

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENE
FACULTÉ DE GÉNIE CIVIL



THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de **DOCTORAT D'ÉTAT**

EN GENIE CIVIL

Spécialité : Hydraulique

Par : **SAFRI ABDELHAMID**

Sujet :

Contribution à l'étude des écoulements diphasiques forcés

Soutenue le 27/12/2008, devant le jury composé de :

Mr	F. KAOUA	Maître de conférences, USTHB	Président
Mr	M. BOUHADEF	Professeur, USTHB	Directeur de thèse
Mr	A. BENMOUNAH	Maître de conférences, U. Boumerdes	Examineur
Mr	A. BERMAD	Maître de conférences, ENP ALGER	Examineur
Mr	B. LARIBI	Maître de conférences, C. U. K. MEL	Examineur
Mr	M. C. KHELLAF	Maître de conférences, USTHB	Examineur

ملخص

إن الأعمال التي عرضت في هذه الأطروحة لها علاقة بتقليل الاحتكاك بإضافة البولي مرات وغيرها من المواد الكيميائية المضافة عند نقل المواد السائلة عبر الأنابيب. هذه الظاهرة معروفة بمفعول "تومس". منذ اكتشاف هذه الظاهرة في عام 1948 من طرف تومس، ظهر تيار قوي من البحوث الأساسية و الموجهة في هذا المجال. في إطار هذه الأطروحة التي يغلب عليها الطابع التجريبي، فإننا اختبرنا فعالية تقليل الاحتكاك باستعمال البولي مرات في نقل النفط الخام وعلى خليط من المياه والجزئيات الصلبة في القنوات. قمنا بدراسة تطور انخفاض الضغط، درجة الحد من الاحتكاك و السلوك الريولوجي و ذلك بتغيير تركيز "البولي مر"، و كذا عوامل أخرى. النتائج المتحصل عليها هي في اتفاق مع تلك التي قدمها الباحثين الآخرين في حالة ومذيبات أخرى، وهي أن هذه الظاهرة لا تظهر إلا في حالة النظام المضطرب و ذلك ابتداء من حد أدنى للاجهاد القصي، الذي يعتمد أساسا على طبيعة "البولي مر" المستعمل و السائل المتنقل. درجة الحد من تخفيض الاحتكاك يتوقف كذلك على نسبة التركيز للبوليمر. وتجدر الإشارة إلى أن وجود حد أقصى لنسبة تركيز إذا تجاوزتها فإن درجة انخفاض الحد ينقص. والتي تتجاوز عتبة معدل من الانخفاضات. دراسة السلوك الريولوجي للنفط الخام وتأثير درجة الحرارة على العوامل الريولوجية قد درست باستخدام جهاز ريومتر. هذه النتائج قورنت مع مختلف النماذج الريولوجية.

Résumé

Le travail présenté dans cette thèse a trait à la réduction de frottement, par ajout de polymères et autres additifs, connue sous le nom d'effet Toms. Depuis la découverte accidentelle de ce phénomène en 1948 par B. A. Toms, un puissant courant de recherche orientée et fondamentale s'est ouvert. Dans le cadre de cette thèse, qui est à prédominance expérimentale, nous avons testé l'efficacité de polymères réducteurs de frottement dans le transport du pétrole brut et du mélange eau-particules solides dans des conduites. Nous avons étudié l'évolution de la chute de pression, du degré de réduction de frottement et le comportement rhéologique en faisant varier la concentration en polymère, le diamètre des conduites ainsi que d'autres paramètres. Les résultats trouvés sont en bonne concordance avec ceux donnés par d'autres auteurs dans le cas d'autres solvants, à savoir que le phénomène de réduction n'apparaît qu'en régime turbulent et ce à partir d'un certain seuil de cisaillement qui dépend de la nature du polymère utilisé et du fluide transporté. Le degré de réduction de frottement dépend également de la concentration du polymère. Il est à remarquer qu'il existe une concentration limite au-delà de laquelle le taux de réduction diminue. L'étude du comportement rhéologique du pétrole brut et l'effet de la température sur les paramètres rhéologiques a été menée à l'aide d'un rhéomètre. Ces résultats ont été comparés aux différents modèles rhéologiques.

Abstract

The purpose of the work presented in this thesis is to reduce friction by addition of polymers and other additives, known as the Toms effect. Since the accidental discovery of this phenomenon in 1948 by B. A. Toms, an intensive directed and fundamental research has been opened. Through this thesis, which is mostly experimental, we tested the effectiveness of reducing friction polymers in the transport of crude oil and in the mixture of water-solid particles in pipelines. We investigated the evolution of the pressure drop, the degree of friction reduction and rheological behavior, varying the concentration of polymer, the diameter of pipes and other parameters. The results found were supported by the other authors work ; in the case of other solvents, namely that the phenomenon of reduction appeared only in turbulent regime, and from a threshold shear which depends on the nature of polymer used and the transported fluid. The reduction level of friction also depends on the concentration of the polymer. It is to point out that there is a threshold, once exceeded the rate of reduction decreases. The study of rheological behavior of crude oil and the effect of temperature on the rheological parameters was carried out using a rheometer. These results were compared with different rheological models.

Dédicaces

A mes parents

A ma femme et mes enfants

A mes frères et sœurs

A toute la famille

Remerciements

Je tiens à exprimer ma très vive reconnaissance envers mon Directeur de thèse, le Professeur Malek BOUHADEF, pour l'aide qu'il m'a apportée au cours de cette recherche. Son intérêt et ses précieux conseils m'ont été d'un grand profit.

Je remercie le Docteur Abdelkrim KHALDI, de l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, qui m'a apporté aide et encouragement, ainsi qu'à toute son équipe d'enseignant de l'institut d'Hydraulique.

Mes remerciements vont aussi au Professeur Mohand Tahar ABADLIA, de l'Université de Boumerdès et Directeur du laboratoire LMMC, qui m'a permis d'utiliser le Rhéomètre AR2000.

J'exprime ma reconnaissance envers le Docteur Abdelbaki BENMOUNAH, de l'Université de Boumerdès, responsable du laboratoire Rhéologie, pour sa disponibilité durant les longues heures d'expériences et ses conseils éclairés dans le domaine de la rhéologie et pour avoir accepté de faire partie du jury de soutenance.

J'exprime ici ma gratitude au Docteur Mohamed Cherif KHELLAF, de l'USTHB, pour ses encouragements et pour avoir accepté de participer au jury.

Je remercie le Docteur Farid KAOUA, de l'USTHB, d'avoir accepté de présider le jury de soutenance et le Docteur Abdelmalek BERMAD, de l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, ainsi que le Docteur Boualem LARIBI, du Centre Universitaire de Khemis Meliana, d'avoir accepté de participer au jury de soutenance.

Que tous ceux qui m'ont aidé et soutenu sans être nommés ou oubliés, veuillent bien trouver ici mes plus sincères remerciements.

Sommaire

Introduction	1
Chapitre I.	6
I. Notions fondamentales et synthèse bibliographique	6
I.1. Turbulence newtonienne	6
I.1.1. Equations générales du mouvement	7
I.1.2. Equation de l'énergie cinétique	9
I.1.3. Théorie du parcours de mélange et de la viscosité turbulente	12
I.1.4. Structure de la turbulence dans une conduite	14
I.2. Turbulence en fluide non newtonien	17
I.2.1. Mise en évidence expérimentale des effets des polymères	17
I.2.2. Début de la réduction de frottement "Onset"	19
I.2.3. Degré de réduction de frottement ou perte de charge	21
I.2.4. Extension de ce mode de réduction	24
I.2.5. Structure de la turbulence en présence des polymères	25
I.2.6. Théories sur le mécanisme de réduction de frottement	28
I.3. Notions sur l'écoulement des mélanges eau-particules solides	31
I.3.1. Phase continue	31
I.3.2. Phase discontinue	31
I.3.3. Le mélange	32
I.3.4. Classification des écoulements de mélanges	33
I.3.5. Modes d'écoulement de mélange	35
I.3.5.1. Ecoulement homogène	35
I.3.5.2. Ecoulement hétérogène	35
I.3.6. Pertes de charge des mélanges eau-particules solides en conduites circulaires	39

I.3.6.1. Cas du liquide seul	39
I.3.6.1.1. Formulation empirique	41
I.3.6.1.2. Formulation rationnelle	41
I.3.6.2. Cas du mélange	45
I.4. Notions sur la rhéologie des fluides	47
I.4.1. Fluides newtoniens	48
I.4.2. Fluides non newtoniens	48
I.4.3. Modèles rhéologiques	48
I.4.4. Application des modèles aux écoulements viscométriques en capillaire	50
Conclusion	53

Chapitre II

II. Dispositifs expérimentaux et techniques de mesures utilisés	54
II.1. Installation d'essai	54
II.1.1. Paramètres d'écoulement	54
II.1.1.1. Solutions et mixtures (Eau-particules solides) polymériques	54
II.1.1.2. Installation d'essai sur le transport du pétrole brut	60
II.1.2. Mesure des paramètres rhéologiques	60
II.1.2.1. Mélanges eau-particules solides	60
II.1.2.2. Pétrole brut	63

Chapitre III

III. Résultats expérimentaux et interprétations	65
III.1. Matériaux utilisés	65
III.1.1. Vase	65
III.1.2. Polymères utilisés	68
III.2. Etude rhéologique	70
III.3. Influence des matériaux utilisés sur la perte de charge	91
III.3.1 Influence de la concentration des particules solides sur la perte de charge	91
III.3.2. Influence des polymères sur l'écoulement de l'eau claire	94
III.3.3. Influence des polymères sur les mélanges eau-particules solides	99

III.4. Influence des particules solides sur le coefficient de perte de charge	106
III.5. Degré de réduction de la perte de charge	109
III.6. Influence des polymères Quickflow X-2433 et Glow X-Traflow sur le transport du pétrole	112
Conclusion	117
Références bibliographiques	119

Introduction

Le phénomène d'envasement des barrages est présent dans tout les pays du monde et se présente de manière accrue dans les pays arides et semi arides comme les pays du nord de l'Afrique (Algérie, Maroc et Tunisie). Dans ces pays, le taux d'érosion du sol est généralement élevé. Les quantités de sédiment transportées sont extrêmement variables, suivant la nature du sol, l'état de la végétation et la topographie du bassin versant. Les apports des crues transportent des débits solides de 50 à 150 g/l ; ces quantités peuvent même atteindre des valeurs allant de 500 à 600 g/l [54]. En France par exemple, la concentration en sédiments est de l'ordre de 2 g/l. Ces sédiments, arrachés au bassin versant et au lit de rivière, se déposent et envasent à la longue la retenue d'eau (réduction de la capacité de stockage). Taleb, cité par Remini (1997) [77], donne quelques chiffres concernant la réduction de la capacité de stockage des barrages en Algérie et dans certains pays à cause de l'envasement.

Pays	Barrages	Capacité initiale (10⁶ m³)	% annuel de perte de capacité
Algérie	K'SOB	11,6	3,5
	CHEURFAS	14,4	2
	FOUM EL GHEURZ	47	1,7
	GHRIB	280	1,1
Maroc	NECKOR	43	6,3
	LALLA TAKERKOUSTE	77	2
	MOHAMED V	725	2
	IBN BATTOUTA	43,6	1
Chine	HEISONGLIN	8,6	6,5
U.S.A	LAGUANA	25	100
	IMPERIAL	104	11,2

**Tableau Intr.1- Pertes de capacités dues à l'envasement
dans certains pays du monde**

Plusieurs procédés de lutte ont été utilisés. On pourra citer le reboisement des bassins versants, la surélévation des digues (tels que celui de Hamiz, Ksob et Zardezas), la construction de barrages de décantation (Bougezoul à l'amont du barrage de Ghrib), l'utilisation de barrages à onde de chasses ainsi que le dragage des sédiments (ces sédiments sont pompés et transportés dans des conduites flottantes à l'aval du barrage). Ce dernier procédé est le plus couramment utilisé, notamment lorsque les consignes d'exploitation interdisent toute perte d'eau. Son application à un type de barrage déterminé nécessite une connaissance suffisante des causes et du processus d'envasement, notamment le tassement et la consolidation de la vase. Le choix des moyens à mettre en œuvre est basé sur le critère économique, cet objectif ne peut être atteint qu'en réduisant l'énergie consommée lors du transport de la vase qui s'effectue généralement en écoulement turbulent dissipant une perte de charge importante. C'est dans ce contexte que se situe notre étude, à savoir réduire cette perte de charge en ajoutant une certaine quantité de polymères dans le fluide transporté.

Les premiers travaux systématiques sur la réduction de frottement par les composés macromoléculaires et autres additifs ont débuté aux Etats unis d'Amérique à la fin de la seconde guerre mondiale. Les premiers résultats publiés remontent à 1949 et sont dus à B. A TOMS [87], ce qui justifie parfois la dénomination d'effet de Toms attribuée au phénomène de réduction de frottement.

Les mesures de Toms indiquaient que la chute de pression, entre deux sections d'une conduite circulaire où s'écoulait du monochlorobenzène, était fortement réduite lorsqu'on ajoutait au liquide une faible quantité de Poly méthyle méthacrylate. Plus précisément, on observait une diminution de 50% de la perte de charge par rapport au solvant pur (monochlorobenzène) pour une concentration en polymère de 0,125% en poids.

Cependant, des précurseurs avaient déjà découvert le phénomène, vers la fin de la seconde guerre mondiale, en mesurant les caractéristiques d'écoulement d'essence épaissie par des savons d'Alumine. K. J Mysels [59] dirigeait une équipe où l'on procédait à des mesures de la perte de charge, dans des conduites de faibles diamètres, en faisant circuler de l'essence soit pure, soit épaissie de l'additif « savons d'Alumine ». Ici encore, en écoulement turbulent, la perte de charge, par unité de longueur de tuyau, était beaucoup plus faible en présence de l'essence épaissie qu'en présence d'essence pure.

Ce résultat était paradoxal en apparence car il semblait que l'essence épaissie devait avoir une viscosité plus importante que celle de l'essence pure. Pendant presque vingt ans, il resta dans une apparente léthargie et ne représenta qu'une curiosité de la mécanique des fluides, connue de quelques initiés.

Ce ne fut qu'au début des années soixante qu'il fut redécouvert accidentellement par les pétroliers. A leur grande surprise, l'énergie de pompage des boues de forage se trouvait considérablement diminuée par l'addition de polymères solubles à haut poids moléculaire. Depuis, un puissant courant de recherche orientée et fondamentale s'est ouvert. En effet, pour la première, il s'agissait de prévoir des domaines d'application et de participer à l'effort d'innovation qui semblait prévisible tandis que pour la dernière il était question de fournir des informations, concernant la caractérisation rhéologique des solutions diluées de polymère, et de permettre une interprétation, tout au moins phénoménologique, du processus de réduction de la perte de pression.

Le phénomène de réduction de frottement est caractérisé par la modification des écoulements par addition de faibles quantités de macromolécules au solvant. Il a été mis en évidence, aussi bien dans les écoulements autour des corps immergés (hydrodynamique externe) [27], [48], que dans les écoulements en conduites (hydrodynamique interne) [21], [29], [58], et dans les systèmes Couette-Taylor [15]. Il est évident que l'intérêt des chercheurs, pour la réduction de la résistance de frottement, tient principalement aux faibles quantités de polymère requises pour obtenir des effets considérables.

Cette réduction de frottement se traduit par une diminution de la perte de charge (ou augmentation du débit) dans le cas d'une conduite ou par la diminution de la résistance à l'avancement d'un obstacle (ou augmentation de la vitesse). Les différents travaux expérimentaux, sur la réduction de frottement, par ajout de polymères, ont montré que celle-ci n'apparaît que dans des écoulements turbulents [63], [17]. Les différents travaux entrepris dans ce domaine ont montré que la réduction de frottement dépend de la nature du polymère, de sa concentration, du fluide transporté et du diamètre de la conduite.

Ce phénomène a été très exploité avant même que des explications cohérentes ne soient données. Il existe un certain nombre d'applications de la réduction de frottement où les résultats de laboratoires ont été transposés pour résoudre des problèmes à grandeur réelle.

C'est actuellement, dans le domaine de la lutte contre les incendies, que les résultats sont les plus spectaculaires. Le principe est de nos jours utilisé par les pompiers de la ville de New York et devrait se généraliser peu à peu. L'injection de polymère permet d'augmenter d'environ 50% la portée du jet avec une augmentation de 10% du débit pour une concentration de 200 ppm (partie par million par poids) de polyéthylène oxyde et une vitesse de pompage constante. On peut ainsi également réduire le diamètre des buses de sortie du jet. Un autre avantage, lié à l'emploi des polymères dans ce domaine, est que le liquide, une fois éjecté, conserve une bien meilleure cohésion que l'eau sans additif ; le jet sera moins dispersé par le vent et peut être mieux concentré sur le foyer.

La plupart des solutions de polymères réductrices de frottement perdent de leur efficacité du fait de la dégradation des polymères. Ce phénomène de dégradation est dû essentiellement à une rupture de la chaîne macromoléculaire et constitue un véritable obstacle à l'extension de ce mode de réduction de frottement [8], [40].

Dans un premier chapitre, nous avons effectué un bref rappel des notions fondamentales de la turbulence newtonienne et non newtonienne permettant de souligner certains aspects particuliers du phénomène. Afin de définir le mécanisme de réduction de la perte de charge, nous justifions notre essai de synthèse bibliographique par l'analyse des différents résultats expérimentaux et théoriques. Nous présentons une analyse des différentes théories émises sur le mécanisme de réduction de frottement. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous présentons quelques notions sur le transport des mélanges eau-particules solides dans les conduites et sur la rhéologie des fluides.

Dans le chapitre II, nous présentons les installations expérimentales utilisées pour la mesure des paramètres de l'écoulement ainsi que l'appareillage utilisé pour caractériser les solutions et mixtures étudiées. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous exposons la méthodologie utilisée pour la préparation des différentes solutions (Eau-polymères, pétrole-polymères) et mixtures polymériques et les méthodes de mesure des paramètres caractérisant ces solutions et mixtures polymériques.

Le chapitre III est consacré à la présentation des résultats expérimentaux et un bref rappel des caractéristiques granulométriques et géotechniques de la vase utilisée. Dans ce même chapitre, on présente les différents polymères testés et introduit les critères de base utilisés pour le choix de ces polymères. Dans une deuxième partie, nous avons

mené une étude rhéologique afin de déterminer le comportement rhéologique des solutions et mixtures étudiées. Nous avons étudié l'efficacité des polymères dans le transport des mixtures eau-particules solides et du pétrole brut. Les polymères réducteurs de frottement sont caractérisés par le haut poids moléculaire, la linéarité des chaînes macromoléculaires et la solubilité dans le solvant. Sur la base de ces critères, notre choix s'est porté sur le Polyéthylène Oxyde appelé Polyox (WSR-301), le Carboxyméthylcellulose et le Polyacrylamide appelé Separan (AP-45) et Separan (AP-273E). Deux conduites de diamètre 36 mm et 53 mm ont été utilisées. L'évolution de la perte de charge, du coefficient de perte de charge unitaire et du degré de réduction, a été représentée pour chaque mixture et pour différentes concentrations des polymères utilisés. Dans la dernière partie de ce manuscrit, nous présentons quelques résultats de l'effet des polymères sur le transport du pétrole brut. Les polymères Glow X-traflow et Quickflow X-2433 sont injectés dans l'oléoduc OH3 reliant Hassi Berkine à Haoud El Hamra.

CHAPITRE I

I. Notions fondamentales et synthèse bibliographique

Avant de présenter les résultats de ce travail orienté vers une étude purement expérimentale de l'effet des polymères sur le transport des mélanges eau-particules solides et celui du pétrole, il nous semble important de reprendre quelques notions sur :

- la turbulence newtonienne et non newtonienne afin de préciser la signification physique de certains termes et les aspects particuliers du phénomène turbulent en liaison avec cette étude,
- le transport d'eau et des mélanges eau-particules solides dans les conduites
- la rhéologie des liquides

I.1. Turbulence newtonienne

L'augmentation du débit d'un écoulement se traduit par l'apparition progressive d'instabilités au-delà d'un régime donné. Des mouvements chaotiques, désordonnés et aléatoires se superposent à l'écoulement principal.

Ce changement d'état et de structure de l'écoulement apparaît au moment où les forces d'inertie sont nettement supérieures aux forces visqueuses. Dans un écoulement turbulent, il y a augmentation de l'énergie interne sous forme d'énergie cinétique. La dissipation de cette énergie nécessite un apport constant d'énergie pour le maintien de la turbulence.

Aucune solution mathématique complète n'a pu être donnée, à ce jour, pour les écoulements turbulents bien que les équations de Navier-Stokes qui la gouvernent soient connues depuis longtemps. Les équations aux dérivées partielles caractérisant un phénomène non linéaire et aléatoire n'ont été résolues que dans des cas particuliers.

I.1.1. Equations générales du mouvement

Quelle que soit la nature du milieu en mouvement, l'équation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j u_{i,j} \right) = f_i + \sigma_{ij,j} \quad (I-1)$$

avec le tenseur des contraintes : $\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \tau_{ij}$

p : pression

τ_{ij} : tenseur des contraintes visqueuses

δ_{ij} : symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i=j$; $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$)

f_i : Résultante des forces extérieures

Si le fluide se comporte comme un fluide visqueux et Newtonien, alors sa loi de comportement est la loi classique de Newton :

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \lambda \varepsilon_{ii} \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad (I-2)$$

Avec, $\varepsilon_{ii} = \text{div } u$

λ et μ sont les coefficients de viscosité du fluide liés par la relation de Stokes :
 $3\lambda + 2\mu = 0$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) = \text{tenseur des taux de déformations.}$$

Si le fluide considéré est non Newtonien, la relation liant la contrainte de cisaillement et la déformation est une loi non linéaire dépendant, par exemple, du gradient de vitesse, du temps de relaxation. Par simplification, on peut obtenir des modèles linéaires.

Dans le cas d'un écoulement isotherme et incompressible ($T=\text{cte}$, $\rho=\text{cte}$, $\mu=\text{cte}$), ceci nous permet d'écrire les équations suivantes de Navier-Stokes dans le cas où les forces extérieures sont supposées négligeables :

$$\left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j u_{i,j} \right) = \frac{1}{\rho} \text{grad } \bar{p} + \nu \Delta u_i \quad (I-3)$$

ν : viscosité cinématique ($\nu = \mu/\rho$)

à laquelle on adjoint l'équation de continuité pour un fluide incompressible :

$$\text{div } u = 0 \quad (I-4)$$

La non linéarité des équations de Navier-Stokes ont amené les chercheurs à chercher des solutions par un certain nombre d'approximations, qui sont vérifiées expérimentalement, mais toujours dans des cas particuliers. Ainsi, pour résoudre les problèmes pratiques, on continue à se baser sur les équations statistiques dérivées des équations de Navier-Stokes, obtenues à partir de l'hypothèse de Reynolds qui consiste à décomposer une vitesse instantanée en une vitesse moyenne \bar{u}_i et une fluctuation u'_i

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (I-5)$$

avec, si l'écoulement est permanent :

$$\begin{aligned} \bar{u}_i &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u_i dt \\ \overline{u'_i} &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u'_i dt = 0 \end{aligned} \quad (I-6)$$

Par ce procédé, en tenant compte des produits des moyennes, on aboutit aux équations de Reynolds :

$$\left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \Delta \bar{u}_i - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (I-7)$$

Avec : $p = \bar{p} + p' \quad \overline{p'} = 0$

On note l'apparition de termes du second ordre $\overline{u'_i u'_j}$ issus de la non-linéarité de l'équation de Navier-Stokes. Ces termes supplémentaires, causés par les fluctuations turbulentes, sont appelés tensions ou contraintes de Reynolds. Les composantes diagonales du tenseur $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$ sont des contraintes normales, sinon, si $i \neq j$, des contraintes tangentielles. Ces tensions de Reynolds représentent l'influence du mouvement turbulent sur l'équilibre dynamique du mouvement moyen.

I.1.2. Equation de l'énergie cinétique :

Nous savons que les écoulements turbulents sont de nature dissipative, en particulier du fait de la dissipation d'énergie cinétique en chaleur pour maintenir le phénomène turbulent. Nous pouvons écrire que l'énergie totale par unité de masse est égale à :

$$E = E_{Cm} + E_{mt} = \frac{u_i u_i}{2} + E_{mt} \quad (I-8)$$

Il est possible de calculer ces différentes énergies séparément, puis d'en déduire l'énergie totale E.

D'après Hinze [36], on trouve :

$$E_{Cm} = \rho \cdot \frac{D}{Dt} \frac{u_i u_i}{2} + u_i \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} (-P \delta_{ij} + \mu (\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}) - \frac{2}{3} \mu \theta^2) \quad (I-9)$$

$$E_{mt} = \rho \cdot \frac{D}{Dt} E_{mt} = \frac{\partial}{\partial x_j} (K \cdot \frac{\partial \theta}{\partial x_j} - P \theta + \mu ((\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}) - \frac{2}{3} \mu - \theta^2)) \quad (I-10)$$

$P\theta$ = travail de compression ou de traction

K : coefficient de conductivité thermique

Pour un fluide incompressible, on a :

$$\frac{D}{Dt} \cdot \frac{u_i u_i}{2} = -u_j \cdot \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot u_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

En appliquant l'hypothèse de Reynolds dans l'équation précédente :

Avec $u_i = \bar{u}_i + u'_i$

$$p = \bar{p} + p'$$

$$u_i u_i = \bar{u}_i \bar{u}_i + 2\bar{u}_i u'_i + u'_i u'_i$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} \right) = -\frac{\bar{u}_i}{2} \frac{\partial \overline{u_j'^2}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\bar{u}_i \bar{p}}{\rho} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{u_j'^2 u_i} \right) - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_j'^2}}{\partial x_i^2} - \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2 \quad (I-11)$$

Cette équation indique les différentes contributions de l'énergie contenue dans l'écoulement turbulent.

$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} \right)$: Variation d'énergie cinétique turbulente en fonction du temps.

$-\frac{\bar{u}_i}{2} \cdot \frac{\partial \overline{u_j'^2}}{\partial x_i}$: Convection d'énergie cinétique des fluctuations de vitesse par les composantes de la vitesse moyenne.

$-\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\bar{u}_i \bar{p}}{\rho} \right)$: Transport d'énergie cinétique turbulente par les fluctuations de pression.

$-\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{u_j'^2 u_i} \right)$: Diffusion d'énergie cinétique des fluctuations de vitesse par les composantes des fluctuations de vitesse.

$-\overline{u'_i u'_j} \cdot \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}$: Production d'énergie cinétique par interaction des tensions de Reynolds et du gradient principal de vitesse.

$+ \nu \frac{\partial^2 \overline{u_j^2}}{\partial x_i^2}$: Diffusion de l'énergie cinétique par la viscosité moléculaire.

$- \nu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right)^2$: Dissipation par la viscosité moléculaire, d'énergie cinétique sous forme de chaleur par les petites structures.

Les termes les plus significatifs pour la réduction de frottement dans l'équation de l'énergie précédente sont :

$$\overline{u_i' u_j'} \cdot \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} : \text{terme de production d'énergie}$$

et

$$\nu \cdot \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right)^2 : \text{terme de dissipation d'énergie}$$

Des mesures dans des conduites de section constante ont été effectuées par Laufer [46], [47] (canal bidimensionnel, conduite circulaire) et Townsend [88] dans le cas de la couche limite en paroi lisse.

La figure (I.1) montre un exemple de la contribution des différents termes de l'énergie totale près de la paroi.

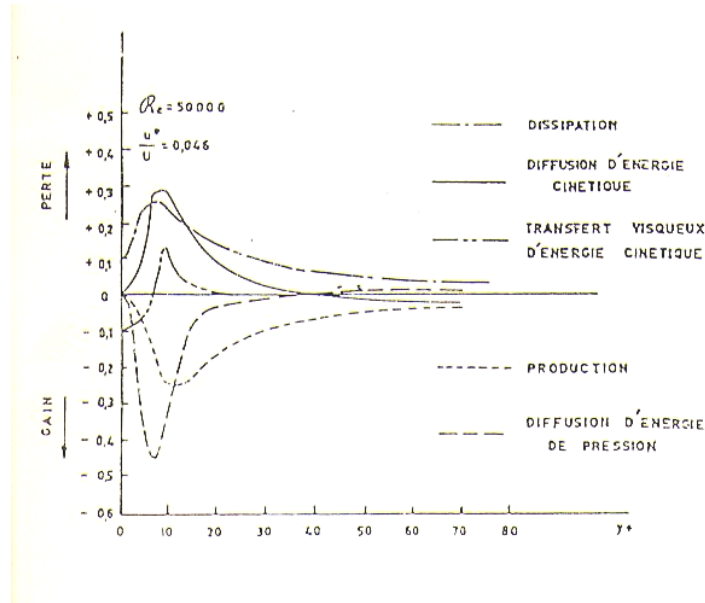


Figure I.1 – Production-diffusion et dissipation d'énergie dans un écoulement près de la paroi d'après Laufer [46]

Dans les tentatives de résolution de ce type d'écoulement, on peut distinguer les théories statistiques et les tentatives de résolution des équations du mouvement par introduction de la notion de parcours de mélange et de viscosité turbulente.

I.1.3. Théorie du parcours de mélange et de la viscosité turbulente

Boussinesq a émis l'hypothèse que la relation de Newton pour l'écoulement laminaire pouvait être étendue à l'écoulement turbulent.

Prandtl a repris cette idée et détermine un coefficient appelé viscosité turbulente

$$\mu_t = \frac{\tau}{\left(\frac{du}{dy}\right)} \quad (I-12)$$

Cette viscosité est formée par le produit d'une "longueur de mélange" l et d'une vitesse liée à la turbulence :

$$\mu_t = \rho l V_t \quad (I-13)$$

Avec V_t = vitesse turbulente

Cette viscosité n'est pas une viscosité proprement dite.

Cette hypothèse de viscosité turbulente revient à remplacer $\tau = -\rho \overline{u'_i u'_j}$ par $\mu_t \frac{du_i}{dx_j}$, hypothèse conforme à celle de Boussinesq. Cette viscosité turbulente n'est pas une propriété du fluide, mais varie d'un point à un autre en fonction de la structure de la turbulence.

Prandtl a émis l'hypothèse que les fluctuations longitudinales et transversales sont proportionnelles entre elles et au déplacement d'un élément fluide et au gradient de vitesse :

$$\tau = \mu_t \left(\frac{du}{dy} \right) = \rho l \frac{du}{dy} \frac{du}{dy} \quad (I-14)$$

$$\text{et, } \mu_t = \rho \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} l$$

Partant de l'échange de quantité de mouvement dû au passage de particules fluides entre couches voisines, on établit une relation liant la contrainte tangentielle aux vitesses de fluctuations de l'écoulement:

$$\tau = \rho \overline{u'_i u'_j} = \rho l^2 \left[\frac{du}{dx_j} \right]^2 \quad (I-14)$$

La viscosité turbulente est proportionnelle au carré d'une longueur de mélange qui est la distance parcourue par un élément fluide avant de perdre son individualité. Cette longueur représente effectivement une mesure de l'échelle des tourbillons turbulents, l étant le chemin parcouru par un élément fluide.

Von-Karman trouve que $l_m = \frac{(du/dx_j)}{(d^2u/dx_j^2)}$. Cette expression est valable au voisinage d'une paroi.

L'échelle des tourbillons " l " est liée, dans une certaine mesure, aux corrélations

entre composantes longitudinales et transversales de la vitesse $\rho \overline{u_i u_j}$.

Dans un écoulement visqueux et turbulent, on admet qu'il y a superposition de la viscosité moléculaire et de la viscosité turbulente.

$$\tau = (\mu + \mu_t) \frac{du}{dy} \quad (I-15)$$

D'autres hypothèses quant à la forme de la viscosité turbulente ont été formulées par d'autres auteurs.

I.1.4. Structure de la turbulence dans une conduite

Nous savons qu'il existe plusieurs modèles de turbulence, notamment un modèle à trois zones, le plus employé qui comprend :

- **un noyau turbulent ou zone centrale** : $y^+ = \frac{y u^*}{\nu} > 30$

Dans le noyau turbulent, les tourbillons ont un diamètre voisin du rayon de la conduite. Ils sont allongés dans le sens de l'écoulement. Ils sont une cause de dissipation d'énergie par captage de petits tourbillons provenant de la paroi. Dans cette zone, l'effet de la viscosité est négligeable, le liquide est considéré comme parfait.

La distribution des vitesses peut-être représentée par la loi logarithmique :

$$u^+ = 5,75 \cdot \log y^+ + 5,50 \quad (I-16)$$

- **une zone pariétale ou sous-couche visqueuse** : $0 < y^+ < 5$

Dans cette zone, la viscosité cinématique joue un rôle prépondérant. Cette zone est caractérisée par la production de petits tourbillons de grande intensité. Les fluctuations de vitesse ne contribuent que peu aux contraintes dominées par les effets de la viscosité. L'analyse de Kolmogoroff montre que, pour les faibles valeurs de y^+ , la turbulence ne peut se maintenir sans apport extérieur d'énergie. En effet, il y a perte d'énergie dans la région pariétale sous forme d'une diffusion d'énergie

cinétique de la paroi vers le noyau.

La distribution des vitesses est généralement représentée par la relation :

$$u^+ = y^+ \quad (I-17)$$

- **une zone tampon : $5 < y^+ < 30$**

C'est cette dernière région qui a suscité le plus grand intérêt au cours des dernières années. Des mesures intéressantes concernant le mécanisme turbulent, en particulier le phénomène de production de turbulence, ont été effectuées, soit par visualisation [44], [42], [43], soit par anémométrie fil ou film chauds [33], [100] et plus récemment par des méthodes optiques [17]. Ces observations montrent que les phases responsables du mécanisme de génération de la turbulence sont les phases "d'éjection" et de "sweep". Ces éjections d'éléments fluides sont des phases locales qui se produisent aléatoirement dans le temps et l'espace et sont dirigées vers l'extérieur de la paroi dans des régions de vitesses plus élevées ; l'interaction éventuelle de ces éjections, avec l'écoulement de vitesse supérieure, crée un désordre dans la région pariétale. La phase d'éjection prend fin lorsqu'arrive une masse de fluide, ayant une vitesse supérieure à la vitesse locale, qui "balaye" les éjections.

Il est à noter qu'environ 70% des tensions de Reynolds (pour $Re = 20000$) sont dues aux éjections intermittentes [13] et que la production de turbulence, donnée par l'expression de $\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}$ est produite pendant le processus de « bursting ».

Laufer [47] a montré quantitativement que, dans cette région, le terme de production citée plus haut était égal au terme de dissipation, c'est-à-dire :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \nu \left[\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \right]^2 = 0$$

D'autre part, la production est complètement dissipée dans la zone $y^+ > 30$, ce qui permet de penser que le transfert d'énergie des grands tourbillons aux petits tourbillons se fait à travers plusieurs stades jusqu'à ce que les petits tourbillons soient si petits qu'ils perdent

leur énergie par dissipation visqueuse.

Il existe donc un échange continu entre le fluide très voisin de la paroi et celui de la région centrale d'écoulement.

Le profil des vitesses dans la zone tampon doit satisfaire à la fois au profil de la région pariétale et à la loi logarithmique ; il est représenté par l'équation logarithmique suivante :

$$u^+ = 11,50 \cdot \log y^+ + 3,05 \quad (I-18)$$

Un autre profil a été proposé par Churchill et Usagi [11] qui correspond assez bien aux résultats expérimentaux :

$$\frac{y^+}{u^+} = \left[1 + \left[\frac{y^+}{5,5 + 2,5 \ln y^+} \right]^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (I-19)$$

En général les lois de profils de vitesse sont déduites en faisant appel aux hypothèses sur le parcours de mélange et la viscosité turbulente.

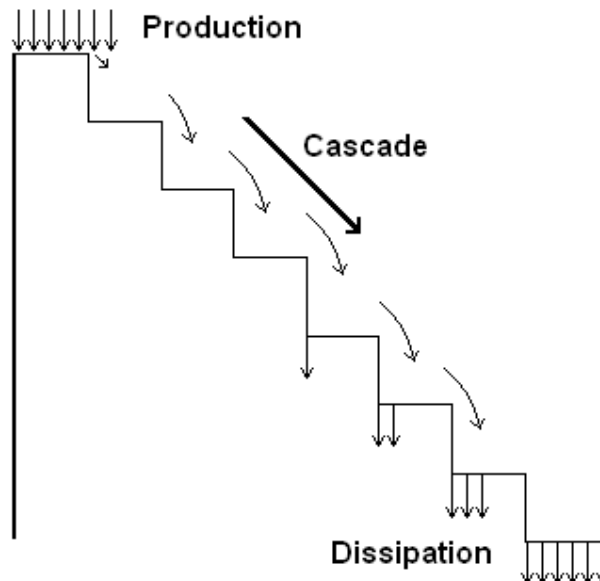


Figure I.2 – Schématisation d'une dissipation d'énergie visqueuse

I.2. Turbulence en fluide non newtonien

On sait que la présence de polymères, dans les écoulements turbulents des fluides, se traduit par une modification de la structure de la turbulence et par une réduction de frottement (réduction de la perte de charge). Afin de déterminer l'influence des polymères sur la réduction des pertes de charge des mélanges eau-particules solides et pétrole, objectif essentiel de notre étude, il nous a semblé utile de procéder à une synthèse bibliographique des nombreux résultats expérimentaux et théoriques.

C'est à partir des années 1940 qu'un accroissement de la vitesse en régime turbulent, par la présence de particules en suspension, a été noté. Vanoni [89] fut le premier à observer que l'eau avait une vitesse d'écoulement supérieure en présence de particules de sable. Le phénomène de réduction de frottement par les polymères fut cependant mis en évidence par les expériences de Toms [87] et Mysels [59] en 1949 lors de l'étude de l'écoulement laminaire et turbulent d'une solution de Poly méthyle méthacrylate dans le monochlorobenzène.

Depuis, diverses publications ont résumé les progrès réalisés dans l'étude des écoulements turbulents en présence de solutions de polymères, notamment par Hoyt [37]. D'autres, tels que Lumley [52], Virk [92] ou Patterson [69], ont analysé les nombreux résultats publiés et souvent très divergents d'un auteur à l'autre.

I.2.1. Mise en évidence expérimentale des effets des polymères

Le phénomène de réduction de frottement a été mis en évidence aussi bien dans les écoulements autour des corps immergés (hydrodynamique externe) [27], [48], que dans les écoulements en conduites (hydrodynamique interne) [21], [29] et dans les systèmes Couette-Taylor [15].

En écoulements externes, dans le cas d'une plaque plane, des expériences ont été effectuées et elles ont conduit à des résultats remarquables. Néanmoins, ces résultats sont incomplets puisqu'ils recouvrent un domaine de concentration et de nombre de Reynolds élevés. Les premiers résultats expérimentaux publiés, concernant la réduction de frottement sur les plaques planes, sont ceux de Levy & Davis [48]. Ces auteurs ont utilisé une installation d'essai en rotation où il est possible d'atteindre des nombres de Reynolds variant de $4 \cdot 10^6$ à 10^7 , avec des Longueurs de plaque importantes ($L=0,915$ m).

Dans une installation similaire, mais de dimensions réduites, Fruman et Sulmont [27] ont pu balayer une plage de nombre de Reynolds comprise entre $5 \cdot 10^5$ et $2 \cdot 10^6$. Dans ces deux travaux, une concentration de 0,125 ppmp de polyéthylèneoxyde a suffi pour mettre en évidence le phénomène de réduction de frottement.

En écoulements forcés, des expériences ont été faites sur des conduites de géométries différentes : circulaires, rectangulaires et carrées.

En cherchant plus d'information sur le comportement dynamique des solutions réductrices de frottement, les expérimentateurs ont été conduit à introduire et développer des méthodes et techniques de mesures nouvelles de profils de vitesse, telles que :

- la visualisation par bulles d'air Seyer & Metzner [84]
- l'anémométrie à fil chaud : Virk (1967) [95] et Patterson & al (1969) [69]
- les sondes de pression, Nicedemo (1969) [62], ainsi qu'Elata (1966) [22]

Plus récemment, le développement de la technique d'anémométrie laser a permis de procéder à des mesures de vitesses dans des géométries de section carrée Rudd (1972) [78], ou circulaire, Chung & Graebel (1972) [10]. Une trop grande dispersion a été notée sur l'ensemble des résultats, certainement due aux techniques de mesures utilisées. En effet, les erreurs sont essentiellement dues dans le cas :

a) du tube de Pitot, par un problème de pénétration dans la sonde dû à l'élasticité de la solution. Cette technique reste la plus précise.

b) du film et fil chaud, aux charges statiques des chaînes de macromolécules et au dépôt de polymères sur les fils.

Il n'est donc pas surprenant que tous ces résultats soient souvent contradictoires, notamment en ce qui concerne les intensités de turbulence. La technique la plus précise reste celle de l'anémométrie laser.

On constate, en général, que :

- Les profils de vitesse, en présence de polymères, sont plus aplatis et la vitesse plus élevée au centre de l'écoulement,
- Les vitesses plus faibles, près de la paroi, comparées au cas de l'eau à même nombre de Reynolds,

- Les profils tendent vers un profil laminaire lorsque la concentration augmente,
- Les profils de vitesse sont influencés par la nature du polymère utilisé.

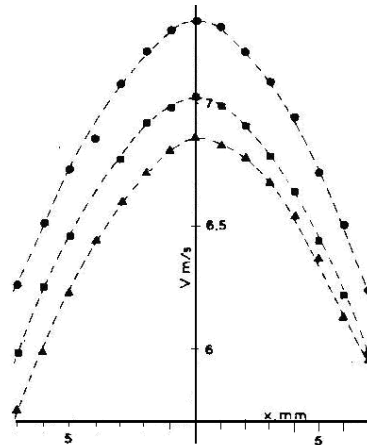


Figure I.3 – Profil de vitesses dans une conduite circulaire avec et sans injection de polymères

I.2.2. Début de la réduction de frottement "Onset"

L'existence d'un effet de seuil (de cisaillement), plus connu sous le nom "d'Onset", a été observé par Gadd [30] et Elata [22]. Sellin [83] a constaté que ce seuil varie en fonction du diamètre de la conduite figure (I.4) et figure (I.5).

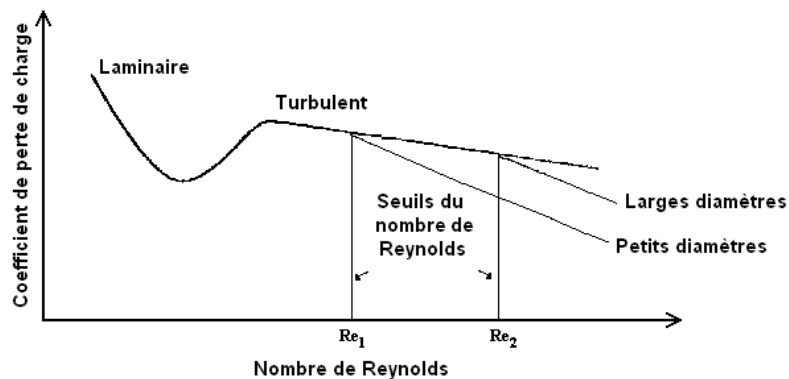


Figure I.4 – Effet du diamètre sur le début de la réduction de frottement d'après Gadd [30]

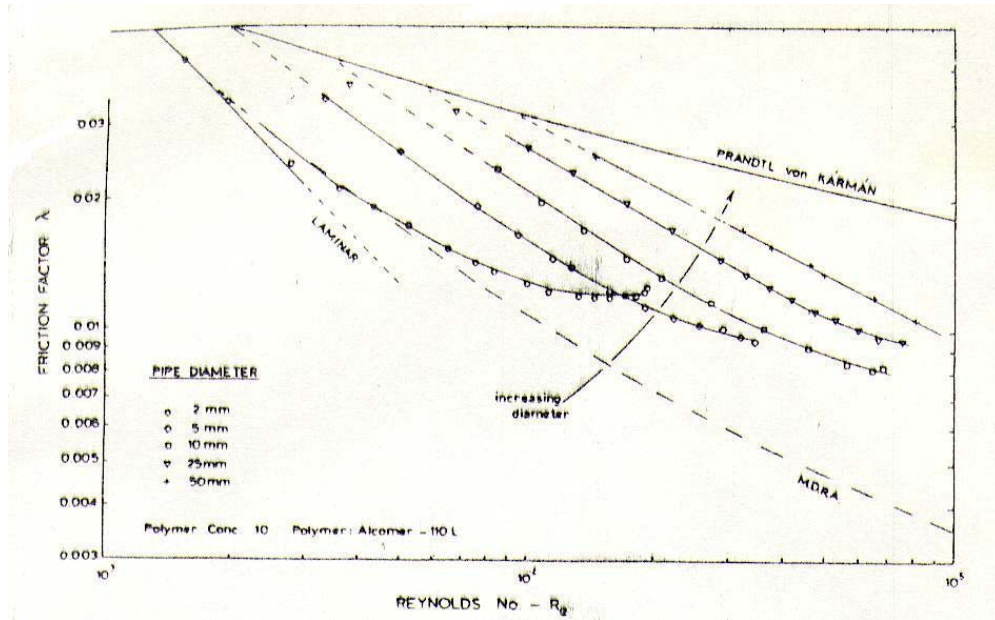


Figure I.5 – Effet du diamètre sur le début de la réduction de frottement d'après Sellin [83]

Virk [94] a émis l'hypothèse que l'Onset ne se produit que pour une valeur constante.

$$C = D_m \cdot K_d \quad (I-20)$$

avec :

$D_m = 2 \cdot R_g$: dimension de la macromolécule dans la solution

R_g est le rayon de giration en Å°

$K_d = (\tau_{\text{paroi}})^{1/2}$: nombre d'onde caractéristique dans un écoulement turbulent.

D'après Virk, $R_g^2 \cdot \tau_{\text{paroi}} = \text{Constante} = 45 \cdot 10^{-10}$ dynes

Fabula (1966) [25] s'oppose à l'hypothèse de Virk et fait intervenir des échelles de temps.

D'autre part, l'Onset varie suivant la nature du polymère utilisé. Le seuil du polyéthylèneoxyde est par exemple plus bas que celui du polyacrylamide qui, lui-même, a un seuil plus bas que celui de la Gomme de guar. White [98] et par la suite Vlegaar [96]

ont montré que le point d'Onset dans une conduite de diamètre D est proportionnel à $D^{8/7}$. Ceci est confirmé par les données d'Elata et al [22] mais contredit par Virk [94] et Whitsitt [99].

I.2.3. Degré de réduction de frottement ou perte de charge

La réduction de frottement, ou perte de charge, est définie par Savins [80] comme étant :

$$DR(\%) = \frac{\Delta P_0 - \Delta P_P}{\Delta P_0} \times 100 = \frac{\lambda_0 - \lambda_P}{\lambda_0} \times 100 \quad (I-21)$$

ΔP_0 et ΔP_P sont respectivement la perte de charge du solvant et celle de la solution à régime égal.

Plus récemment, Ramu & Tullis [76] ont déterminé une relation permettant de calculer le pourcentage de réduction de frottement à partir du profil des vitesses :

$$DR(\%) = 62 \text{ Log } \Delta B - 11,0 \quad (I-22)$$

ΔB est le glissement effectif du profil de vitesse dans le modèle à trois zones tel que défini par Virk [91] où ΔB est fonction de U^* , l et ν (U^* est la vitesse de frottement, l une dimension caractéristique du polymère et ν la viscosité cinématique de la solution).

Les résultats expérimentaux obtenus par Shaver [85], Fabula (1966) [25], Meyer [56], Dodge & Metzner [16], Astarita [1], sans omettre ceux de Virk (1975) [92], ont permis de constater que la réduction de frottement n'apparaît qu'à partir d'un certain régime turbulent critique (figure I.7) indépendant de la concentration en polymères. D'autre part, Hoyt [38] montre que quel que soit le régime au-delà du régime critique, il existe une concentration critique au-delà de laquelle la perte de charge reste constante ou même diminue (figure I.6).

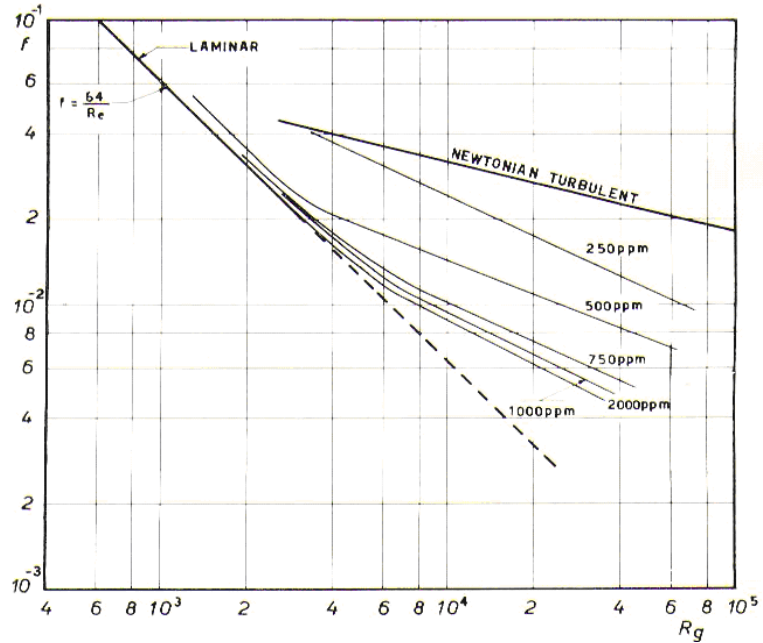


Figure I.6 – Variation du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds généralisé de l'écoulement d'une solution de polymère ET-597 à 20°C

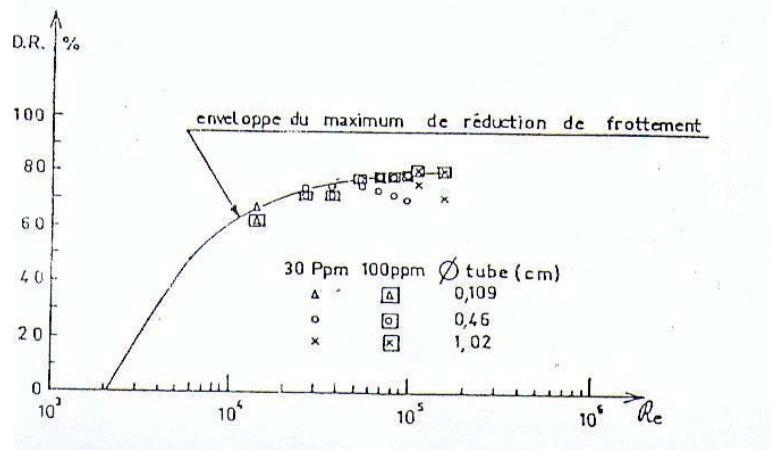


Figure I.7 – Existence d'un maximum de réduction de frottement indépendant du diamètre de la conduite et de la concentration.

Des différences sensibles ont été relevées quant au maximum de réduction que l'on peut espérer obtenir. Les facteurs à mettre en cause sont multiples :

- **la nature des polymères** : un polymère à chaîne linéaire, tel que le Polyox (WSR-301) est plus efficace qu'un polymère à chaîne ramifiée.
- *La masse moléculaire du polymère* : Pour des polymères de même composition, le plus efficace a la masse moléculaire la plus forte.
- **la nature du solvant**
- **Le diamètre de la conduite** : il intervient en particulier sur l'échelle des grands tourbillons dont la dimension est voisine du rayon de la conduite [62]. Le phénomène de réduction se produisant dans la zone pariétale étant plus important et plus précoce pour une conduite de faible diamètre.
- **La forme de la molécule en solution et ses dimensions** : cette forme est liée au PH de la solution dans certains cas. Suivant le PH la molécule peut être étendue, en pelote ou en bâton.

Le maximum de réduction de frottement (figure I.8) qui peut être obtenu apparaît limité par une asymptote unique dont l'équation proposée, par VIRK [92], est donnée par:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 19,00 \text{ Log Re } \sqrt{f} - 32,40 \quad (\text{I-23a})$$

Ou encore

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 9,50 \text{ Log Re } \sqrt{\lambda} - 16,35 \quad (\text{I-23b})$$

Ce maximum de réduction de frottement est indépendant de la nature du polymère et des caractéristiques de la solution ainsi que du diamètre de la conduite (figure I.10). Pruitt & Crawford [74] ont vérifié expérimentalement qu'il ne peut dépasser 80 %.

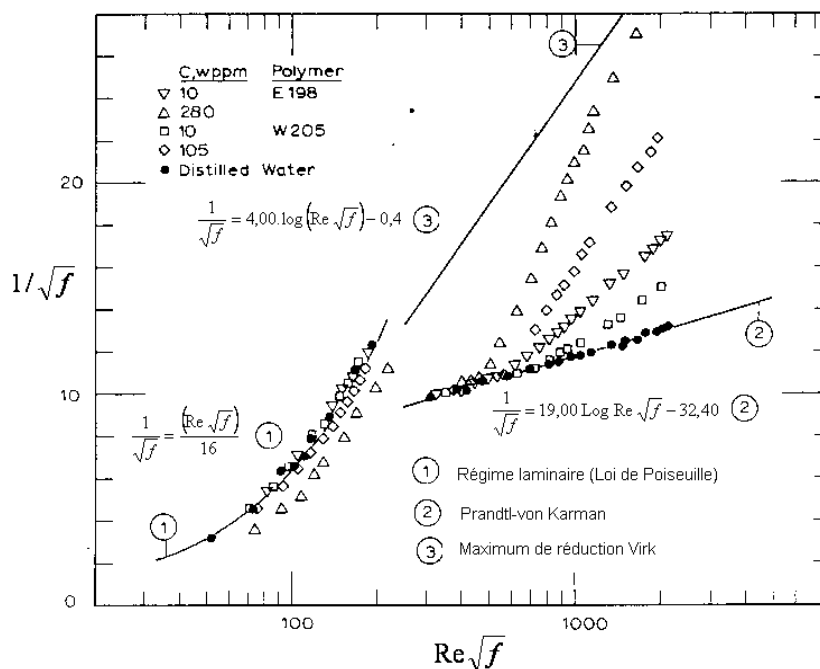


Figure I.8 – Réduction de frottement en coordonnées de Prandtl-Von Karmàn, Virk [92]

I.2.4. Extension de ce mode de réduction

Un des obstacles de l'extension de ce mode de réduction est le phénomène de dégradation des chaînes macromoléculaires dans la solution. La dégradation peut être naturelle : elle est due au vieillissement des solutions par actions chimiques (oxydation, bactérienne, rayons ultraviolet) qui se manifeste par une baisse de la viscosité. On peut l'éviter en injectant quelques gouttes de Formol dans la solution au moment de sa préparation. Gadd [29] a montré que les solutions d'Actigum se dégradent très rapidement si on les expose à la lumière du soleil. Une dégradation d'origine mécanique peut se produire par le recyclage de la solution polymérique, par la préparation de la solution (agitations), par la pompe ou par la déformation résultant du taux de cisaillement. Ce phénomène de dégradation est dû essentiellement à une rupture de la chaîne macromoléculaire et constitue un véritable obstacle à l'extension de ce mode de réduction de frottement.

La fragilité des chaînes macromoléculaires dépend de la nature du polymère, du poids et de la distribution moléculaire, de la concentration, des contraintes extérieures (les forces de cisaillement, les pompes, la longueur de la conduite, etc.) et de l'environnement (solvant). Les résultats expérimentaux indiquent que la dégradation dépend beaucoup plus du poids moléculaire. En effet, Briche [8] montre que cette dégradation est proportionnelle au carré du poids moléculaire.

I.2.5. Structure de la turbulence en présence des polymères

On sait que la présence des polymères dans les écoulements turbulents d'eau se traduit par une modification de la structure de turbulence et par une réduction de frottement. Parmi les résultats obtenus dans ce sens, existent ceux qui concernent l'intensité de la turbulence (composante longitudinale) qui est sensible à la présence des macromolécules dans l'écoulement. La mesure des tensions de Reynolds par films chauds, dans une conduite circulaire, a montré que le produit ($u'v'$) des solutions polymères décroît près de la paroi à partir d'une valeur $10 < y^+ < 20$ et que la corrélation entre u' et v' devient très faible (Patterson [70]). Logan [51], qui a entrepris des mesures par anémomètre laser dans un écoulement de section carrée, en présence d'une concentration de 50 ppmp de Polyox, par comparaison à l'eau, à même vitesse de frottement u^* , trouve que « $u'v'$ » décroît près de la paroi mais ne constate aucune différence pour l'écoulement dans le noyau. Ceci expliquerait l'existence de très petits tourbillons visqueux et celle de grandes structures dans les fluctuations radiales. L'analyse spectrale confirme l'action des macromolécules sur les petits tourbillons dans la sous-couche et la zone tampon. De même, le profil de vitesse est influencé par la présence des macromolécules.

Différents modèles théoriques sur la structure de l'écoulement ont été proposés :

Virk [92] a proposé un modèle à trois zones. Dans le noyau turbulent, les profils sont translatés d'une quantité ΔB . Une zone intermédiaire ou élastique se situe entre le noyau turbulent et la zone pariétale. Dans cette dernière, le profil n'est pas affecté par la présence des polymères. Une asymptote de maximum de réduction de frottement a été déterminée par Virk. Berman [5] a montré que ΔB est lié aux paramètres moléculaires des solutions de l'écoulement.

Metzner [55] est le premier à avoir étudié ces solutions considérées comme des fluides non newtoniens. Il a proposé la définition d'un nombre de Reynolds généralisé Re_n . Il montra alors que les résultats obtenus en régime laminaire, pour des conduites cylindriques, pouvaient être corrélés par les expressions suivantes:

$$\lambda = \frac{64}{Re_n} \quad (I-24)$$

avec,
$$Re_n = 8^{1-n} \left[\frac{4n}{(3n+1)} \right]^n \rho U_m^{2-n} \frac{D^n}{k}$$

n : indice de fluidité et k consistance du fluide dans la loi d'Ostwald.

Dodge & Metzner [16] étendirent ce résultat à la région turbulente. Ils ont déterminé une distribution de vitesse sur la section de la conduite de la forme :

$$u^+ = A_n \text{Log } y^+ + B_n \quad (I-25)$$

Avec,
$$y^+ = y^n \frac{(u^+)^{2-n}}{K}$$

Les coefficients A_n et B_n sont à déterminer expérimentalement et dépendent de n . L'inconvénient de ce modèle est de ne pas tenir compte de l'écoulement dans la zone pariétale et la zone tampon. En effet, Dodge & Metzner [16] considèrent que la sous couche est suffisamment mince pour que la tension de cisaillement puisse être considérée comme une constante et que la vitesse varie avec y .

$$\tau = \tau_{\text{paroi}} = K \left(\frac{du}{dr} \right)_{\text{paroi}}^n = K \left(\frac{u}{y} \right)^n \quad (I-26)$$

Après arrangement, on a : $u^+ = (y^+)^{1/n}$

La loi de perte de charge pour les fluides à loi de puissance (Ostwald De Waele) est donnée par :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = A_n \text{Log} [\text{Re}_n \lambda^{1-\frac{n}{2}}] + B_n \quad (I-27)$$

Avec $A_n = \frac{2}{n^{0,75}}$ et $B_n = (0,602 n^{1,45} - 1,2 n^{0,45} - 0,2) n^{-1,20}$

Pour $n=1$, on retrouve le cas du fluide de Newton.

Pruitt & Al [75] proposent une relation qui tient compte des caractéristiques du polymère utilisé.

$$\frac{f_s - f}{f_s - f_{s,L}} = 0,73 \left[\text{Ca} \left(\sqrt{\frac{L}{d_m}} - 1 \right) \left(\sqrt{\frac{L}{d}} \right) \right]^{0,8} \quad (I-28)$$

Ca : Concentration en polymère en ppmp.

L : Longueur de la molécule.

d_m : Diamètre de la molécule spiralée.

D : Diamètre de la conduite.

f_s : Facteur de frottement du solvant seul .

$f_{s,L}$:Facteur de frottement en régime laminaire pour la même vitesse de fluide ($f_{s,L}=16/\text{Re}$)

Cette relation montre que, plus la molécule sera flexible, plus l'effet réducteur sera important.

VIRK [92] a constaté l'existence de trois régimes turbulents dans l'écoulement des solutions diluées de polymères (fig I.8).

- **Un premier régime** : caractérisé par un faible débit pour lequel il n'y a pas de réduction de frottement ; la solution suit la même loi que le solvant seul.

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 4,00 \text{Log Re} \sqrt{f} - 0,40 \quad (I-29)$$

- **Un deuxième régime** : ayant des réductions qui dépendent du couple (solvant-polymère), de la concentration et du poids moléculaire. La solution obéit à la loi :

$$f = 0,042 \cdot \text{Re}^{-0,25} \quad (\text{I-30})$$

- **Un troisième régime** : où la réduction de frottement est indépendante du polymère (pour une concentration donnée), qui correspond à la réduction maximale. La solution obéit à la loi asymptotique :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 19,00 \text{ Log Re} \sqrt{f} - 32,40 \quad (\text{I-31})$$

Le mécanisme de réduction de frottement se présente suivant deux aspects bien différents :

Il s'agit d'un phénomène local, situé dans la zone dite "buffer-layer", et se traduisant par un épaissement de la sous-couche visqueuse, qui a été confirmé par les travaux de Scrivener [82]. Il se traduit par un déséquilibre dans la balance d'énergie, plus particulièrement dans la zone où se situe le maximum d'échanges énergétiques (production-dissipation d'énergie turbulente)

I.2.6. Théories sur le mécanisme de réduction de frottement

L'objectif de toutes les études sur la réduction de frottement est d'en connaître le mécanisme, donc de comprendre l'interaction des macromolécules avec l'écoulement. Ces théories sont basées sur des effets de paroi (diminution du taux de cisaillement), sur l'existence de contraintes normales, sur des gradients "élongationnels" dans l'écoulement ou encore sur la diminution de production de turbulence.

La première explication fut celle donnée par Toms [87] qui postule l'existence, dans un écoulement de polymère, de cisaillement réduit en raison de la faible viscosité et qui aurait pour conséquence un coefficient de frottement plus petit que le solvant pur. La détermination des rhéogrammes de solutions de Polyox et de Gomme de guar a montré cependant que le taux de cisaillement de solution de polymères dilués n'était pas réduit.

El Perin et Al [23], Little (1967) [50] ont proposé une explication par un phénomène de « paroi adsorbante », explication contredite par Little (1969) [49]. Ces chaînes de polymères seraient fixées par un certain nombre de points et comprendraient des boucles qui s'étendraient de façon lâche dans l'écoulement et qui pourraient interagir avec ce dernier, soit en créant un effet de glissement à la paroi, soit en amortissant directement le champ tourbillonnaire, soit en empêchant la formation des vortex à la paroi. L'hypothèse de la couche de glissement a été écartée car la viscosité d'une solution, même moyennement concentrée en polymère, ne saurait devenir inférieure à la viscosité de départ. En ce qui concerne les autres possibilités, les mesures d'impédance électrochimique ont montré, dans le cas du Polyoxyde d'éthylène par exemple, que le nombre de points d'attache à la paroi reste très faible, ce qui limite l'importance réelle des phénomènes d'adsorption. Par ailleurs, pour éliminer définitivement cette hypothèse, on a essayé différents substrats présentant des qualités adsorbantes très différentes, sans avoir de réduction de frottement.

Par l'introduction d'une viscosité anisotrope, Toms propose une nouvelle explication du mécanisme. Cette viscosité serait faible dans la direction de l'écoulement, mais suffisamment élevée dans les directions radiales de manière à amortir les fluctuations de vitesse. Un tel mécanisme ne peut être produit que par l'existence d'une différence importante des contraintes normales. Néanmoins, aucune différence significative entre les contraintes n'a été observée par les mesures effectuées par Gadd [29].

Astarita [1] suppose que la turbulence n'est pas supprimée par les fluides viscoélastiques, mais plus faiblement dissipée que dans les fluides visqueux. GADD [28] ne parle pas de dissipation de turbulence, mais de diminution de production de turbulence.

Walsh [97] fut le premier à associer structure de turbulence et propriété élastique des macromolécules. Il considère que la macromolécule est capable d'emmagasiner une certaine énergie lorsqu'elle est soumise à une instabilité violente, puis cède cette énergie à l'écoulement au-delà de la paroi. L'idée fondamentale de cette théorie est que les perturbations responsables des tensions de Reynolds naissent au voisinage de la zone $u^+ = y^+$ et que le rôle premier de la turbulence, dans la zone pariétale, est de provoquer une instabilité dans la sous couche visqueuse. L'éclatement de cette instabilité provoque des perturbations de petites dimensions. Ces petites structures ont tendance à augmenter par l'adsorption locale d'énergie prise à la vitesse moyenne par le transfert de moment.

Simultanément, les structures perdent de l'énergie sous forme de dissipation en chaleur et par stockage d'énergie dans les molécules de polymères. Si cette petite structure extrait plus d'énergie localement qu'elle n'en perd, elle a tendance à croître. Au début de cet accroissement, les polymères modifient très lentement le bilan énergétique, mais emmagasinent l'énergie dissipée qui détruit les petites structures. Par diminution du nombre de petites structures croissant par unité de surface et de temps et éjectée au-delà de la paroi, les molécules de polymères modifient la structure de turbulence pariétale par diminution de la production d'énergie.

Johnson & Barch [39] ont été les premiers à montrer expérimentalement la diminution des petites structures productrices d'énergie dans un écoulement pariétal en présence de polymères.

D'autres explications du mécanisme ont été proposées par des théories faisant intervenir des élongations de macromolécules tels que Lumley [53], Pfenninger [73] et Peterlin [72] ou des élongations de vortex par Gadd [29] et Gyr [34]. Aux faibles concentrations d'additifs (correspondant à l'effet optimal de la réduction de frottement), la viscosité du milieu, où les molécules de polymères seraient sous forme de pelote, est identique à celle du solvant utilisé. La réduction de frottement n'est donc pas due à une modification de la viscosité moyenne. En revanche, la viscosité élongationnelle du polymère, résultant de sa résistance à l'allongement, est très grande. Les deux mécanismes proposés sont fondés sur l'extension des pelotes macromoléculaires, parfois jusqu'à ce qu'elles soient totalement déroulées, dans des champs de vitesse locaux correspondant à différents niveaux de la turbulence.

Dans le premier mécanisme possible, l'extension de la macromolécule interfère directement vers les tourbillons responsables des contraintes de Reynolds : la macromolécule s'allonge dans la direction imposée localement par les tourbillons et peut alors absorber puis dissiper de l'énergie par augmentation de la viscosité à l'élongation des polymères. L'augmentation substantielle de la viscosité d'élongation conduit donc à une augmentation des phénomènes de dissipation visqueuse. L'effet se résumerait à un épaissement de la sous couche visqueuse, ce qui conduirait à une augmentation de l'épaisseur de la zone de dissipation visqueuse.

I.3. Notions sur l'écoulement des mélanges eau-particules solides

Le mélange est composé de deux phases, l'eau est la phase continue et représente le fluide transporteur et les particules solides représentent la phase discontinue.

I.3.1. Phase continue

Dans notre cas, la phase continue est l'eau qui est caractérisée par sa masse volumique ρ et sa viscosité dynamique μ qui est un fluide newtonien.

I.3.2. Phase discontinue

Les particules solides constituent la phase discontinue qui est caractérisée par la dimension et la densité des grains ainsi que leur forme. La phase solide est généralement composée d'un ensemble de particules de tailles différentes. Cet ensemble peut être représenté par une courbe granulométrique donnant la répartition des tailles des particules. Lorsque la répartition est très étroite et régulière, on caractérise la phase solide par un diamètre moyen d_{50} correspondant à la dimension des mailles du tamis laissant passer 50% du poids total des particules. Quant à la forme des particules solides et pour tenir compte du non sphéricité de la forme, Durand [19] a introduit un coefficient α_v , appelé coefficient volumétrique qui représente le rapport du volume de la particule (déduit par exemple d'une mesure de poids) au volume de la sphère ayant pour diamètre la plus grande dimension d' de la particule.

$$\alpha_v = \frac{6.V}{\pi.d'^3} \quad (I-32)$$

Govier et Aziz [31] utilisent le coefficient de forme α_f qu'ils appellent sphéricité.

$$\alpha_f = \frac{d}{n.d_s} \quad (I-33)$$

d : dimension moyenne de la particule,

n : rapport de la surface des particules à celle de sphères de diamètre d et de même masse que les particules,

d_s : diamètre d'une sphère ayant le même volume que la particule.

Dans le cas d'une particule sphérique, ces deux coefficients qu'on vient de définir sont égaux à l'unité.

I.3.3 Le mélange

Le mélange des deux phases se définit par la concentration en particules solides représentant le rapport du volume des solides au volume total. On peut définir deux types de concentrations : la concentration initiale qui représente la quantité de matériaux mis en circulation dans l'installation, la concentration de transport qui représente la concentration moyenne récupérée à l'aval de l'installation et, enfin, la concentration spatiale qui représente la quantité de matériaux réellement contenue dans la conduite. Ces trois concentrations sont les mêmes pour des particules très fines formant des suspensions homogènes, même à faible vitesse ($d < 30 \mu\text{m}$). Dans le cas contraire, ces concentrations seront différentes. Pour des faibles vitesses d'écoulement, lorsque toutes les particules s'accumulent au fond et forment un lit immobile, la concentration spatiale est maximale et la concentration de transport est nulle. Plus la vitesse augmente, plus cette différence diminue et tend vers zéro lorsque toutes les particules seront véhiculées à même vitesse que le liquide.

La vitesse moyenne U_m d'écoulement du mélange est déterminée par :

$$U_m = \frac{Q_m}{S} = \frac{Q_l + Q_s}{S} \quad (I-34)$$

Q_m , Q_l et Q_s sont respectivement les débits du mélange, du liquide et des particules solides.

La masse volumique du mélange est définie par la relation suivante :

$$\rho_m = \rho_s \cdot C_s + \rho_l \cdot (1 - C_s) \quad (I-35)$$

D'après Fortier [26], on peut utiliser la concentration de transport à la place de la

concentration spatiale lorsque le mélange est supposé homogène et qu'on peut négliger le glissement liquide-solide.

Pour les particules dont les dimensions atteignent 200 μm aux vitesses élevées, cette relation s'écrit :

$$\rho_m = \rho_s \cdot C_t + \rho_l \cdot (1 - C_t) \quad (I-36)$$

En général, on néglige le glissement liquide-solide car il est plus facile de connaître la concentration de transport.

La viscosité du mélange solide-liquide dépend de la viscosité du liquide porteur, de la concentration, de la taille et de la forme des grains. Einstein en 1905 a proposé une relation qui permet de calculer la viscosité du mélange en fonction de la viscosité du liquide porteur et de la concentration.

$$\mu_m = \mu_l (1 + 2,5C_v) \quad (I-37)$$

Où μ_m et μ_l sont respectivement les viscosités du mélange et du liquide et C_v la concentration volumique en particules. Cette relation ne s'applique que pour un domaine très restreint où la concentration est inférieure à 2%, la forme des grains est circulaire et le diamètre est inférieur à 2 μm . D'après Parzonka [64], dans le cas des vases de barrages, la relation d'Einstein reste valable aux grandes concentrations tant que le mélange reste newtonien. Mais le coefficient de C_v varie entre 7 et 80 suivant les différentes vases.

I.3.4. Classifications des écoulements de mélanges

Les différentes classifications des écoulements de mélanges sont basées sur la distribution de la concentration, les dimensions des particules et la nature du mélange.

La classification des écoulements de mélanges solide-liquide donnée par Govier & Aziz [31] est basée sur la distribution de la concentration.

- Particules dont la distribution est homogène
- Particules dont la distribution est pseudo-homogène
- Particules dont la distribution est hétérogène

Bain & Bonnington [2] figure (I.9), ont classé les écoulements de mélange sur la base de la dimension des particules (pour un matériau dont la densité est de 2,65). Newitt et al [61] ont donné une classification similaire à Bain & Bonnington [2]

- $d < 40\mu\text{m}$: Transporté en suspension homogène
- $40\mu\text{m} < d < 0.15\text{mm}$: Transporté en cas d'écoulement turbulent.
- $0.15\text{mm} < d < 1.5\text{mm}$: Transporté en suspension et saltation
- $d > 1.5\text{mm}$: Transporté par saltation

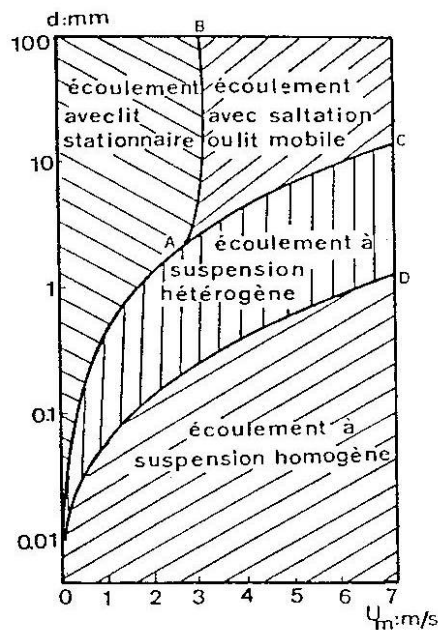


Figure I.9 – Classification des solides d'après Bain et Bonnington [2]

Parzonka [68] divise le transport des mélanges en deux grandes catégories :

a) *Mixtures homogènes ou pseudo-homogènes* à distribution de concentration uniforme ou presque uniforme, à régime de dépôt des grains laminaire ($Re_s < 1$), dont le comportement est non-newtonien aux concentrations élevées.

- suspensions (sans dépôt au repos).
- suspensions dynamiques non-newtoniennes (vitesses de chute très faibles)
- suspensions dynamiques newtoniennes (vitesses de chute faibles)

Notons que Re_s est le nombre de Reynolds des particules ($Re_s = \frac{w.d}{\nu}$ où w est la vitesse de chute de la particule en eau calme, d son diamètre et ν la viscosité cinématique du liquide)

b) *Mixtures hétérogènes* à répartition de concentration hétérogène, à régime de dépôt de grains turbulent ou de transition ($Re_s > 1$), sans apparition de propriétés non-newtoniennes.

- suspensions hétérogènes avec absence de régime de fond.
- courant avec mouvement des grains à saltation ou par charriage et à fond mobile.
- courant à fond stable.

I.3.5. Modes d'écoulement de mélange

Le mode d'écoulement joue un grand rôle sur le comportement de la perte de charge ; nous distinguons trois régimes d'écoulement :

I.3.5.1. Ecoulement homogène

La distribution de la concentration dans un écoulement homogène est quasi-uniforme. Dans cet écoulement, la suspension possède généralement des propriétés non newtoniennes à partir d'un seuil de concentration. Les forces de viscosité sont importantes et la détermination du modèle rhéologique et son application est nécessaire. Cet écoulement regroupe :

- Les suspensions homogènes : même au repos cette suspension est stable.
- Les suspensions pseudo-homogènes : elles forment une suspension homogène en régime turbulent.

I.3.5.2 Ecoulement hétérogène

a) Ecoulement hétérogène sans dépôt :

Cet écoulement est caractérisé par un gradient de concentration. C'est l'écoulement le plus utilisé sur les grandes distances. L'aspect physique et hydrodynamique d'un point à un autre est très variable. De ce fait, découle un grand

nombre de paramètres régissant l'écoulement qu'on ne peut contrôler ni ponctuellement ni globalement. La prédiction des pertes de charge est difficile ; c'est pour cela qu'on ne rencontre dans la littérature que les modèles empiriques et parfois semi empiriques pouvant être appliqués à ces cas d'écoulement.

b) Ecoulement hétérogène avec dépôt :

Il englobe tous les écoulements hétérogènes avec dépôt. C'est un écoulement économique pour les fortes concentrations, mais le risque de colmatage des conduites y est assez élevé. Cet écoulement est surtout utilisé pour des transports sur de petites distances.

Suivant la concentration et la vitesse, le régime par saltation peut se comporter en :

- lit stable avec écoulement superficiel pour les faibles vitesses.
- lit mobile pour les vitesses moyennes à grandes concentrations.
- formation de dunes pour faibles vitesses et faibles concentrations

Dans l'écoulement des mélanges solide-liquide, on définit la vitesse de sédimentation et vitesse limite de dépôt (vitesse critique de dépôt). Ces deux vitesses sont très différentes l'une de l'autre. La première appelée aussi vitesse de chute limite, concerne la particule et elle est dirigée vers le bas.

La paroi [35] de la conduite, la concentration en particules solides [35], ainsi que leur forme [2], la turbulence de l'écoulement [6], [7] et le comportement rhéologique du fluide [71] sont des facteurs qui influent sur la vitesse de chute limite. La seconde, appelée aussi vitesse critique de dépôt, est la vitesse moyenne de l'écoulement au-dessous de laquelle un fond stable commence à prendre naissance dans la conduite. Durand [18] en 1953 a étudié le transport de plusieurs matériaux pour différents diamètres de conduites ; il a trouvé que la vitesse limite de dépôt peut être représentée par la relation :

$$U_{Limite} = F_L \sqrt{2gD} \quad (I-38)$$

Avec F_L qui est un coefficient dépendant de la concentration et de la dimension des grains (figure I.10 et 11).

La relation (I-38) n'est valable que pour des concentrations inférieures à 15%.

Parzonka, Kenchington et Charles [66] donnent la variation du coefficient F_L en fonction de la concentration. On remarque deux zones de concentration où le comportement de F_L est différent : une première zone, entre 0 et 15%, où il y a une augmentation de F_L , une seconde zone entre 15 et 30%, où ce coefficient diminue. Cette diminution de F_L est plus prononcée si l'on ajoute des particules fines au mélange. Cette diminution de la vitesse limite de dépôt U_L , pour les concentrations supérieures à 15%, est très intéressante et avantage le transport à forte concentration.

En général, cette diminution cesse aux environs d'une concentration de 30% et dans certains cas, il y a augmentation de cette vitesse limite de dépôt à partir de cette dernière valeur.

Kazanskij [41] a montré que l'on peut réduire la vitesse limite de dépôt en ajoutant des particules fines. Thomas [86], de son côté, montre une augmentation de cette vitesse limite de dépôt avec la viscosité. Différentes formules empiriques ont été proposées pour déterminer cette vitesse limite de dépôt. On peut citer :

Kazanskij [41]

$$\left(\frac{U_L}{(gD)^{1/4}} \right)^{(1-Z)^{1/3}} = 0,73 + 0,04.C_m^{1,21} . e^{-0,055.C_m} + 1,678.10^{-14} . C_m^7 \quad (I-39)$$

Où C_m est la concentration massique et Z un coefficient, variant entre 0,025 et 0,27, dépendant de la nature des grains.

Zandi et Gavatos cités par Zandi [100]

$$U_L^2 = \frac{40.C_v.D.g.s^{-1}}{\sqrt{C_D}} \quad (I-40)$$

avec

C_v : concentration volumique

s : rapport de la masse volumique du solide sur celle du liquide

C_D : coefficient de traînée.

D : diamètre de la conduite

Nous noterons que la vitesse limite de dépôt varie en fonction du diamètre de la particule jusqu'à un diamètre de 1 mm, au-dessus duquel elle demeure presque constante. En fonction de la concentration, elle présente un maximum aux environs de 15% et un minimum aux environs de 30% ; elle est proportionnelle à la racine carrée du diamètre de la conduite.

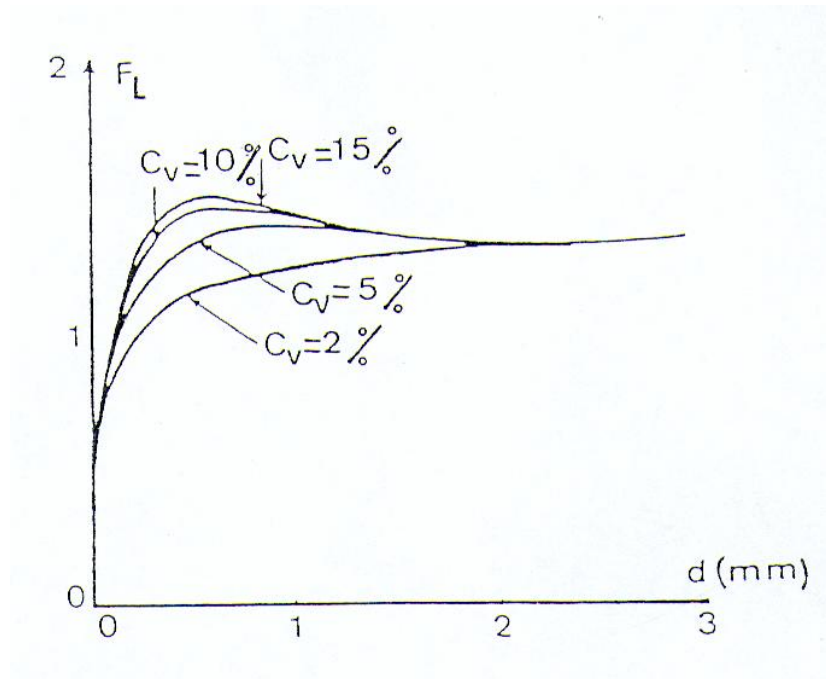


Figure I.10 – Variation de F_L en fonction du diamètre des particules et de la concentration d'après Durand [18]

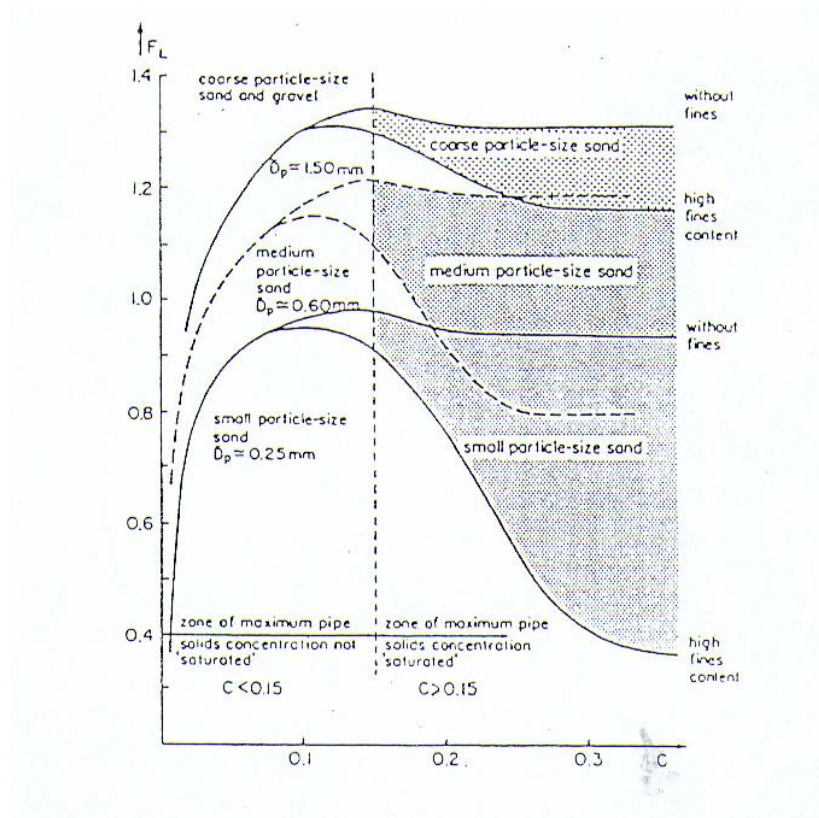


Figure. I.11 – Variation de F_L en fonction de la concentration d'après Parzonka, Kenchington et Charles [66]

I.3.6. Pertes de charge des mélanges eau-particules solides en conduites circulaires

1.3.6.1. Cas du liquide seul

La notion de perte de charge est liée à l'effet de la viscosité et de la turbulence. Elle exprime l'énergie perdue par frottement visqueux et par frottement turbulent, définie globalement comme étant la différence de charge entre deux sections.

Dans le cas d'une conduite à caractéristiques uniques, la perte de charge peut être exprimée par la relation suivante :

$$\Delta H = \Delta H_z + \Delta H_c + \Delta H_f \quad (I-41)$$

Avec,

ΔH : la perte de charge totale,

ΔH_z : perte de charge due à la dénivelée entre les deux sections,

ΔH_c : la perte de charge cinétique,

ΔH_f : la perte de charge due au frottement.

Dans le cas d'une conduite horizontale à caractéristiques uniques, la perte de charge totale sera égale à celle correspondant aux pertes par frottement. Ces pertes peuvent être exprimées par la relation :

$$\Delta H_f = \lambda_l \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{U^2}{2g} \quad (I-42)$$

Où λ_l est le coefficient de perte de charge pour le liquide.

La perte de charge unitaire exprimée en hauteur d'eau (pente hydraulique), sera

$J = \frac{\Delta H_f}{L}$, soit :

$$J = \lambda_l \cdot \frac{1}{D} \cdot \frac{U^2}{2g} \quad (I-43)$$

Tout le problème posé pour l'ingénieur ou le chercheur c'est de pouvoir exprimer cette perte de charge mathématiquement et de la quantifier. En ce qui concerne le premier point, sa formulation mathématique est difficile étant donné que les fluctuations des vitesses (énergie turbulente) étaient difficilement détectables. Par contre, les secondes, en ignorant le phénomène de turbulence, on injecte, dans l'expression de l'énergie mécanique, des coefficients expérimentaux pour exprimer l'énergie perdue. En d'autres termes, nous avons affaire à des formules rationnelles de pertes de charge faisant intervenir l'effet de la viscosité et de la turbulence et des formules empiriques qui ignorent ce phénomène.

I.3.6.1.1. Formulation empirique

La formulation empirique des pertes de charge (type Chezy) peut se faire avec les seuls éléments de la mécanique rationnelle. Elle est basée sur la proportionnalité de la contrainte de frottement au carré de la vitesse moyenne de l'écoulement ; elle fait intervenir un coefficient expérimental dépendant de la nature de la paroi et non la nature du fluide.

$$U = C\sqrt{R_h J} \quad (I-44)$$

Où

C est le coefficient de Chézy, qui n'est pas adimensionnel.

R_h est le rayon hydraulique

J est la perte de charge par unité de longueur

Cette formulation des pertes de charge est basée sur l'amélioration du coefficient « C » de la formule des pertes de charge. Parmi ces formules, on peut citer celle de Darcy, de Flamant, de Maurice-Levy, de Mougny sans omettre celle de Manning-Strickler.

I.3.6.1.2. Formulation rationnelle

La formulation rationnelle des pertes de charge fait intervenir, en plus des caractéristiques physiques de la conduite, les caractéristiques du fluide, c'est-à-dire les régimes d'écoulements.

En régime laminaire, le débit peut être exprimé par la relation dite de Rabinowitsch-Mooney :

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{2U_m}{D} = \left(\frac{1}{\tau_{paroi}} \right)^3 \int_0^{\tau_{paroi}} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad (I-45)$$

Si on connaît le comportement rhéologique du fluide, c'est à dire l'expression formelle de la fonction $f(\tau)$, on obtient, après intégration de l'équation de Rabinowitsch-Mooney, une relation entre le débit Q et le gradient de pression qui est la suivante :

$$\tau_{\text{paroi}} = \frac{D \Delta P}{4L} \quad (I-46)$$

Dans la dernière partie de ce chapitre, le tableau (I.2) donne cette expression dans le cas du fluide de Newton, Bingham et Ostwald-De Waele.

Notons que, dans le cas du régime laminaire, les pertes de charge sont d'origine visqueuse.

En régime turbulent, une conduite à caractéristique unique peut se comporter comme hydrauliquement lisse, semi-rugueuse ou rugueuse, selon la structure de la turbulence établie dans la conduite.

- si $y^+ < 5$, il y a une zone d'écoulement laminaire la conduite est dite lisse et les lois de frottements sont fonction seulement du régime d'écoulement.

En général, pour cette zone, on adopte la formule de Prandtl-Von Karmàn.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2,00 \text{ Log Re } \sqrt{\lambda} - 0,80 \quad (I-47)$$

Cette formule est d'un usage difficile et ne peut être résolue que par voie graphique ou par itérations. Pour simplifier l'utilisation de cette relation, plusieurs auteurs ont proposé des formules faciles à exploiter. L'allemand BLASIUS, cité par Carlier [9], a ainsi proposé, en 1913 la formule suivante :

$$\lambda = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}} \quad (I-48)$$

Celle-ci est confondue avec la courbe de Prandtl-Von Karmàn pour $\text{Re} < 10^5$

Pour $\text{Re} > 10^5$, plusieurs auteurs cités par Carlier [9] ont proposé des relations explicites :

$$\text{Shiller \& Herman} \quad \lambda = 0,054 + \frac{0,396}{\text{Re}^{0,30}} \quad (I-49)$$

$$\text{Nikuradze (1932)} \quad \lambda = 0,0032 + \frac{0,221}{\text{Re}^{0,297}} \quad (I-50)$$

$$\text{R. Lazard (1935)} \quad \lambda = 0,0372 + \frac{0,247}{\text{Re}^{0,25}} \quad (I-51)$$

Ces formules, et surtout celle de Nikuradze, se confondent sensiblement avec la formule théorique établie par Prandtl-Von Karmàn pour les valeurs de Re allant jusqu'à 3.10^6 . Filonenko & Altschoul, cités par Carlier [9], proposent une formule qui est en bonne concordance avec celle de Prandtl-Von Karman jusqu'à $\text{Re}=3.10^6$.

$$\lambda = \frac{1}{[1,8 \text{ Log Re} - 1,64]^2} \quad (I-52)$$

En régime hydrauliquement lisse, la loi de frottement est indépendante de la nature des parois et ne dépend que du nombre de Reynolds défini par :

$$\text{Re} = \frac{U.D}{\nu} \quad (I-53)$$

- si $5 < y^+ < 30$: il n'y a plus de zone laminaire, mais il y a une zone de transition et une zone turbulente ; la conduite est considérée comme semi-rugueuse. Dans ce cas, la fonction du coefficient de perte de charge dépend du régime d'écoulement et de la rugosité relative de la conduite.
- Plusieurs formules complexes du coefficient de perte de charge ont été proposées pour ce type d'écoulement. Colebrook & White cités par Carlier [9], en se basant sur une rugosité moyenne déduite des observations des tuyaux usuels, ont établi la formule :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \text{ Log} \left[\frac{\varepsilon}{3,7.D} + \frac{2,51}{\text{Re} \cdot \sqrt{\lambda}} \right] \quad (I-54)$$

Cette formule est d'un usage difficile. Pour contourner cette difficulté, certains auteurs ont proposé des formules empiriques explicites en λ .

CHURCHILL [12] propose :

$$\lambda = 8 \left[\left(\frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + (A + B)^{-3/2} \right]^{1/2} \quad (I-55)$$

Avec,
$$A = \left[2,457 \text{Ln} \left[\left(\frac{7}{\text{Re}} \right)^{0,9} + 0,27 \left(\frac{\varepsilon}{D} \right)^{-1} \right] \right]^{16} \text{ et, } B = \left[\frac{37530}{\text{Re}} \right]^{16}$$

Nackab [60] propose de calculer le coefficient de perte de charge λ en utilisant le coefficient de perte de charge correspondant au régime hydrauliquement lisse.

$$\lambda_0 = 0,4 \text{Re}^{-0,9} + 0,0053 \quad (I-56)$$

La formule (I-54) devient alors:

$$\lambda = \left[2 \text{Log}_{10} \left[\frac{0,27}{D/\varepsilon} + \frac{2,51}{\text{Re}} (0,4 \text{Re}^{-0,9} + 0,0053)^{-1/2} \right] \right]^2 \quad (I-57)$$

Altschoul, cité par Carlier [9], propose pour la zone de transition la relation suivante :

$$\lambda = 0,11 \left[\left(\frac{\varepsilon}{D} \right) + \frac{68}{\text{Re}} \right]^{0,25} \quad (I-58)$$

et toutes les autres lois proviennent du lissage des différents points donnant l'abaque de Moody.

- si $y^+ > 30$, l'écoulement est parfaitement turbulent, la conduite est rugueuse. Dans ce cas, la fonction λ dépend uniquement des caractéristiques (ε/D) de la conduite.

Fritsch, cité par [9], a montré que la loi de la vitesse déficitaire pour les tuyaux rugueux est égale à :

$$\frac{U}{U^*} = 5.75 \operatorname{Log}\left(\frac{y}{D}\right) + 8,5 \quad (I-59)$$

L'intégration de cette loi logarithmique permet d'obtenir la relation dite de Prandtl-Von-Karmàn pour les tuyaux rugueux.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \operatorname{Log}\left(\frac{D}{2 \varepsilon}\right) + 1,74 \quad (I-60)$$

Expérimentalement, en utilisant une rugosité artificielle, Nikuradze, cité par Churchill [12], est parvenu à une formule similaire.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \operatorname{Log}\left(\frac{\varepsilon}{3,7.D}\right) \quad (I-61)$$

I.3.6.2. Cas du mélange

Dans ce cas, la perte de charge, en plus des paramètres du liquide et de la conduite, dépend aussi des paramètres des particules et du mélange. Son expression, exprimée en unité de pression, est donnée par :

$$\Delta P_m = \lambda_m \rho_m \frac{L}{D} \frac{U_m^2}{2} \quad (I-62)$$

λ_m est le coefficient de perte de charge unitaire du mélange.

ρ_m est la masse volumique du mélange.

U_m est la vitesse moyenne d'écoulement.

Dans la formule (I-62), La majorité des auteurs n'utilisent la masse volumique de la mixture que lorsqu'il s'agit d'un mélange homogène. Pour les mixtures hétérogènes, ils utilisent la masse volumique du fluide transporteur (liquide), c'est à dire :

$$\Delta P_m = \lambda_m \rho_{\text{liquide}} \frac{L}{D} \frac{U_m^2}{2} \quad (I-63)$$

Condolios & Terrier [14] considèrent que presque tous les fluides homogènes, dont le diamètre des particules est inférieur à 40 μm , ont un comportement de fluide de Bingham.

Le coefficient de perte de charge pour le régime laminaire est donné par :

$$\lambda_m = \frac{64}{\text{Re}_m^*} \quad (I-64)$$

$$\text{Avec, } \text{Re}_m^* = \left[\frac{\tau_0}{6D} + \frac{\mu_p U_m}{D^2} \right]$$

En écoulement turbulent, le coefficient de perte de charge est donné par la relation:

$$\lambda_m = 0,316 \left[\frac{\mu}{\mu_p} \right]^{0,48} \left[\frac{D U_m \rho_m}{\mu_p} \right]^{0,25 \left(\frac{\mu}{\mu_p} \right)} \quad (I-65)$$

$$\text{Avec, } \frac{\mu}{\mu_p} = \exp \left(2,5 + 14 \frac{\alpha_f}{\sqrt{d}} \right) \text{Cv}$$

avec

μ_p/μ : viscosité relative

α_f : facteur de forme

D : diamètre des particules

Cv : concentration volumique de transport

Nous remarquons que cette relation est du même type que celle de Blasius.

$$\lambda = \beta . \text{Re}^{-b} \quad (I-66)$$

Metzner & Reed [55] en partant du modèle de BINGHAM trouvent qu'en écoulement laminaire :

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}_m^*} \quad (\text{I-67})$$

En écoulement turbulent :

$$\lambda = 0,0056 + 0,5 \text{Re}_m^{*-0,32} \quad (\text{I-68})$$

avec $\text{Re}_m^* = D n' U_m^{(2-n)} \frac{\rho_m}{\gamma}$ et $\gamma = g K' 8^{n-1}$

Cette relation est confirmée pour 16 solides dans différentes conduites.

D'après Govier & al [31] et Durand [18], les pertes de charge en écoulement turbulent des mixtures homogènes, exprimées en hauteur de mélange, sont identiques à celles du fluide porteur.

Le gradient de perte de charge s'exprime, dans ce cas, de la façon suivante :

$$J_m = J_w \frac{\rho_m}{\rho_w} \quad (\text{I-69})$$

Plusieurs chercheurs ont démontré que l'influence du seuil de cisaillement τ_0 est négligeable en régime turbulent. Cette hypothèse est valable pour des nombres de Reynolds supérieurs à environs 4000. L'erreur due à cette simplification ne dépasse pas 1% [67].

Différents auteurs ont étudié le comportement des particules solides (argile, vase, lysier) dans des conduites de diamètres différents [16], [65]. Ils ont remarqué que tous les points expérimentaux de $\lambda(\text{Re}_m^*)$ pour ces mélanges sont situés au-dessous de la courbe de Blasius.

I.4. Notions sur la rhéologie des fluides

La rhéologie a pour objet l'étude de la déformation des corps, y compris leur écoulement, sous l'influence de contraintes qui leur sont appliquées. Le terme rhéologie fut introduit par Eugène Bingham en 1928, du mot grec « ρειν », signifiant *écoulement*.

I.4.1. Fluides newtoniens

Un fluide visqueux newtonien est un fluide pour lequel la fonction liant le tenseur des contraintes et celui des vitesses de déformation prend une valeur constante qui ne dépend que de la nature du fluide et de la température. La viscosité est alors indépendante du temps et de la vitesse de déformation. Un seul paramètre suffit alors pour décrire son comportement rhéologique.

$$\tau = \mu \dot{\gamma} \quad (I-70)$$

Cette catégorie de fluide fait partie de l'ensemble plus général des fluides visqueux pour lequel existe une relation instantanée entre les contraintes et les vitesses de déformation. L'une des conséquences de cette relation est que si l'on annule les contraintes, la déformation doit cesser immédiatement.

I.4.2. Fluides non newtoniens

Sont non newtoniens tous les fluides dont le comportement n'est pas conforme à celui de Newton. Plus particulièrement, tous les fluides non newtoniens sont tels que la fonction liant contrainte et déformation dépend de la vitesse de déformation.

Deux catégories de fluides de fluides sont à distinguer :

- ceux dont la viscosité dépend du temps d'application des contraintes ou fluides à mémoire,
- ceux qui en sont indépendants.

Il est difficile de faire une classification complète des fluides non newtoniens tant leur comportement est différent par le fait de la superposition de plusieurs propriétés.

I.4.3. Modèles rhéologiques

Chaque fluide peut être caractérisé par une loi liant la contrainte de cisaillement et le gradient des vitesses de déformation. Certaines des lois de comportement ainsi définies peuvent être représentées par des lois semi empiriques issues de modèles

mathématiques représentatifs de chaque fluide. Ces modèles ne sont appliqués généralement que dans le cas d'écoulements simples, plans ou à symétrie de révolution. Ils apportent une nette simplification, en particulier au niveau des applications. Les principaux modèles sont résumés par le tableau (I.1).

Les propriétés rhéologiques d'un liquide ne peuvent être détectées que pendant sa déformation.

Les mesures simultanées des contraintes et de la vitesse de déformation font l'objet de la rhéométrie.

Pour des liquides à élasticité négligeable, on procède par des méthodes viscosimétriques et si l'élasticité n'est pas négligeable, dans ce cas, on fait appel à la rhéogoniométrie.

Modèles	Loi rhéologique
Bingham	$\tau = \tau_0 + \mu_{Bin} \dot{\gamma}$
Herschel-Bulkley	$\tau = \tau_0 + k \left(\dot{\gamma} \right)^n$
Casson	$\tau^{1/2} = \tau_0^{1/2} + \left[\mu_{Cas} \dot{\gamma} \right]^{1/2}$
Casson général	$\tau^n = \tau_0^n + \left[\mu_{Ca} \dot{\gamma} \right]^n$
Ostwald DE WAELE	$\tau = k \left(\dot{\gamma} \right)^n$

Tableau I.1 – Principaux modèles rhéologiques du comportement non newtonien.

Où

τ_0 représente le seuil de cisaillement

k caractérise la consistance de la structure

n est l'indice de structure

μ_{Bin} est le coefficient de viscosité selon Bingham

μ_{Cas} est le coefficient de viscosité selon Casson

I.4.4. Application des modèles aux écoulements viscométriques en capillaire

L'écoulement laminaire en capillaire est le plus couramment utilisé en viscosimétrie. On peut écrire que dans un capillaire de diamètre D il y a équilibre des forces appliquées à un élément de fluide en régime permanent :

$$\Delta P \left(\frac{\pi D^2}{4} \right) = \pi D L \tau_{\text{paroi}} \quad (I-71)$$

τ_{paroi} : Contrainte de cisaillement à la paroi

ΔP : différence de charge en pression statique

L : longueur d'un élément

d'où,
$$\tau_{\text{paroi}} = \frac{D \Delta P}{4 L}$$

Dans une section annulaire limitée par des cylindres de rayons r et $(r+dr)$ s'écoule le débit élémentaire :

$$dQ = 2 \pi r u \, dr$$

Le débit total est alors obtenu par intégration :

$$Q = \int_0^Q dQ = \pi \int_0^R u \, 2 r \, dr = \pi \int_0^{R^2} u \, d(r^2)$$

$$Q = \left[u r^2 \right]_0^{R^2} - \int_0^{R^2} r^2 \, du \quad \text{avec} \quad \left[u r^2 \right]_0^{R^2} = 0 \quad \text{car} \quad u = 0 \quad \text{pour} \quad r = R \quad (\text{adhérence})$$

De même que l'on avait déterminé τ_{paroi} , on détermine τ par la relation :

$$\tau = \frac{r \Delta P}{2L} \quad (I-72)$$

$$\text{D'où } \frac{\tau}{\tau_{\text{paroi}}} = \frac{r}{R}$$

$$\text{et } r^2 = \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{paroi}}} \right)^2 R^2$$

$$\text{Il vient : } dr = \left(\frac{R}{\tau_{\text{paroi}}} \right) d\tau$$

$$\text{Sachant que : } \frac{du}{dr} = -f(\tau)$$

on obtient la relation du débit, équation qui définit le comportement rhéologique du fluide.

$$Q = \left[\frac{R}{\tau_{\text{paroi}}} \right]^3 \int_0^{\tau_{\text{paroi}}} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad (I-73a)$$

ou

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{2 U_m}{D} = \left(\frac{1}{\tau_{\text{paroi}}} \right)^3 \int_0^{\tau_{\text{paroi}}} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad (I-73b)$$

Cette relation, dite de Rabinowitsch (1929) et Mooney (1931), n'est valable que si :

- L'écoulement est laminaire et permanent
- Le fluide est sans mémoire
- Il n'y a pas de glissement à la paroi
- L'on peut faire une hypothèse sur la relation $f(\tau)$.

Une autre forme peut être donnée à cette relation si l'on pose : $\phi(\tau_{\text{paroi}}) = \left(\frac{4Q}{\pi R^3} \right)$

On en déduit :

$$\frac{d\phi}{d\tau_{paroi}} = -\left(\frac{12}{\tau_{paroi}^4}\right) \int_0^{\tau_{paroi}} \tau^2 f(\tau) d\tau + \frac{4}{\tau_{paroi}} f(\tau_{paroi})$$

$$\frac{d\phi}{d\tau_{paroi}} = -\left(\frac{3\phi}{\tau_{paroi}}\right) + \frac{4}{\tau_{paroi}} f(\tau_{paroi})$$

d'où

$$f(\tau_{paroi}) = \left(\frac{3\phi}{4}\right) + \frac{1}{4} \tau_{paroi} \frac{d\phi}{d\tau_{paroi}}$$

Soit

$$\tau_{paroi} = f\left(-\frac{3}{4}\left(\frac{4Q}{\pi R^3}\right) - \frac{\tau_{paroi}}{4} \frac{d\left(\frac{4Q}{\pi R^3}\right)}{d\tau_{paroi}}\right)$$

Weisemberg et Mooney, cités par Scrivener [82], donnent une solution plus générale qui tient compte du glissement à la paroi :

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \left(\frac{1}{\tau_w}\right)^3 \int_0^{\tau_w} \tau^2 \dot{\gamma}(\tau) d\tau + 2\frac{V_s}{D} \quad (1-74)$$

Où V_s est la vitesse de glissement à la paroi.

Si on connaît la nature du fluide, c'est-à-dire l'expression formelle de la fonction $f(\tau)$, on obtient, après intégration de l'équation (1-73b), une relation entre le débit Q et le gradient de pression motrice $\tau_{paroi} = \frac{D \Delta P}{4L}$. Le tableau ci-après donne cette relation pour

le cas d'un fluide de Newton, d'Ostwald et celui de Bingham.

NATURE DU FLUIDE	RELATION RHEOLOGIQUE	EXPRESSION DE : $\frac{Q}{\pi R^3}$
NEWTON	$\tau = \mu \dot{\gamma}$	$\frac{1}{4} \left[\frac{\tau_{paroi}}{\mu} \right]$
OSTWALD DE WAELE	$\tau = K \left(\dot{\gamma} \right)^n$	$\frac{n}{1+3n} \left[\frac{\tau_{paroi}}{K} \right]^{1/n}$
BINGHAM	$\tau < \tau_0 \quad \dot{\gamma} = 0$ $\tau > \tau_0 \quad \tau = \mu_{Bing} \cdot \dot{\gamma}$	$\frac{\tau_{paroi}}{4\mu_{Bing}} \left[1 - \frac{4}{3} \frac{\tau_0}{\tau_{paroi}} + \frac{1}{3} \left(\frac{\tau_0}{\tau_{paroi}} \right)^4 \right]$

Tableau I.2 – Expression de $\frac{Q}{\pi R^3}$ pour quelques fluides

Compte tenu alors de l'expression de $\frac{du}{dr} = -f(\tau)$, une simple intégration fournira le profil de vitesse.

Conclusions

Dans ce type d'écoulement, le gradient de pression varie linéairement suivant l'axe de l'écoulement en fonction de la vitesse moyenne. Dans le cas d'un fluide newtonien par exemple, la vitesse, suivant la section perpendiculaire à l'écoulement, varie de façon parabolique avec un maximum situé sur l'axe de l'écoulement et égal au double de la vitesse moyenne d'écoulement. En d'autres termes, en régime laminaire, les pertes de charge sont d'origine visqueuse. Dans le cas des études des mélanges contenant des particules de dimensions comparables au diamètre des capillaires, on doit renoncer à des viscosimètres capillaires et les remplacer par des tubes de diamètre plus important (10 à 20 mm).

CHAPITRE II

II. Dispositifs expérimentaux et techniques de mesures utilisées

L'écoulement d'une mixture (eau-particules solides) dans une conduite peut engendrer des pertes de charge différentes dès qu'un des paramètres suivants change : physique, rhéologique ou hydrodynamique. Les résultats rapportés dans ce mémoire ont été obtenus sur les installations suivantes :

II.1. Installations d'essai

II.1.1. Paramètres d'écoulement

II.1.1.1. Solutions et mixtures (Eau-particules solides) polymériques

L'installation utilisée pour mesurer la chute de pression, pour les solutions et mixtures (eau-particules solides) polymériques, est composée principalement de trois conduites cylindriques de diamètre 36 mm, 53 mm et 84 mm où les deux premières uniquement ont été utilisées (figure (II.1)), La solution polymérique, ou mixture, est préparée dans un bac (3) et refoulée par une pompe centrifuge aux deux conduites cylindriques commandées par des vannes. La mesure du débit volumique se fait par jaugeage dans un bac de mesure (4).

La perte de pression est mesurée à l'aide de manomètres en "U". Pour les faibles dénivellations, on utilise un manomètre à eau en "U" renversé. Pour les fortes dénivellations, par contre, on utilise un manomètre en "U" en mercure. Ces manomètres sont raccordés aux prises de pressions par des tuyaux flexibles et transparents.

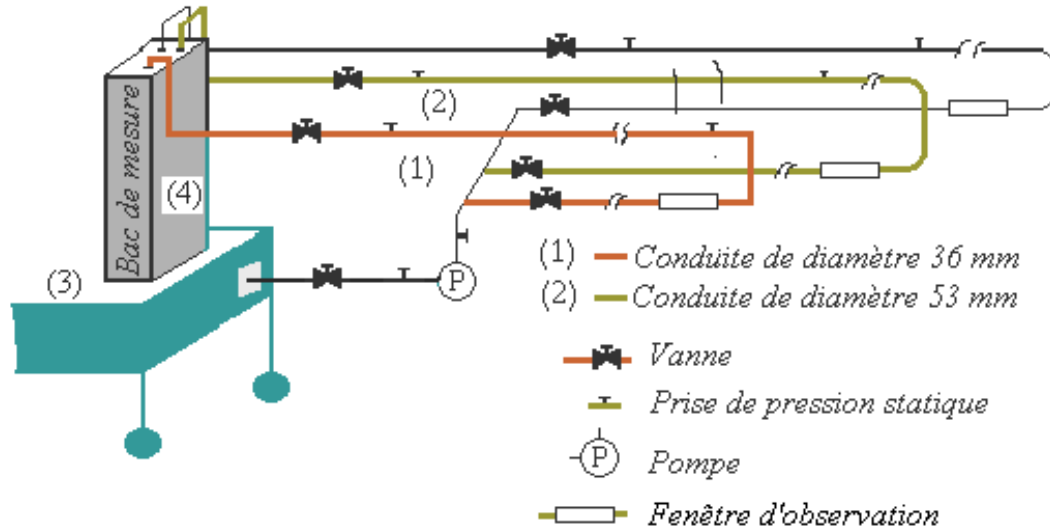


Figure II.1 – Banc de mesure des paramètres hydrauliques

Les tronçons d'essai sont disposés suffisamment à l'aval de l'entrée des deux conduites pour assurer l'établissement de l'écoulement turbulent.

En effet, pour un écoulement laminaire, le parcours d'entrée L est plus long que dans le cas d'un écoulement turbulent et peut être calculé par la relation de Bogue [61].

$$\frac{L_e}{D} = 0,006 Re \quad (\text{II-1})$$

Dans un écoulement turbulent, le parcours d'entrée est plus court, les transferts de quantités de mouvement étant plus importants. La relation suivante :

$$\frac{L_e}{D} = 14,3 \log Re - 46 \quad (\text{II-2})$$

est généralement employée pour calculer le parcours d'entrée d'un fluide Newtonien. Les

travaux de Hinze [36], montrent que le parcours d'entrée est prolongé dans le cas d'un fluide non newtonien. Sa valeur peut être calculée par la relation :

$$\frac{L_e}{D} = 30 \text{ Log Re} - 75 \quad (\text{II-3})$$

Pour le cas de notre installation et dans les conditions de nos essais, le parcours d'entrée minimal est de 3,7 m pour la conduite de diamètre 36 mm et 5,56 m pour la conduite de 53 mm. Ces distances ont été respectées du moment que les prises de pressions ont été installées à 4,30 m de l'entrée pour la conduite de 36 mm et à 6,30 m dans le cas de la deuxième conduite. Compte tenu des conditions d'établissement de l'écoulement, on peut estimer que, dans notre cas, le régime turbulent est parfaitement établi.

Les essais de Seyer et Catania, cités par Scrivener [82], sur des solutions de Separan, montrent que ce parcours d'entrée peut atteindre 150 diamètres (conduite) pour les fortes concentrations en polymères à des nombres de Reynolds proches de 10^4 . Scrivener [82] montre que le parcours d'entrée n'excède pas 60 diamètres (conduite) pour des solutions de Polyox de concentration maximale de 0,01% et un nombre de Reynolds maximum de $5 \cdot 10^4$.

Sur chacune des deux conduites, nous avons installé une fenêtre d'observation qui nous permet de visualiser l'écoulement.

Les conduites utilisées étant rugueuses, nous avons procédé à la détermination de la rugosité équivalente de chaque conduite. Pour cela, il suffit de faire passer l'eau dans chaque conduite en régime d'écoulement hydrauliquement rugueux. Connaissant le débit qui passe à travers les conduites et la perte de charge mesurée à l'aide des piézomètres, on peut déduire le nombre de Reynolds et le coefficient de perte de charge unitaire λ correspondant : En s'assurant que le régime hydrauliquement rugueux est établi, on peut déduire la rugosité relative à partir du diagramme de Moody :

CONDUITE	RUGOSITE RELATIVE (ϵ/D)	ϵ (mm)
D ₁ =36 mm	0,005	0,181
D ₂ =53 mm	0,001	0,053

a) Mesure de débit et vitesse moyenne

A l'aide d'un levier situé dans le bac de mesure, on dévie l'écoulement pendant un temps t_p . le temps t_p de prélèvement est donné par un chronomètre électronique. Le volume écoulé pendant ce temps t_p est donné par la lecture de la hauteur d'eau ou de la mixture (eau-particules solides) dans le bac de mesure préalablement étalonné.

$$Q_m = \frac{V_m}{t_p} \quad (\text{II-4})$$

L'incertitude maximale sur la valeur du débit est de 3% et est obtenue pour des vitesses très élevées.

Le volume total de l'installation étant très élevé, celui qui sert à la mesure du débit est très faible par rapport au volume du liquide dans l'installation. La déviation de l'écoulement vers le bac de mesure ne perturbe pratiquement pas l'écoulement. Le débit peut donc être considéré le même avant, au moment et après déviation de l'écoulement vers le bac de mesure.

La vitesse moyenne U_m de l'écoulement est déduite de la mesure du débit.

$$U_m = \frac{Q_m}{S} = \frac{4 \cdot Q_m}{\pi \cdot D^2} \quad (\text{II-5})$$

Où S est la section de la conduite et D son diamètre.

b) Mesure de la concentration en particules solides

Lors de la mesure du débit, le mélange de volume V_m est pesé sur une balance électronique. A l'aide du volume V_m et de sa masse M_m , nous déterminons la concentration de transport de la façon suivante :

$$M_m = M_e + M_s \quad (1)$$

$$\Rightarrow M_m = V_e \cdot \rho_e + V_s \cdot \rho_s \quad (3)$$

$$V_m = V_e + V_s \quad (2)$$

De l'équation (2), nous tirons le volume d'eau $V_e = V_m - V_s$ que l'on remplace dans l'équation (1), ce qui nous donne :

$$V_s = \frac{M_m - V_m \cdot \rho_e}{\rho_s - \rho_e} \quad (II-6)$$

Dans cette équation, V_s est le volume des particules solides, V_m est le volume du mélange mesuré et V_e le volume d'eau. M_m et M_e sont respectivement la masse du mélange mesurée et la masse de l'eau. ρ_e et ρ_s sont les masses volumiques de l'eau et des particules solides.

Rappelons que :

$$M_m = \rho_m \cdot V_m \quad (4) \quad \text{et} \quad M_s = \rho_s \cdot V_s \quad (5)$$

Les équations (1 à 5) nous permettent d'établir la relation entre la masse spécifique du mélange ρ_m et la concentration volumique de transport C_v .

$$\rho_m = \rho_s \cdot C_v + \rho_e \cdot (1 - C_v) \quad (II-7a)$$

Ou

$$C_V = \frac{\rho_m - \rho_e}{\rho_s - \rho_e} \quad (\text{II-7b})$$

Cette concentration C_V donne la fraction volumique des particules solides par rapport au volume du mélange transporté. Dans tout ce qui suit, C_V désignera la concentration volumique de transport. L'incertitude sur la valeur de la concentration est estimée à 5%.

c) Mesure de la concentration en polymère

Pour la concentration massique C_p du polymère dissout dans le mélange, elle est exprimée en partie par million par poids (ppmp). Cette concentration donne la fraction massique du polymère utilisé par rapport à la masse du mélange transporté.

d) Mesure de la perte de charge

La perte de charge dans un tronçon de conduite horizontale est traduite par une chute de la pression.

La perte de charge mesurée est exprimée en hauteur d'eau pour être plus significative.

Dans une première étape, nous avons représenté la perte de charge linéaire en fonction de la vitesse moyenne d'écoulement dans le cas de l'eau claire.

Les points expérimentaux représentant la perte de charge dans les deux conduites ont une forme parabolique de la forme :

$$J = \lambda \cdot \frac{1}{D} \cdot \frac{U^2}{2g} \quad (\text{II-8})$$

Plusieurs essais ont été effectués pour s'assurer de la répétition des mesures dans les mêmes conditions d'écoulement.

II.1.1.2. Installation d'essai sur le transport du pétrole brut

Les paramètres de l'écoulement du pétrole brut ont été mesurés sur l'oléoduc (OH3) reliant Hassi Berkine à Haoud El Hamra. Cet oléoduc est dimensionné pour acheminer un débit maximum de 16 MTA de pétrole brut en période normale. Le pipeline a une longueur de 300 Km, un diamètre nominal de 30" (0,762m) et une épaisseur de 10,31mm. Il a été conçu en acier de type (API-5LX-52-S.A.W). Le profil en long de l'oléoduc est représenté dans la figure (II.2).

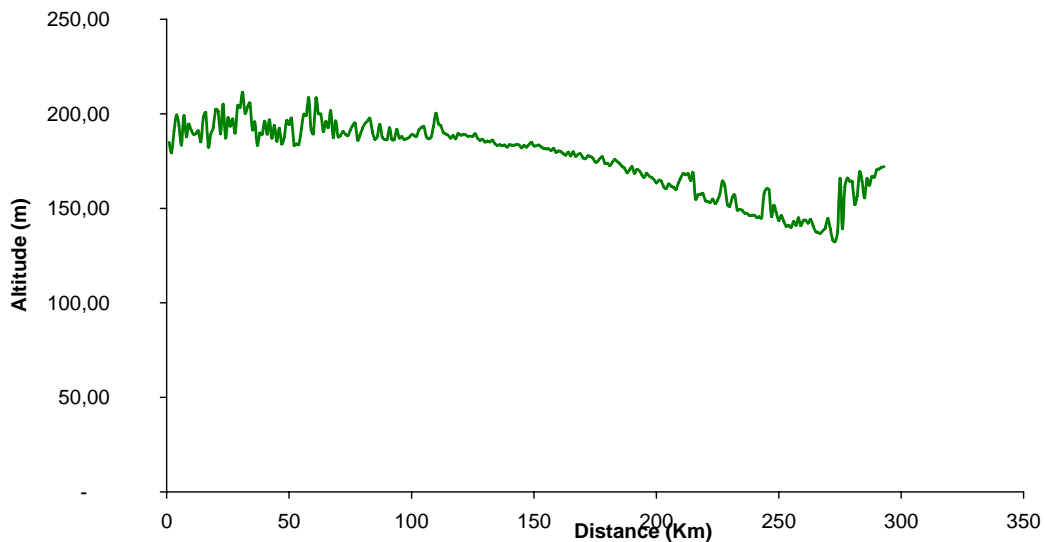


Figure II.2 – Profil en long de l'oléoduc OH3

II.1.2. Mesure des paramètres rhéologiques

II.1.2.1. Mélange eau-particules solides

Deux viscosimètres ont été utilisés dans notre étude pour déterminer les paramètres rhéologiques des mélanges eau-particules solides et solutions étudiées : le premier est du type rotatif utilisé lorsque la mixture présente un comportement non newtonien ; le deuxième est celui d'Engler utilisé lorsque il s'agit d'un fluide newtonien.

Viscosimètre rotatif : Le viscosimètre utilisé est de type Rhéomat 30. Il est constitué de deux cylindres coaxiaux. Le cylindre extérieur de rayon R_2 est immobile et le cylindre intérieur de rayon R_1 tourne autour de l'axe vertical à une vitesse angulaire réglée par une boîte de vitesse (1-30 vitesses différentes). Cet appareil possède plusieurs systèmes de mesure selon la plage de viscosité du fluide considéré. Le choix du système est basé sur les critères suivants :

a) la dimension de l'entrefer (R_2-R_1) doit être 15 à 20 fois plus grande que la plus petite particule solide de la mixture,

b) le rapport $\alpha = \frac{R_2^2}{R_1^2}$ doit d'une part être relativement petit pour assurer une

zone de cisaillement partielle réduite et, d'autre part, assez élevé par rapport aux dimensions maximales des particules solides. Dans notre cas, le système B convient à nos échantillons.

$$R_1 = 15 \text{ mm} ; R_2 = 19 \text{ mm} ; \Delta R = 4 \text{ mm}.$$

Le fluide contenu dans l'entrefer, entre le cylindre intérieur (rotor) et le cylindre extérieur (stator immobile), est mis en mouvement par un moteur à vitesse variable. Le gradient de vitesse est donné par la vitesse de rotation du rotor et le taux de cisaillement par la résistance à l'écoulement produit entre les deux cylindres. Cette résistance est transformée en lecture directe par l'intermédiaire d'un cadran gradué. Quatre vitesses sont données par ce viscosimètre. Elles sont utilisées dans l'ordre croissant. A chaque vitesse, on note la déviation correspondante sur le cadran gradué.

Les lectures obtenues et les vitesses de rotation du viscosimètre sont transformées à partir des formules ci-dessous :

Contrainte de cisaillement :

$$\tau = 0,511 k \theta \quad (\text{II-9})$$

θ : Valeur lue sur le cadran gradué

$k=1$ pour un modèle standard (constante de ressort)

Cette formule n'est valable que pour un espace annulaire égal à 0,1170 cm.

La vitesse de déformation est donnée par :

$$\dot{\gamma} = 1,7034 \times N \text{ (s}^{-1}\text{)} \quad (\text{II-10})$$

Avec

N : vitesse de rotation en tr/mn.

Il faut noter que, pour les fluides de Bingham, ce viscosimètre fournit seulement la pseudo-courbe de fluage. Ceci est dû principalement au cisaillement partiel auquel sera soumis le fluide pour les faibles gradients de vitesse.

Ce viscosimètre a été étalonné en utilisant de la glycérine (50%).

$$\mu_{\text{exp}} = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ Pa.s}$$

$$\mu_{\text{thé}} = 7,6 \cdot 10^{-3} \text{ Pa.s}$$

Viscosimètre ENGLER

Pour les mixtures et solutions dont le comportement est newtonien la viscosité dynamique a été déterminée à l'aide de ce viscosimètre. La détermination classique de la viscosité dynamique μ , repose sur la mesure du temps nécessaire à l'écoulement de 200 cm³ du liquide à étudier à travers un orifice calibré, comparé au temps nécessaire à l'écoulement de 200 cm³ d'eau à 20 °C à travers le même orifice. La viscosité dynamique est donnée par la formule empirique suivante:

$$\eta = \left(7,32 E - \frac{6,31}{E} \right) 10^{-2} \cdot \rho_m \quad (\text{II-11})$$

$$\text{avec } E = \frac{\text{temps d'écoulement de } 200 \text{ cm}^3 \text{ du liquide}}{\text{temps d'écoulement de } 200 \text{ cm}^3 \text{ d'eau à } 20 \text{ °C}}$$

et ρ_m : masse volumique du fluide étudié.

II.1.2.2. Pétrole brut

Dans le cas du pétrole brut, nous avons utilisé le rhéomètre du Laboratoire Matériaux Minéraux et Composite (LMMC) de l'Université de Boumerdès (AR2000 de *TA-Instruments*). Ce dernier est un rhéomètre à contrainte imposée. Il est composé de deux cylindres coaxiaux en aluminium (figure (II.3)) (rotor de rayon $R_1=14$ mm et stator de rayon $R_2=15$ mm ; hauteur immergée de 42 mm). La régulation de la température se fait au niveau de la partie extérieure par l'intermédiaire d'un bain thermostaté. La substance étudiée est emprisonnée dans l'espace annulaire, son volume est de 19,6 ml. Chaque échantillon est précisailé pour assurer une répartition uniforme de la substance dans l'entrefer.



Figure II.3 –Rhéomètre (AR2000-TA Instrument)

Nous préparons d'abord une solution fortement concentrée en polymère, dite solution mère, en dispersant une très faible quantité de polymère dans l'eau ou dans le pétrole. Après une vingtaine de minutes, une mince pellicule se forme. En agitant très lentement, la pellicule disparaît et le liquide devient homogène. On recommence

l'opération plusieurs fois jusqu'à épuisement de la quantité de polymère prévue à cet effet. Cette solution doit être conservée à l'abri de l'air et de la lumière. Au moment de son utilisation, on dissout le volume nécessaire dans le solvant.

CHAPITRE III

III. Résultats expérimentaux et interprétations

III.1 Matériaux utilisés

III.1.1 Vase

Les apports des crues transportant les débits solides arrachés au bassin versant et au lit de rivière se déposent et ensavent à la longue la retenue d'eau.

Cette vase est constituée d'éléments de tailles et caractéristiques physiques, physico-chimiques et géotechniques différentes. Les propriétés des éléments constituant cette vase, à savoir la granulométrie, la forme, la densité et les propriétés géotechniques, diffèrent d'un bassin à un autre.

La granulométrie est un facteur essentiel et doit être étudiée aussi bien à l'état floculé que défloculé (taille des particules élémentaires).

Pour définir la répartition des grains par rapport à leur taille, on construit la courbe granulométrique en fonction du logarithme décimal du diamètre des particules solides. Le d_{50} n'étant pas suffisant pour caractériser la granulométrie d'un échantillon, on définit deux coefficients C_u et C_c , appelés respectivement coefficient d'uniformité et coefficient de conformité :

$$C_u = \frac{d_{60}}{d_{10}} \quad \text{et} \quad C_c = \frac{(d_{30})^2}{d_{10} d_{60}} \quad (\text{III-1})$$

Nous avons déterminé la courbe granulométrique de la vase, prélevée au niveau de la digue du barrage de Fergoug, à l'état floculé et défloculé. Un densimètre classique, basé sur la loi de Stokes, a été utilisé. Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau (III.1).

Matériaux	Etat du matériau	d_{50} (μm)	C_u	C_c	Pourcentage des particules dont le diamètre $<75 \mu\text{m}$
Vase	Naturel	6	8		97
	Défloculé	1,4	10	40	100

Tableau III.1 – Caractéristiques de la vase à l'état naturel et défloculé

Pour améliorer les résultats obtenus précédemment, il était nécessaire de connaître le pourcentage des grains inférieurs à $75 \mu\text{m}$ pour avoir plus d'information sur la nature de la vase (sédiments) récupérée, fine ou grosse.

Les résultats trouvés coïncident avec ceux trouvés par Parzonka [64], Korso [45], Belhadri [3] et Ziani [102] pour la même retenue.

Auteurs	Lieu de prélèvement par rapport à la digue du barrage	d_{50} (μm)	
		Floculé	Défloculé
Parzonka	0	6	1
	2300 m	18	6
Belhadri	5300	30	12
	Près de la vidange de fond	6	2
Korso	2500 m	70	24
Ziani	3000 m	65	22

Tableau III.2 – Résultats sur les dimensions du diamètre d_{50}

L'analyse granulométrique ne permet pas d'étudier la forme des grains qui a une importance primordiale pour les propriétés mécaniques et hydrauliques ; il n'existe aucun essai simple pour déterminer ce paramètre. L'observation au microscope électronique montre particulièrement que la vase du barrage de Fergoug est composée de particules fines de formes irrégulières allongées (Korso, [102]).

La masse spécifique des particules solides, dans le cas de la retenue de Fergoug, a été mesurée sur différents échantillons pris à différentes distances de la digue du barrage. Cette densité est comprise entre 2500 kg/m^3 et 2700 kg/m^3 , ce qui est en accord avec les résultats de [45], [3], [102]. Notons qu'au niveau de la digue la densité mesurée est de 2,7.

En plus de la granulométrie, les limites d'Atterberg et l'indice de plasticité sont les caractéristiques sur lesquelles repose la classification HBR (Higway Board Research) pour la classification des sols.

MATERIAUX	W_{II} (%)	W_{IP} (%)	I_p (%)
VASE	63,8	34,5	29,3

Tableau III.3 – Paramètres géotechniques de la vase

Les résultats granulométriques et géotechniques montrent que la vase du barrage de Fergoug, au niveau de la digue, est constituée de particules fines et sa mixture est de forte plasticité.

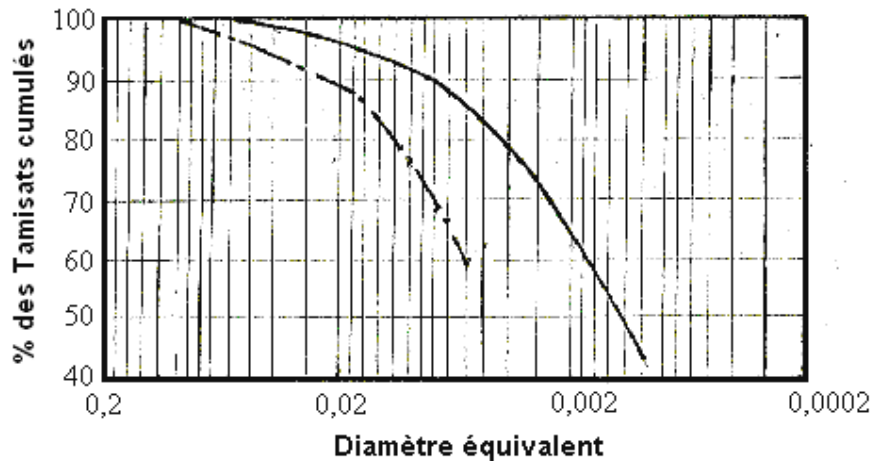


Figure III.1 – Analyse granulométrique de la vase de Fergoug

III.1.2 Polymères utilisés

Les macromolécules sont formées à partir de l'assemblage d'un certain nombre de monomères. La chaîne résultante peut être soit linéaire, soit complexe dans une configuration qui peut être celle d'une chaîne avec chaînons latéraux, d'une chaîne en étoile, etc.. Les polymères réducteurs de frottement sont caractérisés par la linéarité des chaînes macromoléculaires, leur solubilité dans le solvant et leur haut poids moléculaire. En fonction de ces critères, notre choix s'est porté sur les polymères suivants :

a) Polyéthylène Oxyde Appelé Polyox (WSR-301) ; sa chaîne est linéaire et il est composé de monomères de formule C_2H_4O . La masse moléculaire du Polyox (WSR-301) est de l'ordre de $5 \cdot 10^6$.

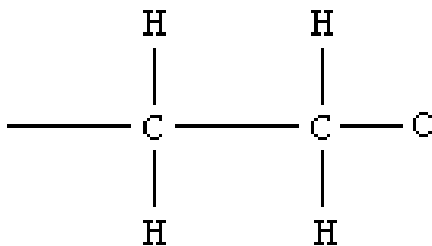


Figure III. 2 – Formule développée du Polyox

b) Polyacrylamides (Separan). Les polymères Separan sont des polymères synthétiques solubles dans l'eau à très haut poids moléculaire, utilisés comme flocculants. Ils sont formés par la polymérisation d'un acrylamide. Ce Polyacrylamide est essentiellement non ionique en solution. Cependant, par hydrolyse de quelques groupes amides, le produit peut aussi avoir un caractère anionique, faible ou fort, dépendant uniquement du degré d'hydrolyse. Dans notre étude, nous avons utilisé le Separan (AP-273E) et le Separan (AP-45) qui ont respectivement une masse moléculaire de l'ordre de 4 à 6 millions et 5 à 7 millions.

Polymère	Apparences	Densité	Point d'Inflammabilité	Point de congélation
Glow X-traFlow	Liquide visqueux	0,95	99°C	- 59 °C
Quickflow X-2433	Liquide	0,92-0,94	> 61,66°C	< -34,44°C

**Tableau.III.5 – Propriétés physiques des polymères
Glow X-traflow et Quickflow X-2433**

III.2 Etude rhéologique

Les fluides à comportement newtonien sont caractérisés par des rhéogrammes, en coordonnées cartésiennes (contraintes tangentielles en fonction des gradients de vitesse) linéaires et passant par l'origine. Un seul paramètre suffit alors pour décrire leur comportement rhéologique.

$$\tau = \mu \dot{\gamma} \quad (\text{III-2})$$

Tous les fluides n'obéissant pas à cette loi de simple proportionnalité sont dits non newtoniens. Ils peuvent être plastiques lorsqu'il est nécessaire d'atteindre une contrainte tangentielle minimale τ_0 pour qu'il y ait mise en mouvement du liquide. Le modèle rhéologique représentatif est celui de Bingham.

$$\tau - \tau_0 = \mu \dot{\gamma} \quad (\text{III-3})$$

Cette loi s'avère, elle aussi, parfois insuffisante pour décrire le comportement d'un fluide lorsque le rhéogramme n'est pas linéaire. L'emploi d'autres modèles, à plus de

deux paramètres, est alors nécessaire. On peut citer le modèle de Herschel-Bulkley et celui de Casson dont les lois rhéologiques sont données par :

$$\text{Herschel-Bulkley} \quad \tau = \tau_0 + k \left(\dot{\gamma} \right)^n \quad (\text{III-4})$$

$$\text{Casson} \quad \tau^{1/2} = \tau_0^{1/2} + \left[\mu_{\text{Cas}} \dot{\gamma} \right]^{1/2} \quad (\text{III-5})$$

τ_0 : seuil de cisaillement

K : consistance de la structure

n : indice de structure

μ_{Cas} : coefficient de viscosité selon Casson

Lorsque τ_0 est nulle (ou non décelable) et que le rhéogramme n'est pas linéaire, on est en présence de corps qui peuvent être, soit rhéo-fluidifiants, lorsqu'il y a diminution de la viscosité apparente avec un accroissement de gradient de vitesse (concavité du rhéogramme tournée vers les contraintes négatives), soit dilatants, lorsque il y a augmentation de la viscosité apparente avec un accroissement du gradient de vitesse. En effet, ces fluides, une fois mis en écoulement, voient souvent leur volume augmenter. Dans la première catégorie, on peut citer le modèle rhéologique dit loi de puissance, ou d'Ostwald, dont la relation est donnée par :

$$\tau = k \left(\dot{\gamma} \right)^n. \quad (\text{III-6})$$

Les mixtures eau-particules solides, dont la concentration est inférieure à la limite de liquidité d'Atterberg (W_{ll}), peuvent être considérées comme homogènes ou pseudo homogènes. Les différentes mixtures, dont la concentration en particules solides est inférieure à 3,12%, se comportent comme des fluides newtoniens. Le caractère non newtonien apparaît dès qu'on dépasse cette limite.

Le modèle utilisé pour ajuster les courbes d'écoulement est celui de Bingham. D'après Parzonka [64], ce modèle est suffisamment précis pour les concentrations volumiques très inférieures à celle de la limite de liquidité. Pour les fortes concentrations, proches de la limite de liquidité, les résultats montrent souvent un comportement plus compliqué exigeant l'application d'un modèle à trois paramètres comme celui de Vocadlo.

La viscosité des fluides étant un facteur important pour le dimensionnement des conduites et des équipements, le comportement rhéologique du pétrole dépend principalement de la viscosité des phases.

Le pétrole, sur lequel nous menons nos expériences, provient du champ pétrolier de Hassi Berkine. Des essais, en écoulement à différentes températures, ont été effectués pour analyser le comportement rhéologique de ce pétrole. Les températures testées sont 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40 et 50°C. Ces essais ont été réalisés sur le rhéomètre à contrainte imposée AR-2000 de TA-Instrument, avec une géométrie du type cylindres coaxiaux.

Les courbes d'écoulement (évolution de la contrainte de cisaillement (shear stress) en fonction du gradient de la vitesse (shear rate)) du pétrole brut, pour des températures inférieures à 25°C, montrent un comportement fortement rhéofluidifiant (figures (III.4 à 11)), avec un seuil d'écoulement apparent. Le caractère non newtonien pour ce type de fluide peut être attribué à la présence de particules solides en suspension telles que les résines et les asphalthènes. Notons que les paraffines ont des propriétés très sensibles à la température [90].

Les données expérimentales sont comparées avec les différents modèles rhéologiques. Pour les températures inférieures à 25°C, les modèles rhéologiques, qui corroborent au mieux les résultats expérimentaux, sont ceux de Herschel-Bulkley ($T= 5$ et 10 °C) et de Casson ($T= 15$ °C).

Le rhéogramme, donnant la viscosité apparente en fonction de la vitesse de cisaillement (figures (4 à 11)), montre que cette viscosité diminue au fur et à mesure que l'on augmente le taux de cisaillement (gradient de vitesse). Ce changement de viscosité peut être attribué à une modification de la structure de la substance. Les forces hydrodynamiques ont tendance à orienter la matière constituant le pétrole brut dans le sens de l'écoulement et le mouvement brownien s'offre à cette orientation. Plus la vitesse augmente (donc le taux de cisaillement), plus les molécules s'orientent et plus le frottement des molécules (donc la viscosité) diminue (Bellet et al [4]).

A partir de 30°C, l'influence de la vitesse de cisaillement sur la viscosité est presque nulle (figures (III.14 à 18)) pour tout l'intervalle de température, sauf pour les valeurs élevées de la vitesse de cisaillement où la viscosité est très faible et un pseudo comportement rhéo-épaississant est possible (figure (III-20)) à cause du phénomène de turbulence.

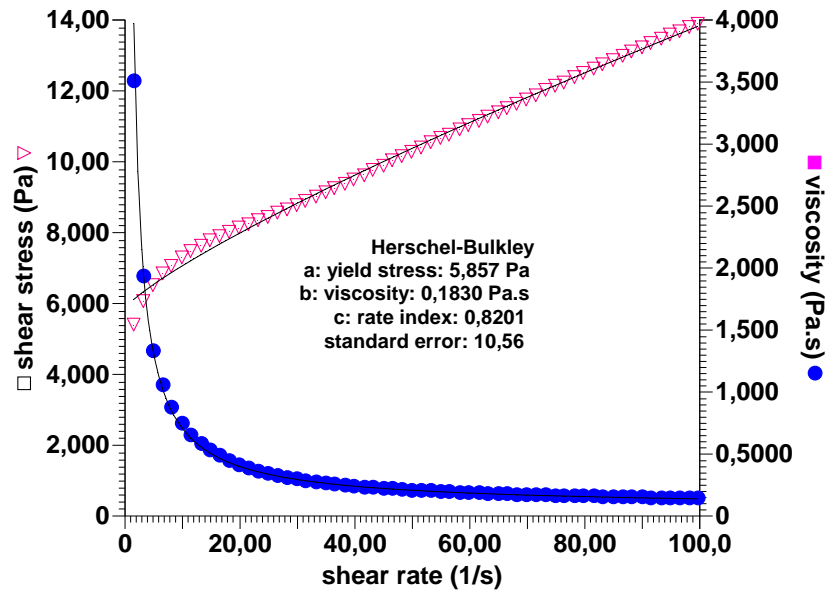
La représentation de l'évolution de la viscosité, en fonction du gradient de vitesse $\mu = f(\dot{\gamma})$ (figure (III.22)), pour les différentes températures, sur un système bi-logarithmique, a permis de montrer que le caractère non newtonien du pétrole diminue à partir de 25°C et la viscosité devient indépendante de la vitesse de cisaillement. Les courbes de viscosité correspondant aux températures de 30, 40 et 50°C sont des droites horizontales parallèles. C'est le comportement d'un fluide newtonien, caractérisé par une viscosité dynamique constante. La valeur de la viscosité dynamique diminue en augmentant la température.

Pour le cas des courbes d'écoulement et pour des raisons d'échelle, nous avons été amené à représenter les différents résultats sous la forme suivante :

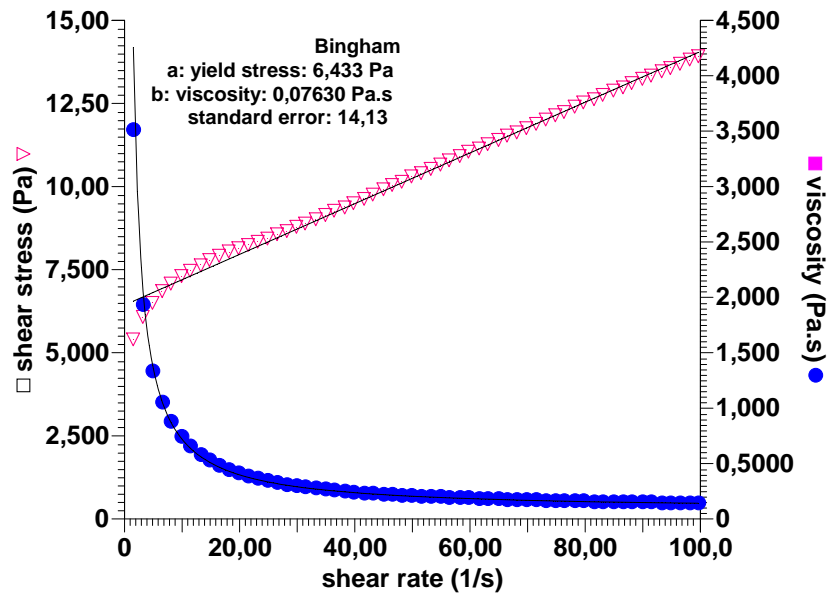
1. températures inférieures à 20°C représentées par la figure(III.21a)
2. températures supérieures à 25°C représentées par la figure (III.21b)

On remarque que le seuil d'écoulement diminue au fur et à mesure que l'on augmente la température.

La figure (III.23) représente l'évolution de la viscosité en faisant varier la température et le gradient de vitesse. On observe une baisse progressive de la viscosité jusqu'à une température de 23,6°C, qui correspond à une vitesse de déformation de 74(1/s). En dépassant cette température et cette vitesse, la viscosité chute brusquement. Pour les intervalles de température (23,6°C à 25°C) et de vitesse de déformation (74 à 240 1/s) la chute de la viscosité est très abrupte.

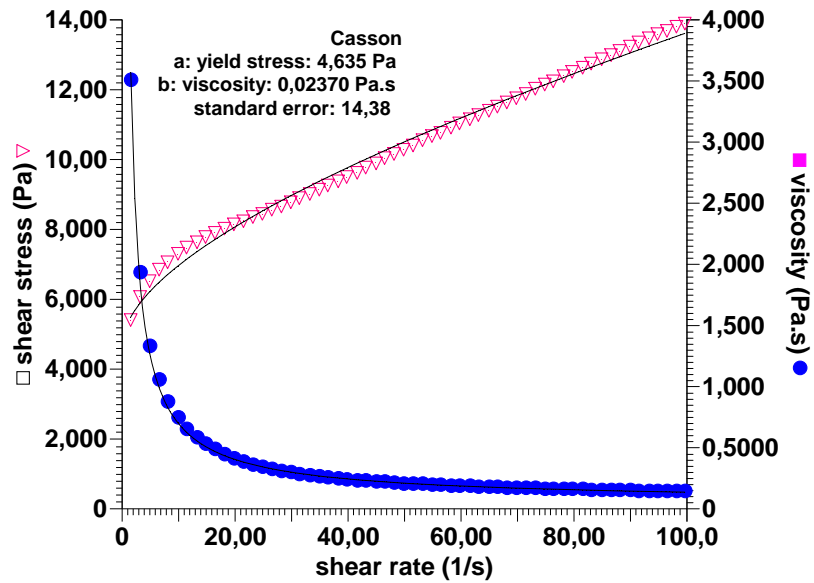


(a)

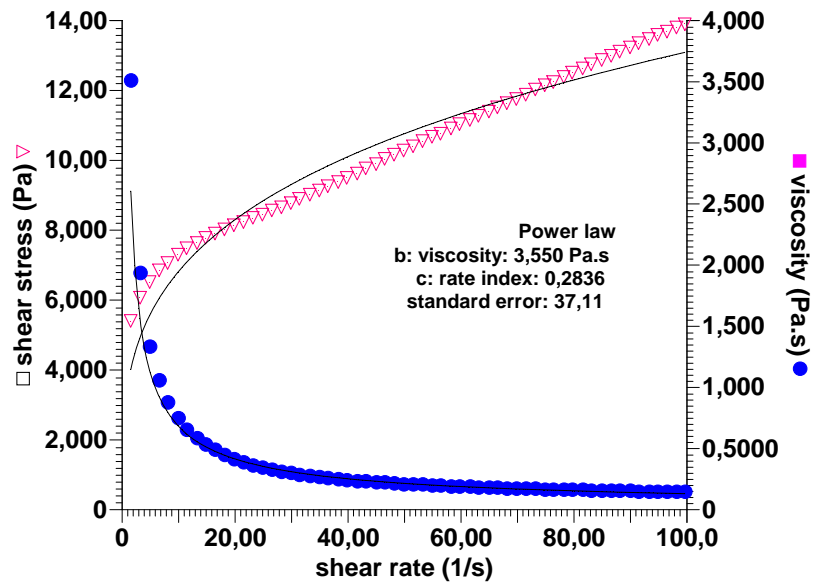


(b)

Figure III.4 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à $T = 5^{\circ}\text{C}$
(a) Herschel-Bulkley, (b) Bingham

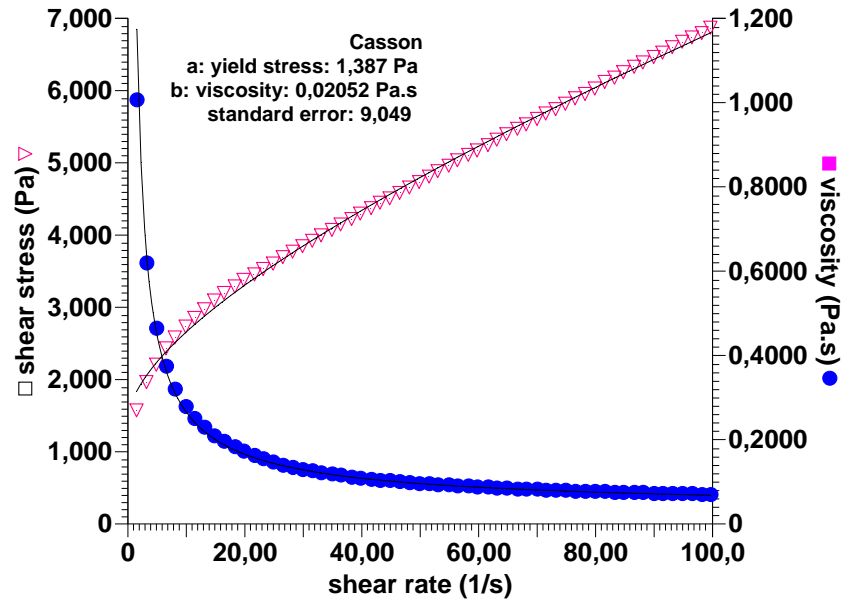


(a)

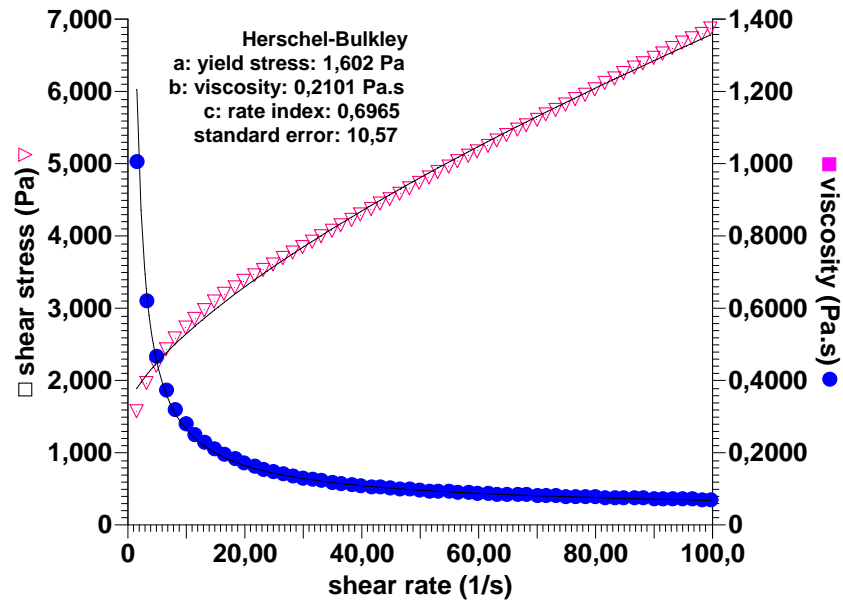


(b)

Figure III.5 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à $T=5^{\circ}\text{C}$
 (a) Casson, (b) Loi de puissance.



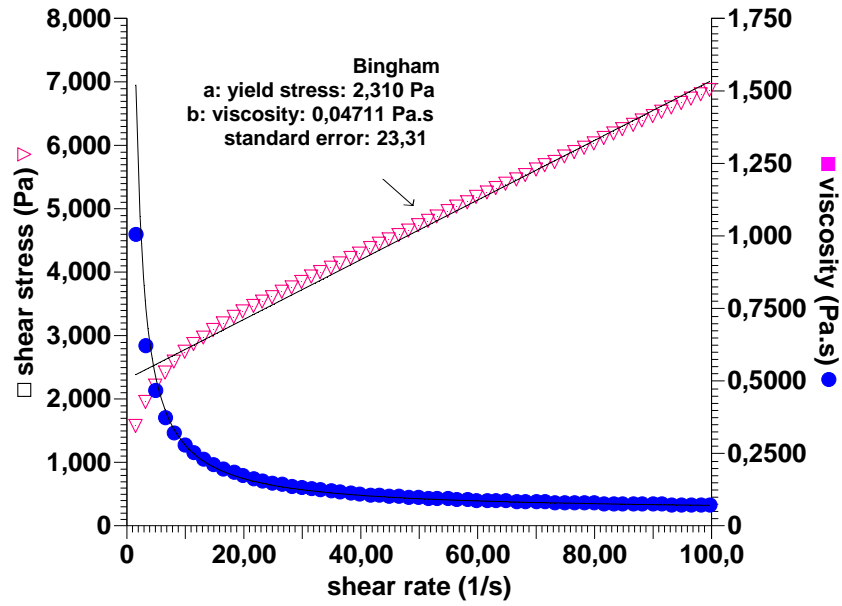
(a)



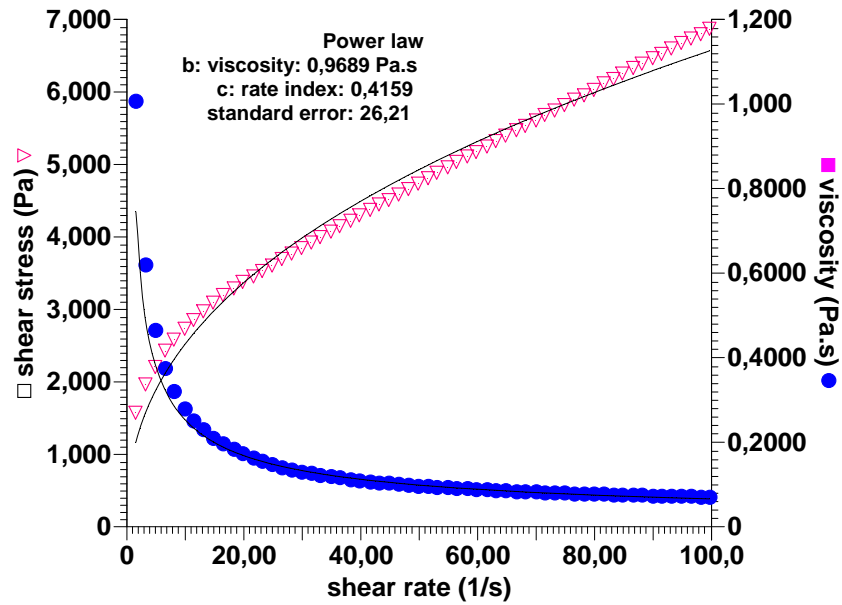
(b)

Figure III.6 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à $T=10^{\circ}\text{C}$

(a) Herschel-Bulkley, (b) Casson.



(a)



(b)

Figure III.7– Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à T=10°C

(a) Bingham, (b) Loi de puissance.

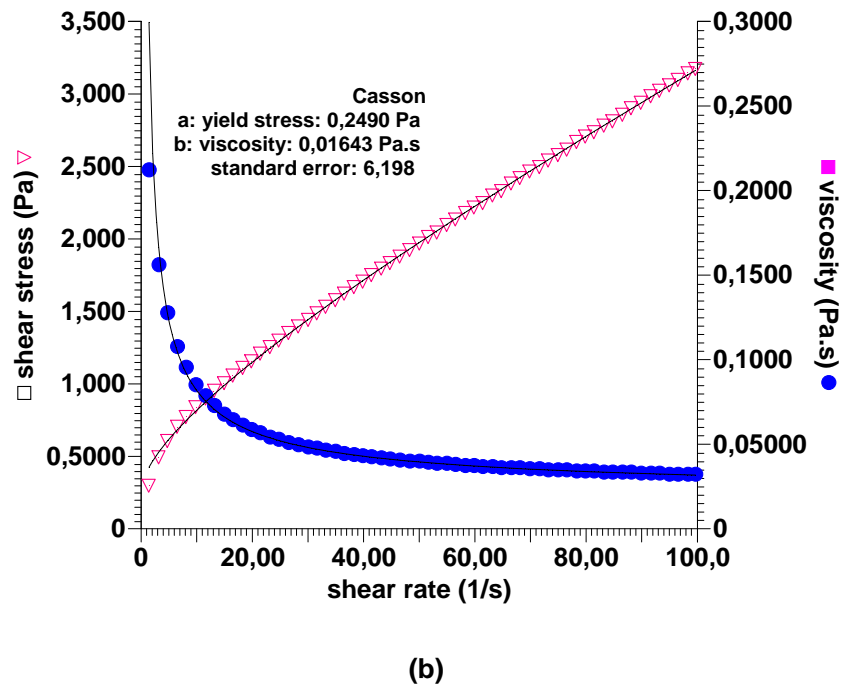
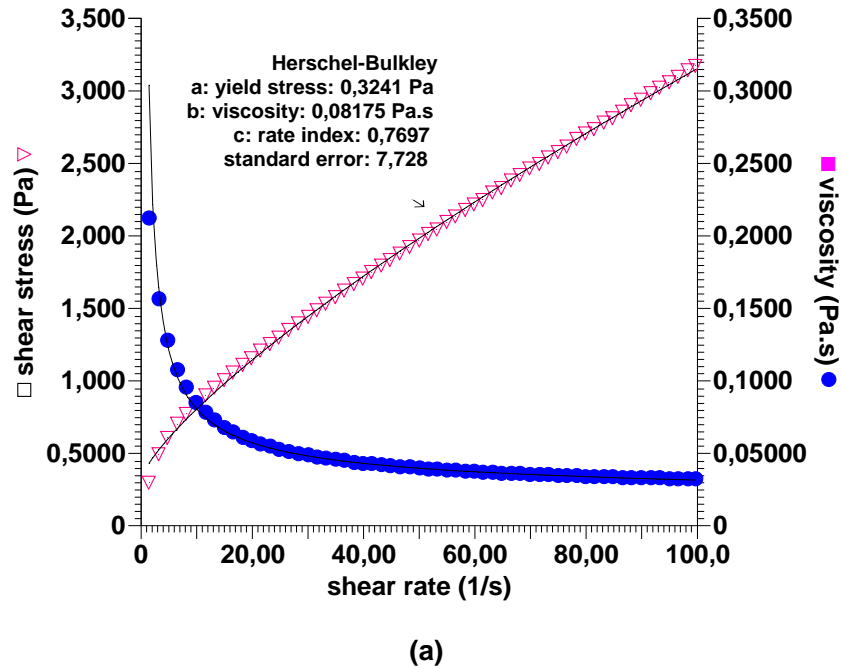


Figure III.8 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à T=15°C
 (a) Herschel-Bulkley, (b) Casson.

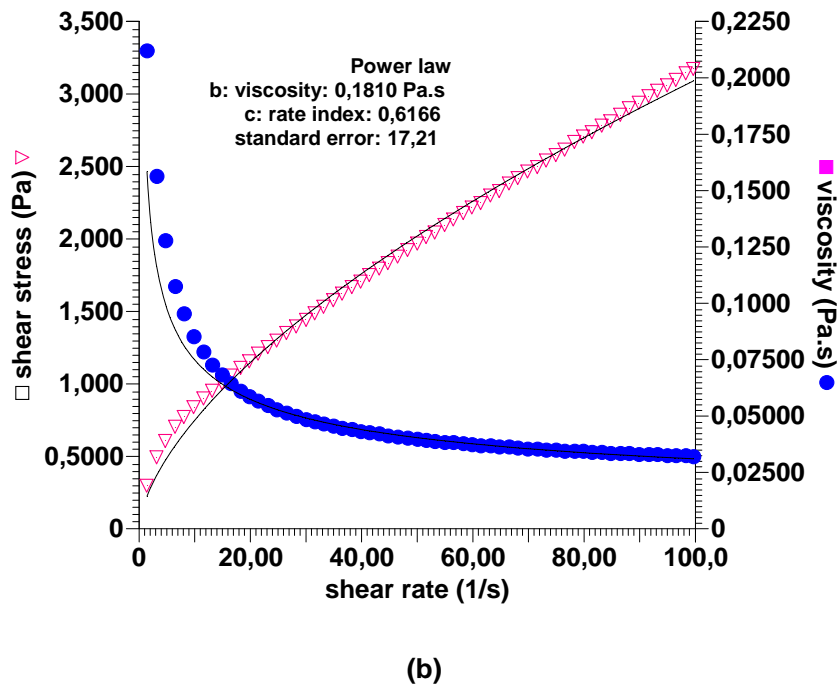
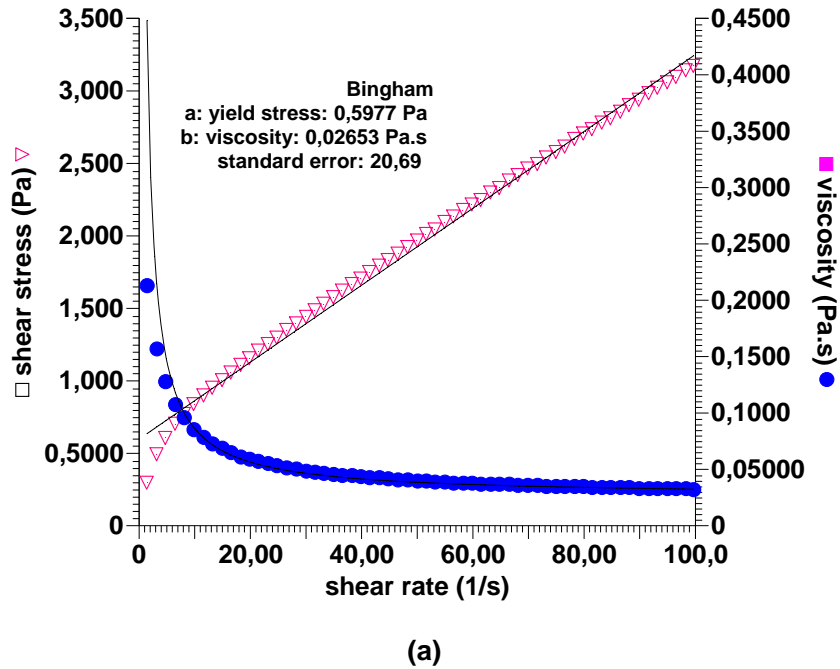
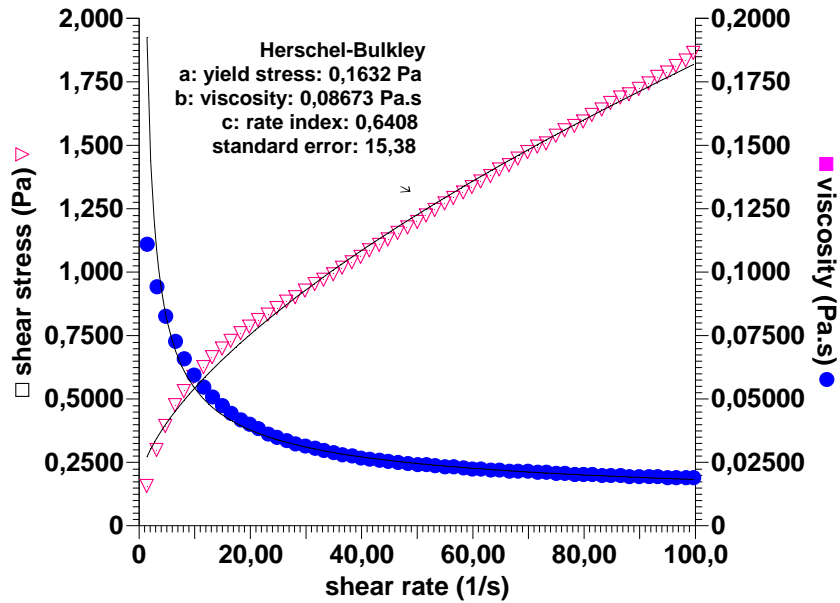
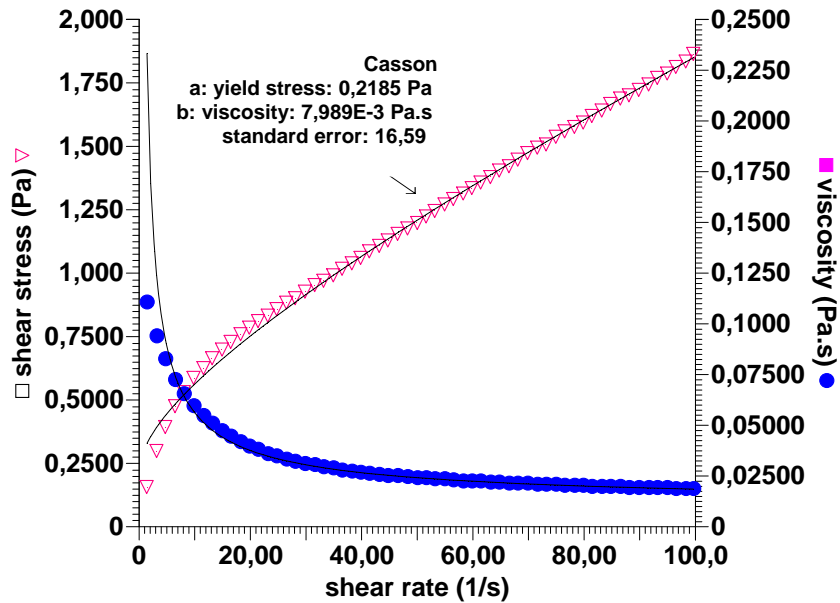


Figure III.9 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à $T=15^{\circ}\text{C}$
(a) Bingham, (b) Loi de puissance.



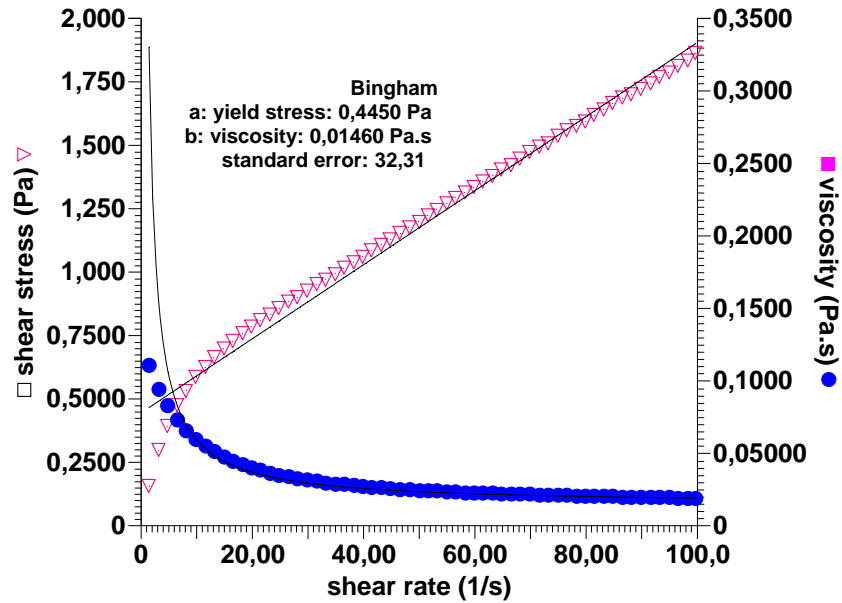
(a)



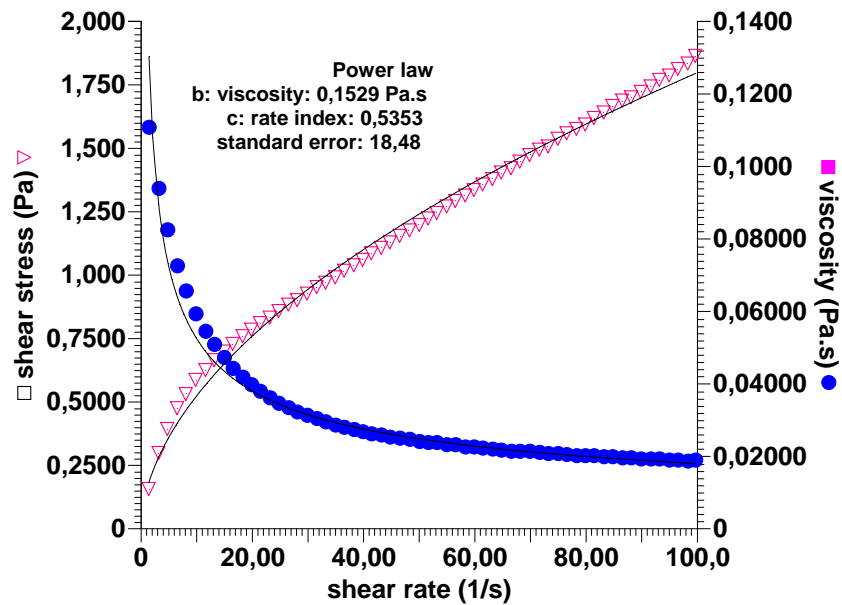
(b)

Figure III.10 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à T=20°C

(a) Herschel-Bulkley, (b) Casson.



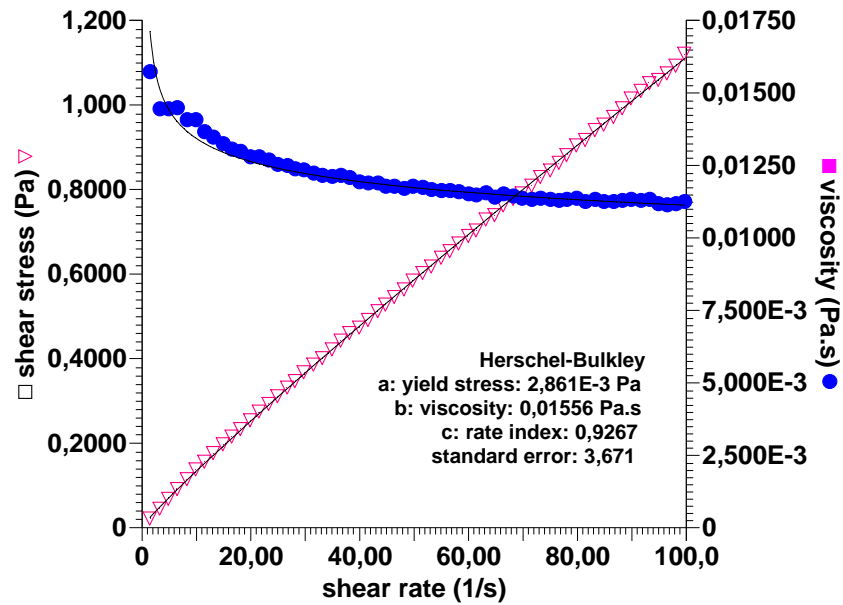
(a)



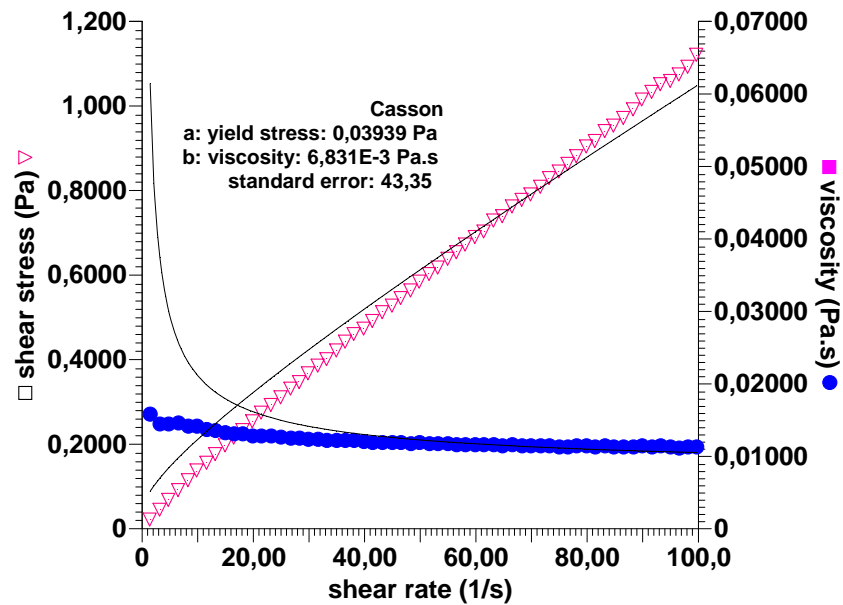
(b)

Figure III.11 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à T=20°C

(a) Bingham, (b) Loi de puissance.



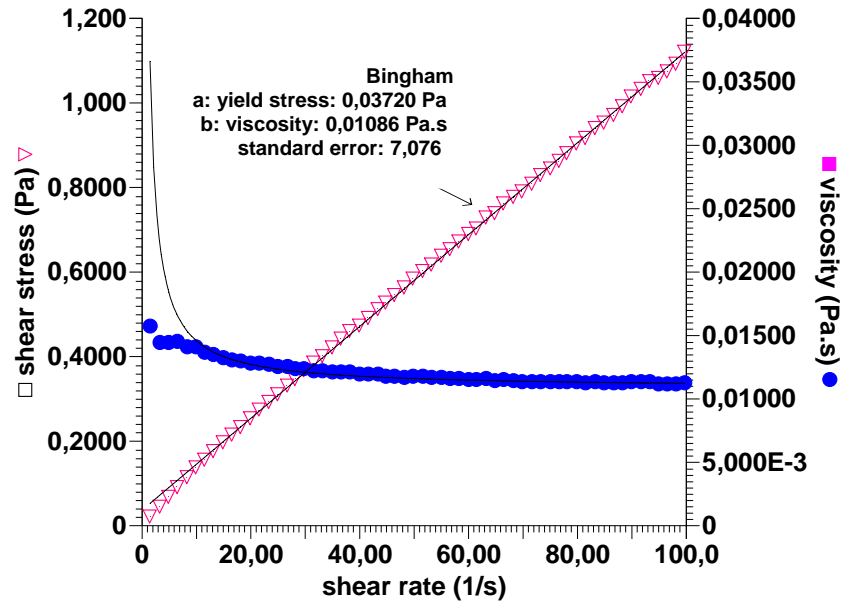
(a)



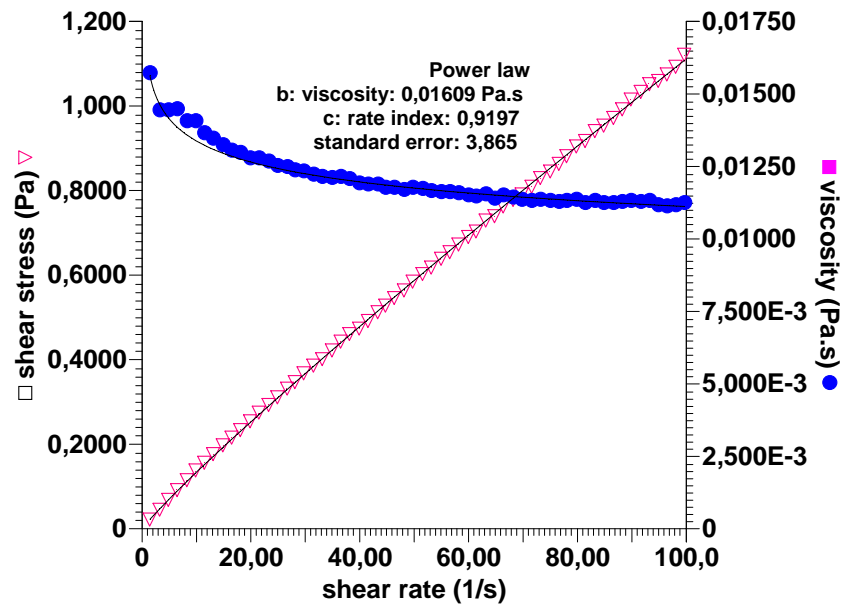
(b)

Figure III. 12 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à T=25°C

(a) Herschel-Bulkley, (b) Casson.



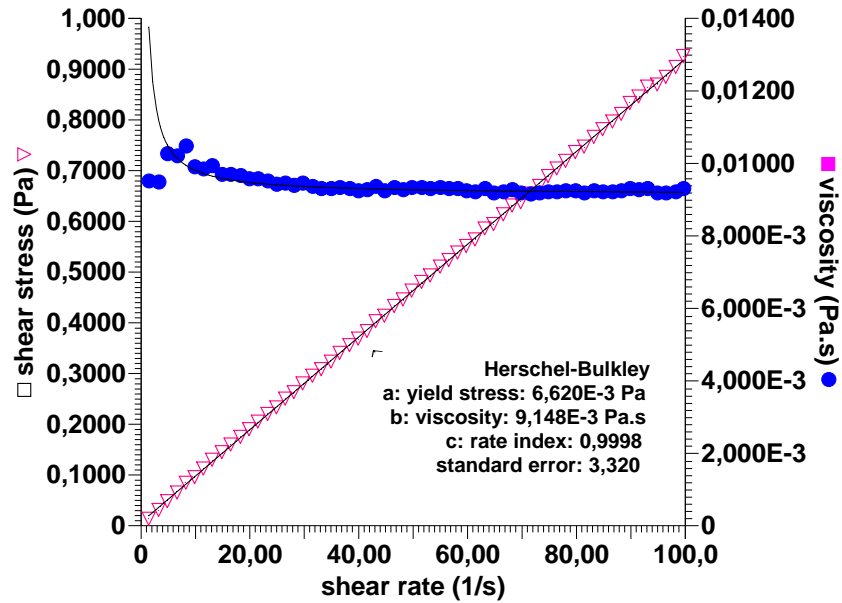
(a)



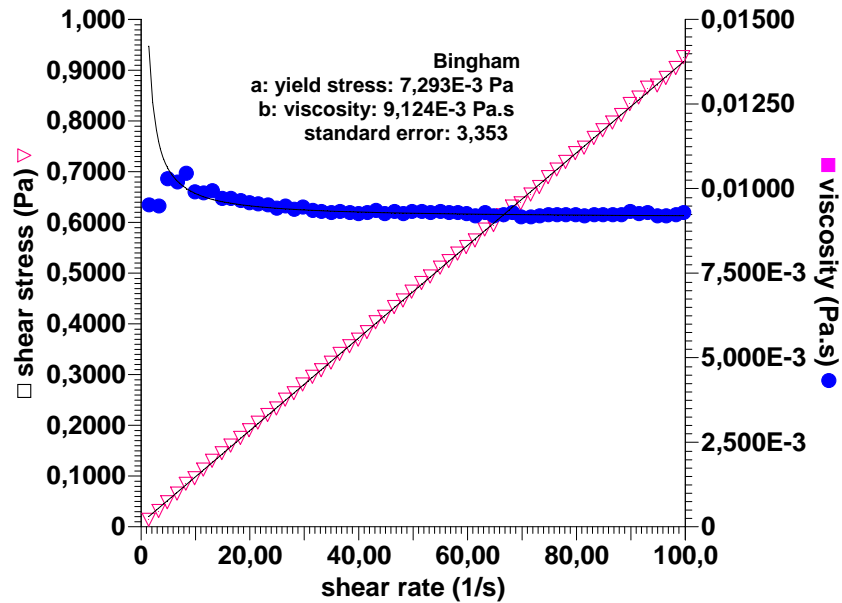
(b)

Figure III.13 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à $T=25^{\circ}\text{C}$

(a) Bingham, (b) Loi de puissance.



(a)



(b)

**Figure III.14 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à T=30°C
(a) Herschel-Bulkley, (b) Bingham.**

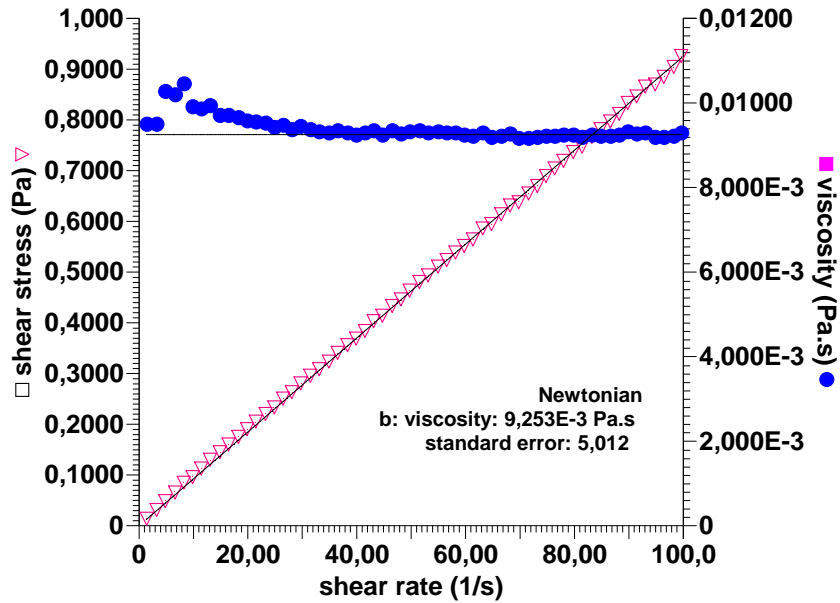


Figure III.15 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à T=30°C (Modèle de Newton)

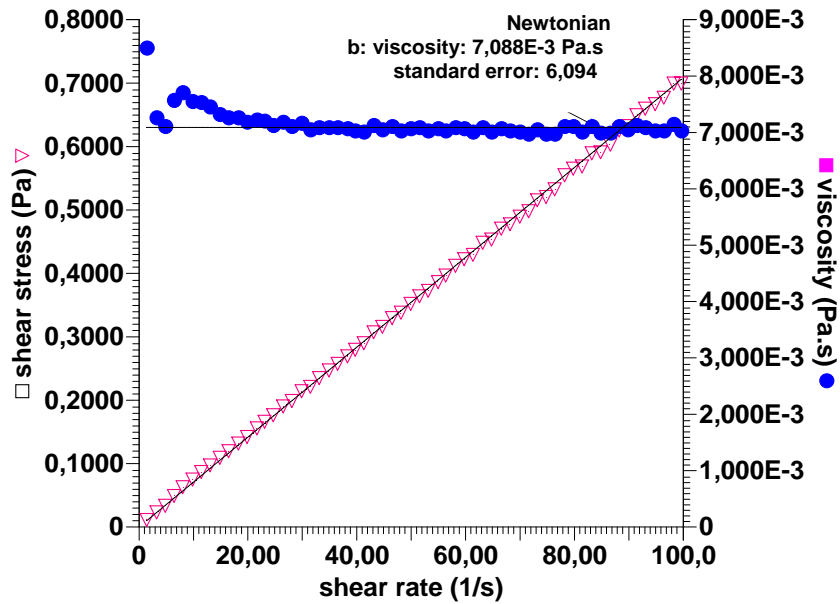
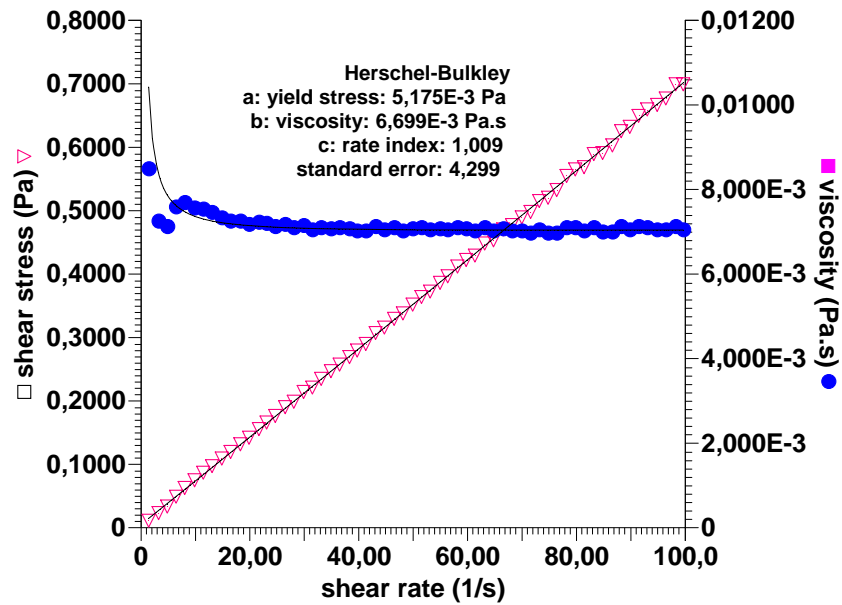
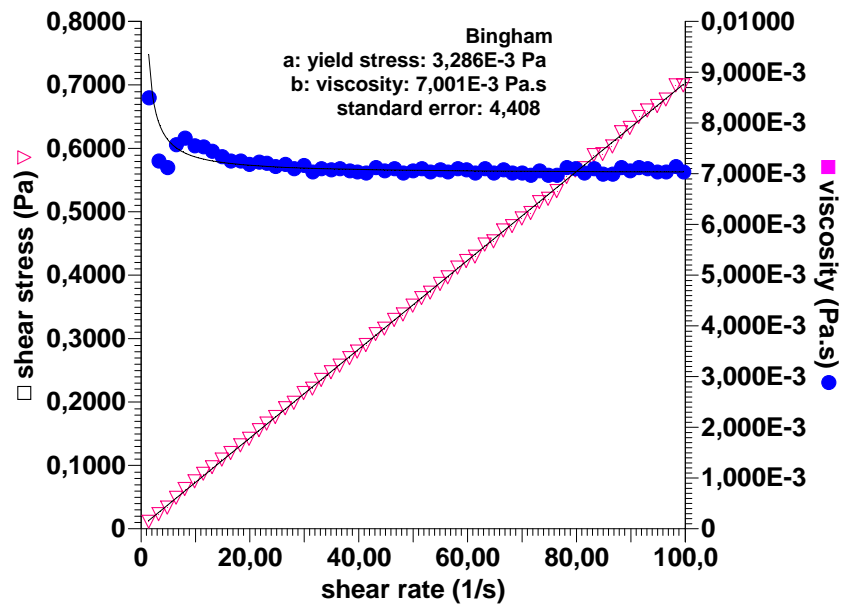


Figure III.16 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à T=40°C (Modèle de Newton)

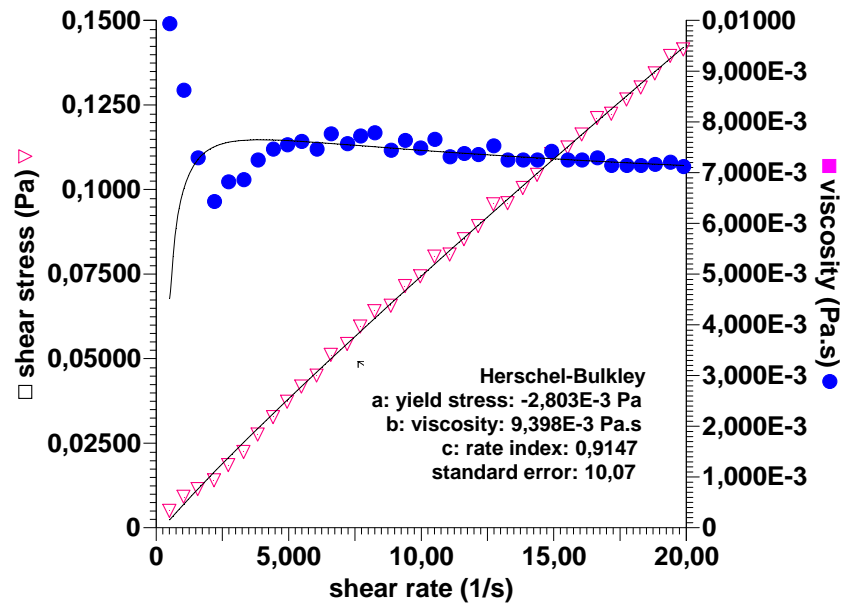


(a)

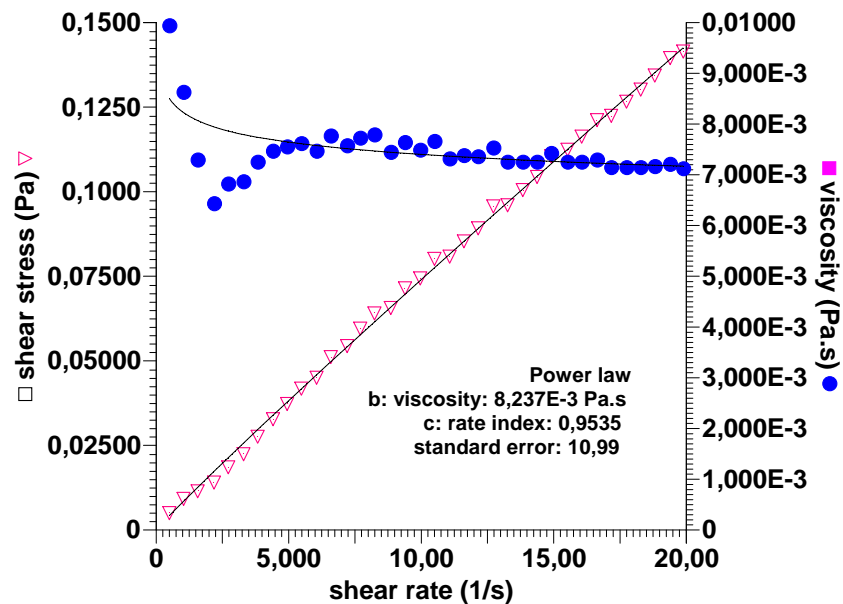


(b)

Figure III.17 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à $T=40^{\circ}\text{C}$
 (a) Herschel-Bulkley, (b) Bingham.



(a)



(b)

Figure III.18 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à $T=50^{\circ}\text{C}$
 (a) Herschel-Bulkley, (b) Loi de puissance.

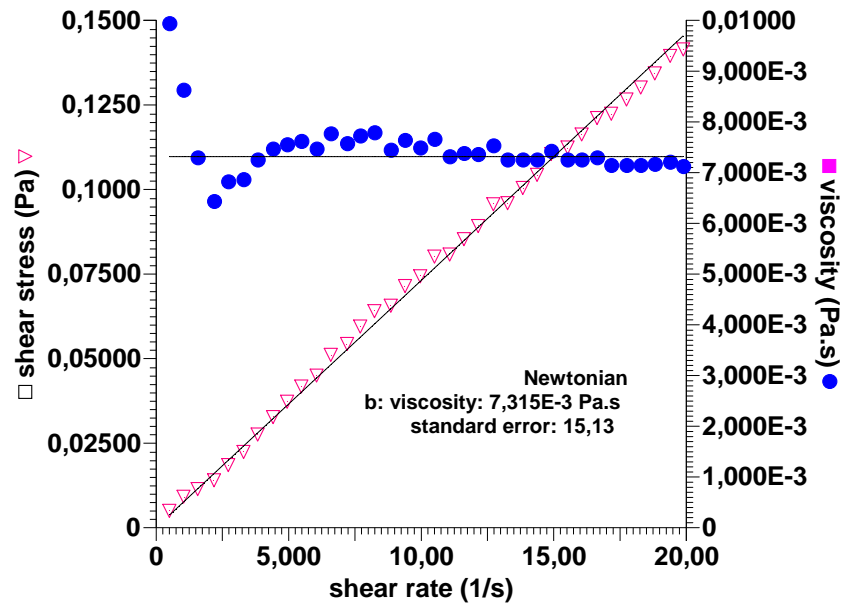


Figure III.19 – Evolution de la contrainte de cisaillement et de la viscosité en fonction du gradient de vitesse, pétrole brut à $T=50^{\circ}\text{C}$ (Modèle de Newton)

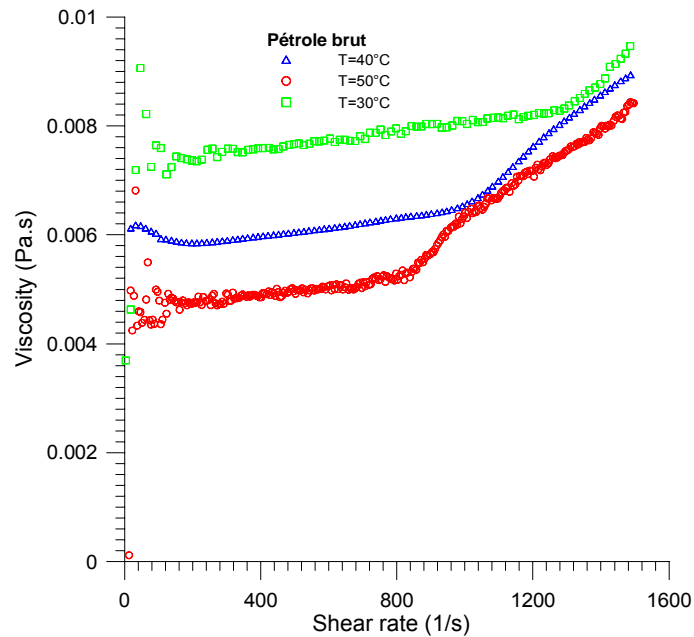


Figure III.20 – Influence de la température sur l'évolution de la viscosité pour les fortes vitesses de déformation

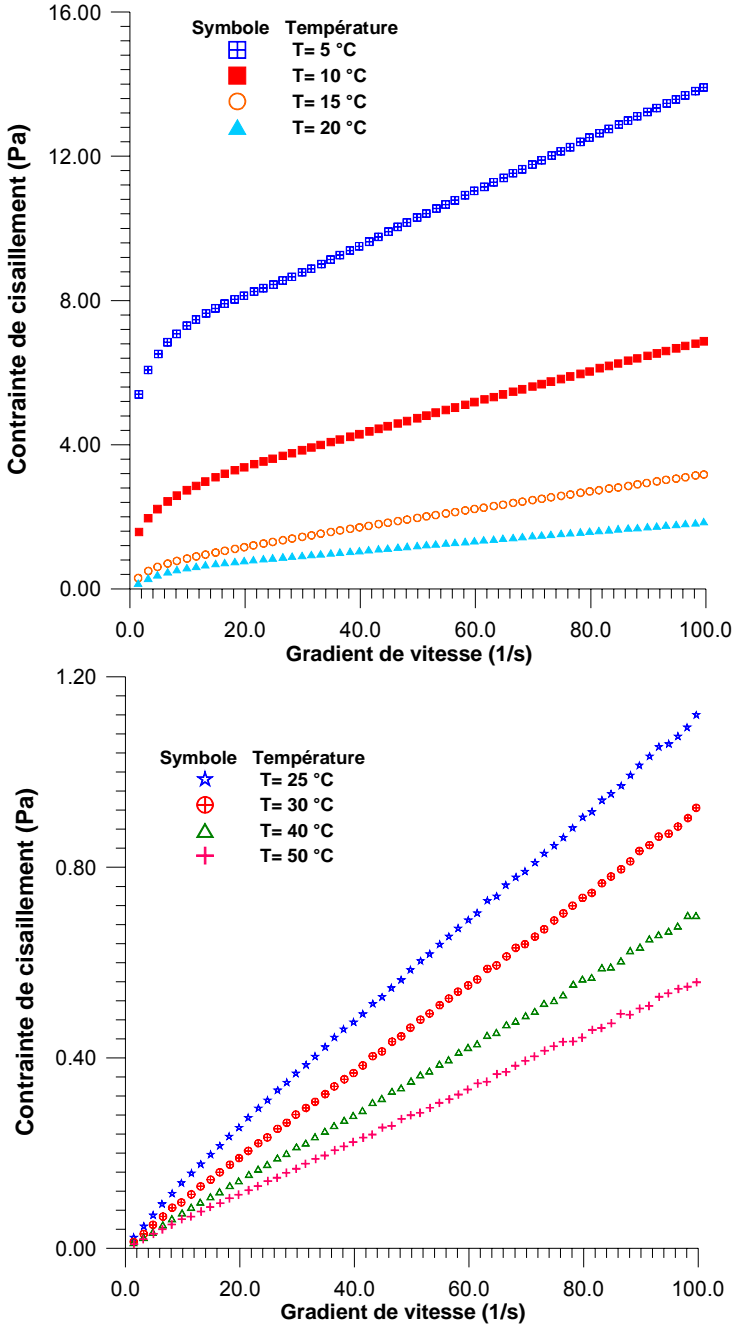


Figure III.21 – Evolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de déformation

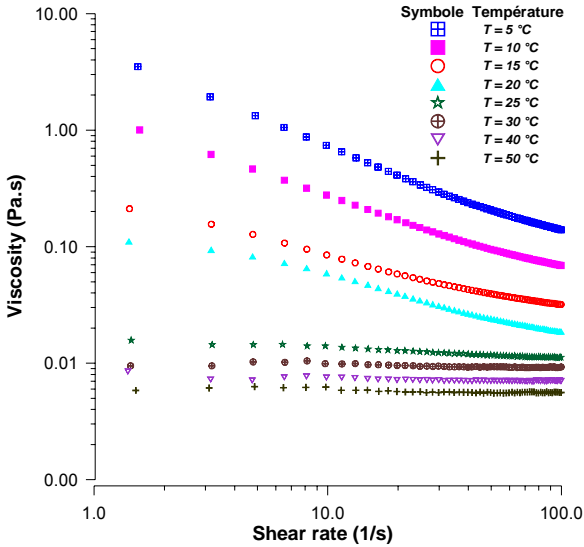


Figure III.22 – Influence de la température sur l'évolution de la viscosité pour les faibles valeurs de vitesses de déformation

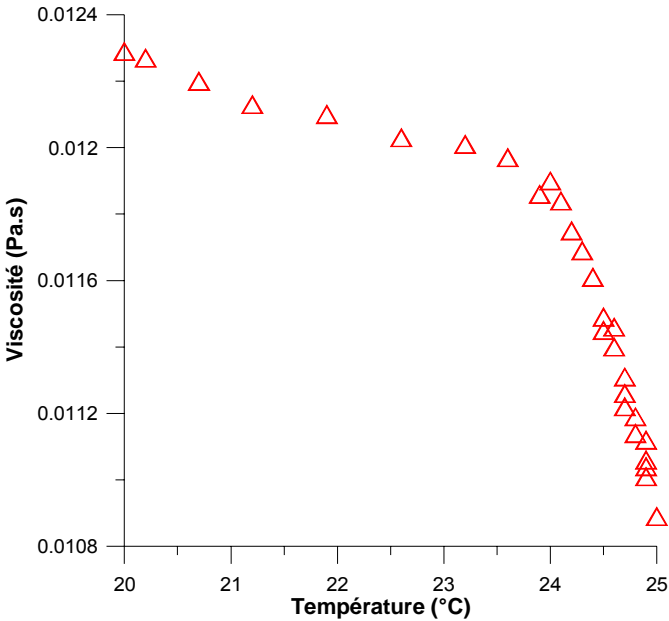


Figure III.23 – Evolution de la viscosité en fonction de la température et de la vitesse de déformation

III.3 Influence des matériaux utilisés sur la perte de charge

III.3.1 Influence de la concentration des particules solides sur la perte de charge

La perte de charge, entre deux sections d'une conduite horizontale de diamètre D et de longueur L, est donnée par l'expression suivante :

$$J_m = \frac{\Delta P}{\rho_m g} \quad (\text{III-7})$$

Pour différentes concentrations de particules solides, nous avons représenté la variation de la perte de charge en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement.

La perte de charge mesurée est exprimée en hauteur d'eau pour être plus significative. L'incertitude maximale sur la valeur de la perte de charge est de 3% ; elle est atteinte aux faibles vitesses d'écoulement.

Les résultats obtenus dans le cas de la conduite de diamètre 53 mm montrent que, pour une concentration donnée, les courbes de perte de charge se trouvent légèrement au-dessus de celle de l'eau claire et divergent lorsque la vitesse augmente. Cette allure, d'après Newitt [61], est typique des particules fines dont l'écoulement est homogène. Cette divergence, pour les grandes vitesses, est due au fait que ces mixtures se comportent comme des fluides homogènes de masse volumique ρ_m . En effet, d'après la majorité des auteurs, la perte de charge pour ces suspensions est le produit de la perte de charge de l'eau et de la masse volumique du mélange rapportée à celle de l'eau.

$$J_m = J_{eau} \frac{\rho_m}{\rho_{eau}} \quad (\text{III-8})$$

La différence $J_m - J_{\text{eau}} = J_w \left[\frac{\rho_m}{\rho_{\text{eau}}} - 1 \right]$ augmente lorsque J_{eau} augmente. Comme J_{eau} augmente avec la vitesse, les courbes d'iso concentration divergent de celles de l'eau claire lorsque la vitesse augmente. Les concentrations volumiques utilisées sont : 0%, 2,3%, 5% et 10%.

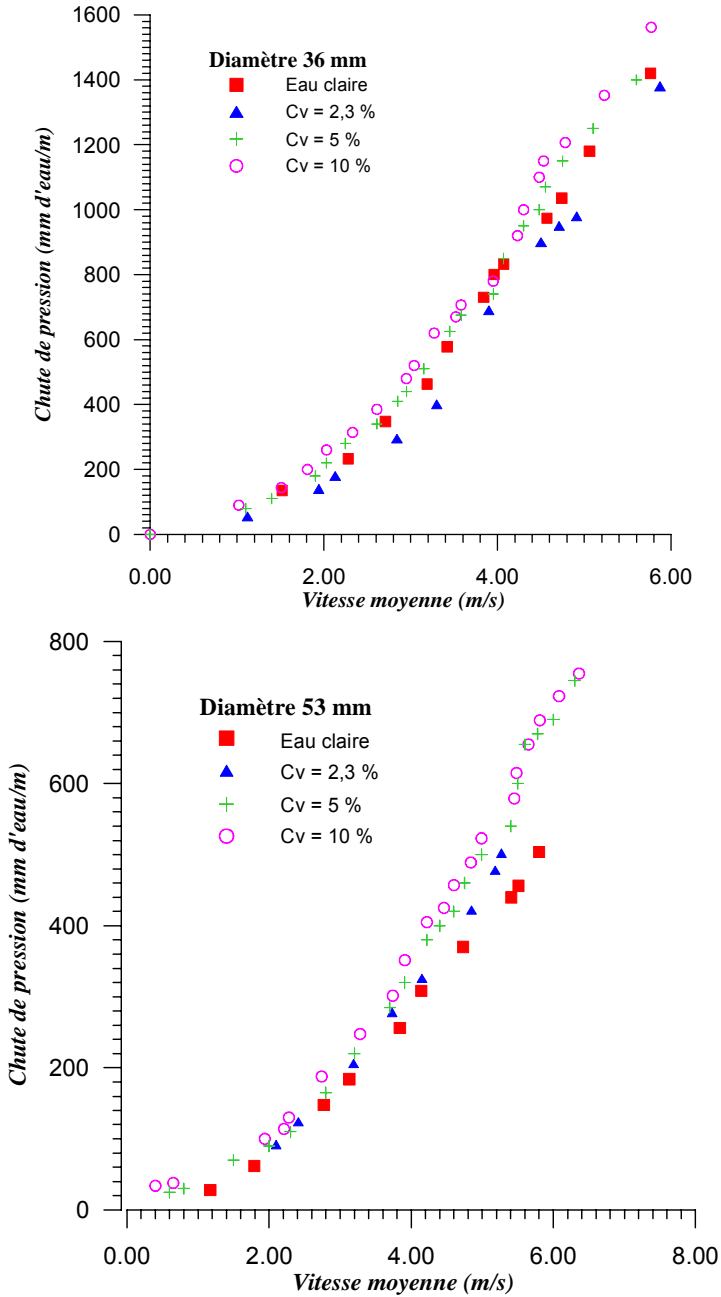


Figure III.24 – Influence de la concentration des particules solides sur la chute de pression

III.3.2 Influence des polymères sur l'écoulement de l'eau claire

Dans une première étape, nous avons testé différentes concentrations de Polyox (WSR-301) et Separan (AP-45 et AP-273E) dans l'écoulement de l'eau claire, dans les conduites de diamètre 36 et 53 mm, afin de s'assurer que notre installation permet de déceler une éventuelle réduction de la perte de charge. En partant du fait que dans certaines installations ([97], [39]), une concentration de 0.125 ppmp de Polyox a suffi pour avoir un certain effet de réduction de la perte de charge qui devient maximum aux environs de 25 ppmp, nous avons opté pour tester des concentrations différentes.

La représentation de l'évolution de la perte de charge, en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement, a montré que les points expérimentaux des différentes solutions diluées se situent, dans le cas de la conduite de 36 mm, en-dessous de ceux de l'eau claire. L'analyse des figures III-25 à 28, nous permet de tirer un certain nombre de résultats.

- L'effet de réduction obtenu dépend de la nature du polymère utilisé et de sa concentration. En effet, dans notre cas, une concentration de 30 ppmp de polyéthylène oxyde ou du Polyacrylamide a suffi pour déceler un effet de réduction alors que, dans le cas du carboxyméthyl cellulose, il a fallu 100 ppmp pour avoir un effet de réduction qui est inférieur à celui obtenu avec le Polyox et le Polyacrylamide,
- L'effet de réduction n'apparaît qu'après une certaine vitesse moyenne d'écoulement, laquelle dépend de la nature du polymère utilisé. A cet effet, dans le cas de la CMC, ce n'est qu'à partir d'une vitesse moyenne, de l'ordre de 2,5 m/s, qu'on a pu enregistrer un effet de réduction de la perte de charge, par contre dans le cas du Polyox, l'effet de réduction a été obtenu pour des vitesses d'écoulement bien inférieures à cette valeur. Au-delà d'une certaine concentration, l'effet de réduction augmente peu. Les résultats trouvés sont en bonne concordance avec ceux trouvés par [83], [92].

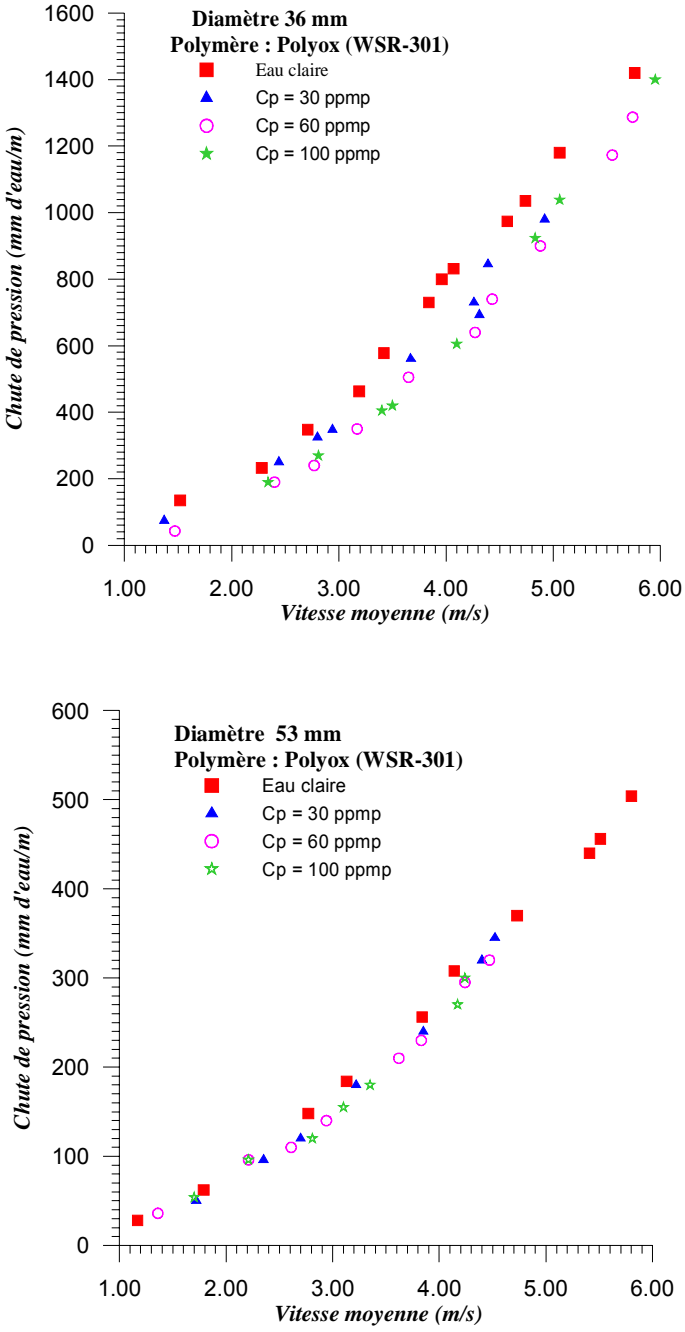


Figure III.25 – Evolution de la chute de pression en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement des solutions diluées de Polyéthylène oxyde Polyox (WSR-301)

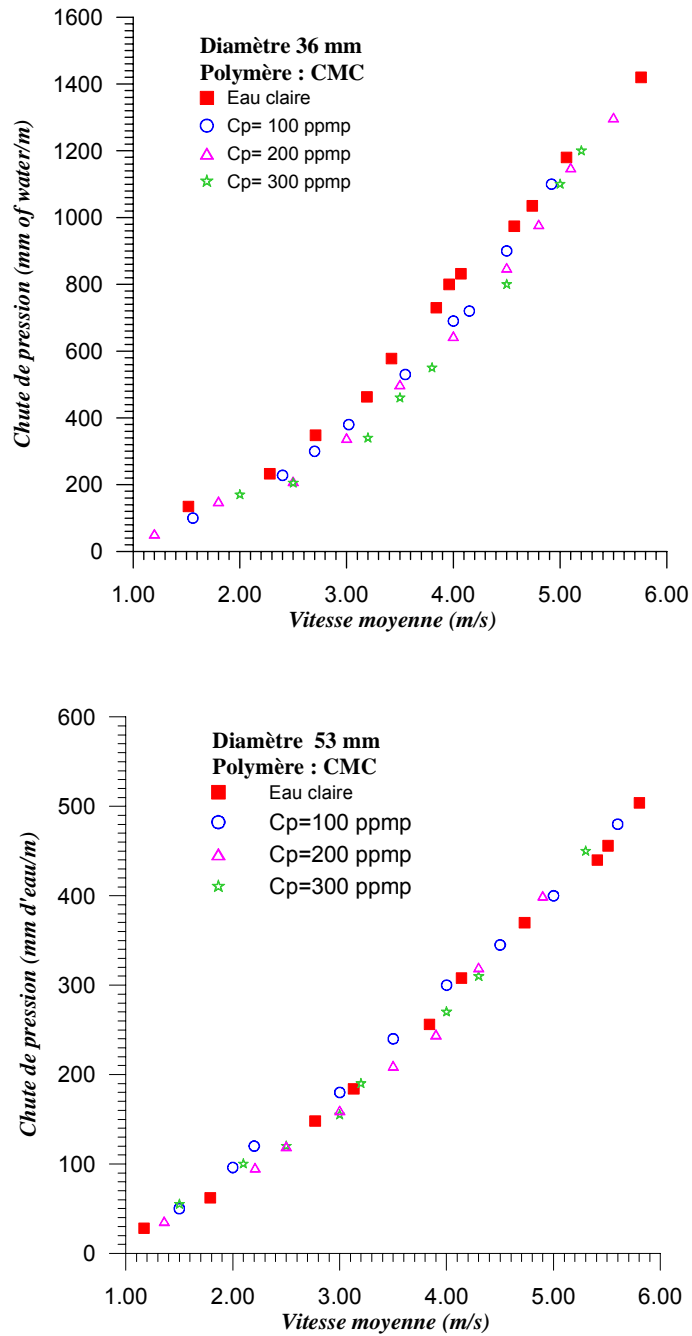


Figure III.26 – Evolution de la chute de pression en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement des solutions diluées de Carboxyméthylcellulose

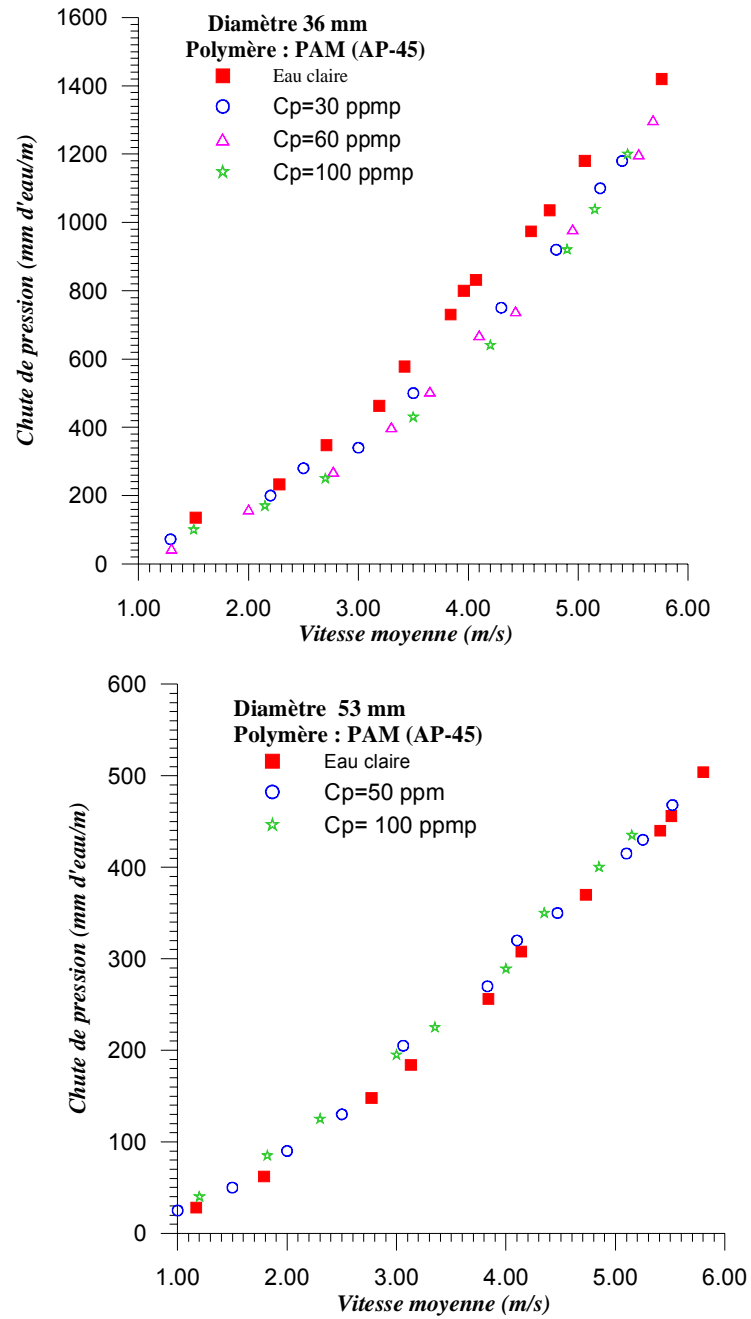


Figure III.27 – Evolution de la chute de pression en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement des solutions diluées de Polyacrylamide Separan (AP-45)

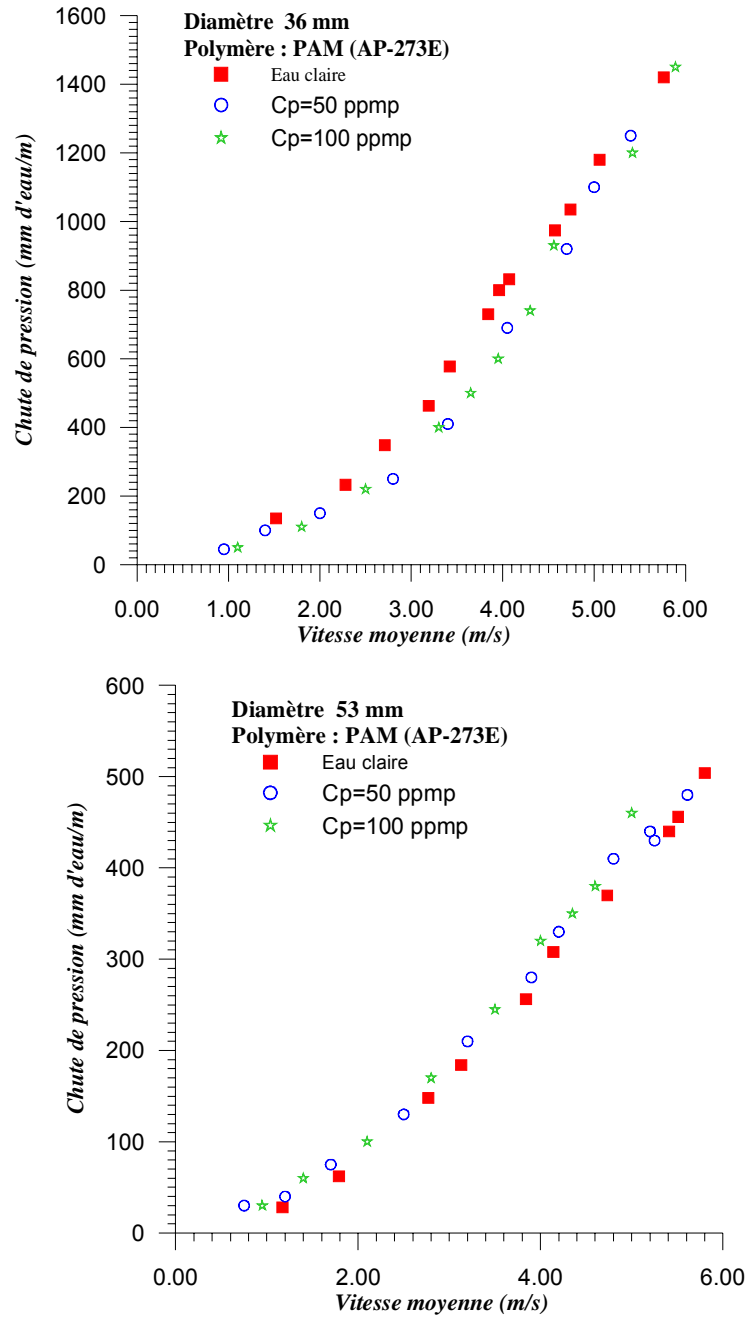


Figure III.28 – Evolution de la chute de pression en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement des solutions diluées de Polyacrylamide Separan (AP-273E)

Dans le cas de la conduite de 53 mm, on note l'absence de l'effet de réduction en utilisant les mêmes polymères que dans le cas de la première conduite puisque seul le Polyox (WSR-301) a permis de déceler un léger effet de réduction. Cette absence de l'effet de réduction, dans la conduite de diamètre 53 mm, peut être attribué à l'effet du diamètre. En effet, Sellin et Ollis [83] ont étudié l'écoulement de solutions polymériques sur six conduites de diamètre différent (2, 5, 10, 25 et 50mm) avec le même polymère ; ils ont montré que l'effet de réduction des pertes de charge diminue lorsque le diamètre de la conduite augmente.

III.3.3 Influence des polymères sur les mélanges eau-particules solides

Les figures (III-29 à 33) représentent l'évolution de la perte de charge, en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement, dans le cas des mélanges eau-particules solides-polymères. Nous avons effectué des essais avec du Polyox (WSR-301), du Carboxyméthyl cellulose et de la Polyacrylamide Separan (AP-45). Pour chacun de ces polymères, nous avons testé différentes concentrations avec une concentration en particules solides de 2,3%. Seul le Polyox (WSR-301) permet d'obtenir un effet de réduction dans le cas de l'écoulement dans la conduite de diamètre 36 mm, dont le taux sera calculé un peu plus tard. Les quantités ajoutées de Polyox (WSR-301) ont permis de réduire la turbulence de la mixture dans la conduite. Toutefois, on note une légère augmentation de la chute de pression dans la conduite de diamètre 53 mm lorsque le polymère utilisé est du Polyox. Cette augmentation devient plus importante dans le cas de l'utilisation des autres polymères. L'effet inverse qui s'est produit, dans ce cas, peut être attribué au phénomène de dégradation des chaînes macromoléculaires. Cette dégradation contribue à l'augmentation de la viscosité, qui entraîne une augmentation de la perte de charge. La différence du taux de réduction obtenue entre les deux fluides transportés peut être expliquée par le fait que les particules solides favorisent, d'une part, l'enchevêtrement et contribue à la dégradation des chaînes macromoléculaires, ce qui réduit l'efficacité des polymères à diminuer les pertes de charge. Brieche [8] montre que, plus le poids moléculaire est grand, plus la dégradation est rapide. D'autre part, il y a le phénomène d'enchevêtrement des molécules. Les travaux de P. Gramain & P. Phillipides [32] ont montré que l'enchevêtrement des molécules réduit considérablement l'efficacité

des polymères réducteurs de frottement. D'après Scrivener [81], pour le Polyox (WSR-301), il y a 6×10^{22} molécules pour une mole de polymère, soit $1,2 \times 10^{16}$ molécules par gramme de polymère. Pour une partie par million, il y aura donc environ $1,2 \times 10^{10}$ molécules pour 1 cm^3 de solution. Chaque molécule occupera un volume maximum de $(3 \times 10^3)^3 \text{ \AA}^3$, soit encore $3 \times 10^{-14} \text{ cm}^3$. On pourra considérer que les molécules se toucheront lorsque leur nombre dépassera $1/3 \times 10^{14}$ par cm^3 , soit 3×10^{13} molécules par cm^3 . Il y aura donc un début d'enchevêtrement des molécules si la concentration atteint une valeur d'environ 2000 à 2500 ppm. Quoique les concentrations de Polyox (WSR-301) utilisées soient loin de provoquer l'enchevêtrement, il est possible que ce soit la présence des particules solides qui provoque cet enchevêtrement [79].

La plupart des solutions et mixtures polymériques, réductrices de frottements, perdent de leur efficacité du fait de la dégradation des polymères (Kalashnikov [40]). On distingue deux sortes de dégradation :

- Une dégradation naturelle qui est due au vieillissement des solutions par actions chimiques (oxydation, bactérienne, rayons ultraviolet), qui se manifestent par une baisse de la viscosité. On peut l'éviter en injectant quelques gouttes de Formol dans la solution au moment de sa préparation. Gadd [29] a montré que les solutions d'actigum se dégradent très rapidement si on les expose à la lumière du soleil.
- Une dégradation d'origine mécanique qui se produit lors du recyclage des solutions et mixtures polymérisées par la pompe, lors de la préparation (agitations par hélices, ou manuelle) ou de la déformation résultant du gradient de vitesse. Ce phénomène de dégradation est dû essentiellement à une rupture de la chaîne macromoléculaire et constitue un véritable obstacle à l'extension de ce mode de réduction de frottement.

Le degré de dégradation dépend de la nature du polymère, du poids et de la distribution moléculaire, de la concentration, des contraintes extérieures (les forces de cisaillements, les pompes, la longueur de la conduite etc.) et de l'environnement (solvant). Les résultats expérimentaux indiquent que le degré dépend principalement du poids moléculaire. En effet, Brieche [8] montre que cette dégradation est proportionnelle au carré du poids moléculaire.

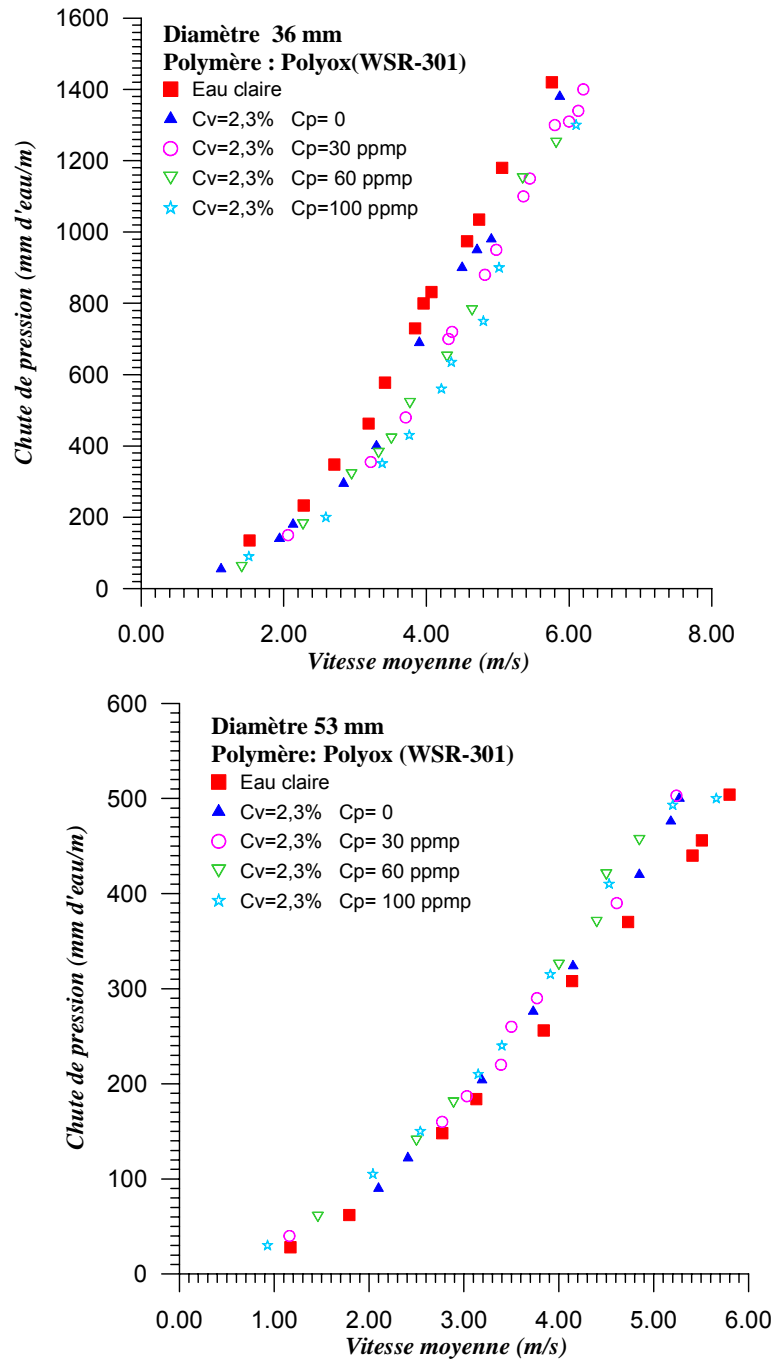


Figure III.29 – Evolution de la chute de pression en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement des mixtures à $C_v=2,3\%$: cas du Polyox (WSR-301)

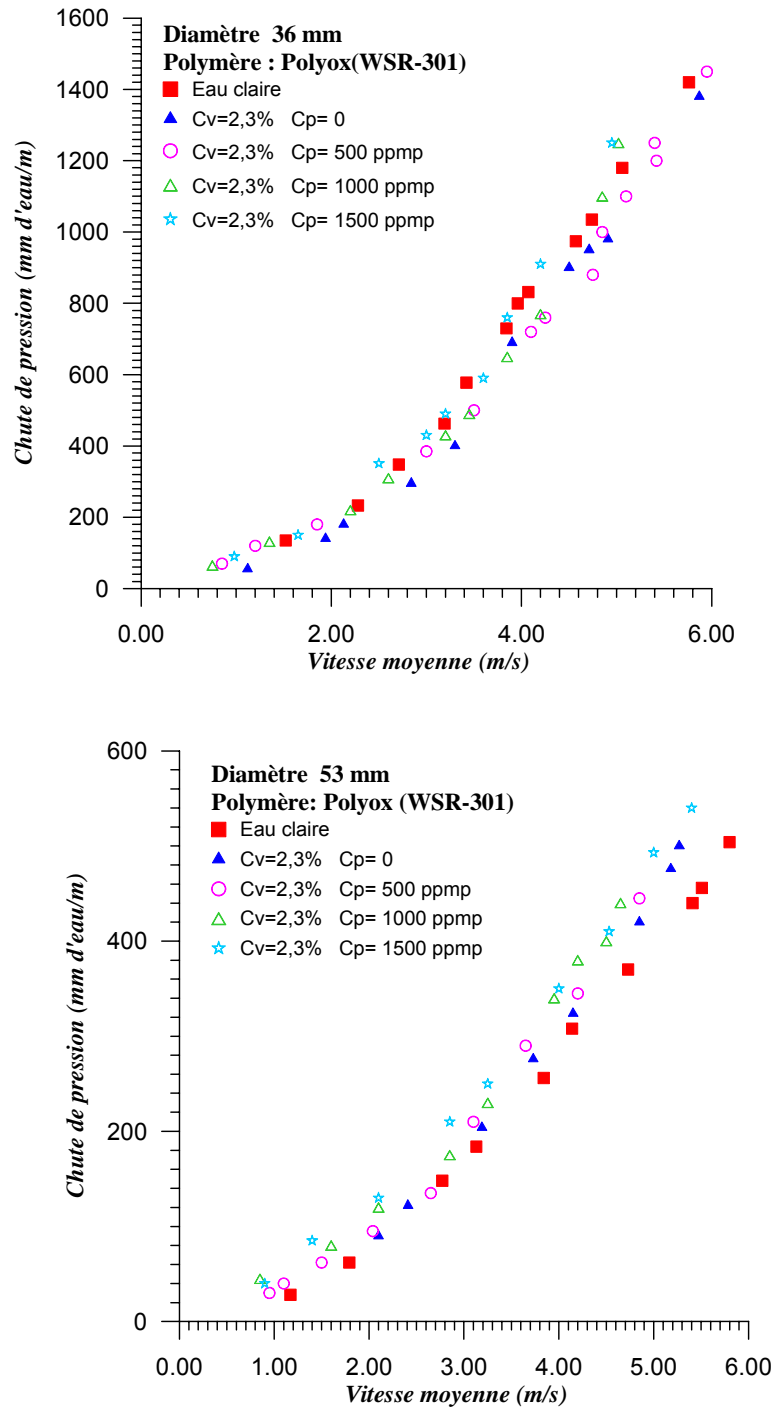


Figure III.30 – Evolution de la chute de pression en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement cas du PAM (AP-273E)

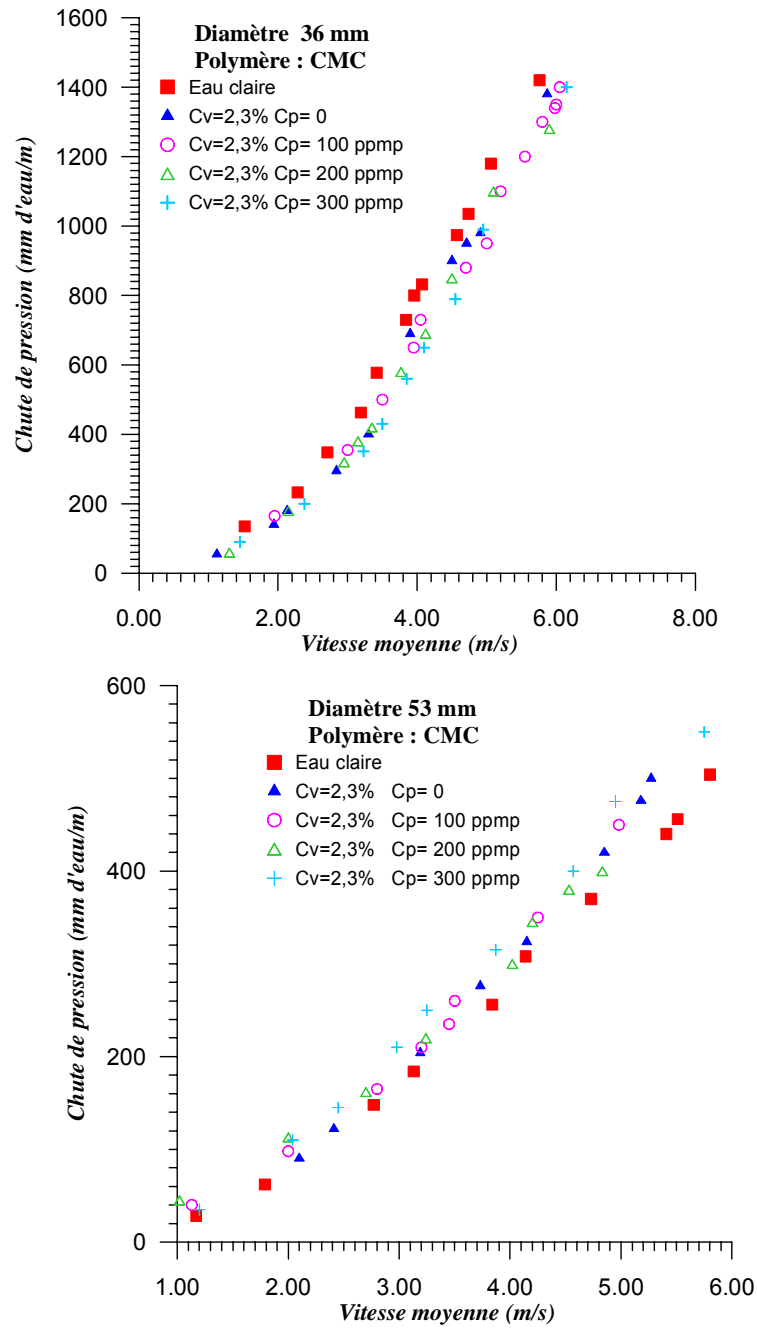


Figure III.31 – Evolution de la chute de pression en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement des mixtures à Cv=2,3% : cas du Carboxyméthylcellulose

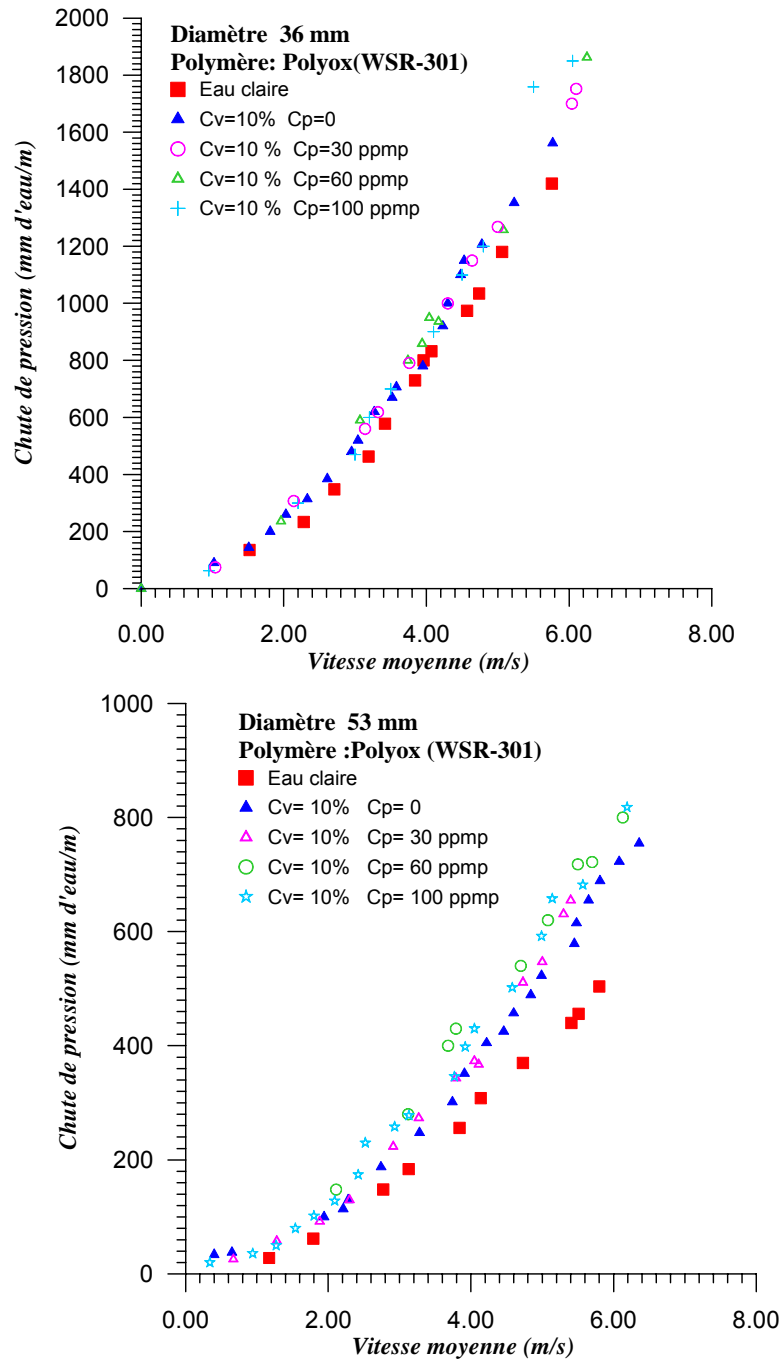


Figure III.32 – Evolution de la chute de pression en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement des mixtures à $C_v=10$: cas du Polyox (WSR-301)

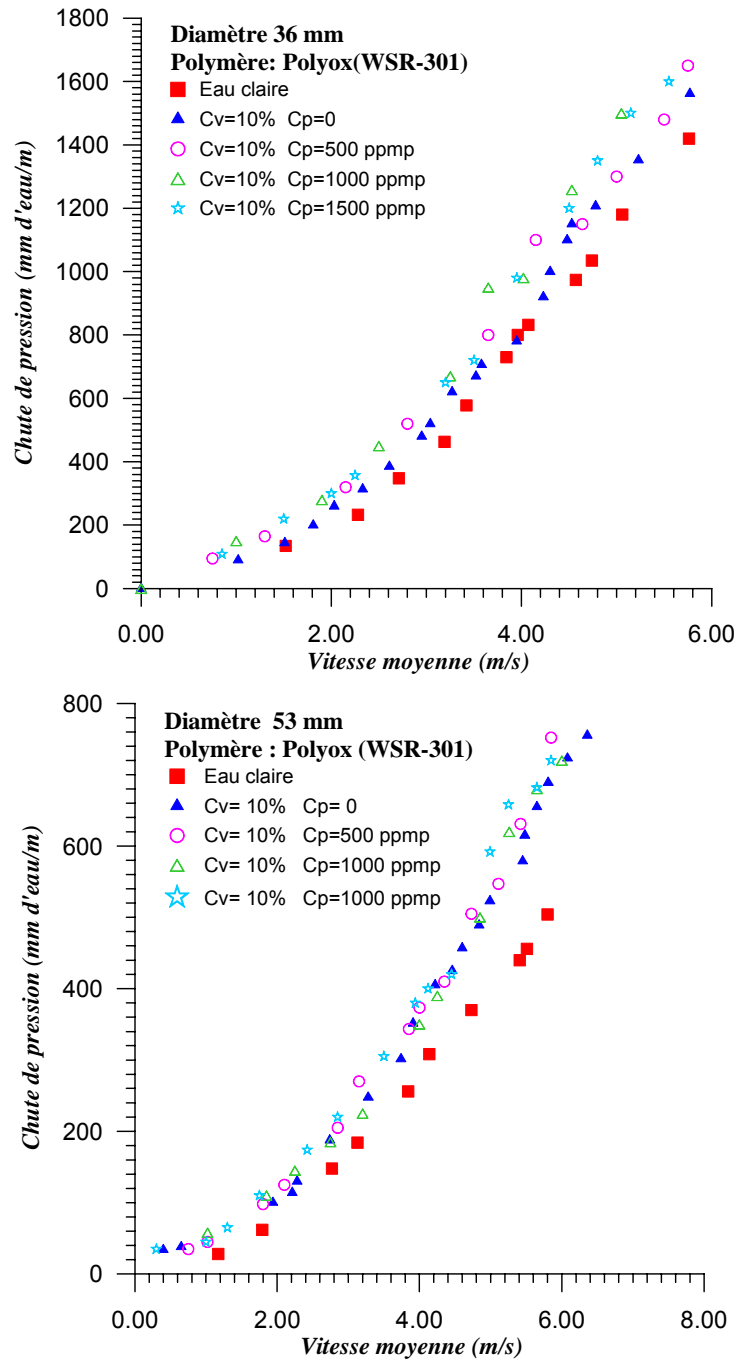


Figure III.33 – Evolution de la chute de pression en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement des mixtures à $C_v= 2,3\%$, cas : Polyox (WSR-301)

III.4. Influence des particules solides sur le coefficient de perte de charge

Le coefficient de perte de charge, dans le cas de l'eau seule, est calculé à partir de la relation de Darcy-Weisbach :

$$\Delta P_{eau} = \lambda_{eau} \rho_{eau} \frac{L}{D} \frac{U_{eau}^2}{2} \quad (\text{III-9})$$

où λ_{eau} est le coefficient de perte de charge de l'eau.

Dans le cas des solutions polymères diluées, le coefficient de perte de charge unitaire λ_p de la solution est calculé à partir de la relation de Darcy-Weisbach en utilisant la masse volumique de l'eau. En effet, certains auteurs ([62], [55]) utilisent, dans le calcul du coefficient de perte de charge et du nombre de Reynolds des solutions de polymère diluées, respectivement la masse volumique et la viscosité liées au solvant.

$$\Delta P_p = \lambda_p \rho_{eau} \frac{L}{D} \frac{U_m^2}{2} \quad (\text{III-10})$$

et

$$R_e = \frac{U_p \cdot D}{\nu_{eau}} \quad (\text{III-11})$$

Dans le cas de la mixture eau-particules solides, la perte de charge dépend également des paramètres des particules solides et du mélange.

$$\Delta P_m = \lambda_m \rho_m \frac{L}{D} \frac{U_m^2}{2} \quad (\text{III-12})$$

λ_m , ρ_m et U_m sont respectivement le coefficient de perte de charge, la masse volumique et la vitesse moyenne de la mixture.

La viscosité est un facteur important dans le cas d'un écoulement homogène et pseudo homogène. Lorsque le comportement est newtonien, le nombre de Reynolds Re_m est calculé en utilisant la viscosité du mélange.

$$R_{em} = \frac{U_m D}{\nu_m} \quad (\text{III-11})$$

Pour les autres mixtures, dont le comportement est non newtonien (Bingham), on utilise le nombre de Reynolds généralisé R_{em}^* défini par:

$$R_{em}^* = \frac{\rho_m U_m D}{\eta_{Bing} + \frac{\tau_0 D}{8U_m}} \quad (\text{III-12})$$

La représentation graphique de l'évolution du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds (figures (III.34 et 35)), dans le cas de la mixture polymérique de concentration en particules solides de 2,3%, a montré que les points expérimentaux de l'écoulement des mixtures polymériques, dans la conduite de diamètre 36 mm, se trouvent en dessous de la courbe relative à l'écoulement de l'eau claire. La présence des chaînes macromoléculaires, dans la mixture, a modifié la structure de l'écoulement en réduisant les pertes par frottements turbulents. Nous remarquons que tous les points expérimentaux sont situés entre la courbe relative à l'écoulement de l'eau claire et la courbe, définie par Virk [93], représentant le maximum de réduction de frottement donnée par l'équation (I-23b). Cette équation est indépendante de la nature du polymère et des caractéristiques de la solution ainsi que du diamètre de la conduite. Ces courbes polymériques ont tendance à rejoindre celle de l'eau lorsque la vitesse augmente. Cette représentation permet de montrer que l'effet de réduction n'apparaît qu'à partir d'un certain régime d'écoulement, ceci conformément aux résultats trouvés par Virk et Merrill [94].

Sellin [83] évoque les principaux paramètres dont dépend le coefficient de pertes de charge dans le cas des solutions diluées de polymères.

$$\lambda_p = \lambda_p \left(Re, \frac{D}{\sqrt{t\nu}}, C_p, P, \frac{\varepsilon}{D} \right) \quad (\text{III-13})$$

où Re est le nombre de Reynolds, ε/D la rugosité relative de la conduite, C_p la concentration du polymère, $\frac{D}{\sqrt{t\nu}}$ un paramètre adimensionnel (D est le diamètre de la conduite, ν la viscosité de la solution et t le temps de relaxation du polymère), P est un paramètre qui définit l'état du polymère dans la solution, à savoir la distribution du poids dans la solution et le degré de dissolution.

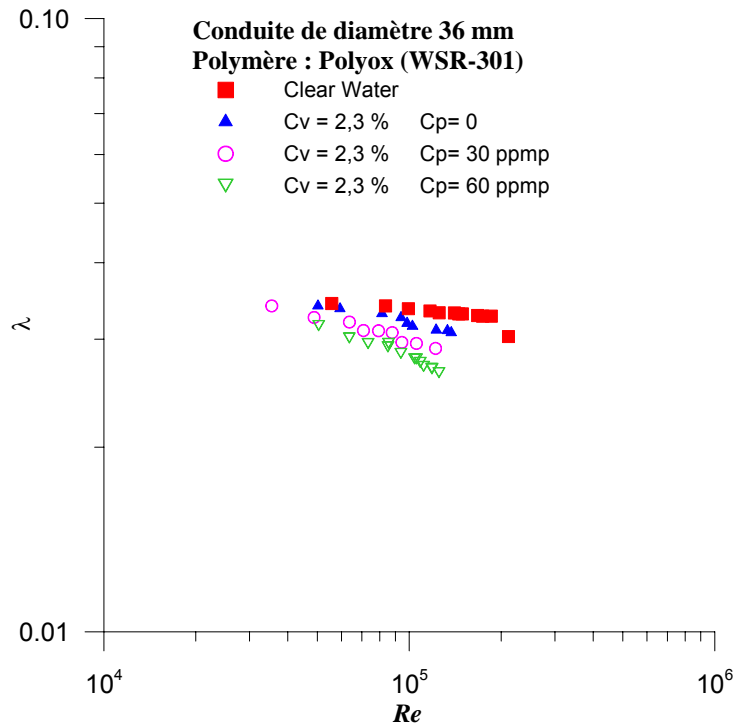


Figure III.34 – Variation du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds de la mixture à $C_v=2,3\%$, cas du Polyox (WSR-301)

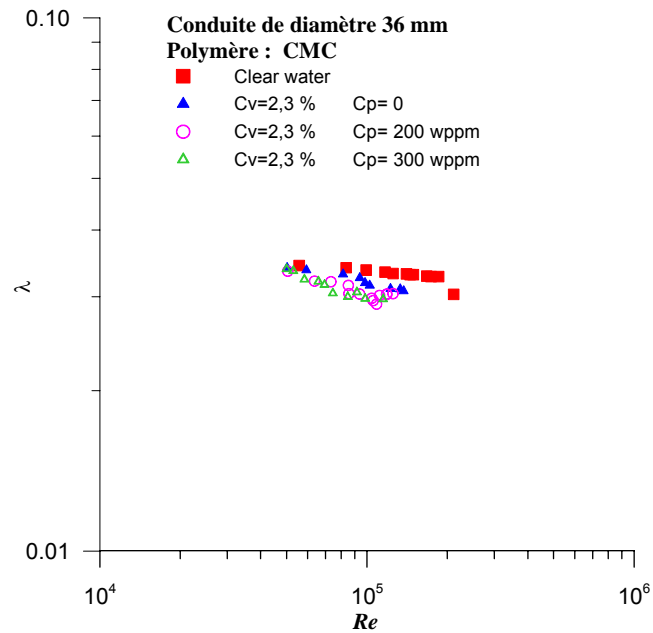


Figure III.35 – Variation du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds de la mixture à Cv=2,3%, cas du CMC

III.5. Degré de réduction de la perte de charge

Le degré de réduction, à un nombre de Reynolds donné, est défini par :

$$DR(\%) = \frac{\lambda_0 - \lambda_p}{\lambda_0} \times 100 \quad (\text{III-14})$$

Où λ_p est le coefficient de perte de charge de la solution, ou mixture polymérique, et λ_0 celui du liquide transporteur pour une même conduite et pour le même nombre de Reynolds.

Nous représentons, dans la figure (III.36), le degré de réduction obtenu dans le cas de la mixture polymérique dont la concentration en volume est de 2,3%. Le taux de réduction obtenu, dans le cas du Polyox (WSR-301), est de 12,6%. Pour la CMC, le taux de réduction obtenu est de 6,76%. Les taux de réduction obtenus sont inférieurs à ceux obtenus avec les mêmes polymères dans le cas de l'eau claire (figures (III.37)). Cette nette différence est due essentiellement aux deux phénomènes considérés par les

chercheurs comme un véritable obstacle à l'extension de ce mode de réduction, que sont le phénomène d'enchevêtrement et de dégradation des chaînes macromoléculaires dans la mixture, favorisés par la présence des particules solides.

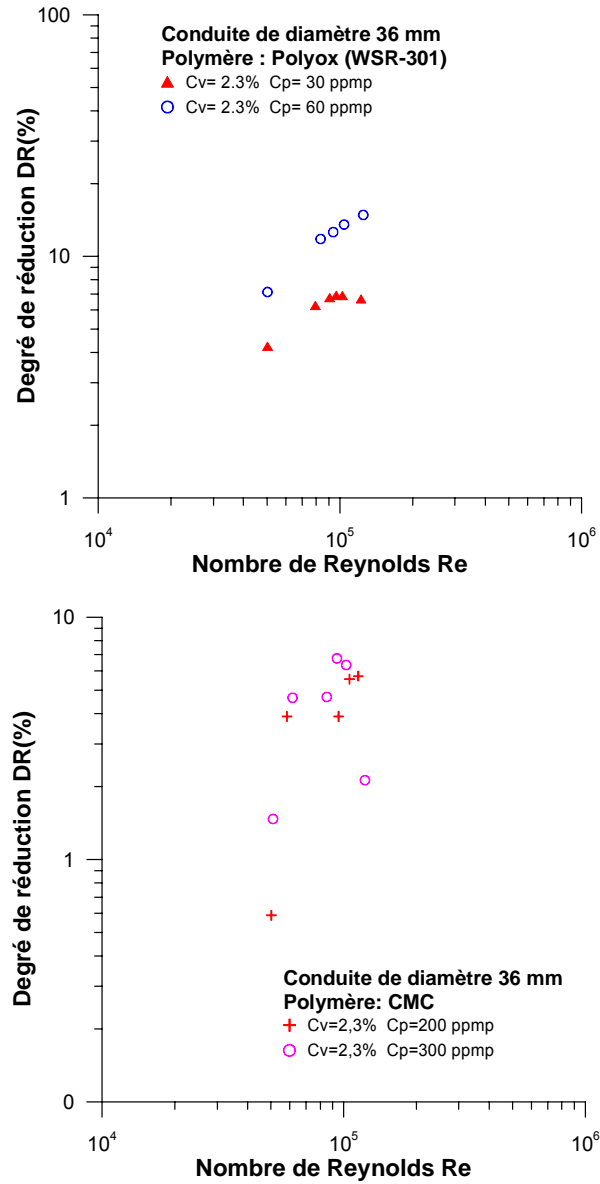


Figure III.36 – Degré de réduction en fonction du nombre de Reynolds, cas du Polyox et de la CMC, mélange Cv= 2,3%.

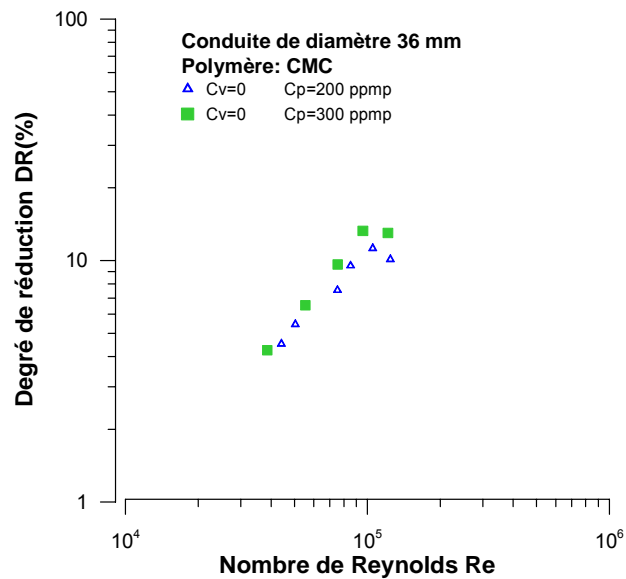
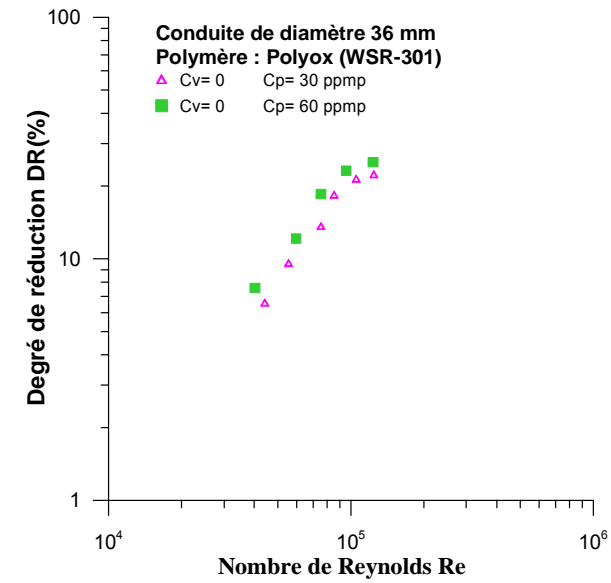


Figure III.37– Degré de réduction en fonction du nombre de Reynolds, cas du Polyox et de la CMC, eau claire.

III.6. Influence des polymères Quickflow X-2433 et Glow X-Traflow sur le transport du pétrole

L'étude de l'effet des polymères réducteurs de frottement dans le transport du pétrole brut a été réalisée sur le pipeline assurant l'acheminement du brut de Haoud El Hamra à Hassi Berkine. Cet oléoduc appelé OH3, a une longueur de 300 Km avec un diamètre de 30" (0,762 m). Le réseau dans sa configuration initiale était dimensionné pour assurer un débit de 16 MTA (Méga Tonne par An). La découverte de nouveaux champs de pétrole à Ourhoud et Hassi Berkine Sud a obligé l'entreprise à évacuer plus de quantité de pétrole. Ainsi, une extension de l'oléoduc OH3 a été réalisée en créant un centre de stockage à HBN et une station de pompage intermédiaire à Nezla située à mi-parcours de l'oléoduc OH3 (à 150 km de HBN). Ce projet d'extension a permis d'augmenter la capacité de transport.

Dans le but d'atteindre une évacuation de 23,9 MTA durant l'année 2004, l'entreprise a opté pour une solution provisoire qui consiste à injecter un polymère réducteur de frottement (réduction de perte de charge ou augmentation de débit). Cette injection de polymères a permis d'atteindre les objectifs escomptés. L'injection du polymère avait commencé à la fin décembre 2003. D'autres opérations d'injection de polymères ont eu lieu durant les trois premiers mois de l'année 2004.

La perte de charge due à l'écoulement du pétrole brut dans l'oléoduc est donnée par :

$$\Delta P = \Delta P_f + \Delta P_z \quad (\text{III-15})$$

ΔP_z est la différence de pression due à la dénivelée Δz

$$\Delta P_z = \rho g \Delta z \quad (\text{III-16})$$

ΔP_f est la perte de charge due au frottement visqueux et turbulent.

La perte de charge totale peut être exprimée par la relation :

$$\Delta P = K \cdot Q^\alpha \quad (\text{III-17})$$

Soient $\Delta P_s = K_1 \cdot Q_1^\alpha$ les pertes de charge occasionnées par le transport du pétrole brut seul et $\Delta P_p = K_2 \cdot Q_2^\alpha$ les pertes de charge occasionnées par le transport du pétrole brut avec additif.

Pour une même perte de charge, nous avons un gain de débit par rapport à Q_1 (pétrole brut seul).

$$K_2 \cdot Q_2^\alpha = K_1 \cdot Q_1^\alpha \quad (\text{III-18})$$

D'où,

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \left(\frac{K_1}{K_2} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \quad (\text{III-19})$$

Le gain en débit, qu'on appellera G_1 , est donné par :

$$G_1 = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_1} \quad (\text{III-20})$$

qui peut être exprimé par la relation suivante :

$$G_1 = \left[\left(\frac{K_1}{K_2} \right)^{\frac{1}{\alpha}} - 1 \right] \quad (\text{III-21})$$

On a enregistré un degré de réduction de 32% pour une concentration de 24 ppm de Quickflow X-2433. Avec la même concentration en Glow X-traflow, nous avons enregistré un taux de réduction de 21,07%. Le débit maximum atteint est de 3800 m³/s avec le premier polymère et un débit de 3670 m³/s avec Glow X-traflow.

La figure (III.37) représente l'évolution du gradient hydraulique en injectant les polymères.

Différents débits de polymères ont été injectés dans l'oléoduc. La relation suivante permet de transformer le débit injecté (litres par heure) en ppm :

$$C_p \text{ (ppm)} = \frac{q}{Q} \cdot 10^6 \quad \text{(III-22)}$$

Q étant le débit du polymère injecté (litre/heure) et Q le débit de pétrole.

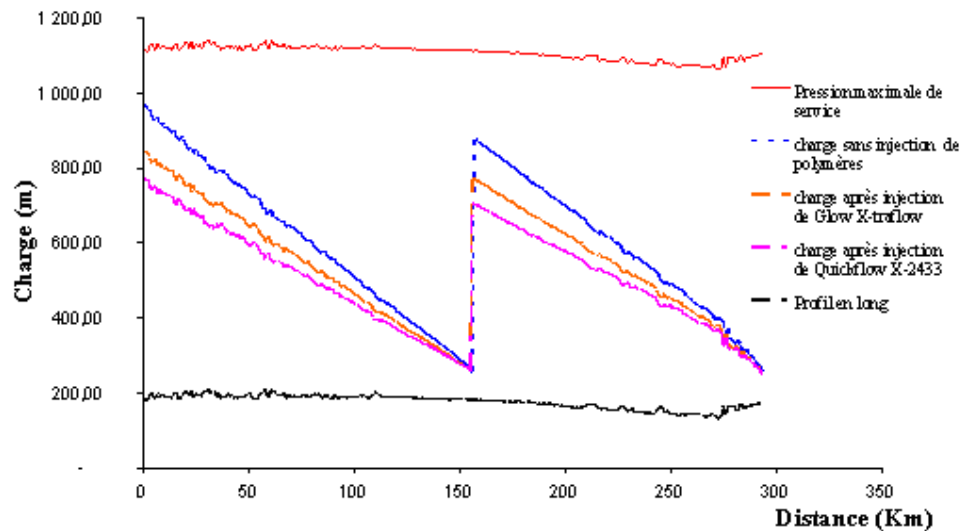


Figure III.38 – Evolution de la hauteur de charge de pétrole brut le long de l'oléoduc OH3 en injectant du Glow X-traFlow et du Quickflow X-2433

L'injection du polymère se faisait au niveau des deux stations HBN et celle de Nezla. Au niveau de chaque station, les paramètres hydrauliques suivants sont relevés : les pressions d'aspiration et de refoulement, le débit de pétrole et le débit de polymère injecté dans le pipe. On présente dans les tableaux (III.4 et 5), les paramètres hydrauliques enregistrés dans le réseau OH3 lors de l'injection des polymères pour les journées du 27 et du 28 décembre de l'année 2003.

Terminal : Hassi Berkine

Journée du 27/12/2003

Heures	HBNS		OURHOUD		Débit OO + HBNS (m ³ /h)	Terminal de Berkine		Quantité de DRA Injectée (litres)		Quantité Totale DRA (litre)	Station de Nezla			Gain en débit par rapport à 3300 m ³ /h
	Pression (bar)	Débit (m ³ /h)	Pression (bar)	Débit (m ³ /h)		Pression (bar)	Débit (m ³ /h)	HBN	NZL		P _{Asp} (bar)	P _{Ref} (bar)	Débit (m ³ /h)	
01:00	63.5	1662	67.0	1470	3132	59.3	/	25.0	30.0	565.0	5.2	52.2	3400	100
02:00	65.9	1750	67.0	1499	3249	61.3	/	25.0	30.0	620.0	5.3	52.8	3465	165
03:00	67.5	1765	67.1	1481	3246	61.3	/	30.0	30.0	680.0	5.2	52.9	3488	188
04:00	67.5	1765	68.1	1500	3265	62.5	/	18.0	30.0	728.0	5.5	53.0	3510	210
05:00	67.2	1755	68.9	1522	3277	62.7	/	30.0	30.0	788.0	5.4	53.0	3522	222
06:00	68.2	1713	69.8	1510	3223	64.1	/	30.0	30.0	848.0	5.9	54.1	3558	258
07:00	69.2	1760	69.2	1555	3315	63.0	/	0.0	30.0	878.0	5.0	53.2	3540	240
08:00	66.9	1653	69.2	1574	3227	62.5	/	0.0	30.0	908.0	5.3	51.7	3487	187
09:00	65.9	1655	68.2	1557	3212	61.7	/	30.0	30.0	968.0	5.1	52.1	3468	168
10:00	64.3	1655	66.5	1567	3222	60.1	/	30.0	30.0	1028.0	4.8	51.7	3458	158
11:00	64.5	1656	66.5	1543	3199	60.2	/	30.0	15.0	1073.0	5.0	50.8	3453	153
12:00	64.1	1650	66.2	1530	3180	59.8	/	30.0	30.0	1133.0	4.7	50.5	3420	120
13:00	48	850	35.8	1400	2250	/	/	3.0	3.0	1139.0	9.6	26.0	2350	-950
14:00	35.7	837	35.8	1035	1872	/	/	3.0	3.0	1145.0	11.0	48.7	2634	-666
15:00	67.3	1660	70.5	1002	2662	/	/	3.0	3.0	1151.0	6.0	52.3	3540	240
16:00	67.6	1748	70.7	1591	3339	/	/	3.0	3.0	1157.0	5.7	53.9	3539	239
17:00	69.6	1710	71.8	1586	3296	/	/	3.0	3.0	1163.0	6.8	53.6	3520	220
18:00	69.6	1699	71.9	1577	3276	/	/	3.0	3.0	1169.0	7.1	54.2	3500	200
19:00	69.5	1700	71.7	1584	3284	65.2	/	7.5	3.0	1179.5	6.9	54.5	3519	219
20:00	69.4	1750	71.7	1585	3335	65.3	/	7.5	3.0	1190.0	6.8	55.3	3520	220
21:00	69.4	1700	71.9	1588	3288	65.2	/	7.5	3.0	1200.5	7.1	55.1	3470	170
22:00	69.4	1700	71.8	1581	3281	64.3	/	7.5	3.0	1211.0	7.2	55.8	3485	185
23:00	69.3	1700	71.8	1581	3281	64.1	/	7.5	3.0	1221.5	7.5	56.1	3480	180
00:00	69.0	1700	71.8	1619	3319	65.3	/	7.5	3.0	1232.0	6.2	54.8	3440	140

Terminal : Hassi Berkine

Journée du 28/12/2003

Heures	HBNS		OURHOUD		Débit OO + HBNS (m ³ /h)	Terminal de Berkine		Quantité de DRA Injectée (litres)		Quantité Totale DRA (litre)	Station de Nezla			Gain en débit Par rapport à 3300 m ³ /h
	Pression (bar)	Débit (m ³ /h)	Pression (bar)	Débit (m ³ /h)		Pression (bar)	Débit (m ³ /h)	HBN	NZL		P _{Asp} (bar)	P _{Ref} (bar)	Débit (m ³ /h)	
01:00	69.1	1676	71.7	1574	3250	65.2	/	7.5	3.0	1242.5	8.1	65.5	3482	182
02:00	69.1	1675	71.7	1534	3209	65.2	/	7.5	3.0	1253.0	8.1	56.7	3461	161
03:00	69.8	1690	71.7	1518	3208	65.5	/	7.5	3.0	1263.5	8.4	56.8	3470	170
04:00	69.8	1675	71.8	1529	3204	65.6	/	7.5	3.0	1274	8.7	57.2	3490	190
05:00	69.8	1675	71.6	1527	3202	65.5	/	7.5	3.0	1284.5	8.6	57.0	3473	173
06:00	69.7	1685	71.5	1534	3219	65.2	/	7.5	3.0	1295.0	8.0	56.4	3490	190
07:00	69.4	1693	71.4	1529	3222	65.1	/	7.5	3.0	1305.5	7.9	56.4	3473	173
08:00	69.8	1703	71.7	1527	3230	65.6	/	7.5	3.0	1316.0	8.6	56.3	3427	127
09:00	69.8	1685	71.7	1529	3214	65.5	/	15.0	3.0	1334.0	8.5	56.4	3460	160
10:00	69.6	1710	71.5	1528	3238	65.3	/	15.0	3.0	1352.0	8.2	56.8	3469	169
11:00	69.6	1691	71.5	1541	3232	65.2	/	15.0	3.0	1370.0	8.5	57.0	3453	153
12:00	36.2	1060	36.5	1422	2482	34.3	/	15.0	3.0	1388.0	8.9	34.4	2372	-928
13:00	69.4	1202	71.2	971	2173	42.0	/	3.5	3.0	1394.5	8.9	57.6	3477	177
14:00	69.7	1676	71.8	1425	3101	63.3	/	15.0	3.0	1412.5	9.0	57.7	3470	170
15:00	69.7	1689	71.7	1553	3242	65.2	/	15.0	3.0	1430.5	9.0	57.7	3494	194
16:00	69.5	1682	71.7	1581	3263	64.8	/	15.0	0.0	1445.5	9.0	57.7	3508	208
17:00	69.6	1672	71.8	1570	3242	63.7	/	18.0	0.0	1463.5	9.3	57.8	3499	199
18:00	69.5	1668	71.7	1614	3282	65.2	/	18.0	0.0	1481.5	9.2	57.9	3517	217
19:00	69.9	1710	71.6	1562	3272	65.1	/	23.0	0.0	1504.5	9.6	57.9	3507	207
20:00	69.9	1700	71.6	1566	3266	65.0	/	23.0	0.0	1527.5	10.0	58.1	3500	200
21:00	69.9	1700	71.5	1581	3281	64.8	/	23.0	0.0	1550.5	10.1	58.4	3516	216
22:00	69.2	1706	71.1	1585	3291	64.7	/	23.0	0.0	1573.5	10.0	58.6	3500	200
23:00	69.2	1720	70.8	1559	3279	64.6	/	23.0	0.0	1596.5	10.2	59.0	3508	208
00:00	69.0	1740	70.8	1552	3292	64.2	/	23.0	0.0	1619.5	10.4	59.2	3517	217

Conclusion

Notre but, dans ce travail, n'a pas été d'élaborer des théories ou des modèles mathématiques nouveaux afin de prévoir ou de décrire les phénomènes liés à la présence des macromolécules dans un écoulement. Les théories élaborées sont malheureusement trop souvent basées sur des hypothèses plus ou moins fondées ou alors modélisent de façon incomplète les phénomènes observés par ailleurs.

Les manifestations de la réduction de frottement ne sont visibles que dans le cas d'écoulements turbulents. Il nous semble qu'avant de pouvoir donner une vue d'ensemble des phénomènes de réduction de frottement ou de pertes de charge, il faut multiplier le nombre d'expériences pour vérifier des hypothèses partielles. Lumley, dans la conclusion d'un de ses articles, dit entre autres qu'il est nécessaire de vérifier les hypothèses qu'il a émises par le développement des expériences sur le comportement de la molécule dans un gradient et sur les écoulements turbulents. En fait, le phénomène de réduction de frottement ne peut être élucidé qu'avec la collaboration des mathématiciens, des chimistes et des mécaniciens.

Dans cette étude, qui est à prédominance expérimentale, nous avons tenté de tester l'efficacité des polymères réducteurs de frottement dans le transport des mélanges eau-particules solides et du pétrole dans des conduites. Les particules solides proviennent de la vase du barrage de Fergoug.

Un certain nombre de résultats ont été obtenus :

- le pétrole brut se comporte comme un fluide rhéofluidifiant ; sa viscosité diminue lorsque le taux de cisaillement augmente.
- Le comportement rhéologique du pétrole brut, pour des températures inférieures à 25°C, suit les modèles de Herschel-Bulkley et Casson.
- Pour des températures supérieures à 25°C, le seuil de cisaillement diminue et l'indice de fluidité se rapproche de l'unité ; le comportement du brut devient newtonien.

- Dans le cas du Polyox (WSR-301), l'effet de la réduction de la perte de charge apparaît dans les deux conduites dans le cas de l'eau claire.
- Le degré de réduction dépend du polymère utilisé et de sa concentration, du diamètre de la conduite et de la vitesse d'écoulement.
- L'ajout d'une forte concentration de polymères dans le solvant entraîne une augmentation de la perte de charge due au phénomène d'enchevêtrement.
- La présence d'une faible quantité de particules solides dans le fluide transporté a pour effet de réduire l'efficacité des polymères. Une forte concentration en particules solides entraîne une augmentation de la perte de charge.
- Les faibles taux de réduction obtenus dans le transport du pétrole en utilisant les polymères Glow X-traFlow et Quickflow X-2433 revient au fait que le pipe est d'un diamètre de 0,762 m (30").

Il est évident que cette recherche n'est pas un aboutissement et qu'elle n'est qu'une étape. Nous envisageons, en particulier, grâce au développement des méthodes de mesures hydrauliques et rhéologiques des études semblables.

Références bibliographiques

- [1] Astarita G. "Possible interpretation of the mechanism of drag reduction in viscoelastic liquids" I & EC. Fund., 4, pp 354-356, (1965)
- [2] Bain A.G., Bonnington S. T., "The hydraulic transport of solids by pipeline" Pergamon press, (1970)
- [3] Belhadri.M., "Etude des pertes de charge pendant le transport des vases en conduites horizontales"Thèse de Magister, U.S.T.O, Mars 1988.
- [4] Bellet D., Gaudu R., "Ecoulements non newtoniens" La Houille Blanche N° 7/8, 541-546, (1986)
- [5] Berman N. S., "Drag reduction by polymers" Annual Review Fluid Mech., 10, 47-64, 1(976)
- [6] Boillat J. L., Graf W. H., "Vitesse de sedimentation de particules sphériques en milieu turbulent" Journal of Hydraulic Research Vol 20, N° 5, p 395, (1982)
- [7] Bouvard M., "Influence de la turbulence sur la chute des particules solides dans l'eau" La Houille Blanche, p862, Nov-Dec (1951)
- [8] Brieche. F., "Mechanical degradation of high polymer" Journal. Applied. Polymer science. 4, 10, pp 101-106, (1960)
- [9] Carlier M., "Hydraulique générale et appliquée".ed Eyrolles (1980).
- [10] Chung J. S., Graebel W. P., "laser anemometer measurements of turbulence in non Newtonian pipe flows" Physics of fluids ., 15, 546-554, (1972)
- [11] Churchill S.W., Usagi R., A.I.C.H.E, J, 48, 1121, (1972).
- [12] Churchill S.W., "Friction factor equation spans all fluid flow regimes " Chem. Eng. Vol 84, N°24, p 91, (1977)
- [13] Corino E. R., Brodkey R. S., "A visual investigation of the wall region in turbulent flow" J.F.M, 37, 1, (1969)
- [14] Condolis E., Terrier A., "Evolution des connaissances sur le transport en conduits des solides par salataion" S. H. F, douzième journée de l'hydraulique, rapport1, Paris (1972)

- [15] Crumeyrolle, O., Latrache, N., Mutabazi, I., Ezersky A. B. "Instabilities with shear-thinning polymer solutions in the Couette-Taylor system" Journal of physics: Conference series 14 pp 78-93. (2005)
- [16a] Czaban S., "Détermination numérique de paramètres du transport des mélanges rhéostables sol-eau en conduites". Doctorat d'état, Acad d'Agriculture de Wroclaw (Pologne) 1986.
- [16b] Dodge D. W., Metzner A. B "Turbulent flow of non-Newtonian systems" A. I. C. H. E., J, 5, pp 189-204, (1959)
- [17] Donohue G.L., Mc Laughlin D.K. & Tiederman W.G., "Turbulence measurements with a laser anemometer measuring individual realizations". Phys. Fluids, 15, 1920, (1972)
- [18] Durand R., "Basic relationships of transportation of solids in pipes : experimental research" Proc Intern Association for Hydraulic Research . Minnéapolis, p89, Minn sept 1-4, (1953)
- [19] Durand R., "Transport hydraulique de graviers et galets en conduite" La Houille Blanche, p609, N° special B. (1951)
- [20] Elata G.E., "Turbulence suppression " N. P. L. Ship. Div. T. M. 228, (1968)
- [21] Elata C, Lehrer J. "Frictional drag-reduction" Israel. J of. Tech, 3, p 1, 1965.
- [22] Elata C., Lehrer A., Kahanovitz A., "Turbulent shear flow of polymer solutions" Israel. J of Technol., 4, 1/2, pp 87-95, fev (1966)
- [23] El Perin I.T & Al. "Decreasing the hydrodynamics resistance of pipelines" Int. Chem. Eng, 7, 276, (1967).
- [24] Ernst W. D., "Investigation of the turbulent shear flow of dilute aqueous CMC solutions" A. I. Ch. E, Journal. vol 12, N°3, pp 581-586, (1966).
- [25] Fabula A. G., Lumley J. L., Taylor W. D., "Some interpretations of the Toms effect in modern developments in the mechanisms of continue" Acad. Press. New York 145-164, (1966)
- [26] Fortier A., "Mécanique des suspensions". Edition Masson et Cie (1967)
- [27] Fruman D., Sulmont P. "Réduction de la résistance d'une plaque plane dans les solutions de polymères" C.R. Acad. Sc. de Paris, T 268, pp 1493-96, 1969.

- [28] GADD G. E., "Differences in normal stress in aqueous solutions of turbulent drag-reducing additives" *Nature*, 212, pp 1348-1352, (1968)
- [29] Gadd G E. "Turbulence damping and drag reduction produced by certain additives in water" *Nature*, 206, p 463, 1965.
- [30] Gadd G.E., "Turbulence suppression" *N. P. L. Ship. Div. T. M.* 228, (1968)
- [31] Govier G.W., Aziz K., "The flow of complex mixtures in pipes" Van Nostrand Rheinold company, New York (1972)
- [32] Gramain P., Philippides .P. "Pricipaux facteurs physico-chimiques caractérisant l'efficacité des solutions de polymères en réduction de frottement hydrodynamique" *Colloques Internationaux du CNRS, N 233- Polymères et lubrification*, pp : 349-356. Brest, 20-23 mai (1974).
- [33] Gupta A. K., Laufer J., Kaplan R.E., "Spatial structure in the viscous sublayer" *J. F. M.*, 50, 493, (1971)
- [34] GYR A. "Burst cycle and drag-reduction" *J. of Applied Mathematics and Physics*, 27, 717-725, (1976)
- [35] Happel J., "Low Reynolds number hydrodynamics" Noordh off international publishing , leyden, (1973)
- [36] Hinze J.O. "Turbulence" Mc-Graw Hill, Ed 1959.
- [37] Hoyt J.W. "Polymer drag reduction" A literature review (1975)
- [38] Hoyt J.W., "The effect of additives on fluid friction " *J. of Basic. Eng, Tr, Asme*, pp 258-285, (1972).
- [39] Johnson B., Barch R. H., "Effect of drag reducing additives on boundary layer turbulence" *J of hydronautics*, 2, 108, (1968)
- [40] Kalashnikov, V. N., "Degradation accompanying turbulent drag reduction by polymer additives" *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, Volume 103, Issues 2-3, 25, p105-121. (2002)
- [41] Kazanskij I. B., "Critical velocity of deposition for fine slurries –New results" *Proc of Hydrotransport 6*, paper A4, September (1979)
- [42] Kim H.T., Kline S.J., Reynolds W.C., "An experimental study of turbulence production near a smooth wall in turbulent boundary layer with zero pressure gradient." *Rap. MD-20*, Stanford Univ. (1968)

- [43] Kim H.T., Kline S.J., Reynolds W.C., "The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer" J. F. M., 50, 133, (1971)
- [44] Kline S.J, Reynolds W.C & Al "The structure of turbulent boundary layer". J.F.M, 30, 741, 1967.
- [45] Korso.K., "Contribution à l'analyse du processus de la sédimentation dans le barrage retenue de Fergoug." Thèse de Magister, U.S.T.O, (1987)
- [46] Laufer J., "Investigation of turbulent flow in a two dimensional channel" N.A.C.A. T.R, 1053, 1951.
- [47] Laufer J., "The structure of turbulence in fully developed pipe flow" N.A.C.A. T.R., 1174, (1954)
- [48] Levy J., Davis S. "Drag-measurements on a thin plate in dilute polymer solutions." International Shipbuilding Progress, Vol 14, n° 152, 1967.
- [49] Little R. C., "Displacement of aqueous drag-reduction polymer solutions" I & EC fund., 8, 520, (1969).
- [50] Little R. C., "Drag-reduction by dilute polymer solutions in turbulent flow" Nav Res. Labor. Rep. 6542, (1967).
- [51] Logan S.E., "Laser velocimeter measurement of Reynolds stress and turbulence in dilute polymer solutions" A. I. A. A. J, 10, pp 962-964, (1972)
- [52] Lumley J L. Annual review of fluid mechanics, (1969)
- [53] LUMLEY J. L., "The Toms phenomenon: anomalous effects in turbulent flow in dilute solutions of high molecular weight linear polymers" Applied Mech. Review, 20, 1139, (1967)
- [54] Mekerta B., Tisot J.P., "Etude de la sédimentation dans les retenues des barrages, propriétés mécaniques des sols fins" 1^{er} Congrès national des grands barrages. Alger 24-25 mai (1993)
- [55] Metzner A. B., And Reid "Flow of non-Newtonian fluids correlation of the laminar, transition and turbulent flow regions" A. I. C. H. E. J, 1, 4, pp 434-440, (1955)
- [56] Meyer W. A., "A correlation of the frictional characteristics for turbulent flow of dilute visco-elastic non-Newtonian fluids in pipes" A. I. C. H. E. J., 12 522 -25, (1966)

- [57]. Morozov A. N., Saarloos W. V., "An introductory essay on subcritical instabilities and the transition to turbulence in viscoelastic parallel shear flows" Physics Reports Elsevier, 447 112 – 143, (2007)
- [58] Mowla D., A. Naderi., "Experimental study of drag reduction by a polymeric additive in slug two-phase flow of crude oil and air in horizontal pipes" Chem. Eng. Science, 61, 1549 – 1554, (2006)
- [59] Mysels J.G., U.S.Patent, n°2, 492, 173, 1949.
- [60] NACKAB J., "Calcul direct, sans itération, de la perte de charge en conduite par la formule de Colebrook" La Houille Blanche N°1-(1988)
- [61] Newitt D. M., Richardson J. F., Abbot M., Turtie R. B., "Hydraulic conveying of solids in horizontal pipes" Trans. Instn. Chem. Engrs Vol, 39, p 93, (1961)
- [62] Nicedemo L., Acierno D., Astarita G., "Velocity profiles in turbulent pipe flow of drag reduction liquids" Chem. Eng. Sci., 24,1241-46, (1969)
- [63] Nychas S.G., Hershey H.C, Brodkey R.S., "A visual study of turbulent shear flow". J. F. M, 61, 513, (1973)
- [64] Parzonka W., "Caractéristiques rhéologiques des vases des barrages retenues". Rhéologie des Fluides Hétérogènes. C. R. 21 Colloque GFR, (1986)
- [65] Parzonka W., Kempinski J., "Etude du transport des matériaux organiques en conduites" Archiwum Hydraurtechniki, Acad, Polon, des sciences, pp361-376. (1983)
- [66] Parzonka W., Kenchington J. M., Charles M. E., "Hydrotransport of solids in horizontal pipes. Effect of solid concentration and particles size on the deposit velocity" The Canadian Journal of Chemical Engineering, 59,p291, June (1981)
- [67] Parzonka W., Scrivener O., "Modèles rhéologiques appliqués au transport solides en conduites" C. R. 21^{ème} Colloque du groupe français de rhéologie "Rhéologie des Fluides Hétérogènes", Strasbourg (1986)
- [68] Parzonka W., "Transport de solide en conduite. Caractéristiques globales et locales son application industrielle" Note interne, Université de Toulouse, (1972)
- [69] Patterson G.K., Zakin J. L., Rodriguez J. M. "Drag reduction "I & EC Fundamentals , 61, 22, (1969)

- [70] Patterson G.K., Chosnek J., Zakin J.L., "Turbulence structure in drag reducing polymer solution" Proc. Int. Symposium on structure of turbulence and drag-reduction". Physics. Of Fluids, 20, 10, (1977)
- [71] Pazwash H., Robertson J. M., "forces on bodies in bingham fluids" Journal of Hydraulic Research Vol 13, N° 1, p37, (1975)
- [72] Peterlin A., "Molecular model of drag-reduction by polymer solutes" Nature, 227,pp 598-599, (1970)
- [73] Pfenninger W., "A hypothesis of the reduction of the turbulent friction drag in fluid flows by means of additives " Northrop. Corp. Norair. Division. Report, 179, (1967)
- [74] Pruitt G.T, Crawford H.R. "Investigation for the use additives for the reduction of pressure losses" Final Rapport. Western CO. Res. Div. Rep, p 68, (1965)
- [75] Pruitt & Al "Turbulent heat transfer to dilute polymer solutions" Crawford. Western. CO. DALLAS. TEXAS, Report n° DTMB-2 (1966)
- [76] Ramu K. L.V., Tullis J. P., "Velocity profiles with polymer injection in developing flow." Communication privée (1974).
- [77] Remini B., "Envasement des retenues de barrages en Algérie : Importance, mécanisme et moyens de lutte par la technique de soutirage". Thèse de Doctorat d'état, Ecole Nationale. Polytechnique (1997).
- [78] Rudd J.M., "velocity measurements made with a laser doppler-meter on the turbulent pipe flow of a dilute polymer solution" J. F. M., 51, 673-685, (1972)
- [79] Safri A., Bouhade M, "Experimental study of the reduction of pressure drop of flowing silt in horizontal pipes" J. Eng. Appl. Science 3 (6): 476-481, (2008).
- [80] Savins J.G., "Some comments on pumping requirements for non newtonien fluids" J of the institute of petroleum, 47, 329, (1961).
- [81] Scrivener O., "Champ des vitesses dans un écoulement turbulent interne en présence d'additifs réducteurs de frottement" Colloques internationaux du CNRS N°233- Polymères et lubrification, pp : 315-324. Brest, 20-23 mai (1974)
- [82] Scrivener O., "Etude de l'influence des solutions de polymères sur la structure de l'écoulement turbulent dans une conduite lisse" Thèse de Doctorat Es Sciences, Université de Strasbourg (1975).

- [83] Sellin R.H.J., Ollis M., "Effect of pipe diameter on polymer drag reduction"
Ind. Eng. Chem. Prod. Res. Dev. 22, pp 445-452. (1983)
- [84] Seyer F. A., Metzner A. B., "Turbulence phenomena in drag reducing systems"
A. I. C. H. E., J., 15, 426-34, (1969)
- [85] Shaver R.G., Merrill E.W., A. I. C. H. E, J, 5, p 181, (1959).
- [86] Tomas A. D., "The role of laminar-turbulent transition in determining the critical deposit velocity and the operating pressure gradient for long distance slurry pipelines " Proc of Hydrotransport 6, paper A4, September (1979)
- [87] Toms B.A., "Some observations on the flow of linear polymer solutions through straight tubes at large Reynolds numbers" Proceedings of Int. Congress. On Rheology. Vol. 2, p. 135. North Holland. Publishing Co Amsterdam (1949).
- [88] Townsend A. A., "The structure of turbulent shear flow" Cambridge Univ. Press. Cambridge (1956)
- [89] Vanoni V. A., "Transportation of suspended sediment by water" Trans. ASME, 111, 67, (1946)
- [90] Venkatesan R., Nagarjan N. R., Paso K., Yi Y. B., Sastry A. M., Fogler H. S., "The strength of paraffin gels formed under static and flow conditions"
Ch. Eng. Sc., 60, 3587-3598, (2005)
- [91] Virk P.S., "Drag-reduction in rough pipes" J. F. M, 45, pp 225-246, 1971.
- [92] Virk P.S., "Drag reduction fundamentals." A. I. C. H. E., J, 21, pp 625-656, (1975).
- [93] VIRK P.S., "Turbulent kinetic energy profiles during drag-reduction" Physics of Fluids, 18, pp 415-419, (1975)
- [94] Virk P. S., Merrill E. W., "The onset of dilute polymer solution phenomena". C. S. Ed. Viscous Drag-reduction. Plenum press, N. Y., 107, (1969)
- [95] Virk P.S., Merrill E. W., Mickleley H.S., Smith K.A., "The Toms phenomenon turbulent pipe flow of dilute polymer solutions" J. F. M, 30, pp 305-28, (1967)
- [96] Vlegaar J., Dammers W.R., Tels M., "The diameter effect in drag-reduction"
Chem. Eng. Science, 23, 1152, (1968)
- [97] WALSH M. "Theory of drag reduction in dilute high polymer flows" Inst. Shipbuilding. Progress, 14, 134, (1967)
- [98] White A., "Turbulent drag-reduction with polymer additives" J. of Mech. Eng. Sciences, 8, 452, (1966)

- [99] Whitsitt N. F., Harrington L. J., Crawford H. R., "Effect of wall shear stress on drag-reduction of visco-elastic fluids" ed. Viscous drag-reduction. Plenum Press, N.Y, 265, (1969)
- [100] Willmarth W. W., Lu S. S., "Structure of the Reynolds stress near the wall" J. F. M., 55, 65, (1972)
- [101] Zandi I., "Hydraulic transport of bulky materials" Ed by I. Zandi-Pergamon press, paer 1, (1971)
- [102] Ziani.N., "Rhéologie et tassement des particules superficielles du barrage retenue de Fergoug." Thèse de Magister. U.S.T.O, 1987.