

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR

ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABDERRAHMANE MIRA BEJAIA

FACULTE DE TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT GENIE MECANIQUE

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

Master

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Energétique

Par :

Bechir Massinas

Bordjah Ouarda

Thème

Modélisation et simulation de l'écoulement

de Couette en régime de Stokes

Soutenu le 02/07/2023 devant le jury composé de :

Mr. M. Mouloud

Président

Mr. F. Nait Bouda

Rapporteur

Mr. M. Allouche

Examineur

Année Universitaire 2022-2023

Remerciements

Nous remercions Dieu le tout puissant de nous avoir donné la santé et le courage pour terminer ce travail.

Nous tenons d'abord à remercier notre encadreur Mr. F. Nait Bouda pour son encadrement au cours de la conception de ce mémoire, on remercie aussi les membres du jury Mr. Mouloud et Mr. Allouche qui ont accepté de juger notre travail.

Nous remercions les membres de notre famille, nos frères, nos sœurs ainsi que tous ceux qui nous ont soutenus et accompagnés durant ces années à l'université.

Dédicaces

Je dédie ce travail à ma famille, mes parents et mes deux frères. A toute la famille Bechir, à mon binôme ainsi qu'à tous mes camarades avec qui j'ai fait ce parcours. A tous ceux qui m'ont soutenu durant le parcours universitaire.

Massinas

Dédicaces

Je remercie dieu de m'avoir donné le courage d'accomplir ce modeste travail que je dédie : à mes très chers parents qui sont la bougie qui illuminent ma vie, j'exprime ma reconnaissance pour leur soutien, leurs sacrifices et leurs encouragements tout au long de mes études.

Que dieu les gardes pour moi.

A mes chers frères et sœurs,

A toute la famille Bordjah,

A mon cher binôme et ami Bechir Massinas avec qui j'ai partagé ce modeste travail.

A mes chers amis : Yahiaoui Naim, Makla Angham et a tous les autres

Ouarda

Table des matières :

I.	Chapitre 1.....	13
I.1	Introduction :.....	1
I.1	La mécanique des milieux continus :	1
I.2	Comportement Newtonien :.....	1
I.2.1	Equations de Navier Stokes :.....	2
I.2.1.1	Equation de Stokes :.....	2
I.2.1.2	Ecoulement en régime de Stokes :	2
I.2.2	Viscosité :	3
I.2.2.1	Viscosité dynamique :.....	3
I.2.2.2	Taux de cisaillement :.....	4
I.2.3	Viscosité cinématique :	4
I.3	Rhéologie :	4
I.3.1	Contraintes normales :.....	4
I.3.2	Modèle rhéologique de Herschel Bulkley :.....	5
I.3.2.1	Loi de Herschel Bulkley pour la viscosité :	6
I.3.2.2	Loi de Herschel Bulkley modifiée :.....	6
I.4	Solutions analytiques de l'écoulement de Couette :.....	6
I.4.1	Solution de l'écoulement de Couette plan :	6
I.4.2	Solution pour l'écoulement de Couette cylindrique :.....	7
I.5	Etat de l'art :	10
II.	Chapitre 2.....	1
II.1	Introduction :.....	13
II.2	Application de la CFD :.....	13
II.3	Procédure d'analyse du CFD :.....	14
II.3.1	Méthodes de discrétisation CFD :.....	15
	16

II.3.2	Critères de convergence :	16
II.4	Génération d'une grille de maillage :	16
II.4.1	Préprocesseur Gambit :	17
II.5	Création des géométries et génération du maillage :	17
II.5.1	Géométrie circulaire :	17
II.5.1.1	Maillage sous GAMBIT :	18
II.5.2	Géométrie plan :	19
II.5.2.1	Maillage sous GAMBIT :	19
III.	Chapitre 3.....	21
III.1	Introduction :	21
III.2	Simulation en mode stationnaire :	21
III.2.1	Fluide Newtonien :	21
III.2.1.1	Couette cylindrique :	21
III.2.1.2	Couette plan :	23
III.2.2	Fluide non Newtonien :	24
III.2.2.1	Couette cylindrique pour le pétrole brut :	24
III.2.2.2	Ecoulement de Couette plan pour le pétrole brut :	28
III.3	Simulation en mode instationnaire pour le pétrole brut : ...	31
III.3.1	Ecoulement de Couette cylindrique instationnaire :	31
III.3.2	Ecoulement de Couette plan instationnaire :	33

Liste des figures :

Figure I-1. Courbes caractéristiques du modèle de Herschel Bulkley.	5
Figure II-1. Représentation des volumes de contrôle.....	16
Figure II-2. Schéma de la géométrie Couette cylindrique.	17
Figure II-3 Nombre de nœuds.	18
Figure II-4. Maillage du domaine Couette cylindrique.	18
Figure II-5. Nombre de nœuds au niveau de l'entrefer.....	19
Figure II-6. Schéma de l'écoulement de Couette plan.	19
Figure II-7. Maillage du domaine Couette plan	20
Figure III-1. Comparaison des résultats avec la solution analytique.	21
Figure III-2. Variation de la pression au sein de l'entrefer pour $\Omega_e=0,01\text{rad/s}$	22
Figure III-3. Variation de la pression pour $\Omega_e=0,1, 0,2, 0,3, 0,4$ et $0,5\text{rad/s}$	23
Figure III-4. Comparaison des résultats avec la solution analytique.	23
Figure III-5. Variation de la contrainte par rapport au taux de cisaillement en R1.....	26
Figure III-6. Variation de la contrainte par rapport au taux de cisaillement en R2.....	26
Figure III-7. Variation de la viscosité par rapport au taux de cisaillement en R1.....	26
Figure III-8. Courbe logarithmique de la variation de la pression par rapport au taux de	26
Figure III-9. Courbe logarithmique de la variation de la pression par rapport au taux de cisaillement en R2.	27
Figure III-10. Variation de la viscosité par rapport au taux de cisaillement en R2.	27
Figure III-11. Variation de la viscosité au sein de l'entrefer pour $\Omega_e=0,15, 0,2, 0,3$ et $0,5$...	28
Figure III-12. Variation de la pression au sein de l'entrefer pour $\Omega_e=0,1, 0,2, 0,3$ et $0,5$	28
Figure III-13. Variation de la viscosité par rapport au taux de cisaillement au niveau des deux parois.....	30
Figure III-14. Courbe logarithmique de la variation de la pression par rapport au taux de cisaillement au niveau des deux parois.....	30
Figure III-15. Variation de la contrainte en fonction du taux de cisaillement au niveau des deux parois.	31
Figure III-16. Profils de vitesses pour les $t=0,01\text{s}$ jusqu'à $t=0,1\text{s}$	32
Figure III-17. Variation de la viscosité pour $t=0,01\text{s}$ jusqu'à $t=0,1\text{s}$	32
Figure III-18. Variation de la pression pour $t=0,01\text{s}$ jusqu'à $t=0,1\text{s}$	33
Figure III-19. Profils de vitesses pour $t=0,01\text{s}$ jusqu'à $t=0,1\text{s}$	34
Figure III-20. Variation de la viscosité pour $t=0,01\text{s}$ jusqu'à $t=0,15\text{s}$	34
Figure III-21. Variation de la pression dynamique pour $t=0,01\text{s}$ jusqu'à $t=0,15\text{s}$	35

Liste des tableaux :

Tableau III-1. Propriétés de la Glycérine.....	21
Tableau III-2. Caractéristiques rhéologiques du pétrole brut.	24
Tableau III-3. Résultats obtenus avec Fluent au niveau du cylindre interne.	24
Tableau III-4. Résultats obtenus avec Fluent au niveau du cylindre externe.	25
Tableau III-5. Représentation des résultats obtenus avec Fluent au niveau de la paroi fixe.	29
Tableau III-6. Représentation des résultats obtenus avec Fluent au niveau de la paroi mobile.	29

Nomenclature :

Caractères latins :

Symbole	Définition	Unité
U	Vitesse caractéristique	m/s
L	Longueur caractéristique	m
g	Accélération de la pesanteur	$m.s^{-1}$
u_p	Vitesse de la paroi mobile	m/s
u_e	Vitesse tangentielle du cylindre extérieur	m/s
Ω_e	Vitesse angulaire du cylindre extérieur	Rad/s
N_1, N_2	Contraintes élastiques	Pa
D	Tenseur des taux déformation	-
r	Rayon	m
R_1, R_2	Rayons des cylindres internes et externes	m
k	Indice de consistance	$Pa.s^n$
n	Indice de fluidité	-
r^*, y^*	Coordonnées adimensionnelles	-
u^*, u_θ^*	Vitesses adimensionnelles	-
$u(y)$	Vitesse par rapport a y	m/s
$u_\theta(r)$	Vitesse par rapport a r	m/s

Symboles grecs :

Symbole	Définition	Unité
ρ	Masse volumique	kg/m ³
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
ν	Viscosité cinématique	m ² s ⁻¹
γ	Taux de cisaillement	s ⁻¹
τ	Contrainte de cisaillement	Pa
τ_0	Contrainte Seuil	Pa
γ_c	Taux de cisaillement critique	s ⁻¹

Nombres addimensionnels :

$$\text{Nombre de Reynolds : } Re = \frac{UL}{\nu}$$

Introduction générale :

Le présent mémoire se concentre sur la modélisation et la simulation de l'écoulement de Couette en régime de Stokes. L'écoulement de Couette, également connu sous le nom d'écoulement entre deux plaques parallèles, est un problème classique en mécanique des fluides qui a été largement étudié au fil des années.

L'écoulement de Couette en régime de Stokes est une situation où les forces visqueuses dominent les forces inertielles, ce qui signifie que les variations de vitesse dans le fluide sont négligeables par rapport à la viscosité du fluide. Ce régime d'écoulement est souvent rencontré dans des systèmes où les vitesses sont très faibles, tels que les fluides à viscosité élevée ou les écoulements à petite échelle. De plus, l'écoulement de Couette en régime de Stokes trouve des applications pratiques dans de nombreux domaines industriels. Par exemple, il est couramment utilisé dans la lubrification des machines, le revêtement de surfaces et la fabrication de polymères. Comprendre les caractéristiques de cet écoulement permet d'optimiser les processus industriels et d'améliorer l'efficacité des systèmes impliquant des fluides visqueux.

Cependant, malgré les avancées réalisées dans la modélisation et la simulation de l'écoulement de Couette, il existe encore des problèmes modernes à résoudre. Par exemple, l'interaction fluide-structure dans des configurations complexes, les effets thermiques, et les écoulements non-Newtoniens posent des défis importants en termes de modélisation et de simulation précises

Chapitre 1 : généralités et état de l'art : Dans ce chapitre, nous avons présenté les notions de base de la mécanique des fluides, le modèle rhéologique de Herschle Bulkley et la solution analytique des deux écoulements de Couette cylindrique et plan pour un fluide Newtonien.

Chapitre 2 : Présentation de la CFD et création des géométries : Dans ce deuxième chapitre, nous avons brièvement présenté la CFD, le logiciel Fluent ainsi que Gambit. Nous avons aussi créé nos deux géométries ainsi que leurs maillages que l'on va vérifier dans le prochain chapitre.

Chapitre 3 : Simulation et interprétation des résultats : Ce dernier chapitre comporte plusieurs cas, on peut le diviser en deux parties, simulation en mode stationnaire qu'on a fait pour les deux fluides (glycérine et pétrole), nous avons alors exploré tous les aspects dynamiques du problème et nous avons extrait plusieurs grandeurs que l'on compare à chaque fois que l'on augmente la vitesse. Dans la deuxième partie, nous avons procédé à la simulation en mode instationnaire et cette fois aussi pour les deux géométries dans le but de pouvoir comparer les résultats obtenus.

Chapitre 1

I.1 Introduction :

La mécanique des fluides est une branche fondamentale de la physique qui étudie le comportement des fluides, qu'ils soient liquides ou gazeux, en mouvement ou au repos. Elle revêt une importance cruciale dans de nombreux domaines tels que l'ingénierie, l'aéronautique, la météorologie et la biologie.

Ce premier chapitre constitue une introduction essentielle à notre mémoire, où nous aborderons les principes et les concepts clés de la mécanique des fluides, en mettant l'accent sur les fluides newtoniens et la rhéologie. Nous explorerons également le modèle de Herschel Bulkley, qui permet de décrire le comportement de certains fluides non newtoniens.

Nous commencerons par une présentation générale de la mécanique des fluides, en décrivant les principes fondamentaux qui régissent le mouvement des fluides. Ensuite, nous nous concentrerons sur les fluides newtoniens, qui sont caractérisés par une viscosité constante et obéissent à la loi de Newton de la viscosité.

Par la suite, nous aborderons la rhéologie, qui étudie le comportement des fluides non newtoniens. Nous examinerons plus particulièrement le modèle de Herschel Bulkley, un modèle rhéologique largement utilisé pour décrire les fluides non newtoniens présentant une relation non linéaire entre contrainte et taux de cisaillement.

I.1 La mécanique des milieux continus :

La mécanique des milieux continus est une branche particulière de la physique dans laquelle la matière, quelle que soit sa phase ou sa structure, est traitée par la même théorie. Les propriétés macroscopiques particulières des solides, des liquides et des gaz sont décrites par des équations dites des lois de comportement. Les lois de comportement représentent des modèles macro mécanique pour les matériaux réels.[1]

I.2 Comportement Newtonien :

L'élaboration des équations constitutives qui décrivent l'écoulement d'un fluide Newtonien est basé sur les hypothèses qui suivent :

- Pour un fluide au repos, le fluide visqueux a le même comportement qu'un fluide parfait (sans viscosité).[2]

- Pour un fluide en mouvement, le tenseur de cisaillement dépend de la relation linéaire du tenseur de déformation. [3][4]
- Le fluide est isotrope ce qui veut dire que certaines propriétés sont identiques dans toutes les directions.[5]

I.2.1 Equations de Navier Stokes :

Les équations de Navier Stokes pour un fluide incompressible, visqueux et Newtonien sont écrites sous la forme vectorielle :

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (v \cdot \nabla) \vec{v} \right] = -\nabla p + \mu \Delta \vec{v} + \rho \vec{g} \quad (\text{I-1})$$

Equation de continuité :

$$\nabla \vec{v} = 0 \quad (\text{I-2})$$

Le terme $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$ représente la variation de la vitesse par rapport au temps, $(v \cdot \nabla) \vec{v}$ est le terme inertiel, $-\nabla p$ le gradient de pression, $\mu \Delta \vec{v}$ le terme visqueux et enfin $\rho \vec{g}$ appelées forces de volume.

I.2.1.1 Equation de Stokes :

Cas particulier des écoulements à faible nombre de Reynolds. Lorsque les effets visqueux prédominent sur les effets inertiels, on parle d'écoulement rampant (creeping flow). Dans ce cas, l'équation de Navier-Stokes se simplifie et prend le nom d'équation de Stokes [7]. En régime de Stokes le terme inertiel devient négligeable devant le terme visqueux ; $(v \cdot \nabla) \vec{v} \ll \mu \Delta \vec{v}$ alors l'équation de Navier Stokes deviens l'équation de Stokes :

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right] = -\nabla p + \mu \Delta \vec{v} + \rho \vec{g} \quad (\text{I-3})$$

Pour un écoulement stationnaire il devient :

$$0 = -\nabla p + \mu \Delta \vec{v} + \rho \vec{g} \quad (\text{I-4})$$

I.2.1.2 Ecoulement en régime de Stokes :

Le rapport entre forces d'inertie et de viscosité peut varier d'un écoulement à un autre et, pour un écoulement donné, d'un point à l'autre du champ. La prépondérance relative de l'une ou l'autre de cette force dépend de la valeur globale ou locale du nombre de Reynolds. Dans le cas où ce

paramètre est globalement petit, l'écoulement est de type rampant et relève d'un modèle spécifique. Lorsque le comportement visqueux du fluide est de type newtonien, ce modèle correspond à une forme simplifiée linéarisée du modèle de Navier-Stokes, connue sous le nom de modèle de Stokes[6].

Par définition, le modèle de Stokes qui régit l'écoulement rampant d'un fluide visqueux newtonien repose sur les deux hypothèses spécifiques suivantes :

- Le milieu est incompressible
- Les forces d'inertie sont en tous points et à tout instants négligeables vis-à-vis des forces de viscosité.

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (I-5)$$

Une des applications importantes de l'équation de Stokes concerne les fluides contenant de petites particules solides (suspensions) ou des gouttelettes (émulsions). Le transport de sédiments fluviaux et marins, la flottation des minerais, l'écoulement de pâtes de céramiques, les solutions diluées de polymères sont, entre autres, décrits par la physique des suspensions. Si les dimensions des particules ou gouttelettes sont assez petites, l'écoulement sera décrit (au moins localement) par l'équation de Stokes.

I.2.2 Viscosité :

La viscosité se manifeste dans les fluides en mouvement. La viscosité a été définie comme la relation entre la contrainte de cisaillement et le gradient de vitesse. Cette viscosité est appelée viscosité absolue ou viscosité dynamique. Une conséquence de cette propriété est qu'il y a une résistance qui se répartit au sein du fluide, tout comme le glissement qui a lieu dans le fluide lui-même. [5]

I.2.2.1 Viscosité dynamique :

La viscosité dynamique μ (Pa.s) est une constante de proportionnalité, elle est indépendante du taux de cisaillement et de la contrainte de cisaillement mais c'est un facteur reliant ces deux grandeurs. C'est une propriété propre du matériau qui ne dépend que de la pression et de la température. La viscosité caractérise le comportement de l'écoulement d'un fluide newtonien à température et pression constantes.[1]

$$\tau = \mu\dot{\gamma} \quad (I-6)$$

I.2.2.2 Taux de cisaillement :

Caractérise la variation de la vitesse entre les couches fluides. La vitesse de cisaillement dépend non seulement de la vitesse de déplacement, mais aussi, de l'épaisseur cisailée, elle est définie par la relation[1] :

$$\gamma = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \quad (\text{I-7})$$

I.2.3 Viscosité cinématique :

Cette grandeur apparait souvent dans les équations de Navier-Stokes qui correspond à l'aptitude du fluide en mouvement à revenir en repos, ce qui veut dire que plus cette grandeur est importante, plus elle favorise le retour en situation de repos du fluide et on la définit comme suit [8] :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{I-8})$$

I.3 Rhéologie :

La rhéologie, mot inventé par Bingham en 1929 à partir du verbe grec qui veut dire couler (voir l'historique sur la figure 1), est l'étude des écoulements et des déformations. Devant l'impuissance de la théorie de l'élasticité et de la mécanique des fluides (théories élaborées au 19e siècle) à décrire et à expliquer les propriétés de matériaux aux comportements mal définis et intermédiaires entre celui du solide élastique parfait (ou les contraintes sont proportionnelles aux déformations) et celui du fluide newtonien (ou les contraintes sont proportionnelles aux vitesses de déformation), il est apparu nécessaire d'élaborer cette nouvelle discipline. Les études expérimentales s'attachent à mesurer les propriétés de l'écoulement des matériaux tandis que les approches théoriques cherchent les équations constitutives reliant contraintes et déformations.[1]

I.3.1 Contraintes normales :

Pour les fluides non Newtoniens, l'écoulement de cisaillement peut induire des contraintes normales qui ne participent pas à la dissipation et sont donc appelées 'contraintes élastiques', on peut définir les différences entre les contraintes normales :

$$N_1 = \sigma_{xx} - \sigma_{yy} \quad (\text{I-9})$$

Et

$$N_2 = \sigma_{yy} - \sigma_{zz} \quad (\text{I-10})$$

Elles sont indépendantes de la direction de l'écoulement et, a faible taux de cisaillement, sont des fonctions quadratiques de $\dot{\gamma}$, $N = \Psi\dot{\gamma}$. En général N_1 est positive et plus grande que la contrainte de cisaillement, la seconde est généralement négative et dix fois plus petite que N_1 . [18]

I.3.2 Modèle rhéologique de Herschel Bulkley :

Rappelons que certains fluides possèdent une structure suffisamment rigide leur permettant de résister à des valeurs élevées de la contrainte : ils se comportent comme des solides. Au-delà d'une valeur limite, appelée contrainte seuil, la structure rigide est détruite et le fluide s'écoule. La plupart des rhéogrammes des fluides viscoplastiques réels présentent un caractère rhéofluidifiant avec une contrainte critique.

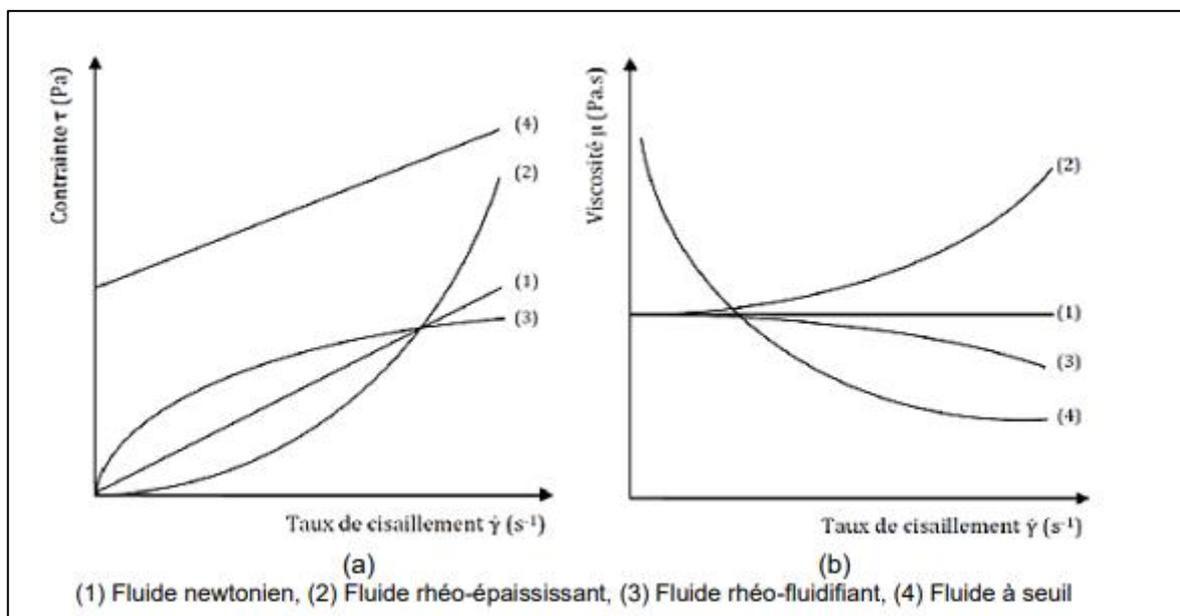


Figure I-1. Courbes caractéristiques du modèle de Herschel Bulkley.

Ce modèle permet de décrire le comportement rhéologique de fluides complexes présentant un seuil de contrainte. La présence d'un seuil est caractérisée par le fait que le fluide ne peut être déformé ou s'écouler de manière stable si la sollicitation qu'on lui applique n'est pas suffisante. Cette propriété peut mener à l'immobilisation de larges zones au sein d'un écoulement ou bien à la présence de zones se déplaçant en bloc (écoulement piston en coordonnées cartésiennes ou rotation solide en coordonnées cylindriques). [23]

Le modèle d'Herschel-Bulkley est décrit par la même loi :

$$\tau = \left(\frac{\tau_0}{|\dot{\gamma}|} + k|\dot{\gamma}|^{n-1} \right) D \quad \text{Pour } \tau > \tau_0 \quad (\text{I-11})$$

$$\dot{\gamma} = 0 \quad \text{Pour} \quad \tau \leq \tau_0$$

I.3.2.1 Loi de Herschel Bulkley pour la viscosité :

La loi de viscosité pour le modèle de Herschel Bulkley est :

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} + k \left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_c} \right)^{n-1} \quad \text{Pour} \quad \dot{\gamma} > \dot{\gamma}_c \\ \mu &= \frac{\tau_0 \left(2 - \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_c} \right)}{\dot{\gamma}_c} + k \left[(2 - n) + (n - 1) \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_c} \right] \quad \text{Pour} \quad \dot{\gamma} \leq \dot{\gamma}_c \end{aligned} \quad (\text{I-12})$$

La loi de Herschel-Bulkley est couramment utilisée pour décrire des matériaux tels que le béton, la boue, la pâte et le dentifrice, pour lesquels une viscosité de type loi de puissance après un seuil de contrainte de cisaillement critique est une hypothèse raisonnable. En plus du comportement de transition entre un régime d'écoulement et un régime sans écoulement, la loi de Herschel-Bulkley présente un comportement de fluidification sous contrainte que la loi de Bingham ne présente pas.

I.3.2.2 Loi de Herschel Bulkley modifiée :

Une autre loi de viscosité est aussi disponible pour le modèle :

$$\mu = \tau_0 \left[\frac{1 - \exp\left(\frac{-3\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_c}\right)}{\dot{\gamma}} \right] + k \left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_c} \right)^{n-1} \quad (\text{I-13})$$

I.4 Solutions analytiques de l'écoulement de Couette :

Les solutions analytiques pour l'écoulement de Couette plan et cylindriques en régime de Stokes sont les mêmes que celles en régime laminaire 'normal' car on prend les mêmes hypothèses simplificatrices et dans les deux cas, le terme inertiel non linéaire se simplifie.

I.4.1 Solution de l'écoulement de Couette plan :

Pour l'écoulement de Couette plan, nous allons assumer qu'il n'y a pas de gradient de pression entre les bords de l'écoulement ce qui veut dire que le seul moteur de l'écoulement est la plaque supérieure en mouvement translationnel avec une vitesse u_p constante.

L'écoulement est unidirectionnel $\vec{V} = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ 0 \end{pmatrix}$ et bidimensionnel $u = u(y)$:

Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (\text{I-14})$$

Equation de quantité de mouvement :

$$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{I-15})$$

L'intégration de l'équation de mouvement nous donne :

$$u(y) = Ay + B \quad (\text{I-16})$$

Avec les conditions aux limites :

$$\begin{aligned} u(0) &= 0 \quad \text{Pour } y = 0 \\ u(h) &= Ah = u_p \quad \text{Pour } y = h \end{aligned}$$

On trouve :

$$u(y) = \frac{u_p}{h} y \quad (\text{I-17})$$

Le tenseur de déformation :

$$D_{ij} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix} \rightarrow D_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I-18})$$

On trouve alors l'expression de la contrainte :

$$\tau_{ij} = 2\mu D_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) & 0 \end{bmatrix} \rightarrow \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) = \mu \frac{u_p}{h} \quad (\text{I-19})$$

I.4.2 Solution pour l'écoulement de Couette cylindrique :

Écoulement entre deux cylindres coaxiaux infinis, l'écoulement est entraîné par le cylindre extérieur avec une vitesse angulaire constante $\Omega_e [\text{rad/s}]$ avec une vitesse tangentielle $u_e = u(r) = \Omega_e R_2$ alors que le cylindre intérieur est fixe. L'écoulement est axisymétrique, la vitesse radiale est nulle et l'écoulement est laminaire.

Equation de conservation de la masse :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} = 0 \quad (\text{I-20})$$

Equation de mouvement :

Suivant r :

$$\rho \frac{u_\theta^2}{r} = \frac{\partial p}{\partial r} \quad (\text{I-21})$$

Suivant θ :

$$0 = \mu \left(\frac{\partial^2 u_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r^2} \right) \quad (\text{I-22})$$

Pour trouver l'expression du profil de vitesse, nous devons résoudre l'équation projeté selon θ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r^2} = 0 &\rightarrow \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\theta}{r} \right) = 0 \rightarrow \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \right) = 0 \rightarrow \\ \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} = A &\rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\theta}{r} \right) = A \rightarrow u_\theta r = Ar^2 + B \end{aligned} \quad (\text{I-23})$$

Ainsi nous aurons l'expression de la vitesse qui est de la forme :

$$u_\theta = Ar + \frac{B}{r} \quad (\text{I-24})$$

A et B sont des constantes d'intégration, qu'on peut déterminer avec les conditions aux limites suivantes :

Pour $r = R_1$:

$$u_\theta(r = R_1) = 0 \text{ Donc } u_\theta(r = R_1) = AR_1 + \frac{B}{R_1} = 0 \quad (\text{I-25})$$

$$\text{Ce qui nous donne : } B = -AR_1^2$$

Le profil de vitesses devient :

$$u_\theta(r) = A \left(r - \frac{R_1^2}{r} \right) \quad (\text{I-26})$$

Pour $r = R_2$:

$$u_\theta(r = R_2) = \Omega_e R_2 \text{ Ce qui nous permet de trouver les valeurs de A et B :}$$

$$A = \frac{\Omega_e R_2}{R_2^2 - R_1^2} \text{ et } B = \frac{-\Omega_e R_2^2 R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \quad (\text{I-27})$$

Finalement on aura :

$$u_{\theta}(r) = \frac{\Omega_e R_2}{R_2^2 - R_1^2} r - \frac{-\Omega_e R_2^2 R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \frac{1}{r} \quad (\text{I-28})$$

Ou bien :

$$u_{\theta}(r) = \frac{\Omega_e R_2^2}{R_2^2 - R_1^2} \left[r - \frac{R_1^2}{r} \right] \quad (\text{I-29})$$

Pour la projection de l'équation de Stokes selon l'axe r nous avons :

$$\rho \frac{u_{\theta}^2}{r} = \frac{\partial p}{\partial r} \quad (\text{I-30})$$

Si l'écoulement est stable, nous pouvons supposer que chaque élément de fluide se déplace avec une vitesse tangentielle constante sur une trajectoire circulaire. Un tel élément a une accélération centripète égale à $\frac{u_{\theta}^2}{r}$. Dans la direction radiale, le gradient de pression équilibre cette accélération centripète.

On peut définir l'expression de la pression en intégrant par rapport à r :

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho A^2 r + 2\rho AB \frac{1}{r} + \rho B \frac{1}{r^3} \quad (\text{I-31})$$

D'après la référence [19] on peut écrire l'expression du champ de pression comme suit :

$$p(r) = \rho \left(\frac{A^2}{8} r^2 + AB \ln(r) - \frac{B^2}{2r^2} \right) + p_0 \quad (\text{I-32})$$

$$p(r) = C_1 r^2 + C_2 \ln(r) + C_3 \frac{1}{r^2} + C_4 \quad (\text{I-33})$$

$$C_1 = \frac{\rho A^2}{8} ; C_2 = 2\rho AB ; C_3 = -\frac{\rho B^2}{2} ; C_4 = p_0 \quad (\text{I-34})$$

Pour trouver l'expression de la contrainte de cisaillement, nous allons d'abord établir l'expression du tenseur de déformation en coordonnées cylindriques :

$$D_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{\theta}}{\partial r} - \frac{u_{\theta}}{r} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{\theta}}{\partial r} - \frac{u_{\theta}}{r} \right) & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_{\theta}}{r} \right) \right) \\ \frac{1}{2} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_{\theta}}{r} \right) \right) & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I-35})$$

Et :

$$\dot{\gamma} = r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\theta}{r} \right) \quad (\text{I-36})$$

Ainsi nous obtenons le tenseur des contraintes de cisaillement :

$$\tau_{ij} = 2\mu D_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & \mu r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\theta}{r} \right) \\ \mu r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\theta}{r} \right) & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I-37})$$

$$\tau_{r\theta} = \mu r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\theta}{r} \right) = \mu r \frac{\partial}{\partial r} \left(A + \frac{B}{r^2} \right) = \mu r \left(\frac{-2Br}{r^4} \right) = \frac{-2\mu B}{r^2} \quad (\text{I-38})$$

Ou bien :

$$\tau_{r\theta}(r) = \frac{2\mu\Omega_e R_2^2 R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \frac{1}{r^2} \quad (\text{I-39})$$

Pour connaitre la contrainte au niveau des deux cylindres, intérieur et extérieur :

Pour $r = R_2$:

$$\tau_{r\theta}(r = R_2) = \frac{2\mu\Omega_e R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \quad (\text{I-40})$$

Pour $r = R_1$:

$$\tau_{r\theta}(r = R_1) = \frac{2\mu\Omega_e R_2^2}{R_2^2 - R_1^2} \quad (\text{I-41})$$

I.5 Etat de l'art :

Newton I. 1687 [4] fut le premier à avoir pensé le concept de l'écoulement d'un fluide entre deux cylindres en contra-rotation, il a émis l'hypothèse que la contrainte et la vitesse de déformation des particules fluides sont proportionnelles et que la viscosité est la constante de proportionnalité, cette hypothèse est aujourd'hui la définition d'un fluide Newtonien.

Avant les débuts de la recherche expérimentale moderne en mécanique des fluides, le mouvement constant d'un fluide visqueux entre des cylindres rotatifs concentriques a été considéré comme une simple combinaison linéaire d'une rotation comme un corps solide et une circulation

comme un vortex potentiel, la proportion relative de chacun étant déterminé par les vitesses angulaires affectées aux deux parois cylindriques. L'objectif principal de ces premiers expérimentateurs était de tester la validité de l'approximation des contraintes newtoniennes dans les équations de Navier-Stokes. Sauf certaines difficultés résultant de la géométrie finie de l'expérience par rapport au modèle théorique, le test dans chaque cas a réussi à condition seulement que les vitesses de l'écoulement soient suffisamment faibles. [17]

Stokes G. G. [9] en 1847 a abordé l'écoulement de Couette plan et cylindrique, ainsi que les écoulements en régime de Stokes dans son article intitulé "Sur la théorie des ondes oscillatoires". Dans cet article, Stokes introduit le concept de "régime de Stokes", qui fait référence à des situations où les forces inertielles sont négligeables devant les forces visqueuses, ce régime est caractérisé par des écoulements lents. Il a étudié l'écoulement de Couette cylindrique d'un fluide visqueux avec cylindre intérieur fixe et cylindre extérieur en rotation. Il a développé des équations pour décrire les vitesses et les contraintes de cisaillement dans cet écoulement.

L'expérience de M. Couette (1890) [12] a indiqué que la vitesse critique pour laquelle l'écoulement laminaire devienne une sorte de rouleaux tourbillonnants autour de l'axe de rotation est très faible. Son dispositif est à l'origine de ce qui sera aujourd'hui le viscosimètre et qui fera l'objet de nombreux travaux.

Mallock, A. [13] (1896) A conçu un appareil composé de deux cylindres coaxiaux qui a pour intérêt de définir la viscosité de l'eau tout en ayant connaissance du moment imposé sur le cylindre externe en rotation pour différentes vitesses de rotation.

G. I. Taylor. [14] (1923) Conclue que La stabilité d'un fluide visqueux en mouvement stationnaire entre des cylindres concentriques rotatifs est étudiée mathématiquement pour des perturbations symétriques. Il est démontré qu'à faible vitesse, le mouvement est toujours stable. Cependant, à grande vitesse, le mouvement n'est stable que lorsque le rapport de la vitesse du cylindre externe à celle du cylindre interne dépasse une certaine valeur. Lorsque le rapport est inférieur à cette valeur critique ou lorsqu'il est négatif, le mouvement devient instable à grande vitesse. Le "critère" de stabilité est déterminé, et dans les cas adaptés à la vérification expérimentale, une forme approximative du critère est développée, ce qui est utile pour les calculs numériques.

Carl Wilhelm Oseen [10] en 1927 a apporté une contribution significative à l'étude de l'écoulement de Couette en régime de Stokes en proposant une formulation mathématique pour résoudre les équations de Navier-Stokes dans ce régime. Cette contribution d'Oseen a permis une

meilleure compréhension de l'écoulement de couette en régime de Stokes et a facilité l'analyse théorique de ce type d'écoulement. La formule de Stokes est toujours utilisée comme point de départ dans de nombreuses études et constitue un outil précieux pour modéliser et analyser les écoulements de couette dans des conditions de faible vitesse et de faible nombre de Reynolds.

Happel, J., & Brenner, H. [11] (1973) ont présenté une approche détaillée de l'hydrodynamique à bas nombre de Reynolds, en mettant l'accent sur les écoulements visqueux et les phénomènes liés aux milieux particulaires. Dans le contexte de l'écoulement de couette en régime de Stokes, le livre explore les caractéristiques des écoulements à bas nombre de Reynolds, où les forces d'inertie sont négligeables par rapport aux forces visqueuses. Il aborde en détail les concepts fondamentaux tels que la loi de Stokes, la friction visqueuse et les contraintes de cisaillement.

Dubrulle et Hersant (2001) [16] ont étudié l'écoulement de Couette en présence d'un champ magnétique. Ils ont montré que le champ magnétique peut stabiliser l'écoulement, en réduisant l'amplitude des instabilités de Taylor-Couette.

Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principes fondamentaux de la mécanique des fluides, les fluides Newtoniens, l'équation de Navier Stokes pour les fluides Newtoniens incompressibles ainsi que l'équation de Stokes qui en est un cas particulier. Nous avons aussi élaboré les solutions analytiques détaillées pour les deux configurations de l'écoulement de Couette qui sont déjà présentes dans la littérature, et nous avons fini avec un état de l'art concernant ce problème.

Chapitre 2

II.1 Introduction :

La modélisation numérique en mécanique des fluides constitue un outil puissant et incontournable pour étudier et prédire le comportement des fluides dans une large gamme de situations. Dans ce chapitre, nous abordons la méthodologie de la simulation numérique en utilisant les logiciels Fluent et Gambit, largement reconnus et utilisés dans le domaine de la CFD (Computational Fluid Dynamics).

Nous commencerons par une présentation générale de la CFD, qui repose sur la discrétisation des équations fondamentales de la mécanique des fluides en des formes numériques, suivie de leur résolution par des méthodes numériques appropriées. Nous examinerons les avantages et les limitations de la CFD, ainsi que les différentes étapes du processus de simulation numérique, de la préparation de la géométrie à l'analyse des résultats.

Ensuite, nous nous concentrerons sur les logiciels Fluent et Gambit, développés par la société Ansys, qui sont largement utilisés dans l'industrie et la recherche académique pour la modélisation et la simulation des écoulements fluides. Nous présenterons les fonctionnalités principales de ces logiciels, notamment leur capacité à traiter des problèmes complexes.

II.2 Application de la CFD :

L'utilisation des simulations par ordinateur, connue sous le nom de CFD (Computational Fluid Dynamics), permet d'analyser les systèmes impliquant les écoulements de fluides, le transfert de chaleur et les phénomènes associés tels que les réactions chimiques. Dans ce processus, un modèle numérique est initialement construit à partir d'un ensemble d'équations mathématiques décrivant le phénomène étudié. Ces équations sont ensuite résolues à l'aide d'un programme informatique, permettant d'obtenir les valeurs des variables dans l'ensemble du domaine d'écoulement [20].

CFD Fluent, en particulier, a suscité beaucoup d'intérêt et est largement utilisé pour étudier divers aspects de la mécanique des fluides. Grâce à son développement et à son application croissante, le CFD est devenu un outil puissant dans la conception, l'analyse de l'ingénierie et d'autres processus.

Les avantages de CFD Fluent sont les suivants :

- Sa capacité à étudier des systèmes où la réalisation d'expériences contrôlées n'est pas réalisable.
- Tandis que le champ de données expérimentales peut parfois être limité en raison de l'équipement ou des limitations techniques, CFD peut fournir une large gamme de données complètes car aucune de ces limitations n'est habituellement présente ;
- Les interactions physiques complexes qui se produisent dans un écoulement peuvent être modélisées simultanément car aucune hypothèse limite n'est habituellement nécessaire ;
- CFD peut fournir une visualisation complète de l'écoulement. En fait, dans de nombreuses applications industrielles, le CFD est plus couramment utilisé comme outil de visualisation de l'écoulement que comme source de données quantitatives absolues.[20]
- Les équations présentent une propriété de conservation, ce qui signifie que le principe de conservation, exprimé sous une forme discrétisée pour un volume fini typique, est également vérifié pour l'ensemble du domaine numérique. Cela garantit la conservation des flux dans tout le domaine de solution, et on peut résumer cela en disant que le caractère conservatif des équations est préservé sur chaque volume de contrôle. Ainsi, la continuité des flux aux interfaces est assurée, quelle que soit la finesse du maillage utilisé.[21]
- La CFD est applicable aux géométries et aux maillages complexes, et les maillages ne doivent pas forcément être structurés [21]

II.3 Procédure d'analyse du CFD :

Une analyse en CFD réussie nécessite les informations suivantes :

- Une grille de points (domaine d'écoulement) pour stocker les variables calculées par CFD ;
- Les conditions aux limites requises pour définir les conditions aux frontières du domaine d'écoulement et qui permettent de calculer les valeurs limites de toutes les variables ;
- Propriétés physiques du fluide étudié telles que la viscosité et la température ;
- Modèles d'écoulement qui définissent les différents aspects de l'écoulement, tels que la turbulence, la masse, le transfert de la chaleur et les modèles multi-phases ;
- Les conditions initiales utilisées pour fournir une estimation initiale des variables de la solution dans une simulation en régime stationnaire ou l'état initial de l'écoulement pour une simulation transitoire (instationnaire) ;
- Paramètres de contrôle du solveur qu'ils sont nécessaires pour contrôler le comportement et la convergence du processus de la solution numérique.

II.3.1 Méthodes de discrétisation CFD :

La méthode des volumes finis est probablement la méthode la plus utilisée pour la discrétisation numérique en CFD Fluent puisqu'elle présente les avantages suivants :

- La méthode est basée sur la discrétisation de la forme intégrale des équations de conservation sur chaque volume de contrôle du domaine discret. Les quantités de base, telles que la masse et la quantité du mouvement, seront donc conservées aux niveaux discrets.
- La méthode est valable dans les états, stationnaire et transitoire ;
- Les volumes de contrôle peuvent être de n'importe quelle forme ;
- Le système des équations aux dérivées partielles est traité de manière découplée, ce qui signifie qu'elles sont résolues à la fois de manière séquentielle.

La méthode des volumes finis est une approche similaire à la méthode des différences finies, mais elle intègre également des éléments de la méthode des éléments finis. Dans cette méthode, le domaine est discrétisé en volumes de contrôle finis. Chaque volume de contrôle chevauche plusieurs éléments de maillage et peut être divisé en secteurs appartenant à différents éléments de maillage. Les équations différentielles gouvernant le système sont intégrées sur chaque volume de contrôle, garantissant la satisfaction exacte des lois de conservation pour chaque volume de contrôle et l'ensemble du domaine. Cela constitue un avantage distinct de la méthode des volumes finis. Les termes intégraux sont ensuite convertis en formes discrètes, créant des équations discrétisées aux centroïdes ou aux points nodaux des volumes de contrôle. Comme dans la méthode des différences finies, les équations numériques en un point donné dépendent des valeurs des points voisins.

Dans la méthode des volumes finis utilisée en CFD, les équations différentielles partielles de l'écoulement sont intégrées sur chaque volume de contrôle. Pour illustrer cela, prenons l'exemple d'un volume de contrôle représenté dans la figure, avec son centre C. Les centres des volumes de contrôle environnants, où les valeurs des variables sont stockées, sont notés W (Ouest), E (Est), N (Nord) et S (Sud). Les faces respectives du volume de contrôle sont désignées par des lettres minuscules, comme indiqué dans la figure ci-dessous :

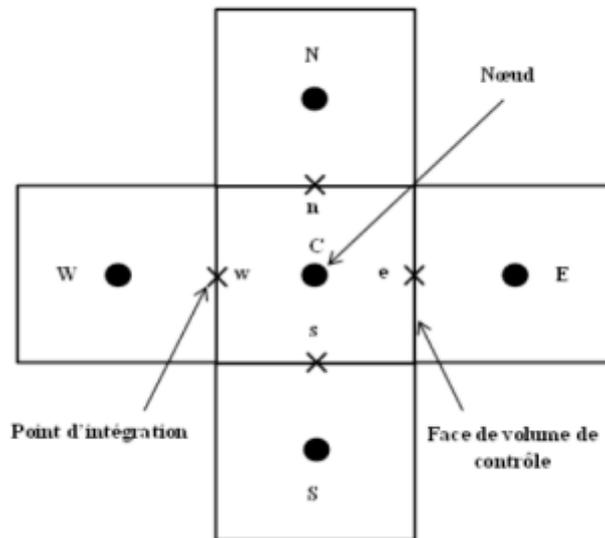


Figure II-1. Représentation des volumes de contrôle.

II.3.2 Critères de convergence :

La mesure de l'erreur résiduelle consiste à calculer la différence entre le côté gauche et le côté droit de l'équation numérique en cours de résolution. Bien que cette erreur résiduelle ne soit pas exactement nulle, le processus de résolution peut être considéré comme terminé lorsque l'erreur résiduelle maximale obtenue atteint une valeur prédéfinie inférieure.

Dans le cas où le problème à résoudre est instationnaire, c'est-à-dire qu'il dépend du temps, le pas de temps réel de l'écoulement est subdivisé en intervalles plus petits. Une solution approximative doit alors être obtenue à chaque pas de temps avant de passer à l'étape suivante [20].

II.4 Génération d'une grille de maillage :

Les mailles du domaine de calcul sont générées à l'aide du logiciel GAMBIT, spécifiquement conçu pour la construction et le maillage des modèles destinés à la CFD. Dans le cas des fluides non newtoniens, le comportement de l'écoulement est influencé par la géométrie du domaine d'écoulement. Il est donc crucial de reproduire fidèlement la région d'écoulement pour les fluides non newtoniens.[20]

Il est essentiel d'examiner la sensibilité des résultats à la résolution du maillage afin d'assurer la précision des simulations numériques. En général, l'utilisation d'une taille de maille plus petite dans le domaine de calcul conduit à des résultats plus précis, mais cela peut également entraîner

une instabilité numérique et nécessiter plus de temps de calcul. Une étude de raffinement de maillage doit être réalisée afin de comparer l'effet de la densité de maillage sur la solution, en recherchant un équilibre entre une précision suffisante et un temps de calcul efficace.

II.4.1 Préprocesseur Gambit :

Gambit est un logiciel qui regroupe essentiellement trois fonctions : création d'une géométrie, génération d'un maillage et définition des conditions aux bords et la définition du domaine d'écoulement du fluide. C'est un logiciel très flexible qui permet de diviser une géométrie en plusieurs domaines de sorte à faciliter la génération d'un maillage. [21]

II.5 Création des géométries et génération du maillage :

Nous allons travailler avec deux géométries différentes, mais nous allons veiller à ce que ces deux géométries ont la même distance entre les deux parois (mobile et fixe) afin de pouvoir comparer les résultats obtenus avec la simulation.

II.5.1 Géométrie circulaire :

- Rayon du cylindre intérieur : $R_1=0,05\text{m}$
- Rayon du cylindre extérieur : $R_2=0,055\text{m}$
- Entrefer : $h=0,005\text{m}$

Initialement, nous allons travailler avec une vitesse angulaire du cylindre externe égale à $\Omega_e=0,01\text{ rad/s}$ pour un fluide Newtonien, par la suite, avec les fluides non newtoniens, nous allons travailler avec plusieurs vitesses dans le but de connaître la contrainte en fonction de la vitesse de cisaillement.

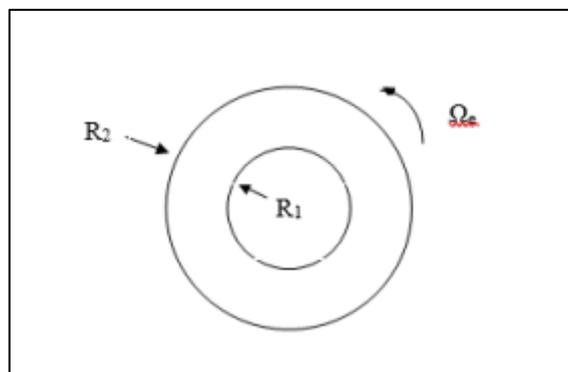


Figure II-2. Schéma de la géométrie Couette cylindrique.

II.5.1.1 Maillage sous GAMBIT :

Pour générer le maillage sous Gambit, nous allons créer la géométrie et on va la diviser en deux au niveau de l'entrefer afin de pouvoir choisir le nombre de nœuds entre le cylindre interne et externe.

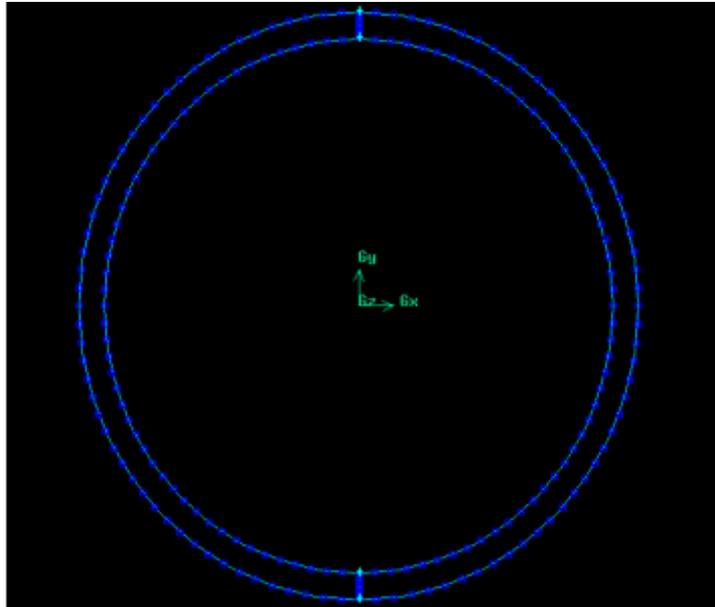


Figure II-3 Nombre de nœuds.

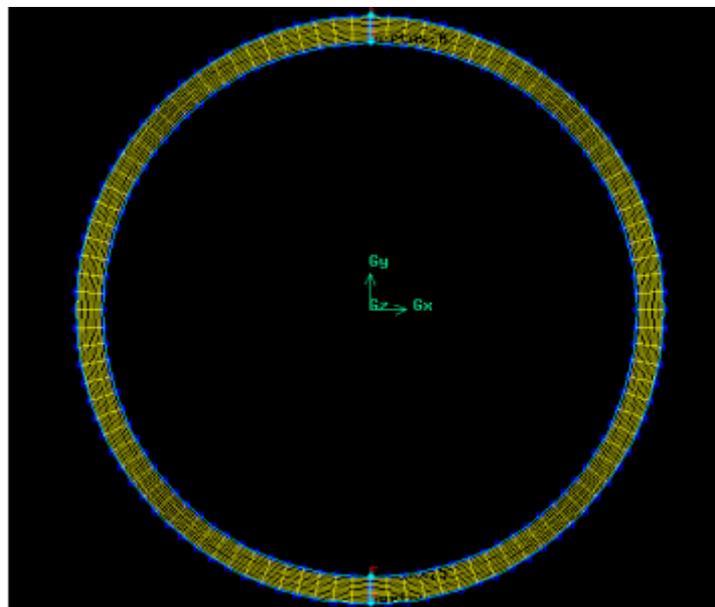


Figure II-4. Maillage du domaine Couette cylindrique.

Pour le maillage on a mis un nombre de 10 nœuds suivant l'entrefer et un nombre de 100 nœuds suivant les contours des deux cylindres.

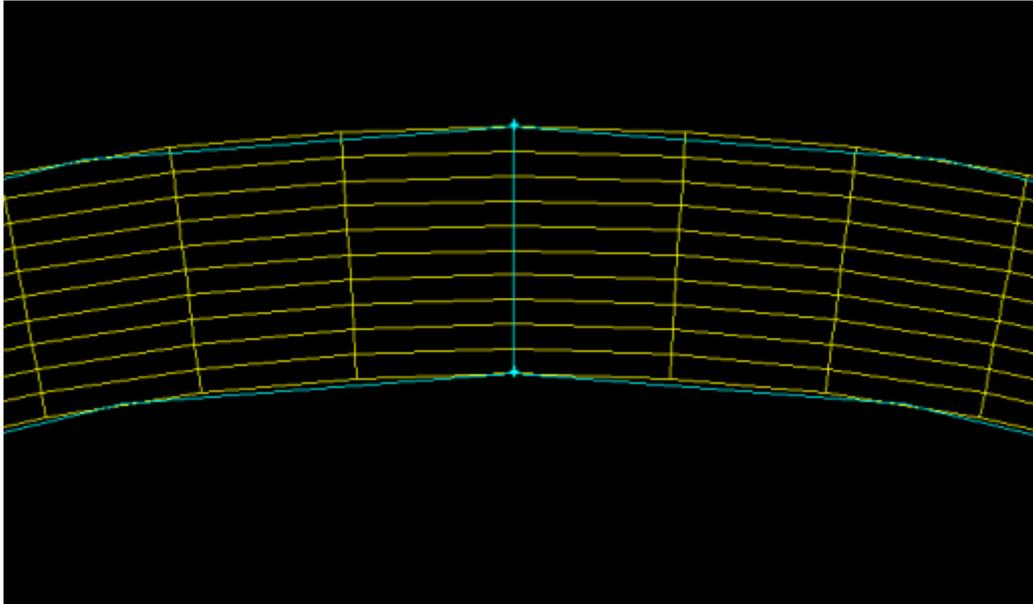


Figure II-5. Nombre de nœuds au niveau de l'entrefer

On n'a pas spécialement besoin de mettre un grand nombre de nœuds suivant le contour des deux cylindres car aucune grandeur ne varie selon la direction azimutale.

II.5.2 Géométrie plan :

Pour la configuration Couette plan, nous allons travailler avec une distance entre les deux plaques qui soit égale à celle de la configuration circulaire $h=0,005\text{m}$. la paroi supérieure est mobile avec une vitesse u_p qui est égale à la vitesse tangentielle de la configuration précédente.

La longueur des plaques n'est pas importante vous que nous allons procéder a une simulation avec des condition aux limites périodiques, ce qui veut dire que Fluent vas supposer que la géométrie as une longueur infinie.

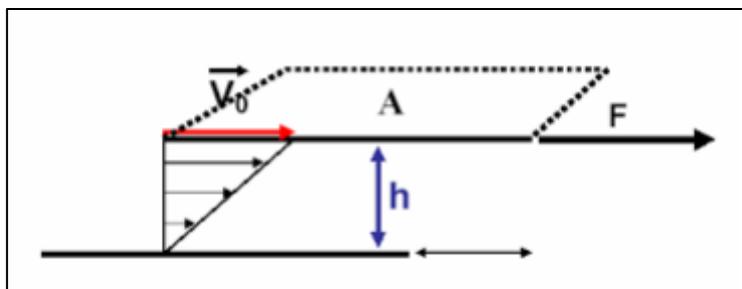


Figure II-6. Schéma de l'écoulement de Couette plan.

II.5.2.1 Maillage sous GAMBIT :

Nous allons créer une géométrie avec une longueur $L=0,01\text{m}$ et avec une hauteur $h=0,005\text{m}$, avec une grille de maillage de 10×100 :

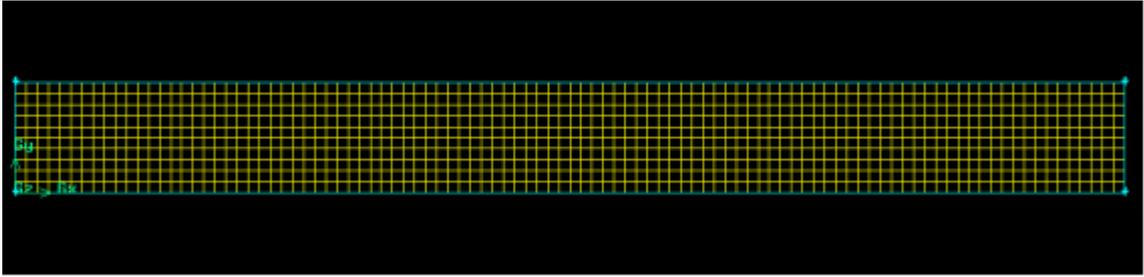


Figure II-7. Maillage du domaine Couette plan

La longueur de la géométrie n'est pas importante dans ce cas et n'influe pas sur l'écoulement car nous allons mettre des conditions aux limites périodiques à l'entrée et à la sortie avec un gradient de pression nul, ce qui veut dire que la géométrie va être considérée comme infinie par fluent et le seul moteur de l'écoulement est la paroi en mouvement.

Remarque :

Nous avons choisi de telles dimensions à cause du temps de calcul, car pour des géométries de grandes dimensions, on a souvent besoin d'un maillage avec un plus grand nombre de cellules ce qui demande un plus grand temps de calcul et une plus grande puissance.

Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons examiné la modélisation numérique en mécanique des fluides en mettant l'accent sur les logiciels Fluent et Gambit. Nous avons souligné les avantages considérables de la CFD, notamment sa capacité à modéliser des écoulements complexes en trois dimensions et à fournir des résultats détaillés et quantitatifs. Cependant, nous n'avons pas ignoré les limitations inhérentes à la CFD, telles que la nécessité de générer des maillages de haute qualité et la sensibilité aux conditions aux limites et aux paramètres de modélisation. Et enfin nous avons créé nos géométries pour les deux écoulements et nous avons procédé au maillage.

Chapitre 3

III.1 Introduction :

Dans ce chapitre, nous allons procéder à la simulation des deux configurations, (circulaire et plan), nous allons essayer d'exploiter tous les aspects dynamiques de ces écoulements.

Initialement, nous allons traiter un fluide newtonien, ensuite nous allons faire la même chose avec un fluide non newtonien avec le modèle de Herschel Bulkley, nous allons comparer les différentes grandeurs en variant à chaque fois la vitesse de la paroi mobile tout en restant dans le régime de Stokes.

III.2 Simulation en mode stationnaire :

III.2.1 Fluide Newtonien :

Initialement, nous allons considérer un fluide Newtonien qui est la Glycérine, ses propriétés sont les suivantes :

Tableau III-1. Propriétés de la Glycérine.

Masse volumique	1259,9 kg/m ³
Viscosité dynamique	0,799 kg.m ⁻¹ s ⁻¹
Viscosité cinématique	6,34.10 ⁻⁴ m ² s ⁻¹

Nous avons choisi la Glycérine comme fluide Newtonien a traité à cause de sa grande viscosité comparée à d'autres fluides, et ceci afin d'avoir un faible nombre de Reynolds pour les différentes vitesses.

III.2.1.1 Couette cylindrique :

Nous allons faire une simulation pour une vitesse angulaire du cylindre externe de $\Omega_e=0,01\text{rad/s}$ et nous allons comparer avec la solution analytique pour déterminer si le maillage est suffisant pour cette géométrie :

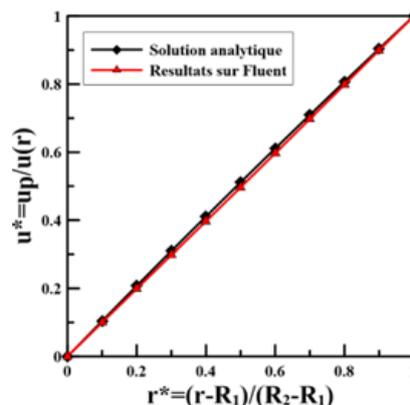


Figure III-1. Comparaison des résultats avec la solution analytique.

On constate que les résultats obtenus par fluent sont acceptables vu qu'ils sont proches de la solution analytique, on déduit alors que le maillage utilisé est suffisant pour cette géométrie.

Variation de la pression :

La rotation du cylindre extérieur conduit à une différence de pression au niveau des deux cylindres, comme énoncé précédemment :

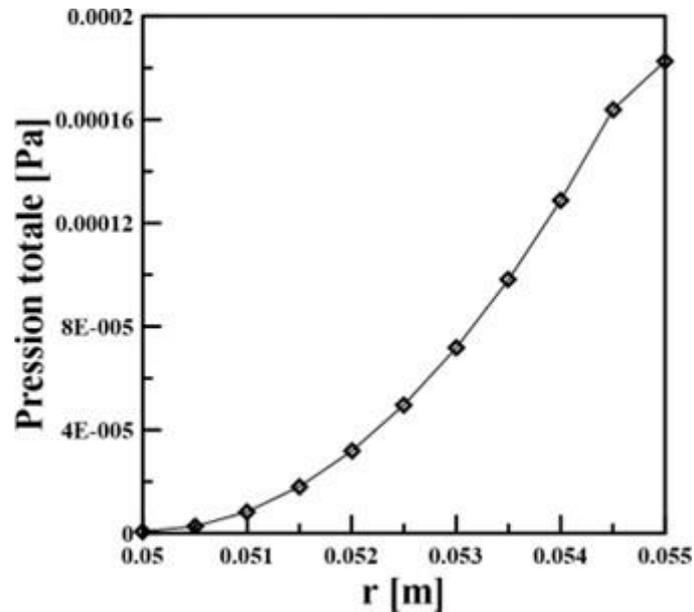


Figure III-2. Variation de la pression au sein de l'entrefer pour $\Omega_e=0,01\text{rad/s}$.

Pour différentes vitesses de rotation, différence de pression change, plus la vitesse de rotation du cylindre extérieur augmente, plus la différence de pression augmente.

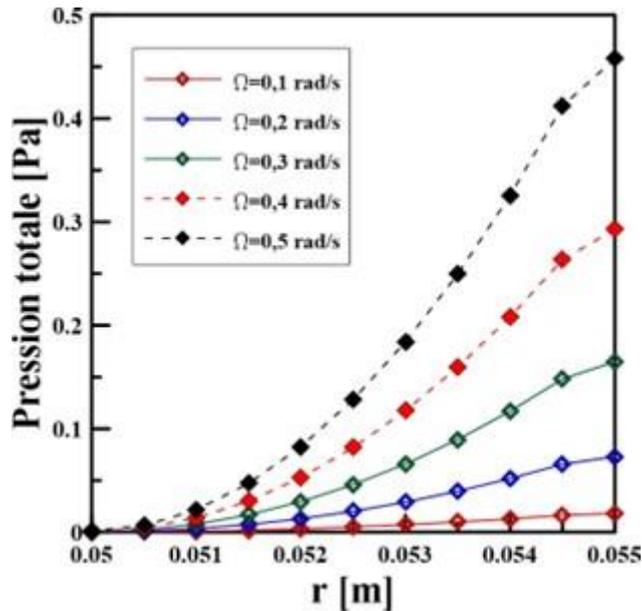


Figure III-3. Variation de la pression pour $\Omega = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ et 0.5 rad/s

On voit que la pression au niveau du cylindre intérieur est toujours nulle, alors que la pression au niveau du cylindre en rotation augmente par rapport à la vitesse de ce dernier.

III.2.1.2 Couette plan :

Un cas plus simple que l'écoulement en géométrie cylindrique, quand on traite un problème avec deux cylindres concentriques qui ont un entrefer étroit, on peut simplifier le problème en le considérant que l'écoulement se passe entre deux plans, cependant dans ce cas on ne voit pas

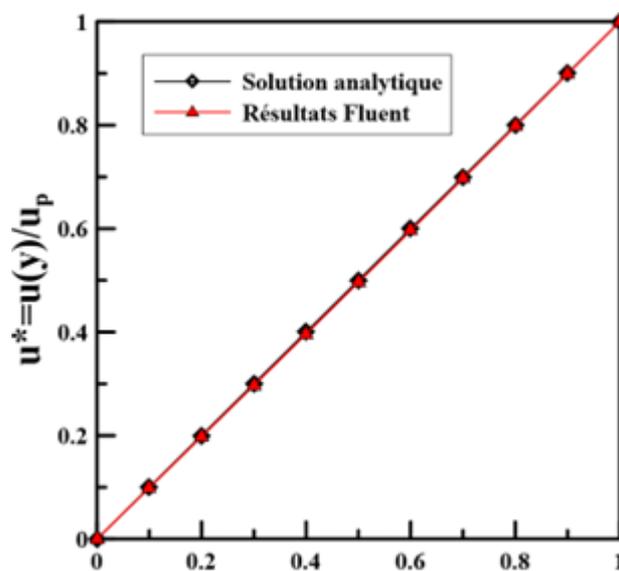


Figure III-4. Comparaison des résultats avec la solution analytique.

apparaître de gradient de pression, ni de différences de contrainte de cisaillement entre la paroi mobile et fixe.

Les valeurs de la vitesse données par Fluent et celles calculées analytiquement sont quasiment les mêmes, ce qui veut dire que le maillage utilisé est parfaitement adéquat pour cette géométrie.

III.2.2 Fluide non Newtonien :

Pour le cas non Newtonien, nous allons considérer le pétrole brut, nous avons ci-dessous ces caractéristiques rhéologiques pour le modèle de Herschel Bulkley [20] :

Tableau III-2. Caractéristiques rhéologiques du pétrole brut.

Masse volumique (ρ) [kg/m ³]	Contrainte seuil (τ_0) [Pa]	Indice de fluidité (n)	Indice de consistance (k) [Pa.s ⁿ]	Taux de cisaillement critique (γ_c) [1/s]
850	0,85	0,86	0,076	1

Dans le cas des fluides non Newtoniens, après plusieurs essais, on préfère diminuer les critères de convergence à 10^{-5} pour avoir des résultats précis.

Il faut noter que le Taux de cisaillement critique (γ_c) a été pris arbitrairement dû au manque de données.

III.2.2.1 Couette cylindrique pour le pétrole brut :

Après avoir effectué une série de tests avec des vitesses angulaires différentes, les tableaux suivants regroupent l'ensemble des résultats obtenus :

Tableau III-3. Résultats obtenus avec Fluent au niveau du cylindre interne.

u_p [m / s]	Ω_e [rad / s]	Re	γ [s ⁻¹]	τ [Pa]	μ [Pa.s]
0,00055	0,01	0,000699545	0,1152792	0,19541034	1,687426
0,00275	0,05	0,004441245	0,6009688	0,7671652	1,26924
0,0033	0,06	0,005716732	0,7400775	0,856239	1,1497
0,00385	0,07	0,007207604	0,9167867	0,9223103	0,9976168
0,0044	0,08	0,009028291	1,249828	0,9545733	0,7537577
0,00495	0,09	0,01110958	1,576333	0,9740905	0,6105348
0,0055	0,1	0,01340533	1,853684	0,9900273	0,5282552
0,00825	0,15	0,02805935	2,853713	1,047013	0,3634806
0,011	0,2	0,04798095	3,603975	1,088514	0,2993639

0,01375	0,25	0,07312419	4,250614	1,12335	0,2620338
0,0165	0,3	0,1029429	4,868416	1,155978	0,2354895
0,01925	0,35	0,1369536	5,480651	1,187769	0,2149842
0,022	0,4	0,1748734	6,089885	1,218935	0,1985915
0,02475	0,45	0,2164544	6,69636	1,249543	0,1851712
0,0275	0,5	0,2614743	7,300305	1,279653	0,1739703

Tableau III-4. Résultats obtenus avec Fluent au niveau du cylindre externe.

$u_p [m / s]$	$\Omega_e [rad / s]$	Re	$\gamma [s^{-1}]$	$\tau [Pa]$	$\mu [Pa.s]$
0,00055	0,01	0,000699545	0,09514113	0,16154134	1,704758
0,00275	0,05	0,004441245	0,4575807	0,6344385	1,392972
0,0033	0,06	0,005716732	0,5381924	0,7089289	1,32345
0,00385	0,07	0,007207604	0,6058087	0,7627309	1,265257
0,0044	0,08	0,009028291	0,6435689	0,7893652	1,232759
0,00495	0,09	0,01110958	0,668013	0,8052942	1,211721
0,0055	0,1	0,01340533	0,6893744	0,8183623	1,193337
0,00825	0,15	0,02805935	0,778811	0,8654214	1,116364
0,011	0,2	0,04798095	0,87463	0,8997309	1,033898
0,01375	0,25	0,07312419	1,188115	0,9285635	0,7896066
0,0165	0,3	0,1029429	1,613048	0,955524	0,5980321
0,01925	0,35	0,1369536	2,046654	0,9818667	0,4840611
0,022	0,4	0,1748734	2,485061	1,00762	0,4089501
0,02475	0,45	0,2164544	2,927449	1,032909	0,3557443
0,0275	0,5	0,2614743	3,373207	1,057813	0,3160901

D'après ces deux tableaux, on peut dire que la contrainte de cisaillement peut être considérée comme constante à cause de l'entrefer qui est étroit, cependant le taux de cisaillement est plus important au niveau du cylindre intérieur par rapport au cylindre extérieur.

Variation de la contrainte de cisaillement par rapport au taux de cisaillement :

- Au niveau du cylindre interne :

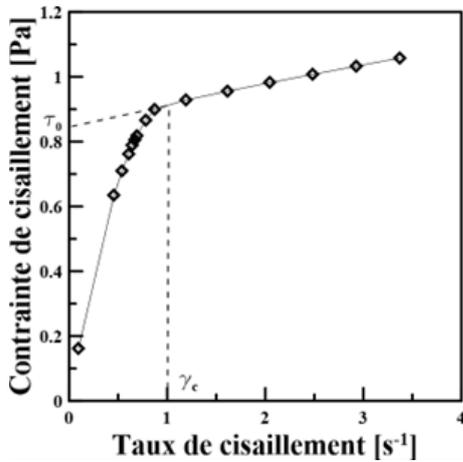


Figure III-5. Variation de la contrainte par rapport au taux de cisaillement en R1

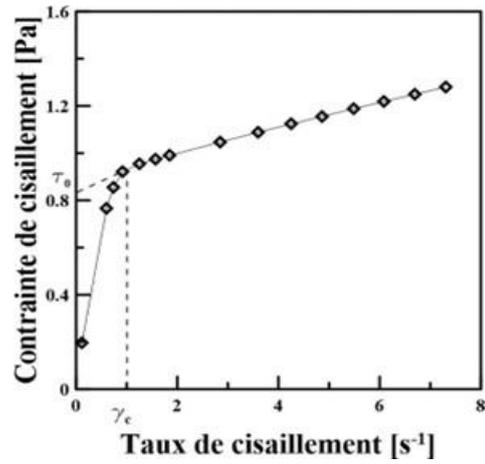


Figure III-6. Variation de la contrainte par rapport au taux de cisaillement en R2.

Cette courbe représente la variation de la contrainte de cisaillement par rapport au taux de cisaillement, théoriquement quand $\tau < \tau_0$ on aura $\dot{\gamma} = 0$ or, fluent nous donne des valeurs positives mais inférieures a γ_c .

Variation de la viscosité par rapport au taux de cisaillement :

Pour un fluide a seuil de Herschel Bulkley ayant un indice de fluidité $n < 1$, la viscosité doit diminuer par rapport au taux de cisaillement on peut les représenter de deux façons :

- Au niveau du cylindre interne :

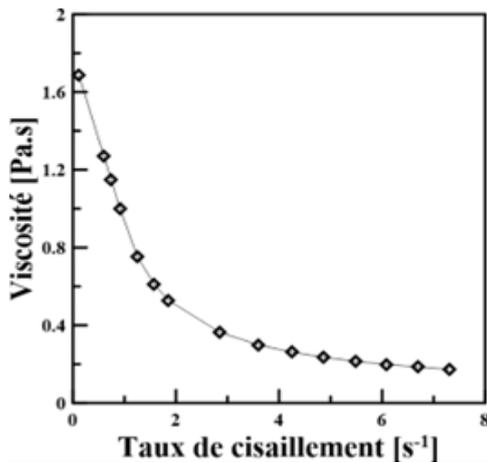


Figure III-7. Variation de la viscosité par rapport au taux de cisaillement en R1.

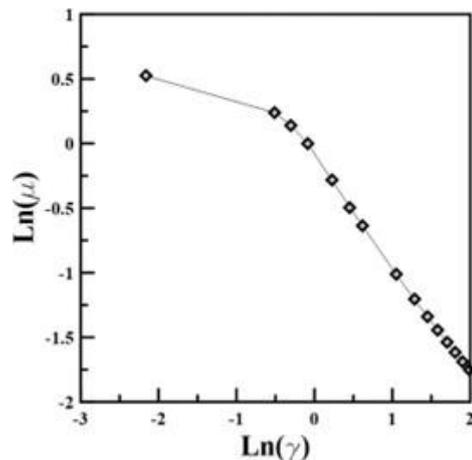


Figure III-8. Courbe logarithmique de la variation de la pression par rapport au taux de cisaillement.

- Au niveau du cylindre externe :

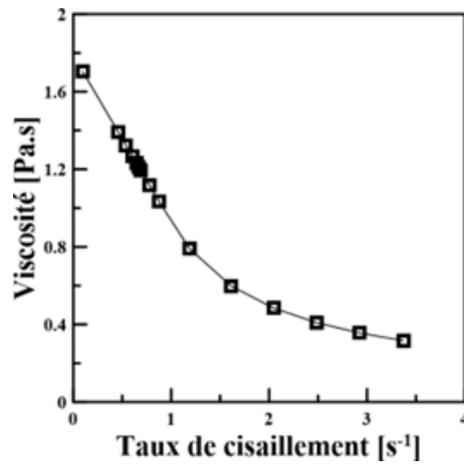


Figure III-10. Variation de la viscosité par rapport au taux de cisaillement en R₂.

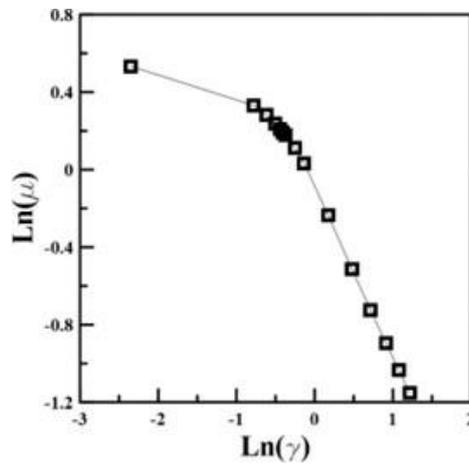


Figure III-9. Courbe logarithmique de la variation de la pression par rapport au taux de cisaillement en R₂.

La viscosité diminue plus au niveau du cylindre intérieur que le cylindre extérieur, malgré que la contrainte de cisaillement soit quasiment la même, le taux de cisaillement est différent, c'est ce qui a conduit à cette différence.

Variation de la viscosité au sein de l'entrefer :

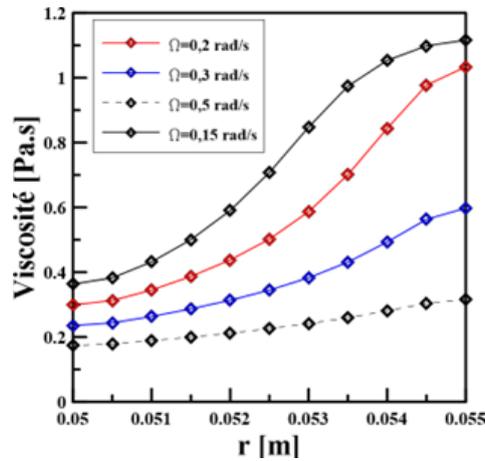


Figure III-11. Variation de la viscosité au sein de l'entrefer pour $\Omega_e=0,15, 0,2, 0,3$ et $0,5$

On constate que la viscosité varie selon la vitesse angulaire de rotation, mais cette différence diminue au fur et à mesure que la vitesse de rotation augmente.

Variation de la pression en fonction de la vitesse angulaire :

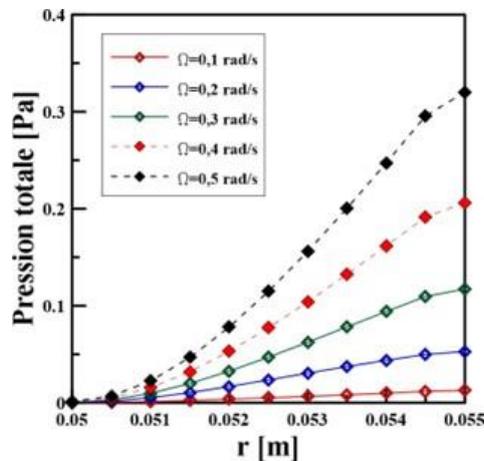


Figure III-12. Variation de la pression au sein de l'entrefer pour $\Omega_e=0,1, 0,2, 0,3$ et $0,5$.

La pression varie toujours en fonction de la vitesse angulaire, mais à chaque fois, elle est inférieure à celle du fluide Newtonien, la nature du fluide n'influe pas sur ce gradient, c'est seulement la différence des masses volumiques des deux fluides qui en est la cause.

III.2.2.2 Ecoulement de Couette plan pour le pétrole brut :

Tableau III-5. Représentation des résultats obtenus avec Fluent au niveau de la paroi fixe.

$u_p [m / s]$	Re	$\gamma [s^{-1}]$	$\tau [Pa]$	$\mu [Pa.s]$
0,00055	0,001462766	0,1099843	0,1860902	1,691983
0,00275	0,00731383	0,5497987	0,7221326	1,313461
0,0033	0,008776596	0,6596066	0,8040228	1,218956
0,00385	0,010239362	0,7691221	0,8650224	1,124703
0,0044	0,011702128	0,8773862	0,9050316	1,031526
0,00495	0,013164894	0,9752476	0,9238405	0,9473029
0,0055	0,01462766	0,9060429	0,9122441	1,006863
0,00825	0,02989838	1,626756	0,965465	0,5935076
0,011	0,05140795	2,174923	0,9982299	0,458985
0,01375	0,07785829	2,723369	1,029861	0,3781673
0,0165	0,1088658	3,271928	1,060612	0,3241642
0,01925	0,1440974	3,820378	1,090641	0,2854879
0,022	0,1832618	4,368837	1,120069	0,2563845
0,02475	0,2563845	4,917819	1,149012	0,2336495
0,0275	0,2723881	5,466532	1,17749	0,2154064

Tableau III-6. Représentation des résultats obtenus avec Fluent au niveau de la paroi mobile.

$u_p [m / s]$	Re	$\gamma [s^{-1}]$	$\tau [Pa]$	$\mu [Pa.s]$
0,00055	0,001462766	0,1100157	0,186143	1,691956
0,00275	0,00731383	0,5502009	0,7224837	1,313115
0,0033	0,008776596	0,6603929	0,8045516	1,218279
0,00385	0,010239362	0,7708787	0,8658551	1,123191
0,0044	0,011702128	0,8826503	0,9064934	1,026996
0,00495	0,013164894	1,008219	0,9265758	0,918984
0,0055	0,01462766	0,9140702	0,9140465	0,999955
0,00825	0,02989838	1,672971	0,9683307	0,578796
0,011	0,05140795	2,224834	1,001202	0,450001
0,01375	0,07785829	2,776414	1,032924	0,372026
0,0165	0,1088658	3,327879	1,063763	0,319644
0,01925	0,1440974	3,879449	1,093897	0,281965
0,022	0,1832618	4,431009	1,123435	0,253533
0,02475	0,2563845	4,982053	1,152434	0,231311
0,0275	0,2723881	5,533364	1,181001	0,213427

Théoriquement, la contrainte tangentielle et le taux de cisaillement devraient être égaux sur les parois mobile et fixe, cependant on trouve des différences que l'on peut négliger.

a) Variation de la viscosité par rapport au taux de cisaillement :

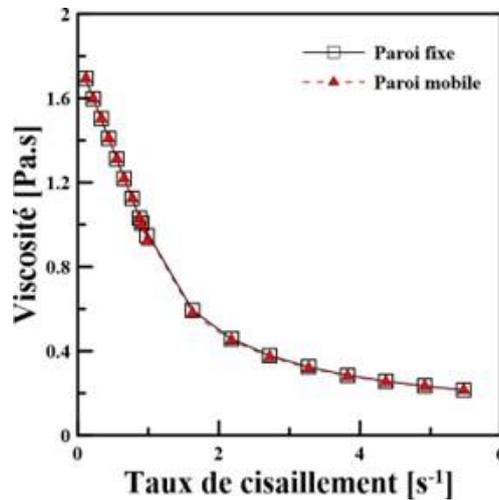


Figure III-13. Variation de la viscosité par rapport au taux de cisaillement au niveau des deux parois

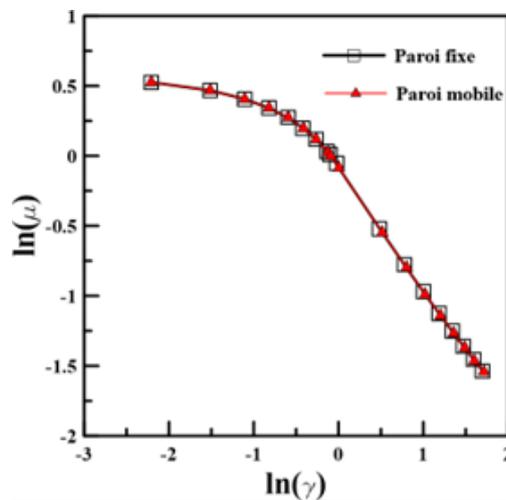


Figure III-14. Courbe logarithmique de la variation de la pression par rapport au taux de cisaillement au niveau des deux parois.

La viscosité varie par rapport à la vitesse de cisaillement, elle est représentée au niveau de la paroi mobile en rouge et au niveau de la paroi fixe en carrées noirs, elle peut être considéré comme étant égale en chaque point dans cet écoulement contrairement à la configuration cylindrique.

b) Variation de la contrainte en fonction du taux de cisaillement :

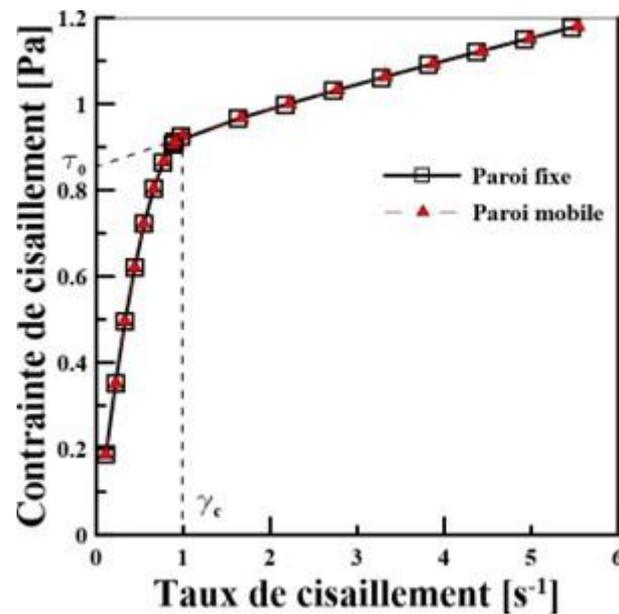


Figure III-15. Variation de la contrainte en fonction du taux de cisaillement au niveau des deux parois.

La variation de la contrainte de cisaillement par rapport au taux de cisaillement est quasiment la même pour les deux parois, fixe et mobile.

Pour l'écoulement de Couette plan, les grandeurs mesurées au niveau des deux plans (mobile et fixe) sont quasiment les mêmes.

III.3 Simulation en mode instationnaire pour le pétrole brut :

Ici nous allons comparer les temps d'établissement des différents écoulements, et nous allons essayer de prélever les différents résultats pour des pas de temps différents afin de connaître le comportement du fluide pour les deux configurations afin d'en tirer des conclusions.

III.3.1 Ecoulement de Couette cylindrique instationnaire :

Nous allons considérer le pétrole brut, dans le cas instationnaire, on va mettre une vitesse angulaire du cylindre extérieur à $\Omega_e=0,2$ rad/s. Nous allons prélever les profils de vitesses, les variations de la pression ainsi que de la viscosité.

Evolution du profil de vitesses en fonction du temps :

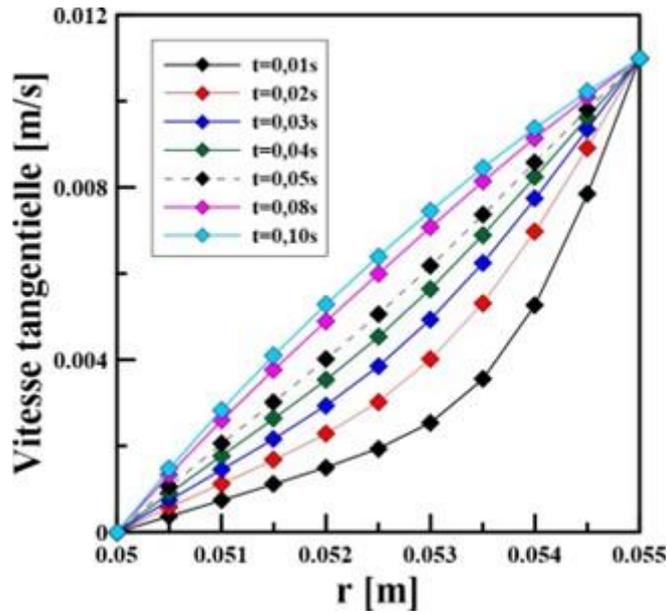


Figure III-16. Profils de vitesses pour les $t=0.01s$ jusqu'à $t=0.1s$.

La vitesse commence à se stabiliser à partir de $t=0,05s$, au-delà de ce pas de temps la vitesse ne va pas changer, ce qui veut dire que l'écoulement est établi.

Variation de la viscosité en fonction du temps :

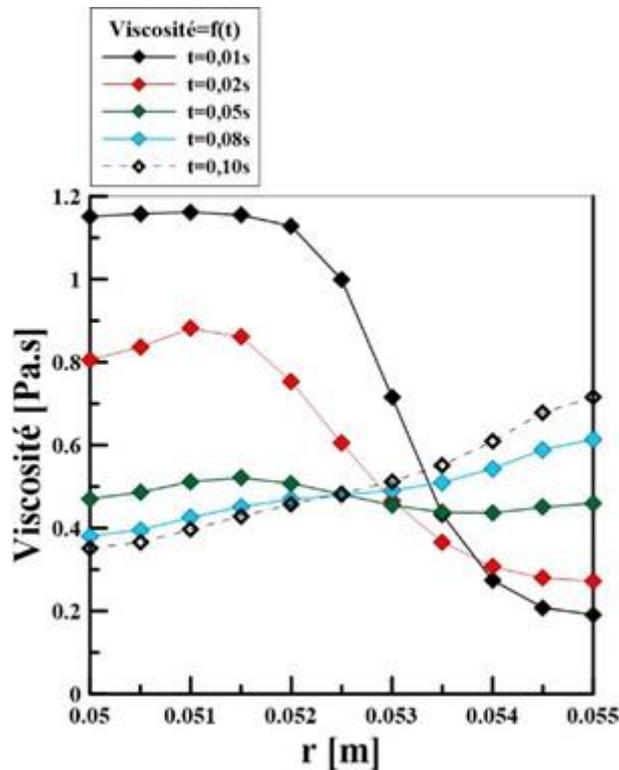


Figure III-17. Variation de la viscosité pour $t=0.01s$ jusqu'à $t=0.1s$.

On voit que la viscosité pour le pétrole brut change par rapport au temps, malgré que la contrainte soit imposée subitement sur le fluide, il y a un temps nécessaire pour que la viscosité diminue.

- Au début de l'écoulement à $t=0,01s$ jusqu'à $t=0,02s$; la viscosité est plus faible au niveau du cylindre externe qu'au niveau du cylindre interne car seul le fluide qui est proche de la paroi est entraîné par son mouvement.
- A $t=0,05s$ la viscosité diminue au niveau du cylindre interne car tout le fluide au sein de l'entrefer commence à être mis en rotation.
- A $t=0,08s$ la viscosité au niveau du cylindre interne a une valeur inférieure à celle du cylindre externe.
- A $t=0,1s$ les valeurs de la viscosité deviennent stable, à partir de ce moment, elle ne présente pas de changements significatifs.

Variation de la pression en fonction du temps :

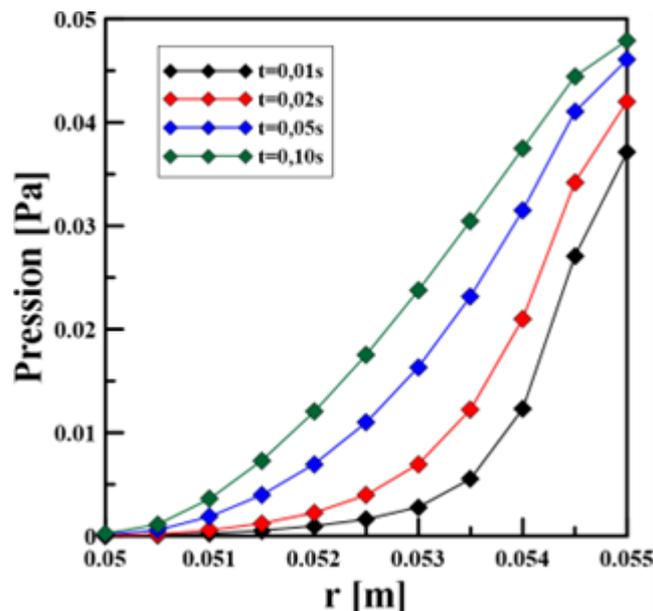


Figure III-18. Variation de la pression pour $t=0,01s$ jusqu'à $t=0,1s$.

La pression aussi varie en fonction du temps, et elle devient stable qu'aux environs de $t=0,1s$. Elle est toujours de 0 au niveau du cylindre fixe et elle est maximale au niveau du cylindre en rotation.

III.3.2 Ecoulement de Couette plan instationnaire :

Dans le cas de l'écoulement de Couette plan, on va prendre une valeur de la vitesse de la paroi supérieure égale à la vitesse tangentielle de rotation du cylindre externe, $u_p=0,011$ m/s.

Evolution du profil de vitesse :

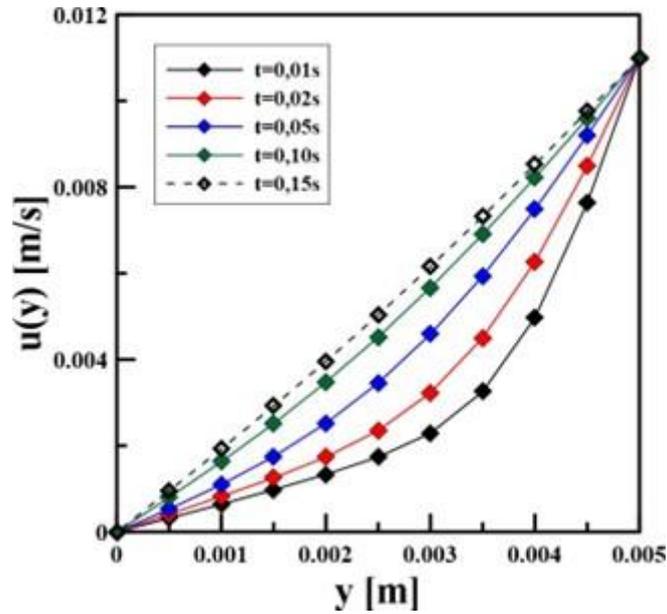


Figure III-19. Profils de vitesses pour $t=0.01s$ jusqu'à $t=0.1s$.

Dans ce cas, l'écoulement devient établi à partir de $t=0.15s$ contrairement au cas de l'écoulement cylindrique, le temps d'établissement est nettement plus important.

Variation de la viscosité en fonction du temps :

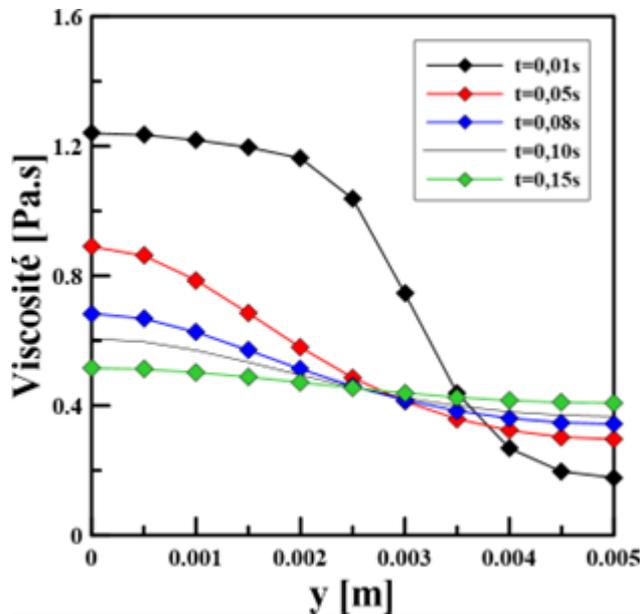


Figure III-20. Variation de la viscosité pour $t=0.01s$ jusqu'à $t=0.15s$.

Dans un premier temps, la viscosité est plus faible à la paroi mobile, comme dans le cas de l'écoulement de Couette cylindrique, l'écoulement n'est pas encore établi ce qui veut dire que seul une partie du fluide est entraînée par le mouvement de la paroi supérieure.

La viscosité diminue progressivement au fil du temps, quand l'écoulement deviens établi, la variation de la viscosité peut être négligée. Sachant que la viscosité dépend du taux de cisaillement, l'hypothèse que le taux de cisaillement et la contrainte de cisaillement au niveau des deux parois est juste.

Variation de la pression en fonction du temps :

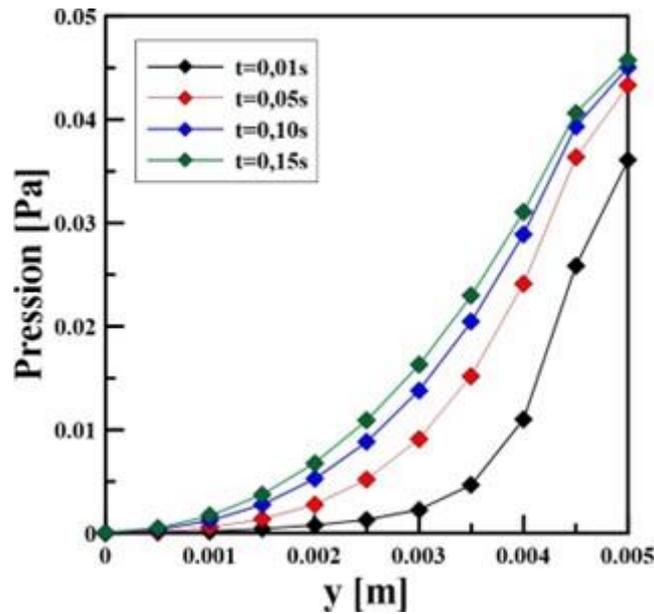


Figure III-21. Variation de la pression dynamique pour t=0.01s jusqu'à t=0.15s.

Théoriquement, il n'y a pas de gradient de pression selon la direction y, mais les résultats de la simulation nous montrent qu'il y a une légère différence de pression entre la paroi mobile et la paroi fixe.

Conclusion :

Dans ce chapitre, on a réalisé la simulation des deux écoulements en mode stationnaire pour un fluide Newtonien qui est la Glycérine et un fluide non Newtonien qui est le pétrole brut. Nous avons présenté les différents résultats obtenus avec différentes vitesses de rotation pour le cas cylindrique et différentes vitesses de translation pour le cas Couette plan.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons entamé la simulation en mode instationnaire pour le pétrole brut, nous avons conclu que le temps d'établissement des deux écoulements pour les deux configurations était différent malgré le fait que les deux distances qui séparent la paroi mobile et fixe sont les mêmes, et aussi malgré le fait que dans la littérature sur le

sujet, il est commun de traiter un cas de l'écoulement de Couette cylindrique comme étant un écoulement entre deux plans à condition que l'entrefer soit considéré 'étroit'.

Nous avons aussi conclu que les valeurs comme la viscosité ou la pression du pétrole changent à chaque pas de temps jusqu'au moment de l'établissement du profil de vitesses, arrivés à l'établissement les valeurs de la viscosité et de la pression présentent un changement qui est négligeable.

Conclusion générale :

A travers ce travail, nous avons exposé une simulation numérique de l'écoulement de Couette pour les deux configurations (plan et cylindrique). Nous avons fait la simulation de ces deux écoulements en mode stationnaire pour deux cas différents : fluide Newtonien et fluide non Newtonien. Dans le cas d'un fluide Newtonien, on a choisi la glycérine. Dans le cas d'un fluide non Newtonien, on a choisi le pétrole brut et on a pris les caractéristiques rhéologiques pour ce dernier selon le modèle de Herschel Bulkley qui est un modèle disponible sur Fluent ce qui facilite notre travail de simulation.

Dans le cas des fluides non Newtoniens, on a tracé la courbe qui représente la variation de la contrainte de cisaillement par rapport au taux de cisaillement. On voit que la courbe est linéaire mais quand on atteint le taux de cisaillement critique, la pente de cette courbe devient plus faible. On peut donc l'assimiler à un fluide rhéofluidifiant avec la courbe représentative que nous avons montré au premier chapitre. Cependant, il faut prendre ces résultats avec précaution dans le cas où les données expérimentales ne sont pas disponibles.

Dans la configuration cylindrique, on voit bien la variation de la viscosité du début jusqu'à l'établissement de l'écoulement, on voit bien que dans un premier temps, quand seulement une partie du fluide est mise en mouvement, cette partie devient moins visqueuse et au fur et à mesure que le fluide est entraîné par la rotation du cylindre extérieur, on voit que la viscosité diminue. On peut dire que la partie du fluide en mouvement est moins visqueuse que la partie du fluide au repos ce qui est logique du point de vue du modèle de Herschel Bulkley qui stipule que si le fluide ne dépasse pas la contrainte seuil, il agit comme un corps rigide.

Dans le cas de l'écoulement de Couette plan instationnaire, au début de l'écoulement la viscosité a une valeur inférieure au niveau de la paroi mobile qu'à la paroi fixe pour la même raison citée précédemment. Cependant, dans cette configuration quand l'écoulement devient établi, la viscosité peut être considérée constante au niveau de tout le domaine contrairement au cas précédent.

Références bibliographiques :

- [1] – **A. Benslimane**, Cours « Rhéologie des fluides complexes » Département de Génie Mécanique- Faculté de Technologie, Université A. MIRA de Bejaia.
- [2] - **Deville M.O.**,« An introduction to the mechanics of incompressible fluids. Lausanne, ed. Springer», 2022.
- [3] - **Langlois W.E.**, « Deville MO Slow viscous flow, 2nd ed. Springer» r, Berlin,2010.
- [4] - **Newton**, « Philosophiae Naturalis Principia Mathematica. Londres, 1687. TOME II. « Traduit en Français par Madame la Marquise du Chastellet» , Paris, 1759.
- [5] - **Jacques Padet**, « Fluides en écoulement : Méthodes et modèles, 2nd édition », Université de Reims, Septembre 2008.
- [6] - **Daniel H.**, « Les écoulement a très faible nombre de Reynolds : Ecoulements de Stokes », 2010.
- [7] – **BONNEFOY O.** « Mécanique des fluides et transferts » Ecole nationale supérieure des mines », Saint Etienne. Septembre 2021.
- [8] - **ÇENGEL**, Yunus A et al « Fluid mechanics: fundamentals and applications». 4e éd. New York: McGraw-Hill Education, 2017.
- [9] - **Stokes, G. G.** « On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums. Transactions of the Cambridge Philosophical Society», 1848.
- [10] - **Oseen C. W.** « Über die Stokessche Formel und eine verwandte Aufgabe in der Hydrodynamik. » Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik.1927.
- [11] - **Happel, J et al**,« Low Reynolds number hydrodynamics: with special applications to particulate media»,1973.
- [12] - **J.M. Piau, et al.** « Couette. Maurice Couette, one of the founders of rheology». Rheologica, 1994.
- [13] - **Mallock, A.** « Experiments on fluid viscosity. Phil. Trans». R. Soc. Lond. 1896.
- [14] -. **G. I. Taylor.** « Stability of a Viscous Liquid Contained between Two Rotating Cylinders. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character», 1923

- [15] - **DRAZIN, P. et al** « Hydrodynamic stability. In Cambridge Mathematical Library». Cambridge University Press.1981.
- [16] - **Zhou, T et al** « Couette flow of a viscoelastic fluid containing suspended particles. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics»,2016.
- [17] – **D. Coles.** « Transition in circular Couette flow. J. Fluid Mech». 1965.
- [18] – **E. Guazzelli.** « Cours de Rhéologie des fluides complexes. Ecole d'ingénieur. France, 2001.
- [19] - **Chassaing P.** « Mécanique des fluides Cours de Marc Fermigier –ESCPI »
- [20] - **TAIBI, Hadi.** « MODELISATION NUMERIQUE DE L'EVOLUTION DES ZONES RIGIDES AU SEIN DE L'ECOULEMENT STATIONNAIRE DU FLUIDE DE HERSHEY BULKLE ». Thèse de doctorat, Université Ziane Achour - Djelfa, 2017.
- [21] – **J. Mekbel, Y. Belkebla,** « Etude d'un écoulement turbulent entre deux cylindres coaxiaux différentiellement chauffés » Mémoire de fin d'études, Université de A-Mira – Bejaia, 2018.
- [22] - **KANE M. et al** « Rheology and structure of waxy crude oils in quiescent and under shearing conditions». Journal of Fuel-Elsevier Scientific Publishing Company, 2004.
- [23] – **P. Poullain.** Etude comparative de l'écoulement d'un fluide viscoplastique dans une maquette de malaxeur pour bétons : PIV, IRM et simulation numérique. Génie des procédés. Université de Nantes, 2003. Français

Résumé :

Le mémoire se concentre sur la modélisation et la simulation de l'écoulement de Couette en régime de Stokes, appliqué à des fluides comme la glycérine et le pétrole brut. Utilisant les logiciels Fluent et Gambit, nous avons modélisé l'écoulement entre deux cylindres et entre deux plaques parallèles pour observer les comportements sous différents régimes de vitesse et de viscosité. Les résultats montrent que les simulations correspondent bien aux solutions analytiques, avec une précision accrue pour les configurations à bas nombre de Reynolds, pertinentes dans l'industrie pour des applications telles que la lubrification et la polymérisation. Les défis rencontrés incluaient la gestion des maillages complexes et la calibration des modèles pour traiter les fluides non newtoniens.

Abstract :

This dissertation focuses on the modeling and simulation of Couette flow in the Stokes regime, applied to fluids like glycerin and crude oil. Using Fluent and Gambit software, we modeled the flow between two cylinders and between two parallel plates to observe behaviors under different speed and viscosity regimes. The results show that the simulations align well with analytical solutions, with increased accuracy for configurations at low Reynolds numbers, relevant in industries for applications such as lubrication and polymerization. Challenges included managing complex meshes and calibrating models to handle non-Newtonian fluids.

Mots clés : Herschel Bukley – Couette – Stokes – Navier-Stokes – Glycérine – Pétrole – Rhéomètre – CFD.