90 ; (a) : diamètre basé sur les positions des vorticités minimum et maximum ; (b) diamètre basé sur les centres des lignes de courant dans le repère de l'anneau



(a) *(b)*

Figure 4.24 : Diamètre de l'anneau tourbillonnaire pour différents fluides à Re = 30 ; (a) : diamètre basé sur les positions des vorticités minimum et maximum ; (b) diamètre basé sur les centres des lignes de courant dans le repère de l'anneau

4.3.3 Vorticité minimum et maximum

La figure 4.25 représente les extremums de la vorticité et leur moyenne calculés sur l'axe perpendiculaire à la position de la vitesse axiale maximale. Ces courbes sont tracées pour le cas de Xanthane 0,04% (n = 0,65). La vorticité est presque identique au démarrage de la propagation de l'anneau à t^* = 3 environ quel que soit le nombre de Reynolds. Ensuite, sur la durée de mesure, la vorticité diminue avec le temps et d'autant plus vite que le nombre de Reynolds est plus faible. On peut aussi constater deux régimes différents, les grands Reynolds (Re = 300 et 200) où la vorticité diminue légèrement et les faibles Reynolds où la vorticité diminue plus rapidement.

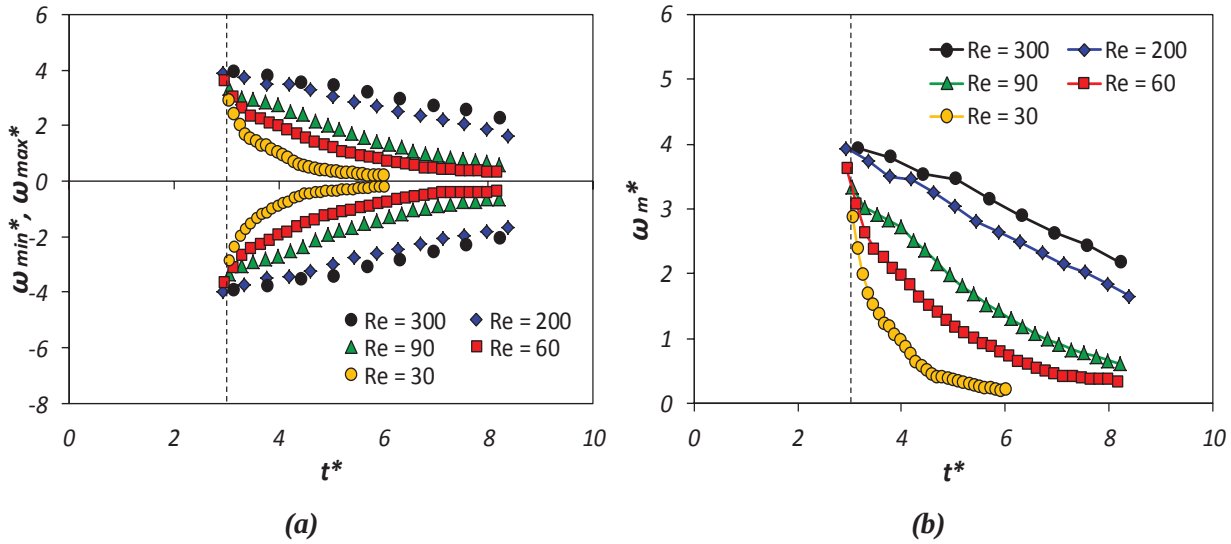


Figure 4.25 : Vorticité pour le Xanthane 0,04% (n = 0,65) ; (a) : vorticité minimale et maximale ; (b) : vorticité moyenne des extremums

L'effet de l'indice de comportement du fluide sur l'intensité des vorticités extrêmes est présenté sur la figure 4.26. La vorticité est plus élevée dans le cas newtonien à *Re* = 90 (fig.4.26-a) alors qu'elle est identique au début pour les deux fluides rhéofluidifiants. Mais avec le temps, on observe que la vorticité diminue plus vite dans le cas n = 0,65 que pour $n = 0{,}76$.

Pour *Re* = 30 (fig.4.26-b) la vorticité commence avec une valeur identique pour tous les comportements étudiés. La vorticité diminue ensuite avec le temps et cette diminution est marquée pour n = 0,65 alors que pour n = 0,76 le diamètre reste proche de celui du fluide newtonien (n = 1).

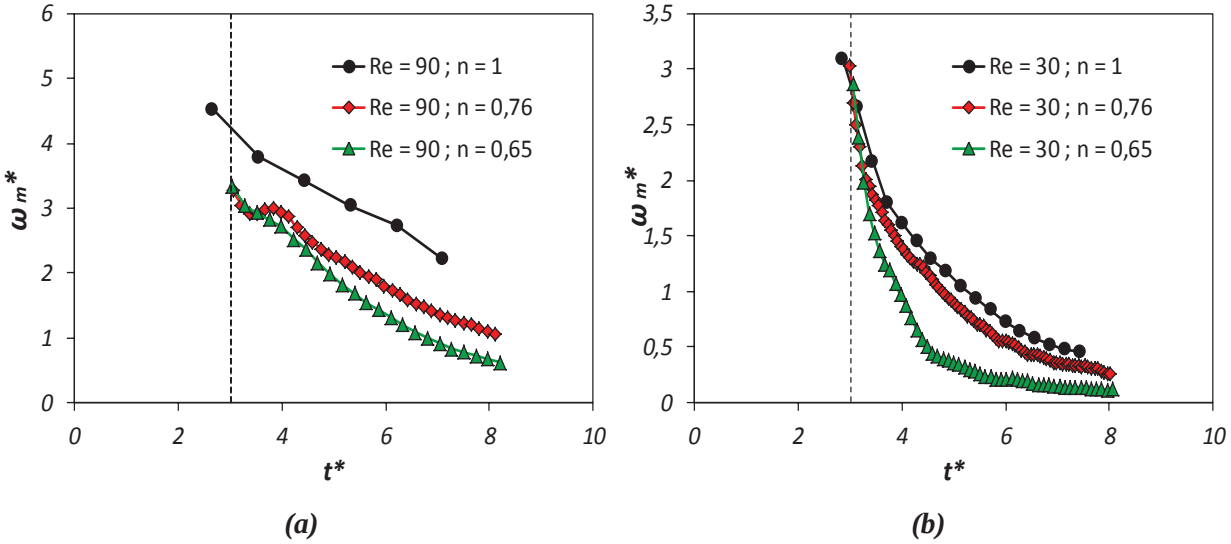


Figure 4.26 : Vorticité moyenne des extremums pour différents fluides. (a) : Re = 90 ; (b) : Re = 30

4.4 Champs de vitesse de cisaillement

Les champs de vitesse de cisaillement et les lignes de courant en repère mobile (repère de l'anneau tourbillonnaire) sont présentés pour un indice de comportement du fluide n = 0,65 sur la figure 4.27, et pour n = 0,76 sur la figure 4.28. Pour les deux fluides utilisés, les expériences de caractérisation rhéologique ont montré que le passage du plateau newtonien à faible vitesse de cisaillement vers la zone de comportement rhéofluidifiant se fait à une vitesse de cisaillement de l'ordre de 0,5 s^{-1} (ajustement d'un modèle de Carreau-Yasuda, *cf.* Tableau 2.1). Aussi la palette de couleurs a été adaptée pour différencier ces deux régimes : sur les faibles vitesses de cisaillement (plateau newtonien, soit $\dot{\gamma} \leq 0.5 s^{-1}$) la palette varie du blanc au noir. Pour les vitesses de cisaillement plus importantes (comportement rhéofluidifiant, $\dot{\gamma} \geq 0.5\ s^{-1}$), elle varie du noir au rouge puis au jaune.

Dans le premier cas (n = 0,65), on observe que la vitesse de cisaillement est plus grande sur la durée d'injection, elle atteint 18 s^{-1} pour Re = 200. Une fois le piston arrêté, elle diminue relativement avec le temps. Cette diminution est plus rapide pour les faibles Reynolds et on observe que l'ensemble de l'écoulement se situe dans le plateau newtonien après t^* = 4 pour Re = 30. Par contre, les zones de rhéofluidification restent importantes (vitesse de cisaillement supérieure à 0.5s^{-1}) pour les plus grands nombres de Reynolds, soit 90 et 200.

Pour le deuxième cas de fluide rhéofluidifiant (n = 0,76), la vitesse de cisaillement est un peu plus faible par rapport au cas précédent. Elle est aussi élevée quand le piston est en mouvement et diminue avec le temps une fois l'injection terminée. Elle est très faible pour Re = 30 notamment après l'arrêt du piston où on est quasiment sur un régime newtonien.

Ce changement de comportement à faible nombre de Reynolds (Re = 30) peut expliquer le changement de régime observé sur les figures de déplacement et de diamètre (fig.4.20 et fig.4.24). L'arrêt de l'anneau tourbillonnaire et la saturation de son diamètre à partir de t^* = 4 coïncident avec le moment où le fluide commence à devenir quasiment newtonien sur les figures du champ de vitesse de cisaillement (fig.4.27 et fig.4.28). Pour valider la méthode de calcul du Reynolds généralisé qui a été utilisée, et qui est basée sur la loi puissance et donc essentiellement sur le comportement rhéofluidifiant, le nombre de Reynolds a été recalculé en prenant en compte le plateau newtonien à l'aide d'un modèle de Carreau-Yasuda. Sur la base d'un écoulement de Poiseuille établi en conduite, le Reynolds calculé en prenant en compte la plateau newtonien est très proche de celui utilisé, qui est basé sur la seule zone de rhéofluidification Comme il y a un changement clair de comportement du fluide et du régime d'écoulement à t^* = 4 pour les deux fluides étudiés, le nombre de Reynolds est recalculé pour un fluide newtonien (voir 2.1) en utilisant la viscosité du plateau (fig.2.6) et les résultats sont très différents. Pour un Reynolds de 30 calculé en loi puissance, l'équivalent en newtonien, calculé avec la viscosité plateau $\eta_0$est de 13,8. Pour Re = 60, l'équivalent est égal à 23,3. Ces conclusions expliquent pourquoi les courbes de déplacement et de diamètre en fluide rhéofluidifiant pour les deux nombres de Reynolds 30 et 60 sont proches de celles en fluide newtonien pour les deux nombre de Reynolds 30 et 15 respectivement. Donc, pendant la phase d'injection et jusqu'à t^* proche de 4, le régime

d'écoulement est essentiellement rhéofluidifiant et la vitesse de cisaillement en moyenne supérieures à $0{,}5s^{-1}$ qui est la valeur de séparation entre les deux régimes rhéofluidifiant et newtonien. Pour $t^* > 4$ le régime est quasi-newtonien et les vitesses de cisaillement sont majoritairement inférieures à $0{,}5s^{-1}$, Un nouveau calcul de Re est donc indispensable pour mieux caractériser l'écoulement. Ce Reynolds est très bas et s'accompagne d'un arrêt du tourbillon et d'une saturation de son diamètre comme cela avait été conclu à la fin de l'étude en fluide newtonien dans le chapitre précédent.

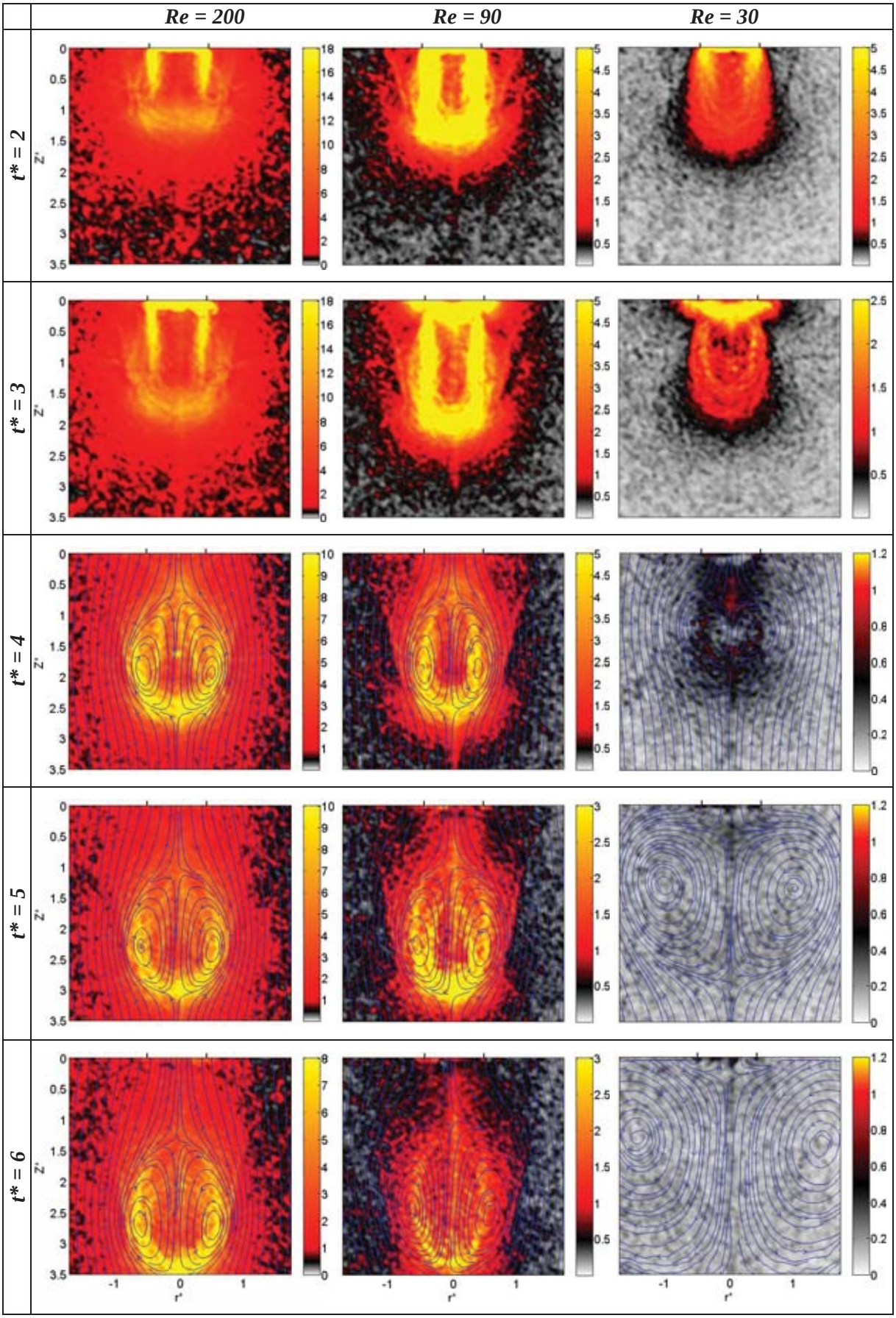


Figure 4.27 : Champs de vitesse de cisaillement et lignes de courant associées. n = 0,65

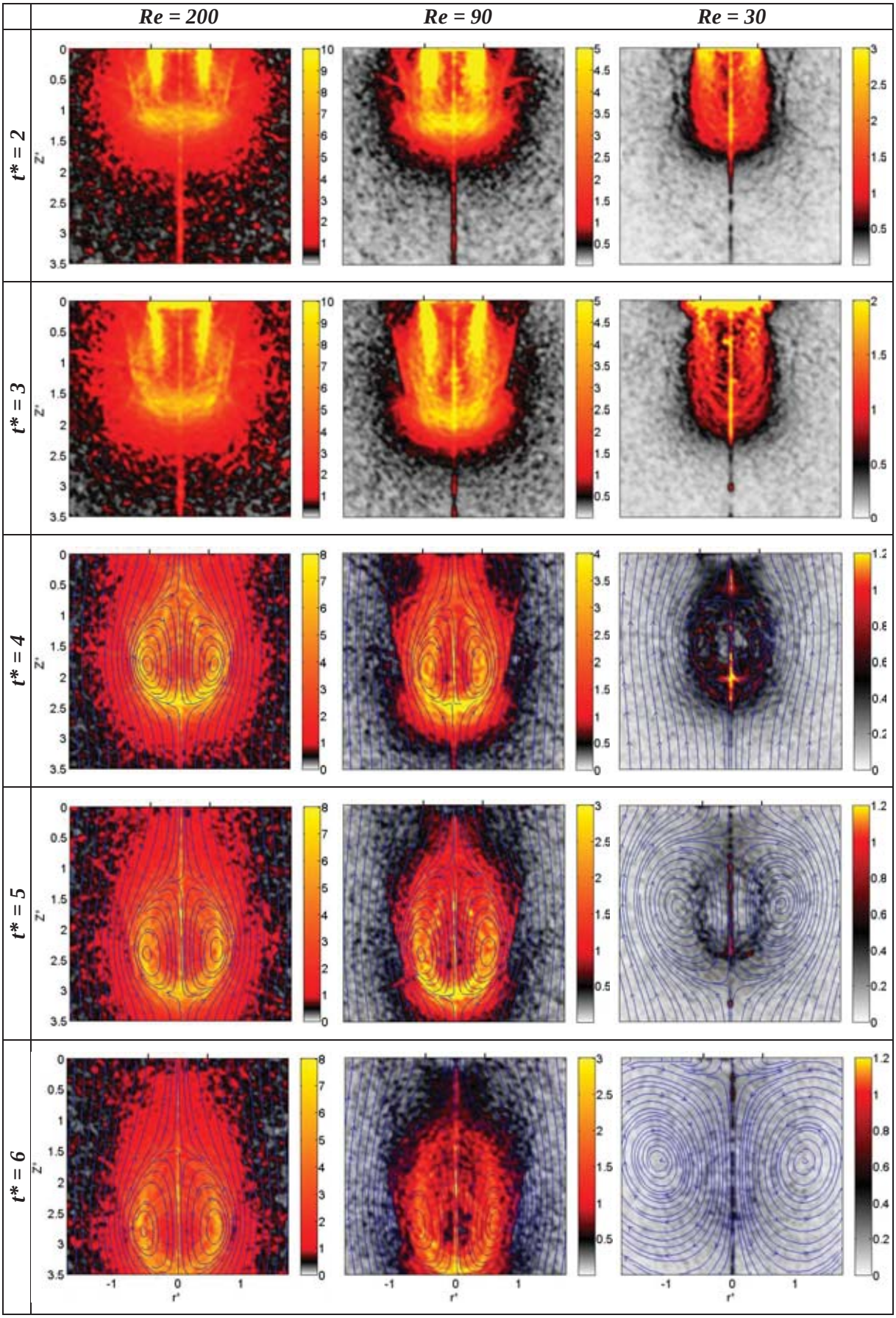


Figure 4.28 : Champs de vitesse de cisaillement et lignes de courant associées. n = 0,76

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, l'étude de la dynamique d'un anneau tourbillonnaire en fluide rhéofluidifiant a été présentée.

Dans la section 4.1, les résultats qualitatifs de la visualisation par colorant ont été traités. Ces derniers ont montré que les phases classiques d'enroulement et de détachement de l'anneau sont présentes sur toute la gamme de nombre de Reynolds étudiée ($30 \leq Re \leq 300$). L'intensité d'enroulement de la nappe de vorticité et la vitesse de déplacement diminuent avec le nombre de Reynolds, elles sont relativement faibles pour les valeurs du Reynolds les plus basses ($Re \leq 45$) et elles sont plus faibles par rapport à celles trouvées en fluide newtonien aux mêmes nombres de Reynolds.

Dans la section 4.2, la cinématique de l'anneau tourbillonnaire a été analysée. Les champs de vorticité et les lignes de courant ont été présentés dans les repères fixe et mobile. Ces résultats ont confirmé les conclusions de l'étude qualitative sur l'intensité de la vorticité et la vitesse de translation. Ils ont également permis de montrer que le diamètre de l'anneau augmente quand le nombre de Reynolds diminue. Cette augmentation est due à la diffusion de la vorticité après que l'anneau tourbillonnaire se soit arrêté. Les profils de vitesse à la sortie de tube tendent vers des profils paraboliques, excepté en début et en fin de course où ils sont quasiment uniformes. Ils montrent que la vitesse maximale est proche de la valeur maximale théorique d'un écoulement dans une conduite. Dans notre étude elle est à environ 1,7. Ils sont indépendants du nombre de Reynolds mais dépendants de l'indice de comportement de fluide et on a montré que la vitesse diminue lorsque l'indice n diminue. Différents profils de vitesse dans le cœur de l'écoulement (dans l'anneau tourbillonnaire) ont aussi été présentés ; des profils du champ de vitesse à différents Z^*, des profils de vitesse sur l'axe verticale ($r^* = 0$) et des profils de vitesse sur l'axe horizontale perpendiculaire à la position de la vitesse maximale.

Dans la section 4.3, La dynamique de l'anneau tourbillonnaire est analysée. Les résultats ont montré que le déplacement et la vitesse de l'anneau diminuent lorsque le nombre de Reynolds diminue, ainsi que lorsque l'indice de comportement diminue. Cette décroissance est plus marquée pour des temps t^* supérieurs à 4. La courbe du diamètre de l'anneau tourbillonnaire est quasiment uniforme pour les grands nombres de Reynolds. En revanche, elle augmente pour les Reynolds plus faibles jusqu'à ce qu'elle sature à $Re = 30$, et cette augmentation est plus importante lorsque n diminue. Les extremums de la vorticité présentés dans la sous-section 4.3.3 ont montré que la valeur absolue de la vorticité extrême diminue avec le nombre de Reynolds et l'indice de comportement.

Dans la section 4.4, l'analyse rhéologique des phénomènes précédents a été présentée. Les champs de vitesse de cisaillement ont montré que, dans la fenêtre d'observation choisie, il y a coexistence des deux comportements : une région où le fluide est rhéofluidifiant ($\dot{\gamma} > 0{,}5$ qui est la valeur d'intersection entre la zone de comportement rhéofluidifiant et le plateau newtonien sur le rhéogramme de caractérisation du fluide) et une région où le fluide est quasiment newtonien ($\dot{\gamma} < 0{,}5$). On remarque que le régime est newtonien pour les plus

faibles nombres de Reynolds. Le calcul d'un Reynolds basé sur la viscosité plateau η_0 permet alors de comparer ces résultats aux résultats obtenus en fluide newtonien (chapitre 3) et de les faire concorder. Cela explique donc la diffusion rapide observée dans l'écoulement à faible nombre de Reynolds, notamment à Re = 30, ce cas se révélant très proche du cas Re = 15 analysé en fluide newtonien.

CHAPITRE 5

EXPLORATION EN FLUIDES VISCOPLASTIQUE ET VISCOELASTIQUE

5 EXPLORATION EN FLUIDES VISCOPLASTIQUE ET VISCOELASTIQUE

Dans ce chapitre, les premiers résultats expérimentaux de l'étude des anneaux tourbillonnaires en fluide viscoplastique et en fluide viscoélastique sont présentés dans deux parties distinctes. Dans la première section, la dynamique générale de l'écoulement en fluide viscoplastique est illustrée par des champs de vorticité, des lignes de courant et des champs de vitesse de cisaillement. L'évolution de la vitesse est présentée afin de bien identifier et décrire les mouvements secondaires. Cette étude préliminaire met ainsi en évidence la génération quasi périodique d'anneaux tourbillonnaires secondaires de signes alternés. L'étude en fluide viscoélastique est ensuite présentée dans une seconde section. Les résultats sont montrés sous forme de champs de vorticité, de vitesse de cisaillement et de lignes de courant. Pour le même fluide viscoélastique, l'évolution de la structure de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds est analysée. Plus précisément, l'étude met en évidence à bas nombre de Reynolds l'apparition de vorticité de signe opposé de celle de l'anneau tourbillonnaire principal, un phénomène a priori de nature différente de celle de la génération de la structure secondaire identifiée aussi à nombre de Reynolds faible en fluide newtonien. Dans les deux cas viscoplastique et viscoélastique, l'analyse des résultats a permis de mettre en lumière l'importance dans la dynamique de l'écoulement d'un temps caractéristique associé à la nature du fluide.

5.1 Anneau tourbillonnaire en fluide viscoplastique

Les expériences présentées dans cette partie sont menées avec une solution de Carbopol à 0.1% de concentration. L'ajustement d'un modèle de Herschel-Bulkley conduit aux paramètres suivants : $\tau_0 = 1.45\ Pa$, $n = 0.38$ et $k = 1.52\ Pa.s^n$.

5.1.1 Champs de vorticité et lignes de courant

Les champs de vorticité et les lignes de courant sont présentés dans le repère fixe sur les figures 5.1 et 5.2 pour les deux nombres de Reynolds 90 et 160. Les carrés noir sur les figures représentent les limites du tube d'injection.

Les résultats sont présentés pour des temps adimensionnels compris entre 3 et 24. Ils montrent qu'il est possible de générer un anneau tourbillonnaire en fluide viscoplastique à $Re = 90$ et 160 mais sa maturation et son évolution dans le temps sont plus complexes que ce qui a été observé en fluide newtonien et newtonien généralisé.

Pour $t^* = 3$ il est difficile de donner des informations sur la vorticité, dont la mesure est très bruitée à cet instant, mais les lignes de courant qui forment les premiers enroulements de la forme tourbillonnaire sont présents. A l'instant suivant ($t^* = 4{,}5$), la formation de l'anneau et les deux pôles de vorticité négative et positive sont clairement visibles. L'écoulement se développe à $t^* = 6$ et les lignes de courant montrent que l'écoulement entraine de la matière située au-dessus de la base du cylindre (l'axe $Z^* = 0$) sur un diamètre important qui est plus de quatre fois le diamètre du tube. Ensuite, le système continue à se développer jusqu'à la formation d'un anneau secondaire de vorticité contrarotative au tourbillon principal à $t^* = 7{,}5$. Cette structure secondaire se développe à partir de la base du tube puis descend et tend à s'insérer au cœur de l'anneau principal pour repousser ce dernier vers l'extérieur. La formation d'un anneau secondaire a été observée à deux reprises en fluide newtonien : dans le cas $Re = 15$, $L/D = 4.5$ (cf. §3.5) et dans le cas des très faibles nombres de Reynolds : $Re = 10$, $L/D = 3$ (cf. §3.6). Toutefois l'anneau secondaire se forme alors sous l'anneau principal, lorsque celui-ci a atteint une vitesse de propagation pratiquement nulle et voit son diamètre augmenter. L'anneau secondaire en fluide newtonien se développe à son tour en diamètre et intensité tout en ayant lui aussi une vitesse de propagation quasi-nulle. L'évolution observée dans le cas viscoplastique est donc différente de celle observée dans le cas newtonien.

L'anneau secondaire évolue dans le temps en augmentant en diamètre ($t^* = 12$). Puis le processus se répète et une troisième structure tourbillonnaire prend naissance à $t^* = 16$ en sens inverse de la précédente, donc dans le même sens que l'anneau principal. Elle évolue en diamètre à $t^* = 20$ et a disparu à $t^* = 24$. Les mesures ne permettent pas d'observer ce qui se passe après ce temps adimensionnel mais on s'attend à un mouvement quasi périodique et amorti de génération d'anneaux tourbillonnaires secondaires successifs et contrarotatifs. La figure 5.2 présente les mêmes résultats mais cette fois-ci pour un nombre de Reynolds plus

élevé ($Re = 160$). Les résultats observés précédemment pour $Re = 90$ sont retrouvés ici mais le processus est un peu plus lent en temps adimensionnel. On observe une seule génération d'anneau secondaire à $t^* = 12$. Ce dernier évolue en diamètre dans le temps jusqu'à sa disparition à $t^* = 24$.

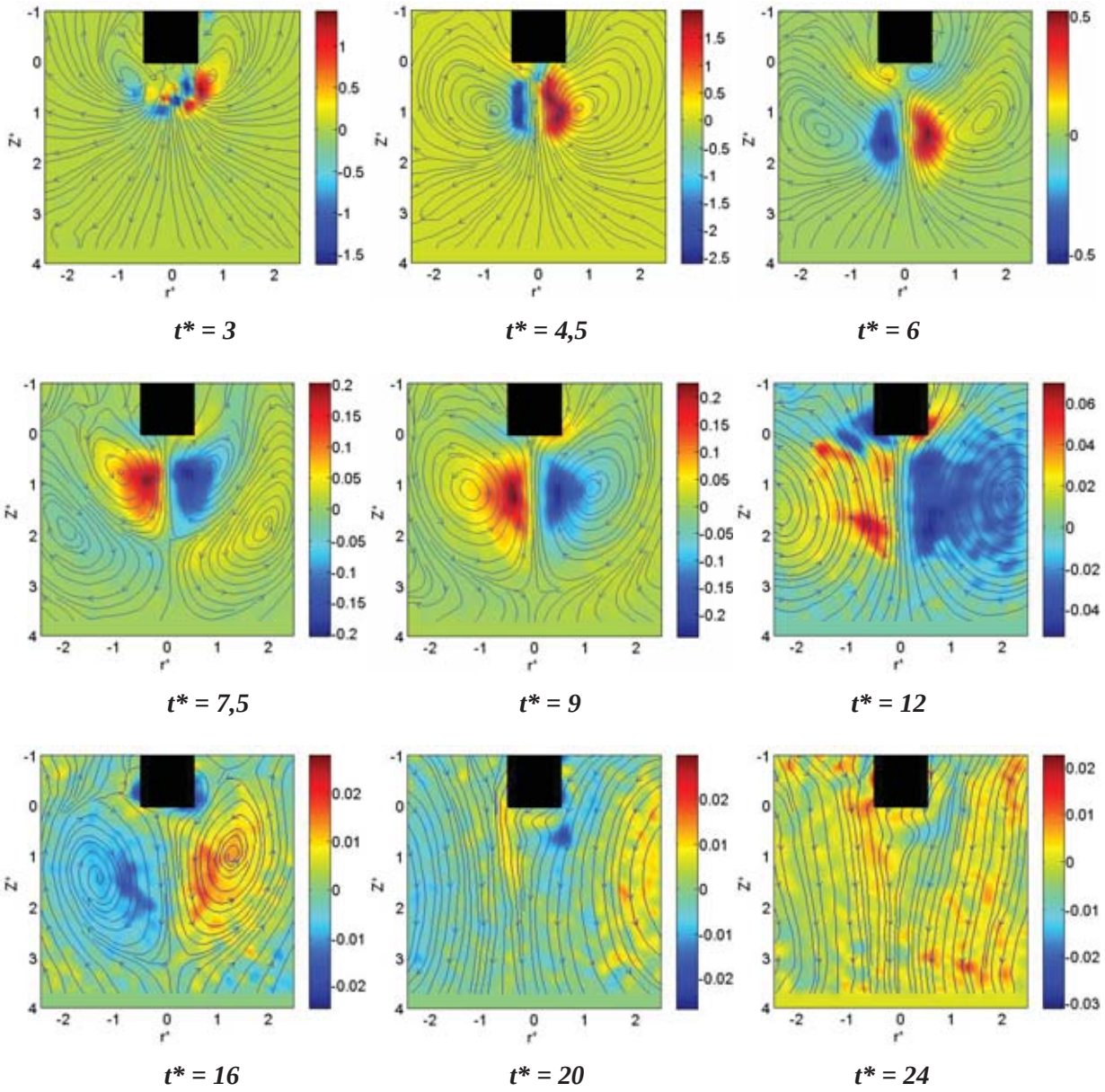


Figure 5.1 : Champs de vorticité et lignes de courant en repère fixe en fluide viscoplastique (Re = 90).

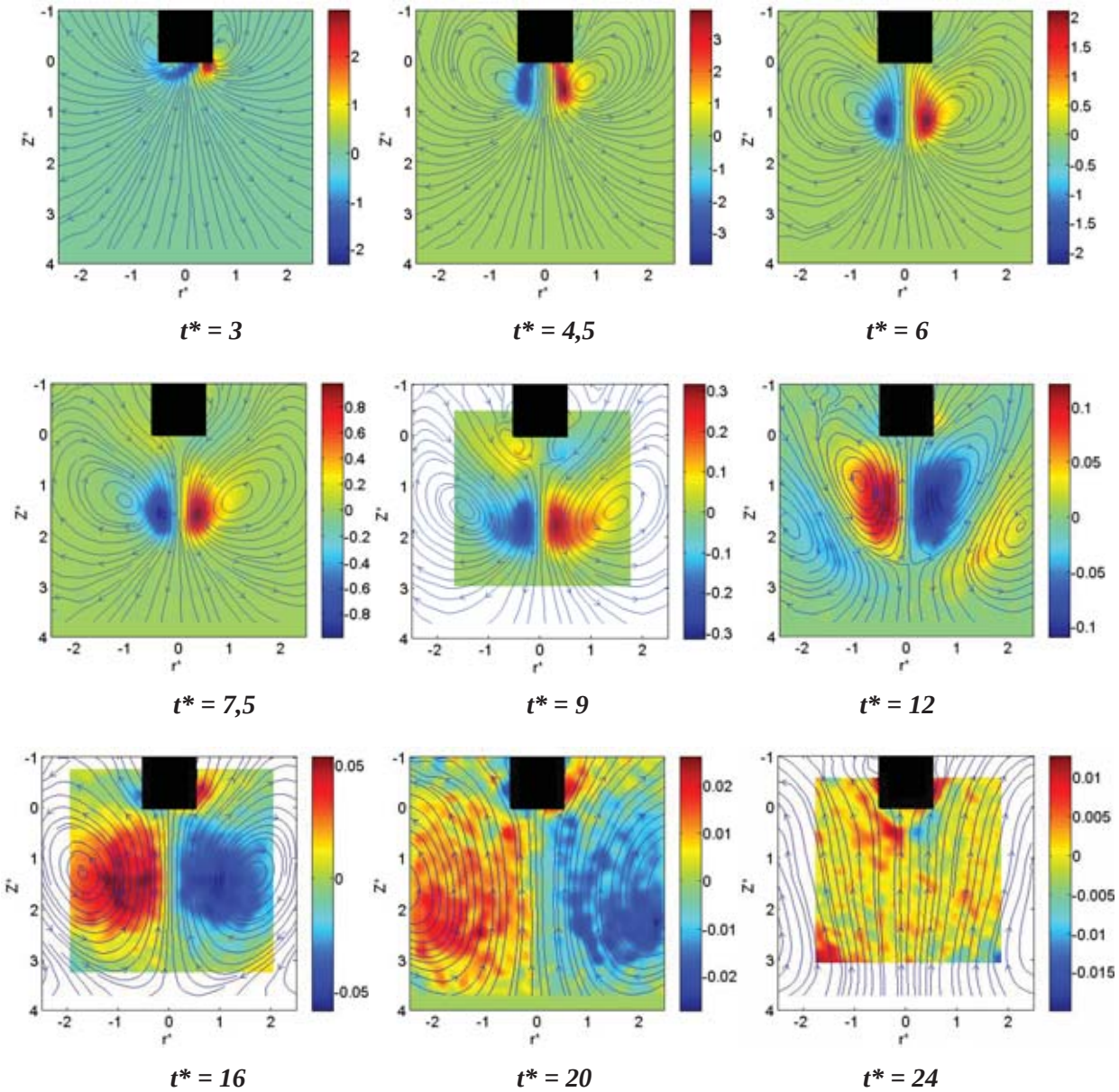


Figure 5.2 : Champs de vorticité et lignes de courant en repère fixe en fluide viscoplastique (Re = 160).

5.1.2 Evolution de la vitesse

Pour mieux comprendre la dynamique de l'anneau tourbillonnaire en fluide visco-plastique, l'évolution temporelle de la vitesse en trois points situés sur le prolongement de la paroi du tube ($r^* = 0.5$), et pour trois cotes différentes ($Z^* = 0{,}8$; 1,8 et 2,8 voir fig.5.3) est présentée sur la figure 5.4 pour les deux nombres de Reynolds 90 et 160. Ils montrent que la vitesse change de signe périodiquement et que la valeur absolue de cette vitesse diminue très vite avec le temps (système périodique amorti). Ce phénomène est le résultat de la génération des anneaux tourbillonnaires successifs et contrarotatifs qu'on a observée sur les champs de vorticité précédents. Les valeurs de la vitesse sont plus élevées sur la première position qui est proche de la section d'injection. Ces résultats montrent qu'on a une période complète pour $Re = 90$ sur le temps d'observation et environ trois quarts de période pour $Re = 160$.

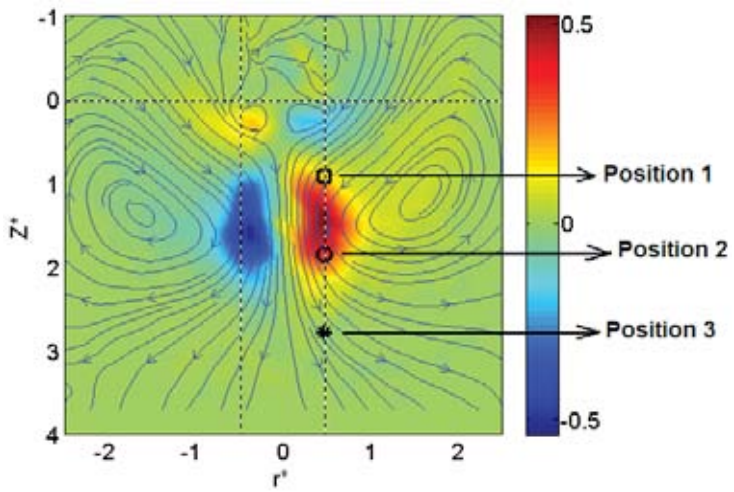


Figure 5.3 : positions de mesure de la vitesse.

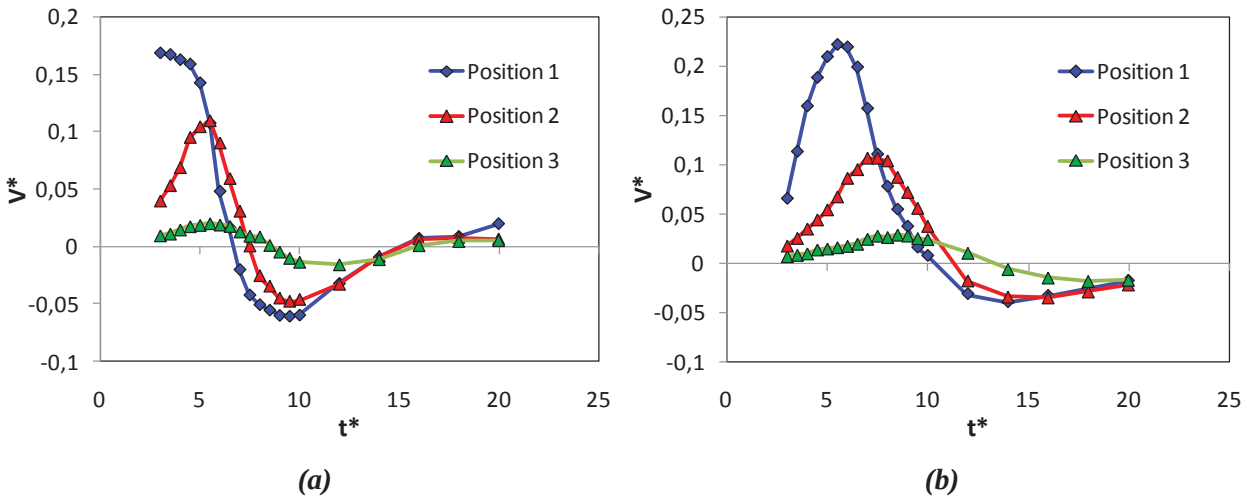
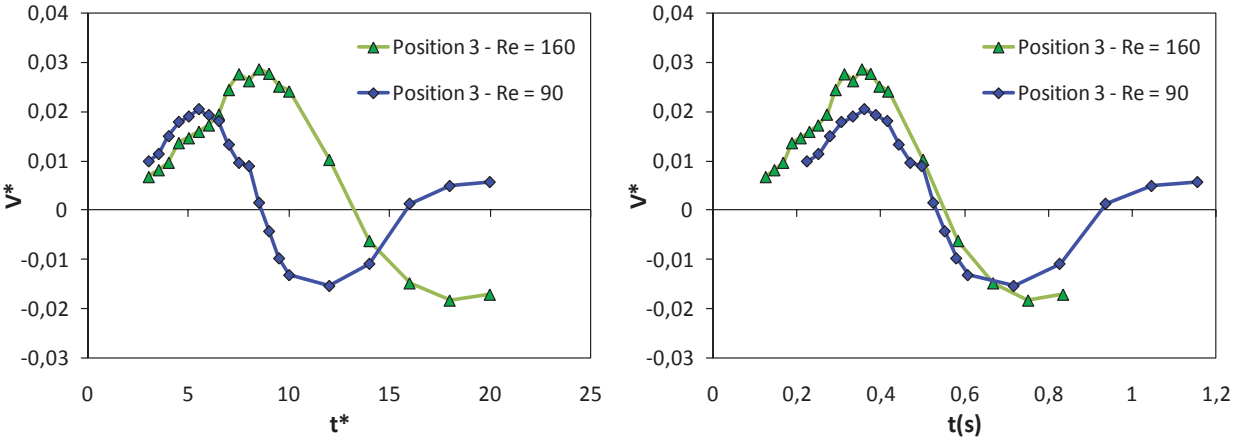


Figure 5.4 : Evolution de la vitesse de l'anneau tourbillonnaire aux positions indiquées. (a) Re = 90 ; (b) Re = 160.

Ces résultats incitent à réexaminer l'échelle de temps choisie. Ainsi la figure 5.5 présente la comparaison entre les deux nombres de Reynolds 90 et 160 à la position 3 en

temps adimensionnel (fig.5.5-a) et en temps dimensionnel (fig.5.5-b). Le point 3 a été choisi car il est le plus éloigné de la sortie du tube, donc moins sensible aux conditions d'injection, tout en présentant des valeurs de vitesse exploitables. Les premières courbes en temps adimensionnel ne sont pas comparables mais en temps dimensionné (fig.5.5-b), elles sont pratiquement en phase entre elles. La (quasi) période du phénomène est ainsi indépendante des conditions d'injection, du moins pour la gamme de nombres de Reynolds étudiée ici. Ce temps caractéristique est ici estimé entre 0,8 et 1s.



(a) *(b)*

Figure 5.5 : Evolution de la vitesse de l'anneau tourbillonnaire à la position 3 en fonction : du temps adimensionné (a) ; du temps dimensionné (b)

5.1.3 Champs de vitesse de cisaillement

Les champs de vitesse de cisaillement et les lignes de courant en repère fixe sont présentés sur les figures 5.6 et 5.7 pour les deux nombres de Reynolds 90 et 160 respectivement.

Les résultats à $Re = 90$ (fig.5.6) montrent que la vitesse de cisaillement reste importante (avec un maximum de 80 s^{-1} environ) sur une plage de temps adimensionnel comprise entre 3 et 4,5. Elle diminue brusquement à $t^* = 6$ où elle atteint une valeur maximale dix fois plus faible que la valeur maximale initiale. Quand l'anneau tourbillonnaire secondaire se forme à $t^* = 7{,}5$, la vitesse de cisaillement reste importante : elle est seulement deux fois plus faible que celle observée à $t^* = 6$. L'anneau secondaire continue son développement alors que la vitesse de cisaillement maximale continue à diminuer (d'un facteur environ 2 à $t^* = 12$). A $t^* = 16$, on retrouve la formation du troisième anneau, de même sens que l'anneau principal. A cet instant, la vitesse de cisaillement est très faible et il est difficile d'estimer sa valeur maximale car les incertitudes sont trop importantes.

Pour $Re = 160$ (fig.5.6), la vitesse de cisaillement initiale (à $t^* = 3$) est très élevée (120 s^{-1}). Elle diminue aussi avec le temps mais on observe ici une seule génération d'anneau secondaire à $t^* = 12$. En se basant sur les résultats obtenus à $Re = 90$, on s'attend à observer la formation d'un nouveau tourbillon secondaire à environ $t^* = 24$ mais ici les mesures à

partir de cet instant deviennent très bruitées (les vitesses sont très faibles) et il n'est donc pas possible d'avoir des résultats après $t^* = 24$.

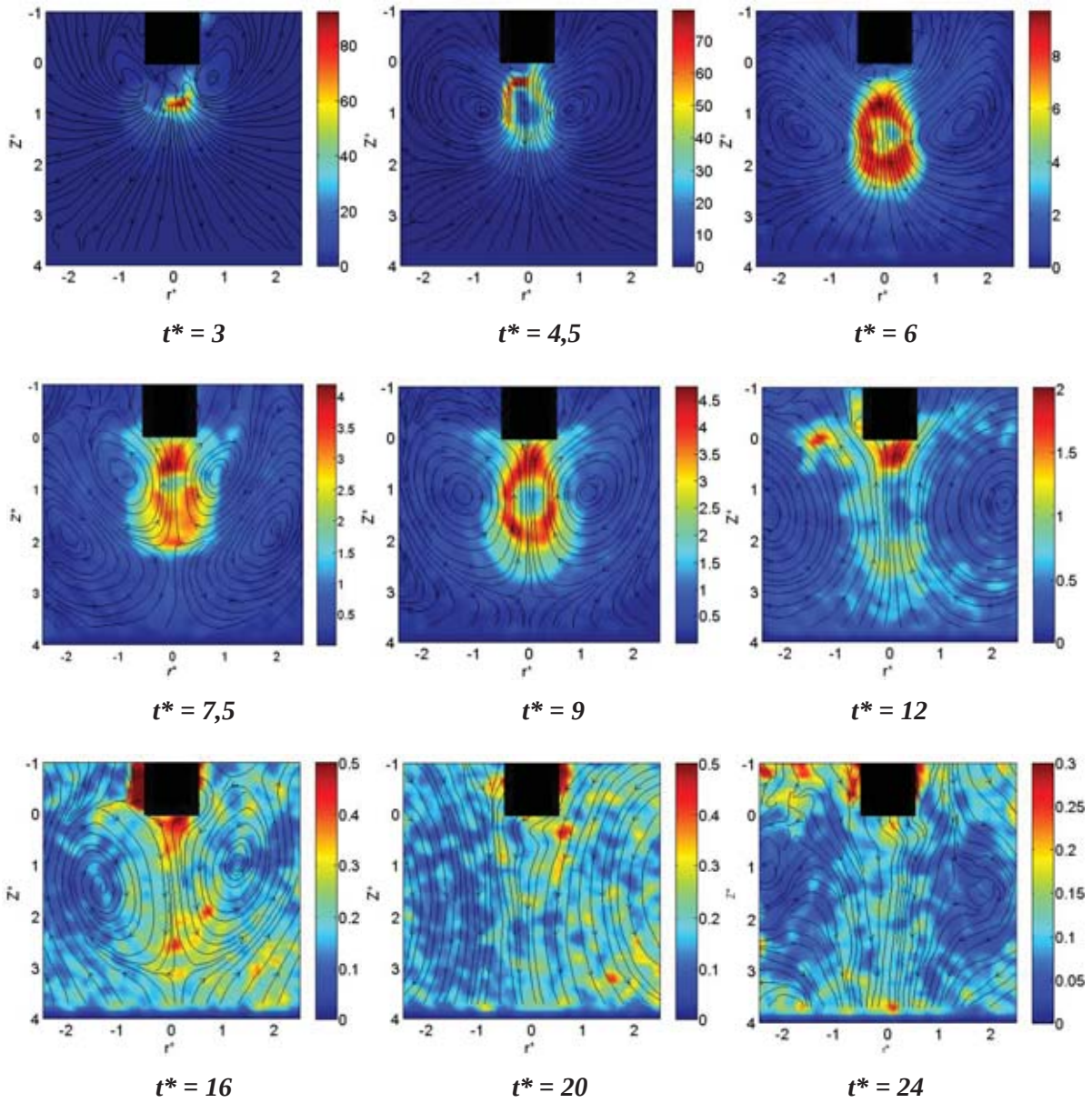


Figure 5.6 : Champs de vitesse de cisaillement et lignes de courant en repère fixe en fluide viscoplastique (Re = 90).

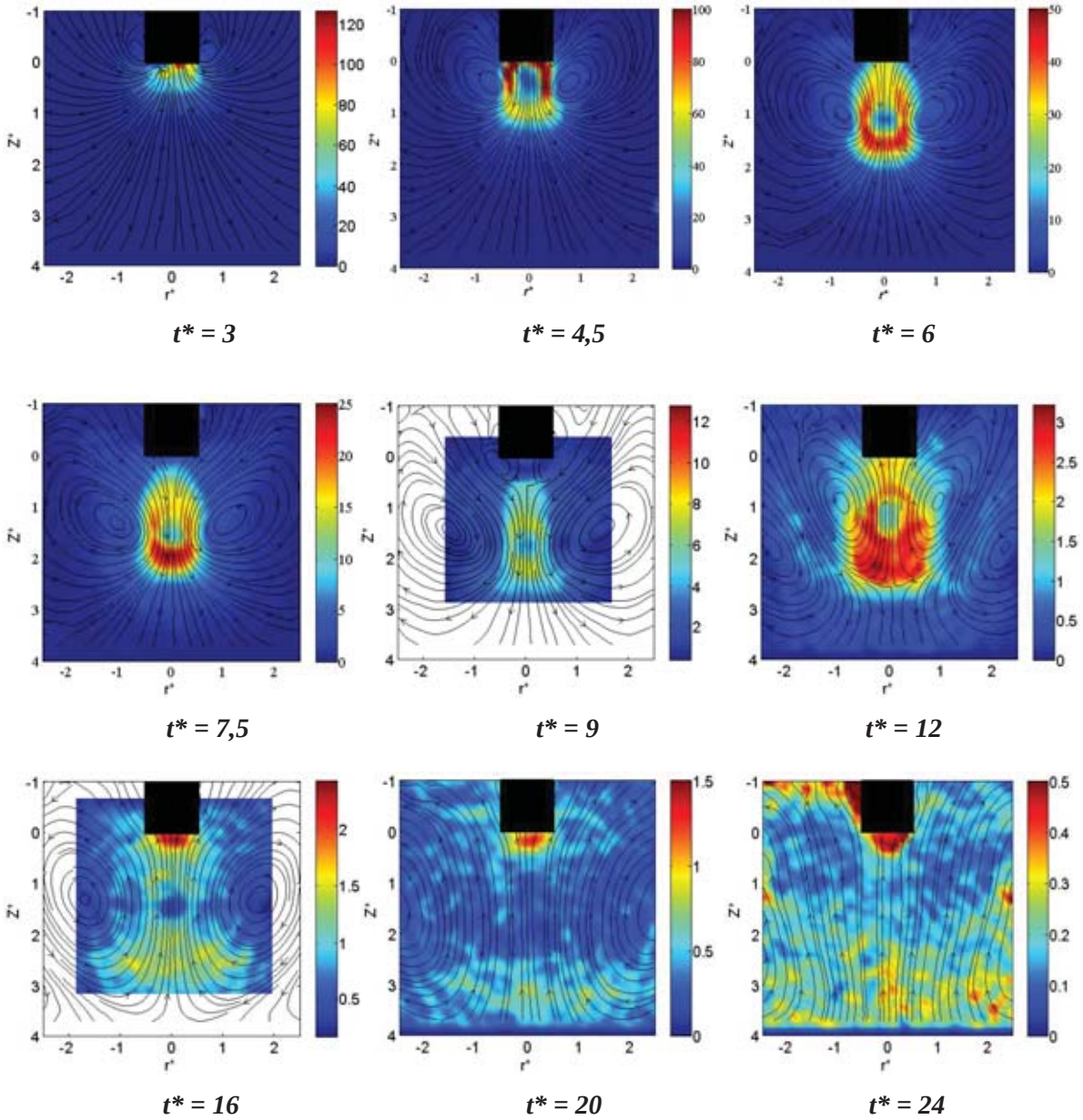


Figure 5.7 : Champs de vitesse de cisaillement et lignes de courant en repère fixe en fluide viscoplastique (Re = 160).

5.2 Anneau tourbillonnaire en fluide viscoélastique

L'étude des anneaux tourbillonnaires en fluide viscoélastique est présentée ici. Le fluide utilisé est une solution de Zetag 7587 à 0,04%. Ce fluide est rhéofluidifiant ($n = 0.54$) et élastique : des mesures de rhéométrie en oscillations permettent d'estimer un temps caractéristique de l'ordre de la seconde (voir § 2.2.2). L'ajustement d'un modèle de Carreau-Yasuda sur le rhéogramme conduit aux paramètres suivants :

η_0	n	k	λ	a
0.1 Pa.s	0.54	0.068 Pa.s^n	2.31s	1.2

5.2.1 Champs de vorticité et lignes de courant

Cette étude en fluide viscoélastique est illustrée dans un premier temps par les champs de vorticité et les lignes de courant en repère fixe pour trois nombres de Reynolds différents : $Re = 55$ (fig.5.8), $Re = 105$ (fig.5.9) et $Re = 220$ (fig.5.10).

Pour $Re = 55$, les résultats obtenus montrent que les phases d'enroulement et de naissance de l'anneau tourbillonnaire sont présentes dans les deux premiers temps adimensionnels représentés. Le diamètre de l'anneau s'accroît à $t^* = 4{,}17$ (soit $t = 1{,}71s$). Ensuite, l'anneau tourbillonnaire prend une forme en 'V' (à $t^* = 5.21$, soit $t = 2{,}14s$) et des structures de vorticité contrarotatives sont observées dans le sillage de l'anneau principal. Ces structures se développent ensuite pour former un anneau tourbillonnaire secondaire de vorticité inversée par rapport à l'anneau principal, et qui vient s'insérer dans le 'V' que forme celui-ci. Comme dans le cas viscoplastique, cet anneau semble prendre naissance dans la région située sous l'extrémité du tube puis se propager vers le bas. Le processus de formation de cet anneau secondaire est donc différent de celui observé en fluide newtonien, mais est proche qualitativement de celui observé en fluide viscoplastique. Pour $Re = 105$ (fig.5.9), on observe que l'intensité de la vorticité est plus grande et que la forme de l'anneau est différente par rapport au nombre de Reynolds précédent aux même temps adimensionnels. Mais à $t^* = 9{,}20$ ($t = 2{,}43s$) on observe un début de vorticité contrarotative par rapport à l'anneau principal, soit un phénomène identique à celui observé à $t^* = 5{,}21$ ($t = 2{,}14s$) pour $Re = 55$. Il est donc possible que le même phénomène se répète. Il interviendrait plus tard si l'on se réfère aux temps adimensionnels, mais par contre à des instants très similaires si l'on se reporte au temps réel. Cette dynamique n'ayant été observée ni en fluide newtonien, ni en fluide rhéofluidifiant, il est logique de l'associer à l'élasticité du fluide. Il serait donc intéressant de confirmer cette conjecture en comparant cette dynamique avec celle d'un fluide viscoélastique de temps caractéristique différent.

La figure 5.10 présente les mêmes résultats mais pour un nombre de Reynolds égal à 220. Cette fois-ci, le diamètre de l'anneau tourbillonnaire n'augmente pas et continue à se propager normalement avec deux pôles de vorticité en forme de V. Le jet sur l'axe observé à

$Re = 105$ existe aussi ici mais il reste relié continûment à l'anneau tourbillonnaire principal. Les effets d'inertie étant plus importants, l'anneau connait une phase de déplacement où la dissipation visqueuse est faible : le diamètre de l'anneau évolue peu et aucune structure secondaire n'apparaît durant le temps d'observation et dans la fenêtre d'observation. Une exploration avec une taille de champs plus large pourrait permettre de suivre le développement de l'anneau et d'examiner en particulier s'il s'accompagne d'une formation d'anneau secondaire. Remarquons également que le temps dimensionné maximal atteint pour ce Reynolds est de 1,14s, soit largement inférieur au temps de 2,4s auquel apparaît un anneau secondaire pour les précédents Reynolds (55 et 105).

Les structures d'écoulement observées pour ces trois nombres de Reynolds différents sont presque similaires qualitativement mais décalées dans le temps en terme de temps adimensionné. Pour mieux analyser ce phénomène observé en fluide viscoélastique, on peut estimer un nombre de Deborah qui est défini comme le rapport d'un temps caractéristique du fluide t_f et d'un temps caractéristique de l'écoulement t_e :

$$\boldsymbol{De = t_f / t_e} \tag{5.1}$$

On utilisera le temps de référence $t_{ref} = D_p/V_p$ comme temps caractéristique de l'écoulement. Avec un temps t_f de l'ordre de 1s, on obtient un nombre de Deborah de 2.4 pour $Re = 55$, de 3.8 pour $Re = 105$ et de 6.3 pour $Re = 220$. On se trouve donc dans une situation où effets élastiques et effets visqueux sont comparables et vont tous deux influencer la dynamique de l'anneau tourbillonnaire.

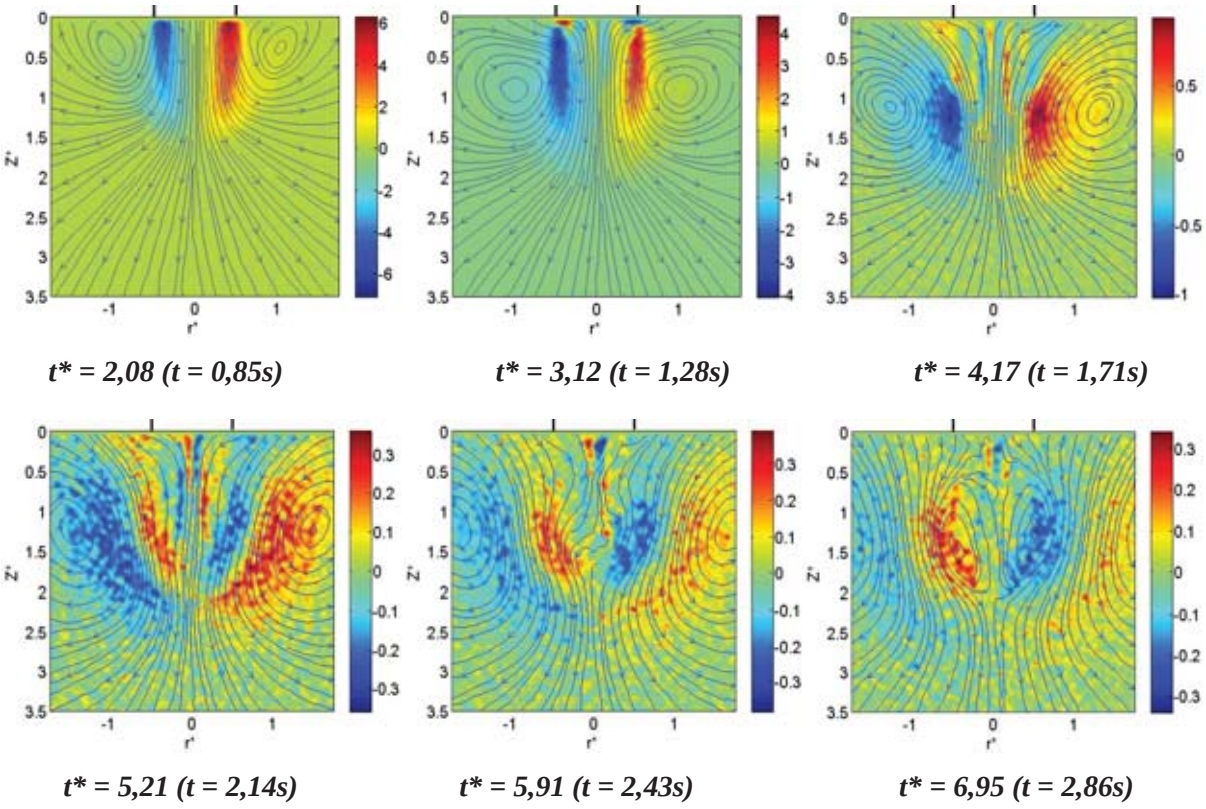


Figure 5.8 : Champs de vorticité et lignes de courant en repère fixe en fluide viscoélastique (Re = 55).

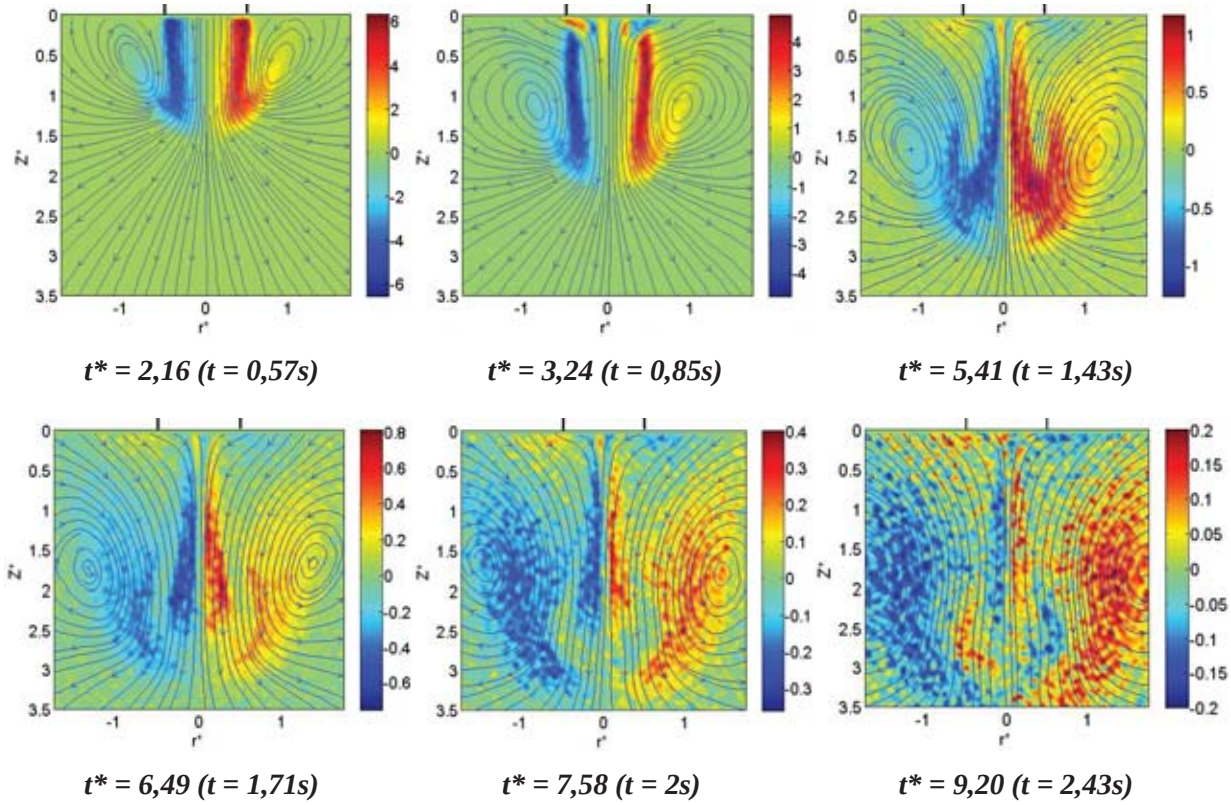


Figure 5.9 : Champs de vorticité et lignes de courant en repère fixe en fluide viscoélastique (Re = 105).

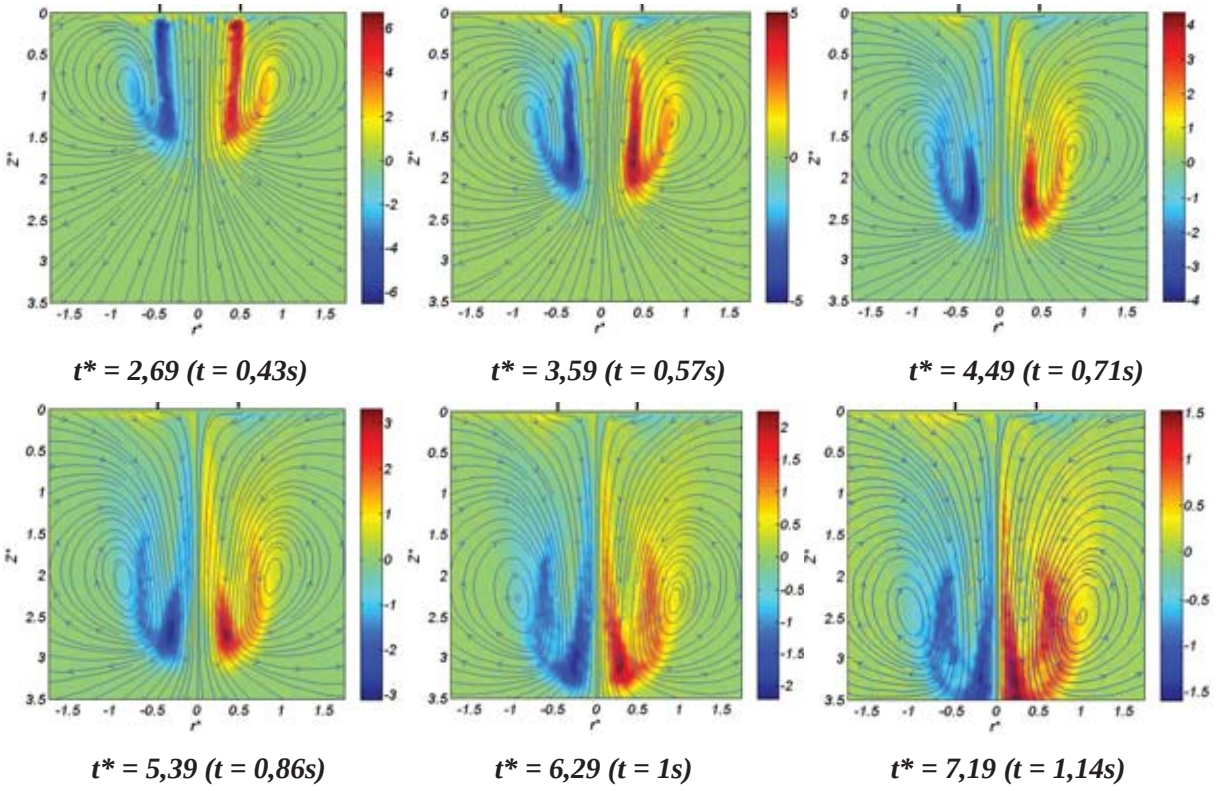


Figure 5.10 : Champs de vorticité et lignes de courant en repère fixe en fluide viscoélastique (Re = 220).

5.2.2 Champs de vitesse de cisaillement

Les figures 5.11, 5.12 et 5.13 représentent les champs de vitesse de cisaillement et les lignes de courant pour les trois nombres de Reynolds étudiés.

Pour $Re = 55$ (fig.5.11), les résultats montrent que la vitesse de cisaillement est relativement élevée au départ ($t^* = 2{,}08$ et $3{,}12$) mais elle décroit vite jusqu'à ce qu'elle atteigne des valeurs très faibles à $t^* = 5{,}21$. Ensuite, on remarque que la vitesse de cisaillement est quasiment nulle. Le nombre de Reynolds est alors surestimé puisqu'il est calculé sur la zone de rhéofluidification du fluide, soit au-delà de $0.43s^{-1}$ (transition entre plateau newtonien et comportement rhéofluidifiant). En utilisant la valeur de la viscosité du plateau newtonien, on obtient une valeur de 5. Pour $Re = 90$ (fig.5.12), la vitesse de cisaillement est plus importante et la plus grande partie du fluide se trouve dans la zone de rhéofluidification. Les constatations sont identiques dans le cas $Re = 160$ (fig.5.13).

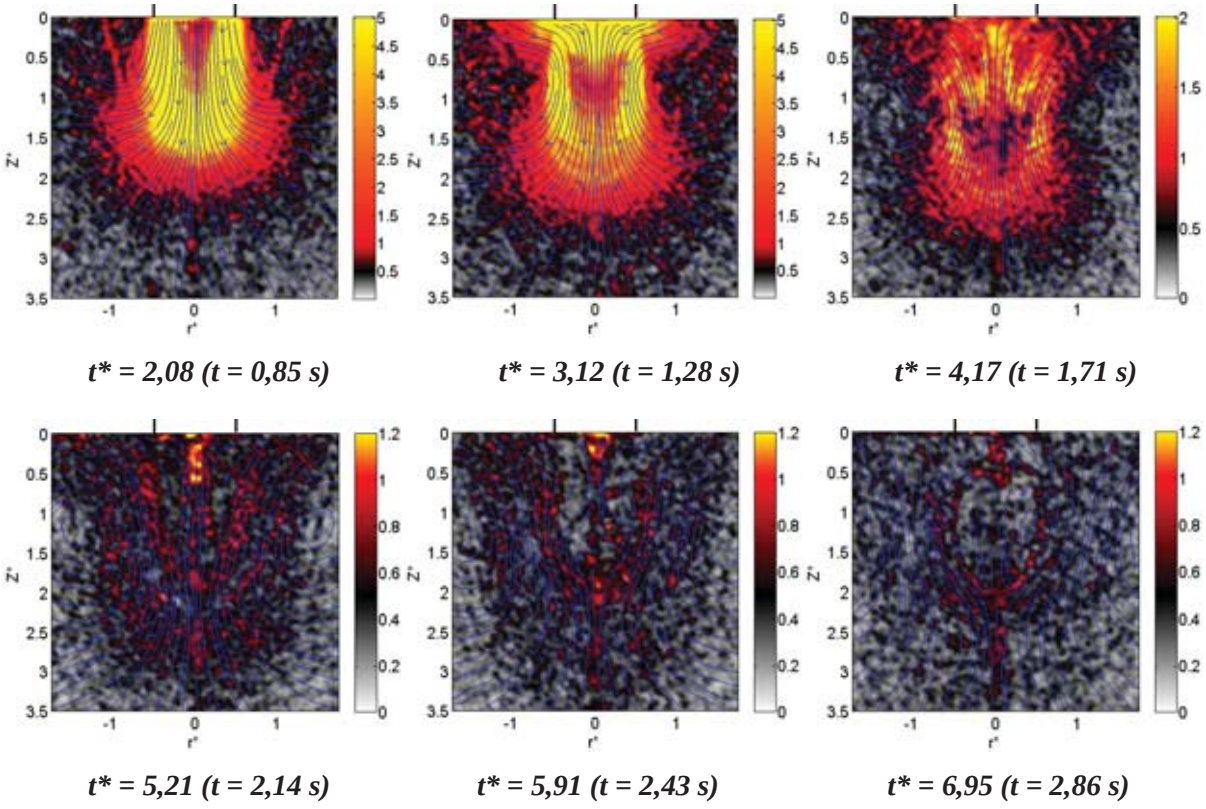


Figure 5.11 : Champs de vitesse de cisaillement et lignes de courant en repère fixe en fluide viscoélastique (Re = 55).

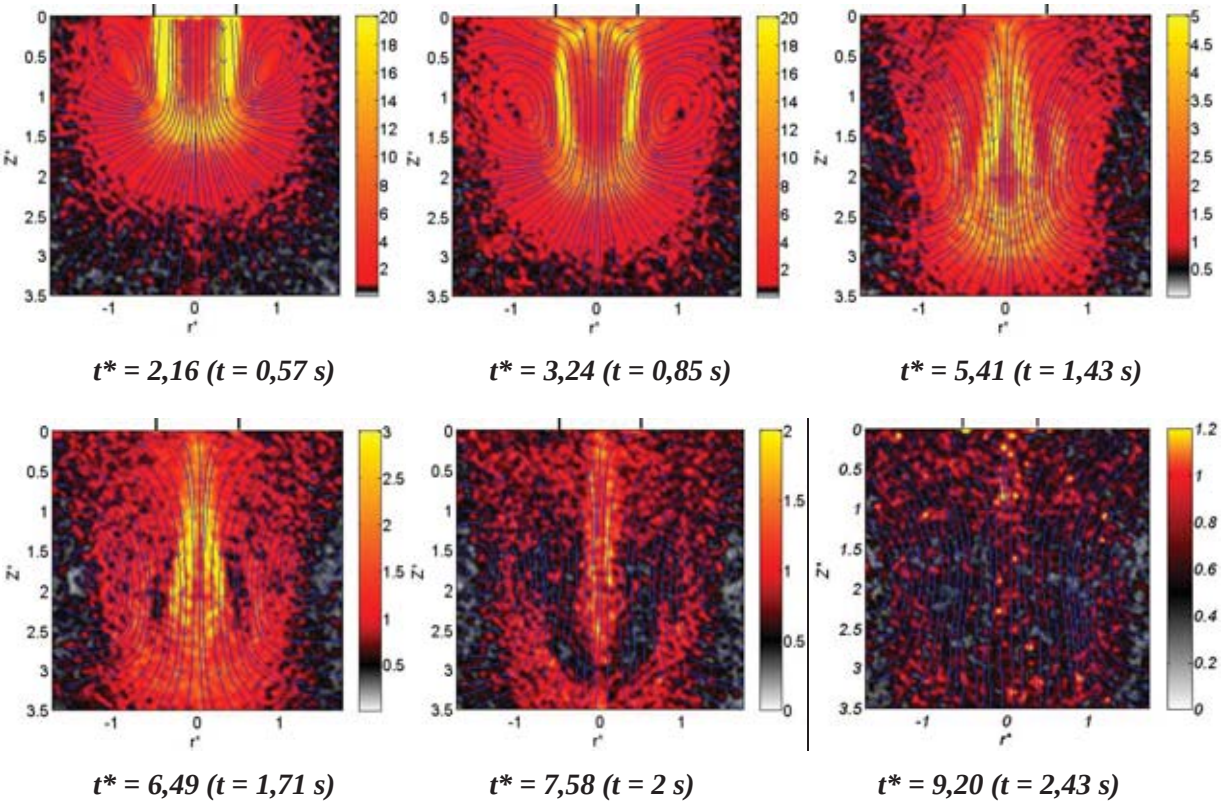


Figure 5.12 : Champs de vitesse de cisaillement et lignes de courant en repère fixe en fluide viscoélastique (Re = 105).

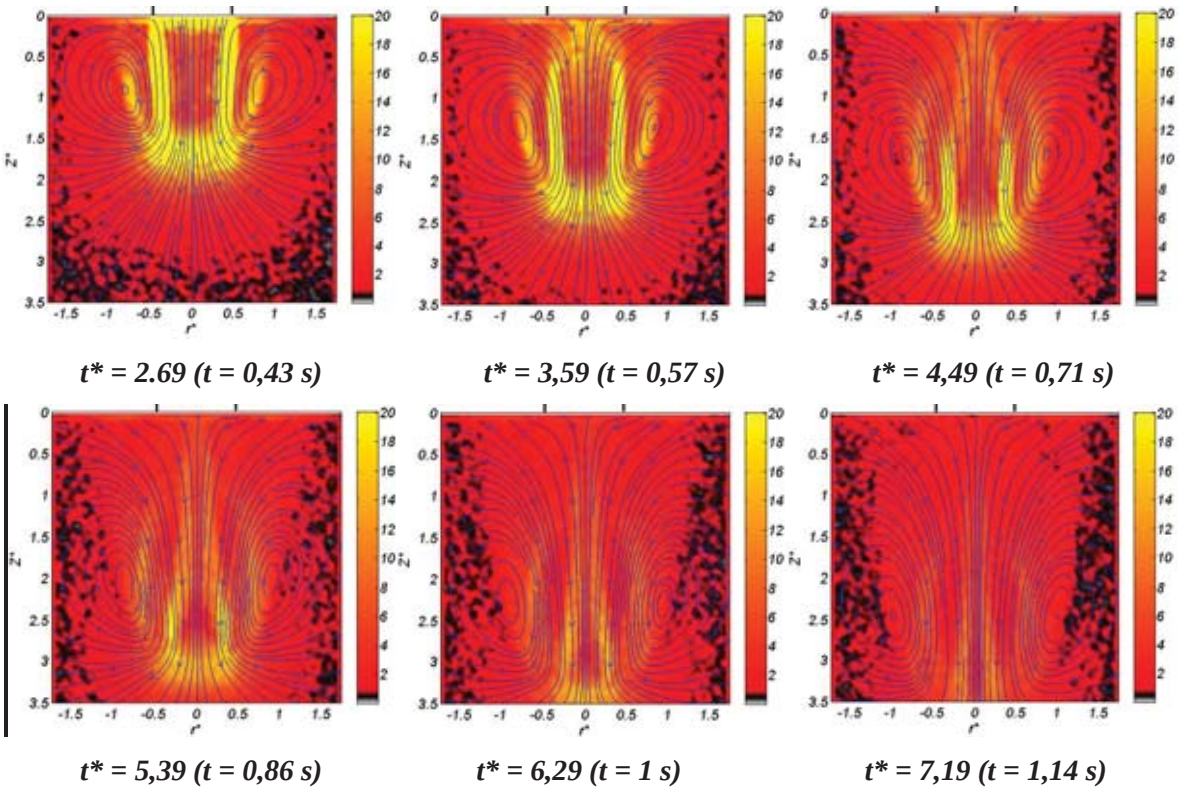


Figure 5.13 : Champs de vitesse de cisaillement et lignes de courant en repère fixe en fluide viscoélastique (Re = 220).

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, les résultats d'une étude préliminaire de la dynamique des anneaux tourbillonnaires en fluide viscoplastique et en fluide viscoélastique ont été présentés.

Dans la première partie, ces résultats ont montré que la dynamique de l'anneau en fluide viscoplastique est complexe et très différente de celle observée en fluides newtonien et rhéofluidifiant. L'étude a ainsi mis en évidence la formation quasi périodique d'anneaux tourbillonnaires contrarotatifs. On a montré que, pour un point suffisamment éloigné de la zone d'injection, la période semble indépendante des conditions d'injection et de génération de l'anneau tourbillonnaire (du moins pour les deux nombres de Reynolds explorés). Cette période semble donc être liée aux propriétés du fluide. Il serait donc particulièrement intéressant de poursuivre l'étude en utilisant des fluides de seuil d'écoulement différents et en élargissant la gamme de nombres de Reynolds afin de générer un maximum d'anneaux secondaires pour approfondir cette première observation et confirmer l'origine physique de ce phénomène périodique ou quasi périodique. Dans une seconde partie, les résultats obtenus en fluide viscoélastique ont montré que la dynamique des anneaux tourbillonnaires est fortement influencée par l'élasticité et dépend aussi largement du nombre de Reynolds. A faible nombre de Reynolds ($Re = 55$), un anneau secondaire contrarotatif est généré. A nombre de Reynolds moyen ($Re = 105$), cette génération d'anneau tourbillonnaire apparaît à un temps dimensionné très voisin, ce qui laisse penser que cette dynamique est intimement liée à l'élasticité du fluide et à un temps caractéristique de celle-ci.

Ces résultats exploratoires offrent ainsi de nombreuses perspectives de développement et témoignent de la richesse de la problématique des anneaux tourbillonnaires en fluide complexe.

CONCLUSION & PERSPECTIVES

CONCLUSION & PERSPECTIVES

Au cours de cette thèse nous avons réalisé une étude expérimentale sur la dynamique des anneaux tourbillonnaires en fluide newtonien et en fluide non newtonien. L'objectif de ce travail était d'étudier la formation et la maturation d'anneaux tourbillonnaires générés expérimentalement par un système piston-cylindre dans des fluides ayant différents comportements rhéologiques (newtonien, rhéofluidifiant, viscoplastique et viscoélastique) et en se focalisant plus particulièrement sur les régimes faiblement inertiels. Il existe en effet très peu de résultats sur ces régimes si l'on compare à la littérature extrêmement fournie consacrée aux anneaux tourbillonnaires en fluide newtonien à grands nombres de Reynolds. Un banc expérimental de génération d'anneaux tourbillonnaires basé sur un système cylindre-piston plongeant dans une cuve a été conçu et réalisé. La majorité des séquences expérimentales ont été réalisées avec un rapport déplacement sur diamètre du piston L_p/D_p égal à 3. Des visualisations qualitatives par colorant ainsi que des mesures de vitesse par PIV ont été mises en œuvre pour analyser la dynamique de l'écoulement dans un fluide newtonien à faible nombre de Reynolds (chapitre 3) ainsi que dans des fluides rhéofluidifiants (chapitre 4). Enfin une étude exploratoire en fluide viscoplastique et en fluide viscoélastique a permis d'obtenir des premiers résultats sur ce type de fluide (chapitre 5).

En fluide newtonien, les visualisations par colorant ont montré que les phases classiques d'enroulement et de détachement de l'anneau tourbillonnaire sont effectivement observées sur une plage de nombres de Reynolds comprise entre 60 et 500. Les résultats quantitatifs obtenus par mesures PIV ont montré que l'on pouvait générer un anneau tourbillonnaire jusqu'à des nombres de Reynolds très faibles, inférieurs à 10. Les profils de vitesse à la sortie de la section d'injection sont quasi uniformes en début de course alors qu'ils conservent une allure nettement parabolique en fin de course du piston. L'évolution temporelle de la vitesse de propagation montre que la vitesse initiale est supérieure à la vitesse moyenne du piston (dans un rapport 1,2), alors que les études précédentes à grand Reynolds mentionnent des rapports plus proches de 0,5. Ensuite, de façon classique, une diminution dans le temps de la vitesse de propagation est observée pour tous les nombres de Reynolds étudiés, cette diminution de vitesse étant d'autant plus rapide que le nombre de Reynolds est faible. Différentes grandeurs ont été utilisées pour caractériser l'anneau. Sa position est repérée par la cote de vitesse axiale maximale. Deux modes de détermination du diamètre de l'anneau ont été employés : le premier, noté D_ω , est basé sur les extrémums de la vorticité sur l'axe horizontal définissant la position de l'anneau, et un second diamètre, noté D_{lc} , est basé sur les centres des lignes de courant dans le repère mobile lié à l'anneau. Ces deux diamètres

évoluent de manière comparativement cohérente mais on constate une croissance plus rapide pour le diamètre calculé d'après les lignes de courant. L'interprétation physique de cette différence d'évolution reste une question ouverte. L'étude est ensuite élargie à un rapport $L_p/D_p = 4{,}5$. Les résultats ont montré l'apparition d'une deuxième structure tourbillonnaire, contrarotative par rapport à l'anneau principal. Ce phénomène est bien différent de celui mentionné dans la littérature à grands nombres de Reynolds, pour lequel les chercheurs ont observé la génération de plusieurs anneaux tourbillonnaires de même sens de rotation, associés à une instabilité de type Kelvin-Helmholtz du jet issu du tube (Morales, 2010). Cette formation de structure secondaire a également été observée pour les nombres de Reynolds très faibles et pour un rapport course/diamètre plus petit ($L_p/D_p = 3$). L'origine physique de ce phénomène en régime fortement visqueux est encore mal comprise et mériterait une investigation à faible nombre de Reynolds plus approfondie.

En fluide rhéofluidifiant, les visualisations par colorant montrent la présence des phases classiques d'enroulement et de détachement sur toute la plage de nombres de Reynolds étudiée ($30 \leq Re \leq 300$). Les résultats quantitatifs révèlent l'influence de l'indice de comportement avec des profils de vitesse plus plats en fluide rhéofluidifiant. L'effet de l'indice du comportement a également été examiné dans le cœur de l'écoulement et la dynamique globale de l'anneau tourbillonnaire a été analysée à travers l'évolution temporelle de sa position, de sa vitesse de propagation et de ses diamètres D_ω et D_{lc}. La vitesse de l'anneau diminue lorsque le nombre de Reynolds et/ou l'indice de comportement de fluide n diminuent. Cette décroissance est plus marquée pour des temps adimensionnés supérieurs à 4. Le diamètre D_ω est presque constant pour les grands nombres de Reynolds et il augmente avec le temps pour les plus faibles *Reynolds*. Pour mieux comprendre cette dynamique et procéder à une analyse rhéologique, la vitesse de cisaillement a été calculée et visualisée. Cela a permis d'examiner les régions dans lesquelles le fluide est sollicité dans sa zone de comportement rhéofluidifiant et celles où il est essentiellement newtonien. Ces dernières augmentent largement avec le temps et il y a donc augmentation progressive de la viscosité moyenne dans la zone d'étude. Le nombre de Reynolds calculé dans le tube est alors surestimé et explique un glissement progressif des différentes courbes vers leurs homologues obtenues en fluide newtonien pour des valeurs de Reynolds plus faibles.

Dans le chapitre 5 on a présenté les résultats d'une première étude en fluide viscoplastique et en fluide viscoélastique. Ils montrent que la dynamique de l'anneau dans ces fluides est notablement plus complexe que celle observée en fluide newtonien ou rhéofluidifiant. L'étude a ainsi mis en évidence la formation quasi périodique d'anneaux tourbillonnaires contrarotatifs en fluide viscoplastique avec une période qui semble liée aux propriétés physiques intrinsèques du fluide et peu dépendante des conditions génératrices dynamiques de l'anneau. Un comportement similaire a été observé en fluide viscoélastique avec la génération d'un anneau secondaire contrarotatif apparaissant dans le sillage amont de l'anneau principal et rattrapant celui-ci. Tout comme dans le cas viscoplastique, ce phénomène semble lié à un temps caractéristique intrinsèque du fluide, avec un anneau secondaire apparaissant à un temps dimensionné identique pour des nombres de Reynolds différents.

De nombreuses perspectives de développement sont apparues au cours de cette étude. Elles concernent tout autant les fluides newtoniens que non newtoniens. Ainsi, en fluide newtonien, on pourra proposer une exploration approfondie de la dynamique à bas Reynolds, de l'influence du rapport L_p/D_p ou celle de la forme du profil de vitesse en injection. En fluide non newtonien, les perspectives les plus attrayantes concernent l'exploration du développement et de la dynamique des anneaux secondaires générés en fluide viscoplastique et en fluide viscoélastique avec l'utilisation de fluides de caractéristiques différentes. Enfin les méthodes mises en œuvre pourront également être améliorées afin de permettre une analyse plus fine et précise. Ainsi la PIV rapide qui a été utilisée sur certaines parties de ce travail pourra être généralisée : les acquisitions en mode séquentiel permettent en effet de traiter une séquence en choisissant, pour chaque instant, un pas de temps adapté, voire même un pas de temps adapté à chaque région de la fenêtre d'acquisition. Ceci est particulièrement intéressant pour l'étude d'un phénomène instationnaire où les vitesses moyennes décroissent rapidement. Il sera également intéressant de tester des techniques de suivi de particules (PTV : Particle Tracking Velocimetry) qui devraient être mieux adaptées à l'identification des zones de comportement solide en fluide viscoplastique. D'un point de vue matériel, l'équipe est maintenant dotée d'un banc expérimental de génération d'anneaux tourbillonnaires pérenne, même si des améliorations touchant notamment le déplacement du piston peuvent encore y être apportées. Ce banc pourra facilement s'adapter pour étudier différentes configurations d'écoulement (dynamique en fluide stratifié, impact d'anneaux tourbillonnaires sur une paroi solide ou une interface, interaction entre plusieurs anneaux tourbillonnaires, etc.) et donc élargir encore les développements possibles de ce travail.

ANNEXE

NOMBRE DE REYNOLDS GENERALISE EN FLUIDE NON NEWTONIEN

Dans cette annexe, on présente le calcul d'un nombre de Reynolds généralisé pour les fluides non newtoniens. Cette généralisation est basée sur le calcul du facteur de frottement en conduite, et il a notamment été détaillé par Midoux (1988) dont nous présentons ici la démarche.

Cette démonstration est valable pour un écoulement d'un fluide visqueux dans une conduite cylindrique. La figure ci-dessous présente les forces extérieures appliquées sur un élément de fluide compris entre les cylindres de rayon r et $r + dr$ dans un écoulement en tube cylindrique de rayon R.

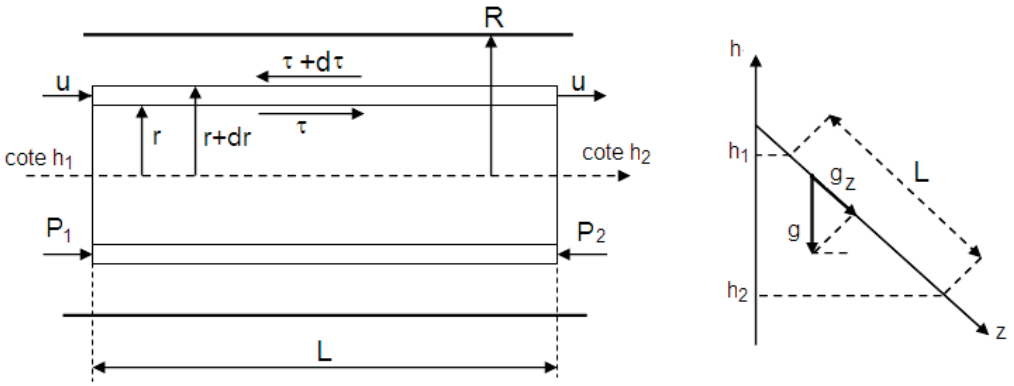


Figure 1 : Forces extérieures appliquées sur un élément de fluide dans un écoulement en conduite

On établit dans un premier temps la relation entre le débit et la contrainte à la paroi en utilisant le bilan de quantité de mouvement sur l'enveloppe cylindrique (fig.1).

Supposons un régime établi, dans un tube infiniment long, le débit net de quantité de mouvement dans la direction z est nul par suite de la conservation du profil de vitesse. La résultante des forces extérieures est composée de :

- Des forces de frottement visqueux dues au transfert radial de quantité de mouvement à l'échelle moléculaire.
- Des forces de pesanteur.
- Des forces de pression s'exerçant aux extrémités.

Soit :

$$2\pi L\big(r\tau - (r+dr)(\tau + d\tau)\big) + (p_1 - p_2).2\pi r dr + \rho g_z.2\pi r dr L = 0 \qquad (1)$$

Avec : $\tau + d\tau = \tau + \frac{d\tau}{dr}dr$

Il vient : $\frac{d(r\tau)}{dr} = \left(\frac{P_1 - P_2}{L} + \rho g_z\right) r$ (2)

Le schéma à droite sur la figure 1 montre que :

$$\begin{aligned} P_1 - P_2 + \rho g_z L &= P_1 - P_2 + \rho g(h_1 - h_2) \\ &= P_1 + \rho g h_1 - (P_2 + \rho g h_2) \\ &= \hat{P}_1 - \hat{P}_2 \\ &= \Delta P_f \end{aligned}$$

L'indice *f* rappelant que l'énergie mécanique perdue par unité de volume de fluide est perdue par frottement. La relation (2) peut donc s'écrire : $\frac{d(r\tau)}{dr} = \frac{\Delta P_f}{L} r$ (3)

Soit : $\tau = \frac{\Delta P_f}{L}\frac{r}{2} + \frac{Cte}{r}$

Comme la contrainte de cisaillement τ n'est pas infinie à r = 0, la constante d'intégration est nulle et on obtient, si $\tau_p = \frac{R}{2}\frac{\Delta P_f}{L}$ est la contrainte à la paroi :

$$\frac{\tau}{\tau_p} = \frac{r}{R} \qquad \tau_p = \frac{R}{2}\frac{\Delta P_f}{L} = \frac{D}{4}\frac{\Delta P_f}{L} \qquad (4)$$

Les relations obtenues sont valables pour tous les fluides visqueux en écoulement laminaire dans une conduite cylindrique.

Le débit Q qui travers la conduite est : $Q = \int_0^R 2\pi r u dr$, après intégration :

$$\dot{\gamma} = -\frac{du}{dr} = f(\tau) = f\left(\tau_p \frac{r}{R}\right) \qquad (5)$$

$$\frac{Q}{\pi} = (r^2 u)_0^R - \int_0^R r^2 du = \int_0^R r^2 f\left(\tau_p \frac{r}{R}\right) dr$$

Compte-tenu de la relation (4) et en éliminant $r = R\frac{\tau}{\tau_p}$, on obtient la relation de Rabinowitsch :

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{1}{\tau_p^3}\int_0^{\tau_p} \tau^2 f(\tau) d\tau \qquad (6)$$

- Pour un fluide newtonien :

$$\dot{\gamma} = f(\tau) = \tau/\mu$$

$$Q = \frac{\pi D^4}{128\mu}\frac{\Delta P_f}{L} \quad \textit{(Formule de Poiseuille)} \qquad (7)$$

En introduisant le facteur de frottement f défini par :

$$\frac{f}{2} = \frac{D}{4\rho u_m^2}\frac{\Delta P_f}{L}$$

On obtient la relation classique pour l'écoulement d'un fluide newtonien dans une conduite circulaire en régime laminaire :

$$\frac{f}{2} = \frac{8}{Re} \tag{8}$$

Où Re est le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{\rho u_m D}{\mu} \tag{9}$$

- Fluide de Bingham : Fluide avec contrainte critique

La relation (6) devient : $\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{1}{u_{p\tau_p^3}}\int_{t_c}^{\tau_p}\tau^2(\tau-\tau_c)d\tau$, et son intégrale donne :

$$Q = \frac{\pi D^4}{128u_p}\frac{\Delta P_f}{L}\left[1 - \frac{4}{3}\left(\frac{4\tau_0}{D}\frac{L}{\Delta P_f}\right) + \frac{1}{3}\left(\frac{4\tau_0}{D}\frac{L}{\Delta P_f}\right)^4\right] \tag{10}$$

On peut alors généraliser la relation (8) en introduisant le nombre de Reynolds plastique Re_p et le nombre de Bingham Bm :

$$Re = \frac{\rho u_m D}{\mu_p} \qquad Bm = \frac{\tau_0}{\mu_P \frac{u_m}{D}} \tag{11}$$

La relation généralisée s'écrit alors comme suit :

$$\frac{1}{Re_p} = \frac{f/2}{8} - \frac{1}{6}\frac{Bm}{Re_p} + \frac{1}{24}\frac{Bm^4}{(\frac{f}{2})^3 Re_p^4} \tag{12}$$

- Fluide rhéofluidifiant modélisé par une loi puissance : $\tau = k\dot{\gamma}^n$

L'intégration de la relation de Rabinowitsch fournit alors :

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{n}{3n+1}\left(\frac{\tau_p}{k}\right)^{1/n} \tag{13}$$

Avec : $\tau_p = \frac{D}{4}\frac{\Delta P_f}{L}$

$$\frac{\Delta P_f}{L} = 2k\left(\frac{3n+1}{n}\right)^n \frac{u_m^n}{R^{n+1}}$$

Si on conserve la définition générale du facteur de frottement, on obtient :

$$\frac{f}{2} = \left(\frac{6n+2}{n}\right)^n \frac{k}{\rho}\frac{1}{u_m^{2-n}D^n}$$

On pose par analogie avec les fluides newtoniens : $\frac{f}{2} = \frac{8}{Re_g}$, on obtient ainsi l'expression du nombre de Reynolds généralisé pour un fluide en loi puissance :

$$\boxed{Re_g = 8^{n-1}\left(\frac{4n}{3n+1}\right)^n \frac{\rho u_m^{2-n}D^n}{k}} \tag{14}$$

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Allen, J. J., Auvity, B., 2002. Interaction of a vortex ring with a piston vortex. J. Fluid Mech. 465, 353–378.

Auerbach, D., 1991. Stirring properties of vortex rings. Physics of Fluids. 3, 1351-1355.

Baird. M., Wairegi. T., Loo. H., 1977. Velocity and momentum of vortex rings in relation to formation parameters. Canadian Journal of Chemical Engineering. 55, 19-26.

Ballestra, M., 2002. Etude numérique de la formation et de la dissipation des tourbillons créés par un jet conique monophasique. Rapport de stage DESS, Paris 6 et Institut Français du Pétrole.

Benteboula. S., 2006. Résolution des équations de Navier-Stokes a faible nombre de Mach : Application à l'étude de l'anneau de vorticité à masse volumique variable. Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie-Paris 6.

Bird. R. B., Armstrong. R. C., Hassager. O., 1977. Dynamics of polymeric liquids. Vol. I: Fluid Dynamics. Wiley

Bouremel. Y., 2010. On the circulation, strain, dynamics and scalar mixing in vortical flows. PhD thesis, University of London, Department of mechanical Engineering.

Dabiri, J. O., Gharib, M., 2005. The role of optimal vortex formation in biological fluid transport. Proceedings of the Royal Society. 272, 1557-1560.

Dazin, A., Dupont, P., Stanislas, M., 2006. Experimental characterization of the instability of the vortex rings. Part I : Linear phase. Exp. Fluids. 40, 383–399.

Dazin, A., Dupont, P., Stanislas, M., 2006. Experimental characterization of the instability of the vortex rings. Part II : Non-linear phase. Exp. Fluids. 41, 401–413.

Didden, B. N., 1979. On the Formation of Vortex Rings: Rolling-up and Production of Circulation. Zeitschrift Fuer Angewandte Mathematik Und Physik. 30, 101-116.

Donnelly. R. J., 1991. Quantized Vortices in Helium II. Cambridge University Press.

Donnelly. R. J., 2010. Dynamics of vortex rings in viscous fluids. Theorical And Computational Fluid Dynamics. 24, 433–435.

Dziedzic, M., & Leutheusser, H. J., 1996. An experimental study of viscous vortex rings. Exp. Fluids. 21, 315-324.

Erdogan. M. E., 2004. Diffusion of a line vortex in a second-order fluid. International Journal of Non-Linear Mechanics. 39, 441–445.

Erdogan. M. E., Imrak. C. E., 2005. An exact solution of the governing equation of a fluid of second-grade for three-dimensional vortex flow. International Journal of Engineering Science. 43, 721–729.

Fetecau, C., Fetecau, C., 2003. Decay of a potential vortex in a Maxwell fluid. International Journal of Non-Linear Mechanics. 38, 985–990.

Fetecau. C., Fetecau. C., Khan. M., Vieru. D., 2008. Decay of a potential vortex in a generalized Oldroyd-B fluid. Applied Mathematics and Computation. 205, 497–506.

Gharib. M., Rambod. E., Sharif. K., 1996. A universal time scale for vortex ring formation. J. Fluid Mech. 360, 121–140.

Glezer. A., 1988. The formation of vortex rings. Physics of Fluids. 31, 3532-3542.

Glezer. A., Coles. D., 1989. An experimental study of a turbulent vortex ring. J. Fluid Mech. 211, 243-283.

Glezer. A., Smith. B., 1998. The formation and evolution of synthetic jets. Physics of Fluids. 10, 2281–2297.

Helmholtz. H., 1858. Uber Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen. J. Reine Angew. Math., 55, 25–55.

Khan, M., Ali. S. H., Fetecau. C., Qi. H., 2009. Decay of potential vortex for a viscoelastic fluid with fractional Maxwell model. Applied Mathematical Modelling, 33, 2526–2533.

Kreuger. P. S., Gharib. A., 2005. Thrust augmentation and vortex ring evolution in a fully pulsed jet. AIAA Journal. 43, 792-801.

Krueger. P. S., Gharib. M., 2003. The significance of vortex ring formation to the impulse and thrust of a starting jet. Physics of Fluids. 15, 2526-2533.

Lauder. G. V., Drucker. E. G., 2002. Forces, Fishes, and Fluids : Hydrodynamic Mechanisms of Aquatic Locomotion. Physiology. 17, 235–240.

Lim, T. T. & Nickels, T. B., 1995, Vortex Rings. In: Fluid Vortices. Editor: Sheldon I. Green, Kluwer Academic Publishers..

Magnin. A., Piau. J.M., 1990. Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. Study of an aqueous gel. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 36, 85-108

Maurel. S., 2000. Etude par imagerie laser de la génération et de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire compressé. Situation modèle pour la validation de simulations aux grandes échelles dans les moteurs. Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse.

Maxworthy. T., 1970. The flow created by a sphere moving along the axis of a rotating, slightly-viscous Fluid. J. Fluid Mech. 40, 453-479.

Maxworthy. T., 1972. The structure and stability of vortex. J. Fluid Mech. 51, 15–32.

Maxworthy. T., 1974. Turbulent vortex rings. J. Fluid Mech. 64, 227-239.

Maxworthy. T., 1977. Some experimental studies of vortex rings. J. Fluid Mech. 81, 465-495

Meng. H., Hussain. F., 1995. Instantaneous flow field in an unstable vortex ring measured by holographic particle velocimetry. Physics of Fluids. 7, 9-11.

Midoux. N., 1988. Mécanique et Rhéologie des fluides en Génie Chimique. Lavoisier Tec & Doc, Paris.

Mossaz. S., Jay. P., Magnin. A., 2010. Criteria for the appearance of recirculating and non-stationary regimes behind a cylinder in a viscoplastic fluid. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 165, 1525–1535.

Mossaz. S., Jay. P., Magnin. A., 2012. Experimental study of stationary inertial flows of a yield-stress fluid around a cylinder. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 189-190, 40-52.

Naitoh. T., Fukuda, N., Gotoh. T., Yamada. H., Nakajima. K., 2002. Experimental study of axial flow in a vortex ring. Physics of Fluids. 14, 143-149.

Norbury. J., 1972. A family of steady vortex rings. J. Fluid Mech. 57, 417–431.

Palacios-Morales C., Zenit R., 2012. The formation of vortex rings in shear-thinning liquids. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 166, 32-41.

Roberts. P.H., Donnelly. R.J., 1970. Dynamics of vortex rings. Physics Letters A. 31, 137-138

Saffman. P. G., 1981. Dynamics of vorticity. J. Fluid Mech. 106, 49–58.

Shariff. K., Leonard. A., 1992. Vortex Rings. Annual Review of Fluid Mecanics. 24, U235-U279.

Shariff. K., Leonard. A., Ferziger. J. H., 1989. Dynamics of a Class of Vortex Rings. National Aeronautics and Space Administration , Moffett Field, California..

Sullivan. I. S., Niemela. J. J., Hershberger. R. E., Bolster. D., Donnely. R. J., 2008. Dynamics of thin vortex rings. J. Fluid Mech. 609, 319–347.

Sullivan. J. P., Widnall. S. E., (1973). On the Stability of Vortex Rings. Mathematical, Physical & Engineering Sciences. 332, 335-353.

Sullivan. P. E., Yarusevych. S., Kawall. J.G., 2009. On vortex shedding from an airfoil in low-Reynolds-number flows. J. Fluid Mech. 632, 245–271.

Tanner. R. I. 1988. Engineering Rheology. Clarendon Press, Oxford.

Taylor. G. I, 1953. Formation of a vortex ring by giving an impulse to a circular disc and then dissolving it away. J. Appl. Phys. 24, 104-105

Tokpavi. D.L., Magnin. A., Jay. P., 2008. Very slow flow of Bingham viscoplastic fluid around a circular cylinder. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 154, 65–76.

Tokpavi. G. V., Jay. P., Magnin. A., 2009. Interaction between two circular cylinders in slow flow of Bingham viscoplastic fluid. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 157, 175-187.

Tokpavi. G. V., Jay. P., Magnin. A., Jossic. L., 2009. Experimental study of the very slow flow of yield stress fluid around a circular cylinder. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 164, 35-44.

Thomson. J. J., 1883. A treatise on the motion of vortex rings. Macmillan, London.

Thomson (Lord Kelvin). W., 1867. The translatory velocity of a circular vortex ring. Phil. Mag. 33, 511–512.

Weigand. A., Gharib. M., 1994. On the decay of a turbulent vortex ring. Physics of Fluids. 6, 3806-3808.

Doctorat de l'Université de Toulouse

Délivré par l' : **Institut National Polytechnique de Toulouse**

Ecole doctorale : **MEGeP**

Spécialité : **Dynamique des Fluides**

Date de soutenance : **20 février 2013**

Nom du candidat : **Omar BENTATA**

Titre : **Etude expérimentale d'un anneau tourbillonnaire en fluide newtonien et non-newtonien en régime faiblement inertiel**

Résumé

Cette thèse est une étude expérimentale de la formation et de la maturation d'un anneau tourbillonnaire. Elle porte sur les écoulements faiblement inertiels (Reynolds : 5 à 500) en fluide newtonien puis non newtonien. Les anneaux sont générés par un système cylindre-piston. Ils sont analysés par visualisation et par vélocimétrie par images de particules (PIV).

La dynamique en fluide newtonien à faible nombre de Reynolds se révèle plus complexe que celle à grands Reynolds avec l'apparition d'un anneau secondaire contrarotatif. Les résultats obtenus en fluide rhéofluidifiant montrent l'influence de l'indice de comportement ainsi que les zones de comportement rhéofluidifiant et newtonien. Les explorations en fluides viscoplastique et viscoélastique montrent la formation d'un ou plusieurs anneaux secondaires contrarotatifs, qui diffèrent dans leur formation et leur dynamique des anneaux observés en fluide newtonien et que l'on associe aux propriétés physiques intrinsèques du fluide.

Mots clés : anneau tourbillonnaire, régime laminaire, fluide rhéofluidifiant, fluide viscoplastique, fluide viscoélastique

Laboratoire : **Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, UMR 5502**
2 Allée du Professeur Camille Soula, 31400 Toulouse

Title : **Experimental study of a vortex ring in Newtonian and non-Newtonian fluids en régime faiblement inertiel**

Abstract

The present work is an experimental study of the generation and the maturation of vortex rings, in order to characterize their structure and their global dynamics for small to moderate Reynolds numbers (between 5 and 500) in Newtonian and non-Newtonian fluids. The experimental set-up consists of a vertical cylindrical piston-tube system with the lower part immersed in a filled tank. Measurement campaigns have been carried out using dye visualization and Particle Image Velocimetry (PIV). A first part of the work is focussed on Newtonian fluid and allows the dynamics at low Reynolds numbers to be investigated qualitatively and quantitatively. This dynamics turns out to be more complex than the one classically observed at high Reynolds numbers, and is characterized by the production of a counter-rotating secondary vortex ring. The results obtained for shear thinning fluids show the influence of the power-law index on the development and the propagation of the ring. The computation of the shear rate field allows the results to be analyzed in terms of shear thinning and Newtonian regions. Finally a preliminary investigation for viscoplastic and viscoelastic fluids has been performed. In both cases, it is shown that one (for viscoplastic fluids) or several (for viscoelastic fluids) counter-rotating secondary vortex rings are generated, a phenomenon that can be associated with the intrinsic physical properties of the fluid. All these results provide several perspectives of study in the field of vortex rings dynamics in the weakly inertial regimes.

Mots clés : vortex ring, laminar flow, shear-thinning fluid, viscoplastic fluid, viscoelastic fluid