



République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur
Et de la Recherche Scientifique



Université Hassiba Benbouali Chlef
Faculté des Sciences et Sciences de l'Ingénieur
Département de Génie Mécanique
Ecole Doctorale

Mémoire de Magister

en Génie Mécanique

Option : Simulation Mécanique

Etude des effets thermiques du pétrole brut dans les pipe-lines

Présenté par :

BOUKETITA Mourad

Devant le jury composé de :

BETTAHAR Ahmed	Professeur	UHB Chlef	Président
YOUCEFI Abdelkader	Professeur	UST Oran	Examineur
ZAARAOUI Abdelkader	Maitre de Conférences "B"	CU Khemis	Examineur
ZAHLOUL Hamou	Maitre de Conférences "A"	UHB Chlef	Encadreur
MERIEM BENZIANE Madjid	Maitre de Conférences "B"	UHB Chlef	Co-encadreur

Année Universitaire : 2010/2011

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier vivement mes encadreurs, Monsieur le docteur Hamou ZAHLOUL et Monsieur le docteur Madjid MERIEM BENZIANE, pour avoir accepté de diriger ce travail. Leurs précieux conseils, leurs encouragements et leur disponibilité m'ont été d'une grande utilité.

Je suis très sensible à l'honneur que me fait le professeur Ahmed BETTAHAR de l'Université de Chlef, d'avoir accepté de présider ce jury. Que le professeur Abdelkader YUCEFI du département de Génie Mécanique de l'USTO et le docteur Abdelkader ZAARAOUI Maître de Conférences au centre universitaire de Khemis Miliana, trouvent ici l'expression de mes remerciements pour avoir accepté d'examiner mon travail.

Je tiens également à exprimer mes vifs remerciements à Monsieur Habbar ABDELRAHMAN pour son aide précieuse et pour ses grandes qualités humaines.

Enfin, mes remerciements s'adressent également à mes amis et toutes les personnes qui ont contribué, soit par un soutien scientifique, technique, ou moral, au parachèvement de cette étude.

Sommaire

Sommaire	iv
Liste des figures	vii
Liste des tableaux	xii
Nomenclature	xiii
Introduction générale	2
Chapitre I : Etude bibliographique	6
Chapitre II : Etude de comportement rhéologique de pétroles bruts	18
II.1. Introduction	18
II.2. Suspension des particules solides (effets de concentrations)	18
II.2.1. Généralités sur les suspensions	18
II.2.2 Effet de concentration	19
.....	
II.2.3 Viscosité des suspensions	19
II.2.4 influence de la distribution de tailles	20
II.2.5 Présentation des quelques modèles sur les suspensions de sphères Solides	21
II.3. Modélisation rhéologique du pétrole brut	28
II.3.1.Généralité	28
II.3.2. Modèle rhéologique	28
II.3.2.1.Fluides à contrainte critique	28
II.3.3. La typologie de pétrole brut	30
II.3.3.1. Pétrole de la Mer du Nord	30
II.3.3.2. Pétrole de l’Afrique du Nord	35
II.4. L’écoulement des émulsions	43
II.4.1 rhéologique des émulsions (pétrole-eau)	44
II .4.1.1 Les propriétés rhéologiques des émulsions (pétrole-eau)	46
II .4.2 Calcul des propriétés rhéologiques	47
II.4.2.1. Modèle de Cross	47
II.4.2.2. Modèle de Krieger et Dougherty	47
II.4.2. 3. Modèle de Quémada	48

II.4.3 Points expérimentaux de la viscosité, vitesse de cisaillement et de la contrainte de cisaillement.....	49
II.4.4. Modélisation.....	49
II.4.4.1. Résultats et discussions.....	50
II.5. Conclusion.....	52
Chapitre III : Approche des modèles rhéologiques microstructurales	54
III.1. Introduction.....	54
III.2. Position du modèle de PTT et analogie avec le pétrole brut.....	55
III.3. Comportement d'une solution de polymères à l'écoulement viscoélastique.	56
III.4. Eléments de base de la théorie des réseaux	57
III.5. Formulation de base.....	60
III.5.1. Ecriture de l'équation bilan des chaînes.....	62
III.5.2. Ecriture de l'équation de contraintes.....	63
III.6. Modèle de Phan-Thien et Tanner.....	64
III.7. Modèle de Maxwell	66
III.8. Modèle Giesekus	67
III.9. Modélisations de l'écoulement du pétrole brut.....	68
III.10. Résultats et interprétation.....	78
III.11. Conclusion.....	85
Chapitre IV : Etude des effets thermiques du pétrole brut sur les pipelines	98
IV.1. Introduction.....	87
IV.1.1. L'écoulement laminaire dans les tubes circulaires (pipe-line)	88
IV.1.2. Transfert thermique	89
IV.1.3. Equation d'énergie.....	89
IV.2. Les lois d'écoulement.....	90
IV.2.1 Loi de puissance	90
IV.2.2. Temps et température de correction (Time-temperature shifting).....	91
IV.2.3. Masse volumique	93

IV .2.4. Matériaux non linéaires	94
IV.3. Modélisation numérique.....	96
IV.3.1. Modèle PTT.....	96
IV.3.1. Modèle de Maxwell.....	97
IV.4. Résultats et discussion.....	98
IV.5. Conclusion.....	107
Conclusion générale et perspectives	109
Références.....	

Listes des figures

- Figure II.1. Trois échelles caractéristiques dans une suspension. [41]
- Figure II.2. Représente la viscosité relative en fonction de la concentration du pétrole brut (cas étudié de plusieurs valeurs de la vitesse de cisaillement) [39].
- Figure II.3. Evolution de la viscosité de suspensions de particules en fonction de la fraction volumique. [33]
- Figure II.4. Représentation schématisée d'un système monodisperse et bidisperse. [33]
- Figure II.5. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultat expérimental pour $\dot{\gamma} = 7$ [1/s].
- Figure II.6. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultats expérimentaux pour $\dot{\gamma} = 23$ [1/s].
- Figure II.7. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultats expérimentaux pour $\dot{\gamma} = 46$ [1/s].
- Figure II.8. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultats expérimentaux pour $\dot{\gamma} = 92$ [1/s].
- Figure II.9. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultats expérimentaux pour $\dot{\gamma} = 184$ [1/s].
- Figure II.10. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultats expérimentaux pour $\dot{\gamma} = 368$ [1/s].
- Figure II.11. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultats expérimentaux pour $\dot{\gamma} = 743$ [1/s].
- Figure II.12. Courbes d'écoulement de fluides présentant une contrainte critique [37].
- Figure II.13. L'évolution de la viscosité en fonction du taux de cisaillement pour le pétrole brut à 30°C [94].
- Figure II.14. L'évolution de la viscosité en fonction de la contrainte de cisaillement pour le pétrole brut [38].
- Figure II.15. L'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement [35]
- Figure II.16. Evolution de la contrainte de cisaillement (τ) en fonction du taux de cisaillement ($\dot{\gamma}$) pour $\phi = 0,44$, (Expérience et modèle de Herschel-Bulkley).

- Figure II.17. Evolution de la contrainte de cisaillement (τ) en fonction du taux de cisaillement ($\dot{\gamma}$) pour $\phi=0,44$, (Expérience et modèle de Bingham).
- Figure II.18. Evolution expérimentale de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut d'Afrique du Nord (type I), [35].
- Figure II.19. Comparaison des modèles d'Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales pour le pétrole brut de l'Afrique du Nord à $T=15,6^{\circ}\text{C}$.
- Figure II.20. Comparaison des modèles d'Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales pour le pétrole brut de l'Afrique du Nord à $T=18,33^{\circ}\text{C}$.
- Figure II.21. Comparaison des modèles d'Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales, de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut de l'Afrique du Nord de type I pour $T=21,11^{\circ}\text{C}$.
- Figure II.22. Comparaison des modèles d'Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales, de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut de l'Afrique du Nord de type I pour $T=23,89^{\circ}\text{C}$.
- Figure II.23. Evolution expérimentale de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut d'Afrique du Nord (type II), [35].
- Figure II.24. Comparaison des modèles d'Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales, de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut de l'Afrique du Nord de type II pour $T=10^{\circ}\text{C}$
- Figure II.25. Comparaison des modèles d'Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales, de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut de l'Afrique du Nord de type II pour $T=15,56^{\circ}\text{C}$.
- Figure II.26. Comparaison des modèles d'Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales, de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut de l'Afrique du Nord de type II pour $T=21,11^{\circ}\text{C}$.
- Figure II.27. Présentation simplifiée du comportement rhéologique des émulsions [35]
- Figure II.28. Comparaison des modèles Krieger & Dougherty, Cross et Quémada avec des données expérimentales de la viscosité apparente en fonction du taux de cisaillement pour le pétrole brut de la Mer du Nord
- Figure III.1. Comportement rhéologique du pétrole brut et de l'eau.
- Figure III.2. Schéma représentant un réseau

- Figure III.3. Analogie pétrole brut / solution de polymères, et modélisation.
- Figure III.4. Élément de Maxwell.
- Figure III.5. Equilibre des forces sur un élément fluide dans une conduite curculaire [41].
- Figure III.6. Contrainte de cisaillement (τ_{rz}) en fonction du temps et du diamètre de conduite pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle MPTT).
- Figure III.7. Contrainte normale en fonction du temps et du diamètre de conduite pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle MPTT).
- Figure III.8. Contrainte de cisaillement (τ_{rz}) en fonction du temps et du diamètre de conduite pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle de Maxwell).
- Figure III.9. Contrainte normale en fonction du temps et du diamètre de conduite pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle de Maxwell).
- Figure III.10. Contrainte de cisaillement (τ_{rz}) en fonction du temps et du diamètre de conduite pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle de Giesekus).
- Figure III.11. Contrainte normale en fonction du temps et du diamètre de conduite pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle de Giesekus).
- Figure III.12. Contrainte tangentielle en fonction du diamètre de conduite pour différents gradient de pression pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle PTT).
- Figure III.13. Contrainte tangentielle en fonction du diamètre de conduite pour différents gradient de pression pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle de Maxwell).
- Figure III.14. Contrainte tangentielle en fonction du diamètre de conduite pour différents gradient de pression pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle de Giesekus).
- Figure III.15. Vitesse en fonction du diamètre de conduite pour différents gradient de pression pour le pétrole brut Vénézuélien.
- Figure III.16. Contrainte à la paroi. Comparaison entre le modèle analytique et les modèles PTT, Maxwell et Giesekus pour le pétrole brut Vénézuélien.
- Figure IV.1. Effet de transfert thermique sur la distribution de vitesse dans un écoulement.
- Figure IV.2. a) Courbe dilatométrique du verre sodocalcique $75 SiO_2 - 15 Na_2 O - 10CaO$ [SCHOLZE1969] ; b) Influence de la température sur la masse volumique du verre de silice (Si_2O) et du verre de borate (B_2O_3) [SCHOLZE1969].
- Figure IV.3. Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle PTT pour le pétrole brut Algérien pour différents puissances n.
- Figure IV.4. Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle de Maxwell pour le pétrole brut Algérien pour différents puissances n.
- Figure IV.5. Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle PTT pour le pétrole brut Algérien pour différents coefficients de consistance k.

- Figure IV.6. Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle de Maxwell pour le pétrole brut Algérien pour différents coefficients de consistance k .
- Figure IV.7. Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle PTT pour le pétrole brut Algérien pour différents temps de relaxation λ .
- Figure IV.8. Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle de Maxwell pour le pétrole brut Algérien pour différents temps de relaxation λ .
- Figure IV.9. Contrainte tangentielle en fonction de la température et du temps pour le pétrole brut (modèle PTT).
- Figure IV.10. Contrainte tangentielle en fonction de la température et du temps pour le pétrole brut (modèle de Maxwell).
- Figure IV.11. Contrainte axiale en fonction de la température et du temps pour le pétrole brut (modèle PTT).
- Figure IV.12. Contrainte axiale en fonction de la température et du temps pour le pétrole brut (modèle de Maxwell).
- Figure IV.13. Contrainte radiale en fonction de la température et du temps pour le pétrole brut (modèle PTT).
- Figure IV.14. Contrainte radiale en fonction de la température et du temps pour le pétrole brut (modèle de Maxwell).
- Figure IV.15. Viscosité dynamique en fonction de la température (comparaison des résultats expérimentales avec le modèle de loi de puissance).
- Figure IV.16. Variation de la densité en fonction de la température pour le pétrole brut.(comparaison des résultats expérimentales avec le modèle loi de puissance).
- Figure IV.17. Contrainte tangentielle en fonction de la température pour le pétrole brut Algérien (comparaison des résultats expérimentales avec le modèle de Maxwell et PTT).

Liste des tableaux

Tableau I.1.	Classification des pétroles bruts selon la densité (source IFP).
Tableau II.1.	Modèles rhéologiques décrivant l'écoulement des fluides à contrainte critique [36].
Tableau II.2.	Valeurs de la contrainte de cisaillement et la vitesse de cisaillement [35].
Tableau II.3.	Paramètres rhéologiques de modèle Herschel-Bulkley du pétrole brut.
Tableau II.4.	Paramètres rhéologiques de modèle Bingham du pétrole brut.
Tableau II.5.	Valeurs de la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement pour différentes températures pour du Pétrole Brut d'Afrique du Nord (Type I), [35].
Tableau II.6.	Paramètres rhéologiques de Modèle d'Herschel-Bulkley pour différentes températures du pétrole brut d'Afrique du Nord (type I).
Tableau II.7.	Paramètres rhéologiques de Modèle de Bingham pour différentes Température du pétrole brut d'Afrique du Nord (type I).
Tableau II.8.	Valeurs de la contrainte de cisaillement et du taux de cisaillement du Pétrole brut d'Afrique du Nord (Type II), [35].
Tableau II.9.	Représente les paramètres rhéologiques de Modèle d'Herschel-Bulkley pour différentes températures du pétrole brut d'Afrique du Nord (type II).
Tableau II.10.	Représente les paramètres rhéologiques de Modèle de Bingham pour différentes Température du pétrole brut d'Afrique du Nord (type II).
Tableau II.11.	Points expérimentaux de la viscosité, vitesse de cisaillement et de la contrainte de cisaillement, [35].
Tableau II.12.	Valeurs des paramètres rhéologiques du pétrole brut.
Tableau II.13.	Valeurs des paramètres rhéologiques pour le modèle de Cross.
Tableau II.14.	Valeurs des paramètres rhéologiques pour le modèle de Quémada.
Tableau II.15.	Valeurs des paramètres rhéologiques pour le modèle de Krieger & Dougherty.
Tableau IV.1.	les différents facteurs shift.
Tableau IV.2.	Les conditions aux limites et les différents paramètres utilisés.

Nomenclature

Symboles	Désignation	Unité
D	Tenseur taux de déformation macroscopique	s^{-1}
h	La hauteur effective de cisaillement	m
L	Tenseur gradient de vitesse de l'écoulement local	s^{-1}
l_i	Taux de formation de i-chaînes	Sans unité
K	Constante de Boltzmen	Sans unité
k	Le coefficient de consistance	$Pa.s^n$
k_i	Taux de formation de i-chaînes	Sans unité
n	Indice de comportement	Sans unité
N_i	contrainte de Surmodulaire	Pa
$N_{i,0}$	Nombre de chaînes à l'équilibre	Sans unité
P	La pression	Pa (N/m^2)
Q	Le débit d'écoulement	m^3/s
r, r'	Variable rayon	m
R	Rayon	m
Re	Nombre de Reynolds	Sans unité
Re_c	Nombre de Reynolds critique	Sans unité
S	Section de la conduite	m^2
t	Temps d'écoulement	s
T	La température	$^{\circ}C$
$\frac{\Delta P}{L}$	Gradient de pression	Pa/m
u	Vitesse du fluide	m/s
U_{max}	Vitesse maximale du fluide	m/s
U_{moy}	Vitesse moyenne du fluide	m/s
x, y, z	Variables d'espace	M

Lettres grecques

Symboles	Désignation	Unité
α	Angle	Rd (°)
γ	La déformation dûe au cisaillement	Sans unité
$\dot{\gamma}$	Le taux de cisaillement	s ⁻¹
η	La viscosité dynamique	Pa.s
η_0	La viscosité initiale	Pa.s
η_∞	La viscosité limite	Pa.s
η_{app}	La viscosité apparente	Pa.s
η_m	La viscosité du fluide la loi de Krieger & Dougherty	
$\psi_i (\rho)$	Fonction de distribution de vecteurr extrémité	Sans unité
ν	La viscosité cinématique	m ² /s
ρ	Masse volumique	Kg / m ³
ξ	Paramètre définissant le taux de glissement	Sans unité
ς	le tenseur gradient de vitesse de l'écoulement local	s ⁻¹
τ	Contrainte de cisaillement	Pa
τ_{ij}	Contraintes de cisaillement	Pa
τ_w	Contrainte tangentielle à la paroi	Pa
	Contrainte pariétale	
η_0	La viscosité de cisaillement de taux zéro du pétrole brut	Pa.s
τ_c	Effort de cisaillement critique	Pa
λ_i	Temps de relaxation du fluide	
η_∞	La viscosité de cisaillement de taux de limite de pétrole brut	Pa.s
η_{ap}	La viscosité de cisaillement de taux de limite de pétrole brut	Pa.s
$G_{i,0}$	Module de cisaillement du pétrole brut	
η_{rel}	Viscosité relative donnée par de Krieger & Dougherty	Pa.s

η_{ap}	La viscosité de cisaillement de taux de limite du pétrole brut par Krieger & Dougherty		Pa.s
η_p	Viscosité du solvant		Pa.s
$[\eta]$	Viscosité intrinsèque (2,5)		Pa.s
Φ_m	Fraction maximum de volume de l'emballage (0,63-0,64)		
Φ	Fraction efficace de volume		
f	Coefficient de frottement		
ΔL	La longueur du pipe-line		m
R	Rayon de la pipe--line		m
r	Localisation dans le pipe-line	$0 \leq r \leq R$	m
Δp	Variation de pression		Pa
U_m	Vitesse moyenne		m/s
$\frac{\Delta P}{\Delta L}$	Perte de charge		Pa/m

Abréviations

PTT	Modèle Phan Thien Tanner
MPTT	Modèle Phan Thien Tanner Modifie

Introduction Générale

Actuellement, il est bien difficile de vivre sans ressources naturelles telles que le pétrole brut. Ce produit, provient de la dégradation d'une matière organique fossile, d'origine animale ou végétale, qui a été enfouie lors des temps géologiques.

La composition de ce fluide dépend à la fois de la nature de la matière première organique et de l'évolution subie dans les diverses conditions de température et de pression.

Dans beaucoup de produits chimiques et applications de traitement, les fluides doivent être chauffés ou refroidis et un éventail équipement peut être utilisé, exemple du pétrole brut dans l'industrie pétrolière. Parfois, la chaleur est produite dans le processus, comme dans l'extrusion qui est intensivement effectuée dans l'industrie des polymères alimentaires. Il peut également être nécessaire de réduire le taux auquel la chaleur est perdue ou pour s'assurer que la chaleur est enlevée à un taux suffisant dans l'équipement tel que des convoyeurs de vis. Dans la plupart des applications, c'est le taux de transfert thermique dans l'équipement de processus qui est d'intérêt principal. Cependant, avec les matériaux thermiquement sensibles (tels que des produits alimentaires, pétrole brut, la fermentation mousse, formulations pharmaceutiques), les profils de température doivent être connus et les températures permises maximum ne doivent pas être excédées.

A cause de leurs consistances élevées, des matériaux non-newtoniens sont plus fréquemment traités dans des conditions d'écoulement laminaire. En outre, les efforts de cisaillement sont généralement hauts que la génération visqueuse de la chaleur puisse rarement être négligée, et la dépendance de la température avec les propriétés rhéologiques s'ajoute à la complexité des équations de bilan énergétique, de masse et de la continuité. Donc des techniques numériques sont souvent nécessaires pour obtenir des solutions, même pour des états fortement idéalisés d'écoulement.

Une grande partie de l'activité de recherches dans ce secteur est reliée au transfert thermique aux fluides non-newtoniens dans l'écoulement laminaire des conduites circulaires et non-circulaires. Ces dernières années, une certaine considération a été

également donnée au transfert thermique aux fluides non-newtoniens, mais peu d'information est disponible sur le fonctionnement de l'équipement d'échange thermique dans les fluides non newtoniens.

Le but principal de notre travail est de proposer une compréhension des difficultés inhérentes au transport des matières épaisses dont le pétrole brut, ainsi que, les frais de cette problématique. En effet, l'écoulement des hydrocarbures dans les pipe-lines est très souvent perturbé en raison de l'interaction fluide solide.

À l'heure actuelle, on est toujours à la recherche et à l'identification des paramètres importants qui gouvernent les problèmes de transport du brut par pipe-line.

La structure du travail que nous envisageons est la suivante :

- ❖ détermination des caractéristiques rhéologiques du pétrole brut,
- ❖ une application des modèles de la rhéologie au pétrole brut,
- ❖ détermination d'un modèle rhéologique représentatif (le modèle MPTT, Maxwell et Giesekus) pour calculer les différentes contraintes dues à l'écoulement,
- ❖ l'influence des effets thermiques sur les conduites des pétroles bruts .

Afin de faire le point sur la connaissance actuelle des fluides non newtoniens, une étude bibliographique constitue notre **premier chapitre**. Elle est orientée vers les fluides tels que les pétroles bruts et les problèmes inhérents à leurs transports. Nous avons choisi les travaux qui tiennent compte de l'état de l'écoulement du fluide (pression, température, viscosité) et de l'influence des conditions extérieures (gisement).

La chapitre II présente une étude comparative entre quelques résultats expérimentaux et les théories des suspensions diluées avec des concentrations différentes, puis on a présenté deux modèles (Bingham et Herschel-Bulkley) pour classer le pétrole algérien dans le domaine de la rhéologie. Un calcul des différentes caractéristiques de l'écoulement du pétrole à l'aide de trois modèles courants (Cross, Krieger & Dougherty et Quémada) permet de justifier la nature non newtonienne du produit pétrolier.

Le chapitre III est consacré à la modélisation de l'écoulement avec quelques modèles MPTT qui nous permet de calculer les différentes contraintes (normales et

tangentielles). Ces dernières sont importantes pour la compréhension du comportement non newtonien. Elles permettent de décrire l'écoulement, dans les structures de type pipe-line, des produits hydrocarbures. Puis on présente une modélisation qui permet de simuler l'écoulement du pétrole brut dans une conduite axisymétrique et enfin, les résultats de ce modèle sont comparés à des résultats théoriques et expérimentaux existant dans la littérature.

Le chapitre IV est consacré aux effets thermiques du pétrole brut sur les pipe-lines à partir d'une modélisation numérique on utilise quelques modèles microstructuraux (modèle de Maxwell et PTT), et enfin, on termine notre travail avec une conclusion générale et des perspectives.

Chapitre I

Etude bibliographique

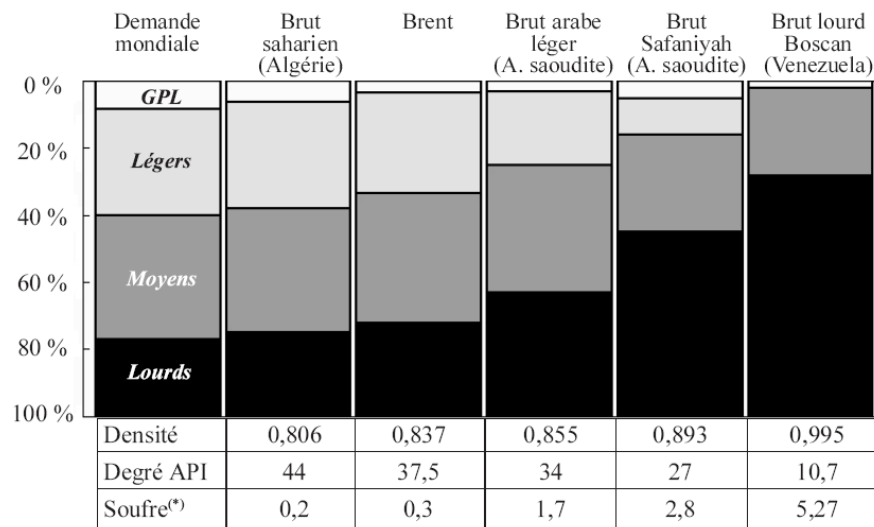
Le mot *pétrole*, est composé à partir des deux mots latins *petra* et *oleum*, signifiant littéralement *huile de pierre* : on trouve en effet le pétrole dans les *roches* sédimentaires de la croûte terrestre sous la forme d'un *liquide* brun plus ou moins visqueux. C'est un mélange complexe d'hydrocarbures, principalement utilisé comme source d'énergie. Ces hydrocarbures sont saturés, et à chaînes linéaires, ramifiées ou cycliques. Il contient aussi des traces de soufre, d'azote, d'oxygène, d'eau salée et de métaux (fer, nickel). On le trouve en grandes quantités dans des gisements enfouis sous la surface des continents ou aux fonds des mers et des deltas. Pour voir quels sont les problèmes inhérents à son transfert par pipe-line et voir quel est l'état de l'art en la matière, nous avons effectué la recherche bibliographique suivante :

Aldarouich T. [1] a présenté une étude sur l'origine du pétrole brut ainsi, après la mort des organismes vivants (végétaux et bactéries) la majeure partie de leurs débris est réutilisée dans le cycle biologique du carbone organique. La dégradation de ces matières passe par plusieurs étapes d'évolution qui s'étendent sur des temps géologiques variables. Ces organismes sont constitués de lipides, de protéines et d'hydrates de carbone. Lors de l'enfouissement, pour que ces matières organiques puissent échapper au cycle biologique, il leur faut un milieu anoxique (moins de 0.1 ml/l d'oxygène dissout) favorable à sa préservation. Cet enfouissement provoque une augmentation de la pression et de la température. Cette dernière se traduit par un *gradient géothermique* qui dépend du temps et des régions. Ces matières organiques subissent par la suite une *maturation* et une *sulfuration* donnant ainsi du bitume et du kérogène. Sous l'effet de la température, le kérogène subit un craquage, donnant naissance ainsi au pétrole brut au niveau de la roche mère.

Singh H. [2] a classé les pétroles bruts selon leurs utilisations. Ce choix est rendu possible par l'utilisation de différentes méthodes d'évaluation et par leur validité d'application. La description des différentes méthodes présentées est complétée par des exemples. Les résultats montrent que les méthodes sont complémentaires et permettent

d'obtenir des informations précises sur les rendements et les caractéristiques des huiles lubrifiantes obtenues à partir d'un pétrole brut.

Ujile Y. et Jingu H. [3] ont classé les huiles brutes en fonction de leur teneur en hydrocarbures et/ou de leurs propriétés physiques. Ils ont considéré que la densité est un critère important de qualité des pétroles bruts car elle constitue une indication sur les rendements des coupes pétrolières en raffinerie. Ils ont pu ainsi classer les bruts en cinq types, selon le tableau suivant (I.1).



Note : Teneur en % du poids.

Sources : CEG-IFP, juillet 2000 et ENSPM Formation Industrie.

Tableau I.1. Classification des pétroles bruts selon la densité (source IFP).

La gravité API peut remplacer la densité dans cette classification. Les deux paramètres sont inversement proportionnels; La gravité API est mesurée par un hydromètre avec une échelle, développée par **Maurice J. [4]**, à l'Institut Américain du Pétrole.

Pierre C., Barré L., Pina A. et Moan M. [5] ont étudié le caractère résistif de l'écoulement du pétrole brut. Ils ont mis en évidence l'influence des deux composés les plus lourds et les plus polaires des bruts que sont les asphaltènes et les résines. Leurs résultats ont montré le rôle prépondérant des asphaltènes sur la viscosité des bruts lourds.

Noïk C., Malot H., Dalmazzone C. et Mouret A. [6] nous apprennent que, puisque la formation d'émulsions est inévitable en production pétrolière, il y a lieu de la caractériser. Cette caractérisation nous permet d'identifier les problèmes susceptibles de se

produire dans les procédés de séparation et de transport. Ne pouvant faire la caractérisation en ligne (opacité importante), les auteurs ont mesuré la taille des gouttes des émulsions sur site en prélevant une partie représentative de l'écoulement et de bloquer le système. Ce procédé permet de conserver l'agglomération des gouttelettes avant l'analyse au laboratoire. Cette conservation en l'état, peut se faire grâce à l'encapsulation des gouttelettes par formation d'un film de polymère à l'interface eau/huile. Cette technique a été appliquée au laboratoire et validée sur site pétrolier.

Qian J. W., Qi G. R., Ding X. Z. et Yang S. L. [7] ont mis en évidence un nouveau paramètre pour évaluer l'efficacité de l'écoulement des polymères. Ces derniers étant similaires aux pétroles bruts. Le paramètre est calculé par le viscosimètre de solution additionnée. Ils ont trouvé que l'amélioration des propriétés rhéologiques du pétrole brut, tel que, la réduction de la viscosité apparente, la diminution du point de congélation et l'élévation de la température de la cristallisation diminue le caractère résistif à l'écoulement du pétrole brut.

Li H. et Zhang J. [8] ont travaillé sur l'excès de cire sur l'état de contrainte des pétroles bruts et leurs antécédents thermiques. Ce modèle a été établi en tenant compte du comportement rhéologique de pétrole brut riche en cire. Le modèle ainsi dégagé permet de prédire, numériquement, les valeurs de la viscosité du pétrole brut en faisant varier les conditions thermiques et l'état de contrainte.

Dan D. et Jing G. [9] ont proposé un nouveau modèle de la viscosité pour prédire le comportement des émulsions non newtoniennes. Ils ont développé des relations empiriques et théoriques pour décrire la viscosité apparente en tenant compte de la teneur en eau dans l'émulsion. Le modèle qu'ils ont proposé, qui a été validé expérimentalement, peut prédire la viscosité relative (apparente) pour les émulsions aqueuses.

Farah M. A., Oliveira R. C., Caldas J. N. et Rajagopal K. [10] ont démontré que la teneur en eau dans les émulsions de pétrole est importante dans les industries pétrolières lors de diverses opérations de production. Cette teneur peut être de l'ordre de 60% du volume. Elle est moins importante pour les opérations de raffinage. La viscosité efficace de l'émulsion considérée dépend grandement du facteur de fraction de volume et

ce, pour différentes phases et températures. L'équation qu'ils ont proposée donne de bons résultats entre les viscosités mesurées et calculées.

Elsharkawy A.M. et Alikhan A.A. [11] ont présenté un nouveau modèle empirique pour prédire la viscosité des pétroles bruts du Moyen Orient, qu'ils soient saturés ou non saturés. Ils ont utilisé 254 échantillons pour développer leur modèle et, sa précision et ses limites sont discutées. Ce modèle répond à une nécessité vu que, les viscosités mesurées sur site n'étaient plus valables ; alors que la connaissance de la viscosité est nécessaire pour dimensionner les équipements de production et pipe-lines et, également, pour planifier les méthodes thermiques utilisées pour récupérer le pétrole resté piégé dans le réservoir.

Kané M., Djabourov M., Volle J-L., Lechaire J-P. et Frebourg G. [12] ont fait une étude qui montre que la formation du gel dans le pétrole brut est d'une importance majeure pour sa production et son transport. Dès que le pétrole est extrait, la baisse de température induit une cristallisation partielle de la paraffine et ceci est dû, en premier lieu, aux longues molécules d'alcane. Quand le pétrole est refroidi dans les conditions normales, le gel apparaît dès qu'il y a environ 1 à 2% de cristaux. Pourtant, durant une extraction sous des conditions normales avec un bon gradient de pression, le pétrole demeure fluide bien que la cristallisation est déjà là. Leurs recherches ont montré que ceci est influencé par la morphologie des cristaux de paraffine présents dans le pétrole brut et la valeur de ses taux de contraintes de cisaillement. De plus, les auteurs nous présentent différentes techniques d'observation de la formation du gel.

Dante Roberto C., Geffroy E. et Chávez A.E. [13] ont montré que les propriétés viscoélastiques, à une température donnée, du pétrole brut peuvent s'exprimer en termes de temps de relaxation. Le carré du spectre de relaxation obtenu, lorsqu'il est appliqué au modèle de Maxwell, est en concordance avec les résultats expérimentaux obtenus avec des échantillons du pétrole du sud du Mexique. Les auteurs proposent un modèle complet et approprié pour décrire les propriétés viscoélastiques du pétrole étudié. Ils ont obtenu de bons résultats pour décrire le comportement viscoélastique et ce, à différentes températures.

Lu Xiaohu, Kalman Bjorn et Redelius Per [14] ont développé une nouvelle méthode pour déterminer la teneur en cire du pétrole brut. Elle est basée sur une analyse d'une fine couche par chromatographie à laquelle s'ajoute une analyse, en deux étapes, avec des solvants. Le principe de leur méthode est de séparer par adsorption, en premier lieu, les éléments saturés des autres composés importants. La cire est ensuite séparée des fractions saturées en y ajoutant un solvant à faible pouvoir et, en maintenant la température assez basse (-20°C) pour que la cire reste à l'état solide et que l'on puisse la quantifier. Ils ont obtenu de bons résultats en testant leur méthode sur plusieurs échantillons ; même ceux qui contiennent des isoalcanes et des n-alcanes. De plus, en changeant la température du solvant, ils ont réussi à caractériser la cire avec plus de précision.

Dean Edward J., Glowinski Roland et Guidoboni Giovanna [15] ont reconsidéré les divers résultats et méthodes, depuis les années 1970 à nos jours, concernant la simulation numérique de Bingham des écoulements viscoélastiques. Ils ont considéré, dans un premier cas, l'écoulement dans les pipe-lines cylindriques et ensuite, l'écoulement dans des cavités multidirectionnelles. Les méthodes qu'ils présentent tiennent compte des méthodes classiques actualisées par des multiplicateurs de Lagrange pour améliorer les modèles.

Dans cet article, **Vinay Guillaume, Wachs Anthony et Agassant Jean-François [16]** examinent une simulation numérique d'un écoulement transitoire isotherme d'un fluide viscoélastique faiblement compressible dans un pipe-line de géométrie axisymétrique. Ils ont utilisé le modèle Bingham pour caractériser les propriétés viscoplastiques du fluide et de plus, ils ont tenu compte du coefficient de compressibilité isotherme. Les résultats obtenus par cette méthode convergent avec les données expérimentales en tenant compte particulièrement de l'influence du caractère de compressibilité du fluide, de la pression et du temps de redémarrage de l'écoulement.

Dehkissia Soumaïne, Larachi Faiçal, Rodrigue Denis et Chornet Esteban [17] ont caractérisé les pétroles bruts d'exploitation commerciale récente d'un champ pétrolifère de l'Afrique de l'est. Ils ont chauffé le pétrole brut dans la plage de 30 à 60°C ce qui a entraîné la diminution de la teneur en asphaltène. Cette diminution, à

laquelle s'ajoute une amélioration des propriétés chimiques, par dopage, a permis de changer les caractéristiques intrinsèques, rendant ainsi la viscosité plus grande. Le comportement du pétrole devient alors newtonien, ce qui facilite son transport par pipelines.

Javaherdeh K. et Devienne R. [18] ont présenté des résultats expérimentaux et numériques concernant le transfert thermique pour des fluides d'Herschel-Bulkley dont la consistance varie avec la température. L'écoulement considéré s'effectue dans une canalisation cylindrique horizontale (pipe-line) soumise à un refroidissement pariétal dû à un écoulement extérieur à contre courant. La modélisation fait intervenir le gradient pariétal de vitesse à l'entrée de la zone d'échange, ce qui introduit indirectement les propriétés rhéologiques du fluide. Suivant les conditions expérimentales, la température de paroi peut devenir inférieure à la température axiale de solidification du fluide non newtonien, pour certaines positions.

Vinay Guillaume, Wachs Anthony et Agassant Jean-François [19] ont examiné, par simulation numérique, l'écoulement du pétrole brut riche en cire qui peut être considéré comme étant un fluide viscoplastique isotherme. Les conditions de la température externe créent des problèmes de transport d'un tel fluide dans les pipe-lines. Pour modéliser l'influence de cette température, ils ont utilisé le modèle rhéologie de Bingham qui dépend des contraintes de cisaillements et de la température. Ce modèle obtenu par la méthode des éléments finis a donné des bons résultats.

Farina A. et Fasano A. [20] ont montré que, partant de la constatation qu'à basse température, c'est la cire qui est responsable du comportement non newtonien du pétrole riche en cire. La cristallisation de cette cire semble être responsable de ce comportement non newtonien. De plus, les propriétés du flux montrent une dépendance de la structure du fluide en fonction de la contrainte cyclique (thixotropie). En se basant sur des données expérimentales, ils ont développé un modèle physique qui essaye de décrire le comportement rhéologique, de ce type de fluide, à basse température. En comparant leurs résultats avec un modèle numérique, ils ont eu une bonne convergence de résultats, validant ainsi leur modèle expérimental.

Cruz D.O.A. et Pinho F.T. [21] ont présenté deux solutions pour modéliser l'écoulement d'un fluide viscoélastique. A de tels fluides, qui se comportent comme des

polymères, les auteurs ont ajouté un solvant qui a un comportement newtonien. Pour décrire l'écoulement, ils ont utilisé trois modèles, Phan-Thien & Tanner (PTT), FENE-P et Giesekus. La première solution, qui est semi-analytique, nous donne des solutions exactes. La deuxième solution, qui est analytique, nous donne des solutions approximatives. Les conditions de validité d'application de l'une ou de l'autre méthode sont mises en relief par les auteurs. Ils ont dégagé également un critère de précision pour le choix de la méthode appropriée.

Davidson Malcolm R., Nguyen Q. Dzuy, Chang Cheng et Rønningsen Hans Petter [22] ont simulé le redémarrage de l'écoulement dans un pipe-line du pétrole brut gelé riche en cire issu de la Mer du Nord, après un arrêt accidentel. Le modèle suppose que le redémarrage de l'écoulement se fait par introduction, à pression constante, par l'intermédiaire d'une pompe, d'un deuxième fluide de type de Bingham. Le comportement rhéologique du pétrole gelé est caractérisé en fonction du temps et du champ de contrainte. Le redémarrage de l'écoulement tient compte de la compressibilité et de la variation des propriétés rhéologiques et physiques des deux fluides le long du pipe-line. Les effets du champ de contrainte et de la compressibilité du pétrole gelé sont mis en relief en introduisant le concept de propagation du champ de contrainte frontal et la compression initiale de l'écoulement. Le modèle a mis en relief que l'écoulement dépend de deux délais, l'un est dû au comportement transitoire du champ de contrainte et l'autre est dû aux effets de compressibilité. La compressibilité du fluide agit positivement sur le taux de cisaillement, sur le mouvement de l'interface fluide-pétrole et sur la disparition du pétrole gelé. Ce modèle est plus réaliste dans la prédiction de redémarrage que les autres existants pour les fluides incompressibles.

Azevedo Cesar R.F [23] a mis en évidence que les fissures se font, généralement, à l'intérieur des pipe-lines. Il a observé que la principale fissure se trouve entre la zone affectée par la chaleur et cordon de soudure. Elle se propage d'une façon continue radialement et le long du pipe-line. Il a mis en relief que des contraintes naissent à partir des défauts des cordons de soudure et des amorces de corrosion. Il a montré également qu'au niveau de la couche interne du tube et au niveau de la fissure, se déposent de fines couches riches en Fe, O et S. L'auteur a constaté que la trajectoire de la propagation de la fissure ne suit pas la macrostructure de la zone de la soudure mais augmente

perpendiculairement, d'une part à la surface interne du tube et, d'autre part à la contrainte de tension. Néanmoins, cette propagation se fait selon la nature et la microstructure du métal plutôt qu'en suivant la zone affectée par la chaleur.

Dans cet article, **Zaki Nael N. [24]** a présenté un travail sur les différents facteurs qui affecte la stabilité et la viscosité de l'émulsion pétrole-eau au moment de son transport dans les pipe-lines. L'étude a révélé que plus la stabilité de l'émulsion augmente avec celle du catalyseur anionique et que la tension interfaciale diminue d'une façon considérable. Cette stabilité augmente aussi avec la vitesse de brassage et l'élévation de la température. Il a montré que la viscosité de l'émulsion, pétrole brut-eau, diminue quand la teneur en pétrole et la vitesse de brassage diminuent et en augmentant la température. De plus, il a remarqué que les points d'écoulement des émulsions pétrole-eau, pour différentes teneurs en pétrole, sont toujours inférieurs à ceux du pétrole brut issu du gisement.

Rudman M., Blackburn H.M., Graham L.J.W. et Pullum L. [25] ont fait une simulation numérique d'un écoulement faiblement turbulent d'un fluide non newtonien. Par simplification, ils ont utilisé deux modèles rhéologiques newtoniens basés sur une méthode spectrale de Fourier. Les résultats obtenus pour la loi rhéologique de puissance (contrainte de seuil) convergent avec les valeurs expérimentales qui existent dans la littérature. Ils ont mis en évidence que plus l'écoulement diminue en intensité, pour un même nombre de Reynolds, plus l'écoulement adopte un profil non newtonien. Pour confirmer leurs résultats, ils ont utilisé le modèle de Herschel-Bulkley, qui est basé sur les contraintes de cisaillement en fonction du taux de cisaillement, ils ont pu ainsi valider leurs valeurs en les comparant à des valeurs expérimentales de la littérature. Ce modèle permet une meilleure compréhension de la transition vers un comportement non newtonien d'un écoulement turbulent.

Yu Bo, Wang Yi, Zhang Jinjun, Liu Xin, Zhang Zhengwei et Wang Kai [26] ont fait une simulation numérique pour étudier l'impact du froid sur le pétrole brut chaud transporté dans les pipe-lines. Les pipe-lines étudiés sont ceux utilisés dans l'ouest de la Chine. Ils ont mis en relief l'influence des propriétés physiques du pétrole brut, en tant que fluide non newtonien, pour étudier l'effet du froid en fonction des caractéristiques rhéologiques et pour différentes conditions climatiques.

Campanella O. H., Dorward N. M. et Singh H. [27] ont étudié les propriétés rhéologiques des émulsions pétrole-eau stabilisées par divers émulsifiants. Ils ont étudié la stabilité en faisant varier la concentration de la fraction de volume de 10 à 70%. La plus part des émulsions montrent un comportement newtonien pour une faible concentration de pétrole et un comportement plastique ou pseudo-plastique pour des concentrations élevées. La concentration en pétrole, pour l'ensemble d'émulsions, a été normalisée par un facteur de normalisation qui dépend du taux de cisaillement. Ce qui a permis d'établir les courbes donnant la viscosité relative en fonction de la concentration normalisée. Ces courbes expérimentales peuvent être lissées par un modèle mathématique empirique. Ce modèle a été utilisé avec succès pour prédire la viscosité d'autres émulsions existantes dans la littérature.

Barry E.G. [28] a mis en relief que, depuis la découverte du grand pouvoir d'écoulement du pétrole brut riche en cire d'Afrique du Nord, a créé une demande d'une nouvelle technologie de transport. Un examen de la littérature relative aux facteurs affectant l'écoulement non newtonien du pétrole brut riche en cire a mis en relief les bases nécessaires au dimensionnement d'une installation de pompage d'un écoulement turbulent. Pour établir les fondations de son travail, l'auteur a mené, en laboratoire, des tests sur l'écoulement non newtonien en utilisant du pétrole brut riche en cire de l'Afrique du Nord. Les tests ont été menés pour plusieurs diamètres de pipe-line. Ces données de laboratoire ont été corrélées avec des tests grandeur nature pour savoir, quel test, et quelle méthode nous donne les prédictions les plus précises. Son étude est basée sur la détermination des contraintes de cisaillement, le taux de cisaillement, le débit d'écoulement et ce, pour différentes températures.

Dans le but de prédire le comportement des implants tels que les prothèses aortiques, **Amblard A. et Bousaid B. [29]** ont mis en relief la nécessaire collaboration entre les chirurgiens et les chercheurs en biomécanique afin de déterminer les différentes contraintes induites par l'écoulement du sang sur la prothèse et sur la paroi des conduits. Comme les mesures in vivo ne sont pas réalisables, ils ont trouvé intéressant de dégager un modèle, le plus réaliste possible du contexte, pour évaluer les valeurs physiques physiopathologiques qui ont un intérêt médical telles que les contraintes de cisaillement à la paroi. Le sang est un fluide non newtonien qui a, lors de son écoulement, des phénomènes qui ne peuvent pas être représentés par des modèles traditionnels. Pour traiter

ce cas, ils ont utilisé le Modèle de Phan-Thien & Tanner (MPTT) pour calculer les différents paramètres rhéologiques en tenant compte de la déformation microstructurale.

Makria. A [30] a présenté des résultats concernant le comportement rhéologique d'émulsions concentrées obtenues à partir de différents types de pétroles lourds. Elle a étudié l'effet de différents paramètres tels que les caractéristiques physico-chimiques de la phase continue et dispersée, tensioactifs, agitation, etc..., sur la viscosité non newtonienne et la granulométrie des émulsions. Elle a établi quelques corrélations entre les paramètres structuraux et rhéologiques caractéristiques obtenus à partir de trois lois semi-empiriques décrivant l'évolution de la viscosité en fonction du taux de cisaillement. Finalement, elle a appliqué les formulations au cas des écoulements laminaires en conduite.

Meriem Benziane M., Bousaïd B., Bonneau O. et Liazid A. [31] ont fait une étude sur le transport de matières épaisses qui joue un rôle important dans de nombreux secteurs économiques, notamment dans l'industrie pétrolière. Ils ont mis en évidence que l'écoulement des hydrocarbures dans les pipelines est parfois perturbé en raison de l'interaction fluide solide. Le pétrole brut est un fluide non newtonien présentant durant son écoulement un comportement complexe qui ne peut pas être représenté par des modèles traditionnels qui considèrent le fluide homogène. Cette étude utilise le modèle de Phan-Thien et Tanner (MPTT). Ils ont calculé les contraintes de cisaillement avec ce modèle ce qui permet d'étudier quelques phénomènes importants telles que la corrosion ou la chute de pression contrôlée par le coefficient de frottement sous des conditions d'écoulement turbulent.

Paling Pers, Moldestad Perete Øverli, Johansen Øistein, Lewis Alun et Rødal Jon [32] ont fait une étude concernant le comportement visqueux d'émulsions d'un pétrole lourd très visqueux (Mer du Nord) dans de l'eau additionnée d'un tensioactif anionique a été réalisée. Leur étude a montré que, pour la gamme des vitesses de cisaillement existant dans le transport par oléoduc, des réductions de viscosité de plusieurs ordres de grandeur par rapport à la viscosité du pétrole peuvent être obtenues avec des fractions volumiques de la phase dispersée de l'ordre de 60 %.

Conclusion

Nous avons mené une étude bibliographique sur les fluides non-newtoniens tels que le pétrole brut, et les problèmes inhérents à leur transport. Nous avons ciblé les articles qui tiennent compte de l'état de l'écoulement (pression, température, viscosité) et de l'influence des conditions extérieures. Notre contribution à l'état de l'art est originale puisque nous nous proposons d'étudier l'écoulement du pétrole brut en tenant compte des déformations internes selon la pression, la température, et la viscosité.

Pour ce faire, nous allons utiliser quelque modèle microstructural (modèle de Phan-Thien et Tanner (PTT), Giesekus et Maxwell) qui, d'après les articles consultés, nous semble bien représenter la réalité et nous permettra ainsi de calculer les différentes contraintes.

Chapitre II

Etude de comportement rhéologique de pétroles bruts

II.1. Introduction :

Les procédés de préparation des produits (solutions, pâtes, ... etc.) ou de formage de pièces (en métallurgie, en plasturgie ... etc.) nécessitent inmanquablement l'écoulement de la matière, il est donc nécessaire de connaître leurs comportement rhéologique et mécanique. On se propose donc, d'étudier et comprendre le comportement rhéologique de pétrole brut (fluide non-newtonien), et puisque la réalisation des quelques mesures expérimentales sont difficiles, il est nécessaire de recourir à la modélisation numérique.

II.2 Suspension des particules solides (effets de concentrations):

II.2.1 Généralités sur les suspensions:

Une suspension ou dispersion est l'état d'un solide divisé, mêlé à la masse d'un liquide sans être dissous par lui. Les suspensions sont omniprésentes dans la vie courante : pétrole, peinture, céramique et ciment, Le contrôle de la structure des suspensions constitue donc un intérêt primordial pour l'industrie. La stabilité et la rhéologie sont les deux paramètres qu'il faut maîtriser dans une suspension. La stabilité dépend de la taille des particules mais aussi du contrôle des propriétés physico-chimiques de leurs surfaces. Cette partie n'a pas la prétention de faire un catalogue exhaustif des forces mises en jeu dans les suspensions.

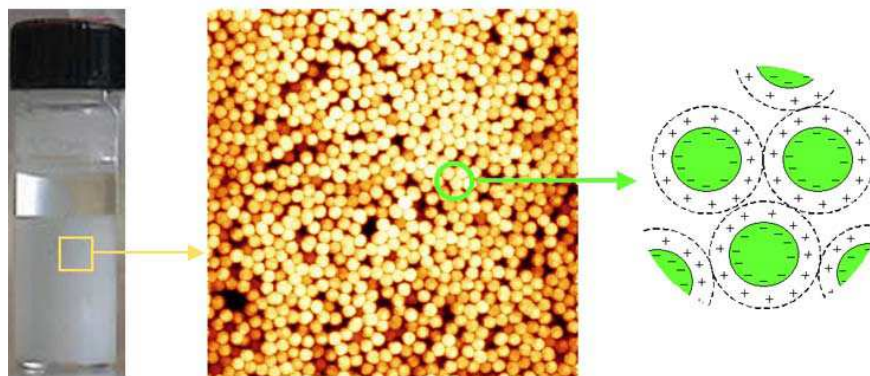


Figure II.1. Trois échelles caractéristiques dans une suspension. [41]

Dans cette figure en remarque trois échelles caractéristiques comme suit :

- Echelle macroscopique, représentée par un échantillon homogène avec ou sans séparation de phase
- Echelle microscopique, où l'on remarque le coté multiphasique (particules dans le liquide)
- Echelle nanoscopique, qui est l'échelle des interactions de surface. [41]

II.2.2 Effet de concentration:

Le comportement d'un polymère mis dans une suspension dépend de sa nature mais aussi de sa concentration. Les évolutions avec la concentration sont différentes suivant que le polymère s'adsorbe ou pas sur la surface des particules [33].

La figure (II.2) donne la viscosité relative en fonction de la concentration, et montre clairement ce comportement newtonien.

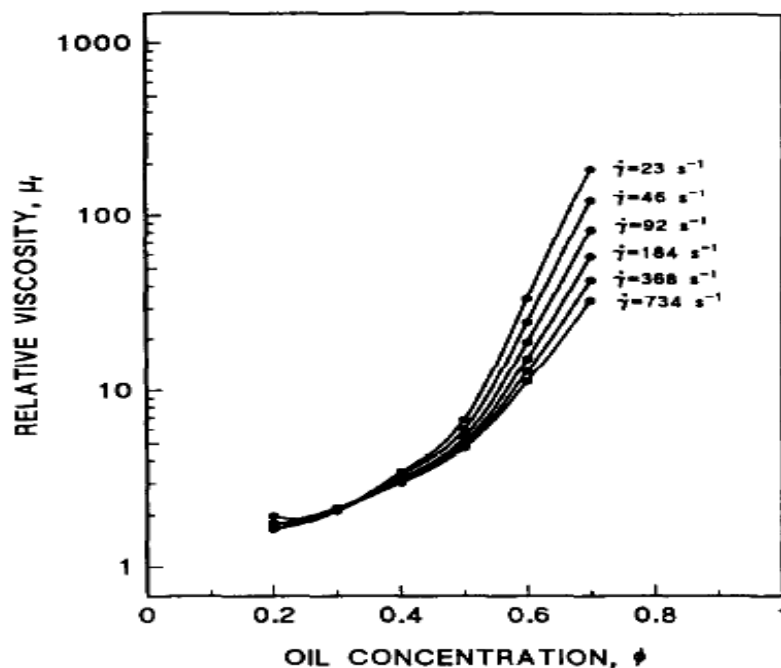


Figure II.2. Représente la viscosité relative en fonction de la concentration du pétrole brut (cas étudié de plusieurs valeurs de la vitesse de cisaillement) [39].

II.2.3 Viscosité des suspensions:

La viscosité d'une suspension est contrôlée par :

- la fraction volumique solide comme montre (Figure II.2).

- l'empilement compact maximum des particules qui dépend de la distribution de tailles des particules, de leur forme et de leur densité.
- les interactions de surface

Nous nous intéressons ici aux deux premiers facteurs. Les interactions de surface ont un effet sur l'état de dispersion des particules. Il faut s'intéresser au comportement viscoélastique de la suspension dans le cas où nous considérons les interactions de surface des particules.

La forme des particules modifie aussi les propriétés d'écoulement. L'alignement de fibres sous écoulement, par exemple, entraîne une diminution de la viscosité sous écoulement (rhéofluidification).

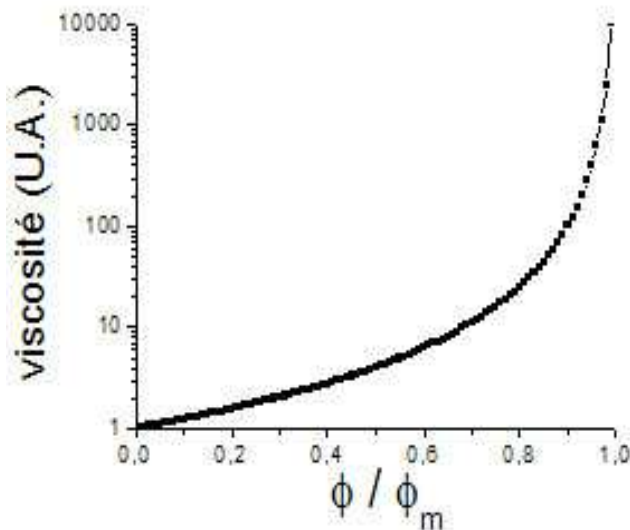


Figure II.3. Evolution de la viscosité de suspensions de particules en fonction de la fraction volumique. [33]

II.2.4 influence de la distribution de tailles:

La viscosité évolue fortement avec la fraction volumique dans les suspensions concentrées. L'optimisation de la distribution de tailles d'une suspension entraîne pour une même fraction volumique solide, une diminution de la viscosité pouvant atteindre un facteur.

L'évolution de la viscosité avec la distribution de tailles a été étudiée en multipliant le nombre de distributions de particules dans une suspension. Ainsi prédit la viscosité de suspensions multimodales à partir de celle d'une suspension monodisperse[35]. Le principe est simple (Figure II.3), la suspension des plus petites particules est considérée comme le milieu dispersant plus que celle des grandes particules. Si la suspension n'est

composée que des plus petites particules alors leur fraction volumique ϕ_p est définie comme suit :

$$\phi_p = \frac{V_p}{V_p + V_s} \quad (\text{II. 1})$$

Où V_s est le volume du fluide de dispersion. Si maintenant nous ajoutons des grosses particules à la suspension de petites

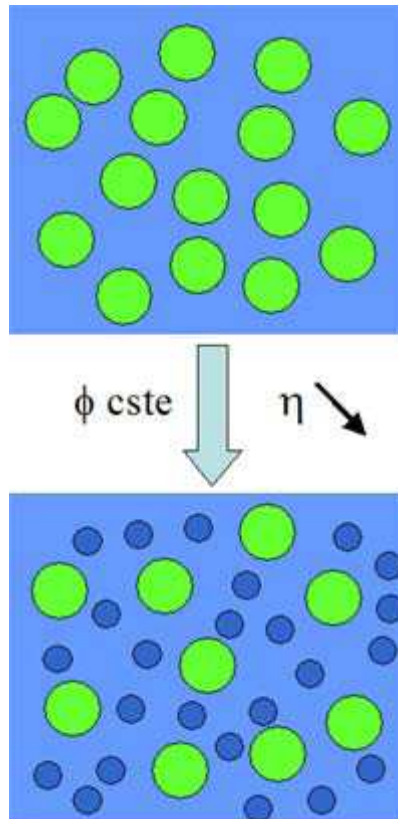


Figure II.4. Représentation schématique d'un système monodisperse et bidisperse. [33]

Les petites particules sont mobiles dans le fluide dispersé. Les grosses particules ne discernent pas les plus petites du milieu dispersé.

II.2.5. Présentation des quelques modèles sur les suspensions de sphères solides :

La méthode la plus simple de décrire la structure du pétrole est de voir celui-ci comme une suspension de particules solides, dans un solvant newtonien, Il s'agit de la théorie des suspensions diluées [33] dont les prémices remontent à 1906 avec les résultats d'Einstein, qui furent ensuite largement repris et modifiés.

a) Modèle Einstein:

Les travaux d'**Einstein** en rhéologie portent sur les suspensions très diluées de sphères rigides, de concentration volumique Φ ($\Phi \leq 0.03$), dans un solvant newtonien de viscosité η_s . Il propose la formule, valable pour tout type d'écoulement,

$$\frac{\eta}{\eta_s} = 1 + 2.5 * \Phi \quad (\text{II.2})$$

où $\frac{\eta}{\eta_s}$ est la viscosité relative moyenne de la suspension.

b) Modèle Batchelor & Green:

Batchelor & Green (1972) ajoutent à cette formule un terme quadratique, pour tenir compte du mouvement des particules :

$$\frac{\eta}{\eta_s} = 1 + 2.5 * \Phi + 6.2 * \Phi^2 \quad (\text{II.3})$$

c) Modèle Batchelor & Green modifié:

Une forme plus complexe est proposée par **Phan-Thien & Pham** (1987). Ils considèrent une suspension de concentration Φ , et de viscosité η . L'ajout d'une petite quantité de particules $d\Phi$ dans la fraction $(1-\Phi)$ de fluide restant augmente la concentration de $d\Phi(1-\Phi)$. En utilisant la relation d'Einstein, l'incrément de viscosité s'écrit alors :

$$d\eta = 2.5 \frac{d\Phi}{(1-\Phi)} \eta$$

après intégration on obtient :

$$\frac{\eta}{\eta_s} = (1-\Phi)^{-2.5} \quad (\text{II.4})$$

d) Modèle Ball & Richmond:

Ball & Richmond (1980) proposent une expression simple en faisant intervenir une fraction maximale admissible Φ_m (≈ 0.64 pour des sphères) comme suit :

$$\frac{\eta}{\eta_s} = \left(1 - \frac{\Phi}{\Phi_m}\right)^{-2.5*\Phi_m} \quad (\text{II.5})$$

Où Φ et Φ_m désignent respectivement la fraction volumique des particules et la fraction maximale admissible, et $[\eta]$ est la viscosité intrinsèque de la suspension.

e) Modèle Frankel & Acrivos (1967):

S'attacha au fait que pour les suspensions denses, les forces de « lubrification » entre les particules voisines dominaient et que la distance sphère-sphère était un paramètre important. Ils proposèrent la relation :

$$\frac{\eta}{\eta_s} = \frac{9 * \left(\frac{\Phi}{\Phi_m}\right)^{1/3}}{8 * \left(1 - \left(\frac{\Phi}{\Phi_m}\right)^{1/3}\right)} \quad (\text{II.6})$$

f) Modèle Metzner (1985) :

Il est clair que la règle simple pour augmenter la viscosité (η) avec concentration en volume de particules (φ) est préconisée par Krieger (1972) et Metzner (1985) [46] est généralement suffisante. Krieger (1972) et Metzner (1985) a proposé que la viscosité relative pourrait être décrite par

$$\frac{\eta}{\eta_s} = \left(1 - \frac{\varphi}{A}\right)^{-2} \quad (\text{II.7})$$

η ici est la viscosité (Newtonien) du solvant, η_s est la viscosité de la suspension, φ est la fraction volumique de la phase solide et A est une constante (valeur maximale de la fraction volumique admissibles). Pour sphères lisses $A \sim 0,6$, et pour des sphères rugueuses et les particules non sphériques A peut être ajusté à des valeurs inférieures (Tanner, 2000).

G)présentation des quelques résultats :

D'après l'utilisation de la méthode des moindres carrés, on peut présenter une comparaison de ces différents modèles avec les résultats expérimentaux obtenus pour une suspension de sphères rigides à divers taux de concentration comme montre les Figures (II.5), (II.6), (II.7), (II.8), (II.9), (II.10) et (II.11).

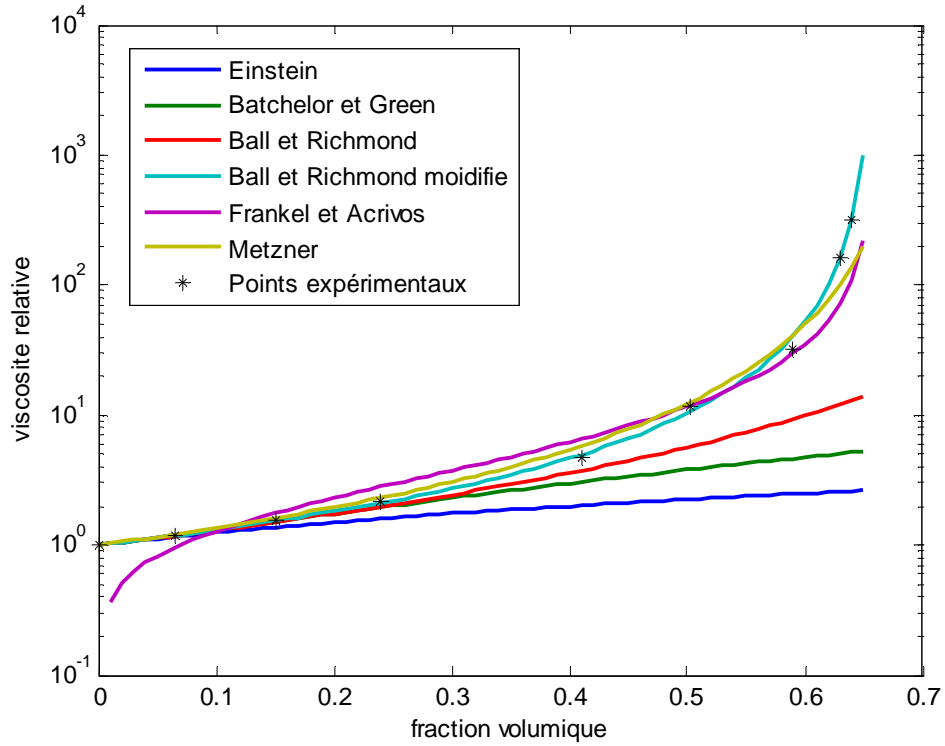


Figure II.5. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultat expérimental pour $\dot{\gamma} = 7$ [1/s].

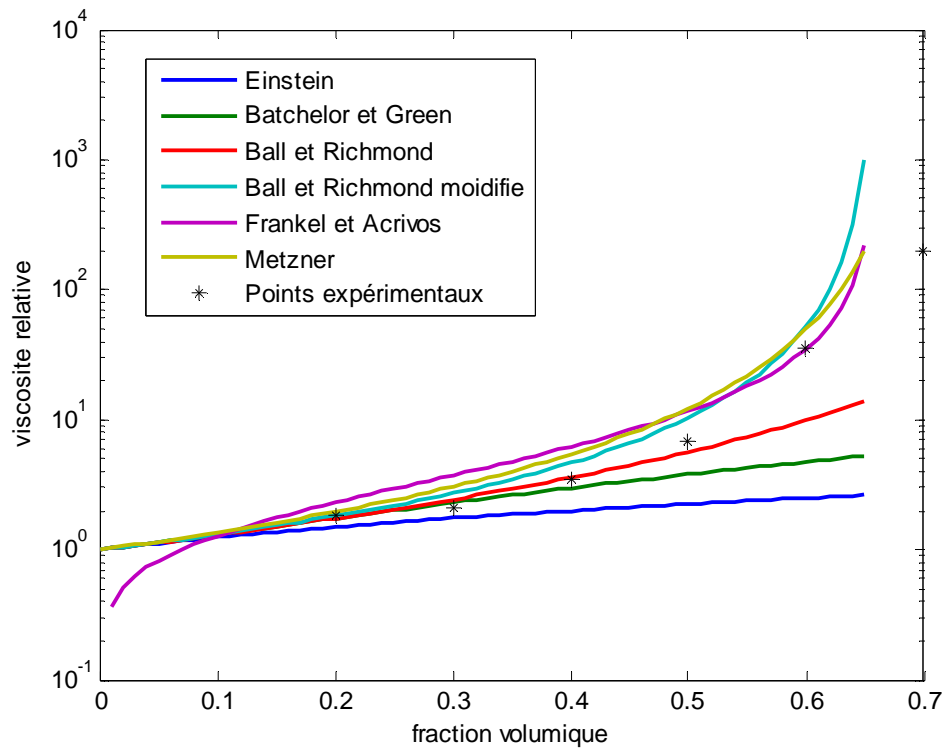


Figure II.6. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultats expérimentaux pour $\dot{\gamma} = 23$ [1/s].

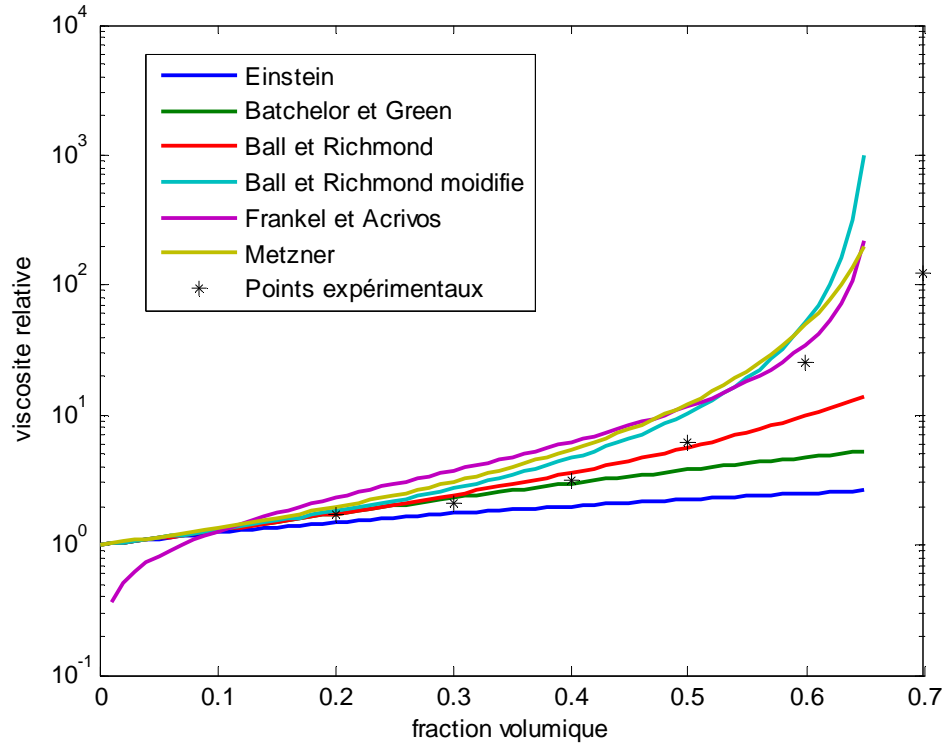


Figure II.7. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultats expérimentaux pour $\dot{\gamma} = 46$ [1/s].

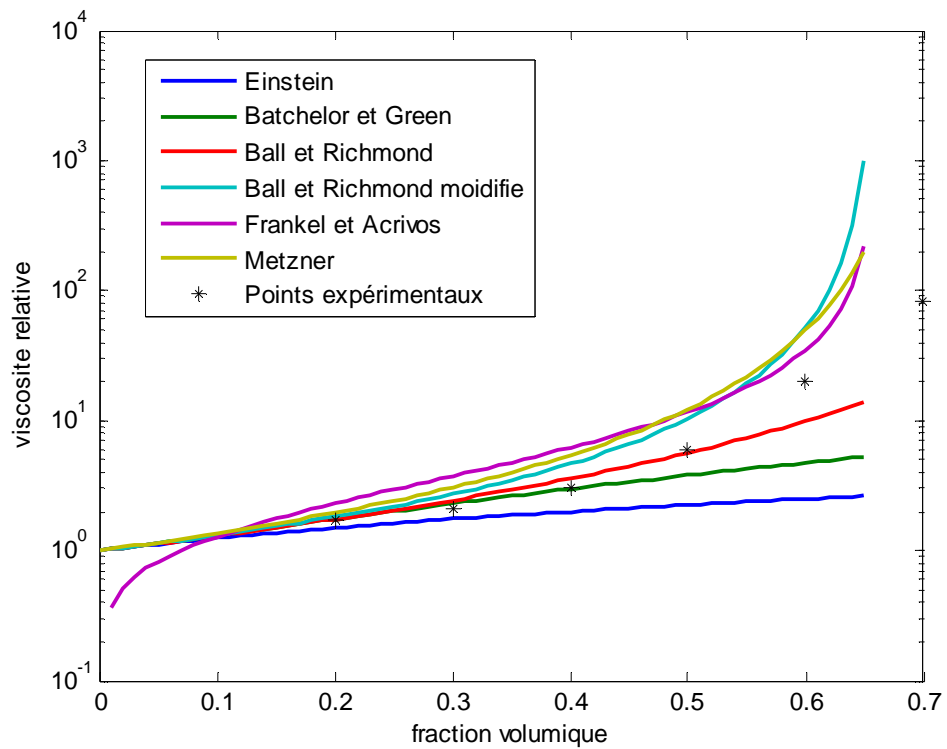


Figure II.8. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultats expérimentaux pour $\dot{\gamma} = 92$ [1/s].

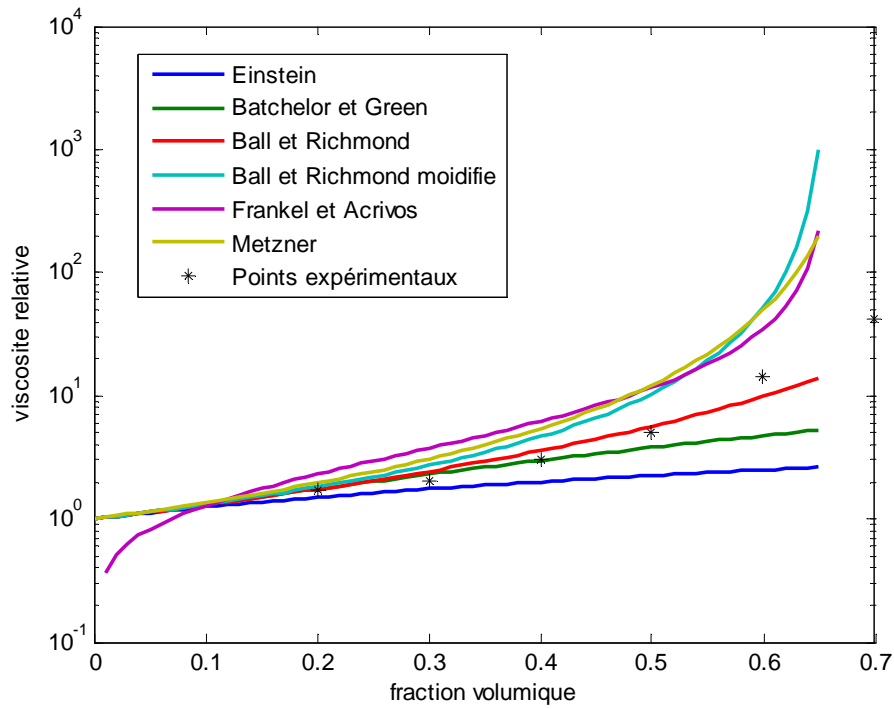


Figure II.9. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultats expérimentaux pour $\dot{\gamma} = 184$ [1/s].

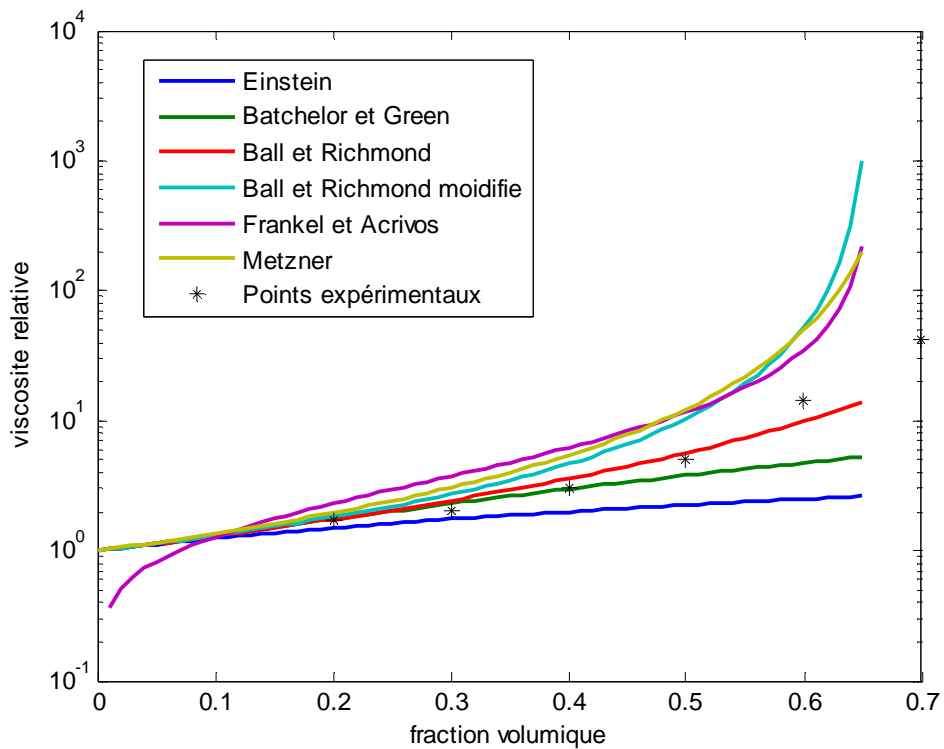


Figure II.10. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultats expérimentaux pour $\dot{\gamma} = 368$ [1/s].

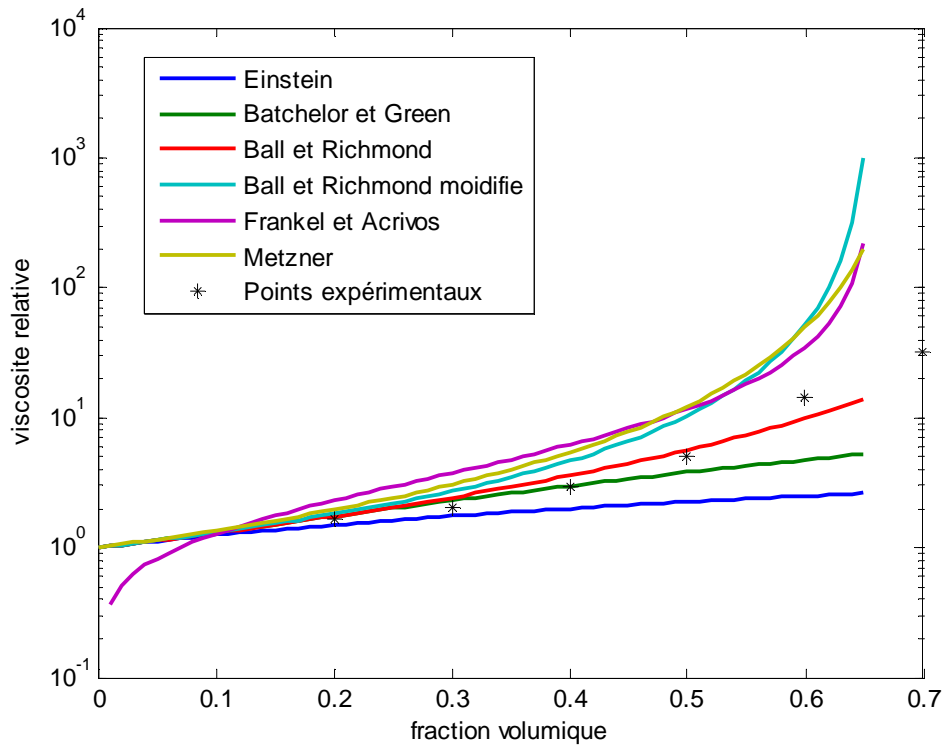


Figure II.11. Influence de la concentration en particules sphériques sur la viscosité avec une comparaison de divers modèles et résultats expérimentaux pour $\dot{\gamma} = 743$ [1/s].

Généralement à des basses concentrations en huile, la viscosité relative de tout système étudié semble suivre l'équation d'Einstein ou ses améliorations (proposées pour des émulsions plus concentrées). À des concentrations plus élevées en huile les propriétés rhéologiques des émulsions étudiées changent considérablement, non seulement dans leur viscosité mesurée, mais également dans leurs caractéristiques rhéologiques.

On a observé que les émulsions étudiées sur le pétrole brut, notamment aux concentrations inférieures ou égales à 30% présentent un caractère newtonien.

Pour les concentrations supérieures à 30% en huile la courbe simple devient une famille de courbes dans lesquelles la viscosité relative diminue avec l'augmentation du taux de cisaillement et le comportement est non newtonien.

Ces théories offrent l'avantage de considérer le pétrole, non comme un fluide homogène comme précédemment, mais comme une suspension des particules rigides.

On fait l'hypothèse que les molécules sont des particules rigides, alors qu'en réalité ils sont très déformables.

Ces résultats ne permet pas de prendre en compte les interactions (glissement, forces) entre les molécules.

Elle n'offre qu'une vision statique du pétrole brut. Il n'est pas possible de prendre en compte dans la loi de comportement le caractère instable de l'écoulement des fluides non newtoniens.

Au vu de la dispersion et du manque de représentativité des résultats, il est nécessaire de s'appuyer sur des modèles rhéologiques plus élaborés.

II.3. Modélisation rhéologique du pétrole brut:

II.3.1.Introduction:

La connaissance du comportement rhéologique du pétrole brut est fondamentale Puisqu'elle nous permet de mieux cerner sa modélisation. On se base sur des résultats expérimentaux donnant la courbe rhéologique d'un pétrole brut [34, 36]. On a utilisé, d'une part, les modèles de Herschel-Bulkley et de Bingham pour modéliser le comportement rhéologique du pétrole brut et on a validé ces modèles avec les résultats expérimentaux [35].

II.3.2. Modèle rhéologique:

Tout d'abord, il faut noter que les propriétés rhéologiques d'un pétrole brut varient fortement avec sa température [35]. A une température donnée, nous supposons, en première approximation, que le fluide visqueux peut être modélisé par des lois classiques à deux ou trois paramètres. Dans ce qui suit, on fera le point autour des caractéristiques rhéologiques du pétrole brut et les méthodes utilisées pour faciliter les calculs des installations de pompage et de transport du pétrole brut.

II.3. 2.1.Fluides à contrainte critique:

Cette catégorie de fluides est aussi communément désignée par l'appellation fluide plastique, la figure (II.12) donne une vue des courbes d'écoulement les caractérisant. Il s'agit de fluides ne s'écoulant pas avant qu'il leur soit appliqué une contrainte de cisaillement minimale

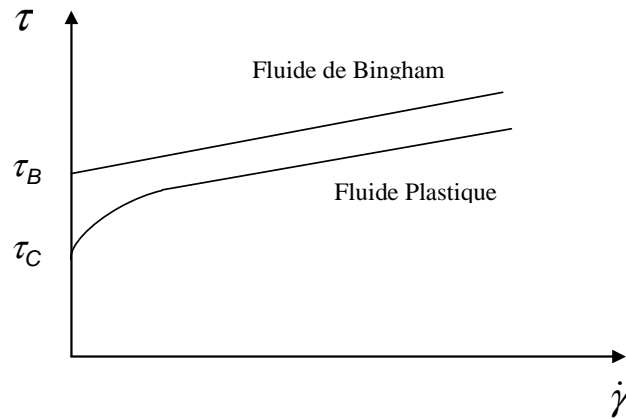


Figure II.12. Courbes d'écoulement de fluides présentant une contrainte critique [37].

Le tableau (II.1) récapitule les principales lois d'écoulement rhéologiques utilisées pour décrire le comportement de quelques fluides.

Modèle	Loi rhéologique
Bingham	$\tau = \tau_B + \mu_B \cdot \dot{\gamma}$
Herschel-Bulkley	$\tau = \tau_H + K \cdot \dot{\gamma}^n$
Casson général	$\tau^n = \tau_C^n + (k_c \cdot \dot{\gamma})^n$
Casson	$\tau^{1/2} = \tau_C^{1/2} + (k_c \cdot \dot{\gamma})^{1/2}$

Tableau II.1. Modèles rhéologiques décrivant l'écoulement des fluides à contrainte critique [36].

A. Modèle d'Herschel-Bulkley:

Le modèle d'Herschel-Bulkley est celui permettant de décrire la plupart des fluides plastiques, la courbe d'écoulement de tels fluides finit par devenir rectiligne au-delà d'une certaine contrainte critique appliqué.

A l'aide de cette étude, nous avons déterminé la valeur de la contrainte de seuil ainsi que les propriétés visqueuses du fluide à contrainte de seuil. La contrainte de cisaillement peut être représentée en régime permanent par une expression de type Herschel-Bulkley qui est représenté dans le tableau (II.1).

Il est très important de tenir compte que le comportement rhéologique du pétrole brut appliqué, sous des conditions d'écoulement, montre un aspect non-newtonien

B. Modèle de Bingham:

Le modèle de Bingham est le plus simple de ces modèles, le fluide de Bingham s'écoule lorsqu'une contrainte de seuil τ_0 est dépassée. Ce modèle permet de décrire le comportement rhéologique de nombreux matériaux (pétrole brut).

Un cas particulier du comportement rhéofluidifiant est l'existence d'une contrainte seuil d'écoulement : si la contrainte appliquée au fluide est inférieure à cette contrainte seuil, aucune déformation ne se produit, le fluide ne s'écoule pas. Un exemple courant de fluide à seuil est le pétrole brut: il ne peut sortir du tube sous l'effet de son propre poids, il faut lui appliquer une contrainte nettement supérieure pour qu'il puisse s'écouler. La représentation la plus simple d'un fluide à seuil est le modèle de Bingham qui est donné sous la formule représenté dans le tableau (II.1).

En pratique le modèle de Bingham ne s'applique que dans une gamme limitée de taux de cisaillements et la contrainte seuil, obtenue par extrapolation du rhéogramme à $\dot{\varepsilon} = 0$, est souvent difficile à déterminer.

II.3.3. La typologie de pétrole brut:

III.3.3.1. Pétrole de la Mer du Nord:

La connaissance de la rhéologie d'un fluide quelconque est toujours recherchée, parce qu'elle donne une image claire et une idée détaillée sur le comportement de ce fluide avec son environnement, surtout si ce fluide est le pétrole brut qui représente le cœur de l'industrie actuelle. Dans la première partie de ce travail, on s'est basé sur des résultats expérimentaux qui donnent la courbe rhéologique du pétrole brut [38].

Dans ce qui suit, on va faire le point sur les caractéristiques rhéologiques du pétrole brut et les méthodes utilisées pour les déterminer puisqu'elles rentrent dans les calculs des installations de pompage et de transport de pétrole brut.

Les expériences qui sont faites sur le pétrole brut, à l'aide d'un rhéomètre, ont donné des résultats représentés sur des diagrammes de viscosité (η) en fonctions du taux de cisaillement ($\eta=f(\dot{\varepsilon})$).

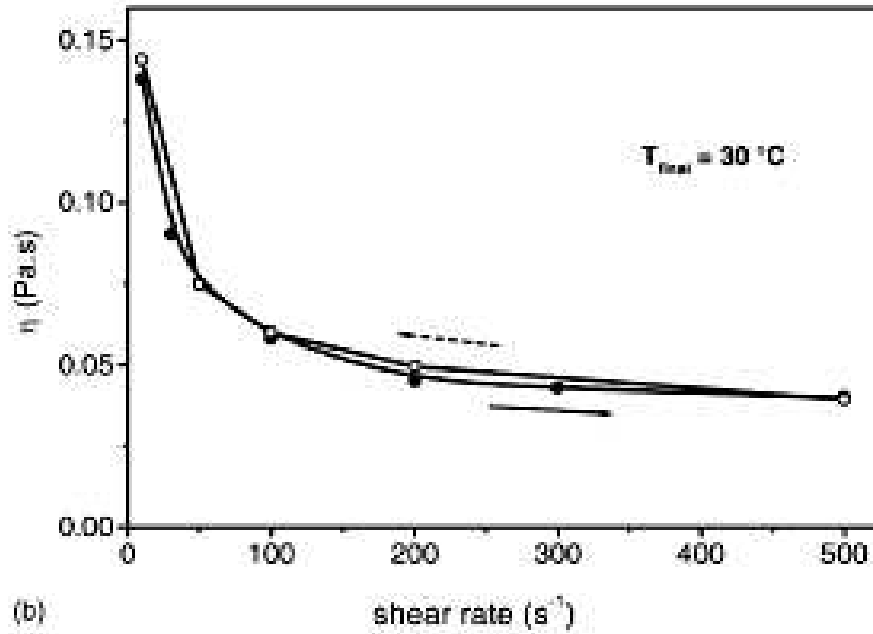


Figure II.13. L'évolution de la viscosité en fonction du taux de cisaillement pour le pétrole brut à 30°C [47].

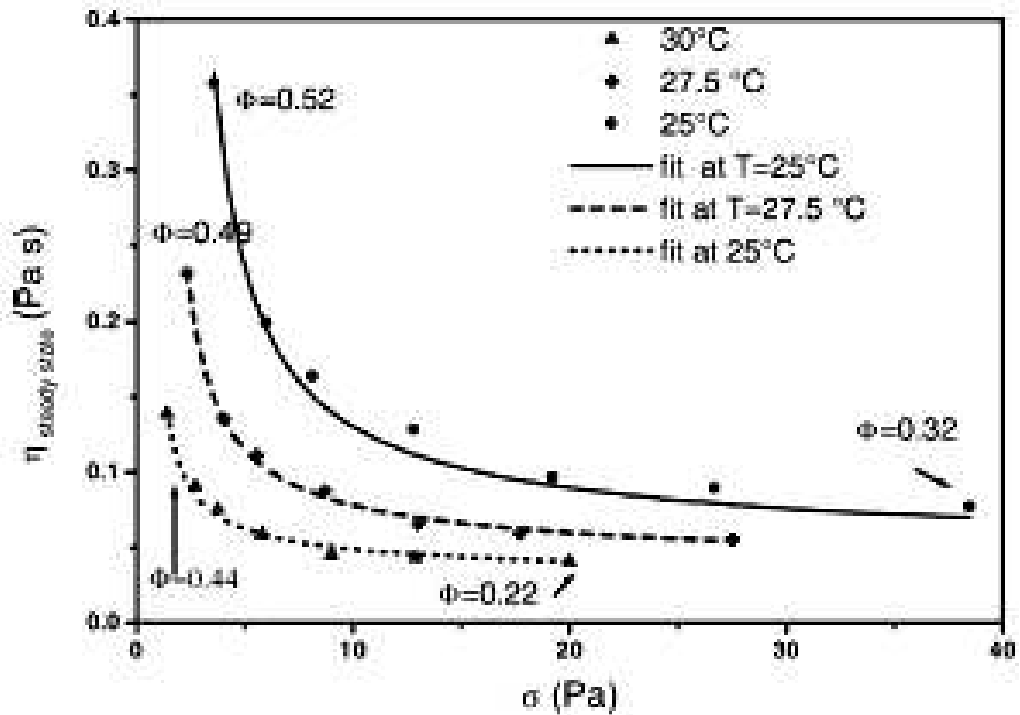


Figure II.14. L'évolution de la viscosité en fonction de la contrainte de cisaillement pour le pétrole brut [38].

Le tableau suivant présente les valeurs de la contrainte de cisaillement en fonction de vitesse de cisaillement.

Contrainte de cisaillement(Pa)	Vitesse de cisaillement(s^{-1})
1.6	14
1.66	16.5
1.8750	22.5
2.1875	26
2.5	35
3.1	50
3.75	68.75
4.6	91.5
5.6	125
8.75	225
11.9	325
14	400

Tableau II.2. Valeurs de la contrainte de cisaillement en fonction de vitesse de cisaillement [35].

A partir de ce dernier tableau, on peut tracer la courbe de contraintes en fonction du taux de cisaillement qui est illustrée au-dessous :

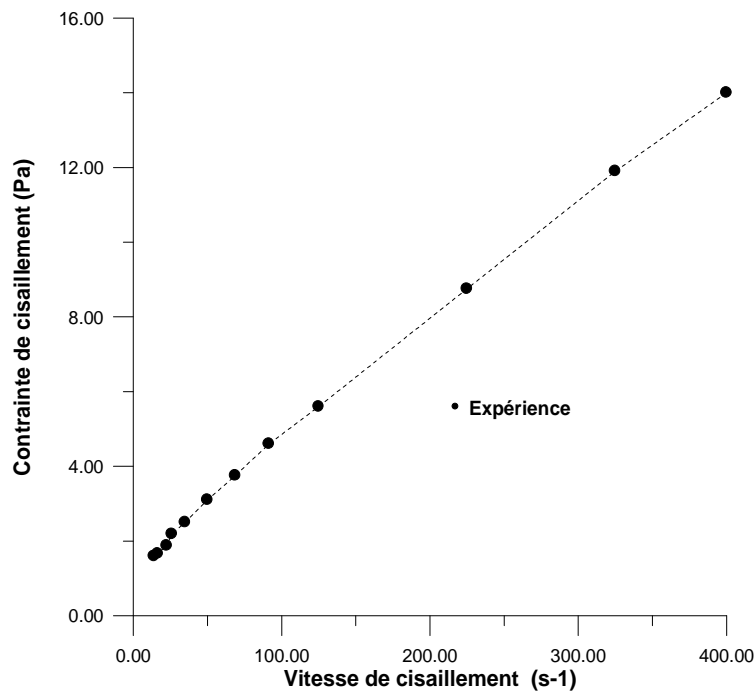


Figure II.15. L'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement [35]

D'après la figure (II.15), on peut remarquer que le pétrole obéit à une loi de puissance avec un indice de comportement qui est inférieur à 1, on conclut que le pétrole est un fluide non-newtonien de type rhéofluidifiant ou un fluide pseudo-plastique. Cette conclusion nous permet de déterminer ces caractéristiques rhéologiques qui sont :

- La contrainte seuil τ_c ,
- L'indice de comportement n .

Ainsi, nous calculons les caractéristiques rhéologiques pour déterminer par quel modèle, Herschel-Bulkley ou Bingham, le pétrole brut étudié sera le mieux représenté. En utilisant la méthode des moindres carrés, nous avons obtenu les résultats suivants (Tableau II.3 et Tableau II.4):

τ_{cH} (Pa)	n	k (Pa.s ⁿ)
0.85	0,86	0,076

Tableau II.3. Paramètres rhéologiques de modèle Herschel-Bulkley du pétrole brut.

τ_{cB} (Pa)	n	μ_p (Pa.s)
1.37	1	0.0322

Tableau II.4. Paramètres rhéologiques de modèle Bingham du pétrole brut.

Le modèle de Herschel-Bulkley, s'écrit alors : $\tau = 0.85 + 0.076 \dot{\gamma}^{0.86}$ (II.11)

et le modèle de Bingham, s'écrit : $\tau = 1.37 + 0.0322 \dot{\gamma}$ (II.12)

Ainsi, il est mis en évidence que le comportement rhéologique du pétrole brut étudié montre un aspect non newtonien, sous certaines conditions d'écoulement. Ceci est d'autant plus vrai que le pétrole brut est un fluide complexe de type rhéofluidifiant, avec une contrainte de seuil, qui se comporte comme un solide aux faibles contraintes de cisaillement, et qui ensuite, se comporte comme un fluide visqueux dont la viscosité diminue au fur et à mesure que la contrainte de cisaillement augmente. A partir de ces données, nous traçons les différents rhéogrammes afin de conclure quel est celui qui est le plus représentatif, le plus près de la réalité.

D'après l'utilisation de la méthode des moindres carrées, on peut présenter une comparaison entre le modèles Herschel-Bulkley et les résultats expérimentaux.

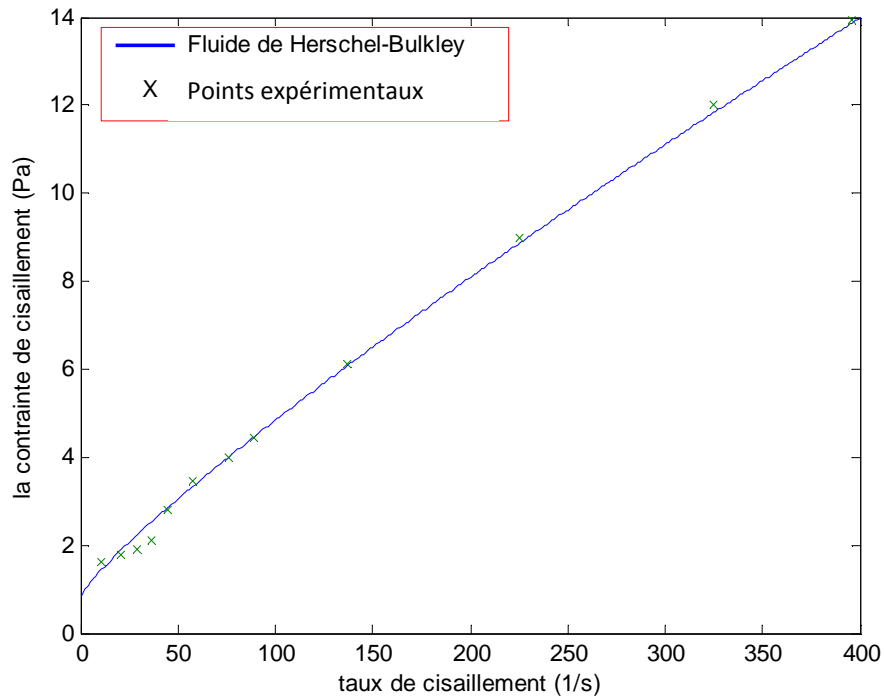


Figure II.16. Evolution de la contrainte de cisaillement (τ) en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ pour $\phi=0,44$, (Expérience et modèle de Herschel-Bulkley).

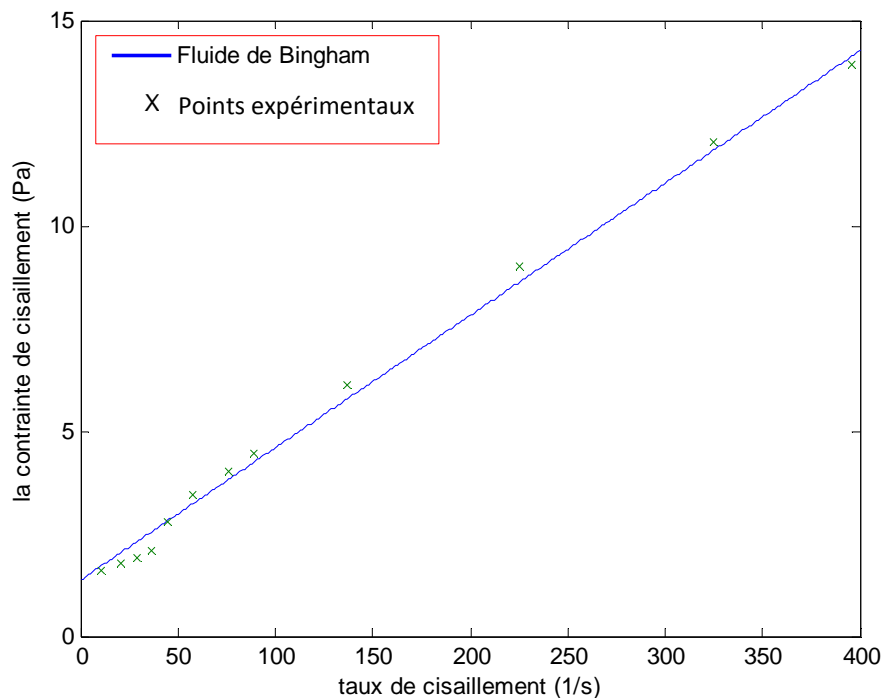


Figure II.17. Evolution de la contrainte de cisaillement (τ) en fonction du taux de cisaillement ($\dot{\gamma}$) pour $\phi=0,44$, (Expérience et modèle de Bingham).

II.3.3.2. Pétrole de l’Afrique du Nord

a) Pétrole Brut d’Afrique du Nord Type I

Température 15,6°C (60°F)	Contraintes de cisaillement (Pa)	9,7	11	14	17,2	20	23	26,7	32,5	34,5	36,5
	Vitesse de cisaillement (s-1)	2	9	27	48	73	100	136	200	225	240
Température 18,33°C (65°F)	Contraintes de cisaillement (Pa)	2,3	3,5	5,5	7,2	9,5	12	14,7	19,7	21,2	21,6
	Vitesse de cisaillement (s-1)	2	10	25	42	70,5	100	134	200	225	233
Température 21,11°C (70°F)	Contraintes de cisaillement (Pa)	1,2	2,5	3,8	5,3	6,6	8,1	9,7	10,8	11,6	12
	Vitesse de cisaillement (s-1)	10	25	43,5	73	100	138,5	175	200	225	237,5
Température 23,88°C (75°F)	Contraintes de cisaillement (Pa)	0,6	0,7	1	1,5	2,5	3,5	4,7	6,2	7	7,4
	Vitesse de cisaillement (s-1)	2	10	25	43,5	73	100	141	200	225	242

Tableau II.5. Valeurs de la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement pour différentes températures pour du pétrole brut d’Afrique du Nord (Type I), [35].

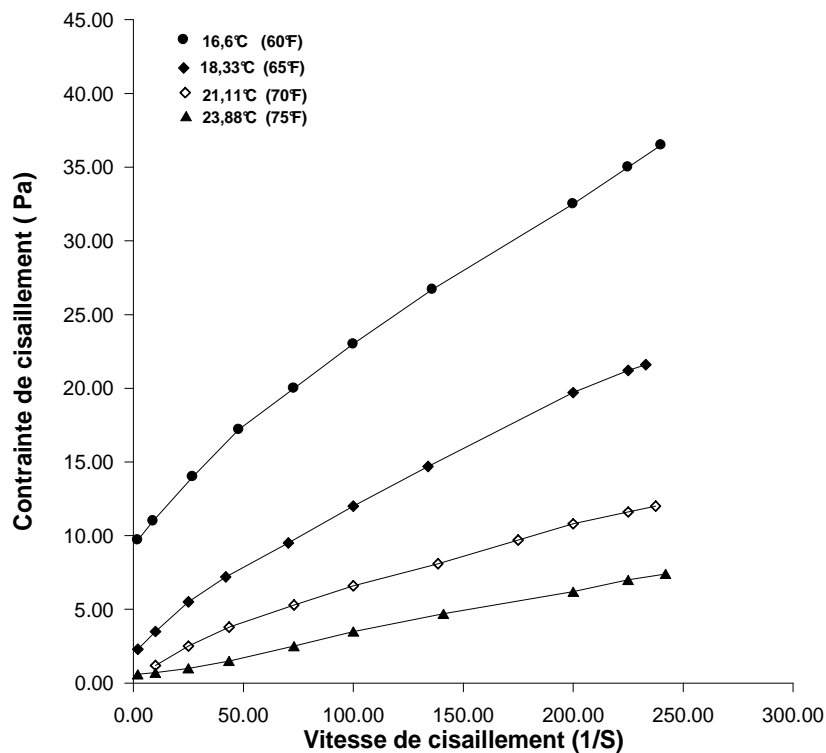


Figure II.18. Evolution expérimentale de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut d’Afrique du Nord (type I), [35].

Modélisation

Il est bien évident que le comportement rhéologique du pétrole présente, sous certaines conditions d'écoulement, un aspect non-newtonien. C'est un fluide complexe, dit à "seuil", c'est-à-dire qu'il se comporte comme un solide aux faibles contraintes de cisaillement, et qu'ensuite il se comporte comme un fluide visqueux dont la viscosité diminue au fur et à mesure que la contrainte de cisaillement augmente. La variation de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse du cisaillement du pétrole brut dépend de plusieurs paramètres, tels que la température et la déformabilité des molécules du pétrole brut.

Dans cette partie de l'étude, nous avons modélisé le comportement rhéologique du pétrole brut par deux lois de comportement, donnant la variation de la contrainte de cisaillement avec la vitesse de cisaillement. Nous avons choisi deux modèles **d'Herschel-Bulkley et Bingham** qui met en évidence l'existence d'une contrainte seuil. On peut expliquer schématiquement le modèle à contrainte seuil en supposant que le fluide présente au repos une structure tridimensionnelle rigide, susceptible de résister à des contraintes inférieures à la contrainte seuil. Dès que l'on dépasse cette contrainte, la structure se détruit totalement et le fluide commence à s'écouler.

En utilisant les résultats expérimentaux [35], qui donnent la variation de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour différentes valeurs de température et différents types du pétrole brut nous obtenons:

Modèle d'Herschel-Bulkley

Température (T)	l'indice de comportement (n)	Contrainte de seuil (τ_c)	Coefficient de consistance (K)
60°F (15,6°C)	0,75	8,83	0,447
65°F (18,33°C)	0,78	1,84	0,283
70°F (21,11°C)	0,71	0,05	0,247
75°F (24°C)	0,99	0,383	0,031

Tableau II.6. Paramètres rhéologiques de Modèle d'Herschel-Bulkley pour différentes températures du pétrole brut d'Afrique du Nord (type I).

Modèle de Bingham

Température (T)	l'indice de comportement (n)	Contrainte de seuil (τ_c)	viscosité plastique. μ_p
60°F (15,6°C)	1	11,055	0,108
65°F (18,33°C)	1	3,233	0,0814
70°F (21,11°C)	1	1,536	0,0292
75°F (24°C)	1	0,459	0,0458

Tableau II.7. Paramètres rhéologiques de Modèle de Bingham pour différentes Température du pétrole brut d'Afrique du Nord (type I).

D'après l'utilisation de la méthode des moindres carrées, on peut présenter une comparaison de ces différents modèles avec les résultats expérimentaux.

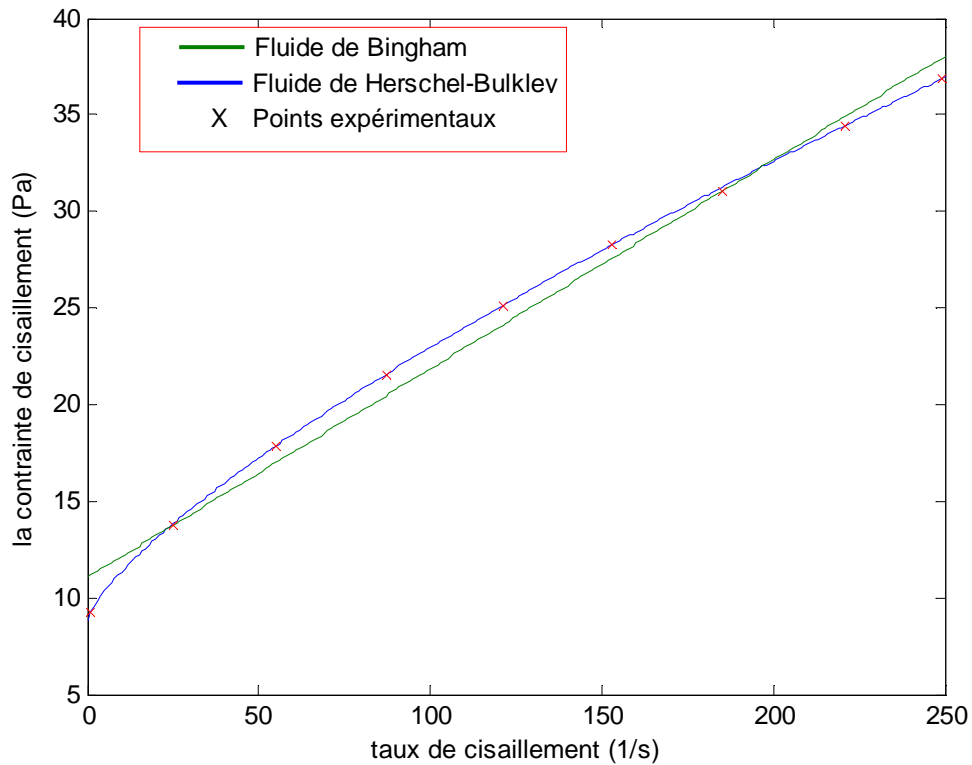


Figure II.19. Comparaison des modèles d'Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales, pour le pétrole brut de l'Afrique du Nord à T=15,6°C.

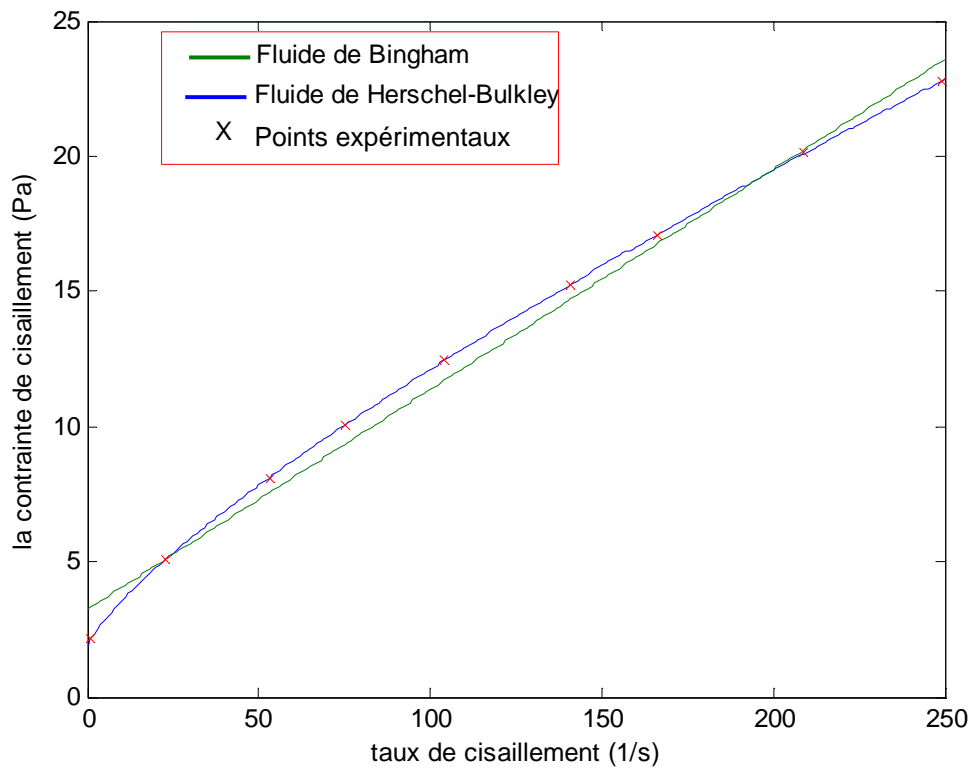


Figure II.20. Comparaison des modèles d'Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales, pour le pétrole brut de l'Afrique du Nord à $T = 18,33^{\circ}\text{C}$.

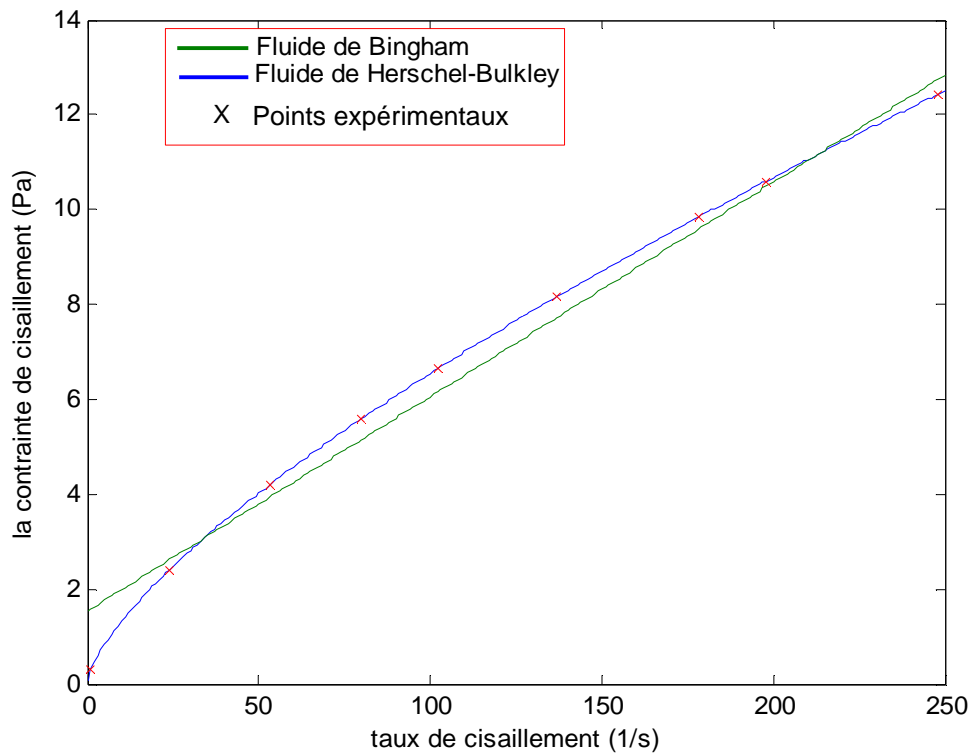


Figure II.21. Comparaison des modèles d'Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales, de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut de l'Afrique du Nord de type I pour $T = 21,11^{\circ}\text{C}$.

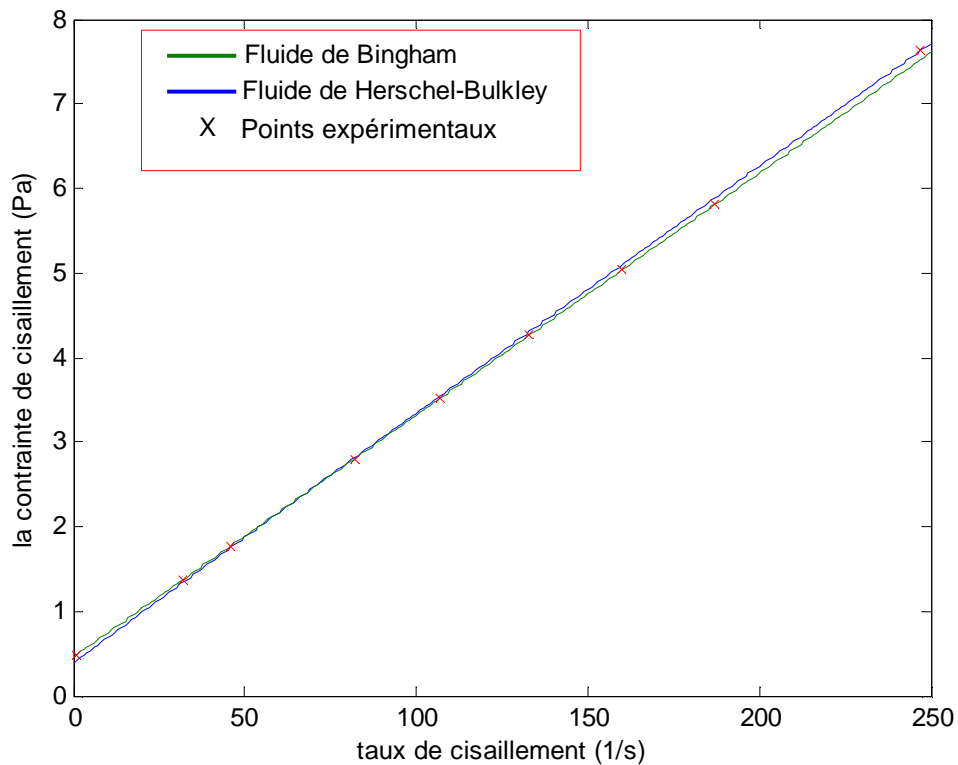


Figure II.22. Comparaison des modèles d’Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales, de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut de l’Afrique du Nord de type I pour $T = 23,89^{\circ}\text{C}$.

b) Pétrole Brut d’Afrique du Nord Type II:

Température 10°C (50°F)	Contraintes de cisaillement (Pa)	7	9,2	13,4	17,6	21	25	31	32,5	35	38,3
	Vitesse de cisaillement (s^{-1})	2	9	25	50	71,5	100	143	155	175	200
Température 15,5°C (60°F)	Contraintes de cisaillement (Pa)	3,5	5,7	7,5	11,3	13	16	20	25,5	27,5	28,5
	Vitesse de cisaillement (s^{-1})	2	14	25	54,5	68	100	141	200	225	337,5
Température 21,11°C (70°F)	Contraintes de cisaillement (Pa)	1	5,4	7,3	8,7	9,4	10	11	12	13	13,6
	Vitesse de cisaillement (s^{-1})	0,9	71,5	100	125	138,5	150	175	200	225	242

Tableau II.8. Valeurs de la contrainte de cisaillement et du taux de cisaillement du pétrole brut d’Afrique du Nord (Type II), [35].

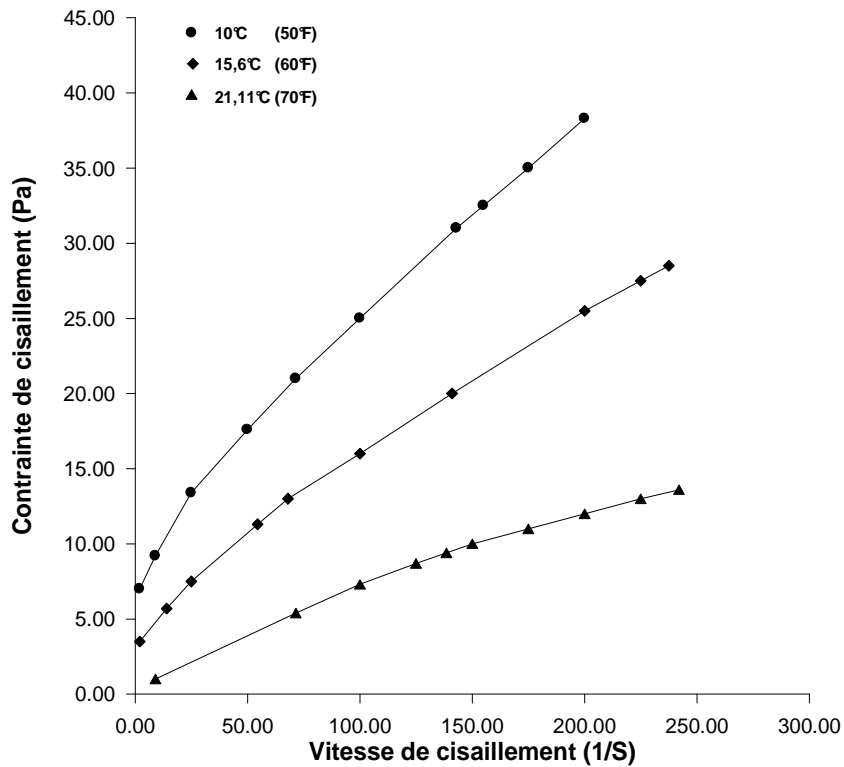


Figure II.23. Evolution expérimentale de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut d'Afrique du Nord (type II), [35].

Modélisation

Modèle d'Herschel-Bulkley:

Température (T)	l'indice de comportement (n)	Contrainte de seuil (τ_c)	Coefficient de consistance (K)
50°F (10 °C)	0,74	6,056	0,635
60°F (15,6°C)	0,75	2,7	0,426
70°F (21,11°C)	0,75	0,628	0,213

Tableau II.9. Représente les paramètres rhéologiques de Modèle d'Herschel-Bulkley pour différentes températures du pétrole brut d'Afrique du Nord (type II).

Modèle de Bingham:

Température (T)	l'indice de comportement (n)	Contrainte de seuil (τ_c)	Coefficient de consistance (K)
50°F (10 °C)	1	8,76	0,635
60°F (15,6°C)	1	4,896	0,426
70°F (21,11°C)	1	1,765	0,213

Tableau II.10. Représente les paramètres rhéologiques de Modèle de Bingham pour différentes Température du pétrole brut d'Afrique du Nord (type II).

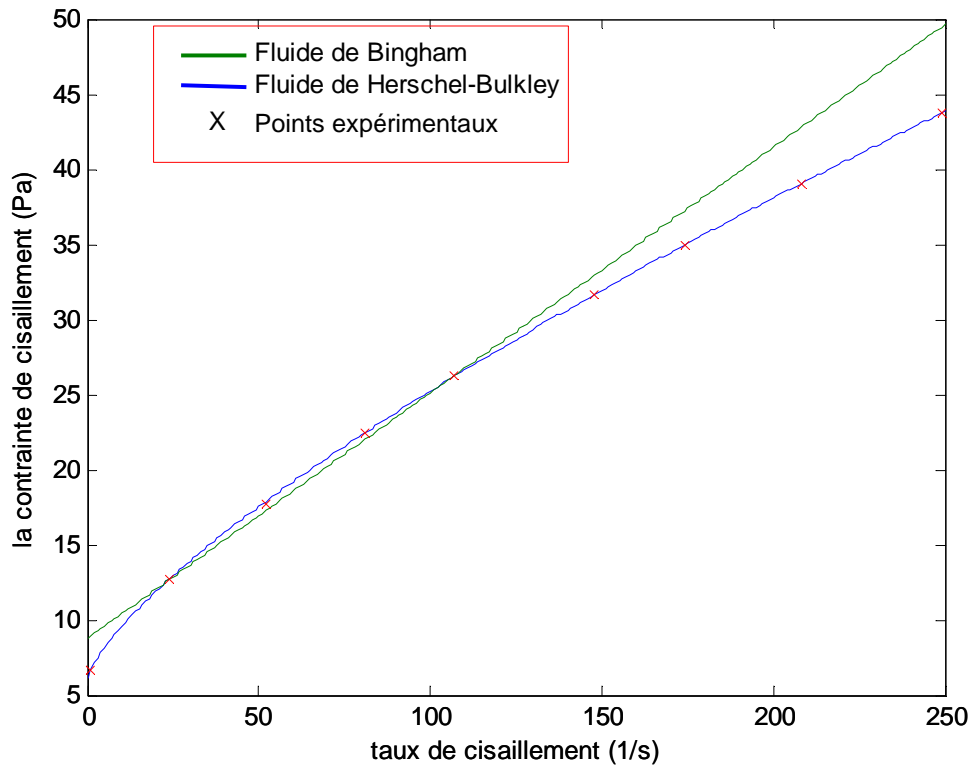


Figure II.24. Comparaison des modèles d’Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales, de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut de l’Afrique du Nord de type II pour $T=10\text{ °C}$

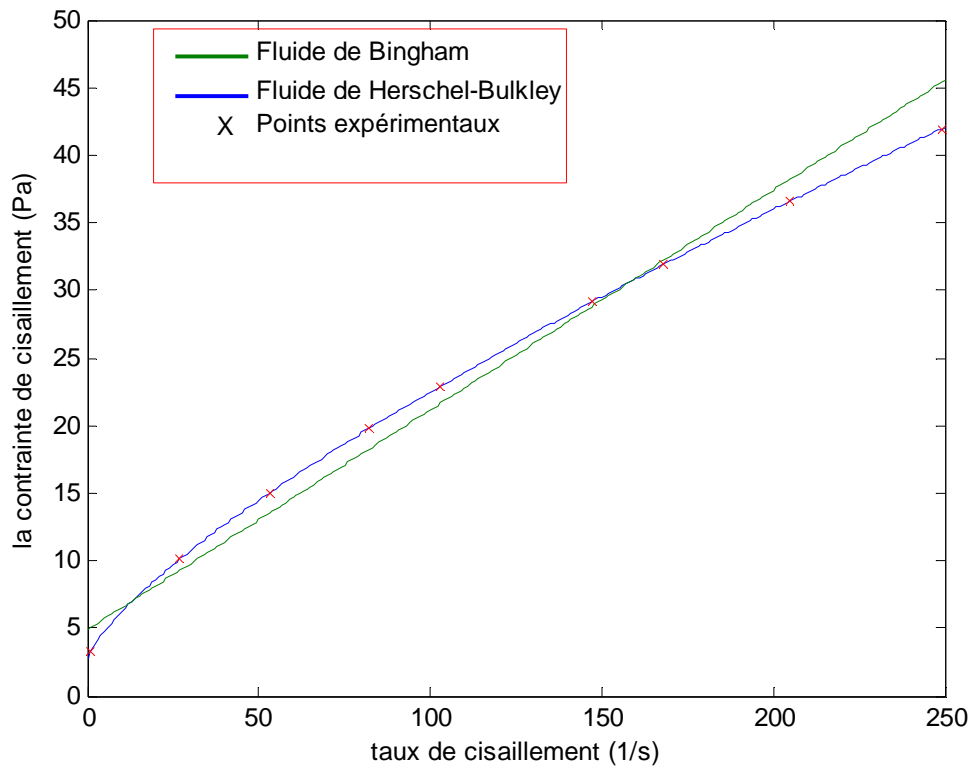


Figure II.25. Comparaison des modèles d’Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales, de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut de l’Afrique du Nord de type II pour $T=15,56\text{ °C}$.

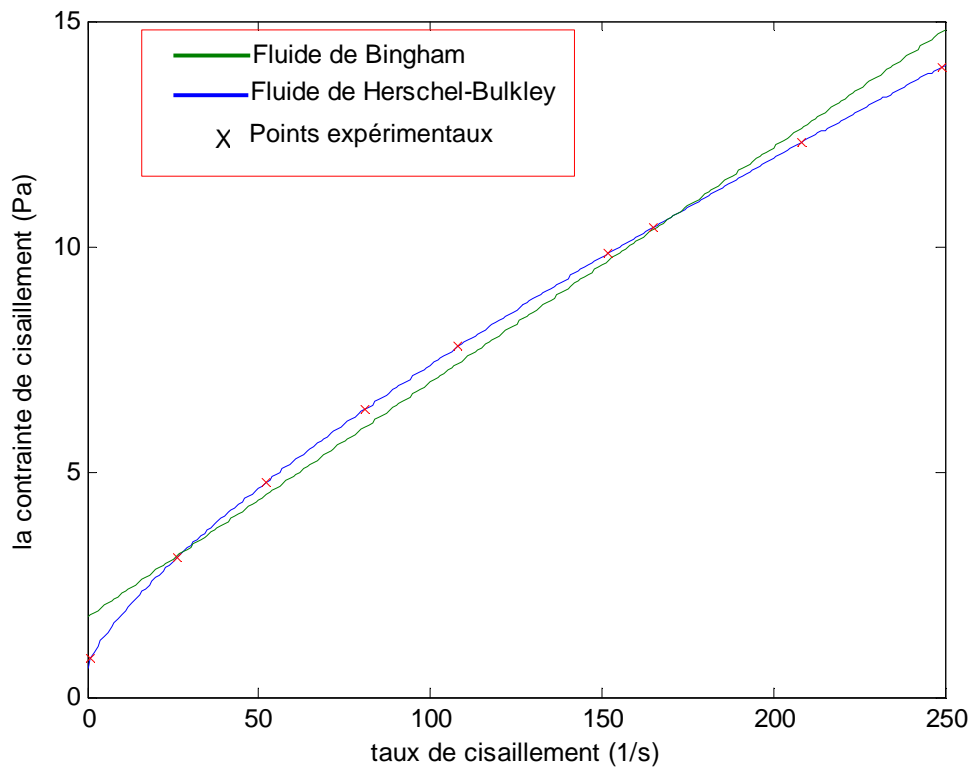


Figure II.26. Comparaison des modèles d’Herschel-Bulkley et de Bingham, avec des données expérimentales, de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement du pétrole brut de l’Afrique du Nord de type II pour $T=21,11^{\circ}\text{C}$.

D’après les courbes et les tableaux ci-dessus, la modélisation rhéologique du pétrole brut montre que le modèle de Bingham n’est valable que pour les cas où :

- il existe une contrainte de seuil,
- la viscosité est constante et,
- les taux de cisaillement sont élevés.

De même, l’application des autres modèles rhéologiques tels que celui de Herschel-Bulkley montre une bonne concordance avec les résultats expérimentaux [35]. Cette application peut reproduire le rhéogramme sur une gamme de vitesse de cisaillement plus étendue.

De nombreuses lois (modèles) phénoménologiques ont été élaborées, dans la rhéologie des polymères, à partir de l’empirisme, ou chaque fluide (newtonien ou non-newtonien) a son modèle mathématique choisi afin de déterminer ses paramètres (viscosité, indice de comportement).

Pour caractériser le comportement du fluide, on utilise une relation entre la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement s'approchant le plus possible de la courbe expérimentale. On a étudié l'écoulement du pétrole brut, pour lequel on a choisi le modèle de Herschel-Bulkley pour l'appliquer sur le pétrole brut, et on a déterminé ses paramètres (l'indice de comportement, la contrainte de seuil et le coefficient de consistance). Ensuite, on a trouvé que le pétrole brut est plastique non idéal (rheofluidifiant possédant une contrainte de seuil).

II.4. L'écoulement des émulsions:

Les propriétés d'écoulement des émulsions concentrées sont d'intérêt pour beaucoup d'applications. Par exemple, le choix de l'équipement de mélange et l'alimentation électrique pour la production dépend des propriétés rhéologiques des émulsions. La prévision du comportement de transport des émulsions par les canalisations exige une connaissance des variations possibles de viscosité avec le taux de cisaillement aussi bien qu'avec la concentration.

Puits de pétrole forant processus de rupture, et toute opération dans lesquelles de grands volumes d'émulsions concentrées sont traités, exigent l'arrangement et la connaissance des propriétés visqueuses des émulsions concentrées. Malgré l'importance du problème, jusqu'à maintenant aucune expression théorique ou empirique généralement admise permet de déterminer la viscosité des émulsions fortement concentrées.

D'une façon générale, on constate que les propriétés rhéologiques des émulsions d'huile en eau stabilisées par une variété d'émulsifiants aux concentrations de volume de phase d'huile s'étendant de 10 à 70% pour la plupart des émulsions, ont montré un comportement newtonien aux concentrations inférieures en huile et un comportement pseudo plastique ou plastique à des concentrations plus élevées. Les concentrations en huile pour toutes les émulsions sont normalisées en utilisant un facteur de normalisation qui dépend du taux de cisaillement.

Des paramètres de modèles théoriques peuvent être employés pour estimer le degré d'agrégation et d'autres caractéristiques microstructurales des émulsions que font apparaître les compositions chimiques telles que les acides naphthéniques.

II.4.1 rhéologique des émulsions (pétrole-eau) :

Après avoir défini le comportement rhéologique du pétrole brut, il y a lieu de connaître celui des émulsions qui sont très utilisées dans l'industrie. La description du comportement rhéologique des émulsions **huile/eau** peut se faire selon différentes lois. Elle se fait selon la concentration en volume de la phase dispersée [39]. Nous distinguons alors deux cas :

- ❖ Pour des concentrations faibles ($\phi < 30\%$), le comportement est pratiquement newtonien et la viscosité devient constante et elle est une fonction linéaire.

- ❖ Pour des concentrations élevées, le comportement devient de plus en plus non-newtonien et, la viscosité apparente est fonction du taux de cisaillement.

D'une manière générale le comportement non-newtonien est caractérisé par l'existence de trois domaines : deux extrêmes, l'un à très faible et l'autre à très fort taux de cisaillement, avec des viscosités constantes η_0 et η_∞ et, entre les deux, une zone de comportement rhéofluidisant où la viscosité diminue progressivement de η_0 à η_∞ .

La figure (II.27) montre ce type de comportement pour certaines suspensions solide/liquide et solutions de polymères à poids moléculaire élevé

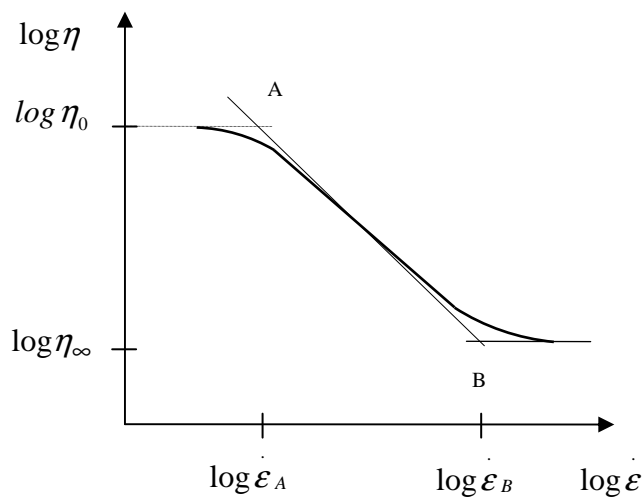


Figure II.27. Présentation simplifiée du comportement rhéologique des émulsions [35]

Dans la zone intermédiaire, $\dot{\epsilon}_A < \dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_B$, la variation de η en fonction de $\dot{\epsilon}$ peut être mise sous la forme :

$$\eta = \eta_{\infty} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_B} \right)^m \quad (\text{II.13})$$

Où

$$m = \frac{\log \left(\frac{\eta_0}{\eta_{\infty}} \right)}{\log \left(\frac{\dot{\varepsilon}_A}{\dot{\varepsilon}_B} \right)} \quad (\text{II.14})$$

Cette forme est tout à fait similaire à celle d'un fluide en loi de puissance,

$$\eta = k \dot{\varepsilon}^{n-1} \quad (\text{II.15})$$

Avec, $n = m + 1$

$$\text{Et, } k = \frac{\eta_{\infty}}{\dot{\varepsilon}_B^m} \quad (\text{II.16})$$

Les trois domaines qui viennent d'être définis correspondent à trois situations d'écoulement bien distinctes mettant en jeu, d'une manière prépondérante, des phénomènes physiques de nature différente. Ainsi, pour $\dot{\varepsilon} < \dot{\varepsilon}_A$, les effets de cisaillement sont négligeables par rapport à ceux induits par le mouvement d'agitation des particules. Pour $\dot{\varepsilon} > \dot{\varepsilon}_B$, le cisaillement est le phénomène déterminant ; tandis que pour $\dot{\varepsilon}_A < \dot{\varepsilon} < \dot{\varepsilon}_B$ les effets du cisaillement et d'agitation sont comparables.

Bien entendu, des modèles décrivant simultanément les trois régions ci-dessus mentionnées et les zones de raccordement peuvent être construits. Ces modèles sont d'autant plus nécessaires que, généralement, les données expérimentales sont incomplètes, surtout pour les très faibles taux de cisaillement où η_0 est inconnue. L'ajustement d'une loi de comportement aux données expérimentales permet, par extrapolation, et suivant la qualité du modèle, d'en connaître sa valeur.

Des différents modèles proposés, nous allons considérer trois, ceux de Cross, de Krieger et de Quémada [27]. Ils sont caractérisés par le fait qu'une bonne description du comportement rhéologique est obtenue au moyen de loi mettant en jeu quatre paramètres : les viscosités à faible et fort taux de cisaillement, un taux ou une contrainte de

cisaillement critique et un indice de puissance. Dans ce qui suit, nous exposons le principe ayant conduit à la définition de ces lois en mettant en relief la signification physique des différents paramètres.

II.4.1.1. Les propriétés rhéologiques des émulsions (pétrole-eau) :

Les émulsions forment la base de beaucoup de produits pétroliers (pétrole, gaz et eau). Les propriétés rhéologiques des émulsions pétrolières sont de grand intérêt à beaucoup d'applications industrielles ; un exemple étant le choix de l'équipement de mélange et de la prévision du comportement d'écoulement pour des canalisations et des pompes. Jusqu'ici, la majeure partie de la recherche au sujet de la rhéologie des émulsions a été entreprise pour des dispersions de particules pleines non déformables. Peut-être un des meilleurs exemples est l'utilisation de l'équation bien connue d'Einstein pour les dispersions diluées des sphères dures pour prévoir la viscosité des émulsions très diluées :

$$\eta_r = 1 + 2.5 \phi \quad (\text{II.17})$$

Dans cette équation, η_r est la viscosité relative, qui est définie comme rapport à la viscosité de l'émulsion (η), (η_0) est la viscosité continue de la phase et ϕ est la concentration dispersée de la phase dans le % V/V_0 . Cependant, la plupart des émulsions d'intérêt pratique excèdent en grande partie la gamme des concentrations en huile pour lesquelles l'équation d'Einstein a été établie. Généralement toutes les équations appropriées proviennent de l'équation d'Einstein et peuvent être représentées par le polynôme en ϕ suivant:

$$\eta_r = 1 + a\phi + b\phi^2 + c\phi^3 + d\phi^4 + \dots \quad (\text{II.19})$$

Où a, b, c et d sont des constantes qui changent d'une émulsion à l'autre et avec le taux de cisaillement. Pour étudier le comportement rhéologique du pétrole avec des concentrations jusqu'à 40% on peut utiliser une équation simple pour la viscosité relative qui dépend de la concentration (ϕ) et de la concentration maximum d'émulsion (ϕ_{\max}):

$$\eta_r = \left(1 + \frac{1.25 \phi}{1 - \frac{\phi}{\phi_{\max}}} \right)^2 \quad (\text{II.20})$$

Il existe d'autres modèles rhéologiques qui ont été obtenus principalement pour les suspensions newtoniennes, et sont insuffisants pour décrire la rhéologie des émulsions.

II.4.2 Calcul des propriétés rhéologiques :

S'étant assuré que le pétrole brut étudié est un fluide non newtonien, on doit à présent déterminer ses caractéristiques rhéologiques. Pour ce faire nous disposons de trois modèles.

II.4.2.1. Modèle de Cross :

On applique un modèle phénoménologique structurel pour caractériser la suspension pétrolière entre 60% et 70% pour le pétrole brut, qui permet d'intervenir des paramètres dépendant de la structure. Pour cela, on a utilisé le modèle général de Cross sous la forme suivante :

$$\frac{\eta - \eta_{\infty}}{\eta_0 - \eta_{\infty}} = \frac{1}{1 + \left[\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_c} \right]^n} \quad (\text{II.21})$$

$\dot{\epsilon}_c$: est appelé taux de cisaillement critique et représente la contribution relative du mouvement Brownien et du cisaillement au processus de floculation. La puissance n a été déterminée par Cross d'une manière empirique comme égale à 2/3 (0,67) [27].

II.4.2.2. Modèle de Krieger et Dougherty :

Une autre approche de la modélisation des émulsions est celle adoptée par Krieger et Dougherty. Ils considèrent une suspension de sphères rigides mono dispersées (début) dans un milieu continu de viscosité η_F . Quand la contrainte de cisaillement τ est appliquée, elle provoque l'écoulement de la suspension avec un taux de cisaillement $\dot{\epsilon}$.

$$\frac{\eta - \eta_{\infty}}{\eta_0 - \eta_{\infty}} = \frac{1}{1 + \frac{\tau}{\tau_c}} \quad (\text{II.22})$$

Cette relation peut être généralisée, en introduisant une dépendance non linéaire des taux de dissociation, sous la forme :

$$\frac{\eta - \eta_{\infty}}{\eta_0 - \eta_{\infty}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\tau}{\tau_c}\right)^m} \quad (\text{II.23})$$

Où m est un exposant qui dépend des propriétés des particules en suspension et η_F est la viscosité du milieu suspensé.

II.4.2. 3. Modèle de Quémada

L'application du principe de minimisation de l'énergie dissipée par viscosité dans une suspension concentrée en écoulement diphasique dans une conduite a permis à Quémada d'obtenir une équation de viscosité dans le cas newtonien [35].

$$\frac{\eta}{\eta_F} = \left\{ 1 - \frac{K \phi}{2} \right\}^{-2} \quad (\text{II.24})$$

où K est une variable structurelle dépendant de la concentration en volume ϕ telle que $K = K(\phi)$, η_F est la viscosité du milieu suspensé.

Dans une première approximation Quémada étend la relation (II.24) au domaine non newtonien en supposant que $K = K(\phi, \dot{\epsilon})$ rend compte de tous les effets non newtoniens. Après quelques manipulations, on arrive à la formule générale de Quémada :

$$\frac{K - K_{\infty}}{K_0 - K_{\infty}} = \frac{1}{1 + \left[\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_c} \right]^p} \quad (\text{II.25})$$

où K_{∞} est la viscosité intrinsèque de suspensions quand le taux de cisaillement $\dot{\epsilon}$ tend vers 0, K_0 est la viscosité intrinsèque de suspensions quand le taux de cisaillement $\dot{\epsilon}$ tend vers ∞ , $\dot{\epsilon}_c$ est le taux de cisaillement critique dans le cas de modèle de Quémada, p est le paramètre caractéristique du fluide étudié représentant le degré de défloculation engendré par le cisaillement et dépendant du degré de polydispersité. Pour tester ces modèles, on a utilisé le pétrole brut de la Mer du Nord (Tableau II.11).

II.4.3 Points expérimentaux de la viscosité, vitesse de cisaillement et de la contrainte de cisaillement:

Viscosité(Pa.s)	Vitesse de cisaillement (1/s)	Contrainte de cisaillement (Pa)
0,1375	14	1,6
0,1250	16,5	1,66
0,1125	22,5	1,8750
0,1	26	2,1875
0,0875	35	2,5
0,075	50	3,1
0,06875	68,75	3,75
0,0625	91, 5	4,6
0,05625	125	5,6
0,05	225	8,75
0,04687	325	11,9
0,04375	400	14
0,04218	425	16,25
0,04167	450	18,75

Tableau II.11. Points expérimentaux de la viscosité, vitesse de cisaillement et de la contrainte de cisaillement, [35].

II.4.4. Modélisation

Pour une émulsion (pétrole brut-eau) de concentration de 44% [35].

Les caractéristiques rhéologiques du pétrole brut étudié sont :

concentration de volume du pétrole brut Mer du Nord	Viscosité initiale (η_0)	Viscosité limite (η_∞)
44%	0,1375	0,040625

Tableau II.12. Valeurs des paramètres rhéologiques du pétrole brut [8].

D'après les conditions du tableau (II.12), on trouve les valeurs des paramètres identifiés pour les trois modèles qui nous sont données dans les tableaux (II.13), (II.14) et (II.15).

Vitesse de cisaillement	Modèle de Cross			
$\dot{\epsilon}$	η_0	η_∞	$\dot{\epsilon}_c$	n
0,1375 et 0,04167	0,3373	0,03276	5,4235	0,776

Tableau II.13. Valeurs des paramètres rhéologiques pour le modèle de Cross.

Vitesse de cisaillement	Modèle de Quémada					
$\dot{\epsilon}$	η_0	η_∞	K_0	K_∞	$\dot{\epsilon}_c$	p
0,1375 et 0,04167	0,337	0,037	-2	-15	54,29	0,73

Tableau II.14. Valeurs des paramètres rhéologiques pour le modèle de Quémada.

Vitesse de cisaillement	Modèle de Krieger & Dougherty			
$\dot{\epsilon}$	η_0	η_∞	τ_c	m
0,1375 et 0,04167	0,337	0,03271	0,901	1,141

Tableau II.15. Valeurs des paramètres rhéologiques pour le modèle de Krieger & Dougherty.

II.4.4.1. Résultats et interprétation

D'après l'utilisation de la méthode des moindres carrées, on peut présenter une comparaison de ces différents modèles avec les résultats expérimentaux.

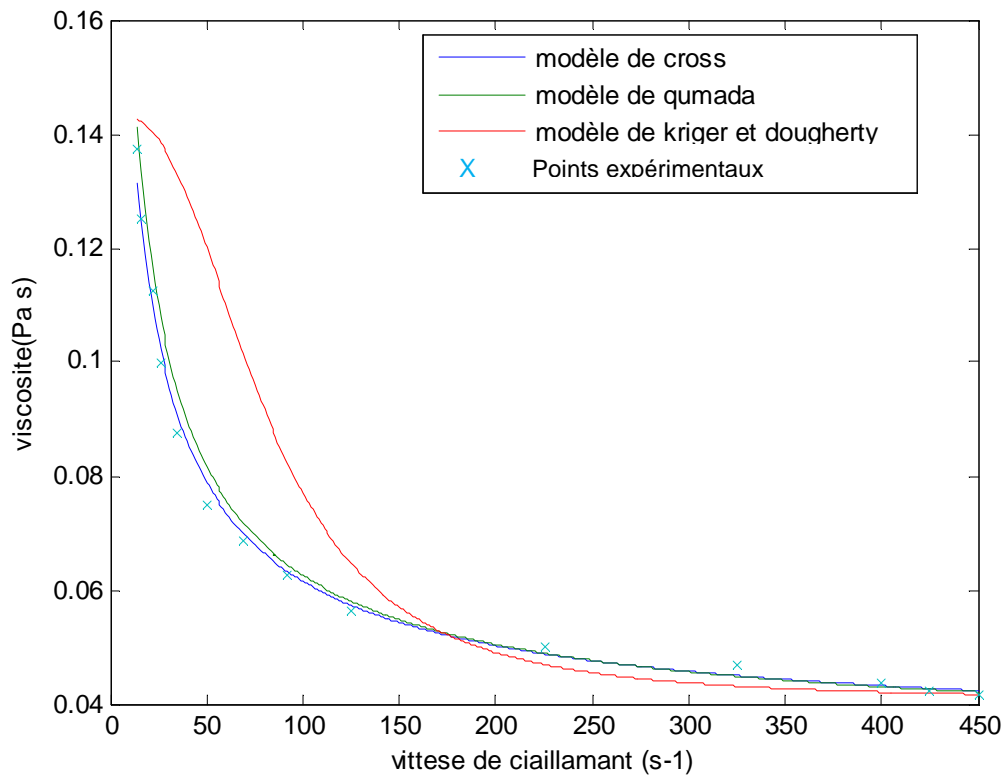


Figure II.28. Comparaison des modèles Krieger & Dougherty, Cross et Quémada avec des données expérimentales de la viscosité apparente en fonction du taux de cisaillement pour le pétrole brut de la Mer du Nord

En considérant les valeurs présentées dans les tableaux (II.13), (II.14) et (II.15) on constate que, d'une façon systématique, les valeurs de η_{∞} obtenues sont pratiquement égales pour les trois lois. Les différences sont toutes au plus de l'ordre de quelques pourcents. Ces écarts restent tout à fait raisonnables et sont acceptables. Il apparaît, cependant, que les valeurs obtenues avec les modèles de Cross et Quémada très proches entre elles.

L'introduction des lois de structure (modèle de Krieger & Dougherty, modèle de Cross et modèle de Quémada) permettent de représenter de façon satisfaisante le comportement rhéologique du pétrole brut. Leurs paramètres ont un sens physique.

Les résultats obtenus, courbe (Figure II.28) représentant la viscosité apparente en fonction de la vitesse de cisaillement, sont plus que probants puisque les écarts ne sont que de l'ordre de quelques pourcents et, les valeurs obtenues avec les deux modèles (Quémada et Cross) sont très proches entre elles. De plus, de telles courbes nous ont permis de mettre en relief le caractère non linéaire prononcé de la rhéologie du pétrole brut, confirmant

ainsi ses propriétés non newtoniennes. L'approche du problème par le biais de la viscosité est très importante surtout pour les bruts lourds qui sont caractérisés par leur forte viscosité. D'où la nécessité pour les industriels de maîtriser de tels modèles car, ils ne peuvent pas transporter les bruts lourds sans réduction préalable de leur viscosité.

II.5. Conclusion:

De nombreuses lois (modèles) phénoménologiques ont été élaborées, dans la rhéologie des polymères, à partir de l'empirisme, dont chaque fluide (newtonien ou non-newtonien) à son modèle mathématique étant lui choisis afin de déterminer leur paramètres (viscosité, indice de comportement ...), et pour caractériser leur comportement, en trouvant une relation entre la contrainte de cisaillement, taux de cisaillement et viscosité, taux de cisaillement qui donne une très bonne approche entre les résultats analytique et leurs de l'expérimentale.

Chapitre III

Approche des modèles rhéologiques microstructurales

III.1. Introduction

Les lubrifiants modernes incorporent une large variété d'additifs, qui ont pour but d'améliorer les propriétés des huiles de base d'origine minérale. Ces additifs sont de longues chaînes de polymères. L'addition de ces polymères s'accompagne d'une modification du comportement rhéologique du lubrifiant, ce qui fait qu'une relation linéaire, entre le taux de déformation et les contraintes, ne suffit plus à décrire le lubrifiant. Son comportement est non-newtonien ce qui est principalement illustré par l'effet fluidifiant. Par ailleurs, l'adjonction d'additifs implique des effets viscoélastiques. Pour décrire le comportement de ces lubrifiants, nous allons les considérer comme étant des milieux continus viscoélastiques. Cela se fera en analysant le comportement des longues chaînes macromoléculaires, responsables des effets viscoélastiques : c'est ce que l'on appelle l'analyse microstructurale. Une telle approche ne distingue pas la microstructure du matériau. Les lois de comportement ainsi formulées sont applicables à tout type de fluide.

L'analyse microstructurale permet :

- d'expliciter les différents mécanismes microstructuraux qui entrent dans la formulation de la loi de comportement.
- de fournir une justification physique des termes apparaissant dans la loi de comportement.
- de définir les limites de la loi de comportement.

La modélisation de la microstructure conduit à différents concepts selon que le fluide est considéré en tant que solution diluée de polymères ou, en tant que dispersion. Dans la théorie des solutions diluées, les longues chaînes de polymères sont modélisées par des ressorts qui caractérisent le déploiement de la molécule. La résistance hydrodynamique due au mouvement du solvant (huile de base) et la résistance brownienne (agitation thermique), provoquée par le mouvement aléatoire de la molécule, sont appliqués à chaque extrémité du ressort. Les chaînes de polymères sont supposées n'avoir aucune interaction entre elle, et ne sont influencées que par l'écoulement du solvant : c'est la théorie des haltères.

Les théories de solutions concentrées cherchent, au contraire, à prendre en compte l'enchevêtrement des chaînes polymères. On considère le lubrifiant comme un réseau de polymères baignant dans un solvant. Les jonctions du maillage ne sont pas clairement identifiées et peuvent représenter des nœuds ou des boucles entre les différentes chaînes de polymères. Durant l'écoulement, certaines jonctions disparaissent mais d'autres sont aussi créées. L'analyse de leur évolution conduit à la formulation de l'équation de comportement du fluide : c'est la théorie des réseaux.

Le domaine d'application de ces différentes théories dépend de la concentration et de la longueur des chaînes de polymères.

III.2. Position du modèle de Phan-Thien et Tanner (PTT) et analogie avec le pétrole brut

Le modèle PTT (Phan-Thien et Tanner) dérive de la théorie des réseaux. Ce modèle a été développé pour l'étude du comportement de lubrifiants soumis à des sollicitations brutales. Sous ce type de sollicitations, le lubrifiant perd son caractère newtonien, sa viscosité chute pour des taux de cisaillement élevés, et des surmodulaires de contrainte sont observés. La surmodulaire étant la différence entre deux contraintes. Ces propriétés laissent entrevoir des ressemblances intéressantes avec l'écoulement du pétrole brut, d'ailleurs le lubrifiant est un des produits pétroliers. De plus, il existe de nombreuses analogies du point de vue rhéologique : les intersections, entre les molécules d'une part, et entre les molécules et le solvant d'autre part, sont communes aux deux types de fluide.

Le pétrole brut peut contenir de 37% à 40% de solutions aqueuses et, de 60 % à 63% de pétrole proprement dit. Sachant que le comportement rhéologique de l'eau est newtonien, alors que le comportement du pétrole brut est non-newtonien (fluide plastique non idéal), comme montre la figure (III.1).

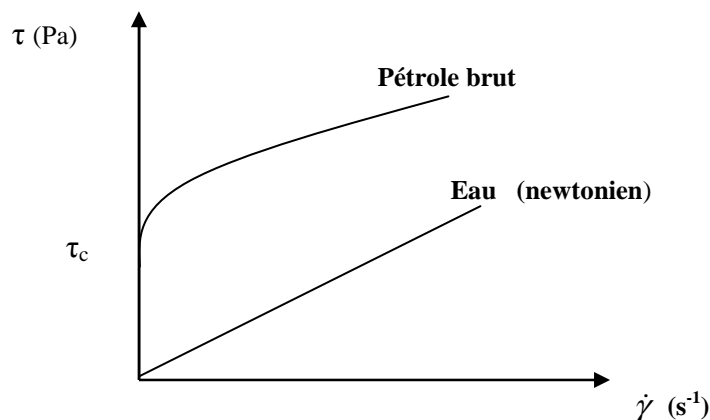


Figure III.1 : Comportement rhéologique du pétrole brut et de l'eau.

III.3. Comportement d'une solution de polymères à l'écoulement viscoélastique

Comme c'est l'adjonction d'additifs dans les solutions polymères (lubrifiants) qui implique des effets viscoélastiques, nous nous devons de les définir plus précisément.

On caractérise un fluide viscoélastique par son incapacité à obtenir un état de contraintes instantanément isotrope ou nul lorsqu'on modifie sa configuration, ou son incapacité à rester sous une configuration constante dès que l'état de contrainte devienne isotrope : on parle de phénomènes de relaxation ou de recouvrance [29].

Dans ce genre de fluide, les contraintes normales sont anisotropes. Ceci est dû au fait que dans les écoulements en cisaillement, des différences entre les contraintes normales sont produites à cause des grandes déformations subies par le fluide. Nous utilisons les équations (III.1) et (III.2).

$$N_1 = \tau_{xx} - \tau_{yy} \quad (\text{III.1})$$

$$N_2 = \tau_{yy} - \tau_{zz} \quad (\text{III.2})$$

Lorsque la solution est mise brutalement en mouvement dans un écoulement en cisaillement simple, il y a apparition de surmodulation de contrainte.

Les fluides viscoélastiques montrent une résistance nettement plus élevée que les fluides newtoniens lorsqu'ils sont sollicités à l'étirement. Cette résistance est définie par le rapport de contraintes normales ($\tau_{xx}-\tau_{yy}$) sur le taux d'étirement $\dot{\gamma}$. Elle est désignée sous le nom de viscosité élongationnelle η_e .

Du point de vu physique, l'effet viscoélastique se caractérise par un temps de relaxation. Dans le cas de solutions additives de polymères de poids moléculaires élevés, l'effet viscoélastique provient de l'interaction entre deux effets :

- l'action hydrodynamique du solvant qui tend à déployer la macromolécule dans la direction de l'écoulement et,
- l'agitation thermique ou mouvement Brownien qui s'oppose à cette orientation.

Au repos, sans aucun écoulement de la part du solvant, la configuration de la molécule de poids moléculaire élevé correspond à celle d'une chaîne dense, enchevêtrée, repliée sur elle-même, en mouvement continu (ces mouvements sont provoqués par

l'agitation thermique). Dans cette configuration, la macromolécule atteint une entropie maximale qui traduit son désordre maximum.

Lorsque le solvant est mis en mouvement, les chaînes macromoléculaires subissent un effet d'entraînement suivant la direction du solvant. Deux cas sont possibles :

- les forces d'interaction solvant-polymère restent plus faibles que les forces de cohésion polymère-polymère : les macromolécules restent repliées sur elles mêmes. Leurs mouvements ressemblent à celui de petites sphères rigides qui roulent les unes sur les autres sans affecter le mouvement du solvant,
- dans le cas contraire, l'action du solvant tend à déployer la macromolécule dans le sens de l'écoulement. Cet effet d'orientation prédomine dès les premiers instants. Puis, l'agitation thermique se fait de plus en plus sensible et vient s'opposer à l'orientation de la molécule afin de rétablir une partie du désordre initial. L'équilibre s'instaure progressivement. Le temps d'adaptation marque l'instant où ces deux effets se composent.

III.4. Elément de base de la théorie des réseaux

Dans la théorie des réseaux des solides macromoléculaires, que l'on a utilisé pour établir les lois de comportement, les articulations chimiques sont décrites comme des points ou des jonctions aux niveaux desquelles, des portions de molécules sont toujours obligées de se déplacer ensemble [29]. En adaptant cette théorie aux liquides, il est supposé que les jonctions ne sont pas permanentes mais sont continuellement en train de se créer et de se détruire. L'approximation principale est que : les interactions entre les polymères sont localisées au niveau des jonctions, en sachant qu'une jonction est un endroit d'attraction forte entre deux points isolés appartenant chacun à une chaîne polymère différente, et qui sont obligés de coïncider.

Une chaîne macromoléculaire joignant deux jonctions successives est appelée « segment » et une chaîne macromoléculaire connectée à une seule jonction est appelée « extrémité lâche ». De plus, une chaîne macromoléculaire non attachée au réseau est appelée « chaîne parasite ». La totalité des segments forme le réseau moléculaire. L'organisation des jonctions, qui dépendent du temps, assure la cohésion du réseau.

Voici une partie du réseau macromoléculaire et sa modélisation :

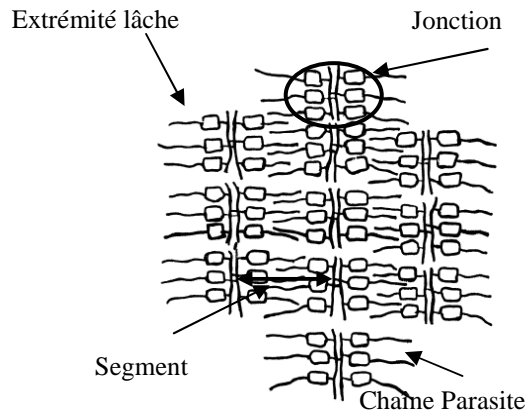


Figure III.2. Schéma représentant un réseau

Toutes les chaînes de polymère qui ne sont pas des segments, c'est-à-dire les chaînes parasites et extrémités lâches, sont entièrement négligées dans la théorie des réseaux.

Voici les 5 hypothèses communes, aux solides et aux liquides, dans la théorie des réseaux :

- Une solution concentrée de polymères peut être représentée par un réseau moléculaire dont les interactions entre polymères interviennent uniquement de manière locale au niveau des points isolés le long des chaînes. Seul ce réseau est responsable du comportement rhéologique : les extrémités lâches et les parasites sont négligés,
- La solution de polymères est supposée incompressible : les déformations sont considérées à volume constant,
- Les points de jonction ont un mouvement affine. Les mouvements thermiques des jonctions sont négligés,
- La fonction de distribution sur l'espace de configuration pour chaque segment, est en équilibre quelque soit le temps t ,
- La solution de polymères est sujette, soit à déformation homogène soit à un écoulement homogène.

Ces cinq hypothèses ne peuvent pas être modifiées sans changer fondamentalement la théorie. La théorie des réseaux pour les solides obéit essentiellement à ces 5 hypothèses avec ajout de quelques hypothèses mineures. Pour les liquides, comme c'est le cas de notre étude, on prend les hypothèses supplémentaires suivantes :

- Les segments sont perdus et créés au cours de l'écoulement. Quelque soit le temps t , le réseau sera constitué de segments avec une distribution d'âge,
- La contrainte est supposée être la somme des contributions de tous les segments existants au temps présent, ceux-ci ayant été créés à différents temps passés,
- Il est supposé que la fonction de distribution des segments au moment de leur création est identique à la fonction de distribution à l'équilibre pour une chaîne librement jointe sans contraintes à ses extrémités,
- La distribution Gaussienne pour les nouveaux segments créés est parfois désignée sous le nom de « Wall distribution »,
- Les segments peuvent être caractérisés par un seul nombre entier positif i qui indique la « complexité » du segment.

On ne connaît pas bien les mécanismes de création et de destruction des enchevêtrements temporaires des polymères dans les liquides. C'est pourquoi la théorie se concentre plus sur les segments. De plus, on s'attend à la formation de nombreux différents types d'enchevêtrement ce qui va entraîner un large éventail de « degré de permanence ». L'idée de « complexité du segment » est employée pour décrire la « permanence » relative des différents segments. On fait la distinction entre, les segments formés résultants d'un enchevêtrement physique temporaire et les segments formés entre liaisons chimiques permanentes.

Pour les solides, les segments ont tous la même complexité puisqu'ils sont tous permanents. Mais, pour les liquides la complexité d'un segment est attachée à la topologie du nœud formé par mouvement brownien qui constitue la jonction.

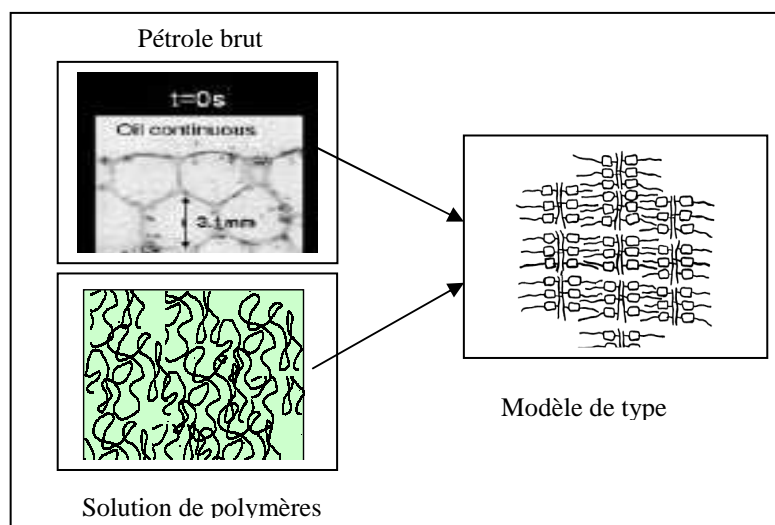


Figure III.3. Analogie pétrole brut / solution de polymères, et modélisation.

III.5. Formulation de base

Pour utiliser convenablement la théorie des réseaux, nous devons introduire des hypothèses initiales [29].

Hypothèse 1 : On prend l'hypothèse d'un écoulement isotherme, et qu'une chaîne est une partie de molécule située entre deux jonctions et qu'à tout temps t , on peut trouver des chaînes de différentes longueurs dans un élément de volume. La longueur de la chaîne est représentée par i , le nombre sous-unités et, N_i est le nombre de chaînes contenant i sous-unités. (i-chaînes).

Une chaîne est représentée par son nombre de sous-unités et par le vecteur ρ entre ses extrémités. $\Psi_i(\rho)$ est la fonction de distribution des vecteurs extrémités ρ . $\Psi_i(\rho)d^3\rho$ est le nombre de chaînes par unité de volume ayant i sous-unités et un vecteur extrémité dans un voisinage $d^3\rho$ autour de ρ .

Hypothèse 2 : la réponse dans le voisinage d'un point matériel dépend seulement de la déformation et de la configuration à ce point.

Telles sont les deux hypothèses qui nous permettent d'écrire l'équation d'équilibre de Ψ_i . Sachant que l'écoulement de la solution introduit une déformation du réseau qui s'accompagne d'une disparition de jonction d'enchevêtrements et donc de brins, de même que d'une formation de nouvelles jonctions et de chaînes [29]. C'est ce processus que nous voulons décrire.

Ecrivons l'équation d'équilibre pour la fonction de distribution des chaînes contenant i segments. Pour cela, nous établissons, dans une unité de volume, le bilan de brins de i sous-unités. Ce bilan est régi par :

- Le nombre de i-chaînes qui sortent et qui entrent du volume dans l'intervalle dt .
- Le taux de formation k_i de ces i-chaînes.
- Le taux de disparition l_i de ces i-chaînes.

La dérivée totale de ψ est égale au taux de création moins le taux de destruction.

$$\frac{d\psi_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial \rho}(\psi_i \dot{\rho}) + k_i - l_i \quad (\text{III.3})$$

Les taux k_i et l_i dépendent de la taille de la configuration de la chaîne et des paramètres locaux instantanés de l'écoulement.

Si l'on revient au modèle PTT, il se distingue des modèles de la théorie des réseaux en prenant pour hypothèse un mouvement non affine des brins de polymère au sein du solvant. La vitesse $\dot{\rho}$ peut être reliée au vecteur extrémité ρ par une transformation [29].

Si le déplacement des jonctions coïncide avec le déplacement des particules de matériau du continuum macroscopique équivalent, alors la transformation est linéaire : c'est une déformation affine on a alors :

$$\dot{\rho} = L\rho \quad (\text{III.4})$$

Où L est le tenseur gradient de vitesse de l'écoulement macroscopique ∇v . Le développement sera inchangeable, si la déformation non affine suivante est employée.

$$\dot{\rho} = (L - \xi D)\rho = \zeta \cdot \rho \quad (\text{III.5})$$

Où D est le tenseur taux de cisaillement macroscopique (la partie symétrique de L),

ξ est le taux de glissement entre le pétrole brut et l'eau,

ζ est le tenseur gradient de vitesse de l'écoulement local.

A ce stade, il est nécessaire de spécifier les taux de formation k_i et le taux de disparition l_i . Ce dernier est pris proportionnel à un nombre représentant la chaîne présente tel que :

$$l_i = h_i \psi_i \quad (\text{III.6})$$

Quant à h_i , il est fonction de la taille de la chaîne, de la configuration et des paramètres de l'écoulement local. La formation des segments suit un processus brownien. Le taux de création est proportionnel à la fonction de distribution en équilibre :

$$k_i = g_i \psi_{i,0} \quad (\text{III.7})$$

Il est supposé ici, que l'écoulement vient réduire le taux de création de ces jonctions. Cette réduction est présentée avec un terme de premier ordre dans ψ_i :

$$k_i = g_i \psi_{i,0} - \alpha_i \psi \quad (\text{III.8})$$

g_i et α_i dépendront de h_i .

À l'équilibre, le taux de création et de destruction doit être égal à :

$$h_{i,0} = g_{i,0} - \alpha_{i,0} \quad (\text{III.9})$$

De plus,

$$h_i = (g_i - \alpha_i) + p_i \quad (\text{III.10})$$

$$p_{i,0} = 0$$

Avec les hypothèses constitutives spécifiques faites à propos de k_i et l_i , l'équation d'équilibre pour la fonction de distribution (III.3) devient donc :

$$\frac{d\psi_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial \rho} (\psi_i \zeta \cdot \rho) + g_i (\psi_{i,0} - \psi_i) - p_i \psi_i \quad (\text{III.11})$$

Cette équation ne diffère pas de celle que l'on aurait obtenue avec un taux de destruction $l_i = h_i \psi_i$, un taux de création $k_i = h_i \cdot \psi_{i,0}$, et un coefficient $h_i = g_i \cdot p_i$. Mais, l'interprétation aurait été différente. Elle peut être utilisée, aussi, pour calculer la structure instantanée et, par la suite, avec d'autres hypothèses, la distribution des contraintes.

Des simplifications importantes sont nécessaires, si l'on veut réaliser des intégrations afin de pouvoir obtenir une équation constitutive reliant directement les contraintes aux déformations. Il est courant, dans d'autres domaines de rhéologie, d'obtenir des équations couplées.

III.5.1. Ecriture de l'équation bilan des chaînes

Après avoir vu quels sont les éléments qui interviennent dans le bilan, passons maintenant à son calcul. Sachant que le nombre de i -chaînes N_i est obtenu en intégrant la fonction de distribution sur l'espace de configuration tel que [29] :

$$N_i = \int \psi_i d^3 \rho \quad (\text{III.12})$$

et, selon Phan-Thien et Tanner, il est supposé que les paramètres g_i , p_i et ζ dépendent le plus des propriétés de la distribution, dans ce cas, l'intégrale de l'équation d'équilibre (III.11) sur l'espace de configuration nous donne l'équation cinétique suivante :

$$\frac{dN_i}{dt} = g_i (N_{i,0} - N_i) - p_i N_i \quad (\text{III.13})$$

Il est pratique de définir la fraction relative à l'équilibre des i -chaînes, dans un but de pouvoir comparer :

$$x_i = \frac{N_i}{N_{i,0}} \quad (\text{III.14})$$

On obtient alors :

$$\frac{dx_i}{dt} = g_i(1 - x_i) - p_i x_i \quad (\text{III.15})$$

Cette équation à, cependant, une limite, elle ne permet pas de prendre en compte le fait que le nombre de segments d'une certaine longueur sera augmenté par le cisaillement, tandis que le nombre d'autres segments sera diminué par ce même cisaillement.

III.5.2. Ecriture de l'équation de contraintes

L'équation de contraintes est obtenue en multipliant l'équation d'équilibre, pour la fonction de distribution, par le dyadique $\rho_i \rho_i$ et, en intégrant sur l'espace de configuration [28]. On alors :

$$\frac{D}{Dt} \langle \rho_i \rho_i \rangle = \frac{g_i}{x_i} (\langle \rho_{i,0} \rho_{i,0} \rangle - \langle \rho_i \rho_i \rangle) \quad (\text{III.16})$$

avec $\frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt}(\) - \zeta \cdot (\) - (\) \cdot \zeta^t$ = opérateur différentiel non affine.

Le fluide étant incompressible, les contraintes sont déterminées à une pression isotrope arbitraire à p_i près.

$$\pi_i = \tau_i + p_i \quad (\text{III.17})$$

On veut calculer τ_i . La théorie de la cinétique moléculaire fournit l'expression suivante :

$$\tau_i = N_i \frac{3kT}{ia^3} (\langle \rho_i \rho_i \rangle - \langle \rho_{i,0} \rho_{i,0} \rangle) \quad (\text{III.18})$$

k est la constante de Boltzmann,

T est la température absolue.

Pour déterminer $\langle \rho_{i,0} \rho_{i,0} \rangle$, il est nécessaire de définir la fonction de distribution des segments à l'instant initial pris comme équilibre. On considère que l'état des contraintes initiales est isotrope et on suppose, de plus que la fonction de distribution $\psi_{i,0}$ a la forme suivante :

$$\psi_{i,0} = \left(\frac{3}{2\pi i a^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{-3}{2\pi i a^2} \rho^2 \right) \quad (\text{III.19})$$

d'où :

$$\langle \rho_{i,0} \rho_{i,0} \rangle = \left(\frac{ia^2}{3} \right) I \quad (\text{III.20})$$

Avec I comme étant la tenseur unité,

ia la distance entre les extrémités d'un segment,

En prenant en compte les équations (III.18) et (III.20), on peut réécrire l'équation (III.16) sous la forme suivante :

$$\frac{x_i}{g_i} \frac{D}{Dt} \frac{\tau_i}{N_i kT} + \frac{\tau_i}{N_i kT} = \frac{x_i}{g_i} 2(1-\xi)D \quad (\text{III.21})$$

Le tenseur total est donné par la somme des contraintes partielles :

$$\tau = \sum \tau_i \quad (\text{III.22})$$

Le temps de relaxation est donné par :

$$\lambda_i = \frac{1}{g_i + p_i} \quad (\text{III.23})$$

Ce temps de relaxation fait intervenir, à la fois la constante de temps de destruction du réseau et, le retard de construction du réseau dû aux déformations.

III.6. Modèle de Phan-Thien et Tanner

Au départ, la construction du modèle de Phan-Thien et Tanner, nécessite l'introduction de deux hypothèses [29] :

- La première est un pseudo stationnaire de la structure :

$$\frac{dN_i}{dt} \approx 0 \quad (\text{III.24})$$

D'où d'après l'équation (III.13):

$$N_i \approx \frac{g_i}{g_i + p_i} N_{i,0} \quad (\text{III.25})$$

Cela suppose que les transitions structurelles sont lentes par rapport à une échelle de temps égale au temps de relaxation λ_i . En prenant cette hypothèse, on peut réécrire l'équation de contraintes (III.21) :

$$\frac{D\tau_i}{Dt} + (g_i + p_i) \tau_i = \frac{g_i}{g_i + p_i} (N_{i,0} kT) 2(1-\xi)D \quad (\text{III.26})$$

Le temps de relaxation de Maxwell $\lambda_i = \frac{1}{g_i + p_i}$ peut alors être écrit en fonction de la contrainte :

$$(g_i + p_i) = \frac{\sigma_i(tr\tau_i)}{\lambda_{i,0}} \quad (III.27)$$

- La deuxième hypothèse, plus explicite, mais qui n'est pas fondamentale en ce qui concerne le comportement de base, est que, les fonctions g_i et $g_i + p_i$, forment un ratio constant :

$$\frac{g_i}{g_i + p_i} = r_i = cte \quad (III.28)$$

Cette hypothèse semble être significative seulement si le ratio vaut 1 (c'est-à-dire $p_i \equiv 1$) et si la structure est toujours à l'équilibre. De toute façon, même dans les limites de non déformation, il s'ensuit de la première hypothèse que la structure n'est pas à l'équilibre.

Si on intègre (III.27) et (III.28) dans (III.26), on obtient l'équation constitutive du Modèle de Phan-Thien et Tanner (PTT)

$$\lambda_{i,0} \frac{D\tau_i}{Dt} + \sigma_i(tr\tau_i)\tau_i = 2\lambda_{i,0}G_{i,0} D \quad (III.29)$$

Avec : $G_{i,0} = r_i(1 - \xi)N_{i,0}kT$ et $\sigma_i = \exp\left(\epsilon \frac{tr\tau_i}{G_{i,0}}\right)$

- L'hypothèse d'état stationnaire pour la structure est valide pour des nombres de Deborah faibles, mais l'hypothèse que $r = constante$ enlève toute dépendance sur la structure sauf la « saturation en contrainte » introduite dans les écoulements élongationnels en fonction de σ .

Il faut apporter une légère modification au modèle Phan-Thien et Tanner ($\frac{dN_i}{dt} \neq 0$) afin de prendre en compte l'effet fluidifiant qui décrit la chute de la viscosité à un taux de cisaillement élevé.

On obtient, donc, l'équation constitutive du modèle de Phan-Thien et Tanner Modifié (MPTT) :

$$\begin{cases} \lambda_{i,0} \frac{D\tau_i}{Dt} + \sigma_i(tr\tau_i)\tau_i = 2\eta_m D \\ \lambda_i \frac{dN_i}{dt} + N_i = r_i N_{i,0} \end{cases} \quad (\text{III.30})$$

Avec η_m comme étant la viscosité de la suspension donnée par la loi de Krieger & Dougherty telle que :

$$\eta_m = \eta_p \left(1 - \frac{\phi}{\phi_{max}}\right)^{-2} \quad (\text{III.31})$$

avec :

- η_p la viscosité du pétrole brut saturant,
- ϕ_{max} la valeur maximale de volume de fraction, la concentration est de l'ordre de 0,63-0,64,
- ϕ le volume de fraction du pétrole brut qui est tel que: $30\% < \phi < 70\%$.

III.7. Modèle de Maxwell (UCM)

La théorie la plus fondamentale dans le cas d'un liquide élastique est dérivée du prétendu élément de maxwell, comme schématiquement montré dans la figure(III.4), Le modèle se compose d'un arrangement de série d'un élément purement visqueux assigné comme amortisseur, où η est la viscosité, et un corps parfaitement élastique assigné comme ressort, où G est le module d'élasticité. Le modèle de maxwell de la visco-élasticité est obtenu par la pensée de l'élément de maxwell, qui est soumis à une élongation soudaine et la force est alors calculée en fonction du temps. Comme vu de l'assemblée mécanique dans la fig. III.7 l'élément de maxwell n'a aucune longueur unique de référence et il se déformera indéfiniment quand une force (par unité de superficie) τ est appliqué. Ce comportement est analogue au liquide comme le comportement d'une fonte d'un matériel polymère non réticulé au-dessus de sa transition de verre.

Supposons que l'effort τ_1 , (la force par l'unité de surface) est $G\gamma_1$ et l'effort τ_2 dans l'amortisseur est $\eta(\partial\gamma_2 / \partial t) = \eta\dot{\gamma}_2$, ici, nous avons une relation entre τ_1 et τ_2 où

$$\tau = \tau_1 = \tau_2 \quad (\text{III. 32})$$

L'équation constitue de maxwell est représentée comme suit :

$$\lambda_{i0} \frac{\Delta \tau_i}{\Delta t} + \tau_i = 2\eta_m D \quad (\text{III.33})$$

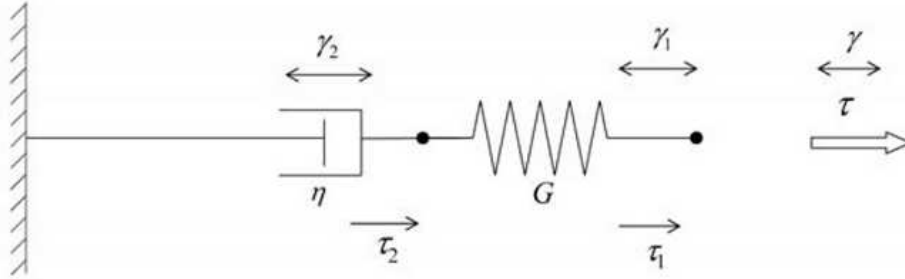


Figure. III.4. Élément de Maxwell.

III.8. Modèle de Giesekus

Le modèle de Giesekus appartient aux modèles différentiels non linéaire, introduit dans le cadre de l'étude de la rhéologie des solutions polymères. Ces modèles sont particulièrement bien adaptés aux écoulements instables.

Il apparaît, dans le modèle de Giesekus, des termes non-linéaires de contrainte.

- **Présentation**

L'équation constitutive du modèle de Giesekus s'écrit :

$$\tau = \tau_s + \tau_p \quad (\text{III.34})$$

$$\tau_s = -\eta_s * \dot{\gamma} \quad (\text{III.35})$$

$$\tau_p + \lambda_1 * \tau_{p(1)} - \alpha * \frac{\lambda_1}{\eta_p} * \{\tau_p * \tau_p\} = -\eta_p * \dot{\gamma} \quad (\text{III.36})$$

On note la superposition des tenseurs de contraintes :

τ_s : Contribution du solvant (eau)

τ_p : Contribution des polymères (pétrole brut)

Avec les paramètres :

$\dot{\gamma}$: Taux de cisaillement

λ_1 : Temps de relaxation

η_s : viscosité du solvant (eau) pour un taux de cisaillement nul

η_p : viscosité des polymères (pétrole brut) pour un taux de cisaillement nul

α : Paramètre de mobilité adimensionné

En remplaçant τ_p par $\tau - \tau_s = \tau + \eta_s * \dot{\gamma}$, on peut mettre l'équation constitutive sous la forme :

$$\tau + \lambda_1 * \tau_{(1)} - a * \frac{\lambda_1}{\eta_0} * \{\tau * \tau\} - a * \lambda_2 * \{\gamma_{(1)} * \tau + \tau * \gamma_{(1)}\} = -\eta_0 \left[\gamma_{(1)} + \lambda_2 * \gamma_{(2)} - a * \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1} * \{\gamma_{(1)} * \gamma_{(1)}\} \right] \quad (\text{III.37})$$

Avec les trois paramètres :

η_0 : viscosité à taux de cisaillement nul

λ_2 : Temps de retard

a : Paramètre de mobilité modifiée

Tels que :

$$\eta_0 = \eta_s + \eta_p \quad \lambda_2 = \lambda_1 * \frac{\eta_s}{\eta_s + \eta_p} \quad a = \alpha * \frac{\eta_s + \eta_p}{\eta_p} \quad (\text{III.38})$$

III.9. Modélisation de l'écoulement du pétrole brut

Nous arrivons à l'un des buts que l'on s'était fixé : les cas des pétroles bruts de l'Afrique du Nord, de la Mer du Nord et du Vénézuéla [30]. Pour ce faire, nous allons appliquer le modèle PTT, Maxwell et Giesekus sur un écoulement selon la longueur et le diamètre de la conduite (Figure III.5) au cours du temps et, de plus, on considère que le problème est axisymétrique pour calculer les différentes contraintes normale et tangentielle et, le gradient de pression en fonction de la vitesse moyenne. Ces calculs se basent sur les caractéristiques rhéologiques, le type de pétrole brut (la viscosité) et sur la zone de gisement (la température).

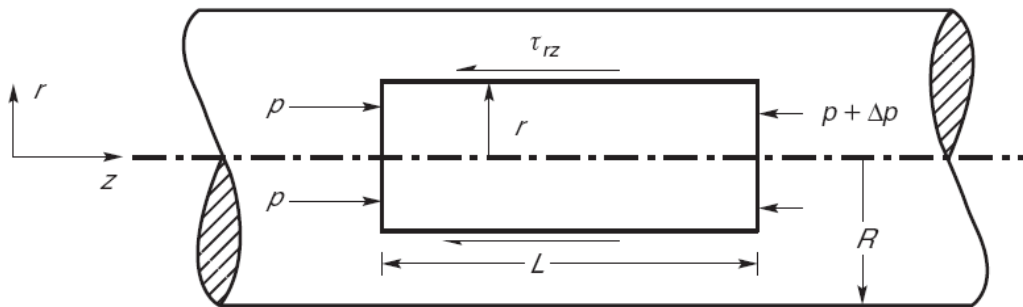


Figure III.5. Equilibre des forces sur un élément fluide dans une conduite circulaire [41].

Les conditions d'écoulement dans les canalisations de transport du pétrole brut dépendent de la caractéristique rhéologique de la phase d'hydrocarbure. La viscosité

apparente du fluide conditionne le régime d'écoulement qui peut être laminaire ou turbulent. Généralement, la vitesse du liquide varie entre 1 et 5 m/s. À 1m/s, une viscosité de 0.1 (Pa .s) conduit à un nombre de Reynolds de l'ordre de 1000 et l'écoulement peut être considérée laminaire [40].

Mais, quand la viscosité est autour de 0.01 (Pa.s), le nombre de Reynolds est alors de l'ordre de 10 000. Ainsi, pour l'huile légère et les condensats, le régime d'écoulement sera principalement turbulent [40].

❖ Contrainte à la paroi

Durant l'écoulement, il y a une chute de pression que l'on se doit de calculer. Dans le cas d'un écoulement stationnaire dans un pipe-line, l'équilibre des forces permet d'écrire une relation entre la contrainte à la paroi et le gradient de pression [40]:

L'expression de la contrainte à la paroi est :

$$\tau_w = \frac{\partial P}{\partial Z} \frac{r}{2} \quad (\text{III.39})$$

et le gradient de pression dans le pipe-line peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = f \frac{\rho U_m^2}{R} \quad (\text{III.40})$$

Cette relation ne dépend pas de la rhéologie du système. Dans le régime laminaire, le calcul du gradient de pression est lié uniquement à la détermination de la viscosité apparente. Quand la viscosité est connue (ou pour les fluides non newtoniens quand la rhéologie est connue), le calcul de la chute de pression peut être effectué en utilisant les équations du mouvement (III.39) et (III.40). La principale difficulté, alors, est de connaître la rhéologie du fluide. Les contraintes à la paroi ont une forme différente selon que le régime d'écoulement soit laminaire ou turbulent. Ainsi, la première étape consiste à obtenir la loi de viscosité apparente.

La deuxième étape consiste, elle, à déterminer le profil de vitesse. Les équations de Navier Stokes associées au modèle de viscosité apparente de Krieger, permettent d'obtenir, après quelques développements, l'expression du profil de vitesse modifié [31].

$$V_m(r) = \frac{a^{\frac{1}{3}}}{4\eta_\infty} (R^2 - r^2) + \left[\frac{a^{\frac{1}{3}}A}{2\eta_\infty} - \frac{|\tau_c|}{\eta_\infty} \right] (r - R) + \left[\frac{|\tau_c|A}{\eta_\infty} - \frac{a^{\frac{1}{3}}A^2}{2\eta_\infty} \right] \ln \left[\frac{r + A}{A + R} \right] \quad (\text{III.41})$$

Avec $A = \frac{2\eta_0|\tau_c|}{a\eta_\infty}$ où a est la chute de pression.

Le profil de vitesse permet de calculer L , ζ et D respectivement tenseur de taux de gradient de l'écoulement global, tenseur de taux de gradient de l'écoulement local et tenseur macroscopique des taux de déformations.

- On applique le modèle de MPTT (III.30) à l'écoulement du pétrole brut dans le pipe-line :

$$\lambda_{i,0} \frac{D\tau_{ij}}{Dt} + \sigma_i (tr\tau_{ij}) \tau_{ij} = 2\eta_m D$$

$$\frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt} () - \zeta () - () \cdot \zeta^t \quad \text{Avec : } i=1, 2, 3 \text{ et } j=1, 2, 3$$

Tenseur gradient de vitesse de l'écoulement global L :

$$L_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad \text{D'où :} \quad L = \begin{bmatrix} \frac{\partial u_r}{\partial r} & \frac{\partial u_r}{\partial \theta} & \frac{\partial u_r}{\partial z} \\ \frac{\partial u_\theta}{\partial r} & \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} & \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \\ \frac{\partial u_z}{\partial r} & \frac{\partial u_z}{\partial \theta} & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{bmatrix}$$

$$\text{Donc: } L = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ AA & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{(III.42)}$$

$$\text{Avec } AA = \frac{-\frac{a r}{2} \left[\left(\frac{a r}{2} \right) + (\tau_c) \right]}{\left[(\tau_c) \eta_0 + \eta_\infty \left(\frac{a r}{2} \right) \right]}$$

- Tenseur de déformation macroscopique D :

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

D'où:

$$D = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} & \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} & \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \\ \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial \theta} & \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} & \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial \theta} \\ \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} & \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial z} & \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{bmatrix}$$

Donc:

$$D = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & AA \\ 0 & 0 & 0 \\ AA & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{III.43})$$

- Tenseur gradient de vitesse de l'écoulement local $\zeta = (L - \xi.D)$ Donc:

$$\zeta = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\frac{\xi}{2}AA \\ 0 & 0 & 0 \\ AA\left(1 - \frac{\xi}{2}\right) & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{III.44})$$

- Calcul de $\zeta_i(\tau_i) + (\tau_i) \cdot \zeta^t$:

On a:

$$\tau_i = \begin{bmatrix} \tau_{rr} & \tau_{r\theta} & \tau_{rz} \\ \tau_{\theta r} & \tau_{\theta\theta} & \tau_{\theta z} \\ \tau_{zr} & \tau_{z\theta} & \tau_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tau_{rr} & 0 & \tau_{rz} \\ 0 & \tau_{\theta\theta} & 0 \\ \tau_{zr} & 0 & \tau_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.45})$$

$$\zeta(\tau_i) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\frac{\xi}{2}AA \\ 0 & 0 & 0 \\ -AA\left(\frac{\xi}{2} - 1\right) & 0 & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \tau_{rr} & 0 & \tau_{rz} \\ 0 & \tau_{\theta\theta} & 0 \\ \tau_{zr} & 0 & \tau_{zz} \end{bmatrix}$$

$$\Rightarrow \zeta(\tau_i) = \begin{bmatrix} -\frac{\xi}{2}AA & \tau_{zr} & 0 & -\frac{\xi}{2}AA & \tau_{zz} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -AA\left(\frac{\xi}{2}-1\right) & \tau_{rr} & 0 & -AA\left(\frac{\xi}{2}-1\right) & \tau_{rz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.46})$$

$$\Rightarrow (\tau_i)\zeta^t = \begin{bmatrix} -\frac{\xi}{2}AA & \tau_{zr} & 0 & -AA\left(\frac{\xi}{2}-1\right) & \tau_{rr} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\xi}{2}AA & \tau_{zz} & 0 & -AA\left(\frac{\xi}{2}-1\right) & \tau_{rz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.47})$$

Enfin:

$$\zeta \cdot (\tau_i) + (\tau_i) \cdot \zeta^t = \begin{bmatrix} -\xi AA \tau_{zr} & 0 & -AA\left(\frac{\xi}{2}\tau_{zz} + \left(\frac{\xi}{2}-1\right)\tau_{rr}\right) \\ 0 & 0 & 0 \\ -AA\left(\frac{\xi}{2}\tau_{zz} + \left(\frac{\xi}{2}-1\right)\tau_{rr}\right) & 0 & -2AA\left(\frac{\xi}{2}-1\right)\tau_{rz} \end{bmatrix} \quad (\text{III. 48})$$

- Projection du modèle MPTT :

D'où on obtient le système : $\frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt}(\) - \zeta \cdot (\) - (\) \cdot \zeta^t$

$$\begin{cases} sur(rr) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial t} = -\frac{\sigma_i}{\lambda_{i,0}} \tau_{rr} - AA \zeta \cdot \tau_{rz} \\ sur(rz) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial t} = -\frac{\sigma_i}{\lambda_{i,0}} \tau_{rz} - AA [\xi \cdot \tau_{zz} + (\xi - 2) \cdot \tau_{rr}] + 2 \frac{\eta_m}{\lambda_{i,0}} AA \\ sur(zz) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial t} = -\frac{\sigma_i}{\lambda_{i,0}} \cdot \tau_{zz} - AA(\xi - 2)\tau_{rz} \end{cases} \quad (\text{III.49})$$

Avec $\sigma_i = \exp\left(\in \frac{tr(\tau_i)}{G_{i,0}}\right)$

- La condition initiale étant $\tau_{ij}(t=0) = 0$.
- $G_{i,0}$ est le module de cisaillement du pétrole brut, $G_{i,0} = 100$.
- R est le rayon de la conduite = 50 cm.

Ces tenseurs sont introduits dans l'équation constitutive des modèles étudiés, ceci nous permet d'obtenir un système d'équations qui peut être résolu numériquement.

- On applique le modèle UCM à l'écoulement du pétrole brut dans le pipeline :

$$\lambda_{i,0} \frac{\Delta \tau_{ij}}{\Delta t} + \tau_{ij} = 2\eta_m D$$

$$\frac{\Delta}{\Delta t} = \frac{d}{dt}(\) + v\nabla(\) - \zeta(\) - (\)\zeta' \quad \text{Avec : } i=1, 2, 3 \text{ et } j=1, 2, 3$$

On suppose que l'écoulement est homogène donc :

$$v\nabla(\) = 0$$

- Tenseur gradient de vitesse de l'écoulement global L :

$$L_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad \text{D'où :} \quad L = \begin{bmatrix} \frac{\partial u_r}{\partial r} & \frac{\partial u_r}{\partial \theta} & \frac{\partial u_r}{\partial z} \\ \frac{\partial u_\theta}{\partial r} & \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} & \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \\ \frac{\partial u_z}{\partial r} & \frac{\partial u_z}{\partial \theta} & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{bmatrix}$$

Donc:

$$L = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ AA & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Avec

$$AA = \frac{-\frac{a r}{2} \left[\left(\frac{a r}{2} \right) + (\tau_c) \right]}{\left[(\tau_c) \eta_0 + \eta_\infty \left(\frac{a r}{2} \right) \right]}$$

- Tenseur de déformation macroscopique D :

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

D'où:

$$D = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} & \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} & \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \\ \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial \theta} & \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} & \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial \theta} \\ \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} & \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial z} & \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{bmatrix}$$

Donc:

$$D = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & AA \\ 0 & 0 & 0 \\ AA & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

- Tenseur gradient de vitesse de l'écoulement local $\zeta = (L - \xi \cdot D)$ Donc:

$$\zeta = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\frac{\zeta}{2}AA \\ 0 & 0 & 0 \\ AA\left(1 - \frac{\zeta}{2}\right) & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

- Calcul de $\zeta \cdot (\tau_i) + (\tau_i) \cdot \zeta^t$:

On a:

$$\tau_i = \begin{bmatrix} \tau_{rr} & \tau_{r\theta} & \tau_{rz} \\ \tau_{\theta r} & \tau_{\theta\theta} & \tau_{\theta z} \\ \tau_{zr} & \tau_{z\theta} & \tau_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tau_{rr} & 0 & \tau_{rz} \\ 0 & \tau_{\theta\theta} & 0 \\ \tau_{zr} & 0 & \tau_{zz} \end{bmatrix}$$

$$\zeta(\tau_i) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\frac{\zeta}{2}AA \\ 0 & 0 & 0 \\ -AA\left(\frac{\zeta}{2} - 1\right) & 0 & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \tau_{rr} & 0 & \tau_{rz} \\ 0 & \tau_{\theta\theta} & 0 \\ \tau_{rz} & 0 & \tau_{zz} \end{bmatrix}$$

$$\Rightarrow \zeta(\tau_i) = \begin{bmatrix} -\frac{\zeta}{2}AA & \tau_{zr} & 0 & -\frac{\zeta}{2}AA & \tau_{zz} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -AA\left(\frac{\zeta}{2} - 1\right) & \tau_{rr} & 0 & -AA\left(\frac{\zeta}{2} - 1\right) & \tau_{rz} \end{bmatrix}$$

$$\Rightarrow (\tau_i)\zeta^t = \begin{bmatrix} -\frac{\zeta}{2}AA & \tau_{zr} & 0 & -AA\left(\frac{\zeta}{2} - 1\right) & \tau_{rr} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\zeta}{2}AA & \tau_{zz} & 0 & -AA\left(\frac{\zeta}{2} - 1\right) & \tau_{rz} \end{bmatrix}$$

Enfin:

$$\zeta \cdot (\tau_i) + (\tau_i) \cdot \zeta^t = \begin{bmatrix} -\zeta AA \tau_{rz} & 0 & -AA \left(\frac{\zeta}{2} \tau_{zz} + \left(\frac{\zeta}{2} - 1 \right) \tau_{rr} \right) \\ 0 & 0 & 0 \\ -AA \left(\frac{\zeta}{2} \tau_{zz} + \left(\frac{\zeta}{2} - 1 \right) \tau_{rr} \right) & 0 & -2AA \left(\frac{\zeta}{2} - 1 \right) \tau_{rz} \end{bmatrix}$$

Projection du modèle UCM :

$$\text{D'où on obtient le système : } \frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt} () - \zeta \cdot () - () \cdot \zeta^t$$

$$\begin{cases} \text{sur}(rr) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial t} = -\frac{1}{\lambda_{i,0}} \tau_{rr} - AA \zeta \cdot \tau_{rz} \\ \text{sur}(rz) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial t} = -\frac{1}{\lambda_{i,0}} \tau_{rz} - AA \left[\frac{\zeta}{2} \cdot \tau_{zz} + \left(\frac{\zeta}{2} - 1 \right) \tau_{rr} \right] + \frac{\eta_m}{\lambda_{i,0}} AA \\ \text{sur}(zz) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial t} = -\frac{1}{\lambda_{i,0}} \tau_{zz} - AA (\zeta - 2) \tau_{rz} \end{cases} \quad (\text{III.50})$$

- La condition initiale étant $\tau_{ij}(t=0) = 0$.
- R est le rayon de la conduite = 50 cm.

Ces tenseurs sont introduits dans l'équation constitutive des modèles étudiés, ceci nous permet d'obtenir un système d'équations qui peut être résolu numériquement.

- **On applique le modèle de Giesekus à l'écoulement du pétrole brut dans le pipe-line :**

$$\tau + \lambda_1 * \tau_{(1)} - a * \frac{\lambda_1}{\eta_0} * \{\tau * \tau\} - a * \lambda_2 * \{\gamma_{(1)} \cdot \tau + \tau \cdot \gamma_{(1)}\} = -\eta_0 \left[\gamma_{(1)} + \lambda_2 * \gamma_{(2)} - a * \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1} * \{\gamma_{(1)} \cdot \gamma_{(1)}\} \right]$$

$$\tau_{(i)} = \frac{\Delta}{\Delta t} = \frac{d}{dt} () + v \nabla () - \zeta \cdot () - () \cdot \zeta^t \quad \text{Avec : } i=1, 2, 3 \text{ et } j=1, 2, 3$$

En suppose que l'écoulement est homogène donc :

$$v \nabla () = 0$$

Calcul de $\tau_{(1)}$:

$$\mathcal{Y}_{(1)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & AA \\ 0 & 0 & 0 \\ AA & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathcal{Y}_{(1)} \cdot \mathcal{Y}_{(1)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & AA \\ 0 & 0 & 0 \\ AA & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 0 & AA \\ 0 & 0 & 0 \\ AA & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\Rightarrow \mathcal{Y}_{(1)} \cdot \mathcal{Y}_{(1)} = \begin{bmatrix} AA^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & AA^2 \end{bmatrix}$$

- Calcul de $\zeta \cdot (\tau_i) + (\tau_i) \cdot \zeta^t$:

On a:

$$\tau_i = \begin{bmatrix} \tau_{rr} & \tau_{r\theta} & \tau_{rz} \\ \tau_{\theta r} & \tau_{\theta\theta} & \tau_{\theta z} \\ \tau_{zr} & \tau_{z\theta} & \tau_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tau_{rr} & 0 & \tau_{rz} \\ 0 & \tau_{\theta\theta} & 0 \\ \tau_{zr} & 0 & \tau_{zz} \end{bmatrix}$$

$$\tau_i \cdot \tau_i = \begin{bmatrix} \tau_{rr} & 0 & \tau_{rz} \\ 0 & \tau_{\theta\theta} & 0 \\ \tau_{zr} & 0 & \tau_{zz} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \tau_{rr} & 0 & \tau_{rz} \\ 0 & \tau_{\theta\theta} & 0 \\ \tau_{zr} & 0 & \tau_{zz} \end{bmatrix}$$

$$\tau_i \cdot \tau_i = \begin{bmatrix} \tau_{rr}^2 + \tau_{rz}^2 & 0 & \tau_{rr}\tau_{rz} + \tau_{rz}\tau_{zz} \\ 0 & \tau_{\theta\theta}^2 & 0 \\ \tau_{zr}\tau_{rr} + \tau_{zr}\tau_{zz} & 0 & \tau_{zr}^2 + \tau_{zz}^2 \end{bmatrix} \quad (III.51)$$

$$\mathcal{Y}_{(1)} \cdot \tau = \begin{bmatrix} 0 & 0 & AA \\ 0 & 0 & 0 \\ AA & 0 & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \tau_{rr} & 0 & \tau_{rz} \\ 0 & \tau_{\theta\theta} & 0 \\ \tau_{zr} & 0 & \tau_{zz} \end{bmatrix}$$

$$\mathcal{Y}_{(1)} \cdot \tau = \begin{bmatrix} AA \tau_{zr} & 0 & AA \tau_{zz} \\ 0 & 0 & 0 \\ AA \tau_{rr} & 0 & AA \tau_{rz} \end{bmatrix} \quad (III.52)$$

$$\tau \cdot \mathcal{Y}_{(1)} = \begin{bmatrix} \tau_{rr} & 0 & \tau_{rz} \\ 0 & \tau_{\theta\theta} & 0 \\ \tau_{zr} & 0 & \tau_{zz} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 0 & 0 & AA \\ 0 & 0 & 0 \\ AA & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\tau \cdot \gamma_{(1)} = \begin{bmatrix} AA \tau_{rz} & 0 & AA \tau_{rr} \\ 0 & 0 & 0 \\ AA \tau_{zz} & 0 & AA \tau_{rz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.53})$$

$$\gamma_{(1)} \cdot \tau + \tau \cdot \gamma_{(1)} = \begin{bmatrix} 2 AA \tau_{rz} & 0 & AA (\tau_{rr} + \tau_{zz}) \\ 0 & 0 & 0 \\ AA (\tau_{rr} + \tau_{zz}) & 0 & 2 AA \tau_{rz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.54})$$

$$\begin{aligned} \zeta(\tau_i) &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\frac{\zeta}{2} AA \\ 0 & 0 & 0 \\ -AA \left(\frac{\zeta}{2} - 1 \right) & 0 & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \tau_{rr} & 0 & \tau_{rz} \\ 0 & \tau_{\theta\theta} & 0 \\ \tau_{rz} & 0 & \tau_{zz} \end{bmatrix} \\ \Rightarrow \zeta(\tau_i) &= \begin{bmatrix} -\frac{\zeta}{2} AA \tau_{rz} & 0 & -\frac{\zeta}{2} AA \tau_{zz} \\ 0 & 0 & 0 \\ -AA \left(\frac{\zeta}{2} - 1 \right) \tau_{rr} & 0 & -AA \left(\frac{\zeta}{2} - 1 \right) \tau_{rz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.55}) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow (\tau_i) \zeta^t = \begin{bmatrix} -\frac{\zeta}{2} AA \tau_{rz} & 0 & -AA \left(\frac{\zeta}{2} - 1 \right) \tau_{rr} \\ 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\zeta}{2} AA \tau_{zz} & 0 & -AA \left(\frac{\zeta}{2} - 1 \right) \tau_{rz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.56})$$

Enfin:

$$\zeta(\tau_i) + (\tau_i) \zeta^t = \begin{bmatrix} -\zeta AA \tau_{rz} & 0 & -AA \left(\frac{\zeta}{2} \tau_{zz} + \left(\frac{\zeta}{2} - 1 \right) \tau_{rr} \right) \\ 0 & 0 & 0 \\ -AA \left(\frac{\zeta}{2} \tau_{zz} + \left(\frac{\zeta}{2} - 1 \right) \tau_{rr} \right) & 0 & -2 AA \left(\frac{\zeta}{2} - 1 \right) \tau_{rz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.57})$$

➤ Projection du modèle Giesekus :

D'où on obtient le système :

$$\begin{cases} \text{sur}(rr) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial t} = \frac{1}{\lambda_1} * \left[-\tau_{rr} + (2 * a * \lambda_2 - \lambda_1 * \zeta) * \tau_{rz} * AA + a * \frac{\lambda_1}{\eta_0} * (\tau_{rr}^2 + \tau_{rz}^2) + \eta_0 * a * \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1} * AA^2 \right] \\ \text{sur}(rz) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial t} = \frac{1}{\lambda_1} * \left[-\tau_{rz} - \eta_0 * AA + \left(a * \lambda_2 - \frac{\zeta}{2} * \lambda_1 + a * \frac{\lambda_1}{\eta_0} * \tau_{rz} \right) * \tau_{zz} AA + \left(a * \lambda_2 + \left(1 - \frac{\zeta}{2} \right) * \lambda_1 + a * \frac{\lambda_1}{\eta_0} * \tau_{rz} \right) \tau_{rr} AA \right] \\ \text{sur}(zz) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial t} = \frac{1}{\lambda_1} * \left[-\tau_{zz} + ((2 - \zeta) * \lambda_1 + 2 * a * \lambda_2) * \tau_{rr} * AA + a * \frac{\lambda_1}{\eta_0} * (\tau_{zz}^2 + \tau_{rz}^2) + \eta_0 * a * \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1} * AA^2 \right] \end{cases} \quad (\text{III.58})$$

- La condition initiale étant $\tau_{ij}(t = 0) = 0$.
- R est le rayon de la conduite = 50 cm.

Ces tenseurs sont introduits dans l'équation constitutive des modèles étudiés, ceci nous permet d'obtenir un système d'équations qui peut être résolu numériquement.

III.10. Résultats et interprétation

Les figures suivantes représentent la variation de la contrainte de cisaillement et de la contrainte normale en fonction du temps et du rayon de la conduite.

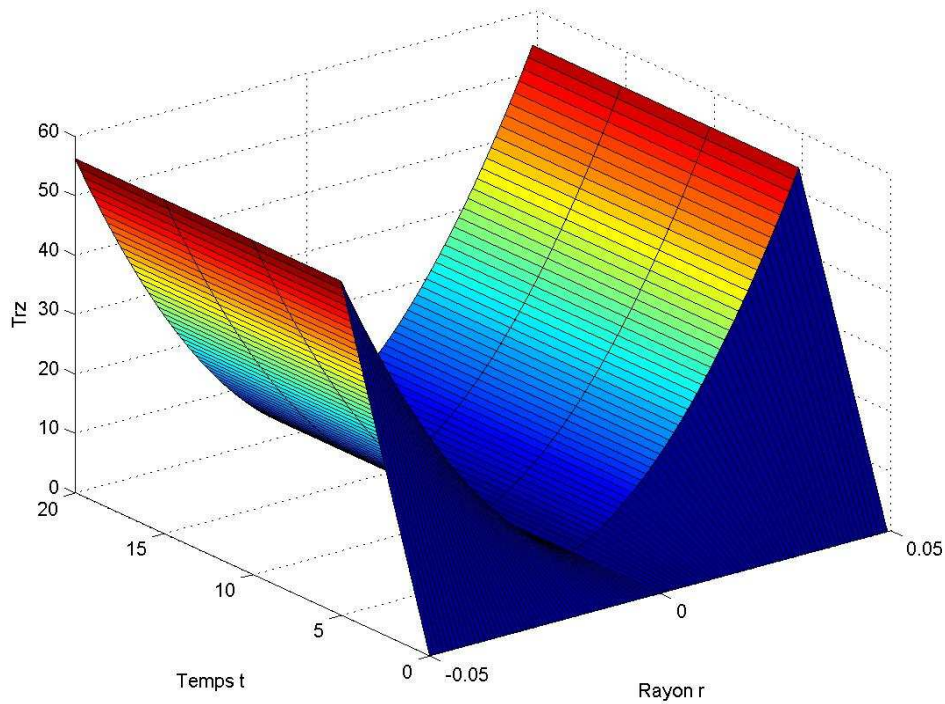


Figure III.6. Contrainte de cisaillement (τ_{rz}) en fonction du temps et du diamètre de conduite pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle MPTT).

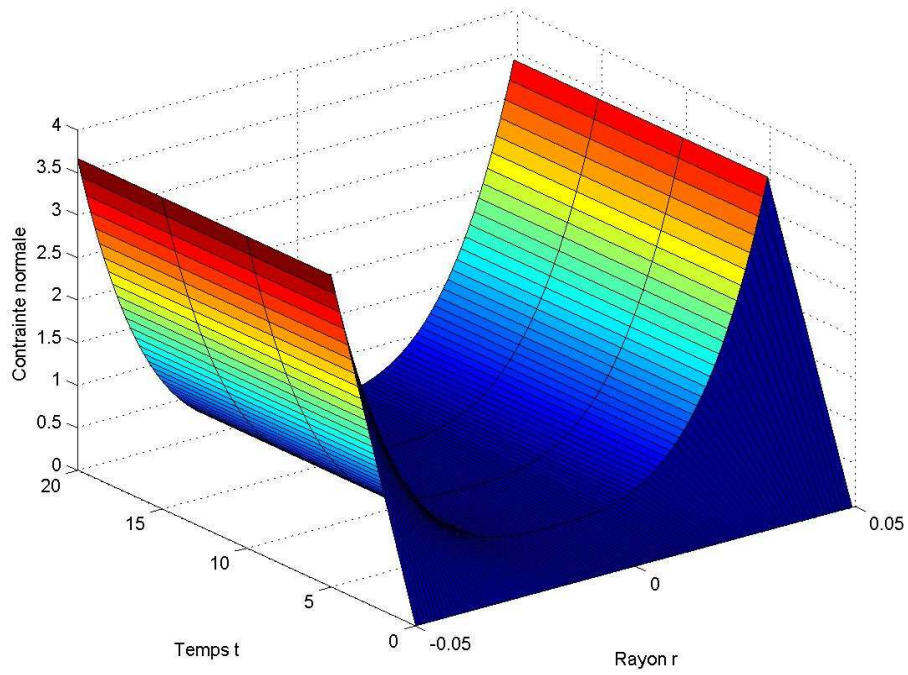


Figure III.7. Contrainte normale en fonction du temps et du diamètre de conduite pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle MPTT).

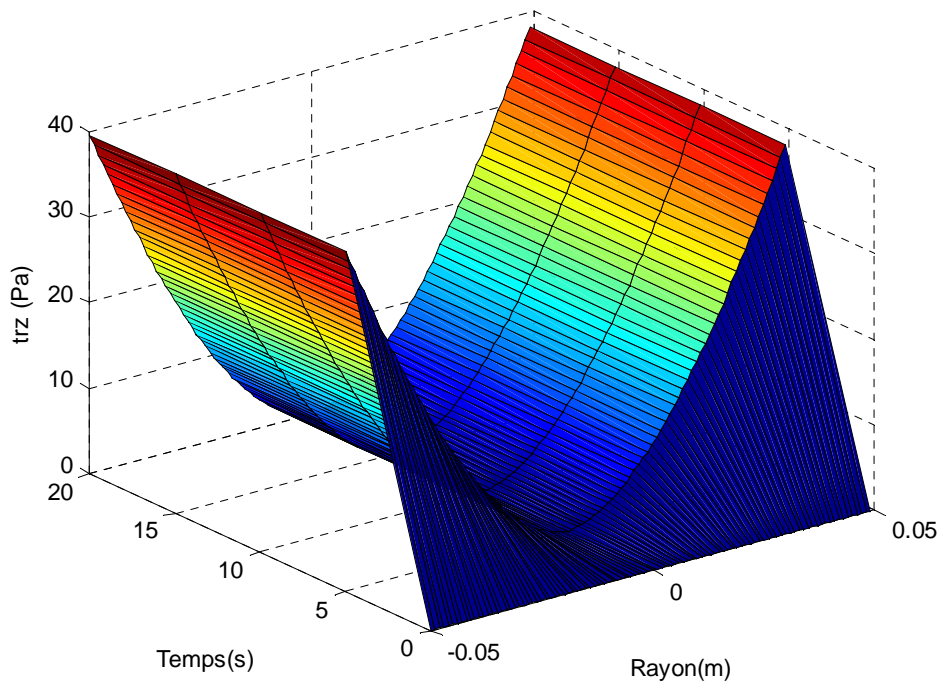


Figure III.8. Contrainte de cisailment (τ_{rz}) en fonction du temps et du diamètre de conduite pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle de Maxwell).

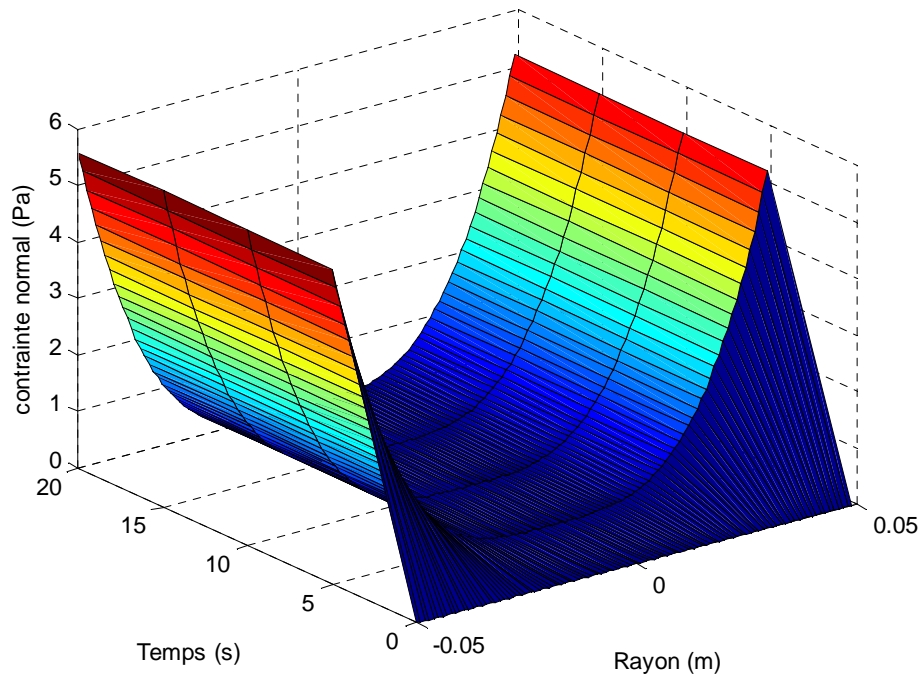


Figure III.9. Contrainte normale en fonction du temps et du diamètre de conduite pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle de Maxwell).

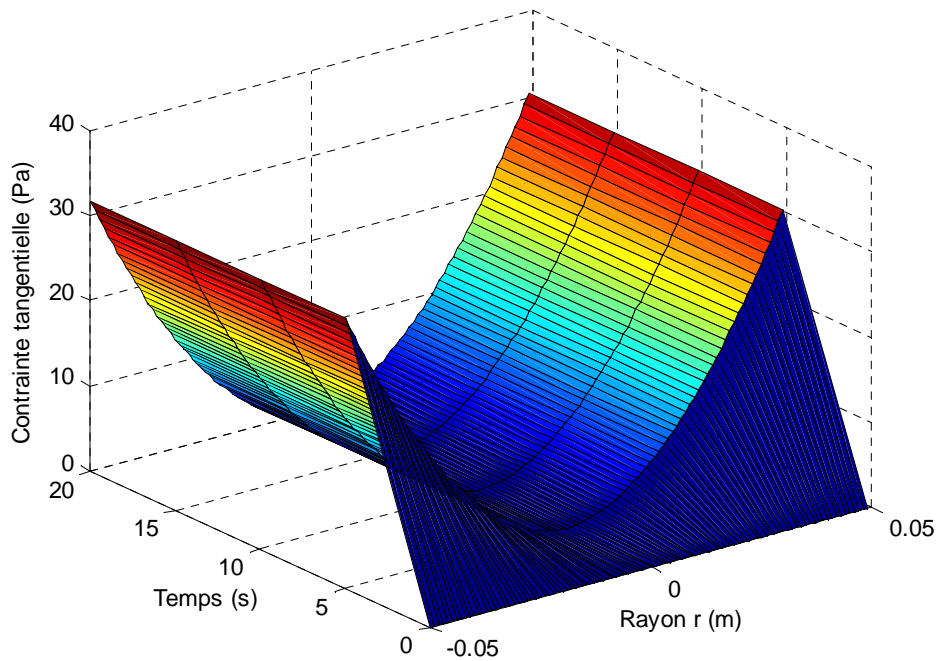


Figure III.10. Contrainte de cisaillement (τ_{rz}) en fonction du temps et du diamètre de conduite pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle de Giesekus).

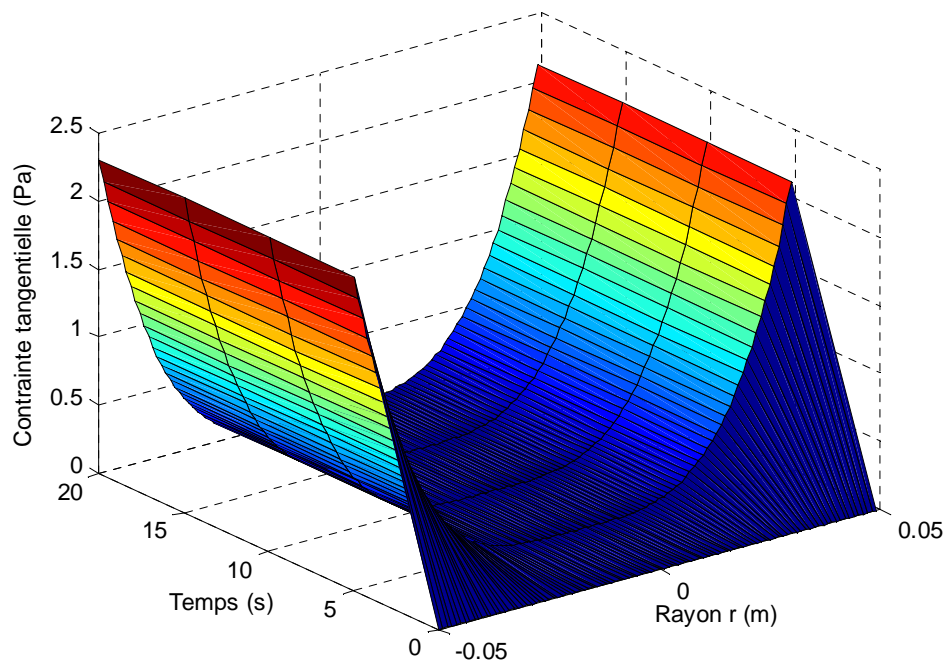


Figure III.11. Contrainte normale en fonction du temps et du diamètre de conduite pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle de Giesekus).

Ces résultats ont été obtenus avec les modèles MPTT, Maxwell et Giesekus. L'intérêt de ces modèles est de tenir compte de nombreuses spécificités rhéologiques du pétrole brut telles que les interactions entre le pétrole et l'eau, et l'effet non newtonien. Nous pouvons également souligner la possibilité de prendre en compte l'effet de diminution du cisaillement.

On remarque que la variation est parabolique, où, les contraintes normale et tangentielle prennent des valeurs maximales au niveau des parois et nulles au centre de la conduite.

Les figures (III.12) à (III.14) représentent la variation des contraintes de cisaillement en fonction du diamètre de conduite pour différents gradient de pression pour le pétrole brut Vénézuélien obtenues avec les modèles PPT, Maxwell et Giesekus.

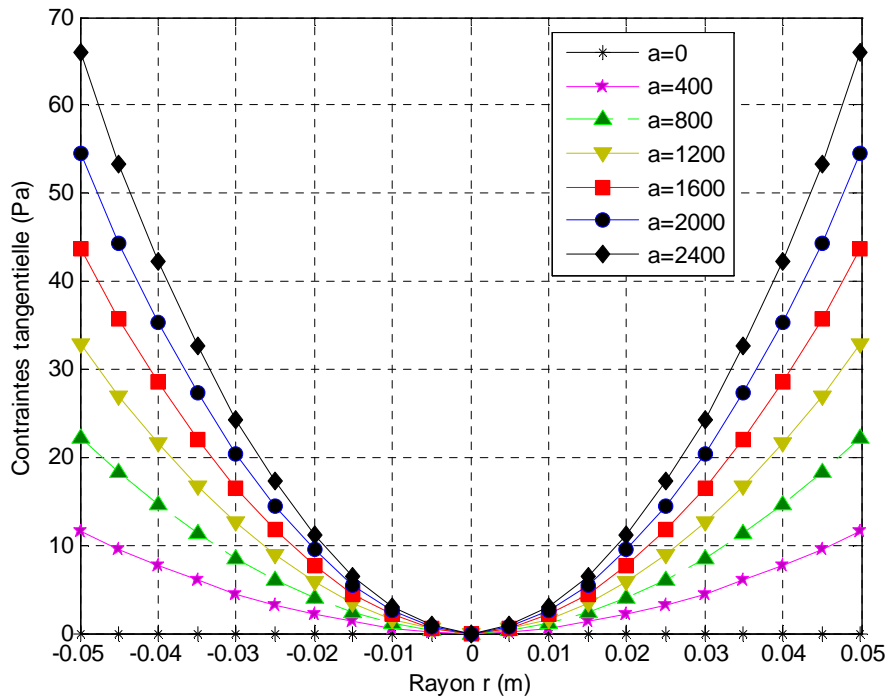


Figure III.12. Contrainte tangentielle en fonction du diamètre de conduite pour différents gradient de pression pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle PTT).

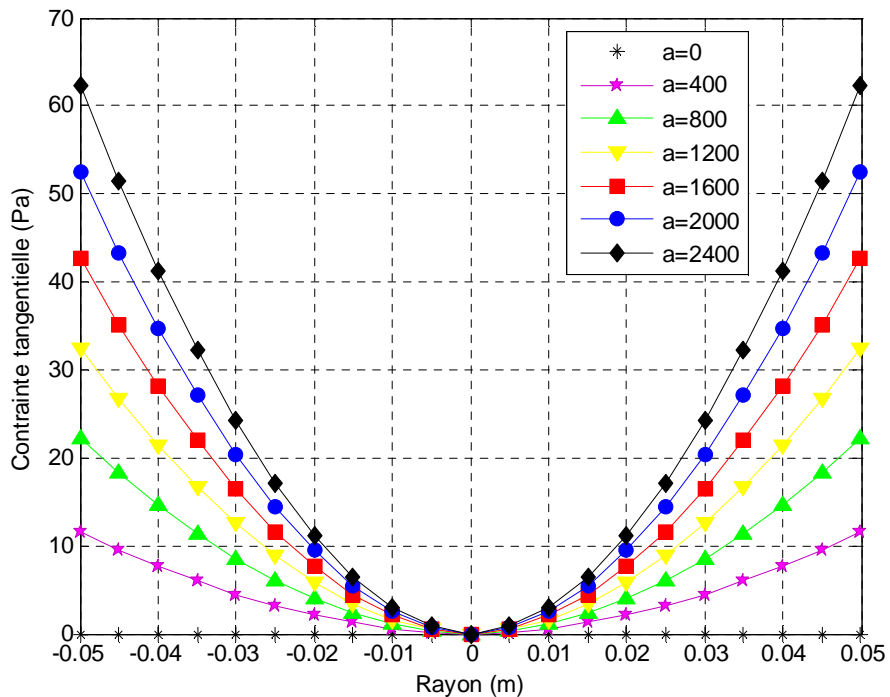


Figure III.13. Contrainte tangentielle en fonction du diamètre de conduite pour différents gradient de pression pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle de Maxwell).

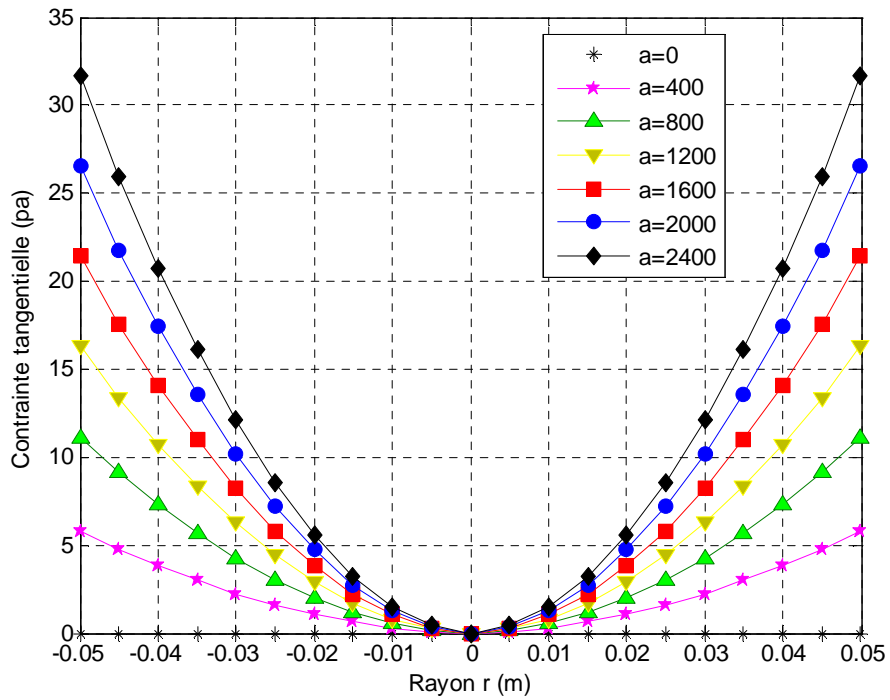


Figure III.14. Contrainte tangentielle en fonction du diamètre de conduite pour différents gradient de pression pour le pétrole brut Vénézuélien (modèle de Giesekus).

La figure (III.15) représente la variation de la vitesse en fonction de diamètre de la conduite pour différents gradient de pression

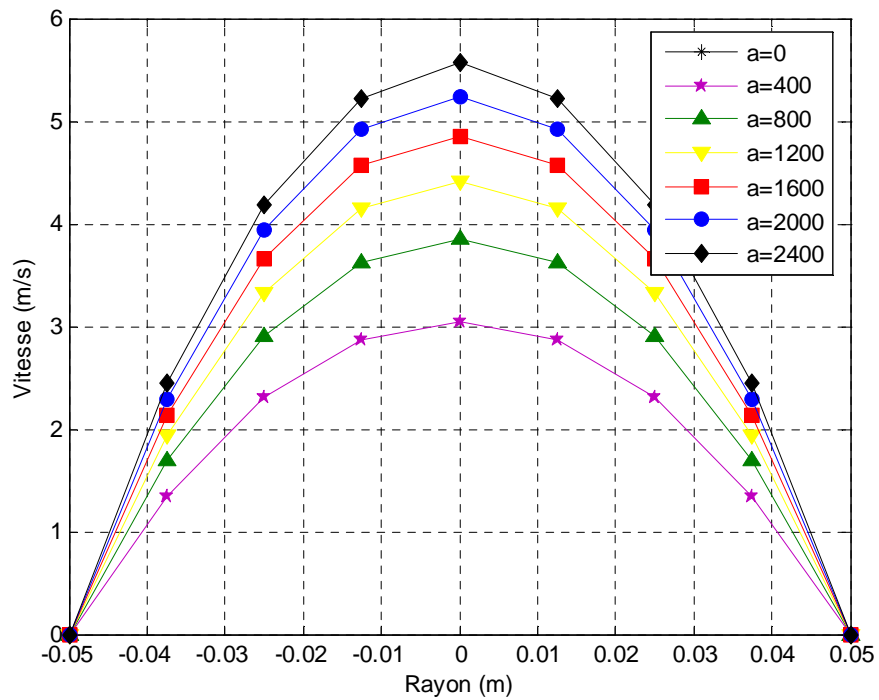


Figure III.15. Vitesse en fonction du diamètre de conduite pour différents gradient de pression pour le pétrole brut Vénézuélien.

En remarque qu'il y a une grande influence de gradient de pression sur l'écoulement de pétrole brut concernant les contraintes et le profile de vitesse, ce qui montre que ces modèles reflètent bien la réalité.

La figure (III.16) permet de comparer les contraintes de cisaillement à la paroi, obtenue avec les modèles PTT, Maxwell et Giesekus aux résultats issus du modèle analytique (III.39) en fonction de vitesse moyenne.

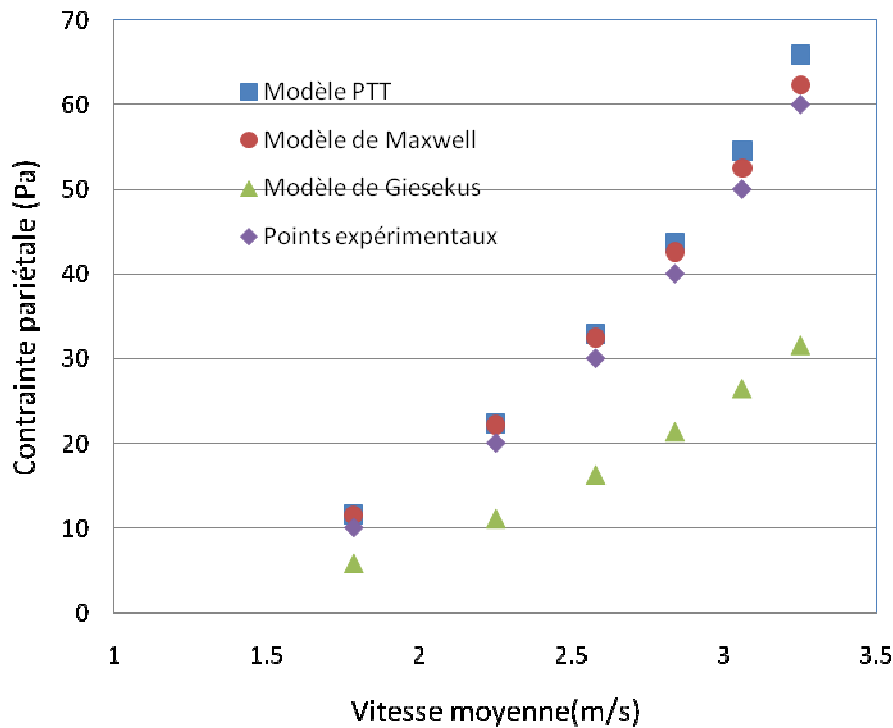


Figure III.16. Contrainte à la paroi. Comparaison entre les points expérimentaux et les modèles PTT, Maxwell et Giesekus pour le pétrole brut Vénézuélien.

Nous avons obtenu d'excellents résultats en ce qui concerne les valeurs des contraintes pariétales en fonction des vitesses moyennes et ce, pour le pétrole brut Vénézuélien. Ce qui nous permet de conclure qu'il y a une bonne concordance entre ces deux familles de résultats (expérimentale et Numérique) pour les modèles PTT et Maxwell.

Ces derniers donnent des allures non linéaires dues à la qualité du pétrole (viscosité). Nous pouvons affirmer que ces modèles prévoient correctement l'évolution des contraintes pariétales.

Pour le modèle de Giesekus en remarque que ces résultats sont loin par rapport au résultat analytique, donc ce modèle ne prévoit pas correctement l'évolution des contraintes pariétales.

III.11. Conclusion

Vu que le pétrole brut est un fluide présentant un comportement non newtonien, la modélisation de son comportement n'est pas une chose aisée. Nous avons décidé d'employer des modèles microstructurales, apparemment plus réaliste, parce qu'ils basés sur une description microstructurale du fluide. Cependant, certaines hypothèses de ces modèles ne sont pas représentatives des phénomènes observés. Il faut noter que ces modèles offre une grande flexibilité pour le choix de la configuration et des conditions aux frontières. Le calcul des résultats devrait s'approcher alors de la réalité.

Si nos résultats semblent répondre suffisamment bien aux besoins de l'industrie pétrolière, il y a lieu de pousser les recherches pour mesurer les effets de la température qui accompagne tout écoulement. C'est ce que l'on va voir dans le chapitre suivant.

Chapitre IV

Etude des effets thermiques du pétrole brut sur les pipe-lines

IV.1. Introduction

Jusqu' à ici, nous avons regardé les effets de la viscoélasticité sur les écoulements sans considérer la grande importance des changements de la température, nous notons que les huiles d'hydrocarbure newtoniennes changent souvent leur viscosité d'environ 10 pour cent de degré Celsius proche de la température ambiante.

Dans beaucoup de produits chimiques et applications de traitement, les fluides doivent être chauffés ou refroidis et un éventail d'équipement peut être utilisé, exemple du pétrole brut dans l'industrie pétrolière. Parfois, la chaleur est produite dans le processus, comme dans l'extrusion qui est intensivement effectuée dans l'industrie des polymères alimentaires. Il peut également être nécessaire de réduire le taux auquel la chaleur est perdue ou pour s'assurer que la chaleur est enlevée à un taux suffisant dans l'équipement. Dans la plupart des applications, c'est le taux de transfert thermique qui est d'intérêt principal dans l'équipement de processus. Cependant, avec les matériaux thermiquement sensibles (tels que des produits alimentaires, pétrole brut, la fermentation mousse, formulations pharmaceutiques), les profils de température doivent être connus et les températures permises maximum ne doivent pas être excédées [41].

A cause de leurs consistances élevées, des matériaux non-Newtoniens sont plus fréquemment traités dans des conditions d'écoulement laminaire. En outre, les efforts de cisaillement sont généralement hauts que la génération visqueuse de la chaleur puisse rarement être négligée, et la dépendance de la température avec les propriétés rhéologiques s'ajoute à la complexité des équations de bilan énergétique, de masse et de la continuité. Donc les techniques numériques sont souvent nécessaires pour obtenir des solutions, même pour des états fortement idéalisés d'écoulement.

IV.1.1. L'écoulement laminaire dans les tubes circulaires (pipe-line)

Le transfert thermique par un liquide dans l'écoulement hydrodynamique se fait par la conduction. Comme cité précédemment, dans les écoulements laminaires l'uniformité de la plupart des matériaux non-Newtoniens est haute de sorte que les conditions turbulentes ne se produisent pas habituellement et la convection libérée soit également rarement significative [41].

Quand un fluide de loi de puissance cisailé amincissant, entre dans une pipe chauffé sur l'extérieur, le liquide proche de la paroi est à une température élevée et sujet à des taux de cisaillement plus élevés qu'au centre, et donc sa viscosité diminue. Pour un débit volumétrique donné par rapport à un fluide non chauffé, la vitesse de liquide proche de la paroi est augmentée, et celui qui est proche du centre diminue (Figure 4.1). Ainsi le profil de vitesse est aplati quand le fluide est chauffé, et réciproquement affilé quand il est refroidi. Si le fluide a une viscosité apparente élevée, l'échauffement par frottement peut être suffisant pour modifier la température et les profils de vitesse et l'analyse du problème d'écoulement devient alors très complexe.

Comme dans le cas de l'écoulement newtonien, il est nécessaire de différencier entre les conditions dans la région d'entrée et dans la région de l'écoulement entièrement développé (thermiquement).

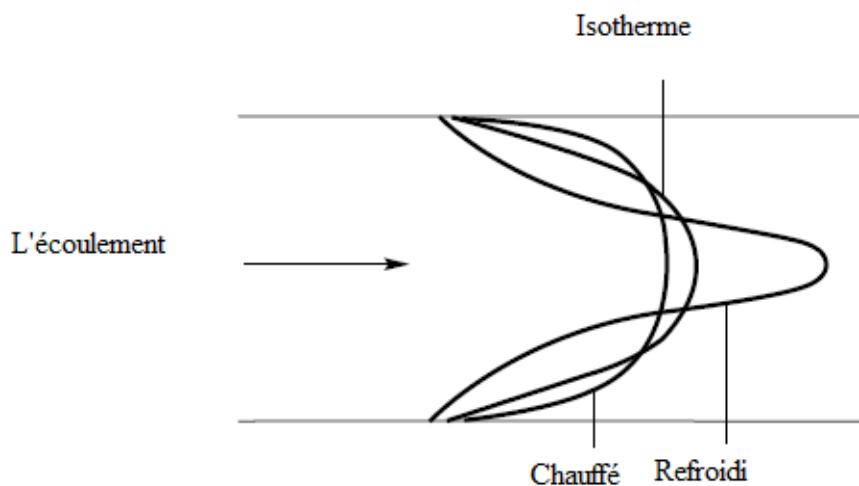


Figure IV.1 : Effet de transfert thermique sur la distribution de vitesse [41].

IV.1.2. Transfert thermique

Les mécanismes de base du transfert thermique par conduction, par convection, et par rayonnement sont généralement pensés pour être indépendants si le matériel est newtonien et ceci sera assumé dans ce qui suit. En particulier, nous supposons habituellement que la loi de Fourier de la conduction thermique se tient, de sorte que, pour les matériaux thermiquement isotropes [44].

$$q_i = -k \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (\text{IV.1})$$

Où q_i est le vecteur flux thermique et k la conductivité thermique.

Dans la convection, on peut utiliser le coefficient de transfert thermique comme suit :

$$q_w = h(T_w - T_f) \quad (\text{IV.2})$$

Où le flux de la chaleur normale sur une surface de liaison q_w qui est à une température T_w est donné par (IV.1); q_w est le flux provenant par la surface du fluide (la température en bloc T_f), l'équation (IV.1) s'élève à une définition de h , que le coefficient de transfert thermique dépend des propriétés des liquides et du domaine d'écoulement et peut être défini localement ou globalement.

Le transfert radiant peut être important dans quelques processus, par exemple en verre (Stehle et Bruckner 1979), en raison de la haute température (≈ 1500 K) impliqué, mais pour des polymères (≈ 500 K) il est moins important. On peut souvent permettre le rayonnement pour approximativement pris par compartiment, s'approprie le coefficient de transfert thermique (voient, par exemple, Huynh et Tanner 1983) ou on augmente la conductivité et ne considéreront pas des effets de transfert radiatifs en détail.

En résumé, le transfert thermique considéré ici est classique. Il existe au moins théoriquement les possibilités d'effets thermomécaniques. Par exemple, lorsqu'on pourrait constater que le flux de la chaleur dans un matériel est dépendant de la contrainte ou de la zone d'écoulement.

IV.1.3. Equation d'énergie

L'équation d'énergie [44] s'écrit comme suit :

$$\rho \frac{De}{Dt} = \sigma_{ij} d_{ij} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \rho s \quad (\text{IV. 3})$$

Où

- q_{ij} : le vecteur flux thermique.
- e : l'énergie interne spécifique.
- σ_{ij} : tenseur de contrainte.
- s : surface d'intégration.
- ρ : la masse volumique.

Cette équation d'énergie est valide pour les matériaux incompressibles et compressibles.

Cette première loi n'épuise pas le sujet de la thermodynamique. Cependant, nous n'aurons pas besoin de faire directement appeler les restrictions aux processus ou les équations constitutives imposées par la deuxième loi de la thermodynamique et le lecteur est référencié à la littérature pour des autres discussions.

IV.2. Les lois d'écoulement

Dans cette partie, nous évoquerons les modèles fréquemment utilisés pour caractériser l'évolution de la viscosité en fonction de la température et du taux de cisaillement (ou de la pulsation en dynamique). Les modèles utilisés sont éprouvés et largement assimilés. L'écoulement des polymères est très sensible au cisaillement. Par conséquent, la loi newtonienne qui considère la viscosité comme une unique fonction de la température, ne s'applique pas. Les lois rhéologiques sont souvent construites de manière empirique, mais certaines présentent l'avantage d'avoir un sens physique et utilisent les paramètres fondamentaux du matériau [45].

IV.2.1 Loi de puissance

La loi puissance relie la viscosité à une puissance du taux de cisaillement en faisant intervenir un paramètre qui dépend uniquement de la température [45].

$$\eta_m(\dot{\gamma}, T) = \eta_0(T) \dot{\gamma}^{n-1} \quad (\text{IV.4})$$

Cette loi permet de découpler l'effet de la température et du cisaillement. L'indice n est appelé indice d'écoulement ou indice de pseudoplasticité. Il est sans unité et est caractéristique du matériau. Il vaut 1 pour un fluide newtonien et 0 pour un rigide plastique.

Donc notre équation devient comme suit :

$$\eta_m = k \dot{\gamma}^{n-1} \exp[-\alpha(T - T_0)] \quad (\text{IV.5})$$

IV.2.2. Temps et température de correction (Time-temperature shifting)

Ici, nous avons seulement regardé la quantité a_T comme un dispositif pour corrélérer la viscosité des polymères à zéro taux cisailé. Cependant, il y a beaucoup de signification parce qu'il donne également une échelle de temps matériel de correction avec la température [44].

Considérons un matériel subissant une contrainte de relaxation. Le taux de relaxation est déterminé par une échelle de temps interne dans le matériel. Pendant que la température s'élève, ainsi que la quantité de mouvement moléculaire se produisant dans une unité du temps observé; l'échelle de temps du matériel se raccourcit de sorte que la relaxation procède rapidement. Supposons que les changements d'échelle de temps matériels de sorte qu'une unité de temps matériel soit maintenant équivalent aux unités de $a(T)$ du temps observé; $a(T)$ est une fonction décroissante de la température T . soit $G(t, T)$ le module du contrainte de relaxation à une température constante T , et $G(0) = G(t, T_0)$ le module à une température T de référence. Nous laissons $a(T_0) = 1$, et puis le supposons

$$G(t, T) = \left(\frac{\rho T}{\rho_0 T_0} \right) G(t / a(T)) \quad \text{IV.6}$$

Avec

- ρ masse volumique à une température T .
- ρ_0 masse volumique à une température T_0 .

Ceci représente une graduation telle que $G(t, T)$ a la même forme, mais pas la même échelle, à toutes les températures. Maintenant nous avons fait un raccordement entre la viscosité à zéro taux de cisaillement $\eta_0(T)$ et G :

$$\begin{aligned}\eta_0(T) &= \int_0^{\infty} G(t, T) dt = a(T) \left(\frac{\rho T}{\rho_0 T_0} \right) \int_0^{\infty} G(t') dt' \\ &= a(T) \left(\frac{\rho T}{\rho_0 T_0} \right) \eta_0(T_0)\end{aligned}\quad (IV.7)$$

Donc

$$\log \left(\frac{\eta_0(T)}{\eta_0(T_0)} \right) = \log a(T) + \log \left(\frac{\rho T}{\rho_0 T_0} \right) \quad (IV.8)$$

Dans l'équation (IV.8) $\log a(T)$ est toujours beaucoup plus grande que $\log(\rho T / \rho_0 T_0)$, et le dernier facteur peut habituellement être ignoré. Sauf pour les petits facteurs de $\rho T / \rho_0 T_0$, l'équation (IV.8) est en accord avec la définition précédente de $a(T)$. On voit que $a(T)$ est le facteur de temps de correction qui nous pouvons calculer le temps moyen de relaxation $\bar{\lambda}(T)$

$$\begin{aligned}\bar{\lambda}(T) \eta_0(T) &= \int_0^{\infty} t G(t, T) dt \\ &= \eta_0(T_0) \bar{\lambda}(T) \left(\frac{\rho T}{\rho_0 T_0} \right) a^2(T)\end{aligned}\quad (IV.9)$$

Donc

$$\bar{\lambda}(T) = \bar{\lambda}(T_0) a(T) \quad (IV.10)$$

Plus généralement, les théories moléculaires (Bird *et al* 1977) nous mènent à compter que pour les fluides non newtoniens.

Le facteur de correction sous la forme de (Bird *et al* 1977) pour les solutions de polymère dilués est représenté comme suit :

$$a_T = \frac{[\eta_0 - \eta_s]_T T_0 \rho(T_0)}{[\eta_0 - \eta_s]_{T_0} T \rho(T)} \quad (IV.11)$$

Ou η_s est la viscosité du solvant, et pour calculer la viscosité on a la formule suivante :

$$\eta_0 - \eta_s = \lambda n_0 K T \quad (IV.12)$$

Cette forme peut aisément être dérivée de la théorie de solution diluée.

Avec η_0 : la viscosité à taux de cisaillement nul.

η_s : la viscosité du solvant.

λ : constant de temps.

n_0 : Le nombre de molécules par unité de volume.

K : constante de Boltzman.

T : la température absolue.

IV.2.3. Masse volumique

Bien que pouvant paraître secondaire, la masse volumique ρ du fluide est un paramètre important, dépendant essentiellement de sa composition Chimique. Elle est généralement mesurée en kg/m^3 conformément au système d'unités S.I. et est fonction de la température et de la pression [42].

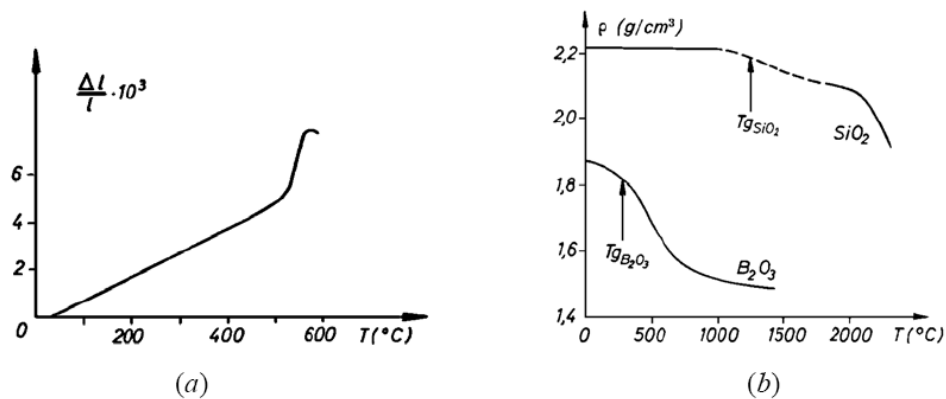


Figure IV.2. a) Courbe dilatométrique du verre sodocalcique $75 \text{ SiO}_2 - 15 \text{ Na}_2 \text{O} - 10 \text{ CaO}$ [SCHOLZE1969] ; b) Influence de la température sur la masse volumique du verre de silice (Si_2O) et du verre de borate (B_2O_3) [SCHOLZE1969] [42].

En effet, lorsque la température augmente, chaque particule de fluide oscille par suite l'énergie thermique qui augmente. Il en résulte un accroissement de l'amplitude des vibrations de chaque particule. Si ce phénomène, appelé dilatation, est limité dans les solides à cause des liaisons fixes limitant les vibrations

Pour les huiles minérales à pression atmosphérique, on peut exprimer la dépendance vis à vis de la température par la relation [DALLEMAGNE1999] :

$$\rho(T) = \rho_0 / [1 + \varepsilon(T - T_0)] \quad (IV.13)$$

où T est la température en °C, ρ_0 est la masse volumique à la température de référence T_0 (par exemple et souvent 15 °C [AYEL1996b]), α est le coefficient moyen de dilatation volumique isobare variant de $6.10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ pour les huiles visqueuses à $7.10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ pour les huiles minérales les plus fluides [AYEL1996b], [DALLEMAGNE1999]. A titre indicatif, la dilatation d'une huile minérale est d'environ 10 à 20 fois plus grande que celle du métal (acier ou alliage d'aluminium) [AYEL1996b]. Une représentation de la dépendance vis-à-vis de la température est présentée à la figure IV.2.

IV .2.4. Matériaux non linéaires

Le concept d'un facteur de correction de temps-température peut clairement être appliqué aux modèles intégrales non linéaires simples, en remplaçant le constant de temps par le constante de temps de correction et prend les ajustements nécessaires pour le module. Par exemple, la forme spéciale du modèle de KBKZ [44].

$$\tau_{ij}(t) = \int_{-\infty}^t \mu(t-t') H_{ij}(t) dt' \quad (IV.14)$$

On peut réorganiser pour lire dans le cas non-isotherme :

$$\tau_{ij}(t) = F(T/T_0) \int_{-\infty}^t \mu(\xi - \xi') H_{ij}(\xi') d\xi' \quad (IV.15)$$

là où le facteur front $F(T/T_0)$ n'est pas beaucoup différent de l'unité, et $F(1)=1$. Phan Thien (1979) a arrangé le modèle différentiel PTT de du type (III.29) pour représenter les variations de la température. Il montre, que la théorie d'altère du chapitre III suppose que les forces de frottement sont proportionnelles à la viscosité de solvant η_s et que nous devons considérer une contrainte réduite $\tau^{(m)}(\rho_0 T_0 / \rho T)$ en fonction de temps réduit $t(T\eta_s(T_0) / T_0\eta_s(T))$. lorsque $\rho = \rho_0$ et $\eta = \eta_s$, ceci est conforme à l'eqn (IV.8). Là où l'uniformité est importante, nous utilisons (IV.8) pour relier η , ρ et a_T , puisque le modèle qui implique des quantités instantanées implique seulement des températures

instantanées pour chaque facteur; (et le facteur front instantané $F(T/T_0)$ s'il y a lieu) et ainsi le modèle non linéaire de Maxwell.

$$\lambda \frac{\Delta \tau}{\Delta t} + \tau = 2\eta_m d$$

Puisque F^{-1} de (IV.14), est toujours la même fonction du temps de correction, cette équation devient :

$$\lambda a_T \frac{\Delta F^{-1} \tau}{\Delta t} + F^{-1} \tau = 2\eta_m a_T d \quad (IV.16)$$

D'après **Tas, Paul Prudent [43]**, on trouve que l'équation constitutive de Phan Thiene et Tenner est comme suit:

$$\lambda a_T \frac{\Delta F^{-1} \tau_i}{\Delta t} + \sigma_i (tr \tau_i) F^{-1} \tau_i = 2\eta_m a_T d \quad (IV.17)$$

Avec
$$\sigma_i = \exp\left(\epsilon \frac{tr \tau_i}{G_i}\right) \quad (IV.18)$$

Ou
$$G_i = \frac{\rho(T)T}{\rho(T_0)T_0} G(T_0) \quad (IV.19)$$

Le tableau suivant représente les différents facteurs shift pour le cas isotherme et non isotherme.

Les quantités	Les quantités de corrections
Temps t	t/a_T
Fréquence w	wa_T
Contrainte τ	$F^{-1} \tau \approx (\rho_0 T_0 / \rho T)$
cisaillement C	C
Taux de cisaillement $\mathbf{d}, \gamma, \mathbf{A}$	$a_T \mathbf{d}, a_T \gamma, a_T \mathbf{A}$
Les constant η_0, λ_0, n	η_0, λ_0, n

Tableau IV.1 les différents facteurs shift

IV.3. Modélisation numérique

Pour étudier les effets thermiques du pétrole brut dans les pipe-lines, on va appliquer quelques modèles rhéologiques sur l'écoulement de pétrole tels que :

- Modèle PTT.
- Modèle de Maxwell.

IV.3.1. Modèle PTT

L'équation du modèle PTT non isotherme est comme suit:

$$\lambda a_T \frac{\Delta F^{-1} \tau_i}{\Delta t} + \sigma_i (tr \tau_i) F^{-1} \tau_i = 2 \eta_m a_T d$$

D'après le tableau (IV.1) on a : $F^{-1} \tau \approx (\rho_0 T_0 / \rho T)$

Où

$$a_T = \frac{[\eta_0 - \eta_s]_T T_0 \rho(T_0)}{[\eta_0 - \eta_s]_{T_0} T \rho(T)}$$

$$\eta_0 - \eta_s = \lambda n_0 K T$$

Pour calculer la viscosité, nous avons utilisé la formule de loi de puissance suivante :

$$\eta_m = k \dot{\gamma}^{n-1} \exp[-\alpha(T - T_0)]$$

Et pour calculer la masse volumique, on a l'équation suivante :

$$\rho(T) = \rho_0 / [1 + \varepsilon(T - T_0)]$$

Projection du modèle PTT non isotherme:

Après la projection de l'équation du modèle PTT selon les trois axes, on obtient le système d'équations différentielles ordinaires suivant:

$$\begin{cases} sur(rr) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial t} = -\frac{\sigma_i}{\lambda_{i,0} a_T} \tau_{rr} - AA \xi \cdot \tau_{rz} \\ sur(rz) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial t} = -\frac{\sigma_i}{\lambda_{i,0} a_T} \tau_{rz} - AA \left[\frac{\xi}{2} \cdot \tau_{zz} + \left(\frac{\xi}{2} - 1 \right) \cdot \tau_{rr} \right] + \frac{\eta_m(T) \rho T}{\lambda_{i,0} \rho_0 T_0} AA \\ sur(zz) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial t} = -\frac{\sigma_i}{\lambda_{i,0} a_T} \tau_{zz} - AA (\xi - 2) \tau_{rz} \end{cases}$$

IV.3.2. Modèle de Maxwell

L'équation du modèle non isotherme de Maxwell est comme suit:

$$\lambda a_T \frac{\Delta F^{-1} \tau}{\Delta t} + F^{-1} \tau = 2 \eta_m a_T D$$

D'après le tableau (IV.1) on à: $F^{-1} \tau = (\rho_0 T_0 / \rho T)$

Où

$$a_T = \frac{[\eta_0 - \eta_s]_T T_0 \rho(T_0)}{[\eta_0 - \eta_s]_{T_0} T \rho(T)}$$

$$\eta_0 - \eta_s = \lambda n_0 K T$$

Pour calculer la viscosité, nous avons utilisé la formule de loi de puissance suivante :

$$\eta_m = k \dot{\gamma}^{n-1} \exp - \alpha (T - T_0)$$

Et pour calculer la masse volumique, on a l'équation suivante :

$$\rho(T) = \rho_0 / [1 + \varepsilon (T - T_0)]$$

Projection du modèle no isotherme de Maxwell :

Après la projection de l'équation de Maxwell selon les trois axes, on obtient le système d'équations différentielles ordinaires suivant:

$$\left\{ \begin{array}{l} sur(rr) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial t} = -\frac{1}{\lambda_{i,0} a_T} \tau_{rr} - AA \zeta \cdot \tau_{rz} \\ sur(rz) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial t} = -\frac{1}{\lambda_{i,0} a_T} \tau_{rz} - AA \left[\frac{\xi}{2} \cdot \tau_{zz} + \left(\frac{\xi}{2} - 1 \right) \cdot \tau_{rr} \right] + \frac{\eta_m(T) \rho T}{\lambda_{i,0} \rho_0 T_0} AA \\ sur(zz) \Rightarrow \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial t} = -\frac{1}{\lambda_{i,0} a_T} \cdot \tau_{zz} - AA (\xi - 2) \tau_{rz} \end{array} \right.$$

Les conditions aux limites et les différents paramètres sont représentées dans le tableau suivant :

Les paramètres	Leurs valeurs
$\tau_{rr}, \tau_{zz}, \tau_{rz}$ (Contraintes à $t=0$)	0, 0, 0 Pa
T_i (température à $t=0$)	5°C
T_0 (température de référence)	20°C
η_0 (viscosité à T_0)	0.0043 Pa.s
ρ_0 (masse volumique à T_0)	826 Kg/m ³
λ (temps de relaxation)	2.7 e-5
AA (taux de cisaillement)	100 s ⁻¹
k (constant de Boltzmann)	$1,3806 \times 10^{-23}$ J.K ⁻¹

Tableau IV.2 Les conditions aux limites pour les différents paramètres utilisés.

IV.4. Résultats et discussion

D'après un code de calcul développé sur Matlab, on a trouvé les résultats suivants :

Pour trouver une très bonne approche entre les résultats numériques des modèles PTT et Maxwell et expérimentaux, on a fait une étude paramétrique concernant les paramètres suivants :

- La puissance n ,
- Le coefficient de consistance k ,
- Le temps de relaxation λ .

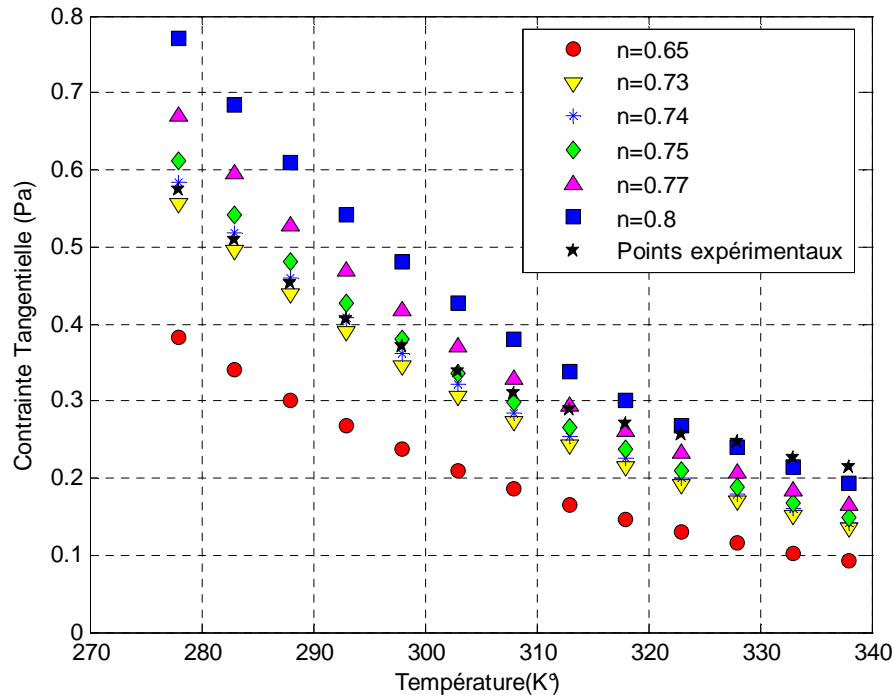


Figure IV.3. Comparaison des résultats expérimentaux et le modèle PTT pour le pétrole brut algérien avec différents puissances n .

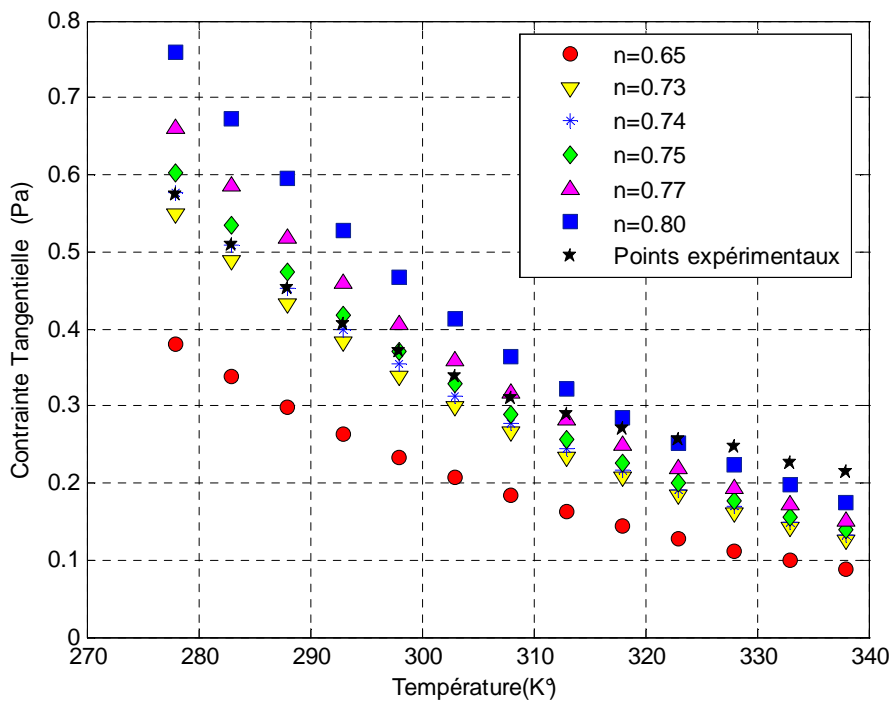


Figure IV.4. Comparaison des résultats expérimentaux et le modèle de Maxwell pour le pétrole brut algérien avec différents puissances n .

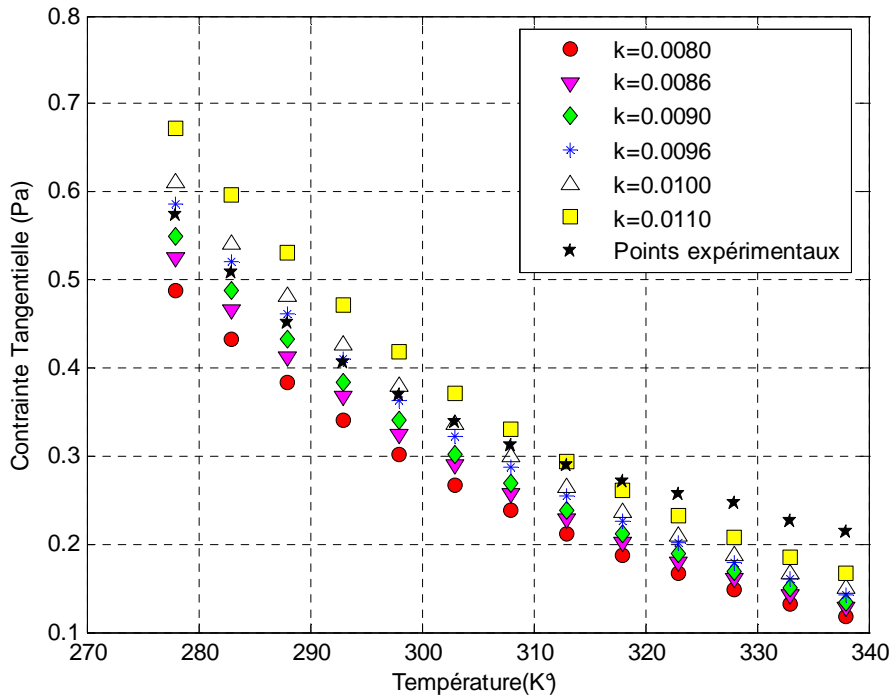


Figure IV.5. Comparaison des résultats expérimentaux et le modèle PTT pour le pétrole brut algérien avec différents coefficients de consistance k.

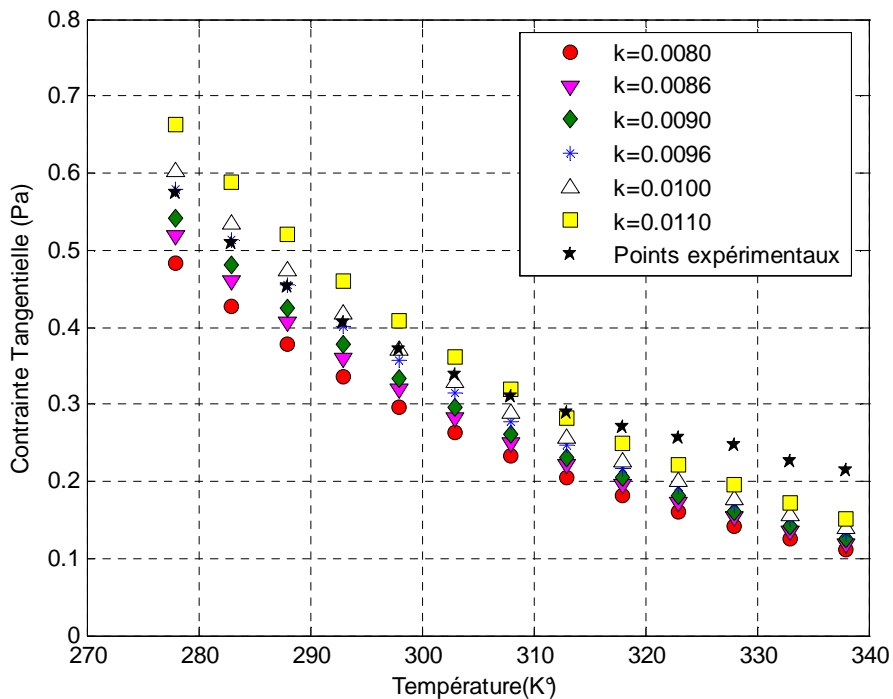


Figure IV.6. Comparaison des résultats expérimentaux et le modèle de Maxwell pour le pétrole brut algérien avec différents coefficients de consistance k.

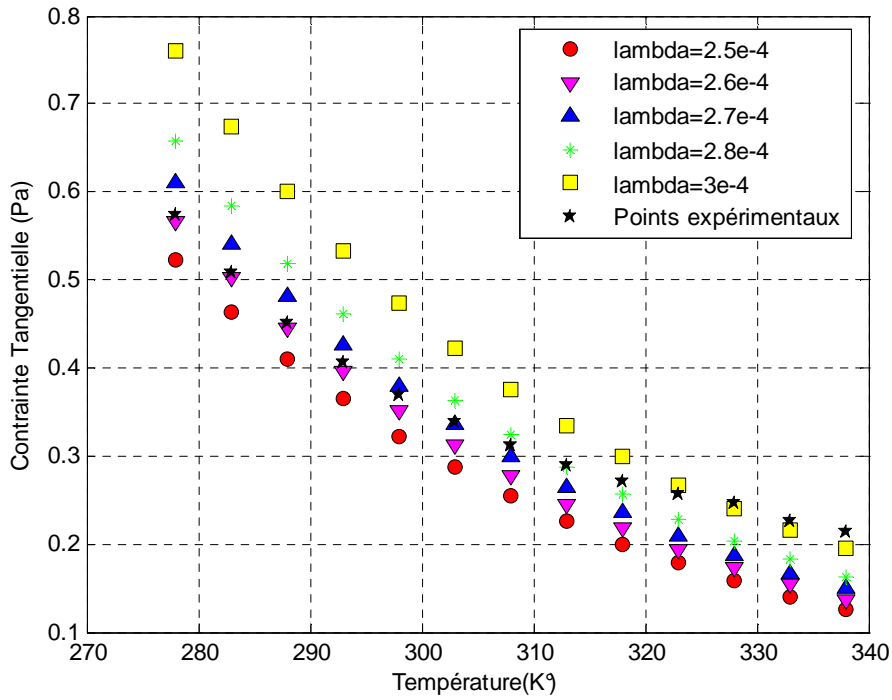


Figure IV.7. Comparaison des résultats expérimentaux et le modèle PTT pour le pétrole brut Algérien avec différents temps de relaxation λ .

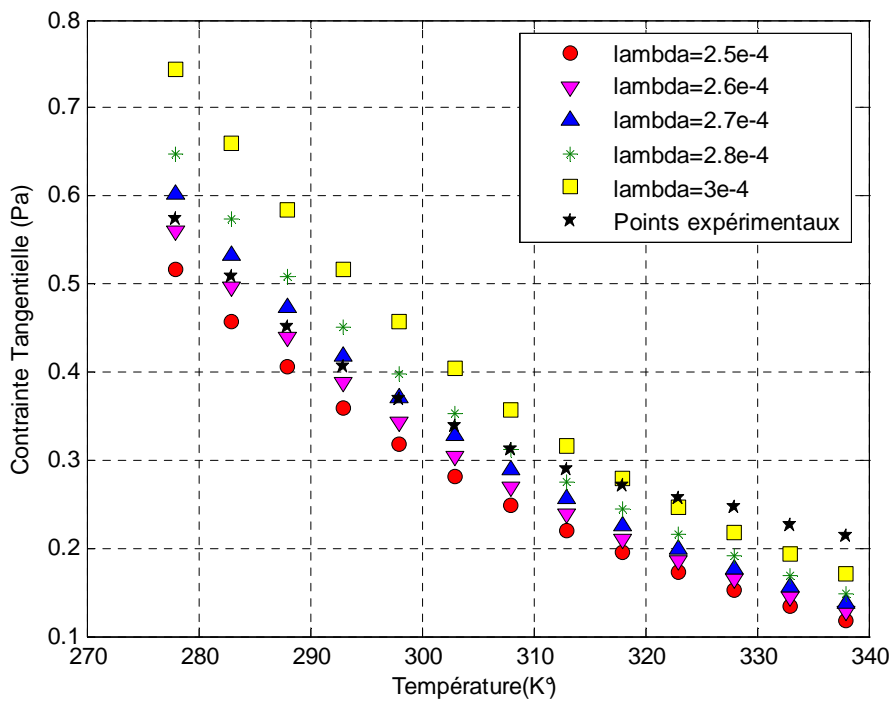


Figure IV.8. Comparaison des résultats expérimentaux et le modèle de Maxwell pour le pétrole brut Algérien avec différents temps de relaxation λ .

D'après les figures (IV.3) à (IV.8), on trouve que lorsque $n=0.75$, $k=0.01$, $\lambda=2.7e-4$ les modèles PTT et maxwell donnent des meilleurs résultats.

D'après ces résultats, on trouve les figures suivantes :

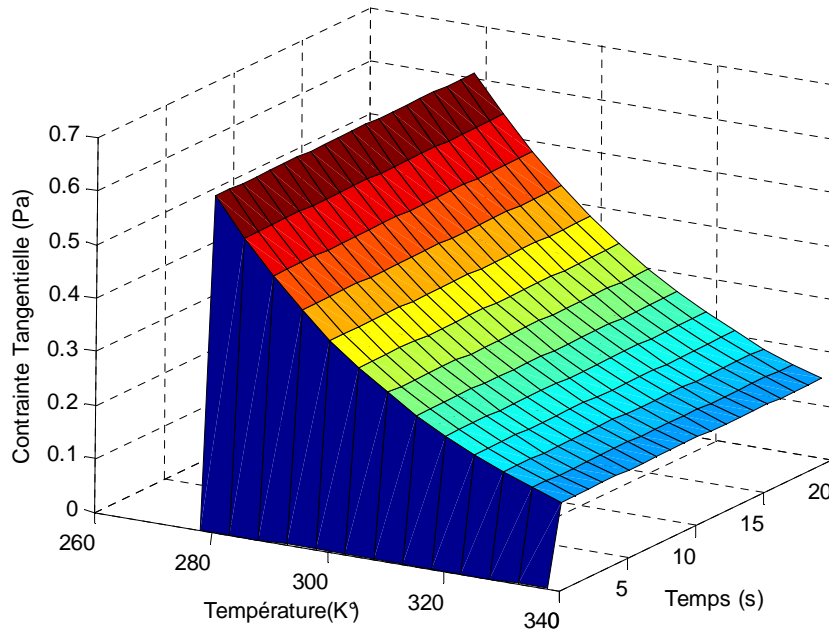


Figure IV.9. Contrainte tangentielle en fonction de la température et du temps pour le pétrole brut (modèle PTT).

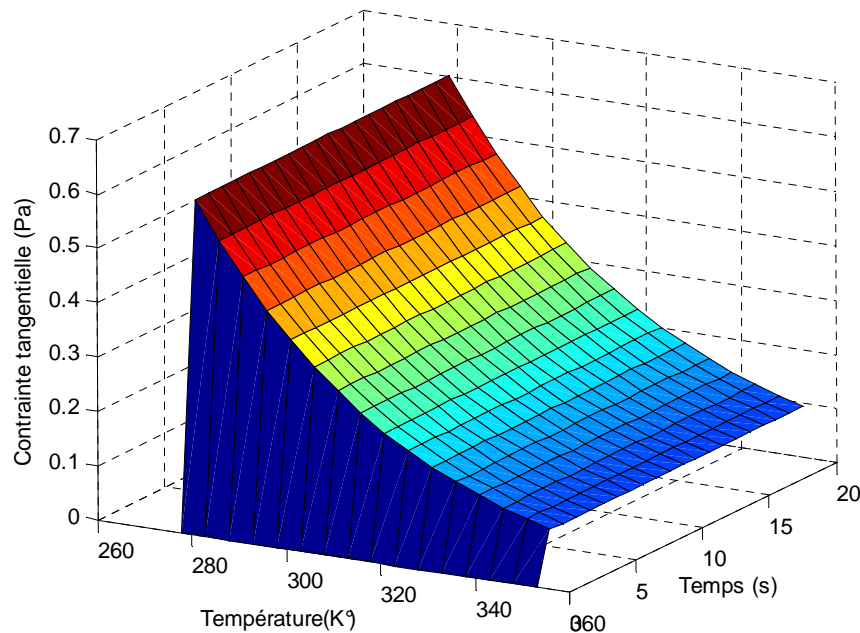


Figure IV.10. Contrainte tangentielle en fonction de la température et du temps pour le pétrole brut (modèle de Maxwell).

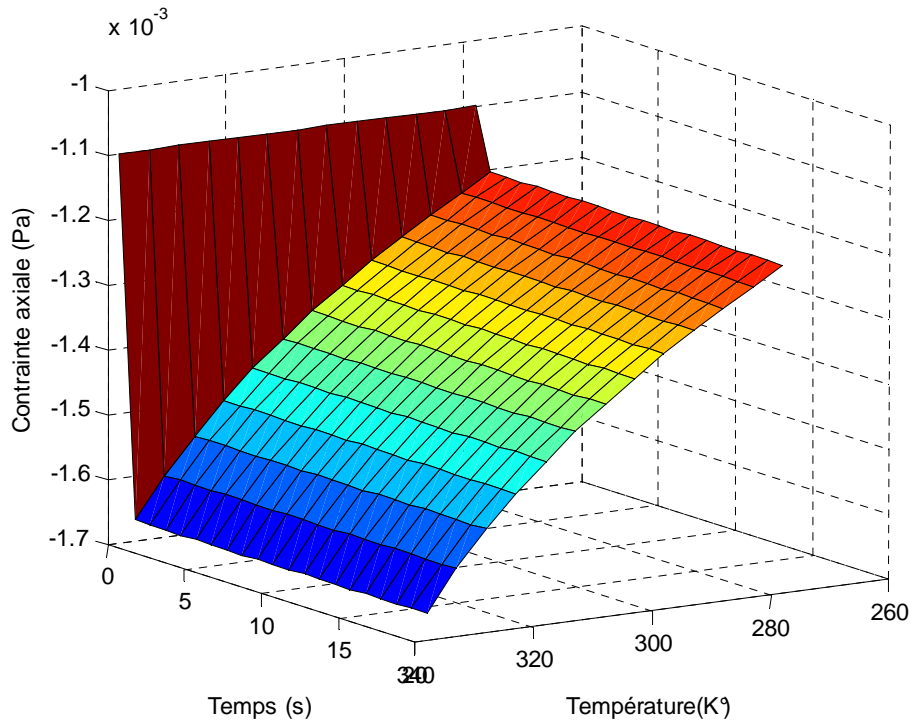


Figure IV.11. Contrainte axiale en fonction de la température et du temps pour le pétrole brut (modèle PTT).

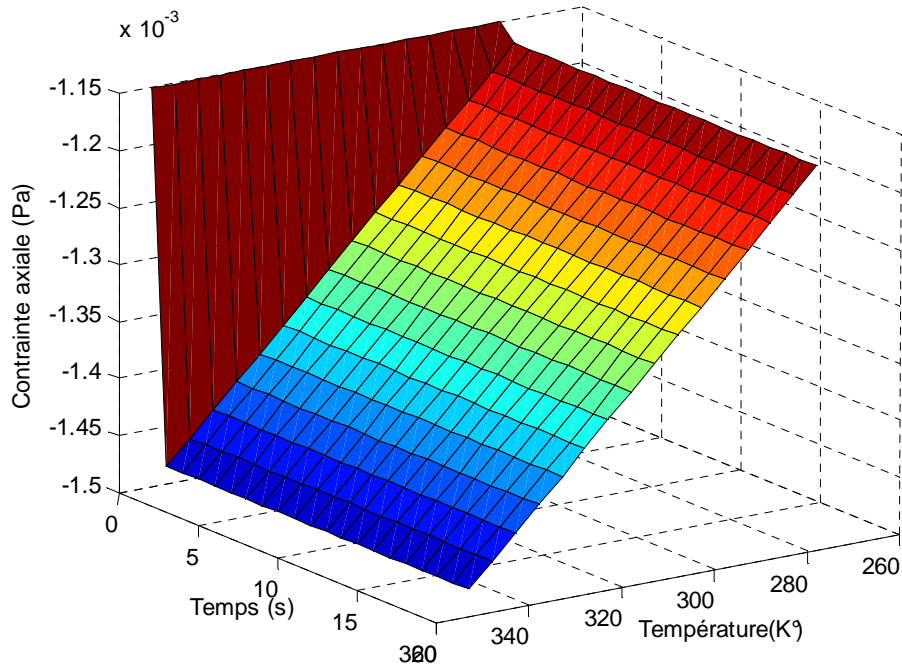


Figure IV.12. Contrainte axiale en fonction de la température et du temps pour le pétrole brut (modèle de Maxwell).

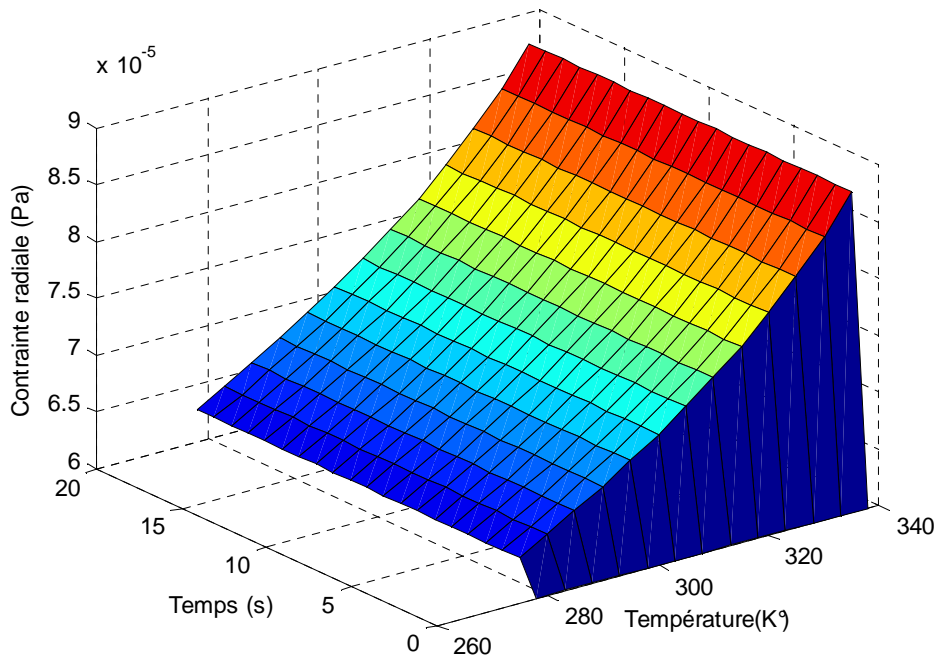
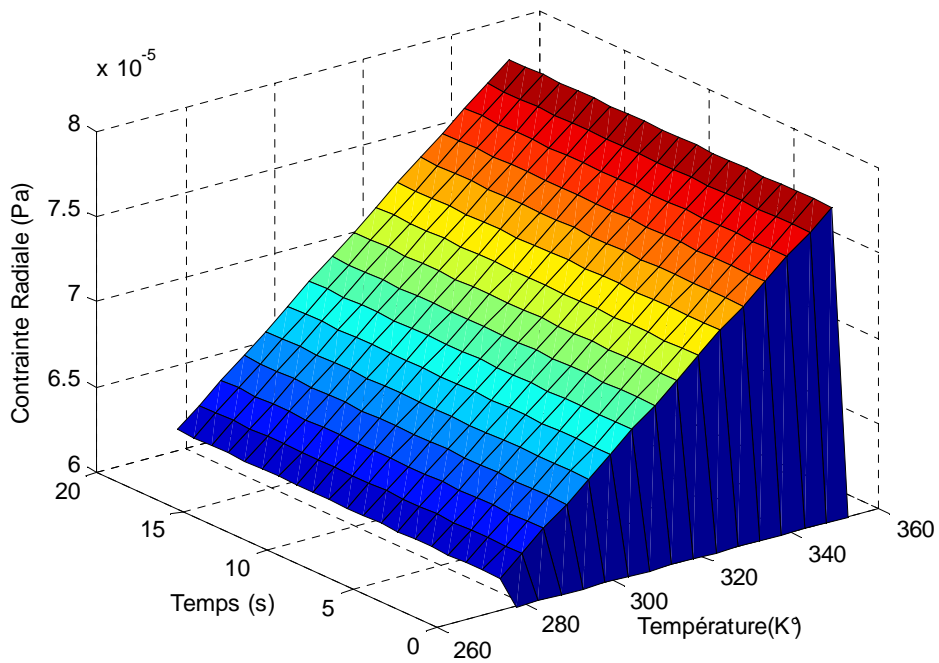


Figure IV.13. Contrainte radiale en fonction de la température et du temps pour le pétrole brut (modèle PTT).



IV.14. Contrainte radiale en fonction de la température et du temps pour le pétrole brut (modèle de Maxwell).

Les figures suivantes représentent respectivement la variation de la Viscosité dynamique et la masse volumique en fonction de la température.

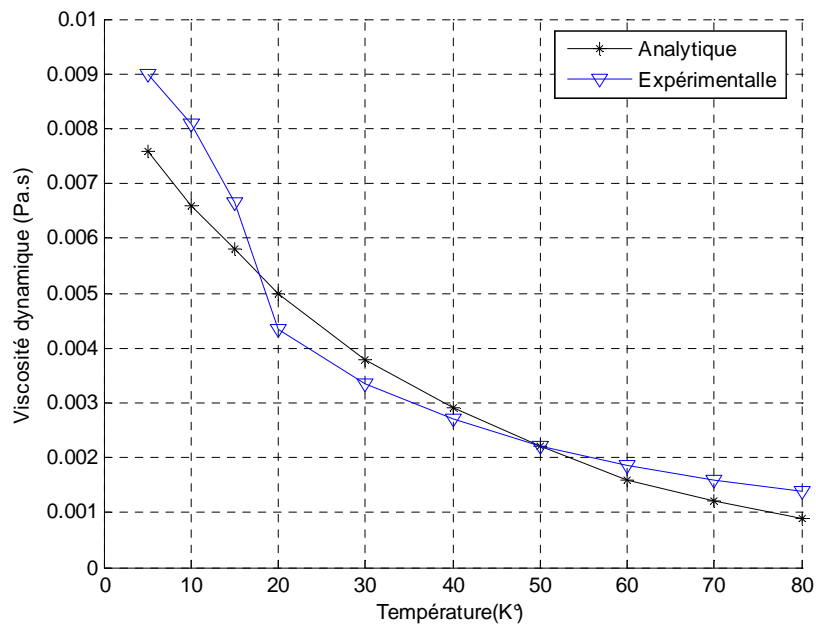


Figure IV.15. Viscosité dynamique en fonction de la température pour le pétrole brut algérien (comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle de loi de puissance).

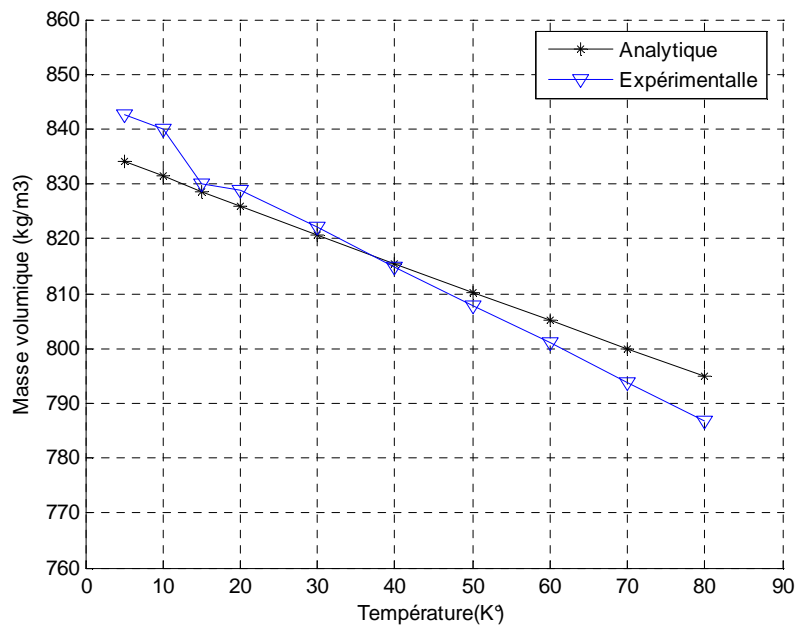


Figure IV.16. Variation de la densité en fonction de la température pour le pétrole brut algérien (comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle de loi de puissance).

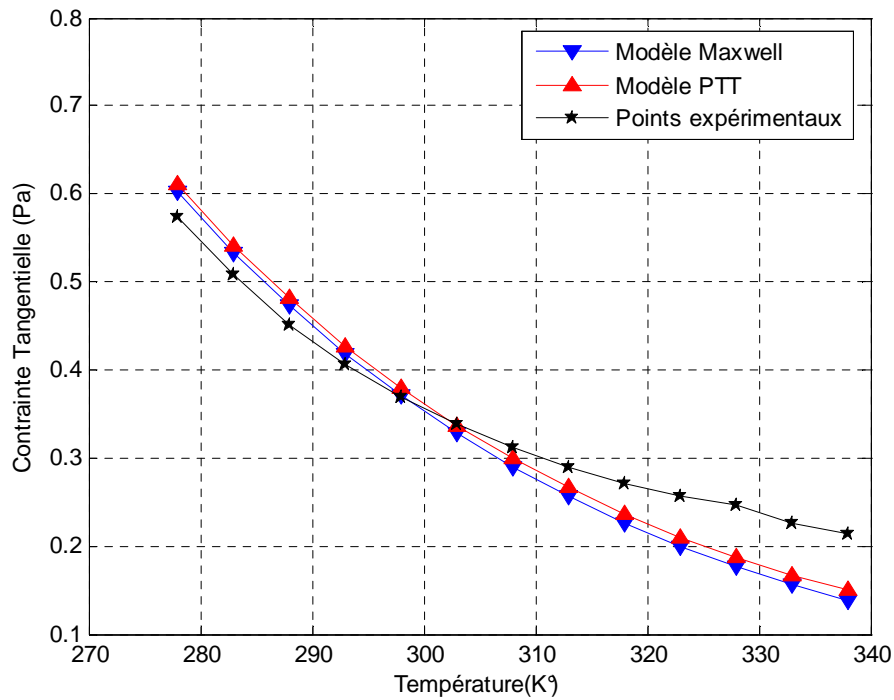


Figure IV.17. Contrainte tangentielle en fonction de la température pour le pétrole brut algérien (comparaison des résultats expérimentaux avec les modèles de Maxwell et PTT).

Ces résultats ont été obtenus avec les modèles MPTT et Maxwell. L'intérêt de ces modèles est de tenir compte de nombreuses spécificités rhéologiques du pétrole brut telles que les interactions entre le pétrole et l'eau, et l'effet non newtonien en considérant les effets de la température.

On remarque que la variation est parabolique, où les contraintes tangentielles prennent des valeurs minimales lorsque les valeurs de la température deviennent très importantes à cause de la diminution de la viscosité qui montre le rôle très important de la viscosité.

Les figures (IV.5) et (IV.6) représentent une bonne concordance entre les résultats analytiques et l'expérimentale concernant la viscosité et la masse volumique, et comme nous remarquons La viscosité de ce pétrole est sensiblement modifiée par la variation de la température, donc la viscosité diminue avec la température.

IV.5. Conclusion

Les possibilités de ces modèles ont été largement démontrées dans plusieurs simulations d'écoulement tridimensionnel (axisymétrique). Nous avons atteint l'un des buts de notre travail qui était d'exploiter les possibilités des modèles MPTT et Maxwell pour décrire quelques effets particuliers tels que les contraintes axiale et radiale et les contraintes tangentielles à la paroi interne de la conduite en considérant les effets de la température.

L'étude a été conduite en présence d'un comportement non newtonien selon la relation de loi de puissance afin de préciser les effets de la température et les propriétés non Newtoniennes du pétrole brut sur les écoulements. Nous avons étudié les variations des contraintes tangentielles, masse volumique et viscosité en fonction de la température. Cette étude a également permis de comprendre un peu mieux le rôle de la contrainte pariétale sur la paroi.

Conclusion générale et perspectives

Notre travail a mis en relief une compréhension des difficultés inhérentes au transport des matières épaisses dont le pétrole fait partie : l'industrie pétrolière faisant, ainsi, les frais de cette problématique. En effet, l'écoulement des hydrocarbures dans les pipe-lines est très souvent perturbé en raison des conditions de l'écoulement tel que l'interaction fluide solide et l'influence des effets de la température. Vu que le pétrole brut est un fluide non newtonien qui présente, durant son écoulement, un comportement complexe, il ne peut donc pas, être représenté par des modèles traditionnels qui considèrent les fluides homogènes. Pour contourner cette difficulté, nous avons utilisé les Modèles de Phan-Thien et Tanner (PTT) Maxwell qui nous semblent très vraisemblables pour modéliser un tel écoulement. Nous avons obtenu des résultats satisfaisants, parmi lesquels, la détermination des contraintes normales, les contraintes tangentielles, les gradients de pression, les vitesses moyennes et l'influence des effets de la température sur les contraintes tangentielles qui nous ont permis d'aborder la corrosion précoce des pipe-lines qui est contrôlée par le coefficient de frottement sous des conditions d'écoulement turbulent.

L'objectif principal de ce travail est la simulation numérique d'écoulements non isotherme axisymétriques instationnaires de fluides viscoélastiques modélisés par des lois de comportement réalistes de type différentiel: modèle de Phan-Thien et Tanner (PTT), modèle de Maxwell et modèle de Giesekus à temps de relaxation. Les fluides sont supposés incompressibles. Différents modèles sont proposés pour calculer de tels écoulements. La discrétisation de l'équation constitutive fait appel au modèle loi de puissance. Pour le cas isotherme, on a étudié plusieurs types de pétroles bruts tels que le pétrole brut de l'Afrique du Nord (Algérie), pétrole brut de la Mer du Nord et pétrole brut du Venezuela, pour ceux là, on a étudié les variations du gradient de pression, de la contrainte pariétale et les paramètres rhéologiques du fluide en fonction de la vitesse moyenne avec le modèle PTT pour justifie notre choix. Mais pour le cas non isotherme, on a spécifié le pétrole brut de l'Afrique du Nord (Algérie).

Les possibilités de ces modèles ont été largement démontrées dans plusieurs simulations d'écoulement tridimensionnel (axisymétrique). Nous avons atteint l'un des buts de notre travail qui était d'exploiter les possibilités des modèles MPTT et Maxwell pour décrire quelques effets particuliers tels que les contraintes tangentielles à la paroi interne de la conduite en considérant les effets de la température.

L'étude a été conduite en présence d'un comportement non newtonien selon la relation de loi de puissance afin de préciser les effets de la température et les propriétés non Newtoniennes du pétrole brut sur les écoulements. Nous avons étudié les variations des contraintes tangentielles, masse volumique et viscosité en fonction de la température. Cette étude a également permis de comprendre un peu mieux le rôle de la contrainte pariétale sur la paroi.

Perspectives de recherche

Les perspectives pouvant découler de notre travail de recherche sont multiples et peuvent être résumées par les thèmes qui sont présentés ci-dessous:

- Mesure expérimentale de la vitesse de corrosion à la paroi de la conduite à partir de différentes valeurs de gradients de pression et de différentes concentrations du pétrole brut et, déduire une corrélation vitesse d'écoulement- vitesse de corrosion,
- Réfléchir à l'introduction d'outils caractérisant la turbulence via les propriétés rhéologiques du pétrole brut (utilisation d'un code de calcul tel que Fluent).

Références

- [1] **Aldarouich T.** Stabilité thermique de la fraction aromatique de l'huile brute Safaniya (Moyen Orient) : étude expérimentale, schéma cinétique par classes moléculaires et implications géochimiques. *Thèse Chimie Analytique, Université Pierre et Marie Curie, 2005.*
- [2] **Singh H.** Méthodes d'évaluation des pétroles bruts en vue de la fabrication d'huile lubrifiantes Methods of Evaluating Crude Oils for Manufacturing Lube Oils. *Rev. IFP, 1974, Vol. 29, No. 6, pp. 879-900.*
- [3] **Ujiie Y., Jingu H.** Paleoenvironmental determination using visual kerogen analysis: a study of the Neogene sediments around the Tsugaru Peninsula. *Chishitsugaku ronshū, 1992, Vol. 37, pp. 207-217 (2 p.).*
- [4] **Maurice J.** Prix du pétrole, *Rapport, Dépôt légal No. 53908 - mai 2001.*
- [5] **Pierre C., Barré L., Pina A., Moan M.** Composition and heavy oil rheology. *Rev. IFP, Vol. 59 (2004), No. 5, pp. 489-501.*
- [6] **Noïk C., Malot H., Dalmazzone C., Mouret A.** Encapsulation of Crude Oil Emulsions. *Rev. IFP, Vol. 59 (2004), No. 5, pp. 535-546.*
- [7] **Qian J. W., Qi G. R., Ding X. Z. et Yang S. L.** Assessment of polymer flow improvers for crude oil by viscometry. *Fuel 1996, Vol. 75 No. 3, pp. 307-312.*
- [8] **Li H., Zhang J.** A generalized model for predicting non-Newtonian viscosity of waxy crudes as a function of temperature and precipitated wax. *Fuel 2003, Vol.82, pp. 1387-1397.*
- [9] **Dan D., Jing G.** Apparent viscosity prediction of non-Newtonian water-in-crude oil emulsions. *Journal of Petroleum Science and Engineering 2006, Vol. 53, pp. 113-122.*
- [10] **Farah M. A., Oliveira R. C., Caldas J. N., Rajagopal K.** Viscosity of water-in-oil emulsions: Variation with temperature and water volume fraction. *Journal of Petroleum Science and Engineering 2005, Vol. 48, pp. 169-184.*
- [11] **Elsharkawy A.M., Alikhan A.A.** Models for predicting the viscosity of Middle East crude oils. *Fuel 1999, Vol.78, pp. 891-903.*
- [12] **Kané M., Djabourov M., Volle J-L., Lechaire J-P., Frebourg G.** Morphology of paraffin crystals in waxy crude oils cooled in quiescent conditions and under flow. *Fuel 2003, Vol.82, pp. 127-135.*
- [13] **Dante Roberto C., Geffroy E., Chàvez A.E.** Viscoelastic models for Mexican heavy crude oil and comparison with a mixture of heptadecane and eicosane. Part II. *Fuel 2007, Vol. 86, pp. 2403-2409.*
- [14] **Lu Xiaohu., Kalman Bjorn., Redelius Per.** A new test method for determination of wax content in crude oils, residues and bitumens. *Fuel 2007.*

- [15] **Dean Edward J., Roland Glowinski, Giovanna Guidoboni.** On the numerical simulation of Bingham visco-plastic flow: Old and new results. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2007, Vol.142, pp. 36-62.
- [16] **Vinay Guillaume, Wachs Anthony, Agassant Jean-François.** Numerical simulation of weakly compressible Bingham flows: The restart of pipeline flows of waxy crude oils. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2006, Vol.136, pp. 93-105.
- [17] **Dehkissia Soumaïne, Larachi Faiçal, Rodrigue Denis, Chornet Esteban.** Characterization of Doba-Chad heavy crude oil in relation with the feasibility of pipeline transportation. *Fuel* 2004, Vol.83, pp. 2157-2168.
- [18] **Javaherdeh K., Devienne R.** Transfert thermique pour l'écoulement en canalisation cylindrique de fluides à seuil: cas du refroidissement à coefficient d'échange constant. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 1999, Vol.42, pp. 3861-3871.
- [19] **Vinay Guillaume, Wachs Anthony, Agassant Jean-François.** Numerical simulation of non-isothermal viscoplastic waxy crude oil flows. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2005, Vol. 128, pp. 144-162.
- [20] **Farina A., Fasano A.** Flow characteristics of waxy crude oils in laboratory experimental loops. *Mathl. Comput. Modelling* 1997, Vol. 25, No. 5, pp. 75-86.
- [21] **Cruz D.O.A., Pinho F.T.** Fully-developed pipe and planar flows of multimode viscoelastic fluids. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2007, Vol.141, pp. 85-98.
- [22] **Davidson Malcolm R., Nguyen Q. Dzuy, Chang Cheng, Rønningsen Hans Petter.** A model for restart of a pipeline with compressible gelled waxy crude oil. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2004, Vol.123, pp. 269-280.
- [23] **Azevedo Cesar R.F.** Failure analysis of a crude oil pipeline. *Engineering Failure Analysis* 2007, Vol.14, pp. 978-994.
- [24] **Zaki Nael N.** Surfactant stabilized crude oil-in-water emulsions for pipeline transportation of viscous crude oils. *Colloids and Surfaces SURFACES A: Physicochemical and Engineering Aspects* 1997, Vol.125, pp. 19-25.
- [25] **Rudman M., Blackburn H.M., Graham L.J.W., Pullum L.** Turbulent pipe flow of shear-thinning fluids. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2004, Vol. 118, pp. 33-48.
- [26] **Yu Bo, Wang Yi, Zhang Jinjun, Liu Xin, Zhang Zhengwei, Wang Kai.** Thermal impact of the products pipeline on the crude oil pipeline laid in one ditch-The effect of pipeline interval. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, ARTICLE IN PRESS, 2007.
- [27] **Campanella O. H., Dorward N. M., Singh H.** A Study of the Rheological Properties of Concentrated Food Emulsions. *Journal of Food Engineering* 1995, Vol.25, pp. 427-440.

[28] **Barry E.G.** Pumping non newtonian waxy crude oils. *Journal of the institute of petroleum*, Vol. 57, N°. 554, March 1971.

[29] **Amblard A., Bousaid B.** Modelling of the blood flow in an aorta: an attempt. The MPTT and Modified MPTT models. *Tribology and Interface Engineering Series 2005*, Vol. 48, pp. 381-387.

[30] **Makria A.** Comportement rhéologique des émulsions concentrées de pétrole brut lourd dans l'eau. *Rapport de recherche, Ecole Nationale Supérieure de Techniques Avancées*, No.194, Novembre 1984.

[31] **Meriem Benziane M., Bousaid B., Bonneau O., Liazid A.** Analyses des écoulements des huiles lourdes dans les pipe-lines avec prise en compte des effets de parois. *Lubrification et tribologie des revêtements minces, JFT*, 22-23 mai 2007, Poitiers, France.

[32] **Per S., Moldestad Merete Øverli, Johansen Øistein, Lewis Alun, Rødal Jon.** Norwegian Testing of Emulsion Properties at Sea-The Importance of Oil Type and Release Conditions, *Spill Science & Technology Bulletin*2003, Vol. 8, No. 2, pp. 123-136.

[33] THESE de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie Ciments et suspensions concentrées modèles. Écoulement, encombrement et floculation.

[34] **AMBLARD. A.** Modélisation de l'écoulement sanguin dans l'aorte, Mémoire DEA, institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France, 2003.

[35] **Madjid MERIEM .B.** Étude des effets non-newtoniens du pétrole brut sur l'interaction fluide paroi en régime instationnaire, Thèse de Doctorat Es-sciences, Université d'ORAN, Algérie 2008.

[36] **KANE. M, DJABOUROV. M,** Rheology and structure of waxy crude oils in quiescent and under shearing conditions, Article de Laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes, France, 2004.

[37] **PY. C,** Modélisation de l'écoulement sanguin dans l'aorte, Mémoire de DEA, institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France 2002.

[38] <http://www.u-picardie.fr/beauchamp/eadaa/mecafluid.htm>, Université de Picardie Jules Verne/Jacques Beauchamp (notions de mécanique des fluides).

[39] <http://www.univ-paris12.fr/lmp/Geiger/STPI-gp/>, Didier GEIGER, Université de Paris12.

[40] **Sinquin A., Palermo T., Peysson Y.** Rheological and flow properties of gas hydrate suspensions. *Rev. IFP*, 2004, Vol. 59, N°.1, pp. 41-57.

[41] **R.P. Chhabra, J.F. Richardson,** Non-Newtonian flow and applied rheology, second edition, England, March 2008.

[42] www.docinsa.insa-lyon.fr/these/2004/helenon/6_chap1.pdf

[43] **Tas. Paul Prudent**, Film blowing: from polymer to product, Eindhoven, Octobre 1994.

[44] **ROGER I. TANNER**, Engineering rheology, Second edition, Oxford.

[45] **Rabie El Otmani**, Étude du refroidissement d'un polymère chaud sur une paroi métallique froide: influence des paramètres d'interfaces application à l'injection des polymères, juillet 2009, Lyon, France.

[46] **Roger I. Tanner, Fuzhong Qi**, A phenomenological approach to suspensions with viscoelastic matrices, Korea-Australia Rheology Journal, Vol. 17, No. 4, pp. 149-156, December 2005.

[47] **Jayaraman A., Singh h., Lefebvre Y.** La corrosion naphthénique en raffinerie. Synthèse bibliographique. *Rev. IFP*, 1986, Vol. 41, No. 2, pp. 265-274.

ملخص

في الواقع عملنا يستجيب لحاجة في الصناعة النفطية، و هو تعطل تدفق النفط في الأنابيب في كثير من الأحيان نتيجة الحرارة وتأثيرها على التفاعل بين هذه السوائل و الجدار الداخلي للأنبوب. لكن بما أن النفط الخام هو من بين السوائل غير النيوتونية، فان تدفقها جد معقد لذا لا يمكن وصفها بواسطة النماذج التقليدية، لتجنب هذه المشكلة ووصف حركتها جيدا، استخدمنا بعض النماذج منها نموذج فان تيان تانر (PTT)، ماكسويل (MAXWELL) وجسيكيس (GIESEKUS)، والتي هي وفقا للمراجع المطلع عليها مرجحة جدا. هذا التفاعل الناتج يؤدي إلى تآكل كيميائي بسبب وجود الأحماض (ACIDES NAPHTENIQUES) مما يؤدي إلى تلف خطوط الأنابيب. هذه الظاهرة غير معروفة عندنا، وهي متعلقة بضغط وسرعة السائل اللذين يزدادان مع ارتفاع درجة الحرارة. لذلك، لفهم أفضل لهذه الظواهر التي يجري لدينا العمل عليها استعملنا النموذجين فان تيان تانر (PTT) و ماكسويل (MAXWELL) لحساب الاجهادات الناضمية والمماسية اخذين بعين الاعتبار الآثار المترتبة عن درجة الحرارة. النتائج المتحصل عليها جد متقاربة بالنظر مع النتائج التجريبية، ما يؤكد صحة هذه النماذج التي تمكنا من الفهم الجيد لظاهرة التآكل داخل خطوط الأنابيب عن طريق المحاكاة الرقمية.

الكلمات المفتاحية: ريولوجي، السوائل غير النيوتونية، النفط الخام، التأثيرات الحرارية، الاجهادات المماسية، المحاكاة الرقمية.

Résumé

Notre travail répond à un besoin de l'industrie pétrolière. En effet, l'écoulement des hydrocarbures dans les pipe-lines est souvent perturbé en raison des effets de la température et leur influence sur l'interaction fluide-solide. Mais, puisque le pétrole brut est un fluide non newtonien, son écoulement complexe ne peut pas être décrit par les modèles traditionnels. Pour contourner cet écueil et décrire son mouvement, nous avons utilisé les approches PTT, Maxwell et Giesekus qui, d'après la littérature, nous paraissent très vraisemblables. Cette interaction se traduit par une attaque chimique due à la présence des acides naphthéniques, provoquant ainsi la corrosion des pipe-lines. Cette action corrosive, bien que mal connue, est dépendante de la pression, de la vitesse du fluide et s'accroît avec l'élévation de la température. C'est donc pour une meilleure compréhension de ces phénomènes que notre travail est mené. L'approche PTT et Maxwell nous a permis de calculer les contraintes normales et pariétales en considérant les effets de la température. Les résultats obtenus convergent vers les résultats expérimentaux. Les modèles PTT et Maxwell ainsi validés, permettent, par simulation, de mieux comprendre les phénomènes de corrosion dans les pipe-lines.

Mots clefs : Rhéologie, fluide non newtonien, pétrole brut, contrainte pariétale, effet thermique, modélisation.

Summary

Our work responds to a need for the oil industry. Indeed, the flow of oil in pipelines is often disrupted due to temperature effects and their influence on the fluid-solid interaction. But since crude oil is a non-Newtonian fluid, its complex flow cannot be described by conventional models. To avoid this problem and describe its movement, we used the PTT, Giesekus, and Maxwell approaches which, according to the literature, seem very likely. This interaction results in a chemical attack due to the presence of naphthenic acids, thus causing the pipeline corrosion. This corrosive action, though unknown, is dependent on the

pressure, fluid velocity and increases with temperature rise. So, for a better understanding of these phenomena that our work is conducted. PTT and Maxwell approaches allowed us to calculate the normal and parietal stresses considering the effects of temperature. The obtained results converge to the experimental ones. Maxwell and PTT models, thus validated, permit, by simulation, of better understand phenomena of corrosion in pipelines.

Keywords: *Rheology, Non Newtonians fluids, crude oil, chear stress, thermal effect, modelisation.*