

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DE L'HYDRODYNAMIQUE DE FLUIDES RHÉOLOGIQUEMENT
COMPLEXES DANS UN MÉLANGEUR MAXBLEND® PAR VÉLOCIMÉTRIE
LASER

ANDRÉ FONTAINE

DÉPARTEMENT DE GÉNIE CHIMIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE CHIMIQUE)

AVRIL 2012

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

ÉTUDE DE L'HYDRODYNAMIQUE DE FLUIDES RHÉOLOGIQUEMENT COMPLEXES
DANS UN MÉLANGEUR MAXBLEND[®] PAR VÉLOCIMÉTRIE LASER

présenté par : FONTAINE André

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. HENRY Olivier, Ph.D., président

M. BERTRAND François, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. FRADETTE Louis, Ph.D, membre et codirecteur de recherche

M. AJJI Abdellah, Ph.D., membre

DÉDICACE

À Armand, pour le support inestimable accordé pendant toutes ces années.

REMERCIEMENTS

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de recherche, François Bertrand, pour tout le support qu'il m'a accordé et pour son bon sens de l'humour.

Je suis reconnaissant envers mon codirecteur de recherche, Louis Fradette, pour sa disponibilité hors pair, ses nombreux conseils et son oreille attentive.

Je remercie Yoann Guntzburger d'avoir travaillé sur ce projet avec moi. Ce fut le plus grand plaisir de travailler avec toi.

J'expédie également envers Simon, Paul, Vincent, Cyrille, Sélim, Florian, Julie, Laetitia, Olivier, Jonathan, Xiao, Hamed et tous les stagiaires trop sereins (Jordan, Benjamin, Guillaume et Christophe) le plus profond des remerciements pour l'ambiance favorable à mon épanouissement qu'ils ont su maintenir.

J'adresse un mot spécial à Mélina Hamdine pour toute l'assistance qu'elle m'a apportée et la patience dont elle a fait preuve au laboratoire de rhéologie du CREPEC. Un gros merci également à Marie-Claude Heuzey pour les judicieux conseils.

Je remercie également Diane et Damienne, toujours souriantes et de grand service.

Je remercie Mourad Heniche de m'avoir introduit au sein de l'URPEI.

Un grand merci au gens du Laboratoire de génie chimique de Toulouse : Catherine, Joelle, Karine, Félicie, Tania et les autres.

Un merci à Procter & Gamble et à Sumitomo Heavy Industries pour leur collaboration dans ce projet.

Une reconnaissance est dirigée vers le CRSNG et le FQRNT pour le support financier accordé.

Finalement, un grand merci à Nicole et Pierre pour l'appui et à Catherine pour la correction de tout ce que je lui ai balancé.

RÉSUMÉ

Les fluides d'usage industriel présentent très souvent une rhéologie complexe qui a un impact significatif sur la performance des opérations unitaires en génie chimique. Dans le cas du mélange, l'hydrodynamique et la consommation de puissance dépendent fortement de la viscosité et du régime d'écoulement. L'élasticité et la rhéofluidifiante peuvent influencer dramatiquement sur l'hydrodynamique. Afin de mieux connaître l'impact d'une rhéologie complexe sur le Maxblend[®], qui est reconnu comme un système d'agitation industriel performant, l'écoulement de fluides rhéologiquement complexes a été étudié dans celui-ci. Le Maxblend est utilisé dans des procédés comportant des fluides rhéofluidifiants et viscoélastiques et, comme pour la majorité des systèmes d'agitation, peu d'information existe sur le comportement de ceux-ci en cuve agitée. Une étude expérimentale a été menée avec des fluides newtoniens et non-newtoniens en régime laminaire et de transition. Le fluide newtonien était des solutions diluées de glucose et le Stéol a servi de modèle de fluide très rhéofluidifiant. Un fluide non-newtonien élastique était composé de CMC et de glucose. Les expériences ont été réalisées dans une cuve contenant 35.4L muni d'un Maxblend de 255mm de diamètre et de deux chicanes. Les champs de vitesse ont été mesurés dans le but d'établir des liens entre l'hydrodynamique et la rhéologie. Une forte rhéofluidifiante ($n < 0.3$) et un comportement élastique rhéofluidifiant ($n > 0.3$) ont été étudiés. Le temps de relaxation du fluide viscoélastique était de dix fois supérieure au temps de relaxation du Stéol. Ceci a démontré une élasticité largement supérieure du fluide viscoélastique, ainsi le Stéol a été considéré inélastique dans cette étude. Les champs de vitesse ont été mesurés par vélocimétrie laser (Particle Image Velocimetry ou PIV) bidimensionnelle. Cent mesures se sont révélées suffisantes pour l'atteinte de la convergence des composantes de la vitesse pour chaque régime étudié. Le caractère laiteux de la solution de CMC a été contourné en ajoutant une forte concentration de glucose au solvant. L'observation des champs de vitesses très rhéofluidifiants a révélé la présence de zones ségréguées qui ont été confirmées par la méthode de décoloration. En régime laminaire, l'élasticité a provoqué le renversement du patron d'écoulement et une rotation plutôt solide dans le bas de la cuve. Il a été observé que l'amplitude et la largeur de la distribution des vitesses étaient réduites par la présence de forces élastiques. L'augmentation de la consommation de puissance avec un fluide viscoélastique a été imputée à son caractère élastique. L'analyse de pompage bidimensionnelle obtenue à partir des résultats de la PIV pour un fluide

newtonien a démontré l'existence de deux valeurs constantes du nombre de pompage, soit une en régime laminaire ($Re < 10$) et une en début de transition ($Re \approx 100$).

ABSTRACT

Industrial fluids often exhibit complex rheology, which has a significant impact on the performance of unit operations in chemical engineering. In mixing, hydrodynamics and power draw are highly dependent on both viscosity and flow regime. Added effects of shear-thinning and elasticity can dramatically affect fluid dynamics. To better understand the impact of rheologically complex fluids on the Maxblend[®], an effective industrial mixer, the dynamics of rheologically complex fluids were studied. The Maxblend mixer is used in processes involving shear-thinning viscoelastic fluids and, as for many impellers, little has been published regarding this rheological behaviour. An experimental study was carried out using Newtonian and non-Newtonian fluids in laminar and early transitional regimes. Diluted glucose fluids were used for the Newtonian model and Steol was used for the highly shear-thinning model. A non-Newtonian elastic fluid was composed of CMC and glucose. The experimental setup consisted of a 35.4-litre tank equipped with two baffles and a 255-mm Maxblend impeller. Flow fields were measured in order to evaluate the effects of high shear-thinning ($n < 0.3$) and elastic shear-thinning behaviour on hydrodynamics ($n > 0.3$) and relate hydrodynamics and rheology. The measured relaxation times revealed different amounts of elasticity between the highly shear-thinning and the viscoelastic fluids, to a point that the highly shear-thinning was considered inelastic for the purpose of this study. Flow fields were measured by two-dimensional particle image velocimetry (PIV). A total of 100 measurements proved to be sufficient in order to reach convergence of the velocity components for all studied regimes. The turbidity of the aqueous CMC solution was eliminated by adding glucose to the solvent. Isolated zones in the highly shear-thinning case were confirmed by the discoloration technique. Elasticity in the laminar regime produced a reversal of the flow field and a solid body rotation in the bottom region of the tank. Fluid velocity magnitude and spread were observed to be reduced by elastic forces. Elasticity was shown to raise the power draw for the viscoelastic fluid. Two-dimensional pumping number analysis calculated from PIV results showed a constant value in laminar regime ($Re < 10$) and another constant value in the transitional regime ($Re \approx 100$).

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ.....	V
ABSTRACT	VII
TABLE DES MATIÈRES	VIII
LISTE DES TABLEAUX.....	XI
LISTE DES FIGURES	XII
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XVII
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	6
1.1 Introduction	6
1.2 La rhéologie.....	8
1.2.1 Newtonienne.....	8
1.2.2 Non-newtonienne	8
1.2.3 Élasticité.....	11
1.2.4 Effet de la température	16
1.2.5 Fluides modèles.....	16
1.3 Étude de l'hydrodynamique	18
1.3.1 Turbines.....	18
1.3.2 Mobiles raclants	21
1.3.3 Maxblend.....	23
1.4 Pompage	28
1.5 Consommation de puissance	32

1.5.1	Cas newtonien	32
1.5.2	Cas non-newtonien	34
1.5.3	Effet de l'élasticité	36
1.6	Mesure du champ hydrodynamique	38
1.6.1	Méthodes locales	38
1.6.2	Méthodes globales	39
1.7	Objectifs spécifiques	43
CHAPITRE 2 MATÉRIEL ET MÉTHODES		44
2.1	Cuve d'agitation et système de mélange	44
2.2	Fluides utilisés : description et caractérisation rhéologique.....	46
2.2.1	Fluide newtonien	47
2.2.2	Fluides non-newtoniens.....	48
2.2.3	Évaluation des temps de relaxation.....	53
2.3	Couple et vitesse de rotation	56
2.4	Estimation du K_p	56
2.5	Technique de PIV pour la mesure du champ hydrodynamique	56
2.5.1	Estimation de N_q	59
CHAPITRE 3 EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE FLOW DYNAMICS OF RHEOLOGICALLY COMPLEX FLUIDS IN A MAXBLEND IMPELLER SYSTEM USING PIV		65
3.1	Abstract	66
3.2	Introduction	66
3.3	Materials and Methods	69
3.3.1	Maxblend Impeller System	69
3.3.2	Model Fluids and Rheological Characterization.....	69

3.3.3	PIV Measurements	77
3.3.4	Decolorization Method.....	80
3.4	Results and Discussion.....	80
3.4.1	Newtonian Fluid.....	80
3.4.2	Highly Shear-Thinning Fluid	84
3.4.3	Viscoelastic Fluid.....	90
3.5	Conclusion.....	95
3.6	Acknowledgements	96
CHAPITRE 4	RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES	97
4.1	Consommation de puissance	97
4.1.1	Fluides newtoniens	97
4.1.2	Fluide viscoélastique	98
4.2	Champs de vitesses Newtoniens	101
4.3	Pompage	104
4.3.1	Newtonien	104
CHAPITRE 5	DISCUSSION GÉNÉRALE	107
CHAPITRE 6	CONCLUSION	109
LISTE DE RÉFÉRENCES.....		111

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1: Modèles non-newtoniens généralisés.....	10
Tableau 1.2: Modèles élastiques linéaires.....	12
Tableau 1.3: Autres définition des nombres adimensionnels élastiques.....	15
Tableau 1.4: Composition de quelques fluides modèles.....	17
Tableau 1.5: Nombre de pompage pour différents mobiles d'agitation.....	32
Tableau 1.6: N_p , K_p et K_s de différents mobiles d'agitation.....	36
Tableau 1.7: Effet de l'élasticité sur la consommation de puissance selon certaines publications	38
Tableau 1.8: Survol de l'utilisation de la PIV en mélange dans la littérature.....	41
Tableau 2.1: Détails géométriques de la cuve et du Maxblend.....	45
Tableau 2.2: Paramètres rhéologiques du modèle de Carreau-Yasuda pour les solutions de stéol chargé en sel.....	49
Tableau 2.3: Paramètres rhéologiques du modèle de Carreau-Yasuda pour la solution de CMC.	52
Tableau 2.4: Temps caractéristiques et nombre de Deborah correspondants.....	55
Table 3.1: Geometrical characteristics of the Maxblend impeller system.....	69
Table 3.2: Carreau-Yasuda parameters of the salt-containing Steol solutions.....	72
Table 3.3: Carreau-Yasuda parameters of the CMC solution.....	74
Table 3.4: Characteristic times and corresponding Deborah numbers.....	77

LISTE DES FIGURES

Figure 1: Turbines: a) turbine Rushton; b) turbine à pales inclinées.	2
Figure 2: Mobiles raclants: a) ancre; b) double ruban hélicoïdal.....	3
Figure 3: Le Maxblend (SHI, 2008).....	4
Figure 4: Plage d'utilisation du Maxblend (SHI, 2008).....	5
Figure 1.1: Écoulement laminaire en régime permanent entre deux plaques.	7
Figure 1.2: Différents comportements rhéologiques.....	8
Figure 1.3: Schéma illustrant un écoulement en oscillation.....	13
Figure 1.4: Patrons d'écoulements généraux des turbines : a) Turbine Rushton à écoulement radial; b) Hélice marine à pompage axial vers le bas.....	19
Figure 1.5: Zones ségréguées en régime laminaire pour une turbine Rushton (Lamberto <i>et al.</i> , 1999).....	19
Figure 1.6: Forme de la caverne avec un milieu pseudo-plastique : a) Turbine Rushton à écoulement radial; b) Hélice marine à pompage axial.	20
Figure 1.7: Écoulement d'un fluide élastique autour d'une turbine : a) Régime laminaire; b) Début de la transition; c) Régime de transition.	21
Figure 1.8: Écoulement dans une cuve munie d'une ancre.....	22
Figure 1.9: Différents designs du Maxblend : a) Maxblend trapézoïdal; b) Maxblend droit.	23
Figure 1.10: Disparition d'une zone de ségrégation en régime de transition avec le Maxblend et un fluide newtonien (Fradette <i>et al.</i> , 2007).	24
Figure 1.11: Écoulement généré par le Maxblend en régime de transition avec un fluide newtonien : a) $Re = 80$; b) $Re = 40$ (Iranshahi <i>et al.</i> , 2007).....	25
Figure 1.12: Écoulement généré par le Maxblend en régime laminaire et de transition avec un fluide newtonien : a) $Re = 7$; b) $Re = 34$; c) $Re = 68$ (Devals <i>et al.</i> , 2008).	25

Figure 1.13: Écoulement généré par le Maxblend avec chicanes en régime laminaire et de transition avec un fluide newtonien : a) $Re = 6$; b) $Re = 21$; c) $Re = 54$ (Devals <i>et al.</i> , 2008).	26
Figure 1.14: Amélioration de l'hydrodynamique en modifiant la géométrie du Maxblend (Guntzburger <i>et al.</i> , 2009) : a) Maxblend; b) Maxblend modifié #1; c) Maxblend modifié #2; d) Géométrie du Maxblend modifié #1; e) Géométrie du Maxblend modifié #2.	27
Figure 1.15: Méthodes publiées de calcul du pompage pour une turbine : a) Capsule autour de l'agitateur; b) Plan circulaire; c) Frontière cylindrique mobile.	30
Figure 1.16: Méthode d'évaluation du pompage avec le Maxblend.	31
Figure 1.17: Courbe de puissance complète du Maxblend pour un fluide newtonien avec 2 et 4 chicanes (Guntzburger <i>et al.</i> , 2009).	34
Figure 1.18: Plan de mesure et schématisation de l'effet stéréoscopique de la PIV.	42
Figure 2.1: Photo du dispositif expérimental, un mélangeur Maxblend de 50L (volume maximal).	44
Figure 2.2: Système Maxblend trapézoïdal chicané.	45
Figure 2.3: Détermination de la zone viscoélastique linéaire.	47
Figure 2.4: Formule topologique du lauryl-éther-sulfate d'ammonium.	48
Figure 2.5: Viscosité en fonction du taux de cisaillement pour les solutions aqueuses de Stéol chargées de 0.4 % à 2.9 % massique de NaCl. Les lignes continues représentent les modèles de Carreau-Yasuda. Les lignes pointillées représentent les valeurs de γ_{moy} des expériences.	49
Figure 2.6: Viscosité en cisaillement simple pour la solution de 1 % massique de CMC et de 60 % massique de glucose. La ligne continue représente le modèle de Carreau-Yasuda. Les lignes pointillées délimitent les valeurs de γ_{moy} des expériences.	51
Figure 2.7: Module de stockage et de perte en fonction de la fréquence pour une solution de Stéol chargée à 2.1 % massique de sel et une solution de 1 % massique CMC et 60 % massique glucose. Les flèches indiquent le point de croisement de G' et G''	52

- Figure 2.8: Tan(δ) pour le Steol chargé à 2.1 % de sel, et pour la solution de CMC à 1 % et 60 % de glucose. L'intersection de chaque courbe avec $\tan(\delta) = 1$ est indiqué par une flèche. Les lignes pointillées délimitent approximativement (des Figure 2.5 et Figure 2.6) les valeurs de γ_{moy} (et les valeurs correspondantes de ω par l'analogie de Cox-Merz) des expériences.54
- Figure 2.9: Plan de mesure de la PIV. Les étoiles correspondent à des endroits spécifiques où la convergence statistique des composantes de la vitesse prédites par la PIV a été observée. ...58
- Figure 2.10: Convergence statistique des composantes de la vitesse mesurées par la PIV: a) régime laminaire ($Re = 7$); b) régime de transition ($Re = 56$).....59
- Figure 2.11: Définition de l'angle azimutal.61
- Figure 2.12: Effet de l'azimut sur le profil de pompage axial (positif) obtenu à partir des résultats numériques (Devals *et al.*, 2008 – Maxblend sans chicanes, $Re = 150$).....62
- Figure 2.13: Effet de l'azimut sur le profil de pompage axial (négatif) obtenu à partir des résultats numériques (Devals *et al.*, 2008 – Maxblend sans chicanes, $Re = 150$).....63
- Figure 2.14: Effet de l'azimut sur le nombre de pompage obtenu à partir des résultats numériques (Devals *et al.*, 2008 - sans chicanes, $Re = 150$).64
- Figure 3.1: Wedge Maxblend impeller in a baffled tank.68
- Figure 3.2: Shear viscosity data for aqueous solutions of Steol with different salt concentrations from 0.4 to 2.9 wt%. The continuous lines represent fits of the Carreau-Yasuda model (Eq. 1). The dashed lines delimit the values of γ_{av} in the experiments.70
- Figure 3.3: Shear viscosity data for the 1 wt% CMC solution with 60 wt% glucose. The continuous line represents the fit of the Carreau-Yasuda model (Eq. 1). The dashed lines delimit the values of γ_{av} in the experiments.....73
- Figure 3.4: Storage and loss moduli as functions of frequency for a Steol solution with 2.1 wt% NaCl and a 1 wt% CMC solution with 60 wt% glucose. The arrows show the crossover of G' and G''74
- Figure 3.5: Tan(δ) for the Steol solution with 2.1 wt% NaCl, and for the 1 wt% CMC solution with 60 wt% glucose. The intersection of each curve with the line $\tan(\delta) = 1$ is indicated by

an arrow. The dashed lines delimit approximately (from Figure 3.2 and Figure 3.3) the values of γ_{av} (and the corresponding values of ω from the Cox-Merz analogy) in the experiments.	75
Figure 3.6: PIV measurement plane. The stars correspond to specific locations where the statistical convergence of the velocity components predicted by PIV was monitored.	78
Figure 3.7: Statistical convergence of the velocity components predicted by PIV: a) laminar regime ($Re = 7$); b) transitional regime ($Re = 56$).	79
Figure 3.8: Vectors and contours of the yz projection of the velocity field for the Newtonian fluid in the laminar and transitional regimes: a) $Re = 2$; b) $Re = 23$; c) $Re = 55$; d) $Re = 140$; e) $Re = 2$, normalized; f) $Re = 23$, normalized; g) $Re = 55$, normalized; h) $Re = 140$, normalized.	83
Figure 3.9: Comparison of the PIV data of this work and the numerical results of Devals <i>et al.</i> (2008) at $z/H = 0.75$	84
Figure 3.10: Vectors and contours of the yz projection of the velocity field for the highly shear-thinning fluid in the laminar and transitional regimes: a) $Re_g = 6$; b) $Re_g = 22$; c) $Re_g = 86.85$	
Figure 3.11: Illustration of flow patterns and mixing conditions in the laminar regime for the 2.1 wt% salt Steol solution: a) segregated flow patterns at $Re_g = 13$; b) segregated zones at $Re_g = 13$; c) circulation flow patterns at $Re_g = 47$; d) well-mixed conditions at $Re_g = 47$	88
Figure 3.12: Vectors and contours of the yz projection of the velocity field for the highly shear-thinning fluid in the laminar and transitional regimes for a fixed rotational speed of 60 RPM: a) $Re_g = 41$, 1.5 wt% NaCl; b) $Re_g = 20$, 1.8 wt% NaCl; c) $Re_g = 12$, 2.1 wt% NaCl; d) $Re_g = 10$, 2.4 wt% NaCl; e) $Re_g = 9$, 2.9 wt% NaCl.	90
Figure 3.13: Comparison of normalized vectors and contours of the yz projection of the velocity field for the Newtonian and viscoelastic fluids in the laminar and transitional regimes: a) $Re = 4$, $Re_g=5$; b) $Re = 10$, $Re_g=9$; c) $Re = 23$, $Re_g=19$; d) $Re = 34$, $Re_g=39$; e) $Re = 87$, $Re_g=80$. The standard Reynolds number (Re) is used for the Newtonian fluid and the generalized Reynolds number (Re_g) is used for the viscoelastic fluid.	94
Figure 4.1: Courbe de puissance complète pour les fluides newtoniens.....	98

Figure 4.2: Courbe de puissance complète pour la solution de CMC en fonction du nombre de Reynolds. La ligne pleine correspond à la valeur de référence newtonienne.	99
Figure 4.3: Courbe de puissance généralisée complète pour la solution de CMC.....	100
Figure 4.4: Vecteurs et contours de la projection du champ de vitesse adimensionnel (par rapport à la vitesse en bout de pale) pour le fluide newtonien en régime laminaire et transitionnel.	104
Figure 4.5: Nombre de pompage bidimensionnel pour un fluide newtonien en fonction de Re et comparaison avec les résultats numériques de Devals <i>et al.</i> (2008). La ligne pleine correspond à la courbe maîtresse de N_q^- et la courbe pointillée correspond à la courbe maîtresse de N_q^+	105

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

a	Paramètre rhéologique (-)
c	Dégagement (m)
m	Indice de consistance (Pa.s ⁿ)
n	Indice de loi de puissance (-)
r	Position radiale (m)
t _c	Temps caractéristique de procédé (s)
t _r	Temps de séjour (s)
u	Composante x de la vitesse (m/s)
v	Composante y de la vitesse (m/s)
w	Composante z de la vitesse (m/s)
A	Aire (m ²)
B	Constante du modèle d'Arrhenius (°K)
C	Constante du modèle d'Arrhenius (Pa.s)
CMC	Carboxyméthylcellulose
D	Diamètre de l'agitateur (m)
De	Nombre de Deborah (-)
E	Énergie d'activation (J/mol)
El	Nombre d'élasticité (-)
F	Force (N)
G	Module élastique (Pa)
G'	Module de stockage (Pa)
G''	Module de perte (Pa)
H	Hauteur (de liquide) (m)

K_p	Constante de puissance en régime laminaire (-)
$K_p(n)$	Constante de puissance en régime laminaire non-newtonien (-)
K_s	Constante de Metzner et Otto (-)
LDV	Vélocimétrie par laser doppler
LVE	Viscoélasticité linéaire
M_w	Poids moléculaire (g/mol)
N	Vitesse de rotation (rotation/s)
N_1	Première différence de contraintes normales (Pa)
N_p	Nombre de puissance (-)
N_q	Nombre de pompage (-)
n	Indice de loi de puissance ou de Carreau-Yasuda (-)
P	Puissance (W)
P_{nn}	Puissance non-newtonienne (W)
PIV	Vélocimétrie par imagerie de particules
Q	Pompage (m^3/s)
R	Constante des gaz parfaits (J/mol/°K)
Re	Nombre de Reynolds (-)
Re_g	Nombre de Reynolds généralisé (-)
SHI	Sumitomo Heavy Industries
T	Diamètre de la cuve (m)
T_m	Couple mesuré (N.m)
T_r	Couple résiduel (N.m)
Tan(δ)	Facteur d'amortissement (-)
URPEI	Unité de recherche en procédés d'écoulements industriels

V	Vitesse (m/s)
W	Largeur des chicanes (m)
Wi	Nombre de Weissenberg (-)
Y	Largeur (m)
α	Paramètre rhéologique
δ	Angle de phase ($^{\circ}$)
ε	Poids relié à l'incertitude (%)
γ	Déformation (-)
$\dot{\gamma}$	Taux de cisaillement (s^{-1})
$\dot{\gamma}_{moy}$	Taux de cisaillement moyen (s^{-1})
λ	Temps de relaxation du modèle de Carreau-Yasuda (s)
η	Viscosité généralisée (Pa.s)
η_0	Viscosité à cisaillement nul pour le modèle de Carreau-Yasuda (Pa.s)
η_{∞}	Viscosité à cisaillement infini (Pa.s)
η^*	Viscosité complexe (Pa.s)
η'	Viscosité dynamique (Pa.s)
η''	Rigidité dynamique (Pa.s)
μ	Viscosité newtonienne (Pa.s)
ω	Vitesse angulaire (rad/s)
ω_c	Vitesse angulaire au point de croisement de G' et G'' (rad/s)
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
$\sigma_{1/2}$	Paramètre rhéologique (Pa)
σ	Contrainte de cisaillement (Pa)
σ_0	Contrainte de cisaillement minimale d'un fluide à seuil (Pa)

τ	Temps de relaxation élastique (s)
τ_p	Temps caractéristique de procédé (s)
θ	Position angulaire (radians)
+	Vers le haut (z positif)
-	Vers le bas (z négatif)

INTRODUCTION

Les produits d'utilisation courante comme le shampoing et le savon à vaisselle sont simples au premier coup d'œil, mais sont en réalité des fluides à rhéologie complexe. Des fluides au comportement semblable à ceux-ci sont impliqués dans la majorité des procédés industriels. Dès qu'un produit est composé de matériaux de poids moléculaires élevés, sa rhéologie risque de devenir non-newtonienne et cette dernière influe sur les phénomènes d'échange à l'intérieur des procédés.

En plus d'une rhéologie plus complexe, les propriétés physiques de ces fluides rendent leur manipulation ainsi que leur utilisation plus délicates. Similairement, le développement de toute opération unitaire, comme l'opération de mélange ou d'agitation, devient plus difficile, car le caractère non linéaire des fluides ajoute normalement une barrière de plus aux transferts de masse et d'énergie.

En industrie, il arrive fréquemment que la formulation d'un produit soit altérée, que ce soit pour un gain économique ou autre. Par conséquent, la production du bien peut devenir complexe, voire problématique. Dans le cas du mélange, de telles modifications peuvent s'avérer catastrophiques vis-à-vis la performance d'un système d'agitation. Pour ajouter à la cause, ces dégradations de performance sont fréquemment imperceptibles au premier coup d'œil des opérateurs et ingénieurs, car l'effet de la rhéologie d'un mélange sur les opérations demeure parfois mal compris.

Une fois la déficience d'un système constaté, la recherche d'une solution s'impose. Parmi les solutions, le système d'agitation peut être modifié ou remplacé. Cette substitution se fait en fonction de plusieurs critères. Premièrement, il faut considérer les objectifs de l'opération pour comprendre le but de celle-ci, soit l'atteinte d'une homogénéité spécifiée par une norme, l'élimination de chaleur pour prévenir la dégradation, la transmission d'une énergie mécanique afin d'émulsifier ou l'amélioration du transfert de matière entre deux phases. Dans le cas où une réaction chimique a lieu, une évolution temporelle de la rhéologie du produit peut causer une difficulté additionnelle. Bref, le mobile d'agitation doit être sélectionné afin d'être efficace dans les pires conditions du procédé.

Lors de la conception ou de la modification d'une opération de mélange, le choix est fait selon des critères de base et selon les limites de l'expérience des ingénieurs impliqués. En plus, il existe un manque de données sur la performance des agitateurs avec des fluides à rhéologie complexe, surtout avec les nouveaux systèmes d'agitation. De plus, le peu de données existantes sur le sujet est souvent en contradiction. Il est donc impératif d'améliorer le bassin des connaissances sur la performance des systèmes de mélange utilisés en industrie avec des fluides réels.

Le critère de sélection le plus populaire d'un mobile d'agitation est la viscosité du milieu. Lorsque la viscosité est faible, les turbines sont préférablement utilisées. Ces mobiles d'agitation se caractérisent par une petite taille ($D < 0.7T$ – Paul *et al.*, 2004) et une grande vitesse de rotation. Ils donnent une grande énergie cinétique au fluide afin d'utiliser l'inertie pour disperser et mélanger le fluide. Dans cette classe de mobiles s'insèrent les turbines Rushton (Figure 1a), les hélices marines, les hélices à pales inclinées (Figure 1b) et les Hydrofoils. Les turbines radiales ont normalement six pales et les mobiles axiaux en ont trois ou quatre (Paul *et al.*, 2004).



Figure 1: Turbines: a) turbine Rushton¹; b) turbine à pales inclinées².

¹ Image tirée de http://www.chemineer.com/images/product_images/imp_p4.gif [En ligne], page consultée le 22 septembre 2011.

² Image tirée de http://www.chemineer.com/images/product_images/imp_p4.gif [En ligne], page consultée le 22 septembre 2011.

Avec des liquides plus visqueux, les turbines ne maintiennent généralement pas leur efficacité, car elles ne réussissent pas à déplacer le fluide lorsqu'il est éloigné de l'agitateur, créant ainsi des zones stagnantes ou même des cavernes par leur action très localisée. Malgré des géométries mieux adaptées pour améliorer leur performance en régime laminaire, des zones stagnantes persistent malgré les tentatives (Cabaret *et al.*, 2008). Ainsi, le recours aux mobiles raclants est incontournable. Ces derniers balayent une grande fraction de la cuve et homogénéisent en étirant et en repliant constamment le fluide pour obtenir une grande surface d'échange et permettre à la diffusion de terminer le travail. Les ancrs (Figure 2a) et les rubans hélicoïdaux (Figure 2b) font partie de cette classe de mobile.



Figure 2: Mobiles raclants: a) ancre³; b) double ruban hélicoïdal⁴.

Dans le cas d'une rhéologie évolutive ou d'une viscosité relativement élevée, les deux classes d'agitateurs présentés ci-haut ne sont pas optimales. Pour couvrir cette gamme de conditions d'opérations, des entreprises et groupes ont innové en développant des nouveaux systèmes. Il est toujours possible d'utiliser des agitateurs coaxiaux regroupant la performance de différents

³ Image tirée de http://www.chemineer.com/images/product_images/imp_anchorimpel.gif [En ligne], page consultée le 22 septembre 2011.

⁴ Image tirée de http://www.chemineer.com/images/product_images/imp_doubleribbon.gif [En ligne], page consultée le 22 septembre 2011.

mobiles, notamment la combinaison d'un ruban hélicoïdal et d'une turbine Rushton (Tanguy *et al.*, 1997), mais ces agitateurs sont mécaniquement complexes et économiquement dispendieux puisqu'ils impliquent deux axes de rotation et deux moteurs distincts. Ainsi, il est profitable d'utiliser de nouveaux designs industriels qui permettent un mélange plus efficace et requièrent un plus faible investissement que ces agitateurs combinés.

Depuis une vingtaine d'années, des entreprises ont mis sur pied de nouveaux agitateurs à large pale (Yao *et al.*, 2001; Takahashi *et al.*, 2005). C'est le cas de Sumitomo Heavy Industries (SHI). SHI est une entreprise japonaise qui a mis au point le Maxblend[®] illustré à la Figure 3. Cet agitateur combine l'action raclante des ancres par le pompage généré de sa large pale et de dispersion des turbines avec le cisaillement généré par sa grille trouée, le rendant ainsi plus efficace en fin de régime laminaire et en début de régime transitoire (Yao *et al.*, 2001), tel qu'illustré à la Figure 4. Sa performance est également supérieure aux turbines et aux ancres en mélange continu ou régime permanent (Patel *et al.*, 2011).



Figure 3: Le Maxblend (SHI, 2008).

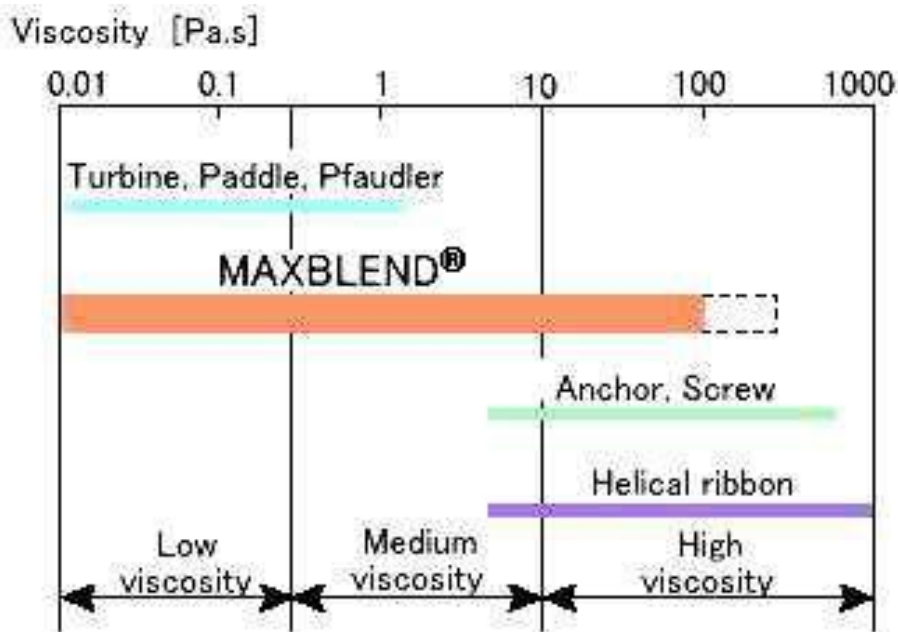


Figure 4: Plage d'utilisation du Maxblend (SHI, 2008).

Le Maxblend a été créé en 1986 dans le but de combler les besoins en réacteurs efficaces et performants. Le mobile d'agitation est caractérisé par une géométrie innovatrice. Par sa versatilité, il s'est taillé une place de premier plan dans l'industrie pétrochimique asiatique. Depuis ce temps, plusieurs milliers de Maxblend ont été vendus.

Ce mélangeur est présentement utilisé pour de nombreuses applications industrielles et pour des opérations très diverses, dont les mélanges gaz-liquide, liquide-liquide et solide-liquide et ce autant pour des réactions impliquant des réactions chimiques que de l'homogénéisation en température. Étant donné que le Maxblend est apparu récemment, sa performance est encore mal documentée, surtout avec des fluides réels (non modèles). Ainsi, afin d'utiliser l'expertise et les outils de caractérisation du mélange de l'URPEI, autant numériques qu'expérimentaux, un partenariat a été établi entre l'entreprise japonaise et ce groupe de recherche associé à l'École Polytechnique de Montréal afin d'étudier l'écoulement généré par le Maxblend et de comprendre sa performance, tout comme ses limites.

L'objectif général de ce travail est de caractériser l'hydrodynamique du mélangeur Maxblend agitant des fluides rhéologiquement complexes dans les régimes d'écoulement pour lesquels il a été conçu (laminaire et transitoire).

CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE

1.1 Introduction

Le mélange liquide se caractérise par plusieurs paramètres et à l'aide de multiples outils. Parmi les sujets étudiés, la puissance consommée par le système peut être quantifiée, l'hydrodynamique générée par le mobile d'agitation observée et le degré d'homogénéité mesuré.

Préalablement à tout cela, il est impératif de définir la nature de l'écoulement, car celle-ci définit les phénomènes dominants. Aux deux extrêmes sont les régimes laminaires et turbulents. Le régime laminaire représente un écoulement où les couches de fluides s'écoulent les unes sur les autres. Dans le cas turbulent, l'écoulement subit de fortes variations temporelles et spatiales de vitesse. Des tourbillons sont générés et ils dissipent leur énergie au niveau moléculaire. Le principal critère qui permet de prédire la nature de l'écoulement est le nombre de Reynolds. Celui-ci est donné par la relation suivante valable pour un système d'agitation muni d'un seul mobile :

$$Re = \frac{\rho ND^2}{\mu} \quad (1.1)$$

Le nombre de Reynolds représente le rapport des forces inertielles sur les forces visqueuses du système. Ainsi, plus ce dernier est grand, plus les forces dues à l'inertie sont importantes et l'écoulement tend vers la turbulence. Les valeurs de transition varient en fonction du système étudié. En général, lorsque $Re < 10$, le régime est laminaire et il est turbulent quand $Re > 10\,000$. Dans un cas intermédiaire, le régime est en transition, comportant à la fois les caractéristiques de chaque régime.

La viscosité est la mesure de la résistance d'un fluide au mouvement. Lorsque la viscosité d'un liquide est petite, comme c'est le cas pour l'eau ($\mu = 0.001\text{Pa}\cdot\text{s}$), le liquide s'oppose peu au mouvement et peut être mis en mouvement facilement. Dans le cas d'un fluide plus visqueux comme le miel, ayant une viscosité de plusieurs ordres de grandeur plus élevée que celle de l'eau, la mise en mouvement demande une plus grande énergie. La viscosité est illustrée par le cas suivant (Figure 1.1) où un fluide est placé entre deux plaques parallèles d'aire A , dont une immobile et l'autre ayant une vitesse V .

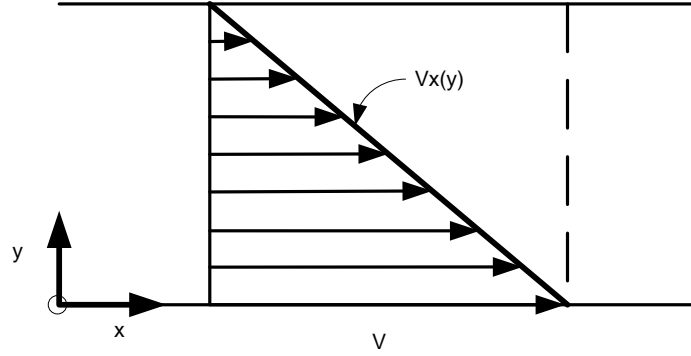


Figure 1.1: Écoulement laminaire en régime permanent entre deux plaques.

L'expression suivante relie la viscosité, l'aire des plaques, la vitesse de la plaque du bas, la distance entre les plaques et la force nécessaire pour maintenir le tout en mouvement. Ainsi, plus la viscosité est grande, plus la force doit être grande pour un ensemble de conditions données :

$$\frac{F}{A} = \mu \frac{V}{Y} \quad (1.2)$$

En modifiant la notation, la viscosité relie le gradient de vitesse à la contrainte (force dans la direction x sur le plan perpendiculaire à y). Cette loi est la loi de Newton (Bird *et al.*, 2007) :

$$\sigma_{yx} = -\mu \frac{dv_x}{dy} \quad (1.3)$$

Cette expression est l'expression des forces visqueuses. Lors d'un bilan tridimensionnel, les autres composantes interviennent. Ainsi, de manière tridimensionnelle et plus générale, la contrainte de cisaillement peut être donnée par la relation suivante qui relie celle-ci à la viscosité et au taux de cisaillement :

$$\boldsymbol{\sigma} = -\mu \dot{\boldsymbol{\gamma}} \quad (1.4)$$

où

$$\dot{\boldsymbol{\gamma}} = \nabla \bar{\mathbf{V}} + \nabla \bar{\mathbf{V}}^T \quad (1.5)$$

1.2 La rhéologie

1.2.1 Newtonienne

Le comportement rhéologique d'un fluide est newtonien lorsque la viscosité de celui-ci ne dépend pas du taux de cisaillement. C'est typiquement le cas pour des fluides de faible poids moléculaire ($M_w < 5000$) (Bird *et al.*, 2007). L'eau, le miel et l'huile d'olive sont des exemples de fluides newtoniens.

1.2.2 Non-newtonienne

Lorsque le poids moléculaire moyen d'un liquide augmente, des effets non-newtoniens peuvent apparaître. Une réorganisation des molécules lors de l'écoulement provoque un changement de la viscosité apparente. Les principaux comportements rhéologiques non-newtoniens seront décrits brièvement dans la section suivante. Par la suite, certains modèles seront présentés.

1.2.2.1 Comportements

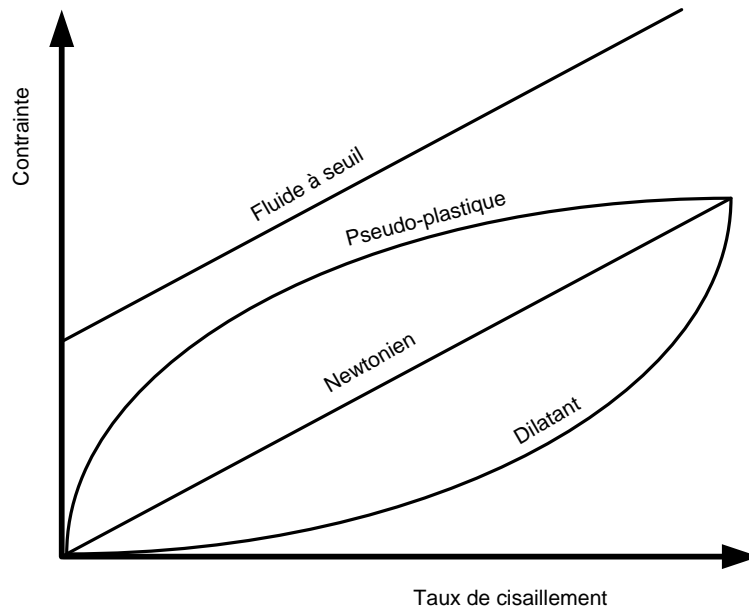


Figure 1.2: Différents comportements rhéologiques.

1.2.2.1.1 *Rhéofluidifiant*

Certains fluides sont rhéofluidifiants ou pseudo-plastiques. Ces fluides se caractérisent par une viscosité qui diminue lorsque le taux de cisaillement augmente. Cette diminution de viscosité est due à une réorganisation des molécules qui facilite son écoulement. Les solutions de polymères à faible concentration, les émulsions et les gels en sont des exemples.

1.2.2.1.2 *Rhéopaississant*

Les fluides rhéopaississant ou dilatant se caractérisent par une augmentation de la viscosité avec une augmentation du taux de déformation. C'est notamment le cas des solutions d'amidon de maïs. Ce comportement est souvent observé avec des solutions chargées en particules. Lorsque les particules subissent une contrainte, elles s'entassent et la résistance à l'écoulement croît. Ce comportement peut parfois être soudain, ce qui entraîne rupture d'arbre d'agitation ou dommage aux équipements.

1.2.2.1.3 *Fluide à seuil*

Les fluides à seuil ne s'écoulent pas tant que la contrainte appliquée ne dépasse pas la contrainte seuil du fluide. C'est notamment le cas du ketchup. Cette apparence solide est due à une organisation moléculaire qui s'installe lorsque le fluide est au repos. Ces fluides peuvent également être rhéofluidifiants.

1.2.2.2 **Modèles**

La viscosité d'un fluide non-newtonien peut être représentée à partir de modèles variés. Le comportement rhéologique de chaque fluide va permettre la sélection du modèle approprié. Les principaux modèles et le type de comportement qu'ils peuvent modéliser sont présentés dans le tableau suivant (Carreau *et al.*, 1997) :

Tableau 1.1: Modèles non-newtoniens généralisés

Comportement rhéologique	Nom du modèle	Modèle
Pseudo-plastique ou dilatant	Loi de puissance (Ostwald)	$\eta = m \dot{\gamma} ^{n-1} \quad (1.6)$
Pseudo-plastique ou dilatant	Ellis	$\eta = \frac{\eta_0}{1 + \left \frac{\sigma}{\sigma_{1/2}} \right ^{\alpha-1}} \quad (1.7)$
Pseudo-plastique	Carreau	$\eta = \frac{\eta_0}{[1 + (\lambda\dot{\gamma})^2]^{\frac{1-n}{2}}} \quad (1.8)$
Pseudo-plastique	Cross-Williamson	$\eta = \frac{\eta_0}{1 + \lambda\dot{\gamma} ^{1-n}} \quad (1.9)$
Pseudo-plastique	Carreau à 4 paramètres	$\frac{\eta - \eta_\infty}{\eta_0 - \eta_\infty} = \frac{1}{[1 + (\lambda\dot{\gamma})^2]^{\frac{1-n}{2}}} \quad (1.10)$
Pseudo-plastique	Carreau-Yasuda	$\frac{\eta - \eta_\infty}{\eta_0 - \eta_\infty} = \frac{1}{[1 + (\lambda\dot{\gamma})^\alpha]^{\frac{1-n}{\alpha}}} \quad (1.11)$
Fluide à seuil	Bingham	$\begin{cases} \sigma = -\eta_0\dot{\gamma} \pm \sigma_0 & \text{si } \sigma > \sigma_0 \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \sigma \leq \sigma_0 \end{cases} \quad (1.12)$
Fluide à seuil	Herschel-Bulkley	$\begin{cases} \eta = \frac{\sigma_0}{ \dot{\gamma} } + m \dot{\gamma} ^{n-1} & \text{si } \sigma > \sigma_0 \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \sigma \leq \sigma_0 \end{cases} \quad (1.13)$

Certains des paramètres des modèles précédents ont une signification physique. Le paramètre n est l'indice de loi de puissance. Lorsqu'il est inférieur à un le fluide est rhéofluidifiant et dilatant lorsque supérieur à un. Pour n égal à un, le modèle newtonien est obtenu. Dans le modèle de Carreau et ses variantes, le paramètre λ est relié à la transition entre le plateau de viscosité constante à faible cisaillement et la partie loi de puissance.

1.2.3 Élasticité

La présence d'élasticité peut être particulièrement problématique dans un procédé. Ses effets, observés par l'expression des forces normales, sont encore mal expliqués. Les contraintes normales des fluides élastiques provoquent plusieurs phénomènes : renversements des patrons d'écoulement, siphons à vide, dilatations de l'extrudât et ascension d'arbre (effet Weissenberg).

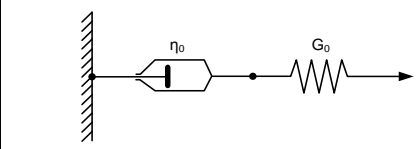
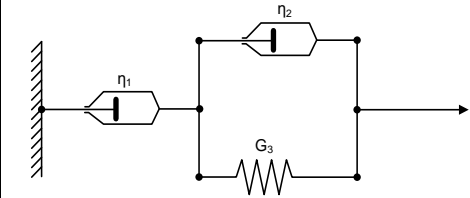
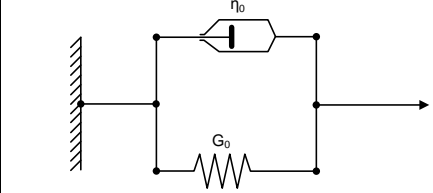
L'élasticité des mélanges polymériques est due à la longueur des chaînes et à leur entrelacement. Plus les chaînes sont longues et entrelacées, plus le fluide sera élastique. L'élasticité est surtout importante lorsque des phénomènes transitoires ont lieu, comme le développement d'un écoulement dans un réseau poreux ou l'écoulement généré dans une cuve d'agitation (Youcefi *et al.*, 1997). Tout est une question d'échelle de temps: à temps de déformation très court, les fluides viscoélastiques se comportent comme des solides (Denn *et al.*, 2004) et comme des fluides à l'inverse. Particulièrement en mélange, les forces normales peuvent provoquer la remontée du fluide le long de l'arbre d'agitation (Paul *et al.*, 2004).

1.2.3.1 Élasticité linéaire

Lorsque la déformation est très petite ($\gamma < 1$) (Carreau *et al.*, 1997), la déformation élastique demeure linéaire. Dans ce cas, la structure du matériel demeure intacte pendant et suite à la déformation. Dans le cas d'un cisaillement continu, c'est plutôt la fréquence de collision des molécules qui importe et celle-ci est reliée au taux de cisaillement. Si $\dot{\gamma}$ est petit devant le rapport de la déformation linéaire maximale et le temps de relaxation du fluide, alors le régime demeure linéaire (Oswald, 2005).

Plusieurs modèles existent pour modéliser un écoulement élastique en régime de déformation linéaire. Ces modèles ont été développés à partir de systèmes d'amortisseurs et de ressorts (Carreau *et al.*, 1997).

Tableau 1.2: Modèles élastiques linéaires.

Nom du modèle	Représentation schématique	Expression
Maxwell		$\sigma + \lambda_0 \frac{\partial}{\partial t} \sigma = -\eta_0 \dot{\gamma}$ $\lambda_0 = \eta_0 / G_0$ (1.14)
Jeffreys		$\sigma + \lambda_1 \frac{\partial}{\partial t} \sigma = -\eta_0 (\dot{\gamma} + \lambda_2 \frac{\partial}{\partial t} \dot{\gamma})$ $\lambda_1 = (\eta_1 + \eta_2) / G_3 \text{ (relaxation)}$ $\lambda_2 = \eta_2 / G_3 \text{ (retard)}$ (1.15)
Voigt-Kelvin		$\sigma = -G_0 \gamma - \eta_0 \dot{\gamma}$ $\lambda_0 = \eta_0 / G_0$ (1.16)

D'autres modèles peuvent être construits à partir des modèles précédents. Le modèle de Maxwell généralisé correspond à un regroupement de plusieurs éléments de Maxwell en parallèle. Ce dernier permet de mieux représenter les distributions de poids moléculaires dans un échantillon par ses nombreux temps de relaxation. Certains modèles existent aussi sous forme intégrale.

Dans les applications réalistes d'ingénierie, les déformations et les taux de déformation sont grands. Toutefois, la théorie associée au régime élastique linéaire demeure utile pour évaluer les effets viscoélastiques au sein d'un procédé et caractériser celle-ci (Carreau *et al.*, 1997).

1.2.3.2 Élasticité non-linéaire

Lorsque la déformation devient trop importante, le régime devient non-linéaire et les déformations ne sont plus proportionnelles aux contraintes, étant donné que la déformation tend à saturer. Il y a donc apparition de termes non-linéaires (Oswald, 2005).

1.2.3.3 Mesures rhéologiques oscillatoires

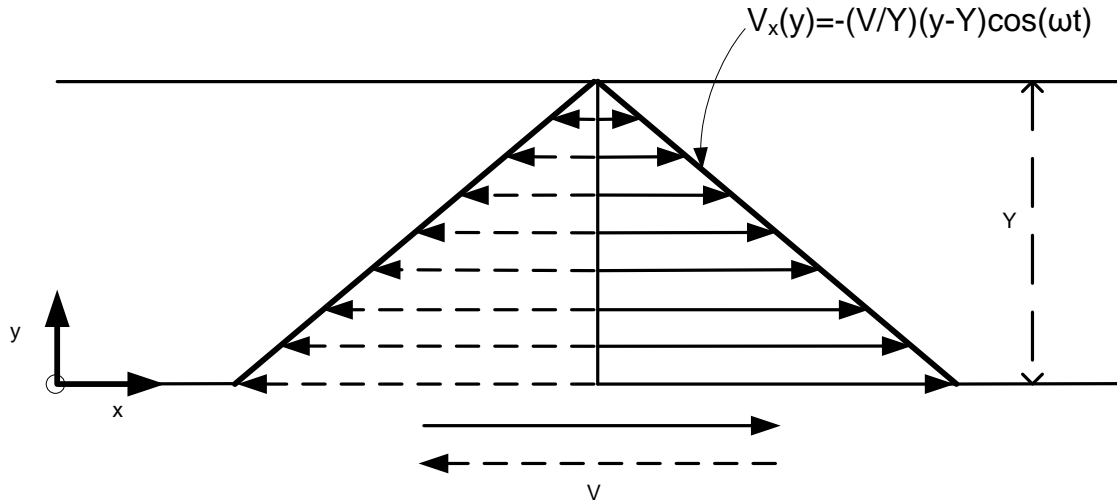


Figure 1.3: Schéma illustrant un écoulement en oscillation.

Les mesures rhéologiques en cisaillement simple ne permettent pas de mesurer les modules de perte et de stockage d'un fluide puisque les modules de stockage doit être mesuré à partir d'une déformation nulle. Les modules de perte et de stockage sont déphasés, conséquemment il est possible de les mesurer avec une mesure en oscillations. L'écoulement général est schématisé à la Figure 1.3. Cette technique permet de mesurer le module visqueux (G'' ou η'') et le module élastique (G' ou η') d'un fluide. La viscosité complexe est définie comme suit:

$$\eta^* = \eta' - i\eta'' = -\frac{\sigma_{yx}^0}{\dot{\gamma}^0} \quad (1.17)$$

où η' est la viscosité dynamique (dissipation d'énergie – composante visqueuse), η'' est la rigidité dynamique (stockage d'énergie – composante élastique), σ_{yx}^0 est l'amplitude complexe de la contrainte et $\dot{\gamma}^0$ est l'amplitude complexe du taux de cisaillement.

Pour un fluide de Maxwell :

$$Re[\sigma^0 e^{i\omega t}] + \lambda_0 Re[i\omega \sigma^0 e^{i\omega t}] = -\eta_0 Re[\dot{\gamma}^0 e^{i\omega t}] \quad (1.18)$$

Les relations suivantes sont alors obtenues dans le cas d'un écoulement oscillatoire (voir p.166 dans Carreau *et al.* (1997) pour le développement) :

$$\eta' = \frac{G''}{\omega} = \frac{\eta_0}{1 + \lambda_0^2 \omega^2} \quad (1.19)$$

$$\eta'' = \frac{G'}{\omega} = \frac{\eta_0 \lambda_0 \omega}{1 + \lambda_0^2 \omega^2} \quad (1.20)$$

où G' est le module de stockage et G'' le module de perte pour un fluide de Maxwell.

Ces identités permettent de déduire les paramètres du modèle à partir des données expérimentales si le modèle permet de les représenter adéquatement. Pour ce faire, il suffit de poser le critère des moindres carrés entre les valeurs calculées par le modèle et les données expérimentales. La minimisation de ce critère permet d'obtenir la valeur des paramètres (λ_0 et η_0). Un développement similaire permet de formuler les paramètres complexes pour les autres modèles rhéologiques.

1.2.3.4 Nombres adimensionnels caractéristiques

Afin de caractériser l'influence de l'élasticité dans un écoulement, plusieurs nombres adimensionnels sont proposés. Le nombre de Weissenberg (Wi) met en perspective le rapport des forces élastiques et les forces visqueuses. Plus sa valeur est élevée, plus l'élasticité a un effet sur l'hydrodynamique. Il est défini comme suit :

$$Wi = \frac{N_1}{\sigma} = \frac{(\sigma_{11} - \sigma_{22})}{\eta \dot{\gamma}} \quad (1.21)$$

où $\sigma_{11} - \sigma_{22}$ (N_1) est la première différence de contraintes normales.

Un second nombre adimensionnel utilisé dans la caractérisation des écoulements élastiques est le nombre de Deborah (De). Celui-ci est le ratio du temps de relaxation du fluide et d'un temps caractéristique du procédé (temps de séjour) :

$$De = \frac{\lambda}{t_c} \quad (1.22)$$

Plus il est grand, plus les effets élastiques sont importants. En mélange, il est commun d'utiliser l'inverse de la vitesse de rotation comme temps caractéristique (N^{-1} - Carreau *et al.*, 1997). Le temps nécessaire pour effectuer une rotation complète de l'agitateur permet également de calculer le nombre de Deborah.

Le nombre d'élasticité peut également être utilisé. Ce nombre est le rapport du nombre de Weissenberg et du nombre de Reynolds. Il permet d'apprécier la grandeur des forces élastiques et des forces inertielles :

$$El = \frac{Wi}{Re} \quad (1.23)$$

Chaque nombre adimensionnel doit être bien défini, car la définition peut varier selon les études (Brito de la Fuente, 1992). Des exemples de définitions sont donnés dans le tableau suivant.

Tableau 1.3: Autres définition des nombres adimensionnels élastiques.

Auteur	Wi	De
Yap <i>et al.</i> , 1979	$Wi = \frac{\lambda}{t_c}$	-
Shiang <i>et al.</i> , 1997;	-	$De = \frac{\lambda u}{D/2}$
Carreau <i>et al.</i> , 1997; Mansour <i>et al.</i> , 2008;	$Wi = \lambda \dot{\gamma}$	$De = \frac{\lambda}{t_r}$
Seyssiecq <i>et al.</i> , 2003;	$Wi = \frac{\lambda u}{D}$	$De = \lambda N$
Cavadas <i>et al.</i> , 2004;	-	$De = \lambda N$

Les temps de relaxation présents dans le tableau précédant sont calculés et mesurés par différentes méthodes. Dans certains cas, il s'agit du rapport entre la première différence de contraintes normales et la viscosité du fluide (Yap *et al.*, 1979; Shiang *et al.*, 1997; Cavadas *et al.*, 2004). Dans d'autres cas, il est obtenu à partir de modèles viscoélastiques et des modules de perte et de stockage (Carreau *et al.*, 1997; Seyssiecq *et al.*, 2003; Włoka *et al.*, 2004; Mansour *et al.*, 2008).

1.2.4 Effet de la température

La température a un effet sur la viscosité d'une solution. Certains mélanges, comme les solutions de glucose, sont très sensibles à l'effet de la température. Il est donc important de contrôler ou de surveiller la température, car une faible variation peut avoir un grand impact sur la viscosité et, conséquemment, sur l'hydrodynamique du système. Une loi de type Arrhenius permet de quantifier l'effet de la température sur la viscosité (Carreau *et al.*, 1997) :

$$\eta = C e^{\frac{B}{Temp}} \quad (1.24)$$

où C est une constante pré-exponentielle avec des unités de viscosité et B ($B = E/R$) est associée à l'énergie d'activation pour un écoulement visqueux (E) et la constante des gaz parfaits (R) (Carreau *et al.*, 1997). Ces paramètres peuvent être obtenus à partir de données rhéologiques où l'on mesure la viscosité newtonienne en fonction de la température.

1.2.5 Fluides modèles

Plusieurs fluides modèles ont été proposés pour tenter d'imiter des fluides rencontrés industriellement. Les fluides modèles offrent des propriétés facilitant le travail expérimental : transparence, stabilité à l'air, stabilité aux acides/bases, non-toxicité et faible coût. Quelques exemples sont donnés dans le tableau suivant :

Tableau 1.4: Composition de quelques fluides modèles.

Fluide	Newtonien		Non-newtonien	
	Composition	Travaux	Composition	Travaux
Non-élastique	Eau	Sharp <i>et al.</i> , 2001; Bugay <i>et al.</i> , 2002; Escudié <i>et al.</i> , 2003; Guida <i>et al.</i> , 2010	CMC (< 2%)	Chavan <i>et al.</i> , 1975; Yap <i>et al.</i> , 1979; Brito de la Fuente, 1992; Ascanio <i>et al.</i> , 2004; Cavadas <i>et al.</i> , 2004
	Huile de silicone	Bakker <i>et al.</i> , 1996; Smieszek <i>et al.</i> , 2005		
	Glycérine	Carreau <i>et al.</i> , 1976; Yap <i>et al.</i> , 1979	Gomme de xanthane	Chavan <i>et al.</i> , 1975; Brito de la Fuente, 1992; Ascanio <i>et al.</i> , 2004; Cavadas <i>et al.</i> , 2004
	Glucose – Glucose/eau	Chhabra <i>et al.</i> , 2007; Guntzburger <i>et al.</i> , 2009		
	Polybutène/kérosène		Brito de la Fuente, 1992	CaCO ₃ , MgCO ₃ , TiO ₂ (Bingham)
Parafine/huile minérale(Bingham)				Rashaida, 2005
Élastique	PAA(<0.2%)/Glucose /Glycérine/Eau	Chavan <i>et al.</i> , 1975; Boger <i>et al.</i> , 1978; Oliver <i>et al.</i> , 1984; Prud'Homme <i>et al.</i> , 1984	CMC (> 2%)	Carreau <i>et al.</i> , 1976; Brito de la Fuente, 1992; Chhabra <i>et al.</i> , 2007
	Emkarox	Choplin <i>et al.</i> , 1983; Smieszek <i>et al.</i> , 2005	PAA	Chavan <i>et al.</i> , 1975; Carreau <i>et al.</i> , 1976; Yap <i>et al.</i> , 1979; Chhabra <i>et al.</i> , 2007
	Polybutène/kérosène ou tétradécane/polyisobutylène	Brito de la Fuente, 1992; Shiang <i>et al.</i> , 1997		

1.3 Étude de l'hydrodynamique

Chaque système d'agitation génère un écoulement unique qui dépend également du comportement rhéologique de la matière. Le premier paramètre indicateur de la performance d'un agitateur est le patron d'écoulement créé. Lorsque le fluide est transparent et que des traceurs sont présents dans le fluide (des bulles d'air, des gouttes de liquide ou des particules), il est possible d'observer qualitativement les patrons de circulation.

Ce qui est recherché est un débit axial suffisant pour assurer une bonne distribution et un cisaillement important pour disperser la matière et briser les agglomérats. De plus, aucune zone morte ne doit être présente; une zone morte indique un manque d'échanges de masse et de chaleur. Certains patrons d'écoulements et profils de vitesse seront présentés dans la section suivante.

1.3.1 Turbines

Les turbines produisent un fort cisaillement dans le volume balayé par l'agitateur et déplacent beaucoup le fluide dans le reste de la cuve étant donné leur grande vitesse angulaire. Leur efficacité diminue rapidement avec l'augmentation de la viscosité. Les mobiles axiaux sont utilisés pour agiter des fluides, suspendre des solides ou incorporer des gaz, tandis que les turbines radiales sont utilisées en dispersion liquide-liquide ou liquide-gaz (Paul *et al.*, 2004).

Le patron d'écoulement des turbines varie en fonction de la direction du pompage. Certains agitateurs pompent vers le haut ou le bas comme les turbines à pale inclinées et les hélices marines, tandis que les turbines Rushton, provoquent un écoulement davantage radial. Les patrons typiques sont présentés à la figure suivante (Figure 1.4).

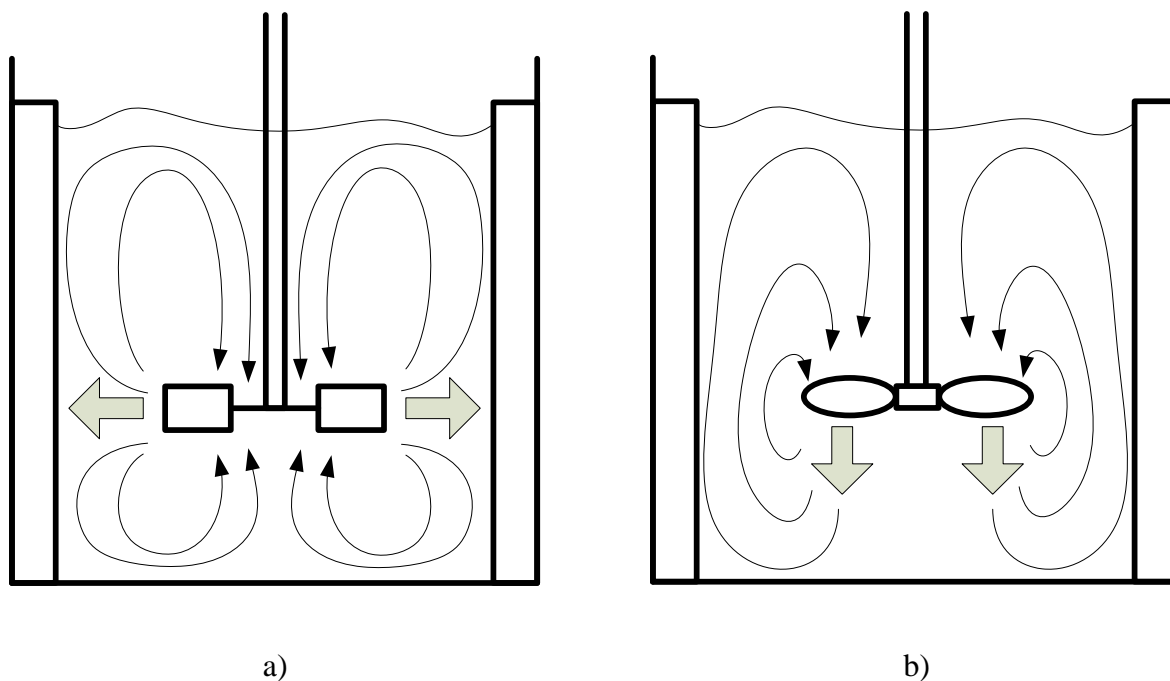


Figure 1.4: Patrons d'écoulements généraux des turbines : a) Turbine Rushton à écoulement radial; b) Hélice marine à pompage axial vers le bas.

En régime laminaire, les turbines à pompage axial (Figure 1.4b) donnent un écoulement radial, tel qu'illustré à la Figure 1.4b (Alvarez *et al.*, 2002). Étant donné la forte viscosité du milieu, le mouvement dans la cuve à proximité de la paroi est très limité (Paul *et al.*, 2004). Deux zones toroïdales sont formées en haut et en bas de l'agitateur (Figure 1.5). Le transport de matière entre les zones et le reste de la cuve a lieu uniquement par diffusion (Lamberto *et al.*, 1999; Doucet *et al.*, 2005).

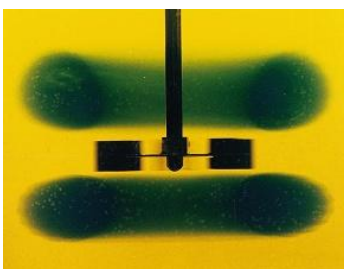


Figure 1.5: Zones ségréguées en régime laminaire pour une turbine Rushton (Lamberto *et al.*, 1999)

Dans le cas d'un fluide rhéofluidifiant ($n < 1$), l'interaction entre le fort cisaillement et le fluide provoque la formation de cavernes. À l'intérieur des cavernes, le fluide est en mouvement, et à l'extérieur il est stagnant. Ainsi, les turbines sont peu efficaces dans l'agitation de fluides visqueux rhéofluidifiants. La forme des cavernes est schématisée dans la Figure 1.6. Le volume de la caverne augmente en fonction de la vitesse de l'agitateur (Chhabra *et al.*, 1999).

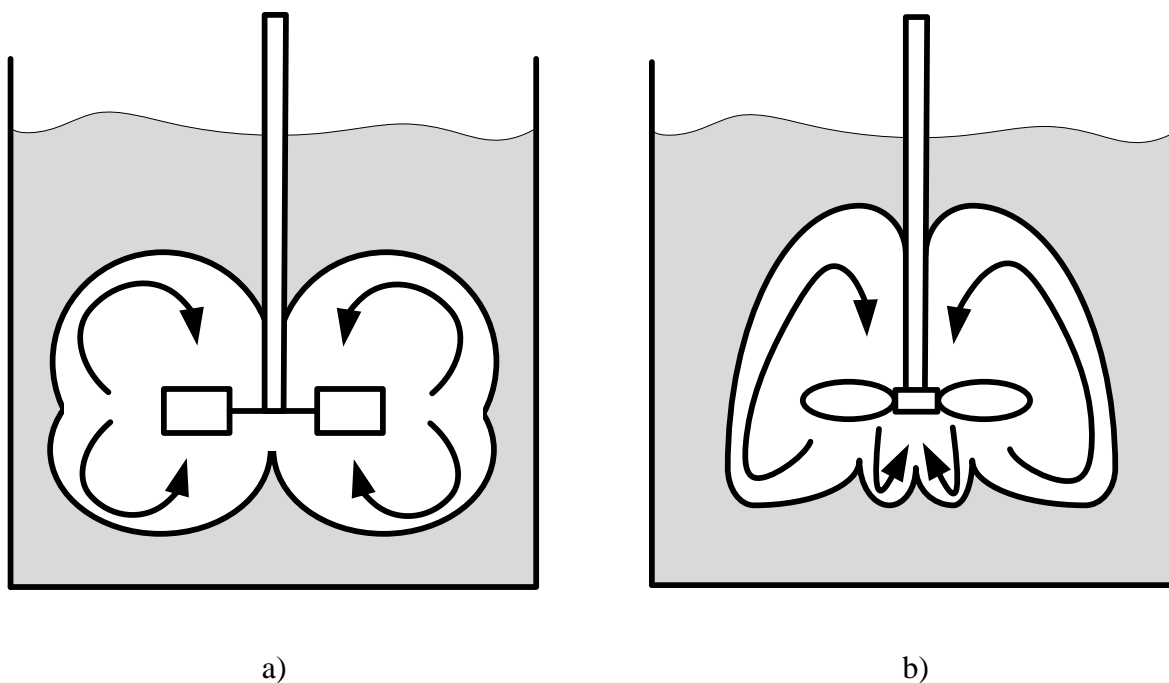


Figure 1.6: Forme de la caverne avec un milieu pseudo-plastique : a) Turbine Rushton à écoulement radial; b) Hélice marine à pompage axial.

Dans le cas de fluides viscoélastiques agités avec des turbines, différents patrons d'écoulement sont observables. L'écoulement est différent des cas newtoniens et non-newtoniens présentés précédemment. Deux écoulements isolés s'installent: le premier est dû à la rotation de l'agitateur et le second est dû aux forces élastiques qui tendent à tirer le fluide vers l'axe en rotation (Chhabra *et al.*, 1999). L'écoulement final dépend de l'importance des trois forces présentes, soit les forces visqueuses, inertielles et élastiques.

En régime laminaire, une inversion du champ hydrodynamique est observable (Figure 1.7a - Solomon *et al.*, 1981). Cette inversion du champ hydrodynamique est due aux forces élastiques. Les contraintes normales font que le fluide est tiré vers le mobile d'agitation pour ensuite

remonter le long de l'axe de l'agitateur. Pour des vitesses plus élevées, un écoulement mené par l'inertie du fluide (écoulement vers la paroi) s'installe. Cet écoulement est borné et limité par un patron inversé comme en régime laminaire, tel qu'illustré à la Figure 1.7b et Figure 1.7c (Solomon *et al.*, 1981). Il y a donc présence d'une pseudo caverne, car le fluide est mobile à l'extérieur de la région balayée par la turbine. Toutefois, ce mouvement est très limité, surtout dans les coins de la cuve (Oliver *et al.*, 1984).

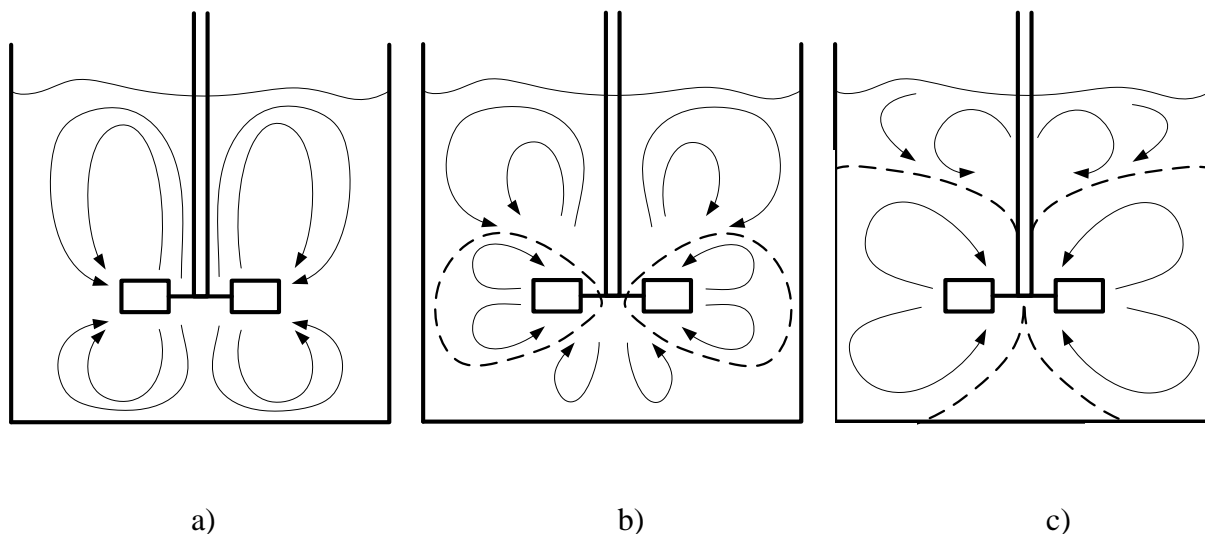


Figure 1.7: Écoulement d'un fluide élastique autour d'une turbine : a) Régime laminaire; b) Début de la transition; c) Régime de transition.

Lorsque le fluide agité est peu visqueux et que la turbine tourne suffisamment rapidement, un vortex peut être formé avec un fluide purement visqueux, ce qui réduit considérablement l'efficacité de l'agitateur. Afin de briser le vortex formé, des chicanes peuvent être posées dans la cuve ou l'axe de l'agitateur peut être décentré (Chhabra *et al.*, 1999).

1.3.2 Mobiles raclants

Les ancrs offrent un faible pompage axial. Peu de mouvement est provoqué près de l'axe de l'agitateur et l'écoulement est principalement tangential. Lorsque le mobile tourne plus rapidement, un écoulement secondaire dû à la force centrifuge est formé et provoque une circulation axiale du fluide. Celle-ci projette le fluide contre la paroi et le fluide monte à la paroi et descend près de l'axe (Figure 1.8).

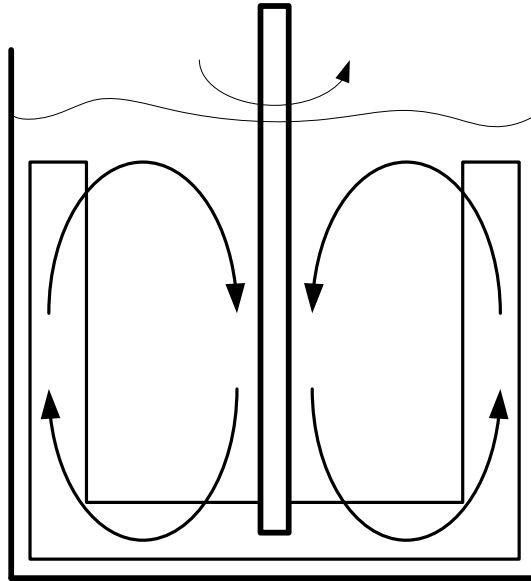


Figure 1.8: Écoulement dans une cuve munie d'une ancre.

Dans le cas d'un ruban hélicoïdal, l'écoulement est plutôt complexe. Près de la paroi, le fluide est pompé vers le haut, où le ruban balaie, et descend près de l'axe. La composante axiale de la vitesse représente environ quatre à dix-huit pourcent de la vitesse de ruban hélicoïdal (Chhabra *et al.*, 1999). Aussi, il y a un écoulement tangentiel occasionné par la rotation du ruban. Un écoulement radial est présent dans le haut et le bas de la cuve, où le fluide change de direction axiale.

Lorsque le fluide est viscoélastique, l'écoulement tangentiel augmente et la circulation axiale diminue. Le tout s'approche d'une rotation solide avec glissement à la paroi. Les données de Carreau *et al.* (1976) illustrent ce phénomène où les fluctuations de vitesse provoquées par le passage du ruban sont largement diminuées avec l'augmentation de l'élasticité. Yap *et al.* (1979) démontre la même tendance et constate que l'influence de la géométrie du ruban diminue grandement avec les fluides viscoélastiques.

1.3.3 Maxblend

Un mélangeur Maxblend se présente sous deux formes. La forme trapézoïdale est utilisée dans les applications visqueuses (Figure 1.9a). Cette géométrie est utilisée avec une cuve parabolique. La seconde forme, soit la forme droite, est utilisée plus particulièrement dans les applications à basse viscosité (Figure 1.9b) et est également utilisée avec une cuve parabolique.

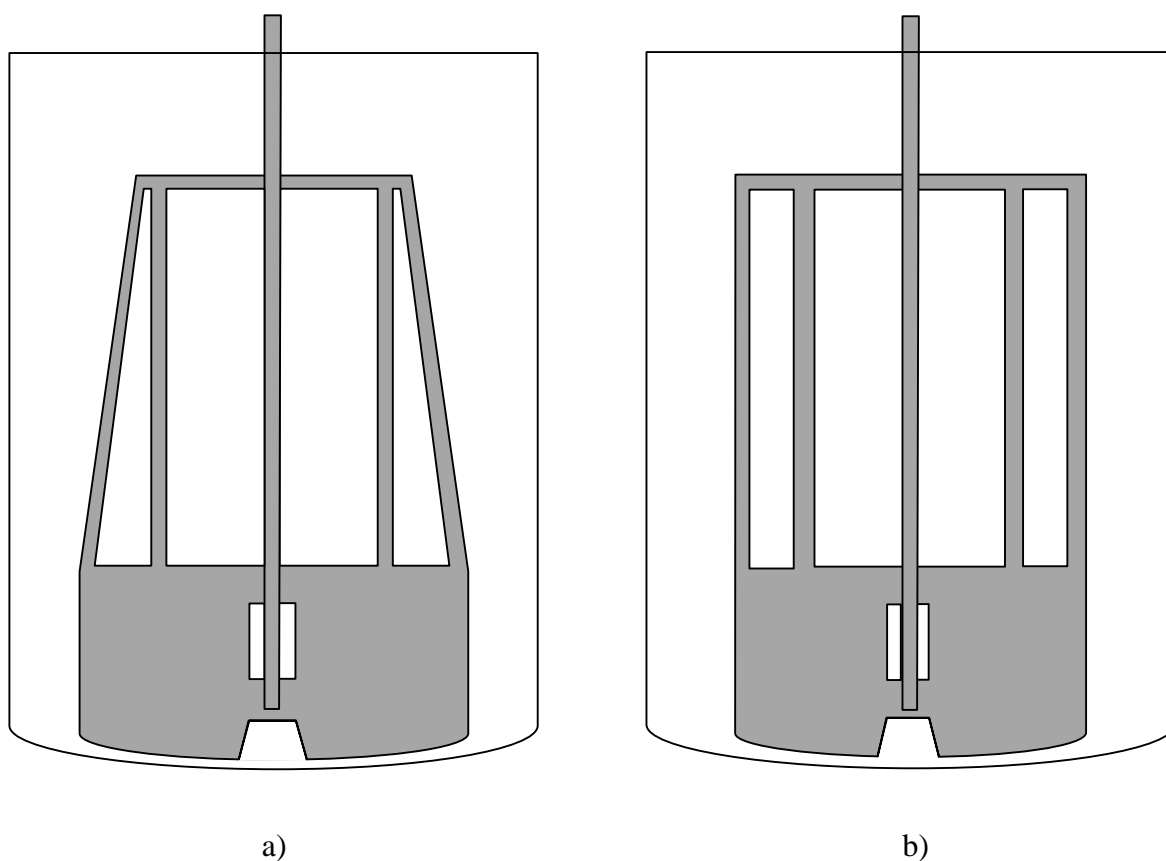


Figure 1.9: Différents designs du Maxblend : a) Maxblend trapézoïdal; b) Maxblend droit.

Peu d'études ont été publiées sur l'hydrodynamique du Maxblend. La première étude publiée sur ce système d'agitation portait sur le pouvoir dispersif du Maxblend droit (Figure 1.9b) en cuve agitée. Yao *et al.* (2001) ont présenté deux patrons d'écoulements newtoniens obtenus avec des simulations par éléments finis.

Des zones ségréguées stables ont été documentées par Fradette *et al.* (2007). Ces zones présentées à la Figure 1.10 peuvent être éliminées par l'augmentation de la vitesse d'agitation. De plus, ces

mêmes auteurs ont observé avec des fluides rhéofluidifiants une région isolée de haute viscosité juxtaposée à l'axe de l'agitateur. Cette zone ségrégée est peu cisailée étant donné sa rhéologie qui fait en sorte que sa viscosité est plus grande que la valeur moyenne. Aussi, les auteurs ont perçu une diminution de la circulation axiale lorsque la distance de l'agitateur au bas de la cuve dépasse de plusieurs fois la valeur de référence de 5.7 mm (environ 2 % du diamètre de l'agitateur).

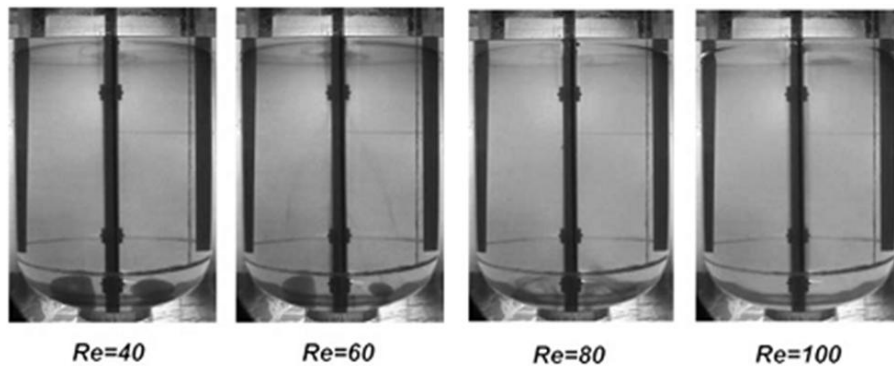


Figure 1.10: Disparition d'une zone de ségrégation en régime de transition avec le Maxblend et un fluide newtonien (Fradette et al., 2007).

Iranshahi et al. (2007) ont présenté des champs de vitesse en régime transitoire obtenues par simulation avec un fluide newtonien. Les écoulements présentés permettent d'illustrer le patron d'écoulement typique du Maxblend, soit un écoulement ascendant à la paroi et descendant au niveau de l'axe (Figure 1.11). De plus, un tourbillon est présent dans le bas de la cuve. Un écoulement semblable, illustré à la Figure 1.12, est présenté par Devals *et al.* (2008). Ceux-ci ont aussi poussé l'étude numérique en tenant compte de l'effet de chicanes sur l'hydrodynamique qui sont illustrées par les rectangles gris sur la Figure 1.13.

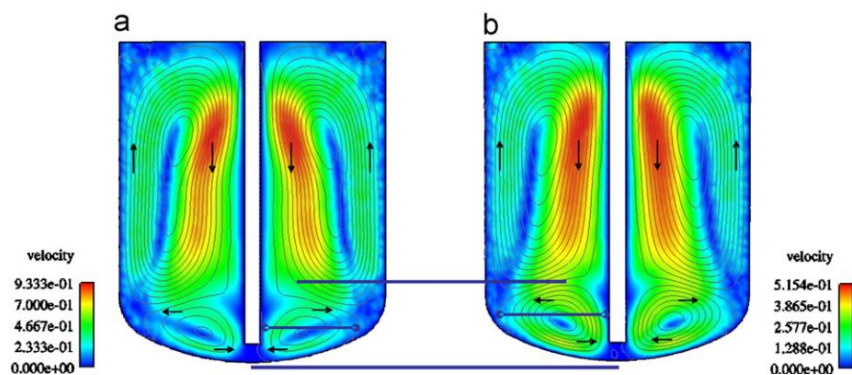


Figure 1.11: Écoulement généré par le Maxblend en régime de transition avec un fluide newtonien : a) $Re = 80$; b) $Re = 40$ (Iranshahi *et al.*, 2007).

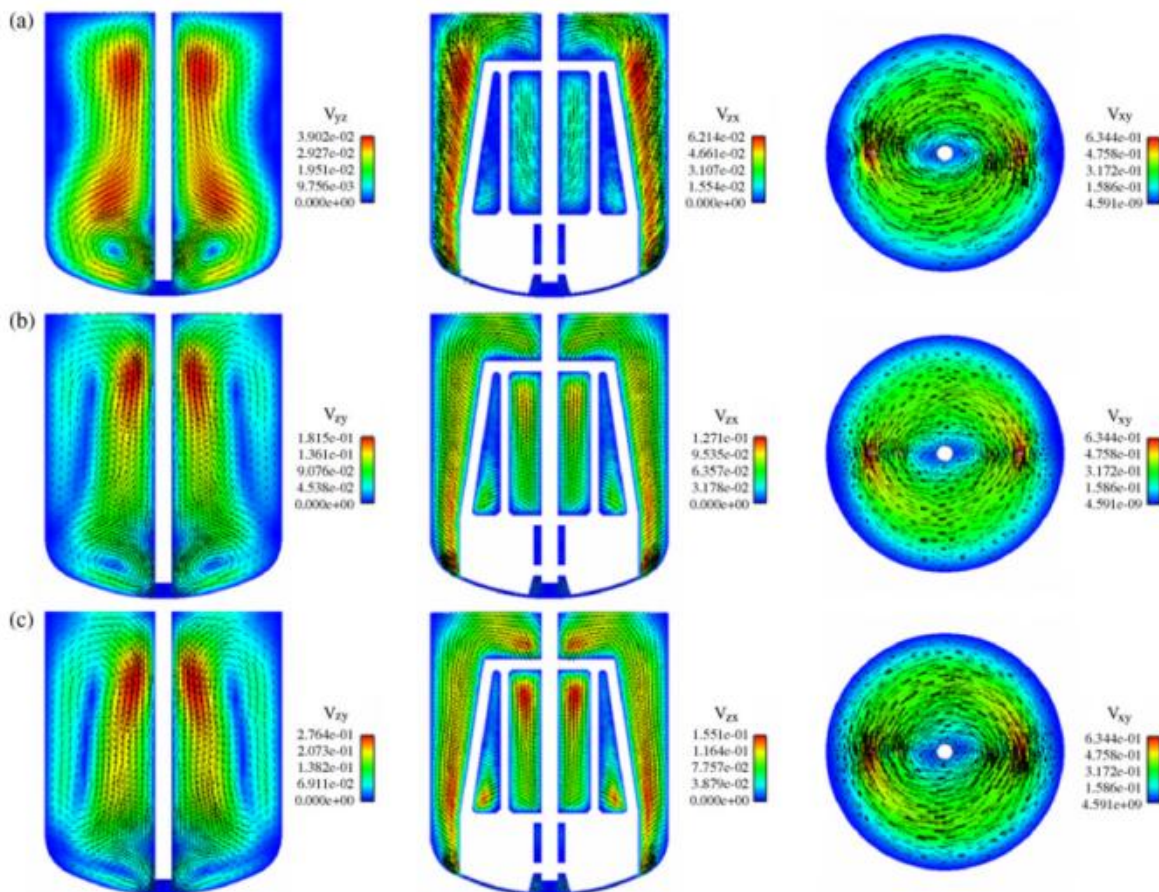


Figure 1.12: Écoulement généré par le Maxblend en régime laminaire et de transition avec un fluide newtonien : a) $Re = 7$; b) $Re = 34$; c) $Re = 68$ (Devals *et al.*, 2008).

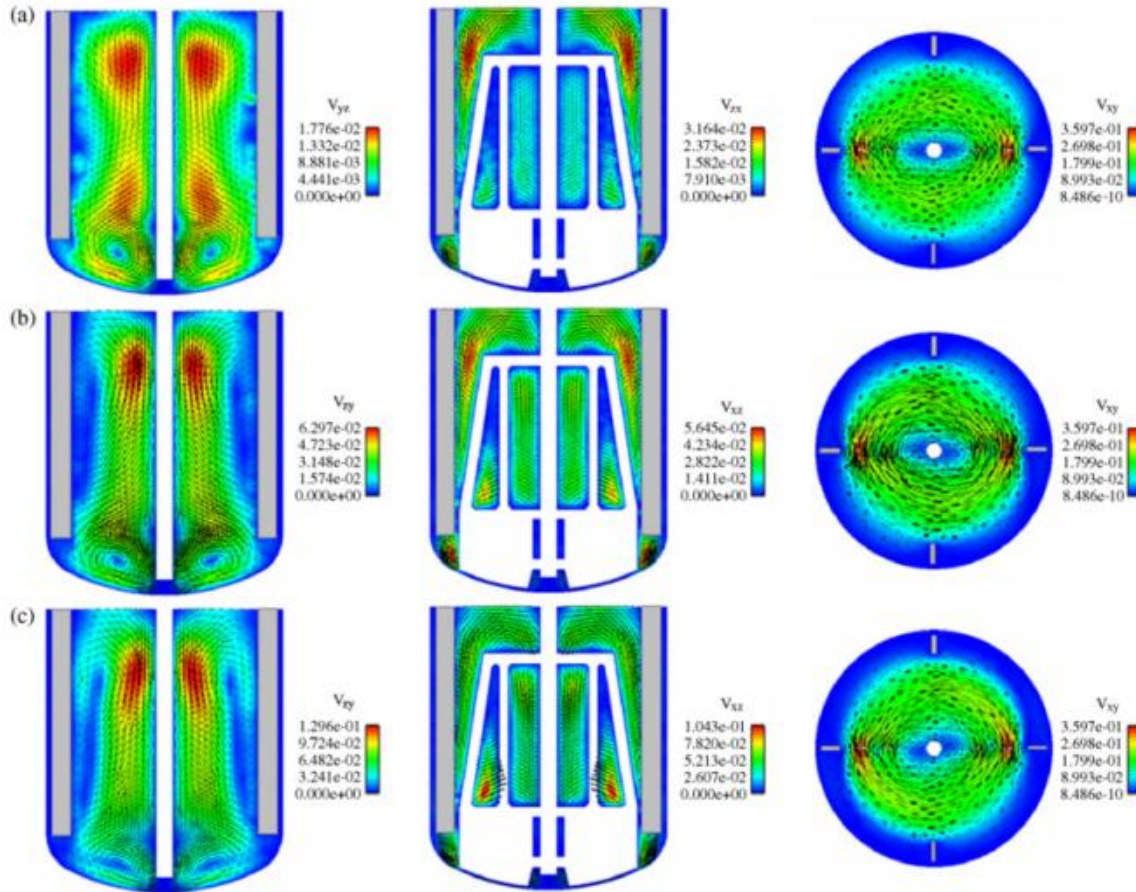
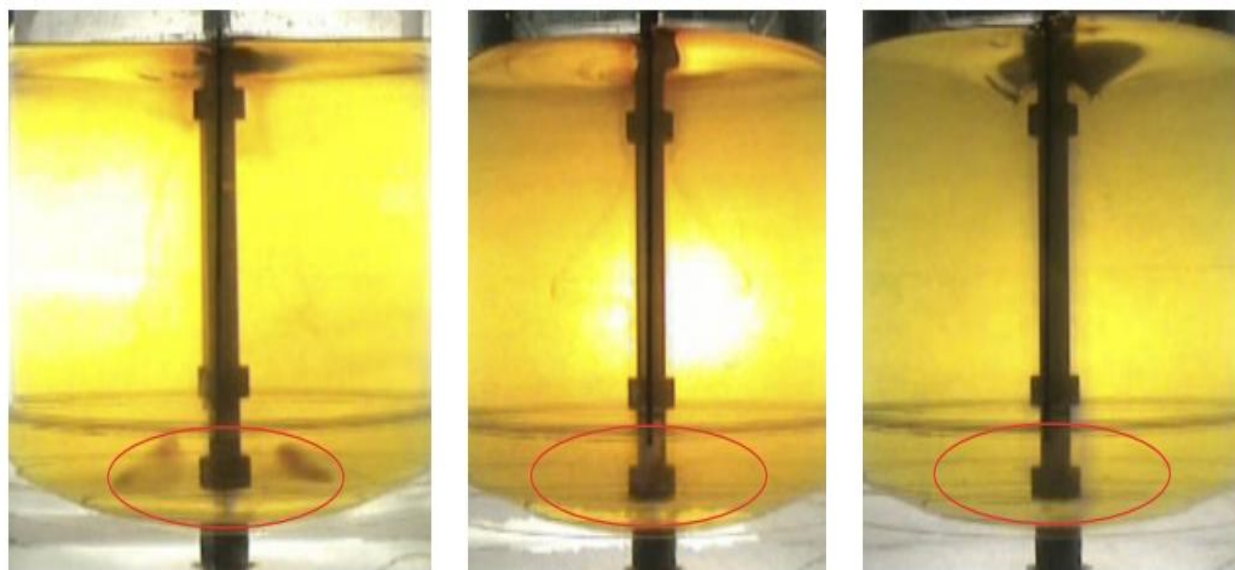


Figure 1.13: Écoulement généré par le Maxblend avec chicanes en régime laminaire et de transition avec un fluide newtonien : a) $Re = 6$; b) $Re = 21$; c) $Re = 54$ (Devals *et al.*, 2008).

Gunztburger *et al.* (2009) a étudié l'effet de petites modifications géométriques de la pale (ils ont fait des trous) qui ont permis de briser les zones de ségrégation et d'augmenter l'efficacité du mélangeur (Figure 1.14). Les géométries modifiées sont illustrées aux Figure 1.14d et e.

Quelques études expérimentales ont été menées sur l'hydrodynamique dans le Maxblend, mais aucune étude n'a porté sur l'effet des fluides viscoélastiques avec cet agitateur. En régime turbulent et de transition, Ascanio *et al.* (2009) a étudié expérimentalement l'écoulement généré par le Maxblend droit. Les résultats démontrent que les profils axiaux de vitesse générés sont relativement constants sur toute la hauteur de la cuve, comparativement à une turbine à pale inclinées où de fortes variations sont observées. Aussi, Hidalgo-Millán *et al.* (2012) ont observé avec la PIV que le Maxblend droit produit un fort écoulement axial en régime de transition et en

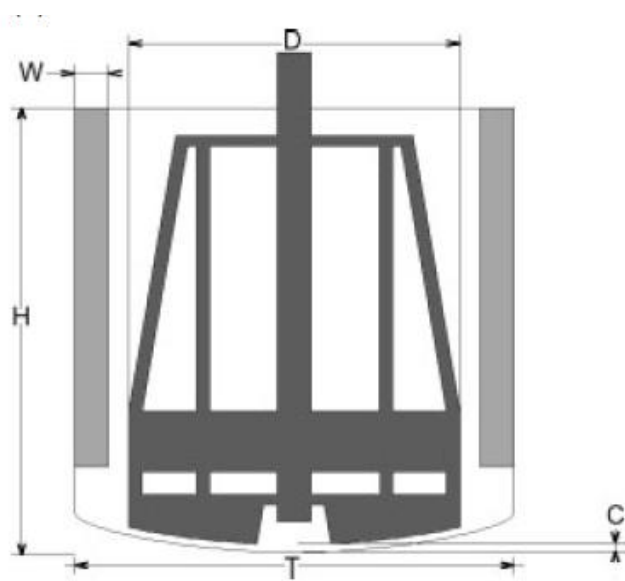
régime turbulent. Cette forte circulation est causée par les gradients de pression occasionnés par le passage de la pale.



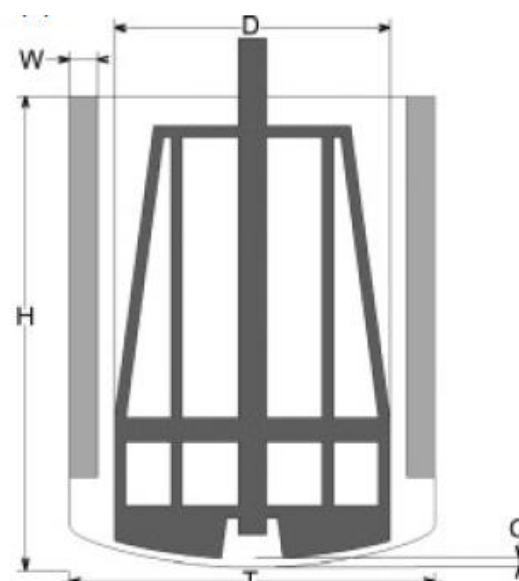
a)

b)

c)



e)



f)

Figure 1.14: Amélioration de l'hydrodynamique en modifiant la géométrie du Maxblend (Guntzburger *et al.*, 2009) : a) Maxblend; b) Maxblend modifié #1; c) Maxblend modifié #2; d) Géométrie du Maxblend modifié #1; e) Géométrie du Maxblend modifié #2.

1.4 Pompage

L'intensité de l'écoulement axial généré par un agitateur est indicative de sa performance. Conséquemment, un bon agitateur va pomper le fluide du haut vers le bas (ou l'inverse) afin de favoriser les échanges de matière et maximiser le transfert de masse dans une cuve. Un agitateur est comparable à une pompe placée dans un volume fixe de fluide. Bien entendu, un mobile d'agitation fournissant un bon pompage n'est pas assurément un agitateur performant.

La capacité de pompage d'un agitateur est représentée par le nombre de pompage adimensionnel N_q :

$$N_q = \frac{Q}{ND^3} \quad (1.25)$$

Chaque agitateur a un nombre de pompage qui lui est caractéristique (Bugay *et al.*, 2002). Ainsi, lorsqu'on connaît sa valeur pour une géométrie et des conditions d'opération données, il est possible d'estimer le débit axial de fluide. Néanmoins, il faut considérer avec quelle méthode le débit a été calculé. Différentes méthodes sont présentées dans cette section.

Afin d'évaluer le nombre de pompage, le champ de vitesse est nécessaire. Il peut être obtenu numériquement à partir d'une simulation par éléments finis ou autre stratégie numérique, ou à partir de résultats expérimentaux. Une fois le champ de vitesse en main, le débit de fluide pompé (Q) peut être obtenu par différentes méthodes, le tout dépendant du type d'agitateur et de la direction de l'écoulement principal.

Une première méthode consiste à faire une enveloppe autour de l'agitateur et à calculer le débit de fluide entrant ou sortant du volume de contrôle (les débits sont égaux par continuité) (Guida *et al.*, 2010). Cette première technique est illustrée à la Figure 1.15a. Ainsi, le débit Q est donné par la formule suivante :

$$\begin{aligned}
Q = Q_1 + Q_2 &= \int_0^{2\pi} \int_0^{D/2} w^-(r, \theta, z_1) r dr d\theta + \int_0^{2\pi} \int_0^{D/2} w^+(r, \theta, z_2) r dr d\theta = Q_3 \\
&= \int_0^{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} v_r(r, \theta, z) dz d\theta
\end{aligned} \tag{1.26}$$

Où w^+ et w^- sont respectivement les composantes axiales positive (vers le haut) et négative (vers le bas).

Une deuxième technique consiste à évaluer le débit de fluide traversant un plan horizontal circulaire (Bugay *et al.*, 2002; Cavadas *et al.*, 2004). Cette méthode est illustrée à la Figure 1.15b. Le débit est donné mathématiquement par la formule suivante :

$$Q = \int_0^{2\pi} \int_0^{T/2} w^-(r, \theta, z_1) r dr d\theta = \int_0^{2\pi} \int_0^{T/2} w^+(r, \theta, z_1) r dr d\theta \tag{1.27}$$

Où T est le diamètre de la cuve.

Une troisième méthode n'utilise pas une frontière fixe, mais une frontière mobile (Figure 1.15c). Le débit traversant une paroi cylindrique est évalué pour différents diamètres du cylindre. La valeur maximale obtenue est utilisée pour calculer le nombre de pompage (Lamberto *et al.*, 1999). Cette méthode peut également être utilisée pour une valeur fixe de la position radiale (Rice *et al.*, 2006). L'expression du pompage est donnée par la formule suivante :

$$Q \left(\frac{D}{2} + x \right) = \pi (D + 2x) \int_{z_1}^{z_2} v_r \left(\frac{D}{2} + x, \theta, z \right) dz \tag{1.28}$$

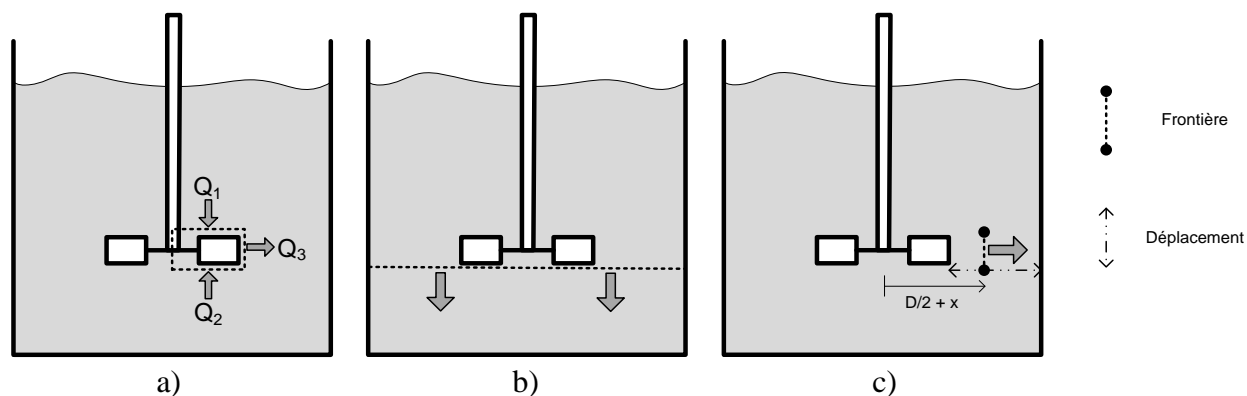


Figure 1.15: Méthodes publiées de calcul du pompage pour une turbine : a) Capsule autour de l'agitateur; b) Plan circulaire; c) Frontière cylindrique mobile.

Les différentes techniques présentées précédemment possèdent leurs avantages et leurs limites. La méthode de l'enveloppe autour de l'agitateur nécessite une plus grande précision du champ de vitesse puisque celui-ci doit être suffisamment bien résolu dans la région près de l'agitateur où les débits sont calculés. Cette méthode n'est pas praticable dans le cas d'un ruban hélicoïdal ou du Maxblend. D'autre part, la méthode du plan permet d'évaluer le pompage dans le cas des ancres et des rubans.

Lorsque l'information tridimensionnelle n'est pas disponible, certaines hypothèses peuvent être posées sur la symétrie de l'écoulement afin de simplifier les calculs. Les intégrales de surface sont ainsi réduites à des intégrales simples. C'est le cas pour des systèmes munis de turbines sans chicanes. Toutefois, lorsqu'un système turbine possède des chicanes, cette hypothèse simplificatrice est fautive (Guida *et al.*, 2010).

Dans le cas d'agitateurs plus imposants comme les rubans hélicoïdaux ou le Maxblend, certaines méthodes d'évaluation du pompage ne sont pas réalisables. En effet, il n'est pas possible de faire une capsule autour d'un ruban et d'évaluer le pompage ainsi, car le mobile racle la paroi et le débit évalué serait nul. Ainsi, il est nécessaire d'utiliser la technique des plans circulaires (Figure 1.15b).

Avec le Maxblend, la technique préconisée pour évaluer le pompage est le calcul de la moyenne du débit traversant plusieurs plans circulaires horizontaux (Iranshahi *et al.*, 2007; Devals *et al.*, 2008). La méthode est illustrée de manière discrète à la Figure 1.16 et l'expression mathématique

est donnée (1.29). Il est nécessaire de prendre la moyenne sur la hauteur, car le pompage sur un seul plan n'est pas représentatif de la globalité de l'écoulement.

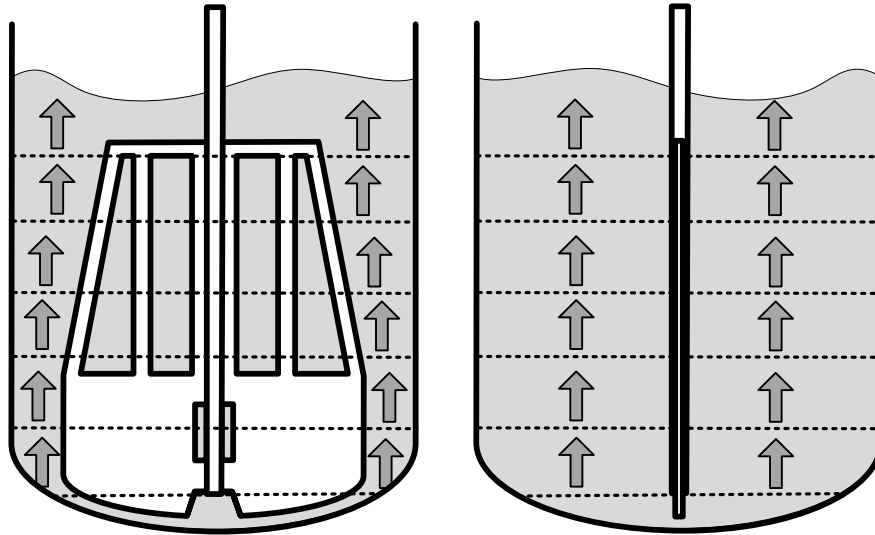


Figure 1.16: Méthode d'évaluation du pompage avec le Maxblend.

$$Q = \frac{1}{H} \int_0^H \left(2\pi \int_0^{D/2} w^+ r dr \right) dz = \frac{1}{H} \int_0^H \left(2\pi \int_0^{D/2} w^- r dr \right) dz \quad (1.29)$$

Des valeurs typiques du nombre de pompage sont données dans le Tableau 1.5. Pour les turbines, il varie entre 0.4 et 0.8 en régime turbulent et est plus petit en régime laminaire. En régime de transition, le nombre de pompage des turbines augmente pour atteindre une valeur constante asymptotique lorsque le nombre de Re atteint environ 10 000 (Paul *et al.*, 2004). Vu que le nombre de pompage varie en régime de transition pour les turbines, il est donné en régime laminaire ou turbulent. Aucune valeur du nombre de pompage n'a été trouvée en régime turbulent pour les agitateurs raclants.

Tableau 1.5: Nombre de pompage pour différents mobiles d'agitation.

	Turbine Rushton	Turbine à pales inclinées	Ruban hélicoïdal	Maxblend	Ancre
Régime laminaire	0.01-0.5 (Rice <i>et al.</i> , 2006)	0.3 (Bakker <i>et al.</i> , 1995)	0.04-0.5 (Paul, <i>et al.</i> , 2004)	0.07 - 0.2 (Iranshahi <i>et al.</i> , 2007; Devals <i>et al.</i> , 2008)	0.03 (Iranshahi <i>et al.</i> , 2006)
Régime turbulent	0.72 (Paul <i>et al.</i> , 2004)	0.79 (Paul <i>et al.</i> , 2004)	-	-	-

1.5 Consommation de puissance

La puissance consommée par un agitateur est indicative de l'énergie transmise au fluide. Toutefois, la puissance n'est pas associée directement à la performance. Un agitateur peut avoir un faible indice de consommation de puissance et ne pas agiter efficacement, tout comme il peut offrir une bonne efficacité et consommer une puissance énorme. Ainsi, il n'est pas recommandé de comparer aveuglément la consommation de puissance de deux agitateurs. Toutefois, c'est le critère de caractérisation le plus utilisé et le plus facilement accessible.

1.5.1 Cas newtonien

1.5.1.1 Régime laminaire

Pour des fluides newtoniens, il est possible de tirer de l'équation de bilan de quantité de mouvement un nombre adimensionnel représentatif d'un système d'agitation. Celui-ci demeure constant pour une configuration géométrique si les deux systèmes d'agitation donnés sont géométriquement semblables. Ce paramètre est donné par la formule suivante (Bertrand, 2005):

$$K_p = \frac{P}{\mu N^2 D^3} \quad (1.30)$$

Cette constante de proportionnalité permet de relier la puissance à la viscosité, à la vitesse de rotation et au diamètre de mobile d'agitation, puisque que le ratio tel que défini par l'équation 1.30 demeure constant pour un système d'agitation dans des conditions géométrique fixes en régime laminaire.

La puissance dépend alors de la viscosité du fluide, de la géométrie et de la vitesse de rotation de l'agitateur en régime laminaire.

1.5.1.2 Régime turbulent

En régime turbulent, l'analyse dimensionnelle des forces inertielles nous conduit à un nombre adimensionnel constant pour un système d'agitation donné (Bertrand, 2005):

$$N_p = \frac{P}{\rho N^3 D^5} \quad (1.31)$$

Ce nombre est appelé le nombre de puissance ou nombre de Newton. La viscosité n'a pas d'effet sur la consommation de puissance en régime turbulent. Comme le nombre de puissance (N_p) est constant pour tous systèmes géométriquement semblables, seulement la masse volumique du fluide, la géométrie et la vitesse de rotation du système d'agitation influent la consommation de puissance.

Dans le cas newtonien, il est possible de constater à partir de (1.30) et (1.31) que le nombre de puissance est équivalent au rapport suivant, ce qui dicte la pente de -1 en régime laminaire sur des échelles logarithmiques :

$$N_p = \frac{K_p}{Re} \quad (1.32)$$

Ainsi, en régime laminaire, étant donné que la constante K_p est unique, le tracé de $N_p(Re)$ donne une droite de pente moins un dans un système de coordonnées logarithmiques. Une courbe de puissance complète est illustrée à la Figure 1.17.

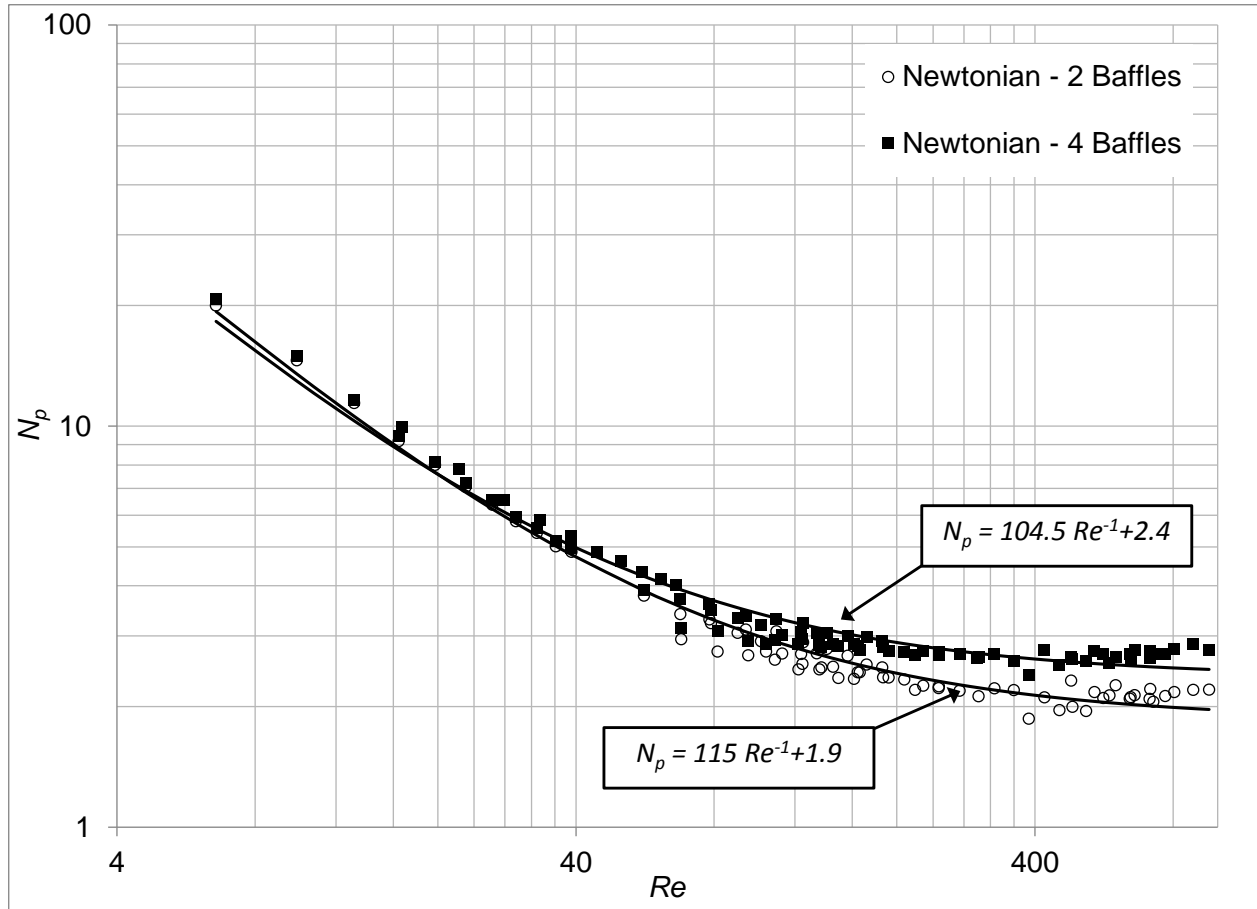


Figure 1.17: Courbe de puissance complète du Maxblend pour un fluide newtonien avec 2 et 4 chicanes (Guntzburger *et al.*, 2009).

1.5.2 Cas non-newtonien

Lorsque la viscosité dépend du taux de cisaillement, le résultat précédent n'est pas applicable. Il est nécessaire d'évaluer la viscosité à une valeur caractéristique du taux de cisaillement pour calculer le nombre de Reynolds ou le K_p . L'analyse dimensionnelle suggère que le taux de cisaillement est proportionnel à la vitesse de rotation. Toutefois, l'utilisation de cette valeur ne permet pas de retomber sur la courbe maîtresse obtenue pour un fluide newtonien. Ainsi, Metzner et Otto (1957) ont proposé une valeur moyenne du taux de cisaillement:

$$\dot{\gamma}_{moy} = K_s N \quad (1.33)$$

Dans le cas du modèle d'Ostwald (loi de puissance), l'expression de la viscosité moyenne dans la cuve devient la suivante :

$$\eta_{moy} = m(K_s N)^{n-1} \quad (1.34)$$

Cela mène aux expressions suivantes pour le nombre de Reynolds et la constante de puissance (Bertrand, 2005):

$$Re_g = \frac{\rho N^{2-n} D^2}{m K_s^{n-1}} \quad (1.35)$$

$$K_p(n) = \frac{P}{m N^{n+1} D^3} \quad (1.36)$$

Afin de calculer la valeur de K_s qui est unique pour un système d'agitation dans des conditions géométriques similaires, deux méthodes existent. La première est celle de Metzner et Otto (1957). Connaissant le nombre de puissance pour des fluides newtoniens, elle consiste à faire un ensemble de mesures de puissance avec un fluide non-newtonien afin de calculer la constante de proportionnalité K_s entre la vitesse de rotation et le taux de cisaillement moyen. Plus précisément, on cherche par régression linéaire la valeur de K_s qui permet d'utiliser la courbe de puissance newtonienne pour évaluer la puissance du fluide non-newtonien en utilisant Re_g (1.35) comme nombre de Reynolds.

La seconde méthode de Rieger et Novak (1973) est plus directe. Elle nécessite seulement une mesure newtonienne et une mesure non-newtonienne en régime laminaire (pas nécessairement à la même vitesse de rotation). Le calcul de la constante de proportionnalité se fait comme suit :

$$K_s(n) = \left(\frac{K_p(n)}{K_p} \right)^{\frac{1}{n-1}} \quad (1.37)$$

La constante de proportionnalité peut prendre des valeurs entre cinq et quarante (Paul *et al.*, 2004). Il est important de noter qu'elle dépend à priori de l'indice de loi de puissance mais, qu'en pratique, une valeur unique est généralement utilisée

Des valeurs de K_p , de N_p ainsi que de K_s sont données à titre indicatif dans le Tableau 1.6.

Tableau 1.6: N_p , K_p et K_s de différents mobiles d'agitation.

Constante	Turbine Rushton	Turbine à pales inclinées	Ruban hélicoïdal	Maxblend (avec chicanes)
K_p	70 (Cabaret <i>et al.</i> , 2008)	60 (Cabaret <i>et al.</i> , 2008)	120-190 (Paul <i>et al.</i> , 2004)	180-200 (Fradette <i>et al.</i> , 2007)
N_p	5 (Paul <i>et al.</i> , 2004)	1-2 (Paul <i>et al.</i> , 2004)	0.4 (Bakker <i>et al.</i> , 1995)	2 (Guntzburger <i>et al.</i> , 2009)
K_s	12 (Paul <i>et al.</i> , 2004)	11 (Bakker <i>et al.</i> , 1995)	30 (Paul <i>et al.</i> , 2004)	25 (Fradette <i>et al.</i> , 2007)

1.5.3 Effet de l'élasticité

Le rôle de l'élasticité sur la consommation de puissance est encore à ce jour mal élucidé. Certains auteurs relèvent que l'élasticité joue un rôle important dans la consommation de puissance et d'autres soutiennent qu'aucun effet n'est observable.

Dans le cas des turbines et des mobiles axiaux, Seyssiecq *et al.* (2003) soutiennent que les solutions élastiques concentrées en polymères, comme la carboxyméthylcellulose (CMC), permettent de réduire la consommation de puissance de 30 % au début du régime de transition ($30 < Re < 300$). Cavadas *et al.* (2004) ont obtenu une réduction de 10 % avec des solutions de CMC et de gomme de xanthane avec un agitateur hyperboloïde et une augmentation de 20 % avec une turbine Rushton.

Les fluides de Boger, de comportement newtonien élastique, sont reconnus pour avoir un effet négatif sur la puissance, c'est-à-dire que l'agitation d'un fluide élastique à viscosité constante est plus énergivore que celle d'un fluide newtonien. L'augmentation peut atteindre environ 300 % (Prud'Homme *et al.*, 1984). Özcan-Taskin *et al.* (1995) ont également noté une hausse de puissance avec les fluides de Boger. Dans un cas laminaire profond, soit pour des valeurs de

Reynolds très faibles, aucun effet n'est attribuable à l'élasticité du fluide (Brito de la Fuente, 1992). Aussi, Oliver *et al.* (1984) constate une baisse de puissance en régime laminaire, qu'il associe à l'inhibition des forces centrifuges par les forces élastiques, suivie d'une hausse due à l'apparition de l'effet Weissenberg.

L'élasticité d'un fluide permet de réduire l'intensité des écoulements secondaires et tertiaires; conséquemment, elle occasionne une réduction en puissance (Seysiecq *et al.*, 2003). Certains auteurs parlent même d'une surestimation de la constante de Metzner et Otto (K_s) avec les fluides viscoélastiques (Jahangiri *et al.*, 2001; Seysiecq *et al.*, 2003), ce qui a comme effet de sous-estimer la viscosité effective. Toutefois, cette méthode a comme effet le regroupement des effets visqueux et élastiques.

Pour les rubans hélicoïdaux, il a été remarqué que l'élasticité accentue la consommation de puissance. En régime laminaire, l'élasticité augmente la consommation de puissance (Yap *et al.*, 1979), mais le rôle du degré d'élasticité demeure obscur (Brito de la Fuente *et al.*, 1992). De plus, l'importance relative de la rhéofluidifiante et de l'élasticité demeurent mal comprise. Chavan *et al.* (1973) soutient que l'élasticité n'a pas d'effet sur la consommation de puissance avec les rubans hélicoïdaux. Dans le cas d'un agitateur à deux pales, Youcefi *et al.* (1997) commente que l'élasticité tend à augmenter la consommation de puissance.

Bref, la majorité des auteurs constatent que l'élasticité, lorsqu'elle est suffisamment perceptible, a un effet sur la puissance. Une récapitulation des effets discutés ici est présentée dans le Tableau 1.7. En régime laminaire pour des fluides visqueux, la variation de la puissance consommée est généralement positive. Toutefois, en régime de transition avec des fluides peu visqueux, la puissance consommée est plus fréquemment réduite.

Tableau 1.7: Effet de l'élasticité sur la consommation de puissance selon certaines publications

Régime	Réduction		Augmentation		Aucun effet	
	VE	Boger	VE	Boger	VE	Boger
Laminaire	-	Oliver (1984);	Yap (1979); Youcefi (1997);	Oliver (1984); Prud'Homme (1984); Brito de la Fuente (1992); Özcan-Taskin (1995);	Chavan (1973);	Brito de la Fuente (1992); Chavan (1973);
Transition	Seyssiecq (2003); Cavadas (2004);	-	Cavadas (2004);	-	-	-

1.6 Mesure du champ hydrodynamique

Afin de caractériser l'hydrodynamique d'un système d'agitation, plusieurs méthodes expérimentales existent. Elles peuvent être regroupées selon deux catégories : méthodes locales et globales.

1.6.1 Méthodes locales

1.6.1.1 Anémométrie à fil chaud

L'anémométrie utilise la résistance électrique afin de mesurer la vitesse du fluide en un point d'un écoulement. Un fil de tungstène, de platine ou de platine-iridium très fin est maintenu à une température constante par un courant électrique d'intensité variable ajusté pour compenser les pertes thermiques par convection. Plus le mouvement du fluide est rapide, plus la génération électrique de chaleur doit être grande pour maintenir le fil à une température de référence puisque les pertes thermiques sont plus grandes lorsque le fluide est davantage en mouvement. Ainsi, la vitesse du fluide est reliée à l'amplitude du courant électrique par effet Joule. L'utilisation de

plusieurs éléments permet de mesurer les trois composantes de la vitesse. Toutefois, cette méthode est intrusive et perturbe l'écoulement (Mavros *et al.*, 2001).

1.6.1.2 Vélocimétrie Doppler

Cette méthode de mesure ponctuelle du champ de vitesse utilise des ultrasons et nécessite l'ensemencement de particules solides au sein du fluide. L'émission d'ondes ultrasonique et le retour de l'écho permettent de mesurer le mouvement des particules à différentes profondeurs. Le niveau de résolution est déterminé par le nombre de canaux d'acquisition. Les parties mobiles de l'agitateur provoquent un bruit dans le signal capté (Mavros *et al.*, 2001).

1.6.1.3 Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)

La LDV consiste à mesurer les composantes de la vitesse d'une particule par diffusion de la lumière dans un patron de franges d'interférence. La diffusion est captée par un photodétecteur et la vitesse est reliée à la fluctuation de l'intensité de la lumière. Plus la particule voyage rapidement, plus les franges sont traversées rapidement et les fluctuations de la lumière monochromatique seront rapides. Puisque cette méthode est basée sur une mesure optique, le fluide doit être transparent.

Les franges sont formées par l'interférence constructive de deux faisceaux laser orientés. Chaque patron d'interférence permet de mesurer la composante parallèle et transverse au plan formé. Ainsi, pour mesurer deux composantes de la vitesse à un endroit précis dans la cuve, deux ensembles de faisceaux laser et de photodétecteurs sont nécessaires.

En moyennant les données recueillies temporellement à chaque point, il est possible de reconstruire partiellement ou globalement le champ de vitesse à l'intérieur de la cuve (Bakker *et al.*, 1996; Mavros *et al.*, 2001).

1.6.2 Méthodes globales

1.6.2.1 Photographie à lentille ouverte

La capture du champ de vitesse a évolué suite à l'ajout de traceurs dans la cuve, à l'utilisation de sources d'éclairage puissantes et à l'adaptation d'un temps d'exposition plus grand. Les photographies permettent d'observer le chemin parcouru par les particules. Ils se manifestent sur

l'image comme des lignes de courant et permettent d'étudier l'hydrodynamique (Mavros *et al.*, 2001).

1.6.2.2 Colorimétrie

Il est possible d'étudier qualitativement l'hydrodynamique dans un mélangeur à l'aide d'indicateurs de couleur. Par exemple, la mesure du temps de mélange par colorimétrie (réaction acido-basique + indicateur coloré) provoque un changement de couleur qui permet de visualiser les zones mélangées et les zones ségréguées (Cabaret *et al.*, 2007). D'autres produits peuvent également être utilisés, dont l'iode et le thiosulfate de sodium (Mavros *et al.*, 2001).

1.6.2.3 Vélocimétrie laser (Particle Image Velocimetry ou PIV)

La vélocimétrie laser est une extension de la photographie à lentille ouverte. Au lieu de capter continuellement l'information sur une seule exposition, deux images consécutives du champ de vitesse sont captées. Le déplacement des particules est ensuite analysé statistiquement afin de reconstruire le champ de vitesse (Bakker *et al.*, 1996).

La mesure est faite en illuminant le fluide avec un laser équipé d'un système de lentille permettant d'étaler le laser en une mince feuille. Avec l'illumination, le déplacement des particules dans la trame laser devient visible. Ensuite, deux photographies rapprochées temporellement permettent de quantifier le déplacement des particules. En supposant un déplacement linéaire dans chaque fenêtre d'interrogation, la projection du champ de vitesse sur le plan illuminé est obtenue.

Cette méthode peut être réalisée que dans un fluide transparent. Elle permet d'obtenir un portrait instantané du champ hydrodynamique. Le post-traitement du champ de vitesse permet de calculer des paramètres caractéristiques de l'écoulement comme le champ de vorticité ou le taux de dissipation d'énergie (Mavros *et al.*, 2001; Bugay *et al.*, 2002).

La précision de la méthode dépend de plusieurs facteurs : la qualité de l'ensemencement, la taille de la fenêtre d'interrogation, le pas de temps entre les images successives et la calibration spatiale (Bugay *et al.*, 2002). Plusieurs études de l'hydrodynamique en cuve agitée ont été menées avec la PIV. Quelques-unes d'entre elles sont présentées dans le Tableau 1.8.

Ces travaux ont permis de mieux comprendre l'hydrodynamique à l'intérieur des cuves agitées étudiées. Par exemple, dans le cas de la Turbine Rushton en régime turbulent, des mesures détaillées du champ de vitesse ont permis le calcul de cartes du transfert d'énergie cinétique en fonction du mouvement de l'agitateur (Escudié *et al.*, 2003). De plus, le travail de Guida *et al.* (2010) avec la PIV a permis d'élucider l'effet du plan de mesure azimutal sur le champ de vitesse et le nombre de pompage. Ascanio *et al.* (2009) ont utilisé la PIV pour comparer la performance du Maxblend et d'une turbine à pales inclinées en régime turbulent et de transition avec des fluides newtoniens.

Tableau 1.8: Survol de l'utilisation de la PIV en mélange dans la littérature.

Géométrie	Travaux	Type de fluide
Couette	<ul style="list-style-type: none"> • Laminaire : Macias <i>et al.</i>, 2001; Loureiro <i>et al.</i>, 2006 • Turbulent : Smieszek <i>et al.</i>, 2005 	<ul style="list-style-type: none"> • Rhéoépaississant; Newtonien • Newtonien/non-newtonien
Turbine Rushton	Sharp <i>et al.</i> , 2001; Escudié <i>et al.</i> , 2003; Baldi <i>et al.</i> , 2004; Huchet <i>et al.</i> , 2009	Newtonien
Turbine à pales inclinées	Bakker <i>et al.</i> , 1996; Aubin <i>et al.</i> , 2004; Chung <i>et al.</i> , 2009; Gabriele <i>et al.</i> , 2009; Guida <i>et al.</i> , 2010	Newtonien
Maxblend	Ascanio <i>et al.</i> , 2009	Newtonien

En utilisant deux caméras et une calibration plus poussée, il est possible de mesurer toutes les composantes de la vitesse. Cette variation de la PIV se nomme la stéréoPIV. Elle est basée sur le principe de stéréoscopie, où la troisième composante perpendiculaire au plan de mesure est reconstruite à partir des deux images captées (Raffel *et al.*, 2007). Comme le fait le cerveau humain avec la vision, la méthode reconstruit la troisième dimension à partir des deux images captées simultanément. Il est possible de voir à la Figure 1.18 que le vecteur vitesse apparaît

différemment pour chaque point de vue. Ainsi, à l'aide d'une reconstruction mathématique, la composante perpendiculaire au plan de mesure est calculée.

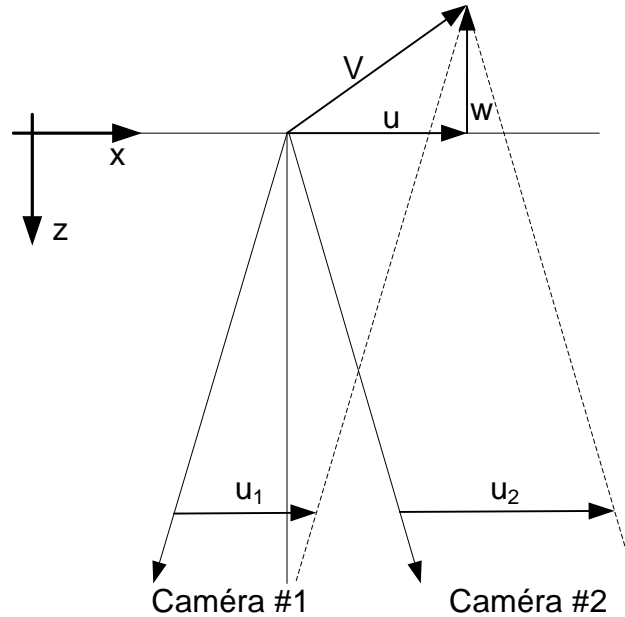


Figure 1.18: Plan de mesure et schématisation de l'effet stéréoscopique de la PIV.

Lorsque l'écoulement est principalement perpendiculaire au plan de mesure, une large erreur peut être obtenue avec la PIV standard. En effet, tel qu'illustré à la Figure 1.18, la composante perpendiculaire de la vitesse occasionne une erreur sur les composantes mesurées dans le plan. Yoon *et al.* (2002) ont étudié l'effet d'un écoulement principalement perpendiculaire au plan de mesure et ont constaté que des erreurs de perspective de l'ordre de 20 % découlent de l'utilisation de la PIV standard. Ainsi, pour des écoulements principalement perpendiculaires au plan de mesure, il est souhaitable d'utiliser la stéréoPIV pour réduire l'erreur lorsque c'est possible.

1.7 Objectifs spécifiques

À la lumière de la revue de littérature des sections précédentes, il est évident que la rhéologie a un effet sur la performance d'un système d'agitation et de mélange. En effet, les répercussions d'un comportement non-newtonien et/ou élastique sont très importantes sur l'hydrodynamique et la consommation de puissance. De plus, la performance du Maxblend demeure encore mal documentée, a fortiori dans le cas de fluides rhéologiquement complexes. Par conséquent, les objectifs de ce travail sont les suivants :

- Quantifier l'impact de la rhéologie de fluides viscoélastiques sur la consommation de puissance du Maxblend en régimes laminaire et transitoire.
- Établir des liens entre la rhéologie de fluides rhéofluidifiants ou viscoélastiques et l'hydrodynamique dans un Maxblend en régimes laminaire et transitoire.

CHAPITRE 2 MATÉRIEL ET MÉTHODES

2.1 Cuve d'agitation et système de mélange

Toutes les expériences en cuve ont été réalisées sur le même banc expérimental (Figure 2.1). Un schéma du Maxblend est donné à la Figure 2.2. Le système est muni de deux chicanes. Les dimensions principales de la cuve au fond parabolique et de l'agitateur sont données dans le Tableau 2.1.



Figure 2.1: Photo du dispositif expérimental, un mélangeur Maxblend de 50L (volume maximal).

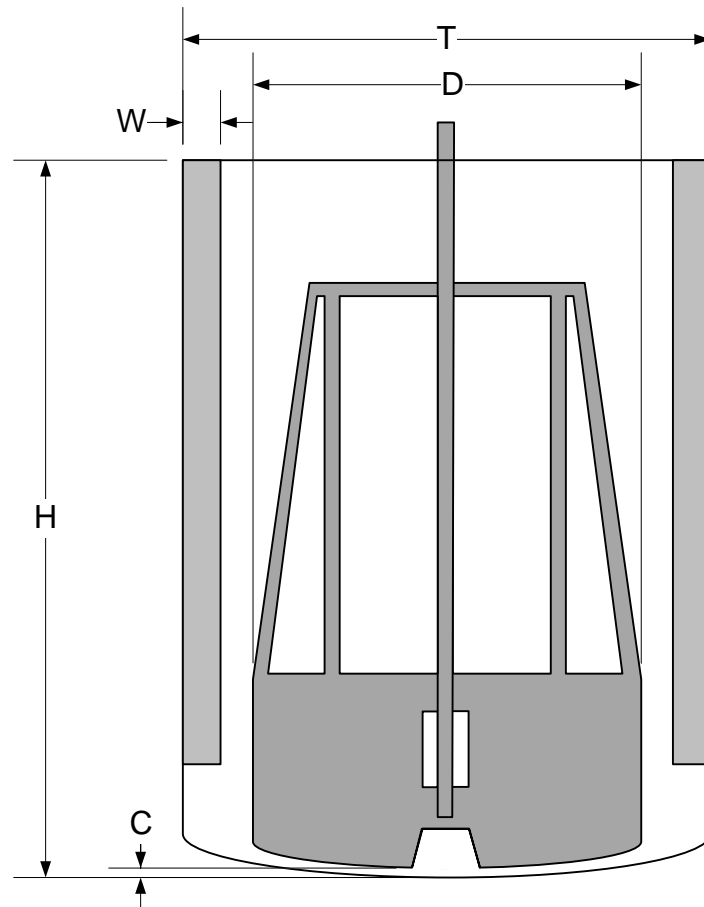


Figure 2.2: Système Maxblend trapézoïdal chicané.

Tableau 2.1: Détails géométriques de la cuve et du Maxblend.

Dimension	Valeur
T	0.354 m
D	0.255 m
C	0.005 m
H	0.41 m
W	0.026 m
Volume	35.4 L

Comme illustré à la Figure 2.1, la cuve repose sur un chariot à plateau mobile. L'agitateur est mû par un moteur (3.7 kW, 110 V) à vitesse variable (0-119RPM). Le moteur est tenu au-dessus de la cuve de mélange par une armature d'acier fixée au sol.

2.2 Fluides utilisés : description et caractérisation rhéologique

Plusieurs fluides modèles ont été utilisés dans ce travail. Ils seront présentés par classe rhéologique. Ces fluides sont des solutions de glucose comme fluide Newtonien, des solutions de lauryl-éther-sulfate d'ammonium contenant du sel comme fluide fortement rhéofluidifiant et une solution de CMC et de glucose comme fluide viscoélastique. Toutes les solutions étaient transparentes.

La viscosité a été mesurée à l'aide de trois rhéomètres, tous équipés de la géométrie Couette lisse. Le premier rhéomètre a été utilisé pour mesurer la viscosité en cisaillement simple pour des taux de cisaillement entre 24 et 1200 s⁻¹ (Bohlin Visco 88, Couette 14 mm). Les deuxième et troisième rhéomètres ont été utilisés pour mesurer la viscosité en cisaillement ainsi que les propriétés dynamiques (TA Instruments AR 2000, Couette 15 mm et Anton Paar MCR 301, Couette 17 mm). Les mesures en oscillation ont été réalisées dans la zone viscoélastique linéaire où tout deux le module de stockage (G') et de perte (G'') ne dépendent pas de l'amplitude de la déformation. Toutes les mesures ont été réalisées à la température ambiante, ce qui reflète les conditions expérimentales.

La zone viscoélastique linéaire (LVE) a été déterminée en balayant la contrainte (σ) à deux reprises pour des fréquences de 0.1 Hz et 10 Hz. Par la suite, avec ces deux séries de données, la contrainte (σ_0) a été sélectionnée de telle sorte que les variations de η^* , G' et G'' ne dépassent pas 10 % au sein des limites de la zone linéaire. La méthode de sélection de l'amplitude de la contrainte est illustrée à la Figure 2.3. Par hypothèse, un régime linéaire pour ces deux fréquences, soit 0.1 Hz à 10 Hz, le sera également sur le domaine final de mesure de 0.01 Hz à 100 Hz.

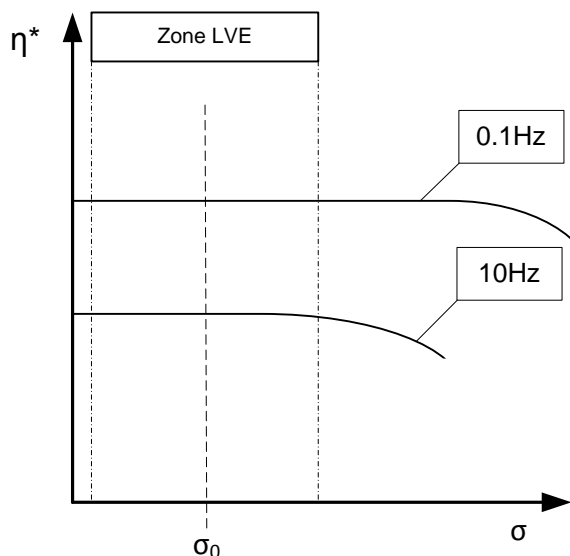


Figure 2.3: Détermination de la zone viscoélastique linéaire.

Par la suite, un test en oscillations à la contrainte fixée (σ_0) a permis de mesurer les propriétés rhéologiques (η^* , η' , η'' , G' et G'') en fonction de la fréquence angulaire à température donnée.

La première différence de contraintes normales des fluides n'a pas été mesurée puisque la géométrie Couette utilisée ne le permettait pas.

La masse volumique du fluide a été mesurée en prenant un échantillon dans un cylindre gradué de 100 mL et en le pesant. La précision de la méthode est de l'ordre de 1 %.

2.2.1 Fluide newtonien

Les fluides newtoniens utilisés sont des dilutions de sirop de glucose (Glucose Enzone 62DE, Univar). Afin de couvrir la plage de nombre de Reynolds désirée, la viscosité des solutions a été variée entre 0.08 et 40 Pa.s. De la sorte, la masse volumique varie à l'intérieur d'une plage de 1300 à 1390 kg/m³. Aucune mesure en oscillation n'a été réalisée avec ce fluide puisqu'il n'est pas élastique (Choplin *et al.*, 1983).

2.2.2 Fluides non-newtoniens

Deux types de fluides rhéofluidifiants ont été utilisés dans ce travail. Le premier est appelé Stéol. Celui-ci est composé d'environ 24-26 % massique de lauryl-éther-sulfate d'ammonium dont la formule topologique est illustrée à la Figure 2.4. Ce fluide est un surfactant principalement utilisé en industrie comme base pour des shampoings.

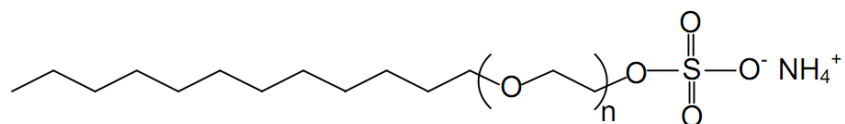


Figure 2.4: Formule topologique du lauryl-éther-sulfate d'ammonium.

En variant la concentration de sel (NaCl) ajoutée à la solution de base, il est possible de modifier la rhéologie du fluide. L'impact de la concentration de sel sur la rhéologie est démontré à la Figure 2.5.

Les données des tests en oscillation pour le stéol chargé à 2.1 % massique de sel sont illustrées à la Figure 2.7. Malgré la petite valeur de l'indice de loi de puissance, aucun glissement à la paroi n'a eu lieu lors des expériences car les données étaient reproductibles.

Afin de modéliser la rhéologie des solutions de Stéol chargées à plus de 1.2 % massique de sel, le modèle de Carreau-Yasuda à quatre paramètres a été utilisé. Le paramètre η_{∞} a été fixé à zéro puisque aucun plateau final n'est observable sur la Figure 2.5. De plus, l'indice de loi de puissance demeure constant avec une valeur de 0.05 puisque la rhéofluidifiante du fluide ne varie pas en fonction de la concentration de sel lorsque celle-ci est suffisamment grande pour que la rhéologie soit modélisée par le modèle de Carreau-Yasuda. Les paramètres du modèle sont donnés dans le Tableau 2.2 et ils sont reproductibles. Les paramètres ont été calculés par régression non-linéaire au sens des moindres carrés.

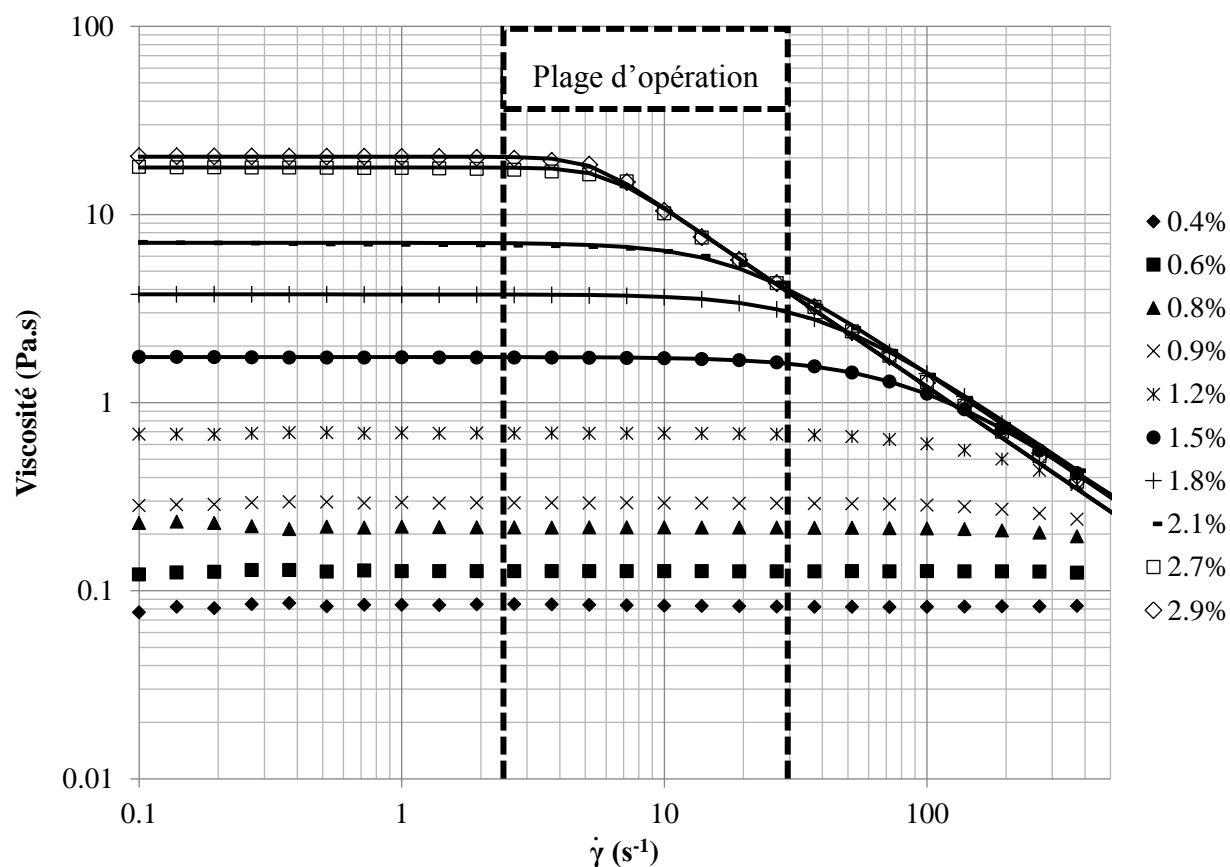


Figure 2.5: Viscosité en fonction du taux de cisaillement pour les solutions aqueuses de Stéol chargées de 0.4 % à 2.9 % massique de NaCl. Les lignes continues représentent les modèles de Carreau-Yasuda. Les lignes pointillées représentent les valeurs de $\dot{\gamma}_{moy}$ des expériences.

Tableau 2.2: Paramètres rhéologiques du modèle de Carreau-Yasuda pour les solutions de stéol chargé en sel.

Concentration massique de NaCl (%)	η_0 (Pa.s)	λ (s)	n (-)	a (-)
1.5	1.7	0.011	0.05	1.7
1.8	3.8	0.026	0.05	2.0
2.1	7.1	0.053	0.05	2.2
2.7	17.8	0.17	0.05	5.3
2.9	20.3	0.19	0.05	5.8

Avec ce modèle rhéologique, le nombre de Reynolds généralisé est donné par:

$$Re_g = \frac{\rho ND^2}{\eta_0 (1 + (\lambda \dot{\gamma}_{moy})^a)^{\frac{n-1}{a}}} \quad (2.1)$$

où le taux de cisaillement est évalué par la relation de Metzner et Otto (Metzner & Otto, 1957).

Une valeur de K_s égale à 15 a été extrapolée de Fradette et al. (2007) pour un fluide non-newtonien avec un index de loi de puissance n égal à 0.1. Cette valeur est utilisée pour le Stéol puisque son indice (0.05) est dans la même plage de valeurs. Les lignes pointillées à la Figure 2.5 délimitent les valeurs de $\dot{\gamma}_{moy}$ correspondantes à la plage de vitesses de rotation des expériences, de 2.5 s^{-1} (10 RPM) à 30 s^{-1} (120 RPM).

Comme il est possible de constater à la Figure 2.5, le comportement rhéologique des solutions de Stéol chargé en sel évolue avec la concentration ajoutée. Avec l'augmentation des additions, le comportement devient non-Newtonien: la viscosité à cisaillement nul (η_0) augmente et la région de loi de puissance débute à une plus faible valeur du taux de cisaillement. Avec cette évolution du comportement rhéologique, une modulation de la vitesse d'agitation a permis de couvrir une plage du nombre de Reynolds généralisé, tel qu'exprimé à l'équation (2.1), de 1 à 1700.

Le second fluide non-newtonien est une solution de 1 % massique de carboxyméthylcellulose (CMC – ultra haute viscosité) et de 60 % massique de glucose. L'ajout de glucose dans la solution a permis d'augmenter sa transparence et d'éliminer son caractère laiteux. Le rhéogramme complet de la solution est donné à la Figure 2.6. Le plateau à viscosité constante est bien définie pour des taux de cisaillement très faibles et l'indice de loi de puissance est caractérisé par une valeur de $n \sim 0.4$. De ce fait, cette solution est moins rhéofluidifiante que les solutions de Stéol à forte concentration de sel ($> 1.5 \%$).

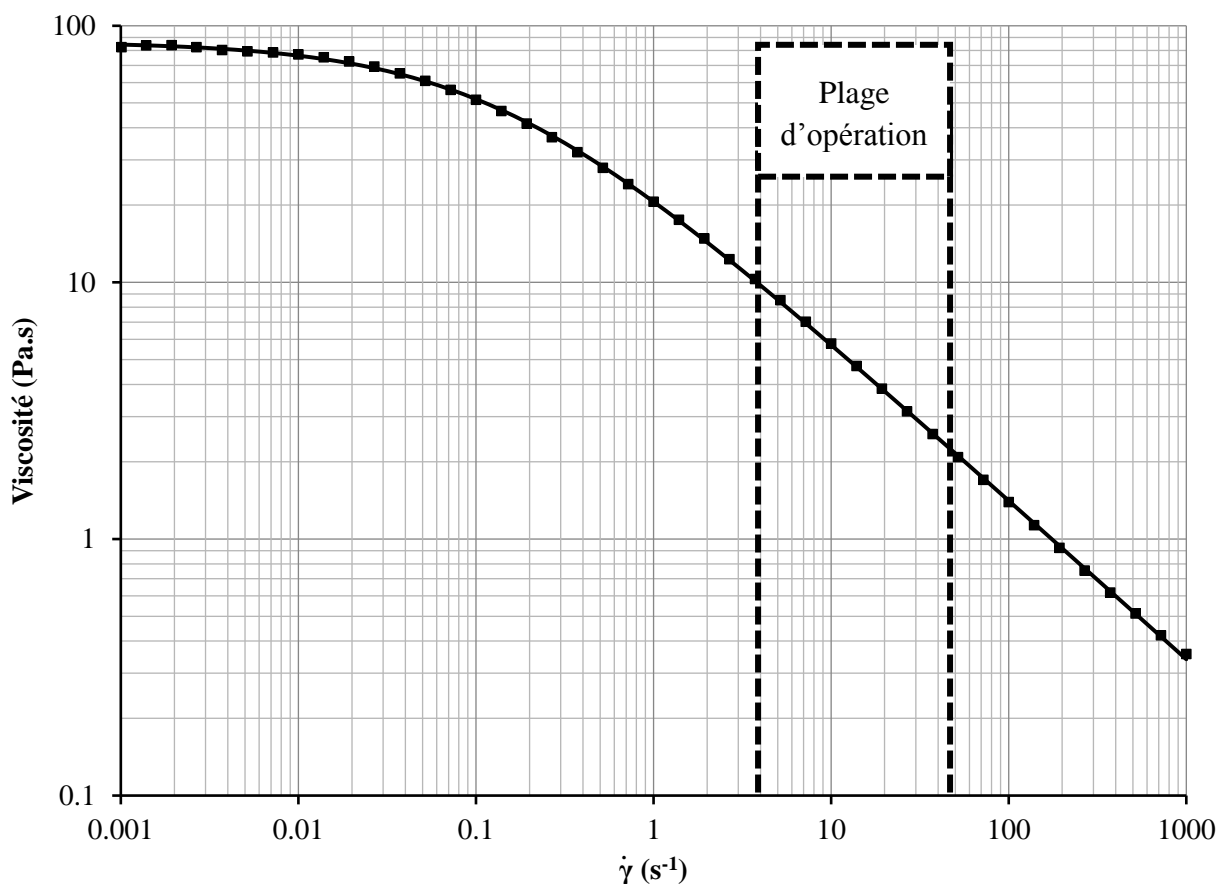


Figure 2.6: Viscosité en cisaillement simple pour la solution de 1 % massique de CMC et de 60 % massique de glucose. La ligne continue représente le modèle de Carreau-Yasuda. Les lignes pointillées délimitent les valeurs de $\dot{\gamma}_{moy}$ des expériences.

Le modèle de Carreau-Yasuda à quatre paramètres représente adéquatement la rhéologie de la solution de CMC de la Figure 2.6. Les paramètres du modèle sont indiqués au Tableau 2.3. Le modèle peut être utilisé avec le principe de Metzner et Otto pour évaluer le nombre de Reynolds généralisé en utilisant une valeur de $K_s = 23$ pour $n \sim 0.4$ dans un Maxblend équipé de chicanes (Fradette *et al.*, 2007). Les lignes pointillées à la Figure 2.6 délimitent les valeurs de $\dot{\gamma}_{moy}$ correspondantes à la plage de vitesses de rotation des expériences, de 4 s^{-1} (10 RPM) à 46 s^{-1} (120 RPM).

Tableau 2.3: Paramètres rhéologiques du modèle de Carreau-Yasuda pour la solution de CMC.

Composition massique	η_0 (Pa.s)	λ (s)	n (-)	a (-)
1 % CMC et 60 % glucose	86.5	7.6	0.38	0.72

En plus d'être rhéofluidifiante, la solution de CMC est élastique. La Figure 2.7 illustre les modules de stockage (G') et de perte (G'') pour la solution de CMC et, pour comparer, une solution de Stéol chargée à 2.1 % massique en sel.

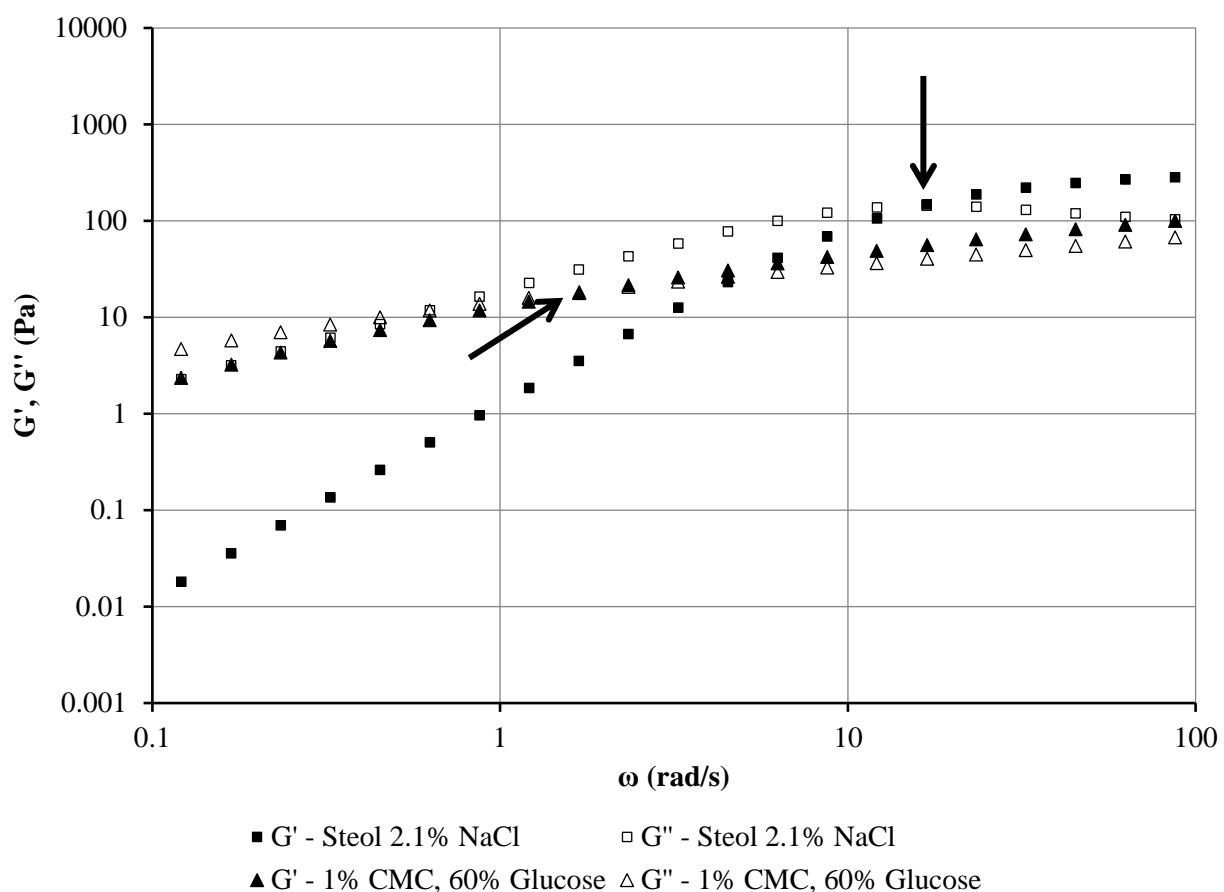


Figure 2.7: Module de stockage et de perte en fonction de la fréquence pour une solution de Stéol chargée à 2.1 % massique de sel et une solution de 1 % massique CMC et 60 % massique glucose. Les flèches indiquent le point de croisement de G' et G'' .

2.2.3 Évaluation des temps de relaxation

Afin de caractériser l'élasticité des fluides, les modules de stockage (G') et de perte (G'') ont été mesurés pour calculer le temps de relaxation (temps caractéristique - τ) des fluides utilisés. Un temps de relaxation moyen a été évalué à partir du point de croisement du module de perte (G'') et du module de stockage (G'). Il correspond à l'inverse de la fréquence angulaire (ω_c) au point où les modules de perte et de stockage sont égaux (Wloka *et al.*, 2004) :

$$\tau = \frac{1}{\omega_c} \quad (2.2)$$

Comme il est possible de constater à la Figure 2.7, l'intersection entre G' et G'' est située à une fréquence angulaire plus élevée pour la solution de Stéol que pour la solution de CMC. L'intersection peut également être observée à la Figure 2.8 où elle correspond à une valeur de $\tan(\delta)$ de un, où $\tan(\delta)$ est le facteur d'amortissement et est définie par G''/G' . Comme il a été mentionné par l'analyse du point de croisement, la solution de CMC atteint cette valeur plus rapidement que la solution de Stéol. Conséquemment, la solution de CMC est plus élastique. Les temps de relaxation calculés sont présentés dans le Tableau 2.4 où la valeur caractéristique de la solution de CMC est dix fois plus grande que celle du Stéol.

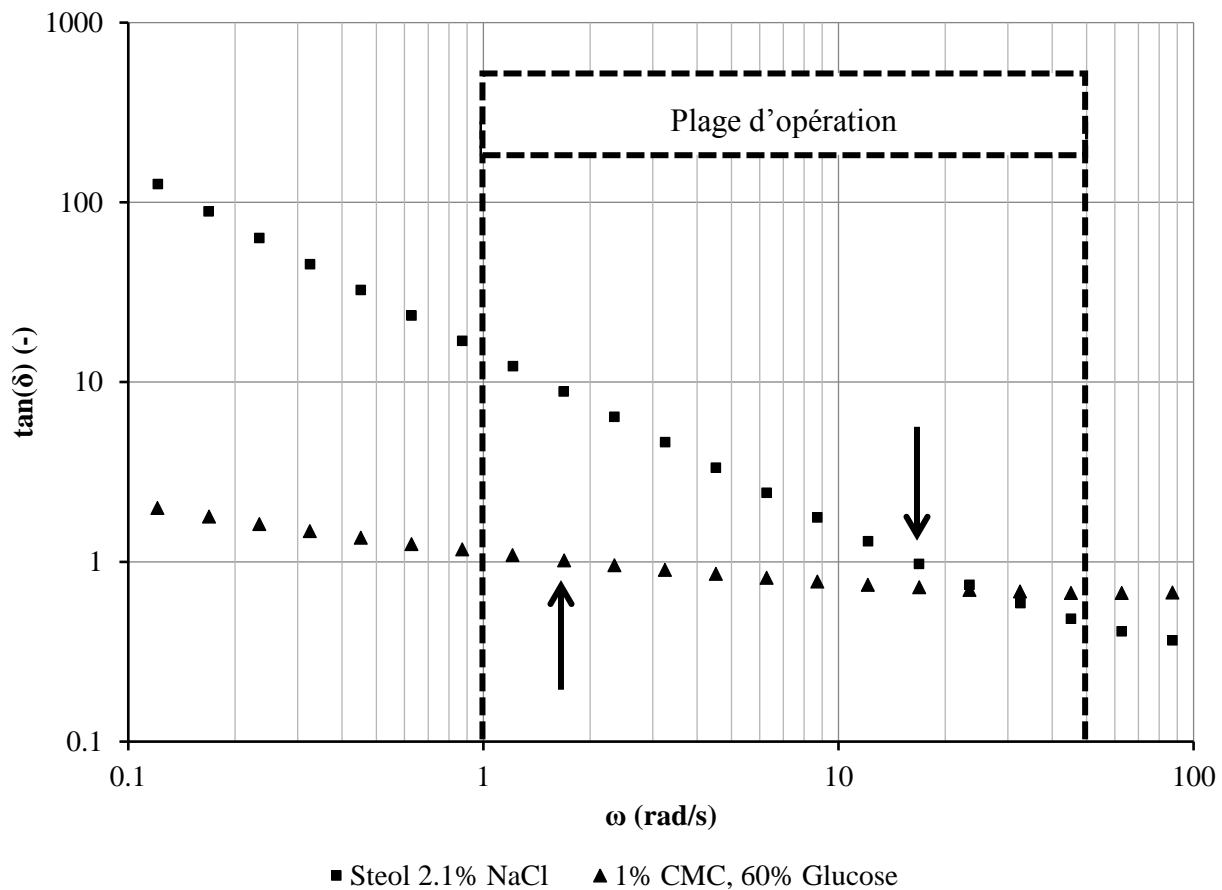


Figure 2.8: $\tan(\delta)$ pour le Steol chargé à 2.1 % de sel, et pour la solution de CMC à 1 % et 60 % de glucose. L'intersection de chaque courbe avec $\tan(\delta) = 1$ est indiqué par une flèche. Les lignes pointillées délimitent approximativement (des Figure 2.5 et Figure 2.6) les valeurs de $\dot{\gamma}_{moy}$ (et les valeurs correspondantes de ω par l'analogie de Cox-Merz) des expériences.

Par l'analogie de Cox-Merz (Cox & Merz, 1958), la plage d'opération du Maxblend peut être transposée à la Figure 2.8. Vers la fin de la plage d'opération, l'élasticité devient comparable pour les deux fluides, toutefois la vitesse d'agitation élevée et la faible viscosité non-newtonienne permettent d'atteindre le régime de transition où l'inertie domine tout deux les forces visqueuses et élastiques. Conséquemment, il est raisonnable de poser que la solution de Stéol est pratiquement inélastique dans ce système de mélange. Cette affirmation est confirmée davantage en calculant le nombre de Deborah pour ce système de mélange :

$$De = \frac{\tau}{\tau_p} \quad (2.3)$$

où τ_p est le temps caractéristique du procédé.

Ce temps caractéristique de procédé est obtenu en prenant le ratio entre une longueur caractéristique et la vitesse moyenne de l'agitateur. Ce ratio se réduit au temps nécessité par le mobile d'agitation pour effectuer une rotation complète. Les valeurs du nombre de Deborah du Tableau 2.4 démontrent davantage que l'élasticité a plus d'impact sur l'hydrodynamique de la solution de CMC où De s'approche de un. Pour le Stéol, la valeur du nombre de Deborah est largement en dessous de un, ce qui démontre que ce fluide est inélastique dans ces conditions expérimentales.

Tableau 2.4: Temps caractéristiques et nombre de Deborah correspondants.

Solution	τ (s)	τ_p (s)	De (-)
Stéol + 2.1 % NaCl	0.06	0.5 – 6	0.01 - 0.1
1 % CMC + 60 wt% glucose	0.6	0.5 – 6	0.1 - 1

2.3 Couple et vitesse de rotation

Le banc expérimental est muni d'un couple-mètre pouvant mesurer un couple maximal de 40 N.m. L'incertitude associée à la valeur du couple est de 0.4 N.m (SS-200, couple-mètre sans contact, Miosaki Inc.).

La vitesse de rotation est indiquée en tours par minute (RPM) et l'incertitude sur la mesure est de 0.5 RPM.

La puissance a été calculée directement à partir du couple par la formule suivante :

$$P = 2\pi N(T_m - T_r) \quad (2.4)$$

où T_m est le couple mesuré et T_r est le couple résiduel ou couple à vide mesuré sans aucun fluide dans la cuve.

2.4 Estimation du K_p

Le K_p a été estimé à partir de mesures de puissance en régime laminaire. Afin d'avoir la plus grande précision possible, une régression au sens des moindres carrés sur les points du régime laminaire a été utilisée. La solution est donnée par la valeur qui minimise l'expression suivante :

$$\sum_i \left[\left(\varepsilon_i \log \left(\frac{N_{Pi} Re_i}{K_p} \right) \right)^2 \right] \quad (2.5)$$

Où ε_i est le poids associé à l'incertitude sur chaque mesure. On utilise essentiellement l'erreur sur le couple pour pondérer chaque mesure de puissance par son imprécision. La Figure 4.1 illustre la variation de l'erreur sur la puissance engendrée par l'erreur sur le couple.

2.5 Technique de PIV pour la mesure du champ hydrodynamique

Les mesures du champ de vitesse ont été réalisées avec un système de PIV. Le système est équipé d'un laser pulsé infrarouge (808 nm – Oxford Lasers) muni d'un système de lentilles cylindriques afin d'étaler le faisceau laser en feuilles de 1 mm d'épaisseur. Les images ont été captées par une caméra CCD permettant la double capture avec une résolution de 1280 x 1024 pixels. Un synchroniseur ILA (Intelligent Laser Applications) a permis la synchronisation de la prise

d'images et de l'illumination laser. L'acquisition a toujours eu lieu à la même position angulaire par un encodeur infrarouge. Le taux d'acquisition maximal du système est de 5 Hz. Ce dernier est largement suffisant puisque la vitesse de rotation maximale du système est de 120 RPM (2 Hz).

Le logiciel VidPIV 4.0g (Oxford Lasers) a permis l'acquisition de données et l'interrogation de chaque paire d'images. L'ensemencement du fluide a été réalisé avec des particules de verre de 10 μm recouvertes d'une mince couche d'argent. Les particules ont une masse volumique de 1600 kg/m^3 , mais aucune sédimentation n'était observable à l'échelle de temps de expériences. Des petites bulles d'air emprisonnées dans le fluide ont servi d'ensemencement additionnel.

Toutes les mesures ont été prises dans un plan perpendiculaire à l'agitateur lorsque celui-ci est aligné avec les deux chicanes ($x = 0$, plan yz). La hauteur de la feuille laser était de 10 cm. Le champ complet a été obtenu en déplaçant le laser du haut vers le bas pour un total d'au moins 6 mesures (Figure 2.9). L'opacité d'un joint, indiqué à la Figure 2.9 par un noircissement, entre la partie cylindrique et parabolique de la cuve ne permettait pas les mesures à cet endroit. Pour chaque prise de mesure, la caméra était perpendiculaire à la feuille laser.

La calibration de la position dans la cuve s'est faite par l'association de coordonnées géométriques à des points de l'image. Le pas de temps entre deux images consécutives a été fixé à chaque mesure, variant entre 2 et 30 ms. Le pas de temps a été ajusté de manière à avoir un déplacement maximal des particules d'environ un quart de la fenêtre d'interrogation (Raffel *et al.*, 2007). Chaque fenêtre d'interrogation était de 32 x 32 pixels, ce qui correspond à une grandeur réelle de 6 x 6 mm^2 . Le joint et les parties de l'agitateur ont été manuellement retirés des sections interrogées.

Après l'analyse des paires d'images, des filtres ont permis d'éliminer les résultats incohérents. Des champs de vitesse moyens ont ensuite été produits à partir de cent mesures. Tel qu'illustré avec 4 points à la Figure 2.10, en régime laminaire, défini par un nombre de Reynolds inférieur à 40 (Fradette *et al.*, 2007; Devals *et al.*, 2008), la convergence était atteinte après 50 acquisitions et, pour le régime de transition approximativement 80 acquisitions étaient nécessaires. Par conséquent, 100 mesures étaient suffisantes. Les points sondés sont illustrés par des étoiles à la Figure 2.9.

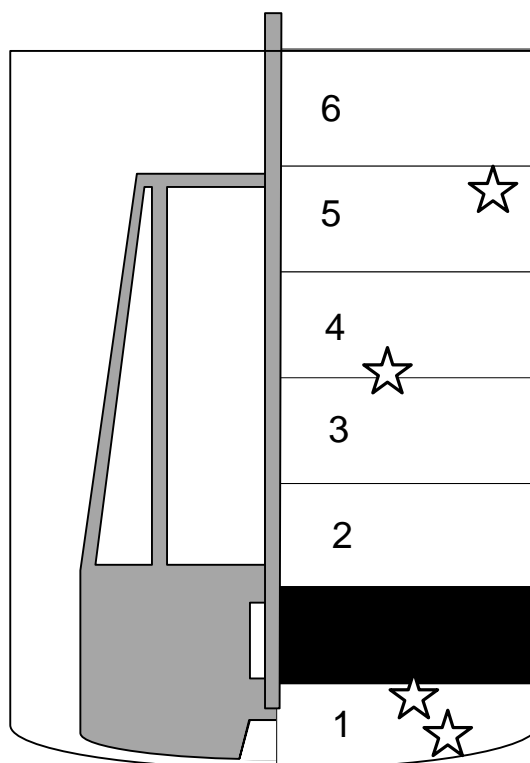
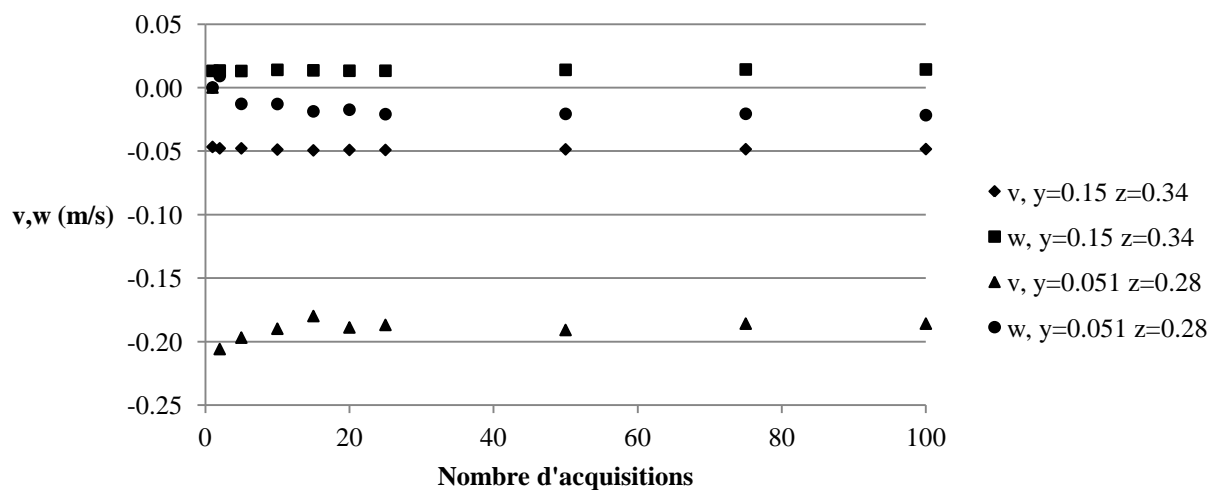
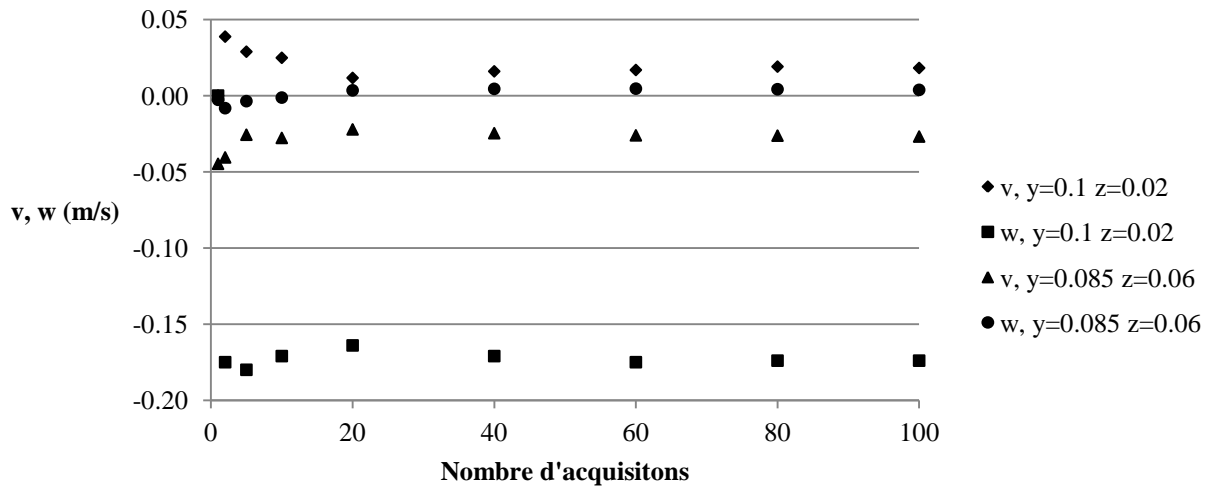


Figure 2.9: Plan de mesure de la PIV. Les étoiles correspondent à des endroits spécifiques où la convergence statistique des composantes de la vitesse prédites par la PIV a été observée.



a)



b)

Figure 2.10: Convergence statistique des composantes de la vitesse mesurées par la PIV: a) régime laminaire ($Re = 7$); b) régime de transition ($Re = 56$).

2.5.1 Estimation de N_q

Le pompage sur un plan a été estimé à partir des données mesurées avec la PIV. Tout d'abord, les débits à travers des plans de coupe à z donnée ont été calculés:

$$Q^+(z) = 2\pi \int_0^R w^+(r, z) r dr \quad (2.6)$$

$$Q^-(z) = 2\pi \int_0^R w^-(r, z) r dr \quad (2.7)$$

Par la suite, une valeur moyenne pour toute la cuve a été obtenue à l'aide des expressions suivantes:

$$Q^+ = \frac{1}{H} \int_0^H Q^+(z) dz \quad (2.8)$$

$$Q^- = \frac{1}{H} \int_0^H Q^-(z) dz \quad (2.9)$$

Finalement, le nombre de pompage a pu être évalué par les formules suivantes :

$$N_q^+ = \frac{Q^+}{ND^3} \quad (2.10)$$

$$N_q^- = \frac{Q^-}{ND^3} \quad (2.11)$$

Puisque les mesures du champ de vitesse ont été réalisées sur un seul plan, les données utilisées dans le calcul des nombres de pompage proviennent toutes d'un seul et unique plan et non de l'écoulement tridimensionnel global. Guida *et al.* (2010) ont constaté des variations azimutales importantes pour un système agité par une turbine à pales inclinées. L'écoulement généré par le Maxblend varie également selon le plan de mesure puisque la grande pale et les chicanes provoquent des perturbations importantes dans la cuve. En d'autres mots, la variation du champ de vitesse est plus importante dans le cas du Maxblend que dans le cas d'une turbine puisque les dimensions relatives d'une turbine sont beaucoup plus faibles. Ainsi, il ne faut pas perdre de vue que, dans cette étude, le champ de vitesse mesuré est bidimensionnel. L'impact de la PIV bidimensionnelle est analysé dans la sous-section suivante.

2.5.1.1 Impact de la méthode PIV sur l'estimation de N_q

Les résultats numériques de Devals *et al.* (2008) ont été exploités dans ce travail pour déterminer l'impact du calcul du nombre de pompage à partir d'un seul plan de mesure 2D. Ce travail publié porte sur l'étude de l'effet de paramètres géométriques sur l'hydrodynamique du Maxblend à l'aide de la méthode des éléments finis. Étant donné qu'aucun champ de vitesse expérimental n'est publié avec la configuration étudiée, la validation a considéré uniquement la consommation de puissance où cette-ci a été comparée avec la valeur reportée dans Fradette *et al.* (2007). Les champs de vitesse de Devals *et al.* (2008) seront exploités puisque la taille et les proportions géométriques du système sont les mêmes que celles de ce présent travail. Tout d'abord, l'effet azimutal sera considéré en étudiant le profil de pompage axial généré en fonction de l'angle (θ). La définition de l'angle est illustrée à la Figure 2.11.

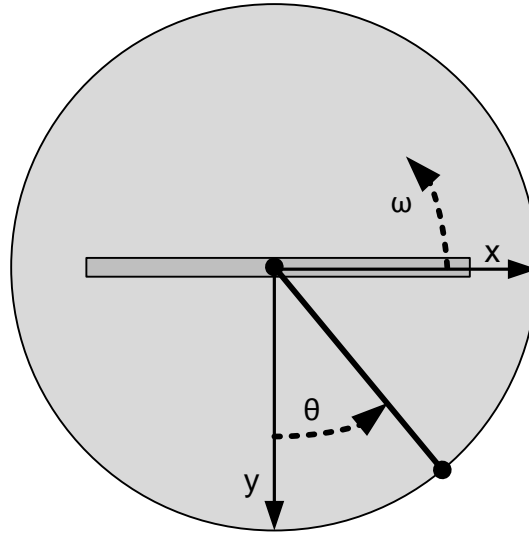


Figure 2.11: Définition de l'angle azimutal.

Suite à l'extraction des résultats du champ de vitesse tridimensionnel en régime de transition ($Re = 150$, Maxblend sans chicanes), des profils de pompage ont été calculés pour différents angles. Il est posé par hypothèse que l'analyse suivante donnerait les mêmes conclusions en régime laminaire ou avec un système chicané. La Figure 2.12 présente le débit axial vers le haut et la Figure 2.13 le débit axial vers le bas chaque fois en fonction de θ . Puisque les données proviennent d'un seul plan tiré de résultats 3D, la masse n'est pas conservée sur un plan. Le pompage obtenu par la moyenne des plans est illustré en pointillé. Cette valeur se rapproche énormément de la valeur de référence en gras qui a été obtenue à partir du champ numérique 3D complet.

Selon ces graphiques, on remarque que le débit ascendant est le plus constant des deux, sauf pour la position en avant de la pale (-75°) qui est associée à un plus grand débit. Celui-ci est occasionné par l'action de raclage de la pale du Maxblend. Le calcul du nombre de pompage en fonction de l'angle azimutal illustre la même tendance. Ces résultats sont présentés à la Figure 2.14.

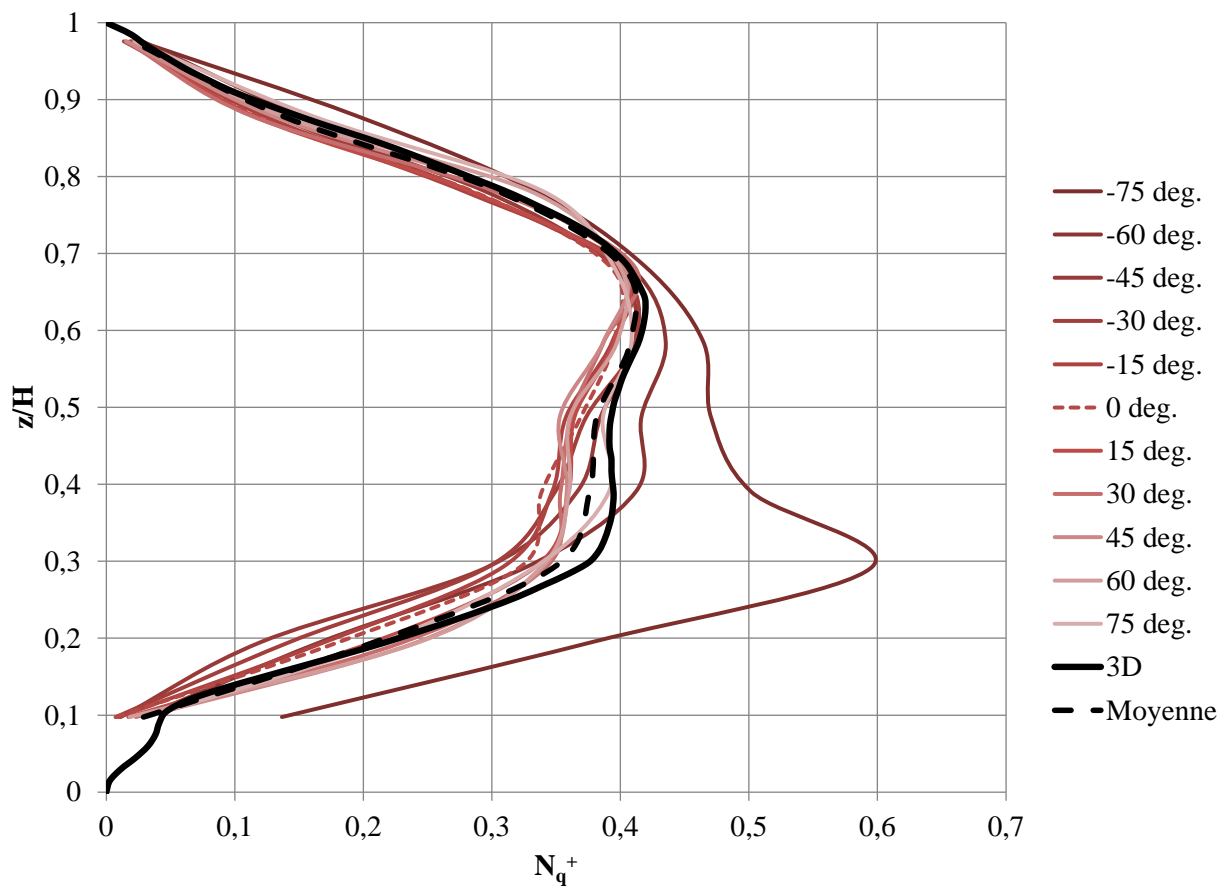


Figure 2.12: Effet de l'azimut sur le profil de pompage axial (positif) obtenu à partir des résultats numériques (Devals *et al.*, 2008 – Maxblend sans chicane, $Re = 150$).

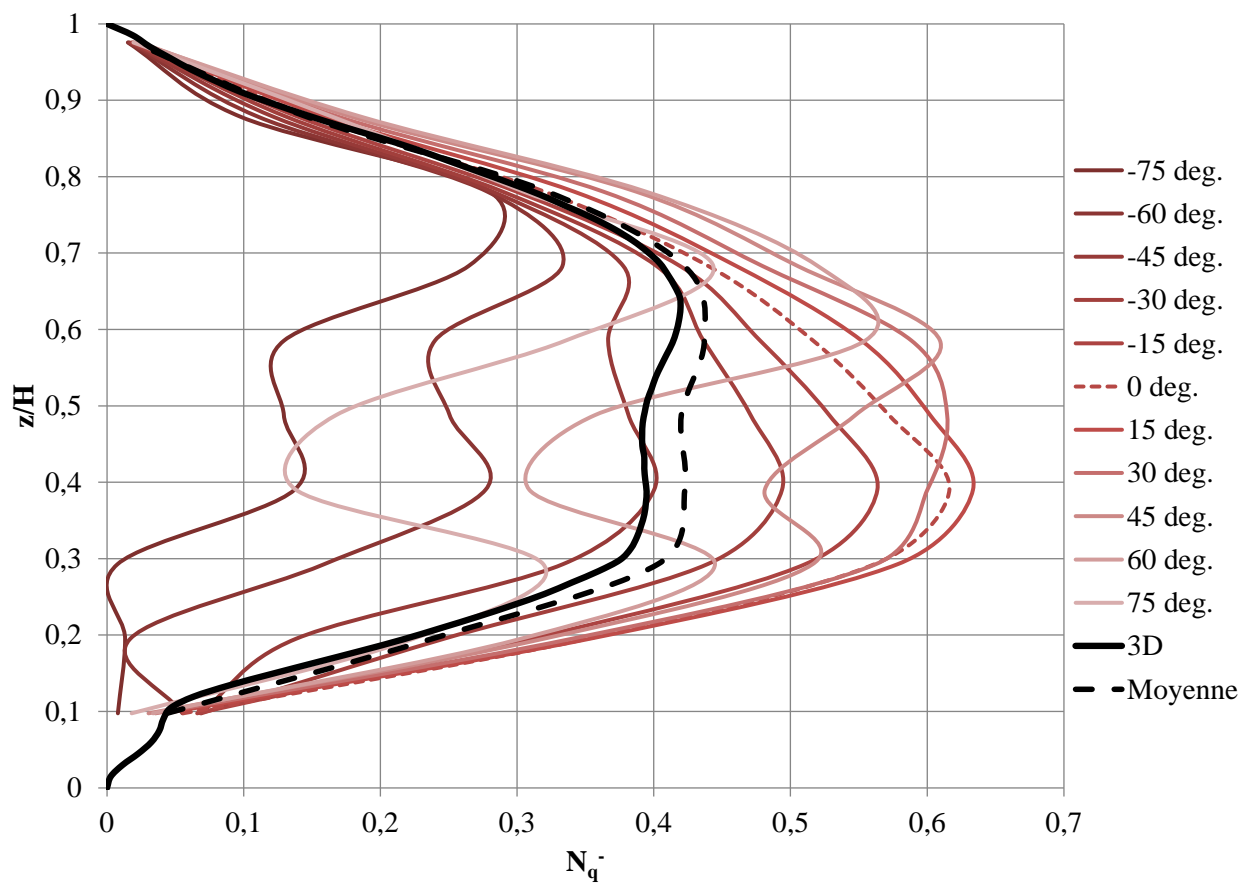


Figure 2.13: Effet de l'azimut sur le profil de pompage axial (négatif) obtenu à partir des résultats numériques (Devals *et al.*, 2008 – Maxblend sans chicanes, $Re = 150$).

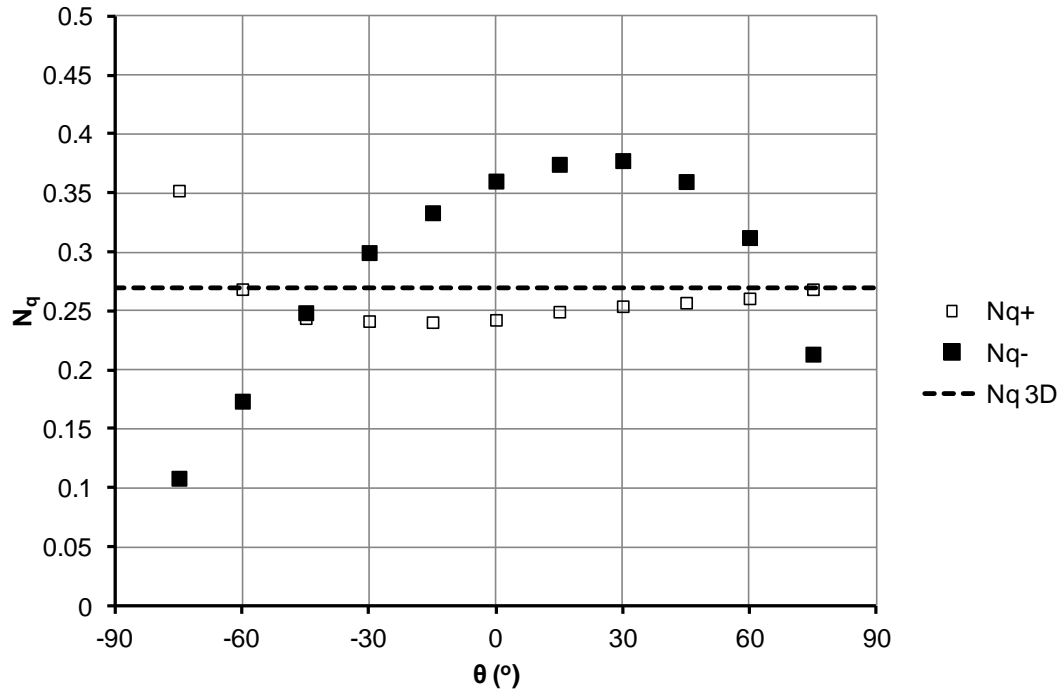


Figure 2.14: Effet de l'azimut sur le nombre de pompage obtenu à partir des résultats numériques (Devals *et al.*, 2008 - sans chicanes, $Re = 150$).

On peut y observer que, à $\theta = 0$ qui est le plan de mesure expérimental, N_q^- fournit une borne supérieure et N_q^+ fournit une borne inférieure sur le nombre de pompage réel (N_q). Selon les variations observées dans les profils de pompage axiaux azimutaux (Figure 2.12 et Figure 2.13), la variation des profils axiaux de pompage est moins importante pour les débits positifs (fluide montant). Ainsi, N_q^+ est associée à une erreur plus petite par rapport au plan de prise de mesure azimutal ($N_q = 0.27$ pour $Re = 150$). En fait, l'erreur relative est de 10 % pour N_q^+ et de 33 % pour N_q^- .

**CHAPITRE 3 EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE FLOW
DYNAMICS OF RHEOLOGICALLY COMPLEX FLUIDS IN A
MAXBLEND IMPELLER SYSTEM USING PIV**

A. Fontaine, Y. Guntzburger, F. Bertrand*, L. Fradette*, M.-C. Heuzey

Research Unit for Industrial Flow Processes (URPEI) and Center for Applied Research on Polymers and Composites (CREPEC), Department of Chemical Engineering, École Polytechnique de Montréal, P.O. Box 6079, Station Centre-Ville, Montréal, QC, Canada, H3C 3A7

Submitted to: Chemical Engineering Research and Design on April 25th, 2012.

Keywords: Maxblend, mixing, Newtonian, shear-thinning, viscoelasticity, PIV

3.1 Abstract

The Maxblend[®] mixer is used in processes involving Newtonian, shear-thinning or viscoelastic fluids and, as for many impellers, little is known regarding the relationship between the rheological behavior and the flow and mixing properties. An experimental study of the hydrodynamics in the Maxblend was carried out using Newtonian and non-Newtonian fluids in laminar and early transitional regimes. Flow fields were measured by two-dimensional particle image velocimetry (PIV) to evaluate the effect of highly shear-thinning and viscoelastic behavior on the performance of the mixer. The experimental setup consisted of a 35-liter tank equipped with two baffles. A total of 100 measurements were proven to be sufficient in order to attain convergence of the velocity components for all studied regimes. Isolated zones in the highly shear-thinning case were observed by means of a decolorization technique. Elasticity in the laminar regime produced a reversal of the flow and a solid body rotation in the bottom region of the tank. Fluid velocity magnitude and spread were observed to be reduced by the presence of elastic forces.

3.2 Introduction

Most studies on the Maxblend impeller have been carried out using Newtonian or inelastic moderate power-law index fluids ($n > 0.3$). However, it has been used in the industry to mix more rheologically complex fluids. For example, in the food, plastic and cell culture industries, the fluid is often shear-sensitive or demonstrates a complex behavior than can evolve over the course of the process, such as in polymerization. Further research on the performance of the Maxblend using fluids that are more representative of those used in the industry is needed.

Only a few studies in diverse applications have been performed and reported with this equipment. Hiruta *et al.* (1997) studied the efficiency of the Maxblend impeller in a bioreactor system. Yao *et al.* (2001) paid attention to this impeller's distributive mixing characteristics. Dohi *et al.* (2004) studied two-phase solid-liquid mixing with such a system. Takahashi *et al.* (2006) studied the mixing time in a boiling stirred tank reactor equipped with this impeller. Another study measured its pumping capacity in turbulent regime (Ascanio *et al.*, 2009). A recent study focused on the hydrodynamics of Newtonian fluids in a straight Maxblend impeller system for transitional and turbulent regimes (Hidalgo-Millán *et al.*, 2012). They found that this geometrical

configuration of the Maxblend, when used in these regimes, promotes very good axial circulation with strong pressure gradients caused by the rotation of the large paddle impeller.

As shown in Figure 3.1, the Maxblend impeller (Sumitomo Mechanical Equipment, Ehime, Japan) is composed of a large bottom paddle responsible for the pumping effect and an upper grid engineered for dispersion (Yao *et al.*, 2001). Guntzburger *et al.* (2009) shed light on the effect of the complex geometry of the Maxblend on power draw by studying the behavior of modified versions of this impeller with Newtonian fluids. These authors also recommended that only two baffles be used when baffling is required for industrial use. Devals *et al.* (2008) investigated the impact of the geometry of the impeller on power draw by measuring the effect of the bottom gap on the power number.

The Maxblend impeller can handle a wide range of viscosities (Kuratsu *et al.*, 1995; Mishima, 1992). Its mixing performance at low Reynolds number in the case of Newtonian and non-Newtonian fluids has been recently studied experimentally as well as numerically. To assess blending efficiency, Fradette *et al.* (2007) carried out mixing time measurements with moderate power-law index fluids ($n > 0.3$) by means of the so-called decolorization method. Measurements with highly shear-thinning fluids ($n < 0.3$) could not be achieved because the corresponding model fluids were opaque. Iranshahi *et al.* (2007) characterized the hydrodynamics of Newtonian fluids and measured the mixing time in the laminar and transitional regimes using CFD and the decolorization method. In the numerical work of Devals *et al.* (2008), the pumping efficiency was assessed for Newtonian and moderate power-law index fluids ($n > 0.3$). It was shown that the power law index has a high impact on the axial flow number and the shearing capabilities of the Maxblend impeller. Along the same line, Fradette *et al.* (2007) reported that this index has an impact on the shear constant K_s (Metzner and Otto, 1957).

Previous work has showed that the Maxblend is efficient for agitating a wide variety of fluids. However, further characterization of the relationship between rheology and mixing performance is needed. Indeed, all the investigations discussed above involved Newtonian or inelastic non-Newtonian fluids with moderate shear-thinning behavior. Moreover, no reports have been published on the experimental visualization of flow patterns in a wedged Maxblend impeller system.

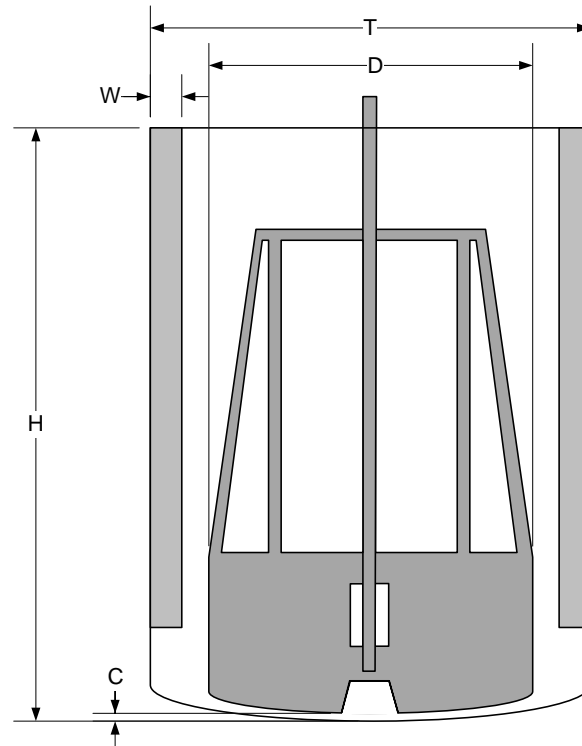


Figure 3.1: Wedge Maxblend impeller in a baffled tank.

The objective of this work is to investigate experimentally the hydrodynamics of rheologically complex fluids in a Maxblend impeller system. To do so, flow patterns in the system of Figure 3.1 were obtained through PIV (Particle Image Velocimetry) in the laminar and transitional regimes for Newtonian, highly shear-thinning ($n < 0.3$) and viscoelastic fluids. The geometrical characteristics of the mixing system, the model fluids as well as the PIV and decolorization techniques used are presented in the next section. The results obtained with these techniques are then analyzed and related to the fluid rheological properties. Finally, some final remarks are given, highlighting the scientific contribution of this work.

3.3 Materials and Methods

3.3.1 Maxblend Impeller System

The Maxblend impeller system used in this work is described in detail in Fradette *et al.* (2007) and Guntzburger *et al.* (2009). Its geometrical characteristics are presented in Table 3.1. The tank was equipped with two baffles, which is recommended for industrial use (Guntzburger *et al.*, 2009). The impeller speed was varied from 10 to 120 RPM.

Table 3.1: Geometrical characteristics of the Maxblend impeller system.

Dimension	Value
T	0.354 m
D	0.255 m
C	0.005 m
H	0.409 m
W	0.026 m
Volume	35.4 L

3.3.2 Model Fluids and Rheological Characterization

Three model fluids were considered in this work to investigate Newtonian, shear-thinning and viscoelastic behaviors. The Newtonian fluid was diluted corn syrup, the highly shear-thinning fluid an aqueous solution of ammonium laureth sulphate containing salt, and the elastic fluid an aqueous solution of carboxymethyl cellulose and glucose. All these solutions are transparent so they were adequate for PIV measurement. More details on these fluids are given below.

Three rheometers with smooth Couette (concentric cylinders) flow geometries were used to characterize the fluid rheological behavior. The first rheometer allowed viscosity measurements in simple shear for deformation rates between 24 and 1200 s⁻¹ (Bohlin Visco 88, Couette 14 mm). The second and third rheometers were used to measure shear viscosity as well as dynamic properties (TA Instruments AR 2000, Couette 15 mm and Anton Paar MCR 301, Couette 17 mm). Small amplitude oscillatory shear was performed in the linear viscoelastic regime where both storage (G') and loss (G'') moduli are independent of strain amplitude. All measurements

were carried out at room temperature, which reflects the experimental conditions in the Maxblend mixer.

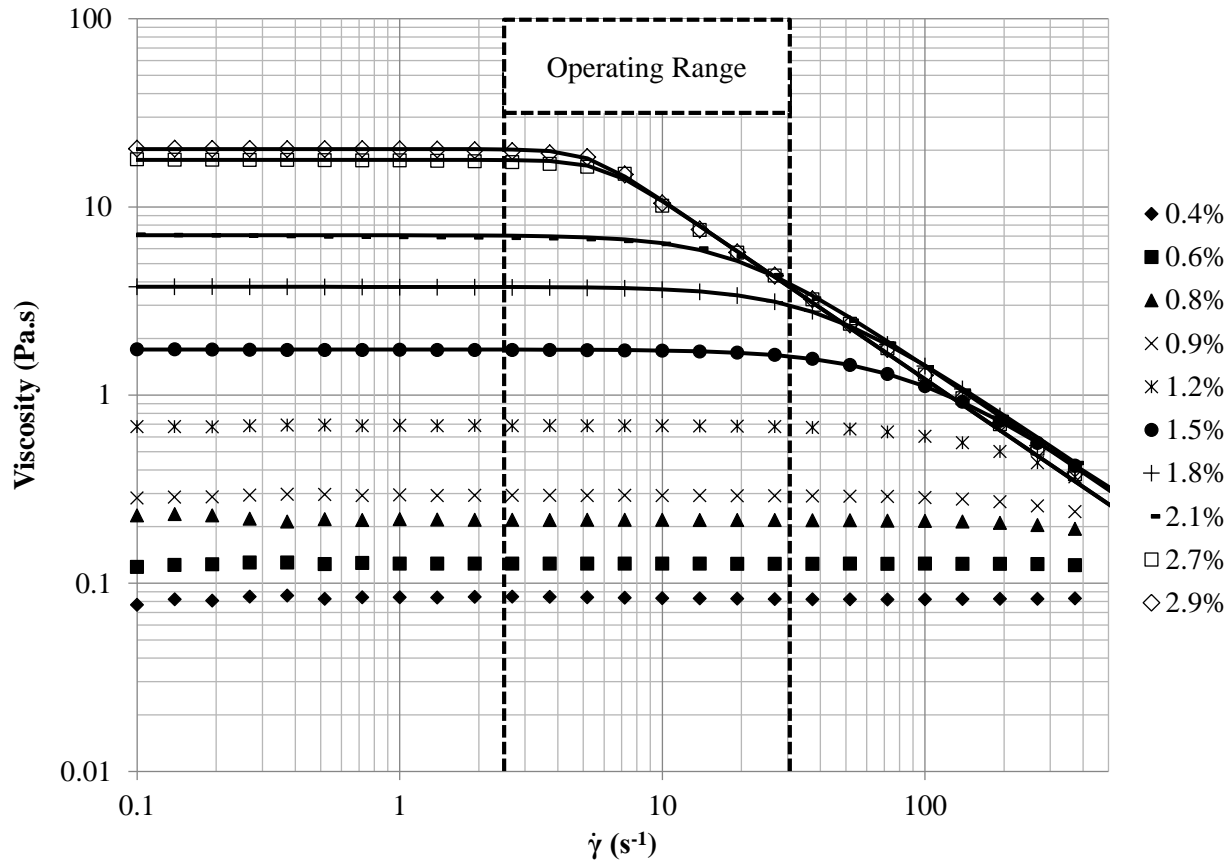


Figure 3.2: Shear viscosity data for aqueous solutions of Steol with different salt concentrations from 0.4 to 2.9 wt%. The continuous lines represent fits of the Carreau-Yasuda model (Eq. 1). The dashed lines delimit the values of $\dot{\gamma}_{av}$ in the experiments.

As mentioned above, diluted corn syrup was used as the Newtonian model fluid. Aqueous glucose solutions have been shown to be inelastic (Choplin *et al.*, 1983). By varying the rotational speed of the impeller (from 10 to 120 RPM) and decreasing the viscosity of the fluid with water (from 40 to 1 Pa.s), a range of Reynolds numbers from 2 to 140 was obtained, covering the laminar regime and the beginning of the transitional regime.

The second model fluid used is based on aqueous solutions of 24-26 wt% of ammonium laureth sulphate (Steol CA-230-D) to which salt (NaCl) was added at different concentrations to control

the rheology of the fluid. Figure 3.2 shows the viscosity as a function of shear rate for Steol solutions containing various amounts of salt. This fluid shows a strong deviation from Newtonian behavior by exhibiting highly shear-thinning ($n = 0.05$ in the Carreau-Yasuda model, as discussed below) when the salt concentration exceeds 1.2 wt%. For lower salt content, the rheological behavior of the fluid is Newtonian as can be seen in Figure 3.2. Even though the shear-thinning index is quite low for these Steol solutions, it is assumed that no apparent slip has occurred in the smooth Couette flow geometry as the data sets were reproducible.

The four-parameter Carreau-Yasuda model was chosen to describe the rheological behavior of the Steol solutions containing more than 1.2 wt% of NaCl:

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

The values of the model parameters for the various solutions are given in Table 3.2 and the fits are shown in Figure 3.2. It can be noticed that the power-law index remains constant for all salt concentrations above 1.2 wt%. With increasing salt addition, the low shear rate viscosity plateau (η_0) increases and the shear-thinning region starts at a lower shear rate value (λ increases) and becomes sharper (a increases). Consequently, shear-thinning effects become more significant. With this particular non-Newtonian behavior, varying the impeller rotational speed allowed coverage of the generalized Reynolds number, as expressed in Eq. (2), from 1 to 1700 with no modulation of the shear-thinning index. Such a small shear-thinning index is also encountered with high polymer concentrations, and is often associated with important elastic contributions (Seysiecq *et al.*, 2003). As will be discussed later, the elasticity of the Steol shear-thinning fluid considered here is very small when compared with the third fluid investigated.

Table 3.2: Carreau-Yasuda parameters of the salt-containing Steol solutions.

NaCl concentration (wt%)	η_0 (Pa.s)	λ (s)	n (-)	a (-)
1.5	1.7	0.011	0.05	1.7
1.8	3.8	0.026	0.05	2.0
2.1	7.1	0.053	0.05	2.2
2.7	17.8	0.17	0.05	5.3
2.9	20.3	0.19	0.05	5.8

With this rheological model, the generalized Reynolds number can be defined as:

$$Re_g = \frac{\rho ND^2}{\eta_0 (1 + (\lambda \dot{\gamma}_{av})^a)^{\frac{n-1}{a}}} \quad (2)$$

where the average shear rate $\dot{\gamma}_{av}$ is evaluated using the Metzner and Otto relationship (Metzner & Otto, 1957):

$$\dot{\gamma}_{av} = K_s N \quad (3)$$

A K_s value of 15 was extrapolated in Fradette *et al.* (2007) for a non-Newtonian fluid with a power-law index n equal to 0.1. This value will be used for the Steol solutions since their n value (0.05) are in the same range. The dashed lines in Figure 3.2 delimit the values of $\dot{\gamma}_{av}$ corresponding to the range of rotational speeds in the experiments, from 2.5 s^{-1} (10 RPM) to 30 s^{-1} (120 RPM).

The third model fluid considered is an aqueous solution of 1 wt% of carboxymethylcellulose (CMC – ultra high viscosity, Univar) and 60 wt% glucose. The fluid was initially prepared by hydrating the polymer in water and adding glucose in the final stage of mixing. The use of glucose increased the fluid density and eliminated the turbid character of purely aqueous CMC solutions. The shear viscosity of the CMC solution is shown in Figure 3.3. The constant viscosity plateau is well defined for very low shear rates and the shear-thinning behavior is characterized

by a power-law index n of ~ 0.4 . Hence this fluid is much less shear-thinning than the Steol solutions.

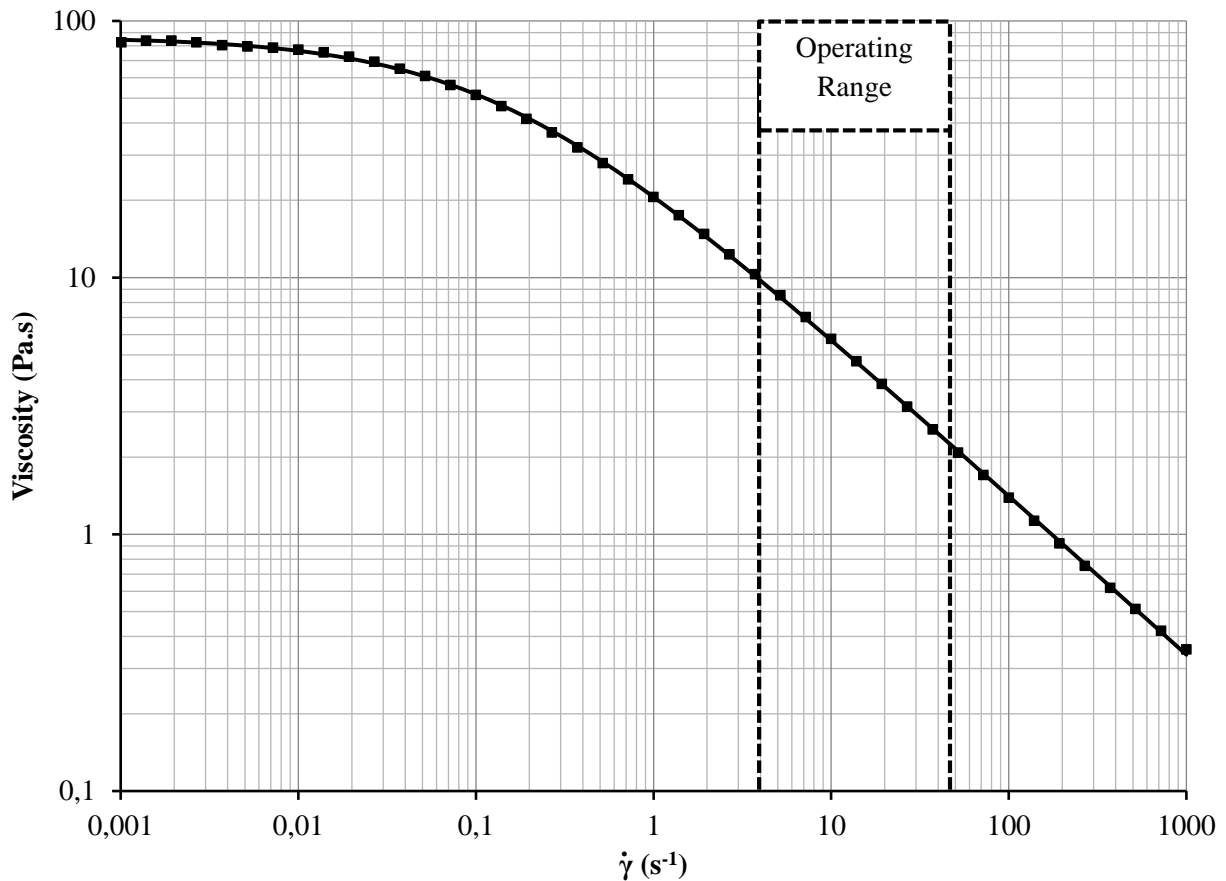


Figure 3.3: Shear viscosity data for the 1 wt% CMC solution with 60 wt% glucose. The continuous line represents the fit of the Carreau-Yasuda model (Eq. 1). The dashed lines delimit the values of $\dot{\gamma}_{av}$ in the experiments.

The four-parameter Carreau-Yasuda model is also shown to represent adequately the rheology of the CMC solution in Figure 3.3. The model parameters are given in Table 3. The model can be used to evaluate the generalized Reynolds number through Eq. (2) and (3) with $K_s = 23$, which is the value found by Fradette *et al.* (2007) for $n = 0.38$ in a baffled Maxblend mixing system. The dashed lines in Figure 3.3 delimit the values of $\dot{\gamma}_{av}$ corresponding to the range of rotational speeds used in the experiments, from 4 s^{-1} (10 RPM) to 46 s^{-1} (120 RPM).

Table 3.3: Carreau-Yasuda parameters of the CMC solution.

Composition	η_0 (Pa.s)	λ (s)	n (-)	a (-)
1.0 wt% CMC & 60 wt% Glucose	86.5	7.6	0.38	0.72

In addition to being moderately shear-thinning, the CMC solution is elastic. Figure 3.4 shows the storage and loss moduli for the CMC solution and, for the sake of comparison, those for a Steol solution with 2.1 wt% of NaCl.

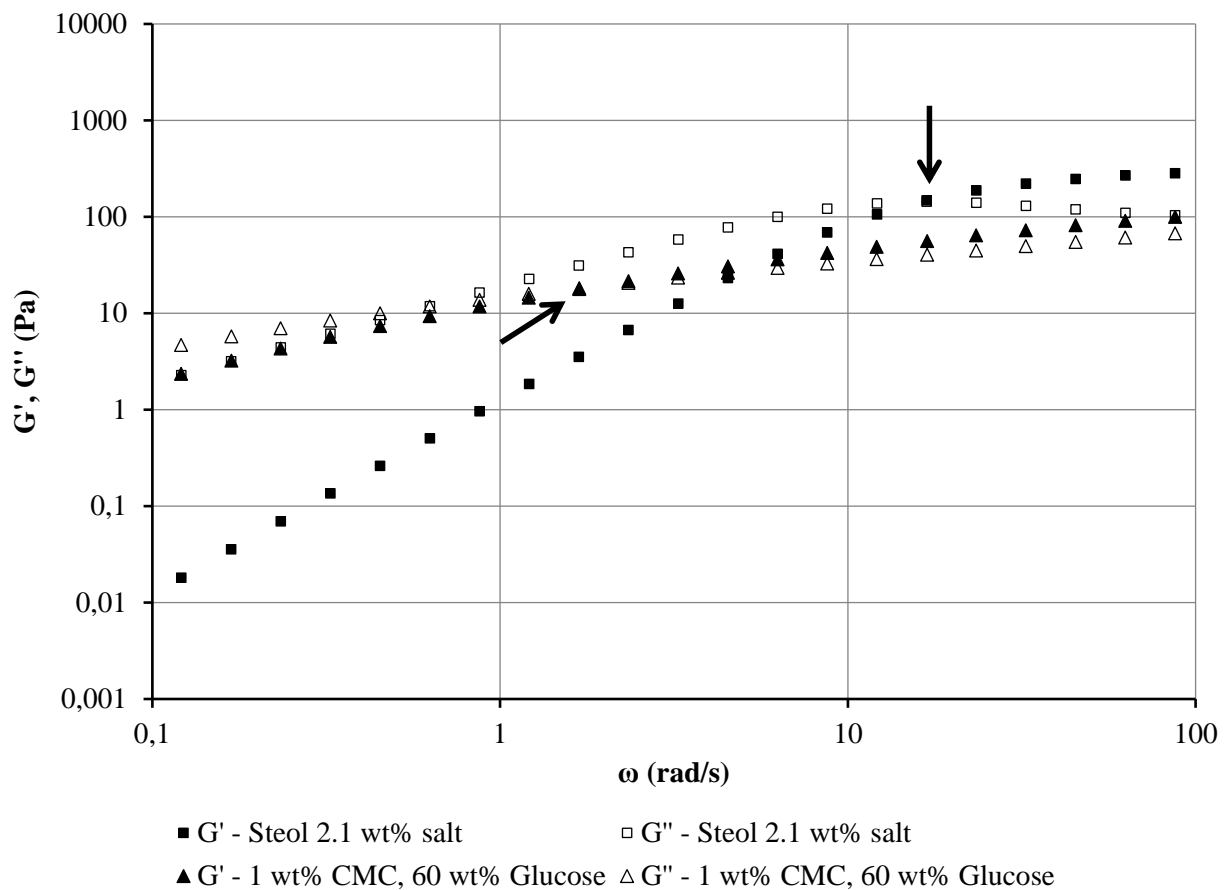


Figure 3.4: Storage and loss moduli as functions of frequency for a Steol solution with 2.1 wt% NaCl and a 1 wt% CMC solution with 60 wt% glucose. The arrows show the crossover of G' and G'' .

The elastic characteristic time (or relaxation time) for both systems was computed from the crossover of the loss (G'') and storage (G') moduli curves. The characteristic time was determined by taking the inverse of the frequency (ω_c) at the intersection of both curves (Wloka *et al.*, 2004):

$$\tau = \frac{1}{\omega_c} \quad (4)$$

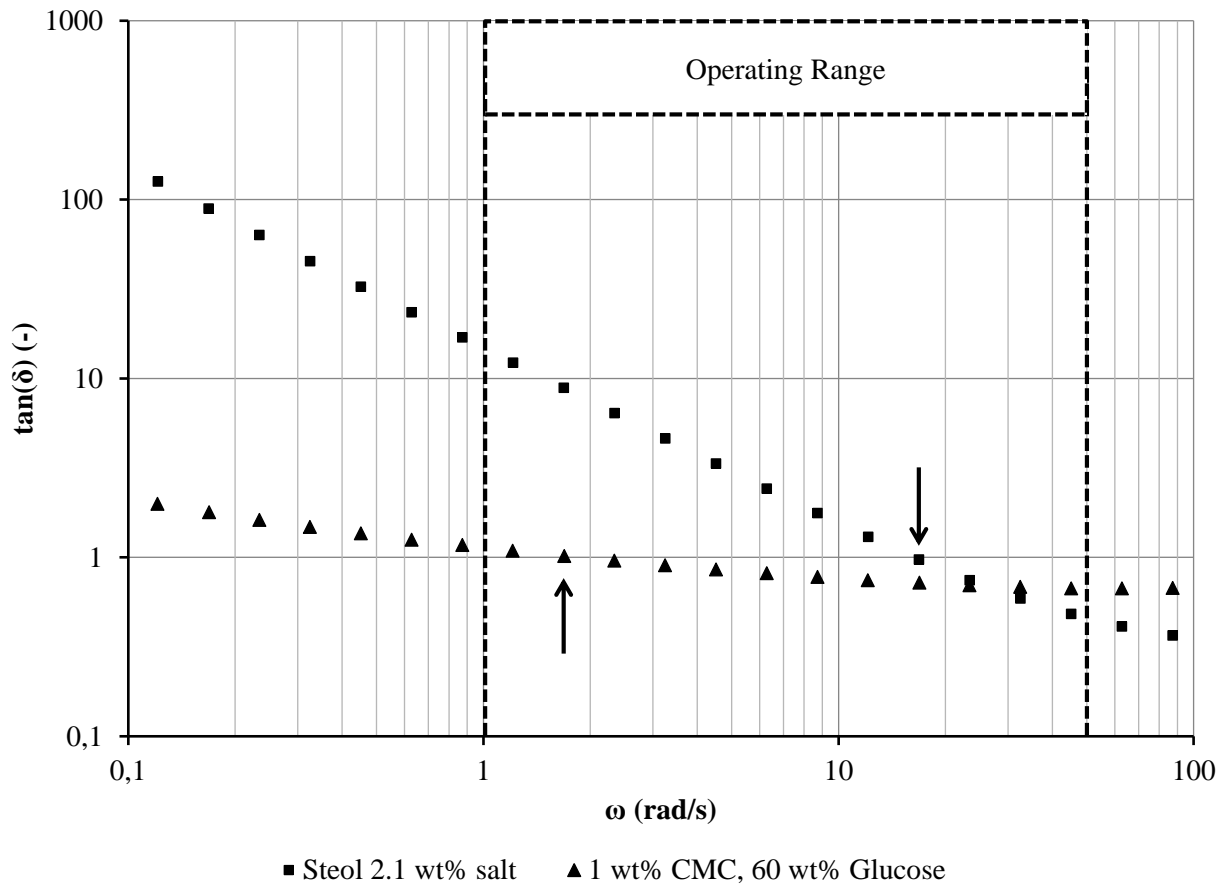


Figure 3.5: $\tan(\delta)$ for the Steol solution with 2.1 wt% NaCl, and for the 1 wt% CMC solution with 60 wt% glucose. The intersection of each curve with the line $\tan(\delta) = 1$ is indicated by an arrow. The dashed lines delimit approximately (from Figure 3.2 and Figure 3.3) the values of $\dot{\gamma}_{av}$ (and the corresponding values of ω from the Cox-Merz analogy) in the experiments.

As can be seen in Figure 3.4, the intersection point between the G' and G'' curves is located at a higher value of the frequency for the Steol solution than for the CMC solution. The two intersection points can be clearly assessed in Figure 3.5 as they correspond to the value of $\tan(\delta) = G''/G'$ equal to unity for the corresponding curves. The CMC solution reaches this value at a lower frequency than the 2.1 wt% salt Steol fluid. This indicates that the CMC solution has a higher level of elasticity. The computed elastic characteristic times τ are reported in Table 3.4, where it is shown to be 10 times larger for the CMC solution.

Using the Cox-Merz analogy (Cox and Merz, 1958), the values of $\dot{\gamma}_{av}$, which are between 1 and 50 s^{-1} for both fluids, are transposed to ω in Figure 3.5. It is observed that elasticity plays a larger role for the 1 wt% CMC solution than it does for the Steol with 2.1 wt% salt. Towards the end of the operating range, the elasticity becomes comparable for both fluids, however the higher impeller speed and low viscosity allows reaching the transitional regime where inertia dominates both viscous and elastic contributions. Consequently, the Steol-based solution is considered nearly inelastic in this study. This is proven further by calculating the Deborah number for this mixing system:

$$De = \frac{\tau}{\tau_p} \quad (5)$$

where τ_p is the process characteristic time.

This process characteristic time is obtained by taking the ratio of a length scale in the flow direction to the mean velocity of the impeller. It reduces to the time taken for a full rotation of the impeller. The values of the Deborah number reported in Table 3.4 show that the elasticity is more significant in the hydrodynamics of the CMC solution, where De is close to unity. In the case of the Steol solution, the value of the Deborah number is much lower than unity. Again, it is reasonable to consider that the Steol solutions are nearly inelastic in this particular mixing system.

Table 3.4: Characteristic times and corresponding Deborah numbers.

Solution	τ (s)	τ_p (s)	De (-)
Steol + 2.1 wt% NaCl	0.06	0.5 - 6	0.01 - 0.1
1 wt% CMC + 60 wt% glucose	0.6	0.5 - 6	0.1 - 1

3.3.3 PIV Measurements

2D PIV measurements were conducted using a semiconductor pulsed infrared diode laser (808 nm - Oxford Lasers) equipped with a cylindrical lens to channel the laser beam into a 1 mm thick sheet. A double frame capture CCD camera (PCO Sencicam) offering a resolution of 1280 x 1024 pixels was used for photographing. An ILA (Intelligent Laser Applications) synchronizer and an infrared encoder were used to ensure repeated image captures at a precise angular position. The maximum rate of data acquisition limited by the CCD image readout time, 5 hz, was sufficient for this study (maximum data acquisition requirement of 120 RPM or 2 hz). VidPIV 4.0g software controlled the data acquisition and interrogated each pair of images. To seed the fluid, 10 μm silver-coated glass beads were used. Tiny air bubbles entrapped in the viscous fluid provided additional seeding.

The projection of the flow field was measured in the plane perpendicular to the one formed by the alignment of the agitator and the baffles ($x = 0$, yz plane), as shown in Figure 3.6. The flow field of the entire cross-section was built from six measurements, each of which corresponds to a 10-cm high laser sheet located along the vertical axis, so that the combination of all these measurements covers the whole cross-section. The use of many such slices was required to ensure proper illumination for each measurement. The camera was perpendicular to the illuminated sheets. Note that an opaque weld between the parabolic bottom and the cylindrical top of the tank blocked the illumination of the flow (blacked-out section in Figure 3.6). Consequently, no measurement was taken in this area.

The calibration of the PIV technique was performed by associating image pixels to physical coordinates with respect to the origin located at the centre of the parabolic tank bottom. Moreover, the time interval was set between 2 and 30 ms for each measurement, depending on

the average particle displacement. More precisely, it needed to be adjusted so that the mean particle movement corresponded to a quarter of the interrogation window length, ≈ 1.5 mm (Raffel *et al.*, 2007). Each interrogation window was 32×32 pixels, which corresponds to a 6×6 mm² region. The impeller shaft and the opaque tank joints were manually removed from the calculations. After cross-correlating the image pairs, window and local mean filters were used to detect and eliminate remaining incoherent velocity vectors that come from bad convergence of the algorithm or bad illumination. Finally, time-averaged flow fields were produced. The reader is referred to the book by Raffel *et al.* (2007) for more details on the PIV technique.

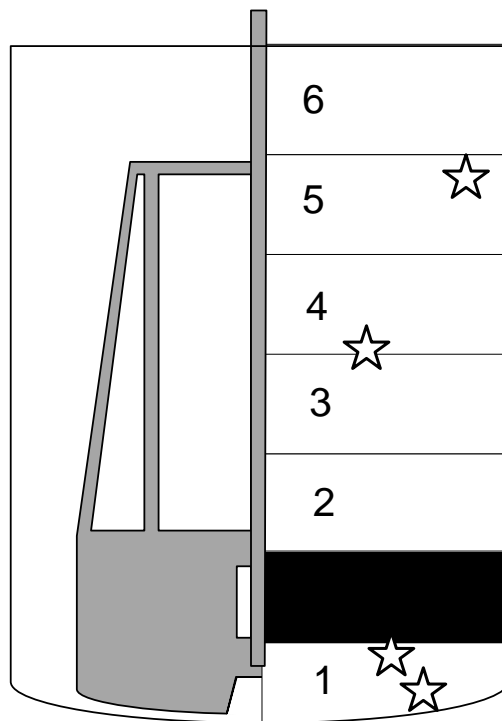
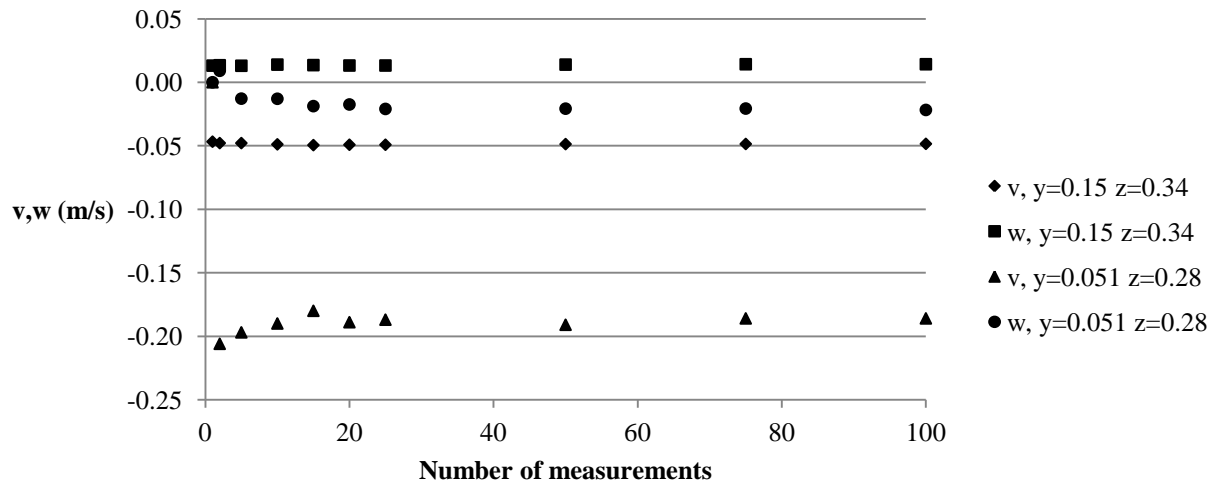


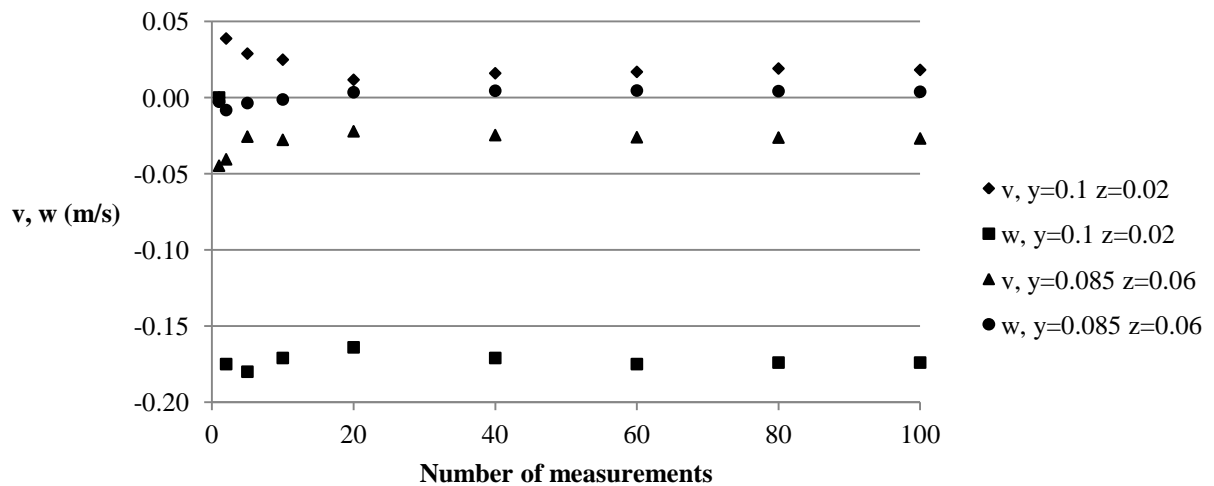
Figure 3.6: PIV measurement plane. The stars correspond to specific locations where the statistical convergence of the velocity components predicted by PIV was monitored.

Each flow field was obtained by averaging out 100 data measurements obtained at different times to obtain statistically meaningful results. In the laminar regime, defined for a Maxblend impeller system by a Reynolds number inferior to 40 (Fradette *et al.*, 2007; Devals *et al.*, 2008), the convergence was attained after 50 measurements whereas, in the transitional regime, 80

measurements were required. To illustrate, the convergence in the case of 4 specific locations is shown in Figure 3.7. These locations are displayed as stars in Figure 3.6.



a)



b)

Figure 3.7: Statistical convergence of the velocity components predicted by PIV: a) laminar regime ($Re = 7$); b) transitional regime ($Re = 56$).

3.3.4 Decolorization Method

The decolorization method developed by Cabaret *et al.* (2007) was used to visualize segregated and barely mixed regions, when present.

First, the fluid in the tank was rendered alkaline by the addition of a small quantity (10 mL) of sodium hydroxide. Then, a small quantity (10 mL) of a neutrally buoyant solution of hydrochloric acid was added. The change of color from purple (alkaline) to yellow (neutral) was then tracked to assess the occurrence of badly mixed zones. Note that measurements revealed that the rheological properties of the fluid were not altered significantly by the addition of these small quantities of alkaline and acid solutions.

3.4 Results and Discussion

Laminar and early transitional Newtonian experimental velocity fields are presented and used to assess the accuracy of the PIV technique. PIV velocity fields are then analyzed for the three model fluids described in Section 3.3.2.

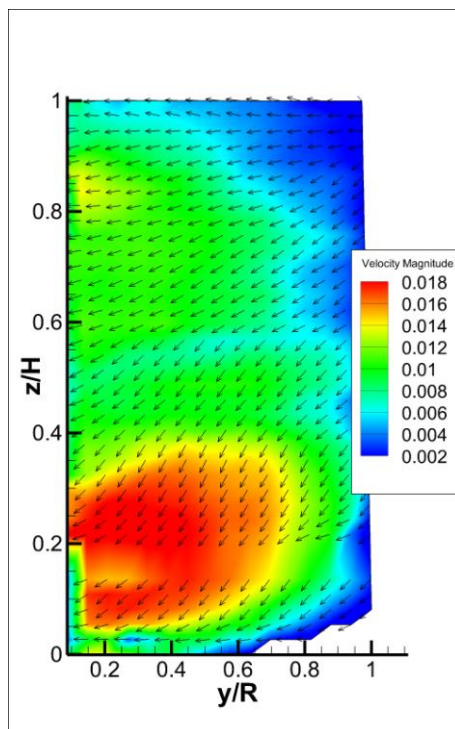
3.4.1 Newtonian Fluid

Figure 3.8 displays the vector and contours of the projection of the velocity field in the yz plane orthogonal to both the Maxblend impeller and the baffles, for the Newtonian diluted corn syrup solutions and four different Reynolds numbers, namely 2, 23, 55 and 140. The tangential velocity is not presented since it is perpendicular to this plane. Both standard and normalized results with respect to the impeller tip speed are presented for this first series of results.

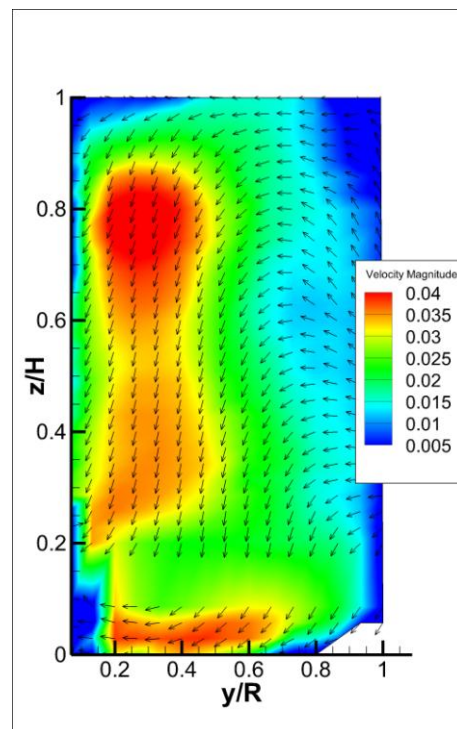
The results in Figure 3.8efgh show that the flow field evolves significantly over the range of Reynolds numbers. The velocity magnitude in the upper part of the tank gains in intensity as Re is increased. The circulation is characterized by a downward flow near the impeller shaft and an upward flow near the tank wall. However, this circulation is poor for the lowest Reynolds number ($Re = 2$) since the axial component of the velocity field is very small in this case. The numerical results obtained by Devals *et al.* (2008) are in accordance with this observation.

In order to analyze further these results, data were extracted at $z/H = 0.75$, where the axial velocity is the largest, for both the experimental measurements and the numerical results of Devals *et al.* (2008). They are compared in Figure 3.9. Note that no experimental measurements

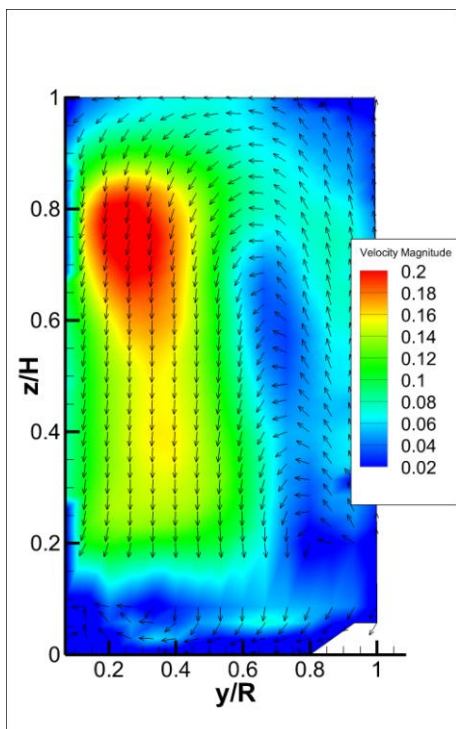
of the laminar or transitional flow field have been published before for the Maxblend. The discrepancies that can be noticed as regards the maximum value of the velocity and the location of the maximum and null values of the velocity are acceptable considering the numerical and experimental errors. As a matter of fact, the so-called perspective errors in 2D PIV have been observed to be significant when the out-of-plane velocity component is large with respect to the radial and axial components (Yoon *et al.*, 2002), as it is in this case. Although the objective of this work is not to estimate the error of the 2D PIV technique when applied to viscous mixing, it may indeed be significant. However, while there exist quantitative discrepancies between both sets of data, one may notice in Figure 3.9 that the qualitative aspects of the flow fields at the various Reynolds numbers are well captured.



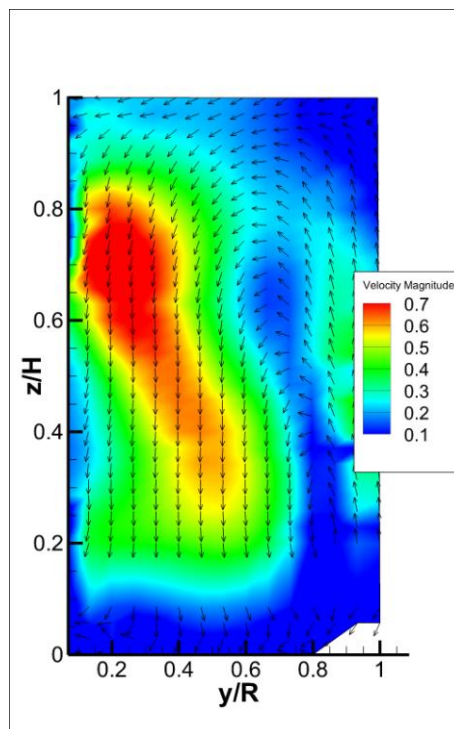
a)



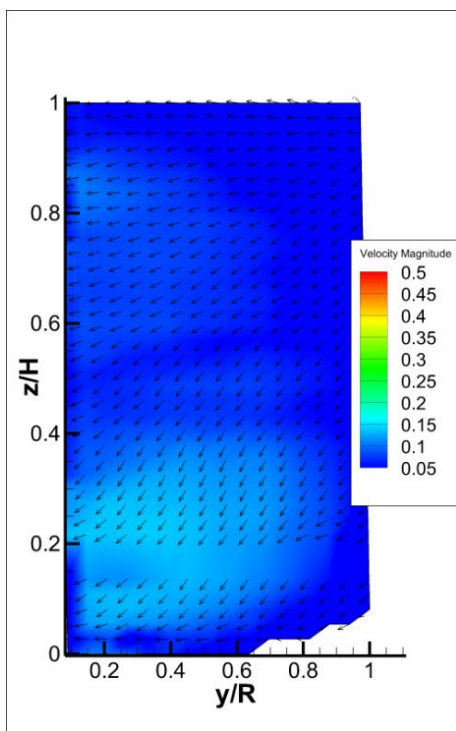
b)



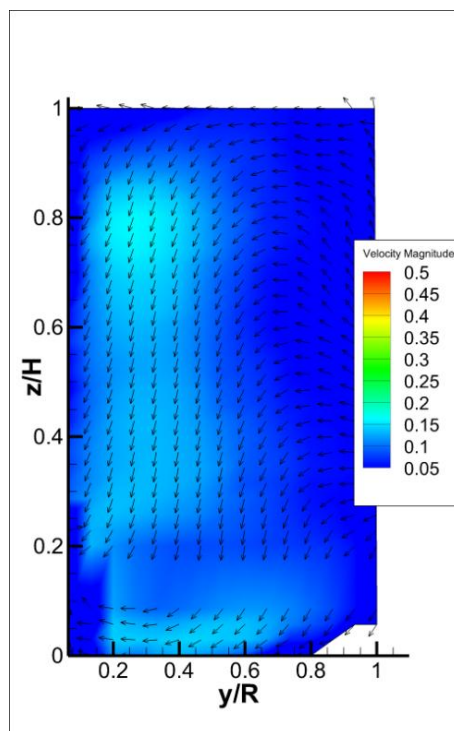
c)



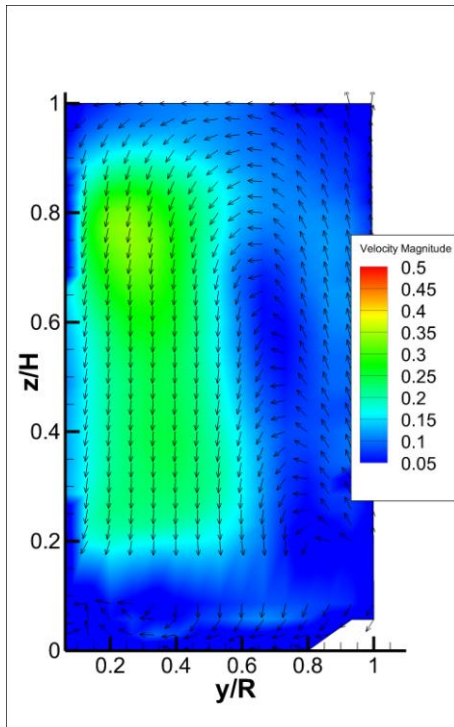
d)



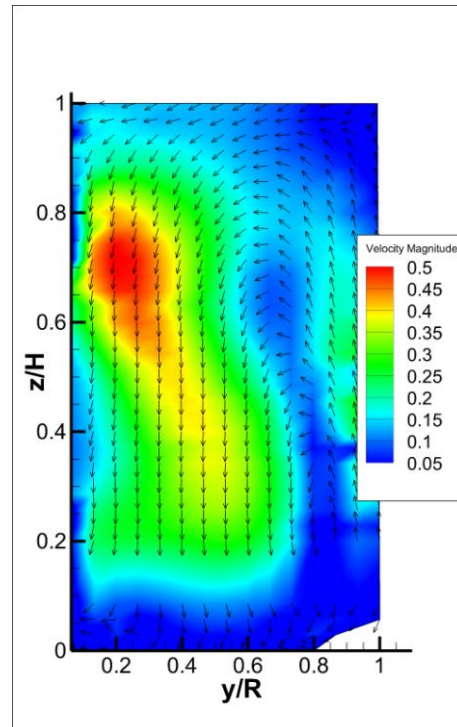
e)



f)



g)



h)

Figure 3.8: Vectors and contours of the yz projection of the velocity field for the Newtonian fluid in the laminar and transitional regimes: a) $Re = 2$; b) $Re = 23$; c) $Re = 55$; d) $Re = 140$; e) $Re = 2$, normalized; f) $Re = 23$, normalized; g) $Re = 55$, normalized; h) $Re = 140$, normalized.

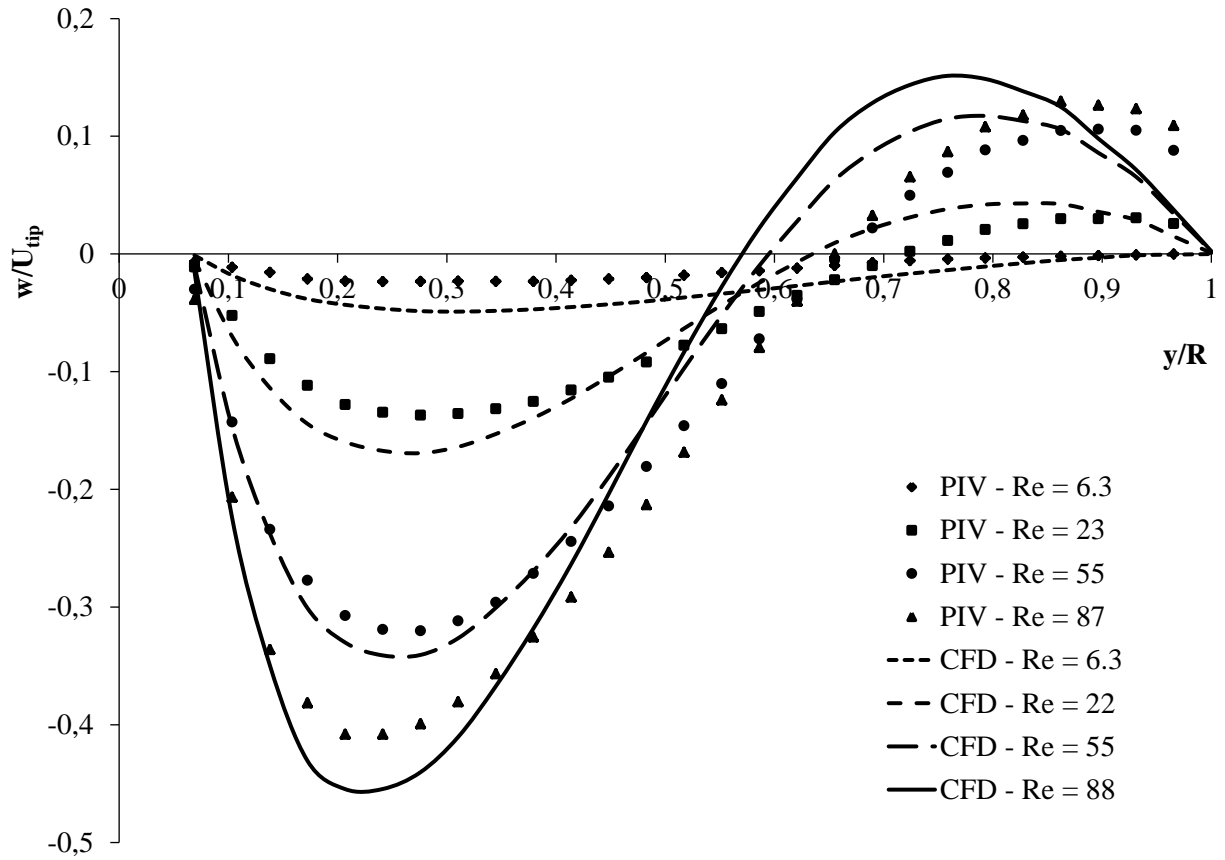


Figure 3.9: Comparison of the PIV data of this work and the numerical results of Devals *et al.* (2008) at $z/H = 0.75$.

3.4.2 Highly Shear-Thinning Fluid

Laminar and early transitional PIV flow fields are presented in this section for the inelastic highly shear-thinning 2.1 wt% salt Steol solution.

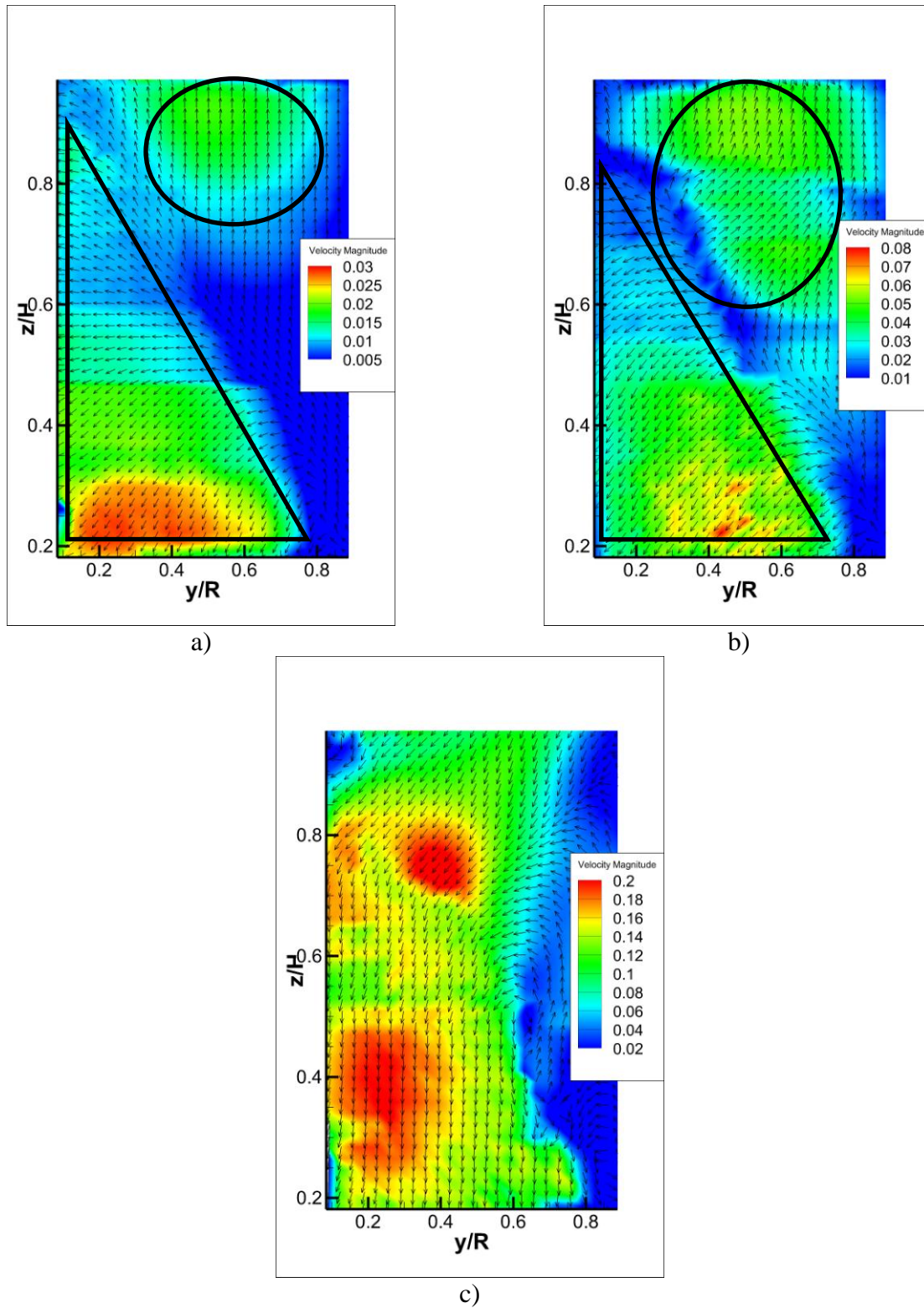


Figure 3.10: Vectors and contours of the yz projection of the velocity field for the highly shear-thinning fluid in the laminar and transitional regimes: a) $Re_g = 6$; b) $Re_g = 22$; c) $Re_g = 86$.

Figure 3.10 shows the vectors and the contours of the projection of the velocity field in the yz plane orthogonal to both the Maxblend impeller and the baffles, for three different generalized Reynolds numbers, namely 6, 22 and 86. As in the Newtonian case, the fluid circulates downward near the impeller shaft and upward near the vessel wall. However, for the two lowest Reynolds numbers, the flow does not exhibit the global circulation pattern observed at the highest value. Instead, two segregated zones can be distinguished at $Re_g = 6$ (Figure 3.10a): a low viscosity area (triangle) in the vicinity of the agitator where the shear rate is high, and a high viscosity zone in the upper part of the vessel (circle) where the shear rate is smaller. The constant viscosity plateau has an impact here since the viscosity is bounded above. The occurrence of similar segregated zones at $Re_g = 22$ can also be observed in Figure 3.10b, with the top zone expanding in size. The boundary between these two non-communicating flow regions disappears at $Re_g = 86$ (Figure 3.10c) and a flow field closer to that of a Newtonian fluid (Figure 3.8d) is obtained. As can be deduced from Figure 3.2 and Table 3.2, the rheological data suggest that the boundary between the two zones corresponds to the transition between Newtonian and shear-thinning behaviors, where $\dot{\gamma} = 1/\lambda \approx 19 \text{ s}^{-1}$ is located directly in the range of shear rates generated by the impeller. In the first case (Figure 3.10a), for a rotational speed of 30 RPM, the value of $\dot{\gamma}_{av} = K_s N = 15 \cdot 0.5 = 7.5 \text{ s}^{-1}$ and in the last case (Figure 3.10c), for a rotational case of 120 RPM, it is $\dot{\gamma}_{av} = K_s N = 15 \cdot 2 = 30 \text{ s}^{-1}$, assuming that the Metzner and Otto concept is still valid at the onset of the transitional regime. This means that the location of the rheological transition may affect significantly mixing performance. In practice, the average shear rate $\dot{\gamma}_{av}$ should be higher than the shear rate $\dot{\gamma} = 1/\lambda$ where this transition occurs. Note that inertia may help preclude the formation of segregated zones when the Reynolds number is large enough, which is probably the case at $Re_g = 86$.

The two segregated zones were observed in conditions corresponding to $Re_g = 13$ using the decolorization method described in Section 3.3.4 (Figure 3.11a and b). The lower zone, within which the shear rate is high, exhibits the typical flow patterns induced by the Maxblend, as observed by Devals *et al.* (2008) and Iranshahi *et al.* (2007): a downward flow along the shaft and an upward flow at the tank wall. Conversely, in the uppermost region, the impeller induces a reversal of the flow, which has not been previously reported. These two counter-flows allow good homogeneity within their respective zones, although with no significant transfer between them. Note that similar flow compartmentalization has been reported for viscoelastic fluids in

turbine mixing systems (Solomon *et al.*, 1981; Oliver *et al.*, 1984; Chhabra *et al.*, 1999). However, the elasticity of the 2.1 wt% salt Steol solution is very small considering that the value of De is much lower than 1 (see Table 3.4). As a result, this behavior is in all likelihood due to shear-thinning effects, as discussed above. At $Re_g = 47$ (Figure 3.11c and d), the final state is different because inertia is more important and the shear rates in the whole mixing volume are larger. The rheological transition point ($\dot{\gamma} = 1/\lambda \approx 19 \text{ s}^{-1}$) is slightly lower than the average shear rate encountered in the tank ($\dot{\gamma}_{av} = K_s N = 23 \text{ s}^{-1}$), which prevents the occurrence of large viscosity gradients causing the formation of the two non-communicating zones observed at low Re_g .

These flow fields in Figure 3.10 are for the 2.1 wt% salt Steol solution. Figure 3.12 displays vectors and contours of the yz projection of the velocity field for various concentrations of salt in Steol solutions, for a fixed rotational speed of 60 RPM. Figure 3.2 and Table 3.2 as the salt concentration decreases, the relaxation time (λ) of the Carreau-Yasuda model decreases and the fluid behaves more and more as a Newtonian fluid in the range of average shear rates $\dot{\gamma}_{av}$ generated by the Maxblend impeller, that is between 2.5 and 30 s^{-1} . For a salt concentration of 1.5 wt%, $\lambda = 0.011 \text{ s}$ and the fluid can be considered as Newtonian when $\dot{\gamma} < 50 \text{ s}^{-1}$, which is the case almost everywhere in the tank since $\dot{\gamma}_{av} = K_s N = 15 \text{ s}^{-1}$ at 60 RPM. In other words, the rheological transition point between the constant viscosity plateau and the highly shear-thinning region is not attained for this salt concentration and Reynolds number ($Re_g = 41$). It then comes as no surprise that the vectors and contours of Figure 3.12a are similar to those of the Newtonian fluid in Figure 3.8c ($Re = 55$). For higher salt concentrations ($> 1.8 \text{ wt}\%$), the Carreau-Yasuda relaxation time is larger ($> 0.026 \text{ s}$) and the rheological transition point between the constant viscosity plateau and the shear-thinning region occurs at smaller shear rates, so that both rheological behaviors are present in the tank (Figure 3.12bcde). In particular, it can be noticed that the location of the boundary between the two non-communicating zones is shifted downward with increasing salt content. As the value of η_0 increases with increasing salt concentration, the higher viscosity in the top region renders this region more difficult to agitate and contributes to its expansion towards the bottom of the tank. This situation is clearly problematic. Mixing with the Maxblend is not efficient in this case since it is limited by poor transfer through this boundary. The two independent flow regions represent an obstacle to fast homogenization. One way to fix this pathological flow and promote mass transfer between the two segregated zones is

to increase the agitation speed. A significant change of behavior then occurs, as can be readily observed in Figure 3.11c and d for the 2.1 wt% salt Steol solution. Note that Devals *et al.* (2008) showed numerically that the axial pumping capacity of the Maxblend improves with an increase of the Reynolds number for both Newtonian and shear-thinning fluids.

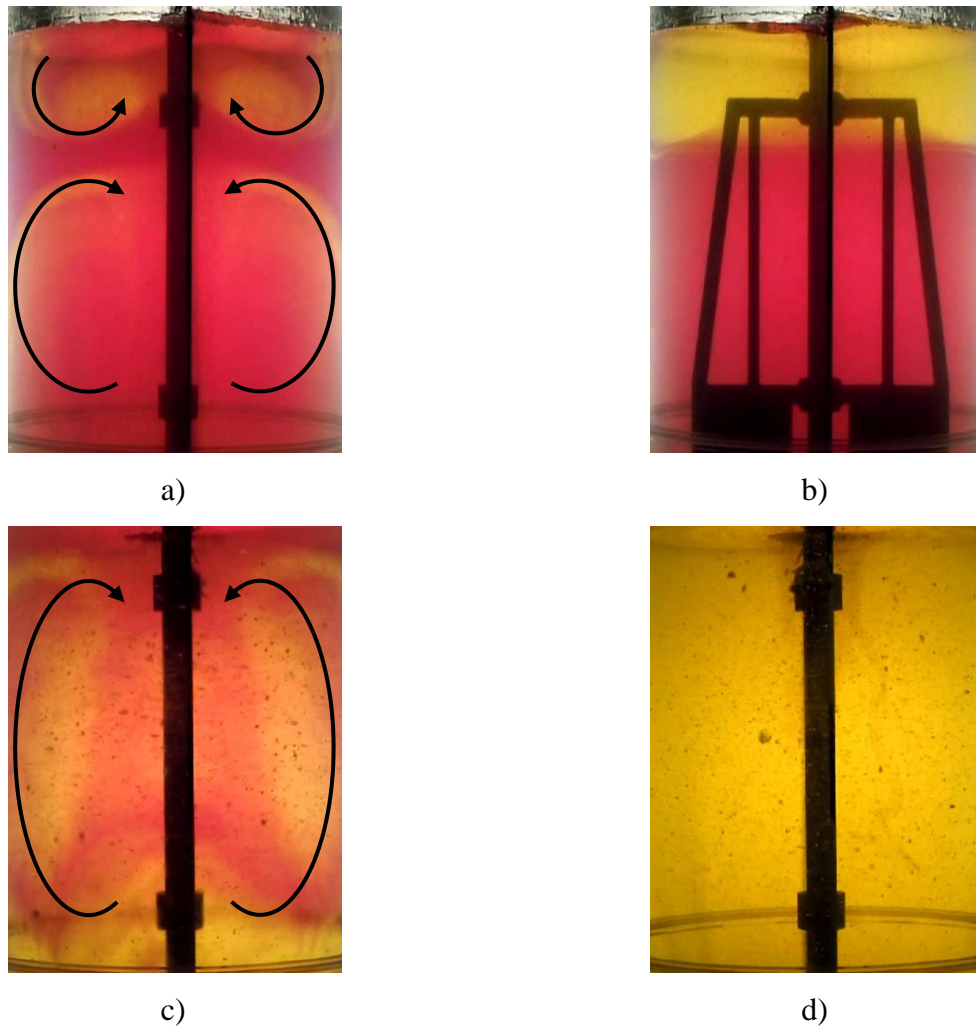
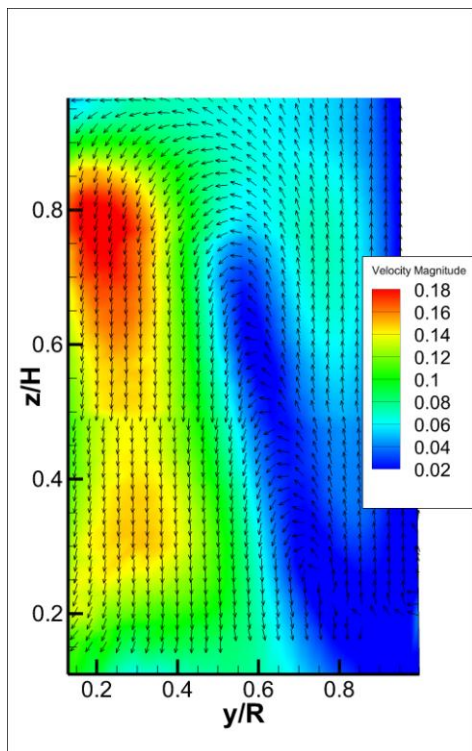
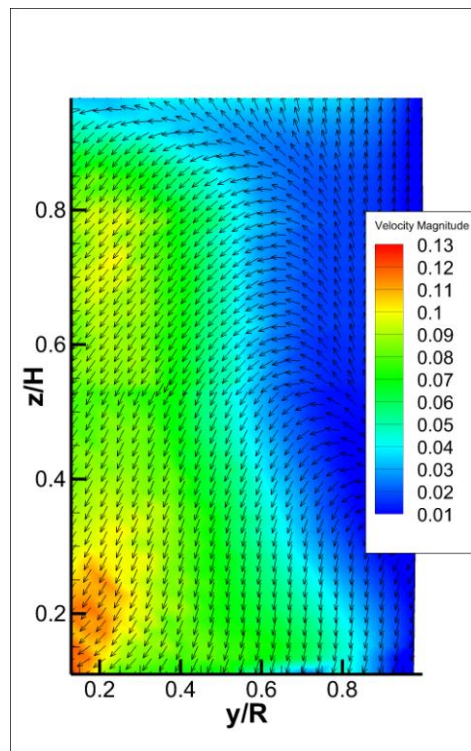


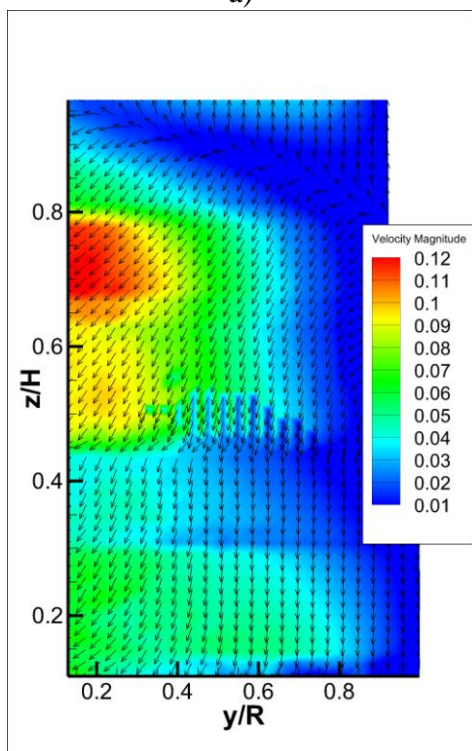
Figure 3.11: Illustration of flow patterns and mixing conditions in the laminar regime for the 2.1 wt% salt Steol solution: a) segregated flow patterns at $Re_g = 13$; b) segregated zones at $Re_g = 13$; c) circulation flow patterns at $Re_g = 47$; d) well-mixed conditions at $Re_g = 47$.



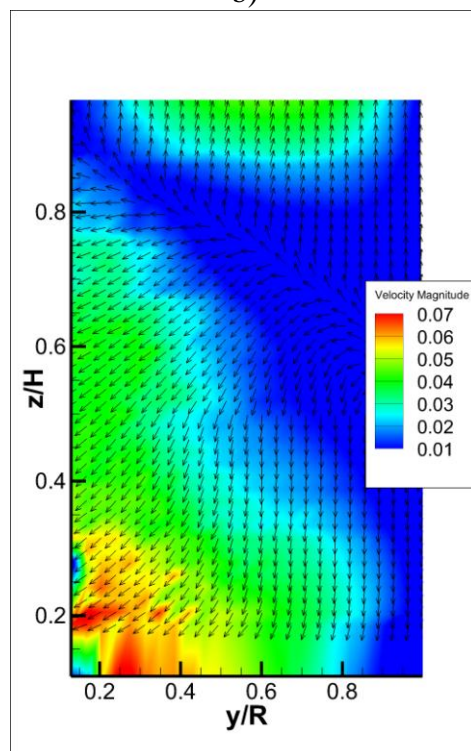
a)



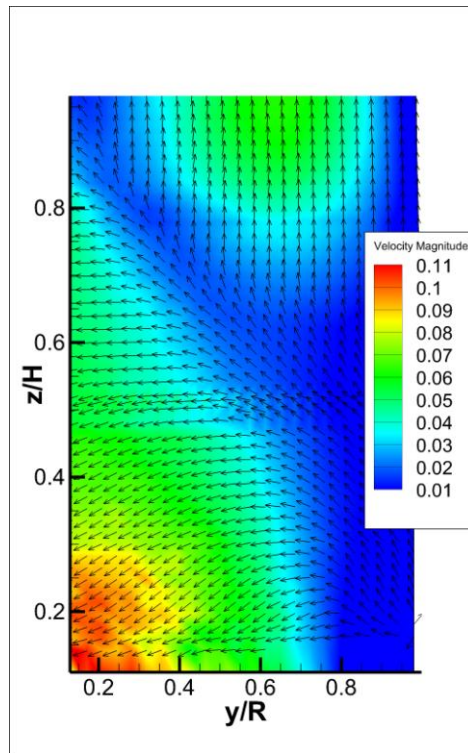
b)



c)



d)



e)

Figure 3.12: Vectors and contours of the yz projection of the velocity field for the highly shear-thinning fluid in the laminar and transitional regimes for a fixed rotational speed of 60 RPM: a) $Re_g = 41$, 1.5 wt% NaCl; b) $Re_g = 20$, 1.8 wt% NaCl; c) $Re_g = 12$, 2.1 wt% NaCl; d) $Re_g = 10$, 2.4 wt% NaCl; e) $Re_g = 9$, 2.9 wt% NaCl.

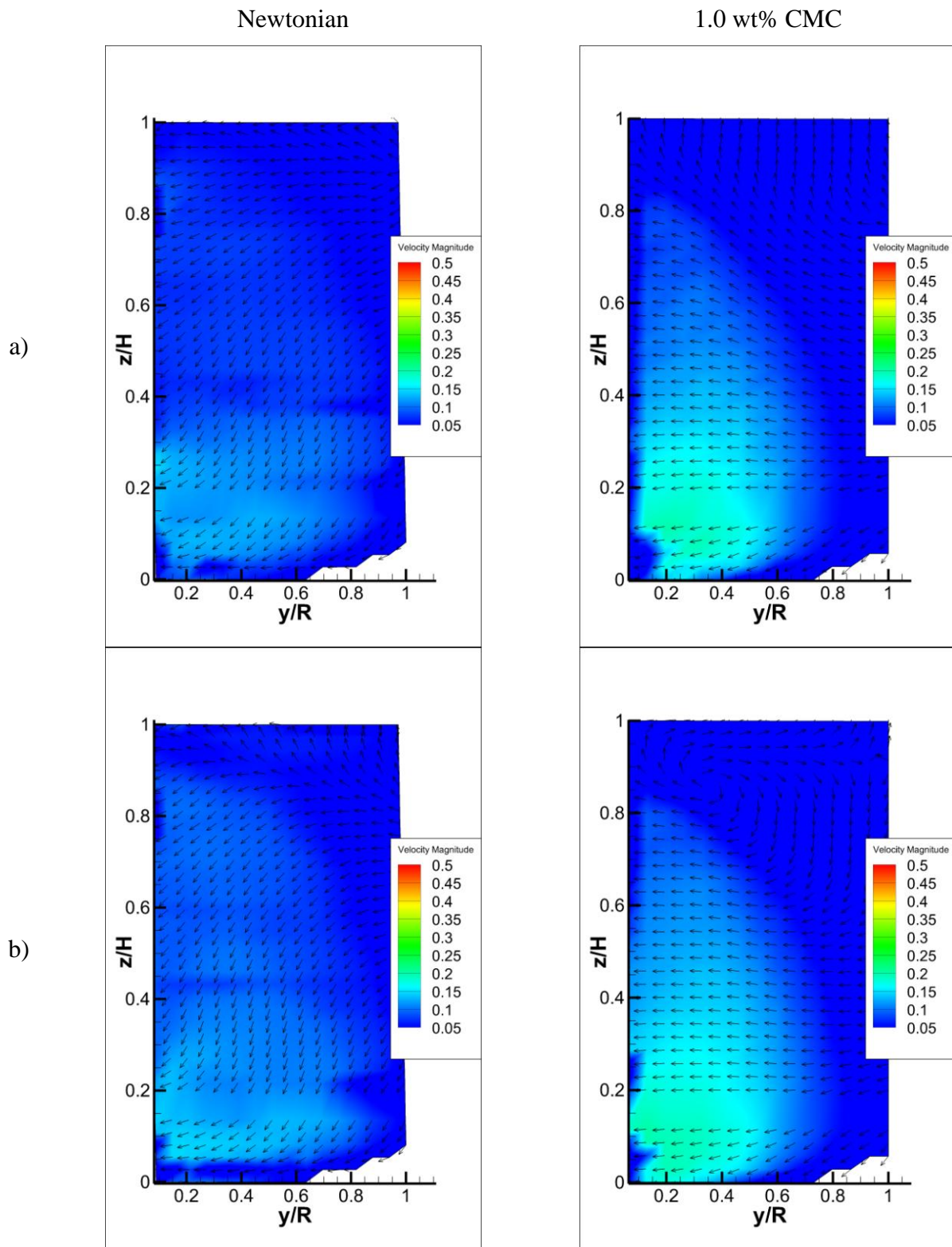
3.4.3 Viscoelastic Fluid

A lot of industrial fluids are both shear-thinning and elastic. In addition, filled fluids may also exhibit a yield stress. The agitation of a shear-thinning yield stress liquid with turbines may lead to the formation of caverns, within which it is well mixed and outside of which no significant movement can be observed. Viscoelastic fluids also exhibit flow fields that differ greatly from those of inelastic shear-thinning fluids, with new phenomena occurring due to the forces in competition: viscous, inertial and elastic (Solomon *et al.*, 1981; Oliver *et al.*, 1984; Chhabra *et al.*, 1999). Figure 3.13 illustrates the effect of viscoelasticity on the hydrodynamics of the moderately shear-thinning 1 wt% CMC solution in the Maxblend impeller system at different

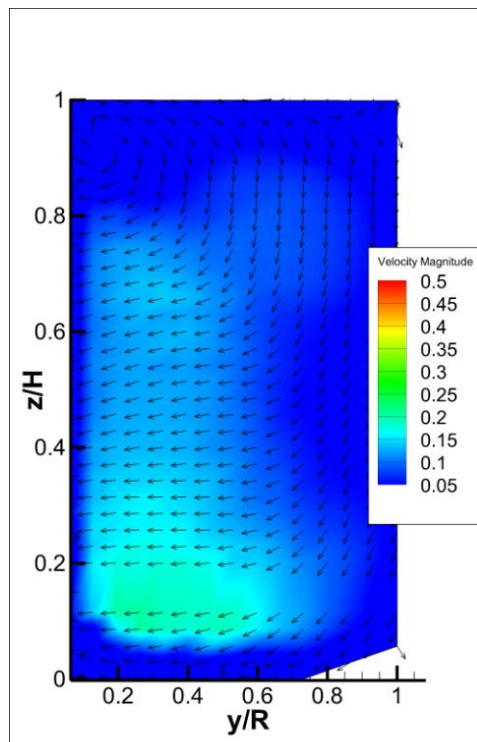
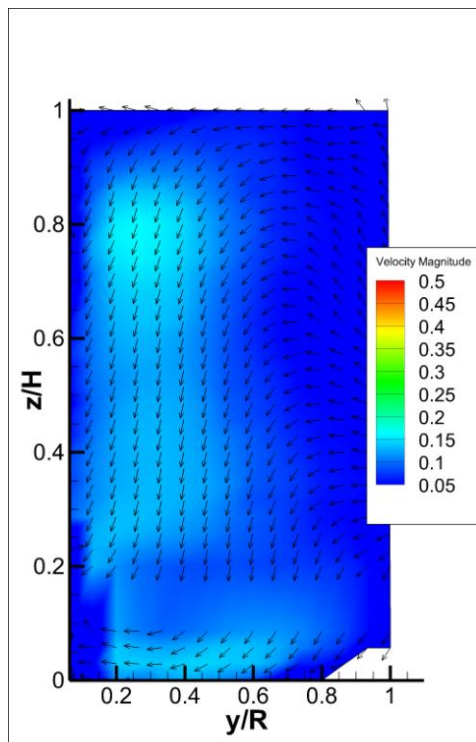
generalized Reynolds numbers. The flow fields of the elastic fluid (right column) are compared with those of the Newtonian liquid (left column) at similar Re_g and Re , respectively.

Many differences can be readily noticed. While fluid flow is more significant for both fluids in the region swept by the impeller, it is mainly radial for the viscoelastic fluid, as evidenced by the direction of the velocity vectors therein at all Reynolds numbers. These results indicate that elasticity and resulting normal forces have a negative impact on the performance of the Maxblend, since pumping in the impeller region is largely diminished with this type of fluid. A more quantitative analysis would require the measurement of the magnitude and direction of these normal forces. Note however that studies published on helical ribbon systems have also reported a reduction of axial flow in the case of viscoelastic fluids (Carreau *et al.*, 1976; Yap *et al.*, 1979). One may also observe that the occurrence of such radial flow generates a vortex, the location of which shifts towards the impeller when increasing the Reynolds number (Figure 3.13bcde). Even though the inertial forces then gain in intensity, so do the elastic forces, resulting in a suction of the fluid at the free surface (Figure 3.13e), which was also observed in the lab. Such a vortex, which is inexistent at the lowest Reynolds number (Figure 3.13a), is reminiscent of the Weissenberg effect, as suggested by the “climbing” of the viscoelastic fluid along the impeller in the top portion of the tank (Figure 3.13bcde).

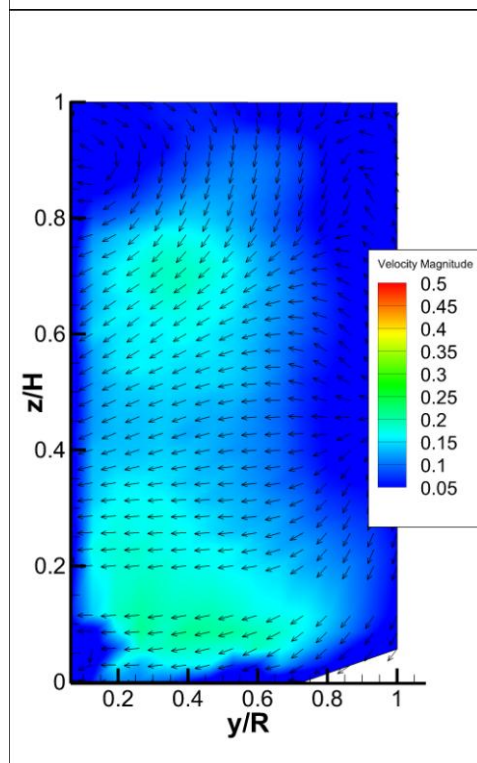
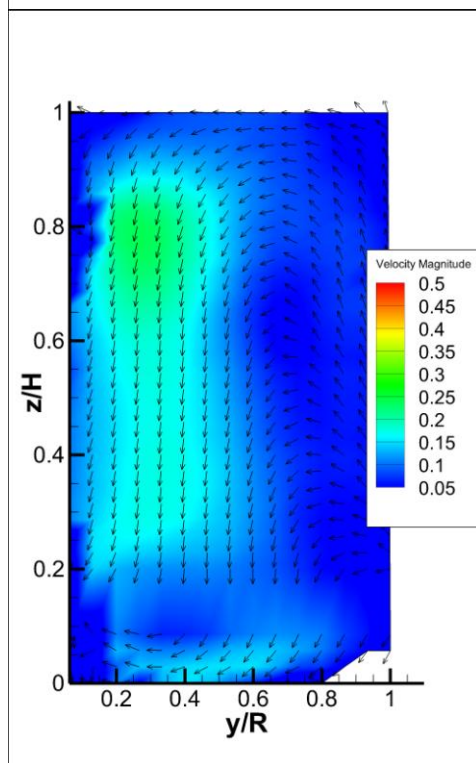
It can be seen in Figure 3.13d and e that, for the Newtonian fluid, inertia contributes positively to pumping and circulation, as highlighted by relatively large axial velocities. Although the shape of the flow field evolves significantly with increasing values of Re_g for the viscoelastic fluid, the local velocity magnitudes seem to remain closely related to the impeller tip speed. In other words, the elasticity keeps the fluid together in the region swept by the impeller, more or less like a rotating solid body.



c)



d)



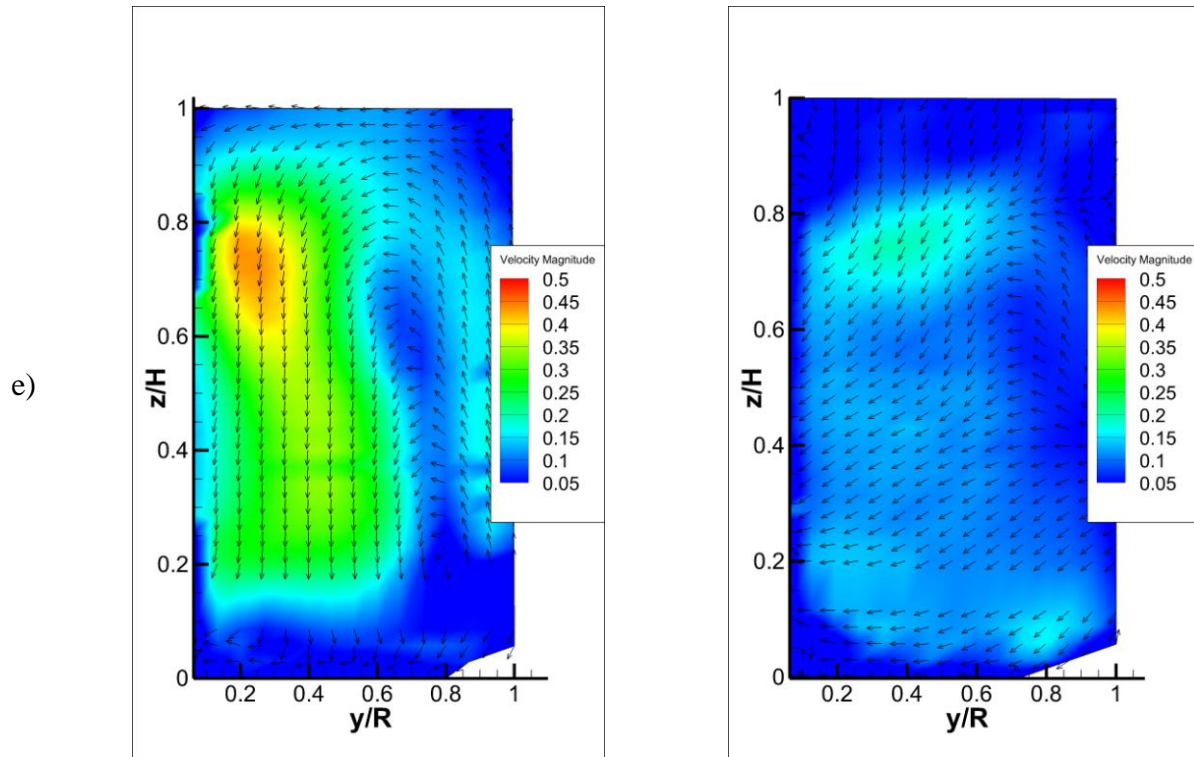


Figure 3.13: Comparison of normalized vectors and contours of the yz projection of the velocity field for the Newtonian and viscoelastic fluids in the laminar and transitional regimes: a) $Re = 4$, $Re_g=5$; b) $Re = 10$, $Re_g=9$; c) $Re = 23$, $Re_g=19$; d) $Re = 34$, $Re_g=39$; e) $Re = 87$, $Re_g=80$. The standard Reynolds number (Re) is used for the Newtonian fluid and the generalized Reynolds number (Re_g) is used for the viscoelastic fluid.

3.5 Conclusion

The objective of this work was to investigate experimentally the effect of rheology on the flow dynamics in a Maxblend impeller system using PIV. To do so, three model fluids were investigated: diluted corn syrup solutions for the Newtonian fluid, salt-loaded Steol solutions for the highly shear-thinning fluid, and a 1 wt% aqueous CMC solution with glucose for the viscoelastic fluid.

First, Newtonian results were compared with previous numerical work to assess the accuracy of the PIV measurement technique when applied to viscous mixing with the Maxblend. A good agreement was obtained with some quantitative discrepancies as regards the maximum value of the velocity. In particular, Newtonian flow fields showed an increase in axial flow with the increase of the Reynolds number. The circulation is characterized by an upward motion at the tank wall and a downward motion along the impeller shaft.

Next, results revealed that the homogenization of the highly shear-thinning fluids is problematic in the laminar regime. It was shown that when the rheological transition of such fluids is located in the operating range of the Maxblend impeller, the flow is significantly different from the one for the Newtonian fluids. Indeed, in the laminar regime, two segregated zones were observed in the vessel when the average shear rate was smaller than the inverse of the Carreau-Yasuda relaxation time. The decolorization method and PIV contours highlighted these two regions: a reversed-flow high-viscosity region located at the top of the tank where the shear rate is relatively low and a low-viscosity region in the volume swept by the impeller where the shear rate is higher. The global circulation, upward at the tank wall and downward along the shaft was maintained in the bottom part of the vessel. Increasing the agitation speed to attain the transitional regime allowed to eliminate these two zones and improve the circulation within the tank.

Finally, for the shear-thinning viscoelastic fluid, the axial flow observed in the case of the inelastic fluids was largely diminished and the occurrence of a vortex, reminiscent of the Weissenberg effect, was noticed at all values of the generalized Reynolds number. The velocity magnitude distribution in the region swept by the impeller was narrower than for the Newtonian fluids, the elasticity holding the viscoelastic fluid together more or less like a rotating solid body.

3.6 Acknowledgements

The financial support of Sumitomo Heavy Industries (SHI), the National Science and Engineering Research Council (NSERC) and the Fonds de recherche du Québec – Nature et Technologie (FRQNT) are gratefully acknowledged. The authors also thank Mélina Hamdine from the Center for Applied Research on Polymers and Composites of Ecole Polytechnique de Montréal for her help with the rheological measurements, as well as Dr. Joelle Aubin and Dr. Karine Loubière from the Laboratoire de Génie Chimique of ENSIACET in France for introducing André Fontaine to particle image velocimetry.

CHAPITRE 4 RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES

Quelques résultats complémentaires seront présentés dans ce chapitre avec les fluides newtoniens et viscoélastique. Des résultats de consommation de puissance permettront de commenter l'impact de l'élasticité sur celle-ci. Par la suite, des champs de vitesse additionnels et des résultats de pompage bidimensionnels pour un fluide newtonien permettront de commenter davantage l'évolution de l'hydrodynamique généré par le Maxblend.

4.1 Consommation de puissance

4.1.1 Fluides newtoniens

La courbe de puissance générale newtonienne est illustrée à la Figure 4.1. Le K_p calculé est de 185. Cette valeur est en accord avec les données recueillies de la littérature ($K_p = 180-200$ – Fradette *et al.*, 2007). Le N_p calculé est de 2.0 qui est également en accord avec la littérature ($N_p = 2$ – Guntzburger *et al.*, 2009). Cette courbe de tendance servira de base de comparaison pour les résultats de puissances obtenus avec le fluide viscoélastique contenant 1 % massique de CMC et 60 % massique de glucose.

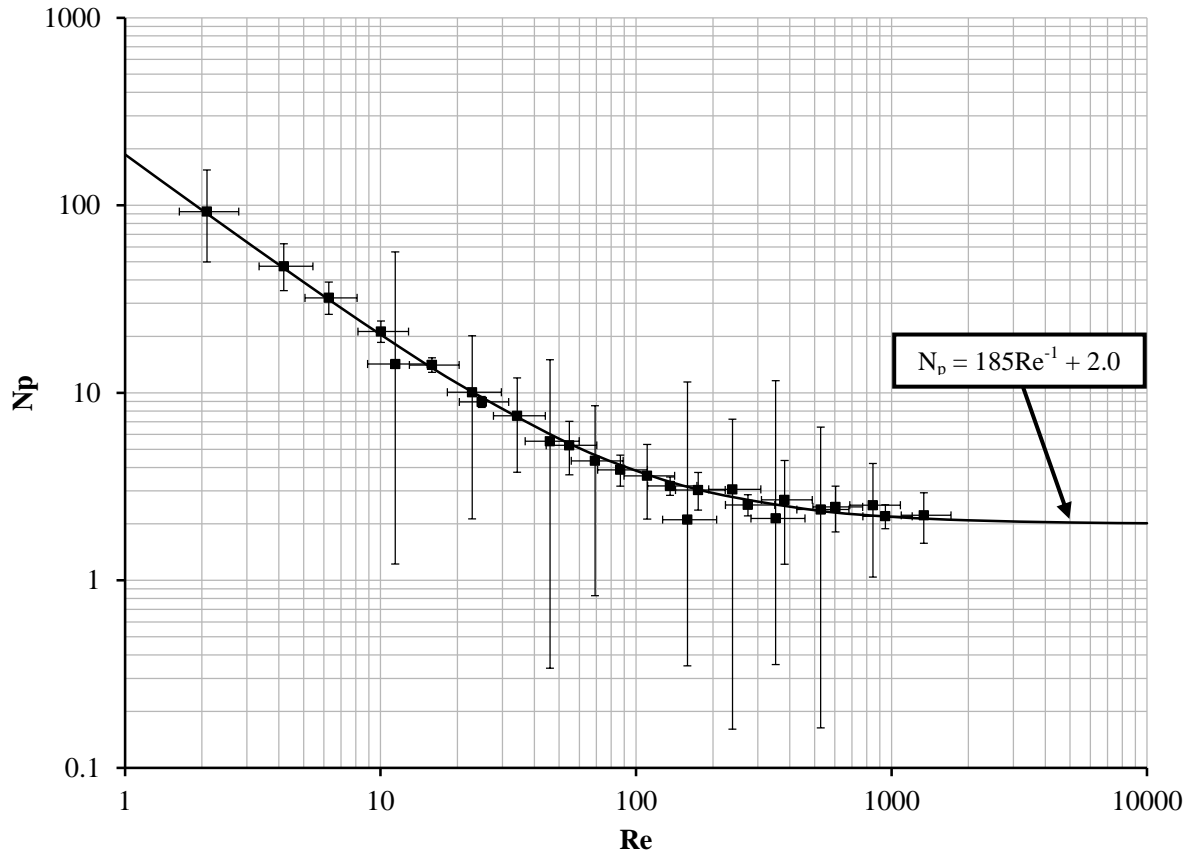


Figure 4.1: Courbe de puissance complète pour les fluides newtoniens.

4.1.2 Fluide viscoélastique

La Figure 4.2 présente la puissance consommée par la solution de 1 % massique de CMC et de 60 % massique de glucose en fonction du nombre de Reynolds. La consommation de puissance est inférieure à la valeur pour un fluide newtonien (courbe de référence). Toutefois, cette tendance est obtenue en utilisant directement la vitesse de l'agitateur comme cisaillement caractéristique. Ainsi, la valeur du taux de cisaillement moyen dans la cuve est sous-évaluée ($\dot{\gamma}_{moy} = N$), ce qui a pour effet de réduire la valeur de Re et de décaler les points vers la gauche. De plus, aucune distinction entre les effets visqueux et élastiques n'est possible avec cette représentation.

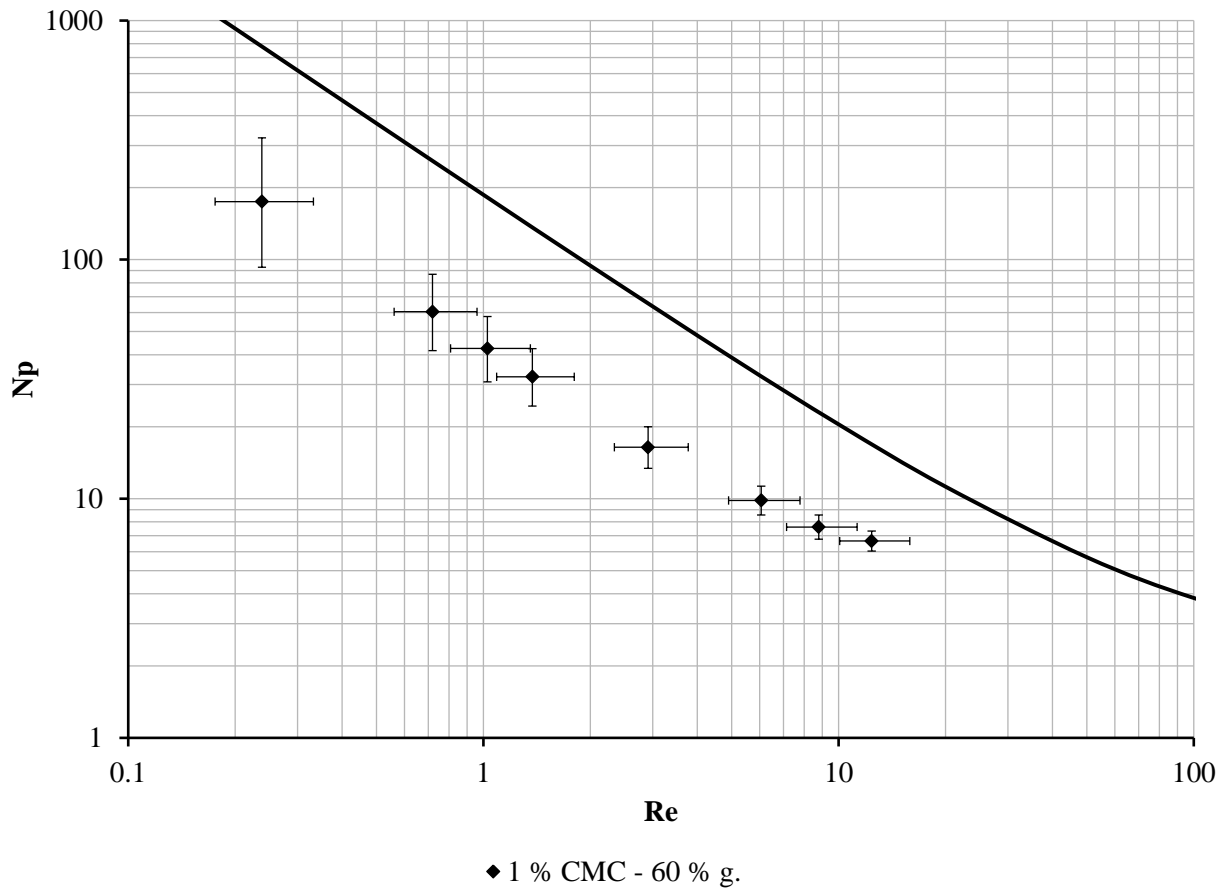


Figure 4.2: Courbe de puissance complète pour la solution de CMC en fonction du nombre de Reynolds. La ligne pleine correspond à la valeur de référence newtonienne.

En corrigeant la viscosité non-newtonienne pour tenir compte de la rhéologie non-newtonienne et du cisaillement moyen généré par le Maxblend (Re_g), l'effet contraire est remarqué tel qu'illustré à la Figure 4.3. L'élasticité augmente considérablement la puissance nécessaire à l'agitation en régime transitoire. En régime laminaire, l'accroissement est moins notable.

Dans le cas de la courbe de puissance d'un fluide purement rhéofluidifiant dont la viscosité a été corrigée avec le concept de Metzner et Otto, les points expérimentaux se situeraient sur la courbe généralisée. Par contre, étant donné que ce fluide est viscoélastique, la composante élastique ne permet pas de retomber sur le résultat généralisé. Une augmentation de la consommation de puissance est mesurée suite aux forces élastiques et aux contraintes normales qui tendent à s'opposer à la rotation de l'agitateur, et conséquemment à influencer positivement sur le couple. En

régime laminaire, la conclusion est moins évidente qu'en régime de transition puisque l'erreur permet d'englober la courbe généralisée pour $Re < 10$. Néanmoins, la localisation des points au-dessus de la courbe générale permet de tirer la conclusion que l'élasticité de la solution de CMC augmente la puissance consommée nécessaire à l'opération à une condition donnée (Re).

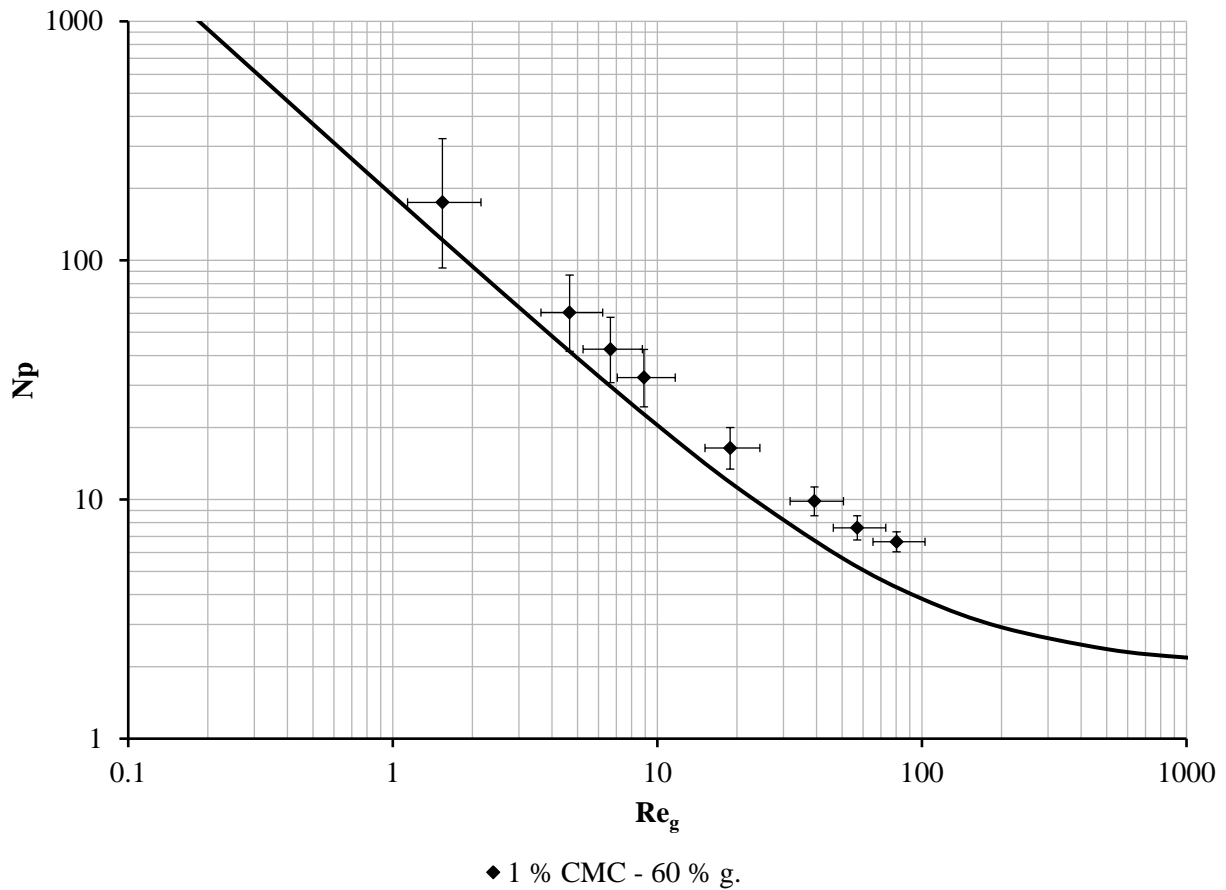
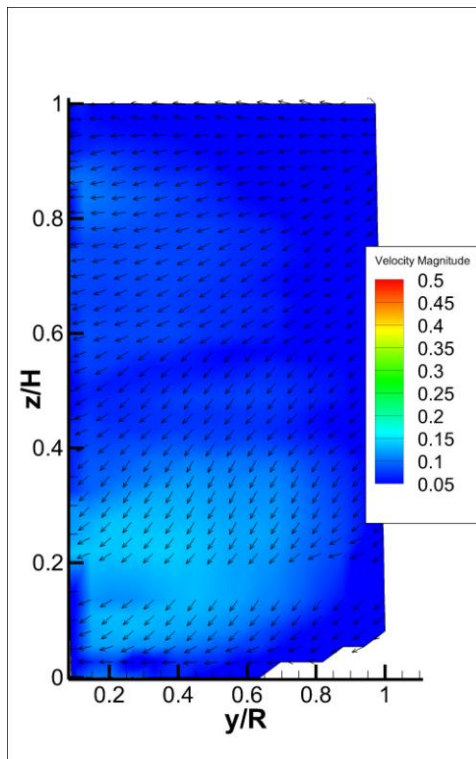
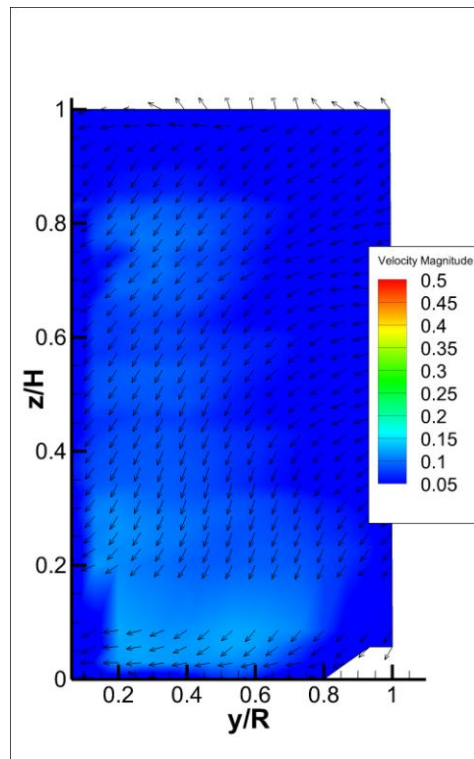
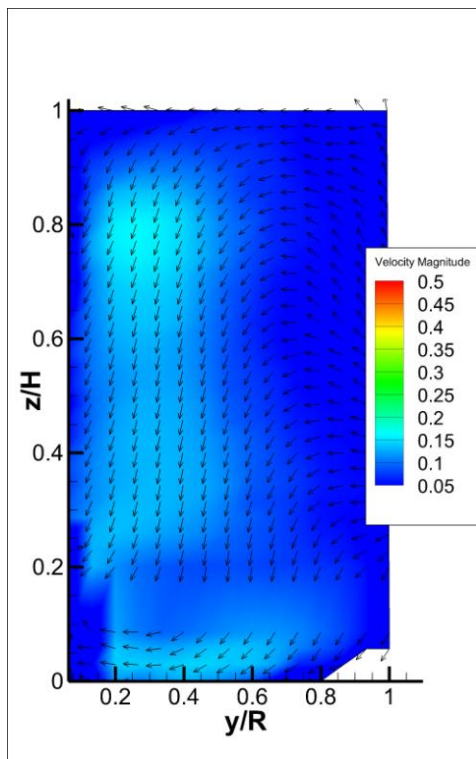
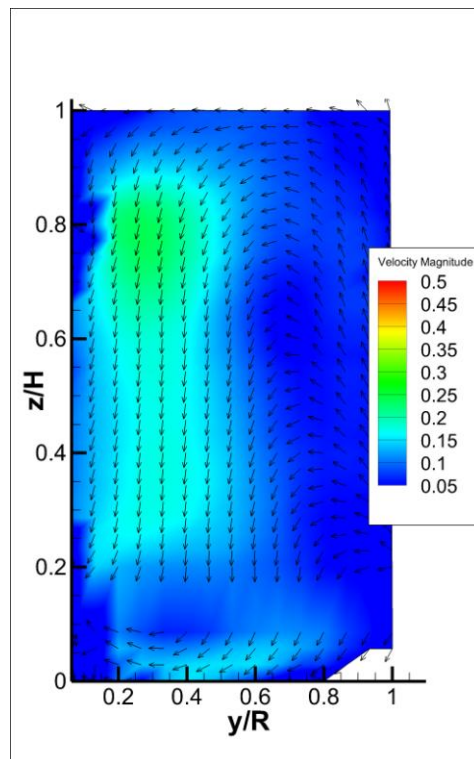


Figure 4.3: Courbe de puissance généralisée complète pour la solution de CMC.

4.2 Champs de vitesses Newtoniens

Des champs de vitesse additionnels sont présentés à la Figure 4.4 en régime laminaire et de transition jusqu'à $Re \approx 1000$ pour un fluide newtonien. Ces champs permettent de compléter les résultats présentés au Chapitre 3.

L'évolution complète du champ de vitesse 2D adimensionnel permet de reconnaître une évolution importante du patron d'écoulement. En régime laminaire pour des faibles valeurs de Re (Figure 4.4a et b), la circulation axiale est faible et le patron d'écoulement général du Maxblend n'est pas observable. À partir de $Re = 23$ (Figure 4.4c), la circulation typique du Maxblend est observable (écoulement ascendant à la paroi de la cuve et un écoulement descendant près de l'axe de l'agitateur). De plus, une recirculation semble se distinguer dans le bas de la cuve aux Figure 4.4c et d, mais celle-ci n'est pas entièrement visible car le montage expérimental ne permettait pas la mesure dans cette région. En entrant dans le régime de transition ($Re > 40$ - Figure 4.4e), la circulation du fluide s'installe et s'intensifie pour atteindre un maximum près de $Re = 110$ (Figure 4.4f) où les vitesses adimensionnelles les plus élevées sont observables. Comme il sera possible de constater dans la section suivante pour le pompage (4.3.1), la circulation axiale est maximale pour cette valeur du nombre de Reynolds. Puis, avec l'accroissement de l'inertie et l'augmentation de la turbulence, l'amplitude de la vitesse adimensionnelle diminue puisque la valeur maximale de la vitesse décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds à partir de $Re = 110$. Malgré l'évolution du patron d'écoulement, une bonne circulation demeure. Bien à l'intérieur du régime de transition, le Maxblend génère un écoulement axial important à grande valeur de Re (Figure 4.4g et h), où les vitesses les plus élevée sont ascendante, ce qui illustre que le mouvement est principalement axial. Ainsi, la géométrie du Maxblend génère un fort écoulement axial dans l'ensemble de la cuve et ne provoque pas de ségrégations avec un fluide newtonien dans ces conditions. De plus, aucune recirculation dans le bas de la cuve n'est visible sur les figures à haut Re (Figure 4.4fgh).

a) $Re = 2.1$ b) $Re = 11$ c) $Re = 23$ d) $Re = 34$

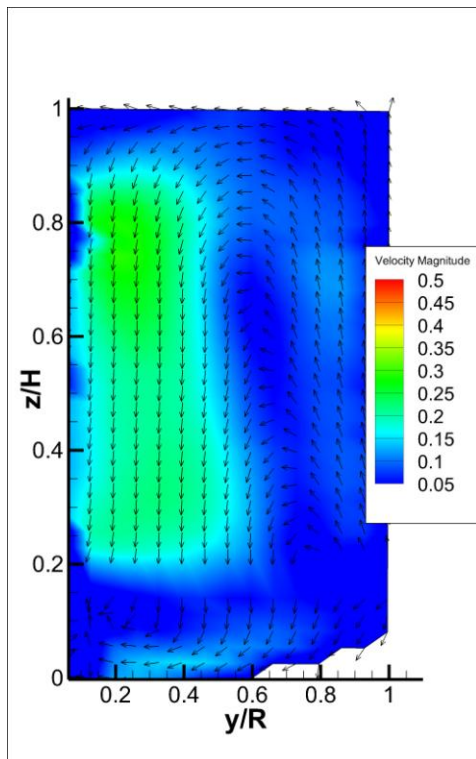
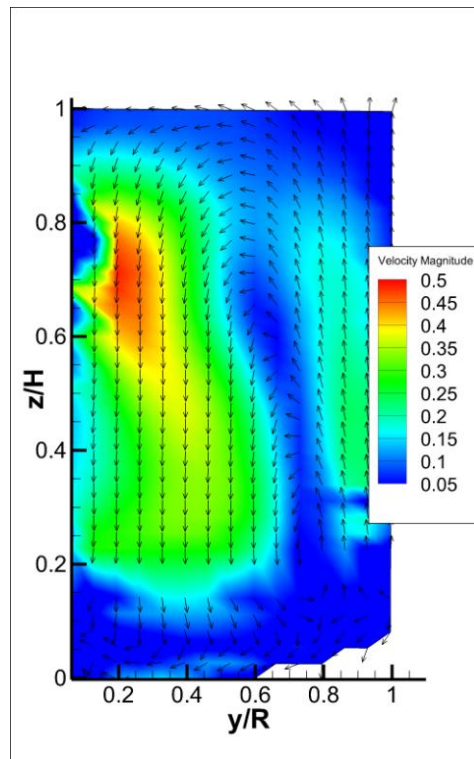
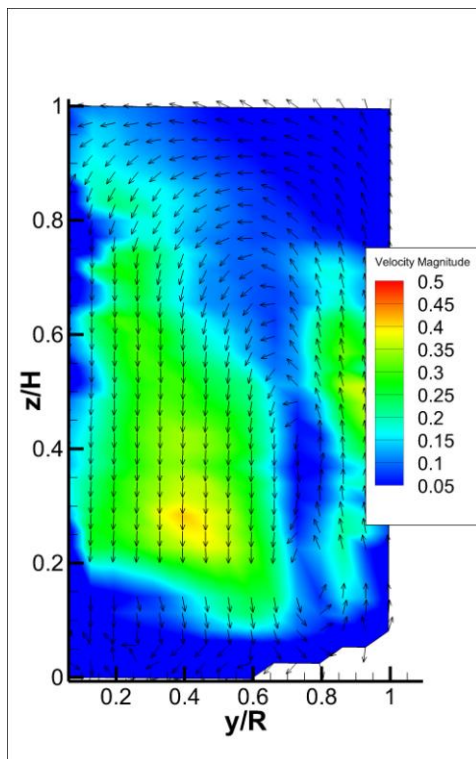
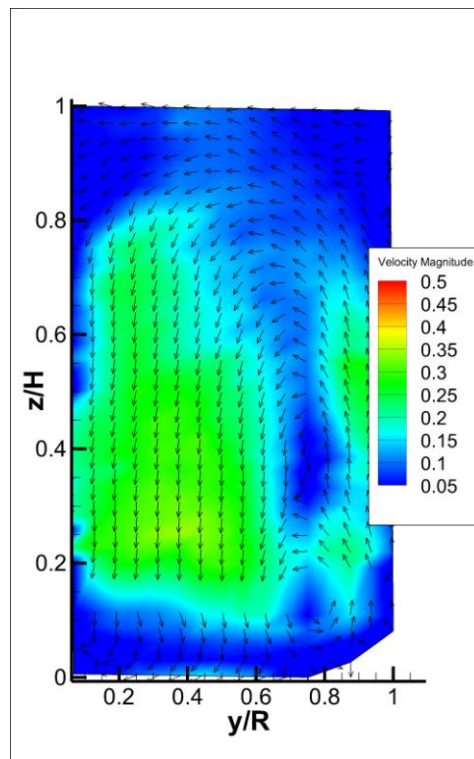
e) $Re = 46$ f) $Re = 110$ g) $Re = 380$ h) $Re = 950$

Figure 4.4: Vecteurs et contours de la projection du champ de vitesse adimensionnel (par rapport à la vitesse en bout de pale) pour le fluide newtonien en régime laminaire et transitionnel.

4.3 Pompage

Les résultats de pompage 2D suivants pour un fluide newtonien en régime laminaire et de transition permettent de placer une borne supérieure (N_q^-) et une borne inférieure (N_q^+) sur N_q (tel qu'expliqué à la section 2.5.1.1). Cette analyse n'est pas applicable dans le cas de fluide rhéofluidifiants ou viscoélastiques, car les résultats non-newtoniens du nombre de pompage de Devals *et al.* (2008) diffèrent des résultats newtoniens et ne suivent pas la même tendance.

4.3.1 Newtonien

La Figure 4.5 illustre l'évolution du nombre de pompage 2D en fonction du nombre de Reynolds pour les solutions de glucose. Lorsque $Re < 10$, un plateau est observable. Il y a également un plateau qui s'installe en régime de transition ($Re \approx 100$). De ce fait, le nombre de pompage semble constant en dessous de $Re = 10$ et au-dessus de $Re = 100$. Les résultats numériques 3D de Devals *et al.* (2008) rapportés sur le graphique se situent à l'intérieur des courbes maîtresses obtenues, ce qui valide davantage les propos de cette section: les courbes expérimentales obtenues représentent une enveloppe pour N_q tel que discuté à la section 2.5.1.1. Toutefois, les valeurs mesurées diffèrent légèrement de ceux reportées par Iranshahi *et al.* (2007). Ces auteurs ont rapporté une valeur de N_q constante de 0.21 pour un système à 4 chicanes sur une plage de Re de 20 à 100. Ces auteurs ont obtenu une valeur plus élevée que Devals *et al.* (2008) et que celles présentées dans le présent travail. Les différences entre les auteurs restent inexplicées.

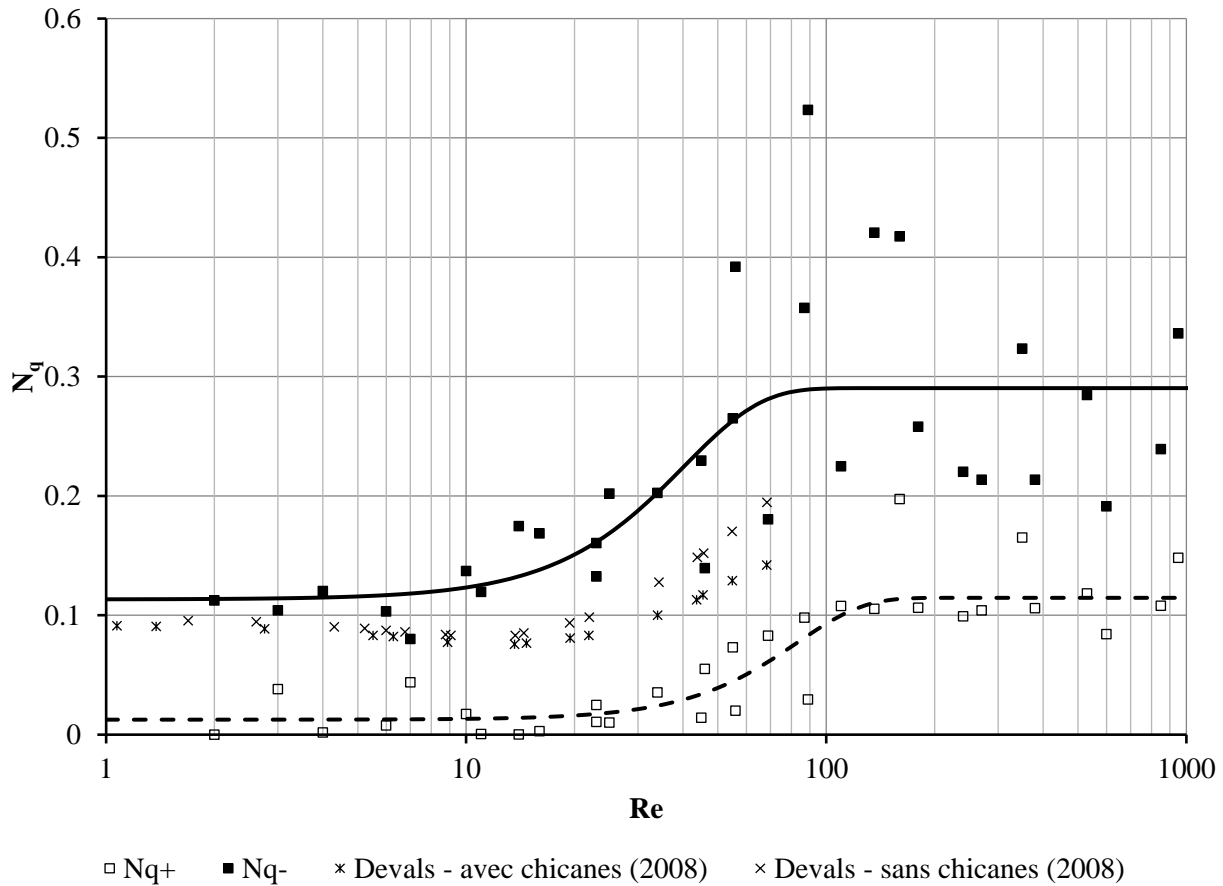


Figure 4.5: Nombre de pompage bidimensionnel pour un fluide newtonien en fonction de Re et comparaison avec les résultats numériques de Devals *et al.* (2008). La ligne pleine correspond à la courbe maîtresse de N_{q-} et la courbe pointillée correspond à la courbe maîtresse de N_{q+} .

À la fin de la transition entre les deux plateaux ($Re \approx 100$), un dépassement de la courbe maîtresse N_{q-} est observable. Ce dépassement peut s'expliquer par les champs de vitesse illustrés précédemment où un maximum relatif est observable à la Figure 4.4f. Ce point est un maximum local de la circulation axiale générée par le système de mélange. Le maximum semble être provoqué par la diminution de la dissipation visqueuse et l'augmentation de la dissipation d'énergie cinétique, ce qui expliquerait un minimum local des pertes globales et permettraient de maximiser la vitesse du fluide en ces conditions particulières. De plus, c'est approximativement à cette valeur de Re que la recirculation dans le bas de la cuve partiellement observable aux Figure 4.4(c) et (d) disparaît. Cela vient ajouter à l'hypothèse d'une diminution de la dissipation

d'énergie à l'échelle visible et pourrait également contribuer indirectement au maximum local des vitesses observé.

CHAPITRE 5 DISCUSSION GÉNÉRALE

La performance du mélangeur Maxblend a été étudiée expérimentalement en milieu newtonien et non-newtonien à l'intérieur des régimes laminaire et de transition. La consommation de puissance a été mesurée avec des fluides viscoélastiques rhéofluidifiant et il a été illustré que celle-ci est inférieure à la valeur newtonienne généralisée, toutefois en corrigeant la viscosité non-newtonienne à l'aide de la méthode de Metzner et Otto, il a été observé que l'élasticité cause une augmentation de la puissance en régime de transition.

Les champs de vitesse obtenus par la PIV ont illustré un impact important de la rhéologie sur l'hydrodynamique du Maxblend. Tout d'abord, un fluide inélastique très rhéofluidifiant a permis de démontrer une dégradation importante de la performance du Maxblend par la formation de deux zones ségréguées en régime laminaire. De telles zones n'ont jamais été illustrées auparavant avec un système d'agitation Maxblend. Une augmentation du régime avec ce même fluide non-newtonien permet de briser la frontière entre les deux zones ségréguées et un patron d'écoulement global est alors généré. Il est important d'opérer le système à une valeur moyenne du taux de cisaillement plus élevée que celle donnée par l'inverse du temps de relaxation du modèle rhéologique de Carreau-Yasuda, ou si c'est possible d'opérer dans un régime dominé par l'inertie. L'utilisation d'un fluide modèle de Carreau-Yasuda fortement rhéofluidifiant et transparent a permis l'utilisation de la vélocimétrie laser dans un Maxblend pour la première fois en régime laminaire. Les mesures de la projection du champ de vitesse ont permis d'illustrer la variation de la taille et de la position des zones ségréguées en fonction de la rhéologie du fluide de Carreau-Yasuda.

L'utilisation de CMC dans ce travail a nécessité l'ajout de glucose afin de rendre celle-ci suffisamment transparente et claire pour être utilisée comme fluide modèle avec la vélocimétrie laser. Les solutions concentrées en CMC ne peuvent pas être utilisées directement car leur caractère laiteux diffuse trop la lumière et ne permet pas d'obtenir une image suffisamment claire avec la PIV. Avec le fluide modèle créé, l'utilisation de la vélocimétrie laser a permis d'étudier l'hydrodynamique et d'observer que le mouvement axial est fortement réduit par l'élasticité dans un système Maxblend. Aussi, l'amplitude des vitesses est inférieure aux valeurs obtenues avec les fluides newtoniens. À bas Reynolds, une région était visible sur les champs de vitesse où la vitesse chutait vers zéro à la limite de celle-ci. L'augmentation de la vitesse de rotation de

l'agitateur ne permet pas d'améliorer significativement la performance de l'agitateur puisque l'élasticité gêne le mouvement du fluide dans le bas de la cuve où celui-ci ressemble à une rotation solide.

L'évaluation du nombre de pompage à partir des résultats de PIV 2D avec des fluides newtoniens a permis de constater qu'un premier plateau est observable en régime laminaire pour $Re < 10$. Ensuite, la valeur de N_q augmente vers un autre plateau qu'elle atteint pour $Re > 100$. Deux plateaux du nombre de pompage ont été mesurés, soit un en régime laminaire pour $Re < 10$ et un en régime de transition pour $Re < 100$. Avant d'atteindre le second plateau, il y a un léger dépassement, observé par les projections du champ de vitesse et par l'enveloppe sur le nombre de pompage. Ce maximum local semble provenir d'un optimum opératif entre la dissipation d'énergie cinétique et la dissipation visqueuse.

La performance du Maxblend a également été commentée dans ce travail par le fait que sa performance demeure acceptable avec les fluides non-idéaux manipulés. La bonne uniformité du cisaillement généré par l'agitateur permet d'atteindre des performances raisonnables avec des fluides rhéologiquement complexes. Une telle performance n'est pas atteignable avec des agitateurs comme les turbines Rushton, qui centralisent leur action dans une très petite région et qui occasionnent la formation de zones ségréguées pour des fluides non-newtoniens avec un indice de loi de puissance plutôt grand ($n > 0.3$). Dans le cas de fluides élastiques, les rubans hélicoïdaux ne performant pas mieux que le Maxblend. Les rubans provoquent une rotation solide dans l'ensemble de la cuve, tandis que celle observée avec le Maxblend était seulement présente au bas de la cuve. Toutefois, avec le Maxblend, un renversement du champ de vitesse était observable avec le fluide viscoélastique.

Des mesures de la projection du champ de vitesse ont été tentées avec des solutions élastiques à viscosité constante à base de polyacrylamide (PAA), toutefois les mesures rhéologiques de ce fluide ont démontré que son comportement était très difficile à prédire. Les données de viscosité laissent croire à de fortes hétérogénéités dans les solutions et/ou à des interactions moléculaires entre les solvants et la molécule de PAA électriquement chargée. Ainsi, ces résultats ont été mis de côté suite à des tendances et des observations irréconciliables.

CHAPITRE 6 CONCLUSION

L'objectif de ce travail était d'examiner expérimentalement avec la PIV l'effet de la rhéologie sur l'hydrodynamique dans un mélangeur Maxblend. Pour ce faire, des solutions de glucose ont été utilisées comme fluide newtonien, des solutions de Stéol chargées en sel ont été utilisées comme fluide fortement rhéofluidifiant et une solution de 1 % massique de CMC et de 60 % massique de glucose a été utilisée comme fluide viscoélastique. Des mesures de champs de vitesse et de puissance en milieu newtonien et viscoélastique ont permis de tirer des liens entre les comportements rhéologiques modèles et l'hydrodynamique du Maxblend. De plus, une étude du nombre de pompage, calculé à partir de la projection du champ de vitesse, a été réalisée en milieu newtonien.

La rhéologie a un grand effet sur la performance de l'agitateur. Des dégradations de performance ont été observées à l'aide des champs de vitesse et ces pertes de performance sont causées par les comportements non-newtoniens et/ou élastiques. Les dégradations ont été observées par les aspects suivants : apparition de zones ségréguées, diminution du mouvement axial et réduction de l'amplitude des vitesses. De plus, l'élasticité a provoqué une augmentation de la consommation de puissance en régime de transition.

La présente étude a permis de mieux élucider les effets d'une rhéologie complexe sur l'hydrodynamique du mélangeur Maxblend. Par l'observation de dégradations importantes de performance dans les champs de vitesses et par la constatation d'augmentations de consommation de puissance, une lumière a été jetée sur l'effet que peut avoir un fluide rhéologiquement complexe sur la performance d'un système d'agitation industriel. Quoique le Maxblend offre une performance supérieure aux autres systèmes d'agitations dans sa plage d'opérabilité, il possède comme tout agitateur ses limites face à la rhéologie qu'il peut traiter efficacement avant de voir sa performance se détériorer.

Bref, les fluides complexes présents dans l'industrie rendent l'opération de mélange laborieuse et compliquée. Ce travail a permis d'ouvrir la porte de cette problématique en utilisant la PIV pour étudier l'effet de l'élasticité et d'une rhéofluidifiante extrême sur l'hydrodynamique du Maxblend en régime laminaire et de transition.

Plusieurs avenues de recherches demeurent encore inexploitées et il reste beaucoup de travail à faire pour mieux comprendre le comportement des fluides de rhéologie complexe dans les

systemes de mélange. Quant à ce travail, la suite logique serait de poursuivre l'étude et l'analyse avec des fluides élastique à viscosité constante pour mieux élucider l'effet de la composante élastique de la rhéologie des fluides rhéologiquement complexes. Des mesures de forces normales des fluides utilisés pourraient également apporter un aspect quantitatif important dans l'analyse de l'hydrodynamique afin de mieux comprendre l'impact de fluides rhéologiquement complexes sur l'hydrodynamique du Maxblend.

LISTE DE RÉFÉRENCES

- Alvarez, M.M., Zalc, J.M., Shinbot, T., Arratia, P.E. & Muzzio, F.J. (2002) Mechanisms of Mixing and Creation of Structure in Laminar Stirred Tanks. *AiChE Journal*. 48(10): 2135-2148.
- Aubin, J., Le Sauze, N., Bertrand, J., Fletcher, D.F. & Xuereb, C. (2004) PIV Measurements of Flow in an Aerated Tank Stirred by Down- and Up-pumping Axial Flow Impeller. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 28: 447-456.
- Ascanio, G., Foucault, S. & Tanguy, P.A. (2004) Time-Periodic Mixing of Shear-Thinning Fluids. *Chemical Engineering Research and Design*. 82: 1199-1203
- Ascanio, G., Yatomi, R., Zenit, R., Hidalgo-Millán, A., Palacios, C. & Tanguy, P.A. (2009) Visualisation of Flow Patterns with the Maxblend. Paper presented at the 8th World Congress of Chemical Engineering, Montréal, Canada.
- Bakker A. & Gates L.E. (1995) Viscous Mixing. *Chemical Engineering Progress*. 91(12): 25-34.
- Bakker, A., Myers, K.J., Ward, R.W. & Lee, C.K. (1996) The Laminar and Turbulent Flow Pattern of a Pitched Blade Turbine. *ICHEME*. 74:485-491.
- Baldi, S. & Yianneskis, M. (2004) On the Quantification of Energy Dissipation in the Impeller Stream of a Stirred Vessel from Fluctuating Velocity Gradient Measurements. *Chemical Engineering Science*. 59: 2659-2671.
- F. Bertrand, *Mécanique des fluides appliquée*, 3^e édition, Canada: Presses Internationales de Polytechnique, 2005.
- Bird, R.B., Stewart, W.E. & Lightfoot, E.N., *Transport Phenomena*, Second Edition, USA: John Wiley & Sons, 2007.
- Boger, D. & Nguyen, H. (1978) A Model Viscoelastic Fluid. *Polymer Engineering and Science*. 18(13):1037-1043.
- Brito-De la Fuente, E., Mixing of Rheological Complex Fluids With Helical Ribbon and Helical Ribbon Screw Impellers, Ph.D. Thesis, Laval University, Quebec, Canada, 1992.
- Bugay, S., Escudié, R. & Liné, A. (2002) Experimental Analysis of Hydrodynamic in Axially Agitated Tank. *AiChE Journal*. 48 (3): 463-475.

- Cabaret, F., Bonnot, S., Fradette, L. & Tanguy, P.A. (2007) Mixing Time Analysis Using Colorimetric Methods and Image Processing. *Industrial and Engineering Chemistry Research*. 14: 5032-5042.
- Cabaret, F., Fradette, L. & Tanguy, P.A. (2008) New Turbine Impellers for Viscous Mixing. *Chemical Engineering and Technology*. 31(12): 1806-1815.
- Pierre J. Carreau, Daniel C.R. De Kee & Raj. P. Chhabra, *Rheology of Polymeric Systems*, First Edition, USA: Hansen, 1997.
- Carreau, P.J., Patterson, I. & Yap, C.Y. (1976) Mixing of Viscoelastic Fluids with Helical-Ribbon agitators I – Mixing Time and Flow Patterns. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*. 54: 135-142.
- Cavadas, A.S. & Pinho, F.T. (2004) Some Characteristics of Stirred Vessel Flows of Dilute Polymer Solutions Powered by a Hyperboloid Impeller. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*. 82: 289-302.
- Chavan, V.V., Arumugan, M. & Ulbrecht, J. (1975) On the Influence of Liquid Elasticity on Mixing in a Vessel Agitated by a Combined Ribbon-Screw Impeller. *AIChE Journal*. 21(3): 613-615.
- Chavan, V.V., Ulbrecht, J. (1973) Power Correlations for Close-Clearance Helical Impellers in Non-Newtonian Liquids. *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*. 12(4): 472-476.
- Chhabra, R.P. & Richardson, J.F., *Non-Newtonian Flow in the Process Industries*, Great Britain: Laser Words, 1999.
- Chhabra, R.P., Bouvier, L., Delaplace, G., Cuvelier, G., Domenek, S. & André, C. (2007) Determination of Mixing Times with Helical Ribbon Impeller for Non-Newtonian Viscous Fluids Using an Advanced Imaging Method. *Chemical Engineering Technology*. 12: 1686-1691.
- Choplin, L., Carreau, P.J. & Ait Kadi, A. (1983) Highly Elastic Constant Viscosity Fluids. *Polymer Engineering and Science*. 23(8): 459-464.

- Chung, K.H.K., Simmons, M.J.H & Barigou, M. (2009) Local Gas and Liquid Phase Velocity Measurement in a Miniature Stirred Vessel Using PIV Combined with a New Image Processing Algorithm. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 33: 743-753.
- Cox, W.P. & Merz, E.H. (1958) Correlation of Dynamic and Steady Flow Viscosities. *Journal of Polymer Science*. 28: 619-622.
- Denn, M.M. (2004) Fifty Years of Non-Newtonian Fluid Dynamics. *AIChE Journal*. 50: 2335-2345.
- Devals, C., Heniche, M., Takenaka, K. & Tanguy, P.A. (2007) CFD Analysis of Several Design Parameters Affecting the Performance of the Maxblend Impeller. *Computers & Chemical Engineering*. 32(8): 1831-1841.
- Dohi, N., Takahashi, T., Minekawa, K. & Kawase, Y. (2004) Power Consumption and Solid Suspension Performance of Large-scale Impellers in Gas-liquid-solid Three-phase Stirred Tank Reactors. *Chemical Engineering Journal*. 97:103-114.
- Doucet, L., Ascanio, G., Tanguy, P.A. (2005) Hydrodynamics Characterization of Rotor-Stator Mixer With Viscous Fluids. *Chemical Engineering Research & Design*, 83(A10): 1186-1195.
- Escudié, R. & Liné, A. (2003) Experimental Analysis of Hydrodynamics in a Radially Agitated Tank. *AIChE Journal*. 49(3): 585-603.
- Fradette, L., Thomé, G., Tanguy, P.A. & Takenaka, K. (2007) Power and Mixing Time Study Involving a Maxblend Impeller with Viscous Newtonian and Non-Newtonian Fluids. *ICHEME*. 85(A11): 1514-1523.
- Gabriele, A., Nienow, A.W. & Simmons, M.J.H. (2009) Use of Angle Resolved PIV to Estimate Local Specific Dissipation for Up- and Down-pumping Pitched Blade Agitators in a Stirred Tank. *Chemical Engineering Science*. 64: 126-143.
- Guida, A., Nienow, A.W. & Barigou, M. (2010) The Effects of the Azimuthal Position of the Measurement Plane on the Flow Parameters Determined by PIV within a Stirred Vessel. *Chemical Engineering Science*. 65: 2454-2463.

Guntzburger, Y., Fradette, L., Farhat, M., Heniche, M., Tanguy, P.A. & Takenaka, K. (2009) Effect of the Geometry on the Performance of the Maxblend Impeller with Viscous Newtonian Fluids. *Asia-Pacific Journal of Chemical Engineering*. 4: 528-536.

Hidalgo-Millán, A., Zenit, R., Palacios, C., Yatomi, R., Horiguchi, H., Tanguy, P.A. & Ascanio, G. (2012) On the Hydrodynamics Characterization of the Straight Maxblend Impeller with Newtonian Fluids. *Chemical Engineering Research & Design*. doi:10.1016/j.cherd.2012.01.006.

Hiruta, O., Yamamura, K., Takebe, H., Futamura, T., Inuma, K. & Tanaka, H. (1997) Application of Maxblend Fermentor for Microbial Processes. *Journal of Fermentation and Bioengineering*. 83(1):79-86.

Huchet, F., Liné, A. & Morchain, J. (2009) Evaluation of Local Kinetic Energy Dissipation Rate in the Impeller Stream of a Rushton Rurbine by Time-resolved PIV. *Chemical Engineering Science*. 87: 369-376.

Iranshahi, A., Heniche, M., Bertrand, F. & Tanguy, P.A. (2006) Numerical Investigation of the Mixing Efficiency of the Ekato Paravisc Impeller. *Chemical Engineering Science*. 61: 2609-2617.

Iranshahi, A., Devals, C., Heniche, M., Fradette, L., Tanguy, P.A. & Takenaka, K. (2007) Hydrodynamics Characterization of the Maxblend Impeller. *Chemical Engineering Science*. 62: 3641-3653.

Jahangiri, M., Golkar-Narenji, M.R., Montazerin, N. & Savarmand, S. (2001) Investigation of the Viscoelastic Effect on the Metzner and Otto Coefficient Through LDA Velocity Measurements. *Chinese Journal of Chemical Engineering*. 9(1): 77-83.

Kuratsu, M., Yatomi, R. & Satoh, H. (1995) Design of Versatile Reactors. *Chemical Equipment*. 8: 86-92.

Lamberto, D.J., Alvarez, M.M. & Muzzio, F.J. (1999) Experimental and Computational Investigation of the Laminar Flow Structure in a Stirred Tank. *Chemical Engineering Science*. 54: 919-942.

Loureiro, B.V., Mendes, P.R. & Azevedo, L.F.A. (2006) Taylor-Couette Instabilities in Flows of Newtonian and Power-Law Liquids in the Presence of Partial Annulus Obstruction. *Journal of Fluids Engineering*. 128: 42-54.

- Macias, E.R., Gonzalez, A., Manero, O., Gonzalez-Nunez, R., Soltero, J.F.A. & Attané, P. (2001) Flow Regimes of Dilute Surfactant Solutions. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*. 101: 149-171.
- Mansour, J. (2008) Shear Rates in Mixing of Viscoelastic Fluids by Helical Ribbon Impellers. *Iranian Polymer Journal*. 17(11):831-841.
- Mavros, P. (2001) Flow Visualization in Stirred Vessels A Review of Experimental Techniques. *Chemical Engineering Research and Design*. 79:113-127.
- Metzner, A.B. & Otto, R.E. (1957) Agitation of Non-Newtonian Fluids. *AIChE Journal*. 3(1): 3-10.
- Mishima, M. (1992) New Trend of Mixing Vessel. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 56: 131-137.
- Nagata, S., Nishikawa, M., Tada, H., Hirabayashi, H. & Gotoh, S. (1970) Power Consumption of Mixing Impellers in Bingham Plastic Liquids. *Journal of Chemical Engineering of Japan*. 3(2): 237-243.
- Oliver, D.R., Nienow, A.W., Mitson, R.J. & Terry, K. (1984) Power Consumption in the Mixing of Boger Fluids. *Chemical Engineering Research and Design*. 62: 123-127.
- Patrick Oswald, *Rhéophysique Ou comment coule la matière*, Première édition, Paris: Belin, 2005.
- Özcan-Taskin, N.G. & Nienow, A.W. (1995) Mixing Viscoelastic Fluides with ‘Axial Flow’ Impellers. *Trans IChem*. 49-56.
- Patel, D., Ein-Mozaffari, F. & Mehrvar, M. (2011) Improving the Dynamic Performance of Continuous-flow Mixing of Pseudoplastic Fluids Possessing Yield Stress Using Maxblend Impeller. *Chemical Engineering Research and Design*. 90(4): 514-523.
- E.L. Paul, V.A. Atiemo-Obeng et S.M. Kresta, *Handbook of Industrial Mixing : Science and Prattice*, 1ère edition, USA: John Wiley & Sons, 2004.
- Prud’Homme, R.K. & Shaqfeh, E. (1984) Effect of Elasticity on Mixing Torque Requirements for Rushton Turbine Impellers. *AIChE Journal*. 30(3): 485-486.

Raffel, M., Willert, C.E., Wereley, S.T. & Kompenhans, J. (2007) *Particle Image Velocimetry*. (2e ed.) Berlin, Germany: Springer.

Rashaida, A.A., Flow of a Non-Newtonian Bingham Plastic Fluid over a Rotating Disk. Ph.D. Thesis. University of Saskatchewan, Saskatchewan, Canada, 2005.

Rice, M., Hall, J., Papadakis, G. & Yianneskis, M. (2006) Investigation of laminar flow in a stirred vessel at low Reynolds numbers. *Chemical Engineering Science*. 61: 2762-2770.

Seyssiecq, I., Tolofoudyé, A., Desplanches, H., Gaston-Bonhomme, Y. (2003) Viscoelastic liquids in Stirred Vessels – Part 1: Power Consumption in Un-aerated Vessels. *Chemical Engineering & Technology*. 26(11): 1155-1165.

Sharp, K.V. & Adrian, R.J. (2001) PIV Study of Small-Scale Flow Structure around a Rushton Turbine. *Fluid Mechanics and Transport Phenomena*. 47(4): 766-778.

Shiang, A.H., Lin, J.C., Öztekin, A & Rockwell, D. (1997) Viscoelastic Flow around a Confined Circular Cylinder: Measurements Using High-image-density Particle Image Velocimetry. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*. 73: 29-49.

Smieszek, M. & Egbers, C. (2005) Flow Structures and Stability in Newtonian and Non-Newtonian Taylor-Couette Flow. *Journal of Physics: Conference Series*. 14: 72-77.

Solomon, J., Elson, T.P., Nienow, A.W. & Pace, G.W. (1981) Cavern Sizes in Agitated Fluids with Yield Stresses. *Chemical Engineering Communications*. 11(1): 143-164.

Takahashi, T., Tagawa, A., Atsumi, N., Dohi, N. & Kawase, Y. (2005) Liquid-Phase Mixing Time in Boiling Stirred Tank Reactors with Large Cross-Section Impellers. *Chemical Engineering and Processing*. 45: 303-311.

Wloka, M., Rehage, H., Flemming, H.-C. & Wingender, J. (2004) Rheological Properties of Viscoelastic Biofilm Extracellular Polymeric Substances and Comparison to the Behavior of Calcium Alginate Gels. *Colloid & Polymer Science*. 282: 1067-1076.

Youcefi, A., Anne-Archand, D., Boisson, H.C. & Sengelin, M. (1997) On the Influence of Liquid Elasticity on Mixing in a Vessel Agitated by a Two-Bladed Impeller. *Trans ASME*. 119: 616-622.

Yao, W., Mishima, M. & Takahashi, K. (2001) Numerical Investigation on Dispersive Mixing Characteristics of MAXBLEND and Double Helical Ribbons. *Chemical Engineering Journal*. 84: 565-571.

Yap, C.Y., Patterson, W.I & Carreau, P.J. (1979) Mixing with Helical Ribbon Agitators : Part III. Non-Newtonian Fluids. *AIChE Journal*. 25(3):516-521.

Yoon, J.-H. & Lee, S.-J. (2002) Direct Comparison of 2D PIV and Stereoscopic Measurements. *Measurement Science and Technology*. 13: 1631-1642.