

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
« HOUARI BOUMEDIENE »

FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du Diplôme de MAGISTER

EN : PHYSIQUE

Spécialité : Energétique et Mécanique des Fluides

Par : M^{elle} OUERDANE Fatma-Zohra

Sujet

*ETUDE D'UN FLUIDE NON-NEWTONIEN DANS UNE
CONTRACTION PLANE DE RAPPORT 4 :1*

Soutenu, le 08/06/2008, devant le jury composé de :

Mr- E.K SI-AHMED, Professeur, USTHB.

Président

Mr- M. MAHFOUD, Maître de Conférences, USTHB.

Directeur de Thèse

Mr- S. BENHADID, Professeur, USTHB.

Examineur

Mr- M. CHEREF, Maître de Conférences, Fac.Médecine/ALGER.

Examineur

Mr- A. BENZAOUI, Maître de Conférences, USTHB.

Examineur

Dédicaces

*Je dédie ce travail
À mes parents que Dieu me les garde,
À mes frères et sœurs,
À toute ma famille,
À mes amis*

Remerciements

Ce travail a été réalisé dans l'équipe de Rhéologie du Laboratoire de Mécanique des Fluides Théorique et Appliquée, à la Faculté de Physique de l'université des Sciences et Technologie Houari Boumedienne.

Je tiens à remercier en premier lieu mon directeur de thèse, Mohamed Mahfoud, pour m'avoir confié ce sujet aussi intéressant, faisant appel à des techniques expérimentales variées, et pour son encadrement, ainsi que pour sa disponibilité.

Je suis reconnaissante à Monsieur Salah Benhadid, Professeur à la Faculté de physique de l'USTHB, de m'avoir fait travailler au sein de son équipe et pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je remercie Monsieur EL.Kheider Si-Ahmed, Professeur à la Faculté de physique de l'USTHB, et Directeur du Laboratoire " L.M.F.T.A ", qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider le jury de cette thèse. Qu'il trouve en ces mots toute ma gratitude et mes profonds respects.

Mes vifs remerciements vont également à Monsieur Ahmed Benzaoui, Chef du département de Mécanique des fluides à la Faculté de physique de l'USTHB, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de juger ce travail.

C'est avec beaucoup de plaisir que j'exprime ici ma profonde gratitude à Monsieur Mustapha Cheref, Maître de Conférences à la Faculté de Médecine (Dergana), pour avoir accepté d'être membre du jury.

Je veux également remercier tous les collègues du Laboratoire de Mécanique des fluides que j'ai côtoyé et avec qui j'ai partagé beaucoup de choses sur les plans scientifiques et humains, je pense tout particulièrement à Zahia, Hamida, Mohamed, Moussa, Nerdjess et Assia qui par leur amitié ont rendu mon passage au Laboratoire un agréable souvenir. Un merci tout particulier à Nouzha Belarbi qui par son soutien m'a beaucoup aidé.

Je voudrais remercier Messieurs Lamari Ferhat et Djamel Semmam pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Enfin, un grand merci à mes parents et ma famille, plus particulièrement à mon frère Ismail, de m'avoir encouragée et soutenue.

Table des matières

Nomenclature

Introduction -----	1
---------------------------	----------

Chapitre I : Notions de rhéologie et revue bibliographique

I.1 Introduction -----	3
I.2 Notions fondamentales de rhéologie -----	3
I.2.1 Qu'est ce qu'un fluide complexe ?-----	3
I.2.2 Taux de déformation et vitesse de cisaillement-----	3
I.2.3 Viscosité-----	4
I.2.3.a Viscosité dynamique ou apparente-----	4
I.2.3.b Viscosité élongationnelle-----	5
I.2.4 Résistance à l'étirement-----	6
I.2.5 Effets élastiques-----	7
I.2.6 Contraintes normales-----	9
I.2.7 Temps de relaxation-----	11
I.2.8 Nombres adimensionnels-----	12
I.2.8.a Nombre de Weissenberg-----	12
I.2.8.b Nombre de Déborah-----	12
I.2.9 Quelques exemples de comportements non-newtoniens-----	13
I.2.9.a Fluides pseudo-plastiques (rhéofluidifiants)-----	13
I.2.9.b Fluides dilatants (rhéoépaississants)-----	13
I.2.9.c Fluides rhéoplastiques (viscoplastiques)-----	15
I.2.10 Fluides viscoélastiques-----	17
I.3 Exemples d'études -----	20
I.4 Conclusion -----	27

Chapitre II : Descriptions des dispositifs expérimentaux utilisés

II.1 Moyens de caractérisation rhéologique -----	28
II.1.1 Viscosimètre à cylindres coaxiaux de type « Couette »-----	28
II.1.2 Viscosimètre « Low Shear 40 »-----	29
II.1.3 Viscosimètre capillaire-----	31
II.2 Mesures des vitesses et de leurs fluctuations -----	32
II.2.1 Principe de mesure de la vitesse par Vélocimétrie Laser-----	32
II.2.2 Détermination du signe de la vitesse-----	37
II.2.3 Acquisition et traitement du signal-----	39
II.2.4 Eléments et caractéristiques de la chaîne Laser utilisée-----	40
II.3 Description générale de la boucle d'expérimentation -----	42
II.3.1 Description des éléments de la boucle hydraulique-----	44
II.3.2 Veine de mesures-----	45
II.3.3 Mesures du débit et des pressions-----	46

Chapitre III : Caractérisation et modélisation rhéologiques:

III.1	Introduction	47
III.2	Fluides utilisés	48
III.2.1	Fluide newtonien	48
III.2.2	Fluide viscoélastique	48
III.3	Caractérisation rhéologique des fluides utilisés	49
III.3.1	Préparation des solutions	49
III.3.2	Influence de la concentration	50
III.3.3	Influence du système de mesure	51
III.3.4	Influence de la température	53
III.4	Modélisation rhéologique	56
III.5	Conclusion	64

Chapitre IV : Profils des vitesses et pertes de charge

IV.1	Etude locale : profils des vitesses	66
IV.1.1	Etude de l'effet d'élongation	72
IV.1.2	Effet de la relaxation sur l'écoulement aval	76
IV.1.3	Etude dans le sens longitudinal	78
IV.1.4	Etude dans des plans transversaux	84
IV.2	Etude globale : pertes de charge	87
IV.3	Conclusion :	94

Conclusion générale	95
Références bibliographiques	97

Nomenclature

Lettres latines :

c	Célérité de la lumière dans le vide	m/s
C	Concentration de la solution	%
e	Epaisseur de la plaque	m
d	Diamètre des faisceaux laser dans la zone de focalisation	m
d_f	Diamètre d'un faisceau incident avant focalisation	m
D_H	Diamètre hydraulique	m
D	Diamètre de la conduite circulaire	m
De	Nombre de Deborah	
F	Distance focale des lentilles	m
f_B	Fréquence de Bragg	Hz
f_d	Fréquence Doppler due à une source laser	Hz
f_D	Fréquence Doppler	Hz
f_0	Fréquence incidente	Hz
G_0	Module élastique du ressort	Pa
$G'(\omega)$	Module élastique ou de conservation	Pa
$G''(\omega)$	Module visqueux ou de perte de charge	Pa
H, h	Demi-hauteur amont et aval de la contraction	m
i	Interfrange	m
k	Indice de consistance du fluide non-newtonien	
L	Longueur de la conduite	m
n	Indice de structure du fluide non-newtonien	
N_1, N_2	Première et seconde coefficients des contraintes normales	Pa
Q_v	Débit volumique	m ³ /s
Re	Nombre de Reynolds	
R_1, R_2	Rayon intérieur et extérieur des cylindres coaxiaux	m
T	Température du fluide	°C
Tu_y, Tu_z	Taux des fluctuations respectivement des composantes V_y et V_z	%
u	Déplacement de la plaque	m
V_H, V_h	Vitesse débitante en amont et en aval de la contraction	m/s
V_y	Composante transversale de la vitesse suivant oy	m/s
V_z	Composante longitudinale ou axiale de la vitesse suivant oz	m/s
$\mathcal{V}$	Volume de mesure	m ³
$\vec{V}$	Vecteur vitesse de la particule fluide	m/s
V_0	Vitesse tangentielle	m/s
$\overline{V_y}, \overline{V_z}$	Les valeurs moyennes temporelles de V_y et V_z	m/s
V_{def}	Le module de la vitesse de défilement	m/s
v_y', v_z'	Parties fluctuantes respectivement des composantes V_y et V_z	m/s
y^*, z^*	Coordonnées réduites $y^*=y/h, z^*=z/h$	
Δp	Pertes de pression sur une longueur L	Pa
We	Nombres de Weissenberg	

Lettres Grecques :

α	Coefficient appelé viscosité plastique	
β	Coefficient appelé viscosité plastique	
δ	Déphasage entre la déformation et la réponse en contrainte	rd
ε	Taux d'élongation unidirectionnel	s ⁻¹
γ	La déformation du matériau	
$\dot{\gamma}$	Taux de déformation ou vitesse de cisaillement	s ⁻¹
$\dot{\gamma}_p$	Vitesse de cisaillement à la paroi	s ⁻¹
η_a	Viscosité apparente de cisaillement du fluide	Pa.s
η_e	Viscosité élongationnelle du fluide	Pa.s
η_0	Viscosité aux faibles taux de cisaillement du fluide	Pa.s
η_∞	Viscosité aux forts taux de cisaillement du fluide	Pa.s
λ	Temps caractéristique de relaxation du fluide	s
λ_0	Longueur d'onde optique	m
θ	Angle entre les deux directions d'émission laser	rd
ρ	Masse volumique	Kg/m ³
τ	Contrainte de cisaillement	Pa
τ_c	Contrainte seuil	Pa
τ_p	Contrainte de cisaillement à la paroi	Pa
$\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{zz}$	Contraintes de cisaillement dans les trois directions	Pa
ν	Viscosité cinématique	m ² /s
ω	Vitesse de rotation	rd/s
ω_0	Vitesse de rotation du cylindre	rd/s
ξ	Coefficient des pertes de charge	
ψ_1, ψ_2	Fonctions viscométriques	

Introduction

Les fluides non-newtoniens ou complexes tiennent une place importante dans notre vie quotidienne. On les retrouve dans des secteurs aussi variés que l'agroalimentaire (yaourt, blanc d'œuf, mayonnaise, fromage), l'industrie pharmaceutique, la cosmétique, l'industrie pétrolière... Tous ces fluides ont des dynamiques d'écoulements fondamentalement différentes de celles, bien connues, des fluides newtoniens (eau, huile).

Bon nombre de ces fluides se situe entre deux limites extrêmes : la limite élastique et la limite visqueuse. Ils prennent alors la dénomination de ''fluides viscoélastiques''. Ces fluides posent de nombreux problèmes sous écoulement. De plus, les conduites dans lesquelles s'écoulent ces fluides non-newtoniens présentent souvent des singularités diverses. Parmi ces singularités, la contraction brusque est un cas couramment rencontré. La connaissance précise de ces écoulements, qu'il s'agisse de mieux comprendre certains phénomènes (relaxation, élongation...) ou d'assurer la maîtrise et le contrôle des processus (pertes de charge), est un intérêt capital.

Ainsi, depuis maintenant une vingtaine d'années, des recherches ont été menées dans ce sens. Cependant, en raison de la complexité de ces fluides, il reste beaucoup à faire si l'on veut connaître et surtout comprendre tous les phénomènes générés par les écoulements de ces fluides viscoélastiques.

Les fluides polymériques (polymère dilué dans un solvant) constituent une part très importante des fluides non-newtoniens et qu'on peut jouer sur leurs propriétés de manière simple, en changeant la concentration ou les propriétés des polymères ajoutés au solvant.

Dans le présent travail, pour une solution polymérique donnée (polyacrylamide + eau) de nature viscoélastique, notre étude expérimentale consiste à déterminer la dynamique de l'écoulement d'un fluide viscoélastique. La configuration retenue est celle d'un écoulement en contraction brusque de section rectangulaire et de rapport 4 : 1. Cette étude comprend les mesures des profils des vitesses et des pertes de charge générées.

Le travail effectué est organisé de la façon suivante:

Dans le premier chapitre, nous exposons quelques généralités sur les fluides complexes, avec quelques comportements rhéologiques fondamentaux et les modèles rhéologiques les plus utilisés. Nous faisons ensuite une brève revue bibliographique des écoulements des fluides viscoélastiques à travers des contractions.

Le second chapitre est consacré aux différents protocoles et montages expérimentaux employés au cours de cette étude. Il débute par une courte présentation du viscosimètre utilisé. Le principe de la vélocimétrie laser à effet Doppler est plus particulièrement développé. Nous terminons par la description de la boucle d'expérimentation et ses moyens de mesure.

Le troisième chapitre fait l'objet de la caractérisation rhéologique des solutions viscoélastiques utilisées à diverses concentrations. Cette caractérisation est basée sur l'étude viscosimétrique, caractérisée par un cisaillement simple entre deux cylindres coaxiaux. Nous étudions l'évolution de la viscosité en fonction, de la concentration, de la température et du taux de cisaillement. Nous terminons le chapitre par la modélisation rhéologique des solutions et la présentation des deux modèles les mieux adaptés aux comportements de nos solutions viscoélastiques.

Le dernier chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus localement et globalement par des mesures des profils des vitesses par la vélocimétrie laser LDV et les pertes de charge régulières et singulières pour les deux fluides utilisés : fluide newtonien et le fluide non-newtonien. Ces résultats permettent la détermination de la structure des écoulements et la comparaison entre le fluide non-newtonien et sa référence newtonienne.

Dans la conclusion générale nous présentons les principaux résultats de ces travaux et les perspectives de ce travail, en soulignant les expériences futures qui devraient être réalisées.

Chapitre I : Notions de rhéologie et revue bibliographique

I.1 Introduction

La rhéologie est une nouvelle science qui a été inventé par le professeur Bingham et signifie l'étude de la déformation et de l'écoulement de la matière. Elle est née dans les années 1930 pour pallier à l'impuissance de la théorie de l'élasticité et de la mécanique des fluides à décrire les propriétés de matériaux intermédiaires entre solide et liquide (fluides complexes ou non-newtoniens). Rapidement, cette technique a révélé une richesse de comportements et une phénoménologie passionnante d'un point de vue fondamental.

Nous présentons, dans ce chapitre, les principales grandeurs et notions de base en rhéologie nécessaires à la présentation des comportements complexes des fluides non-newtoniens ainsi que les lois de comportement auxquelles elles ont conduit. Une recherche bibliographique sur la structure d'écoulement d'un fluide viscoélastique par contractions brusques est également présentée.

I.2 Notions fondamentales de rhéologie

I.2.1 Qu'est ce qu'un fluide complexe ?

On appelle fluide complexe un fluide possédant une structure interne de taille caractéristique mésoscopique, c'est-à-dire intermédiaire entre l'échelle moléculaire et la taille de l'échantillon. Cette mésostructure confère aux fluides complexes des propriétés intermédiaires entre celles du liquide simple et du solide élastique [1]. Les propriétés d'écoulement particulières des fluides complexes ont conduit à des applications dans de nombreux domaines industriels tels que cosmétique, agroalimentaire, industrie pétrolière.....

I.2.2 Taux de déformation et vitesse de cisaillement

Dans un mouvement laminaire de cisaillement, supposons que l'un des plans soit animé d'une vitesse V_0 alors que l'autre plan reste immobile comme le montre la figure I.1. La vitesse du fluide varie en fonction de la distance entre les deux plans (on appelle cette distance « entrefer » ou « gap ») : la vitesse du liquide est nulle au niveau du plan fixe et vaut V_0 au niveau du plan mobile. Entre les deux, la vitesse des couches augmente avec la distance au plan fixe.

Considérons un élément de volume infinitésimal situé à l'instant $t = 0$ à l'abscisse z , à une distance y du plan fixe. A un instant t ultérieur, ce volume aura parcouru la distance $u(y, t)$ dans la direction y . A une distance $y+dy$, cette distance vaudra $u(y + dy, t)$.

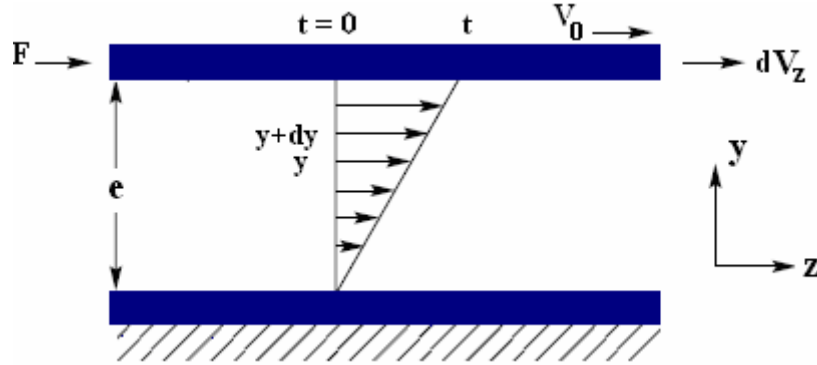


Figure I.1 : Mouvement laminaire de cisaillement plan.

On définit le taux de déformation comme une vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$ par la relation :

$$\dot{\gamma} = \frac{\partial V_z}{\partial y} \quad (I.1)$$

où la vitesse V_z s'écrit :

$$V_z = \frac{\partial u(y, t)}{\partial t} \quad (I.2)$$

I.2.3 Viscosité

I.2.3.a Viscosité dynamique ou apparente

La viscosité est un paramètre très important pour la caractérisation des fluides. Elle est définie comme étant le coefficient de proportionnalité entre la contrainte de cisaillement et le taux de variation locale de vitesse, ceci signifie que dans le cas d'un écoulement simple, le frottement entre couches fluides, entraîne une résistance à l'avancement par unité de surface caractérisée par une contrainte τ proportionnelle à la vitesse locale de glissement des couches fluides les unes sur les autres :

$$\eta_a(\dot{\gamma}) = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (I.3)$$

appelée viscosité dynamique.

Cette viscosité est intrinsèquement liée au fluide et ne dépend pas du type d'écoulement considéré (Couette, Poiseuille,..). Si cette viscosité est constante, elle est appelée, viscosité newtonienne.

I.2.3.b Viscosité élongationnelle

La contrainte tangentielle définie ci-dessus n'est qu'un des coefficients du tenseur des contraintes, qui en possède neuf.

La décomposition du champ de vitesse se fait de la façon suivante :

$$\nabla \vec{V} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & \dot{\gamma} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I.4})$$

et le tenseur des contraintes :

$$\tau = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ 0 & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{I.5})$$

De manière générale, pour un fluide incompressible, un écoulement peut être considéré comme la superposition d'un écoulement de déformation pure ou d'élongation et d'un écoulement de rotation pure [2].

Dans le cas particulier du cisaillement simple de la figure I.2, la décomposition du tenseur des gradients de vitesse en une partie symétrique et une partie antisymétrique s'écrit :

$$\nabla \vec{V} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\dot{\gamma}}{2} \\ 0 & \frac{\dot{\gamma}}{2} & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\dot{\gamma}}{2} \\ 0 & -\frac{\dot{\gamma}}{2} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I.6})$$

où le premier terme est une élongation à 45° et le deuxième une rotation de la direction de l'écoulement.

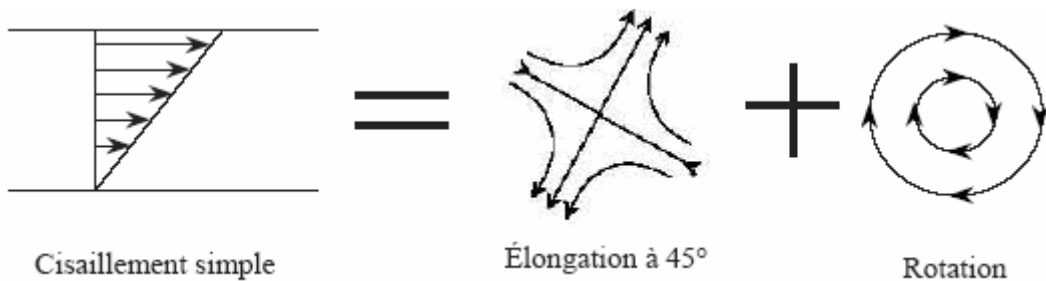


Figure I.2 : Décomposition d'un écoulement simple en une composante d'élongation et une composante de rotation

On définit la viscosité de cisaillement par :

$$\eta_a = \frac{\tau_{zy}}{\dot{\gamma}} \quad (1.7)$$

De même, on définit la viscosité élongationnelle η_e par :

$$\eta_e = \frac{\tau_{zz} - \tau_{yy}}{\varepsilon} \quad (1.8)$$

où $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement dans la direction transversale y

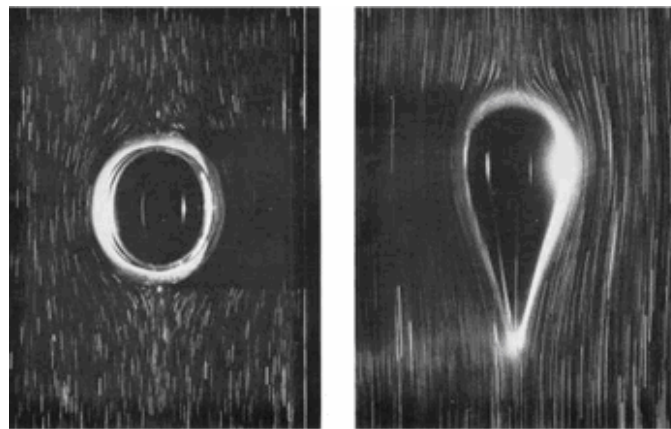
et ε est le taux d'élongation dans la direction longitudinale z

La viscosité élongationnelle η_e est difficile à mesurer. Pour un fluide incompressible newtonien caractérisé par une viscosité constante η , elle est égale à 3 fois la viscosité de cisaillement $\eta_e = 3\eta_a$. Trouton a introduit le rapport dit de Trouton défini par :

$$T_r = \frac{\eta_e}{\eta_a} = 3.$$

I.2.4 Résistance à l'étirement

La résistance bien plus forte à un étirement du fluide [3] que celle à laquelle on s'attendrait venant d'une viscosité de cisaillement est attribuée à une viscosité élongationnelle très grande bien qu'elle soit peut-être due, en fait, à un effet élastique. Cet effet rend les bulles d'air pointues à l'arrière lorsqu'elles montent dans un fluide non newtonien (shampooing) : la pointe convertit l'écoulement élongationnel en écoulement de cisaillement (figure I.3).



Fluide newtonien

Fluide non-newtonien

Figure I.3 : Ascension d'une bulle d'air pour un fluide newtonien et un fluide non-newtonien [3].

I.2.5 Effets élastiques

Les matériaux élastiques linéaires sont les matériaux les plus utilisés, que ce soit dans l'industrie ou dans la recherche. Sous une contrainte, un corps élastique se déforme proportionnellement à cette contrainte. La particularité des matériaux élastiques fait que, lorsque cette contrainte cesse, le corps reprend sa forme initiale.

On trouve de nombreux fluides élastiques dans l'industrie alimentaire. Une démonstration des effets élastiques dans les liquides est l'expérience du siphon ouvert dans laquelle on peut siphonner un liquide élastique d'un b cher à un autre sans utiliser un tuyau (figure I.4). Cela est dû à une forte viscosité élongationnelle qui induit une contrainte très forte au niveau du bec du b cher qui tire le fluide. Une autre expérience est celle de la détente élastique (la figure I.5). Un matériau, que l'on verse d'un récipient, peut être coupé à l'aide de ciseaux et remonte dans le récipient [3].

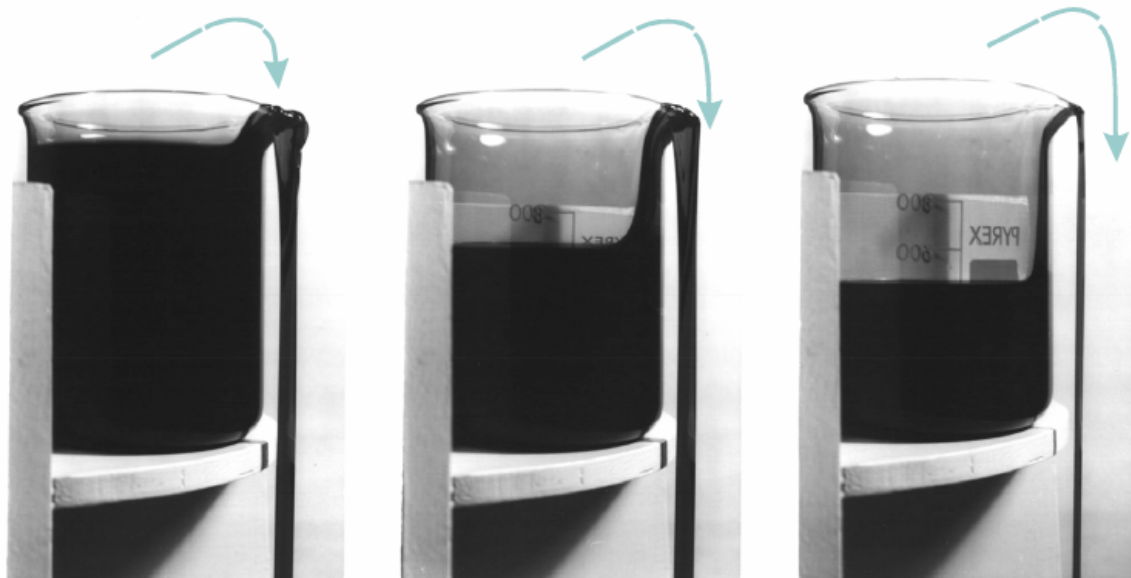


Figure I.4 : Siphon ouvert réalisé avec une solution aqueuse de 0,75% de Polyox WSR 301 [7].

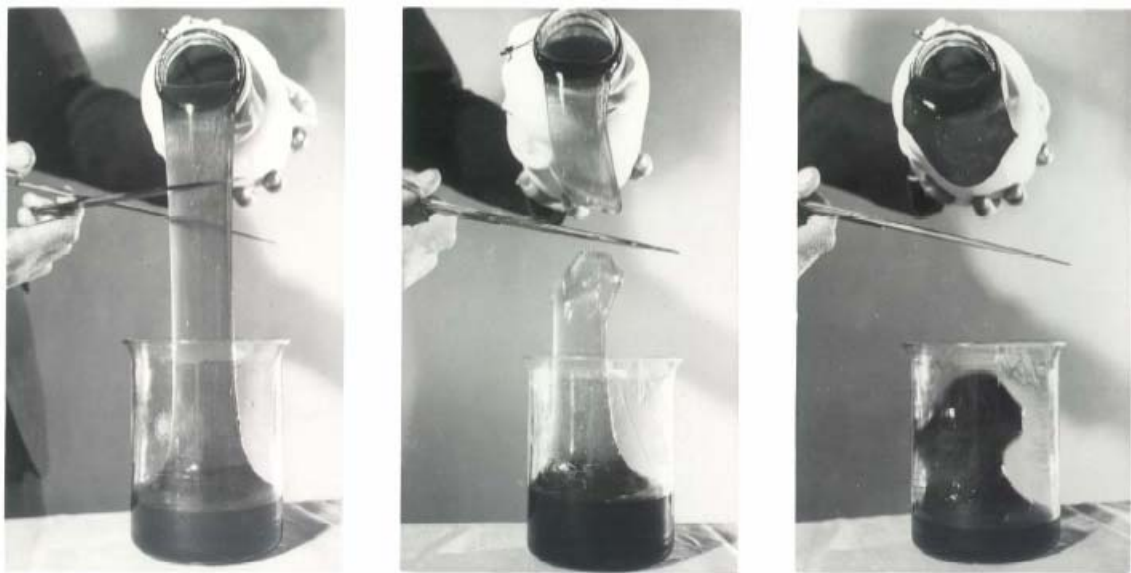


Figure I.5 : Détente élastique [7].

I.2.6 Contraintes normales

Dans un fluide newtonien en écoulement laminaire, il n'apparaît pas de contraintes normales à l'écoulement : les couches de liquides exercent les unes sur les autres des contraintes tangentielles afin de faire s'écouler le liquide, mais chaque contrainte exercée normalement par une couche sur une autre s'oppose à une réaction exactement égale.

En revanche, un fluide viscoélastique composé par exemple de chaînes de polymères flexibles possède des contraintes normales. La présence de ces contraintes normales est essentiellement due au caractère élastique que présentera de nombreuses solutions de polymères flexibles de haut poids moléculaire [4].

Pour une solution diluée de polymère et en absence de cisaillement, les chaînes de polymères se trouvent sous forme de pelote sphérique. Lorsque le polymère est soumis à une contrainte de cisaillement, la pelote se déforme et prend une forme ellipsoïdale (figure I.6). Ceci se traduit par des différences de contraintes normales non nulles. Ce phénomène est l'effet Weissenberg (voir figures I.7 et I.8). Cet effet est une manifestation très connue des fluides viscoélastiques. L'origine de cet effet est la présence des contraintes normales non nulles dans la direction perpendiculaire au cisaillement [5, 6]. Le fluide élastique remonte le long de l'axe d'un batteur rotatif alors qu'il y a creusement de la surface libre dans le cas d'un fluide newtonien à cause des forces centrifuges. Cela est dû à une tension le long des lignes de courant qui augmente lorsqu'on se rapproche du batteur et qui provoque la remontée du fluide le long de l'axe. Une autre expérience frappante de ce phénomène est celle du gonflement à l'extrusion d'un tube (voir figure I.9).

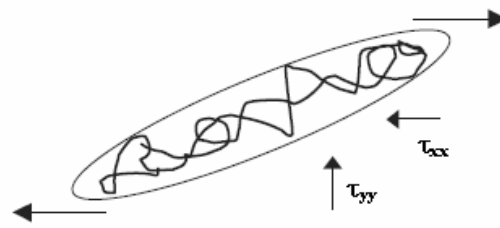
Ces contraintes normales se caractérisent par deux fonctions viscométriques ψ_1 et ψ_2 , qui sont des fonctions quadratiques de $\dot{\gamma}$, elles sont définies comme suit :

$$\begin{aligned}\psi_1 &= \tau_{zz} - \tau_{yy} = N_1(\dot{\gamma}) \cdot \dot{\gamma}^2 \\ \psi_2 &= \tau_{yy} - \tau_{xx} = N_2(\dot{\gamma}) \cdot \dot{\gamma}^2\end{aligned}\tag{I.9}$$

avec N_1 et N_2 sont respectivement le premier et le second coefficients de contraintes normales.



Au repos



Sous cisaillement

Figure I.6 : Déformation d'une chaîne de polymère flexible sous cisaillement.

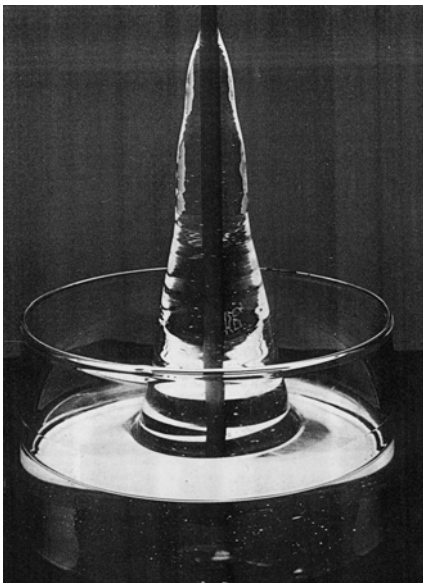


Figure I.7 : Effet Weissenberg [7].

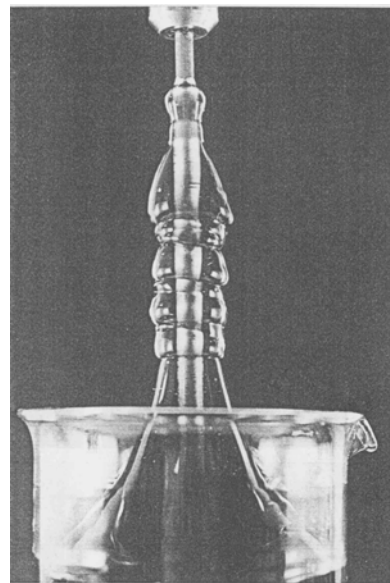


Figure I.8 : Instabilité de la remontée du liquide [7].

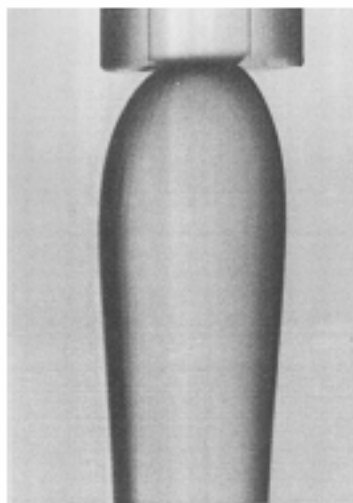


Figure I.9 : Gonflement à l'extrusion 2% de polyacrylamide [7].

Sur la figure I.10, on représente un comportement de N_1 en fonction du taux de cisaillement pour une solution de polyacrylamide AP-30 [8] ; on remarque que N_1 est non nul et varie fortement avec le taux de cisaillement. Dans notre étude nous ne pouvons pas mesurer ces contraintes parce que le rhéomètre utilisé ne permet pas ce type de mesure.

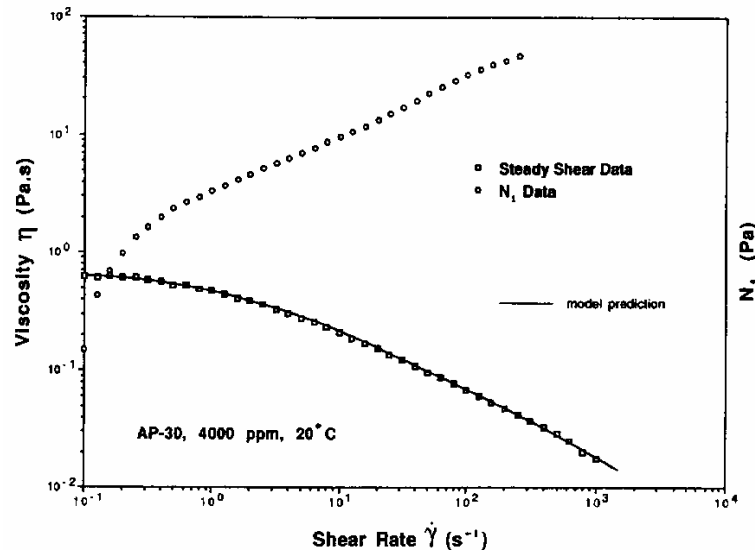


Figure I.10 : Allure typique de la contrainte normale N_1 en fonction du taux de cisaillement pour une solution de 0.4% de Polyacrylamide AP-30.

I.2.7 Temps de relaxation

C'est le temps nécessaire au fluide pour évoluer vers un état d'équilibre associé aux déformations ou contraintes qui lui sont imposées. Pour un fluide newtonien le temps de relaxation est nul, celui d'un solide est infini. En revanche, un matériau viscoélastique possède un temps de relaxation fini et non nul.

Les essais de relaxation et de fluage sont les deux techniques expérimentales qui permettent la détermination des propriétés de dépendance en temps, et le caractère élastique d'un matériau viscoélastique.

Pour ces deux essais, on soumet l'échantillon à une sollicitation instantanée, qui est maintenue constante, et l'on étudie son comportement dans les instants qui suivent.

I.2.8 Nombres adimensionnels

Les nombres adimensionnels caractérisant l'élasticité du fluide sont ceux de Weissenberg et de Déborah. Pour les fluides de type Maxwell, ces deux nombres sont proportionnels au temps de relaxation du fluide λ .

I.2.8.a Nombre de Weissenberg

Le nombre de Weissenberg quantifie, en écoulement de cisaillement simple, les forces d'élasticité par rapport aux forces de viscosité. Ce nombre est défini comme le rapport d'une différence de contraintes normales et d'une contrainte de cisaillement et il est lié directement au temps caractéristique du matériau.

$$We = \frac{\tau_{zz} - \tau_{yy}}{\tau_{zy}} \quad (I.10)$$

Par extension, le nombre de Weissenberg, symbolise en écoulement complexe le rapport entre le temps propre du matériau et le temps d'écoulement.

I.2.8.b Nombre de Déborah

Le nombre de Déborah est défini comme étant le rapport du temps caractéristique du fluide λ à un temps caractéristique de l'écoulement.

$$De = \frac{\text{temps caractéristique du fluide}}{\text{temps caractéristique de l'écoulement}} = \lambda \dot{\gamma} \quad (I.11)$$

Si $De \ll 1$, le temps caractéristique de l'écoulement est beaucoup plus grand que le temps caractéristique du fluide. Par conséquent, la structure du fluide a le temps de relaxer avant même de sentir les effets du cisaillement : il n'y aura pas d'interaction entre la structure et l'écoulement. C'est le cas des fluides purement visqueux.

Si $De \gg 1$ le matériau est pratiquement un solide.

Si $De \approx 1$ le matériau a un comportement viscoélastique et les propriétés d'élasticité et de viscosité se font sentir tout le long de l'écoulement.

I.2.9 Quelques exemples de comportements non-newtoniens

Les fluides indépendants du temps sont généralement décrits par leur viscosité lors d'un écoulement et se divisent en deux familles de fluides : les fluides newtoniens et les fluides non-newtoniens. Les fluides ayant un comportement newtonien ont une viscosité constante, comme par exemple l'eau. En revanche les solutions de polymères se comportent souvent comme des fluides non-newtoniens dont l'étude du comportement fait l'objet de la rhéologie.

On peut classer les fluides non-newtoniens indépendants du temps en plusieurs catégories.

I.2.9.a Fluides pseudo-plastiques (rhéofluidifiants)

Un fluide est rhéofluidifiant lorsque sa viscosité apparente diminue quand le taux de cisaillement croît. Autrement dit, plus l'agitation est importante, plus la viscosité est faible. Ce phénomène s'explique par des modifications de la structure du fluide entre les états de repos et d'écoulement. Au repos, l'ordre interne irrégulier de ces fluides provoque une résistance interne importante ce qui implique une viscosité élevée. À la suite de l'augmentation du taux de cisaillement, les particules en suspension se positionnent dans le sens de l'écoulement, d'où un meilleur glissement et donc une baisse de la viscosité. Les fluides reviennent à leur viscosité initiale (réversibilité) si l'effet de cisaillement s'arrête ou diminue.

Parmi les fluides pseudo-plastiques, on rencontre, par exemple : les solutions et les suspensions aqueuses concentrées (polymères, jus de fruits concentrés...), les pétroles, pâte à papier, colles, savon, certaines peintures, purées (de bananes, de pommes de terre), mayonnaise, sang humain, etc...

I.2.9.b Fluides dilatants (rhéoépaississants)

A l'inverse des fluides pseudo-plastiques, les fluides dilatants ont une viscosité apparente qui croît quand le taux de cisaillement augmente. Ce comportement, moins fréquent que celui des fluides pseudo-plastiques, se rencontre dans les suspensions fortement concentrées, dans lesquelles la phase liquide n'occupe pratiquement que les interstices entre les particules solides. On observe ce type de comportement, par exemple, avec des solutions aqueuses d'amidon.

Lois de comportement

Aucune équation mathématique ne peut prétendre décrire exactement et rigoureusement le comportement non-newtonien d'un fluide.

De nombreuses équations ont été proposées ; nous présentons ci-après les plus intéressantes [9] :

La loi de puissance :

C'est une loi à deux paramètres, proposée pour la première fois par Ostwald en 1925, et qui a pour expression :

$$\tau = k \cdot \dot{\gamma}^n \quad (\text{I.12})$$

où k est appelé la consistance du fluide et n est un indice de structure.

$$\text{La viscosité s'écrit alors : } \eta = k \cdot \dot{\gamma}^{(n-1)} \quad \begin{cases} n > 1: & \text{rhéoépaississant} \\ n = 0: & \text{newtonien} \\ 0 < n < 1: & \text{rhéofluidifiant} \end{cases}$$

En réalité un fluide n'est en général rhéofluidifiant ou rhéoépaississant que pour une certaine gamme du taux de cisaillement. Pour les faibles cisaillements, on observe souvent un comportement newtonien, avec un plateau de viscosité à une valeur η_0 appelé viscosité à cisaillement nul. Pour des cisaillements élevés, on observe aussi un plateau de viscosité de valeur η_∞ appelée viscosité à cisaillement infini. Il est clair que la "loi de puissance" ne peut rendre compte de l'existence de ces deux régions newtoniennes, mais seulement de la région intermédiaire, comme l'illustre la figure I.11. On s'est alors amené à utiliser des lois plus complexes faisant intervenir plus de deux paramètres. Parmi ces lois, nous citons la loi de Cross et de Carreau-Yasuda qu'on va définir dans le prochain chapitre.

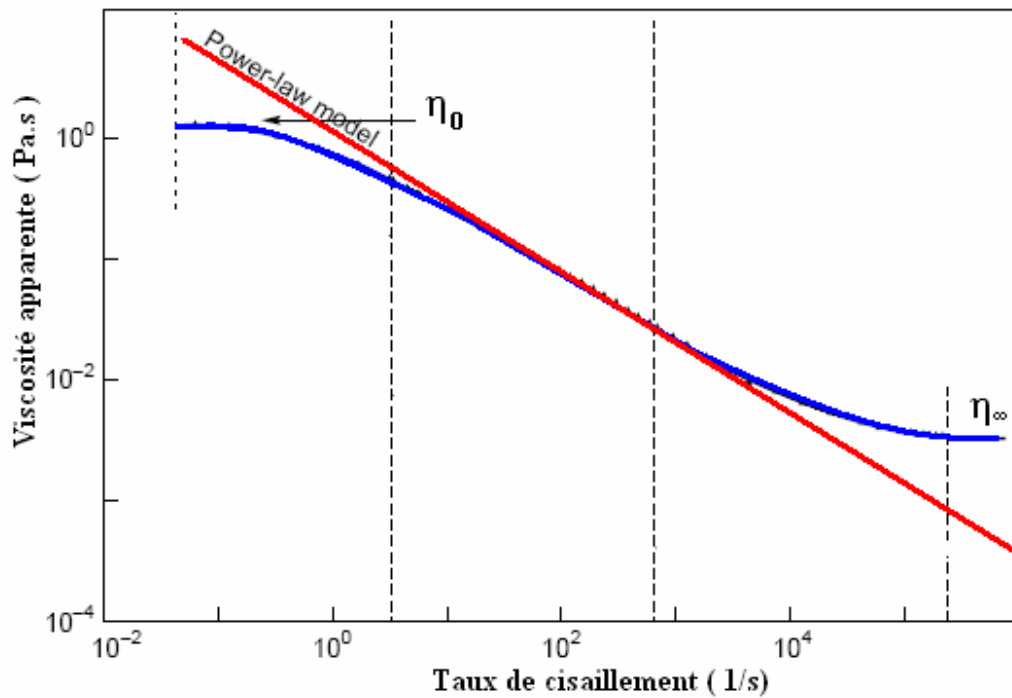


Figure I.11 : Allure typique des solutions de polymères rhéofluidifiantes.

I.2.9.c Fluides rhéoplastiques (viscoplastiques)

Avec les fluides rhéoplastiques, l'écoulement ne se produit qu'à partir d'un seuil minimal de contrainte τ_c , appelé *seuil de plasticité*, au-delà duquel on peut retrouver – suivant le fluide – les comportements newtoniens, pseudo-plastiques ou dilatants. Dans le cas de ces fluides, la courbe d'écoulement coupe l'ordonnée en un point définissant la *contrainte critique* τ_c . Dès que l'on dépasse cette contrainte, la structure se détruit complètement et le comportement du fluide devient newtonien. Dans cette catégorie de fluides, on peut citer, par exemple : les pâtes de fruits et de chocolat, les peintures à l'huile, les pommades, le dentifrice, etc...

On distingue deux types de fluides plastiques :

1) Les fluides de Bingham

Au delà du seuil d'écoulement τ_c , ils se comportent comme des fluides newtoniens [9] : toute augmentation de τ se traduit par une augmentation proportionnelle à $\dot{\gamma}$ (voir figure I.12). Il s'agit d'un comportement plastique idéal.

Leur équation rhéologique d'état s'écrit par conséquent :

$$\begin{cases} \dot{\gamma} = 0 & \text{pour } \tau < \tau_c \\ \tau = \tau_c + \alpha \cdot \dot{\gamma} & \text{pour } \tau > \tau_c \end{cases} \quad (\text{I.13})$$

avec τ_c : contrainte seuil

α : coefficient appelé viscosité plastique.

2) Les fluides de Casson

Contrairement au cas précédent, les fluides de Casson manifestent un comportement plastique non idéal qui se traduit par le fait que leur rhéogramme présente le plus souvent une concavité dirigée vers le bas (figure I.12). Il s'agit donc d'un comportement plastique fluidifiant.

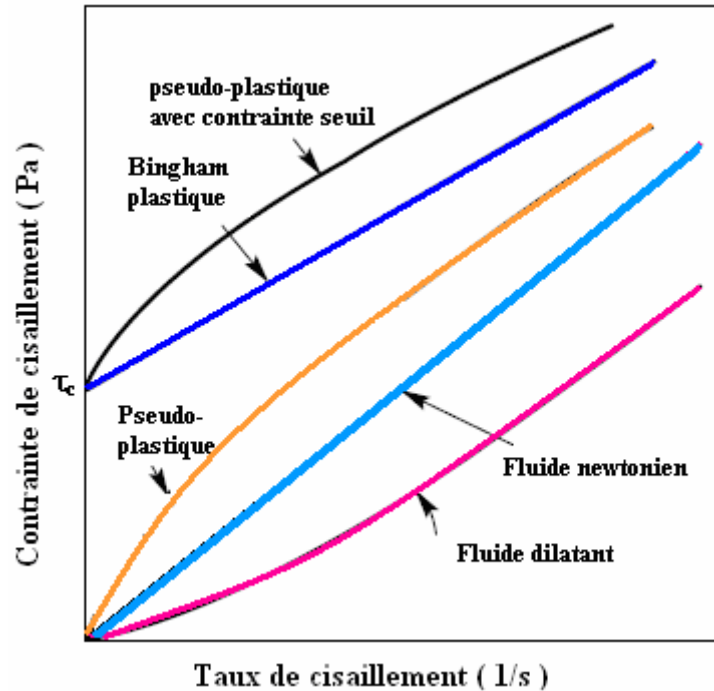
Pour d'écrire quantitativement un tel comportement, on utilise essentiellement deux lois :

Loi de Casson :

$$\begin{cases} \dot{\gamma} = 0 & \text{pour } \tau < \tau_c \\ \tau^{\frac{1}{2}} = \tau_c^{\frac{1}{2}} + (\beta \cdot \dot{\gamma})^{\frac{1}{2}} & \text{pour } \tau > \tau_c \end{cases} \quad (\text{I.14})$$

où β : une constante appelée également *viscosité plastique*.

Loi de type Herschel-Bulkley:
$$\begin{cases} \dot{\gamma} = 0 & \text{pour } \tau < \tau_c \\ \tau = \tau_c + k \cdot \dot{\gamma}^n & \text{pour } \tau > \tau_c \end{cases} \quad (\text{I.15})$$



La figure I.12 : Courbes de viscosité des fluides non-newtoniens indépendants du temps.

I.2.10 Fluides viscoélastiques

La frontière entre liquide et solide n'est pas toujours aussi évidente qu'on le croit. Il existe des substances au comportement intermédiaire entre celui d'un solide élastique parfait et celui d'un liquide visqueux newtonien ; ce sont les corps viscoélastiques [10].

Différentes techniques de mesures existent pour caractériser ces fluides. L'expérience de rhéologie linéaire en oscillation consiste à imposer au fluide étudié une déformation périodique autour de son état d'équilibre.

Supposons que l'on applique la déformation sinusoïdale de faible amplitude et de fréquence ω :

$$\gamma(t) = \gamma_0 \cdot \cos(\omega t) \quad (\text{I.16})$$

La contrainte τ_0 dans le matériau est proportionnelle à la déformation γ_0 et oscille à la même fréquence :

$$\tau(t) = \tau_0 \cdot \cos(\omega t + \delta(\omega)) \quad (\text{I.17})$$

En général, le déphasage $\delta(\omega)$ entre la déformation et la réponse en contrainte n'est pas nul. La réponse de la contrainte peut également s'écrire comme la somme d'un terme en phase et d'un terme en quadrature de phase avec la sollicitation :

$$\tau(t) = \tau_0 \cdot \cos(\omega t) \cos(\delta(\omega)) - \tau_0 \cdot \sin(\omega t) \sin(\delta(\omega)) \quad (\text{I.18})$$

Pour faciliter les calculs, on peut également utiliser le formalisme des nombres complexes. En utilisant la notation complexe $\gamma(t) = \gamma_0 e^{i\omega t}$ et $\tau(t) = \tau_0 e^{i(\omega t + \delta(\omega))}$, on définit donc le module de cisaillement complexe $G^*(\omega)$ tel que :

$$\tau(t) = G^*(\omega) \cdot \gamma(t) \quad (\text{I.19})$$

avec $G^* = G' + i \cdot G''$

où $G'(\omega)$ est le module élastique ou de conservation.

$G''(\omega)$ est le module visqueux ou de perte de charge.

Afin de décrire le comportement viscoélastique des fluides complexes, on utilise en rhéologie des modèles phénoménologiques basés sur l'association en série ou en parallèle de ressorts (solide élastique parfait) et de pistons (fluide visqueux).

Le modèle rhéologique le plus simple que l'on peut associer à la viscoélasticité est le modèle de Maxwell [11], qui relie linéairement la contrainte τ et sa première dérivée temporelle $\dot{\tau}$ au taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. C'est un modèle viscoélastique élémentaire qui permet de décrire un fluide essentiellement élastique aux temps courts et plutôt visqueux aux temps longs. Ce modèle est assimilé à un ressort de module élastique G_0 et un piston de viscosité η associés en série (figure I.13).

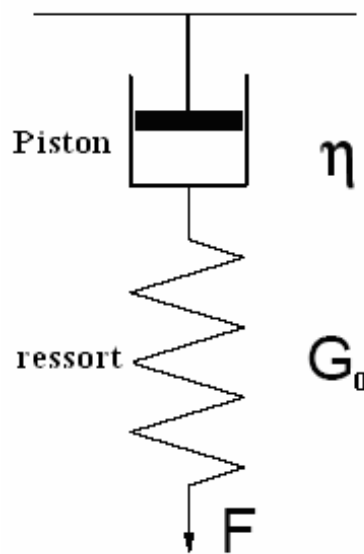


Figure I.13 : Représentation analogique d'une loi viscoélastique
modèle de Maxwell

L'équation rhéologique d'un solide élastique parfait (la loi de Hooke) s'écrit :

$$\tau = G_0 \cdot \gamma \quad (I.20)$$

La déformation totale appliquée au matériau est la somme des déformations de chacun des éléments, tandis que la contrainte est la même pour tous. L'équation rhéologique du modèle de Maxwell s'écrit alors :

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{G_0} \frac{d\tau}{dt} + \frac{\tau}{\eta} \quad (I.21)$$

Ce modèle décrit le comportement rhéologique de fluides et possède un temps unique de relaxation $\lambda = \frac{\eta}{G_0}$.

L'allure des modules élastique G' et visqueux G'' en fonction de la fréquence est représentée sur la figure I.14.a. On distingue clairement, sur cette figure, deux comportements suivant la fréquence de la déformation appliquée. Aux petites fréquences ($\omega < 1/\lambda$) le matériau se comporte essentiellement comme un fluide visqueux avec un module G'' croissant linéairement avec la fréquence ; son influence est alors dominante par rapport à celle du module élastique G' qui varie comme le carré de la fréquence. Aux fréquences supérieures à $1/\lambda$ le module élastique est pratiquement constant, et le module visqueux décroît avec la fréquence comme ω^{-1} . Dans ce domaine, le comportement du fluide se rapproche de celui d'un solide élastique.

La figure I.14.b représente le tracé du module visqueux G'' en fonction du module élastique G' . Cette représentation traduit la relation:

$$(G' - G_0/2)^2 + G''^2 = G_0^2/4 \quad (I.22)$$

qui est celle d'un cercle de rayon $G_0/2$. Cette représentation permet de déceler le caractère Maxwellien d'un fluide complexe.

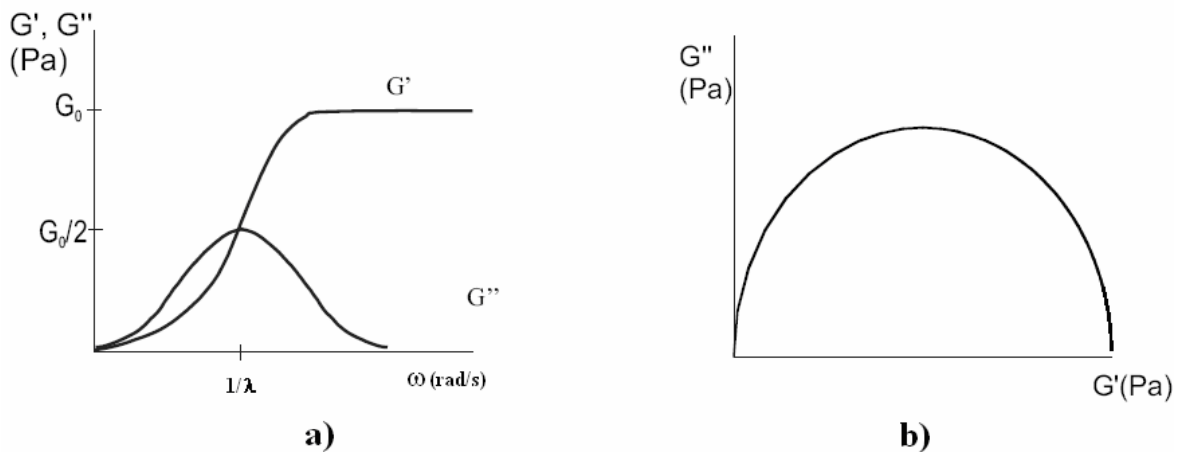


Figure I.14 : a) Représentation des modules G' et G'' en fonction de la fréquence.
b) G'' en fonction de G' .

I.3 Exemples d'études

Un des sujets le plus important dans l'étude des fluides non-newtoniens et qui avait d'une façon importante attiré l'attention de beaucoup de chercheurs de point de vue théorique, numérique et expérimentale est l'écoulement d'un fluide viscoélastique, et plus particulièrement des solutions de polymères, à travers des contractions brusques. L'écoulement de ces fluides induit des caractères non-newtoniens qui jouent un rôle crucial dans de nombreuses applications industrielles.

Dans cette revue bibliographique, nous avons porté notre intérêt sur une combinaison des prévisions numériques et expérimentales de l'écoulement d'un fluide non-newtonien et plus particulièrement un fluide viscoélastique à travers des contractions brusques.

Au cours des deux dernières décennies, une multitude d'études a été consacrée à l'amélioration des connaissances sur le comportement des fluides viscoélastiques dans des géométries complexes [12]. Dans ce contexte, la contraction brusque, plane ou axisymétrique, de rapport 4 :1 a été choisie en 1987 comme une configuration de référence [13] dans le cinquième international Workshop. Elle est choisie d'une part, parce qu'elle représente une configuration modèle pour tester les performances des modèles viscoélastiques et des méthodes numériques et, d'autre part, pour son intérêt dans les procédés industriels. Elle est ainsi devenue la configuration la plus largement étudiée en viscoélasticité pour plusieurs raisons, les plus importantes sont :

- la capacité et la simplicité de développer des effets spécifiquement viscoélastiques.
- dans l'industrie, elle impose une forte demande pour la compréhension et la modélisation des phénomènes induits par une singularité.
- l'écoulement par contraction brusque est considéré comme un écoulement mixte, car il offre les deux aspects de déformation : cisaillement et élongation.

L'observation et la compréhension de la zone de recirculation ou vortex, de l'écoulement des solutions de polymères et les polymères fondus par des contractions brusques ont fait l'objet de plusieurs recherches [14]. L'évolution de ces vortex, dans ces géométries complexes, a une forte influence sur la dynamique et la cinématique des écoulements viscoélastiques.

En 1957, Tordella est le premier qui a observé la présence des vortex élastiques à travers une contraction brusque. Plus tard, plusieurs chercheurs ont étudié plusieurs aspects de ces vortex élastiques en utilisant différents types de polymères.

En 1987, Marchal et al. [15] ont modélisé par la méthode des éléments finis l'écoulement d'un fluide d'Oldroyd-B à travers une contraction brusque de rapport 4: 1. Cette méthode numérique a permis d'atteindre des valeurs plus élevées du nombre de Weissenberg (d'ordre 50), ce qui n'est pas le cas pour les autres études. Ils constatent un vortex appréciable, dans le coin de la contraction provoqué par l'élasticité du fluide, de taille comparable aux observations de Nguyen et al. [16]. Leurs résultats étaient aussi confirmés par Debbaut et al. [17].

Dans ses travaux, Debbaut [18] a étudié les conséquences du modèle du fluide d'Oldroyd-B modifié à deux temps de relaxation sur la croissance du vortex en amont de la contraction brusque. Ce modèle a été employé en raison de ses fortes propriétés élongationnelles à faibles taux d'élongation. Il a également étudié le modèle de Phan-Thien-Tanner (MPTT) sur l'activité du vortex (figure I.15).

Dans cette étude la résolution numérique, par éléments finis, a montré que la taille des vortex dans le coin de la contraction, par le modèle d'Oldroyd-B, est plus grande par rapport au modèle de Phan-Thien-Tanner. L'auteur a montré que cette diminution de la taille du vortex est dûe probablement à la seconde différence de contraintes normales (effet élastique) qui n'est pas nulle dans le modèle de Phan-Thien-Tanner. Cette étude montre surtout que les effets élastiques contribuent à faire diminuer la taille des tourbillons et que le choix de la loi de comportement est fondamental dans une simulation numérique.

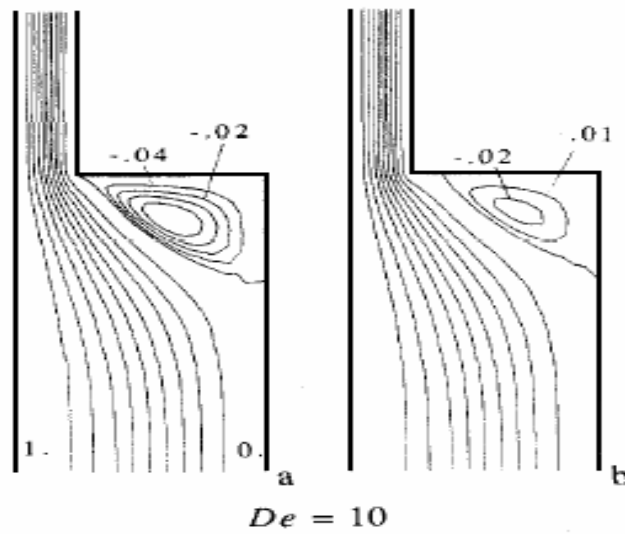


Figure I.15 : Lignes de courant obtenues à $De = 10$: (a) le modèle du fluide d'Oldroyd-B, (b) le modèle de MPTT.

Dans leurs études expérimentales, Evans et al. [19] ont étudié l'effet du rapport de la contraction sur le développement des vortex pour une solution de 1% en polyacrylamide avec des effets inertiels très faibles ($Re=0,01$). Pour une contraction 4 :1 ils observent, à faibles débits, que le développement de ces vortex se traduit par l'apparition d'une seule zone de recirculation dans le coin de la contraction alors que le second vortex est absent. En revanche, pour des rapports supérieurs à 4, ils observent clairement un comportement complètement différent où le second vortex existe. Ils montrent aussi que la forme et la taille de ce vortex varient avec le débit. Dans une seconde étude [20], ils ont étudié l'effet de la concentration sur l'apparition du second vortex en diminuant la concentration des solutions. Ils montrent que dans le coin de la contraction un vortex est observé pour les deux solutions de polyacrylamide (PAA) à 0,5% et 0,3%. Cependant, pour une concentration de 0,2% en PAA, un vortex de lèvre est formé (second vortex).

Purnode et al. [21] ont effectué une étude numérique de l'écoulement, d'une solution rhéofluidifiante de polyacrylamide à différentes concentrations pour $3 \times 10^{-5} < Re < 6,37$, dans une contraction plane de rapport 4:1. L'objectif de l'étude était d'analyser l'influence du rapport de la contraction et de l'influence de la concentration sur la formation et la taille des vortex. Le modèle numérique (FENE-P), à faible nombre de Reynolds, a donné des

résultats qualitatifs qui confirment les résultats expérimentaux de Evans et al. [19, 20] alors qu'à fort nombre de Reynolds le modèle a divergé.

Azaiz et al. [22] ont réalisé une étude numérique d'un fluide viscoélastique, traversant une contraction plane, 4 :1, en utilisant trois modèles rhéologiques. Les auteurs comparent leurs résultats avec les résultats expérimentaux observés par Quinzani et al. [23]. Leur étude est basée sur l'étude dynamique des profils de la vitesse axiale, de la contrainte et de la première différence de contraintes normales en amont et en aval de la contraction. Les résultats quantitatifs obtenus, en étude numérique, montrent qu'en amont de la contraction les profils de vitesse sont en bon accord avec les résultats expérimentaux (figure I.16).

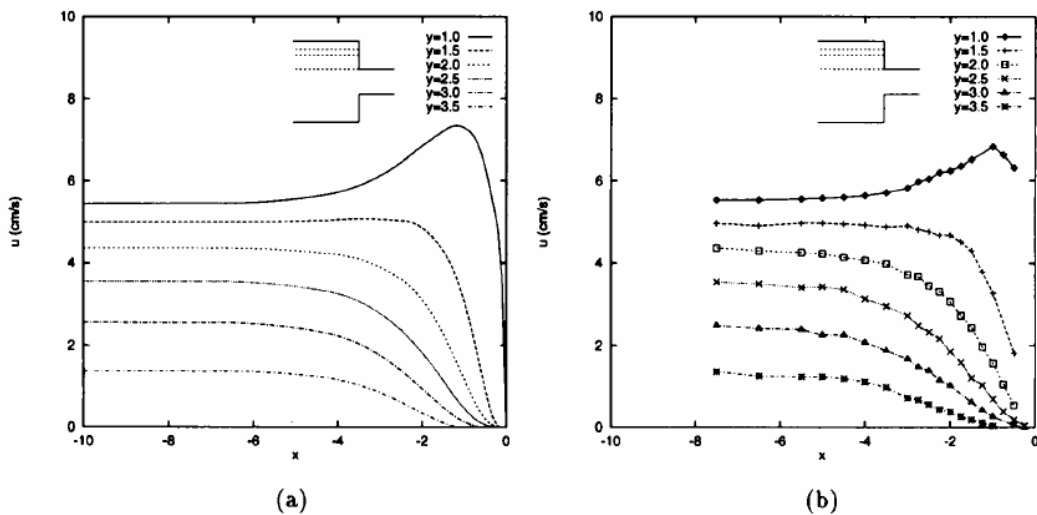


Figure I.16: Profils de la vitesse axiale en amont de la contraction :

a) Simulation numérique [22], b) Etude expérimentale [23].

Les résultats obtenus montrent également que la vitesse de l'écoulement sur la ligne centrale, pour différentes valeurs du nombre de Deborah, est maximale près du plan de contraction (figure I.17) puis l'écoulement se rétablit loin de la contraction. Ils constatent un comportement complètement différent par rapport aux résultats expérimentaux ; les vitesses maximales présentent un pic d'autant plus marqué que le nombre de Deborah est grand.

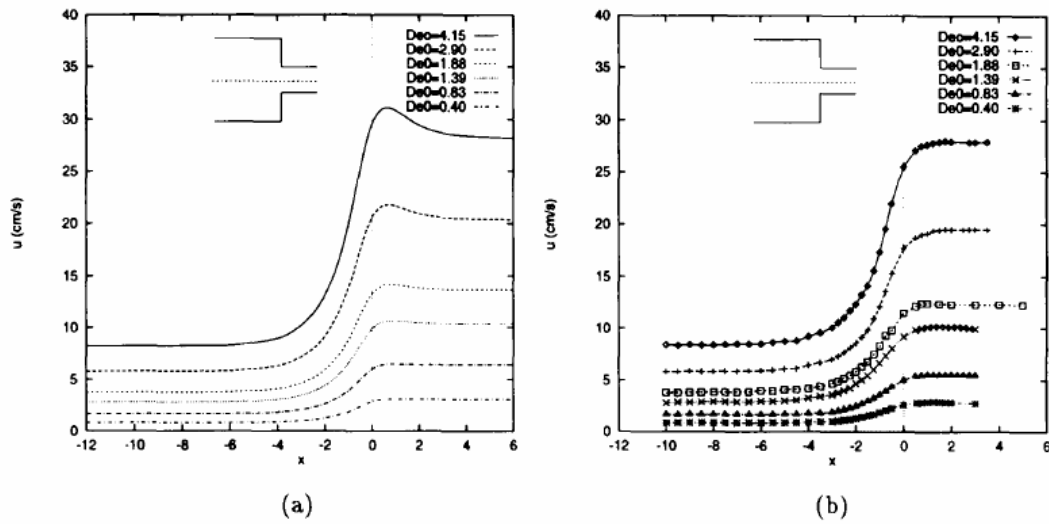


Figure I.17 : Profils de la vitesse axiale sur la ligne centrale :

a) Simulation numérique [22], b) Etude expérimentale [23]

Dans une seconde étude [24], les mêmes auteurs ont étudié l'écoulement des fibres d'un fluide polymérique en utilisant trois modèles différents de ceux étudiés dans l'étude précédente [22]. Ces derniers modèles rhéologiques ont fait apparaître des effets de rhéofluidification et d'élasticité sur l'écoulement des fibres avec des effets d'inertie négligeables. Les profils de la vitesse axiale le long de la ligne centrale (figure 1.18) montrent que l'écoulement atteint rapidement le régime établi en aval de la contraction.

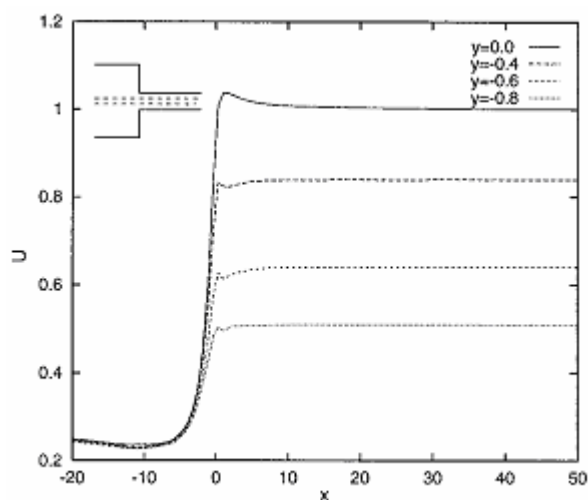


Figure I.18 : Profils de la vitesse axiale [24].

Ryssel et al. [12] ont aussi étudié numériquement l'écoulement d'une solution rhéofluidifiante de polyisobutylene à travers une contraction plane. Leur étude avait pour but une comparaison de l'écoulement d'un fluide quasi-newtonien (QNF) avec les résultats numériques de Azaiz et al. [22]. Ces auteurs ont effectué la simulation avec le modèle viscoélastique de Giesekus en utilisant les mêmes conditions d'écoulement et les mêmes paramètres rhéologiques du fluide que ceux des études expérimentales de Quinzani et al. [23]. Les profils des vitesses axiale et transversale et les profils des contraintes obtenus par le modèle de QNF ont le même comportement que les profils expérimentaux [23] et les profils du modèle de Giesekus proposé par Azaiz et al. [22]. Ces auteurs postulent que le modèle de QNF permet de modéliser correctement les solutions rhéofluidifiantes à travers des contractions.

Nous avons mentionné dans le paragraphe I.2.6 que des contraintes normales peuvent apparaître dans certains écoulements de fluides complexes. Le développement de ces contraintes conduit à l'apparition des instabilités. Il existe plusieurs travaux exprimant les instabilités élastiques à travers des contractions brusques. Parmi ces travaux, citons l'étude expérimentale menée par Yesilata et al. [24] sur les instabilités élastiques de l'écoulement d'un fluide viscoélastique (fluide de Boger) à travers une contraction axisymétrique et une autre plane. Les auteurs ont étudié, les pertes de pression en fonction du temps pour différents nombres de Deborah, la dynamique des vortex élastiques engendrés par l'instabilité et l'influence des vortex élastiques sur le champ de l'écoulement global. L'écoulement près de la contraction brusque plane est sous forme de "vortex newtonien" régulier ou "vortex élastique" instable, et parfois ces deux formes de vortex coexistent en même temps. Le "vortex newtonien" a une frontière concave et sa taille diminue quand le débit augmente ; alors que le "vortex élastique" a une frontière convexe et sa taille se développe avec l'augmentation du débit.

Ces auteurs ont aussi montré que, pour des nombres de $De < 4,5$, la variation des pertes de charge est indépendante du temps, ceci indique que l'écoulement viscoélastique près de la contraction plane est stable. La transition d'écoulement désignée "première instabilité élastique de type A" se produit à $4,5 < De_{crit, A} < 4,8$. A $De > 12$, une nouvelle instabilité en aval de la contraction est notée qui se produit près de la lèvres. Au delà de cette valeur l'écoulement devient fortement instable et dépendant du temps.

On trouve également l'étude expérimentale réalisée par Cable et al. [25] et celle de Nguyen et al. [26] qui donnent la visualisation de l'écoulement d'un fluide viscoélastique par des contractions axisymétriques. Ces auteurs ont étudié les caractéristiques des vortex pour différentes solutions de polyacrylamide sur la structure de l'écoulement. Aux faibles débits, ils ont observé un tourbillon dans le coin de la contraction contrôlé par les forces visqueuses. Ils ont noté une augmentation de la taille de ce vortex avec le débit. De plus, l'écoulement devient instable et asymétrique pour les nombres plus élevés du nombre de Deborah à cause de l'élasticité du fluide.

Enfin, l'étude de Gupta [27] a montré que l'écoulement à l'entrée d'une contraction brusque est fortement élongationnel. Par conséquent, la contraction brusque est considérée comme une configuration de référence pour analyser les effets de viscosité élongationnelle des polymères. Plusieurs auteurs tels que, Baloch et al. [28], Martyn et al. [29], Jonathan et al. [30] et bien d'autres, ont étudié la viscosité élongationnelle des solutions de polymère par contractions brusques.

I.4 Conclusion

La rhéologie permet de fixer un cadre d'étude des différentes lois de comportement des matériaux. Ces derniers sont classés suivant différents critères : leurs propriétés (élastique, visqueuse, plastique...), leur comportement (linéaire ou non)... Dans notre étude, nous nous sommes intéressés à un type de fluides (solutions de polymère) en écoulement réel (contraction brusque) et pouvant être représenté par des modèles phénoménologiques.

La littérature concernant l'écoulement de ce type de fluides, à travers une contraction brusque, est très vaste et très variée en simulation numérique. Cependant, bien qu'un très grand nombre de travaux leur était consacré, la compréhension des phénomènes engendrés en aval de la contraction est encore limitée (caractère élastique, inertie du mouvement). De plus, la variété des lois de comportement proposées et leur complexité ont rendu difficile la modélisation numérique de ces fluides, malgré les améliorations apportées aux codes de calcul ces dernières années.

L'étude expérimentale de l'écoulement des fluides viscoélastiques à travers des contractions brusques, de rapport 4 :1, à forts nombres de Reynolds est moins fréquente. Certaines études, par simulation numérique, donnent parfois des résultats contradictoires. Pour toutes ces raisons nous allons présenter, dans ce travail, une étude expérimentale de l'écoulement d'une solution de polymère viscoélastique à travers une contraction brusque sur une large gamme du nombre de Reynolds et analyser les phénomènes associés.

Chapitre II : Description des dispositifs expérimentaux utilisés

Dans ce chapitre, nous exposons les différentes techniques expérimentales utilisées dans cette étude pour comprendre le comportement de l'écoulement obtenu et de sa structure. Il est composé de trois sections, dans la première nous présentons tout d'abord les moyens de mesures pour la caractérisation rhéologique du fluide test. Nous décrivons ensuite les géométries et les protocoles que nous avons utilisés, ainsi que les relations utiles à l'exploitation des mesures obtenues.

Dans la deuxième section, nous présentons la technique de la vélocimétrie laser à effet Doppler (LDV) qui permet de mesurer les composantes de la vitesse et de leurs fluctuations de l'écoulement réel d'un fluide non-newtonien. Enfin, la dernière section est consacrée à la description de la boucle hydraulique et ses moyens de mesures.

II.1 Moyens de caractérisation rhéologique

L'appareil utilisé en rhéologie pour la détermination de la relation entre la contrainte tangentielle et le taux de cisaillement dans un fluide est un rhéomètre ou un viscosimètre. La caractérisation rhéologique peut être effectuée par différentes méthodes et nous allons décrire brièvement les deux méthodes utilisées à savoir : un viscosimètre à deux cylindres coaxiaux de type "Couette" pour les faibles valeurs du taux de cisaillement, ($\dot{\gamma} \leq 150 \text{ s}^{-1}$) et un viscosimètre capillaire pour les fortes valeurs du taux de cisaillement ($\dot{\gamma} \geq 150 \text{ s}^{-1}$).

II.1.1 Viscosimètre à cylindres coaxiaux de type « Couette »

C'est la technique de mesure la plus fréquemment utilisée. Elle est constituée de deux cylindres coaxiaux de rayon R_1 et R_2 et de hauteur h en rotation relative. Le cylindre intérieur est fixe et le cylindre extérieur tourne à la vitesse angulaire ω_0 . Le fluide, dont on veut mesurer la viscosité, est placé dans l'entrefer entre les deux cylindres (figure II.1).

Lorsque l'espace annulaire entre les deux cylindres est petit, la courbure des cylindres peut être négligée et on se retrouve dans une situation similaire au cisaillement entre deux plaques planes. Ceci permet d'avoir un gradient ou un taux de cisaillement constant dans l'entrefer [9].

Dans ce type de viscosimètre, la contrainte de cisaillement τ et le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ sont reliés aux paramètres R_1 , R_2 et h par les expressions suivantes :

$$\tau = \frac{M}{4\pi \cdot h} \cdot \frac{R_1^2 + R_2^2}{R_1^2 \cdot R_2^2} \quad \text{et} \quad \dot{\gamma} = \frac{R_2 \cdot \omega_0}{R_2 - R_1} \quad (\text{II.1})$$

où M est le moment du couple exercé sur le cylindre.

Ces relations sont d'autant plus rigoureuses que l'entrefer est petit, c'est-à-dire $\frac{R_2 - R_1}{R_1} \ll 1$.

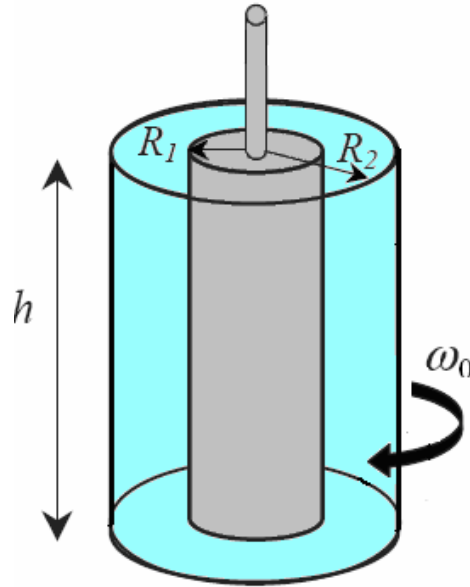


Figure II.1 : Cellule de Couette cylindrique.

II.1.2 Viscosimètre « Low Shear 40 »

Nous représentons sur les figures II.2 et II.3 le viscosimètre « Low Shear 40 » utilisé pour la caractérisation rhéologique de nos fluides et ces différents systèmes de mesures. Il est constitué de :

- le boîtier de commande pour le paramétrage et l'acquisition de mesures.
- le corps du viscosimètre.
- les éléments de mesure intérieur et extérieur cylindriques.
- le micro-ordinateur PC pour le paramétrage et l'acquisition des mesures.
- le système de thermostatisation pour le maintien de la température de travail.



Figure II.2: Le viscosimètre "Low Shear 40".



Figure II.3 : Les systèmes de mesures 'cylindres coaxiaux'.

Nos mesures ont été effectuées à l'aide du viscosimètre, à taux de cisaillement imposé, « Low Shear Stress 40 » (figure II.2) avec différents éléments de mesures (figure II.3). Cet appareil est de géométrie type "Couette". Les mesures rhéologiques présentées dans la partie expérimentale ont été réalisées à cisaillement imposé ($0.01 \text{ s}^{-1} \leq \dot{\gamma} \leq 150 \text{ s}^{-1}$) et les mesures sont automatisées.

Les systèmes, combinant les divers cylindres coaxiaux utilisés, sont :

- SM1 : $\frac{R_1}{R_2} = \frac{4\text{mm}}{6.5\text{mm}} = 0,615$
- SM2 : $\frac{R_1}{R_2} = \frac{3\text{mm}}{3.25\text{mm}} = 0,923$

Le rapport R_1/R_2 de chacun des deux systèmes choisis SM1 et SM2 est petit, ce qui signifie que la géométrie est à petit entrefer et dans ce cas le cisaillement entre les deux cylindres est supposé constant.

II.1.3 Viscosimètre capillaire

Il s'agit d'un tube circulaire dans lequel le fluide s'écoule. Dans ce type de viscosimètre, on doit imposer au fluide une différence de pression entre les deux extrémités du tube pour le faire s'écouler. Cette différence de pression permet de vaincre les frottements aux parois liés à la viscosité du fluide. On impose donc un débit volumique Q_v dans la conduite et on mesure les pertes de pression Δp entre deux prises de pression distantes de L . À partir de ces mesures, on peut déduire le taux de cisaillement $\dot{\gamma}_p$ et les frottements τ_p à la paroi :

$$\dot{\gamma}_p = \frac{8V_m}{D} \quad \text{et} \quad \tau_p = \frac{D}{4} \cdot \frac{\Delta p}{L} \quad (\text{II.2})$$

où D , Δp et V_m sont respectivement, le diamètre de la conduite, les pertes de pression sur une longueur L et la vitesse moyenne débitante.

La viscosité apparente η_a est donnée par :

$$\eta_a = \frac{\tau_p}{\dot{\gamma}_p} \quad (\text{II.3})$$

II.2 Mesures des vitesses et de leurs fluctuations

La détermination de la vitesse en mécanique des fluides est fondamentale pour avoir une meilleure connaissance des comportements des écoulements dans une configuration donnée. Les méthodes classiques de mesures des vitesses dans les écoulements fluides utilisent des capteurs (tubes de Pitot ou sondes à fils chaud) qui sont introduits dans l'écoulement. Il en résulte une perturbation locale tout particulièrement à vitesse élevée où ces capteurs peuvent générer des ondes de choc parasites. Apparue avec les premiers lasers, il y'a environ une quarantaine d'année, la vélocimétrie laser a pour but la détermination de la vitesse instantanée de particules assez finesensemencées dans le fluide. Elle n'est pas intrusive, c'est-à-dire qu'elle ne modifie pas la structure locale du fluide, et permet l'investigation détaillée et précise d'écoulements hydrodynamiques et aérodynamiques complexes.

II.2.1 Principe de mesure de la vitesse par Vélocimétrie Laser

La vélocimétrie Laser à effet Doppler, ou LDV employée pour la première fois par YEH et CUMMINGS en 1964, est une des techniques les plus utilisées en recherche fondamentale et appliquée en mécanique des fluides. C'est une technique optique qui utilise de fines particules comme traceurs de l'écoulement pour déterminer la vitesse locale et ses fluctuations [31]. Cette méthode ne perturbe pas l'écoulement. Elle nécessite seulement que le fluide soit transparent et qu'il contienne des petites particules ou gouttelettes en suspension. Dans certains cas, l'ensemencement naturel par des poussières est suffisant. Dans d'autres cas, on ajoute au fluide des particules de taille contrôlée, dont la taille est de l'ordre du micron. Cette technique repose sur la mesure du décalage en fréquence entre la lumière émise par une source laser et celle que diffuse une particule d'ensemencement en mouvement dans le fluide et éclairée par la source lumineuse. La lumière diffusée est ensuite détectée par un photo-détecteur.

Le principe de fonctionnement de la vélocimétrie laser à effet Doppler est le suivant. Considérant un faisceau laser cohérent de fréquence f_0 qui intercepte une particule P se déplaçant à la vitesse $\vec{V}$, de longueur d'onde λ_0 et de direction d'incidence définie par le vecteur unitaire $\vec{u}_i$. La fréquence de la source est donnée par $f_0 = c/\lambda_0$. Cette particule diffuse de la lumière dans toutes les directions de l'espace et en particulier vers le capteur

optique (direction de l'observateur) dont l'orientation est définie par le vecteur unitaire $\vec{u}_d$ comme le montre la figure II.4.

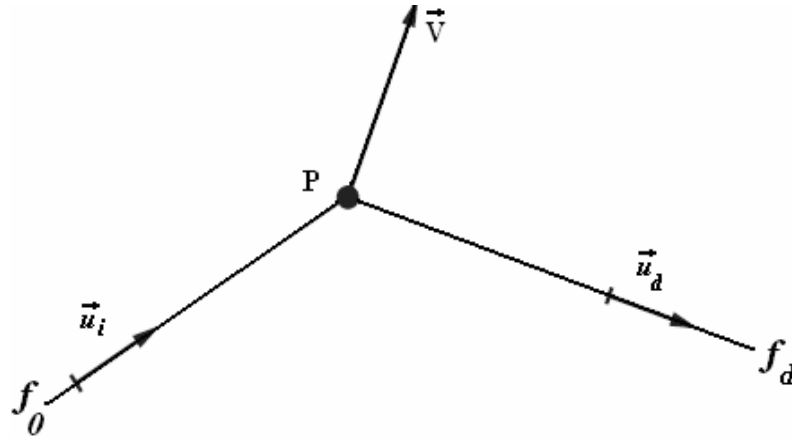


Figure II.4 : Principe de l'effet Doppler : la particule P est éclairée par une onde monochromatique unique de fréquence f_0 et de direction d'incidence $\vec{u}_i$.

La fréquence f_d de la lumière reçue par le photomultiplicateur diffère très légèrement de la fréquence f_0 émise par la source d'une quantité Δf de telle façon que :

$$f_d = f_0 + \Delta f \quad (\text{II.3})$$

Si $\vec{u}_d$ est le vecteur unitaire définissant la direction de la lumière réémise vers le photodétecteur, la vitesse apparente du rayonnement diffusé est donnée par : $c + \vec{u}_d \cdot \vec{V}$

$$\text{d'où} \quad \Delta f = f_d - f_0 = \frac{1}{\lambda_0} \vec{V} \cdot (\vec{u}_d - \vec{u}_i) \quad (\text{II.4})$$

Cette différence de fréquence $f_d - f_0$, étant très faible, n'est pas mesurable et dépend de la direction d'observation. Il n'est pas possible de mesurer directement des fréquences de l'ordre de $f = 10^{14}$ Hz avec un photomultiplicateur à cause du temps de réponse ; car le photomultiplicateur ne peut pas mesurer des fréquences supérieures à 10^8 Hz. On est alors conduit à utiliser une technique d'hétérodinage optique (ou mode différentiel).

Pour faire apparaître la fréquence Doppler f_D le montage le plus utilisé est celui dit à faisceaux croisés, car la fréquence détectée f_d ne dépend pas de la direction d'observation.

Nous présentons sur la figure II.5 la vélocimétrie laser à effet Doppler en mode différentiel (mode des franges).

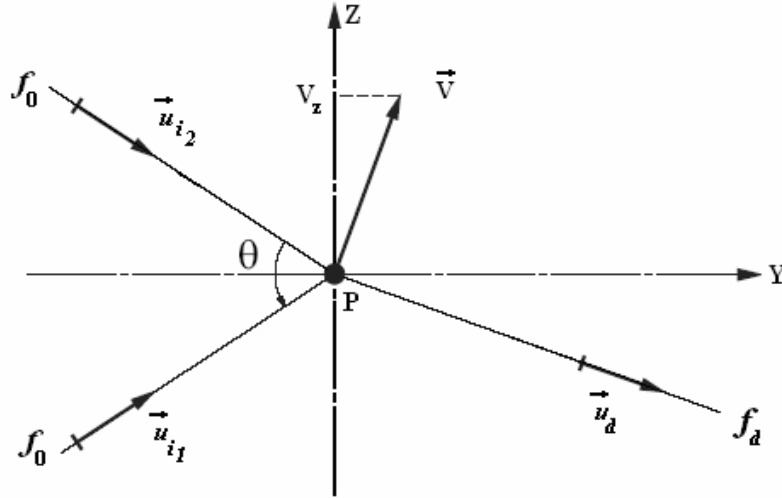


Figure II.5 : Principe de l'effet Doppler : la particule P est éclairée par deux ondes monochromatiques de fréquence f_0 et de direction d'incidence $\vec{u}_{i1}$ et $\vec{u}_{i2}$.

Dans ce mode différentiel, un faisceau laser cohérent est séparé optiquement en deux faisceaux parallèles à l'aide d'un séparateur de faisceaux. Les deux faisceaux laser (de fréquence f_0), ayant des directions de propagation différentes $\vec{u}_{i1}$ et $\vec{u}_{i2}$ et formant entre eux un angle θ , se croisent pour former un volume de mesure $\mathcal{V}$. Une particule se trouvant dans le volume de mesure avec une vitesse $\vec{V}$ diffuse la lumière incidente de chaque rayon dans la direction d'observation $\vec{u}_d$, d'où la naissance de deux ondes de fréquences f_{d1} et f_{d2} telles que :

$$f_{d1} = f_0 + \frac{1}{\lambda_0} \vec{V} \cdot (\vec{u}_d - \vec{u}_{i1}) \quad (\text{II.5})$$

$$f_{d2} = f_0 + \frac{1}{\lambda_0} \vec{V} \cdot (\vec{u}_d - \vec{u}_{i2}) \quad (\text{II.6})$$

La superposition sur la surface du photo-détecteur de ces deux ondes, de fréquences très proches, donne lieu à un phénomène de battement équivalent à une modulation de l'amplitude de l'intensité lumineuse. Cette intensité lumineuse présente alors une variation temporelle à la fréquence :

$$f_D = f_{d2} - f_{d1} = \frac{1}{\lambda_0} \vec{V} \cdot (\vec{u}_{i1} - \vec{u}_{i2}) \quad (\text{II.7})$$

Cette fréquence, appelé fréquence Doppler, peut encore s'écrire sous la forme:

$$f_D = \frac{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda_0} V_z \quad (\text{II.8})$$

Si on examine la zone de recouvrement des deux faisceaux (figures II.6 et II.7), on voit un réseau de franges d'interférence. C'est une succession de plans lumineux parallèles et équidistants. Cette zone est appelée volume de mesure.

Le volume de mesure dépend des dimensions de l'ellipsoïde de focalisation [32] formé par le croisement des deux faisceaux laser comme l'illustre la figure II.8 et de la position du photodétecteur par rapport à celui-ci. Sa connaissance est importante puisqu'elle définit une échelle de résolution spatiale des caractéristiques dynamiques de l'écoulement. Ce volume de mesure s'apparente à un ellipsoïde de faibles dimensions (quelques centaines de microns), justifiant ainsi, pour cette méthode, le qualificatif de mesure ponctuelle.

Les différentes dimensions de l'ellipsoïde sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} 2a = d_f \\ 2b = \frac{d_f}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \\ 2c = \frac{d_f}{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \end{array} \right. \quad \text{avec} \quad d_f = \frac{4 F \lambda_0}{\pi d} \quad (\text{II.9})$$

où

d_f : diamètre d'un faisceau laser au niveau du rétrécissement.

d : diamètre d'un faisceau incident avant focalisation.

F : distance focale de la lentille convergente.

λ_0 : longueur d'onde optique.

Le volume de mesure sera alors l'intersection entre l'ellipsoïde et le cône généré par l'optique de réception (figure II.9).

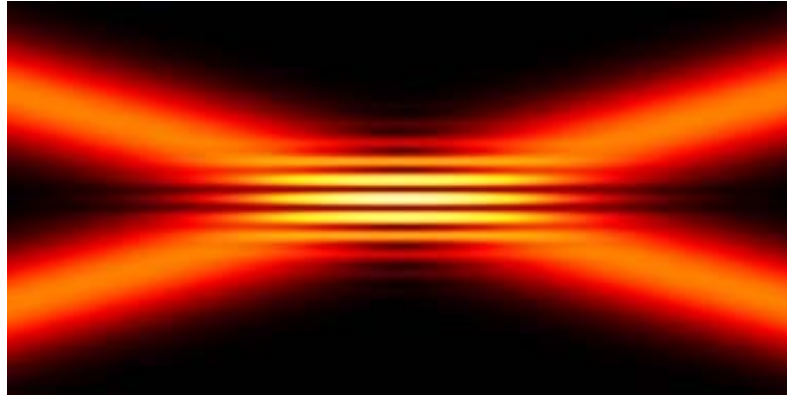


Figure II.6 : Photo de croisement de deux faisceaux laser [33].

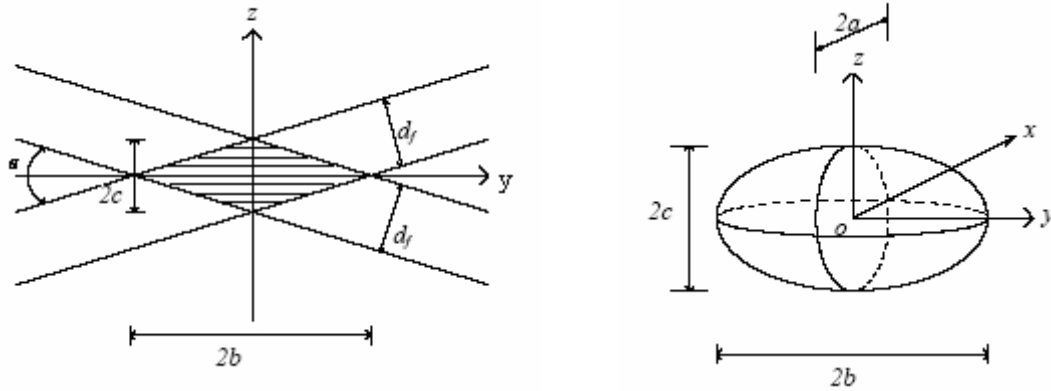


Figure II.7 : Illustration du volume de mesure.

Le volume est alors : $\mathcal{V} = \frac{4}{3} \pi a b c$, ou $\mathcal{V} = \frac{8}{3} \pi \frac{d_f^3}{\sin \theta}$.

A l'intérieur de ce volume un réseau de franges était créé. L'interfrange i correspondant est donné par :

$$i = \frac{\lambda_0}{2 \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (\text{II.10})$$

II.2.2 Détermination du signe de la vitesse

La méthode du mode différentiel consiste alors à mesurer les fluctuations d'intensité de la lumière diffusée par les particules en suspension qui apparaîtront ainsi périodiquement sombres et éclairées. La fréquence f_D de ces "bouffées lumineuses" est directement liée à la composante V_z de la vitesse du fluide par la relation :

$$V_z = \frac{f_D}{1/i} = \frac{\lambda_0 f_D}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (\text{II.11})$$

La composante V_z de la vitesse mesurée est perpendiculaire au réseau de franges, mais il reste à préciser le sens de passage de la particule. En effet, deux particules traversant le volume de mesure suivant le même axe mais dans des directions opposées fournissent le même signal.

La technique utilisée pour déterminer le signe de la vitesse est le décalage en fréquence de l'un des faisceaux par rapport à l'autre. Ce décalage en fréquence se traduit par un défilement artificiel des franges d'interférence dans le volume de mesure.

Un modulateur acousto-optique (appelé cellule de Bragg), placé sur le trajet de l'un des faisceaux laser, modifie sa fréquence optique. On retrouve dans le volume de mesure le battement entre les faisceaux dont les fréquences optiques sont légèrement différentes. Ce battement se traduit par un défilement des franges. En notant V_{def} le module de la vitesse de défilement, la composante V_z de la vitesse s'écrit maintenant :

$$V_z = V_{\text{def}} \pm \frac{\lambda_0 f_D}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (\text{II.12})$$

La fréquence du signal Doppler devient :

$$f = f_B \pm f_D = f_B \pm \frac{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda_0} V_z \quad (\text{II.13})$$

Le dispositif de décalage (ou cellule de Bragg) génère une fréquence f_B 'dite fréquence de Bragg' de 40 MHz dans la chaîne de mesure utilisée.

Le signal électrique en sortie du photomultiplicateur se présente sous la forme de bouffées successives en raison du passage des particules au travers du volume de mesure. La mesure de la fréquence de chaque bouffée (burst) dont l'enveloppe est gaussienne (figure II.9) permet la détermination de la composante V_z de la vitesse et de son signe.

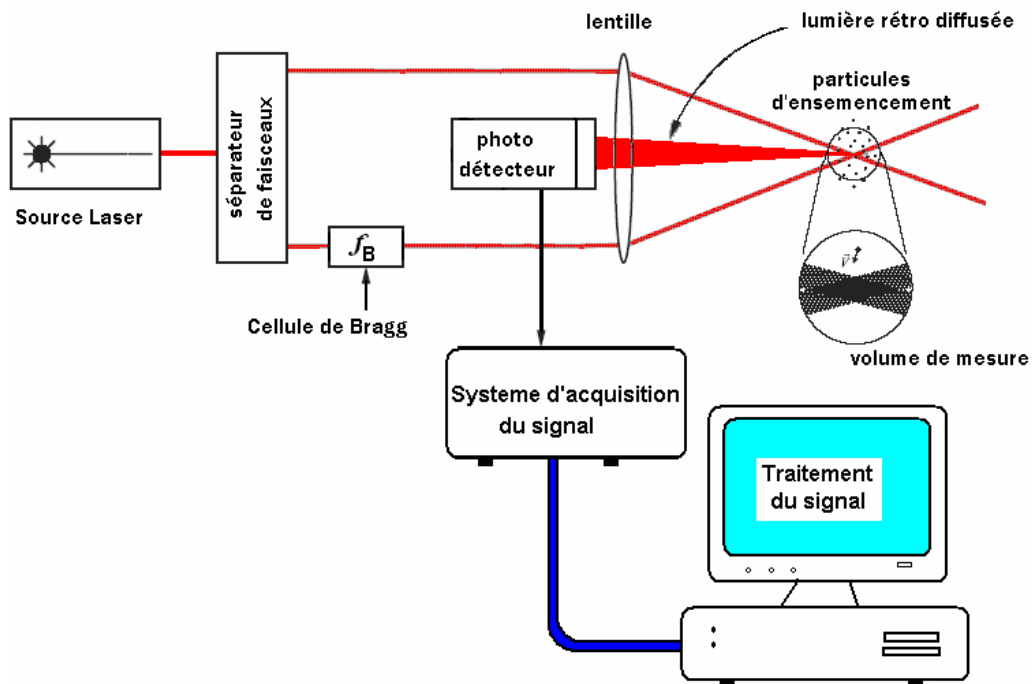


Figure II.8 : Schéma de principe du système de mesure par LDV.

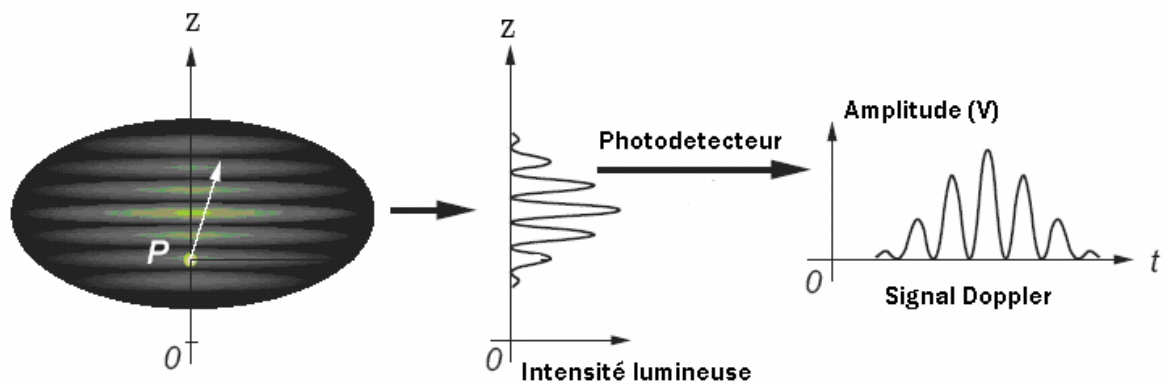


Figure II.9 : Formation du signal Doppler dans le cas où la vitesse particulaire est constante.

II.2.3 Acquisition et traitement du signal

Le signal reçu, sous forme de bouffée (burst), par la sonde est d'abord quantifié (ou échantillonné) suivant la plage admissible. Il est ensuite enregistré dans un bloc puis traité. La mesure finale est le résultat de la moyenne des traitements effectués sur un assez grand nombre de blocs définis par le programme d'acquisition.

Les conditions d'acquisition sont choisies de manière à respecter les règles mathématiques imposées par le traitement statistique (règles de Shannon) [34,35]. Ces conditions nous ont obligé à changer les paramètres d'acquisition en fonction de la position de la sonde et du régime étudié.

A la fin des acquisitions constituant une mesure, on dispose pour chaque signal, de son histogramme, de la valeur moyenne de la vitesse, de l'écart-type, du taux des fluctuations et du taux d'échantillons valides.

Si les deux composantes mesurées de la vitesse sont V_y et V_z , elles peuvent alors s'écrire respectivement :

$$V_y = \overline{V_y} + v_y' \quad (\text{II.14})$$

$$V_z = \overline{V_z} + v_z' \quad (\text{II.15})$$

où $\overline{V_y}$, $\overline{V_z}$ sont respectivement les valeurs moyennes temporelles de V_y et V_z .

et v_y' , v_z' sont respectivement les parties fluctuantes de V_y et V_z .

Pour chacune de ces deux composantes, on peut relever directement les paramètres suivants :

- Les deux valeurs moyennes :

$$\begin{aligned} \overline{V_y} &= \frac{\sum_i (V_y)_i}{N} \quad i = 1, 2, 3, \dots, N \\ \overline{V_z} &= \frac{\sum_i (V_z)_i}{N} \quad i = 1, 2, 3, \dots, N \end{aligned} \quad (\text{II.16})$$

avec N = nombre de blocs ou d'échantillons

- Les deux taux des fluctuations :

$$Tu_y = \frac{\sqrt{(v_y')^2}}{\overline{V_y}} \quad \text{et} \quad Tu_z = \frac{\sqrt{(v_z')^2}}{\overline{V_z}} \quad (\text{II.17})$$

II.2.4 Eléments et caractéristiques de la chaîne Laser utilisée

La chaîne Laser à effet Doppler utilisée est un modèle commercial du constructeur Danois « DANTEC » (figures II.10 et II.11) et se compose de :

- Le boîtier 'Flowlite' contenant la source Laser He/Ne de longueur d'onde $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ et de puissance 10 mW, le système séparateur du faisceau et le système de décalage en fréquence (cellule de Bragg).
- La sonde Laser d'environ 1 kg, comprenant l'optique de focalisation des faisceaux (focale $f = 160 \text{ mm}$) au point de mesure de volume $75 \text{ }\mu\text{m} \times 630 \text{ }\mu\text{m}$ et l'organe récepteur (photomultiplicateur) en rétro diffusion de la lumière diffusée.
- Le boîtier 'BSA 57N21' ; contenant le système de commande, de paramétrage et d'acquisition des données brutes.
- Un micro-ordinateur PC avec son Logiciel spécifique (Burstware version 2.02.) pour le paramétrage, l'acquisition des données brutes, le traitement et l'analyse de ces données.
- Un système de déplacement de la sonde Laser suivant les trois axes.
- Les particules diffusantes, dans notre cas, sont les grains de poussière dûs à l'impureté du fluide.



Figure II.10 : Les composants pour le paramétrage et l'acquisition des données.

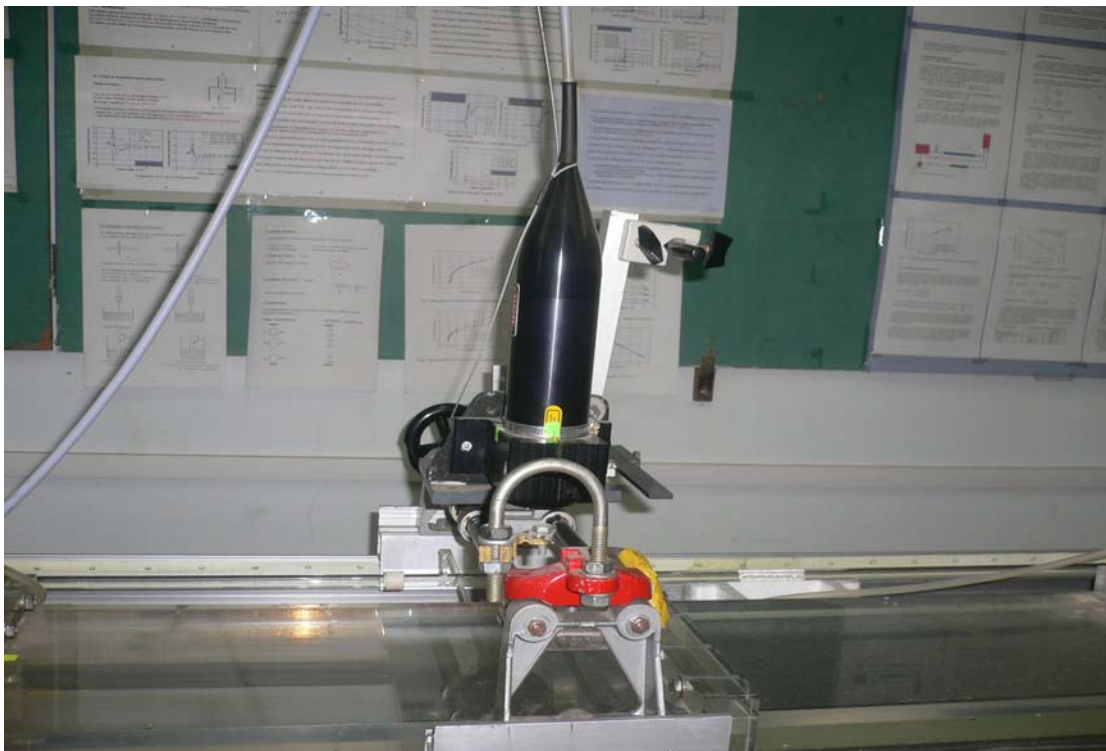


Figure II.11 : La sonde laser et le système de déplacement.

II.3 Description générale de la boucle d'expérimentation

Il s'agit d'un circuit fermé comprenant essentiellement une veine de mesures, un groupe motopompe avec un variateur de vitesse, un by-pass, deux bacs de stockage amont et aval, un échangeur de chaleur et divers organes de mesures (figure II.12 et II. 13). Des soufflets antivibratoires sont placés en amont et en aval de la pompe afin de minimiser la transmission des vibrations du moteur de la pompe au reste du dispositif.

L'utilisation de la technique « vélocimétrie Laser à effet Doppler » et des fluides qui peuvent être corrosifs nécessite des parois inertes et transparentes et des fluides transparents. Ceci nous a conduit à construire une boucle hydraulique en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) pour la veine de mesure ,en chlorure de polyvinyle (PVC) pour les conduites et le bac aval et en acier inoxydable pour le corps de la pompe , l'échangeur de chaleur et le bac amont.

Cette boucle doit aussi répondre aux conditions suivantes :

- avoir une géométrie et un écoulement proches des conditions réelles.
- permettre une large gamme du nombre de Reynolds.
- permettre l'utilisation de la vélocimétrie Laser à « effet Doppler ».

Le fluide de travail dans son écoulement fait le trajet suivant. Le fluide est d'abord aspiré du bac aval par la pompe. A la sortie de la pompe, le fluide traverse l'échangeur de chaleur et arrive ensuite dans le bac amont toujours en surpression. Le fluide, sous pression dans le bac amont, passe ensuite en grande partie dans la veine d'expérimentation, le reste traverse le by-pass et arrive directement dans le bac aval. A la sortie de la veine, le fluide traverse d'abord un débitmètre électromagnétique avant de revenir dans le bac aval à l'air libre et le circuit recommence (figure II. 12).

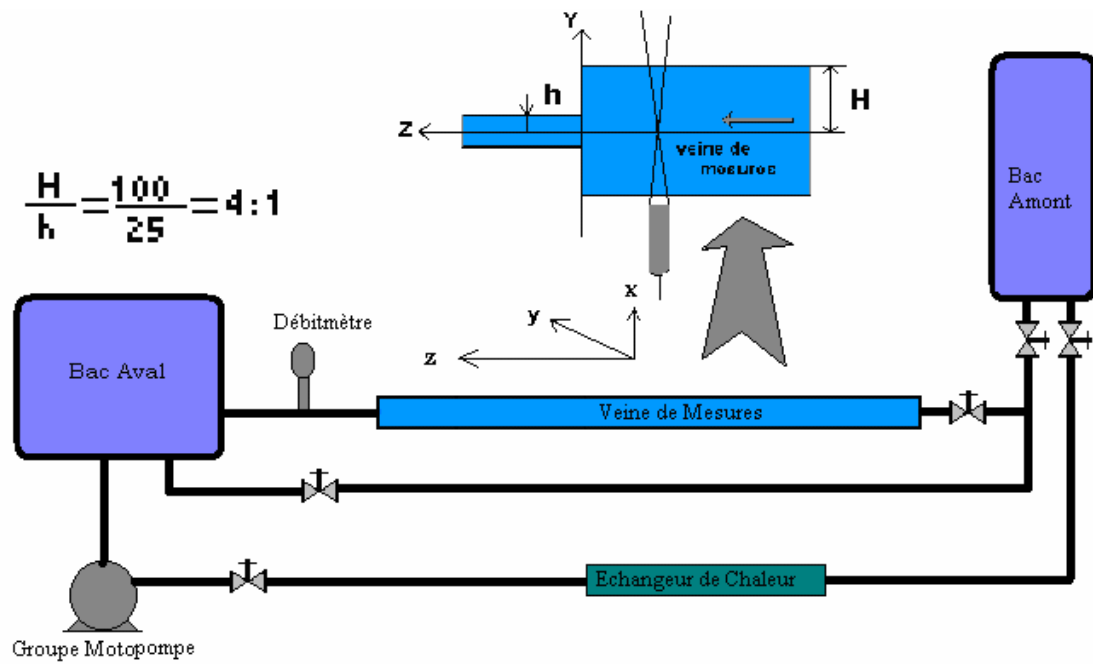


Figure II. 12 : Schéma synoptique de la boucle d'expérimentation



Figure II.13 : Vue d'ensemble de la boucle d'expérimentation

II.3.1 Description des éléments de la boucle hydraulique

- Les bacs amont et aval de capacités respectives 50 litres et 80 litres assurent un volume liquide suffisant pour une bonne inertie thermique et une bonne tranquillisation de l'écoulement et permettent le stockage de la solution lors d'une intervention sur la boucle.

- Le circuit de thermostatisation sert à une régulation précise de la température du fluide, car les grandeurs mesurées sont très sensibles aux variations de température. Puisqu'il n'y a pas d'apport de chaleur de l'extérieur par les techniques de mesures utilisées (vélocimétrie Laser, débitmètre électromagnétique etc ...) la chaleur générée provient uniquement des frottements du fluide sur les éléments composant de la boucle d'essai. Le maintien de la température de travail dans la boucle, souvent proche de la température ambiante, se fait par un appareil de marque NESLAS d'une capacité volumique de 20 litres, et ses capacités de refroidissement et de chauffage sont respectivement de 475 watts et de 800 watts.

- La présence du divergent à l'entrée de la veine de mesure permet de minimiser la turbulence dans l'écoulement principal, de minimiser les zones de recirculation et surtout d'uniformiser l'écoulement à l'entrée de la veine. Le divergent, à l'amont de la veine de mesures, assure aussi le passage d'une conduite de section circulaire à une conduite de section rectangulaire (veine). Sa présence permet de s'affranchir assez rapidement des conditions d'entrée défavorables et surtout de minimiser la distance d'établissement de l'écoulement de Poiseuille. Ce divergent est secondé par un nid d'abeille afin de répartir équitablement le fluide sur toute la section d'entrée de la veine de mesures. Le convergent, situé à l'aval de la veine assure l'opération inverse c'est-à-dire le passage du fluide, sans trop de perturbations, de la section rectangulaire (veine) à la conduite circulaire.

- La commande de la vitesse de rotation du moteur, faisant tourner la pompe centrifuge en acier inoxydable, est assurée par un variateur de vitesse de marque DANFOSS. La pompe, le by-pass et le jeu de vannes situées en différents points de la boucle nous permettent d'avoir une large gamme des valeurs du débit et par conséquent du nombre de Reynolds.

II.3.2 Veine de mesures

Elle est en polyméthacrylate de méthyle de section intérieure rectangulaire de $20 \times 200 \text{ mm}^2$ à parois lisses et de longueur totale de 2000 mm (figure II.14).

Nous avons associé à cette veine, à symétrie plane, le système de coordonnées cartésien suivant :

- axe xx : axe perpendiculaire à la direction de l'écoulement principal
- axe yy : axe perpendiculaire à la direction de l'écoulement principal
- axe zz : axe parallèle à la direction de l'écoulement principal

A ce système d'axes cartésiens on associe les trois composantes de la vitesse:

- suivant axe xx , vitesse transversale V_x
- suivant axe yy , vitesse transversale V_y
- suivant axe zz , vitesse longitudinale ou axiale V_z

Cette veine de mesures représente une contraction brusque à symétrie plane et de rapport :

$$\frac{\text{Demi-hauteur amont}}{\text{Demi-hauteur aval}} = \frac{H}{h} = \frac{100 \text{ mm}}{25 \text{ mm}} = 4:1 \quad (\text{II.18})$$

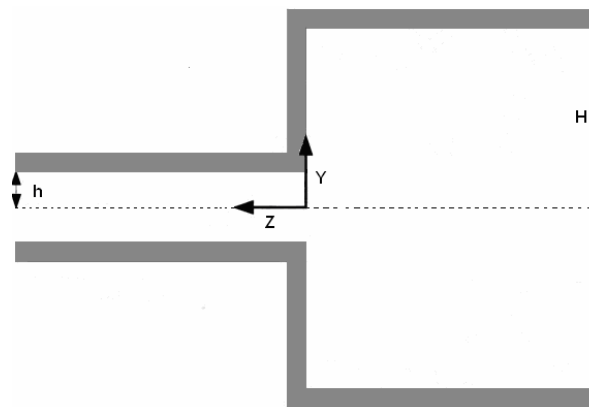


Figure II.14 : Géométrie de la contraction brusque.

Le choix de la contraction 4 :1 est justifié par le fait que cette configuration génère des caractéristiques dynamiques très marquées avec les écoulements des fluides viscoélastiques. De plus, cette géométrie est très sollicitée dans les études par simulation numérique.

II.3.3 Mesures du débit et des pressions

- Le débit volumique de l'écoulement est mesuré avec un débitmètre électromagnétique, de marque DISCOMAC et placé à la sortie de la veine de mesures. Ce type de débitmètre n'est pas intrusif, il ne perturbe donc pas l'écoulement contrairement aux autres moyens de mesures des débits (turbine, diaphragme, Pitot, fil chaud). Le principe de ce débitmètre est basé sur la loi d'induction de Faraday, qui traduit le passage du fluide dans un champ magnétique en une tension induite proportionnelle à la vitesse de passage du fluide. Les indications de ce type de débitmètre sont indépendantes de la température, de la pression, de l'allure du profil de vitesse et de la viscosité du fluide.

- Les mesures des pressions en un point, indispensables à l'évaluation des pertes de pression ou de charge régulière et singulière, ont nécessité l'installation de plusieurs prises de pression statique à la paroi le long de la veine de mesures. Ces prises sont ensuite reliées à des tubes transparents verticaux gradués contenant le même liquide que le liquide de travail. Ces manomètres donneront directement la différence de pression en hauteur de liquide.

Puisque la direction de l'écoulement privilégiée est l'axe oz : ($V_z \gg V_x$ et $V_z \gg V_y$), on peut affirmer que la pression statique ne varie pas dans les directions x et y . Dans ce cas, la pression statique est constante dans une section perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement et la pression mesurée à la paroi est la pression qui règne dans la section xoy .

Chapitre III : Caractérisation et modélisation rhéologiques

III.1 Introduction

Les fluides polymériques constituent une part très importante de la recherche en rhéologie. L'étude de leurs caractéristiques physiques présente un intérêt grandissant, d'un point de vue industriel tout autant que fondamental. En effet, lorsque un fluide complexe est soumis à une contrainte, ou qu'il est forcé de s'écouler, sa structure interne peut être le lieu de bouleversements assez profonds pour modifier les propriétés d'écoulement du fluide tels les peintures, les mayonnaises, dentifrices, mousses, etc... On s'attend à observer divers comportements selon l'influence de certains paramètres [36], comme la concentration des éléments entrant dans la composition du fluide, la température ou encore la vitesse de la déformation appliquée.

Ce chapitre expose la caractérisation rhéologique nécessaire à l'étude des propriétés des fluides sous écoulement, telle que la viscosité en fonction de la concentration et de la température. La détermination des caractéristiques visqueuses, en régime permanent, des solutions a été effectuée au moyen d'un viscosimètre de type "Couette". Le fonctionnement de cet appareil de mesure a été présenté dans le chapitre précédent (chapitre II). Les différents fluides qui font l'objet de notre étude sont des solutions aqueuses de polyacrylamide à différentes concentrations et dont le comportement est de nature viscoélastique.

Nous avons aussi consacré une partie de cette étude à la modélisation rhéologique, plus précisément, par deux lois phénoménologiques de comportements pseudo-plastiques ou rhéofluidifiants, lesquelles permettent de représenter correctement le comportement du fluide de travail.

III.2 Fluides utilisés

Dans cette étude nous avons utilisé deux fluides pour évaluer les caractéristiques dynamiques d'un écoulement dans une contraction brusque de rapport 4 :1 ; un fluide newtonien et un fluide viscoélastique. Il est donc nécessaire de connaître leurs comportements rhéologiques.

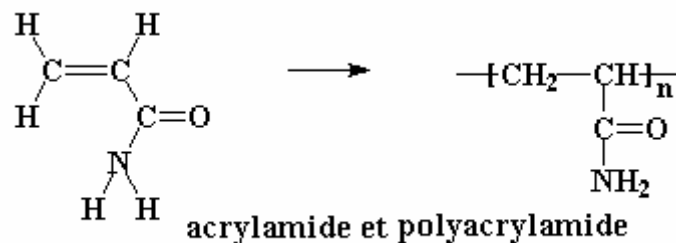
III.2.1 Fluide newtonien

Le fluide newtonien qui répond au mieux aux exigences de notre expérimentation est l'eau distillée. C'est un liquide incompressible dont les propriétés et les caractéristiques physiques sont connues. Il est surtout utilisé comme une référence newtonienne lors des comparaisons avec un fluide viscoélastique. Il a aussi servi comme solvant de nos solutions aqueuses et comme un moyen de validation de la boucle hydraulique et de tous les moyens de mesures utilisés.

III.2.2 Fluide viscoélastique

Le fluide, sur lequel notre étude a porté, est une solution aqueuse de polyacrylamide le Séparan AP30 (Masse Nominale : MN=410⁶). Ce type de fluide présente un comportement rhéologique non-newtonien rhéofluidifiant en régime permanent.

Le polyacrylamide est un polymère largement utilisé et soluble dans l'eau, connu pour ses propriétés de viscoélasticité [37]. Il est généralement considéré comme étant un polymère très flexible dans sa structure moléculaire ; cette flexibilité provoque l'accroissement des propriétés élastiques, comparativement aux autres polymères hydrosolubles telles la gomme de Xanthane et la Carboxyméthylcellulose (CMC) [38, 39]. Sa structure chimique est la suivante :



Jordan et al. [40] ont utilisé le Séparan AP30 et l'ont défini comme étant un fluide non-newtonien, optiquement transparent, possédant des propriétés biréfringentes. Ils ont constaté expérimentalement que les propriétés biréfringentes des solutions de Séparan n'ont pas affecté l'acquisition de données et que le fluide était tout à fait adapté pour les mesures avec la technique laser à effet Doppler. La qualité de signal s'est avérée meilleure pour la solution de polymère qu'avec de l'eau. Ceci peut être attribué au fait que les chaînes de ce polymère dispersent beaucoup mieux la lumière de la source laser et fournissent ainsi un signal plus important dans le volume de mesure.

III.3 Caractérisation rhéologique des fluides utilisés

III.3.1 Préparation des solutions

Le polyacrylamide utilisé se présente sous forme de polymère (poudre), qui se dissout rapidement dans l'eau, sous agitation magnétique et à température ambiante. La préparation a lieu selon le protocole suivant : d'abord on pèse la quantité adéquate de polymère puis on ajoute de l'eau distillée ; les pourcentages de polymère sont calculés par rapport à la masse d'eau. Le mélange est mis sous moyenne agitation, avec un agitateur magnétique et ce afin d'éviter une dégradation moléculaire, pendant une heure jusqu'à une complète dissolution des polymères. Les solutions sont ensuite laissées au repos pendant une journée pour que les bulles d'air qui ont été incorporées lors de l'agitation s'en échappent. Ces bulles d'air peuvent influencer de manière très importante le comportement de l'échantillon. Il est donc important d'attendre assez longtemps, plus de 24 heures, avant son utilisation ; car l'homogénéité du fluide est nécessaire pour la bonne qualité des mesures. D'autres exigences expérimentales ont été respectées afin de minimiser les erreurs de mesures et de reproductibilité.

III.3.2 Influence de la concentration

Nous avons préparé plusieurs échantillons de la solution de polyacrylamide (PAA), à différentes concentrations en masse et nous les avons caractérisés en régime permanent.

La figure III.1 représente l'évolution de la viscosité apparente de la solution en fonction du taux de cisaillement pour les différentes concentrations (0,03% ; 0,04% ; 0,05% ; 0,06% ; 0,08% et 0,1%) à une température de $20 \pm 0,1^\circ\text{C}$. Nous observons que la viscosité apparente η_a diminue fortement si le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ augmente, qui comme on peut le constater varie avec la concentration. Ceci rend bien compte du caractère rhéofluidifiant comme la plupart des solutions polymériques viscoélastiques.

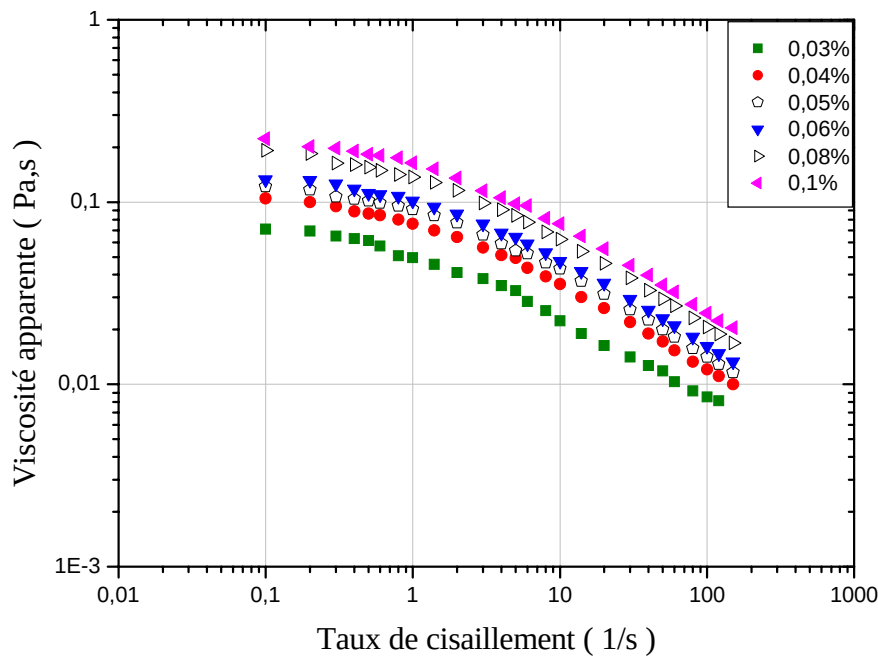


Figure III.1: Evolution de la viscosité apparente en fonction du taux de cisaillement pour différentes concentrations en PAA.

III.3.3 Influence du système de mesure

La mesure, permettant de caractériser la viscosité d'un fluide complexe, dépend en particulier du choix du système de mesures et de ses caractéristiques géométriques. Le bon choix de l'entrefer est primordial pour un viscosimètre à cylindres coaxiaux. Pour illustrer les écarts entre les résultats obtenus selon les éléments des mesures, nous avons utilisé comme exemple une solution aqueuse de polyacrylamide à 0,08% , à une température de $20 \pm 0,1^{\circ}\text{C}$, et nous avons employé deux systèmes de mesure SM1 et SM2 présentant deux tailles d'entrefer différentes. Les rapports des diamètres des deux systèmes SM1 et SM2 sont respectivement 0,62 et 0,92.

Les résultats obtenus sont reportés sur le même graphe (figure III.2), de façon à mettre en valeur les différences de comportement obtenues avec les deux éléments de mesures dont l'entrefer entre les deux cylindres diffère.

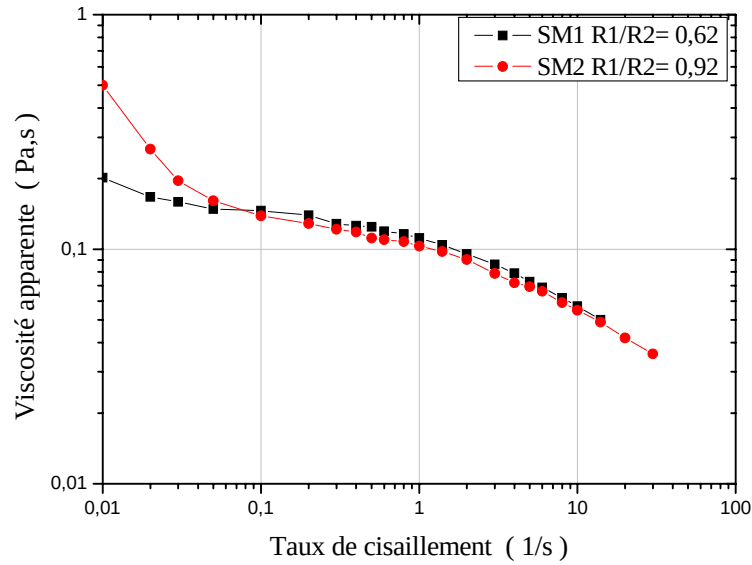


Figure III.2 : Comparaison entre les deux systèmes de mesures pour la concentration 0,08%

Cette figure montre clairement, aux faibles taux de cisaillement, l'écart entre les valeurs prises avec le système SM1 et celles prises avec le système SM2. On constate aisément des écarts importants, aux faibles taux de cisaillement, entre les viscosités obtenues avec les deux éléments de mesures (écarts $> 50\%$ à $\dot{\gamma} = 0,01 \text{ s}^{-1}$). Par contre, la reproductibilité des mesures est meilleure aux forts taux de cisaillement (écart maximal $< 10\%$). Cet écart ne peut être dû qu'aux effets de bords souvent remarqués par les chercheurs lors de caractérisation des fluides [41] et aux erreurs de précision du viscosimètre aux faibles valeurs du taux de cisaillement. Dans notre étude, vu les valeurs du taux de cisaillement régnant dans la boucle hydraulique, nous avons utilisé le système SM2 pour la caractérisation de la solution aux forts taux de cisaillement et le système SM1 pour les faibles taux de cisaillement dont la courbe présente un plateau newtonien bien marqué.

III.3.4 Influence de la température

Afin de montrer l'effet de la température sur le comportement du fluide sous cisaillement, nous étudions dans ce paragraphe l'évolution de la contrainte et de la viscosité en fonction de la température pour différents taux de cisaillement constants.

Sur les figures III.3 et III.5 nous présentons l'évolution de la contrainte des deux solutions (0,03% et 0,08%), en fonction de la température, à différents taux de cisaillement imposés. Ces courbes montrent qu'aux faibles taux de cisaillement ($\dot{\gamma}=1\text{s}^{-1}$ et $\dot{\gamma}=10\text{s}^{-1}$) la contrainte est pratiquement constante et les variations sont très faibles pour les deux solutions ; la température a donc peu d'effet sur la contrainte du fluide. Au contraire, à fort taux de cisaillement ($\dot{\gamma}=100\text{s}^{-1}$) la température influe beaucoup le comportement du fluide et les valeurs de la contrainte de cisaillement décroissent nettement si la température augmente. On note aussi que l'effet de la température devient moins accentué aux fortes températures.

Nous avons aussi représenté sur les figures III.4 et III.6 l'évolution de la viscosité des deux solutions en fonction de la température aux taux de cisaillement imposés précédemment. D'une manière générale, nous constatons que la viscosité pour les deux solutions diminue lorsque la température croît. L'augmentation de la température provoque une augmentation des distances intermoléculaires (dilatation) et par conséquent il en résulte des frottements plus faibles au sein du fluide et donc une viscosité plus faible [42]. De plus, l'effet de la température sur la viscosité est plus accentué aux faibles taux de cisaillement qu'aux forts taux de cisaillement. C'est l'effet inverse de l'effet de la température sur la contrainte de cisaillement (figure III.3 et III.5).

De l'étude des variations de la contrainte et de la viscosité en fonction de la température, nous retenons que la température affecte considérablement les propriétés de la solution. Suite à ceci, il devient nécessaire d'imposer une température et de la maintenir constante durant les campagnes de mesures.

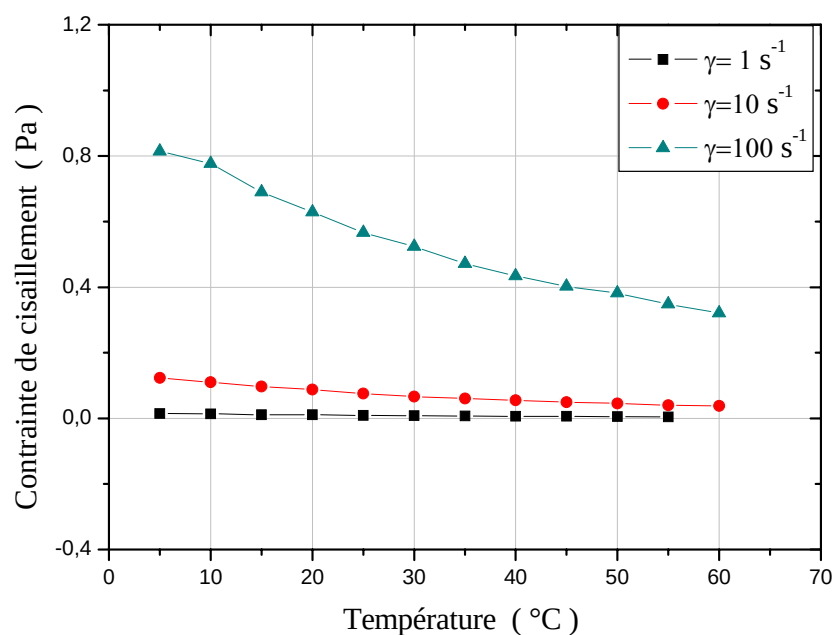


Figure III.3 : Contrainte en fonction de la température à trois taux de cisaillement imposés pour la concentration 0,03% en PAA.

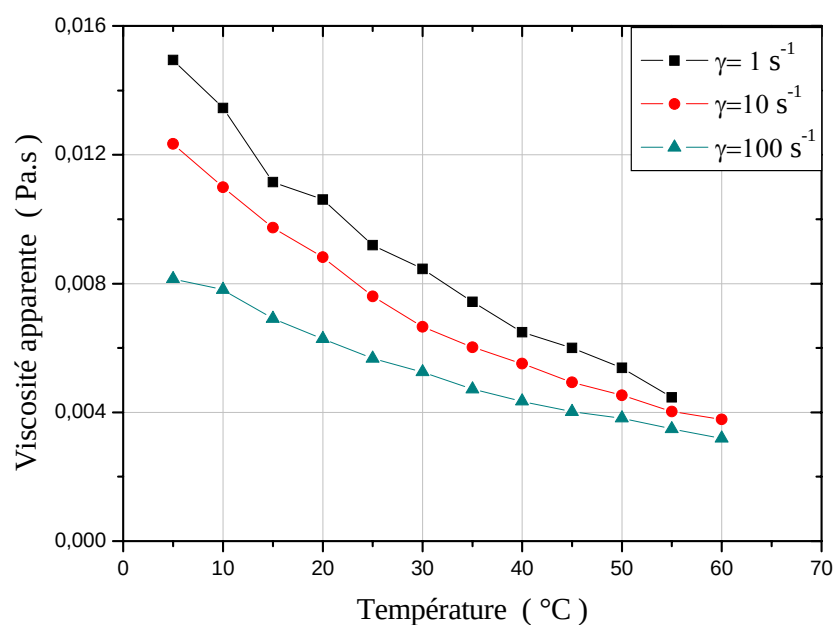


Figure III.4 : Viscosité en fonction de la température à trois taux de cisaillement imposés pour la concentration 0,03% en PAA.

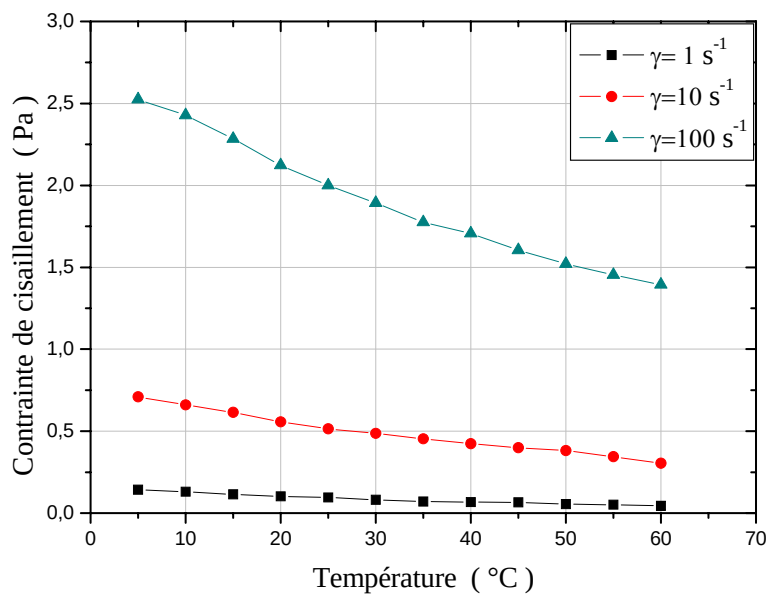


Figure III.5 : Contrainte en fonction de la température à trois taux de cisaillement imposés pour la concentration 0,08% en PAA.

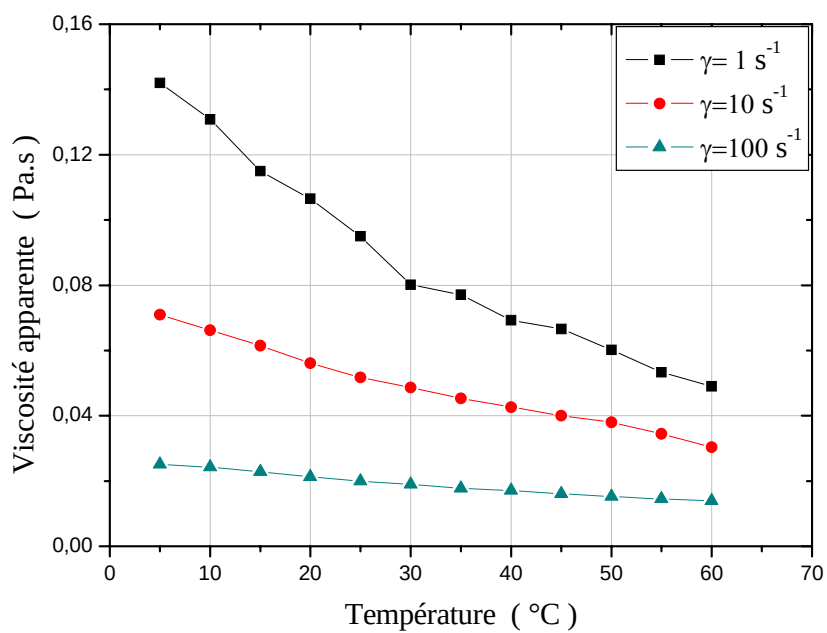


Figure III.6 : Viscosité en fonction de la température à trois taux de cisaillement imposés pour la concentration 0,08% en PAA.

Le choix de la valeur de la température qui sera imposée à la solution doit être facile à obtenir et surtout facile à maintenir constante sur une longue durée de mesures. Ceci nous a obligé à prendre une température de travail de $20 \pm 0,1^\circ\text{C}$. Cette valeur de 20°C est la plus adaptée à notre contexte pour plusieurs raisons et les plus importantes sont [43] :

- la boucle d'essai n'est pas calorifugée donc il est essentiel de ne pas dépenser trop d'énergie pour chauffer ou refroidir l'ensemble afin de maintenir une température constante.
- cette valeur de 20°C est la température de la salle sur une longue période de l'année ; il est donc facile et surtout rapide de corriger l'écart de température en cas de besoin avec les échangeurs de chaleur prévus sur la boucle hydraulique d'expérimentation.

III.4 Modélisation rhéologique

Les problèmes de modélisation ont été richement abordés dans la littérature vue l'impact énorme de ces études dans le domaine de l'industrie. Les solutions de polyacrylamide ont fait l'objet de nombreuses études rhéologiques et plusieurs modèles ont été proposés pour les caractériser (fluides rhéofluidifiants ou pseudoplastiques) ; citons pour exemple :

Jordan et al. [5] ont effectué une étude expérimentale et théorique d'une solution pseudoplastique de polyacrylamide AP30 et ont modélisé la solution par la loi de puissance.

Egalement pour Hamersma et al. [44] qui ont proposé, pour une solution aqueuse de polyacrylamide (Séparan AP30) à différentes concentrations et à $T = 20^\circ\text{C}$, un modèle à trois paramètres pour les fortes valeurs du taux de cisaillement en utilisant un rhéomètre à tube capillaire. Ce modèle s'écrit sous la forme suivante :

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{\eta_\infty} + \left[\tau - \tau_0 (1 - e^{-a \cdot \tau}) \right] \quad (\text{III.1})$$

$$\text{avec} \quad a = \frac{1}{\tau_0} + \left[1 - \frac{\eta_\infty}{\eta_0} \right] \quad (\text{III.2})$$

A une concentration de 0,1% , ce modèle a donné les paramètres suivants :

$$\eta_0 = 305 \text{ mPa.s} ; \quad \eta_\infty = 1,75 \text{ mPa.s} \text{ et } \tau_0 = 16 \text{ Pa}$$

Une solution aqueuse de polyacrylamide (Séparan AP273), à trois concentrations (0,02% ; 0,05% ; 0,1%) peut être représentée par le modèle de Carreau-Yasuda [4] décrit comme suit :

$$\eta = \eta_{\infty} + \frac{\eta_0 - \eta_{\infty}}{\left(1 + (\lambda \cdot \dot{\gamma})^a\right)^{n/a}} \quad (\text{III.3})$$

n : indice de loi de puissance défini par le modèle de Carreau-Yasuda.

a : un paramètre introduit par Yasuda et al. [45].

Compte tenu de la multitude des lois de comportement proposées, nous avons essayé de représenter nos différentes solutions par deux modèles ; le premier est celui de Cross [46] et le second est celui de Carreau-Yasuda, et qui sont donnés sous les deux formes suivantes :

a) Modèle de Cross

$$\eta_{CR} = \eta_{\infty} + \frac{\eta_0 - \eta_{\infty}}{1 + (\lambda_{CR} \cdot \dot{\gamma})^m} \quad (\text{III.4})$$

b) Modèle de Carreau-Yasuda

$$\eta_{CY} = \eta_{\infty} + \frac{\eta_0 - \eta_{\infty}}{\left(1 + (\lambda_{CY} \cdot \dot{\gamma})^a\right)^{n/a}} \quad (\text{III.5})$$

Les ajustements des données expérimentales $\eta(\dot{\gamma})$, pour les différentes concentrations avec les deux modèles ci-dessus, sont représentés sur les deux figures III.7 et III.8 et les valeurs des paramètres rhéologiques sont reportées sur le tableau III.1 pour le modèle de Cross et le tableau III.2 pour le modèle de Carreau-Yasuda.

Enfin, les analyses des résultats des essais de relaxation des solutions viscoélastiques ont fait apparaître le caractère élastique de manière appréciable et mesurable au delà d'une concentration de 0,1% en masse [47]. Nous pouvons ainsi retenir, de ces analyses, les valeurs suivantes pour le temps de relaxation des différentes solutions utilisées :

- concentrations de 0,03% et 0,08% ; temps de relaxation $\cong 0$ s
- concentration de 0,2% ; temps de relaxation = 0,45s

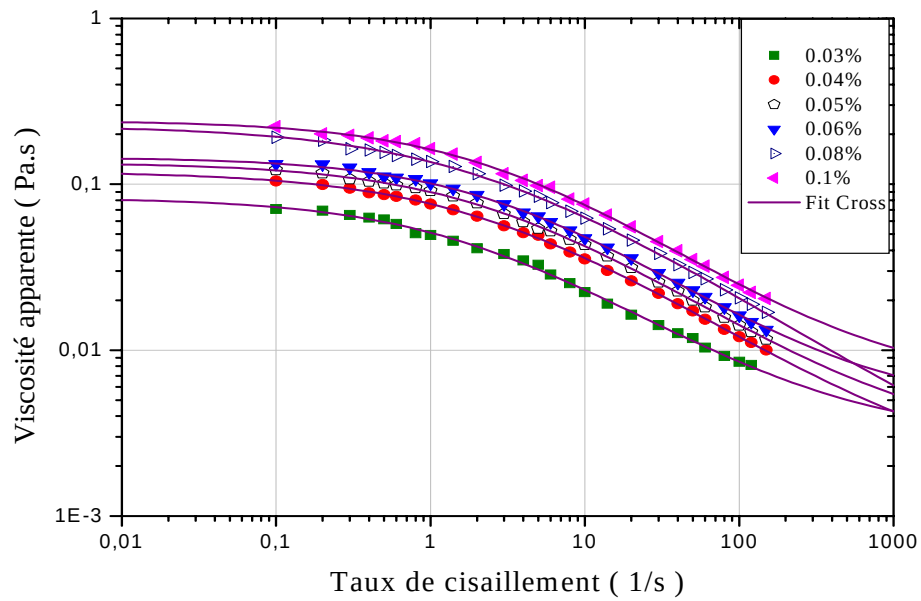


Figure III.7 : Ajustement expérience- théorie : modèle de Cross.

C (%)	η_0 [Pa .s]	η_∞ [Pa .s]	λ [s]	m
0,03	0,0829	0,00299	0,532	0,654
0,04	0,119	0,00162	0,414	0,625
0,05	0,135	0,00269	0,367	0,653
0,06	0,145	0,00442	0,320	0,687
0,08	0,225	0,00081	0,493	0,599
0,1	0,242	0,00604	0,371	0,675

Tableau III.1 : Paramètres rhéologiques obtenus par le modèle de Cross.

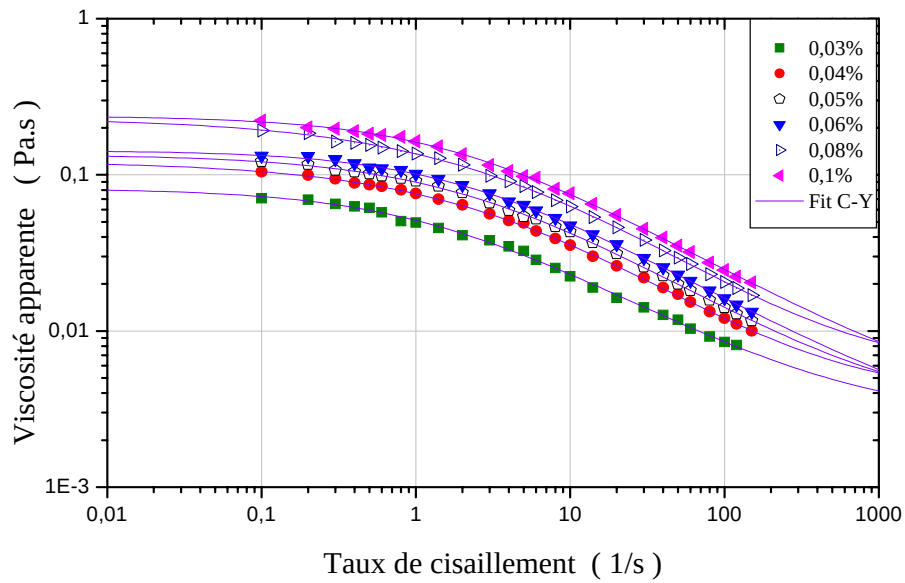


Figure III.8 : Ajustement expérience-théorie : modèle de Carreau-Yasuda.

C [%]	η_0 [Pa .s]	η_∞ [Pa .s]	λ [s]	n	a
0,03	0,0819	0,00261	0,651	0,609	0,687
0,04	0,122	0,00383	0,211	0,795	0,561
0,05	0,135	0,00282	0,357	0,659	0,649
0,06	0,143	0,00161	0,493	0,572	0,75
0,08	0,232	0,00549	0,212	0,794	0,529
0,1	0,238	0,00246	0,537	0,581	0,731

Tableau III.2 : Paramètres rhéologiques obtenus par le modèle de Carreau-Yasuda.

Détermination des paramètres rhéologiques des solutions de travail

Par la suite, nous avons opté pour deux solutions et nous avons affiné l'analyse rhéologique. Seules ces deux concentrations seront utilisées dans le dispositif expérimental ; c'est-à-dire dans l'étude de l'écoulement d'un fluide viscoélastique dans une contraction brusque (chapitre IV).

La variation de la contrainte de cisaillement, pour les deux solutions à 0,03% et 0,08% en fonction du taux de cisaillement et à température de $20 \pm 0,1^\circ\text{C}$, est représentée sur la figure III.9. Ces courbes montrent clairement le caractère rhéofluidifiant de ces deux solutions.

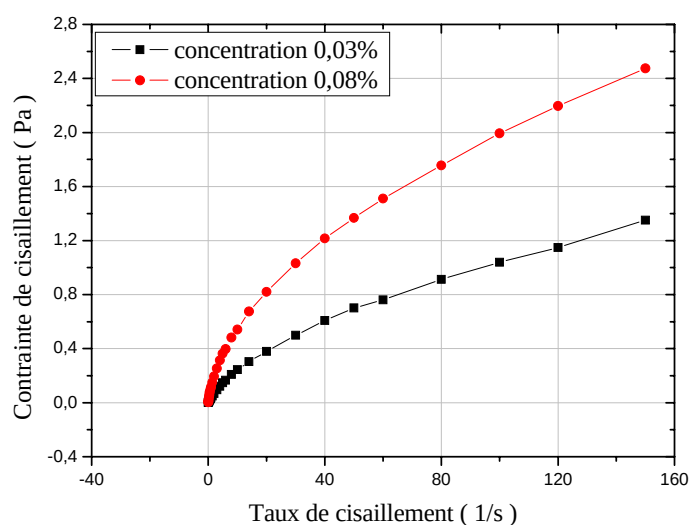


Figure III.9 : Contrainte en fonction du taux de cisaillement pour les deux concentrations 0,03% et 0,08% en PAA.

Les différentes courbes des figures III.10 et III.11 illustrent les variations de la viscosité des deux solutions en fonction du taux de cisaillement. On remarque, comme précédemment, que ces solutions présentent un comportement non-newtonien rhéofluidifiant (pseudoplastique).

Les ajustements des courbes de la viscosité apparente, par les deux modèles de Cross et de Carreau-Yasuda et le calcul des paramètres rhéologiques, donnent le tableau III.3.

C [%]	Cross				Carreau-Yasuda				
	η_0 [Pa.s]	η_∞ [Pa.s]	λ [s]	m	η_0 [Pa.s]	η_∞ [Pa.s]	λ [s]	a	n
0.03	0,048	0,0005	0,0974	0,604	0,0484	0,00041	0,104	0,612	0,59
0.08	0,163	0,0031	0,313	0,617	0,164	0,0031	0,312	0,614	0,612

Tableau III.3 : Paramètres des lois rhéologiques utilisées.

Pour évaluer la qualité de représentation des deux modèles, nous avons comparé les valeurs des viscosités expérimentales η_m et les valeurs des viscosités calculées η_c en traçant l'erreur relative $\frac{\eta_m}{\eta_c} - 1$ en fonction du taux de cisaillement (III.12 et III.13). Ces figures montrent clairement la bonne coïncidence des valeurs expérimentales avec les valeurs théoriques tirées des deux modèles. L'écart est au maximum de l'ordre de 9% et il est souvent de l'ordre de 3%. De plus, les valeurs des viscosités η_0 et η_∞ calculées, après ajustement des courbes par les deux modèles de Cross et de Carreau-Yasuda, sont pratiquement identiques; ceci prouve que les deux lois modélisent convenablement nos deux fluides de travail.

Pour comparer les valeurs données par les deux modèles, cités précédemment, par rapport aux valeurs expérimentales, nous avons calculé les deux grandeurs statistiques, la dispersion et le coefficient de Teil définis de la manière suivante :

$$\text{Dispersion (\%)} = \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N \left(\frac{\eta_c - \eta_m}{\eta_m} \right)^2 \right)^{1/2} \times 100 \quad (\text{III.6})$$

$$T = \frac{\left((1/N) \sum_{i=1}^N (\eta_m - \eta_c)^2 \right)}{\left((1/N) \sum_{i=1}^N \eta_m \right)^{1/2} + \left((1/N) \sum_{i=1}^N \eta_c \right)^{1/2}} \quad (\text{III.7})$$

N : nombre de points expérimentaux.

η_m : valeurs mesurées de la viscosité.

η_c : valeurs de la viscosité calculées par le modèle.

avec $0 \leq T \leq 1$ tel que :

Si T tend vers 0, le modèle est bon

Si T tend vers 1, le modèle est mauvais

	Modèle de Cross		Modèle de Carreau-Yasuda	
Concentration (%)	0,03%	0,08%	0,03%	0,08%
Dispersion (%)	0,431	0,436	0,438	0,436
Coefficient Teil	7,761E-3	9,430E-3	7,760E-3	9,429E-3

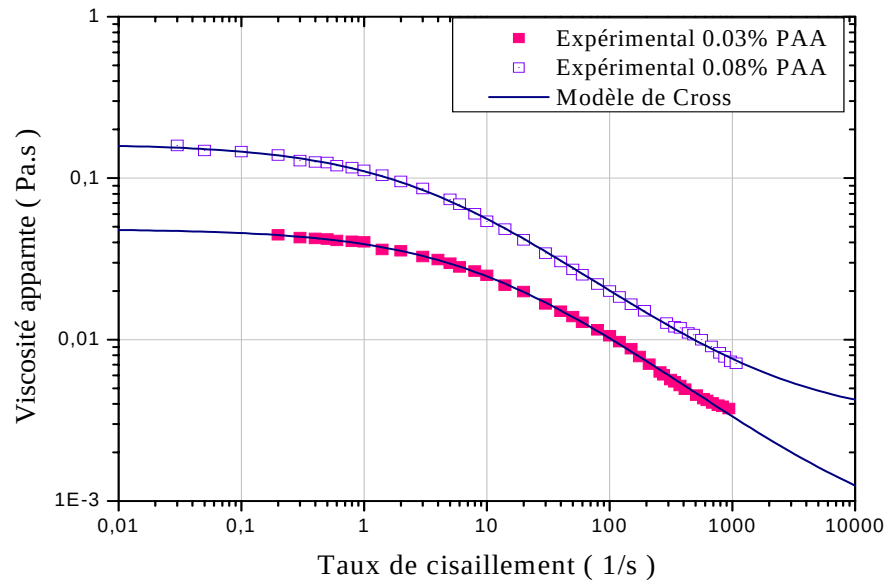


Figure III.10 : Ajustement expérience-théorie : modèle de Cross.

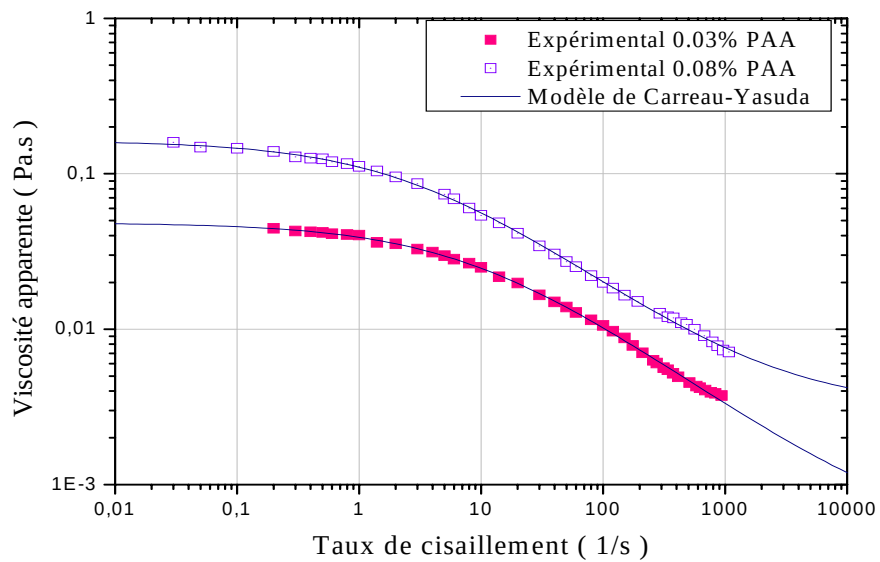


Figure III.11 : Ajustement expérience-théorie : modèle de Carreau-Yasuda.

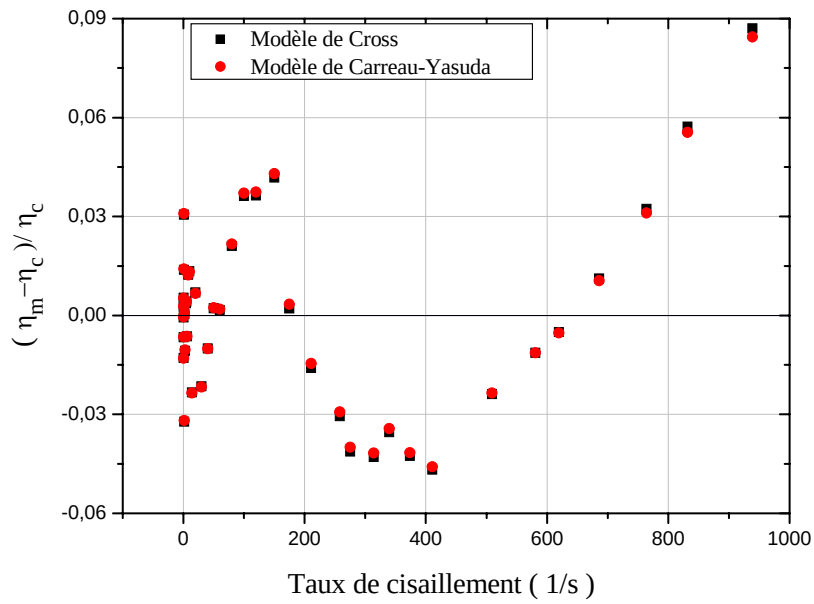


Figure III.12 : Différences entre les valeurs de viscosité expérimentales η_m et les valeurs calculées η_c par les deux modèles à 0,03 % en PAA.

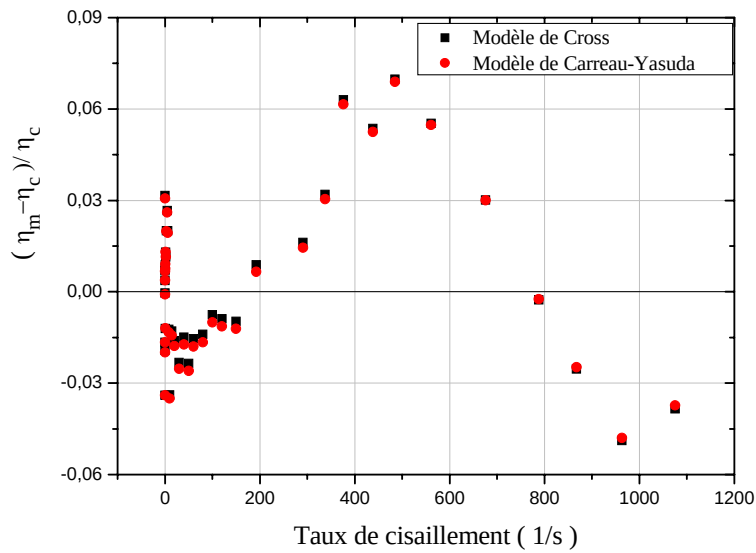


Figure III .13 : Différences entre les valeurs de viscosité expérimentales η_m et les valeurs calculées η_c par les deux modèles à 0,08 % en PAA.

III.5 Conclusion

L'étude rhéologique des solutions polymériques nous a permis de mesurer la variation de la viscosité en fonction de la concentration, ainsi qu'en fonction du taux de cisaillement et nous a permis de montrer que le comportement des solutions de polyacrylamide est bien un comportement non-newtonien rhéofluidifiant (ou pseudoplastique).

L'influence de la température sur la viscosité et la contrainte de cisaillement est considérable, ce qui nécessite de maintenir une température constante lors des campagnes de mesures.

Dans ce chapitre, nous nous sommes aussi intéressés à la modélisation rhéologique des courbes d'écoulement par des modèles qui possèdent deux plateaux newtoniens, un plateau pour les faibles valeurs du taux de cisaillement (viscosité η_0) et un plateau pour les fortes valeurs du taux de cisaillement (viscosité η_∞). Ces deux modèles sont ceux de Cross et de Carreau-Yasuda.

Cette modélisation a permis d'obtenir un indice de structure d'écoulement n inférieur à 1 ce qui traduit le caractère rhéofluidifiant des solutions. De plus, cette modélisation montre que les deux modèles se superposent parfaitement. Ce qui prouve que les deux modèles représentent correctement nos fluides viscoélastiques de travail en régime permanent.

Chapitre IV : Profils des vitesses et pertes de charge

Nous allons présenter dans ce chapitre, les résultats obtenus en étude locale (profils des vitesses) et en étude globale (pertes de charge et frottements). Ces résultats représentent l'évolution de l'écoulement et des pertes de charge engendrées en fonction de la viscoélasticité (concentration) et de l'inertie (nombre de Reynolds). A chaque fois que c'est possible, des comparaisons avec la référence newtonienne (l'eau) seront présentées afin de montrer surtout l'influence de la propriété élastique sur les caractéristiques de l'écoulement.

Le nombre de Reynolds, représentant le rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses, est un paramètre fondamental dans la caractérisation d'une configuration donnée. Pour les écoulements des fluides newtoniens dans des géométries simples, la définition du nombre de Reynolds ne présente aucune difficulté. Dans le cas d'écoulements de fluides non-newtoniens dans des géométries quelconques, la variation de la viscosité avec la vitesse de cisaillement nécessite une généralisation de ce nombre adimensionnel et plusieurs définitions ont été proposées dans la littérature.

Dans cette partie, le nombre de Reynolds est défini par :

$$\text{Re} = \frac{\rho V_h . h}{\eta} = \frac{\rho Q_v}{2 \cdot e \cdot \eta} \quad (\text{IV.1})$$

ρ : masse volumique, V_h : vitesse débitante aval, Q_v : débit volumique, h : mi-hauteur aval,

η : viscosité apparente du fluide, e : épaisseur entre les deux plans parallèles.

Pour le fluide newtonien, la viscosité est indépendante du taux de cisaillement, donc la viscosité η est constante.

Dans le cas des solutions viscoélastiques non-newtoniennes, la viscosité η dépend du taux de cisaillement et dans ce cas, cette viscosité se calcule par l'expression suivante :

$$\eta = \eta(\dot{\gamma}) \quad \text{avec} \quad \dot{\gamma} = \frac{V_h}{h} = \frac{Q_v}{2 e h^2} \quad (\text{IV.2})$$

où $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement.

IV.1 Etude locale : profils des vitesses

Dans cette partie les résultats expérimentaux obtenus, sur la structure de l'écoulement, sont présentés essentiellement sous forme de profils des vitesses.

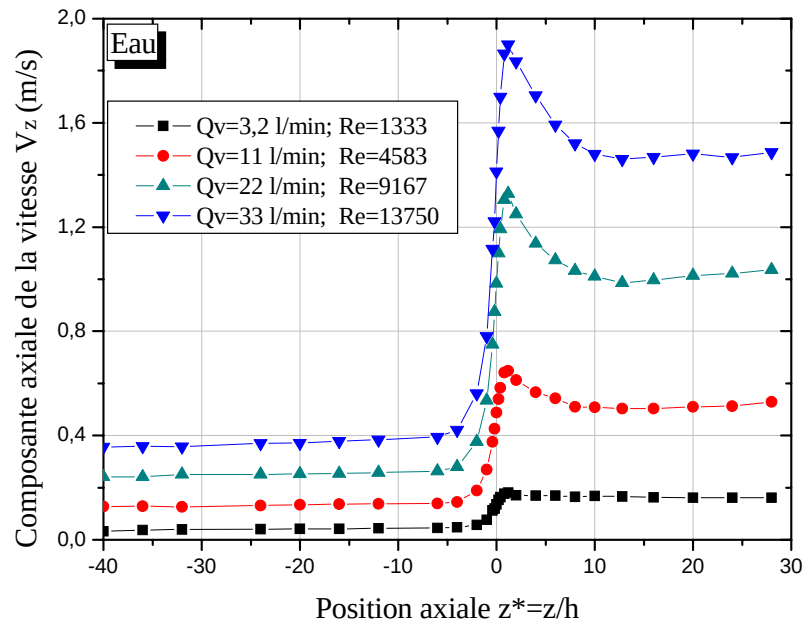
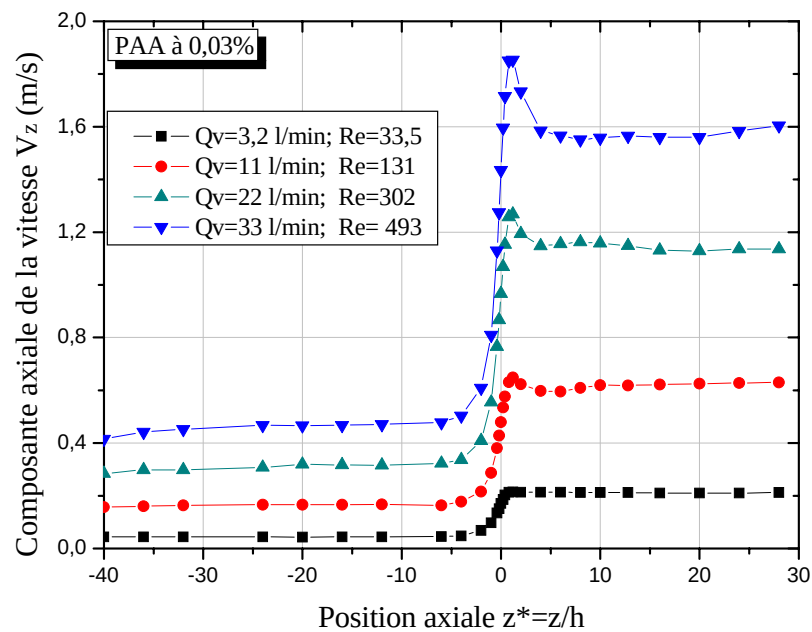
A cause de la symétrie plane de la veine d'expérience, seule les mesures de la vitesse dans le plan médian yoz (i.e le plan $x=0$) sont considérées et analysées.

Afin de connaître l'effet de l'inertie sur l'évolution de l'écoulement à l'amont et à l'aval de la contraction, nous avons d'abord suivi l'évolution de la composante axiale V_z sur la ligne centrale ou l'axe principale de symétrie ($x=0, y=0$) le long de la veine pour différents nombres de Reynolds et/ou différentes valeurs du débits volumiques.

Les figures IV.1, IV.2, IV.3 et IV.4 représentent l'évolution de la composante axiale V_z ou de sa vitesse réduite V_z/V_h , mesurée sur la ligne centrale, pour différents nombres de Reynolds. La figure IV.1 représente l'évolution de la composante axiale V_z de l'écoulement de la référence newtonienne. Nous avons aussi représenté respectivement sur les figures IV.2 et IV.3, les profils de la composante axiale V_z pour une solution faiblement concentrée (0,03%) et une autre fortement concentrée (0,08%).

On constate, d'une manière générale, que l'augmentation des forces d'inertie modifie le comportement dans la zone proche de la contraction et en particulier à l'aval de celle-ci. Il existe cependant une différence de comportement du fluide viscoélastique, comparativement au fluide newtonien, en fonction de l'importance de l'inertie ou du nombre de Reynolds.

L'analyse des courbes de la composante axiale V_z montre que, sur une grande partie de la zone amont, la vitesse n'évolue pratiquement pas ; l'influence de la singularité (contraction) commence à se faire sentir à partir de $z^* = -10$ du plan de contraction. Les courbes relatives au fluide newtonien, montrent que l'écoulement subit une contraction au niveau du plan de contraction puis se répartit rapidement pour atteindre l'écoulement de Poiseuille. Dans la partie aval, la zone d'influence de la contraction se décale vers l'aval et ceci est d'autant plus lisible que le débit est fort.

Figure IV.1 : Evolution de V_z sur la ligne centrale pour le fluide newtonien (eau)Figure IV.2 : Evolution de V_z sur la ligne centrale pour le fluide viscoélastique (solution 0.03% en PAA).

Les courbes des solutions viscoélastiques (figures IV.2, IV.3, IV.4), comparativement à celle de la référence newtonienne (eau), montrent des comportements différents surtout à fortes inertie ($Q_v > 3,2$ l/min) et à forte concentration (0,08%). A faible concentration (0,03%) il n'y a pratiquement aucune différence de comportement entre le fluide newtonien et la solution viscoélastique. A cette concentration la solution est pratiquement newtonienne.

Contrairement au fluide newtonien et à la solution à faible concentration (0,03%), les profils des courbes de la solution à forte concentration (0,08%- figure IV.3) montrent une zone de section contractée non lisible à $Re < 70$ ($Q_v < 11$ l/min) et la position de retour à l'écoulement de Poiseuille est rejetée très en aval. Ce résultat expérimental conforte certaines études numériques comme celles de Azaiz et al. [22], Fortin et al. [48], Fortin et al. [49] et Marchal et al. [50]. Le comportement de l'écoulement dans la partie aval, à forts nombres de Reynolds, est complètement différent de celui à faibles nombres de Reynolds pour cette solution fortement concentrée. Cette différence de comportement ne peut être due qu'à la propriété élastique non négligeable à cette concentration de la solution (0,08%). Ainsi, plus le nombre de Reynolds est grand, plus les contraintes normales, dues au changement brusque de section, sont importantes et l'effet d'élongation augmente. Ceci engendre une augmentation de la vitesse axiale, dans la partie aval de la veine de mesures, aux grands nombres de Reynolds ($Re > 70$). Il se traduit par un rejet de l'écoulement établi de Poiseuille assez loin du plan de contraction et à $z^* = 30$ cet écoulement n'est pas complètement établi. Avec la référence newtonienne (eau) l'écoulement est déjà établi à $z^* = 10$ (figure IV.1).

On note aussi que l'augmentation du débit ou du nombre de Reynolds fait réagir qualitativement et quantitativement la contraction sur l'écoulement par un déplacement du pic des vitesses vers la partie aval et par l'augmentation de l'amplitude de ce pic. A faible inertie, ce comportement est semblable à la plupart des comportements relevés dans les études numériques précitées dans le chapitre I et en particulier les études de Azaiz et al. [22] et de Basombrio et al. [51].

La représentation des profils de la composante axiale adimensionnelle V_z/V_h obtenus avec la solution la plus concentrée (0,08% - figure IV.4) montre une nette différence de comportement de l'écoulement à l'aval de la contraction. Cette figure montre, en particulier, l'évolution de la structure de l'écoulement en fonction de l'inertie à l'aval de la contraction.

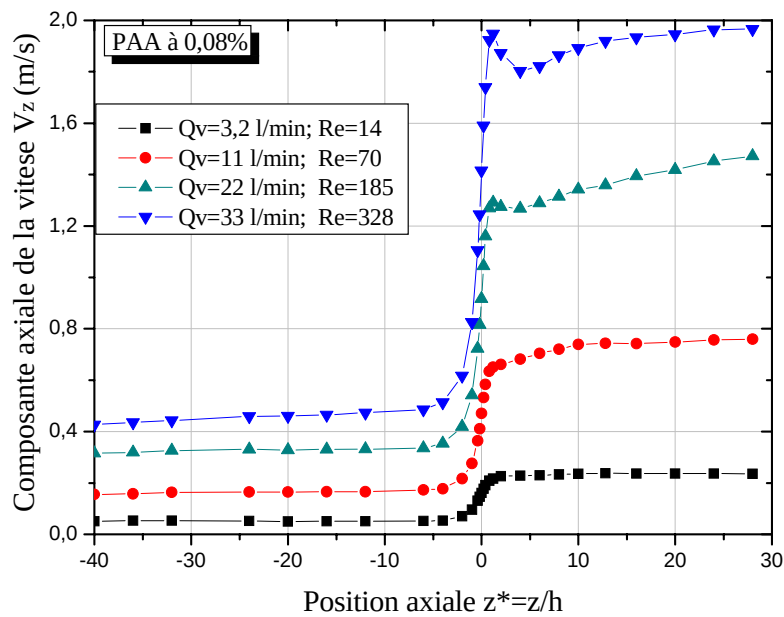


Figure IV.3 : Evolution de V_z sur la ligne centrale pour le fluide viscoélastique (solution 0,08% en PAA).

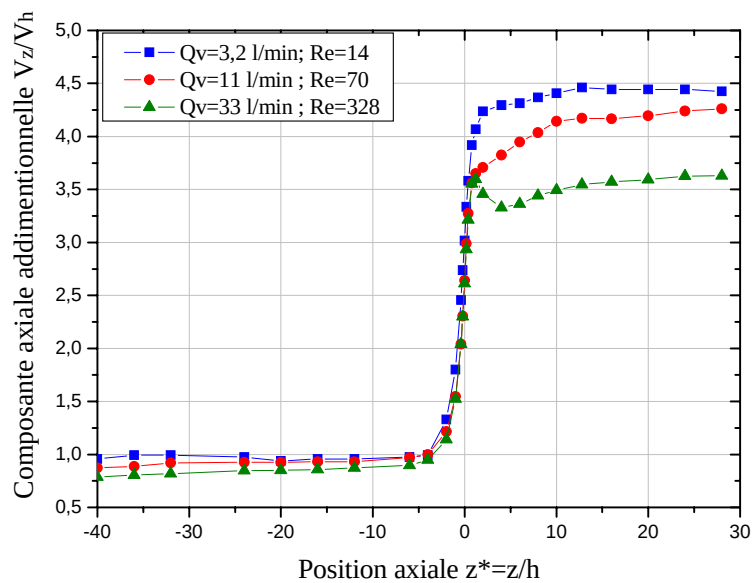


Figure IV.4 : Evolution de la composante axiale adimensionnelle V_z/V_h sur la ligne centrale pour la solution 0,08% en PAA.

Nous représentons respectivement sur les figures IV.5 et IV.6 la comparaison des profils de la composante V_z et de sa vitesse réduite V_z/V_h obtenus avec de l'eau et les deux solutions (0,03% et 0,08%). A faible débit ($Q_v = 3,2$ l/min), on observe une ressemblance des profils pour les trois fluides due à la prédominance de la propriété visqueuse sur la propriété élastique. A fort débit, la propriété élastique l'emporte sur la propriété visqueuse et l'écart entre les profils devient très important. Nous notons également que le comportement de la solution à 0,08%, à l'aval, diffère beaucoup du comportement newtonien. Ceci est dû certainement à la prédominance de la composante élongationnelle sur la composante tangentielle du taux de déformation (influence de la propriété élastique).

A forte concentration (0,08%), nous notons surtout que le comportement de l'écoulement, dans la partie aval et à forts nombres de Reynolds, est complètement différent de celui à faibles nombres de Reynolds (figures IV.4, IV.5 IV.6).

La présence des contraintes normales et du caractère d'élongation des fluides viscoélastiques dans le sens de l'écoulement principal élargit la zone des perturbations et retarde l'apparition de l'écoulement établi de Poiseuille. Dans les études numériques de Marchal et al. [52,53] avec le fluide d'Oldroyd B, l'apparition de l'écoulement de Poiseuille se produit entre $z^* = 8$ et $z^* = 12$ à un nombre de Reynolds faible. Dans notre étude et à faible débit ($Q_v < 11$ l/min), l'écoulement est aussi de type Poiseuille dans ces zones là ; par contre à fort débit les profils des vitesses diffèrent des prévisions numériques de Marchal et al. [52,53]. Cette différence peut s'expliquer par la loi de comportement utilisée (Oldroyd B) qui a sûrement atténué certains phénomènes (élongation et relaxation) et qui existent réellement dans notre étude expérimentale.

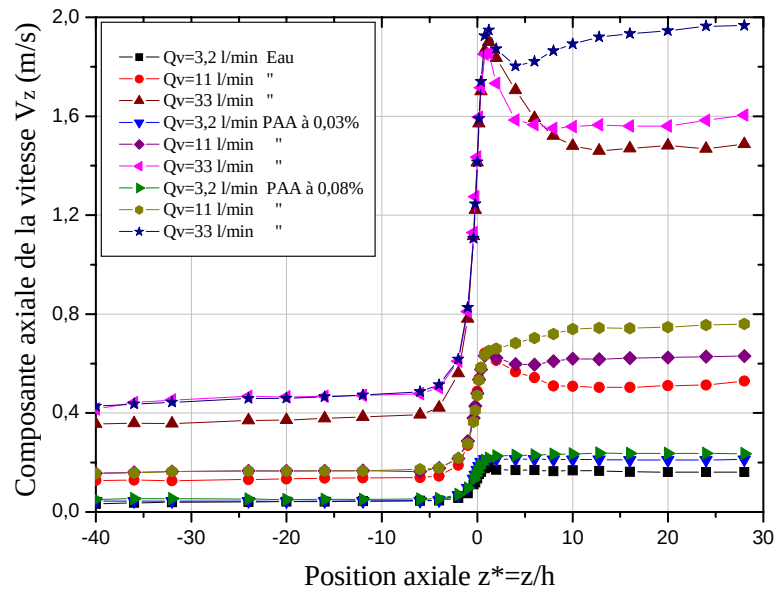


Figure IV.5 : Comparaison entre le fluide newtonien et les deux solutions viscoélastiques.

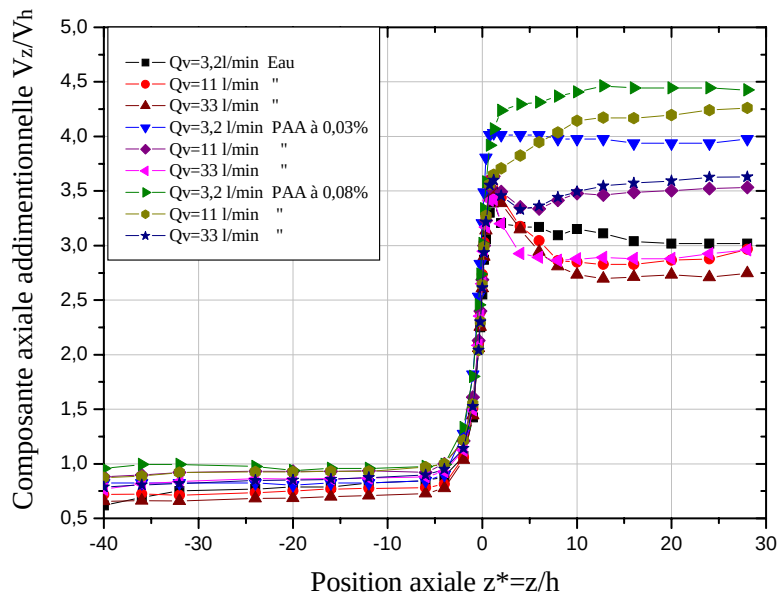


Figure IV.6 : Comparaison de l'évolution de la composante axiale adimensionnelle V_z/V_h entre l'eau et les deux solutions viscoélastiques.

IV.1.1 Etude de l'effet d'élongation

Afin d'expliciter le phénomène d'élongation du fluide viscoélastique au passage de la contraction, relevé précédemment, nous avons calculé et représenté le taux d'élongation dans le sens de l'écoulement principal.

Ce taux d'élongation est donné par le rapport : $\frac{dV_z}{dz}$

V_z : composante de la vitesse dans le sens de l'écoulement principal

z : coordonnée dans le sens de l'écoulement principal

La figure IV.7 représente le taux d'élongation dV_z/dz à différent débit pour la solution viscoélastique à 0,08%. Par contre, les trois figures suivantes (figures IV.8, IV.9 et IV.10) représentent ce taux d'élongation à trois débits (faible, moyen et fort). Sur ces trois figures et pour un débit donné, nous avons pris la référence newtonienne (eau), les deux solutions étudiées (0,03% et 0,08%) et les mesures antécédentes de la même solution mais à très forte concentration (0,2%), donc à très forte élasticité [43].

La figure IV.7 montre clairement que le taux d'élongation du fluide viscoélastique augmente très sensiblement avec le nombre de Reynolds, au voisinage de la contraction. Les figures IV.8, IV.9 et IV.10 montrent que, pour un débit donné, le taux d'élongation augmente fortement avec la concentration de la solution. Ce taux d'élongation est donc lié directement à la propriété élastique du fluide ; plus le fluide est élastique plus ce taux est important. On note aussi que ce phénomène s'estompe loin en aval de la contraction et il est indécélable loin en amont de cette contraction.

Ces résultats très importants justifient, une fois de plus, l'intérêt des chercheurs pour cette géométrie particulière (contraction) quand ils veulent étudier finement les fluides non-newtoniens en général et les fluides viscoélastiques en particulier.

Les valeurs de ce taux montrent une élongation maximale au niveau de plan de contraction et des valeurs négatives entre $z^* = 0$ et $z^* = 5$. Le relevé des valeurs maximales de ce taux (pics) pour les quatre fluides analysés donne le tableau IV.1 ci-dessous.

Qv (l/min)	3,2	11	33
Eau	0,033	0,114	0,349
PAA à 0,03%	0,036	0,11	0,321
PAA à 0,08%	0,032	0,122	0,345
PAA à 0,2%	0,05	0,57	0,76

Tableau VI.1: Comparaison des valeurs maximales du taux d'élongation.

Une comparaison, des valeurs maximales de ce taux, montre une certaine égalité entre les fluides, aux faibles débits, due certainement à la prédominance de la propriété visqueuse sur la propriété élastique. Aux forts débits, la propriété élastique l'emporte et l'écart entre les valeurs devient très important.

Ce tableau de valeurs conforte l'explication donnée précédemment pour justifier la différence de comportement des allures des courbes relevées à l'aval de la contraction. A faible débit ($Q_v = 3,2$ l/min), le comportement des solutions non-newtoniennes ressemble à celui du fluide newtonien ; mais à fort débit ($Q_v = 33$ l/min), le comportement de ces solutions change complètement. Ce comportement est dû à la prédominance de la composante élongationnelle sur la composante tangentielle (cisaillement) du taux de déformation ; c'est-à-dire que les vitesses d'élongation sont beaucoup plus importantes que les vitesses de cisaillement (présence de la propriété élastique). Ceci a une influence directe sur la longueur nécessaire à l'établissement de l'écoulement de Poiseuille à l'aval. Ce phénomène est rarement relevé dans les études numériques effectuées jusqu'à présent à cause des nombres de Reynolds modérés imposés aux écoulements étudiés.

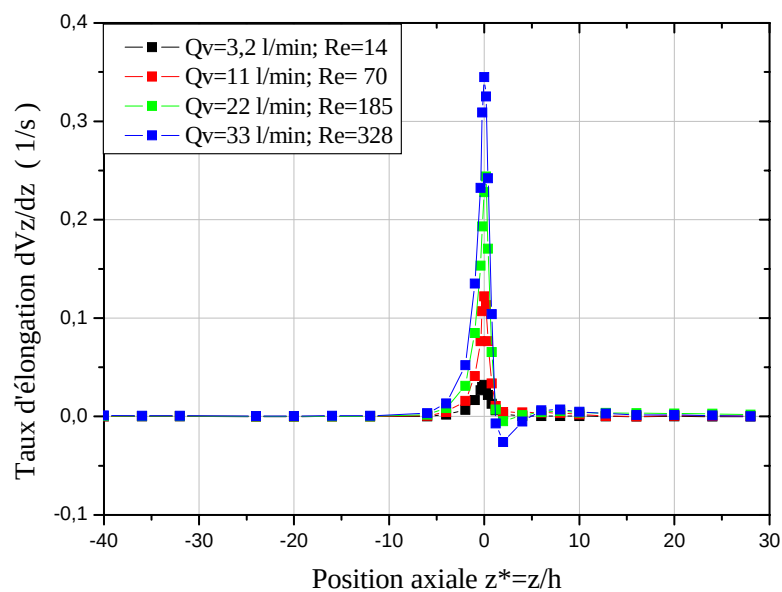


Figure IV.7 : Taux d'élongation dV_z/dz de la solution viscoélastique à 0,08%.

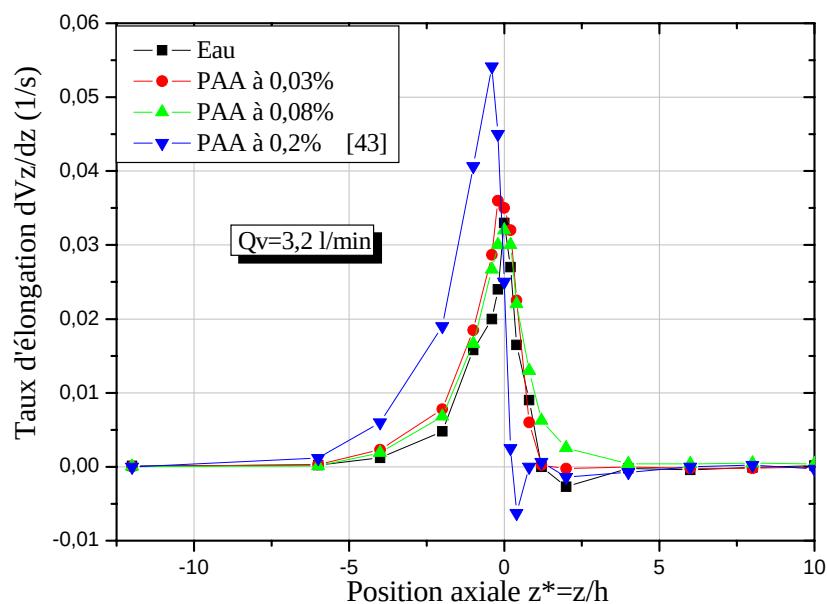


Figure IV.8 : Taux d'élongation dV_z/dz pour l'eau et les solutions viscoélastiques au voisinage de la contraction à faible débit.

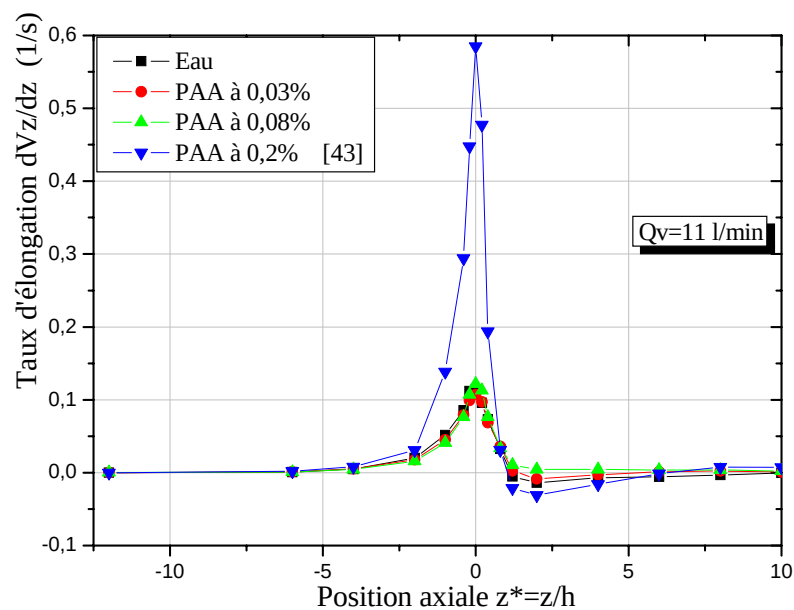


Figure IV.9 : Taux d'élongation dV_z/dz pour l'eau et les solutions viscoélastiques au voisinage de la contraction à débit moyen.

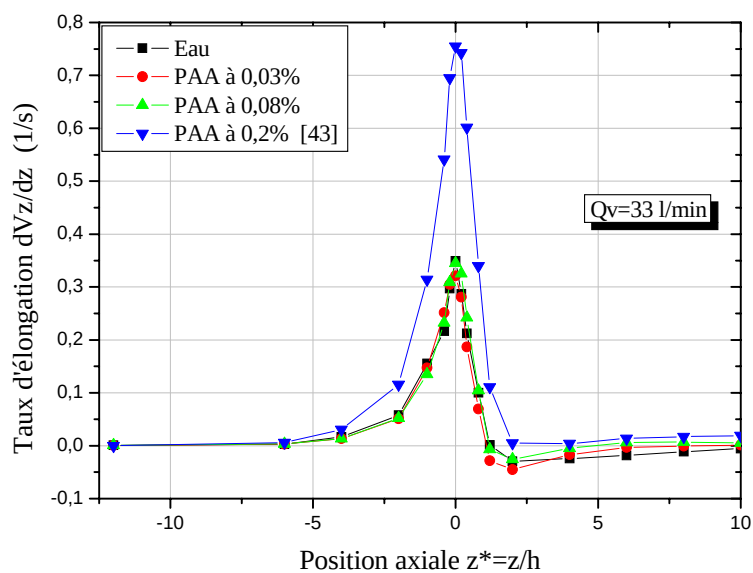


Figure IV.10 : Taux d'élongation dV_z/dz pour l'eau et les solutions viscoélastiques au voisinage de la contraction à fort débit.

IV.1.2 Effet de la relaxation sur l'écoulement aval

Nous avons tracé, sur la figure IV.11, les profils de la composante transversale V_y de l'écoulement du fluide newtonien (eau) afin de connaître l'organisation de l'écoulement de $z^* = -5$ à $z^* = 30$. Les mesures représentées concernent uniquement la ligne latérale ($y^* = -0.6$).

Ces courbes confortent les connaissances sur la position de la section contractée et la longueur nécessaire pour l'obtention de l'écoulement établi de Poiseuille. Ces courbes montrent, en particulier, que la position du centre du tourbillon, faisant suite à la contraction des lignes de courant, ne varie pas avec l'inertie et se situe toujours à environ $z^* = 2$. Cette particularité est une caractéristique des fluides purement visqueux et parmi eux les fluides newtoniens dont la relaxation est instantanée contrairement aux fluides viscoélastiques dont l'existence d'une relaxation, non nulle, a une influence sur la position du tourbillon aval lorsque l'inertie varie.

Le tracé des profils de la composante axiale V_z de l'écoulement du fluide viscoélastique à 0,08%, dans la partie aval seulement, donne la figure IV.12. Ces courbes, relevées dans le même plan que précédemment (fluide newtonien, $y^* = -0,6$) et à différentes valeurs du débit, montrent l'évolution de l'écoulement aval et de son organisation pour l'obtention de l'écoulement établi de Poiseuille.

De l'analyse de ces courbes, nous pouvons confirmer l'existence de la section contractée et situer sa position qui évolue avec l'inertie. La valeur minimale "relative" de ces courbes traduit approximativement la position du centre du tourbillon. A faible inertie, la position de ce minimum se situe aux environs de $z^* = 2$; alors qu'à fort débit ce minimum se retrouve à environ $z^* = 4$. Le décalage de ce minimum vers l'aval, lorsque le débit augmente, est lié directement à la propriété élastique de ces fluides. A cause de la relaxation non instantanée de notre solution viscoélastique et après son cisaillement à $z^* = 0$, celle-ci se relaxe mais la distance nécessaire à cela dépend de la vitesse de la particule. Par conséquent, plus le débit est grand plus la longueur nécessaire de recouvrance de l'écoulement de Poiseuille est grande.

En résumé, plus le débit est grand (fort Re) plus la distance nécessaire à l'obtention de l'écoulement établi est rallongée à cause, d'une part de la relaxation non instantanée de ce fluide viscoélastique et d'autre part, de son taux d'élongation axial important. Ces deux caractères doivent être pris en compte lors de la recherche de l'écoulement établi de Poiseuille et surtout dans le calcul des pertes de charge régulière et singulière.

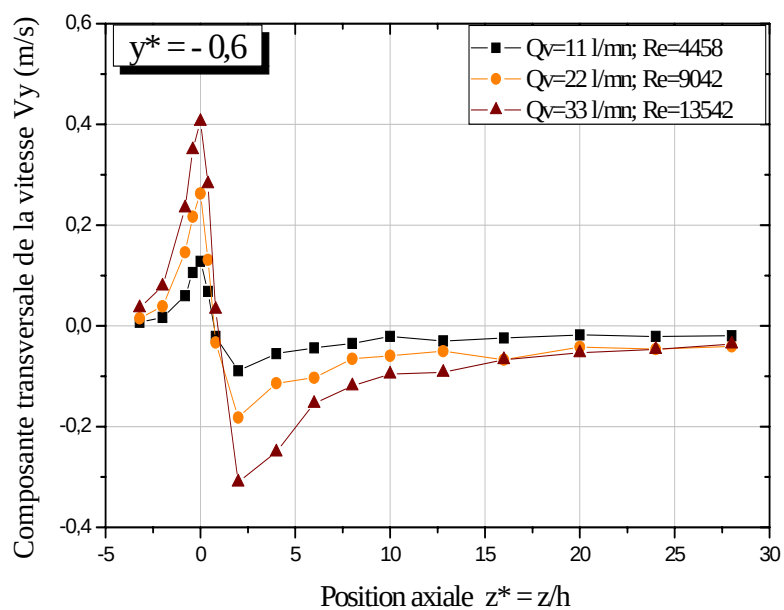


Figure IV.11 : Evolution de la composante V_y pour l'eau à $y^* = -0,6$ [43].

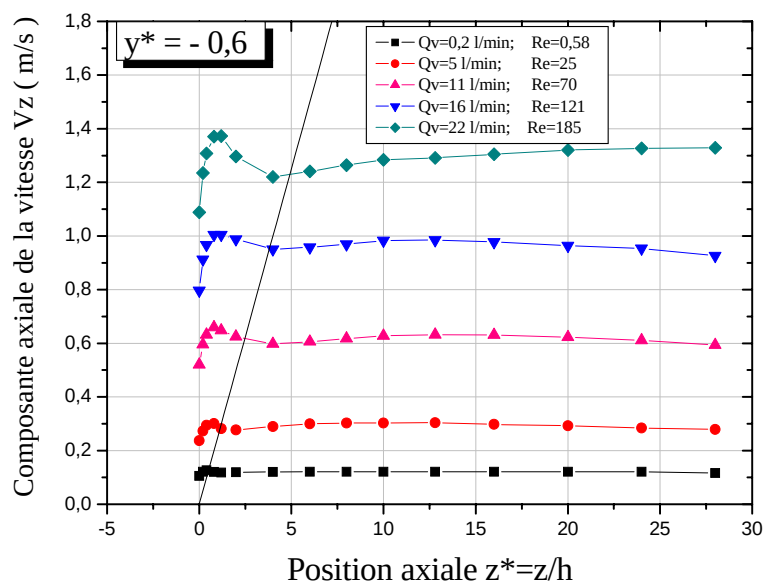


Figure IV.12 : Evolution de la composante V_z pour la solution 0,08 à $y^* = -0,6$

IV.1.3 Etude dans le sens longitudinal

Dans la suite de l'étude, nous allons nous intéresser uniquement aux caractéristiques dynamiques de l'écoulement de la solution la plus concentrée (0,08%).

Nous avons d'abord tracé les profils de la composante axiale V_z et de son taux des fluctuations (figures IV.13 et IV.14) ainsi que les profils de la composante transversale V_y et de son taux des fluctuations (figures IV.15 et IV.16). Les mesures ont été prises sur la ligne centrale $y^* = 0$ et sur les deux lignes parallèles situées de part et d'autre de la ligne centrale ($y^* = \pm 0,6$). L'analyse de ces courbes confirme l'existence des zones de recirculation et situe facilement leurs positions qui évoluent avec l'inertie.

La valeur minimale sur les courbes de la figure IV.13 traduit approximativement la position du centre du tourbillon. A faible inertie ($Re = 25$, $Q_v = 5$ l/min) la position de ce minimum se situe à $z^* = 2$ alors qu'à forte inertie ($Re = 185$, $Q_v = 22$ l/min) ce minimum se retrouve à environ $z^* = 4$. Le décalage du centre du tourbillon vers l'aval, lorsque le débit augmente, est lié directement à la propriété élastique de ces fluides. Ainsi à cause de la relaxation non instantanée de ces fluides viscoélastiques, notre solution viscoélastique après son cisaillement à $z^* = 0$, se relaxe mais la distance nécessaire à cela dépend de la vitesse de la particule fluide, d'où ce décalage vers l'aval.

Une comparaison dans la partie aval, des profils de la figure IV.13 relevés respectivement à $Q_v = 5$ l/min et à $Q_v = 22$ l/min, permet de noter une différence de comportement de l'écoulement de fluide.

A faible nombre de Reynolds $Re = 25$ (figure IV.13a) et loin de la contraction, le comportement des fluides viscoélastiques est identique sur la ligne central ($y^* = 0$) et sur les deux lignes latérales ($y^* = \pm 0,6$). A fort nombre de Reynolds $Re=185$ (figure IV.13b), le comportement sur la ligne centrale diffère de celui des deux lignes latérales. Ceci ne peut s'expliquer que par une élévation de 'type globale' à faible débit mais de 'type locale' à fort débit. A noter que le temps de relaxation λ , constant à une concentration donnée, est indépendant du débit.

Les profils de la composante V_y et de son taux des fluctuations, tout en restant sur les lignes précédentes (figures IV.15 et IV.16), montrent surtout les fortes convergences des lignes des courant au niveau du plan de contraction. Ces allures ne permettent pas la mise en évidence des zones de recirculation amont. Cette composante transversale V_y , nulle loin en amont (écoulement unidirectionnel), augmente brusquement à l'approche de la contraction pour redevenir de nouveau nulle loin en aval à cause de la réorganisation de l'écoulement (écoulement de Poiseuille, $V_y = 0$).

Ces profils confirment aussi l'existence de la symétrie de l'écoulement par rapport au plan $y^* = 0$. On note surtout que la taille des tourbillons est plus grande à $Re = 185$ qu'à $Re = 25$.

Les mesures des deux composantes V_y et V_z dans les plans choisis précédemment ($y=0$ et $y^* = \pm 0,6$) ne permettent malheureusement pas de situer facilement les zones de recirculation se trouvant en amont du plan de contraction d'où l'utilité du tracé des profils de V_y et V_z dans plusieurs plans transversaux. La représentation des courbes obtenues et leur analyse font l'objet du prochain paragraphe (figures IV.17 et IV.18).

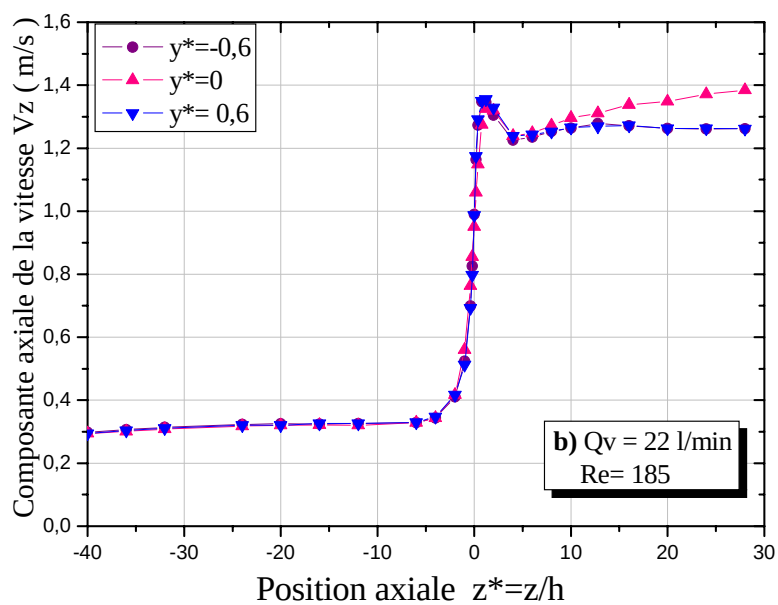
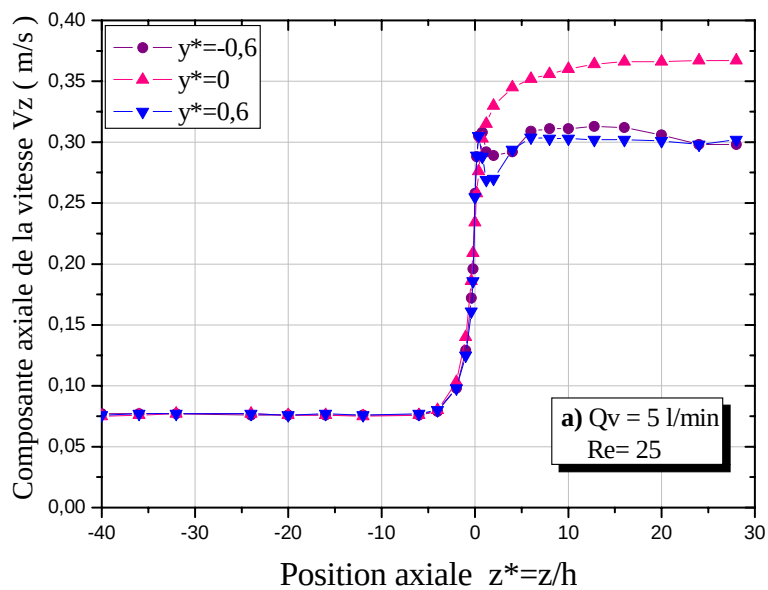


Figure IV.13 : Evolution de la composante V_z pour la solution 0,08% sur les 3lignes.

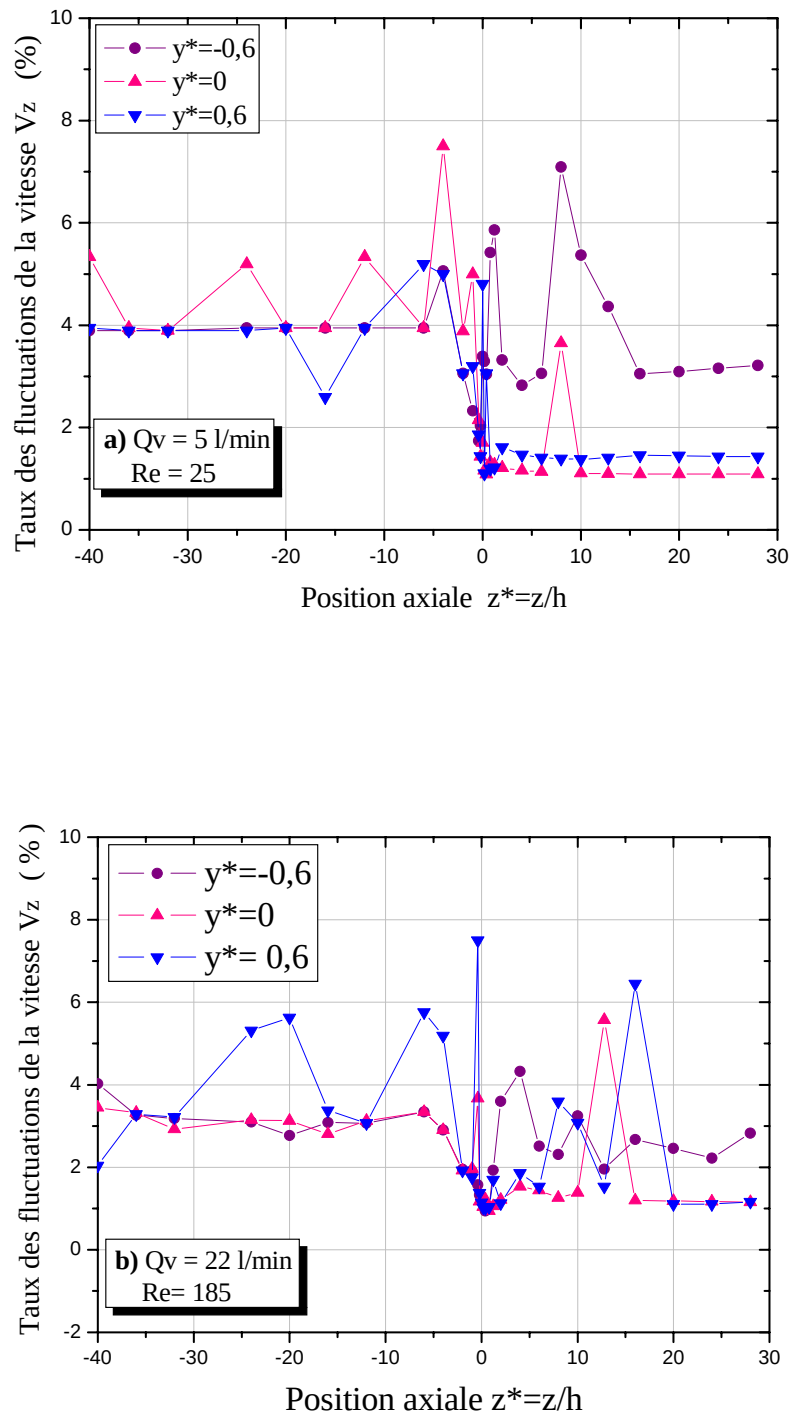


Figure IV.14 : Taux des fluctuations de V_z pour la solution 0,08% sur les trois lignes.

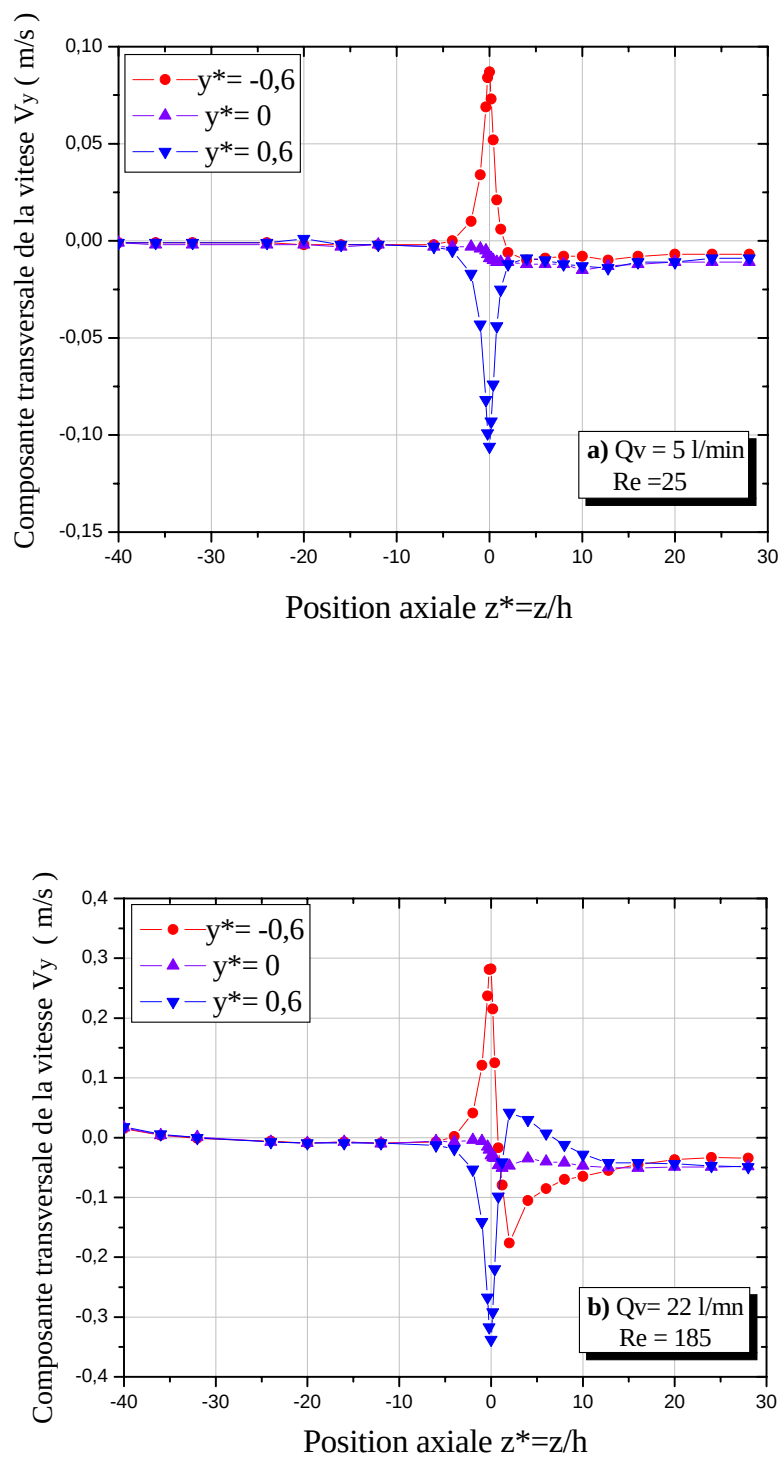
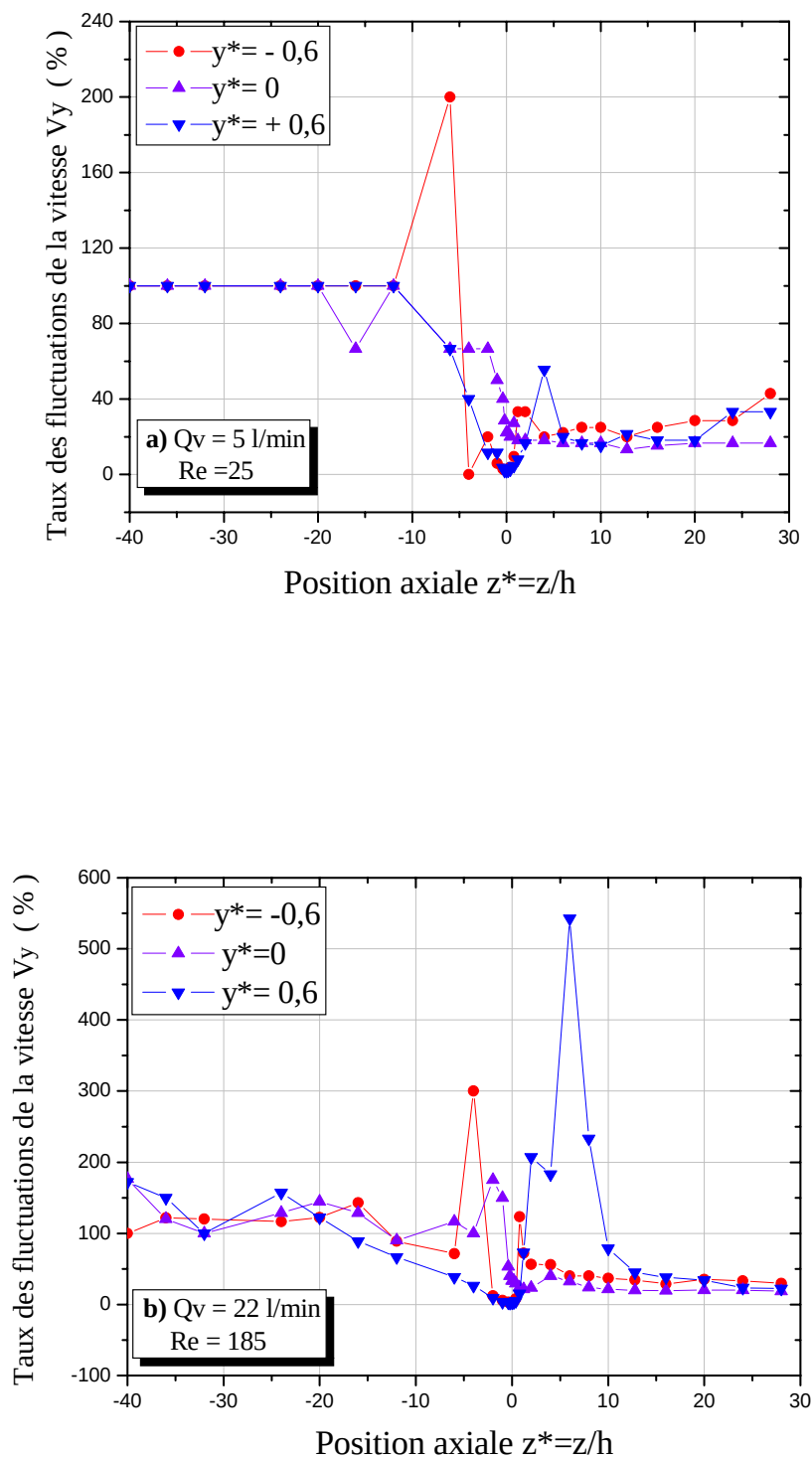


Figure IV.15 : Evolution de la composante V_y pour la solution 0,08% sur les 3 lignes.

Figure IV.16 : Taux des fluctuations de V_y pour la solution 0,08% sur les 3 lignes.

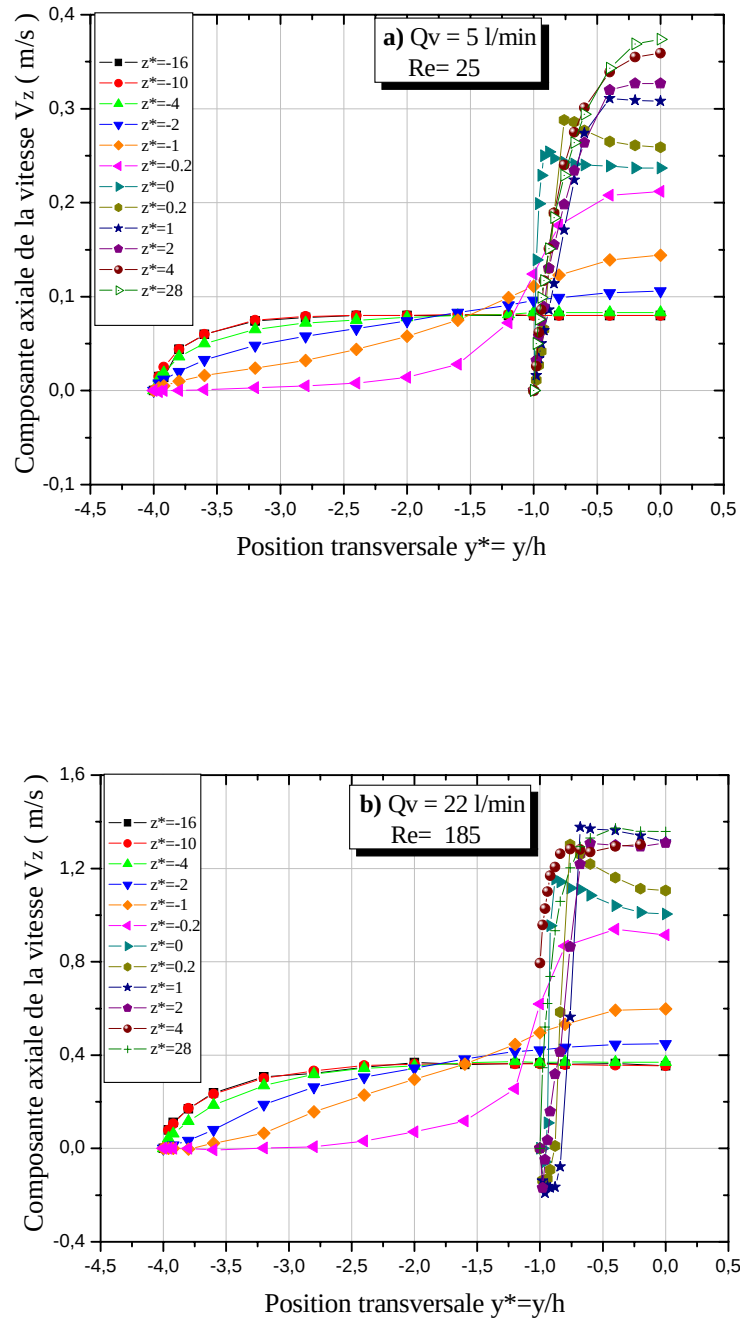
IV.1.4 Etude dans des plans transversaux

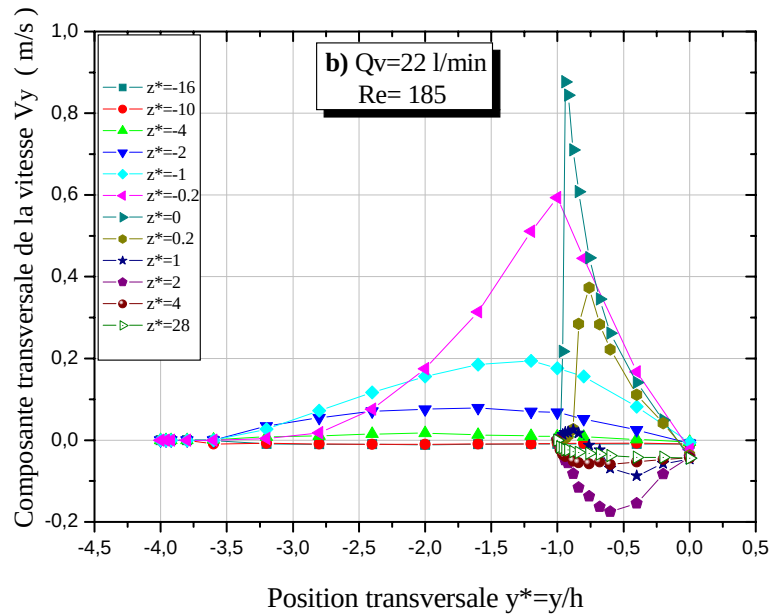
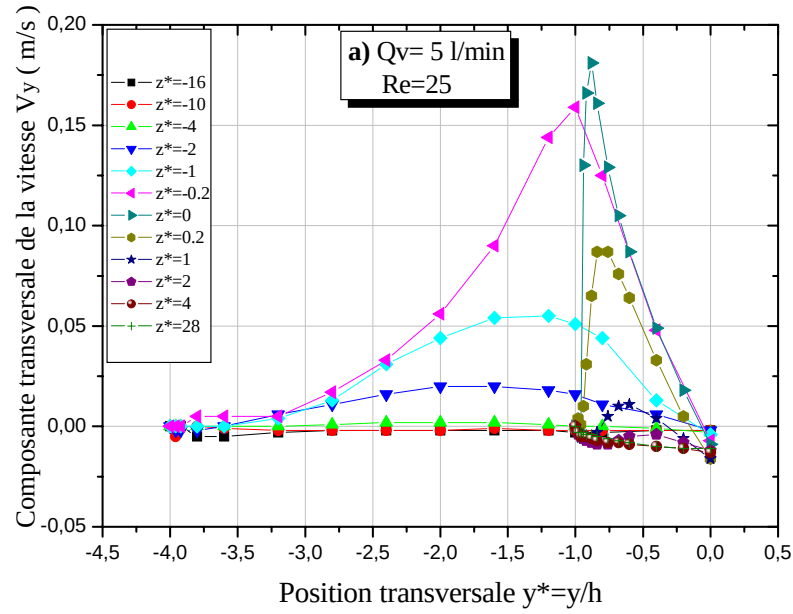
Sur les figures suivantes nous avons relevé et tracé les profils des deux composantes V_y et V_z dans des plans transversaux ($z^* = -16, -10, \dots, z^* = 4, z^* = 28$) à deux débits différents l'un faible ($Q_v = 5$ l/min) et l'autre fort ($Q_v = 22$ l/min). Les valeurs négatives notées sur ces courbes confirment surtout l'existence des tourbillons et situent approximativement leurs positions.

A un faible débit de 5 l/min, soit $Re = 25$, nous avons relevé les profils représentés sur la figure IV.17a pour la composante V_z et sur la figure IV.18a pour la composante V_y . Ces deux figures confirment, en particulier, l'existence d'un tourbillon amont à environ $z^* = -2$ et un tourbillon aval à environ $z^* = 2$. La figure IV.18a montre aussi les pics de vitesse, au voisinage de $z^* = 0$, traduisant le déplacement, vers le centre de la veine, de la grande partie du fluide au passage du plan de contraction.

A un fort débit de 22 l/min, soit $Re=185$, les mesures ont données les courbes des figures IV.17.b et IV.18.b. On note surtout l'existence du tourbillon aval se situant à $z^* = 2$, relevé précédemment, et les pics de la composante V_y au voisinage du plan de contraction. Ces pics proviennent bien sûr de la convergence des lignes de courant due à la contraction brusque. Ces pics de la composante V_y deviennent moins importants quand on s'éloigne du plan de contraction brusque. Cette composante V_y décroît rapidement quand on approche du centre de la veine pour disparaître complètement dans les plans suivants à cause de la réorganisation de l'écoulement pour devenir pratiquement unidirectionnel ($V_y = 0$). Dans ces zones, les gradients transversaux de vitesse deviennent très faibles comparativement à la zone proche du plan de contraction.

La comparaison des profils, à ces deux débits, montre le rapide établissement de l'écoulement de Poiseuille à faible débit comparativement à celui obtenu à fort débit. A fort débit, il sera difficile de distinguer, de façon précise, les pertes de charges régulières des pertes de charges singulières dans la partie aval de la veine à cause de l'évolution non achevée des profils de la composante V_z .

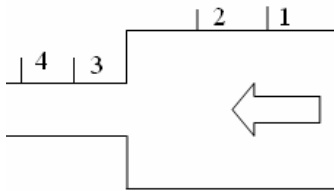
Figure IV.17 : Evolution de la composante axiale $V_z(0, y^*, z^*)$ à deux débits différents.

Figure IV.18 : Evolution de la composante transversale $V_y(0, y^*, z^*)$ à deux débits différents

IV.2 Etude globale : pertes de charge

Les conséquences de la viscosité d'un fluide visqueux se traduisent par des frottements entre les couches fluides et sur les parois de la veine d'expérimentation. Ces frottements induisent forcément des pertes de charges régulières et singulières. Cette partie de l'étude traite et analyse l'évolution des pertes globales avec l'inertie de l'écoulement.

Les pertes globales entre deux points de la contraction se traduisent par une perte de pression dans le sens de l'écoulement. Ceci a nécessité donc l'implantation des prises de pression dont les positions sont données par la figure et le tableau ci-dessous :



N° de la prise de pression	Prise 1	Prise 2	Prise 3	Prise 4
Position $z^*=z/h$	- 28	- 8	12	32

Tableau III.2 : Positions des prises de pression.

Les résultats des mesures brutes des pertes de pression sont représentés sur la figure IV.19. Cette figure montre les évolutions qualitatives et quantitatives des pertes de pression produites par le fluide newtonien et les deux solutions viscoélastiques étudiées (0,03% et 0,08%).

Une analyse des courbes de la figure précédente montre que les pertes dues au fluide newtonien sont toujours inférieures à celles relatives au fluide viscoélastique, en notant au passage les types d'évolutions des courbes aux fortes valeurs du débit volumique. Ces courbes nous permettent aussi de noter l'effet dominant, à forts débits, des pertes de charges dues à la singularité (prises 1-3) pour les trois fluides. De plus, on note qu'il est difficile de faire une comparaison quantitative, entre le fluide newtonien (eau) et les deux solutions viscoélastiques, du fait de l'écart assez important entre les valeurs des viscosités de ces fluides.

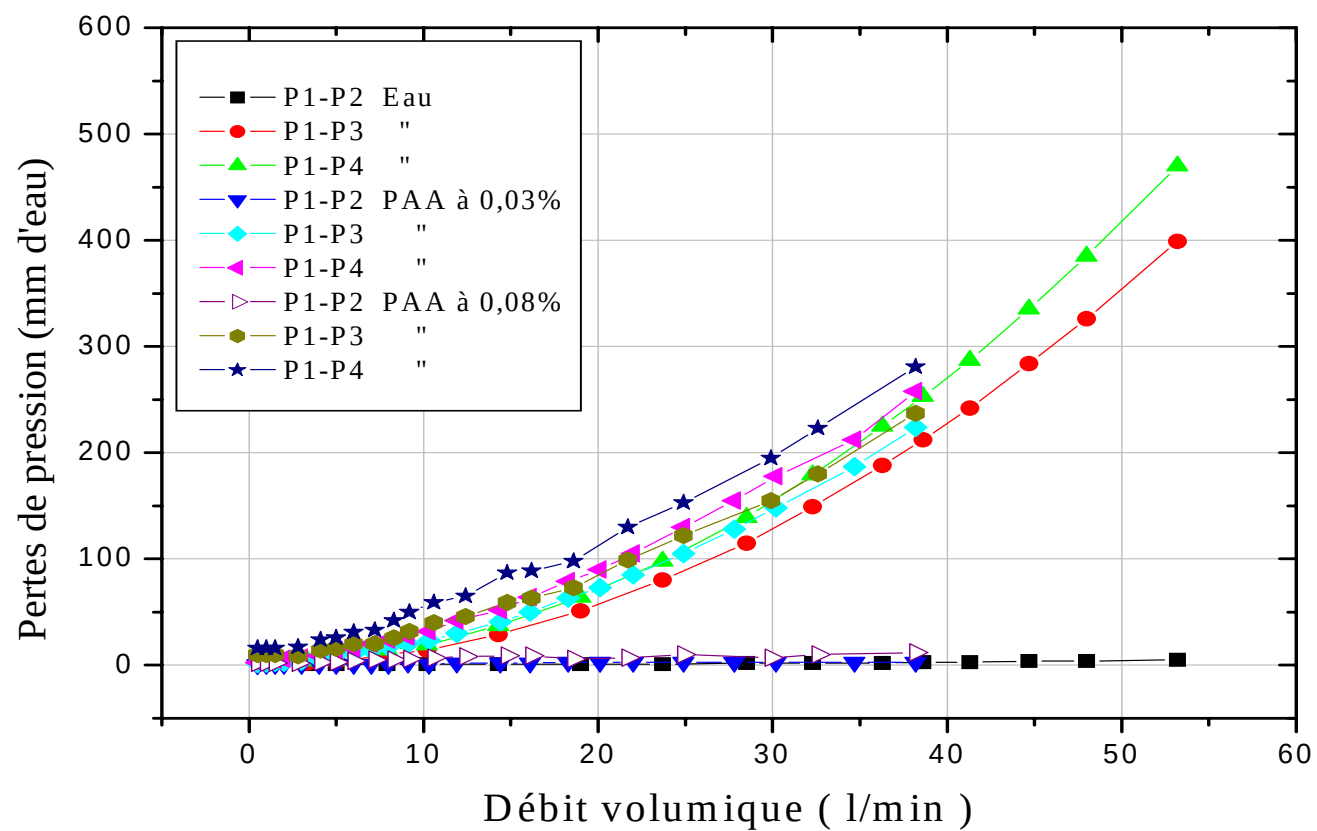


Figure IV.19 : Pertes de pression en fonction du débit volumique.

Une comparaison quantitative de ces pertes de charge, dans la veine de mesure, nécessite le calcul et le tracé du coefficient des pertes de charge ξ défini par la relation suivante :

$$\xi = \frac{\text{Energie perdue par frottements}}{\text{Energie cinétique}} = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2} \rho (V_h)^2} \quad (\text{IV.3})$$

Δp : les pertes de pressions entre les deux prises considérées distantes d'une longueur L.

La représentation des résultats expérimentaux, en échelle logarithmique, donne les figures IV.20a, IV.20b, IV.20c. Sur ces figures, les courbes 1-2, 2-3 et 3-4 représentent respectivement les pertes de charge régulières amont, les pertes de charge singulières dues à la contraction et les pertes de charge régulières aval. Ces mesures sont bien sûr relevées respectivement entre les prises 1-2, 2-3 et 3-4.

Les courbes des figures IV.20 donnent certaines évolutions classiques déjà connues en mécanique des fluides newtoniens en notant, en particulier, les trois régions d'écoulement (laminaire, transitoire et turbulent). Les pertes de charge régulières de la référence newtonienne (eau) dans la partie amont (prise 1-2) montrent une évolution linéaire caractéristique d'un régime laminaire avec une transition vers le régime turbulent à $Re=10000$. Les pertes de charge singulières (prises 2-3) donnent une courbe qui tend rapidement vers la valeur $\xi=12$.

Ceci est en accord avec les corrélations données dans la littérature [54] sur les pertes de charge dans les contractions brusques et qui sont sous la forme suivante :

$$\xi = \left(\frac{1}{C} - 1 \right)^2 = Cte \quad (\text{IV.4})$$

où C est le coefficient de contraction

Les courbes relatives aux fluides non-newtoniens (solutions à 0,03% et à 0,08%) montrent les mêmes tendances avec une réduction de la zone turbulente due à la forte viscosité de ces fluides. On note, au passage, les fortes pertes de charge induites par la contraction (2-3) par rapport aux pertes de charge régulières amont (1-2) ou aval (3-4) en régime turbulent. Pour exemple, nous avons relevé les valeurs du coefficient des pertes de charge ξ à la limite supérieure du régime turbulent pour les trois fluides étudiés et nous les avons regroupées dans le tableau IV.3 :

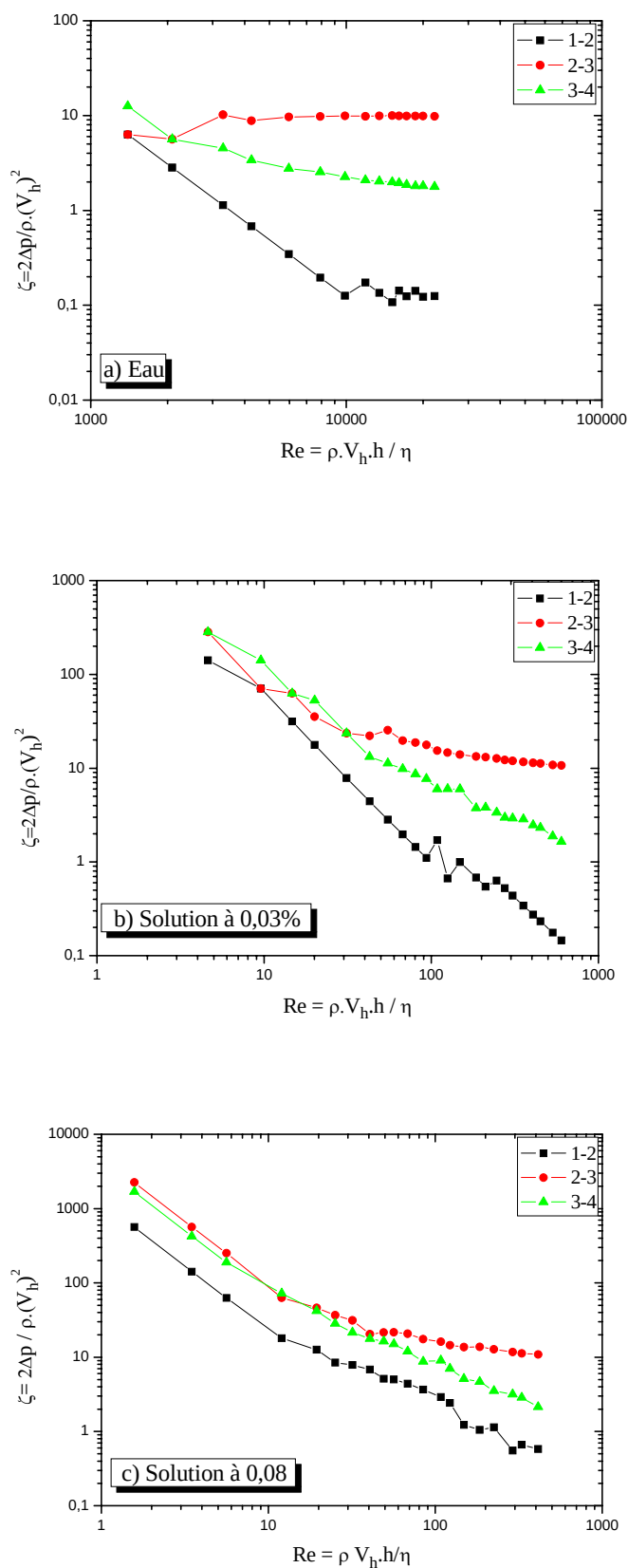


Figure VI.20 : Evolution des pertes de charge régulières et singulières en fonction du nombre de Reynolds.

fluides prises de pression	Eau à Re = 20 000	Solution à 0,03% à Re=600	Solution à 0,08% à Re=400	Solution à 0,2% à Re=100 [43]
Régulières amont (prises 1-2)	0,12	0,15	0,6	1,2
Singulières (prises 2-3)	12	12	12	12
Régulières aval (prises 3-4)	2	2	2	2
Singulières / Régulières amont	100	80	20	10
Singulières / Régulières aval	6	6	6	6

Tableau IV.3 : Coefficient des pertes de charge pour les fluides étudiés.

Ce tableau montre, en particulier, que la nature du fluide n'a aucune influence sur le coefficient ξ au niveau de la contraction et qui reste égale à 12 (pertes singulières). Ces valeurs montrent aussi, une fois de plus, les pertes de charge assez importantes induites par une singularité (ici contraction brusque). Les valeurs du coefficient ξ restent aussi constantes à l'aval ($\xi=2$), parce que cette zone demeure sous influence de la contraction à cause des deux phénomènes combinés d'élongation et de relaxation du fluide relevés dans le paragraphe IV.1.1. Les pertes amont qui ne sont pas sous influence de ces deux phénomènes varient beaucoup ; elles passent de $\xi=0,12$ à $\xi=1,2$. Dans ce cas, le rapport pertes singulières / pertes régulières passe de 100 à 10. On peut donc dire que le caractère viscoélastique du fluide a tendance à minimiser les fluctuations des mouvements des particules fluides au passage de la contraction brusque et de minimiser ainsi les frottements.

Le tracé du coefficient des pertes de charge régulières, relatives aux quatre fluides et générées entre les deux prises 1 et 2 et son évolution avec l'inertie, donne la figure IV.21. L'analyse de cette figure permet de dire que, grâce à la forte viscosité des trois fluides viscoélastiques (0,03%, 0,08% et 0,2%), l'écoulement se fait, sur une large partie du nombre de Reynolds, en régime laminaire contrairement à la référence newtonienne (eau). On note aussi que, dans la zone laminaire, plus le caractère viscoélastique augmente (0,03% $\rightarrow$ 0,2%) plus la pente de la courbe diminue. Ceci se traduit, dans la pratique, par un apport d'énergie moindre pour la même quantité de fluide évacuée.

Les mesures des pertes de charge singulières, induites par la contraction (prises 2-3), donnent la figure IV.22. Sur la même plage des débits, l'écoulement balaye les trois régimes dynamiques (laminaire, transitoire et turbulent) contrairement à la figure précédente où le régime turbulent n'existait pas pour la solution viscoélastique de concentration 0,2%. Dans la zone laminaire on note, comme précédemment, que la pente des courbes diminue quand la concentration augmente. Cette pente passe de la valeur -1,7 pour la solution la moins concentrée (0,03%) à la valeur -1 pour la solution la plus concentrée (0,2%). On relève aussi que la zone fluctuante du régime transitoire diminue en amplitude si le caractère viscoélastique augmente. Le caractère viscoélastique a donc tendance à minimiser les fluctuations des particules fluides lors du passage du régime laminaire au régime turbulent au niveau de la contraction.

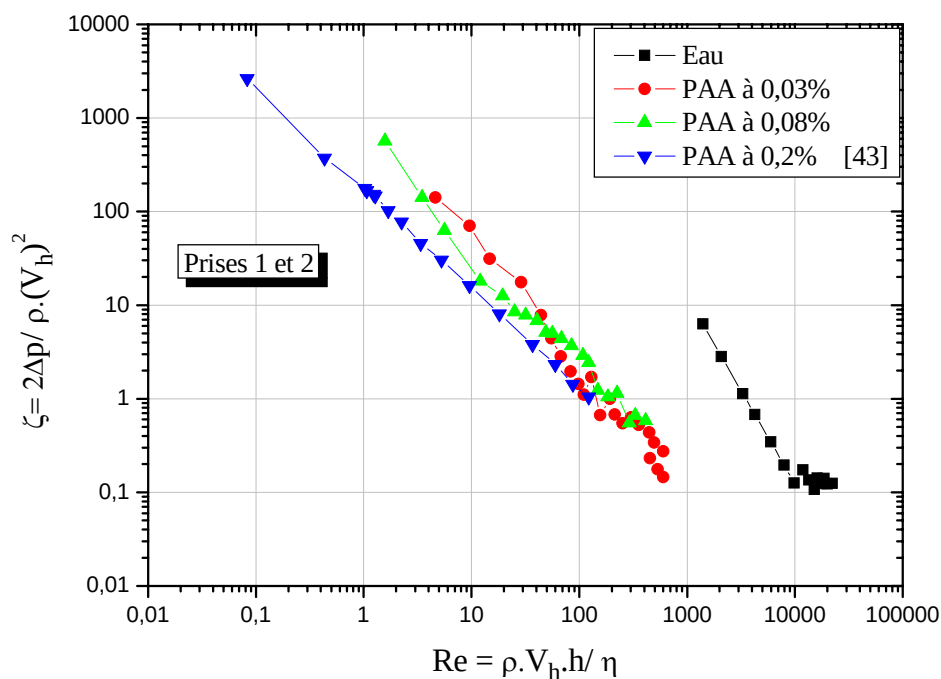


Figure IV.21 : Pertes de charge régulières avant la contraction (prise 1-2).

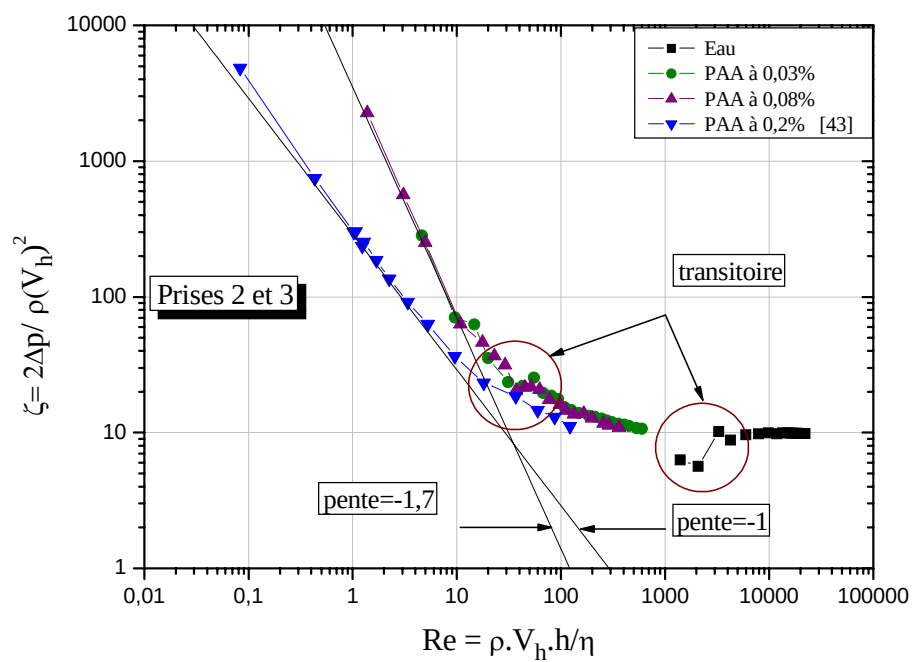


Figure IV.22 : Pertes de charge singulières dues à la contraction (prise 2-3).

IV.3 Conclusion

Les résultats obtenus expérimentalement par cette étude, sur les profils des vitesses et les pertes de charge régulières et singulières, nous ont permis de comprendre le comportement de l'écoulement d'un fluide viscoélastique à la traversée d'une contraction de rapport 4:1. Cette étude nous a aussi permis la mise en évidence des effets croisés inertie-viscoélasticité. La comparaison qualitative avec un fluide newtonien de référence a permis de relever certaines particularités (relaxation, élongation) liées directement à la propriété élastique du fluide viscoélastique. La persistance des effets de la contraction, loin en aval, nous incite à prendre des précautions dans l'évaluation des pertes régulières, contrairement au fluide newtonien où la zone d'influence ne dépasse pas, dans le pire des cas, $z^*=10$.

L'analyse des profils de la composante axiale de la vitesse du fluide viscoélastique montre des comportements qualitativement différents de ceux du fluide newtonien de référence à l'aval de la contraction et principalement à forte inertie. Cette différence de comportement entre les deux écoulements ne peut s'expliquer que par les phénomènes d'élongation et de relaxation induits par la contraction du fluide viscoélastique.

Une comparaison, qu'elle soit qualitative ou quantitative entre nos résultats expérimentaux et ceux des études numériques présentés dans la littérature n'a été possible que dans une gamme très restreinte du nombre de Reynolds ; car la plupart des études numériques réalisées se situent dans la gamme des écoulements rampants ou les écoulements à faible inertie. Ceci est lié aux problèmes numériques générés par les écoulements de forte inertie et par la viscoélasticité.

Cette étude a aussi permis de montrer que les pertes de pression, provoquées par cette singularité aux forts débits, sont moins contraignantes, dans l'écoulement des fluides viscoélastiques fortement concentrés (0,2%) que dans l'écoulement des fluides viscoélastiques faiblement concentrés (0,03% ; 0,08%). De plus, aux faibles débits, la viscoélasticité des fluides a tendance à minimiser les pertes de charges régulières.

Conclusion générale

Nous avons appris de la recherche bibliographique que la compréhension des phénomènes, induits par la contraction de l'écoulement d'un fluide viscoélastique, est très importante dans les procédés de transport et de transformation. La configuration "contraction brusque – fluide viscoélastique" est souvent choisie comme modèle d'étude en simulation numérique et pour la validation des lois de comportement proposées. Malheureusement, peu de travaux ont étudié la dynamique de l'écoulement à forts nombres de Reynolds et le comportement de l'écoulement, en aval de la contraction, reste encore mal compris.

Afin d'améliorer la compréhension de l'écoulement d'un fluide viscoélastique à travers des contractions, nous avons effectué une étude expérimentale, s'appuyant sur l'étude de la structure de l'écoulement permanent d'un fluide viscoélastique à travers une contraction brusque, à symétrie plane, de rapport 4 :1. Nous avons particulièrement axé notre recherche sur l'étude des profils des vitesses et des pertes de charge régulières et singulières engendrées par cette géométrie.

L'objectif de ce travail est d'apporter des données expérimentales fiables sur le comportement en situation réelle d'écoulements de fluides viscoélastiques (solution aqueuse de polyacrylamide) et d'un fluide newtonien de référence (l'eau) et qui pourraient être utilisées pour qualifier des codes de calcul numérique.

Dans une première partie de ce travail, au chapitre III, nous nous sommes intéressés à la caractérisation rhéologique des solutions étudiées. Les résultats obtenus montrent que nos solutions en polyacrylamide à différentes concentrations se comportent comme des fluides pseudoplastiques en régime permanent. Cette étude rhéologique nous a permis de quantifier la variation de la viscosité apparente et de la contrainte en fonction de la concentration et de la température. Le problème de la modélisation rhéologique a été abordé et des lois de comportement ont été proposées.

Dans une seconde partie, au chapitre IV, l'analyse locale et globale des résultats obtenus a permis d'identifier le comportement du fluide viscoélastique et de le comparer à celui d'un fluide newtonien de référence (l'eau). La comparaison qualitative avec ce dernier a permis de relever certaines particularités de l'écoulement (relaxation, élongation) liées à la propriété élastique du fluide viscoélastique. Nous avons particulièrement montré, au cours de cette étude, que le taux d'élongation du fluide viscoélastique augmente avec l'inertie et avec la concentration de la solution.

La comparaison entre nos résultats expérimentaux, en étude locale, et ceux des études faites en simulation numérique a été très restreinte à cause des valeurs très faibles du nombre de Reynolds rencontrées dans la plupart des études numériques.

En étude globale du coefficient des pertes de charges, nous avons relevé que la zone fluctuante du régime transitoire diminue en amplitude si le caractère viscoélastique augmente. Le caractère viscoélastique du fluide minimise donc les fluctuations des particules fluides lors du passage du régime laminaire au régime turbulent.

L'étude des pertes de charge globale générées par la contraction brusque a permis aussi de noter que la singularité est moins contraignante, à faibles débits, pour les écoulements de fluide fortement viscoélastique que pour le fluide faiblement viscoélastique.

Parmi les perspectives de ce travail, on peut envisager la mise en œuvre de solutions de polyacrylamide beaucoup plus concentrées et l'étude tant sur le plan de la rhéologie (caractérisation expérimentale et loi de comportement) que de la caractérisation de la structure et de l'organisation des écoulements. Les propriétés viscoélastiques de ces fluides ont une incidence directe sur la stabilité des écoulements, sur le développement et le comportement des zones de recirculations dont les propriétés diffusionnelles revêtent un intérêt particulier dans les applications industrielles. Pour compléter ce travail, il serait intéressant d'étudier la simulation numérique de l'écoulement de ces fluides viscoélastiques à moyens et à forts nombres de Reynolds.

Références bibliographiques

- [1] BECU L., « *fluides complexes sous cisaillement : rhéologie locale, écoulement inhomogènes et dynamiques spatio-temporelles.* », Thèse de doctorat de l'Université Bordeaux I, (2005).
- [2] COUSSOT P., ANCEY C., « *Rhéophysique des pâtes et suspensions.* », EDP Sciences (1999).
- [3] GUAZZELLI E., « *Rhéologie des fluides complexes.* », (2001).
- [4] BONN D., MEUNIER J., « *Viscoelastic free boundary problems: non-newtonian viscosity v.s. normal stress effects.* » Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2662.
- [5] JOSEPH D., BEAVERS G.S., « *Free surface induced by the motion of viscoelastic fluids in the mechanics of viscoelastic fluids.* », Appli.Mech.ASME, **16** (1977) 23-34.
- [6] HU H., RICCIUS O. CHEN K. & ARNEY M., « *Climbing constants, second order corrections of Troutons viscosity, wave speeds and delayed die swell for M1.* », J. Non Newtonian Fluid Mech., **17** (1990) 40-63.
- [7] BOGER D.V., Walters K., « *Rheological phenomena in focus* », Elsevier, Amsterdam, (1993).
- [8] PODOLSAK A.K., TIU. C., FANG. T.N., « *Flow of non-Newtonian fluids through tubes with abrupt expansions and contractions (square wave tubes).* », J. Non-Newtonian Fluid Mech., **71** (1997) 25-39.
- [9] COUARRAZE G., GROSSIORD J. L., « *Initiation à la rhéologie* », Technique et Documentation, Lavoisier, Paris (1991).
- [10] DRAPPIER J., « *Plateaux de contrainte et bandes de cisaillement dans les fluides complexes.* », Thèse de doctorat de l'Université Paris, (2004).
- [11] LARSON R.G., « *The structure and rheology of complex fluids* », Oxford University press, (1999).
- [12] RYSEL E., BRUNN P.O., « *Comparison of a quasi-Newtonian fluid with a viscoelastic fluid in planar contraction flow* » J. Non-Newtonian Fluid Mech., **86** (1999) 309-335.
- [13] HASSAGER O., « *Working group on numerical techniques, Fifth International Workshop on Numerical Methods in Non-Newtonian Flows* », J. Non-Newton. Fluid Mech. **29** (1988) 2–5.

- [14] YESILATA B., ÖZTEKIN A., NETI S., « *Instabilities in viscoelastic flow through an axisymmetric sudden contraction.* » J. Non-Newtonian Fluid Mech. **85** (1999) 35-62.
- [15] MARCHAL J.M., CROCHET M.J., « *A new mixed finite element for calculating viscoelastic flow.* », J. Non-Newtonian Fluid Mech., **26** (1987) 77-114.
- [16] NGUYEN H., BOGER D.V., J. Non-Newtonian Fluid Mech., **5** (1979) 353-368.
- [17] DEBBAUT B., MARCHAL J.M. & CROCHET M.J., « *Numerical simulation of highly viscoelastic flows through an abrupt contraction.* » J. Non-Newtonian Fluid Mech., **29** (1988) 119-146.
- [18] DEBBAUT B., « *On the corner vortex in abrupt contractions.* », J. Non Newtonian Fluid Mech., **36** (1990) 265-275.
- [19] EVANS R.E., WAITERS K., « *flow characteristics associated with abrupt changes in geometry in the case of high elastic liquids* », J. Non-Newtonian Fluid Mech., **20** (1986) 11.
- [20] EVANS R.E., WAITERS K., « *Further remarks on the lip-vortex mechanism of vortex enhancement in planar contraction flows* », J. Non-Newtonian Fluid Mech., **32** (1989) 95.
- [21] PURNODE B., CROCHET M.J., « *Flows of polymer solutions through contractions Part 1" flows of polyacrylamide solutions through planar contractions* », J. Non Newtonian Fluid Mech., **65** (1996) 269-289.
- [22] AZAIEZ J., GUENETTE R., AÎT-KADI A., « *Numerical simulation of viscoelastic flows through a planar contraction.* » J. Non-Newtonian Fluid Mech., **62** (1996) 253-277.
- [23] QUINZANI L.M., Armstrong R.C., R.A. Brown, « *Birefringence and laser-Doppler velocimetry (LDV) studies of viscoelastic flow through a planar contraction* » J. Non-Newtonian Fluid Mech. **52** (1994) 1-36.
- [24] AZAIEZ J., GUENETTE R., AÎT-KADI A., « *Investigation of the abrupt contraction flow of fiber suspensions in polymeric fluids.* » J. Non-Newtonian Fluid Mech., **73** (1997) 289-316.
- [25] CABLE PJ, BOGER D.V., « *A comprehensive experimental investigation of tubular entry flow of viscoelastic fluids: Part I. Vortex characteristics in stable flow* » J. AIChE., **24** (1978) 868-879.
- [26] NGUYEN H, BOGER D.V., « *The kinematics and stability of die entry flows.* » J. Non-Newt Fluid Mech., **5** (1979) 353-368.
- [27] GUPTA M., « *Entrance flow simulation using elongational propoerties of plastic* »

- [28] BALOCH A., TOWNSEND P., WEBSTER M.F., « *Extensional effects in flows through contractions with abrupt or rounded corners* », J. Non-Newtonian Fluid Mech., **54** (1994) 285-302.
- [29] MARTYN M.T., NAKASON C., COATES P.D., « *Measurement of apparent extensional viscosities of polyolefin melts from process contraction flows* », J. Non-Newtonian Fluid Mech., **92** (2000) 203–226.
- [30] ROTHSTEIN J. P., MCKINLEY G.H., « *The axisymmetric contraction–expansion: the role of extensional rheology on vortex growth dynamics and the enhanced pressure drop.* », J. Non-Newtonian Fluid Mech., **98** (2001) 33–63.
- [31] BOUTIER A., « *Classification des techniques de vélocimétrie laser* », AFVL - École d'automne : Vélocimétrie et granulométrie laser., Saint-Pierre d'Oléron - 12-16 septembre 2005.
- [32] FELDER C., « *Application de la fluorescence induite par laser de l'iode à la mesure de la température dans un écoulement gazeux* », Rapport de DEA, Institut National Polytechnique de Lorraine, 16 septembre 1999.
- [33] <http://www.onera.fr>
- [34] SAFFMAN M. « *The use of polarized light for optical particle sizing* », Third Int. Symp. on Appl. of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbonne , (1986).
- [35] MAX J. « *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques* » Tome I. Principes généraux et méthodes classiques. 3eme édition ; Masson, (1981).
- [36] KURTI N., THIS-BENCKHARD H., Sci. American, April., **66** (1994).
- [37] GHANNEM N.T., ESMAIL M.N., « *Rheological properties of aqueous polyacrylamide solutions.* » J. Applied polymer science., **96** (1998)1578-1597.
- [38] POOLE R.J, ESCUDIER M.P., « *Turbulent flow of non-Newtonien liquids over a back ward-facing step. Part II Viscoelastic and shear-thinning liquids.* », J. Non-Newtonian Fluid Mech., **109** (2003)193-230.
- [39] POOLE R.J., Escudier M.P, « *Turbulent flow of viscoelastic liquids through an axisymmetric sudden expansion.* », J. Non-Newtonian Fluid Mech., **117** (2004) 25–6.
- [40] JORDAN C., RANKIN G.W. & SRIDHAR K., « *A study of submerged pseudoplastic laminar jets.* », J. Non-Newtonian Fluid Mech., **41** (1992) 323-337.
- [41] MAHFOUD M., BENHADID S., « *Effet de l'élément de mesure sur la caractérisation de la polyacrylamide en solution.* » 7eme journées scientifiques et pédagogiques de la Faculté de physique. 16-18 mars Alger (USTHB), (2003).

- [42] JOULIE R., « *Mécanique des fluides appliquée* », édition marketing S.A., France, 1998.
- [43] MAHFOOD M., « *Etude expérimentale de l'écoulement d'un fluide viscoélastique dans une conduite présentant une singularité.* », Thèse de docteur d'état de l'Université de Bab-Ezzouar (USTHB) Alger, (2005).
- [44] HAMERSMA P. J., ELLENBERGER J. & FORTUIN J. M. H., « A three-parameter model describing the experimental relation between shear stress and shear rate for laminar flow of aqueous polymer solutions. », *Rheo. Acta.*, **20** (1981) 270- 279.
- [45] YASUDA K., ARMSTRONG R.C. & COHEN R.E., « *Shear flow properties of concentrated solutions of linear and Star branched polystyrenes.* », *Rheo. Acta.*, **20** (1981) 163-178.
- [46] ESCUDIER. M. P., GOULDSON I. W, PEREIRA A.S., PINHO F.T. & POOLE R.J., « *On the reproducibility of the rheology of shear-thinning liquids.* », *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **97** (2001) 99-124.
- [47] OUERDANE F.Z., MAHFOUD M., BENHADID S., « *Structure de l'écoulement et pertes de charge d'un fluide viscoélastique.* », 18^{ème} Congrès Français de Mécanique (CFM'07), 27-31 août 2007, Grenoble (France).
- [48] FORTIN M., ASSELAOUI D. «A finite element procedure for viscoelastic flows». *Int. J. Numer. Meth. Fluid.*, **7(10)** (1987)1035-1052.
- [49] FORTIN M., FORTIN A. « A new approach for the FEM simulation of viscoelastic flows» *J.Non-Newtonian Fluid Mech.*, **32** (1989) 295-310.
- [50] MARCHAL J. M., CROCHET M. J. « A new finite element for calculating viscoelastic flows». *J.Non-Newtonian Fluid Mech.*, **26** (1987) 77-114.
- [51] BASOMBRIO F. G , BUSCAGLIA G. C , DARI E. A. «Simulation of highly elastic fluid flows without additional numerical diffusivity» *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **39** (1991) 189-206.
- [52] MARCHAL J. M, DAVIES.R, W ALTERS K. « Numerical simulation of non newtonian flow». *Elsevier.*, (1984).
- [53] MARCHAL J. M, CROCHET M. J « Hermitian finite element for calculating viscoelastic flow». *J.Non-Newtonian Fluid Mech.*, **20** (1986) 187-207.
- [54] COMOLET R., « *Mécanique expérimentale des fluides*». Tome I ; Edition Masson Paris, 1985.