



HAL
open science

Nouveau mélangeur à advection chaotique pour les fluides visqueux newtoniens et à seuil

Eliane Younes

► **To cite this version:**

Eliane Younes. Nouveau mélangeur à advection chaotique pour les fluides visqueux newtoniens et à seuil. Thermique [physics.class-ph]. Université de Nantes (UN), 2020. Français. NNT: . tel-03055206

HAL Id: tel-03055206

<https://theses.hal.science/tel-03055206v1>

Submitted on 11 Dec 2020

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.

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE NANTES

ECOLE DOCTORALE N° 602

Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité : « *Energétique-Thermique-Combustion* »

Par

« **Eliane YOUNES** »

« Nouveau mélangeur à advection chaotique pour les fluides visqueux newtoniens et à seuil »

Thèse présentée et soutenue à « Nantes », le « 04/11/2020 »

Unité de recherche : Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes (UMR 6607)

Rapporteurs avant soutenance :

Emmanuelle Gouillart
Bloen Metzger

Directrice de Recherche CNRS – Saint Gobain Recherche, Aubervilliers
Chargé de recherche CNRS - IUSTI, Aix Marseille Université

Composition du Jury :

Président :	Steven Le Corre	Professeur – LTeN de l'Université de Nantes
Examineurs :	Florence Raynal Guillaume Ovarlez	Chargée de recherche CNRS – LMFA, Ecole Centrale de Lyon Directeur de recherche CNRS – LOF, Bordeaux
Dir. de thèse :	Cathy Castelain	Directrice de Recherche CNRS - LTeN de l'Université de Nantes
Co-dir. de thèse :	Kamal El Omari	Maître de conférences - Laboratoire SIAME de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour
Co-enc. de thèse :	Teodor Burghilea	Chargé de recherche CNRS – LTeN de l'Université de Nantes

Remerciements

Je termine ma thèse en écrivant ces quelques lignes pour exprimer ma gratitude à toutes les personnes qui ont participé à ce travail pendant les trois années de ma thèse.

Tout d’abord, je tiens à exprimer ma gratitude à ma directrice de thèse, Cathy Castelain, pour la confiance qu’elle m’a accordée, pour sa grande disponibilité, ses conseils et son soutien qui m’ont considérablement aidé à certains moments cruciaux de ce travail. Je tiens à remercier chaleureusement mon co-directeur, Kamal El Omari, pour sa disponibilité malgré la distance, son suivi, ses multiples encouragements. J’adresse mes sincères remerciements à mon co-encadrant de thèse, Teodor Burghilea, pour sa disponibilité au quotidien, sa confiance en moi, son aide précieuse et ses conseils scientifiques et techniques. Je remercie Yves Le Guer pour son suivi et ses conseils scientifiques qu’il m’a toujours fournis même si sur le papier il n’était pas officiellement co-encadrant de thèse. Je le remercie également d’avoir examiné attentivement mon manuscrit. Je voudrais aussi remercier Yann Moguen, post-doctorant sur le projet, pour le temps qu’il m’a accordé pour répondre à mes questions.

Je tiens à remercier M. Steven Le Corre de m’avoir fait l’honneur de présider le jury. J’adresse mes remerciements à Mme Emmanuelle Gouillart et M. Bloen Metzger d’avoir évalué mon travail de thèse en tant que rapporteurs. Je les remercie également pour leurs rapports très favorables. Je tiens à remercier Mme Florence Raynal et M. Guillaume Ovarlez d’avoir examiné mon manuscrit en détail. Je les remercie tous pour l’intérêt porté à ce travail ainsi que pour l’échange que nous avons eu lors de la soutenance.

Je tiens à remercier l’Agence nationale de la recherche (ANR) pour le financement de mon travail de thèse dans le cadre du projet NaiMYS.

Un grand merci aux membres des services administratifs et informatiques du LTeN. À Amandine et Michelle-Anne, merci d’être toujours présentes pour m’écouter et m’encourager. Je remercie Nathalie pour sa disponibilité pour résoudre tous les problèmes informatiques.

Je remercie le SEF, en particulier Gwen, pour la construction de la manip et également Nicolas pour sa contribution. À Julien, un grand merci pour le long temps qu’il a passé sur la partie contrôle.

J’ai également une pensée pour tous les chercheurs permanents du laboratoire que j’ai côtoyé avec plaisir pendant ces années. Je remercie les doctorants et post-doctorants, anciens et actuels, pour les moments de convivialité que nous avons passés ensemble à l’intérieur et à l’extérieur du laboratoire. Je remercie tout parti-

culièrement Rawad, mon coloc' de bureau, pour son soutien et ses encouragements.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel du département Thermique-Energie de l'IUT de Nantes, où j'ai réalisé une activité complémentaire d'enseignement durant ma deuxième année de thèse, et l'ensemble du personnel du département Thermique-Energie de l'école Polytechnique de l'Université de Nantes, où j'ai réalisé une activité complémentaire d'enseignement durant ma troisième année de thèse et où je suis actuellement en tant qu'ATER.

À mes amis de Nantes, merci pour les formidables moments que nous avons partagés ensemble au cours de ces années. Mes pensées vont particulièrement à Georges, Nour, Kinan, Dimitri, Isabelle. Et à Jimmy, merci pour ton soutien particulier et inconditionnel.

Et enfin, je n'oublie pas mes parents, ma sœur et mon frère, merci de toujours me soutenir dans mes choix pendant ces longues années d'études et merci d'être toujours là pour moi.

Table des matières

Nomenclature	xvii
Contexte général de l'étude	1
1 Étude bibliographique	5
1.1 Système chaotique	6
1.2 Différents régimes d'écoulement chaotique	6
1.3 Advection chaotique	7
1.4 Mise en évidence du chaos et outils pour évaluer le degré du chaos	9
1.4.1 Sensibilité aux conditions initiales	9
1.4.2 Transformation du boulanger	9
1.4.3 Transformation de type fer à cheval	10
1.4.4 Points particuliers	11
1.4.5 Suivi des particules	12
1.4.6 Divergence des trajectoires et exposants de Lyapunov	12
1.5 Mélange par advection chaotique	13
1.6 Caractérisation du mélange	15
1.6.1 Écart-type du champ de concentration	15
1.6.2 Distribution du temps de séjour	15
1.6.3 Élongation des éléments de fluide	16
1.7 Mélangeurs à advection chaotique proposés dans la littérature	16
1.7.1 Mélange 2D en cavité fermée	16
1.7.2 Mélange 2D en cavité ouverte	17
1.7.3 Macro-mélange 3D	18
1.7.4 Mélange en microfluidique	19
1.8 Mélange des fluides à seuil	20
1.9 Introduction du nouveau mélangeur proposé dans le cadre de la thèse	21
1.10 Objectif de la thèse	22
2 Validation théorique et numérique du concept du nouveau mélangeur RAW	25
2.1 Le nouveau mélangeur RAW	26
2.1.1 Géométrie du mélangeur	26
2.1.2 Protocole d'agitation	26
2.2 Conditions nécessaires pour le mélange	28
2.2.1 Nombres adimensionnels	28
2.2.2 Condition de repliement	29
2.2.3 Condition de mélange par diffusion moléculaire	30
2.3 Simulations numériques	32
2.3.1 Equations résolues	32

2.3.2	Conditions initiales et aux limites	33
2.3.3	Propriétés du fluide	34
2.3.4	Méthode numérique	34
2.3.5	Géométrie et Maillage	35
2.3.6	Indicateur de mélange	36
2.4	Résultats	37
2.4.1	Influence de St et k sur le mélange	37
2.4.1.1	Cartographie de mélange	37
2.4.1.2	Diagramme numérique d'efficacité de mélange	40
2.4.2	Influence de Re sur le mélange	41
2.5	Conclusion	42
3	Caractérisation rhéologique des fluides de travail	45
3.1	Rappel de quelques notions de base sur la rhéologie	46
3.1.1	Rhéologie des fluides newtoniens	48
3.1.2	Rhéologie des fluides complexes	48
3.2	Choix et préparation des fluides utilisés	49
3.2.1	L'Emkarox HV45	49
3.2.2	Le gel de Carbopol	50
3.3	Dispositif expérimental	50
3.4	Caractérisation rhéologique des fluides utilisés	51
3.4.1	Caractérisation rhéologique du fluide newtonien	51
3.4.2	Caractérisation rhéologique du Carbopol	51
3.4.2.1	Test rhéologique	53
3.4.2.2	Comportement rhéologique du Carbopol sous un forçage instationnaire	54
3.4.2.3	Visualisation de la microstructure du Carbopol	55
3.4.2.4	Rôle du temps caractéristique de forçage sur la dynamique de la transition solide-fluide	57
3.4.2.5	Propriétés rhéologiques de différentes solutions de Carbopol	59
3.5	Observation macroscopique du phénomène de glissement aux parois	61
3.6	Observation microscopique du glissement aux parois	62
3.6.1	Conception du microcanal, contrôle de l'écoulement et acquisition des données	62
3.6.2	Traitement d'images et algorithme PIV	65
3.6.3	Description des régimes d'écoulement en présence du glissement à la paroi	66
3.6.4	Caractérisation du glissement dans les différents régimes d'écoulement	67
3.6.5	Comparaison avec les résultats précédents de la littérature	70
3.7	Conclusion	74
4	Dispositif expérimental et techniques de mesure	77

Table des matières

4.1	Description du dispositif expérimental	78
4.1.1	Conception du mélangeur	79
4.1.2	Système d'alimentation en fluide	80
4.1.3	Système de contrôle	80
4.1.3.1	Interface graphique	80
4.1.3.2	Pilotage des moteurs contrôlant les cylindres	81
4.1.3.3	Pilotage des moteurs contrôlant les seringues	81
4.1.3.4	Synchronisation de la caméra et des cylindres	83
4.2	Méthodes expérimentales	83
4.2.1	Système optique	83
4.2.2	Techniques de mesure	86
4.2.2.1	Vélocimétrie par images de particules (PIV)	86
4.2.2.1.1	Principe de la PIV	86
4.2.2.1.2	Traceur utilisé :	86
4.2.2.1.3	Intervalle de temps entre deux images suc- cessives :	87
4.2.2.1.4	Traitement d'images et algorithmes PIV	87
4.2.2.2	Fluorescence induite par laser (LIF)	88
4.2.2.2.1	Principe de la LIF	88
4.2.2.2.2	Concentration en fluorescéine	88
4.2.2.2.3	Temps d'exposition	89
4.2.2.2.4	Distribution transversale et longitudinale de l'intensité de la lumière	90
4.3	Validation du montage expérimental	93
4.4	Conclusion	96
5	Résultats expérimentaux	99
5.1	Analyse de données	100
5.1.1	Suivi des trajectoires	100
5.1.2	Calcul du temps de séjour et longueur des trajectoires	101
5.1.3	Divergence des trajectoires et exposant de Lyapunov de taille finie	101
5.1.4	Écart-type du champ de concentration	102
5.2	Écoulement du fluide newtonien	103
5.2.1	Caractérisation du régime d'advection chaotique	104
5.2.1.1	Topologies de l'écoulement	104
5.2.1.2	Influence du nombre de Strouhal St sur l'écoulement chaotique	109
5.2.1.3	Influence du rapport de vitesses k sur l'écoulement chaotique	111
5.2.1.4	Quantification du chaos dans un écoulement de fluide newtonien	113
5.2.2	Caractérisation du mélange	115

5.2.2.1	Influence du nombre de Strouhal St sur le mélange chaotique	115
5.2.2.2	Influence du rapport de vitesses k sur le mélange chaotique	116
5.2.2.3	Quantification du mélange des fluides newtoniens	118
5.2.3	Conclusion pour les écoulements de fluide newtonien	121
5.3	Écoulements de fluides à seuil	122
5.3.1	Champs de vitesse des écoulements de fluides à seuil	125
5.3.2	Quantification du chaos dans les écoulements de fluides à seuil	131
5.3.3	Mélange de fluides à seuil	131
5.3.4	Quantification du mélange de fluides à seuil	135
5.3.5	Conclusion pour les écoulements de fluides à seuil	135
5.4	Conclusion	137
6	Conclusions et perspectives	139
	Références bibliographiques	145

Table des figures

1	(a) Mélangeur à cuve fermée avec deux agitateurs [5]. (b) Mélangeur continu à double vis [80].	2
1.1	Structures de l'écoulement résultant du mouvement des agitateurs : (a) mouvement continu, (b) mouvement alterné [4].	8
1.2	Mélangeur à section partitionnée [97].	9
1.3	Sensibilité aux conditions initiales	10
1.4	Transformation du boulanger [78].	10
1.5	Transformation de type fer à cheval [78].	10
1.6	(a) Point elliptique (b) Point parabolique (c) Point hyperbolique. . .	12
1.7	Homogénéisation progressive du champ de concentration dans le temps et l'espace [44].	14
1.8	Cylindres rotatifs excentriques [107].	17
1.9	Mélange en cavité ouverte pour deux protocoles d'agitation de sens opposé [62].	18
1.10	(a) Configuration chaotique de l'écoulement de Dean alterné [83]. (b) Réorientation des cellules de Dean [72].	19
1.11	(a) Lignes de courant dans la section transversale à chaque demi-cycle. (b) Schéma du mélangeur à chevrons. (c) Évolution du mélange sur un cycle [145].	20
1.12	Schéma du nouveau mélangeur RAW.	22
2.1	Schéma bidimensionnel du mélangeur RAW.	26
2.2	Topologies de l'écoulement en régime stationnaire. Les huit configurations d'agitation possibles sont les suivantes : 1(+ + +), 2(- - -), 3(- + -), 4(+ - +), 5(- + +), 6(+ - -), 7(+ + -) et 8(- - +). Le symbole (+) indique le sens anti-horaire (flèches rouges) et (-) indique le sens horaire (flèches bleues) de la vitesse angulaire des cylindres en rotation. Les zones elliptiques sont colorées en bleu clair. Le nombre de Reynolds à l'entrée est égal à $Re = 1$ et la vitesse angulaire adimensionnelle est égale à 10, Voir Sec. 2.2.1.	27
2.3	Zone favorable au mélange (colorée en bleu) dans l'espace de paramètres (St, k) , basée sur la condition de repliement (2.10) (ligne bleue) et la condition de mélange (2.24) (courbe noire).	32
2.4	Distribution initiale du champ de concentration. Les lignes pointillées indiquent la zone rectangulaire où le mélange est évalué, voir Sec. 2.3.6.	33
2.5	(a) Maillage de la géométrie complète avec 59000 éléments. (b) Agrandissement dans la zone à côté des cylindres.	35
2.6	Champs de concentration observés pour différents nombre de cellules.	36

2.7	Évolution temporelle du champ de concentration le long du mélangeur RAW, pour $St = 1$ et $k = 20$. Ce cas est favorable au mélange si on se réfère aux paramètres de la figure 2.3.	38
2.8	Évolution temporelle du champ de concentration le long du mélangeur RAW, pour $St = 2$ et $k = 5$. Ce cas est défavorable au mélange si on se réfère aux paramètres de la figure 2.3.	39
2.9	Évolution temporelle du champ de concentration le long du mélangeur RAW, pour $St = 2$ et $k = 20$	40
2.10	Variation de l'écart-type du champ de concentration en fonction de St et k , pour $\zeta = 2$, $Re = 1$ et $Pe = 10^6$. Chacun des 90 cercles (o) correspond au résultat d'une simulation. La droite bleue correspond à la condition de repliement (2.10) et la courbe blanche correspond à la condition de mélange par diffusion (2.24).	41
2.11	Variation de l'écart-type du champ de concentration en fonction de Re et k pour $St = 0,67$	42
3.1	Écoulement en cisaillement.	47
3.2	Géométrie plan/plan.	48
3.3	Rhéomètre rotatif à contrainte contrôlée, Mars III, Thermofischer Scientific.	51
3.4	Dépendance de la viscosité η de l'Emkarox non-dilué par rapport à la contrainte appliquée τ . Les barres d'erreur représentent l'écart-type des mesures rhéologiques répétées trois fois avec un nouvel échantillon. Elles se superposent aux symboles.	52
3.5	Dépendance de la viscosité η par rapport à la concentration massique en Emkarox C. La ligne rouge représente une tendance exponentielle de la forme : $\eta = a.e^{b.C}$ avec $a = 0,0375 \pm 0,018765 Pa.s$ et $b = 7,778 \pm 0,505$. Les barres d'erreur représentent l'écart-type des mesures rhéologiques répétées trois fois avec un nouvel échantillon.	52
3.6	Représentation schématique de la rampe de contrainte ascendante/descendante. Pour la clarté de la représentation, nous avons choisi $Nb = 20$ pas pour chacune des deux branches de la rampe alors que pendant les expériences nous avons $Nb = 500$	53
3.7	Dépendance de la valeur absolue du taux de cisaillement $ \dot{\gamma} $ en fonction de la contrainte réduite appliquée τ/τ_y . Les symboles vides/pleins correspondent à la rampe de contrainte ascendante/descendante. Le temps de forçage caractéristique $t_0 = 1,5 s$. Les lignes verticales en pointillés séparent les trois régimes de déformation : (S) - solide, (S+F) - intermédiaire et (F) - fluide. Le carré plein marque le point de recul élastique (changement de signe de la vitesse de cisaillement) observé sur la branche de la rampe de contrainte décroissante. La ligne continue bleue représente l'ajustement de Herschel-Bulkley.	54

Table des figures

3.8	(a) Micrographie par épi-fluorescence du gel de Carbopol lié par covalence à la Rhodamine B. (b) Courbe rhéologique du Carbopol greffé par la Rhodamine B. Les barres d'erreur représentent l'écart-type des mesures répétées sur trois échantillons différents.	56
3.9	Dépendance du taux de déformation $\dot{\gamma}$ par rapport à la contrainte réduite imposée qui correspond aux branches (a) croissante et (b) décroissante de la rampe de contrainte pour différentes valeurs du temps de forçage caractéristique t_0 . Les lignes continues bleues représentent l'ajustement de Herschel-Bulkley.	57
3.10	Dépendance de la valeur du plateau du taux de cisaillement $ \dot{\gamma}_0 $ par rapport au temps de forçage caractéristique t_0 correspondant à la branche croissante (cercles) et à la branche décroissante (carrés) de la rampe de contrainte. La droite continue correspond à une loi puissance, $\dot{\gamma}_0 = 10^{-4} + 7 \cdot 10^{-4} t_0^{-1,06}$. La ligne pointillée correspond à la loi puissance, $\dot{\gamma}_0^d = 10^{-4} + 0,0018 t_0^{-1,05}$	58
3.11	Dépendance de l'aire de l'hystérésis rhéologique par rapport au temps de forçage caractéristique t_0 . La ligne droite est un guide pour l'œil, $A \propto t_0^{-1}$	59
3.12	Dépendance de la valeur absolue du taux de cisaillement $ \dot{\gamma} $ par rapport à la contrainte appliquée τ pour différentes solutions de Carbopol 980 de concentrations massiques : noir : $C = 0,075\%$, rouge : $C = 0,09\%$, vert : $C = 0,1\%$, bleu : $C = 0,125\%$, orange : $C = 0,15\%$. Les symboles pleins/vides correspondent à la branche croissante/décroissante de la rampe de contrainte. Les barres d'erreur représentent l'écart-type des mesures répétées sur trois échantillons différents.	60
3.13	Courbes rhéologiques du Carbopol mesurées en utilisant des : (\square) surfaces lisses et, (\square) surfaces rugueuses. La ligne rouge représente l'ajustement de Herschel - Bulkley qui donne $\tau_y = 32,5 \pm 2,5 Pa$, $\kappa = 2,8 \pm 0,215 Pa.s^n$, $n = 0,6403 \pm 0,0299$. Les symboles marquant les régions colorées correspondent aux régimes de déformation : (S) - solide, (S + F) - coexistence solide-fluide, (F) - fluide. Les barres d'erreur représentent l'écart-type des mesures répétées sur trois échantillons différents.	62
3.14	Micrographie du microcanal. L'image est acquise en lumière blanche.	63
3.15	Représentation schématique du dispositif expérimental microfluidique : MCC : microcanal, I : entrée du microcanal, O : sortie du microcanal, AT : ruban adhésif, MO : objectif du microscope, DM : miroir dichroïque, LP : lampe à émission de lumière, EXF : filtre d'excitation, EMF : filtre d'émission, CCD : caméra numérique.	64
3.16	Écoulement de Carbopol ensemencé de traceurs fluorescents dans le microcanal. La ligne jaune sert à identifier les parois du canal (Voir le texte, Sec. 3.6.2).	64

3.17	Le graphique de gauche représente le diagramme spatio-temporel des profils de luminosité acquis au milieu du champ de vue. Le graphique de droite représente l'écart-type de la luminosité (I^{rms}) du diagramme spatio-temporel le long de l'axe temporel.	65
3.18	Profils de vitesse pour différents valeurs de débit Q . La figure (a) correspond au régime solide : cercles- $Q = 1 \mu l/min$, carrés- $Q = 1,4 \mu l/min$, triangles pointe à gauche- $Q = 1,6 \mu l/min$, triangles pointe à droite- $Q = 1,8 \mu l/min$, losanges- $Q = 2 \mu l/min$. La figure (b) correspond au régime de transition solide-fluide : cercles- $Q = 3,5 \mu l/min$, carrés- $Q = 5,5 \mu l/min$, triangles pointe à gauche- $Q = 8 \mu l/min$, triangles pointe à droite- $Q = 10 \mu l/min$. La figure (c) correspond au régime fluide : cercles- $Q = 14 \mu l/min$, carrés- $Q = 15 \mu l/min$, triangles pointe à gauche- $Q = 21 \mu l/min$, triangles pointe à droite- $Q = 23 \mu l/min$. Pour mieux visualiser le bouchon, des lignes horizontales pointillées en rouge sont tracées des figures ((a), (b)). Les traits pointillés de la figure (c) correspondent aux solutions analytiques d'un écoulement de Poiseuille données par l'Eq. 3.10. Les lignes rouges continues représentent les gradients de vitesse à la paroi.	68
3.19	Dépendance de la taille du bouchon normalisée $\frac{W_p}{W/2}$ par rapport au débit imposé. Les symboles marquant les régions colorées correspondent aux régimes de déformation : (S) - solide, (S + F) - coexistence solide-fluide, (F) - fluide.	69
3.20	(a) Dépendance du gradient de vitesse à la paroi par rapport au débit imposé Q . La ligne continue (-) et la ligne pointillée (- -) sont des guides pour l'œil, $\frac{dU}{dy} _w \propto Q^2$ et $\frac{dU}{dy} _w \propto Q^3$, respectivement. (b) Dépendance du gradient de vitesse à la paroi par rapport à la contrainte de cisaillement réduite τ_w/τ_y . La ligne continue (-) et la ligne pointillée (- -) sont des guides pour l'œil, $\frac{dU}{dy} _w \propto \tau_w^{8\pm 0,5}$ et $\frac{dU}{dy} _w \propto \tau_w^{5\pm 0,3}$, respectivement. Les régions ombrées en bleu représentent les limites d'erreur des lois puissances.	71
3.21	(a) Dépendance de la vitesse de glissement U_s par rapport à la contrainte de cisaillement τ_w . La ligne continue (-) et la ligne pointillée (- -) sont des guides pour l'œil, $U_s \propto \tau_w^{3,5}$, $U_s \propto \tau_w$, respectivement. (b) Dépendance de la vitesse de glissement U_s par rapport au gradient de vitesse à la paroi $\frac{dU}{dy} _w$. La ligne continue (-) et la ligne pointillée (- -) sont des guides pour l'œil, $U_s \propto \left(\frac{dU}{dy} _w\right)^{0,5}$ et $U_s \propto \left(\frac{dU}{dy} _w\right)^{0,1}$, respectivement.	72
4.1	Schéma global du dispositif expérimental : 1- deux pousse-seringues, 2- deux solutions d'entrée, 3- fût de sortie, 4- table optique, 5- caméra, 6- mélangeur, 7- laser.	78
4.2	Photographie du mélangeur.	79
4.3	Photographie des pousse-seringues.	81

Table des figures

4.4	Interface graphique.	82
4.5	Système de contrôle des cylindres.	82
4.6	Système de contrôle des seringues.	83
4.7	Système de synchronisation de la caméra et des moteurs.	84
4.8	Schéma (a) tridimensionnel et (b) bidimensionnel du système optique.	85
4.9	Principe de la technique PIV.	86
4.10	Distribution initiale des fluides dans le mélangeur lors des essais de mélange.	88
4.11	Images du mélangeur pour différentes concentrations en fluorescéine dans l'eau.	89
4.12	Variation de l'intensité lumineuse moyenne émise en fonction de la concentration en fluorescéine dans l'eau.	90
4.13	Images du mélangeur pour différents temps d'exposition.	91
4.14	Variation de l'intensité lumineuse moyenne émise en fonction du temps d'exposition de la caméra.	92
4.15	Profil transversal de l'intensité lumineuse enregistré à l'entrée et à la sortie du canal.	92
4.16	Profil longitudinal de l'intensité lumineuse enregistré le long du mélangeur au milieu de la largeur du canal.	93
4.17	Evolution temporelle de l'intensité lumineuse moyennée sur la surface du mélangeur.	94
4.18	(a) Champ de vitesse moyenné dans le temps. (b) Niveau de fluctuation temporelle du champ de vitesse dû aux erreurs de mesure. Ces deux figures correspondent à un écoulement de fluide newtonien avec des cylindres immobiles.	95
4.19	Moyenne temporelle du profil de vitesse mesuré à l'entrée du canal. La ligne continue représente le profil de vitesse parabolique dont l'équation est donnée sur la figure. Les barres d'erreur représentent le niveau de fluctuation temporelle du profil de vitesse mesuré à l'entrée du canal dû aux erreurs de mesure.	96
5.1	Distribution initiale des particules le long de la section d'entrée.	100
5.2	Trajectoires de 1000 particules d'un écoulement de fluide newtonien avec des cylindres immobiles.	102
5.3	Distribution des temps de séjour des 1000 particules d'un écoulement de fluide newtonien avec des cylindres immobiles.	103
5.4	Champs de vitesse mesurés à différents instants de la période de rotation des cylindres, (a) $t = T$, (b) $t = T + \frac{T}{4}$, (c) $t = T + \frac{T}{2}$, (d) $t = T + \frac{3T}{4}$ (e) $t = 2T$, d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et $k = 10$	106
5.5	Topologies de l'écoulement de fluide newtonien qui correspondent à la (a) première et (b) deuxième moitié de la période de rotation des cylindres. Les différents symboles correspondent aux (●) points paraboliques, (●) points elliptiques et (■) point hyperbolique.	107

5.6	Champs de vitesse d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,1$ et $k = 10$ à (a) $t = T + \frac{T}{4}$, (b) $t = T + \frac{3T}{4}$	108
5.7	Champs de vitesse d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et $k = 15$ à (a) $t = T + \frac{T}{4}$, (b) $t = T + \frac{3T}{4}$	108
5.8	Trajectoires de 30 particules d'un écoulement de fluide newtonien pour $k = 10$ et différents St	111
5.9	Distribution des temps de séjour des 1000 particules d'un écoulement de fluide newtonien pour $k = 10$ et différents St . La ligne verticale en pointillés bleue représente le temps de séjour moyen.	112
5.10	Trajectoires de 30 particules d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et différents k	113
5.11	Distribution des temps de séjour de 1000 particules d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et différents k . La ligne verticale en pointillés bleue représente le temps de séjour moyen.	114
5.12	Évolution temporelle de la divergence moyenne des trajectoires d'un écoulement de fluide newtonien pour différents jeux de paramètres (St, k)	114
5.13	Cartographies de mélange d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,2$ et $k = 10$	117
5.14	Cartographies de mélange d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et $k = 10$	117
5.15	Cartographies de mélange d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 1$ et $k = 10$	118
5.16	Cartographies de mélange d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et $k = 5$	119
5.17	Cartographies de mélange d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et $k = 15$	119
5.18	Évolution temporelle de l'écart-type de la concentration moyenne mesurée à la sortie de la zone du mélange pour plusieurs valeurs de St et pour k fixe.	120
5.19	Évolution temporelle de l'écart-type de la concentration moyenne mesurée à la sortie de la zone du mélange pour plusieurs valeurs de k avec St fixe.	121
5.20	(a) Profils de vitesse à l'entrée pour des différents écoulements d'Emkarox et de Carbopol réalisés avec le même débit d'entrée. Les barres d'erreur correspondent à la variation temporelle du profil de vitesse due aux erreurs de mesure. (b) Agrandissement dans une zone au centre du canal.	124
5.21	Champs de vitesse mesurés à différents instants de la période de rotation des cylindres, (a) $t = T$, (b) $t = T + \frac{T}{4}$, (c) $t = T + \frac{T}{2}$, (d) $t = T + \frac{3T}{4}$ (e) $t = 2T$, d'un écoulement de Carbopol de $C = 0,1\%$	126
5.22	Topologies des écoulements (a) d'Emkarox et (b) de Carbopol de $C = 0,1\%$ observées à $t = T + \frac{3T}{4}$	127

Table des figures

5.23	Champs de vitesse mesurés à différents instants de la période de rotation des cylindres, (a) $t = T$, (b) $t = T + \frac{T}{4}$, (c) $t = T + \frac{T}{2}$, (d) $t = T + \frac{3T}{4}$ (e) $t = 2T$, d'un écoulement de $C = 0,09\%$	128
5.24	Champs de vitesse mesurés à différents instants de la période de rotation des cylindres, (a) $t = T$, (b) $t = T + \frac{T}{4}$, (c) $t = T + \frac{T}{2}$, (d) $t = T + \frac{3T}{4}$ (e) $t = 2T$, d'un écoulement de Carbopol de $C = 0,075\%$	129
5.25	Trajectoires de 30 particules d'un écoulement de : (a) fluide newtonien et de Carbopol de (b) $C = 0,1\%$, (c) $C = 0,09\%$, (d) $C = 0,075\%$, pour $St = 0,4$ et $k = 10$	129
5.26	Distribution des temps de séjour des 1000 particules d'un écoulement de fluide newtonien et de Carbopol de différentes concentrations massiques pour $St = 0,4$ and $k = 10$. La ligne verticale en pointillés bleue représente le temps de séjour moyen.	130
5.27	Évolution temporelle de la divergence moyenne des trajectoires d'un écoulement de fluide newtonien et des différents écoulements de Carbopol pour $St = 0,4$ et $k = 10$	132
5.28	(a) Moyenne et (b) écart-type de la longueur des trajectoires des écoulements d'Emkarox et de Carbopol pour $St = 0,4$, $k = 10$ et même débit d'entrée.	133
5.29	Cartographies de mélange d'un écoulement de Carbopol de $C = 0,1\%$ pour $St = 0,4$ et $k = 10$	134
5.30	Cartographies de mélange d'un écoulement de Carbopol de $C = 0,09\%$ pour $St = 0,4$ et $k = 10$	134
5.31	Cartographies de mélange d'un écoulement de Carbopol de $C = 0,075\%$ pour $St = 0,4$ et $k = 10$	135
5.32	Évolution temporelle de l'écart-type de la concentration moyenne mesurée à la sortie de la zone du mélange pour un écoulement de fluide newtonien et de Carbopol de différentes concentrations massiques pour $St = 0,4$ and $k = 10$	136

Liste des tableaux

3.1	Paramètres rhéologiques des différentes solutions de Carbopol obtenus par le modèle de Herschel-Bulkley.	60
5.1	Moyennes et écart-types des exposants de Lyapunov de taille finie pour différents jeux de paramètres (St, k)	115
5.2	Moyenne et écart-type de l'écart-type du champ de concentration pour différents jeux de paramètres (St, k)	121
5.3	Moyenne et écart-type de l'écart-type du champ de concentration d'un écoulement de fluide newtonien et de différents écoulements de Carbopol.	136

Nomenclature

Abréviations

<i>LIF</i>	fluorescence induite par laser	--
<i>PIV</i>	vélocimétrie par image de particules	--

Exposants

*	grandeur adimensionnelle	--
—	valeur moyenne	--
<i>d</i>	grandeur qui correspond à la rampe de contrainte descendante	--
<i>u</i>	grandeur qui correspond à la rampe de contrainte ascendante	--

Lettres grecques

Δ	profondeur de saillie	m
δ	largeur de la couche de glissement	m
ΔT	différence de température	°C
δt	intervalle de temps	s
$\dot{\gamma}$	taux de cisaillement	s^{-1}
γ	déformation	--
κ	consistance de la structure du matériau	$\text{Pa} \cdot \text{s}^n$
λ	exposant de Lyapunov	--
λ_l	longueur d'onde	m
λ_{FSLE}	exposant de Lyapunov de taille finie	--
λ_{FTLE}	exposant de Lyapunov à temps fini	--
ν	viscosité dynamique	$\text{Pa} \cdot \text{s}$
Ω	vitesse angulaire	rad/s
Ω_0	amplitude de la vitesse angulaire	rad/s
ϕ	déphasage	rad
Ψ	fonction de courant	m^2/s
ρ	masse volumique	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
τ	contrainte	Pa

τ_y	contrainte seuil	Pa
ζ	longueur adimensionnelle de la zone de mélange	--
σ	écart-type	--
Lettres latines		
$\frac{dU}{dy}$	gradient de vitesse à la paroi	s ⁻¹
A	constante de contrainte	--
B	constante de déformation	--
C	concentration	--
C_m	concentration moyenne	--
D	coefficient de diffusion	m ² /s
d	longueur de diffusion	m
D_e	diamètre	m
D_h	diamètre hydraulique	m
dl	déplacement	m
e	entrefer	m
ET	temps d'exposition	s
F	régime fluide	--
f	paramètre d'ajustement	--
F_0	force	N
G	module d'élasticité	Pa
H	hauteur	m
I	niveau de gris	
L	longueur	m
l	distance euclidienne	m
l_0	distance initiale	m
l_l	distance limite	m
L_m	longueur de mélange	m
M	couple	N · m
N	nombre de périodes	--
n	indice d'écoulement	--
n_s	nombre de striations	--

Liste des symboles

Nb	nombre de paliers	--
P	constante de proportionnalité	--
Q	débit volumique	m ³ /s
R	rayon	m
S	régime solide	--
$S + F$	régime de transition solide-fluide	--
T	période de rotation	rad/s
t	temps	s
t_0	temps de forçage caractéristique	s
T_a	température ambiante	°C
t_a	temps d'advection	s
t_D	temps de diffusion	s
t_r	temps de référence	s
t_s	temps de séjour	s
T_λ	intervalle de temps utilisé pour le calcul des λ_{FTLE}	--
U	vitesse moyenne	m/s
u, v, w	composantes de la vitesse	m/s
u_0	vitesse de déplacement	m
U_s	vitesse de glissement	m/s
W	largeur	m
W_p	taille du bouchon	m
x, y, z	coordonnées cartésiennes	m
Nombres adimensionnels		
k	rapport de vitesse	--
Pe	nombre de Péclet	--
Re	nombre de Reynolds axial	--
Re_g	nombre de Reynolds généralisé	--
Re_{cross}	nombre de Reynolds transversal	--
St	nombre de Strouhal	--
Indices		
c	grandeur critique	--

Liste des symboles

i	indice	---
w	valeur mesurée à côté de la paroi	---
max	grandeur maximale	---
min	grandeur minimale	---

Contexte général de l'étude

De nombreux domaines industriels nécessitent un mélange efficace de fluides très visqueux, tels que les industries alimentaires, cosmétiques, pharmaceutiques et pétrolières, etc. L'objectif global du mélange est d'assurer l'homogénéité du produit final résultant de deux ou plusieurs fluides initialement séparés dans l'espace. Le mécanisme naturel de mélange est la diffusion moléculaire. Dans le cas des fluides visqueux, le temps nécessaire pour mélanger par simple diffusion moléculaire est très long, ce qui rend ce mécanisme inefficace. Afin d'améliorer le processus de mélange, il est nécessaire d'utiliser des mécanismes supplémentaires. La technique souvent employée consiste à générer des écoulements en régime turbulent [44, 43]. Cependant, la création des turbulences dans un écoulement de fluide visqueux nécessite une consommation d'énergie élevée [133, 84], en termes de puissance d'agitation pour le mélange dans des cuves fermées ou de puissance de pompage pour les écoulements continus, ce qui représente un inconvénient majeur pour la plupart des industriels. D'autre part, dans certains procédés, les fluides utilisés sont souvent des fluides complexes, formés de longues chaînes moléculaires, qui peuvent être brisées par des contraintes de cisaillement excessives dans des écoulements turbulents. Pour cela, le mélange des matériaux pâteux avec un apport énergétique minimal et dans des délais réalistes représente un véritable défi. L'advection chaotique est considérée comme le mécanisme le plus efficace pour mélanger les fluides visqueux [117, 109]. Il repose sur la génération de trajectoires chaotiques dans un écoulement laminaire favorisant ainsi le mélange. L'advection chaotique peut être générée dans des écoulements bidimensionnels dépendant du temps [4, 84, 132] ou dans des écoulements tridimensionnels stationnaire [78, 76] ou instationnaire [153, 155].

Nombreux mélangeurs à advection chaotique sont proposés dans la littérature, ces derniers peuvent être catégorisés en mélangeurs passifs et actifs. Le mélange passif peut être obtenu en utilisant des canaux ayant des formes spécifiques comme par exemple des canaux courbes [76, 123, 103, 91] ou en insérant des obstacles dans l'écoulement qui induisent sa perturbation [15, 54, 100, 65]. Les mélangeurs actifs utilisent une source d'énergie externe afin de favoriser le mélange. Ces sources d'énergie externe peuvent être : un agitateur en mouvement [4], une perturbation de pression [87], des vibrations acoustiques [55], etc. Un avantage évident des mélangeurs passifs est qu'ils ne nécessitent aucune énergie externe, mais par contre, ils offrent moins de contrôle sur le processus de mélange.

Les mélangeurs peuvent être également classés en mélangeurs continus ou mélangeurs à cuve fermée, voir Fig. 1. Le mélange continu présente de nombreux avantages par rapport au mélange fermé, car les opérations continues assurent des taux de production élevés et une réduction du temps d'opération en éliminant les opérations de remplissage, déchargement et nettoyage entre deux cycles successifs. Les mélan-

geurs continus actuellement utilisés dans les industries ne sont pas encore totalement optimisés, principalement parce que le mélange s'effectue sur toute la longueur du canal en utilisant des objets mobiles (les extrudeuses à vis par exemple). Lorsque la longueur de mélange devient plus importante que nécessaire, plusieurs inconvénients apparaissent : la dégradation du produit dû au mélange excessif et l'augmentation du prix du produit final pour compenser l'énergie supplémentaire.

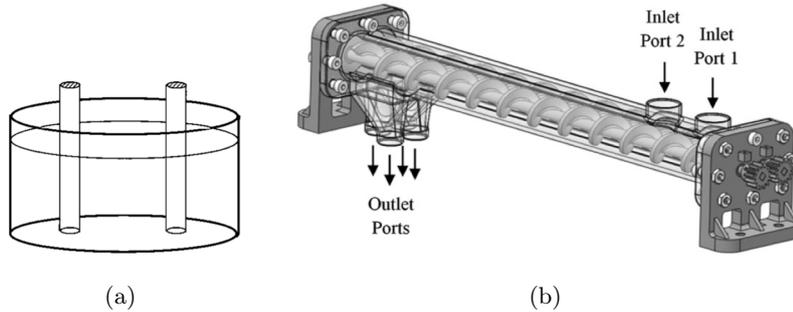


FIGURE 1 – (a) Mélangeur à cuve fermée avec deux agitateurs [5]. (b) Mélangeur continu à double vis [80].

Afin de profiter des avantages d'une production plus importante fournie par les mélangeurs continus tout en évitant une consommation énergétique excessive et une dégradation du produit final, nous proposons dans le cadre de cette étude un nouveau mélangeur actif continu avec trois cylindres tournants positionnés aux parois. Le mélange se produit sur une longueur bien limitée plus petite que la longueur totale du canal. Ce projet intitulé « Nouveau mélangeur à advection chaotique pour les fluides visqueux newtoniens et à seuil » est entrepris dans le cadre d'un projet CNRS « NaiMYS », financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR). Il fait l'objet d'une collaboration entre deux laboratoires de recherche : le « Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes » - LTeN - UMR CNRS 6607 de l'Université de Nantes, et le « Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur Appliquées à la Mécanique et au génie Electrique » - SIAME - EA 4581 de la Fédération CNRS IPRA 2952 de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour. Cette thèse combine deux thématiques souvent étudiées par les deux équipes : le mélange par advection chaotique des fluides visqueux [123, 103, 49, 50] et les écoulements des fluides complexes [31, 27, 52, 129, 150].

L'objectif global de cette étude est de caractériser le mélange chaotique de fluides newtoniens et de fluides à seuil au sein du nouveau mélangeur. Ce manuscrit est organisé comme suit :

Dans le premier chapitre, une étude bibliographique concentrée sur le mélange par advection chaotique est présentée. Ce chapitre introduit également, le nouveau mélangeur proposé dans le cadre de cette étude.

Le deuxième chapitre présente une étude théorique et numérique qui a pour

Contexte général de l'étude

objectif de mettre en relief les différents paramètres contrôlant l'écoulement dans le nouveau mélangeur.

Le troisième chapitre est consacré à la caractérisation rhéologique des fluides utilisés lors de l'étude expérimentale. Le comportement rhéologique du fluide newtonien, l'Emkarox, et celui du fluide à seuil, le Carbopol, est présenté. Dans ce chapitre, une attention particulière est portée à la caractérisation du problème de glissement aux parois qui apparaît généralement lors des écoulements de fluides complexes.

Le quatrième chapitre présente le développement du dispositif expérimental et les différentes techniques de mesure utilisées. La vélocimétrie par image de particules est la technique utilisée pour les mesures de champs de vitesse et la fluorescence induite par laser est la technique utilisée pour la visualisation des cartographies de mélange.

Le cinquième chapitre est consacré à l'étude expérimentale réalisée dans le mélangeur. Dans un premier temps, nous présentons les résultats obtenus pour un écoulement de fluide newtonien qui servent à la validation de l'étude théorique et numérique présentée au deuxième chapitre. L'advection chaotique est mise en évidence à partir des mesures de champs de vitesse, et le mélange est caractérisé à partir des cartographies de l'écoulement. Dans un deuxième temps, nous présentons les résultats obtenus pour des écoulements de fluides à seuil qui servent à étudier l'influence de la rhéologie complexe sur le mélange chaotique.

Dans le dernier chapitre, une conclusion générale qui résume les résultats obtenus et les perspectives pour les futurs travaux sont présentées.

Étude bibliographique

Sommaire

1.1	Système chaotique	6
1.2	Différents régimes d'écoulement chaotique	6
1.3	Advection chaotique	7
1.4	Mise en évidence du chaos et outils pour évaluer le degré du chaos	9
1.4.1	Sensibilité aux conditions initiales	9
1.4.2	Transformation du boulanger	9
1.4.3	Transformation de type fer à cheval	10
1.4.4	Points particuliers	11
1.4.5	Suivi des particules	12
1.4.6	Divergence des trajectoires et exposants de Lyapunov	12
1.5	Mélange par advection chaotique	13
1.6	Caractérisation du mélange	15
1.6.1	Écart-type du champ de concentration	15
1.6.2	Distribution du temps de séjour	15
1.6.3	Élongation des éléments de fluide	16
1.7	Mélangeurs à advection chaotique proposés dans la littérature	16
1.7.1	Mélange 2D en cavité fermée	16
1.7.2	Mélange 2D en cavité ouverte	17
1.7.3	Macro-mélange 3D	18
1.7.4	Mélange en microfluidique	19
1.8	Mélange des fluides à seuil	20
1.9	Introduction du nouveau mélangeur proposé dans le cadre de la thèse	21
1.10	Objectif de la thèse	22

Dans ce premier chapitre, une définition du système chaotique et les différentes approches utilisées pour décrire le chaos sont présentées. Nous nous intéressons particulièrement à l'advection chaotique qui est le régime utilisé pour intensifier le mélange des fluides visqueux. Les différentes caractéristiques topologiques permettant la mise en évidence du chaos ainsi que les différents outils utilisés pour qualifier et

quantifier le mélange et le régime d'advection chaotique sont décrits. Des exemples de différents mélangeurs à advection chaotique figurant dans la littérature sont présentés. À la fin de ce chapitre, nous introduisons le concept du nouveau mélangeur proposé dans cette étude.

1.1 Système chaotique

Un système dynamique est un système physique qui évolue dans le temps et/ou dans l'espace [20, 81]. Les systèmes dynamiques peuvent être classés en trois catégories : systèmes aléatoires, systèmes déterministes et systèmes chaotiques. Les systèmes aléatoires sont imprévisibles dans le temps. Ils évoluent au hasard et aucune équation ne peut décrire leur évolution. Un système est dit déterministe lorsque la loi d'évolution est connue, le futur du système est parfaitement déterminé dès lors que l'on connaît son état initial. Les systèmes chaotiques, quant à eux, ont un comportement un peu plus complexe. Ils sont régis par des lois d'évolution parfaitement déterministes qui deviennent imprévisibles au bout d'un temps relativement court [136, 58, 144]. Cette imprévisibilité est due à une très forte sensibilité aux conditions initiales. Deux états initialement très proches auront, dans un système chaotique, un comportement exponentiellement divergent dans le temps [136, 38].

La théorie du chaos a été initialement formulée par Henri Poincaré en 1890 [127]. En essayant de prouver la stabilité du système solaire, Poincaré a mis en évidence le phénomène de la sensibilité aux conditions initiales qui est la base de la théorie du chaos. Cette théorie est utilisée aujourd'hui dans de nombreux domaines : astronomie, météorologie, économie, biologie, mécanique des fluides, etc. Edward Lorenz est celui qui a découvert le chaos dans la météorologie en 1963 [93]. Il a mis en place un code de calcul de prédiction de météo sur un des premiers ordinateurs au monde. Sa méthode consistait à entrer dans l'ordinateur une série de paramètres déterminés aux millièmes et millième près. Les résultats obtenus étaient très éloignés et c'est ainsi que Lorenz a mis en évidence le phénomène de sensibilité aux conditions initiales en météorologie. Depuis le début du XX^e siècle, les mécaniciens des fluides se sont intéressés à la théorie du chaos pour décrire les circulations océaniques [148] et les écoulements de fluides [7]. Dans un tout autre domaine, la théorie de chaos a fait l'objet de plusieurs études théoriques en économie [159] et sociologie [39].

1.2 Différents régimes d'écoulement chaotique

En mécanique des fluides, il existe deux régimes d'écoulement chaotique : le régime turbulent et l'advection chaotique. De plus, un écoulement peut être caractérisé selon deux approches : eulérienne ou lagrangienne. L'approche eulérienne consiste à observer les particules passer en un point de l'espace. Tandis que l'approche lagrangienne consiste à suivre chaque particule le long de sa trajectoire dans l'espace et le temps. En régime turbulent, le champ de vitesse en un point donné de l'es-

1.3. Advection chaotique

pace présente des variations temporelles aléatoires. Il peut également présenter des variations spatiales. Dans ce cas, il s'agit d'un chaos spatio-temporel qui peut être détecté en utilisant des approches eulériennes ou lagrangiennes. Cependant, en régime laminaire, le champ de vitesse est déterministe en un point donné de l'espace. Par contre, il est possible que les particules suivent des trajectoires complexes. Dans ce cas, il s'agit uniquement de chaos spatial connu sous le nom de turbulence lagrangienne ou advection chaotique caractérisé par sa sensibilité aux conditions initiales et détecté uniquement en suivant des approches lagrangiennes [4, 78, 76].

1.3 Advection chaotique

En régime d'advection chaotique, les trajectoires de particules de fluide sont obtenues en intégrant les équations du mouvement suivantes :

$$\frac{dx}{dt} = u(x,y,z,t), \quad (1.1)$$

$$\frac{dy}{dt} = v(x,y,z,t), \quad (1.2)$$

$$\frac{dz}{dt} = w(x,y,z,t). \quad (1.3)$$

t est le temps, (x,y,z) sont les coordonnées spatiales et (u,v,w) sont les composantes du champ de vitesse eulérien.

Pour générer un régime d'advection chaotique, le nombre de degrés de liberté de l'écoulement doit être supérieur à 2. Cette condition, nécessaire mais non suffisante, est initialement proposée par la théorie de Poincaré-Bendixon [128, 17, 108].

Dans un écoulement bidimensionnel incompressible, l'équation de continuité devient :

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} = 0. \quad (1.4)$$

Il s'agit alors d'un système conservatif (qui conserve son énergie interne) et les équations du mouvement, Eqs. 1.1 et 1.2, peuvent être écrites sous forme hamiltonienne représentée par la fonction de courant Ψ :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial \Psi(x,y,t)}{\partial y}, \quad (1.5)$$

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{\partial \Psi(x,y,t)}{\partial x}. \quad (1.6)$$

Pour un écoulement bidimensionnel indépendant du temps, les équations de mouvement, Eqs. 1.5 et 1.6, sont intégrables [90], les particules suivent des trajectoires régulières bien définies. L'émergence du chaos nécessite un degré de liberté supplémentaire, temporel (écoulement bidimensionnel instationnaire) ou spatial (écoulement tridimensionnel stationnaire) ou les deux (écoulement tridimensionnel instationnaire).

Dans un écoulement bidimensionnel dépendant du temps, le système est en général non-intégrable et il y a une forte possibilité de produire des trajectoires chaotiques complexes [4, 79, 84]. Aref [4] a été le premier à mettre en évidence le régime d'advection chaotique dans un système bidimensionnel dépendant du temps en établissant une analogie entre un écoulement bidimensionnel et un système hamiltonien. Dans le cas d'un réservoir cylindrique équipé de deux agitateurs, il a démontré théoriquement et numériquement que lorsque les agitateurs tournent à une vitesse fixe, les particules de fluide suivent des trajectoires régulières bien définies, voir Fig. 1.1(a). Cependant, lorsque les agitateurs suivent une vitesse modulée, des trajectoires chaotiques sont générées, voir Fig. 1.1(b).

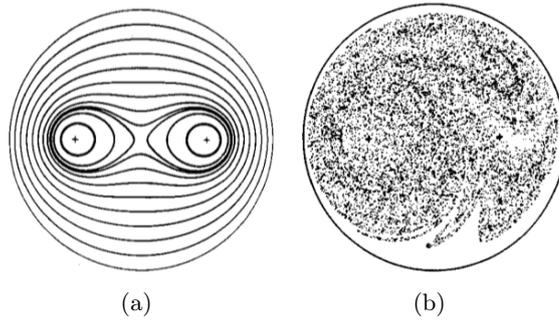


FIGURE 1.1 – Structures de l'écoulement résultant du mouvement des agitateurs : (a) mouvement continu, (b) mouvement alterné [4].

Un régime chaotique peut être également généré dans un écoulement tridimensionnel stationnaire [78, 76, 85]. À partir des équations de mouvement, Eqs. 1.1, 1.2 et 1.3, le système tridimensionnel stationnaire peut être écrit sous la forme :

$$\frac{dx}{dz} = \frac{u(x,y,z)}{w(x,y,z)}, \quad (1.7)$$

$$\frac{dy}{dz} = \frac{v(x,y,z)}{w(x,y,z)}. \quad (1.8)$$

Nous remarquons que les équations 1.7 et 1.8 sont identiques par analogie aux équations 1.5 et 1.6. La variable spatiale z de l'écoulement 3D stationnaire joue le rôle du temps pour l'écoulement 2D instationnaire. Les trajectoires chaotiques complexes peuvent être générées en agissant sur les parois de la géométrie ou en introduisant des perturbations géométriques. Khakhar et al. [78] ont été les premiers à aborder le problème du chaos dans un écoulement ouvert tridimensionnel et stationnaire. Ils ont proposé un mélangeur continu constitué d'une série de plaques fixes perpendiculaires, voir Fig. 1.2. Ces plaques sont fixées dans un canal cylindrique qui tourne autour de son axe. Des tourbillons se forment, en raison du mouvement de rotation des cylindres. Pour chaque orientation des plaques, les trajectoires de particules correspondent aux lignes de courant entourant le tourbillon actif. En raison de la perturbation géométrique causée par les plaques, une destruction et une

1.4. Mise en évidence du chaos et outils pour évaluer le degré du chaos

régénération de nouvelles recirculations, orientées dans la direction perpendiculaire, se produisent à chaque réorientation des plaques. Les particules de fluide passent de l'ancien au nouveau tourbillon actif et elles se séparent aboutissant au régime d'advection chaotique.

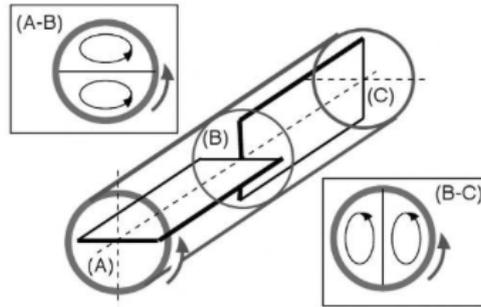


FIGURE 1.2 – Mélangeur à section partitionnée [97].

1.4 Mise en évidence du chaos et outils pour évaluer le degré du chaos

Un système est qualifié de chaotique s'il révèle l'existence de l'une des propriétés suivantes :

1. Sensibilité aux conditions initiales
2. Présence de la transformation du boulanger
3. Présence de la transformation de type fer à cheval (phénomène d'étirement et de repliement)
4. Points particuliers

1.4.1 Sensibilité aux conditions initiales

Un système chaotique est caractérisé par sa sensibilité aux conditions initiales qui se manifeste par la divergence exponentielle des trajectoires [137, 136]. Dans un écoulement régulier, la séparation des trajectoires croît algébriquement dans le temps. Cependant, dans des écoulements chaotiques, deux particules initialement voisines, très proches, divergent exponentiellement dans le temps $l(t) = l_0 e^{\lambda t}$, voir Fig. 1.3.

1.4.2 Transformation du boulanger

La transformation du boulanger est un indicateur du chaos déterministe [78]. Elle consiste à étirer les éléments de fluide dans un sens, leurs épaisseurs se réduisent par conservation de masse. Ensuite, les éléments de fluides sont coupés et superposés.

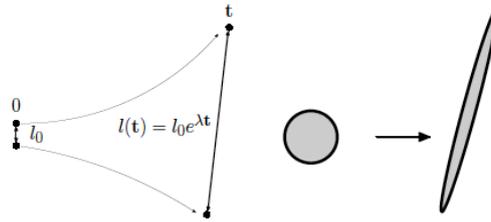


FIGURE 1.3 – Sensibilité aux conditions initiales [59].

Nous remarquons sur la figure 1.4 que les dimensions de l'état final sont identiques aux dimensions de l'état initial et l'interface entre les éléments de fluide a doublé, ce qui rend ce processus favorable pour le mélange [162, 24].

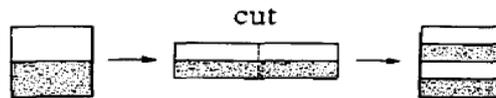


FIGURE 1.4 – Transformation du boulanger [78].

1.4.3 Transformation de type fer à cheval

La transformation de type fer à cheval est une autre signature géométrique du chaos [78]. L'élément de fluide est contracté dans un sens et étiré dans le sens perpendiculaire, voir Fig. 1.5. La seule différence entre la transformation du boulanger et la transformation de type fer à cheval est que les éléments de fluide sont pliés au lieu d'être découpés. Les opérations d'étirement et de repliement sont les mécanismes fondamentaux de l'advection chaotique [117, 67, 135, 22, 28].

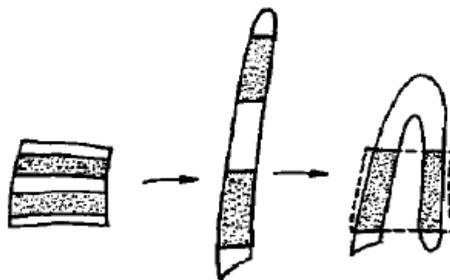


FIGURE 1.5 – Transformation de type fer à cheval [78].

Nous pouvons remarquer que, pour la transformation de type fer à cheval, les dimensions de l'état final ne sont pas identiques aux dimensions de l'état initial, une partie des éléments de fluide repliés reste en dehors du carré et la quantité de fluide dans le carré est moins importante. Cependant, pour la transformation du

1.4. Mise en évidence du chaos et outils pour évaluer le degré du chaos

boullanger, il n'y a pas de perte de matière du domaine original, voir Fig. 1.5. Si la transformation de type fer à cheval est utilisée pour mélanger les fluides, ce processus offre moins de contrôle sur le mélange par rapport à la transformation du boullanger, car les éléments de fluide ne sont pas soumis de la même façon au processus d'étirement et de repliement et surtout dans le cas des mélangeurs en continu où le fluide sort progressivement de la zone de mélange. Pourtant, la transformation de type fer à cheval peut avoir une influence extrêmement positive sur le mélange.

1.4.4 Points particuliers

Plusieurs points particuliers peuvent apparaître dans un écoulement de fluide en régime d'advection chaotique : points elliptiques, points paraboliques et points hyperboliques [79, 162, 117]. Ces points sont schématisés sur la figure 1.6.

Le fluide entourant le point elliptique circule autour de lui-même et forme une région régulière qui n'échange que peu de matière avec le reste de l'écoulement. Ces régions ne subissent ni étirement, ni contraction. Cependant, dans un écoulement à advection chaotique, la destruction et la régénération de ces régions peuvent jouer le rôle d'agitateur favorisant le croisement des lignes de courant et, par conséquent, le mélange.

Il existe une trajectoire très particulière appelée séparatrice. Cette trajectoire délimite les zones qui n'échangent pas de matière et constitue une frontière entre les trajectoires fermées entourant le point elliptique et les trajectoires passantes de l'écoulement.

Les points paraboliques sont considérés comme des points de stagnation qui attirent ou rejettent le fluide, voir Fig. 1.6(b). Les trajectoires sont en forme de parabole qui se dirigent vers le point parabolique s'il est considéré comme attractif et s'en écartent s'il est considéré comme répulsif.

Dans le cas où un point hyperbolique est présent dans l'écoulement, le fluide se dirige vers le point hyperbolique selon la direction stable et s'en éloigne selon la direction instable. La présence des points hyperboliques dans l'écoulement marque l'existence du chaos et ces points sont généralement considérés comme favorables au mélange.

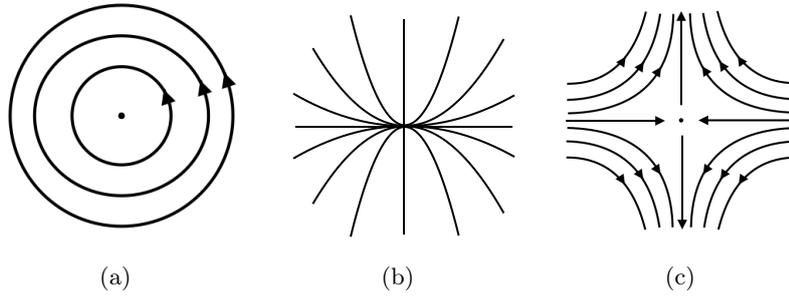


FIGURE 1.6 – (a) Point elliptique (b) Point parabolique (c) Point hyperbolique.

Nous remarquons que chaque point particulier agit différemment sur l'écoulement et les trajectoires des particules sont déviées selon la nature de ces points. De plus, la présence des points particuliers et l'interaction entre eux peut être favorable au mélange. Pour cela, la détection de ces points est une méthode topologique simple qui permet la mise en évidence du chaos. Elle sera utilisée dans notre étude.

Différents outils sont utilisés pour évaluer le comportement chaotique d'un système. Parmi ces outils, on peut citer :

1. Le suivi des particules
2. La divergence des trajectoires et exposants de Lyapunov

1.4.5 Suivi des particules

Le suivi des particules est une technique qui consiste à tracer le chemin parcouru par les particules de fluide. Elle permet de mettre en évidence la sensibilité du système chaotique aux conditions initiales. Elle permet également d'identifier le processus d'étirement et de repliement responsable du mélange [28, 69, 165, 163].

1.4.6 Divergence des trajectoires et exposants de Lyapunov

Les trajectoires de particules dans un écoulement chaotique divergent exponentiellement [116, 35, 102, 65]. Le taux de séparation des trajectoires λ est connu sous le nom d'exposant de Lyapunov qui est le paramètre souvent utilisé pour quantifier le chaos [35, 156, 28]. Il est défini par :

$$\lambda_i = \lim_{\substack{t \rightarrow +\infty \\ l_0 \rightarrow 0}} \left[\frac{1}{t} \ln \left(\frac{l(t)}{l_0} \right) \right], \quad (1.9)$$

$l(t)$ est la distance euclidienne entre les trajectoires de deux particules au temps t et l_0 est la distance initiale entre ces deux particules. Un exposant positif mesure le taux de divergence tandis qu'un exposant négatif mesure le taux de convergence de deux trajectoires vers un point fixe. Un exposant de Lyapunov nul correspond aux écoulements intégrables.

1.5. Mélange par advection chaotique

Un exposant de Lyapunov positif est un indicateur fiable et précis du régime chaotique. Cependant, le calcul des exposants de Lyapunov selon l'équation 1.9 nécessite à la fois un temps d'observation infini et une distance initiale entre deux particules infiniment proches. Ces deux exigences sont impossibles à réaliser, que ce soit expérimentalement ou numériquement. Pour cette raison pratique, les exposants de Lyapunov sont calculés pour un temps fini. Les exposants de Lyapunov à temps fini (finite time Lyapunov exponents FTLE) [120, 66, 140, 82] ou les exposants de Lyapunov de taille finie (finite size Lyapunov exponents FSLE) [9, 10] sont définis pour caractériser le chaos. Les FTLE mesurent la séparation des particules pendant un temps fini T_λ et sont définis comme :

$$\lambda_{FTLE} = \frac{1}{T_\lambda} \ln \left(\frac{l(t + T_\lambda)}{l(t)} \right), \quad (1.10)$$

alors que les FSLE mesurent le temps nécessaire pour que les particules divergent d'une certaine distance l_l et sont définis comme :

$$\lambda_{FSLE} = \frac{1}{t} \ln \left(\frac{l_l}{l_0} \right). \quad (1.11)$$

Il existe beaucoup d'outils quantitatifs et qualitatifs permettant de caractériser le chaos, comme par exemple, la section de Poincaré [76, 68, 131], la dimension de corrélation intégrale d'un système [104], etc. Cependant, certains de ces outils sont difficiles à utiliser expérimentalement en raison des bruits expérimentaux et des erreurs générées par les intégrations et les différenciations numériques. Pour cela, dans notre étude, nous nous sommes concentrés sur les paramètres décrits précédemment pour caractériser le chaos.

1.5 Mélange par advection chaotique

L'advection chaotique est utilisée dans de nombreuses applications dans le but d'intensifier les phénomènes de transfert de masse [139, 29, 157] et/ou de chaleur [2, 103, 30]. Dans cette étude, nous nous sommes particulièrement intéressés au mélange des fluides visqueux.

Le mélange est une combinaison de deux mécanismes : l'advection (ou l'agitation) et la diffusion [46, 74, 75]. Ces deux mécanismes contribuent à l'homogénéisation d'un champ scalaire initialement séparé dans l'espace. Dans notre cas, le champ scalaire en question est le champ de concentration. L'agitation permet d'accroître la surface de contact entre les fluides favorisant le mélange par diffusion. Ces deux mécanismes sont reliés par le nombre de Péclet Pe qui représente le rapport entre l'advection et la diffusion.

La diffusion moléculaire est un processus aléatoire par lequel les molécules d'une espèce subissent un mouvement aléatoire parmi les molécules d'une seconde espèce

afin d'obtenir un mélange homogène. La cinétique de ce phénomène est quantifiée par le coefficient de diffusion D . Le temps nécessaire pour mélanger par simple diffusion moléculaire est défini comme $t_D \propto \frac{d^2}{D}$ où d est la longueur caractéristique sur laquelle la diffusion doit agir afin d'homogénéiser le champ de concentration. Dans le cas des fluides relativement visqueux, ce mécanisme est inefficace. Cela est simplement dû au fait que le coefficient de diffusion moléculaire D , qui est inversement proportionnel à la viscosité, est très faible. Le temps de diffusion devient relativement long. Par conséquent, il faut recourir à des mécanismes physiques supplémentaires afin d'accroître la surface de contact entre les éléments fluides pour obtenir un mélange efficace sur des échelles de temps réalistes. Cela peut être réalisé en induisant un régime d'écoulement turbulent ou un régime d'advection chaotique.

Afin de mélanger par turbulence inertielle, il faut atteindre des nombres de Reynolds élevés. La figure 1.7 montre que, dans un écoulement turbulent, les fluctuations de vitesse à petite échelle aident à étirer les éléments fluides jusqu'à des échelles spatiales suffisamment petites afin que la diffusion moléculaire puisse avoir lieu et favoriser le mélange [158, 44]. Cependant, pour les fluides relativement visqueux, ce mécanisme dissipe des quantités d'énergie importantes et le fluide est soumis à des cisaillements élevés ce qui risquera de modifier la texture du produit final.

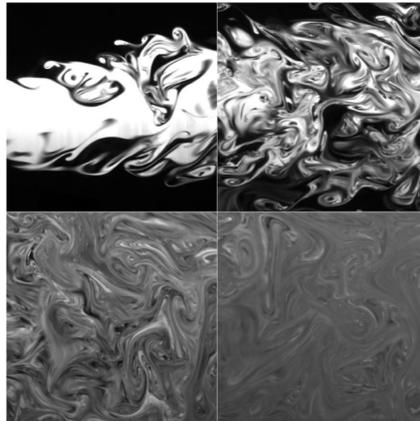


FIGURE 1.7 – Homogénéisation progressive du champ de concentration dans le temps et l'espace [44].

Pour cela, le mélange par advection chaotique est le mécanisme le plus efficace pour mélanger les fluides visqueux. La nature chaotique des trajectoires des particules, en régime laminaire, a un effet favorable sur le mélange. L'étirement et le repliement des éléments de fluide favorisent le contact entre les éléments de fluide et par suite la diffusion moléculaire.

1.6 Caractérisation du mélange

Afin d'estimer le degré du mélange, différents outils qualitatifs et quantitatifs existent. Dans notre étude, nous avons utilisé l'écart-type du champ de concentration comme paramètre permettant de quantifier le degré d'homogénéité du mélange. La distribution du temps de séjour ainsi que la longueur des trajectoires sont utilisées afin de comprendre le comportement de l'écoulement et de prévoir le mélange.

1.6.1 Écart-type du champ de concentration

Une mesure quantitative classique pour évaluer le degré d'homogénéité du mélange est l'écart-type du champ de concentration. Elle permet de suivre l'uniformisation du champ scalaire en fonction du temps et/ou de l'espace. L'écart-type du champ de concentration est défini comme :

$$\sigma(\mathbf{x},t) = \sqrt{\langle (C(\mathbf{x},t) - C_m(\mathbf{x},t))^2 \rangle}. \quad (1.12)$$

$C(\mathbf{x},t)$ est la concentration locale du champ scalaire au temps t et $C_m(\mathbf{x},t) = \langle C(\mathbf{x},t) \rangle$ est la concentration moyenne dans l'espace étudié au temps t . Cet indicateur atteint une valeur maximale lorsque les fluides sont parfaitement séparés et tend vers 0 lorsque les fluides sont complètement mélangés. Cette grandeur est utilisée dans plusieurs études pour évaluer le mélange [103, 138, 146]. Dans notre étude, cet indicateur est évalué à la sortie du mélangeur et son évolution est étudiée dans le temps.

1.6.2 Distribution du temps de séjour

Dans des écoulements continus, les particules de fluide passent un temps limité dans le mélangeur. Une analyse de la distribution de temps de séjour donne une idée sur le temps que les particules passent dans le mélangeur et, par conséquent, sur le mélange obtenu. Cet outil est souvent utilisé en génie chimique, biologique et en génie des procédés pour décrire l'écoulement et le mélange des réactifs au sein du réacteur [111, 106]. Dans le cas d'un écoulement continu, toutes les particules injectées à un temps t_0 à l'entrée du mélangeur sortent au temps t_s où t_s est spécifique à chaque particule. Dans le cas d'un écoulement idéal de type de piston, les particules de fluide situées dans une section droite se déplacent à la même vitesse, les trajectoires des particules sont parallèles les unes aux autres et le temps de sortie est identique pour toutes les particules. La distribution du temps de séjour correspond à un pic égal au temps d'advection moyen. Dans le cas réel, la distribution du temps de séjour dépend de la géométrie du mélangeur et des conditions de l'écoulement. Par exemple, pour un écoulement Poiseuille, les particules au centre du canal sortent plus rapidement que les particules proches des parois. La distribution du temps de séjour s'écarte du cas piston et une dispersion axiale apparaît. Certaines études utilisent des modèles d'un écoulement piston à dispersion axiale pour calculer le nombre de Péclet [26, 64] et pour évaluer le mélange. Dans le cas des écoulements agités, une

variation de vitesse se produit le long du mélangeur, le temps de sortie n'est pas identique pour toutes les particules et la distribution de temps de séjour est aléatoire. Elle est régie par des phénomènes spécifiques au mélangeur. Pour cela, une étude de la distribution du temps de séjour des particules fournit beaucoup d'informations sur le comportement de l'écoulement et permet par la suite de prévoir l'évolution du mélange et l'efficacité globale du mélangeur.

1.6.3 Élongation des éléments de fluide

Dans un écoulement chaotique, une goutte d'un scalaire passif est étirée exponentiellement dans le temps. Les particules de fluide qui subissent un fort étirement contribuent au meilleur mélange. Castelain et al. [28] ont mesuré expérimentalement l'évolution exponentielle du périmètre d'une tache de traceur injectée en entrée du système. Souzy et al. [143] ont calculé la moyenne et l'écart-type de l'élongation des lignes de matière dans un écoulement de liquide en suspension afin de construire un modèle d'étirement. Certaines études comparent le taux d'élongation au plus grand exposant de Lyapunov [96, 143, 102]. Habchi et al. [65] ont calculé la longueur des striations pour quantifier le phénomène d'étirement et de repliement. Ils ont montré que lorsque ce phénomène est plus puissant, les striations sont plus longues. Dans notre étude expérimentale présentée dans le chapitre 5, nous utilisons la moyenne et l'écart-type de la longueur des trajectoires parcourues par les particules pour comprendre le comportement de l'écoulement et le mélange. Une trajectoire plus longue indique que la particule de fluide subit plus d'étirement et de repliement et donc le mélange est plus favorable.

1.7 Mélangeurs à advection chaotique proposés dans la littérature

Étant donné l'efficacité de l'advection chaotique à mélanger les fluides dans des écoulements à faible nombre de Reynolds, plusieurs mélangeurs à advection chaotique sont proposés dans la littérature. Ces études reposent sur des simulations numériques, des approches théoriques et/ou des mesures expérimentales. Dans ce qui suit, nous présentons quelques exemples de dispositifs qui illustrent différentes catégories de mélangeurs figurant dans la littérature.

1.7.1 Mélange 2D en cavité fermée

Le mélangeur à advection chaotique en cavité 2D fermée le plus connu dans la littérature est le mélangeur à vortex clignotants proposé par Aref [4] et décrit au paragraphe 1.3. Il s'agit d'un mélangeur formé de deux agitateurs positionnés à l'intérieur d'une cavité cylindrique, voir Fig. 1.1. Les agitateurs sont activés périodiquement avec la même vitesse de rotation. Chacun tourne pendant une durée de $T/2$ où T est la période du processus. Le mouvement des agitateurs peut être co-

1.7. Mélangeurs à advection chaotique proposés dans la littérature

ou contra-rotatifs. Pendant chaque demi-période, les particules du fluide parcourent des trajectoires bien définies, confondues avec les lignes de courant. L’alternance des deux vortex permet aux particules de passer des lignes de courant de l’ancien tourbillon actif aux lignes de courant du nouveau vortex actif. Le croisement des lignes des courants est responsable de la génération de l’advection chaotique [147] et donc du mélange. Cet écoulement a fait l’objet de plusieurs études expérimentales et numériques [70, 101, 112] qui avaient pour objectif d’étudier le mélange et la formation des caractéristiques chaotiques pour différents protocoles de rotation.

Un autre écoulement 2D en cavité fermée est le « journal bearing flow ». Il est formé de deux cylindres excentriques qui tournent alternativement, voir Fig. 1.8. Il a été proposé initialement par Aref et al. [6]. Cet écoulement est basé également sur le principe de croisement des lignes de courant créées par le mouvement alternatif des cylindres responsable de la séparation des trajectoires et donc du mélange. Plusieurs études numériques [48, 49, 107] et expérimentales [32, 109, 149, 110] avec différents protocoles de rotation ont considéré cet écoulement dans le but d’intensifier le mélange [45] et le transfert de chaleur [88, 56].

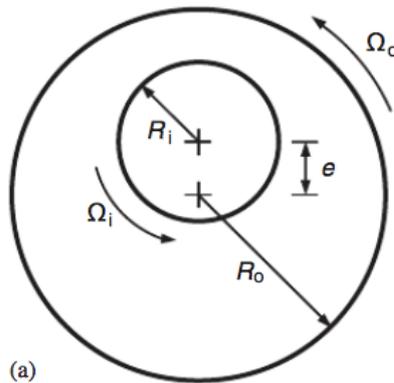


FIGURE 1.8 – Cylindres rotatifs excentriques [107].

1.7.2 Mélange 2D en cavité ouverte

Les mélangeurs 2D en cavité ouverte font également partie d’une classe de mélangeur à advection chaotique. Ce type de mélange a reçu beaucoup moins d’attention que les mélangeurs 2D en cavité fermée. Gouillart et al. [62, 61] ont proposé un mélangeur formé d’un canal à surface libre quasi-bidimensionnel avec deux agitateurs se déplaçant selon deux protocoles différents, voir Fig. 1.9. Le mélangeur est continuellement alimenté en fluide. Le mélange d’une goutte de colorant est étudié expérimentalement pour les deux protocoles de brassage. Deux motifs de mélange complètement différents sont observés en changeant simplement le sens de rotation des agitateurs. Dans le premier cas, les motifs de concentration se répètent avec une intensité décroissante. La zone de mélange est séparée des parois latérales du canal,

il existe une couche de trajectoires libres des deux côtés du canal qui ne sont jamais prises par les agitateurs et qui protègent la zone de mélange des zones à faible étirement au niveau de la paroi. Tandis que dans le second cas, le mélange s'étend jusqu'aux parois. La présence des points de séparation paraboliques, représentés sur la figure 1.9 par les points rouges, est constatée sur les parois du canal. Ces points de séparation sont dus aux conditions de non-glissement aux parois et jouent un rôle particulier, car les filaments de colorant qui proviennent du voisinage des points de séparation ont une valeur de concentration beaucoup plus élevée que le reste de la zone de mélange. Les points de séparation paraboliques sont également observés

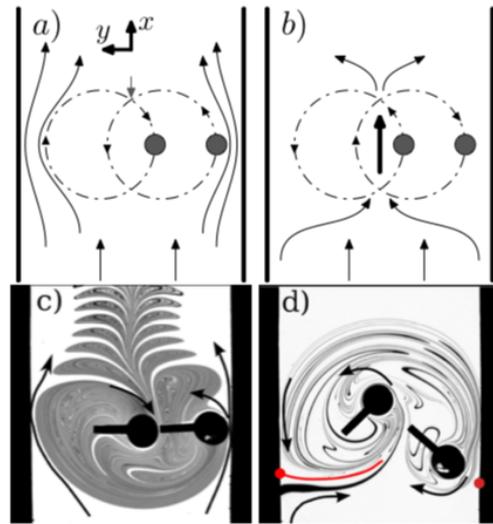


FIGURE 1.9 – Mélanges en cavité ouverte pour deux protocoles d'agitation de sens opposé [62].

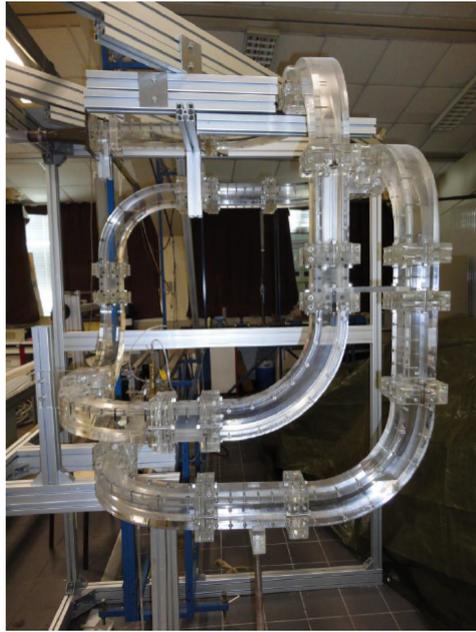
par Guillard dans des écoulements fermés [63, 60]. Les points de séparation entraînent une réinjection lente du fluide qui est mal brassé à proximité des parois ce qui ralentit la dynamique de mélange.

1.7.3 Macro-mélange 3D

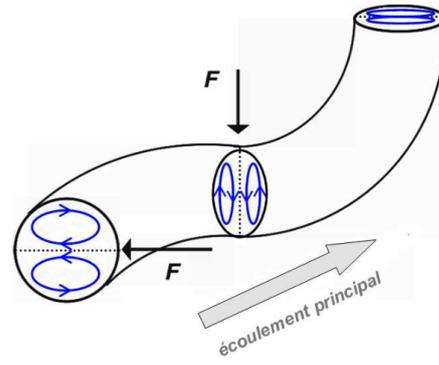
L'advection chaotique laminaire peut être également générée dans un écoulement 3D. Le mélange chaotique 3D a fait l'objet de plusieurs études expérimentales au LTeN depuis des années [123, 103, 153, 71]. Ces études sont basées sur le principe de l'écoulement de Dean alterné. La configuration chaotique est composée de plusieurs coudes dont l'angle entre les plans de courbure varie de $\pm 90^\circ$ d'un coude à l'autre, voir Fig. 1.10. Le Guer [83] et Castelain [25] ont réalisé des mesures de champs de vitesse qui ont confirmé que les cellules de Dean, les recirculations observées sur la figure 1.10(b), se forment. À chaque changement de plan de courbure, les cellules de Dean du coude précédent disparaissent et de nouvelles cellules se créent en début du coude, orientées dans la direction perpendiculaire aux anciennes cellules. Ils ont

1.7. Mélangeurs à advection chaotique proposés dans la littérature

montré également que le mélange devient plus homogène à chaque changement de plan de courbure. Ils ont également mis en évidence par visualisation du traceur le phénomène d'étirement et de repliement ainsi que la sensibilité aux conditions initiales. Timité [154] et Khameneh [72] ont étudié les effets de la superposition d'une dépendance temporelle sur l'écoulement Dean alterné stationnaire. Ils ont mis en évidence l'augmentation du degré du chaos et l'amélioration du mélange par rapport au cas stationnaire.



(a)



(b)

FIGURE 1.10 – (a) Configuration chaotique de l'écoulement de Dean alterné [83]. (b) Réorientation des cellules de Dean [72].

1.7.4 Mélange en microfluidique

Les systèmes microfluidiques sont aujourd'hui largement utilisés dans plusieurs applications telles que la biologie, la chimie et l'industrie pharmaceutique, etc. Les dispositifs microfluidiques sont de plus en plus demandés, car ils sont simples, peu coûteux, entièrement contrôlables et permettent de réduire la quantité de fluide utilisée. Les systèmes microfluidiques ont des dimensions de l'ordre du μm . À cause de leur petite taille, les écoulements dans les micro-canaux sont généralement laminaires. En absence de turbulence inertielle, le mélange se produit uniquement par diffusion moléculaire. Dans le cas des macromolécules de faible coefficient de diffusion, le mélange diffusif est lent par rapport à l'advection de la matière le long du canal, même à l'échelle d'un microcanal [142]. Pour cela, nombreux micromélangeurs actifs [94, 151, 1] et passifs [91, 145, 86] sont développés de manière à générer un mélange par advection chaotique. Par exemple, Strook et al. [145] ont réalisé

des expériences dans un micro-mélangeur composé d'un microcanal plan avec des rainures sur le fond du canal, voir Fig. 1.11. Les rainures génèrent un écoulement transversal et des trajectoires elliptiques contrarotatives, voir Fig. 1.11(a). Les rainures changent d'orientation et les régions elliptiques changent de position à chaque demi-cycle, ce qui induit le croisement des lignes de courant. Ce schéma est répété périodiquement pendant plus de 15 cycles et le mélange s'améliore après chaque cycle. Cette périodicité spatiale remplace la périodicité temporelle induite par le mouvement des agitateurs dans un écoulement 2D instationnaire.

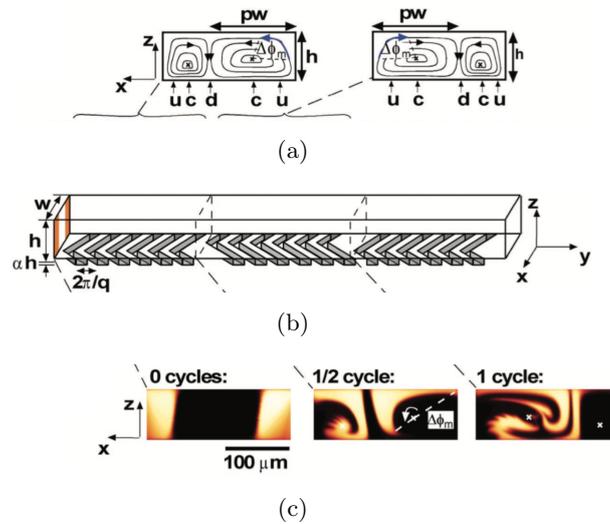


FIGURE 1.11 – (a) Lignes de courant dans la section transversale à chaque demi-cycle. (b) Schéma du mélangeur à chevrons. (c) Évolution du mélange sur un cycle [145].

1.8 Mélange des fluides à seuil

De nombreux procédés industriels nécessitent le mélange de fluides visqueux qui présentent un comportement rhéologique non-newtonien comme celui des fluides à seuil. Ces derniers sont rencontrés dans la vie quotidienne sous diverses formes : les gels, les suspensions, les émulsions, les produits cosmétiques et pharmaceutiques. Les fluides à seuil se trouvent naturellement à l'état solide. Lorsque la contrainte appliquée dépasse un certain seuil, ces matériaux passent à l'état fluide et ils s'écoulent [19, 34]. Même après le dépassement de la transition solide-fluide, ces fluides sont généralement très visqueux. L'advection chaotique est considérée comme le mécanisme le plus efficace pour mélanger les fluides visqueux. La rhéologie complexe des fluides à seuil conduit souvent à un mélange non-homogène à cause des gradients de viscosité spatiaux [122]. Certaines zones, pour lesquelles les contraintes de cisaillement sont sous le seuil, sont considérées comme des zones mortes. Alors que dans les zones fortement cisailées, le fluide présente un comportement rhéofluidifiant. Ces

1.9. Introduction du nouveau mélangeur proposé dans le cadre de la thèse

gradients de viscosité spatiaux peuvent affecter la dynamique de l'écoulement et donc l'efficacité de mélange.

Wichterle et Wein [161] ont montré que, dans une cuve agitée, un fluide à seuil est mobile autour d'un agitateur lorsque les contraintes de cisaillement sont élevées, alors que le même fluide se retrouve stagnant à l'écart de l'agitateur, où les contraintes de cisaillement sont faibles. Arratia et al. [8] ont montré que la taille des régions mobiles augmente avec le nombre de Reynolds de la roue. Curran et al. [37] ont tenté d'établir une corrélation entre la taille des régions mobiles et la quantité d'énergie introduite dans le système. Luan et al. [95] ont quantifié le degré du chaos, dans une cuve cylindrique agitée par un agitateur à six pales, pour des écoulements de xanthane (fluide à seuil) de différentes concentrations massiques. Ils ont démontré, en utilisant le plus grand exposant de Lyapunov et l'entropie du système comme indicateur du chaos, que les propriétés rhéologiques du fluide à seuil ont peu d'effet sur le degré du chaos.

Wendell et al. [160] ont comparé le mélange des fluides newtoniens et le mélange de fluides à seuil dans une cuve en rotation avec deux agitateurs en mouvement. Ils ont montré que le mélange de fluides à seuil est réduit par rapport au mélange des fluides newtoniens. La largeur de la région chaotique générée dans le cas de l'écoulement de fluide à seuil est plus petite que celle observée lors de l'écoulement de fluide newtonien. Ils ont montré également que le mélange devient plus lent lorsque la contrainte à seuil augmente.

Les fluides à seuil ont tendance à glisser et se déforment d'une façon discontinue à l'opposé des fluides newtoniens qui se déforment continûment en raison de la viscosité constante de ces fluides. Le mécanisme d'étirement et de repliement devient moins efficace dans le cas des fluides à seuil. Pour cela, Lester et al. [89] ont utilisé une configuration chaotique basée sur le principe de transformation du boulanger qui consiste à couper les éléments de fluide et les superposer afin d'augmenter la surface de contact et favoriser le mélange. Smith et al. [141] ont montré qu'une combinaison du processus d'étirement et de repliement avec un processus basé sur la transformation du boulanger peut être utilisée pour obtenir un mélange rapide et efficace des fluides à déformation discontinue tels que les fluides à seuil.

1.9 Introduction du nouveau mélangeur proposé dans le cadre de la thèse

Dans cette étude, nous proposons un nouveau mélangeur actif opérant en écoulement continu. Le schéma du nouveau mélangeur est présenté sur la figure 1.12. Il est formé d'un canal principal et de trois cylindres de rayons égaux positionnés verticalement aux parois du canal de section rectangulaire. Le mélangeur est nommé RAW pour « Rotating Arc-Walls mixer ». Les trois cylindres tournent indépendamment autour de leur axe de rotation. Ils peuvent tourner alternativement ou simultanément.

ment, avec ou sans modulation temporelle de la vitesse angulaire, dans le même sens ou dans des directions différentes. Cette flexibilité permet de choisir librement le protocole de rotation approprié afin d'obtenir le mélange le plus efficace. Si les cylindres se mettent en rotation continue indépendante du temps, des zones elliptiques se forment. Le fluide sera emprisonné dans ces régions. La distance de saillie des cylindres dans le canal est très faible par rapport à la largeur totale du canal. En effet, la perturbation géométrique causée par la protubérance des cylindres dans le canal est faible par rapport à la perturbation induite par le mouvement de rotation des cylindres. Une modulation temporelle des vitesses de rotation des cylindres est donc nécessaire afin de générer un régime d'advection chaotique requis pour le mélange des fluides visqueux.

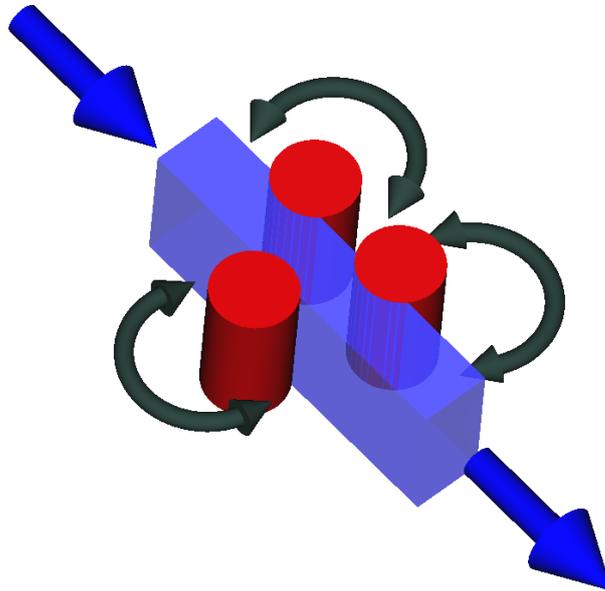


FIGURE 1.12 – Schéma du nouveau mélangeur RAW.

1.10 Objectif de la thèse

Dans cette étude, on s'intéresse au régime d'advection pour mélanger les fluides visqueux. Ce mécanisme consiste à générer des trajectoires complexes en régime laminaire. La génération du chaos est liée soit à une perturbation géométrique soit à une dépendance temporelle de l'agitation. Le régime d'advection chaotique est caractérisé par sa sensibilité aux conditions initiales et il est basé sur l'étirement et le repliement des éléments de fluide favorisant le mélange. Dans cette étude, nous avons proposé un nouveau mélangeur quasi-bidimensionnel avec une agitation périodique. L'avantage de ce mélangeur est que l'écoulement est ouvert alors il pourra être utilisé dans des procédés continus. De plus, l'agitation se fait dans une zone spatiale

1.10. Objectif de la thèse

limitée ce qui signifie une diminution des contraintes de cisaillement et de l'énergie dépensée. Ce mélangeur est donc potentiellement intéressant pour le mélange des fluides complexes à longues chaînes moléculaires. Ce mélangeur sera caractérisé pour un écoulement de fluide newtonien et l'influence de la rhéologie des fluides à seuil sur le mélange sera examinée au cours de cette étude.

Validation théorique et numérique du concept du nouveau mélangeur RAW

Sommaire

2.1	Le nouveau mélangeur RAW	26
2.1.1	Géométrie du mélangeur	26
2.1.2	Protocole d'agitation	26
2.2	Conditions nécessaires pour le mélange	28
2.2.1	Nombres adimensionnels	28
2.2.2	Condition de repliement	29
2.2.3	Condition de mélange par diffusion moléculaire	30
2.3	Simulations numériques	32
2.3.1	Equations résolues	32
2.3.2	Conditions initiales et aux limites	33
2.3.3	Propriétés du fluide	34
2.3.4	Méthode numérique	34
2.3.5	Géométrie et Maillage	35
2.3.6	Indicateur de mélange	36
2.4	Résultats	37
2.4.1	Influence de St et k sur le mélange	37
2.4.1.1	Cartographie de mélange	37
2.4.1.2	Diagramme numérique d'efficacité de mélange	40
2.4.2	Influence de Re sur le mélange	41
2.5	Conclusion	42

Dans ce chapitre, la géométrie du mélangeur RAW et le protocole de modulation des vitesses de rotation des cylindres sont présentés. Puis, deux conditions théoriques, qui sont nécessaires pour obtenir un mélange favorable, sont formulées. Dans la deuxième partie de ce chapitre, des simulations numériques réalisées avec un écoulement de fluide newtonien sont décrites. Les résultats obtenus par les approches phénoménologiques et numériques sont ensuite comparés. Enfin, l'influence du nombre de Reynolds sur le mélange est étudiée.

2.1 Le nouveau mélangeur RAW

La section transversale du mélangeur RAW a une forme rectangulaire, voir Fig. 1.12. La hauteur est égale à deux fois la largeur W du canal. Ce choix a été fait pour limiter les effets des parois et pour pouvoir comparer l'étude expérimentale présentée au chapitre 5 du manuscrit avec les simulations numériques bidimensionnelles.

2.1.1 Géométrie du mélangeur

Le schéma bidimensionnel du mélangeur RAW est présenté sur la figure 2.1. Il est composé d'un canal rectiligne de largeur W et de longueur $L = 4W$. Trois cylindres de rayons égaux $R = \frac{W}{2}$ sont placés verticalement sur les parois, les axes de rotation sont perpendiculaires au plan horizontal du canal. Deux cylindres (1) et (2) sont situés sur la même paroi du canal. Les centres de ces cylindres sont séparés d'une distance égale à $2W$. La distance entre le centre du cylindre (1) et l'entrée du canal est égale à W . Un troisième cylindre est situé sur la paroi en face, au milieu des deux cylindres opposés. Les trois cylindres forment donc un triangle équilatéral. La distance de saillie des cylindres dans le canal est de $\Delta = \frac{W}{6}$.

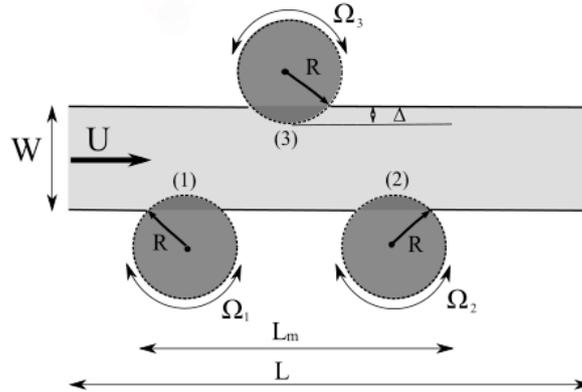


FIGURE 2.1 – Schéma bidimensionnel du mélangeur RAW.

2.1.2 Protocole d'agitation

Une première étape pour choisir le protocole de rotation des cylindres approprié consiste à identifier les topologies de l'écoulement stationnaire, sans modulation des vitesses angulaires. Nous avons choisi de travailler avec une vitesse angulaire identique pour les trois cylindres. Les trois cylindres peuvent tourner dans le sens horaire ou anti-horaire, alors 8 combinaisons (2^3) des vitesses angulaires sont possibles. Des simulations numériques sont réalisées, en considérant la méthode numérique qui sera décrite au paragraphe 2.3. La figure 2.2 montre les lignes de courant des différentes combinaisons possibles lorsque les vitesses angulaires sont constantes et identiques pour les trois cylindres. Seul le sens de rotation des cylindres change d'un cas à un autre.

2.1. Le nouveau mélangeur RAW

Une, deux ou trois régions elliptiques sont observées selon le protocole de rotation choisi. Elles sont entourées par des séparatrices qui sont considérées comme barrières au transport de matière, ce qui empêche les particules de passer d'une région elliptique à une autre [18]. Lorsqu'une modulation de la vitesse angulaire est introduite, les lignes de courant ont tendance à évoluer d'un état stationnaire à un autre. Les modulations doivent être choisies de manière à briser les séparatrices et à détruire les îlots elliptiques. Nous avons choisi d'alterner le sens de rotation de

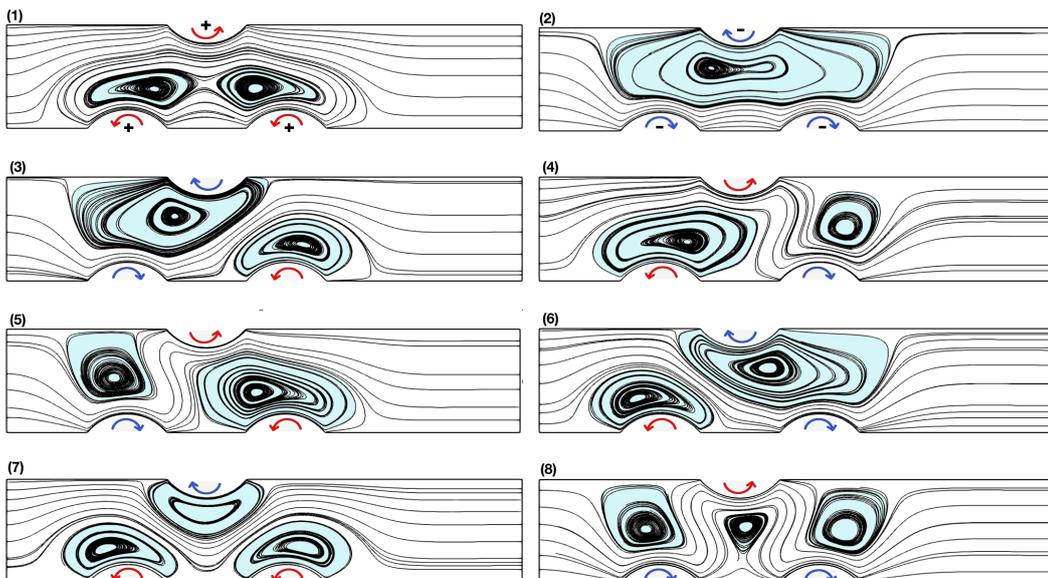


FIGURE 2.2 – Topologies de l'écoulement en régime stationnaire. Les huit configurations d'agitation possibles sont les suivantes : 1(+ + +), 2(- - -), 3(- + -), 4(+ - +), 5(- + +), 6(+ - -), 7(+ + -) et 8(- - +). Le symbole (+) indique le sens anti-horaire (flèches rouges) et (-) indique le sens horaire (flèches bleues) de la vitesse angulaire des cylindres en rotation. Les zones elliptiques sont colorées en bleu clair. Le nombre de Reynolds à l'entrée est égal à $Re = 1$ et la vitesse angulaire adimensionnelle est égale à 10, Voir Sec. 2.2.1.

chaque cylindre. Ainsi, quatre paires de configurations peuvent être sélectionnées : [(1) - (2)], [(3) - (4)], [(5) - (6)] et [(7) - (8)], pour lesquelles les lignes de courant présentées sur la figure 2.2 évolueront d'un état stationnaire à un autre. À chaque changement de direction, les anciennes séparatrices et régions elliptiques provenant du premier état stationnaire sont détruites et des nouvelles sont formées. Cela a un effet favorable pour le transport de matière et donc pour le mélange. On propose ainsi le protocole de rotation suivant :

$$\Omega_i(t) = \Omega_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \phi_i\right), \quad i = 1, 2, 3, \quad (2.1)$$

où t représente le temps, T la période. Les trois cylindres oscillent avec une amplitude identique Ω_0 . ϕ_i est le déphasage de la vitesse angulaire.

Chapitre 2. Validation théorique et numérique du concept du nouveau mélangeur RAW

Dans la configuration [(7) - (8)], nous observons trois régions elliptiques. On s'attend donc à ce que l'interaction entre les lignes de courant soit plus forte lors du passage de l'état stationnaire (7) à l'état (8) que lors du passage de (1) à (2), de (3) à (4) ou de (5) à (6). On peut donc espérer un meilleur mélange pour la configuration [(7) - (8)]. Ceci est démontré lors d'une étude numérique préalable non détaillée ici [47]. Pour cela, nous avons choisi une alternance entre les configurations (7) et (8) de la figure 2.2. Les déphasages ϕ_i sont choisis de façon à ce que le cylindre 3 oscille dans le sens opposé par rapport aux deux autres cylindres situés en face (voir Fig. 2.1), ce qui donne :

$$\phi_1 = \phi_2 = 0, \quad \phi_3 = \pi. \quad (2.2)$$

2.2 Conditions nécessaires pour le mélange

L'écoulement dans le mélangeur RAW est régi par des nombres adimensionnels qui incluent les dimensions du mélangeur RAW et les conditions de fonctionnement (le protocole d'agitation, la vitesse débitante de l'écoulement et les propriétés du fluide). Dans cette partie, ces paramètres sont utilisés pour construire deux corrélations phénoménologiques nécessaires pour le mélange. Ces corrélations sont basées sur deux mécanismes essentiels : le repliement des éléments de fluide et l'homogénéisation par diffusion moléculaire.

2.2.1 Nombres adimensionnels

Étant donné que U est la vitesse moyenne de l'écoulement à l'entrée du canal et que la largeur du canal W est la longueur caractéristique (voir Fig. 2.1), un nombre de Reynolds axial peut être défini comme :

$$Re = \frac{UW}{\nu}, \quad (2.3)$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide.

Un nombre de Reynolds associé aux écoulements transversaux peut être introduit par :

$$Re_{cross} = \frac{v_{cross}W}{\nu}, \quad (2.4)$$

où v_{cross} est la vitesse transversale moyenne de l'écoulement.

Le processus de mélange est principalement gouverné par les nombres adimensionnels suivants :

- Le nombre de Péclet Pe qui représente le rapport entre l'advection et la diffusion. Il est défini comme :

$$Pe = \frac{UW}{D}, \quad (2.5)$$

avec D le coefficient de diffusion moléculaire.

2.2. Conditions nécessaires pour le mélange

- Le rapport \bar{k} entre la vitesse transversale et la vitesse axiale de l'écoulement :

$$\bar{k} = \frac{Re_{cross}}{Re} = \frac{v_{cross}}{U}. \quad (2.6)$$

- Le nombre de Strouhal St qui représente le rapport entre un temps caractéristique de l'écoulement et la période de rotation des cylindres T :

$$St = \frac{W}{TU}. \quad (2.7)$$

2.2.2 Condition de repliement

Le mélange par advection chaotique est connu pour étirer et replier les éléments de fluide. L'interface entre deux valeurs données de la concentration, est initialement située à mi-largeur du canal, voir Fig. 2.4. Le mélangeur RAW a pour objectif de mélanger deux fluides dont chacun arrive par la moitié de la section d'entrée.

L'efficacité du mécanisme d'étirement et de repliement à mélanger les fluides dépend de l'intensité de l'écoulement transversal généré par le mouvement de rotation des cylindres par rapport à l'écoulement axial et sa capacité à modifier l'interface entre les deux concentrations. Dans le cas où la vitesse de l'écoulement transversal est trop faible par rapport à la vitesse axiale, la déformation de l'interface est presque supprimée par le changement successif de la direction de rotation des cylindres. Dans un tel cas, aucune opération de repliement n'est réalisée. Afin d'assurer la modification de l'interface, la génération des striations et le repliement des éléments du fluide, la vitesse de l'écoulement transversal doit être suffisamment élevée. On suppose qu'il faut que déplacement transversal, pendant une demi-période, d'une particule de fluide, initialement située près des parois, dépasse la largeur totale du canal, $v_{cross} \frac{T}{2} \geq W$. Avec les équations 2.6 et 2.7, il en résulte que :

$$\bar{k} \geq 2St. \quad (2.8)$$

Pour obtenir de (2.8) une condition applicable, nous devons préciser le choix de v_{cross} . La condition (2.8) concerne le déplacement transversal d'une particule de fluide pendant une demi-période $\frac{T}{2}$. Pour cela, la vitesse d'écoulement transversal, v_{cross} , peut être considérée comme étant la moyenne de la vitesse angulaire sur cette durée $\frac{T}{2}$:

$$v_{cross} = R\bar{\Omega} = \frac{2R}{\pi}\Omega_0. \quad (2.9)$$

La condition (2.8) et l'équation (2.9) donnent alors :

$$k \geq \pi St, \quad (2.10)$$

où k est défini comme :

$$k = \frac{R\Omega_0}{U}. \quad (2.11)$$

Chapitre 2. Validation théorique et numérique du concept du nouveau mélangeur RAW

L'inégalité (2.10) donne une indication sur une condition minimale de repliement nécessaire pour obtenir un mélange. Toutefois, il s'agit d'une condition nécessaire mais non-suffisante. Une autre condition qui prend en compte le processus de diffusion moléculaire, complémentaire à la condition (2.10), est examinée au paragraphe suivant.

2.2.3 Condition de mélange par diffusion moléculaire

Dans le cas où la vitesse de l'écoulement transversal est suffisamment importante par rapport à la vitesse axiale, le changement successif de sens de rotation des cylindres entraîne les étirements et les repliements des éléments fluides, qui se traduisent par des striations plus fines avec une épaisseur d'ordre [113] :

$$d \approx \frac{W}{2^{n_s}}, \quad (2.12)$$

où n_s est le nombre de striations. Étant donné que l'interface entre les deux valeurs de concentration est située initialement à mi-largeur du canal (voir Fig. 2.4), le nombre de cycles d'étirement et de repliement est égal à $(n_s - 1)$ avec $n_s \geq 1$.

Le temps nécessaire pour mélanger par diffusion moléculaire après $(n_s - 1)$ cycles est défini comme :

$$t_D \approx \frac{d^2}{D} \approx \frac{W^2}{4^{n_s} D}. \quad (2.13)$$

Pour que le mélange des deux fluides soit efficace après $(n_s - 1)$ cycles, nous supposons que le temps de diffusion caractéristique t_D doit être inférieur ou égal au temps de séjour t_s des éléments des fluides dans la zone de mélange active L_m entre les cylindres (voir Fig. 2.1) :

$$t_s \geq t_D. \quad (2.14)$$

Le temps de séjour caractéristique des particules de fluide dans la zone de mélange est de l'ordre :

$$t_s \approx \frac{L_m}{U}. \quad (2.15)$$

En utilisant le nombre de Péclet défini dans l'équation (2.5), le temps de séjour caractéristique peut être écrit comme suit :

$$t_s \approx \frac{W L_m}{D Pe}. \quad (2.16)$$

En utilisant les définitions du temps de diffusion et du temps de séjour, données par les équations (2.13) et (2.16) respectivement, la condition de mélange par diffusion moléculaire (2.14) devient alors :

$$n_s \geq \frac{1}{\ln(4)} \ln \left(\frac{Pe}{\zeta} \right), \quad (2.17)$$

où $\zeta = \frac{L_m}{W}$ est la longueur adimensionnelle de la zone active de mélange.

2.2. Conditions nécessaires pour le mélange

En se basant sur les deux conditions (2.8) et (2.17) nous obtenons :

$$\zeta \bar{k} = t_s \frac{v_{cross}}{W} \geq \frac{2t_s}{T}. \quad (2.18)$$

Le temps de séjour caractéristique peut être également écrit sous la forme :

$$t_s = NT + \delta t, \quad (2.19)$$

avec $0 \leq \delta t < T$. N est le nombre de période parcouru par les cylindres pendant le séjour des éléments de fluide dans la zone active de mélange. N est relié au nombre d'étirements et de repliements par $n_s = 2N + 1$. La condition (2.18) devient alors :

$$\bar{k} \geq \frac{1}{\zeta \ln(4)} \ln \left(\frac{Pe}{\zeta} \right) - \frac{1}{\zeta}. \quad (2.20)$$

La condition (2.18), concerne le déplacement transversal, d'une particule de fluide pendant le temps de séjour caractéristique, $t_s v_{cross}$. Pour cela, la vitesse de l'écoulement transversal, v_{cross} , dans (2.20) peut être considérée comme étant la moyenne de la vitesse angulaire sur t_s :

$$v_{cross} = R\bar{\Omega}, \quad \text{avec} \quad \bar{\Omega} = \frac{1}{t_s} \int_0^{t_s} \Omega_0 \left| \sin \left(\frac{2\pi t}{T} \right) \right| dt. \quad (2.21)$$

L'inégalité (2.20) peut être écrite sous la forme :

$$\bar{\Omega} \geq \frac{D}{RW} \frac{Pe}{\zeta} \left(\frac{1}{\ln(4)} \ln \left(\frac{Pe}{\zeta} \right) - 1 \right), \quad (2.22)$$

Après avoir résolu l'intégrale définie d'après (2.21), $\bar{\Omega}$ prend la forme :

$$\bar{\Omega} = \begin{cases} \frac{\Omega_0}{\pi \zeta St} [2N + \sin^2(\pi \zeta St)] & , \text{ si } 0 \leq \delta t \leq \frac{T}{2}, \\ \frac{\Omega_0}{\pi \zeta St} [2N + 1 + \sin^2(\pi \zeta St)] & , \text{ si } \frac{T}{2} < \delta t < T. \end{cases} \quad (2.23)$$

Dans les deux cas, l'inégalité (2.22) est satisfaite par les deux expressions en (2.23) lorsque la condition de mélange suivante est accomplie :

$$k \geq \frac{\pi St}{\ln(4)} \frac{\ln \left(\frac{Pe}{\zeta} \right) - \ln(4)}{2\zeta St + \sin^2(\pi \zeta St)}. \quad (2.24)$$

L'inégalité (2.24) permet de déterminer la condition nécessaire au mélange par diffusion pour une valeur donnée du nombre de Péclet Pe . La courbe de séparation obtenue par l'inégalité (2.24) pour $\zeta = 2$ et $Pe = 10^6$ est présentée sur la figure 2.3 dans le plan paramétrique (St, k) par la courbe noire. En dessous de la courbe se trouvent des valeurs de St et k qui peuvent être considérées comme défavorables au mélange. La droite bleue correspond à la condition de repliement (2.10). La région située sous la ligne bleue correspond aux valeurs pour lesquelles un repliement n'est pas prévu. En tenant compte des deux conditions (2.10) et (2.24), on peut déterminer les valeurs de St et k qui permettent le mélange (zone colorée sur la figure 2.3).

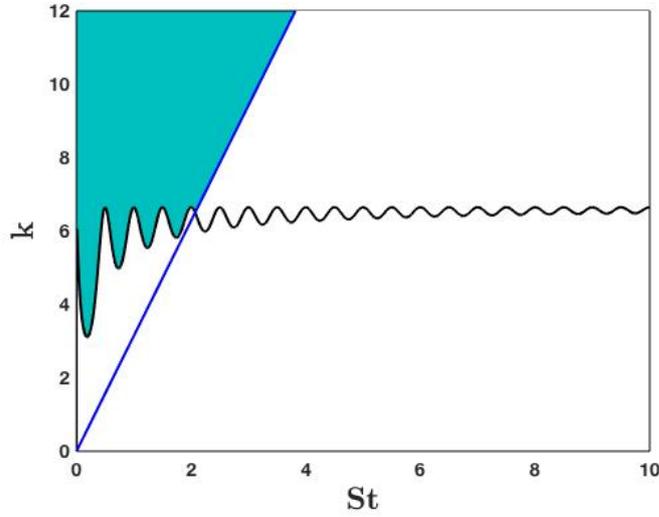


FIGURE 2.3 – Zone favorable au mélange (colorée en bleu) dans l’espace de paramètres (St, k) , basée sur la condition de repliement (2.10) (ligne bleue) et la condition de mélange (2.24) (courbe noire).

2.3 Simulations numériques

Pour valider les prédictions théoriques présentées au paragraphe 2.2, des simulations numériques directes bidimensionnelles sont réalisées avec un écoulement de fluide newtonien. Dans cette partie, nous présentons la mise en place des simulations numériques.

2.3.1 Equations résolues

Afin de résoudre les équations adimensionnelles gouvernant l’écoulement, nous avons choisi la largeur du canal W comme longueur de référence, le temps caractéristique de l’écoulement $t_r = \frac{W}{U}$ comme temps de référence et la vitesse moyenne de l’écoulement à l’entrée U comme vitesse de référence. Nous avons choisi également une valeur de référence pour la pression égale à ρU^2 .

En supposant un écoulement de fluide newtonien incompressible laminaire et dépendant du temps, le modèle numérique consiste à résoudre, dans un domaine bidimensionnel, l’équation de continuité :

$$\nabla \cdot \mathbf{V}^* = 0, \quad (2.25)$$

l’équation de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \mathbf{V}^*}{\partial t} + (\mathbf{V}^* \cdot \nabla) \mathbf{V}^* = -\nabla P + \frac{1}{Re} \nabla \cdot ((\nabla \mathbf{V}^*) + (\nabla \mathbf{V}^*)^T), \quad (2.26)$$

2.3. Simulations numériques

et l'équation d'advection-diffusion du champ de concentration :

$$\frac{\partial C^*}{\partial t} + \nabla(\mathbf{V}^* \cdot C^*) = \frac{1}{Pe} \nabla^2 C^*, \quad (2.27)$$

avec $\mathbf{x}^* = \frac{\mathbf{x}}{W}$, $C^* = \frac{C - C_{min}}{C_{max} - C_{min}}$ ($C_{min}^* = 0$ et $C_{max}^* = 1$), $\mathbf{V}^* = \frac{\mathbf{V}}{U}$ et $t^* = \frac{t}{t_r}$ qui sont, respectivement, la position, la concentration, la vitesse et le temps adimensionnels. Les quantités non-étoilées \mathbf{x} , C , \mathbf{V} et t sont respectivement, la position, la concentration, la vitesse et le temps dimensionnels.

Dans ces équations apparaissent les deux nombres adimensionnels : le nombre de Reynolds axial et le nombre de Péclet.

2.3.2 Conditions initiales et aux limites

Afin de pouvoir résoudre les équations décrites ci-dessus, nous avons considéré les conditions initiales et aux limites suivantes :

- Au temps initial $t = 0$, l'interface entre les deux écoulements de fluide est située au milieu de la largeur du canal, le long de l'axe des x :

$$\begin{cases} C^* = 1 & \text{pour } 0 \leq y^* \leq \frac{1}{2}, \\ C^* = 0 & \text{pour } \frac{1}{2} \leq y^* \leq 1. \end{cases} \quad (2.28)$$

C'est également la condition aux limites à l'entrée du canal pour $t > 0$.

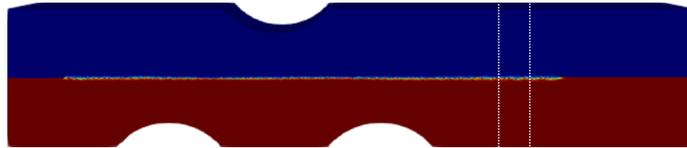


FIGURE 2.4 – Distribution initiale du champ de concentration. Les lignes pointillées indiquent la zone rectangulaire où le mélange est évalué, voir Sec. 2.3.6.

- La condition aux limites pour la vitesse, à l'entrée du canal, est celle d'un écoulement de Poiseuille entre deux plaques :

$$\begin{cases} u^* = 6y^*(1 - y^*), \\ v^* = 0, \\ w^* = 0. \end{cases} \quad (2.29)$$

- Une condition de glissement nul est imposée au niveau des parois fixes du canal.

Chapitre 2. Validation théorique et numérique du concept du nouveau mélangeur RAW

- En utilisant la définition du rapport de vitesse $k = \frac{R\Omega_0}{U}$ et la vitesse de rotation des cylindres, $\Omega_i(t) = \Omega_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \phi_i\right)$, une condition de vitesse est imposée à la paroi de chaque cylindre tournant (i) :

$$\begin{cases} u^* = -\frac{y^* - y_{0,i}^*}{\frac{1}{2}} V_{t,i}^* , \\ v^* = \frac{x^* - x_{0,i}^*}{\frac{1}{2}} V_{t,i}^* , \\ w^* = 0, \end{cases} \quad (2.30)$$

où $x_{0,i}^*$ et $y_{0,i}^*$ sont les coordonnées adimensionnelles des centres des cylindres (1), (2) et (3), $V_{t,1,2}^* = k \sin(2\pi.St.t^*)$ et $V_{t,3}^* = -k \sin(2\pi.St.t^*)$ sont les vitesses tangentielles adimensionnelles.

Dans ces équations apparaissent les deux nombres adimensionnels : le nombre de Strouhal et le rapport de vitesse k .

2.3.3 Propriétés du fluide

Pour les résultats présentés ci-dessous, la diffusion moléculaire adimensionnelle D^* est réglée de telle sorte que le nombre de Péclet (voir Eq. (2.5)) soit égal à $Pe = 10^6$ et la viscosité dynamique adimensionnelle μ^* du fluide est choisie selon le nombre de Reynolds axial souhaité $Re = \frac{1}{\mu^*}$.

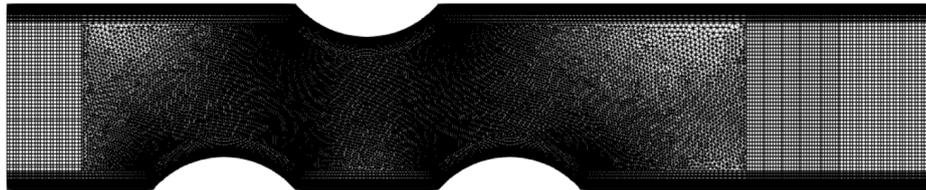
2.3.4 Méthode numérique

La méthode numérique que nous utilisons est basée sur une formulation en volumes finis avec un arrangement de variable co-localisé sur des mailles non-structurées. C'est un code interne (appelé Tamaris) développé en C++ à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour. Le code Tamaris est un code 3D qui permet de réaliser des calculs en 2D en considérant une seule couche de cellules et en neutralisant dans le bilan les deux plans qui la délimitent. Ce code est validé dans des études précédentes [12, 48, 49, 84]. La pression et la vitesse sont couplées à l'aide de l'algorithme SIMPLE [121] combiné à une méthode d'interpolation de Rhie-Chow [134]. Les termes transitoires des équations (2.26) et (2.27) sont discrétisés en utilisant le schéma implicite d'Euler du second ordre (BDF2). Les termes de diffusion, convection et pression sont discrétisés en utilisant des schémas précis du second ordre. Pour la discrétisation des flux de convection, le schéma non-linéaire CUBISTA est choisi pour sa faible diffusion numérique permettant une représentation précise du transport du scalaire. Les critères de convergence sont fixés à 10^{-4} pour la vitesse et la pression et à 10^{-6} pour la concentration.

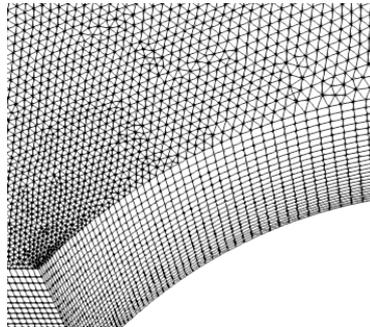
2.3. Simulations numériques

2.3.5 Géométrie et Maillage

Le mailleur GMSH est utilisé pour construire la géométrie et le maillage du domaine de calcul. Le maillage final utilisé dans notre étude est présenté sur la figure 2.5. Il comprend 59000 éléments. La zone principale du mélangeur est formée de mailles triangulaires. Le maillage est plus fin au niveau des parois afin de tenir compte des forts gradients de vitesse. Un allongement du domaine est ajouté à l'entrée afin d'assurer un écoulement établi à la section d'entrée de la zone de mélange, et à la sortie pour ne pas avoir des recirculations proches de la section de sortie de la zone de mélange. Ces zones supplémentaire sont formées de mailles quadrilatérales, voir Fig. 2.5. Le maillage est divisé en huit sous-domaines permettant un calcul parallèle.



(a)



(b)

FIGURE 2.5 – (a) Maillage de la géométrie complète avec 59000 éléments. (b) Agrandissement dans la zone à côté des cylindres.

Afin de s'assurer que le maillage choisi permet la convergence de la solution, une étude de maillage est réalisée. La figure 2.6 présente les champs de concentration observés, au même pas de temps, pour différents nombre de cellules. Les différentes structures de l'écoulement sont observées pour les trois maillages. Une meilleure résolution est détectée avec le maillage le plus fin de 215000 éléments. Ce maillage nécessite un temps de calcul assez long. L'étude numérique présentée dans ce chapitre est principalement une étude comparative entre les différents jeux de paramètres. Pour cela, nous avons choisi le maillage comprenant 59000 éléments, qui représente un compromis entre temps de calcul et finesse de détails observés sur les cartographies de mélange.

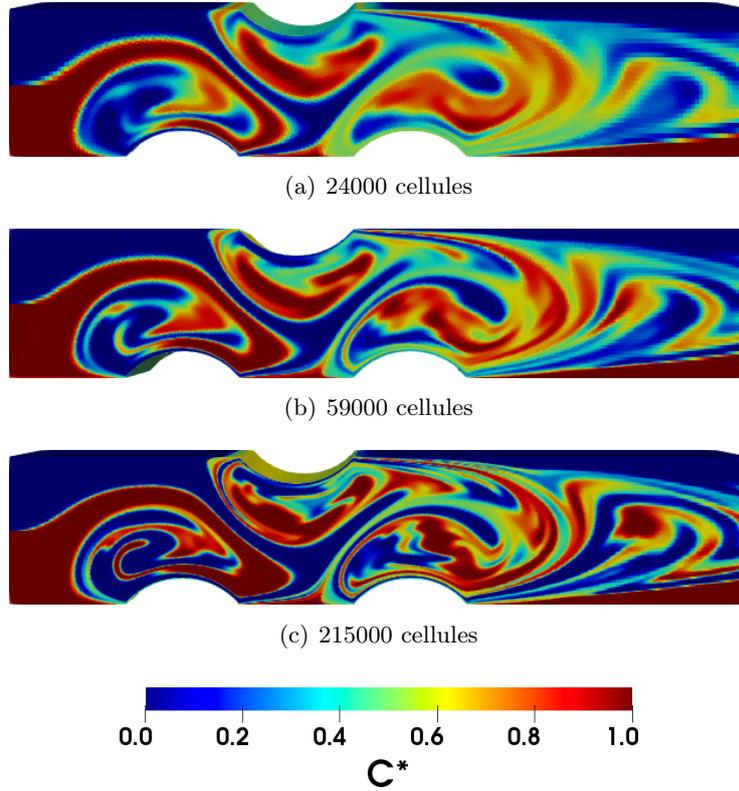


FIGURE 2.6 – Champs de concentration observés pour différents nombre de cellules.

2.3.6 Indicateur de mélange

Nous avons utilisé l'écart-type du champ de concentration comme indicateur pour quantifier l'homogénéité du mélange. Plus cette valeur est faible, plus le mélange est homogène. L'écart-type σ est évalué dans une zone rectangulaire de largeur adimensionnelle égale à 0,285 répartie sur toute la largeur du canal en aval des trois cylindres, la zone pointillée sur la figure 2.4. Elle est définie comme :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{\sum_c A_i} \sum_i A_i (C_i^* - C_m^*)^2}, \quad (2.31)$$

avec C_i^* la concentration dans une maille i , A_i la surface de la maille i , et $C_m^* = \frac{\sum_i A_i C_i^*}{\sum_i A_i}$ la concentration moyenne de toute la surface. À $t = 0$, lorsque les deux fluides sont séparés par une interface droite située au milieu de la largeur du canal, l'écart-type σ est égal à 0,5. σ diminue à fur et à mesure que les deux fluides se mélangent.

2.4 Résultats

Dans cette partie, les résultats de deux études numériques sont présentés. La première étude vise à étudier l'influence du nombre de Strouhal St et du rapport de vitesse k sur l'efficacité du mélange. Elle a également pour objectif de valider les prédictions théoriques présentées au paragraphe 2.2. La seconde étude consiste à étudier l'influence de Re sur l'efficacité du mélange.

2.4.1 Influence de St et k sur le mélange

L'influence de St et k sur le mélange est étudiée en procédant à des simulations numériques réalisées avec un nombre de Reynolds fixe $Re = 1$. Dans un premier temps, les cartographies de mélange de quelques simulations numériques sont présentées. Les résultats sont comparés à ceux issus du modèle théorique. Ensuite, un diagramme d'efficacité de mélange est construit pour une large gamme de St et k .

2.4.1.1 Cartographie de mélange

L'évolution temporelle du champ de concentration le long du mélangeur RAW est présentée sur la figure 2.7 pour $St = 1$ et $k = 20$. Si nous nous référons aux paramètres de la figure 2.3, ces valeurs de St et k sont favorables au mélange, elles se situent dans la zone bleue qui satisfait les conditions de repliement (2.10) et de mélange par diffusion (2.24). En effet, comme on peut l'observer sur la figure 2.7, la vitesse de l'écoulement transversal est suffisamment importante par rapport à la vitesse axiale pour que des trajectoires complexes soient générées, ainsi que des écoulements de retour. Dans ce cas, les prédictions théoriques et la simulation numérique sont en accord en termes d'efficacité de mélange. Comme le montre la figure 2.7, le champ de concentration est périodique après environ 10 périodes de rotation des cylindres. Des motifs de mélange récurrents apparaissent après quelques périodes de rotation des cylindres (voir Figs. 2.7(d) et 2.7(e)).

Nous allons maintenant décrire les mécanismes de base du mélangeur RAW. Si on considère, pour plus de visibilité, la première période de rotation des cylindres, cette période peut être divisée en deux phases (voir Figs. 2.7(b) et 2.7(c), à comparer avec Figs. 2.2(7) et 2.2(8), respectivement). Pendant la première phase, qui correspond à la première moitié de la période, trois régions elliptiques apparaissent près des cylindres, voir Fig. 2.7(b). Comme ces régions sont très proches des cylindres, les éléments de fluide sont fortement recirculés et des striations de différents niveaux de concentration sont générées. Entre les trois régions elliptiques formées pendant la première moitié de la période, l'écoulement est accéléré au centre du mélangeur, car la section de passage devient plus petite, voir le courant bleu entre les trois zones elliptiques sur la figure 2.7(b). À la fin de la première phase, les régions elliptiques, présentes pendant la première moitié de la période, disparaissent. Puis, à mesure que la vitesse angulaire des cylindres augmente, trois nouvelles régions elliptiques se forment pendant la deuxième moitié de la période. Elles sont positionnées en face des

Chapitre 2. Validation théorique et numérique du concept du nouveau mélangeur RAW

cylindres en rotation, voir Fig. 2.7(c). Elles prennent la couleur bleue, rouge et bleue. Elles sont séparées par des bandes plus étroites dues à l'écoulement transversal causé par le mouvement des cylindres. Dans les périodes suivantes, le mélange devient de plus en plus homogène, mais le mécanisme de mélange reste fondamentalement le même : les éléments de fluide sont fortement recirculés dans les régions elliptiques pendant la première moitié de la période et repliés pendant la deuxième moitié de la période.

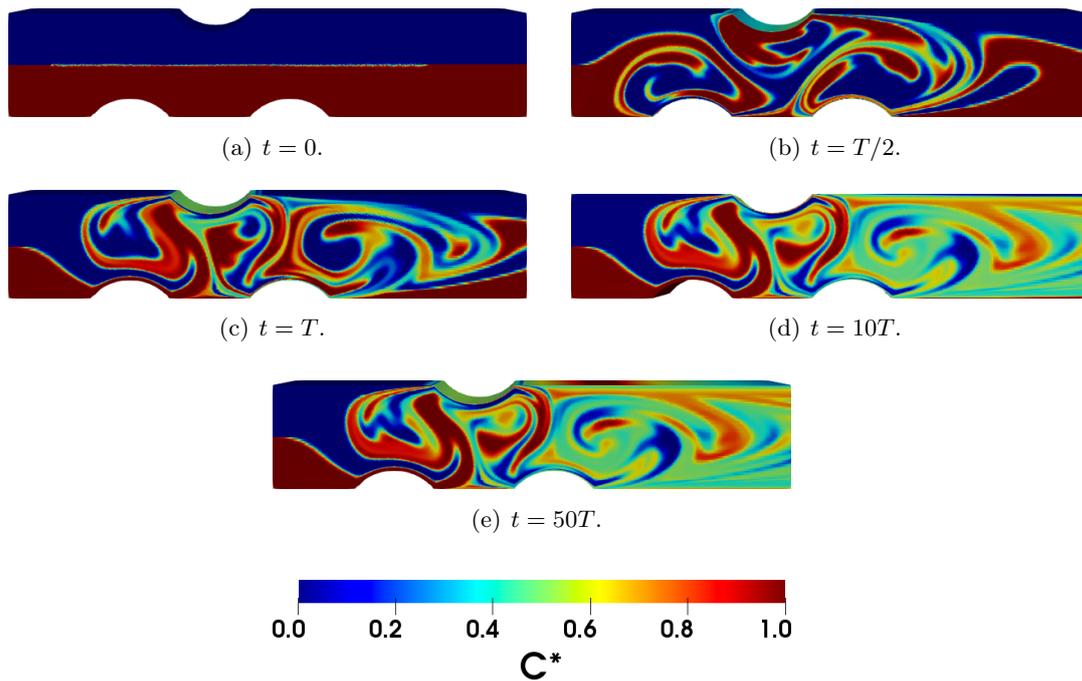


FIGURE 2.7 – Évolution temporelle du champ de concentration le long du mélangeur RAW, pour $St = 1$ et $k = 20$. Ce cas est favorable au mélange si on se réfère aux paramètres de la figure 2.3.

Nous considérons maintenant les paramètres $St = 2$ et $k = 5$, qui sont défavorables au mélange en se référant à la figure 2.3. En effet, aucun mélange n'est observé sur la figure 2.8, sauf dans une zone fine au voisinage de l'interface entre les valeurs 0 et 1 de la concentration. Les motifs de mélange des figures 2.7 et 2.8 sont complètement différents. Premièrement, la forme des interfaces est presque identique sur les figures 2.7(c), 2.7(d) et 2.7(e) (pourtant les valeurs du champ de concentration de la figure 2.7(c) sont différentes des valeurs observées sur les figures 2.7(d) ou 2.7(e)). Toutefois, la forme de l'interface sur la figure 2.8(b) est différente de celle des figures 2.8(c) ou 2.8(d). Cela signifie que, dans un tel cas défavorable au mélange, la durée nécessaire pour observer un régime périodique est plus longue que dans le cas favorable au mélange. Deuxièmement, pour le cas favorable au mélange (voir Fig. 2.7), l'interface est poussée vers les parois en raison de la vitesse transversale qui est

2.4. Résultats

suffisamment importante par rapport à la vitesse axiale. Il y a une différence notable par rapport aux résultats de la figure 2.8, où l'interface reste confinée presque au milieu du canal. L'interface est déformée, mais pas suffisamment, de sorte que le changement de sens de rotation des cylindres la ramène à sa position initiale.

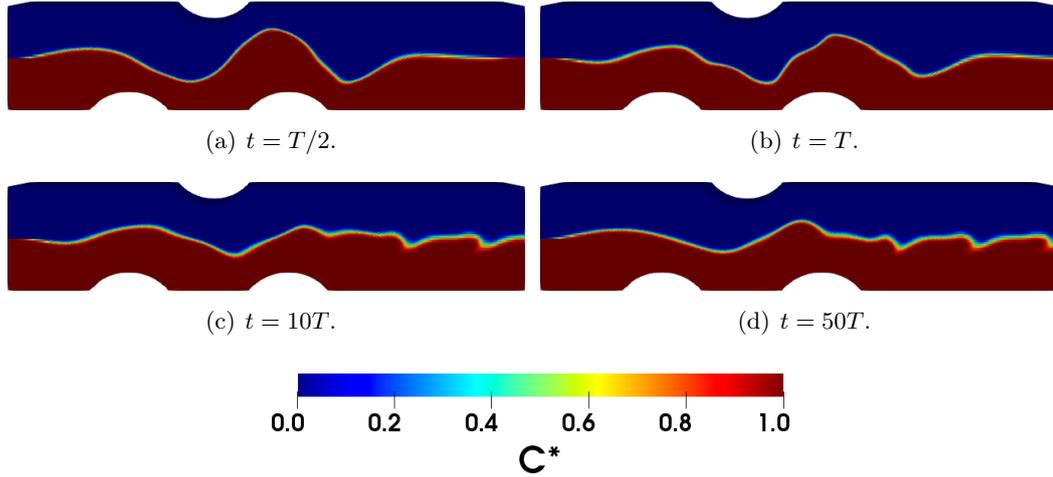


FIGURE 2.8 – Évolution temporelle du champ de concentration le long du mélangeur RAW, pour $St = 2$ et $k = 5$. Ce cas est défavorable au mélange si on se réfère aux paramètres de la figure 2.3.

D'après les résultats de la figure 2.3, un choix de paramètres moins favorable au mélange que $(St = 1, k = 20)$ mais plus favorable que $(St = 2, k = 5)$ est $(St = 2, k = 20)$. Il est moins favorable que $(St = 1, k = 20)$ car il est plus proche de la droite qui correspond à la condition de repliement (la droite bleue de la figure 2.3). Le déplacement caractéristique d'une particule de fluide située près des cylindres rotatifs, pendant une demi-période, est supérieur à la largeur du canal, voir Fig. 2.9(a). La nécessité d'un déplacement minimal, égal à la largeur du canal pendant une demi-période, est utilisée au paragraphe 2.2.2 pour obtenir la condition de repliement (2.10) indispensable pour le mélange. Toutefois, la figure 2.9 montre que cette condition est insuffisante pour garantir un mélange homogène, puisque le degré d'homogénéité du mélange est relativement faible à la sortie du canal.

Dans cette partie, les cartographies de mélange de trois jeux de paramètres (St, k) sont présentées, voir Figs. 2.7, 2.8 et 2.9. Ce choix de paramètres est basé sur le diagramme de mélange théorique de la figure 2.3. Les résultats des simulations numériques sont généralement compatibles avec les résultats obtenus par les conditions théoriques. Cependant, nous avons montré que la condition de repliement théorique n'est pas assez stricte pour garantir un mélange homogène.

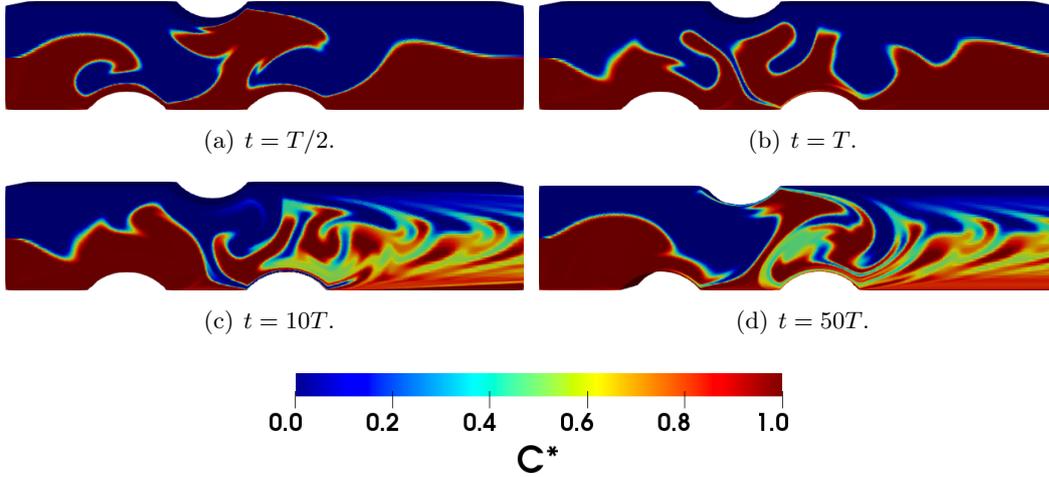


FIGURE 2.9 – Évolution temporelle du champ de concentration le long du mélangeur RAW, pour $St = 2$ et $k = 20$.

2.4.1.2 Diagramme numérique d'efficacité de mélange

Afin de construire un diagramme d'efficacité de mélange en fonction de St et k semblable à celui présenté sur la figure 2.3, 90 simulations numériques sont menées pour une large gamme de St et k , St entre 0,1 et 10 et k entre 0,5 et 50. Ces simulations sont réalisées avec $Re = 1$. Pour chacune des simulations, le mélange est quantifié en calculant l'écart-type du champ de concentration (voir Eq. (2.31)) à la sortie du mélangeur. La figure 2.10 présente l'écart-type du champ de concentration, moyenné dans le temps sur les cinq dernières périodes, en fonction de St et k . Une interpolation linéaire est appliquée entre les résultats des différentes simulations pour obtenir les gradients de couleur sur l'ensemble du domaine d'étude. Les conditions de repliement (2.10) et de mélange par diffusion (2.24) sont également présentées sur la figure 2.10. Nous rappelons que plus l'écart-type σ est faible plus le mélange est homogène. Nous pouvons observer sur la figure 2.10 que l'efficacité du mélange augmente avec le rapport de vitesse k . La courbe théorique oscillatoire, qui correspond à la condition de mélange par diffusion moléculaire (2.24), indique les valeurs minimales de k au-dessous desquelles le mélange est inefficace. Cette condition est en bon accord avec les résultats des simulations numériques. Nous pouvons également observer, la présence d'un nombre de Strouhal optimal pour lequel le mélange est plus favorable pour un k donné. Ce nombre de Strouhal optimal est approximativement égal à $St_{opt} \approx 1$. Pour des valeurs du nombre de Strouhal supérieures à la valeur critique, la période de rotation des cylindres devient courte. Ainsi, le déplacement transversal de l'écoulement pendant une demi-période devient faible, ce qui peut engendrer une dégradation de la qualité du mélange. Cela est observé en construisant la condition de repliement pour laquelle on a imposé un déplacement transversal minimal afin de générer des striations, la droite de la figure 2.10. Ce-

2.4. Résultats

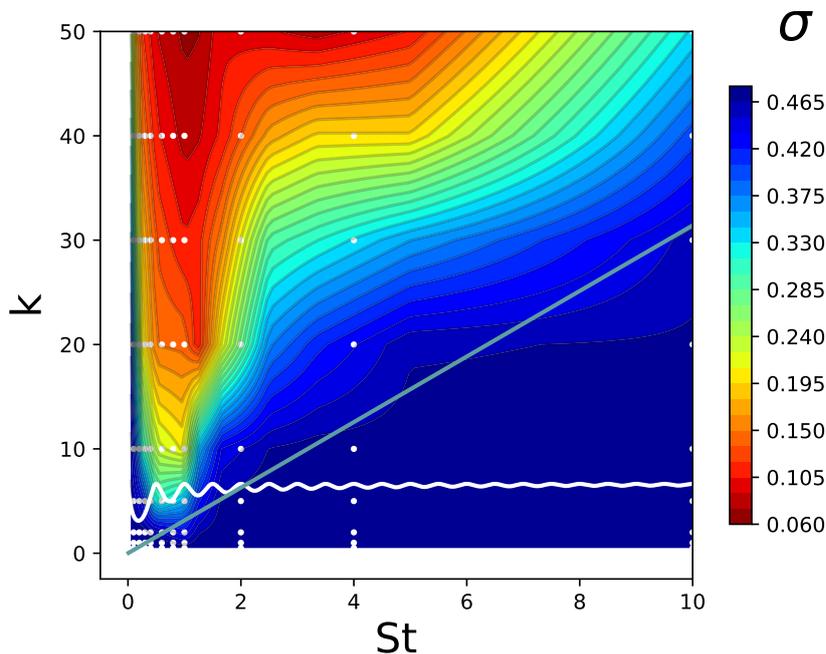


FIGURE 2.10 – Variation de l'écart-type du champ de concentration en fonction de St et k , pour $\zeta = 2$, $Re = 1$ et $Pe = 10^6$. Chacun des 90 cercles (o) correspond au résultat d'une simulation. La droite bleue correspond à la condition de repliement (2.10) et la courbe blanche correspond à la condition de mélange par diffusion (2.24).

pendant, pour garantir un mélange efficace, il est préférable que cette condition soit plus stricte car, par exemple, pour $St = 2$ et $k = 20$ le mélange n'est pas tout à fait homogène, voir Fig. 2.9. Pour des nombres de Strouhal inférieurs à la valeur optimale, la période de rotation devient relativement grande. Ainsi, le nombre de cycles d'étirement et repliement diminue lors de la présence des éléments de fluide dans la zone active de mélange et les striations générées deviennent moins fines, ce qui est défavorable au mélange. Cette condition, liée aux faibles valeurs du nombre de Strouhal, n'a pas été intégrée par le modèle théorique. Pour cela, un développement théorique supplémentaire serait nécessaire.

2.4.2 Influence de Re sur le mélange

Cette deuxième étude a pour but d'analyser l'influence du nombre de Reynolds axial sur l'efficacité du mélange. Pour cela, nous avons fixé St à 0,67 et nous avons varié Re entre 10^{-3} et 10 et k entre 1 et 50. En utilisant les résultats de 72 simulations numériques, la figure 2.11 montre l'écart-type du champ de concentration moyenné dans le temps, sur les cinq dernières périodes, en fonction du nombre de Reynolds Re et du rapport de vitesse k . La figure 2.11 montre que tant que les effets inertiels sont faibles pour des nombres de Reynolds inférieurs à 0,5, l'effica-

Chapitre 2. Validation théorique et numérique du concept du nouveau mélangeur RAW

Le rendement du mélange n'est pas affectée par la valeur de Re . Elle dépend uniquement de k . Pour ces cas, les effets inertiels sont négligeables et l'advection chaotique est le mécanisme de mélange dominant. Cependant, pour des nombres de Re supérieurs à 0,5, l'efficacité du mélange dépend de Re et k . La vitesse de l'écoulement transversal devient importante et les effets d'inertie pourraient apparaître. Le mélange s'améliore jusqu'à un nombre de Reynolds critique autour de 1, au-delà duquel le mélange se dégrade en raison du décrochage de l'écoulement qui ne sera plus adéquatement entraîné par les cylindres.

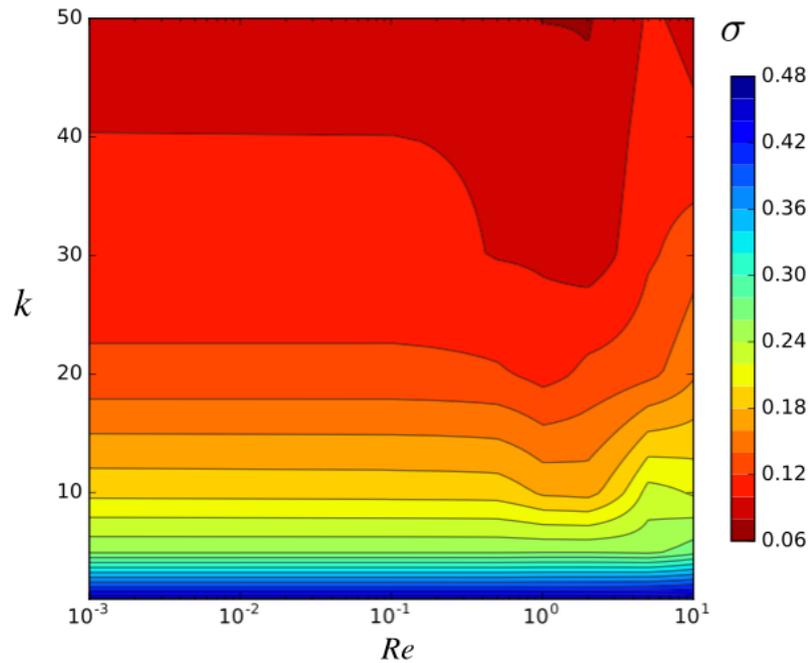


FIGURE 2.11 – Variation de l'écart-type du champ de concentration en fonction de Re et k pour $St = 0,67$.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, la géométrie du nouveau mélangeur actif est présentée. Le protocole d'agitation, basé sur une modulation temporelle de la vitesse de rotation des cylindres, est choisi. En se basant sur deux arguments simples, concernant le repliement des éléments de fluide et le mélange par diffusion, deux conditions phénoménologiques sont formulées. Ces conditions ont permis de mettre en évidence les valeurs des paramètres (St , k) favorables au mélange.

Afin de valider les prédictions théoriques, une étude numérique est réalisée pour un écoulement de fluide newtonien. La première étude numérique a pour objectif d'étudier l'influence de St et k sur le mélange. La condition de mélange par diffusion indique les valeurs de k au-dessous desquelles le mélange est défavorable. Les résultats obtenus pour cette condition sont en bon accord avec ceux donnés par les

2.5. Conclusion

simulations numériques. De plus, les résultats numériques révèlent l'existence d'un nombre de Strouhal optimal pour lequel le mélange est le plus favorable. Pour St supérieur au St optimal le mélange devient moins favorable, car le déplacement de l'écoulement transversal devient relativement faible. Cela est également détecté par la condition théorique de repliement. Nous avons démontré qu'il est préférable que cette condition soit plus stricte pour garantir un mélange homogène. Pour St inférieur au St optimal, la période de rotation devient très longue et l'écoulement s'approche du cas stationnaire où il n'y a pas de changement de direction de rotation des cylindres pendant que les éléments de fluide sont présents dans la zone de mélange. Dans ce cas, l'écoulement est moins soumis au processus d'étirement et de repliement. Cette condition, concernant les St faibles, n'a pas été détectée par les prédictions théoriques. Une condition théorique supplémentaire est alors nécessaire pour détecter les paramètres de contrôle les plus favorables au mélange. Le modèle fournit ainsi des informations utiles sur les paramètres de contrôle à choisir pour atteindre un mélange sans avoir à effectuer un grand nombre de simulations numériques coûteuses. Nous pensons que, même si le modèle nécessite un développement supplémentaire, cela est remarquable en soi, car il est minimaliste et ne tient pas compte de tous les détails de l'écoulement complexe révélé par les simulations numériques.

Une deuxième étude numérique, qui a pour objectif d'étudier l'influence du nombre de Re sur le mélange, est réalisée. Cette étude a montré que, tant que les effets inertiels sont faibles, pour des Re inférieurs à 0,5, le mélange est indépendant du nombre de Reynolds. Il dépend uniquement de k . L'advection chaotique est le mécanisme de mélange dominant. Cependant, pour des valeurs de Re et k élevées, les nombres de Reynolds transversaux deviennent importants. Une dépendance de l'efficacité de mélange vis-à-vis du Re et de k est constatée. Dans ce cas, les effets inertiels contribuent également au mélange.

Cette étude a fait l'objet d'un acte de congrès et d'une publication qui est soumise :

E. Younes, Y. Moguen, Y. Le Guer, K. El Omari, C. Castelain, T. Burghilea, « Novel inline mixer for highly viscous fluid : the proof of concept », *Congrès Français de Thermique, Juin 2019*.

K. El Omari, E. Younes, T. Burghilea, Y. Moguen, C. Castelain, Y. Le Guer, « Active chaotic mixing in a channel with rotating arc-walls », *Physical Review Fluids 2020*.

Caractérisation rhéologique des fluides de travail

Sommaire

3.1	Rappel de quelques notions de base sur la rhéologie	46
3.1.1	Rhéologie des fluides newtoniens	48
3.1.2	Rhéologie des fluides complexes	48
3.2	Choix et préparation des fluides utilisés	49
3.2.1	L'Emkarox HV45	49
3.2.2	Le gel de Carbopol	50
3.3	Dispositif expérimental	50
3.4	Caractérisation rhéologique des fluides utilisés	51
3.4.1	Caractérisation rhéologique du fluide newtonien	51
3.4.2	Caractérisation rhéologique du Carbopol	51
3.4.2.1	Test rhéologique	53
3.4.2.2	Comportement rhéologique du Carbopol sous un forçage instationnaire	54
3.4.2.3	Visualisation de la microstructure du Carbopol	55
3.4.2.4	Rôle du temps caractéristique de forçage sur la dynamique de la transition solide-fluide	57
3.4.2.5	Propriétés rhéologiques de différentes solutions de Carbopol	59
3.5	Observation macroscopique du phénomène de glissement aux parois	61
3.6	Observation microscopique du glissement aux parois	62
3.6.1	Conception du microcanal, contrôle de l'écoulement et acquisition des données	62
3.6.2	Traitement d'images et algorithme PIV	65
3.6.3	Description des régimes d'écoulement en présence du glissement à la paroi	66
3.6.4	Caractérisation du glissement dans les différents régimes d'écoulement	67
3.6.5	Comparaison avec les résultats précédents de la littérature	70
3.7	Conclusion	74

La rhéologie est la science de l'écoulement et de déformation de la matière établie par E.C. Bingham, professeur au Collège Lafayette, en 1929. Elle permet de prédire le comportement et les propriétés physiques d'une large gamme de matériaux, des solides élastiques aux fluides visqueux, en déterminant leur réponse à un forçage extérieur. La première partie de ce chapitre concerne la caractérisation rhéologique des fluides de travail. Cette caractérisation permet de décrire leur comportement macroscopique sous cisaillement. Deux fluides sont étudiés : l'Emakrox qui est un fluide newtonien et le Carbopol qui est un fluide à seuil. Ces fluides seront utilisés pour l'étude expérimentale réalisée avec le mélangeur RAW. La deuxième partie de ce chapitre concerne la caractérisation du glissement aux parois lors d'un écoulement de gel de Carbopol. Le phénomène de glissement est généralement présent lors des écoulements de fluides complexes et peut affecter totalement le comportement de l'écoulement et donc le mélange.

3.1 Rappel de quelques notions de base sur la rhéologie

Il existe deux principaux types d'écoulement : l'écoulement en cisaillement et l'écoulement extensionnel. Dans le cas d'un écoulement en cisaillement, les couches de fluide adjacentes se déplacent parallèlement les unes par rapport aux autres. La séparation de deux particules de fluide initialement proches est linéaire dans le temps. Tandis que dans un écoulement en extension, les éléments de fluides sont étirés dans un sens et comprimés dans un autre sens, sans rotation ni cisaillement. La séparation de deux particules initialement proches est exponentielle dans le temps. Dans le mélangeur RAW, les deux types d'écoulements sont présents. Nous nous concentrons, dans cette étude, sur la rhéologie classique de cisaillement pour caractériser les fluides de travail.

L'écoulement en cisaillement peut être assimilé à un échantillon de fluide placé entre deux plaques parallèles dont l'une d'elles se déplace en translation par rapport à l'autre, voir Fig. 3.1. À $t_i = 0$, les couches de fluide sont parallèles. Lorsqu'un forçage externe F_0 est appliqué à l'échantillon, la couche de fluide en contact avec la plaque mobile se déplace avec une vitesse égale à u_0 , alors que la couche de fluide en contact avec la plaque inférieure fixe reste immobile ($u(y = 0) = 0$), en considérant une condition de non-glissement à la paroi. Entre les deux plaques, la vitesse des couches augmente avec la distance au plan fixe et un gradient de déformation est observé à travers l'échantillon.

En supposant que l'écoulement est laminaire, la force peut être exprimée en terme de contrainte de cisaillement appliquée à la couche de fluide $\tau = \frac{F_0}{A}$ où A est la surface de la couche de fluide en contact avec la plaque supérieure. Le taux de déformation $\dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt}$, appelé aussi vitesse de cisaillement, est défini comme $\dot{\gamma} = \frac{dV}{dy}$

3.1. Rappel de quelques notions de base sur la rhéologie

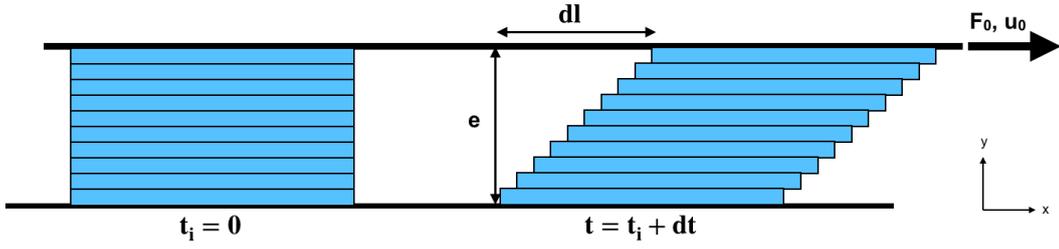


FIGURE 3.1 – Écoulement en cisaillement.

où la déformation $\gamma = \frac{dl}{e}$. e est l'épaisseur cisailée et dl est la distance parcourue par le volume de fluide pendant dt .

Le même principe est utilisé dans un rhéomètre, un appareil permettant de mesurer le comportement rhéologique des matériaux. Dans un rhéomètre rotatif, le fluide est cisailé entre deux cylindres concentriques, entre deux plaques parallèles ou entre une plaque et un cône. Le choix de la géométrie dépend du matériau à étudier [118]. Il existe deux types de rhéomètre : les rhéomètres à contrainte imposée et les rhéomètres à vitesse de déformation imposée. Dans cette étude, un rhéomètre à contrainte imposée est utilisé pour caractériser les fluides de travail. Un couple M est imposé sur la géométrie et il est transmis à l'échantillon. La vitesse de rotation Ω_0 de la surface mobile de la géométrie est mesurée par le rhéomètre. La contrainte et le taux de cisaillement sont calculés à partir du couple et de la vitesse angulaire en utilisant des facteurs géométriques associés à la géométrie utilisée :

$$\tau = A.M, \quad (3.1)$$

$$\dot{\gamma} = B.\Omega_0. \quad (3.2)$$

A est une constante de contrainte et B est une constante de déformation. L'équation du mouvement et d'autres relations sont utilisées pour déterminer les équations appropriées pour convertir les paramètres du rhéomètre (couple, vitesse angulaire) en paramètres rhéologiques (σ , $\dot{\gamma}$) [14, 34, 23].

Dans notre étude, nous utilisons une géométrie plan/plan représentée sur la figure 3.2 . Cette géométrie est utilisée pour caractériser les fluides de faible à forte viscosité tels que les gels et les matériaux pâteux. Elle est également utilisée pour les matériaux susceptibles de glisser, car il est facile d'éliminer le glissement en collant du papier de verre sur chaque plaque ou en sablant les plaques. Cette géométrie peut également assurer un entrefer réglable entre les plaques. Pour la géométrie plan/plan :

$$A = \frac{2}{\pi R^3}, \quad (3.3)$$

$$B = \frac{R}{e}, \quad (3.4)$$

où R est le rayon et e est l'entrefer entre les deux plaques parallèles.

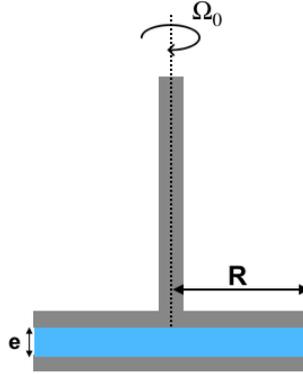


FIGURE 3.2 – Géométrie plan/plan.

La relation entre le taux de déformation et la contrainte appliquée traduit le comportement rhéologique du fluide. Ce dernier peut varier d'un comportement newtonien simple à un comportement plus complexe qui dépend des contraintes appliquées, de l'histoire du fluide et des conditions de l'écoulement.

3.1.1 Rhéologie des fluides newtoniens

Les fluides newtoniens sont des fluides dont la contrainte de cisaillement est linéairement liée à la vitesse de cisaillement. Ce comportement est décrit par :

$$\tau = \eta \dot{\gamma}. \quad (3.5)$$

La viscosité dynamique η est la constante de proportionnalité. Elle est indépendante de la contrainte appliquée et du temps de cisaillement.

3.1.2 Rhéologie des fluides complexes

Il existe un grand nombre de fluides qui présente un comportement "non-newtoniens". La viscosité de ces fluides peut dépendre de la contrainte appliquée et du temps de cisaillement $\eta = \eta(\dot{\gamma}, t)$. L'évolution de la viscosité en fonction de la vitesse de cisaillement est décrite par des lois empiriques qui décrivent le comportement stationnaire de ces fluides. Ce comportement est généralement décrit par une loi de puissance, proposée par Ostwald-de Waele (1925) et prend la forme suivante :

$$\tau = \kappa \dot{\gamma}^n. \quad (3.6)$$

κ est la consistance de la structure du matériau et n est l'indice d'écoulement. La viscosité dynamique s'écrit alors : $\eta = \kappa \dot{\gamma}^{n-1}$, où n traduit l'écart par rapport au comportement newtonien pour lequel $n = 1$. Un comportement rhéofluidifiant (ou pseudo-plastique) est représenté par $n < 1$, la viscosité décroît lorsque la vitesse de cisaillement augmente. Un fluide rhéoépaississant est représenté par $n > 1$, la viscosité augmente avec le taux de cisaillement. Il existe des modèles plus sophistiqués

3.2. Choix et préparation des fluides utilisés

qui décrivent la variation de la viscosité en fonction de la vitesse de cisaillement. Par exemple, les modèles de Carreau-Yassuda, de Cross ou d'Ellis tiennent compte des plateaux de la viscosité à cisaillement nul et infini [36, 33].

Il existe également des fluides qui présentent un seuil de contrainte τ_y . Si la contrainte appliquée est au-dessous de la contrainte seuil, ces matériaux se comportent comme un solide non-déformable ($\dot{\gamma} = 0$). Cependant, au-delà de cette contrainte seuil, ces matériaux se comportent comme un fluide et s'écoulent. Ces matériaux sont appelés fluides à seuil ou fluides viscoplastiques. Plusieurs relations constitutives sont proposées pour décrire le comportement des fluides à seuil. Parmi les relations les plus utilisées, on trouve le modèle de Bingham, le modèle de Herschel-Bulkley :

- Modèle de Bingham qui suppose que la viscosité est constante au-dessus de la contrainte seuil :

$$\begin{cases} \tau = \tau_y + \eta_p \dot{\gamma} & \text{si } \tau \geq \tau_y, \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \tau < \tau_y, \end{cases} \quad (3.7)$$

où η_p est la viscosité plastique indépendante du taux de cisaillement.

- Modèle de Herschel-Bulkley qui généralise le modèle de Bingham :

$$\begin{cases} \tau = \tau_y + \kappa \dot{\gamma}^n & \text{si } \tau \geq \tau_y, \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \tau < \tau_y. \end{cases} \quad (3.8)$$

Ces modèles décrivent le comportement rhéologique stationnaire des fluides à seuil au-delà de la contrainte seuil. Ils supposent que la transition solide-fluide est directe et ne donnent aucune information sur le comportement du fluide lorsqu'il est soumis à des contraintes inférieures à la contrainte seuil.

3.2 Choix et préparation des fluides utilisés

Dans cette étude, deux solutions polymériques industrielles sont étudiées : l'Emkarox HV45 considéré comme un fluide newtonien et le Carbopol considéré comme un fluide à seuil. Ces deux matériaux sont choisis pour leur propriété de transparence optique nécessaire pour la visualisation de l'écoulement.

3.2.1 L'Emkarox HV45

L'Emkarox HV 45 (de Croda, France) est un copolymère constitué d'un mélange de polypropylène glycol et de polyéthylène glycol [3, 16]. L'Emkarox HV45 est fourni sous forme d'un fluide transparent très visqueux, il est miscible dans l'eau. Sa viscosité est de 100 Pa.s à l'état pur (non-dilué). Sa préparation consiste à le diluer dans de l'eau pour réduire sa viscosité. La densité de la solution d'Emkarox non-diluée est d'environ 1090,5 kg.m⁻³.

3.2.2 Le gel de Carbopol

Le Carbopol est un acide polyacrylique de masse moléculaire élevée ($10^3 - 10^7 \text{ g/mol}$). À l'état anhydre, il est commercialisé sous la forme d'une poudre blanche soluble dans les solvants aqueux. Après l'addition d'un agent neutralisant tel que l'hydroxyde de sodium (NaOH), une réaction chimique est créée entre le groupe acide du polymère Carbopol et le groupe hydroxyde qui conduit à la formation du gel.

Diverses solutions de Carbopol 980 (de Lubrizol) de concentrations massiques différentes sont utilisées dans cette étude. Les solutions sont préparées selon le protocole suivant. Tout d'abord, la bonne quantité de Carbopol anhydre est dissoute dans l'eau. Pour améliorer la dissolution du polymère anhydre, la solution est agitée avec un dispositif d'agitation magnétique. Le processus d'agitation est poursuivi jusqu'à ce que la totalité du polymère soit dissoute de manière homogène. L'homogénéité du mélange final est évaluée visuellement en contrôlant l'isotropie optique de la solution. Ensuite, le pH de la solution est graduellement amené de 3,2 à 7 par titrage avec de petites quantités d'une solution aqueuse à 10% $NaOH$ progressivement pipetée tout en mélangeant doucement la solution. La valeur finale du pH est soigneusement surveillée à l'aide d'un pH -mètre numérique. Lors de l'ionisation et de la neutralisation des groupes carboxyliques de l'acide polyacrylique, les particules de Carbopol gonflent considérablement en formant un micro-gel percolé [126]. L'ensemble du processus de mélange/neutralisation n'a jamais dépassé une heure. Par conséquent, une attention particulière est accordée pour éviter une dégradation mécanique irréversible de la microstructure du gel qui peut être provoquée en agitant trop le mélange. La masse volumique moyenne des solutions de Carbopol est de $\rho \approx 1100 \text{ kg m}^{-3}$.

3.3 Dispositif expérimental

Les propriétés rhéologiques des fluides utilisés dans ce travail sont mesurées en utilisant un rhéomètre rotatif à contrainte imposée (Mars III, Thermofischer Scientific) illustré sur la figure 3.3. Il est équipé d'un module nanocouple qui permet d'explorer précisément de très faibles taux de déformation de l'ordre de 10^{-5} s^{-1} . Tous les tests sont effectués en utilisant une géométrie plan/plan. Le diamètre des plaques parallèles est de $D_e = 35 \text{ mm}$ et l'entrefer entre les deux plaques est de $e = 1 \text{ mm}$. Pour éviter le glissement aux parois qui est connu pour être un problème majeur au cours des mesures rhéologiques du gel de Carbopol [13, 129], du papier de verre de rugosité moyenne de $500 \mu\text{m}$ est collé sur chaque plaque de la géométrie. Pour tenir compte de l'ajout du papier de verre sur la plaque rotative, l'inertie de l'appareil de mesure est recalibrée. Toutes les mesures sont effectuées à une température $T_a = 20^\circ\text{C}$ contrôlée par un système Peltier avec un écart maximum de température $\Delta T = 0,1^\circ\text{C}$. Pour tester la répétabilité de nos mesures, chaque test rhéologique est répété trois fois avec un nouvel échantillon, ce qui nous permet de

3.4. Caractérisation rhéologique des fluides utilisés

calculer une moyenne et un écart-type des grandeurs mesurées.



FIGURE 3.3 – Rhéomètre rotatif à contrainte contrôlée, Mars III, Thermofischer Scientific.

3.4 Caractérisation rhéologique des fluides utilisés

Dans ce paragraphe, nous présentons la caractérisation rhéologique réalisée pour différentes solutions d'Emkarox et de Carbopol.

3.4.1 Caractérisation rhéologique du fluide newtonien

Un premier test rhéologique consiste à appliquer une rampe de contrainte ascendante sur un échantillon d'Emkarox non-dilué. La durée de chaque palier est de 10 s. La viscosité mesurée est moyennée, sur cette durée, pour chaque pas de contrainte. La figure 3.4 montre que la viscosité η est constante quelle que soit la contrainte imposée. Cela confirme que l'Emkarox se comporte comme un fluide newtonien simple.

Après s'être assuré que l'Emkarox est bien un fluide newtonien, plusieurs solutions de concentration massique allant de 35% à 100% sont préparées. Un deuxième test rhéologique consiste à imposer une vitesse de cisaillement constante $\dot{\gamma} = 10 \text{ s}^{-1}$ pendant 100 s sur les différents échantillons d'Emkarox préparés. La viscosité est mesurée et moyennée sur les 100 s. La figure 3.5 montre l'évolution de la viscosité en fonction de la concentration. Elle évolue selon une loi exponentielle : $\eta = 0,0375e^{0,07778C(\%)}$ (la ligne rouge de la figure 3.5). La viscosité est de $100 \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ pour une solution d'Emkarox non-diluée et elle diminue jusqu'à $0,273 \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $C = 35\%$. De cette façon, en diluant l'Emkarox, une large gamme de viscosité pourra être couverte.

3.4.2 Caractérisation rhéologique du Carbopol

Au sein du mélangeur RAW, l'écoulement est soumis à des contraintes non-uniformes. Les contraintes sont relativement faibles à l'entrée du mélangeur. Elles

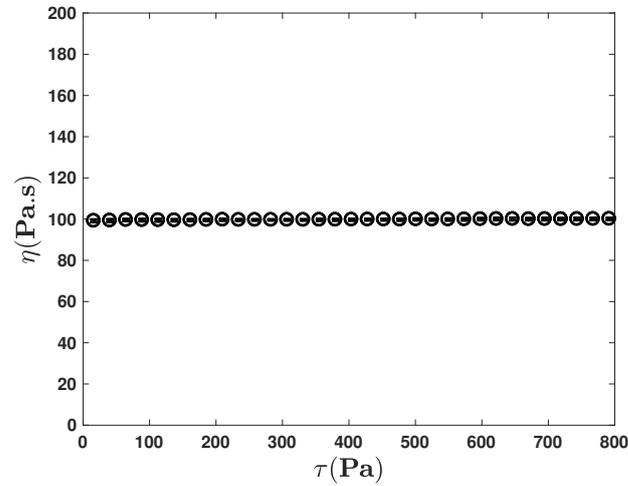


FIGURE 3.4 – Dépendance de la viscosité η de l’Emkarox non-dilué par rapport à la contrainte appliquée τ . Les barres d’erreur représentent l’écart-type des mesures rhéologiques répétées trois fois avec un nouvel échantillon. Elles se superposent aux symboles.

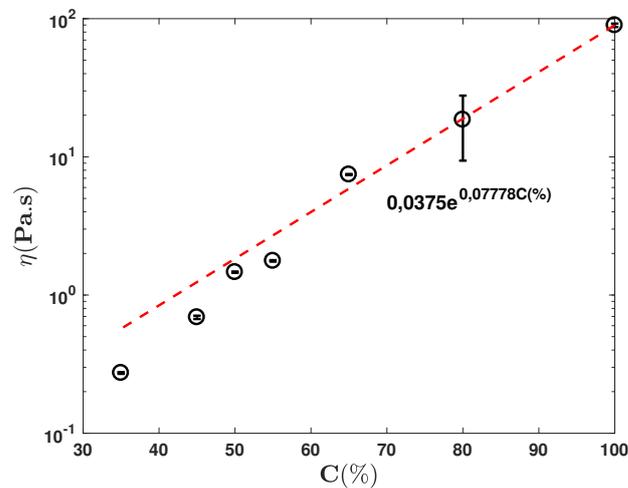


FIGURE 3.5 – Dépendance de la viscosité η par rapport à la concentration massique en Emkarox C . La ligne rouge représente une tendance exponentielle de la forme : $\eta = a.e^{b.C}$ avec $a = 0,0375 \pm 0,018765 Pa.s$ et $b = 7,778 \pm 0,505$. Les barres d’erreur représentent l’écart-type des mesures rhéologiques répétées trois fois avec un nouvel échantillon.

3.4. Caractérisation rhéologique des fluides utilisés

deviennent plus importantes dans la zone de mélange où les cylindres sont positionnés et se réduisent de nouveau à la sortie du mélangeur, en aval de la zone de mélange. Pour cela, le test rhéologique décrit dans le paragraphe suivant est choisi pour caractériser le comportement rhéologique du Carbopol.

3.4.2.1 Test rhéologique

Les mesures rhéologiques avec le Carbopol sont effectuées selon le protocole suivant. Tout d'abord, l'échantillon est pré-cisailé avec une contrainte constante supérieure à la contrainte seuil pendant 300 s. Puis, il est laissé au repos pendant 300 s supplémentaires. Afin d'évaluer le comportement rhéologique du Carbopol dans différents régimes de déformation, un test rhéologique qui consiste à charger/décharger le matériau selon une rampe de contrainte linéaire croissante/décroissante, est effectué, voir Fig. 3.6. La contrainte maximale est choisie de façon qu'elle soit significativement plus grande que la contrainte seuil. Le nombre de pas pour chaque branche de la rampe est fixé à $Nb = 500$.

L'écoulement dans le mélangeur est soumis à un forçage instationnaire. Afin d'étudier l'effet de l'instationnarité, défini par la vitesse avec laquelle les contraintes augmentent ou diminuent, sur le comportement rhéologique du Carbopol, nous avons varié la durée de chaque pas t_0 entre 0,2 s et 2 s. Dans la suite du manuscrit, t_0 sera appelé le « temps de forçage caractéristique ». Nous notons que pour un nombre suffisamment important de pas, Nb , la rampe en escalier est bien approximée par une rampe linéaire continue $\tau = Ct$, avec la pente $C = \frac{\tau_{max}}{Nbt_0}$, représentée sur la figure 3.6 par les droites rouges en pointillés.

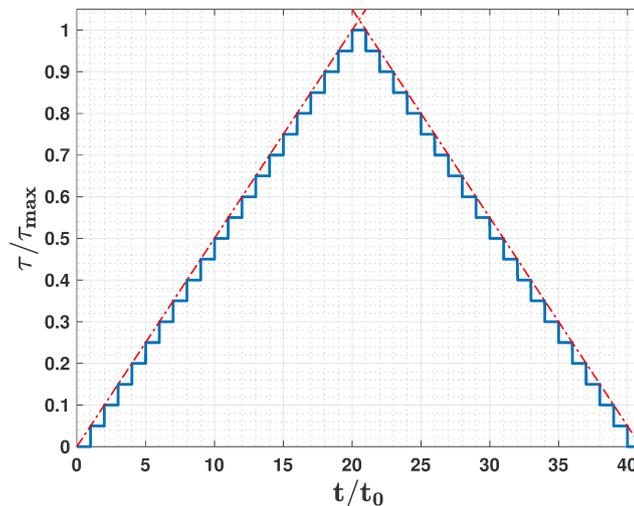


FIGURE 3.6 – Représentation schématique de la rampe de contrainte ascendante/descendante. Pour la clarté de la représentation, nous avons choisi $Nb = 20$ pas pour chacune des deux branches de la rampe alors que pendant les expériences nous avons $Nb = 500$.

3.4.2.2 Comportement rhéologique du Carbopol sous un forçage instationnaire

Le comportement rhéologique d'une solution de Carbopol 980, de concentration massique 0,15%, est illustré sur la figure 3.7. L'échantillon est soumis à une rampe de contrainte croissante suivie d'une rampe de contrainte décroissante, voir Fig. 3.6. La figure 3.7 représente la dépendance de la valeur absolue de la vitesse de cisaillement mesurée $|\dot{\gamma}_0|$ en fonction de la contrainte appliquée normalisée τ/τ_y pour $t_0 = 1,5$ s. La contrainte seuil τ_y est obtenue suite à un ajustement par la corrélation de Herschel-Bulkley, $\tau_y \approx 8,9$ Pa. Les mesures présentées sur la figure 3.7 sont tracées selon une échelle logarithmique. Plusieurs caractéristiques importantes, constatées pour la première fois par Putz et Burghlea [130], sont observées sur la figure 3.7 :

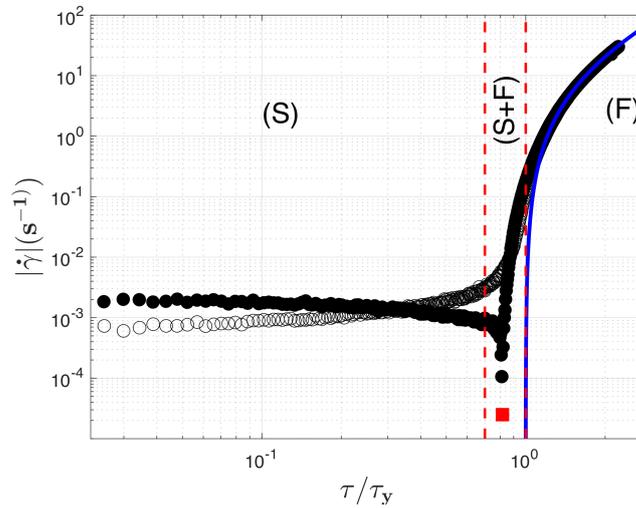


FIGURE 3.7 – Dépendance de la valeur absolue du taux de cisaillement $|\dot{\gamma}|$ en fonction de la contrainte réduite appliquée τ/τ_y . Les symboles vides/pleins correspondent à la rampe de contrainte ascendante/descendante. Le temps de forçage caractéristique $t_0 = 1,5$ s. Les lignes verticales en pointillés séparent les trois régimes de déformation : **(S)** - solide, **(S+F)** - intermédiaire et **(F)** - fluide. Le carré plein marque le point de recul élastique (changement de signe de la vitesse de cisaillement) observé sur la branche de la rampe de contrainte décroissante. La ligne continue bleue représente l'ajustement de Herschel-Bulkley.

1. Pour les faibles valeurs de la contrainte appliquée, un plateau du taux de cisaillement est observé sur les mesures qui correspondent aux deux branches de la rampe. Comme la rampe de contrainte est linéaire dans le temps, de tels plateaux sont la signature d'un comportement solide élastique. Ceci peut être démontré comme suit. Un plateau $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 = \text{constante}$, observé pour les faibles contraintes pendant la rampe de contrainte linéairement crois-

3.4. Caractérisation rhéologique des fluides utilisés

- sante/décroissante $\tau = Pt$, implique $\gamma = \dot{\gamma}_0 t = \frac{\tau \dot{\gamma}_0}{P}$ ou $\tau = G\gamma$, avec le module d'élasticité $G = \frac{P}{\dot{\gamma}_0}$, qui représente la loi de Hooke [118].
2. Pour les valeurs élevées des contraintes appliquées, on observe un régime fluide (**F**) qui peut être décrit par le modèle de Herschel-Bulkley (la ligne continue bleue).
 3. La transition du régime solide (**S**) au régime fluide (**F**) n'est pas directe, c'est-à-dire qu'elle ne se produit pas à une valeur bien définie de la contrainte, mais elle s'étend sur une gamme de contrainte intermédiaire (**S+F**).
 4. À l'exception du régime de fluide (**F**), les mesures ne sont pas reproductibles en cas d'augmentation ou de diminution de la contrainte appliquée et un hystérésis rhéologique est observé. L'apparition de l'hystérésis peut être due à l'élasticité du fluide, l'instationnarité du forçage et/ou à des bandes de cisaillement [41, 42, 119].
 5. Sur les mesures qui correspondent à la branche décroissante de la rampe de contrainte, il existe une valeur critique de la contrainte appliquée, $\tau_c/\tau_y \approx 0,8$, en dessous de laquelle le taux de cisaillement change de signe (la géométrie du rhéomètre inverse son sens de rotation). Ceci peut être compris en termes d'effet de recul qui est relié à la fois à l'élasticité du gel, à l'inertie du fluide et à l'inertie de la géométrie du rhéomètre [118].

Les caractéristiques expérimentales de la transition solide-fluide d'un gel de Carbopol énumérées ci-dessus ne peuvent pas être reproduites par les modèles théoriques classiques (Bingham, Herschel-Bulkley) qui prédisent une déformation réversible et un seuil d'écoulement bien défini. Pour cela, des modèles plus compliqués, basés sur l'évolution de la microstructure, sont proposés pour décrire le comportement rhéologique du Carbopol [105, 130].

Tout récemment, il a été suggéré que le comportement du Carbopol dépend de son protocole de préparation [40] : une forte agitation brise les polymères en des petits fragments, dont certains sont si petits qu'ils présentent un mouvement brownien. Pour s'assurer que l'hystérésis n'est pas dû à une détérioration de la microstructure, nous avons consacré l'étude présentée dans le paragraphe suivant.

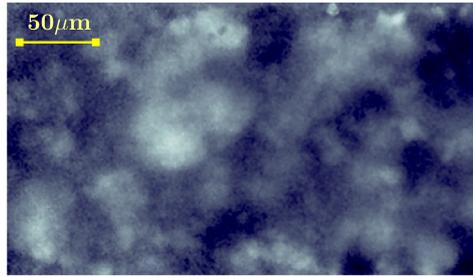
3.4.2.3 Visualisation de la microstructure du Carbopol

Pour visualiser la microstructure du Carbopol, un protocole chimique sophistiqué est préparé par Michal Himl (Department of Organic Chemistry, University of Chemical Technology Prague) et Zdenek Stary (Institute of Macromolecular Chemistry Czech Academy of Sciences) avec qui nous avons collaboré. Ce protocole est capable de lier de manière covalente des molécules de Rhodamine B à l'acide polyacrylique du Carbopol. Le Carbopol lié à la Rhodamine B de manière covalente est préparé en trois étapes. Dans la première étape, la Rhodamine B est estérifiée avec de l'éthylène glycol fournissant de l'ester 2-hydroxyéthyle, qui est transformé dans la deuxième étape en ester 2-bromoéthyle. Dans la dernière étape, la Rhodamine B

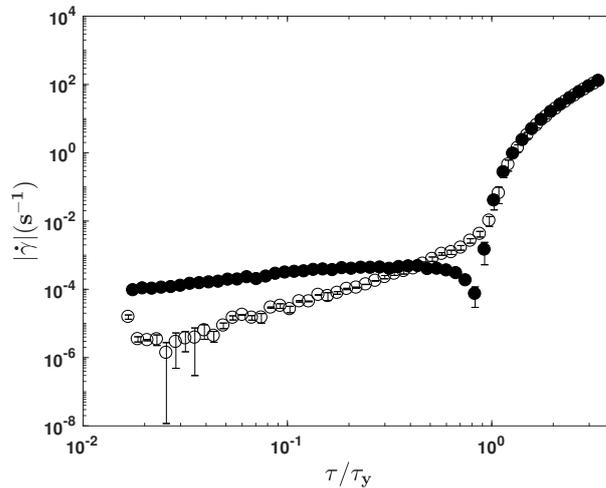
Chapitre 3. Caractérisation rhéologique des fluides de travail

modifiée au brome est greffée sur le Carbopol dans des conditions de base. L'étape de neutralisation se fait grâce aux liaisons covalentes. À ce stade, le Carbopol est sous forme de poudre rose fluorescente. La préparation du gel consiste uniquement à diluer la poudre de Carbopol dans l'eau. Le gel se forme et un pH neutre est mesuré.

Nous avons tenté de visualiser la microstructure en utilisant un microscope épi-fluorescent. Une micrographie du gel de Carbopol lié par covalence à la Rhodamine B est illustrée sur la figure 3.8(a). Les détails brillants de cette image se rapportent aux particules de Carbopol, tandis que les régions sombres se rapportent au solvant (l'eau). Nous pouvons constater d'après la figure 3.8(a) que le gel est formé de structures de taille moyenne de l'ordre de $50 \mu m$. Cette taille caractéristique est conforme aux résultats indiqués dans les références [115, 114].



(a)



(b)

FIGURE 3.8 – (a) Micrographie par épi-fluorescence du gel de Carbopol lié par covalence à la Rhodamine B. (b) Courbe rhéologique du Carbopol greffé par la Rhodamine B. Les barres d'erreur représentent l'écart-type des mesures répétées sur trois échantillons différents.

3.4. Caractérisation rhéologique des fluides utilisés

Le comportement rhéologique du Carbopol greffé par la rhodamine est étudié. L'échantillon est soumis à une rampe de contrainte croissante suivie d'une rampe de contrainte décroissante, voir Fig. 3.6. La courbe rhéologique est présentée sur la figure 3.8(b). Un hystérésis est observé, pourtant la microstructure n'est pas endommagée, voir Fig. 3.8(a). Ces observations confirment que le comportement rhéologique décrit au paragraphe 3.4.2.2 (transition progressive de l'état solide à l'état fluide, taux de déformation irréversible et hystérésis rhéologique), est un comportement caractéristique du gel de Carbopol dû à sa nature rhéologique et non pas à une destruction de la microstructure lors de sa préparation.

3.4.2.4 Rôle du temps caractéristique de forçage sur la dynamique de la transition solide-fluide

Nous étudions dans cette partie l'influence de la vitesse avec laquelle le matériau est chargé/déchargé sur les mesures rhéologiques, dans le but de mettre en évidence l'effet de l'instantanéité sur le comportement rhéologique du Carbopol. Une mesure quantitative de la vitesse du processus de chargement/déchargement en contrainte est donnée par le temps de forçage caractéristique t_0 . Nous avons effectué des tests rhéologiques similaires à celui illustré sur la figure 3.6 pour différentes valeurs du temps de forçage caractéristique (le temps par pas de contrainte) t_0 . Pour la clarté de la représentation, nous présentons les données acquises qui correspondent à la branche croissante de la rampe de contrainte sur la figure 3.9(a) et les données acquises qui correspondent à la branche décroissante de la rampe en contraintes sur la figure 3.9(b). Quelle que soit la branche de la rampe, on observe une dépendance

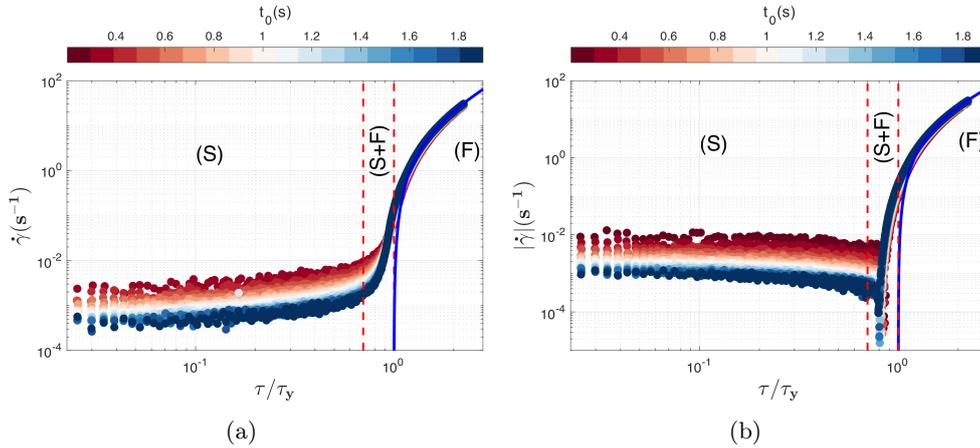


FIGURE 3.9 – Dépendance du taux de déformation $\dot{\gamma}$ par rapport à la contrainte réduite imposée qui correspond aux branches (a) croissante et (b) décroissante de la rampe de contrainte pour différentes valeurs du temps de forçage caractéristique t_0 . Les lignes continues bleues représentent l'ajustement de Herschel-Bulkley.

claire des mesures rhéologiques par rapport au temps de forçage caractéristique t_0

dans le régime de déformation solide (**S**) et dans le régime intermédiaire (**S+F**) alors que dans le régime fluide (**F**) le comportement rhéologique est indépendant de t_0 . Dans le régime fluide (**F**), les effets d'instationnarité sont négligeables et le modèle de Herschel-Bulkley est applicable dans ce régime (voir les lignes continues de la figure 3.9). Sur les deux branches, pour les faibles valeurs de la contrainte imposée, un plateau du taux de cisaillement est observé. Comme expliqué au paragraphe 3.4.2.2, l'apparition de ces plateaux indique que, pour de faibles contraintes appliquées, le comportement du matériau correspond à un solide élastique.

Nous avons tracé sur la figure 3.10 la dépendance de la valeur de taux de cisaillement du plateau $\dot{\gamma}_0$ observée pour les faibles contraintes de cisaillement en fonction du temps de forçage caractéristique t_0 . Sur les deux branches de la rampe

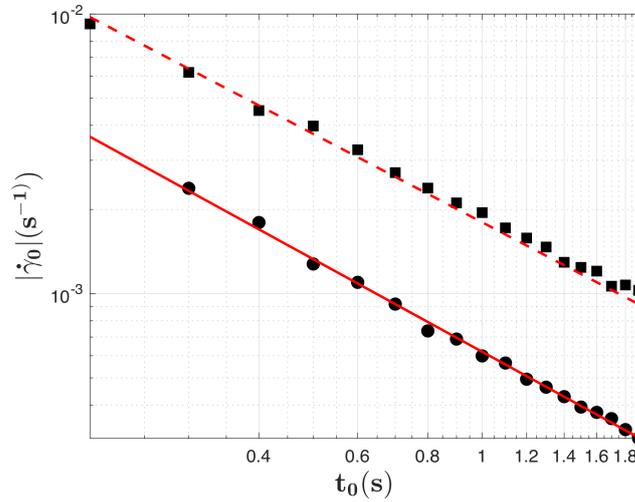


FIGURE 3.10 – Dépendance de la valeur du plateau du taux de cisaillement $|\dot{\gamma}_0|$ par rapport au temps de forçage caractéristique t_0 correspondant à la branche croissante (cercles) et à la branche décroissante (carrés) de la rampe de contrainte. La droite continue correspond à une loi puissance, $\dot{\gamma}_0 = 10^{-4} + 7 \cdot 10^{-4} t_0^{-1,06}$. La ligne pointillée correspond à la loi puissance, $\dot{\gamma}_0^d = 10^{-4} + 0,0018 t_0^{-1,05}$.

de contrainte, on observe que la dépendance du taux de cisaillement du plateau en fonction du temps de forçage caractéristique suit une loi puissance, $\dot{\gamma}_0^{u,d} \propto t_0^{-1}$ - les lignes pleines/ pointillées de la figure 3.10. Les valeurs du plateau de contrainte $\dot{\gamma}_0$ mesurées sur la branche croissante de la rampe sont plus petites que les valeurs mesurées sur la branche décroissante, $\dot{\gamma}_0^u < \dot{\gamma}_0^d$ ce qui implique $G^u > G^d$. Cela peut être expliqué comme suit. À la fin du processus de déchargement (la branche décroissante de la rampe de contrainte), le matériau a accumulé une longue histoire de déstructuration et ne peut pas revenir à l'état solide initial caractérisé par G^u , mais à un état solide « moins élastique » caractérisé par $G^d < G^u$.

3.4. Caractérisation rhéologique des fluides utilisés

Nous avons calculé également l'aire de l'hystérésis observé sur la figure 3.7 selon :

$$A = \frac{1}{\tau_y} \left| \int_0^{\tau_{max}/\tau_y} \dot{\gamma}^u d\tau^u - \int_0^{\tau_{max}/\tau_y} |\dot{\gamma}^d| d\tau^d \right|. \quad (3.9)$$

La dépendance de l'aire de l'hystérésis rhéologique A par rapport au temps de forçage caractéristique t_0 est présentée sur la figure 3.11. L'aire de l'hystérésis diminue

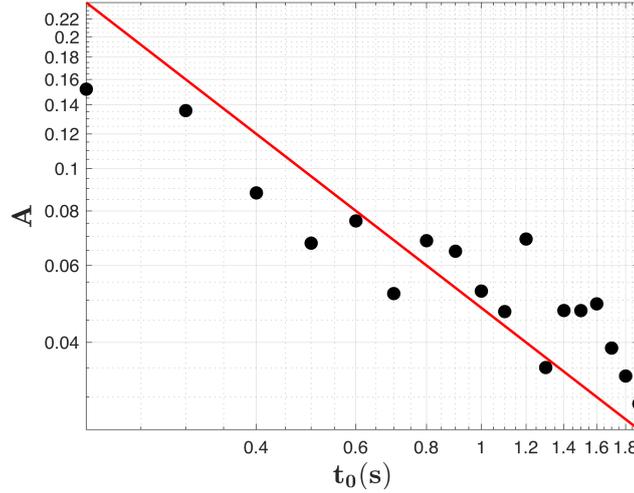


FIGURE 3.11 – Dépendance de l'aire de l'hystérésis rhéologique par rapport au temps de forçage caractéristique t_0 . La ligne droite est un guide pour l'œil, $A \propto t_0^{-1}$.

lorsque le temps de forçage caractéristique augmente. Cette diminution suit une loi de puissance, $A \propto t_0^{-1}$ - la ligne continue sur la figure 3.11.

Nous pouvons conclure que le comportement rhéologique du Carbopol dépend du temps de forçage caractéristique t_0 dans le régime de déformation solide (**S**) et dans le régime intermédiaire (**S+F**). Cette dépendance se manifeste par l'irréversibilité des mesures en cas d'augmentation ou de diminution de la contrainte appliquée et par un hystérésis qui est généralement observé. Cependant, dans la limite stationnaire, lorsque t_0 tend vers l'infini, l'hystérésis a tendance à disparaître, $A \propto t_0^{-1}$ (Fig. 3.11), ainsi les mesures deviennent réversibles, $\dot{\gamma}_0^{u,d} \propto t_0^{-1}$ (Fig. 3.10).

3.4.2.5 Propriétés rhéologiques de différentes solutions de Carbopol

Le test rhéologique, illustré sur la figure 3.6, est appliqué sur différents échantillons de Carbopol de concentrations massiques entre 0,075% et 0,15%. Les courbes rhéologiques sont présentées sur la figure 3.12. Un temps de forçage caractéristique large est choisi, $t_0 = 5$ s, afin que les effets d'instationnarité soient faibles. Toutes les solutions étudiées présentent la même réponse rhéologique vis-à-vis de la contrainte appliquée.

Comme le modèle de Herschel-Bulkley peut décrire le comportement du fluide

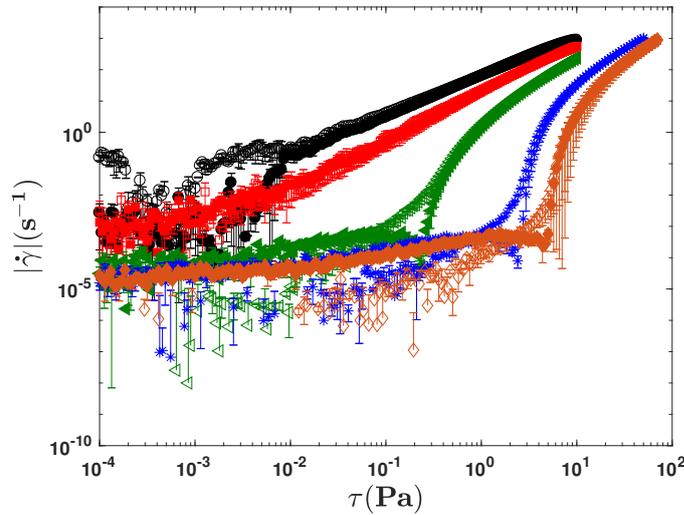


FIGURE 3.12 – Dépendance de la valeur absolue du taux de cisaillement $|\dot{\gamma}|$ par rapport à la contrainte appliquée τ pour différentes solutions de Carbopol 980 de concentrations massiques : noir : $C = 0,075\%$, rouge : $C = 0,09\%$, vert : $C = 0,1\%$, bleu : $C = 0,125\%$, orange : $C = 0,15\%$. Les symboles pleins/vides correspondent à la branche croissante/décroissante de la rampe de contrainte. Les barres d'erreur représentent l'écart-type des mesures répétées sur trois échantillons différents.

dans le régime fluide, où les effets d'instantanéité sont négligeables, ce modèle est utilisé pour déterminer les différents paramètres rhéologiques (τ_y , κ , n) pour les différentes solutions de Carbopol. Ces paramètres sont donnés dans le tableau 3.1. Lorsque la concentration du Carbopol augmente, l'interaction entre les microstructures formant le gel devient plus forte, ce qui aboutit à l'augmentation de la contrainte seuil τ_y et de la consistance κ de la structure du fluide et à la diminution de l'indice d'écoulement n .

Concentration(%)	τ_y (Pa)	κ (Pa.s ⁿ)	n
0,075	$0,079 \pm 0,018$	$0,017 \pm 0,001$	$0,93 \pm 0,01$
0,09	$0,13 \pm 0,027$	$0,07 \pm 0,0032$	$0,78 \pm 0,0073$
0,1	$0,66 \pm 0,036$	$0,29 \pm 0,0092$	$0,63 \pm 0,0053$
0,125	$4,59 \pm 0,0629$	$0,53 \pm 0,0059$	$0,64 \pm 0,0078$
0,15	$8,96 \pm 1,5634$	$1,21 \pm 0,4465$	$0,58 \pm 0,0257$

Tableau 3.1 – Paramètres rhéologiques des différentes solutions de Carbopol obtenus par le modèle de Herschel-Bulkley.

3.5. Observation macroscopique du phénomène de glissement aux parois

Le phénomène de glissement est généralement présent lors des écoulements de fluides complexes et peut affecter le comportement de l'écoulement. La présence du glissement au niveau des parois des cylindres du mélangeur RAW peut empêcher l'entraînement de l'écoulement et engendrer une dégradation de la qualité du mélange. Dans cette étude, comme on s'intéresse au mélange des fluides à seuil, il a été nécessaire de caractériser le glissement aux parois lors d'un écoulement de gel de Carbopol. Cette caractérisation est réalisée à l'échelle macroscopique dans un écoulement rhéométrique ainsi qu'à l'échelle microscopique dans un microcanal pour une large gamme de débit.

3.5 Observation macroscopique du phénomène de glissement aux parois

Dans un premier temps, nous avons étudié le phénomène de glissement d'un écoulement rhéométrique de Carbopol. Les mesures avec glissement sont réalisées en utilisant une géométrie plan/plan avec des surfaces lisses et les mesures sans glissement sont réalisées avec la même géométrie en collant du papier de verre sur chaque plaque. Nous avons utilisé une rampe de contrainte ascendante comme test rhéologique. La durée de chaque pas est de $t_0 = 5 \text{ s}$ afin que les effets d'inertie soient faibles pour pouvoir étudier particulièrement le glissement. Les mesures sont moyennées sur les deux dernières secondes de chaque palier.

Les courbes rhéologiques mesurées en utilisant les surfaces lisses et rugueuses sont présentées respectivement par les courbes rouge et noire sur la figure 3.13. En absence de glissement (courbe noire), on observe trois régimes de déformation distincts, conformes à l'étude rhéologique présentée au paragraphe 3.4.2.2 : solide (**S**), transition solide-fluide (**S+F**) et fluide (**F**). En utilisant l'ajustement de Herschel-Bulkley, la contrainte seuil de la solution de Carbopol utilisée est d'environ $\tau_y \approx 32,5 \text{ Pa}$.

En présence du glissement (la courbe rouge de la figure 3.13), les mesures s'écartent fortement de celles effectuées en absence de glissement, en particulier dans le régime de coexistence solide-fluide (**S+F**). Cet écart, dû au glissement, a été déjà observé par Poumaere et al. [129].

On remarque sur la figure 3.13 que les courbes rhéologiques mesurées avec et sans glissement se chevauchent dans le régime fluide (**F**). Les mesures rhéologiques macroscopiques présentées sur la figure 3.13 sont moyennées sur le volume total de l'échantillon. Même si un glissement local existe au niveau des parois de la géométrie du rhéomètre, ce glissement local n'a pas d'effet considérable sur les mesures rhéologiques globales dans le régime fluide (**F**). Cependant, dans le mélangeur RAW, la présence d'un glissement local au niveau de la paroi des cylindres peut empêcher l'entraînement de l'écoulement et peut donc avoir un effet sur le mélange global. De plus, dans le mélangeur RAW, l'écoulement est soumis à des contraintes plus ou moins importantes qui peuvent correspondre au régime intermédiaire (**S+F**) où

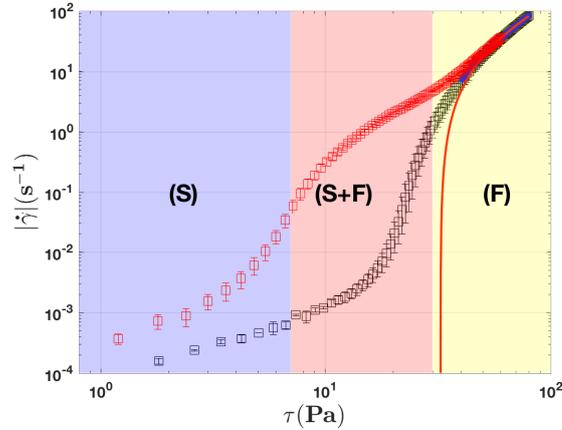


FIGURE 3.13 – Courbes rhéologiques du Carbopol mesurées en utilisant des : (□) surfaces lisses et, (□) surfaces rugueuses. La ligne rouge représente l’ajustement de Herschel - Bulkley qui donne $\tau_y = 32,5 \pm 2,5 \text{ Pa}$, $\kappa = 2,8 \pm 0,215 \text{ Pa} \cdot \text{s}^n$, $n = 0,6403 \pm 0,0299$. Les symboles marquant les régions colorées correspondent aux régimes de déformation : (S) - solide, (S + F) - coexistence solide-fluide, (F) - fluide. Les barres d’erreur représentent l’écart-type des mesures répétées sur trois échantillons différents.

le glissement a un effet significatif, voir Fig. 3.13. Pour ces raisons, il a été nécessaire d’étudier le glissement localement. Des mesures locales du glissement lors d’un écoulement de Carbopol dans un canal ont été effectuées par Poumaere et al. [129] à l’échelle macroscopique. Dans cette étude, nous avons mis en place une expérience microfluidique. L’intérêt de réaliser des mesures locales à l’échelle microscopique est d’ajouter un comportement physique supplémentaire lié au confinement de l’écoulement. Ce phénomène physique risque d’être prépondérant dans les micromélangeurs.

3.6 Observation microscopique du glissement aux parois

Dans cette partie, la caractérisation locale du glissement à la paroi est réalisée à l’échelle microscopique lors d’un écoulement de Carbopol dans un microcanal pour une large gamme de débit.

3.6.1 Conception du microcanal, contrôle de l’écoulement et acquisition des données

Les expériences sont réalisées dans un microcanal rectiligne de largeur $W = 200 \mu\text{m}$, de hauteur $H = 200 \mu\text{m}$ et de longueur $L = 4 \text{ cm}$. Une micrographie du canal est présentée sur la figure 3.14.

Le microcanal est usiné dans un bloc en acrylique de dimensions $5 \text{ cm} \times 3 \text{ cm} \times 0,5 \text{ cm}$ à l’aide d’une tête de micro-fraisage à rotation rapide (14000 *rot/min*) (Na-

3.6. Observation microscopique du glissement aux parois

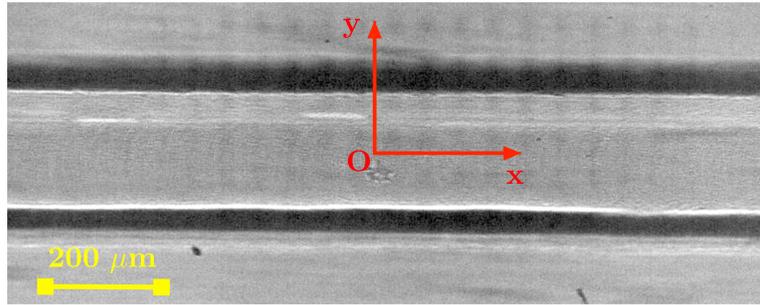


FIGURE 3.14 – Micrographie du microcanal. L'image est acquise en lumière blanche.

kanishi, modèle *HES510 – BT40*) montée sur une fraiseuse numérique (Twinhorn, modèle *VH1010*). Grâce à un alignement précis du bloc initial en acrylique sur le plateau de la fraiseuse, la profondeur du microcanal est uniforme sur toute sa longueur avec une variation inférieure à 1%. La rugosité moyenne des bords du microcanal résultant du processus de micro-fraisage est de l'ordre de $1 \mu\text{m}$, ce qui représente 0,5% de la largeur du canal. Le microcanal est scellé avec un film adhésif solide et optiquement transparent (*3M*, modèle *727 – 1280*).

Le microcanal est monté sur un microscope épifluorescent inversé (Axio Observer A1, numéro de série 3832002215.), Fig. 3.15. Les écoulements microscopiques sont visualisés grâce à un objectif de grossissement de 20X (Plan Zeiss CE-NEOFLUAR 20x/0,5) avec une ouverture numérique $NA = 0,35$ et une distance de travail $WD = 70 \text{ mm}$. Les écoulements sont générés à l'aide d'un pousse-seringue de haute précision (KdScientific, modèle Legato 110). Pour assurer un débit constant Q , indispensable pour cette étude, nous avons utilisé une seringue étanche au gaz de 10 ml (Hamilton, modèle 1010LT). Les écoulements sont éclairés par une lampe halogène puissante couplée au microscope inversé.

Pour visualiser l'écoulement, le fluide de travail, dont le comportement rhéologique est présenté au paragraphe 3.5, estensemencé avec une quantité infime de traceurs fluorescents de diamètre de $0,92 \mu\text{m}$ (Fluoresbrite Multifluorescent de Polysciences), voir Fig. 3.16.

Une série de 1000 images équidistantes dans le temps est acquise pour chaque valeur de débit volumique Q , lorsque l'écoulement est stationnaire et entièrement développé. Les images sont acquises dans le plan médian horizontal et à mi-distance entre l'entrée et la sortie du microcanal. Pour les expériences où le débit ne dépasse pas $10 \mu\text{L}/\text{min}$, nous avons utilisé une caméra Prosilica GE avec une quantification de 16 bits (modèle GE680C de Allied Technologies) de fréquence maximale égale à 200 fps . Pour les expériences où le débit est compris entre $11 \mu\text{L}/\text{min}$ et $23 \mu\text{L}/\text{min}$, une caméra Mikrotron est utilisée de fréquence maximale égale à 500 fps .

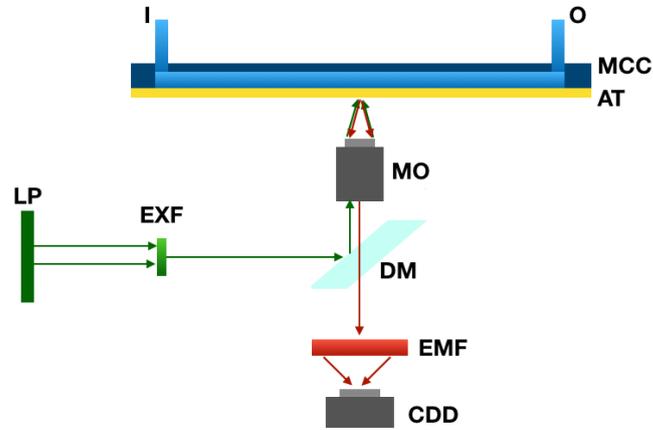


FIGURE 3.15 – Représentation schématique du dispositif expérimental microfluidique : MCC : microcanal, I : entrée du microcanal, O : sortie du microcanal, AT : ruban adhésif, MO : objectif du microscope, DM : miroir dichroïque, LP : lampe à émission de lumière, EXF : filtre d'excitation, EMF : filtre d'émission, CCD : caméra numérique.

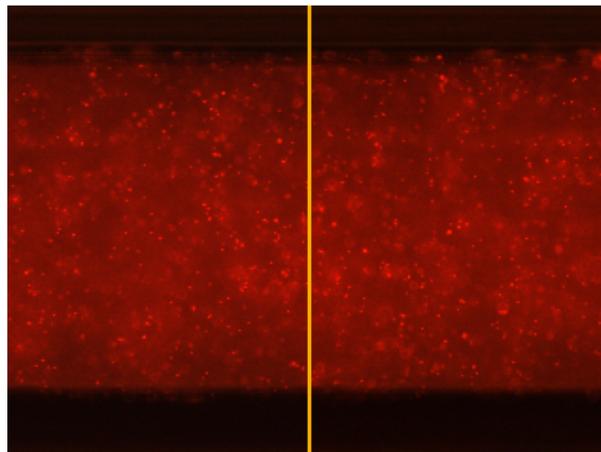


FIGURE 3.16 – Écoulement de Carbopol ensencé de traceurs fluorescents dans le microcanal. La ligne jaune sert à identifier les parois du canal (Voir le texte, Sec. 3.6.2).

3.6. Observation microscopique du glissement aux parois

3.6.2 Traitement d'images et algorithme PIV

La technique de vélocimétrie par images de particules est la technique utilisée pour caractériser l'écoulement. Cette technique est expliquée en détail dans le chapitre suivant, voir chapitre 4. La première étape de la procédure de traitement d'images consiste à identifier précisément les parois du microcanal. Cette étape est indispensable pour mesurer correctement la vitesse de glissement et les gradients de vitesse à la paroi qui représentent le cœur de cette étude microscopique. Pour cela, nous avons construit, à partir de la séquence d'images acquises, un diagramme spatio-temporel $xt = xt(t,y)$ du profil transversal de luminosité sur une ligne située au milieu du champ de vue (la ligne jaune de la figure 3.16), voir Fig. 3.17(a). Ensuite, nous avons calculé l'écart-type du diagramme spatio-temporel de luminosité le long de l'axe temporel. Enfin, nous avons identifié les bords du canal en trouvant

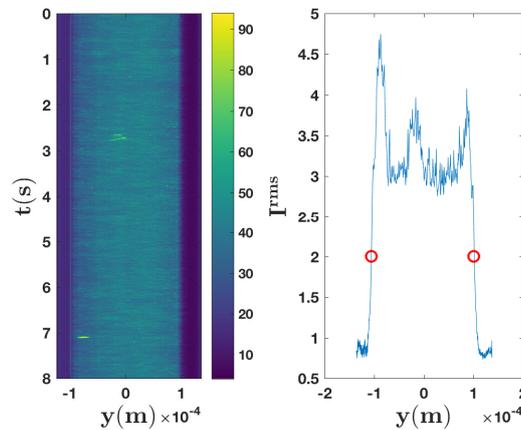


FIGURE 3.17 – Le graphique de gauche représente le diagramme spatio-temporel des profils de luminosité acquis au milieu du champ de vue. Le graphique de droite représente l'écart-type de la luminosité (I^{rms}) du diagramme spatio-temporel le long de l'axe temporel.

les deux maxima locaux de la dépendance $\left| \frac{dI^{rms}(y)}{dy} \right|$ représentée sur la figure 3.17 par les cercles rouges.

Ensuite, un arrière-plan est calculé en faisant la moyenne de toutes les images acquises. Puis, le fond moyen est soustrait de toutes les images. Ensuite, des paires d'images séparées par un intervalle de temps dt passent successivement par un algorithme PIV développé au LTeN qui utilise une séquence de fenêtres d'interrogation carrées de tailles [128, 64, 32, 16, 8] avec un recouvrement de 50%. Enfin, chaque champ de vitesse calculé, obtenu à partir de l'algorithme PIV, est filtré en utilisant un filtre médian. Pour une explication plus détaillée sur la technique de PIV ainsi que l'algorithme utilisé, veuillez vous référer au paragraphe 4.2.2.1 du chapitre 4. La résolution spatiale des champs de vitesse est de $4,5 \mu m$ (44 fois plus petite que la largeur du canal) ce qui permet d'avoir un calcul fiable des gradients de vitesse à

proximité des parois du canal et des vitesses de glissement.

3.6.3 Description des régimes d'écoulement en présence du glissement à la paroi

Dans cette partie, nous nous concentrons sur la caractérisation des profils de vitesse d'un écoulement de Carbopol dans un microcanal, en présence du glissement, pour une large gamme de débit. Pour chaque débit, et pour chacun des 1000 champs de vitesse, nous avons calculé la moyenne longitudinale du profil transversal de la vitesse axiale. Ensuite, nous avons calculé la moyenne temporelle du profil de vitesse et les écart-types correspondants.

Les profils de vitesse moyennés dans l'espace et le temps sont présentés sur la figure 3.18. En raison de la symétrie axiale de l'écoulement, les profils de vitesse sont présentés uniquement sur la moitié de la largeur du canal ($y = 0$ correspond au centre du microcanal et $y = 1 \times 10^{-4} \text{ m}$ correspond à la paroi du canal). L'écart-type des profils de vitesse est inférieur à 5% pour les différents débits étudiés. En fonction du débit imposé Q , trois régimes d'écoulement distincts sont observés sur la figure 3.18.

Pour les faibles débits ($Q < 2 \mu\text{l}/\text{min}$), le profil de vitesse observé sur la figure 3.18(a) correspond à un écoulement de type bouchon. Le gel Carbopol reste à l'état solide et, selon certaines études [13, 126], il « glisse » sur une très fine couche de liquide située à proximité des parois du canal. À notre connaissance, cette image phénoménologique n'a pas été confirmée par une visualisation directe de la couche limite. Les profils de vitesse de type bouchon sont caractéristiques du comportement solide du matériau visible sur la figure 3.13 (région **(S)**) et sont cohérents avec les observations de Pérez-González et al. [125].

Lorsque le débit augmente progressivement au-delà du premier régime d'écoulement, un deuxième régime est observé. Le gel Carbopol est partiellement déformé à proximité des parois du canal (où les gradients de vitesse sont les plus importants) et un bouchon est observé autour du centre du microcanal, voir Fig. 3.18(b). Les contraintes de cisaillement ne sont pas assez importantes pour que le matériau se déforme sur toute la largeur du canal. Ce comportement pourrait être lié à la transition solide-fluide du matériau observée sur la figure 3.13, région **(S+F)**.

Lorsque le débit augmente encore plus ($Q > 10 \mu\text{l}/\text{min}$), le gel de Carbopol est entièrement déformé sur toute la largeur du canal de sorte que le bouchon central devient négligeable, ce qui est un indicateur qualitatif que ce régime d'écoulement correspond au régime fluide observé sur la figure 3.13, région **(F)**. Nous notons que les profils de vitesse présentés sur la figure 3.18(c) peuvent être ajustés par la solution analytique de l'écoulement de Poiseuille des fluides qui suivent une loi

3.6. Observation microscopique du glissement aux parois

puissance comme modèle rhéologique [53] :

$$U = U_s + f \left[1 - \left(\frac{2y}{W} \right)^{1+\frac{1}{n}} \right], \quad (3.10)$$

où le facteur f est un paramètre d'ajustement et $n \approx 0,64$ est l'indice d'écoulement du gel de Carbopol obtenu par l'ajustement de Herschel-Bulkley (voir Fig. 3.13) et U_s est la vitesse de glissement à la paroi.

Pour les différents régimes d'écoulement, les profils de vitesse présentent clairement une vitesse de glissement non-nulle au niveau de la paroi du canal (pour $y = 1 \times 10^{-4} \text{ m}$). Les vitesses de glissement mesurées sont supérieures aux barres d'erreur des profils de vitesse près de la paroi.

Pour calculer avec précision la taille du bouchon, les gradients de vitesse et les vitesses de glissement à la paroi, chaque profil de vitesse présenté sur la figure 3.18 est ajusté par une fonction spline de matlab qui est différenciée analytiquement afin d'éviter les erreurs associées à la différenciation numérique. La taille du bouchon rigide, définie par l'étendue de la région centrale plate, est estimée en détectant la position où la variation dans la direction transversale de la vitesse axiale ne dépasse pas 0,3% de sa valeur maximale. L'évolution de la taille du bouchon rigide normalisée $\frac{W_p}{W/2}$ par rapport au débit imposé est présentée sur la figure 3.19. Pour les faibles valeurs de débit ($Q < 2 \mu\text{l}/\text{min}$), la taille du bouchon est indépendante du débit : le bouchon occupe toute la largeur du canal. Au-delà de ($Q \approx 2 \mu\text{l}/\text{min}$), la taille du bouchon diminue lorsque Q augmente. Au-delà d'une valeur critique du débit ($Q > 10 \mu\text{l}/\text{min}$), le bouchon n'est plus observé ($W_p \approx 0$) et le matériau arrive entièrement à l'état fluide.

3.6.4 Caractérisation du glissement dans les différents régimes d'écoulement

Dans cette partie, une caractérisation expérimentale du phénomène de glissement est faite, en termes de lois d'échelle qui lient les vitesses de glissement aux contraintes de cisaillement et aux gradients de vitesse à la paroi. La compréhension du comportement de ces quantités hydrodynamiques (contrainte de cisaillement, taux de cisaillement et vitesse de glissement) à proximité de la paroi est d'une importance majeure pour le développement de modèles microscopiques fiables capables d'expliquer les écoulements de fluides viscoplastiques en présence de glissement et pour la mise en œuvre de simulations numériques.

Après avoir ajusté les profils de vitesse, correspondants à chaque débit, par une fonction spline de matlab, nous avons calculé les vitesses de glissement et les gradients de vitesse au niveau de la paroi. La vitesse de glissement correspond à la valeur de la fonction spline extrapolée au niveau de la paroi et les gradients de vitesse sont estimés par la pente des quatre derniers points de cette fonction.

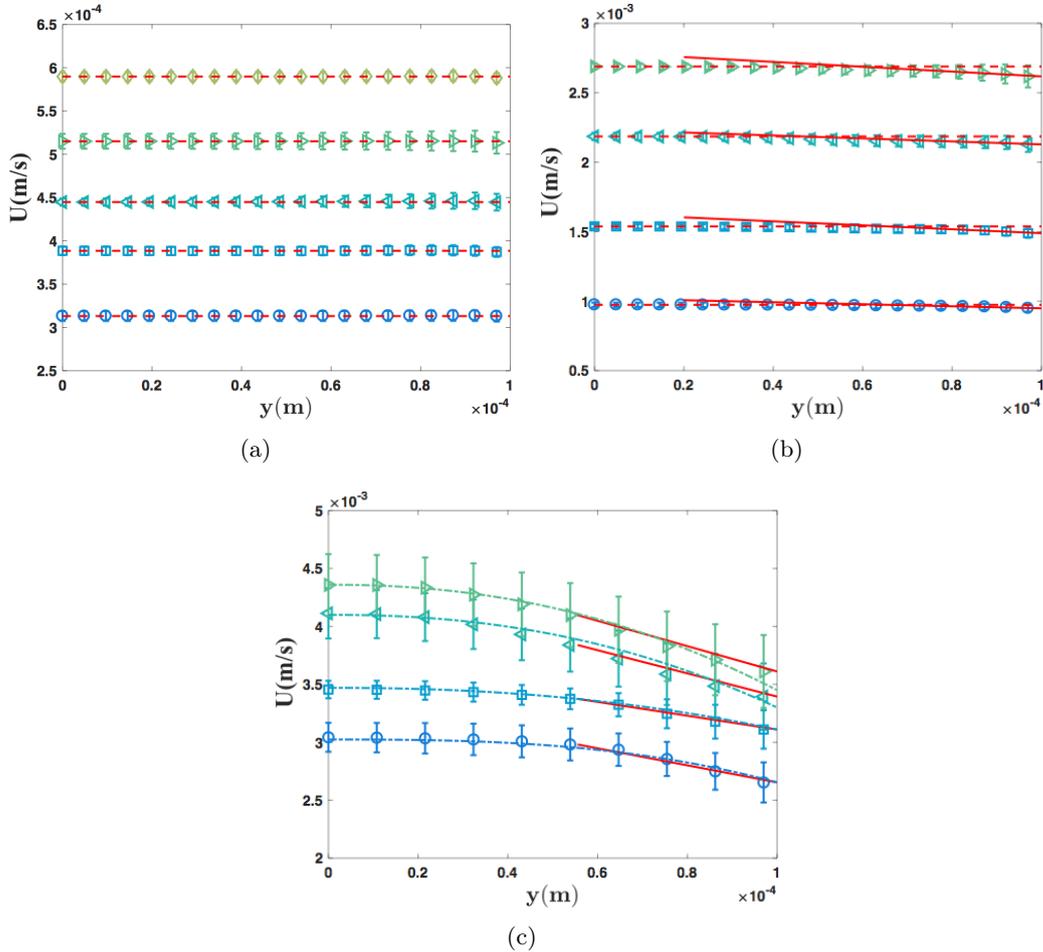


FIGURE 3.18 – Profils de vitesse pour différents valeurs de débit Q . La figure (a) correspond au régime solide : cercles- $Q = 1 \mu\text{l}/\text{min}$, carrés- $Q = 1,4 \mu\text{l}/\text{min}$, triangles point à gauche- $Q = 1,6 \mu\text{l}/\text{min}$, triangles point à droite- $Q = 1,8 \mu\text{l}/\text{min}$, losanges- $Q = 2 \mu\text{l}/\text{min}$. La figure (b) correspond au régime de transition solide-fluide : cercles- $Q = 3,5 \mu\text{l}/\text{min}$, carrés- $Q = 5,5 \mu\text{l}/\text{min}$, triangles point à gauche- $Q = 8 \mu\text{l}/\text{min}$, triangles point à droite- $Q = 10 \mu\text{l}/\text{min}$. La figure (c) correspond au régime fluide : cercles- $Q = 14 \mu\text{l}/\text{min}$, carrés- $Q = 15 \mu\text{l}/\text{min}$, triangles point à gauche- $Q = 21 \mu\text{l}/\text{min}$, triangles point à droite- $Q = 23 \mu\text{l}/\text{min}$. Pour mieux visualiser le bouchon, des lignes horizontales pointillées en rouge sont tracées des figures ((a), (b)). Les traits pointillés de la figure (c) correspondent aux solutions analytiques d'un écoulement de Poiseuille données par l'Eq. 3.10. Les lignes rouges continues représentent les gradients de vitesse à la paroi.

3.6. Observation microscopique du glissement aux parois

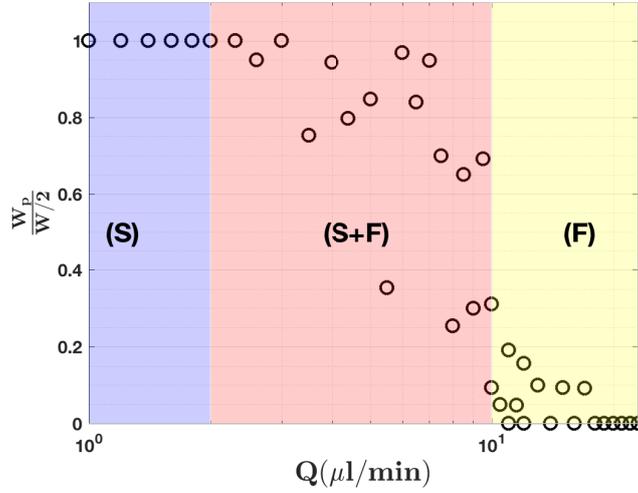


FIGURE 3.19 – Dépendance de la taille du bouchon normalisée $\frac{W_p}{W/2}$ par rapport au débit imposé. Les symboles marquant les régions colorées correspondent aux régimes de déformation : **(S)** - solide, **(S + F)** - coexistence solide-fluide, **(F)** - fluide.

La dépendance des gradients de la vitesse à la paroi par rapport au débit volumique imposé Q est présentée sur la figure 3.20(a). Dans la région solide **(S)**, le matériau n'est pas déformé et, compte tenu de la précision instrumentale de la technique utilisée, aucun gradient de vitesse n'a pu être mesuré de manière fiable près de la paroi. Au fur et à mesure que le débit Q augmente, on peut clairement remarquer l'existence de deux lois d'échelle différentes. Dans le régime de transition solide-fluide **(S+F)**, le gradient de vitesse à la paroi augmente avec le débit selon $\frac{dU}{dy}|_w \propto Q^2$ (voir la ligne continue sur la figure 3.20(a)). Une augmentation supplémentaire du débit dans le régime du fluide **(F)** conduit à une loi d'échelle différente, $\frac{dU}{dy}|_w \propto Q^3$ (voir la ligne en pointillés sur la figure 3.20(a)).

Les mesures des gradients de vitesse à la paroi $\frac{dU}{dy}|_w$ permettent de calculer les contraintes de cisaillement à la paroi τ_w en utilisant les mesures macro-rhéologiques présentées sur la figure 3.13. Nous avons considéré $\frac{dU}{dy}|_w$ comme étant le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ et nous avons interpolé les contraintes correspondantes à partir de la courbe rhéologique qui ne présente pas de glissement présentée sur la figure 3.13 par la courbe noire. Nous avons utilisé cette courbe car les rhéomètres sont utilisés pour caractériser les matériaux, à condition que le glissement à la paroi soit éliminé. En présence du glissement, les données fournies par le rhéomètre dépendent des conditions d'étude et l'écoulement n'est plus contrôlé. La nouveauté de notre approche consiste à évaluer des lois d'échelle en corrélant les mesures microscopiques des gradients de vitesse et des vitesses de glissement à la paroi aux mesures macro-rhéologiques. Ainsi, nous évitons de faire des hypothèses sur le comportement de l'écoulement en présence du glissement comme la présence d'une couche de liquide à côté de la paroi sur laquelle l'écoulement glisse [13, 126, 164] ou d'utiliser des

relations constitutives qui lient les gradients de vitesse à la paroi aux débits [125].

Les résultats de cette évaluation sont présentés sur la figure 3.20(b). Deux lois d'échelle différentes du gradient de la vitesse en fonction de la contrainte de cisaillement à la paroi sont observées. La première loi d'échelle correspond au régime de transition (**S+F**), $\frac{dU}{dy}|_w \propto \tau_w^{8\pm 0,5}$ (voir la ligne continue sur la figure 3.20(b)). Au-dessus d'une valeur critique de la contrainte de cisaillement à la paroi, une deuxième loi d'échelle est observée qui correspond au régime fluide (**F**), $\frac{dU}{dy}|_w \propto \tau_w^{5\pm 0,3}$ (voir la ligne en pointillé sur la figure 3.20(b)). Les régions ombrées en bleu indiquent les limites d'erreur des lois puissances. On peut remarquer que la valeur critique de la contrainte de cisaillement définie comme étant l'intersection entre les deux lois puissances est proche de la contrainte seuil obtenue par le modèle de Herschel-Bulkley, $\frac{\tau_w}{\tau_y} \approx 1$. Cependant, l'exposant de la loi puissance, qui correspond au régime fluide, diffère de l'indice d'écoulement n obtenu par le modèle de Herschel-Bulkley. Cette différence peut être attribuée au confinement de l'écoulement [57, 92].

La dépendance de la vitesse de glissement U_s en fonction de la contrainte de cisaillement à la paroi τ_w est présentée sur la figure 3.21(a). Comme, dans le régime solide, les gradients de vitesse à la paroi sont trop faibles pour être mesurés de manière fiable, nous n'avons pas pu calculer les contraintes de cisaillement à la paroi qui correspondent à ce régime. Pour les débits plus élevés (au-delà du régime (**S**)), deux lois d'échelle distinctes sont observées : $U_s \propto \tau_w^{3,5}$ dans le régime de coexistence solide-fluide (**S+F**) et $U_s \propto \tau_w$ dans le régime fluide (**F**).

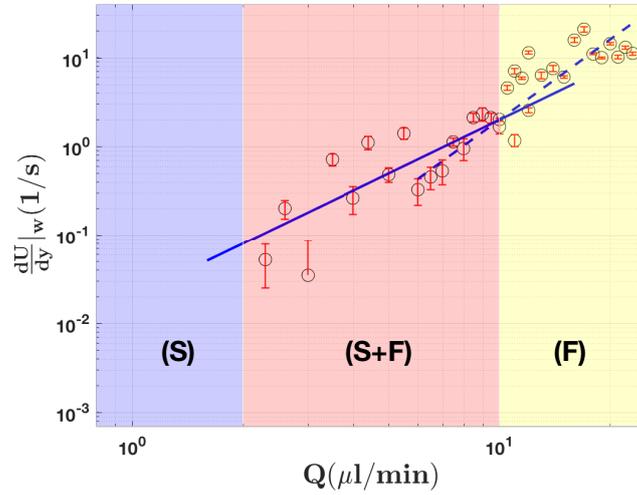
La dépendance de la vitesse de glissement U_s en fonction du gradient de vitesse à la paroi $\frac{dU}{dy}|_w$ est illustrée sur la figure 3.21(b). Dans les régimes (**S + F**) et (**F**) U_s augmente avec $\frac{dU}{dy}|_w$ selon $U_s \propto \left(\frac{dU}{dy}|_w\right)^{0,5}$ et $U_s \propto \left(\frac{dU}{dy}|_w\right)^{0,2}$, respectivement.

3.6.5 Comparaison avec les résultats précédents de la littérature

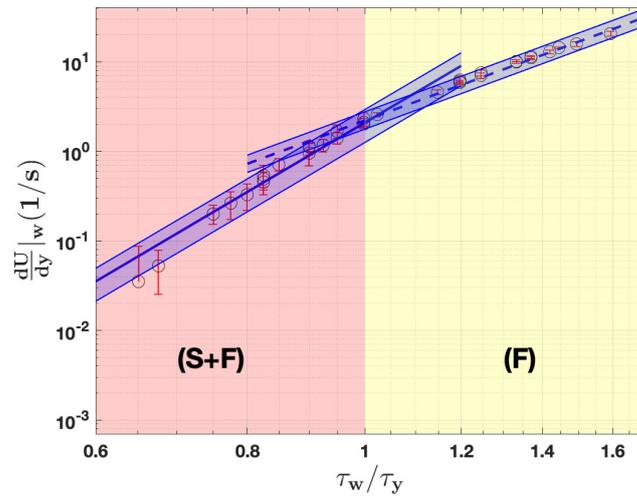
Nous comparons dans ce qui suit les lois d'échelle décrites au paragraphe 3.6.4 avec les résultats existants dans la littérature.

Pérez-González et al. [125] ont étudié le comportement d'un écoulement de Carbowol en présence de glissement dans un canal de taille de quelques millimètres. Ils ont estimé le taux de cisaillement apparent $\dot{\gamma}_a$ et la contrainte de cisaillement à la paroi τ_w comme étant respectivement $\dot{\gamma}_a = \frac{32Q}{\pi D_e^3}$, $\tau_w = \frac{\Delta P}{4 \frac{L}{D_e}}$, où ΔP est la différence de pression entre les extrémités du capillaire, L et D_e sont respectivement la longueur et le diamètre du capillaire en verre et Q est le débit calculé en intégrant les profils de vitesse. En accord avec nos conclusions, ils ont identifié trois régimes d'écoulement distincts : un écoulement bouchon, une transition solide-liquide et un écoulement fluide avec glissement à des taux de cisaillement relativement élevés. Le taux de cisaillement apparent $\dot{\gamma}_a$ augmente avec la contrainte de cisaillement à la paroi τ_w selon $\dot{\gamma}_a \propto \tau_w^{2,5}$ dans le régime fluide. Cette loi d'échelle diffère de celle que

3.6. Observation microscopique du glissement aux parois

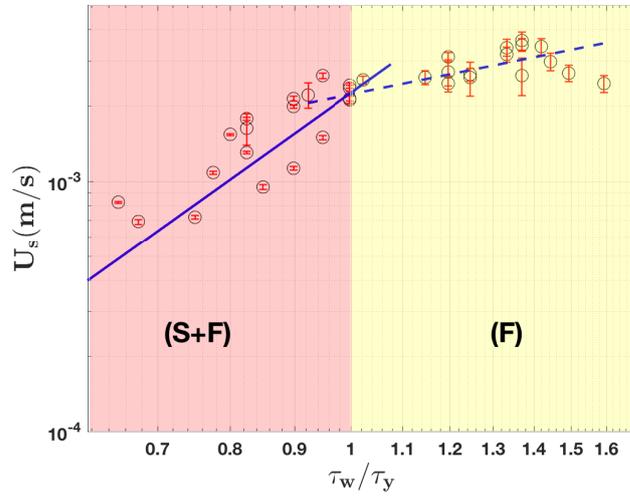


(a)

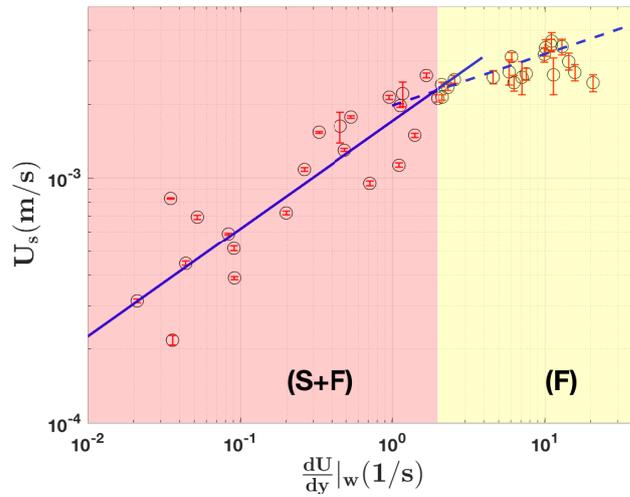


(b)

FIGURE 3.20 – (a) Dépendance du gradient de vitesse à la paroi par rapport au débit imposé Q . La ligne continue (-) et la ligne pointillée (- -) sont des guides pour l'œil, $\frac{dU}{dy}|_w \propto Q^2$ et $\frac{dU}{dy}|_w \propto Q^3$, respectivement. (b) Dépendance du gradient de vitesse à la paroi par rapport à la contrainte de cisaillement réduite τ_w/τ_y . La ligne continue (-) et la ligne pointillée (- -) sont des guides pour l'œil, $\frac{dU}{dy}|_w \propto \tau_w^{8 \pm 0,5}$ et $\frac{dU}{dy}|_w \propto \tau_w^{5 \pm 0,3}$, respectivement. Les régions ombrées en bleu représentent les limites d'erreur des lois puissances.



(a)



(b)

FIGURE 3.21 – (a) Dépendance de la vitesse de glissement U_s par rapport à la contrainte de cisaillement τ_w . La ligne continue (-) et la ligne pointillée (- -) sont des guides pour l'œil, $U_s \propto \tau_w^{3,5}$, $U_s \propto \tau_w$, respectivement. (b) Dépendance de la vitesse de glissement U_s par rapport au gradient de vitesse à la paroi $\frac{dU}{dy}|_w$. La ligne continue (-) et la ligne pointillée (- -) sont des guides pour l'œil, $U_s \propto \left(\frac{dU}{dy}|_w\right)^{0,5}$ et $U_s \propto \left(\frac{dU}{dy}|_w\right)^{0,1}$, respectivement.

3.6. Observation microscopique du glissement aux parois

nous observons, $\frac{dU}{dy}|_w \propto \tau_w^5$ (la ligne pointillée de la figure 3.20(b)). Cette différence pourrait être liée à la façon dont $\dot{\gamma}_a$ est calculé ($\dot{\gamma}_a = \frac{32Q}{\pi D^3}$). Cette formule suppose que le profil de vitesse est parabolique et qu'il n'y a pas de glissement au niveau des parois, ce qui n'est pas le cas pour un gel Carbopol qui s'écoule dans un capillaire en verre.

Par observation directe d'un écoulement rhéométrique d'un gel, Meeker et al. dans Refs. [98, 99] ont observé trois régimes de glissement. Dans le régime solide, ils ont trouvé que la vitesse de glissement augmente en fonction du carré de la contrainte, tandis que dans le régime de déformation intermédiaire, pour $1 < \frac{\tau}{\tau_y} < 1.5$, ils ont trouvé une vitesse de glissement constante. Dans nos expériences, la vitesse de glissement augmente linéairement avec la contrainte de cisaillement à la paroi pour $\tau > \tau_y$, $U_s \propto \tau_w$.

Péméja et al. [124] ont obtenu deux lois d'échelle de glissement à la paroi pour un écoulement d'un gel de Carbopol dans un microcanal : pour des contraintes de cisaillement à la paroi faibles, $U_s \propto \tau_w^2$, alors que pour des contraintes plus élevées, ils ont obtenu une loi linéaire. La loi d'échelle quadratique est en contradiction avec le résultat présenté sur la figure 3.21(a), $U_s \propto \tau_w^{3.5}$, alors que la loi d'échelle linéaire est conforme à celle de nos résultats.

Pour décrire le comportement de glissement à la paroi, Kaylon a proposé la relation suivante entre la vitesse de glissement et la contrainte de cisaillement à la paroi [77] :

$$U_s = \beta(\tau_w)^{1/n_b}. \quad (3.11)$$

β relie l'épaisseur de la couche de glissement δ à la consistance du « liquide liant » κ_b et à son indice d'écoulement n_b , $\beta = \frac{\delta}{\kappa_b^{1/n_b}}$. Cette relation phénoménologique simple est dérivée en se basant sur l'hypothèse de l'existence d'une couche de solvant de largeur δ à proximité des parois. Une telle hypothèse est souvent utilisée pour dériver des modèles phénoménologiques simples [164]. Le gel Carbopol est considéré comme un système de microparticules de gel gonflées [126]. Comme le solvant du gel Carbopol est l'eau, le « fluide liant » pourrait être considéré comme un fluide newtonien, $\kappa_b = 10^{-3} Pa.s$ et $n_b = 1$. Dans le régime fluide, U_s s'échelonne linéairement avec τ_w , $U_s \propto \tau_w$ (la ligne pointillée de la figure 3.21(a)). Cette loi d'échelle linéaire confirme l'hypothèse qui considère que le « fluide liant » est newtonien, $n_b = 1$. Une loi d'échelle similaire est trouvée par Poumaere et al. [129] alors qu'elle diffère de celles prédites théoriquement par Piau [126], $U_s \propto \tau_w^{1/3}$ pour un système peu dense (de faible concentration massique de Carbopol) et $U_s \propto \tau_w^2$ pour un système dense. Cette différence pourrait être liée au fait que le fluide liant est considéré comme un fluide non-newtonien dans Ref. [126]. Dans notre étude, le facteur mesuré $\beta = 70 \cdot 10^{-6} m.Pa^{-1}.s^{-1}$ conduit à une couche de glissement d'épaisseur $\delta \approx 0,07 \mu m$. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle trouvée par Jiang et al. [73], $\delta \approx 0,1 \mu m$, et par Poumaere et al. [129], $\delta \approx 0,23 \mu m$. Cependant, cette largeur, obtenue par des estimations aussi simples, est bien trop petite pour

qu'elle soit accessible par une visualisation directe de l'écoulement, ce qui signifie que la principale hypothèse utilisée pour prévoir la largeur de la couche limite reste pour l'instant une simple hypothèse. Cela justifie l'approche que nous avons utilisé qui consiste à ne se baser sur aucune hypothèse, mais à calculer les contraintes en reliant le comportement rhéologique en régime permanent aux mesures directes des gradients de vitesse de la paroi.

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, la caractérisation rhéologique des fluides de travail est présentée. Pour le fluide newtonien, l'Emkarox, nous avons observé, en appliquant une vitesse de cisaillement constante, que la viscosité augmente exponentiellement en fonction de la concentration massique en Emkarox, voir Fig. 3.5. Pour le fluide à seuil, le Carbopol, une caractérisation rhéologique en régime instationnaire est réalisée. Une rampe de contrainte ascendante suivie d'une rampe descendante est utilisée comme test rhéologique. Les mesures du taux de cisaillement en fonction de la contrainte appliquée révèlent l'existence de trois régimes d'écoulement : solide, transition solide-fluide et fluide. Les mesures qui correspondent à la rampe ascendante et descendante ne sont pas réversibles et un hystérésis rhéologique apparaît. Certains attribuent ces observations à un excès d'agitation lors de la préparation du gel de Carbopol qui aboutit à la dégradation de la microstructure. Un protocole chimique est utilisé permettant de visualiser la microstructure en éliminant la possibilité d'hystérésis dû à la détérioration de la microstructure. La dépendance des mesures rhéologiques en fonction du temps de forçage caractéristique t_0 (la durée d'application d'un niveau contrainte) est également étudiée. Une forte dépendance des mesures rhéologiques par rapport à t_0 se manifeste dans les régimes de déformation (**S**) et (**S+F**), voir Fig. 3.9. Cependant, les effets d'instationnarité sont négligeables dans le régime fluide qui est décrit par la loi de Herschel-Bulkley. Dans la limite asymptotique d'un forçage stationnaire $t_0 \rightarrow \infty$, nous avons démontré que le comportement du Carbopol se rapproche d'un fluide à seuil idéal. Les mesures qui correspondent à la rampe ascendante et descendante deviennent réversibles et l'hystérésis a tendance à disparaître. Enfin, la caractérisation rhéologique est réalisée pour des solutions de Carbopol de concentrations massiques différentes qui seront utiles pour la suite de cette étude.

La caractérisation rhéologique du Carbopol a fait l'objet de la publication suivante :

E. Younes, M. Himl, Z. Stary, V. Bertola et T. Burghilea.
« On the elusive nature of Carbopol gels : “model”, weakly thixotropic, or time-dependent viscoplastic materials ? », *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 281 :104315, 2020.

La caractérisation du phénomène de glissement à la paroi lors d'un écoulement

3.7. Conclusion

de gel de Carbopol dans un microcanal a fait partie de notre étude. En utilisant la vélocimétrie par image de particules, des mesures de champs de vitesse sont effectuées pour une large gamme de débit. En fonction du débit imposé, trois régimes d'écoulement distincts sont observés. Pour les faibles débits, nous avons observé un régime d'écoulement de type bouchon, Fig. 3.18(a). Lorsque le débit augmente progressivement, le gel de Carbopol est partiellement déformé à proximité des parois du canal, et un bouchon est toujours observé autour du centre du microcanal, Fig. 3.18(b). Lorsque le débit augmente encore plus, le gel de Carbopol est totalement déformé sur toute la largeur du canal, Fig. 3.18(c). Les mesures des profils de vitesse ont permis d'obtenir les gradients de vitesse et les vitesses de glissement en extrapolant les profils de vitesse au niveau de la paroi du canal. Nous avons utilisé la dépendance entre la contrainte et le taux de cisaillement obtenue par les mesures rhéologiques et nous avons établi des lois d'échelle des vitesses de glissement en fonction des gradients de vitesse et des contraintes de cisaillement à la paroi. Cette procédure a l'avantage de ne faire absolument aucune hypothèse sur la structure d'écoulement ou le comportement rhéologique du matériau. Deux lois d'échelle distinctes de la vitesse de glissement en fonction de la contrainte de cisaillement et du gradient de vitesse à la paroi sont détectées dans le régime de transition (**S+F**) et dans le régime fluide (**F**).

Cette dernière étude, concernant la caractérisation du glissement, a fait l'objet de deux publications :

E. Younes, C. Castelain, V. Bertola, T. Burghelea,
« Slippery flows of a Carbopol gel in a micro-channel »,
Physical Review Fluids, 5 :083303, 2020.

E. Younes, V. Bertola, C. Castelain, T. Burghelea,
« Microscopic flows of a simple yield stress material in the presence of wall slip »,
Congrès Français de Mécanique CFM2019.

Dispositif expérimental et techniques de mesure

Sommaire

4.1	Description du dispositif expérimental	78
4.1.1	Conception du mélangeur	79
4.1.2	Système d'alimentation en fluide	80
4.1.3	Système de contrôle	80
4.1.3.1	Interface graphique	80
4.1.3.2	Pilotage des moteurs contrôlant les cylindres	81
4.1.3.3	Pilotage des moteurs contrôlant les seringues	81
4.1.3.4	Synchronisation de la caméra et des cylindres	83
4.2	Méthodes expérimentales	83
4.2.1	Système optique	83
4.2.2	Techniques de mesure	86
4.2.2.1	Vélocimétrie par images de particules (PIV)	86
4.2.2.1.1	Principe de la PIV	86
4.2.2.1.2	Traceur utilisé :	86
4.2.2.1.3	Intervalle de temps entre deux images successives :	87
4.2.2.1.4	Traitement d'images et algorithme PIV	87
4.2.2.2	Fluorescence induite par laser (LIF)	88
4.2.2.2.1	Principe de la LIF	88
4.2.2.2.2	Concentration en fluorescéine	88
4.2.2.2.3	Temps d'exposition	89
4.2.2.2.4	Distribution transversale et longitudinale de l'intensité de la lumière	90
4.3	Validation du montage expérimental	93
4.4	Conclusion	96

Le dispositif expérimental utilisé dans notre étude est entièrement dimensionné, conçu et fabriqué dans le cadre de la thèse. Dans ce projet, on s'intéresse à la caractérisation du régime d'advection chaotique dans des écoulements de fluides newtoniens et à seuil ainsi qu'à la caractérisation du mélange. Dans ce but, deux

méthodes expérimentales sont utilisées : la vélocimétrie par images de particules (PIV) pour les mesures des champs de vitesse et la fluorescence induite par laser (LIF) pour la visualisation des cartographies de mélange. À partir de ces deux mesures, d'autres grandeurs caractérisant l'écoulement ont pu être évaluées. Dans ce chapitre, nous décrivons en détail la conception du dispositif expérimental, les techniques de mesure utilisées et la validation du montage expérimental.

4.1 Description du dispositif expérimental

La figure 4.1 présente le schéma global du dispositif expérimental. Le mélangeur est placé sur une table optique pour limiter les problèmes causés par les vibrations et pour assurer l'alignement du système optique utilisé. Les tests de mélange nécessitent l'injection de deux fluides distincts (le premier avec colorant et le deuxième sans colorant). Le système d'alimentation en fluide comprend deux pousse-seringues pour assurer deux alimentations différentes avec un débit parfaitement identique.

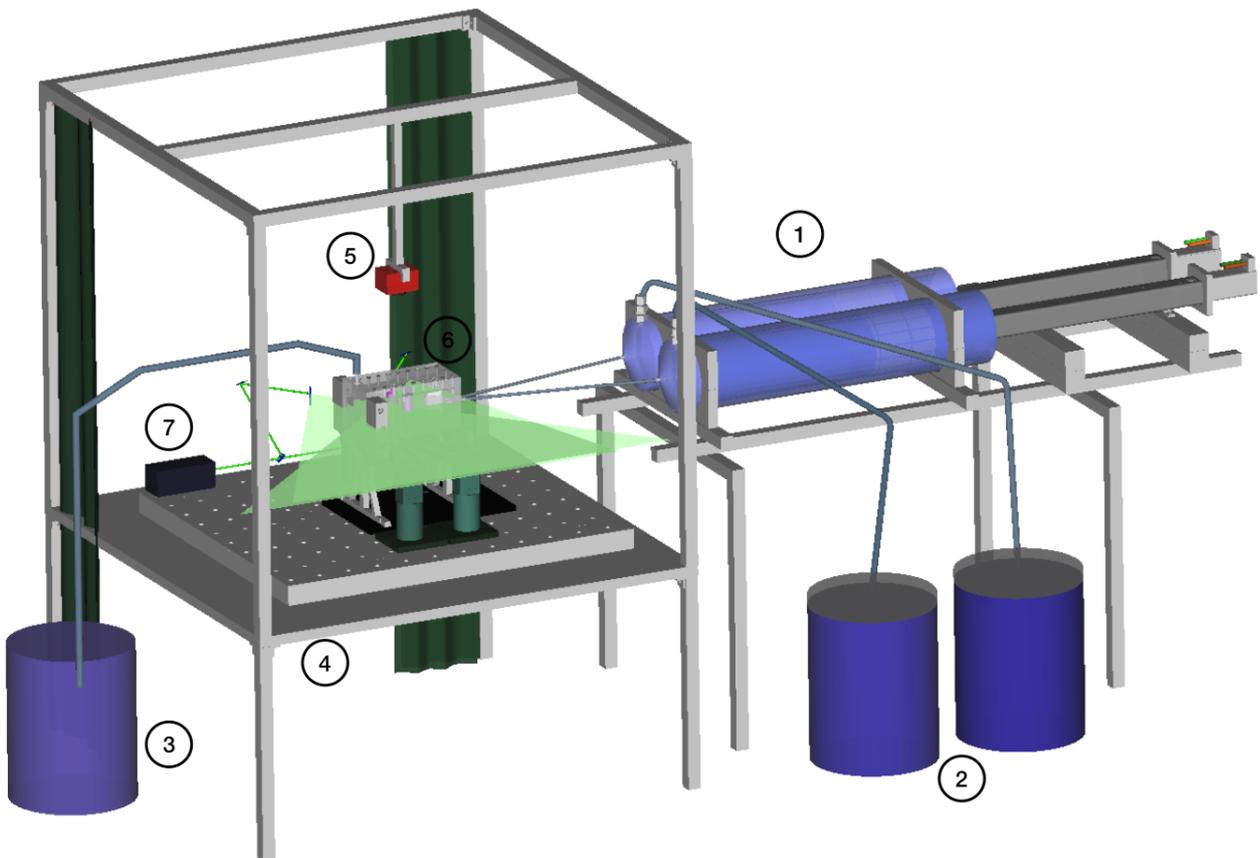


FIGURE 4.1 – Schéma global du dispositif expérimental : 1- deux pousse-seringues, 2- deux solutions d'entrée, 3- fût de sortie, 4- table optique, 5- caméra, 6- mélangeur, 7- laser.

4.1. Description du dispositif expérimental

4.1.1 Conception du mélangeur

Le mélangeur RAW est représenté sur la figure 4.2. Il est formé d'un canal principal composé de parois transparentes en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) permettant la visualisation de l'écoulement.

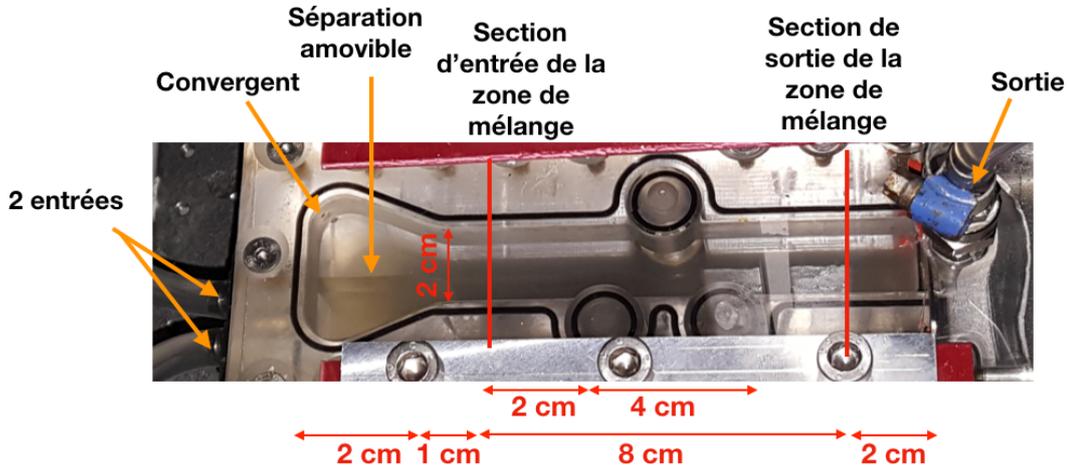


FIGURE 4.2 – Photographie du mélangeur.

Les rapports de dimensions présentés au paragraphe 2.1.1 du chapitre 2 sont respectés lors de l'usinage. Le canal a une longueur principale de $L = 8 \text{ cm}$ et une section rectangulaire de largeur W égale à 2 cm et de hauteur H égale à 4 cm , voir Fig. 4.2. La zone de mélange active est constituée de trois cylindres en PMMA de rayons égaux $R = 1 \text{ cm}$. Les cylindres sont positionnés verticalement sur toute la hauteur du canal, leur axe de rotation étant perpendiculaire au plan horizontal du mélangeur. La distance entre le centre du premier cylindre et l'entrée de la zone de mélange est égale à 2 cm . Les centres des deux cylindres situés sur la même paroi sont séparés d'une distance égale à 4 cm . Le troisième cylindre est situé sur la paroi en face, au milieu des deux cylindres opposés. La distance de saillie des cylindres dans le canal est égale à $\Delta = \frac{W}{6} = 0,33 \text{ cm}$.

Le mélangeur dispose de deux entrées cylindriques de diamètre égal à $0,5 \text{ cm}$ chacune et une sortie cylindrique de diamètre égal à 1 cm . Les deux entrées sont positionnées à la mi-hauteur du canal. Elles alimentent un convergent de longueur de 2 cm et d'un angle de 45° . Une séparation amovible est ajoutée entre les deux fluides pour éviter le mélange en amont de la section d'entrée de la zone de mélange. Elle est située à la moitié de la largeur du canal, voir Fig. 4.2. Pour les écoulements laminaires, la longueur de développement L_D de l'écoulement est donné par $\frac{L_D}{D_h} \approx 0,06Re$ où $D_h = \frac{4A}{P}$ est le diamètre hydraulique de la section de passage, A et P sont respectivement l'aire et le périmètre de la section de passage. Ainsi, afin d'obtenir un profil de vitesse développé à la section d'entrée de la zone de mélange, une section droite de longueur 1 cm est ajoutée après le convergent. À la sortie de

la zone de mélange, une section droite de longueur 2 *cm* est positionnée pour éviter que les mesures effectuées en sortie de la zone de mélange ne soient affectées par des courants de retour. La sortie est positionnée sur la paroi supérieure pour faciliter le remplissage total du canal en fluide.

Le mélangeur est usiné avec une fraiseuse à 4 axes et les cylindres sont réalisés à l'aide d'un tour à commande numérique. Les cylindres et les parois du canal sont soigneusement polis pour améliorer leur transparence optique et permettre l'éclairage et la visualisation de l'écoulement.

4.1.2 Système d'alimentation en fluide

Le système d'alimentation en fluide est constitué de deux seringues qui sont fabriquées au LTeN, voir Fig. 4.3. Pour assurer un débit continu pendant une durée suffisante, nous avons dimensionné des seringues de rayon intérieur égal à 6 *cm* et de longueur égal à 40 *cm*. Chaque seringue peut contenir 4*L* de fluide. Cette quantité est suffisante pour au moins un test expérimental dans la gamme de paramètres utilisés. Les seringues sont en PMMA pour vérifier visuellement qu'il n'y a pas de présence d'air qui puisse affecter le débit. Les pistons sont en polyamide munis de deux joints d'étanchéité toriques situés au plus près de la tête du piston (voir Fig. 4.3) pour éviter les fuites.

Les têtes des seringues sont reliées à deux réservoirs différents contenant les fluides par l'intermédiaire de tuyaux souples, voir Fig. 4.1. Le remplissage des seringues se fait par dépression en tirant les pistons ce qui permet d'aspirer le fluide. Pour chasser l'air emprisonné, les pistons parcourent plusieurs allers-retours avant de commencer les essais expérimentaux.

L'entraînement de fluides visqueux à débit constant nécessite des pressions élevées. Pour y parvenir, le débit est généré en connectant chaque piston à un vérin linéaire très résistant et de très haute précision. Compte tenu des forces nécessaires pour déplacer les pistons, et pour éviter toute rupture mécanique, une fixation rigide de l'ensemble du système d'alimentation est alors nécessaire. De plus, pour assurer un mouvement de translation linéaire et continu des vérins, l'ensemble vérins-seringues a nécessité un alignement très précis.

4.1.3 Système de contrôle

Le système de contrôle comprend le pilotage des moteurs contrôlant les cylindres, le pilotage des moteurs contrôlant les vérins et la synchronisation de la caméra avec les cylindres. Ce système est mis en place par le service technique du LTeN et il est développé en utilisant le logiciel LabVIEW.

4.1.3.1 Interface graphique

L'interface graphique présentée sur la figure 4.4 permet la commande du :

4.1. Description du dispositif expérimental

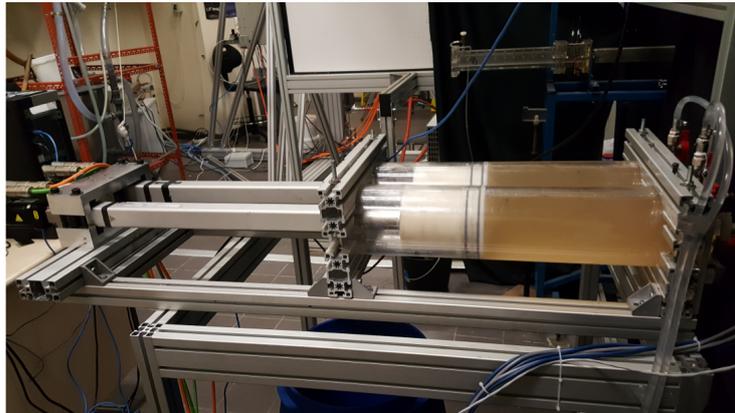


FIGURE 4.3 – Photographie des pousse-seringues.

1. Protocole de rotation de chacun des trois cylindres. À travers cette interface, nous indiquons l'amplitude, la fréquence de rotation et le déphasage de la vitesse angulaire.
2. Débit imposé par chacune des seringues.
3. Intervalle de temps entre deux images successives, la fréquence et la durée d'acquisition des images.

4.1.3.2 Pilotage des moteurs contrôlant les cylindres

Les cylindres rotatifs sont contrôlés indépendamment par trois moteurs pas à pas. Le mouvement de rotation est transmis aux cylindres par des courroies dentées. L'utilisateur indique le protocole de rotation via l'interface graphique (cylindres fixes, mouvement de rotation continu ou sinusoïdal). Les moteurs sont pilotés par un contrôleur en temps réel. Les moteurs sont munis d'encodeurs qui mesurent leurs positions angulaires. Les encodeurs sont à leur tour connectés à un module qui travaille en boucle fermée et apporte des corrections en temps réel sur la commande du moteur. Le contrôleur transmet la position de chaque moteur à l'utilisateur qui peut s'assurer de la correspondance entre le mouvement désiré et le mouvement réellement effectué, voir Fig. 4.5.

4.1.3.3 Pilotage des moteurs contrôlant les seringues

Les fluides sont injectés par deux pousse-seringues contrôlés par deux vérins linéaires. Le système de pilotage est présenté sur la figure 4.6. L'utilisateur indique via l'interface graphique le débit imposé par chaque seringue. Le contrôleur en temps réel transmet le mouvement de rotation aux moteurs contrôlant les seringues. Les vérins sont reliés aux moteurs par l'intermédiaire des boîtes de vitesses. Les boîtes de vitesses transforment le mouvement de rotation des moteurs en mouvement de translation. Les vérins se mettent en mouvement de translation linéaire et poussent les pistons. Les moteurs sont munis d'encodeurs qui permettent de mesurer les po-

Chapitre 4. Dispositif expérimental et techniques de mesure

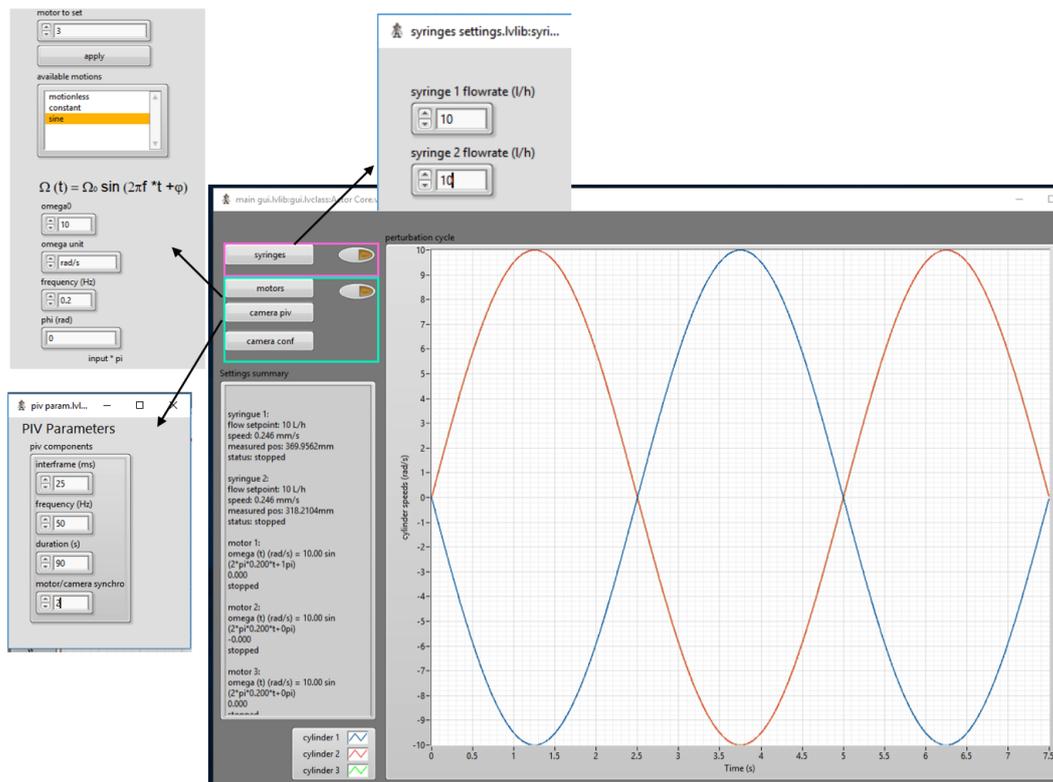


FIGURE 4.4 – Interface graphique.

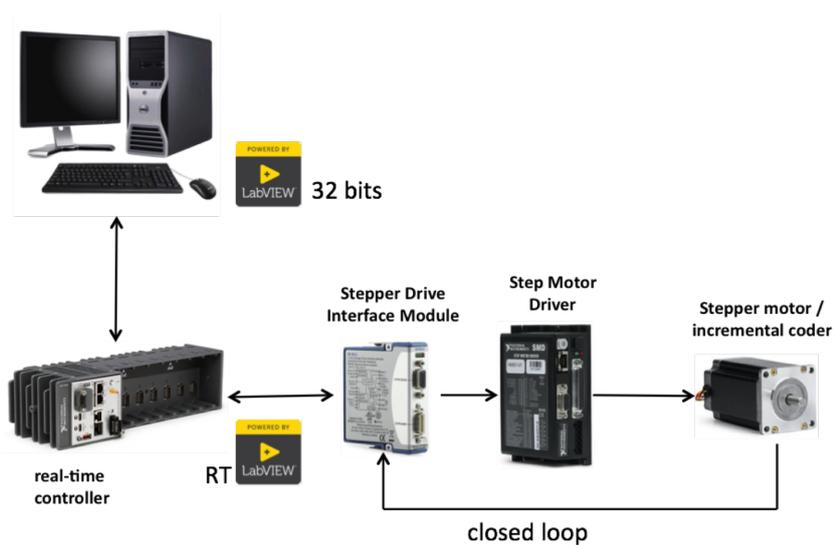


FIGURE 4.5 – Système de contrôle des cylindres.

4.2. Méthodes expérimentales

sitions des vérins. Si la position du vérin dépasse la limite de sa course le courant se coupe. Cela permet d'éviter toute casse mécanique.

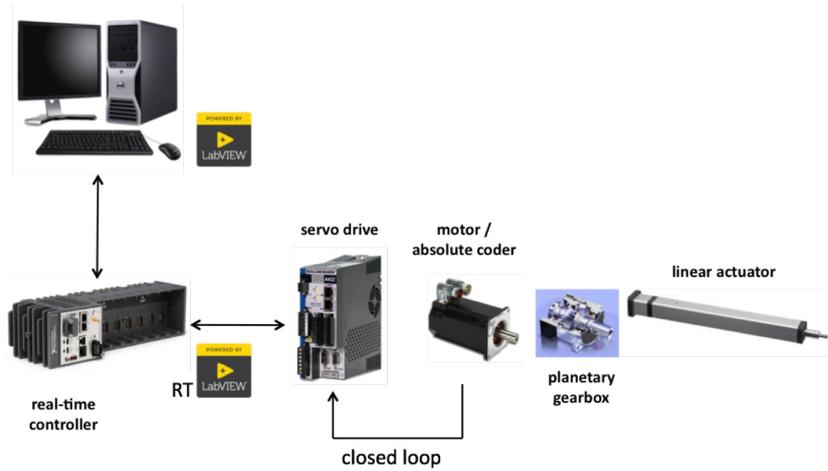


FIGURE 4.6 – Système de contrôle des seringues.

4.1.3.4 Synchronisation de la caméra et des cylindres

La caméra est déclenchée par le contrôleur en temps réel. La synchronisation se fait au démarrage du mouvement de rotation des cylindres. Une fois que les cylindres commencent à tourner, l'acquisition des images se déclenche. Le temps $t = 0$ s de la caméra correspond à $t = T = 0$ s des cylindres. De cette façon, en sachant à quel instant, une image est prise, nous pouvons déterminer à quel moment de la période elle correspond, voir Fig. 4.7.

4.2 Méthodes expérimentales

Dans notre étude, deux techniques de mesure sont mises en œuvre : la vélocimétrie par images de particules (PIV) pour les mesures des champs de vitesse et la fluorescence induite par laser (LIF) pour la visualisation des cartographies de mélange.

4.2.1 Système optique

Pour les deux techniques de mesure, le même système optique est mis en place, il est représenté sur la figure 4.8. Il est formé :

1. d'une source laser continue (laser RayPower de Dantec Dynamics) qui émet un faisceau vert de longueur d'onde $\lambda_l = 514$ nm.
2. d'un bloc d'optique composé d'un miroir semi-transparent qui divise le faisceau laser en deux afin de générer deux nappes laser, voir Fig. 4.8(a). Ensuite,

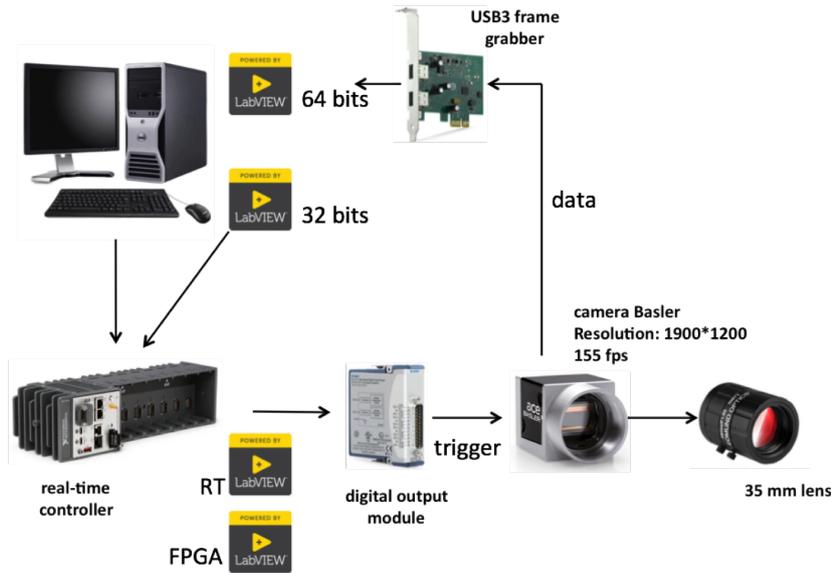
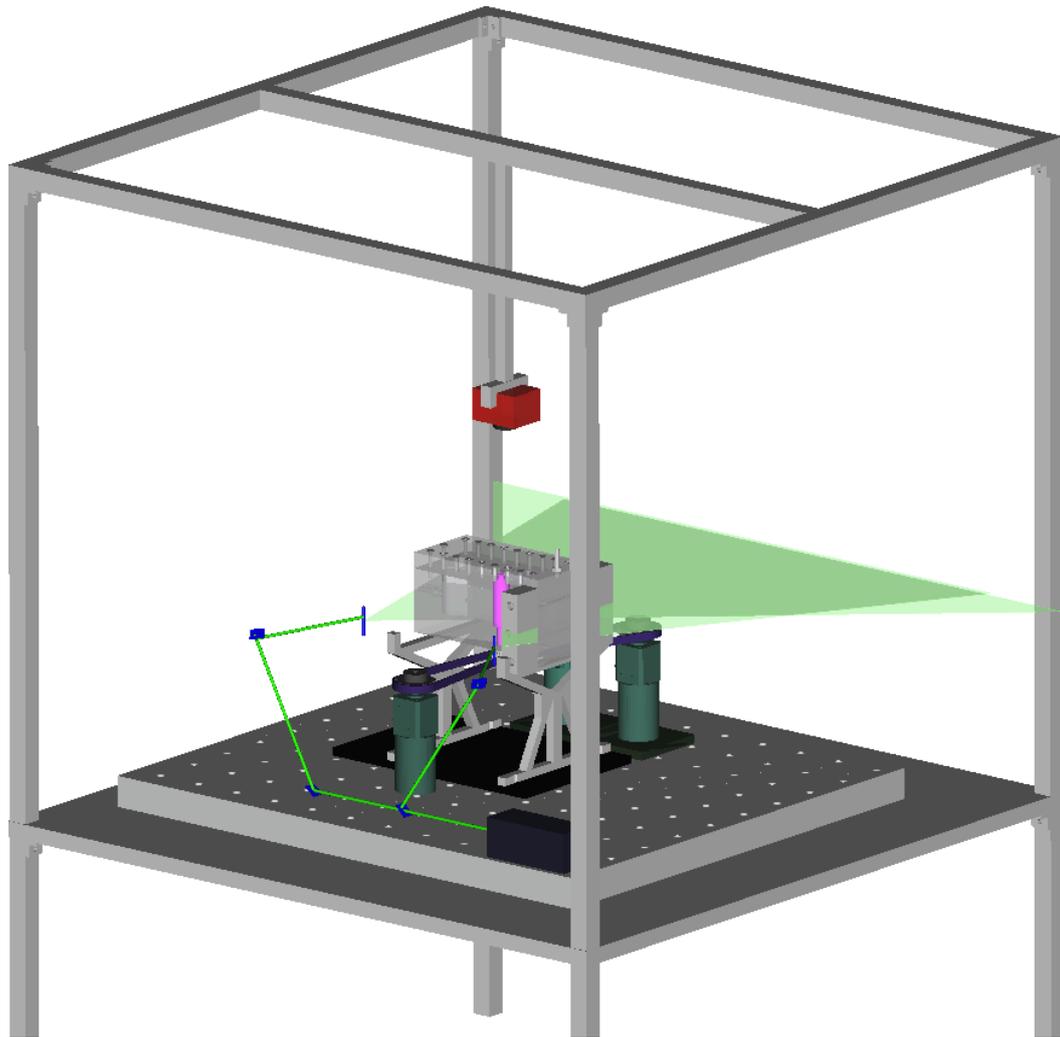


FIGURE 4.7 – Système de synchronisation de la caméra et des moteurs.

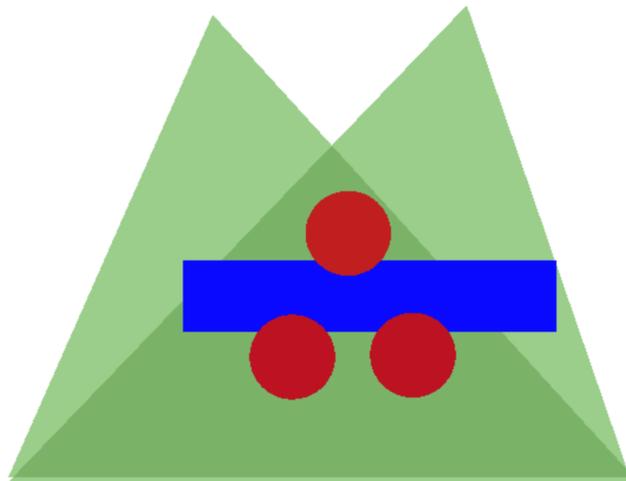
les deux faisceaux générés sont déviés verticalement puis horizontalement par des miroirs, voir Fig. 4.8(a). Enfin, deux tiges de verre verticales sont utilisées pour générer deux nappes laser horizontales positionnées au milieu de la hauteur du canal où les effets des parois sont négligeables afin de pouvoir comparer les mesures expérimentales et les simulations numériques bidimensionnelles. L'idée derrière les deux nappes est d'augmenter l'intensité de la lumière dans des zones obscures qui se forment derrière le cylindre. Ces zones sont dues à la réfraction optique causée par la surface concave du cylindre. Elles empêchent la visualisation de l'écoulement à travers le cylindre. Pour cela, il est nécessaire de créer deux nappes laser qui viennent des deux côtés du cylindre. Ces deux nappes se croisent juste avant le mélangeur, voir Fig. 4.8(b). Notons que, par cette méthode, nous avons pu augmenter l'intensité de la lumière dans les zones obscures, mais nous n'avons pas pu les éviter totalement.

3. d'une caméra monochrome en 12 bits (Basler ace USB 3.0 Camera, modèle acA1920-155um) avec une résolution de 1920 pixels \times 1200 pixels équipée d'un objectif de 35 mm (de Edmund Optics). La caméra est positionnée au-dessus du mélangeur de telle sorte que la zone d'observation couvre la zone de longueur 8 cm de la figure 4.2. La résolution spatiale est de $41,67 \mu\text{m}/\text{pixel}$. Après avoir focalisé la caméra, elle reste fixe pour toutes les mesures expérimentales.

4.2. Méthodes expérimentales



(a)



(b)

FIGURE 4.8 – Schéma (a) tridimensionnel et (b) bidimensionnel du système optique.

4.2.2 Techniques de mesure

Après avoir mis en place le système optique, nous avons procédé aux mesures expérimentales en utilisant les techniques suivantes.

4.2.2.1 Vélocimétrie par images de particules (PIV)

4.2.2.1.1 Principe de la PIV

La PIV est une technique qui permet de calculer la vitesse instantanée d'un écoulement en déterminant le déplacement de particules ajoutées au fluide dans un plan illuminé par une nappe laser. Le principe consiste à enregistrer deux images successives séparées d'un intervalle de temps dt . Les images sont ensuite divisées en mailles appelées fenêtres d'interrogation. Puis, le déplacement d'un groupe de particules contenu dans chaque maille est calculé par l'intermédiaire de la corrélation croisée utilisant la transformée de Fourier rapide FFT. La corrélation est appliquée entre deux fenêtres d'interrogation situées à la même position sur deux images successives. La valeur maximale de la corrélation correspond au déplacement de particules le plus probable. Connaissant le temps qui sépare les deux images, et connaissant la résolution spatiale des images enregistrées, le champ de déplacement est converti en champ de vitesse, voir Fig. 4.9.

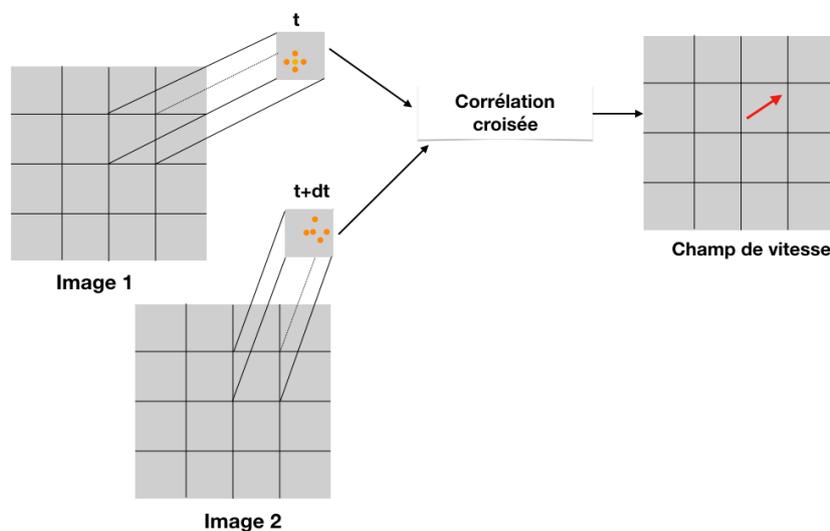


FIGURE 4.9 – Principe de la technique PIV.

4.2.2.1.2 Traceur utilisé :

Dans notre étude, le fluide estensemencé de particules de verre sphériques creuses de diamètre de $10 \mu m$ (de Dantec Dynamics). La concentration des particules est choisie de façon à avoir 5 à 7 particules dans une fenêtre d'interrogation. Un nombre excessif de particules entraîne une perte de contraste de l'image et peut perturber

4.2. Méthodes expérimentales

l'écoulement, tandis qu'un nombre insuffisant de particules engendre des fenêtres d'interrogation vides et des champs de vitesse erronés.

4.2.2.1.3 Intervalle de temps entre deux images successives :

L'intervalle de temps entre deux images successives est un paramètre très important de la technique PIV. Il est choisi tel qu'on puisse détecter le déplacement des particules. Pour une faible valeur de dt , on ne peut pas détecter le faible déplacement des particules, et pour une grande valeur, les particules sortent de la fenêtre d'interrogation. Dans notre étude, nous travaillons toujours avec une vitesse à l'entrée constante. Un seul dt est utilisé pour toutes les mesures. L'intervalle de temps entre deux images successives est de 25 *ms*. Il est choisi de telle sorte que le déplacement moyen des particules soit compris entre 25% et 100% de la taille de la plus petite fenêtre d'interrogation (16 *pixels*).

4.2.2.1.4 Traitement d'images et algorithme PIV

Après l'acquisition d'une séquence d'images, une procédure de traitement d'images est effectuée pour chaque test expérimental. Elle consiste à :

1. Identifier les parois du canal et des cylindres en utilisant des fonctions de détection de contour de Matlab.
2. Supprimer les zones en dehors du contour détecté des images pour rendre le calcul du champ de vitesse moins « lourd ».
3. Calculer une moyenne de toutes les images obtenues.
4. Normaliser toutes les images par l'image moyenne calculée afin de rendre le fond des images uniforme et éviter toute erreur de calcul de champ de vitesse dans les zones moins lumineuses derrière le cylindre causées par la réfraction optique de la lumière.

Une fois cette procédure réalisée, des paires d'images séparées par un intervalle de temps dt passent successivement par un algorithme PIV (code Matlab) qui a été déjà développé au LTeN. L'algorithme applique la méthode de corrélation croisée 2D multi-grilles en utilisant une séquence de fenêtres d'interrogation carrées de tailles [128, 64, 32, 16] avec un recouvrement de 50%. La première itération consiste à diviser les deux images en mailles ayant la taille de la plus grande fenêtre d'interrogation. La corrélation croisée est appliquée et un champ de vitesse correspondant est calculé. La taille de la fenêtre d'interrogation est réduite progressivement. Le champ de vitesse est calculé de nouveau en tenant compte du champ de vitesse qui est calculé à l'itération précédente afin d'éliminer les vecteurs vitesses qui ne sont pas cohérents. Cette méthode multi-grille permet d'obtenir une résolution spatiale plus élevée, mais avec un temps de calcul plus long. Enfin, chaque champ de vitesse calculé est filtré à l'aide d'un filtre médian utilisé pour la réduction de bruit expérimental.

4.2.2.2 Fluorescence induite par laser (LIF)

4.2.2.2.1 Principe de la LIF

La fluorescence induite par laser est une méthode de diagnostic optique non-intrusive permettant de déterminer diverses informations sur un scalaire dans un écoulement de fluide. Elle est utilisée pour les mesures quantitatives de concentration d'espèces et pour les mesures de température. L'écoulement doit êtreensemencé par un colorant fluorescent et éclairé par une nappe laser dont la longueur d'onde est accordée avec le spectre d'absorption de la molécule du colorant. Le principe consiste à exciter les molécules du traceur fluorescent et de collecter l'émission de fluorescence résultante de cette émission. L'intensité lumineuse émise par le traceur fluorescent est ensuite liée à la concentration d'espèces ou à la température.

Dans notre étude, le colorant utilisé est la fluorescéine moléculaire. L'émission de la fluorescéine se produit à une longueur d'onde jaune/verte d'environ 520 nm. Cela signifie que le laser vert que nous avons utilisé pour la PIV est adapté à l'excitation de la fluorescéine. Les expériences de mélange sont réalisées en injectant uniformément deux solutions : une solution avec fluorescéine moléculaire et une solution sans fluorescéine, voir Fig. 4.10. La région éclairée par la nappe laser et contenant de la fluorescéine apparaît brillante alors que l'autre région sans colorant est opaque. Chacun des fluides occupe la moitié du canal au début de chaque test de mélange. Une modification de la position de l'interface est observée dans la zone de mélange, celle-ci est due à la présence des cylindres.

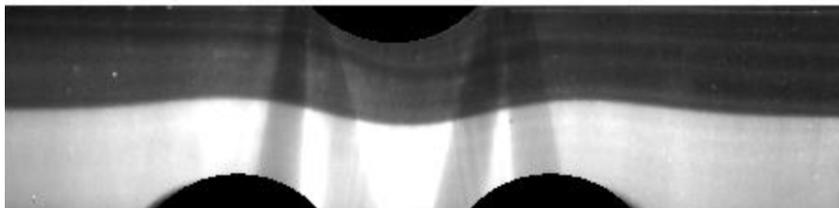


FIGURE 4.10 – Distribution initiale des fluides dans le mélangeur lors des essais de mélange.

4.2.2.2.2 Concentration en fluorescéine

L'intensité de fluorescence (niveau de gris) est liée à la concentration en fluorescéine par une relation linéaire pour une gamme donnée de concentration. Pour vérifier cela, des tests préliminaires sont effectués en utilisant le mélangeur rempli d'eau contenant différentes concentrations en fluorescéine et avec des cylindres immobiles. Les images de l'intensité lumineuse émise par différentes concentrations en fluorescéine dans l'eau sont données sur la figure 4.11. La figure 4.12 montre une courbe typique de l'évolution de l'intensité (en niveau de gris) moyennée sur toute la surface

4.2. Méthodes expérimentales

du mélangeur en fonction de la concentration en fluorescéine. L'intensité lumineuse émise par la fluorescéine varie avec sa concentration selon : $I = 3,52.10^5 C(\%) + 81,55$. La concentration en fluorescéine utilisée dans notre étude est de $2,2.10^{-3}\%$ or $0,022 \text{ g/L}$.

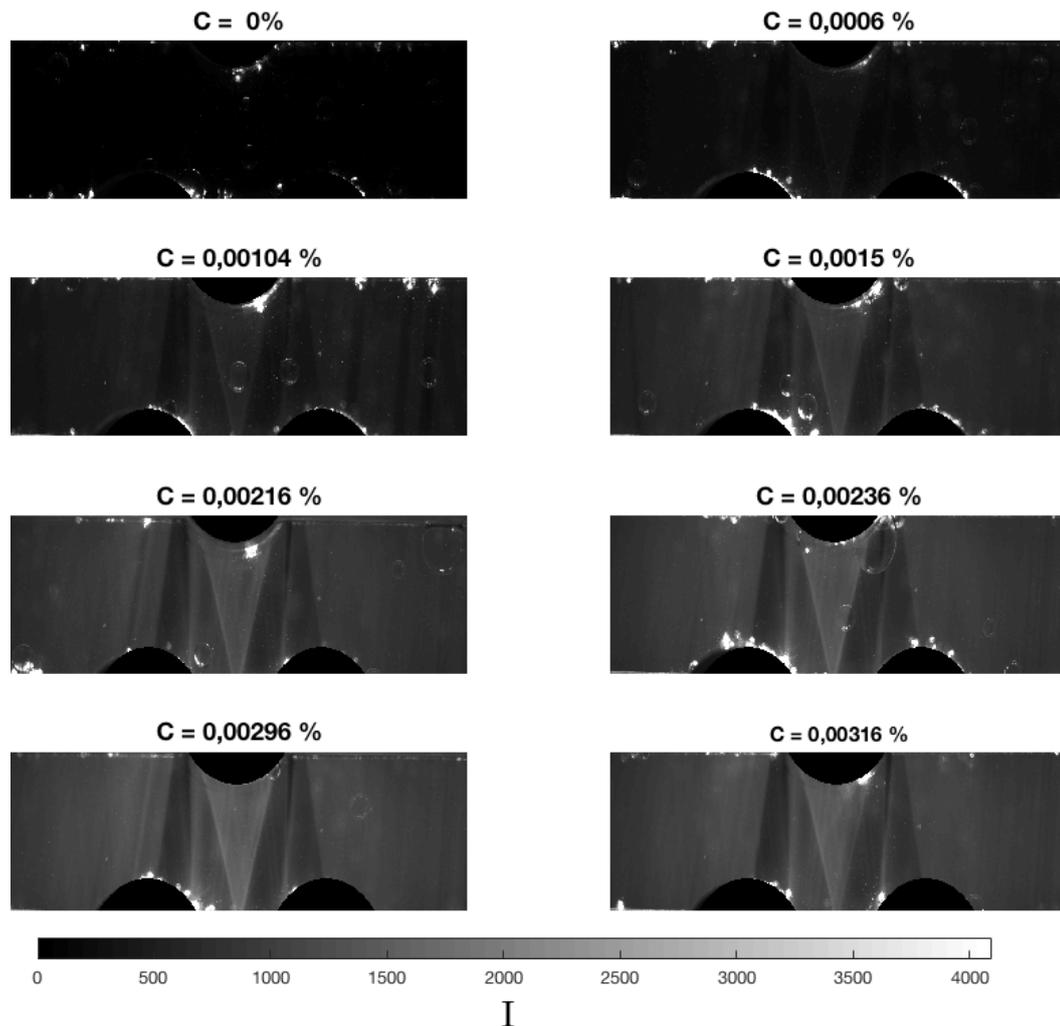


FIGURE 4.11 – Images du mélangeur pour différentes concentrations en fluorescéine dans l'eau.

4.2.2.2.3 Temps d'exposition

Avec la concentration choisie, le CCD de la caméra est loin d'être saturé puisque la caméra que nous utilisons est de 12 *bits* (4096 niveaux de gris). Pour bénéficier du nombre maximal de niveaux de gris afin de détecter les détails des motifs de mélange, nous avons varié le temps d'exposition de la caméra. La figure 4.13 montre les images de l'intensité lumineuse émise par la fluorescéine pour différents temps d'exposition. La figure 4.14 montre l'évolution de l'intensité émise par la fluorescéine

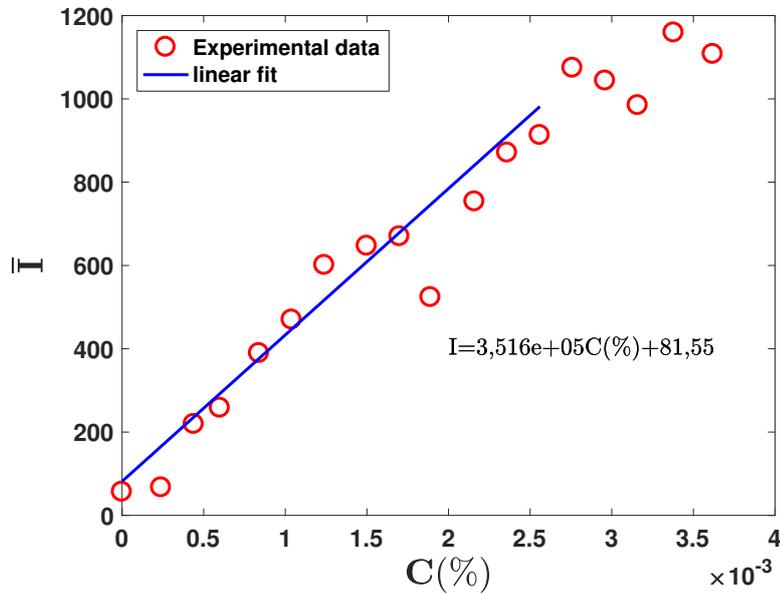


FIGURE 4.12 – Variation de l’intensité lumineuse moyenne émise en fonction de la concentration en fluorescéine dans l’eau.

moyennée sur toute la surface du mélangeur par rapport au temps d’exposition. La dépendance du niveau de gris I par rapport au temps d’exposition indiqué sur la figure 4.12 est linéaire. Pour éviter d’avoir des zones saturées, le temps d’exposition choisi pour les mesures est de $6000 \mu s$.

4.2.2.2.4 Distribution transversale et longitudinale de l’intensité de la lumière

On considère le cas où la concentration en fluorescéine est égale à $C = 0,022 g/L$ et le temps d’exposition est égal à $ET = 6000 \mu s$. La figure 4.15 montre le profil de l’intensité lumineuse le long de la direction transversale des sections d’entrée et de sortie du mélangeur. Les profils de l’intensité lumineuse sont presque uniformes le long de la largeur du canal, ce qui signifie que l’énergie laser n’est pas atténuée sur la largeur étudiée. Cependant, si on trace le profil de l’intensité lumineuse le long de la direction longitudinale du canal, sur une ligne située à la moitié de sa largeur, des zones moins lumineuses sont observées sur la figure 4.16, elles sont dues à la réfraction de la lumière due à la concavité de la surface des cylindres.

Pour éviter cette inhomogénéité spatiale, il est possible de normaliser toutes les images des cartographies de mélange par une image de référence qui correspond à l’image du mélangeur rempli d’une solution fluorescente de $C = 0,022 g/L$ et avec un temps d’exposition égal à $ET = 6000 \mu s$, mais cela nécessite des conditions expérimentales, parfaitement identiques pour tous les tests de mélange, car

4.2. Méthodes expérimentales

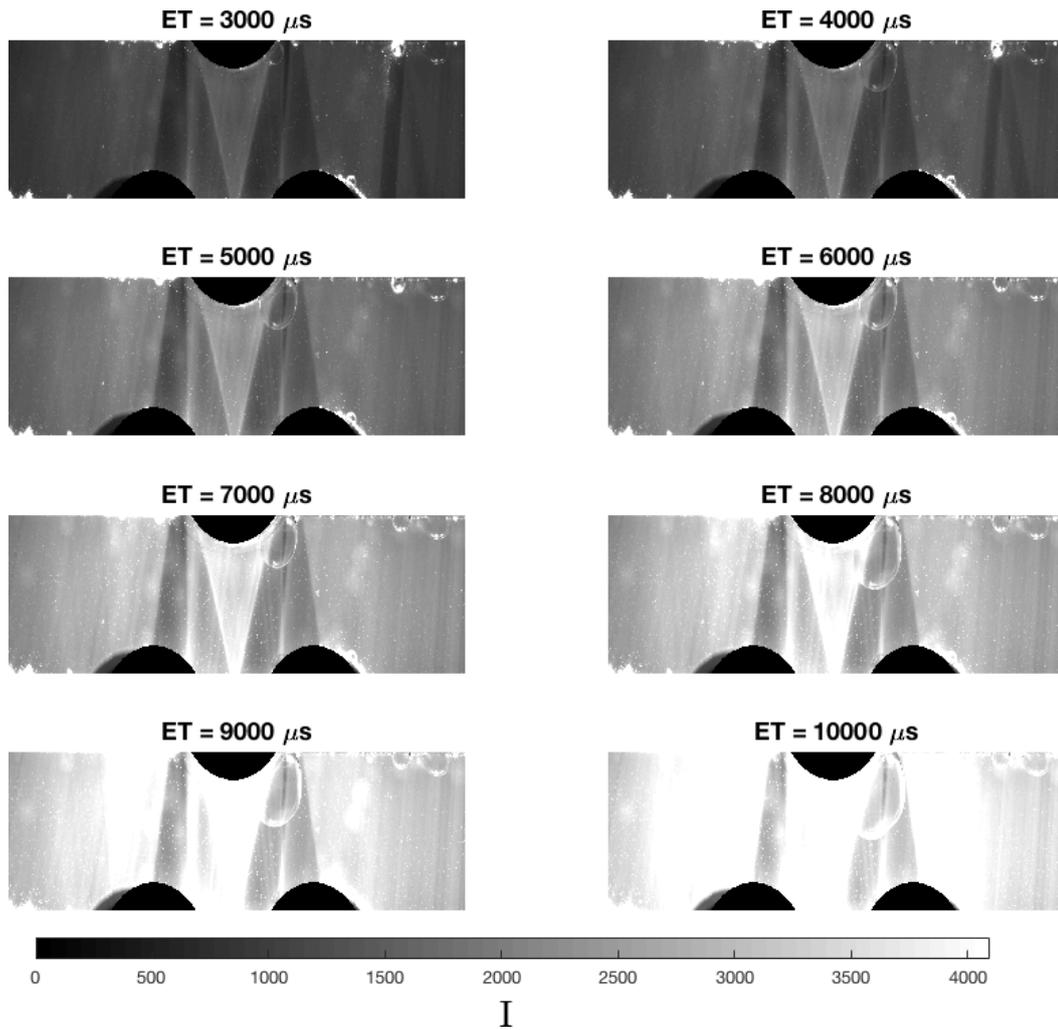


FIGURE 4.13 – Images du mélangeur pour différents temps d'exposition.

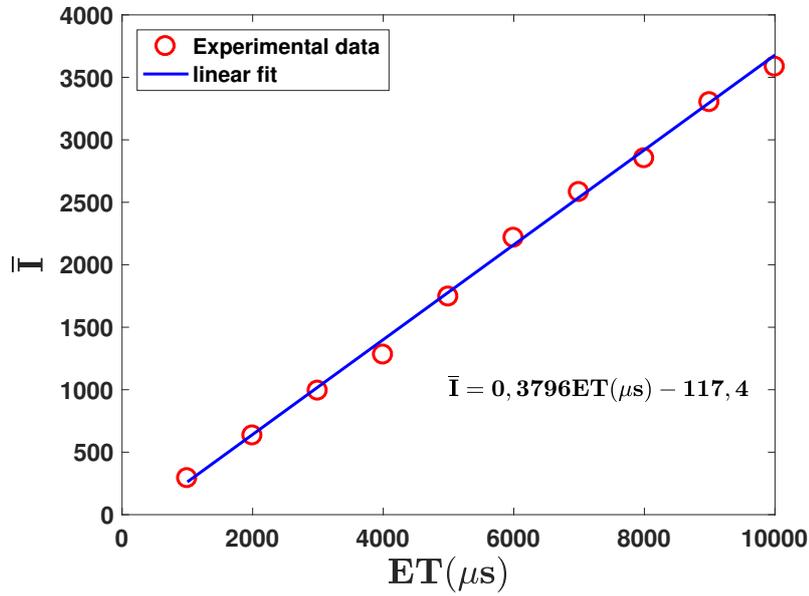


FIGURE 4.14 – Variation de l'intensité lumineuse moyenne émise en fonction du temps d'exposition de la caméra.

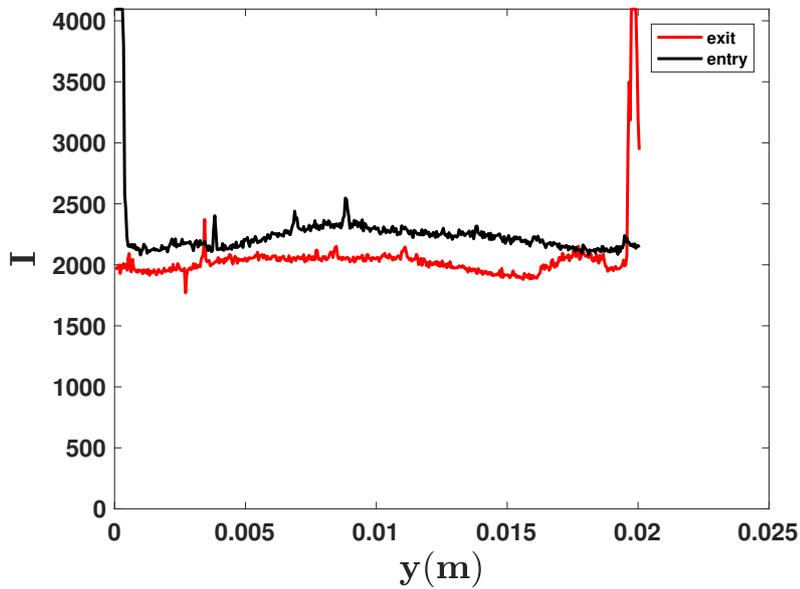


FIGURE 4.15 – Profil transversal de l'intensité lumineuse enregistré à l'entrée et à la sortie du canal.

4.3. Validation du montage expérimental

la moindre variation dans la position du mélangeur ou de l'intensité de la lumière peut affecter les mesures. Pour cela, et afin de transformer le champ d'intensité en champ de concentration adimensionnelle, nous avons normalisé toutes les images par $(I_{max} - I_{min})$ où I_{max} et I_{min} correspondent respectivement à l'intensité maximale et minimale de l'objet d'étude au début de chaque test expérimental. En utilisant cette méthode, l'inhomogénéité lumineuse est toujours observée dans les zones d'ombres derrière le cylindre. Des observations qualitatives sont obtenues dans ces zones, mais cela n'affectera pas la quantification du mélange qui sera étudiée à la sortie du mélangeur. En normalisant les images par $(I_{max} - I_{min})$, la concentration initiale du fluide sans fluorescéine est ramenée à 0 et la concentration initiale du fluide avec fluorescéine est ramenée à 1.

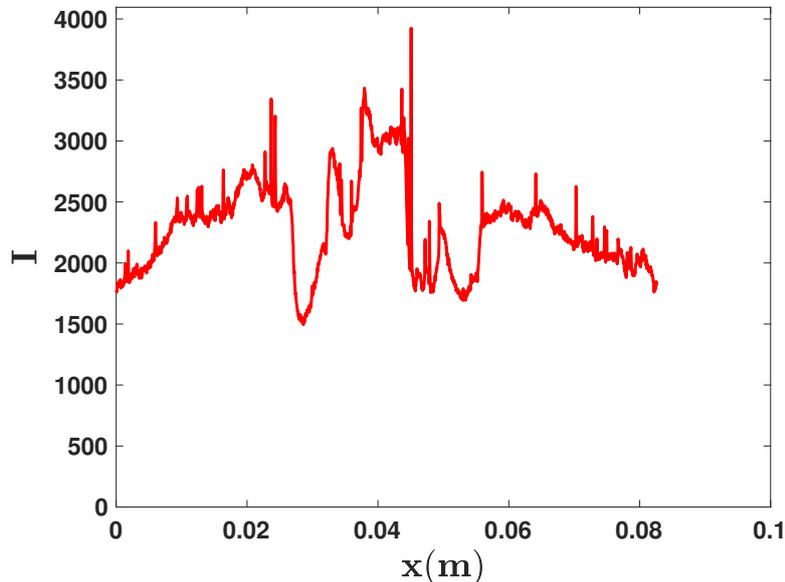


FIGURE 4.16 – Profil longitudinal de l'intensité lumineuse enregistré le long du mélangeur au milieu de la largeur du canal.

Enfin, si nous enregistrons l'intensité lumineuse moyennée dans l'espace sur 90 s, qui est presque la durée d'un test expérimental, nous pouvons observer sur la figure 4.17 que l'intensité de la nappe laser est presque stable dans le temps.

4.3 Validation du montage expérimental

Avant de réaliser notre étude expérimentale, nous avons choisi de nous assurer que le dispositif et les techniques de mesure fonctionnent correctement. La validation est faite avec un écoulement de fluide newtonien et des cylindres immobiles. La solution d'Emkarox utilisée a une concentration massique de 50% et une viscosité

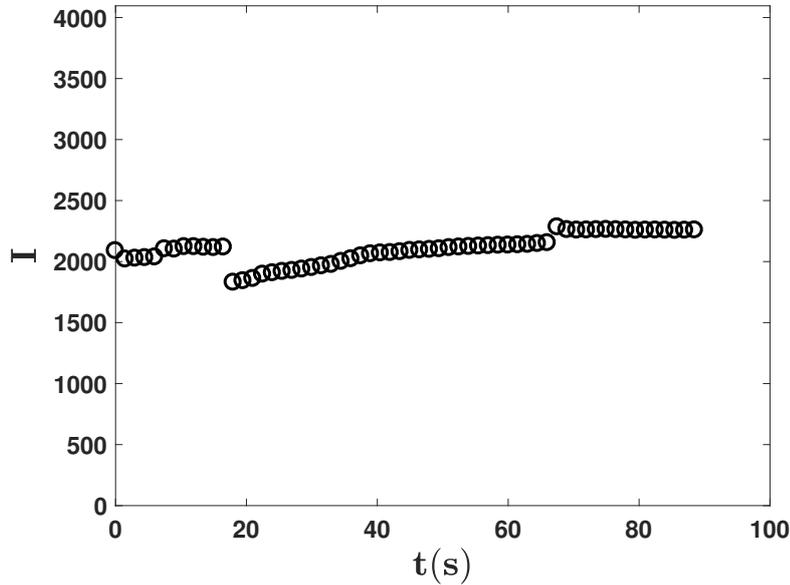


FIGURE 4.17 – Evolution temporelle de l'intensité lumineuse moyennée sur la surface du mélangeur.

dynamique égale à $1,7 Pa.s$, voir Fig. 3.5. Un débit $Q = 10 L/h$ est imposé par chacune des seringues. Le nombre de Reynolds à l'entrée correspondant à cet écoulement est égal à $Re = 0,1$. Une séquence de 2400 images espacées de $25 ms$ est enregistrée. Les champs de vitesse sont calculés en utilisant la technique PIV décrite au paragraphe 4.2.2.1. Le champ de vitesse moyenné dans le temps est représenté sur la figure 4.18(a). Les vecteurs de vitesse sont parallèles aux parois du canal. La vitesse est plus grande au centre du canal et diminue en se rapprochant des parois. Le champ de vitesse est influencé par la présence des cylindres. La vitesse de l'écoulement est plus élevée dans la zone de mélange où la section de passage devient la plus petite en raison de la protubérance des cylindres dans le canal. Cela confirme la modification de l'interface entre les deux fluides observée sur la figure 4.10. La figure 4.18(b) représente le niveau de fluctuation temporelle du champ de vitesse dû aux erreurs de mesure. L'écart-type ne dépasse pas 4% partout dans le mélangeur sauf à côté des parois où les mesures de vitesses sont plus difficiles.

La figure 4.19 montre la moyenne temporelle du profil de vitesse mesuré à l'entrée du mélangeur. Il prend la forme d'un profil Poiseuille d'un écoulement entre deux plaques parallèles, décrit par : $U_{max}(\frac{4}{W}y - \frac{4}{W^2}y^2)$. Il présente une vitesse de glissement nulle au niveau des parois du canal, comme on peut s'y attendre pour un écoulement de fluide newtonien. De plus, le débit volumique calculé en moyennant le profil de vitesse à l'entrée du canal, $Q = U.S$, où S est la surface de la section transversale du canal ($2 cm \times 4 cm$) est égale à $19,8 L/h$, ce qui signifie un erreur de

4.3. Validation du montage expérimental

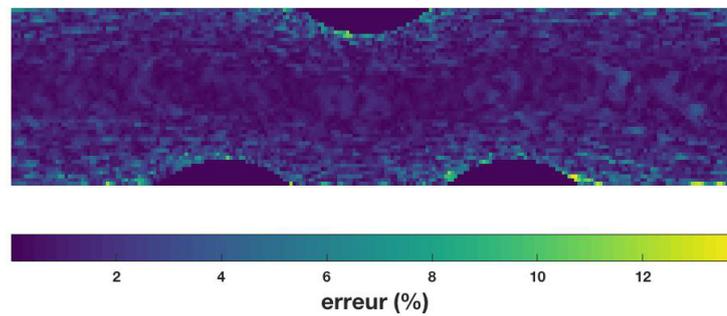
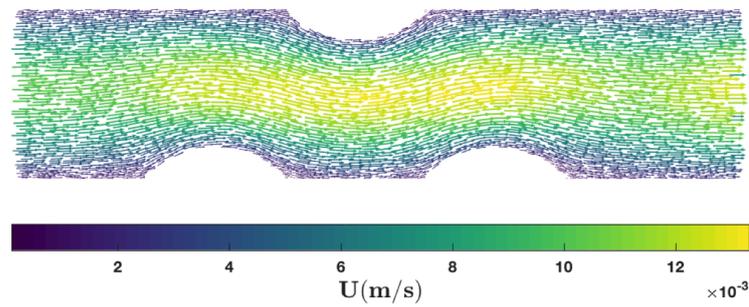


FIGURE 4.18 – (a) Champ de vitesse moyenné dans le temps. (b) Niveau de fluctuation temporelle du champ de vitesse dû aux erreurs de mesure. Ces deux figures correspondent à un écoulement de fluide newtonien avec des cylindres immobiles.

1% par rapport au débit total imposé par les deux seringues (20 L/h). Cela montre la fiabilité de la technique PIV pour mesurer le champ de vitesse, et valide la qualité du dispositif expérimental utilisé.

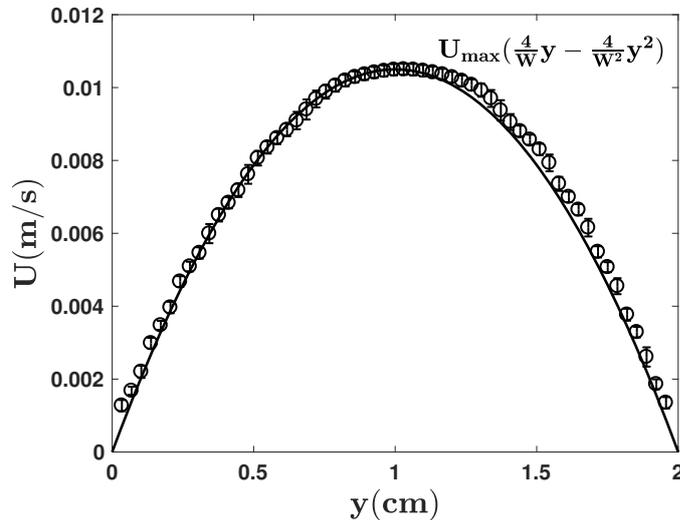


FIGURE 4.19 – Moyenne temporelle du profil de vitesse mesuré à l'entrée du canal. La ligne continue représente le profil de vitesse parabolique dont l'équation est donnée sur la figure. Les barres d'erreur représentent le niveau de fluctuation temporelle du profil de vitesse mesuré à l'entrée du canal dû aux erreurs de mesure.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit en détail la réalisation du dispositif expérimental : développement, fabrication et contrôle. Ensuite, nous avons présenté les techniques expérimentales utilisées. La PIV est la technique utilisée pour les mesures de champs de vitesse. Dans cette étude, nous avons choisi de travailler toujours avec une vitesse débitante constante. Pour cela, on a pu fixer le temps entre deux prises d'images successives à 25 ms. Les champs de vitesse seront utilisés pour tracer les trajectoires des particules et pour la quantification du régime d'advection chaotique. La LIF est la méthode utilisée pour la visualisation des motifs de mélange. Les cartographies du champ de concentration seront utilisées pour quantifier le degré d'homogénéité du mélange. Les tests préliminaires exposés dans ce chapitre ont permis de fixer la concentration en fluorescéine dans la solution colorée à $C = 0,022$ g/L et le temps d'exposition de la caméra ET à 6000 μs . Ces deux paramètres ne changeront pas pour tous les tests de mélange. Enfin, nous avons validé le bon fonctionnement du dispositif expérimental et la fiabilité de la technique PIV pour mesurer les champs de vitesse. Cette validation est réalisée avec un écoulement

4.4. Conclusion

de fluide newtonien et des cylindres immobiles. Un champ de vitesse relativement uniforme est observé le long du mélangeur. Il présente une accélération dans la zone de mélange due au rétrécissement de la section de passage et un profil de vitesse parabolique est détecté à l'entrée du mélangeur.

Résultats expérimentaux

Sommaire

5.1	Analyse de données	100
5.1.1	Suivi des trajectoires	100
5.1.2	Calcul du temps de séjour et longueur des trajectoires	101
5.1.3	Divergence des trajectoires et exposant de Lyapunov de taille finie	101
5.1.4	Écart-type du champ de concentration	102
5.2	Écoulement du fluide newtonien	103
5.2.1	Caractérisation du régime d'advection chaotique	104
5.2.1.1	Topologies de l'écoulement	104
5.2.1.2	Influence du nombre de Strouhal St sur l'écoulement chaotique	109
5.2.1.3	Influence du rapport de vitesses k sur l'écoulement chaotique	111
5.2.1.4	Quantification du chaos dans un écoulement de fluide newtonien	113
5.2.2	Caractérisation du mélange	115
5.2.2.1	Influence du nombre de Strouhal St sur le mélange chaotique	115
5.2.2.2	Influence du rapport de vitesses k sur le mélange chaotique	116
5.2.2.3	Quantification du mélange des fluides newtoniens	118
5.2.3	Conclusion pour les écoulements de fluide newtonien	121
5.3	Écoulements de fluides à seuil	122
5.3.1	Champs de vitesse des écoulements de fluides à seuil	125
5.3.2	Quantification du chaos dans les écoulements de fluides à seuil	131
5.3.3	Mélange de fluides à seuil	131
5.3.4	Quantification du mélange de fluides à seuil	135
5.3.5	Conclusion pour les écoulements de fluides à seuil	135
5.4	Conclusion	137

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus en utilisant les techniques de mesures présentées dans le chapitre 4. Dans un premier temps,

une étude paramétrique réalisée avec un écoulement de fluide newtonien est présentée. À partir des mesures de champs de vitesse, les différentes structures topologiques d'un écoulement chaotique sont détectées et différentes grandeurs caractérisant le régime d'advection chaotique sont exploitées. Ensuite, les cartographies de mélange de fluides newtoniens sont visualisées afin d'étudier la capacité de l'advection chaotique à mélanger des fluides visqueux. Dans un deuxième temps, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus avec des écoulements de fluides à seuil. Cette étude permettra de mettre en évidence l'effet de la rhéologie du fluide à seuil sur l'écoulement chaotique et sur le mélange.

5.1 Analyse de données

Dans ce paragraphe, nous présentons les méthodes utilisées pour calculer les différents paramètres permettant de caractériser le régime d'advection chaotique et de quantifier le mélange.

5.1.1 Suivi des trajectoires

Le mouvement oscillatoire des cylindres génère des trajectoires complexes, signature de l'écoulement chaotique. À partir des mesures de champs de vitesse, les trajectoires de 1000 particules uniformément distribuées le long de la section d'entrée du canal sont calculées, voir Fig. 5.1. Cette distribution est choisie afin de mettre en évidence la sensibilité du système chaotique aux conditions initiales. À

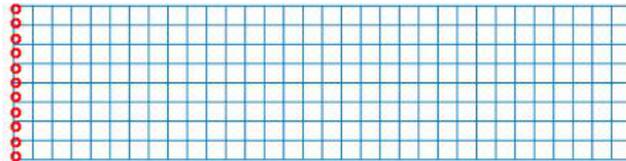


FIGURE 5.1 – Distribution initiale des particules le long de la section d'entrée.

$t = 0$, toutes les particules sont positionnées le long de la section d'entrée et les cylindres sont immobiles. Une fois que les cylindres se mettent en mouvement, les particules se déplacent en utilisant les champs de vitesse correspondants $\mathbf{v}(t)$ issus des mesures expérimentales PIV. À chaque pas de temps, la nouvelle position de chaque particule est calculée selon l'expression :

$$\mathbf{x}(t + dt) = \mathbf{x}(t) + \mathbf{v}(t) \times dt. \quad (5.1)$$

Les nouvelles positions sont ensuite interpolées au sein d'une grille 1000×1920 et le champ de vitesse suivant est chargé. Cette procédure est répétée jusqu'à ce que toutes les particules sortent du canal. Notons que les particules qui se déplacent tout près des parois prennent plus de temps pour sortir.

5.1. Analyse de données

5.1.2 Calcul du temps de séjour et longueur des trajectoires

Dans des écoulements continus, les particules de fluide passent un temps limité dans la zone de mélange avant de quitter le mélangeur. Une étude de la distribution des temps de séjour des particules fournit beaucoup d'informations sur le comportement de l'écoulement et permet par la suite de prévoir l'évolution du mélange. Le temps de séjour t_s d'une particule de fluide à l'intérieur du mélangeur est défini comme étant le temps qu'une particule de fluide met à traverser la zone de mélange, de l'entrée à la sortie. Connaissant la position de chaque particule à chaque pas de temps ainsi que le temps entre deux pas consécutifs, on a calculé le temps que met chaque particule pour traverser le mélangeur. Ensuite, la distribution des temps de séjour des 1000 particules initialement réparties le long de la section d'entrée est évaluée.

Dans des écoulements chaotiques, les particules sont soumises différemment au processus d'étirement et de repliement. Les trajectoires parcourues par les particules sont plus ou moins longues selon les phénomènes auxquels elles sont soumises. À partir des trajectoires calculées comme décrit au paragraphe 5.1.1, nous avons calculé la longueur des trajectoires parcourues par les 1000 particules. Connaissant la position de chaque particule à chaque pas de temps, la longueur de la trajectoire traversée par une particule est la somme de la distance entre deux positions successives, calculée en utilisant une approximation linéaire.

5.1.3 Divergence des trajectoires et exposant de Lyapunov de taille finie

Les écoulements chaotiques sont reconnus par la divergence exponentielle des trajectoires. À partir des trajectoires des 1000 particules initialement réparties le long de la section d'entrée, la divergence des trajectoires, de chaque paire de particules initialement situées l'une à côté de l'autre, est calculée. La distance initiale l_0 entre deux particules successives est égale à $l_0 = \frac{W}{1000} = 2.10^{-5} \text{ m}$. L'écartement de deux particules à un instant t , $l(t)$, est considéré comme étant la distance euclidienne entre ces deux particules divergées. Ensuite, la divergence moyenne de toutes les trajectoires est calculée.

Nous avons remarqué que la divergence des trajectoires n'est pas libre. Elle est influencée par la présence des parois. La séparation des particules est exponentielle pendant un temps fini qui correspond à une limite maximale de séparation. Pour cela, les exposants de Lyapunov de taille finie, adaptés à l'analyse des transports dans les zones fermées, sont calculés selon :

$$\lambda_{FSLE} = \frac{1}{t} \ln\left(\frac{l_t}{l_0}\right). \quad (5.2)$$

t est le temps nécessaire pour que la distance entre deux particules, initialement égale à l_0 , atteigne une valeur finale plus grande l_t .

Pour valider les codes de calcul pour les paramètres mentionnés ci-dessus, nous avons considéré, le cas de l'écoulement du fluide newtonien avec des cylindres immobiles, décrit au paragraphe 4.3 du chapitre 4. Les trajectoires des 1000 particules sont présentées sur la figure 5.2. Chaque trajectoire est colorée par la couleur qui correspond au temps de séjour de la particule dans le mélangeur. Les trajectoires sont parallèles les unes aux autres et prennent la forme de la conduite rectiligne modifiée par la présence des trois cylindres en saillie dans le canal. Ces trajectoires correspondent aux lignes de courant normalement observées pour un écoulement laminaire de type piston. Étant donné que l'écoulement correspond à un écoulement de type Poiseuille (voir Fig. 4.19 du chapitre 4), on constate que les particules au centre du canal sortent plus rapidement. Le temps de séjour des particules devient plus long en s'approchant des parois du canal du fait que la vitesse devient plus faible, voir Fig. 4.19. La distribution des temps de séjour présentée sur la figure 5.3 n'est pas uniforme. Elle présente une queue de distribution due aux particules les plus lentes. La distribution suit une loi exponentielle dont le taux de décroissance dépend de la taille de l'ensemble choisi [152].

La longueur moyenne de ces trajectoires est égale à $0,0825 \pm 3,94 \cdot 10^{-4} m$. Elle est légèrement supérieure à la longueur de la zone d'observation qui est égale à $0,08 m$ due à la protubérance des cylindres qui fait que les particules modifient leur chemin pour sortir du canal. L'écartement moyen entre les trajectoires est négligeable (égal à $5,6 \cdot 10^{-4} m$) comme les trajectoires restent parallèles les unes aux autres.

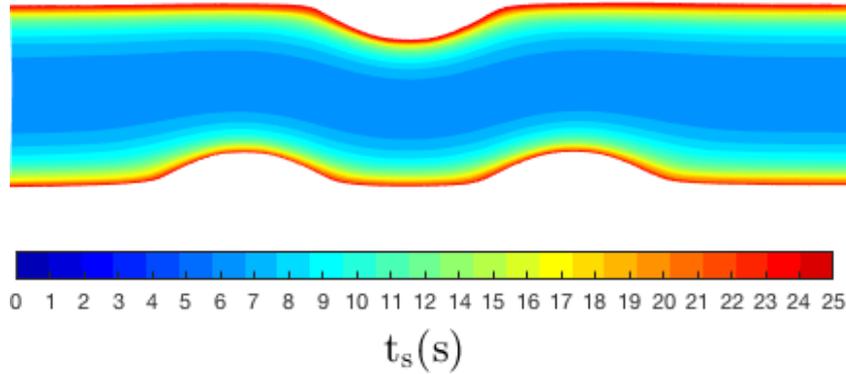


FIGURE 5.2 – Trajectoires de 1000 particules d'un écoulement de fluide newtonien avec des cylindres immobiles.

5.1.4 Écart-type du champ de concentration

Nous avons utilisé l'écart-type du champ de concentration pour quantifier le mélange. Il est calculé, sur une ligne à la sortie du mélangeur, selon :

$$\sigma(C^*) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N C^* - \bar{C}^*}. \quad (5.3)$$

5.2. Écoulement du fluide newtonien

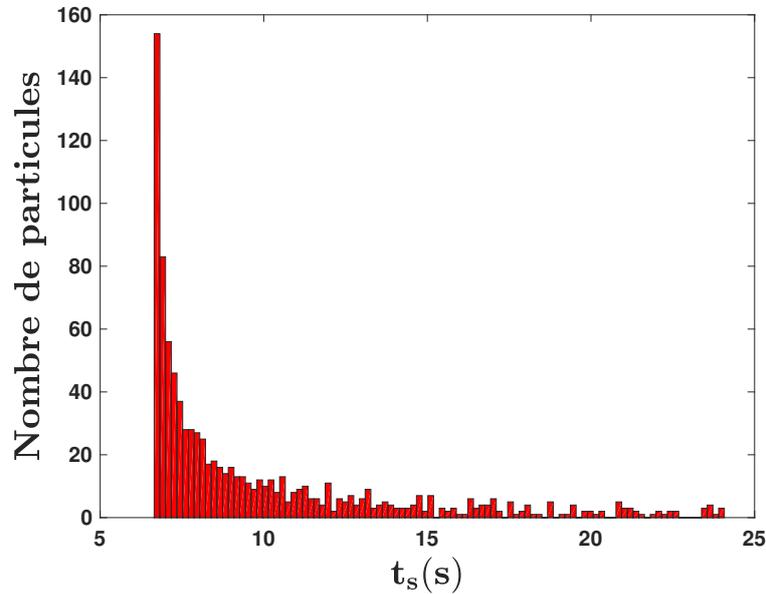


FIGURE 5.3 – Distribution des temps de séjour des 1000 particules d'un écoulement de fluide newtonien avec des cylindres immobiles.

\overline{C}^* est la concentration moyenne à la section de sortie calculée à chaque pas de temps. Idéalement, l'écart-type de la concentration diminue de 0,5 à $t = 0$ lorsque les deux fluides sont séparés par une interface droite jusqu'à zéro lorsque les deux fluides sont parfaitement mélangés.

5.2 Écoulement du fluide newtonien

L'étude numérique et théorique présentée au chapitre 2 nous a permis de mettre en évidence le rôle des différents paramètres contrôlant l'écoulement et le processus de mélange chaotique. Nous avons montré que les deux paramètres affectant le mélange sont principalement le nombre de Strouhal St qui représente le rapport entre le temps caractéristique de l'écoulement et la période de rotation des cylindres et le rapport de vitesse k entre la vitesse transversale et la vitesse axiale de l'écoulement. Cette étude a mis en évidence la présence d'un nombre de Strouhal optimal nécessaire pour obtenir un bon mélange. Elle a démontré également que le mélange est plus efficace pour un rapport de vitesse k plus élevé. Afin de valider expérimentalement cette étude et dans le but de caractériser expérimentalement le mélange chaotique, une étude expérimentale des écoulements de fluide newtonien est menée.

5.2.1 Caractérisation du régime d'advection chaotique

Afin d'étudier expérimentalement l'influence de St et k sur le mélange chaotique, l'étude de l'écoulement de fluide newtonien est réalisée avec un nombre de Reynolds fixe. Un écoulement d'Emkarox (fluide newtonien) de viscosité dynamique égale à $\eta = 1,7 \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ est utilisé. Ce choix de viscosité est fait pour étudier l'efficacité de l'advection chaotique pour mélanger des fluides très visqueux. Un débit de 20 L/h est imposé, ce qui correspond à un nombre de Reynolds à l'entrée du mélangeur égal à $Re = 0,1$. Ce choix du nombre Re est fait pour des raisons de limitations expérimentales. Les simulations numériques, présentées dans le chapitre 2, ont montré une faible dépendance du mélange par rapport au nombre de Reynolds, notamment pour des rapports de vitesse k inférieurs à 20 (voir Fig. 2.11). Pour cela, nous avons choisi de travailler avec $Re = 0,1$ au lieu de diluer encore plus le fluide. Le temps d'advection, $t_a = \frac{L_m}{U}$, qui correspond au débit imposé, est égal à $5,5 \text{ s}$ où L_m est la longueur de la zone active de mélange et U correspond à la vitesse moyenne à l'entrée du mélangeur.

Le protocole de rotation des cylindres est le suivant : les cylindres situés sur la même paroi oscillent selon le protocole $\Omega = \Omega_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right)$ alors que le cylindre en face oscille dans le sens opposé selon le protocole $\Omega = -\Omega_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right)$.

Deux études paramétriques sont réalisées. La première consiste à étudier l'influence du nombre de Strouhal St sur la génération du régime d'advection chaotique. Cette étude consiste à varier la période de rotation des cylindres pour un rapport k fixe, étant donné que la vitesse à l'entrée du mélangeur ne change pas. La deuxième étude consiste à étudier l'effet du rapport de vitesse k sur le degré du chaos. Elle consiste à varier l'amplitude de la vitesse de rotation des cylindres pour un nombre de Strouhal fixe.

5.2.1.1 Topologies de l'écoulement

Les topologies de l'écoulement se répètent d'une façon identique à chaque période étant donné que le mouvement de rotation des cylindres est périodique. Nous présentons sur la figure 5.4 les champs de vitesse, à différents instants de la période de rotation des cylindres, pour l'écoulement de fluide newtonien, avec $St = 0,4$ et $k = 10$.

À $t = T, T + \frac{T}{2}, 2T$ (Fig. 5.4(a), 5.4(c) and 5.4(e)), la vitesse de rotation des cylindres passe par zéro, la vitesse de l'écoulement est minimale et le champ de vitesse est similaire à celui observé sur la figure 4.18(a) pour le cas où les cylindres sont immobiles (l'échelle de couleur est différente). Les champs de vitesse qui correspondent à la première et la deuxième moitié de la période ressemblent à ceux observés sur les figures 5.4(b) et 5.4(d) respectivement. Les valeurs de vitesse sont plus ou moins importantes en fonction de la vitesse de rotation des cylindres qui atteint son maximum à $t = \frac{T}{4}$ et $t = \frac{3T}{4}$.

5.2. Écoulement du fluide newtonien

Pendant la première moitié de la période, les cylindres positionnés sur la même paroi tournent dans le sens trigonométrique positif alors que le cylindre en face tourne dans le sens inverse, voir Fig. 5.4(b). Trois structures tourbillonnaires, localisées à côté des cylindres, sont formées. Ces zones agissent comme une barrière au transport de matière et réduisent la section de passage de l'écoulement. Nous observons que l'écoulement est accéléré dans la zone située entre ces trois régions. À la fin de première phase, les régions elliptiques, présentent pendant la première moitié de la période, disparaissent. Pendant la deuxième moitié de la période, les cylindres changent leur sens de rotation, voir Fig. 5.4(d). Trois nouvelles zones de recirculation sont générées. Elles sont séparées des cylindres et occupent presque la totalité de la largeur du canal sauf des petites zones situées devant les cylindres qui permettent le passage de l'écoulement aux alentours des nouvelles régions elliptiques. Des écoulements de retour sont observés sur la figure 5.4(d) indiquant que les éléments de fluide sont repliés pendant la deuxième moitié de la période. Nous pouvons également remarquer que les champs de vitesse observés à $t = T + \frac{T}{4}$ et $t = T + \frac{3T}{4}$, qui correspondent à deux instants avant et après que la vitesse de rotation des cylindres soit passée par zéro, ne sont pas symétriques. Cela veut dire que les particules de fluide ne rebrousse pas chemin malgré la symétrie temporelle du forçage et un écoulement chaotique se produit. Les zones de recirculations observées pendant la première et la deuxième moitié de la période sont également observées sur les motifs de mélange obtenus par l'étude numérique présentée au chapitre 2, voir Fig. 2.7.

Les topologies de l'écoulement, observées sur la figure 5.4, sont présentées schématiquement sur la figure 5.5. Différentes caractéristiques de l'écoulement chaotiques sont observées. Des points paraboliques représentés sur la figure 5.5 par les points bleus apparaissent aux parois. Ils sont dûs aux conditions de non-glissement [59]. L'écoulement se dirige des points paraboliques instables vers les points paraboliques stables en suivant les lignes séparatrices représentées par les lignes bleues sur la figure 5.5. Pendant la première moitié de la période, $T < t < T + T/2$, trois zones elliptiques apparaissent à côté des cylindres dans la limite des lignes séparatrices. Les éléments de fluide passent entre ces zones et sont directement advectés vers la sortie de la zone de mélange sans être recirculés. À la fin de la première moitié de la période, les trois tourbillons vont disparaître et trois nouveaux tourbillons détachés des cylindres vont apparaître pendant la deuxième moitié de la période, $T + T/2 < t < 2T$. Un point hyperbolique est observé et représenté par un carré vert sur la figure 5.5(b). L'écoulement suit la direction instable (représenté par les flèches noires qui sortent du point hyperbolique), passe derrière la ligne séparatrice puis suit la direction stable du point hyperbolique (représenté par les flèches noires qui se dirigent vers le point hyperbolique) et sort du canal. Ces deux topologies s'alternent entre elles étant donné que le mouvement des cylindres est périodique. Lors du passage de la topologie 5.5(a) à la topologie 5.5(b) les séparatrices et les zones elliptiques, qui constituent des barrières au transport de la matière se détruisent, les lignes de courant se croisent et le mélange se produit.

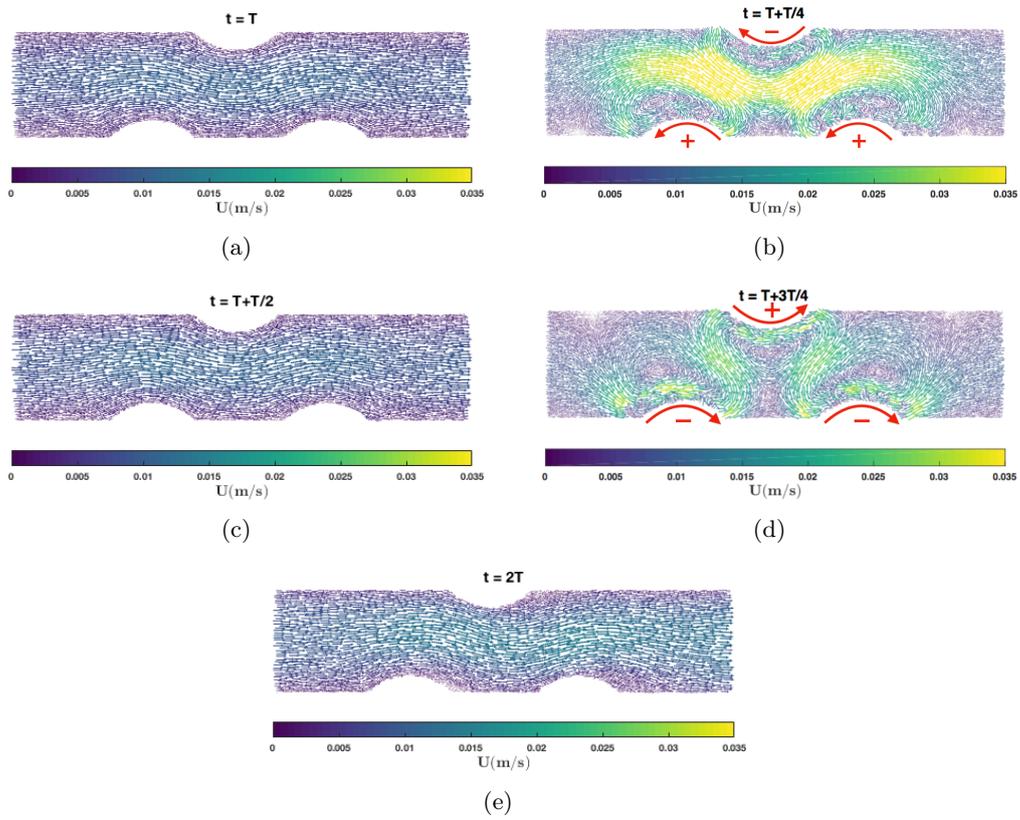
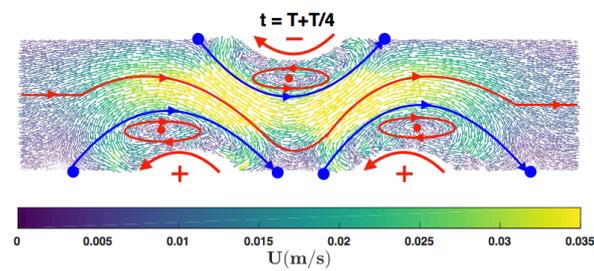
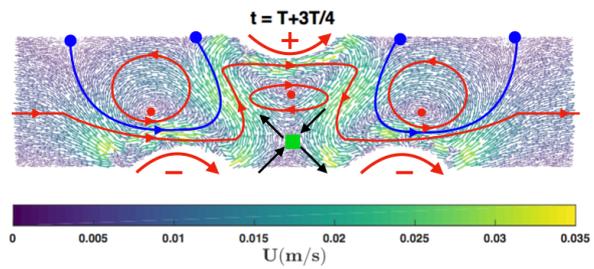


FIGURE 5.4 – Champs de vitesse mesurés à différents instants de la période de rotation des cylindres, (a) $t = T$, (b) $t = T + \frac{T}{4}$, (c) $t = T + \frac{T}{2}$, (d) $t = T + \frac{3T}{4}$ (e) $t = 2T$, d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et $k = 10$.

5.2. Écoulement du fluide newtonien



(a) $nT < t < nT + T/2$



(b) $nT + T/2 < t < (n + 1)T$

FIGURE 5.5 – Topologies de l'écoulement de fluide newtonien qui correspondent à la (a) première et (b) deuxième moitié de la période de rotation des cylindres. Les différents symboles correspondent aux (●) points paraboliques, (●) points elliptiques et (■) point hyperbolique.

En faisant varier St pour k fixe, les topologies de l'écoulement sont identiques à celles observées sur la figure 5.5. Étant donné que la vitesse débitante est la même, c'est la durée d'apparition de chaque topologie qui diffère entre deux cas réalisés avec deux St différents pour k fixe. Par exemple, nous pouvons observer sur la figure 5.6 que les champs de vitesse mesurés pour $St = 0,1$ et $k = 10$ sont identiques à ceux observés sur la figure 5.4 pour $St = 0,4$ et $k = 10$. Cependant, pour $St = 0,1$, l'écoulement évolue lentement de la première à la deuxième topologie, car la période de rotation ($T = 20$ s) est plus longue que celle qui correspond à l'écoulement réalisé pour $St = 0,4$ ($T = 5$ s).

En faisant varier k pour St fixe, les topologies de l'écoulement observées pendant la première et deuxième moitié de la période sont identiques à celles observées sur la figure 5.5. Cependant, les vitesses mesurées sont plus ou moins importantes selon la valeur de k . Par exemple, nous pouvons observer sur la figure 5.7 que les vitesses mesurées, pour $St = 0,4$ et $k = 15$, sont plus grandes que celles observées sur la figure 5.4 pour $k = 10$ et pour le même St , surtout dans la zone de mélange qui est la zone la plus influencée par le mouvement de rotation des cylindres.

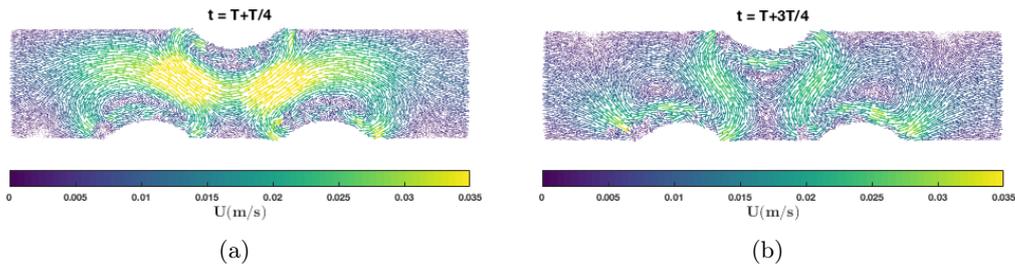


FIGURE 5.6 – Champs de vitesse d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,1$ et $k = 10$ à (a) $t = T + \frac{T}{4}$, (b) $t = T + \frac{3T}{4}$.

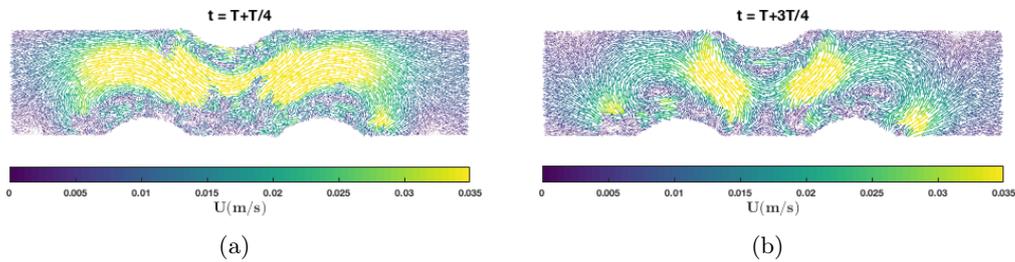


FIGURE 5.7 – Champs de vitesse d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et $k = 15$ à (a) $t = T + \frac{T}{4}$, (b) $t = T + \frac{3T}{4}$.

5.2. Écoulement du fluide newtonien

5.2.1.2 Influence du nombre de Strouhal St sur l'écoulement chaotique

Pour étudier l'influence du nombre de Strouhal St sur la génération des écoulements complexes, une étude d'un écoulement de fluide newtonien est menée pour un nombre de Reynolds Re égal à 0,1. Le rapport de vitesse est fixé à $k = 10$ et nous avons varié le nombre de Strouhal St entre 0,1 et 2, ce qui correspond respectivement à une période de rotation des cylindres entre 20 s et 1 s. Nous rappelons que le temps d'advection correspondant à cet écoulement est égal à 5,5 s. Les trajectoires de 1000 particules initialement distribuées le long de la section d'entrée de la zone de mélange sont calculées pour les différents cas testés en utilisant la méthode décrite au paragraphe 5.1.1. Pour des raisons de visibilité, nous présentons, sur la figure 5.8, les trajectoires de 30 particules dont 10 particules sont situées proches de la paroi (trajectoires bleues), 10 particules au milieu du canal (trajectoires noires) et 10 particules proches de l'autre paroi (trajectoires rouges). Les distributions de temps de séjour associées aux différents cas étudiés, calculées selon la méthode décrite au paragraphe 5.1.2, sont présentées sur la figure 5.9.

Pour $St = 0,1$, les particules du fluide n'ont pas été piégées par les recirculations formées, à côté des cylindres, pendant la première moitié de la période. Elles sont accélérées pendant un temps suffisamment long égal à la moitié de la période de rotation des cylindres ($\frac{T}{2} = 10$ s). Cette durée est plus longue que le temps caractéristique d'advection de cet écoulement. La plupart des particules sortent du canal pendant la première moitié de la période et un premier pic est observé sur la distribution des temps de séjour pour $St = 0,1$ et $k = 10$, voir Fig. 5.9. Nous pouvons observer sur la figure 5.8(a) que les particules rouges situées à côté de la paroi et les particules noires du milieu sortent du canal sans être soumises au processus d'étirement et de repliement causé par le mouvement des cylindres et peuvent donc contribuer au mauvais mélange détecté à la sortie du canal. Les particules restantes sont piégées par les recirculations induites par le cylindre du bas côté droit pendant la deuxième moitié de la période. La distribution des temps de séjour montre qu'aucune particule ne sort du canal entre $t = 10$ s et $t = 20$ s. Les trajectoires bleues présentent de recirculations. On en déduit alors que les éléments de fluide sont soumis aux processus d'étirement et de repliement pendant cette durée ($\frac{T}{2} = 10$ s) et que le mélange est meilleur pendant la deuxième moitié de la période. Les cylindres changent de nouveau leur sens de rotation, les particules sont accélérées de nouveau et quittent le canal pendant la deuxième période et un second pic est observé sur la distribution des temps de séjour. Les deux pics observés sont presque équidistants du temps de séjour moyen représenté sur la figure 5.9 par la ligne bleue en pointillés.

Pour $St = 2$, la période de rotation des cylindres, $T = 1$ s, est très courte. Le déplacement des cylindres pendant une demi-période ($\Omega_0 \frac{T}{2}$) est très faible. Par conséquent, l'écoulement n'est pas suffisamment influencé par le mouvement des cylindres. Le déplacement transversal de l'écoulement est très faible, les éléments de fluide ne sont pas repliés et les trajectoires chaotiques ne sont pas générées, voir Fig. 5.8(h). De plus, la distribution des temps de séjour observée sur la figure

5.9 pour $St = 2$ et $k = 10$ est similaire à celle observée pour un écoulement de fluide newtonien avec des cylindres immobiles, voir Fig. 5.3, ce qui confirme que l'écoulement n'est pas chaotique et que le mélange n'est pas efficace pour ce choix de paramètres.

Pour des valeurs intermédiaires du nombre de Strouhal $0,2 < St < 1$, nous pouvons observer la génération de trajectoires plus complexes. Si on considère, par exemple, $St = 0,4$ ($T = 5$ s), les éléments de fluide sont accélérés pendant $0 < t < \frac{T}{2}$ puis repliés et piégés par les zones de recirculation pendant la période $\frac{T}{2} < t < T$. Pendant la première période, toutes les particules du fluide restent dans le canal (aucune particule ne quitte le canal pour $t < 5$ s, voir Fig. 5.9) car le temps d'accélération n'est pas suffisant pour permettre la sortie des particules comme pour $St = 0,1$. Pendant la première moitié de la deuxième période, $T < t < T + \frac{T}{2}$, l'écoulement est accéléré de nouveau. Les particules qui ont déjà traversé plus loin quittent le canal et un premier pic autour de $t = 7,5$ s est observé dans la distribution des temps de séjour, voir Fig. 5.9. Pour $T + \frac{T}{2} < t < 2T$, les particules restantes sont piégées par les zones de recirculation. Pour $2T < t < T + 2T + \frac{T}{2}$, l'écoulement est de nouveau accéléré et un deuxième pic autour de $t = 12,5$ s est observé dans la distribution des temps de séjour. Les particules restantes sont recirculées pour $2T + \frac{T}{2} < t < 3T$ et la plupart des particules quittent le canal pendant la première moitié de la troisième période ce qui génère un troisième pic autour de $t = 17,5$ s. Nous pouvons observer que pour les St intermédiaires, la distribution des temps de séjour est plus homogène. Les cylindres changent plusieurs fois le sens de rotation lors de la présence de particules dans la zone de mélange. Les éléments de fluide sont étirés et repliés plusieurs fois avant de sortir du mélangeur. Nous pouvons remarquer également que pour les St intermédiaires, le premier pic apparaît plus tard. Cela indique que les particules restent plus de temps dans le mélangeur ce qui induit un meilleur mélange.

Nous pouvons conclure que, pour assurer un bon mélange, il faut que les particules de fluide passent plus de temps dans la zone de mélange et que les cylindres changent le sens de rotation plusieurs fois afin que les éléments de fluide soient suffisamment étirés et repliés. Cela se fait en utilisant des nombres de Strouhal intermédiaires. Pour des nombres de Strouhal petits, l'écoulement s'approche du cas stationnaire, car la période de rotation devient très longue. L'écoulement traverse la zone de mélange avant que les cylindres changent de sens de rotation. Pour des nombres de Strouhal grands, le déplacement des cylindres pendant une demi-période est faible ainsi que le déplacement transversal de l'écoulement. Pour cela, il est préférable d'utiliser des St intermédiaires pour assurer un bon mélange. Ces conclusions sont observées également à partir des résultats numériques présentés sur la figure 2.10 du chapitre 2. Un nombre de Strouhal optimal égal à 1 est détecté permettant d'assurer le meilleur mélange pour un k donné. Expérimentalement, le nombre de Strouhal optimal est inférieur à 1, il est compris entre 0,2 et 1. Cela peut être dû au fait que l'étude expérimentale est réalisée pour $Re = 0,1$ alors que l'étude numérique

5.2. Écoulement du fluide newtonien

est réalisée pour $Re = 1$.

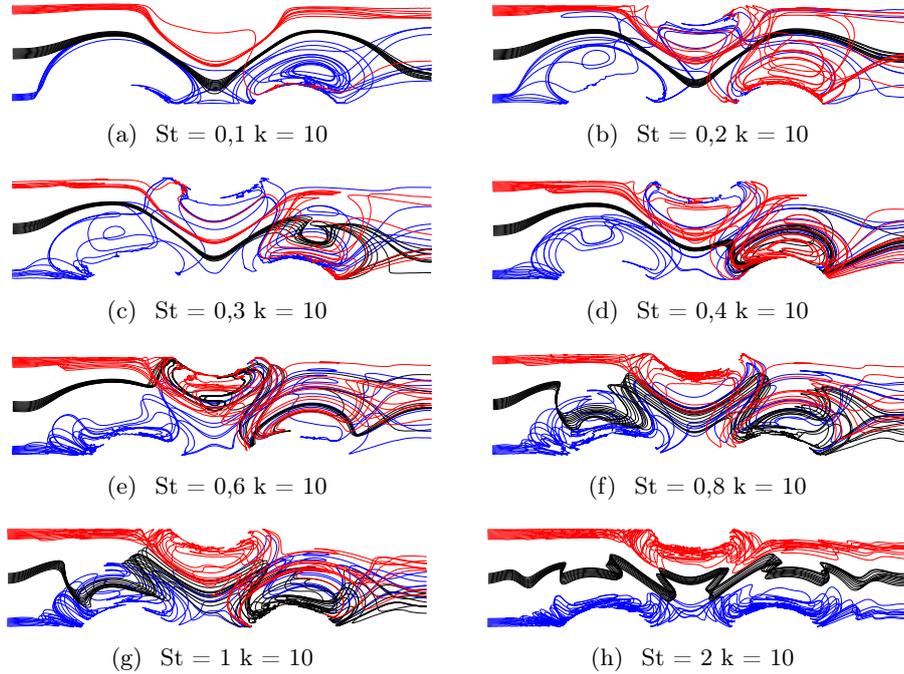


FIGURE 5.8 – Trajectoires de 30 particules d’un écoulement de fluide newtonien pour $k = 10$ et différents St .

5.2.1.3 Influence du rapport de vitesses k sur l’écoulement chaotique

Pour étudier l’influence du rapport de vitesse k , nous avons fixé St à 0,4, ce qui correspond à un nombre de Strouhal intermédiaire présentant des trajectoires chaotiques, et nous avons varié k . Ces expériences sont réalisées avec un écoulement de fluide newtonien pour un nombre de Reynolds égal à $Re = 0,1$. Le rapport k maximal, qu’on a pu atteindre expérimentalement, est égal à 15. Au-delà de cette valeur, la technique de PIV ne fonctionne pas correctement, certaines particules se déplacent avec des vitesses élevées et s’échappent de la fenêtre d’interrogation. Ce sont principalement les particules qui se déplacent dans la zone active de mélange. D’autres particules lentes présentent des déplacements très faibles qui sont difficiles à détecter. Ce sont principalement les particules qui se déplacent en amont et en aval de la zone active de mélange. Pour les cas où la valeur de k est supérieure à 15, on ne peut pas appliquer un seul dt entre deux images qui permet de calculer avec précision le champ de vitesse tout au long du canal. Pour cela, nous nous sommes concentrés dans cette étude sur des valeurs de k inférieures à 15.

La figure 5.10 montre les trajectoires obtenues pour trois k différents, $k = 5$, $k = 10$ et $k = 15$. Pour $k = 5$, les cylindres effectuent moins de tours lors du passage du fluide dans la zone de mélange. Les trajectoires observées sur la figure 5.10(a)

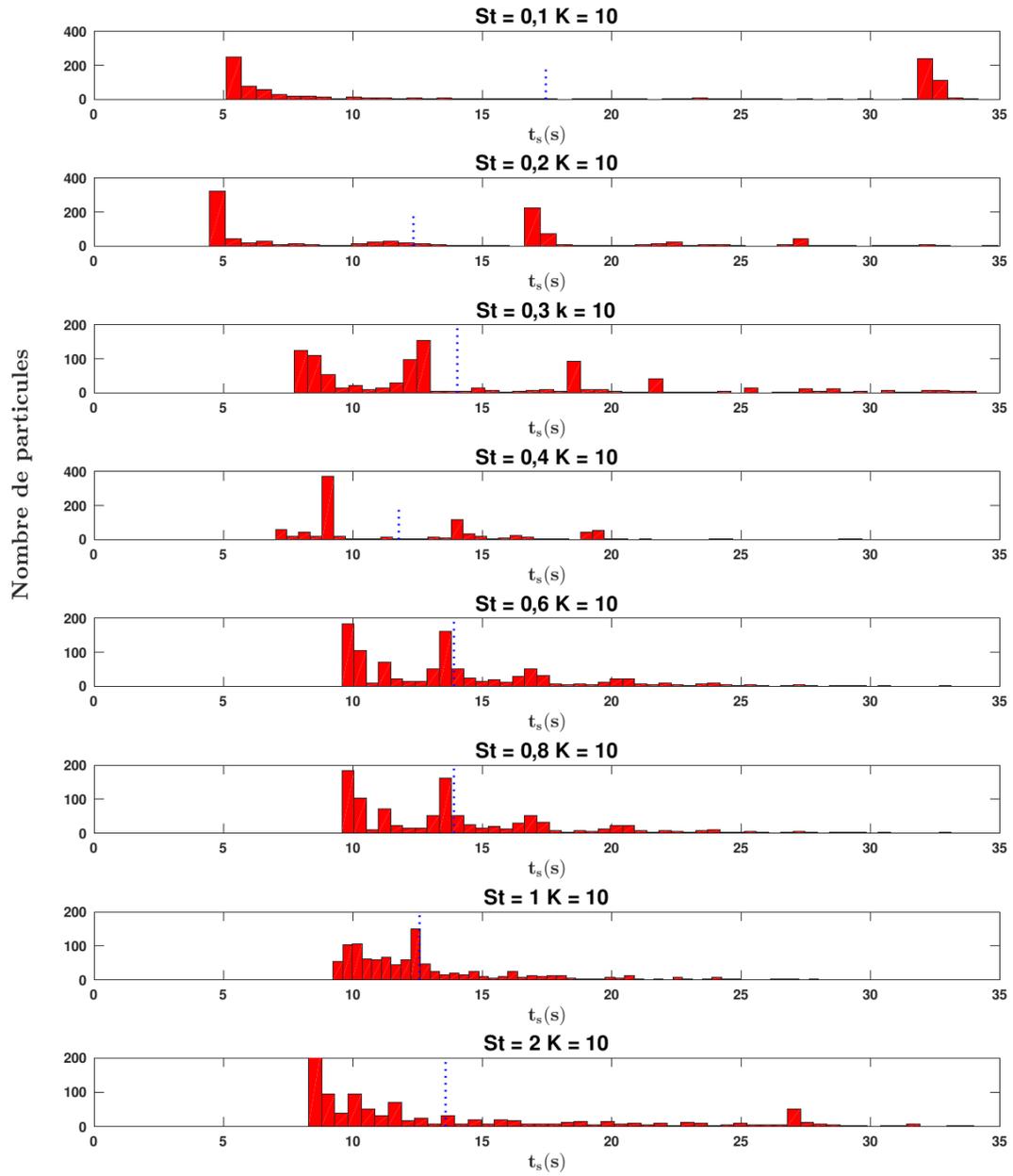


FIGURE 5.9 – Distribution des temps de séjour des 1000 particules d’un écoulement de fluide newtonien pour $k = 10$ et différents St . La ligne verticale en pointillés bleue représente le temps de séjour moyen.

5.2. Écoulement du fluide newtonien

ne présentent pas de recirculation, les trajectoires restent plutôt parallèles les unes aux autres surtout pour les trajectoires bleues positionnées à côté de la paroi et les trajectoires noires positionnées au milieu de la section d'entrée. Nous pouvons en conclure que, pour $k = 5$, les éléments de fluide ne sont pas soumis au processus d'étirement et de repliement ce qui aboutit à un mauvais mélange.

Les trajectoires observées pour $k = 15$ sont relativement similaires à celles observées pour $k = 10$ (voir Fig. 5.10). De plus, la distribution des temps de séjour observée pour $k = 15$ est relativement similaire à la distribution observée pour $k = 10$. Le temps maximal nécessaire pour que les particules de fluide sortent du canal est plus important pour $k = 15$. Pour des valeurs de k plus élevées, les cylindres effectuent plus de cycles. Les particules de fluides effectuent plus de tours dans les zones de recirculation, les trajectoires noires sur la figure 5.10(c) révèlent plus de recirculations. Ainsi, un meilleur mélange pourra être prévu pour un rapport k plus grand.

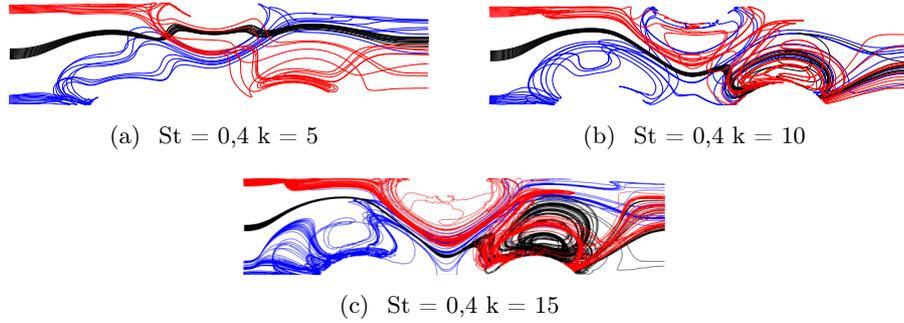


FIGURE 5.10 – Trajectoires de 30 particules d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et différents k .

5.2.1.4 Quantification du chaos dans un écoulement de fluide newtonien

Afin de quantifier le degré du chaos, nous avons calculé l'écartement des trajectoires pour chaque paire de particules situées l'une à côté de l'autre. La figure 5.12 montre l'évolution temporelle de la divergence moyenne des trajectoires, calculée par la méthode décrite au paragraphe 5.1.3, de certains cas décrits précédemment. Pour les différents jeux de paramètres (St, k) , nous pouvons constater que la divergence des trajectoires est exponentielle sur un intervalle de temps fini au bout duquel la séparation des particules atteint une valeur maximale due à la présence des parois. La figure 5.12 montre que la séparation maximale $\frac{\bar{l}(t)}{l_0}$ est approximativement égale à 100. La courbe « statique », présentée sur la figure 5.12, qui correspond au cas où les cylindres sont immobiles n'atteint jamais cette limite de séparation.

Comme la divergence des trajectoires atteint une limite maximale pendant un temps fini, nous avons utilisé les exposants de Lyapunov de taille finie $\bar{\lambda}_{FSLE}$ comme paramètre pour quantifier le degré du chaos [21, 165]. Il est défini comme étant l'in-

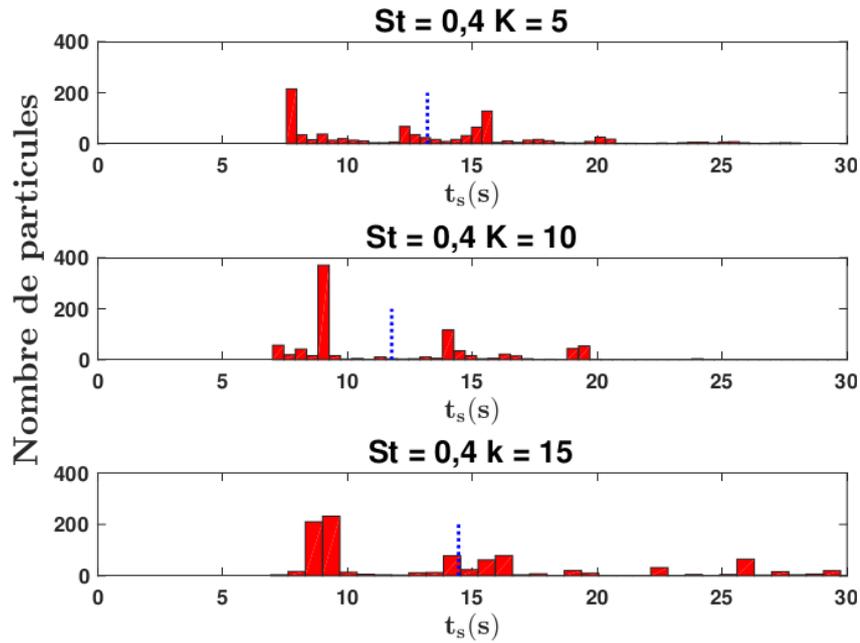


FIGURE 5.11 – Distribution des temps de séjour de 1000 particules d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et différents k . La ligne verticale en pointillés bleue représente le temps de séjour moyen.

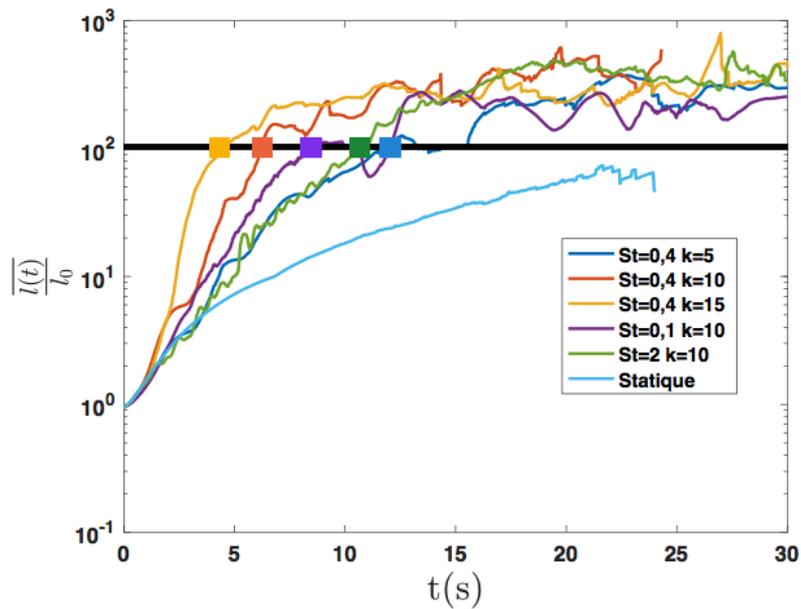


FIGURE 5.12 – Évolution temporelle de la divergence moyenne des trajectoires d'un écoulement de fluide newtonien pour différents jeux de paramètres (St, k) .

5.2. Écoulement du fluide newtonien

verse du temps nécessaire afin que la séparation des trajectoires atteigne une certaine valeur. Les moyennes $\bar{\lambda}_{FSLE}$ et les écart-types $\sigma(\lambda_{FSLE})$ des exposants de Lyapunov de taille finie figurent dans le tableau 5.1. Les trajectoires, des cas réalisés pour St fixe ($St = 0,4$), divergent plus rapidement lorsque k est plus grand, voir Fig. 5.12. La moyenne $\bar{\lambda}_{FSLE}$ et l'écart-type $\sigma(\lambda_{FSLE})$ de l'exposant de Lyapunov, observés dans le tableau 5.1, sont plus grands pour $k = 15$. Cela indique que l'écoulement est plus chaotique pour un rapport de vitesse k plus grand. Les trajectoires, des cas réalisés pour k fixe ($k = 10$) et différents St , divergent plus rapidement pour $St = 0,4$ alors que la divergence est plus lente pour $St = 0,1$ et $St = 2$. $\bar{\lambda}_{FSLE}$ et $\sigma(\lambda_{FSLE})$ plus larges sont observés pour $St = 0,4$. Cela confirme que l'écoulement est plus chaotique pour un nombre de Strouhal intermédiaire. Nous pouvons observer également que la courbe de divergence pour $St = 2$ et $k = 10$ se superpose avec celle obtenue pour $St = 0,4$ et $k = 5$. Pour $St = 2$, la période de rotation est trop courte, et pour $k = 5$ l'amplitude de vitesse de rotation des cylindres Ω_0 est trop faible. Pour ces deux cas, le déplacement des cylindres pendant une demi-période ($\Omega_0 \frac{T}{2}$) est faible et l'écoulement n'est pas suffisamment influencé par la perturbation générée par les cylindres, voir Figs. 5.8(h) et 5.10(a). Ces observations confirment que l'écoulement est plus chaotique pour un rapport de vitesse k grand et pour un nombre de Strouhal St intermédiaire dans les intervalles étudiés des paramètres.

	$\bar{\lambda}_{FSLE}$	$\sigma(\lambda_{FSLE})$
$St = 0,4 \ k = 5$	0,4894	0,2310
$St = 0,4 \ k = 10$	0,7018	0,2736
$St = 0,4 \ k = 15$	1,0126	0,4818
$St = 0,1 \ k = 10$	0,5440	0,2458
$St = 2 \ k = 10$	0,5491	0,2294

Tableau 5.1 – Moyennes et écart-types des exposants de Lyapunov de taille finie pour différents jeux de paramètres (St, k).

5.2.2 Caractérisation du mélange

Après avoir étudié l'influence du nombre de Strouhal St et du rapport de vitesse k sur le degré de chaos, nous avons étudié également l'influence de ces paramètres sur le mélange.

5.2.2.1 Influence du nombre de Strouhal St sur le mélange chaotique

Nous présentons tout d'abord l'étude réalisée avec un écoulement de fluide newtonien pour $Re = 0,1$, $k = 10$ et en faisant varier St . Les figures 5.13, 5.14 et 5.15 présentent les cartographies du mélange pour $St = 0,2$, $St = 0,4$ et $St = 1$ respectivement. Pour ces trois cas, nous pouvons distinguer deux motifs d'écoulement différents. Le premier correspond à la première moitié de la période, $T < t < T + \frac{T}{2}$. Les cylindres inférieurs tournent dans le sens trigonométrique et le cylindre supérieur

tourne dans le sens opposé. Nous remarquons la présence de trois îlots elliptiques à côtés des cylindres. Dans ces zones, les éléments de fluide sont fortement recirculés et des striations sont générées. Entre ces régions, l'écoulement est accéléré comme on a observé précédemment sur la figure 5.4(b) et le fluide s'échappe en aval sans avoir subi d'étirement et de repliement (le courant noir sur la figure 5.14 pour $t = T + \frac{T}{4}$ et $t = T + \frac{T}{2}$). Le deuxième motif d'écoulement correspond à $T + \frac{T}{2} < t < 2T$. Les cylindres changent de sens de rotation et les éléments de fluide sont repliés pendant la deuxième moitié de la période de rotation des cylindres.

Pour $St = 0,2$, l'écoulement est accéléré pendant un temps très long (égal à $\frac{T}{2}$), et le fluide s'échappe du canal. Des régions non-mélangées sont détectées à la sortie du canal pendant la première moitié de la période, voir Fig. 5.13. Lorsque les cylindres changent de sens de rotation, les éléments de fluide sont repliés et sortent progressivement du canal. Des gradients de concentration sont observés à la sortie car l'écoulement n'est pas suffisamment soumis au processus d'étirement et de repliement, ce qui peut contribuer à la dégradation de la qualité du mélange.

Pour $St = 0,4$, le mélange semble plus homogène, voir Fig. 5.14. Le nombre de filament est plus important et leur épaisseur est plus réduite. La période de rotation n'est pas trop longue, les éléments de fluide passent plus de temps dans la zone de mélange entre les cylindres et subissent plusieurs fois le processus d'étirement et de repliement ce qui contribue à une amélioration de la qualité du mélange. Les deux motifs de mélange, observés pendant la première et deuxième moitié de la période pour $St = 0,4$ et $k = 10$, sont cohérents avec les résultats de la simulation numérique observés sur la figure 2.7 du chapitre 2 pour $St = 1$ et $k = 20$. Cela peut être dû au fait que l'étude expérimentale est réalisée pour $Re = 0,1$ alors que l'étude numérique est réalisée pour $Re = 1$.

Pour $St = 1$, les zones elliptiques ne sont pas vraiment détectées. La période de rotation est courte ($T = 2 s$) et le déplacement des cylindres pendant une demi-période est faible. L'écoulement n'est pas suffisamment influencé par le mouvement de rotation des cylindres. Un mauvais mélange est observé à la sortie du canal. Ces observations sont cohérentes avec le résultat numérique observé sur la figure 2.9, pour $St = 2$ et $k = 20$, où on a montré que le mélange devient moins favorable lorsque le nombre de Strouhal est plus grand que le nombre de Strouhal optimal. L'écoulement transversal n'est pas suffisamment important pour replier les éléments fluides et favoriser le mélange.

5.2.2.2 Influence du rapport de vitesses k sur le mélange chaotique

Pour étudier l'influence du rapport de vitesse k sur le mélange, nous avons fixé le nombre de Strouhal à $St = 0,4$ pour deux valeurs différentes de k . Les cartographies de mélange pour $k = 5$ et $k = 15$ sont présentées sur les figures 5.16 et 5.17 respectivement. Les cartographies de mélange pour $St = 0,4$ et $k = 10$ sont présentées sur la figure 5.14. Comme nous travaillons toujours avec le même nombre de Reynolds

5.2. Écoulement du fluide newtonien

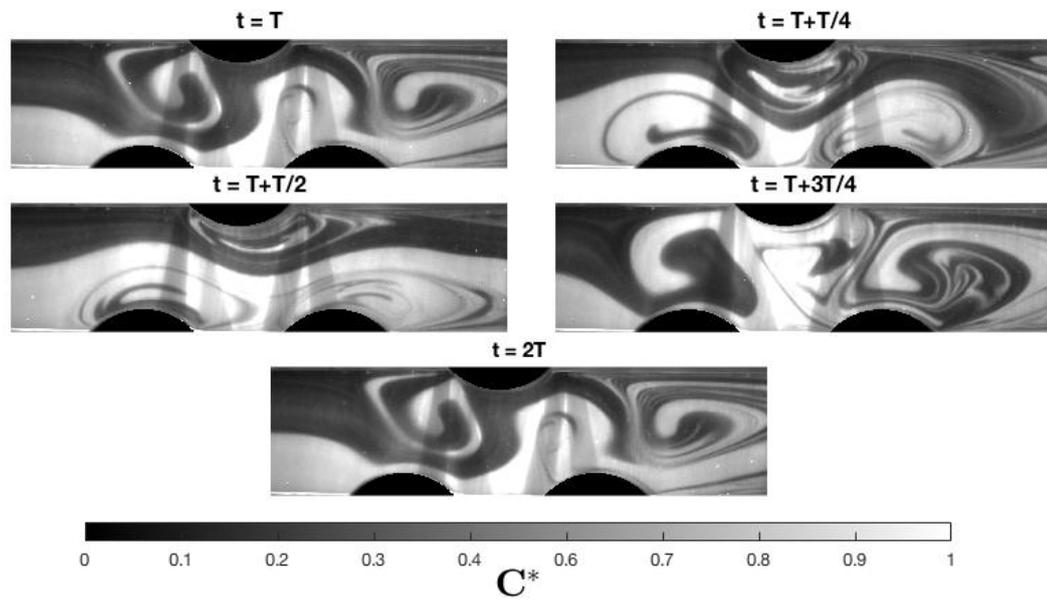


FIGURE 5.13 – Cartographies de mélange d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,2$ et $k = 10$.

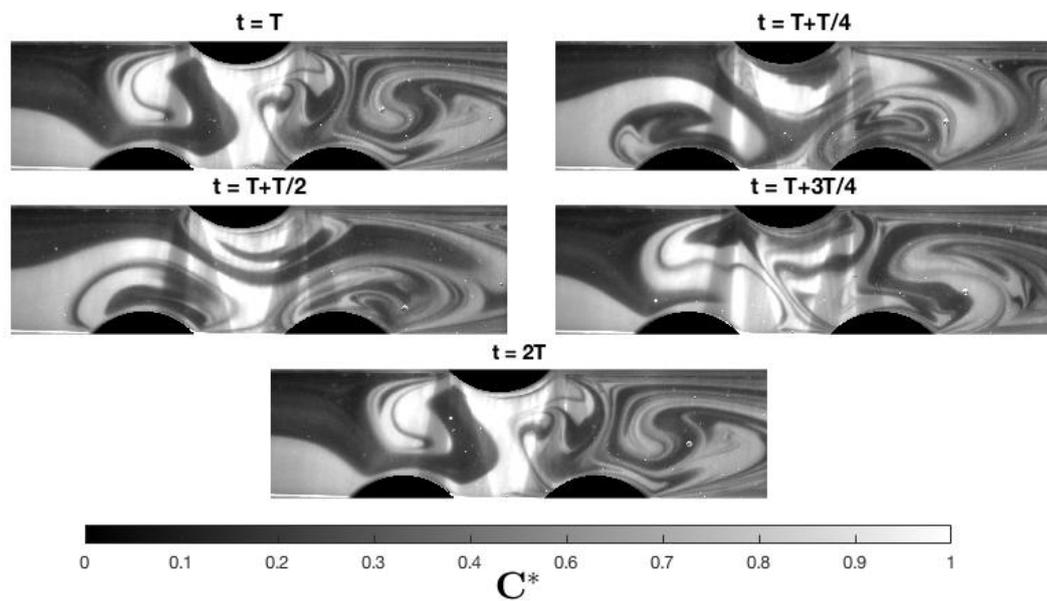


FIGURE 5.14 – Cartographies de mélange d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et $k = 10$.

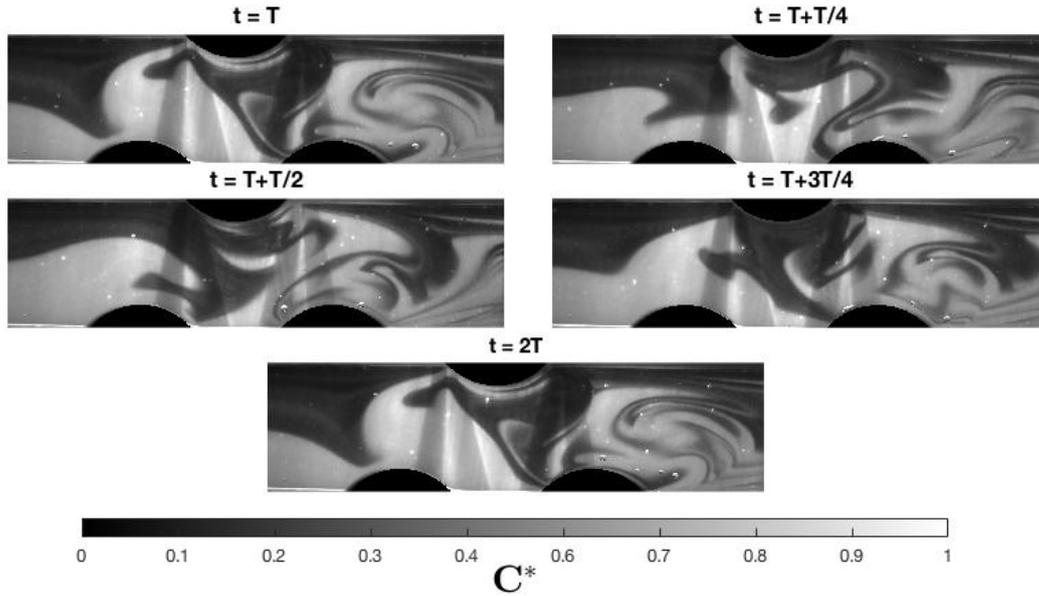


FIGURE 5.15 – Cartographies de mélange d’un écoulement de fluide newtonien pour $St = 1$ et $k = 10$.

à l’entrée du mélangeur, seule l’amplitude de la vitesse de rotation des cylindres diffère entre ces expériences. Pour un rapport k plus élevé, les cylindres effectuent plus de révolutions complètes lors de la présence des éléments de fluide dans la zone de mélange. Par conséquent, les striations générées sont plus fines pour $k = 15$ et le mélange est plus homogène que celui observé pour $k = 5$ ou $k = 10$, voir Fig. 5.17. Pour $k = 5$, les cylindres effectuent moins de révolutions durant le passage du fluide dans la zone de mélange, de sorte que l’écoulement est moins influencé par le mouvement de rotation des cylindres ce qui entraîne un mauvais mélange. Ainsi, un meilleur mélange est observé pour un rapport de vitesse k plus élevé. Cela est observé également à partir des résultats des simulations numériques, voir Fig. 2.10 du chapitre 2.

Les cartographies de mélange présentées dans cette partie, pour différents St et k , sont parfaitement cohérentes avec l’analyse des trajectoires et la distribution des temps de séjour présentées aux paragraphes 5.2.1.2 et 5.2.1.3 ainsi qu’avec la quantification du degré du chaos présentée au paragraphe 5.2.1.4.

5.2.2.3 Quantification du mélange des fluides newtoniens

Afin de quantifier le mélange, nous avons calculé l’écart-type du champ de concentration à la sortie mélangeur pour les différents cas étudiés, voir Sec. 5.1.4. La figure 5.18 montre l’évolution temporelle de l’écart-type du champ de concentration $\sigma(C^*)$ pour les expériences réalisées pour un rapport de vitesse k fixe et différents St . La figure 5.19 présente l’évolution temporelle de $\sigma(C^*)$ pour les expériences réa-

5.2. Écoulement du fluide newtonien

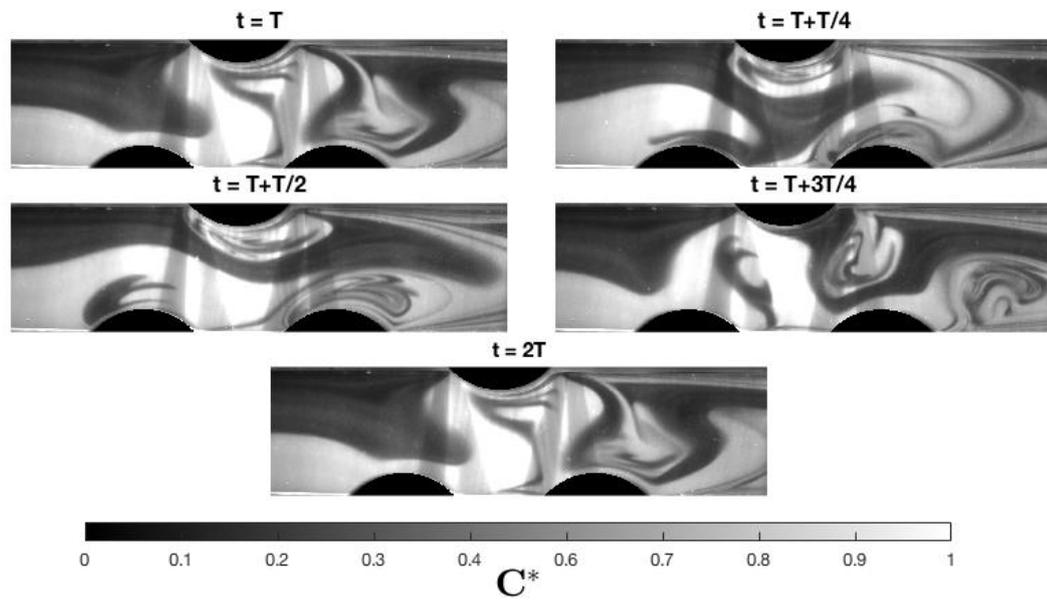


FIGURE 5.16 – Cartographies de mélange d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et $k = 5$.

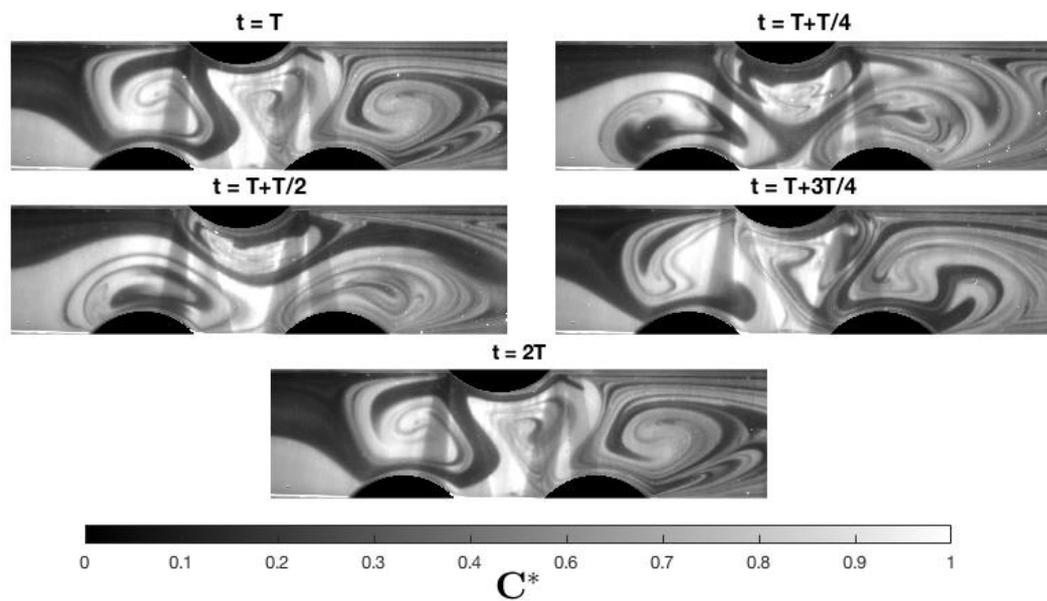


FIGURE 5.17 – Cartographies de mélange d'un écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et $k = 15$.

lisées avec St fixe et différents k . À cause du mouvement oscillatoire périodique des cylindres, les courbes de l'écart-type oscillent autour d'une valeur moyenne avec une fréquence caractéristique égale à celle de la fréquence de rotation des cylindres. Le tableau 5.2 montre les valeurs moyennes de $\sigma(C^*)$ moyennées sur les 5 dernières périodes, $\overline{\sigma(C^*)}$, ainsi que leur niveau de fluctuations $\sigma(\sigma(C^*))$.

Une meilleure qualité de mélange est observée sur la figure 5.18 pour $St = 0,4$ vu que la valeur moyenne de l'écart-type du champ de concentration est plus petite par rapport aux valeurs obtenues pour $St = 0,2$ et $St = 1$, voir tableau 5.2. La courbe de l'écart-type qui correspond à $St = 0,2$, observée sur la figure 5.18, présente un niveau de fluctuations plus élevé induit par les gradients de concentration. Pour $St = 0,2$, la période de rotation est trop longue, le fluide sort du mélangeur sans être suffisamment étiré et replié. Pour $St = 1$, les caractéristiques chaotiques ne sont pas observées, ce qui entraîne un mauvais mélange et une valeur plus élevée de l'écart-type moyen du champ de concentration.

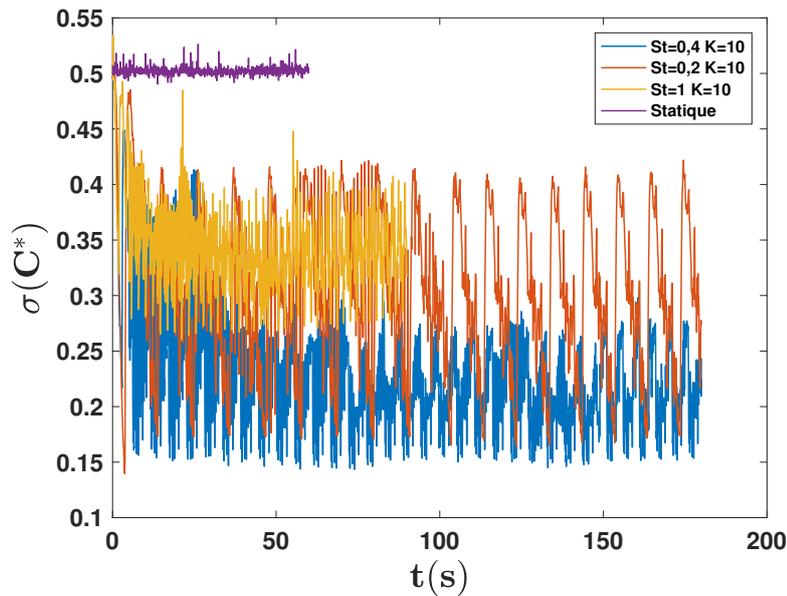


FIGURE 5.18 – Évolution temporelle de l'écart-type de la concentration moyenne mesurée à la sortie de la zone du mélange pour plusieurs valeurs de St et pour k fixe.

La figure 5.19 montre que le mélange est plus homogène pour des valeurs de k plus importantes. Les cylindres effectuent plus de cycles pendant la présence des particules dans la zone de mélange, les striations générées sont plus fines ce qui favorise le mélange. Par conséquent, une valeur plus petite de $\overline{\sigma(C^*)}$ est observée pour une valeur de k plus grande, voir tableau 5.2.

Pour assurer le meilleur mélange, il faut que l'écart-type moyen du champ de

5.2. Écoulement du fluide newtonien

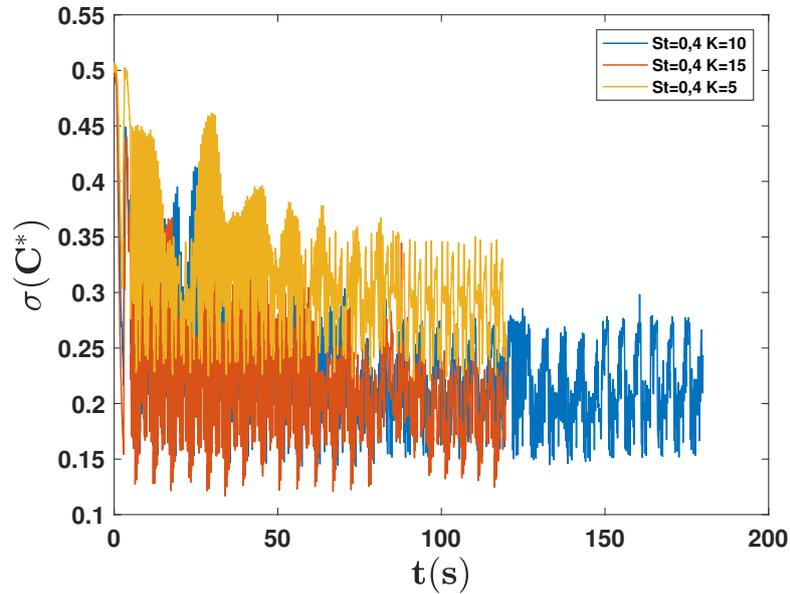


FIGURE 5.19 – Évolution temporelle de l'écart-type de la concentration moyenne mesurée à la sortie de la zone du mélange pour plusieurs valeurs de k avec St fixe.

concentration soit le plus petit possible. Il faut également que le niveau de fluctuation de l'écart-type de la concentration autour de la moyenne soit faible afin que le mélange obtenu soit homogène au cours du temps. Cela est assuré pour des nombres de Strouhal St intermédiaires et des rapports de vitesse k élevés.

	$\overline{\sigma(C^*)}$	$\sigma(\sigma(C^*))$
$St = 0,2 \quad k = 10$	0,3139	0,073
$St = 0,4 \quad k = 10$	0,221	0,0354
$St = 1 \quad k = 10$	0,3577	0,0315
$St = 0,4 \quad k = 5$	0,3045	0,0338
$St = 0,4 \quad k = 15$	0,2001	0,0319

Tableau 5.2 – Moyenne et écart-type de l'écart-type du champ de concentration pour différents jeux de paramètres (St, k) .

5.2.3 Conclusion pour les écoulements de fluide newtonien

Une étude expérimentale d'un écoulement de fluide newtonien à bas Re est menée pour mettre en évidence le rôle des différents paramètres contrôlant le mélange chaotique induit par le mouvement oscillatoire des cylindres. Cette étude vise également à valider l'étude théorique et numérique présentée dans le chapitre 2. Les paramètres contrôlant l'écoulement sont principalement le nombre de Strouhal et le rapport k

entre la vitesse transversale et la vitesse axiale de l'écoulement. L'influence de ces paramètres sur le mélange chaotique est étudiée en utilisant différentes approches : analyse des trajectoires, analyse de la distribution des temps de séjour, exposants de Lyapunov de taille finie, analyse des cartographies de mélange et écarts-types du champ de concentration à la sortie du mélangeur. Nous pouvons conclure que pour obtenir un bon mélange, il faut maintenir les éléments de fluide à l'intérieur de la zone de mélange autant que possible afin qu'ils subissent suffisamment d'étirement et de repliement [59]. Cela peut être réalisé de différentes façons :

1. en diminuant la période de rotation des cylindres afin d'augmenter les opérations d'étirement et de repliement des éléments du fluide pendant leur présence dans la zone de mélange. Mais la période ne doit pas être infiniment petite afin que le déplacement des cylindres puissent générer un écoulement transversal suffisant pour replier les éléments du fluide.
2. en augmentant la vitesse de rotation des cylindres afin que les particules de fluide soient plus recirculées pendant leur présence dans les régions elliptiques. Toutefois, cela peut entraîner une dégradation du produit due à un brassage excessif et une augmentation du prix du produit final pour compenser l'énergie supplémentaire dépensée.
3. en diminuant le débit moyen d'entrée pour que le fluide passe plus de temps dans le mélangeur. Cependant, dans un mélangeur ouvert continu, où le débit contrôle directement la productivité, il est souvent indésirable de trop le réduire.

L'étude numérique réalisée dans le chapitre 2 révèle l'existence d'un nombre de Strouhal optimal nécessaire pour assurer le meilleur mélange. De plus, cette étude a montré que le mélange est plus efficace lorsque le rapport de vitesse k est plus grand. Un accord qualitatif est observé entre les résultats numériques et expérimentaux. Nous avons démontré expérimentalement que pour des St intermédiaires ainsi que pour des k élevés, les particules divergent plus rapidement ce qui implique des valeurs des exposants Lyapunov de taille finie plus grandes, qui signifie que l'écoulement est plus chaotique pour les St intermédiaires et pour des valeurs de k plus élevées. De plus, nous avons constaté que le mélange est plus homogène pour des St intermédiaires ainsi que pour des valeurs de k plus élevées.

5.3 Ecoulements de fluides à seuil

Après avoir eu une image claire du comportement chaotique de l'écoulement du fluide newtonien au sein du mélangeur RAW, la deuxième partie de notre étude expérimentale concerne les écoulements de fluides à seuil.

Trois solutions de Carbopol différentes sont utilisées ayant des concentrations massiques en Carbopol comprises entre 0,075% et 0,1%. Pour $C > 0,1\%$, la solution piège des bulles d'air lors de sa préparation. En raison du seuil de contrainte qui devient considérable, il est difficile de les éliminer que ce soit en laissant la solution

5.3. Écoulements de fluides à seuil

se reposer pour permettre aux bulles de s'échapper naturellement, ou en mettant la solution sous vide. La présence des bulles d'air dans l'écoulement peut affecter les mesures de champs de vitesse et les cartographies de mélange. Pour cela, trois solutions de Carbopol de concentrations massiques égales à 0,075%, 0,09% et 0,1% sont utilisées. Les propriétés rhéologiques sont présentées sur le tableau 3.1 du chapitre 3.

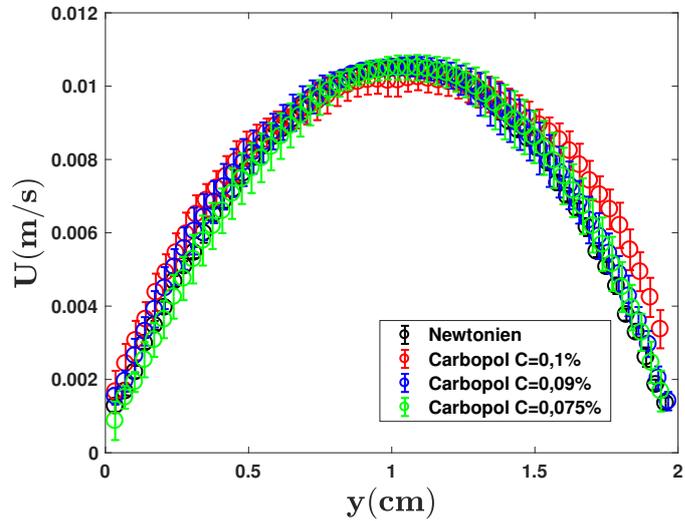
Les expériences réalisées avec les écoulements de Carbopol sont menées avec le même débit utilisé pour les expériences réalisées avec un écoulement de fluide newtonien, $Q = 20 \text{ L/h}$. La figure 5.20(a) montre les profils transversaux de la vitesse axiale mesurés à la section d'entrée de la zone de mélange, pour les différents écoulements de fluides newtonien et de Carbopol, dans le cas où les cylindres ne tournent pas. Les profils de vitesse semblent relativement similaires. L'effet du glissement aux parois paraît négligeable pour les différents écoulements. Les vitesses près de la parois ne sont pas plus importantes que les barres d'erreur.

Généralement, le caractère rhéofluidifiant conduit à une augmentation du gradient de la vitesse près de la paroi et à un aplatissement de la zone centrale et donc une diminution de la vitesse maximale. La contrainte seuil conduit à une zone non-cisaillée au centre du canal (bouchon solide et un profil de vitesse plat au centre du canal) et à une zone cisaillée près de la paroi en raison des gradients de vitesse élevés [51]. La figure 5.20(b) présente un zoom sur les profils de vitesse au centre du canal. Nous observons que, pour les écoulements de Carbopol de concentrations massiques égales à $C = 0,09\%$ et $C = 0,075\%$, les profils de vitesse se superposent avec le profil parabolique du fluide newtonien. On peut ainsi conclure que pour ces deux concentrations, l'effet de la contrainte seuil et du caractère rhéofluidifiant sont négligeables. Cependant, pour $C = 0,1\%$, le profil de vitesse est plus plat au centre du canal. On suppose alors que, pour l'écoulement de Carbopol de $C = 0,1\%$, les effets de la contrainte seuil et du caractère rhéofluidifiant sont présents.

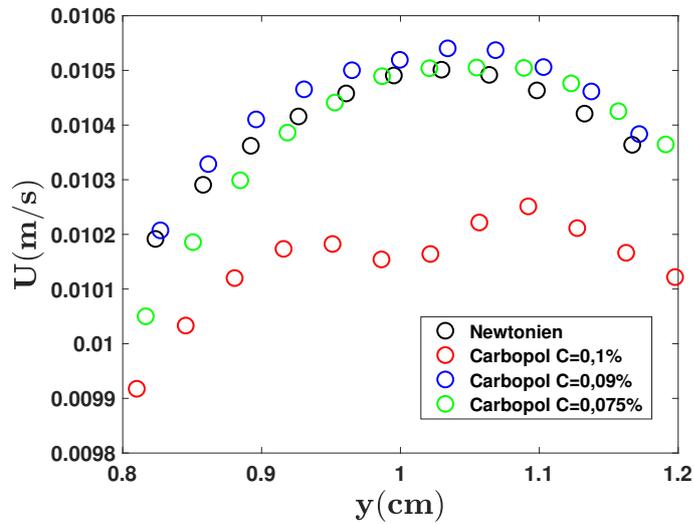
Dans le cas de l'écoulement de fluide newtonien dont la viscosité η est égale à $1,7 \text{ Pa.s}$, le débit imposé $Q = 20 \text{ L/h}$ correspond à un nombre de Reynolds égal à $Re = 0,1$. Dans le cas d'un écoulement de fluide à seuil, les propriétés rhéologiques changent en fonction de la contrainte appliquée, d'où la nécessité de définir un nombre de Reynolds généralisé Re_g qui tient en compte des paramètres rhéologiques du fluide. Le nombre de Reynolds généralisé Re_g d'un écoulement de fluide qui suit une loi de puissance est définie par Metzner et Reed [11] selon :

$$Re_g = 8^{1-n} \left(\frac{4n}{3n+1} \right)^n \frac{\rho U^{2-n} D_h^n}{\kappa} \quad (5.4)$$

En considérant les paramètres rhéologiques présentés dans le tableau 3.1, $\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, la vitesse moyenne à l'entrée $U = 0,0073 \text{ m/s}$ et le diamètre hydraulique $D_h = 0,026 \text{ m}$, le nombre de Reynolds généralisé Re_g calculé selon l'équation 5.4 est égal à : $Re_g = 0,8$ pour l'écoulement de Carbopol de concentration massique égale à 0,1% , $Re_g = 3$ pour l'écoulement de Carbopol de concentration massique



(a)



(b)

FIGURE 5.20 – (a) Profils de vitesse à l’entrée pour des différents écoulements d’Emkarox et de Carbopol réalisés avec le même débit d’entrée. Les barres d’erreur correspondent à la variation temporelle du profil de vitesse due aux erreurs de mesure. (b) Agrandissement dans une zone au centre du canal.

5.3. Écoulements de fluides à seuil

égale à 0,09% et $Re_g = 11,6$ pour l'écoulement de Carbopol de concentration massique égale à 0,075%.

Dans la suite de cette étude, nous nous concentrons sur un seul choix de paramètres $St = 0,4$, $k = 10$ afin de comparer le comportement des différents écoulements de Carbopol soumis au même forçage extérieur.

5.3.1 Champs de vitesse des écoulements de fluides à seuil

Les figures 5.21, 5.23 et 5.24 présentent les champs de vitesse, à différents instants de la période de rotation des cylindres, pour les différents écoulements de Carbopol de concentrations massiques égales à 0,1%, 0,09% et 0,075%.

L'écoulement de Carbopol de concentration massique égale à 0,1%, observé sur la figure 5.21, montre que pendant la première moitié de la période, l'écoulement de Carbopol est similaire à l'écoulement de fluide newtonien observé sur la figure 5.4. Il est accéléré au milieu du canal et trois régions elliptiques se forment près des cylindres, voir Fig. 5.21(b). Cependant, pendant la deuxième moitié de la période, le champ de vitesse est différent de celui observé pour l'écoulement de fluide newtonien. À $t = T + \frac{3T}{4}$, l'écoulement de fluide newtonien, observé sur la figure 5.4(d), présente des écoulements de retour indiquant que les éléments de fluide sont repliés pendant la deuxième moitié de la période. Cependant, pour l'écoulement de Carbopol de $C = 0,1\%$, un très faible écoulement de retour est observé sur la figure 5.21(d).

La figure 5.22 montre que les différentes caractéristiques, telles que les îlots elliptiques, les points paraboliques, le point hyperbolique et les séparatrices, sont toujours observées pour l'écoulement de Carbopol. Cependant, pour l'écoulement de Carbopol, les tailles des zones elliptiques sont plus petites et les points paraboliques sont plus proches les uns des autres par rapport à l'écoulement de fluide newtonien. Nous pouvons également observer sur la figure 5.22 que les vitesses sont plus grandes dans la zone active de mélange entre les cylindres pour l'écoulement de fluide newtonien bien que le nombre de Reynolds généralisé de l'écoulement de Carbopol soit plus grand. Ces observations peuvent être attribuées à la contrainte seuil qui devient significative pour le Carbopol de concentration $C = 0,1\%$, ce qui rend difficile l'étirement et le repliement des éléments de fluide. Le fluide se déplace en bloc et passe autour des zones elliptiques sans être suffisamment cisailé.

Par conséquent, les trajectoires calculées selon la méthode décrite au paragraphe 5.1.1 et illustrées sur la figure 5.25(b) ne présentent pas de recirculations fortes telles que celles observées pour l'écoulement de fluide newtonien présentées sur la figure 5.25(a). Comme les éléments fluides ne sont pas repliés, l'écoulement passe moins de temps dans la zone de mélange et donc la distribution des temps de séjour présentée sur la figure 5.26 pour le gel de Carbopol de concentration massique égale à 0,1% est moins étendue par rapport à la distribution obtenue pour l'écoulement de fluide newtonien.

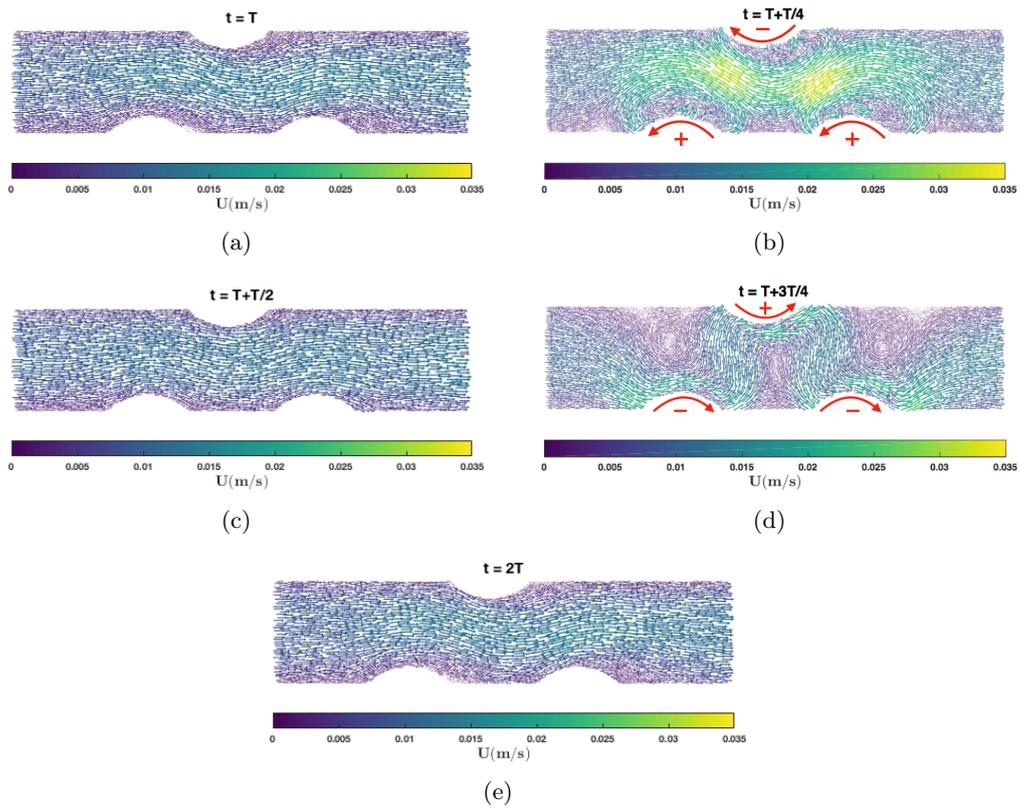


FIGURE 5.21 – Champs de vitesse mesurés à différents instants de la période de rotation des cylindres, (a) $t = T$, (b) $t = T + \frac{T}{4}$, (c) $t = T + \frac{T}{2}$, (d) $t = T + \frac{3T}{4}$ (e) $t = 2T$, d'un écoulement de Carbowol de $C = 0,1\%$.

5.3. Écoulements de fluides à seuil

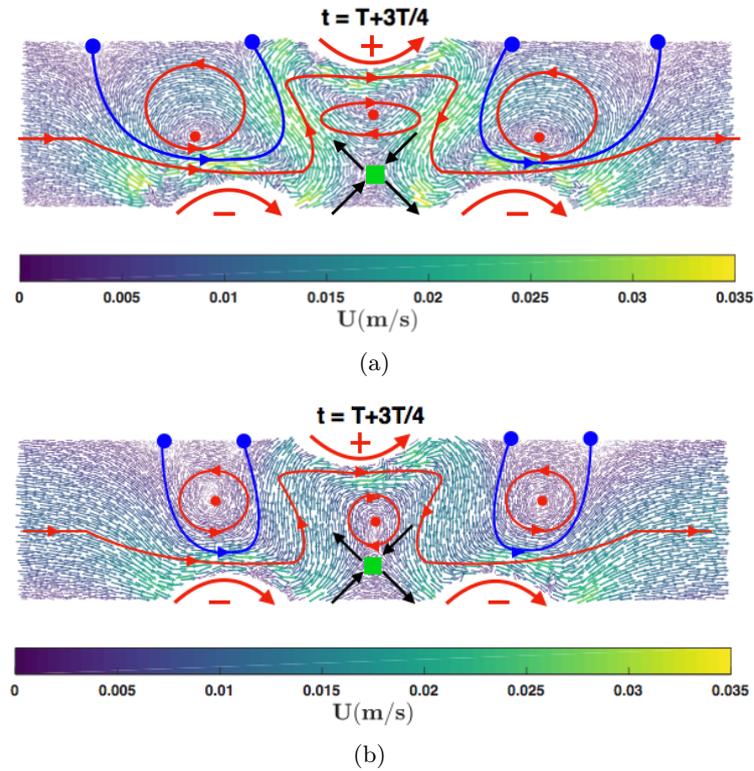


FIGURE 5.22 – Topologies des écoulements (a) d'Emkarox et (b) de Carbopol de $C = 0,1\%$ observées à $t = T + \frac{3T}{4}$.

Nous avons démontré, à partir des profils de vitesse mesurés à l'entrée du canal que, pour les écoulements de Carbopol de $C = 0,09\%$ et $C = 0,075\%$, l'effet de la contrainte seuil et du caractère rhéofluidifiant sont négligeables. Pour ces deux concentrations en Carbopol, le nombre de Reynolds généralisé est important. Les figures 5.23 et 5.24 présentent les champs de vitesse des écoulements de Carbopol de $C = 0,09\%$ et $C = 0,075\%$ respectivement. Une dissymétrie spatiale du champ de vitesse est observée, elle est surtout visible à $t = T + \frac{3T}{4}$. Elle est plus prononcée pour $C = 0,075\%$. La vitesse à travers les zones de recirculation est plus grande pour $C = 0,075\%$. La dissymétrie spatiale peut être attribuée aux effets inertiels qui deviennent plus importants pour $C = 0,09\%$ et $C = 0,075\%$. Pour ces deux écoulements de Carbopol, bien que la contrainte seuil soit négligeable, les écoulements de retour ne sont pas observés, et par conséquent les éléments de fluide ne sont pas repliés. Cela peut être dû au fait que l'écoulement n'est pas adéquatement entraîné par le mouvement des cylindres lorsque les effets inertiels sont importantes. Le mélangeur RAW, basé sur le principe de mélange par advection chaotique, est moins efficace lorsque les nombres de Reynolds sont plus grands.

Pour les deux écoulements de Carbopol de concentrations massiques égales à $0,09\%$ et $0,075\%$, les éléments de fluide ne sont pas repliés. Les trajectoires illustrées

sur les figures 5.25(c) et 5.25(d) présentent des recirculations moins vigoureuses par comparaison avec le cas newtonien, voir Fig. 5.25(a). De plus, en raison des effets de l'inertie, les éléments fluides sont plus étirés que ceux de l'écoulement de Carbopol de $C = 0,1\%$. Les particules du fluide passent plus de temps dans le mélangeur comme nous pouvons le constater à partir de la distribution des temps de séjour présentée sur la figure 5.26.

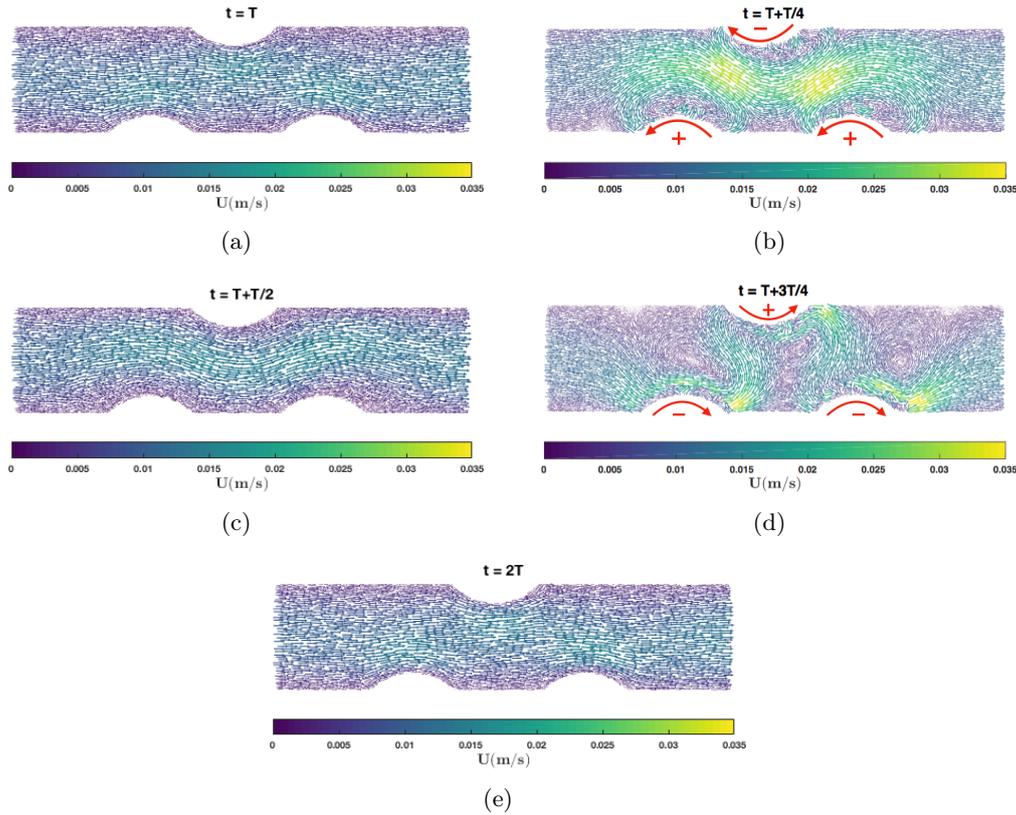


FIGURE 5.23 – Champs de vitesse mesurés à différents instants de la période de rotation des cylindres, (a) $t = T$, (b) $t = T + \frac{T}{4}$, (c) $t = T + \frac{T}{2}$, (d) $t = T + \frac{3T}{4}$ (e) $t = 2T$, d'un écoulement de $C = 0,09\%$.

Nous pouvons conclure que l'effet de la rhéologie du fluide à seuil est principalement présent lors de l'écoulement de Carbopol de $C = 0,1\%$. Nous avons observé que pour cet écoulement le repliement des éléments de fluide est difficile. L'écoulement se déplace en bloc autour des zones de recirculation. Cela peut aboutir à un mélange moins favorable. Pour les écoulements de Carbopol de $C = 0,09\%$ et $C = 0,075\%$, les effets de la contrainte seuil et du caractère rhéofluidifiant sont négligeables. Les effets inertiels apparaissent et l'écoulement n'est pas entraîné convenablement par les cylindres. Alors on en déduit que, pour ces écoulements, le mélange est principalement dû aux effets d'inertie.

5.3. Écoulements de fluides à seuil

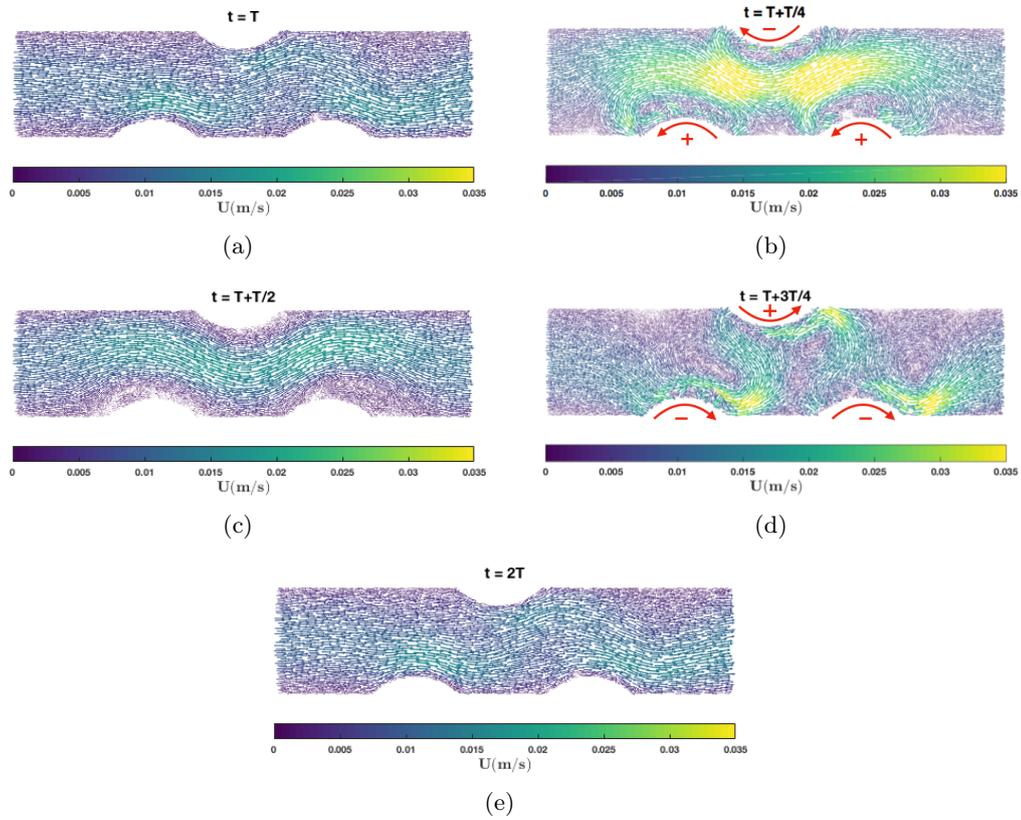


FIGURE 5.24 – Champs de vitesse mesurés à différents instants de la période de rotation des cylindres, (a) $t = T$, (b) $t = T + \frac{T}{4}$, (c) $t = T + \frac{T}{2}$, (d) $t = T + \frac{3T}{4}$ (e) $t = 2T$, d'un écoulement de Carbopol de $C = 0,075\%$.

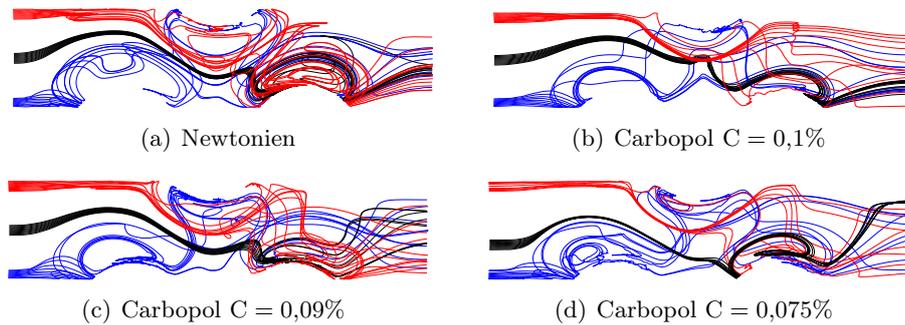


FIGURE 5.25 – Trajectoires de 30 particules d'un écoulement de : (a) fluide newtonien et de Carbopol de (b) $C = 0,1\%$, (c) $C = 0,09\%$, (d) $C = 0,075\%$, pour $St = 0,4$ et $k = 10$.

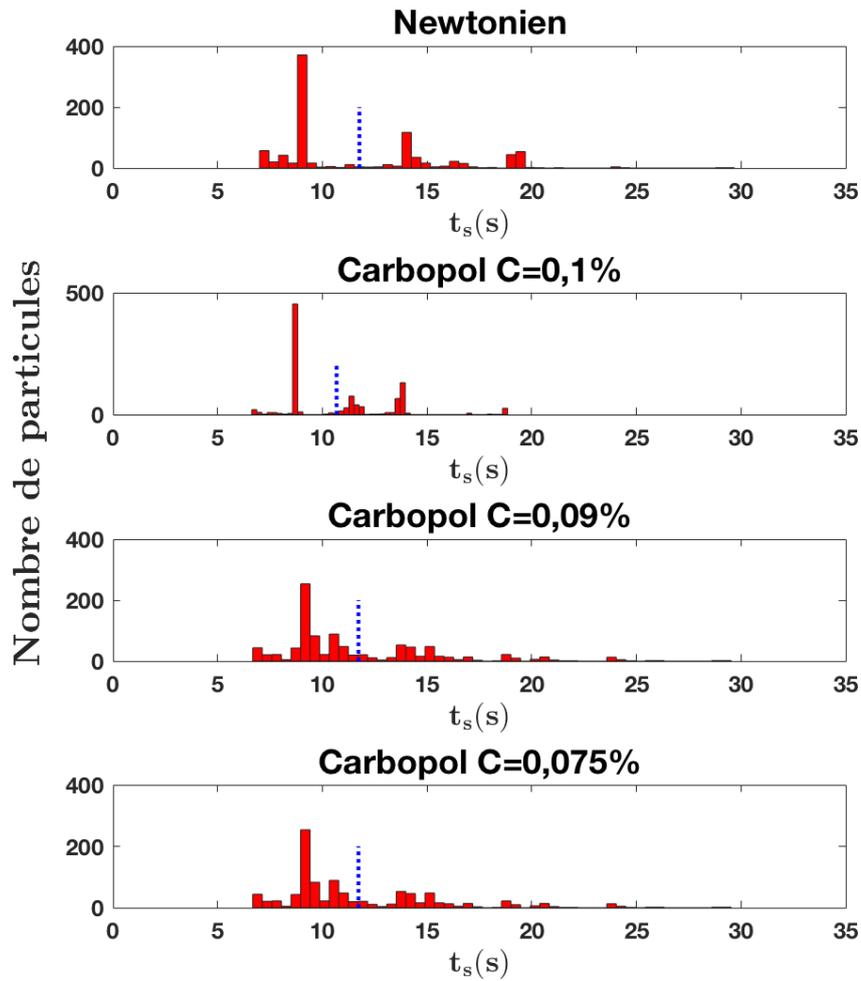


FIGURE 5.26 – Distribution des temps de séjour des 1000 particules d’un écoulement de fluide newtonien et de Carbopol de différentes concentrations massiques pour $St = 0,4$ and $k = 10$. La ligne verticale en pointillés bleue représente le temps de séjour moyen.

5.3. Écoulements de fluides à seuil

5.3.2 Quantification du chaos dans les écoulements de fluides à seuil

Nous présentons sur la figure 5.27 la divergence des trajectoires pour les différents écoulements de Carbopol ainsi que pour l'écoulement de fluide newtonien pour $St = 0,4$ et $k = 10$. Les divergences des trajectoires sont presque identiques pour les différents cas étudiés. Cependant, on constate, d'après la figure 5.25, une différence entre ces quatre écoulements. La divergence moyenne des trajectoires est un paramètre moyenné sur 1000 paires de trajectoires. Cet outil n'est peut-être pas suffisamment performant pour détecter la faible différence du degré du chaos. La quantification du chaos nécessite des approches locales ou statistiques pour permettre la caractérisation précise de l'écoulement. Pour cela, nous avons calculé la moyenne et l'écart-type de la longueur des 1000 trajectoires selon la méthode décrite au paragraphe 5.1.2.

La figure 5.28 montre que la longueur moyenne des trajectoires qui correspond à l'écoulement de fluide newtonien est plus grande que celles qui correspondent aux écoulements de Carbopol car les particules subissent plus de recirculations. On constate également que l'écart-type de la longueur des trajectoires est plus grand pour le cas newtonien indiquant que les particules sont soumises différemment au processus d'étirement et de repliement.

Pour l'écoulement de Carbopol de $C = 0,1\%$, la longueur moyenne des trajectoires est la plus petite car les particules ne sont pas soumises au processus d'étirement et de repliement en raison de l'effet important de la contrainte seuil. De plus, l'écart-type est le plus faible indiquant que les particules parcourent des chemins relativement similaires.

Pour les écoulements de Carbopol de $C = 0,09\%$ et $C = 0,075\%$, la longueur moyenne des trajectoires est plus grande que celle qui correspond à l'écoulement de Carbopol de $C = 0,1\%$. Les effets de l'inertie sont présents, ce qui fait que les éléments de fluide sont plus étirés. Ces effets sont plus prononcés pour l'écoulement de Carbopol de $C = 0,075\%$. Pour cela, \bar{l} et $\sigma(l)$ qui correspondent à l'écoulement de Carbopol de $C = 0,075\%$ sont plus grands que ceux qui correspondent à l'écoulement de Carbopol de $C = 0,09\%$. On prévoit alors que le mélange soit plus homogène pour l'écoulement de Carbopol de concentration massique la plus faible, mais ce mélange est dû à l'inertie et non pas au régime d'advection chaotique.

5.3.3 Mélange de fluides à seuil

Dans cette partie, nous étudions le mélange des différents écoulements de Carbopol de concentrations massiques égales à $0,1\%$, $0,09\%$ et $0,075\%$. Les cartographies de mélange sont présentées sur les figures 5.29, 5.30 et 5.31 respectivement. Pendant la première moitié de la période (voir $t = T + \frac{T}{4}$ et $t = T + \frac{T}{2}$ sur les figures 5.29, 5.30 et 5.31), les trois régions elliptiques, déjà observées à partir des mesures

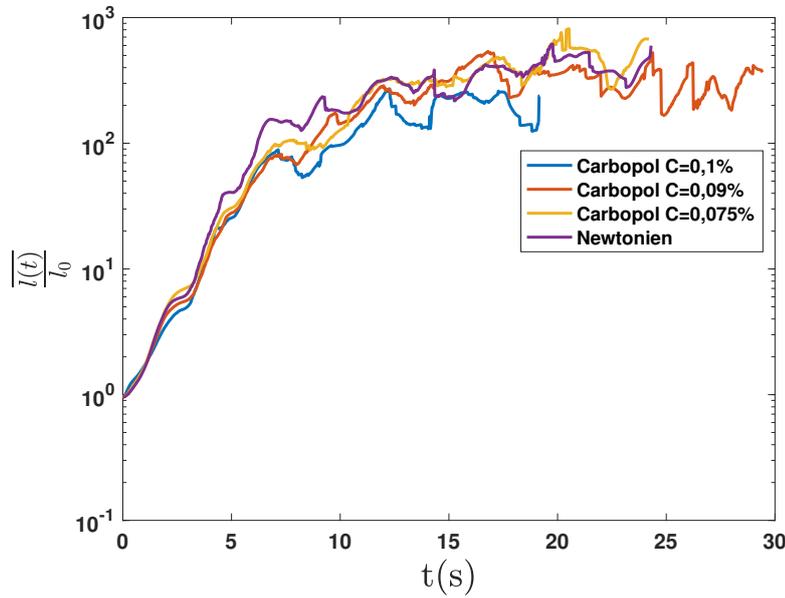
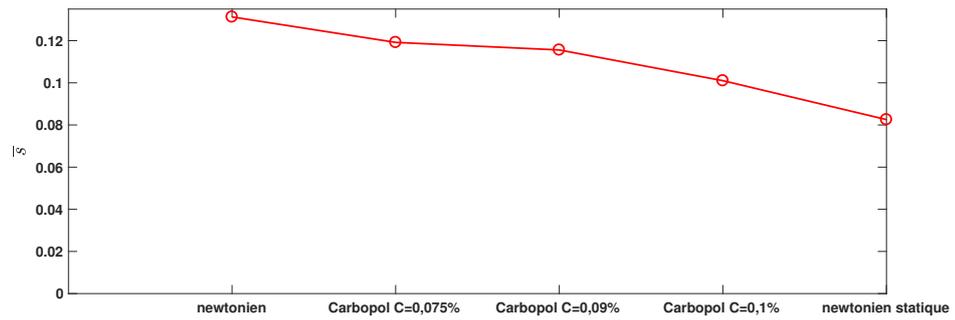


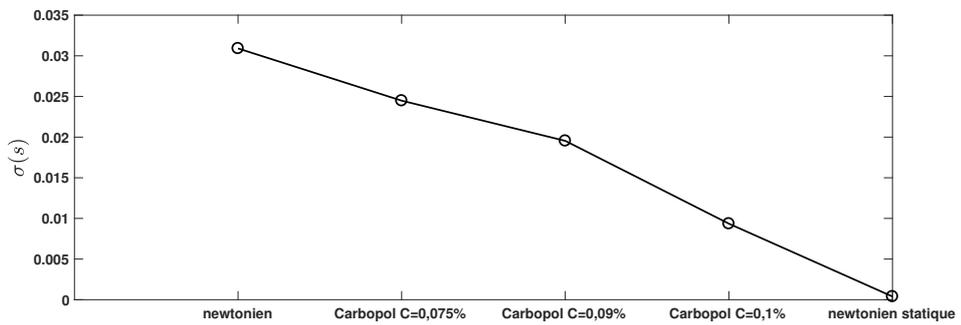
FIGURE 5.27 – Évolution temporelle de la divergence moyenne des trajectoires d'un écoulement de fluide newtonien et des différents écoulements de Carbopol pour $St = 0,4$ et $k = 10$.

des champs de vitesse, sont formées. L'écoulement est accéléré au centre du canal et traverse la zone de mélange. Des éléments de fluide non-mélangés (le courant noir) sont observés au centre du canal sur les cartographies de mélange pendant la première moitié de la période, voir Figs. 5.29, 5.30 et 5.31. À partir des mesures de champs de vitesse, nous avons observé que, dans le cas d'un écoulement de Carbopol de $C = 0,1\%$, les éléments de fluide ne sont pas repliés pendant la deuxième moitié de la période en raison de la rhéologie du fluide à seuil, voir Fig. 5.21(d). Des zones non-mélangées sont observées sur la cartographie de mélange à $t = T + 3T/4$ sur la figure 5.29. Dans le cas d'un écoulement de fluide newtonien, voir Fig. 5.14, les striations générées sont plus fines que celles résultant du mélange de Carbopol de $C = 0,1\%$. Pour les écoulements de Carbopol de $C = 0,09\%$ et $C = 0,075\%$, nous avons démontré que les éléments de fluide ne sont pas repliés et les effets d'inertie sont présents, voir Figs. 5.23(d) et 5.24(d). On observe que le mélange de ces solutions de Carbopol est plus homogène que le mélange de Carbopol de $C = 0,1\%$, voir Fig. 5.30 et 5.31, surtout le mélange de Carbopol de $C = 0,075\%$ pour lequel les effets d'inertie sont les plus importants. Les nombres de Reynolds locaux sont plus élevés ce qui favorise l'agitation de l'écoulement.

5.3. Écoulements de fluides à seuil



(a)



(b)

FIGURE 5.28 – (a) Moyenne et (b) écart-type de la longueur des trajectoires des écoulements d'Emkarox et de Carbopol pour $St = 0,4$, $k = 10$ et même débit d'entrée.

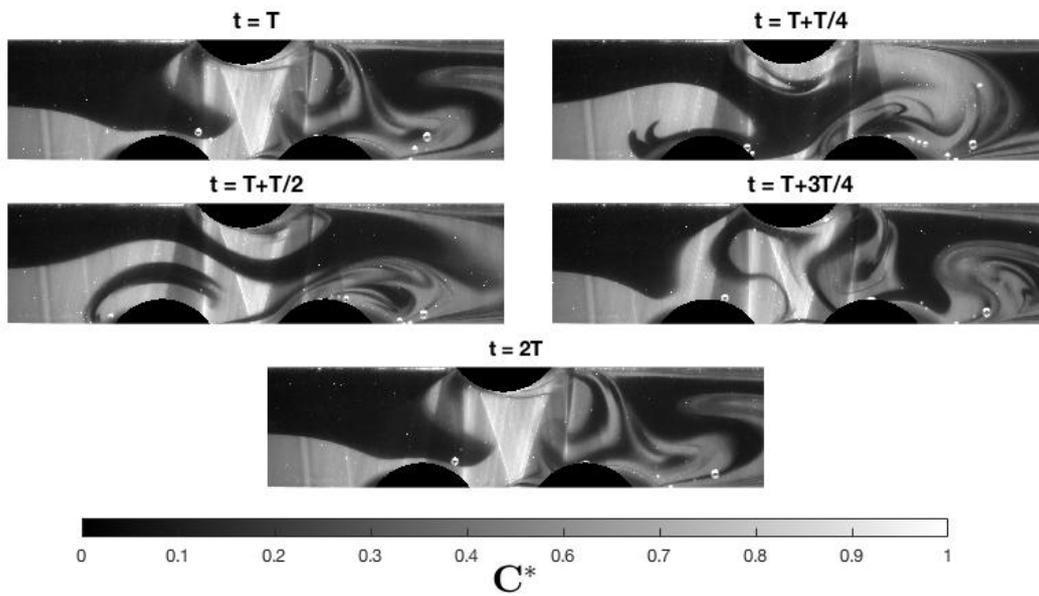


FIGURE 5.29 – Cartographies de mélange d'un écoulement de Carbopol de $C = 0,1\%$ pour $St = 0,4$ et $k = 10$.

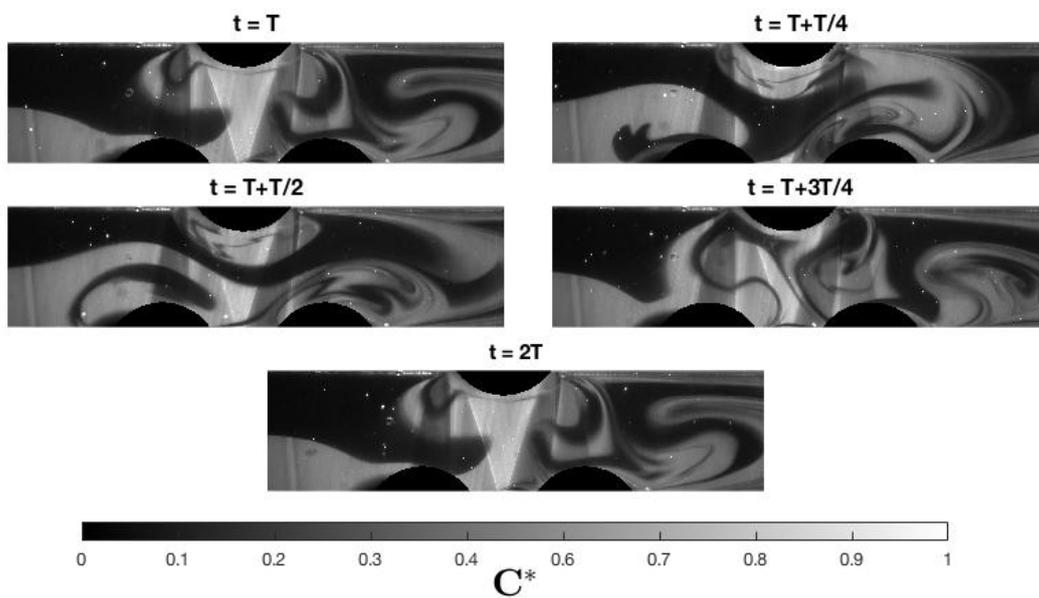


FIGURE 5.30 – Cartographies de mélange d'un écoulement de Carbopol de $C = 0,09\%$ pour $St = 0,4$ et $k = 10$.

5.3. Écoulements de fluides à seuil

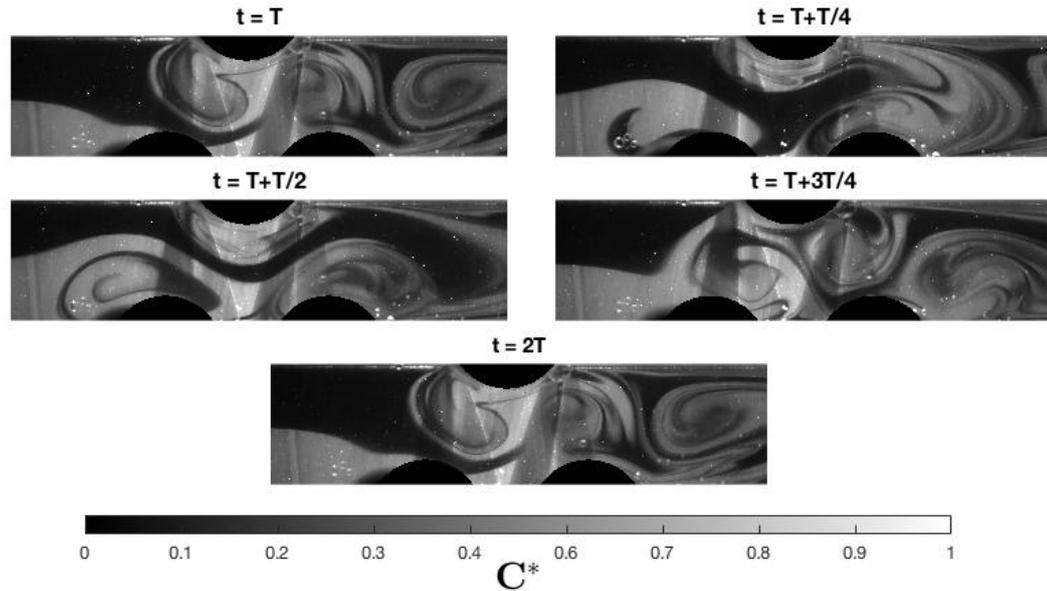


FIGURE 5.31 – Cartographies de mélange d’un écoulement de Carbopol de $C = 0,075\%$ pour $St = 0,4$ et $k = 10$.

5.3.4 Quantification du mélange de fluides à seuil

À partir des cartographies de mélange, nous avons quantifié le mélange en calculant l’écart type du champ de concentration à la sortie du canal selon la méthode décrite au paragraphe 5.1.4. L’évolution temporelle de l’écart type est présentée sur la figure 5.32 et les valeurs de $\sigma(C^*)$, moyennées sur les 5 dernières périodes, ainsi que les niveaux de fluctuations sont présentés dans le tableau 5.3. Nous remarquons que l’efficacité du mélange diminue avec l’augmentation de la concentration en Carbopol. Pour l’écoulement de Carbopol de $C = 0,1\%$, la contrainte seuil est considérable, ce qui rend l’étirement et le repliement des éléments de fluide plus difficile et entraîne une dégradation de la qualité du mélange. La qualité de mélange s’améliore lorsque la concentration diminue, car l’effet de la rhéologie du fluide à seuil disparaît et les effets d’inertie apparaissent ce qui rend le mélange plus favorable. Pourtant, le mélange de Carbopol est toujours moins efficace que le mélange de fluide newtonien. Le mélangeur RAW, basé sur le principe de mélange par advection chaotique, est moins efficace lorsque les effets d’inertie sont présents, car l’écoulement est moins entraîné par le mouvement de rotation des cylindres.

5.3.5 Conclusion pour les écoulements de fluides à seuil

Dans cette étude expérimentale des écoulements de fluides à seuil, trois solutions de Carbopol, de différentes concentrations massiques, sont utilisées. Les expériences sont réalisées avec le même débit d’entrée. Le nombre de Reynolds, qui correspond

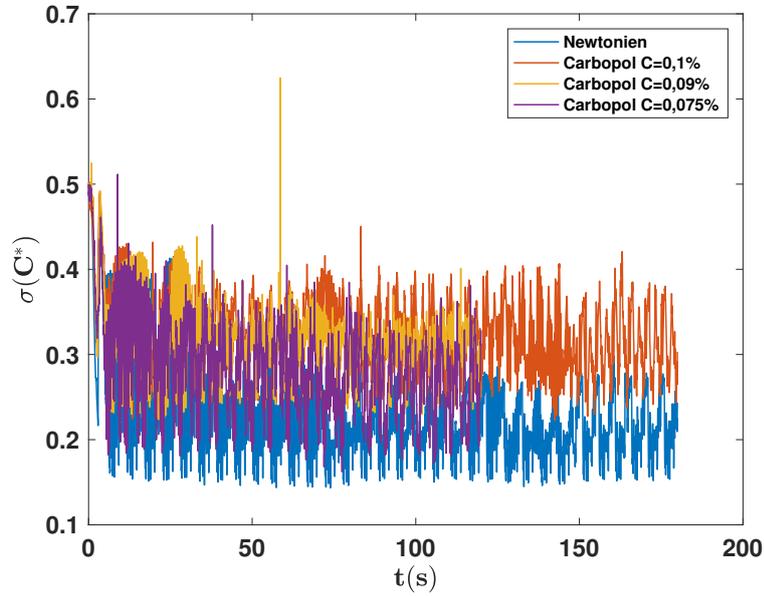


FIGURE 5.32 – Évolution temporelle de l'écart-type de la concentration moyenne mesurée à la sortie de la zone du mélange pour un écoulement de fluide newtonien et de Carbopol de différentes concentrations massiques pour $St = 0,4$ and $k = 10$.

	$\sigma(C^*)$	$\sigma(\sigma(C^*))$
Newtonien	0,221	0,0354
Carbopol $C = 0,1\%$	0,376	0,047
Carbopol $C = 0,09\%$	0,3364	0,0296
Carbopol $C = 0,075\%$	0,2779	0,0466

Tableau 5.3 – Moyenne et écart-type de l'écart-type du champ de concentration d'un écoulement de fluide newtonien et de différents écoulements de Carbopol.

5.4. Conclusion

à chaque écoulement de Carbopol, dépend des paramètres rhéologiques de la solution de Carbopol. Pour une solution de Carbopol, dont la contrainte seuil est considérable, nous avons démontré à travers les mesures de champ de vitesse que l'écoulement se déplace en bloc et que le repliement des éléments de fluide n'est pas présent ce qui rend le mélange moins efficace. Pour les écoulements de Carbopol de faibles concentrations massiques, l'effet de la rhéologie du fluide à seuil est négligeable et le nombre de Reynolds qui correspond à ces écoulements devient important. Les effets d'inertie apparaissent et le mélange s'améliore par rapport au mélange du Carbopol qui a une contrainte seuil plus importante. Dans ce cas, le mélange est dû à l'inertie et non pas au régime d'advection chaotique causé par le mouvement des cylindres.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, une étude expérimentale, qui vise à caractériser le mélange chaotique pour des écoulements de fluides newtoniens et à seuil, est présentée. Nous avons démontré en utilisant les mesures des champs de vitesse et les cartographies de mélange d'un écoulement de fluide newtonien que l'écoulement est plus chaotique et le mélange est plus efficace pour des nombres de Strouhal intermédiaires et des rapports de vitesse k élevés, pour lesquels les particules de fluide passent plus de temps dans le mélangeur et subissent plus d'étirement et de repliement. Cette étude a également servi à valider l'étude théorique et numérique présentée au chapitre 2. Dans le cas d'un fluide à seuil avec une contrainte seuil importante, le processus d'étirement et de repliement n'est pas aussi efficace ce qui rend le mélange moins favorable. Pour des fluides à seuil de faibles concentrations massiques, l'effet de la rhéologie du fluide à seuil disparaît alors que les effets d'inertie apparaissent. Le mécanisme d'advection chaotique n'est plus le mécanisme dominant et ce sont les effets inertiels qui entraînent le mélange.

Conclusions et perspectives

Conclusions

L'objectif principal de la présente thèse est l'étude d'un nouveau mélangeur à advection chaotique pour les fluides visqueux newtoniens et les fluides à seuil. Une étude bibliographique, présentée dans le chapitre 1, a permis de définir le concept de mélange par advection chaotique. L'advection chaotique est le mécanisme permettant de générer des trajectoires chaotiques complexes dans un régime d'écoulement laminaire au sein d'un système bidimensionnel dépendant du temps ou tridimensionnel stationnaire ou instationnaire. Elle est basée sur le processus d'étirement et de repliement des éléments de fluide qui permet d'augmenter la surface de contact entre les différentes espèces favorisant ainsi le mélange. Différents outils qualitatifs et quantitatifs existent pour identifier le chaos comme, par exemple, la détection des points particuliers et le suivi des particules, la divergence des trajectoires et les exposants de Lyapunov. D'autres outils permettent de décrire l'écoulement et de prévoir la qualité du mélange tels que la distribution des temps de séjour des particules de fluide dans le mélangeur et la longueur des trajectoires. L'écart-type du champ de concentration est la grandeur classique utilisée pour quantifier le mélange. À la fin de ce chapitre, nous avons proposé un nouveau mélangeur actif en ligne formé d'un canal principal avec trois cylindres rotatifs. Une modulation de la vitesse angulaire des cylindres est imposée afin de générer un régime d'advection chaotique favorisant le mélange des fluides visqueux.

Dans le chapitre 2, une étude théorique est réalisée permettant de mettre en évidence les différents paramètres contrôlant l'écoulement, notamment, le nombre de Strouhal St qui représente le rapport entre le temps caractéristique de l'écoulement et la période de rotation des cylindres et le rapport k entre la vitesse transversale et la vitesse axiale de l'écoulement. En se basant sur deux arguments phénoménologiques simples, deux conditions théoriques sont formulées. Ces conditions ont permis d'identifier les paramètres (St, k) favorables au mélange. Cette étude est complétée par des simulations numériques, en utilisant un code C++ développé en interne, menées pour un écoulement de fluide newtonien. Une première étude numérique a permis de valider l'étude théorique et a mis en évidence la présence d'un nombre de Strouhal optimal pour lequel le mélange est le plus favorable pour un k fixé. Elle a montré également que le mélange s'améliore lorsque k augmente. Une deuxième étude numérique, qui a pour objectif d'étudier l'influence du nombre de

Reynolds Re sur le mélange, est réalisée. Nous avons constaté que, tant que les effets inertiels sont faibles, l'efficacité du mélange n'est pas affectée par la valeur de Re . Cependant, lorsque le nombre de Reynolds transversal devient important, les effets inertiels apparaissent et une dépendance de la qualité de mélange vis-à-vis du nombre de Reynolds axial et du rapport de vitesse k est constatée.

Dans le troisième chapitre, la caractérisation rhéologique des fluides de travail est présentée. Les deux fluides étudiés sont : l'Emkarox (fluide newtonien) et le Carbopol (fluide à seuil). Le comportement newtonien de la solution d'Emkarox non-dilué est mis en évidence. Une dépendance exponentielle de la viscosité en fonction de la concentration massique en Emkarox est observée, $\eta = 0,0375e^{0,07778C}$. L'écoulement de Carbopol le long du mélangeur est soumis à des contraintes instantanées plus ou moins importantes. Le comportement rhéologique du Carbopol est étudié en régime instationnaire. Le Carbopol présente trois régimes de déformation : un régime solide pour les contraintes faibles, un régime de transition pour des contraintes intermédiaires et un régime fluide, décrit par la loi de Herschel-Bulkely, pour les contraintes élevées. Nous avons démontré que les effets d'instationnarité (hystérésis rhéologique et irréversibilité des mesures qui correspondent à la rampe en contrainte ascendante et descendante) se manifestent dans le régime solide et le régime de transition alors qu'ils sont négligeables dans le régime fluide. Ces effets ont tendance à disparaître lorsque le temps de forçage caractéristique devient suffisamment grand et l'écoulement se rapproche alors de la limite stationnaire.

Comme les fluides à seuil sont susceptibles de glisser sur les parois lisses du mélangeur, la caractérisation du glissement a fait partie de notre étude. Cette caractérisation est réalisée à l'échelle microscopique pour un écoulement de gel de Carbopol dans un microcanal. En fonction du débit imposé, trois régimes d'écoulement distincts sont observés. Pour les faibles débits, un écoulement de type bouchon qui correspond au régime solide est observé. Lorsque le débit augmente progressivement, le gel de Carbopol est partiellement déformé à proximité des parois du canal et un bouchon est observé autour du centre du microcanal. Lorsque le débit augmente encore plus, le gel de Carbopol est totalement déformé sur toute la largeur du canal. Les gradients de vitesse à la paroi et les vitesses de glissement sont calculés. Nous avons utilisé la dépendance du taux de cisaillement par rapport à la contrainte obtenue par les mesures rhéologiques et nous avons établi des lois d'échelle des gradients de vitesse et des vitesses de glissement en fonction des contraintes de cisaillement à la paroi. Cette procédure a l'avantage de ne faire absolument aucune hypothèse sur la structure d'écoulement et sur le comportement rhéologique du fluide.

Dans le dernier chapitre, les résultats expérimentaux obtenus, au sein du mélangeur, pour des écoulements de fluide newtonien et de fluides à seuil, sont présentés. Les expériences sur l'écoulement de fluide newtonien sont réalisées avec un nombre de Reynolds constant égal à 0,1. En utilisant la technique de suivi des particules et la distribution des temps de séjour, nous avons analysé le comportement de l'écoulement. Nous avons constaté que pour les St faibles, l'écoulement traverse le canal

sans être soumis suffisamment au processus d'étirement et de repliement. Pour les St élevés, les trajectoires ne présentent pas de recirculation en raison du déplacement faible des cylindres pendant une demi-période. Pour les St intermédiaires, des trajectoires plus complexes qui présentent des recirculations plus importantes sont observées. Nous avons remarqué que pour k plus élevé, les trajectoires sont plus chaotiques, car les cylindres effectuent plus de cycles pendant la présence des particules de fluide dans la zone de mélange. Les éléments de fluide sont plus soumis au processus d'étirement et de repliement. Nous avons constaté également que les trajectoires divergent plus rapidement et un exposant de Lyapunov plus élevé est obtenu pour un St intermédiaire et pour un k plus élevé indiquant que l'écoulement est plus chaotique. Le mélange est également plus homogène pour un St intermédiaire et pour un rapport de vitesse k plus élevé. Cette étude a servi à valider l'étude théorique et numérique présentée au chapitre 2.

Afin d'étudier l'influence de la rhéologie des fluides à seuil sur le mélange chaotique, des expériences sont réalisées sur trois écoulements de Carbopol de différentes concentrations massiques pour St et k fixes et avec la même vitesse d'entrée que celle de l'écoulement de fluide newtonien. Le nombre de Reynolds correspondant aux écoulements de Carbopol dépend des paramètres rhéologiques de la solution de Carbopol utilisée. Quelle que soit la concentration de Carbopol, les mesures des champs de vitesse ont montré que le repliement des éléments fluides de Carbopol n'est pas généré par le mouvement de rotation des cylindres. Pour les écoulements de Carbopol de faible concentration massique, les effets de la contrainte seuil et du caractère rhéofluidifiant sont négligeables. Les effets de l'inertie sont détectés par une dissymétrie spatiale du champ de vitesse. L'écoulement n'est pas adéquatement entraîné par le mouvement de rotation des cylindres. Pour l'écoulement de Carbopol de concentration massique plus grande, bien que les effets d'inertie ne sont pas présents, le repliement des éléments de Carbopol n'est pas généré en raison de la contrainte seuil qui devient importante.

Pour comprendre le comportement de l'écoulement, nous avons calculé la moyenne et l'écart-type de la longueur des trajectoires. Nous avons remarqué que, pour l'écoulement de Carbopol dont la contrainte seuil est considérable, la moyenne et l'écart-type de la longueur des trajectoires sont les plus faibles, car l'écoulement se déplace en bloc, l'étirement et le repliement des éléments de fluide est plus difficile et le système devient moins chaotique. Pour les écoulements de Carbopol dont la contrainte seuil est négligeable, les effets d'inertie, qui étirent les éléments fluides, sont présents et la moyenne et l'écart-type de la longueur des trajectoires sont plus importants que ceux obtenus pour l'écoulement de Carbopol dont la contrainte seuil est importante. Cependant, ces valeurs sont plus petites que celles obtenues pour l'écoulement de fluide newtonien réalisé à bas nombre de Reynolds pour lequel les effets d'inertie ne sont pas présents. En effet, le mélangeur RAW basé sur le mélange par advection chaotique est plus efficace lorsque le nombre de Reynolds est plus faible, ce qui permet au mouvement de rotation des cylindres d'entraîner efficacement le fluide. Nous

avons observé que le mélange est plus homogène pour l'écoulement de faible concentration massique en Carbopol pour lequel les effets d'inertie sont plus importants. Pour l'écoulement de concentration massique en Carbopol élevée, les effets d'inertie ne sont pas présents et le processus d'étirement et de repliement n'est pas efficace, en raison de la contrainte seuil considérable, ce qui a engendré un mélange moins favorable.

Perspectives

Cette étude a ouvert la voie à plusieurs travaux futurs qui pourraient être envisagés :

- Des développements théoriques supplémentaires sont nécessaires pour détecter théoriquement la présence du nombre de Strouhal optimal observé numériquement pour lequel le mélange est le plus favorable. En effet, l'étude théorique déjà développée a mis en évidence que le mélange devient moins favorable pour les St élevés, car le déplacement transversal de l'écoulement devient faible. Cependant, elle n'a pas pris en compte que, pour les St faibles, l'écoulement se rapproche du cas stationnaire pour lequel il n'y a pas de changement de sens de rotation des cylindres.
- Des simulations numériques pourraient être réalisées avec différents écoulements de fluide de Bingham ayant des contraintes seuil plus ou moins importantes. Le fluide de Bingham présente une contrainte seuil en dessous de laquelle le comportement du fluide correspond à celui d'un solide. Au-dessus de cette contrainte, le fluide présente un comportement newtonien. L'objectif de cette étude serait d'étudier, en particulier, l'effet de la contrainte seuil sur le mélange.

Une deuxième étude pourrait être réalisée avec un écoulement de fluide rhéofluidifiant ne présentant pas de contrainte seuil ($\tau = \kappa\dot{\gamma}^n$) afin d'étudier particulièrement l'influence du caractère rhéofluidifiant sur le mélange.

Enfin, des simulations numériques pourraient être réalisées avec un écoulement de fluide à seuil afin d'étudier les deux effets, le seuil de contrainte et le comportement rhéofluidifiant, couplés ensemble, sur le mélange chaotique. Les simulations numériques ont l'avantage d'être réalisées avec des fluides à seuil ayant des contraintes seuil considérables, ce qui est difficile expérimentalement en raison des limitations expérimentales liées aux gradients de pression élevés nécessaires pour maintenir l'écoulement.

- Expérimentalement, en utilisant un écoulement de fluide newtonien, des expériences pourraient se concentrer sur l'étude de la dépendance du mélange chaotique sur le nombre de Reynolds. Cette étude, réalisée numériquement dans le chapitre 2, reste à être validée expérimentalement dans le cadre les futurs travaux.

Il sera également intéressant de réaliser des expériences avec l'écoulement de Carbopol de concentration massique la plus élevée ($C = 0,1\%$) pour un nombre de Reynolds égal à celui de l'écoulement de fluide newtonien, $Re = 0,1$. Cela nécessite de travailler avec une vitesse d'entrée faible. L'objectif de cette étude sera de vérifier si, avec des vitesses de déplacement axiales faibles, l'écoulement de Carbopol pourrait être suffisamment cisailé pour générer le repliement des éléments de fluide de Carbopol et améliorer le mélange.

Il sera également possible de réaliser des expériences avec un écoulement de fluide rhéofluidifiant ne présentant pas de contrainte seuil, comme la Carboxyméthylcellulose par exemple, afin d'étudier l'influence du caractère rhéofluidifiant du fluide, découplé de la contrainte seuil, sur le mélange.

- L'étude réalisée pour caractériser le glissement demande des développements théoriques ultérieurs afin de construire des lois analytiques, en se basant les lois d'échelle trouvées, permettant de prédire le comportement du glissement aux parois.

Il sera également possible de réaliser des expériences avec un écoulement de Carbopol greffé par la Rhodamine B, permettant de visualiser la microstructure du Carbopol, pour une large gamme de débit. Cette étude aura pour objectif d'étudier l'évolution de la microstructure en fonction de chaque régime d'écoulement. Elle permettra également de visualiser les phénomènes qui se produisent à côté des parois.

Références bibliographiques

- [1] Y. Abbas, J. Miwa, R. Zengerle, and F. von Stetten. Active continuous-flow micromixer using an external braille pin actuator array. *Micromachines*, 4 :80–89, 03 2013. (Cité en page 19.)
- [2] N. Acharya, M. Sen, and C. Hsueh-Chia. Heat transfer enhancement in coiled tubes by chaotic mixing. *International journal of heat and mass transfer*, 35(10) :2475–2489, 1992. (Cité en page 13.)
- [3] F. Aloui, F. Rehim, E. Dumont, and J. Legrand. Inverse method applied for the determination of the wall shear rate in a scraped surface heat exchanger using the electrochemical technique. *International Journal of Electrochemical Science*, 3, 06 2008. (Cité en page 49.)
- [4] H. Aref. Stirring by chaotic advection. *Journal of Fluid Mechanics*, 143 :1–21, 1984. (Cité en pages vii, 1, 7, 8 et 16.)
- [5] H. Aref. The development of chaotic advection. *Physics of Fluids*, 14(4) :1315–1325, 2002. (Cité en pages vii et 2.)
- [6] H. Aref and S. Balachandar. Chaotic advection in a stokes flow. *The Physics of Fluids*, 29(11) :3515–3521, 1986. (Cité en page 17.)
- [7] V. I. Arnold. Sur la topologie des écoulements stationnaires des fluides parfaits. In *Vladimir I. Arnold-Collected Works*, pages 15–18. Springer, 1965. (Cité en page 6.)
- [8] P. E. Arratia, J. Kukura, J. Lacombe, and F. J. Muzzio. Mixing of shear-thinning fluids with yield stress in stirred tanks. *AIChE Journal*, 52(7) :2310–2322, 2006. (Cité en page 21.)
- [9] V. Artale, G. Boffetta, A. Celani, M. Cencini, and A. Vulpiani. Dispersion of passive tracers in closed basins : Beyond the diffusion coefficient. *Physics of Fluids*, 9(11) :3162–3171, 1997. (Cité en page 13.)
- [10] E. Aurell, G. Boffetta, A. Crisanti, G. Paladin, and A. Vulpiani. Predictability in the large : an extension of the concept of lyapunov exponent. *Journal of Physics A : Mathematical and General*, 30(1) :1–26, jan. 1997. (Cité en page 13.)
- [11] A. B. Metzner and J. C. Reed. Flow of non-newtonian fluids-correlation of the laminar, transition, and turbulent flow regions. *AIChE Journal*, 1 :434 – 440, 12 1955. (Cité en page 123.)
- [12] L. Bammou, K. El Omari, S. Blancher, Y. Le Guer, B. Benhamou, and T. Mediouni. A numerical study of the longitudinal thermoconvective rolls in a mixed convection flow in a horizontal channel with a free surface. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 42 :265–277, 08 2013. (Cité en page 34.)

- [13] H. A. Barnes. A review of the slip (wall depletion) of polymer solutions, emulsions and particle suspensions in viscometers : its cause, character, and cure. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 56(3) :221 – 251, 1995. (Cité en pages 50, 66 et 69.)
- [14] H. A. Barnes, J. F. Hutton, and K. Walters. *An introduction to rheology*, volume 3. Elsevier, 1989. (Cité en page 47.)
- [15] O. Baskan, H. Rajaei, M. F. M. Speetjens, and H. J. H. Clercx. Scalar transport in inline mixers with spatially periodic flows. *Physics of Fluids*, 29(1) :013601, 2017. (Cité en page 1.)
- [16] G. Benbelkacem-Benmouffok. *Visco elasticit  et écoulements de fluides structurés*. PhD thesis, 02 2009. (Cité en page 49.)
- [17] I. Bendixson. Sur les courbes définies par des équations différentielles. *Acta Math.*, 24 :1–88, 1901. (Cité en page 7.)
- [18] J. J. B. Biemond, A. P. S. de Moura, G. K arolyi, C. Grebogi, and H. Nijmeijer. Onset of chaotic advection in open flows. *Phys. Rev. E*, 78 :016317, Jul 2008. (Cité en page 27.)
- [19] R. B. Bird, G. Dai, and B. J. Yarusso. The rheology and flow of viscoplastic materials. *Reviews in Chemical Engineering*, 1(1) :1–70, 1983. (Cité en page 20.)
- [20] G. D. Birkhoff. *Dynamical systems*, volume 9. American Mathematical Soc., 1927. (Cité en page 6.)
- [21] G. Boffetta, M. Cencini, M. Falcioni, and A. Vulpiani. Predictability : a way to characterize complexity. *Physics Reports*, 356(6) :367 – 474, 2002. (Cité en page 113.)
- [22] P. I. Boyland, H. Aref, and M. a. Stremler. Topological fluid mechanics of stirring. *Journal of Fluid Mechanics*, 403 :277–304, 2000. (Cité en page 10.)
- [23] T. Burghlea and V. Bertola. *Transport phenomena in complex fluids*. 2019. (Cité en page 47.)
- [24] P. Carrière. On a three-dimensional implementation of the baker’s transformation. *Physics of Fluids*, 19(11) :118110, 2007. (Cité en page 10.)
- [25] C. Castelain. *Etude expérimentale de la dynamique des fluides et des transferts thermiques dans un écoulement de dean alterné en régime d’advection chaotique*. PhD thesis, 1995. (Cité en page 18.)
- [26] C. Castelain, D. Berger, P. Legentilhomme, A. Mokrani, and H. Peerhossaini. Experimental and numerical characterisation of mixing in a steady spatially chaotic flow by means of residence time distribution measurements. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(19) :3687 – 3700, 2000. (Cité en page 15.)
- [27] C. Castelain and P. Legentilhomme. Residence time distribution of a purely viscous non-newtonian fluid in helically coiled or spatially chaotic flows. *Chemical Engineering Journal*, 120(3) :181 – 191, 2006. (Cité en page 2.)

Références bibliographiques

- [28] C. Castelain, A. Mokrani, Y. Le Guer, and H. Peerhossaini. Experimental study of chaotic advection regime in a twisted duct flow. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 20(2) :205 – 232, 2001. (Cité en pages 10, 12 et 16.)
- [29] C. Castelain, A. Mokrani, P. Legentilhomme, and H. Peerhossaini. Residence time distribution in twisted pipe flows : helically coiled system and chaotic system. *Experiments in Fluids*, 22(5) :359–368, 1997. (Cité en page 13.)
- [30] C. Chagny, C. Castelain, and H. Peerhossaini. Chaotic heat transfer for heat exchanger design and comparison with a regular regime for a large range of reynolds numbers. *Applied Thermal Engineering*, 20(17) :1615–1648, 2000. (Cité en page 13.)
- [31] C. Chagny-Regardin. *Mélange et chauffage de fluides complexes   l’aide d’un  changeur de chaleur   effet d’advection chaotique*. PhD thesis, 2000. (Cité en page 2.)
- [32] J. Chaiken, R. Chevray, M. Tabor, Q. M. Tan, and J. T. Stuart. Experimental study of lagrangian turbulence in a stokes flow. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 408(1834) :165–174, 1986. (Cité en page 17.)
- [33] R. P. Chhabra. Non-newtonian fluids : an introduction. In *Rheology of complex fluids*, pages 3–34. Springer, 2010. (Cité en page 49.)
- [34] P. Coussot. *Rheometry of pastes, suspensions, and granular materials : applications in industry and environment*. John Wiley & Sons, 2005. (Cité en pages 20 et 47.)
- [35] A. Crisanti, M. Falcioni, A. Vulpiani, and G. Paladin. Lagrangian chaos : transport, mixing and diffusion in fluids. *La Rivista del Nuovo Cimento (1978-1999)*, 14(12) :1–80, 1991. (Cité en page 12.)
- [36] M. M. Cross. Rheology of non-newtonian fluids : a new flow equation for pseudoplastic systems. *Journal of colloid science*, 20(5) :417–437, 1965. (Cité en page 49.)
- [37] S. J. Curran, R. E. Hayes, A. Afacan, M. C. Williams, and P. A. Tanguy. Experimental mixing study of a yield stress fluid in a laminar stirred tank. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 39(1) :195–202, 2000. (Cité en page 21.)
- [38] E. G. da Silva. Introduction aux systèmes dynamiques et chaos. 2004. (Cité en page 6.)
- [39] B. Delmas. « d mographie mathématique » : Pierre-françois verhulst et la loi logistique de la population. *Mathematics and Social Sciences*, 167 :51–81, 2004. (Cité en page 6.)
- [40] M. Dinkgreve, M. Fazilati, M. M. Denn, and D. Bonn. Carbopol : From a simple to a thixotropic yield stress fluid. *Journal of Rheology*, 62(3) :773–780, 2018. (Cité en page 55.)

- [41] T. Divoux, V. Grenard, and S. Manneville. Rheological hysteresis in soft glassy materials. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :018304, Jan 2013. (Cité en page 55.)
- [42] T. Divoux, D. Tamarii, C. Barentin, and S. Manneville. Transient shear banding in a simple yield stress fluid. *Phys. Rev. Lett.*, 104 :208301, May 2010. (Cité en page 55.)
- [43] J. Duplat, C. Innocenti, and E. Villermaux. A nonsequential turbulent mixing process. *Physics of Fluids*, 22(3) :035104, 2010. (Cité en page 1.)
- [44] J. Duplat and E. Villermaux. Mixing by random stirring in confined mixtures. *Journal of Fluid Mechanics*, 617 :51–86, 2008. (Cité en pages vii, 1 et 14.)
- [45] P. Dutta and R. Chevray. Enhancement of mixing by chaotic advection with diffusion. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 11(1) :1 – 12, 1995. (Cité en page 17.)
- [46] C. Eckart. An analysis of the stirring and mixing processes in incompressible fluids. 1948. (Cité en page 13.)
- [47] K. El Omari, A. Achhoud, and Y. Le Guer. Chaotic mixing in a plane channel with rotating arc walls. *Bulletin of the American Physical Society*, 54, 2009. (Cité en page 28.)
- [48] K. El Omari and Y. Le Guer. Alternate rotating walls for thermal chaotic mixing. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(1) :123 – 134, 2010. (Cité en pages 17 et 34.)
- [49] K. El Omari and Y. Le Guer. Thermal chaotic mixing of power-law fluids in a mixer with alternately rotating walls. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 165(11-12) :641 – 651, 2010. (Cité en pages 2, 17 et 34.)
- [50] K. El Omari and Y. Le Guer. Laminar mixing and heat transfer for constant heat flux boundary condition. *Heat and Mass Transfer*, 48(8) :1285–1296, Aug 2012. (Cité en page 2.)
- [51] H. Fellouah. *Étude de l'écoulement et de l'instabilité de Dean dans les conduites à section rectangulaire*. PhD thesis, 2005. Thèse de doctorat dirigée par Peerhossaini, Hassan Sciences pour l'ingénieur. Transfert thermique, énergétique Nantes 2005. (Cité en page 123.)
- [52] H. Fellouah, C. Castelain, A. Ould-El-Moctar, and H. Peerhossaini. The dean instability in power-law and bingham fluids in a curved rectangular duct. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 165(3) :163 – 173, 2010. (Cité en page 2.)
- [53] L. Ferrás, J. Nóbrega, and F. Pinho. Analytical solutions for newtonian and inelastic non-newtonian flows with wall slip. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 175-176 :76 – 88, 2012. (Cité en page 67.)
- [54] E. Fourcade, R. Wadley, H. C. Hoefsloot, A. Green, and P. D. Iedema. Cfd calculation of laminar striation thinning in static mixer reactors. *Chemical Engineering Science*, 56(23) :6729 – 6741, 2001. (Cité en page 1.)

Références bibliographiques

- [55] T. Frommelt, M. Kostur, M. Wenzel-Schäfer, P. Talkner, P. Hanggi, and A. Wixforth. Microfluidic mixing via acoustically driven chaotic advection. *Physical review letters*, 100 :034502, 02 2008. (Cité en page 1.)
- [56] V. Ganesan, M. D. Bryden, and H. Brenner. Chaotic heat transfer enhancement in rotating eccentric annular-flow systems. *Physics of Fluids*, 9(5) :1296–1306, 1997. (Cité en page 17.)
- [57] B. Geraud, L. Bocquet, and C. Barentin. Confined flows of a polymer microgel. *The European Physical Journal E*, 36(3) :30, 2013. (Cité en page 70.)
- [58] G. A. Gottwald and I. Melbourne. A new test for chaos in deterministic systems. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 460(2042) :603–611, 2004. (Cité en page 6.)
- [59] E. Guillard. *Etude de l'advection chaotique dans des mélangeurs à tiges, en écoulements ouverts et fermés*. PhD thesis, 2007. (Cité en pages 10, 105 et 122.)
- [60] E. Guillard, O. Dauchot, B. Dubrulle, S. Roux, and J.-L. Thiffeault. Slow decay of concentration variance due to no-slip walls in chaotic mixing. *Phys. Rev. E*, 78 :026211, Aug. 2008. (Cité en page 18.)
- [61] E. Guillard, O. Dauchot, and J.-L. Thiffeault. Measures of mixing quality in open flows with chaotic advection. *Physics of Fluids*, 23(1) :013604, 2011. (Cité en page 17.)
- [62] E. Guillard, O. Dauchot, J.-L. Thiffeault, and S. Roux. Open-flow mixing : Experimental evidence for strange eigenmodes. *Physics of Fluids*, 21(2) :023603, 2009. (Cité en pages vii, 17 et 18.)
- [63] E. Guillard, N. Kuncio, O. Dauchot, B. Dubrulle, S. Roux, and J.-L. Thiffeault. Walls inhibit chaotic mixing. *Physical review letters*, 99(11) :114501, 2007. (Cité en page 18.)
- [64] C. Habchi and J.-L. Harion. Residence time distribution and heat transfer in circular pipe fitted with longitudinal rectangular wings. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 74 :13 – 24, 2014. (Cité en page 15.)
- [65] C. Habchi, J.-L. Harion, S. Russeil, D. Bougeard, F. Hachem, and A. Elmarakbi. Chaotic mixing by longitudinal vorticity. *Chemical Engineering Science*, 104 :439 – 450, 2013. (Cité en pages 1, 12 et 16.)
- [66] G. Haller. Distinguished material surfaces and coherent structures in three-dimensional fluid flows. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 149(4) :248 – 277, 2001. (Cité en page 13.)
- [67] D. Hobbs and F. Muzzio. The kenics static mixer : a three-dimensional chaotic flow. *Chemical Engineering Journal*, 67(3) :153 – 166, 1997. (Cité en page 10.)
- [68] D. Hobbs and F. Muzzio. Optimization of a static mixer using dynamical systems techniques. *Chemical Engineering Science*, 53(18) :3199 – 3213, 1998. (Cité en page 13.)

- [69] S. M. Hosseinalipour, A. Tohidi, M. Shokrpour, and N. M. Nouri. Introduction of a chaotic dough mixer, part a : mathematical modeling and numerical simulation. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 27(5) :1329–1339, 2013. (Cité en page 12.)
- [70] S. C. Jana, G. Metcalfe, and J. M. Ottino. Experimental and computational studies of mixing in complex stokes flows : the vortex mixing flow and multicellular cavity flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 269 :199–246, 1994. (Cité en page 17.)
- [71] M. Jarrahi, C. Castelain, and H. Peerhossaini. Secondary flow patterns and mixing in laminar pulsating flow through a curved pipe. *Experiments in fluids*, 50(6) :1539–1558, 2011. (Cité en page 18.)
- [72] M. Jarrahi Khameneh. *Intensification du mélange par advection chaotique pulsée*. PhD thesis, 2010. (Cité en pages vii et 19.)
- [73] T. Jiang, A. Young, and A. Metzner. The rheological characterization of hpg gels : Measurement of slip velocities in capillary tubes. *Rheologica Acta*, 25 :397–404, 1986. (Cité en page 73.)
- [74] S. W. Jones. The enhancement of mixing by chaotic advection. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(5) :1081–1086, 1991. (Cité en page 13.)
- [75] S. W. Jones. Interaction of chaotic advection and diffusion. *Chaos, Solitons & Fractals*, 4(6) :929–940, 1994. (Cité en page 13.)
- [76] S. W. Jones, O. M. Thomas, and H. Aref. Chaotic advection by laminar flow in a twisted pipe. *Journal of Fluid Mechanics*, 209 :335–357, 1989. (Cité en pages 1, 7, 8 et 13.)
- [77] M. Kalyon, Dilhan. Apparent slip and viscoplasticity of concentrated suspensions. *Journal of Rheology*, 49 :621–640, 2005. (Cité en page 73.)
- [78] D. Khakhar, J. Franjione, and J. Ottino. A case study of chaotic mixing in deterministic flows : The partitioned-pipe mixer. *Chemical Engineering Science*, 42(12) :2909 – 2926, 1987. (Cité en pages vii, 1, 7, 8, 9 et 10.)
- [79] D. Khakhar, H. Rising, and J. Ottino. Analysis of chaotic mixing in two model systems. *Journal of Fluid Mechanics*, 172 :419–451, 1986. (Cité en pages 8 et 11.)
- [80] T. A. Kingston and T. J. Heindel. Granular mixing optimization and the influence of operating conditions in a double screw mixer. *Powder Technology*, 266 :144 – 155, 2014. (Cité en pages vii et 2.)
- [81] J. P. La Salle. *The stability of dynamical systems*. SIAM, 1976. (Cité en page 6.)
- [82] G. Lapeyre. Characterization of finite-time lyapunov exponents and vectors in two-dimensional turbulence. *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Non-linear Science*, 12(3) :688–698, 2002. (Cité en page 13.)
- [83] Y. Le Guer. *Etude des phénomènes de transport en régime d’advection chaotique dans un écoulement ouvert*. PhD thesis, 1993. (Cité en pages vii, 18 et 19.)

Références bibliographiques

- [84] Y. Le Guer and K. El Omari. Chaotic advection for thermal mixing. In *Advances in applied mechanics*, volume 45, pages 189–237. Elsevier, 2012. (Cité en pages 1, 8 et 34.)
- [85] Y. Le Guer and H. Peerhossaini. Order breaking in dean flow. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(5) :1029–1032, 1991. (Cité en page 8.)
- [86] C.-Y. Lee, W.-T. Wang, C.-C. Liu, and L.-M. Fu. Passive mixers in microfluidic systems : A review. *Chemical Engineering Journal*, 288 :146 – 160, 2016. (Cité en page 19.)
- [87] Y.-K. Lee, J. Deval, P. Tabeling, and C.-M. Ho. Chaotic mixing in electrokinetically and pressure driven micro flows. In *Microreaction technology*, pages 185–191. Springer, 2001. (Cité en page 1.)
- [88] A. Lefèvre, J. Mota, A. Rodrigo, and E. Saadjan. Chaotic advection and heat transfer enhancement in stokes flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24(3) :310 – 321, 2003. Contains Selected Keynote Lectures from the 12th International Heat Transfer Conference. (Cité en page 17.)
- [89] D. Lester and A. Chryss. Topological mixing of yield stress materials. *Physical Review Fluids*, 4(6) :064502, 2019. (Cité en page 21.)
- [90] J. Liouville. Note sur l’intégration des équations différentielles de la dynamique, présentée au bureau des longitudes le 29 juin 1853. *Journal de Mathématiques Pures et Appliquées*, pages 137–138, 1855. (Cité en page 7.)
- [91] R. H. Liu, M. A. Stremler, K. V. Sharp, M. G. Olsen, J. G. Santiago, R. J. Adrian, H. Aref, and D. J. Beebe. Passive mixing in a three-dimensional serpentine microchannel. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 9(2) :190–197, 2000. (Cité en pages 1 et 19.)
- [92] Y. Liu, D. Lorusso, D. W. Holdsworth, T. L. Poepping, and J. R. de Bruyn. Effect of confinement on the rheology of a yield-stress fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 261 :25 – 32, 2018. (Cité en page 70.)
- [93] E. N. Lorenz. Deterministic nonperiodic flow. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 20(2) :130–141, 1963. (Cité en page 6.)
- [94] L.-H. Lu, K. Suk Ryu, and C. Liu. A magnetic microstirrer and array for microfluidic mixing. 11 :462 – 469, 11 2002. (Cité en page 19.)
- [95] D. Luan, Y. Chen, H. Wang, Y. Wang, and X. Wei. Chaotic characteristics of pseudoplastic fluid induced by 6pbt impeller in a stirred vessel. *Chinese Journal of Chemical Engineering*, 27(2) :293 – 297, 2019. (Cité en page 21.)
- [96] M. Mackley and R. Neves Saraiva. The quantitative description of fluid mixing using lagrangian- and concentration-based numerical approaches. *Chemical Engineering Science*, 54(2) :159 – 170, 1999. (Cité en page 16.)
- [97] P. Manneville. *Instabilities, Chaos and Turbulence*. Imperial College Press, 2004. (Cité en pages vii et 9.)
- [98] S. P. Meeker, R. T. Bonnecaze, and M. Cloitre. Slip and flow in pastes of soft particles : Direct observation and rheology. *Journal of Rheology*, 48(6) :1295–1320, 2004. (Cité en page 73.)

- [99] S. P. Meeker, R. T. Bonnecaze, and M. Cloitre. Slip and flow in soft particle pastes. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :198302, May 2004. (Cité en page 73.)
- [100] H. E. Meijer, M. K. Singh, and P. D. Anderson. On the performance of static mixers : A quantitative comparison. *Progress in Polymer Science*, 37(10) :1333 – 1349, 2012. Topical Issue on Polymer Physics. (Cité en page 1.)
- [101] V. V. Meleshko and H. Aref. A blinking rotlet model for chaotic advection. *Physics of Fluids*, 8(12) :3215–3217, 1996. (Cité en page 17.)
- [102] B. Metzger and J. Butler. Irreversibility and chaos : Role of long-range hydrodynamic interactions in sheared suspensions. *Physical review. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics*, 82 :051406, 11 2010. (Cité en pages 12 et 16.)
- [103] A. Mokrani, C. Castelain, and H. Peerhossaini. The effects of chaotic advection on heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(13) :3089–3104, 1997. (Cité en pages 1, 2, 13, 15 et 18.)
- [104] A. Mokrani, C. Castelain, and H. Peerhossaini. Mesure du chaos dans les systèmes conservatifs en vue de l’étude des transferts dans les systèmes ouverts. *Revue générale de thermique*, 37(6) :459–474, 1998. (Cité en page 13.)
- [105] C. F. M ller, Peder, J. Mewis, and D. Bonn. Yield stress and thixotropy : on the difficulty of measuring yield stress in practice. *Soft Matter*, 2 :274–283, 2006. (Cité en page 55.)
- [106] M. Moreau. *Méthodologies pour la caractérisation hydrodynamique et l’extrapolation de réacteurs intensif s millistructur s*. PhD thesis,  cole Doctorale Mécanique,  nerg tique, Génie civil et Procédés (Toulouse), 2014. (Cité en page 15.)
- [107] J. P. B. Mota, A. J. S. Rodrigo, and E. Saadjan. Optimization of heat-transfer rate into time-periodic two-dimensional stokes flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 53(6) :915–931, 2007. (Cité en pages vii et 17.)
- [108] R. Moussu and F. Pelletier. Sur le théorème de poincaré-bendixson. In *Annales de l’institut Fourier*, volume 24, pages 131–148, 1974. (Cité en page 7.)
- [109] F. Muzzio, P. Swanson, and J. M. Ottino. The statistics of stretching and stirring in chaotic flows. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(5) :822–834, 1991. (Cité en pages 1 et 17.)
- [110] F. J. Muzzio, C. Meneveau, P. D. Swanson, and J. M. Ottino. Scaling and multifractal properties of mixing in chaotic flows. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 4(7) :1439–1456, 1992. (Cité en page 17.)
- [111] K. D. Nagy, B. Shen, T. F. Jamison, and K. F. Jensen. Mixing and dispersion in small-scale flow systems. *Organic Process Research   Development*, 16(5) :976–981, 2012. (Cité en page 15.)
- [112] C. Nugent, W. Quarles, and T. Solomon. Experimental studies of pattern formation in a reaction-advection-diffusion system. *Physical review letters*, 93 :218301, 12 2004. (Cité en page 17.)

Références bibliographiques

- [113] T. J. Ober, D. Foresti, and J. A. Lewis. Active mixing of complex fluids at the microscale. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 112(40) :12293–12298, 2015. (Cité en page 30.)
- [114] F. K. Oppong and J. R. de Bruyn. Diffusion of microscopic tracer particles in a yield-stress fluid. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 142 :104–111, 2007. (Cité en page 56.)
- [115] F. K. Oppong, L. Rubatat, B. J. Frisken, A. E. Bailey, and J. R. de Bruyn. Microrheology and structure of a yield-stress polymer gel. *Phys. Rev. E*, 73 :041405, 2006. (Cité en page 56.)
- [116] J. Ottino. Mixing, chaotic advection, and turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 22(1) :207–253, 1990. (Cité en page 12.)
- [117] J. M. Ottino. *The kinematics of mixing : stretching, chaos, and transport*, volume 3. Cambridge university press, 1989. (Cité en pages 1, 10 et 11.)
- [118] G. Ovarlez. Caractérisation rhéologique des fluides à seuil. (Cité en pages 47 et 55.)
- [119] G. Ovarlez, S. Rodts, X. Chateau, and P. Coussot. Phenomenology and physical origin of shear localization and shear banding in complex fluids. *Rheologica acta*, 48(8) :831–844, 2009. (Cité en page 55.)
- [120] G. Paladin and A. Vulpiani. Anomalous scaling laws in multifractal objects. *Physics Reports*, 156(4) :147 – 225, 1987. (Cité en page 13.)
- [121] S. V. Patankar. *Numerical heat transfer and fluid flow*. Series on Computational Methods in Mechanics and Thermal Science. Hemisphere Publishing Corporation (CRC Press, Taylor & Francis Group), 1980. (Cité en page 34.)
- [122] D. Patel, F. Ein-Mozaffari, and M. Mehrvar. Effect of rheological parameters on non-ideal flows in the continuous-flow mixing of biopolymer solutions. *Chemical Engineering Research and Design*, 100 :126 – 134, 2015. (Cité en page 20.)
- [123] H. Peerhossaini, C. Castelain, and Y. Le Guer. Heat exchanger design based on chaotic advection. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 7(4) :333 – 344, 1993. (Cité en pages 1, 2 et 18.)
- [124] J. Péméja, B. Géraud, C. Barentin, and M. Le Merrer. Wall slip regimes in jammed suspensions of soft microgels. *Phys. Rev. Fluids*, 4 :033301, Mar 2019. (Cité en page 73.)
- [125] J. Pérez-González, J. J. López-Durán, B. M. Marín-Santibáñez, and F. Rodríguez-González. Rheo-piv of a yield-stress fluid in a capillary with slip at the wall. *Rheologica Acta*, 51(11) :937–946, Dec 2012. (Cité en pages 66 et 70.)
- [126] J. Piau. Carbopol gels : Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges : Meso- and macroscopic properties, constitutive equations and scaling laws. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 144(1) :1 – 29, 2007. (Cité en pages 50, 66, 69 et 73.)

- [127] H. Poincaré. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. *Acta mathematica*, 13 :1–270, 1890. (Cité en page 6.)
- [128] H. Poincaré. Mémoire sur les courbes définies par une équation différentielle (i). *Journal de Mathématiques Pures et Appliquées*, 7 :375–422, 1881. (Cité en page 7.)
- [129] A. Poumaere, M. Moyers-Gonzalez, C. Castelain, and T. Burghlea. Unsteady laminar flows of a carbopol gel in the presence of wall slip. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 205(0) :28 – 40, 2014. (Cité en pages 2, 50, 61, 62 et 73.)
- [130] A. M. V. Putz and T. I. Burghlea. The solid-fluid transition in a yield stress shear thinning physical gel. *Rheol Acta*, 48 :673–689, 2009. (Cité en pages 54 et 55.)
- [131] F. Raynal, A. Beuf, F. Plaza, J. Scott, P. Carrière, M. Cabrera, J.-P. Cloarec, and É. Souteyrand. Towards better dna chip hybridization using chaotic advection. *Physics of Fluids*, 19(1) :017112, 2007. (Cité en page 13.)
- [132] F. Raynal and J. Gence. Efficient stirring in planar, time-periodic laminar flows. *Chemical Engineering Science*, 50(4) :631 – 640, 1995. (Cité en page 1.)
- [133] F. Raynal and J.-N. Gence. Energy saving in chaotic laminar mixing. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(14) :3267 – 3273, 1997. (Cité en page 1.)
- [134] C. M. Rhie and W. L. Chow. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA Journal*, 21(11) :1525–1532, Nov. 1983. (Cité en page 34.)
- [135] D. Rothstein, E. Henry, and J. P. Gollub. Persistent patterns in transient chaotic fluid mixing. *Nature*, 401(6755) :770–772, 1999. (Cité en page 10.)
- [136] D. Ruelle. The claude bernard lecture, 1989 - deterministic chaos : the science and the fiction. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 427(1873) :241–248, 1990. (Cité en pages 6 et 9.)
- [137] D. Ruelle and F. Takens. On the nature of turbulence. *Les rencontres physiciens-mathématiciens de Strasbourg-RCP25*, 12 :1–44, 1971. (Cité en page 9.)
- [138] E. Saadjan, A. Rodrigo, and J. Mota. Stokes flow heat transfer in an annular, rotating heat exchanger. *Applied thermal engineering*, 31(8-9) :1499–1507, 2011. (Cité en page 15.)
- [139] A. K. Saxena and K. D. P. Nigam. Coiled configuration for flow inversion and its effect on residence time distribution. *AIChE Journal*, 30(3) :363–368, 1984. (Cité en page 13.)
- [140] S. C. Shadden, F. Lekien, and J. E. Marsden. Definition and properties of lagrangian coherent structures from finite-time lyapunov exponents in two-dimensional aperiodic flows. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 212(3) :271 – 304, 2005. (Cité en page 13.)

Références bibliographiques

- [141] L. D. Smith, M. Rudman, D. R. Lester, and G. Metcalfe. Mixing of discontinuously deforming media. *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 26(2) :023113, 2016. (Cité en page 21.)
- [142] H. Song, M. R. Bringer, J. D. Tice, C. J. Gerdtts, and R. F. Ismagilov. Experimental test of scaling of mixing by chaotic advection in droplets moving through microfluidic channels. *Applied Physics Letters*, 83(22) :4664–4666, 2003. (Cité en page 19.)
- [143] M. Souzy, H. Lhuissier, E. Villermaux, and B. Metzger. Stretching and mixing in sheared particulate suspensions. *Journal of Fluid Mechanics*, 812 :611–635, 2017. (Cité en page 16.)
- [144] S. H. Strogatz. *Nonlinear Dynamics and Chaos*. Sarat Book House, 2007. (Cité en page 6.)
- [145] A. D. Stroock, S. K. W. Dertinger, A. Ajdari, I. Mezić, H. A. Stone, and G. M. Whitesides. Chaotic mixer for microchannels. *Science*, 295(5555) :647–651, 2002. (Cité en pages vii, 19 et 20.)
- [146] A. D. Stroock and G. J. McGraw. Investigation of the staggered herringbone mixer with a simple analytical model. *Philosophical Transactions : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 362(1818) :971–986, 2004. (Cité en page 15.)
- [147] R. Sturman, J. Ottino, and S. Wiggins. *The Mathematical Foundations of Mixing : The Linked Twist Map as a Paradigm in Applications Micro to Macro, Fluids to Solids*. 01 2006. (Cité en page 17.)
- [148] J. Swallow and B. Hamon. Some measurements of deep currents in the eastern north atlantic. *Deep Sea Research (1953)*, 6 :155 – 168, 1959. (Cité en page 6.)
- [149] P. D. Swanson and J. M. Ottino. A comparative computational and experimental study of chaotic mixing of viscous fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 213 :227–249, 1990. (Cité en page 17.)
- [150] D. Tarlet, E. Younes, S. Roux, A. Levy, and T. Burghelea. Stopping of a solid object in an elasto viscoplastic material. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 263 :120 – 129, 2019. (Cité en page 2.)
- [151] H. C. Tekin, V. Sivagnanam, A. T. Ciftlik, A. Sayah, C. Vandevyver, and M. A. Gijs. Chaotic mixing using source–sink microfluidic flows in a pdms chip. *Microfluidics and Nanofluidics*, 10(4) :749–759, 2011. (Cité en page 19.)
- [152] T. Tél and M. Gruiz. *Chaotic dynamics : an introduction based on classical mechanics*. Cambridge University Press, 2006. (Cité en page 102.)
- [153] B. Timite, M. Jarrahi, C. Castelain, and H. Peerhossaini. Pulsating flow for mixing intensification in a twisted curved pipe. *Journal of Fluids Engineering-transactions of The Asme*, 131, 12 2009. (Cité en pages 1 et 18.)
- [154] B. Timité. *Étude de l'écoulement de Dean alterné pulsé : mise en évidence du comportement chaotique*. PhD thesis, 2005. (Cité en page 19.)

- [155] B. Timité, C. Castelain, and H. Peerhossaini. Mass transfer and mixing by pulsatile three-dimensional chaotic flow in alternating curved pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(17) :3933 – 3950, 2011. (Cité en page 1.)
- [156] V. Toussaint, P. Carrière, and F. Raynal. A numerical eulerian approach to mixing by chaotic advection. *Physics of Fluids*, 7(11) :2587–2600, 1995. (Cité en page 12.)
- [157] E. Villiermaux and J.-P. Hulin. Lagrangian chaos and mixing of viscous fluids. *European Journal of Physics*, 11 :179, 12 2000. (Cité en page 13.)
- [158] E. Villiermaux and C. Innocenti. On the geometry of turbulent mixing. *Journal of Fluid Mechanics*, 393 :123–147, 1999. (Cité en page 14.)
- [159] A. Wei and R. M. Leuthold. Long agricultural futures prices : Arch, long memory, or chaos processes. *University of Illinois OFOR Working Paper*, (98-03), 1998. (Cité en page 6.)
- [160] D. M. Wendell, F. Pigeonneau, E. Gouillart, and P. Jop. Intermittent flow in yield-stress fluids slows down chaotic mixing. *Physical Review E*, 88(2) :023024, 2013. (Cité en page 21.)
- [161] K. Wichterle and O. Wein. Threshold of mixing of non-newtonian fluids. *Inter Chem Eng J.*, 21 :116–120, 1981. (Cité en page 21.)
- [162] S. Wiggins and J. M. Ottino. Foundations of chaotic mixing. *Philosophical Transactions : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 362(1818) :937–970, 2004. (Cité en pages 10 et 11.)
- [163] J. Zambaux, J. Harion, S. Russeil, and P. Bouvier. Combining two orthogonal secondary flows to enhance the mixing in an annular duct. *Chemical Engineering Research and Design*, 94 :702 – 713, 2015. (Cité en page 12.)
- [164] X. Zhang, E. Lorenceau, P. Basset, T. Bourouina, F. Rouyer, J. Goyon, and P. Coussot. Wall slip of soft-jammed systems : A generic simple shear process. *Phys. Rev. Lett.*, 119 :208004, Nov 2017. (Cité en pages 69 et 73.)
- [165] M. Zsugyel, T. Tél, and J. Józsa. Numerical investigation of chaotic advection past a groyne based on laboratory flow experiment. *Advances in Water Resources*, 71 :81 – 92, 2014. (Cité en pages 12 et 113.)

Titre : Nouveau mélangeur à advection chaotique pour les fluides visqueux newtoniens et à seuil

Mots clés : Advection chaotique, Mélangeur actif, écoulement continu, fluide à seuil, PIV, LIF

Résumé : Dans le but de mélanger les fluides visqueux avec une dépense énergétique minimale, nous proposons un nouveau mélangeur actif en ligne basé sur le principe de mélange par advection chaotique.

Nous démontrons par des simples arguments théoriques que, par un choix judicieux des paramètres de contrôle, le mélange pourrait être efficace. Cette étude théorique est validée par des simulations numériques dans le cas des écoulements de fluide newtonien à faible nombre de Reynolds.

Le comportement rhéologique des fluides de travail, le fluide newtonien (Emkarox) et le fluide à seuil (Carbopol), utilisés lors de l'étude expérimentale, est caractérisé.

En parallèle, un dispositif expérimental est dimensionné et construit dans le cadre de la thèse.

Lors d'un écoulement de fluide newtonien, les mesures de champs de vitesse, obtenues par la méthode de vélocimétrie par image de particules (PIV), ont permis de mettre en évidence le régime d'advection chaotique. Le mélange de deux fluides est quantifié à partir des cartographies de mélange obtenues par la méthode de fluorescence induite par laser (LIF).

Cette étude a montré que l'écoulement est plus chaotique ainsi que le mélange est plus homogène lorsque les particules de fluide passent plus de temps dans le mélangeur afin qu'elles soient suffisamment soumises au processus d'étirement et de repliement.

Une étude similaire est réalisée avec des écoulements de Carbopol permettant de mettre en évidence l'influence de la rhéologie du fluide sur le degré du chaos et sur l'homogénéité du mélange.

Title : A new mixer using chaotic advection mechanism for viscous Newtonian and yield stress fluids

Keywords : Chaotic advection, active mixer, continuous flow, yield stress fluid, PIV, LIF

Abstract : In order to mix highly viscous fluids with minimal energetic input, we propose a new active inline mixer based on the principle of mixing by chaotic advection.

We demonstrate by simple scaling arguments that, by a judicious choice of the controlling parameters, mixing could be efficient. This theoretical study is validated by numerical simulations in the case of Newtonian fluid flows at low Reynolds number.

The rheological behavior of the working fluids, the Newtonian (Emkarox) and the yield stress (Carbopol) fluids, used in the experimental study, is characterized.

In parallel, an experimental device is designed and built in the framework of this thesis.

During a Newtonian fluid flow, velocity field measurements, obtained by the particle image velocimetry (PIV) method, highlighted the chaotic advection regime. Mixing of two fluids is quantified using the mixing patterns obtained by the laser induced fluorescence (LIF) technique.

This study showed that the flow is more chaotic and the mixing is more homogeneous when the fluid particles spend more time in the mixer so that they are sufficiently subjected to the stretching and folding mechanism.

A similar study is carried out with Carbopol flows to analyze the influence of the fluid rheology on the degree of chaos and on the homogeneity of the mixing.

