

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mohamed Khider – Biskra  
Faculté des Sciences et de la technologie  
Département : Chimie Industrielle



جامعة محمد خيضر بسكرة  
كلية العلوم و التكنولوجيا  
قسم : الكيمياء الصناعية

Thèse présentée en vue de l'obtention  
du diplôme de Doctorat en : Génie des Procédés

Option : Génie des procédés

**Titre :**  
**Etude du comportement rhéologique de  
dispersions de particules minérales et/ou  
métalliques dans des solutions organiques**

Présentée par : Fedia BEKIRI

**Membres de jury**

Mr. Adel Benchabane	Pr	Université de Biskra	Rapporteur
Mr. Adnane Labed	Pr	Université de Biskra	Président
Mr. A.Hakim Benslimane	Pr	Université de Bejaia	Examineur
Mr. T.Mohamed Bouzaher	MCA	CRSTRA - Biskra	Examineur

2022/2023

# *Dédicace*

*A mes chers Parents*

*A mes petites filles Nada et Sadja*

## ***Remerciements***

Avant tout, je remercie Dieu pour tout le courage et la force qu'il m'a donné pour faire ce travail.

Je tiens à adresser mes sincères remerciements à mon encadreur M<sup>r</sup> Adel BENCHABANE, d'avoir accepté la prise en charge de cette thèse et d'avoir partagé son savoir faire qui a donné un grand saut pour la réalisation de ce travail.

Une grande partie de ce travail présentée dans ce manuscrit a été réalisé au Laboratoire de Modélisation en Hydraulique et Environnement du Département de Génie Civil de l' Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis, c'est pourquoi je tiens à exprimer ma reconnaissance et mes remerciements pour M<sup>r</sup> Ghazi BELLAKHAL Professeur à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis, pour son accompagnement avec beaucoup de patience et de pédagogie et pour les conseils et les informations qu'il m'a donnés ainsi pour sa gentillesse qui a fait de ce stage un séjour scientifique très fructueux et agréable.

Je remercie également toute l'équipe qualité et tous mes collègues (surtout M<sup>me</sup> Hanane RAHALI, M<sup>me</sup> Linda HECINI et M<sup>me</sup> Ouahida KHERIFI) qui pendant les années d'étude m'ont aidé professionnellement et moralement.

Je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé de près et de loin.

# Tables des matières

## Résumé

## Introduction Générale

### Chapitre I

#### Rhéologie des fluides complexes et dispersions de particules

1. Introduction	02
2. Mouvement de cisaillement simple	02
3. Grandeurs rhéologiques	03
3.1. La viscosité	03
3. 2. Déformation et vitesse de cisaillement	04
3. 3. Seuil de cisaillement (contrainte critique)	06
3.4. Méthodes de caractérisation de la rhéologie	06
4. Rhéométrie stationnaire : Modèles rhéologiques	09
5. Fluides viscoélastiques	12
5. 1. Nombre de Déborah	12
5. 2. Tenseurs de retard et de relaxation	14
5. 3. Viscoélasticité linéaire	14
5. 4. Equations de viscoélasticité	15
6. Thixotropie	17
7. Rhéologie oscillatoire	18
8. Historique de la rhéologie du système Bentonite et / ou polymère	20

### Chapitre II

#### Eléments bibliographiques sur les fluides de forage

1. Introduction	23
2. Description générale de la bentonite	23
3. Organisation structurale de la montmorillonite	23

4. Organisation de la phase solide (la bentonite)	25
4. 1. Les feuillets	25
4. 2. La particule primaire	26
4. 3. L'agrégat	27
5. Les suspensions de bentonite	27
5.1. Caractéristiques physiques des montmorillonites	27
5. 2. Les interactions et associations inter-feuillets	30
5. 3. Mécanismes d'adsorption	35
6. Les additifs anioniques utilisés dans les opérations de forage	37
6. 1. La carboxyméthylcellulose (CMC)	37
6. 2. Tensioactif (dodécylsulfate de sodium SDS)	39
7. Paramètres analytiques de l'écoulement de la boue de forage dans un puits de forage	40
7.1. Introduction	40
7.2. Spécificité et Critères de similitude dans les écoulements en conduites	41
7.3. Perte de charge (Coefficient de friction)	46
7.4. Application du coefficient de perte de charge sur quelques modèles rhéologiques	52

### **Chapitre III**

#### **Écoulement d'un fluide dans un puits de forage**

1. Introduction	55
2. Rappel d'analyse vectorielle	55
3. Accélération d'une particule fluide	56
4. Fluide visqueux	56
5. Equations de l'écoulement	57
5. 1. Équation de la conservation de la masse	57
5.2. Equation de conservation d'énergie ou équation de Bernoulli	58
5. 3. Equation de Navier-Stokes	59
6. Résolution de l'équation de Navier-Stokes	59
6. 1. Pression hydrostatique dans les écoulements horizontaux	60
6. 2. Cas d'un fluide Newtonien	60
6. 3. Cas d'un fluide non-newtonien	66

7. Conclusion	75
---------------	----

## Chapitre IV

### Etude numérique et code de calcul

1. Introduction	77
2. Résolution d'un problème CFD	78
3. Présentation du code de calcul	79
3.1. Le code de calcul CFX-15.0	79
3.2. Le code de calcul Fluent	83
4. Modélisation eulérienne à deux phases fluide-solide	
4.1. Fonction de distribution de phase	
4.2. Equations locales instantanées de bilans	
4.3. Equations eulériennes moyennées en milieu diphasique dispersé : le modèle fluide-solide	
4.4. Opérateur de moyenne	
5. Résultats et discussion	89
5.1. Simulation de l'écoulement la boue de forage dans la pipe	89
5.2. Simulation de l'écoulement de la boue de forage avec rotation de la pipe	95
5.3. Proposition d'une démarche numérique par CFX pour analyser et évaluer le processus du nettoyage des débris	
5.4. Effets des différents paramètres sur l'efficacité du transport des débris	
6. Conclusion	101
Conclusion générale	
Références bibliographique	

## Listes des figures et tableaux

### Liste des figures

Figure 1 : Schéma du mouvement de cisaillement simple

Figure 2: Géométrie plans parallèles

Figure 3: Géométrie cône-plan

Figure 4 : Lois de comportement élémentaires

Figure 5 : Fluide rhéofluidifiant avec plateau de viscosité (i.e. polymère en solution)

Figure 6 : Effet de Weissenberg [15]

Figure 7 : Essai de fluage – recouvrance (a) ; essai de relaxation- effacement (b)

Figure 8 : Modèle rhéologique de l'énergie emmagasinée (élasticité ou écrouissage)

Figure 9 : Modèle rhéologique de la viscosité

Figure 10 : Essai de fluage et relaxation du Modèle de solide de Kelvin-Voigt

Figure 11: Essai de fluage et relaxation du modèle de Maxwell

Figure 12 : Cellule de Jeffry

Figure 13 : Courbe d'hystérésis typique obtenue par des mesures sur le rhéomètre à contrainte imposée AR2000 avec la géométrie Vane (Xanthane 2%) [24]

Figure 14 : Détermination des régimes linéaires et non-linéaires de viscoélasticité

Figure 15: Disposition des feuillets de type 2:1 pour les montmorillonites

Figure 16 : Structure multi- échelle de la montmorillonite

Figure 17 : Types d'empilement [53]

Figure 18 : Illustration de la théorie de la stabilité lyophobic des colloïdes développée indépendamment par Derjaguin et Landau [72] et Verwey et Overbeek [72]: théorie DLVO

Figure 19 : Représentation schématique de la double couche électrique et de l'évolution du potentiel électrique en fonction de la distance à la particule [75]

Figure 20 : Représentation schématique de la chute du potentiel de surface  $\Psi_x$  et de la contraction de la double couche électrique, dues à une augmentation de la force ionique, d'après Luckham [75]

Figure 21 : Modes d'organisation supposés des feuillets de montmorillonite en suspension selon la théorie de Van Olphen [77] : A. dispersion, B. association face/face, C. association bord/face, D. association bord/bord

Figure 22 : Représentation schématique en deux dimensions du modèle en bandes proposé par Weiss et Frank (a) et du modèle de Keren et al. (b), illustration de Le Plupart. [47]

Figure 23 : Illustration d'organisation en rubans [77]

Figure 24 : Représentation d'une macromolécule adsorbée sur une surface solide

Figure 25 : Structure chimique de la CMC [92]

Figure 26 : Réduction des chaînes de la CMC dans un milieu salin

Figure 27 : a) Micelle, b) Position des molécules de tensioactif dans l'eau

Figure 28 : Représentation schématique de l'adsorption du SDS sur la particule de la bentonite [44]

Figure 29 : Expérience historique d'Osborne REYNOLDS [97]

Figure 30 : Formalisation de l'expérience d'Osborne [97]

Figure 31 : Ecoulement entre deux parois planes [99]

Figure 32 : Etablissement du régime turbulent dans une canalisation de section circulaire ou entre deux plans parallèle [99]

Figure 33 : Courbes de Nikuradse [104], [105]

Figure 34 : Diagramme de Moody [108]

Figure 35 : Diagramme du coefficient de perte de charge pour les fluides non-newtoniens purement visqueux [109]

Figure 36 : Ecoulement plan et parallèle

Figure 37 : Ecoulement de poiseuille et profil de vitesse

Figure 38 : Profil de vitesse Newton [120]

Figure 39 : Ecoulement laminaire

Figure 40 : Écoulement par dépression dans un tube

Figure 41 : Profil de vitesse, de taux de cisaillement et de viscosité dans un écoulement non-newtonien [119]

Figure 42 : Variation de la vitesse moyenne en fonction de la contrainte pariétale [123]

Figure 43: Perte de charge dans une conduite cylindrique.

Figure 44 : (a) Domaine de calcul (Maillage) ; (b) Volume de control

Figure 45 : Lancement de la fenêtre principale de l'ANSYS/Workbench

Figure 46 : Structure de base du logiciel et étapes pour construire un modèle numérique [127][128]

Figure 47 : Formes de maillage

Figure 48 : Exemple de maillage

Figure 49 : Maillage hybride



Figure 50 : Génération d'un maillage couche limite

Figure 51 : Séquences de modélisation sous FLUENT [131]

Figure 52 : Allure de l'évolution des résidus de calcul [133]

Figure 53: Discontinuité à l'interface en écoulement diphasique (J.Chahed, Note du cours, 2012)

Figure 54: Tige de forage.

Figure 55 : Définition physique du problème et conditions aux limites

Figure 56 : Interface graphique du programme matlab.

Figure 57: Profil de vitesse dans la tige de forage

Figure 58: Superpositions des profils de vitesse analytique et expérimentale

Figure 59: Gradient de pression longitudinale dans la tige de forage

Figure 60 : Conception de la géométrie

Figure 61 : A Gauche : Modèle résultant du tuyau discrétisé. A droite : distribution des cellules dans l'espace annulaire

Figure 62 : Ecoulement de la boue de forage pendant l'opération de forage

Figure 63 : Variation de la perte de pression en fonction de la vitesse d'entrée à différentes vitesses de rotation de la pipe

Figure 64 : Effet de la vitesse de rotation sur la vitesse de sortie à différentes vitesses d'entrée

Figure 65 : Effet de la vitesse de rotation sur la chute de pression à différentes vitesses d'entrée

Figure 66 : Effet de la vitesse de rotation sur les vitesses à la sortie du tuyau

Figure 67 : Profil de vitesse dans l'annulaire à 0 tr/min et 300 tr/min

Figure 68 : Domaine d'étude des débris

Figure 69 : La fraction volumique des débris sur la paroi externe du forage.

Figure 70 : Déplacement des débris dans le puits

Figure 71: Variation du débit massique des débris en fonction du temps dans l'outlet du domaine.

Figure 72 : Rendement du transport de débris en fonction du diamètre intérieur de la pipe et du diamètre du forage.

Figure 73 : Effet de la variation de la masse volumique, de la contrainte limite de cisaillement et de la viscosité plastique de la boue sur le rendement

Figure 74 : Variation du rendement en fonction du diamètre et de la masse volumique des débris

## **Liste des Tableaux**

Tableau 1 : Modèles statistiques de turbulence de type RANS [132]

Tableau 2: Comparaison entre valeur expérimentaux et valeur analytique

Tableau 3 : Paramètres de simulation

Tableau 4 : Paramètres de l'opération de forage

Tableau 5 : Paramètres de l'opération de forage

Tableau 6 : Variation des paramètres géométriques

Tableau 7 : Variation des caractéristiques de la boue.

Tableau 8 : Effet de la variation des paramètres des débris sur le rendement

## **Résumé**

Cette présente étude avait pour objectif principal, la compréhension de l'écoulement d'une boue de forage lors des opérations de forage; cela est réalisé par simulation numérique par une approche CFD en basant sur la caractérisation rhéologiques de la boue de forage utilisée pour décrire l'écoulement de la boue dans le puits sans débris, et étudier le transport des débris solide en déterminant les différents variables qui agissent sur le transfert des débris.

Pour une opération de forage réussie et en plus des études expérimentales, la simulation par l'approche CFD a permis de comprendre le comportement d'écoulement de deux types de boue de forage.

Le régime d'écoulement d'un fluide de Bingham est maintenue laminaire et il ne devient turbulent que pour des grandes vitesses. En plus, les pertes de charge diminuent avec l'augmentation de la vitesse et seront remplacées par les pertes de charge en régime turbulent. Néanmoins, ils augmentent avec l'augmentation des valeurs des caractéristiques rhéologique du fluide de Bingham. Pour un fluide à loi de puissance non newtonienne l'augmentation de la rotation des canalisations marque un effet important sur la perte de charge d'où sa diminution, d'une part. d'autre part, aux conditions de vitesse de rotation de 300 tr/min et de vitesse d'entrée de 1,2 m/s, la perte de charge présente une diminution considérable, en outre, une répartition uniforme de la vitesse dans le tuyau et l'espace annulaire est indiquée.

D'après l'étude de l'effet des paramètres géométrique du forage, les paramètres rhéologiques et paramètres caractéristiques des débris, nous avons trouvé que l'efficacité du transport est proportionnelle au diamètre de la pipe, à la contrainte limite de cisaillement et à la viscosité plastique de la boue. En revanche, elle est inversement proportionnelle au diamètre du forage, à la masse volumique de la boue, à la masse volumique et au diamètre des débris.

## **Mots clés:**

Boue de forage / simulation CFD / profil de vitesse / profil de pression / rhéologie

---

**Abstract**

The main objective of this study was to understand the flow of drilling mud during drilling operations; this is achieved by numerical simulation using a CFD approach based on the rheological characterization of the drilling mud used.

For a successful drilling operation, in addition to the experimental studies, the simulation by the CFD approach made it possible to understand the flow behavior of two types of drilling mud. The flow regime of a Bingham fluid is kept laminar and becomes turbulent only for high velocities. In addition, the pressure drop decrease with increasing velocity and will be replaced by the pressure drop in turbulent regime. However, they increase with increasing values of the rheological characteristics of the Bingham fluid. For a non-Newtonian power law fluid the increase in the rotation of the pipes marks a significant effect on the pressure drop, hence its decrease, on the one hand. On the other hand, under the conditions of rotation speed of 300 rpm and inlet speed of 1,2 m/s, the pressure drop shows a considerable decrease, in addition, a uniform distribution of the velocity in the pipe and the annular space is indicated.

**Keywords:**

Drilling mud / CFD simulation / velocity profile / pressure profile / rheology

---

# **INTRODUCTION GENERALE**

---

# Introduction générale

Le nettoyage d'un puits pétrolier concerne le transport des débris qui se trouvent au fond du puits (appelé Bit) vers la surface du forage. Ce processus est réalisé grâce au fluide de forage (appelé aussi boue de forage ou drilling fluid en anglais) circulant dans le puits et transportant avec lui les débris provenant du Bit du forage vers sa surface. Sous l'influence de la gravité, les déblais ont tendance à couler à travers le fluide ascendant, mais en faisant circuler un volume suffisant de boue assez rapide on peut remédier à cet effet. L'efficacité de l'enlèvement des débris du puits pétrolier par la boue, dépend de plusieurs facteurs tels que les propriétés viscoélastiques de la boue de forage, la vitesse annulaire, l'angle d'inclinaison, la taille et la forme des déblais... Tout cela afin d'avoir un bon déroulement de l'opération de forage

Lors des opérations de forage pétrolier, l'écoulement des hydrocarbures dans les pipelines est très souvent perturbé en raison de l'interaction fluide solide, dont la résolution est étroitement liée à la compréhension des interactions particules argileuses-additifs. Malgré de nombreuses études fondamentales sur l'hydratation des argiles, il reste encore beaucoup à comprendre sur les mécanismes qui en sont à l'origine. Plusieurs approches ont été développées afin d'expliquer le fondement des problèmes observés. Les phénomènes physico-chimio-mécaniques liés à la stabilité des argiles ont été longuement débattus dans la littérature pétrolière, particulièrement sur la capacité des systèmes de type polymère/électrolyte à inhiber l'hydratation et le gonflement des argiles. En parallèle, les systèmes de fluides émulsionnés ont donné une grande satisfaction.

L'argile faisant l'objet de ce travail est connue sous le nom de bentonite. La bentonite est utilisée également dans l'industrie agroalimentaire et dans la composition des produits cosmétiques et pharmaceutiques... A l'état liquide, la bentonite joue généralement le rôle d'un composant "viscosifiant" dans les boues de forage des puits pétroliers

Dans le cas de la formulation des boues de forage la bentonite n'est pas le seul élément viscosifiant, des polymères sont souvent utilisés comme réducteurs de filtrat, agents stabilisants, émulsifiants et lubrifiants pour permettre un bon déroulement des opérations de forage. La boue de forage doit tout d'abord créer une pression hydrostatique permettant d'assurer la stabilité des parois forées et d'empêcher la venue de fluides provenant des nappes

---

souterraines traversées. De ce fait, la connaissance du comportement rhéologique des systèmes bentonite-eau sans ou avec additif (polymère, surfactant, électrolyte) et de la nature des interactions particules argileuses-additifs, est indispensable. De nombreux travaux ont été consacrés à l'étude de l'influence, de la nature et de la concentration des additifs, du rapport argile/eau, de la charge des particules d'argile, du pH et de la température sur le comportement rhéologique des mélanges eau- argile- additifs.

En plus des études expérimentales, des études numériques basées sur la résolution des équations mathématiques font aujourd'hui partie intégrante de la recherche et de l'industrie. Apparue au cours des dernières décennies, grâce à l'avènement de l'informatique et en particulier du calcul scientifique, elle constitue désormais un outil supplémentaire pour les ingénieurs et chercheurs, aux côtés de l'expérimentation et de la théorie.

Depuis quelques années, l'accroissement de la puissance des ordinateurs a permis de conduire des calculs tridimensionnels de l'écoulement en turbomachines, tout en tenant compte de l'effet de la viscosité et de la turbulence. Ce progrès a fait de la modélisation numérique de l'écoulement ou CFD un outil de plus en plus important pour le développement.

L'objectif principal de ce travail est d'une part : aboutir à une caractérisation des propriétés rhéologiques de complexes argile-additif, et de contribuer à comprendre la relation entre les propriétés rhéologiques mesurées et la structure supposée de ces suspensions tout en mettant l'accent sur les systèmes bentonite-additif anionique , d'autre part : simuler avec une approche CFD l'écoulement du fluide de forage depuis son entrée dans un puits pétrolier verticale jusqu'à son arrivée à la surface. Le fluide utilisé est de Bingham. Nous présentons ce travail en quatre chapitres :

Chapitre I : Les principales grandeurs rhéologiques utilisées dans la caractérisation des fluides complexes qui nous seront utiles, en même temps nous détaillerons les principaux modèles rhéologiques permettant de prendre en compte les différents comportements rhéologiques répertoriés dans la littérature et les principaux modèles mathématiques utilisés, et nous mènerons ensuite les études antérieurs concernant la rhéologie des boues de forages.

Chapitre II: Généralités et éléments essentiels sur les boues de forage et les additifs anioniques utilisés dans l'opération de forage suivi par une présentation générale sur les paramètres analytiques utilisés prochainement dans la deuxième partie

---

Chapitre III: Etude analytique de l'écoulement d'un fluide dans un puits de forage. En effet, on détermine le profil de la vitesse, l'expression du débit, le gradient de pression et la perte de charge.

Chapitre IV : application de l'approche CFD .Le but de ce dernier est d'obtenir des résultats pour valider les résultats analytiques trouvés dans le chapitre précédent. En effet, d'une part, on réalise la simulation de l'écoulement de la boue dans pipe et on analyse les caractéristiques d'un fluide de Bingham sur un écoulement de point de vue : perte de charge, transition du régime laminaire au turbulent, établissement de l'écoulement et d'autre part, on détermine grâce à l'approche CFD l'effet des différents facteurs de forage sur l'efficacité de transport des débris par la boue.



# **Chapitre I**

## **I. Rhéologie des fluides complexes et dispersions de particules**

---

## I.1. Introduction

La rhéologie est une discipline qui traite de l'écoulement, des déformations des matériaux sous l'action de contraintes. Elle est apparue pour palier l'impuissance de la théorie de l'élasticité et de la mécanique des fluides à décrire les propriétés de matériaux intermédiaires entre solide et liquide, de façon générale la rhéologie consiste à déterminer la relation qui relie la contrainte de cisaillement au taux de déformation. Cette relation peut être linéaire ou non linéaire dans le cas d'un fluide complexe comme une suspension de bentonite. Ces fluides complexes dits "non-newtoniens" sont caractérisés différemment, soit parce que la viscosité n'est pas constante, mais dépend du cisaillement, soit parce qu'il apparaît des termes diagonaux dans le tenseur des contraintes qui sont le signe d'effets élastiques (viscoélasticité).

Dans cette partie, nous exposons les grandeurs fondamentales de la rhéologie, quelques modèles rhéologiques et nous introduisons la viscoélasticité des matériaux.

## I.2. Mouvement de cisaillement simple

Il est possible de classer les forces qui s'exercent sur un élément de fluide de volume  $dV$  en deux catégories selon leur portée :

*i)* Les forces de volume qui sont des forces de longue portée (gravité, forces électriques, magnétiques). Par exemple, la gravité s'exerce sur des échelles très grandes devant les dimensions moléculaires et, de ce fait, la force de gravité sur un élément de volume est proportionnelle à son volume.

*ii)* Les forces de surface de courte portée dont l'origine se trouve dans les interactions moléculaires qui assurent la cohésion du liquide. Ces interactions de courte portée ne vont concerner qu'une mince couche externe sur un élément de volume donné. La force globale exercée par ces interactions est proportionnelle à l'aire de la surface limitant l'élément de fluide et est indépendante de son volume [1].

Sur un élément de surface  $dS$ , de normale unité  $n$ , cette force de surface s'écrit [2] :

$$dF = \tau dS$$

1

Le tenseur des contraintes  $\tau$  (ou  $\tau_{ij}$ ) est symétrique et donc  $\tau_{ij} = \tau_{ji}$ . Les termes diagonaux  $\tau_{ii}$  sont les contraintes normales, tandis que les termes non diagonaux sont les contraintes tangentielles.

Dans un fluide au repos, le tenseur des contraintes est :

$$\tau_{ij} = p\delta_{ij} \quad 2$$

Où  $p$  est la pression et Le symbole de Kronecker  $\delta_{ij}$  est défini par :

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{si } i \neq j \\ 1 & \text{si } i = j \end{cases}$$

Le tenseur des contraintes est alors isotrope :

$$\tau_{11} = \tau_{22} = \tau_{33} = -p \quad 3$$

Dans un fluide en mouvement, le tenseur des contraintes s'écrit :

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + d_{ij} \quad 4$$

Où le premier terme, qui représente la partie isotrope, s'appelle la *pression* tandis que le second terme, la partie anisotrope due à la viscosité du fluide, est appelée le *déviateur*.

Donc le cisaillement du matériau sera quantitativement caractérisé par ; deux grandeurs rhéologiques : la vitesse et la contrainte de cisaillement notées respectivement  $\dot{\gamma}$  et  $\tau$ .

Les hypothèses du système, pendant toute la durée de l'écoulement (du cisaillement) sont :

- Un mouvement laminaire, c'est-à-dire sans turbulence (nombre de Reynolds inférieur à 2100). La structure du matériau est assimilée à une superposition de couches adjacentes (en lamelles) d'épaisseur infiniment minces. La déformation du matériau s'effectue par un glissement relatif des différentes couches les unes sur les autres, sans qu'il y ait transfert de matière d'une couche à l'autre. Il s'agit d'un mouvement strictement ordonné qui se produit sans brassage de matériau et sans variation de son volume.
- Un écoulement stationnaire dont la vitesse est stable pour tous les points du système considérés.

### I.3. Grandeurs rhéologiques

#### I.3.1. La viscosité

Les coefficients de viscosité sont des grandeurs physiques qui jouent un rôle essentiel en rhéologie. Leur connaissance suffit parfois à caractériser de façon précise le comportement rhéologique du matériau.

Le tenseur des contraintes  $\underline{\underline{\Sigma}}$  se décompose en deux termes : i) la pression hydrostatique qui ne conduit pas à la déformation du fluide. ii) le déviateur des contraintes  $\underline{\underline{\tau}}$ , qui se rapporte aux contraintes tendant à déformer le fluide :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = -p \cdot \underline{\underline{I}} + \underline{\underline{\tau}} \quad 5$$

Avec  $p$  la pression et  $\underline{\underline{I}}$  le tenseur identité.

Au cours d'un écoulement, les éléments fluides peuvent se déplacer les uns par rapport aux autres, ce qui conduit à des vitesses différentes d'un point à un autre. Le tenseur gradient de vitesse  $\underline{\underline{\nabla}}\vec{u}$  est par conséquent non nul. Les termes de la diagonale caractérisent des efforts en traction ou en compression, alors que les autres représentent les efforts associés au cisaillement.

La loi de comportement, en général, relie le déviateur des contraintes  $\underline{\underline{\tau}}$  au tenseur des taux de déformation  $\underline{\underline{D}}$  défini comme la partie symétrique du tenseur gradient de vitesse :

$$\underline{\underline{D}} = \frac{1}{2} \cdot \left( \underline{\underline{\nabla}}\vec{u} + \left( \underline{\underline{\nabla}}\vec{u} \right)^T \right) \quad 6$$

La loi de comportement la plus simple est obtenue pour un fluide newtonien :

$$\underline{\underline{\tau}} = -2\eta \cdot \underline{\underline{D}} \quad 7$$

Où  $\eta$  est la viscosité du fluide. La forme tensorielle de la loi de comportement reste trop générale pour qu'elle puisse être caractérisée expérimentalement. C'est pourquoi, l'objectif de la rhéométrie est de réaliser des écoulements simples conduisant à une simplification de la

forme tensorielle de la loi de comportement. Dans le cas du cisaillement le plus simple, on obtient la simplification suivante :

$$\underline{\underline{\tau}} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{xy} & \tau_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \tau_{zz} \end{pmatrix} \text{ et } \mathbf{D} = \frac{\dot{\gamma}}{2} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad 8$$

Où  $\dot{\gamma}$  représente la vitesse (taux) de cisaillement ou le gradient de vitesse. La contrainte tangentielle de cisaillement est définie par  $\tau_{xy}$ , généralement notée " $\tau$ ". Les première et seconde différences de contraintes normales sont respectivement :  $N_1 = \tau_{xx} - \tau_{yy}$  et  $N_2 = \tau_{yy} - \tau_{zz}$

### I.3.2. Déformation et vitesse de cisaillement

En régime laminaire, le fluide peut être modélisé par une succession de couches infiniment minces parallèles entre elles et emprisonnées entre deux plans parallèles séparés d'une distance  $e$ , une schématisation de ce type de cisaillement est présentée sur la figure 1. Cet écoulement est appelé écoulement à cisaillement simple ou écoulement de Couette plan [3].

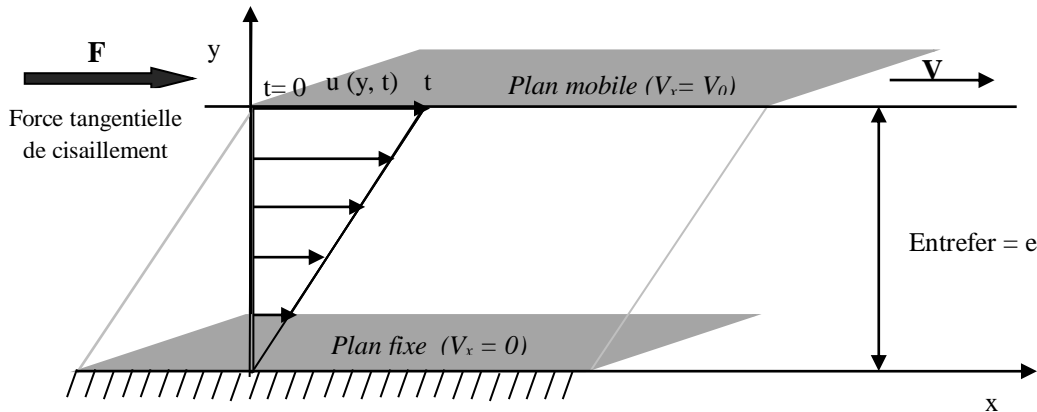


Figure 1 : Schéma du mouvement de cisaillement simple

Sous l'effet de la force tangentielle  $\vec{F}$ , la première couche se déplace à la même vitesse  $\vec{V}_0$ . Les couches inférieures vont mouvoir dans la même direction mais avec des vitesses de plus en plus petites. Ils se créent un *gradient de vitesse* appelée également *vitesse de déformation* ou *taux de cisaillement*  $\dot{\gamma}$  entre les deux plans. On considère arbitrairement un élément de volume infinitésimal situé à l'instant  $t = 0$  à une distance  $y$  du plan fixe. A

l'instant  $t$ , ultérieur, ce volume aura parcouru une distance  $u(y, t)$ , on définit le taux de cisaillement  $\dot{\gamma}$  par l'équation (9).

$$\dot{\gamma} = \frac{dv_x}{dy} \quad 9$$

Où la vitesse s'écrit:

$$v_x = \frac{du(y,t)}{dt} \quad 10$$

Le déplacement entre les deux plans est défini comme la déformation  $\gamma$  définie par l'équation (11).

$$\gamma = \frac{du(y,t)}{dx} = \int \dot{\gamma} dt \quad 11$$

### I.3.3. Seuil de cisaillement (contrainte critique)

Le comportement à *seuil de contrainte* (encore appelé plastique) est défini par un rhéogramme présentant une contrainte critique appelée *seuil d'écoulement* : le matériau ne s'écoule qu'au-delà de cette contrainte critique [4]. Pour des suspensions concentrées, il peut exister un fort réseau d'interaction à travers l'ensemble de la suspension. Il suffira de briser ce réseau pour provoquer l'écoulement de la suspension. Leyama [5] a rapporté, dans son étude bibliographique, que la suspension concentrée est le siège d'une compétition entre les mouvements browniens et les forces colloïdales, par conséquent, le seuil d'écoulement ne sera résistant que si les effets d'agitation thermique deviennent négligeables.

Différents chercheurs ont étudiés l'effet du pH sur les propriétés rhéologiques des suspensions de bentonite et ils ont pu observer que lorsque le pH augmente, on observe une diminution continue de la contrainte seuil jusqu'à une valeur limite correspondant à un point d'inflexion, après on observe une nouvelle augmentation de la contrainte seuil. Inversement, la diminution du pH est suivie d'une augmentation de la contrainte seuil jusqu'à l'obtention d'une valeur critique correspondant à un point d'inflexion à partir duquel une nouvelle diminution de la contrainte seuil est observée [6] [7]. De ce fait, Ramos-Tejada et al. dans leur étude des propriétés rhéologiques des montmorillonites sodium, ont défini la contrainte seuil comme étant la contrainte minimale qu'il faut appliquer pour que la suspension commence à s'écouler [8].

### I.3.4. Méthodes de caractérisation de la rhéologie

Les rhéomètres sont des outils élaborés pour caractériser la rhéologie des fluides complexes, leurs utilisations est destinées à une mesure en laboratoire.

Les écoulements permettent, à partir de considérations géométriques et d'hypothèses sur l'écoulement, de relier les paramètres macroscopiques (couple, vitesse de rotation, débit, différence de pression...) aux paramètres régissant les lois de comportement que sont en général la contrainte de cisaillement  $\tau$  et le gradient de vitesse  $\dot{\gamma}$  grâce aux rhéomètres ou viscosimètres. Les techniques habituellement utilisées sont :

- i) Les rhéomètres capillaires, dont le principe est basé sur l'écoulement dans une conduite cylindrique.
- ii) Les rhéomètres rotatifs dans lesquels le fluide est cisailé entre deux cylindres coaxiaux, entre deux plans ou entre un plan et un cône.

Ces rhéomètres permettent de déterminer le comportement d'écoulement  $\tau = f(\dot{\gamma})$  et viscoélastique des matériaux. Dans de tels tests, l'échantillon est soumis à une sollicitation (contrainte ou cisaillement appliqués suivant le type de rhéomètre), constante ou oscillatoire, et l'on étudie sa réponse dans les instants qui suivent [9].

Il existe une grande variété de rhéomètres et ces deux types de rhéomètres ne sont pas les seuls rhéomètres utilisés. Nous pouvons citer à titre d'exemple, la Rhéométrie par IRM (imagerie par résonance magnétique). Cette technique est en pleine expansion. Elle permet d'obtenir des informations locales sans perturbations de l'écoulement et aucun marqueur n'est nécessaire. Miller [10] fait une revue, non exhaustive, des différentes techniques utilisées ainsi que des applications possibles, notamment en rhéologie des fluides et des matériaux granulaires. Nous notons par conséquent que cette technique a permis d'obtenir des informations pour des géométries très complexes, comme des extrudeuses, des conduites non linéaires ou des malaxeurs.

Dans le cadre de cette thèse, la caractérisation rhéologique des suspensions de bentonite et additifs s'est faite à l'aide d'un rhéomètre rotatif fonctionnant à contrainte de cisaillement imposée (AR2000) dans la configuration plan-plan et cône-plan ; dans ce cas le plateau est fixe. Le couple de cisaillement est imposé sur l'outil de mesure et transmis à l'échantillon qui répond en opposant un couple résistant.

Le principe de mesure pour les géométries de mesure est simple (figure 2 et 3). La substance étudiée est emprisonnée entre un plateau et un cône de révolution (ou un plan), de rayon  $R$ , dont l'axe est perpendiculaire au plan du plateau et dont le sommet est centré sur le plateau. Le mouvement laminaire de cisaillement est obtenu en communiquant au cône (plan) une vitesse de rotation constante  $\omega$ , le plateau demeure fixe. La substance se décompose alors en couches animées de vitesses de rotation différentes, variant continûment de 0 (pour la couche en contact avec le plateau) à  $\omega$  (pour la couche en contact avec le cône solide). Par suite du mouvement relatif des couches les unes par rapport aux autres, il apparaît en tout point de l'échantillon une vitesse de cisaillement  $\dot{\gamma}$  et une contrainte de cisaillement  $\tau$  [9].

Pour la géométrie cône-plan

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{\delta} \cdot \omega \quad 12$$

$$\tau = \frac{3}{2\pi R^3} \cdot M \quad 13$$

Pour la géométrie plan-plan

$$\dot{\gamma} = \frac{R}{D} \cdot \omega \quad 14$$

$$\tau = \frac{2}{\pi R^3} \cdot M \quad 15$$

Où

$\delta$  est l'angle du cône,  $\omega$  la vitesse de rotation du cône ou du plateau,  $M$  le couple imposé sur le cône ou le plan,  $R$  le rayon du cône ou du plan et  $D$  l'entrefer de la surface plane

Des études ont été faites au préalable pour le choix des géométries de mesure de nos matériaux.

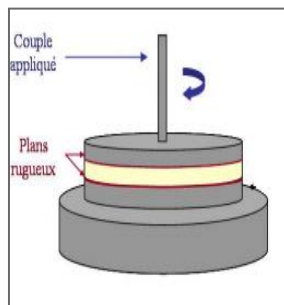


Figure 2: Géométrie plans parallèles



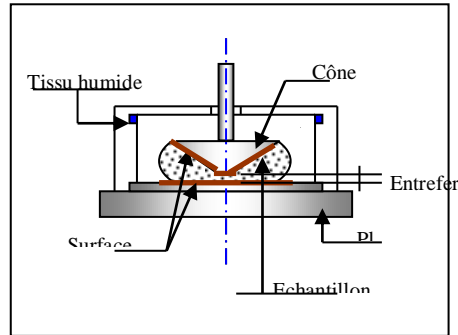


Figure 3: Géométrie cône-plan

Il est connu que la fiabilité des résultats expérimentaux est liée directement à la maîtrise de l'effet de tous les paramètres influençant la mesure. Parmi les phénomènes indésirables pouvant intervenir au cours des essais rhéologiques, nous pouvons énumérer :

- Le problème d'évaporation de l'échantillon,
- Les glissements au niveau des parois de la géométrie de mesure et
- Le problème de l'inertie du rotor lors des accélérations ou décélérations rapides.

Ces trois phénomènes sont explicités ci-dessous afin d'en tenir compte et limiter leurs effets sur nos résultats.

#### I.4. Rhéométrie stationnaire : Modèles rhéologiques

Les lois de comportement rhéologiques doivent également satisfaire certaines contraintes. En plus de représenter au mieux la physique de l'écoulement, les modèles doivent être prédictifs (paramètre de structure) et suffisamment simples pour être résolus. Pour cela, de nombreux modèles ont été développés afin de décrire les comportements rhéologiques les plus couramment rencontrés, le cas le plus simple correspond à celui des fluides newtoniens (figure 4)

$$\tau = \eta \cdot \dot{\gamma}$$

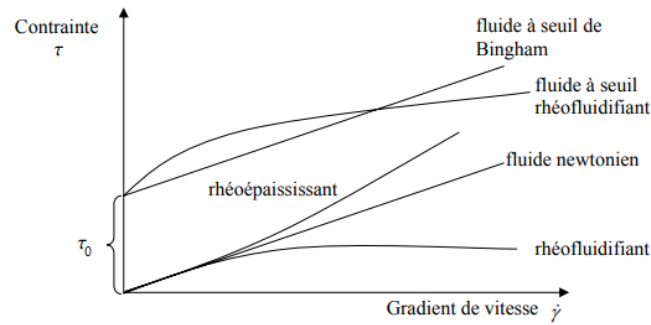


Figure 4 : Lois de comportement élémentaires

Pour le cas des fluides non newtoniens on peut les classés en deux types de fluides :

**I.4.1. Les fluides sans contraintes critiques** dont la viscosité ne dépend pas du temps:

- *Modèle d'Oswald-de-Waele (1925)*

Une loi empirique très utilisée pour la variation de la viscosité avec le gradient de vitesse est la loi de puissance, proposée par *Oswald-de-Waele (1925)* :

$$\tau = K \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)^n = K \dot{\gamma}^n \text{ soit } \eta = K \dot{\gamma}^{n-1} \quad 17$$

Où  $K$  est un coefficient (encore appelé consistance du fluide) et  $n$  un exposant qui traduit l'écart avec le comportement newtonien pour lequel  $n = 1$  (encore appelé indice de structure ou indice de fluidification ou indice d'écoulement du fluide).

Cette loi décrit le cas des fluides à comportement indépendant du temps, qui peuvent présenter un comportement rhéofluidifiant ou rhéoépaississant. Un fluide est rhéofluidifiant lorsque sa viscosité apparente diminue avec le gradient de cisaillement. Cela peut être dû par exemple à un alignement des molécules anisotropes dans le sens de l'écoulement ou à une destruction des structures moléculaires [11]. Un fluide rhéoépaississant voit sa viscosité apparente augmenter avec le cisaillement [12] [13] [14]. Actuellement on pense que le rhéoépaississement est dû à la formation temporaire d'agrégats de particules sous cisaillement dont les conditions d'apparition peuvent différer suivant le type de suspensions [15].

Lorsque  $n < 1$  (rhéofluidification)  $\eta$  décroît quand  $\dot{\gamma}$  croît. Dans le cas contraire quand,  $n > 1$  (rhéoépaississement),  $\eta$  croît avec  $\dot{\gamma}$ . Pour  $n = 1$ , on retrouve le fluide Newtonien.

Bien que ce modèle permette de résoudre un grand nombre de problèmes d'écoulement, il faut garder à l'esprit qu'il décrit assez mal le comportement à des taux de cisaillement faibles ou élevés et que les paramètres  $K$  et  $n$  n'ont pas d'interprétation physique claire en termes de paramètres microscopiques. En réalité un fluide rhéofluidifiant ne l'est que pour une certaine gamme de taux de cisaillement. Pour les faibles cisaillements ainsi que ceux élevés on observe un comportement newtonien avec l'apparition éventuelle de plateau de viscosité (figure 5).

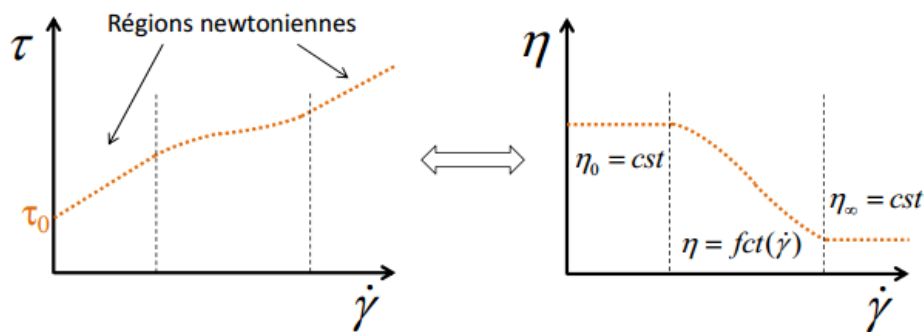


Figure 5 : Fluide rhéofluidifiant avec plateau de viscosité (i.e. polymère en solution)

- *Modèle de Cross (1965)*

Une extension du modèle loi de puissance est le modèle de Cross. Ce modèle tient compte des limites du comportement rhéologique [11] [16]. Aux faibles contraintes de cisaillement, on observe généralement un comportement newtonien, avec un plateau de viscosité appelée viscosité à cisaillement nul et désignée par  $\eta_0$  (Pa.s). Aux cisaillements élevés, un deuxième plateau apparaît et la viscosité est appelé viscosité à cisaillement infini désignée par  $\eta_\infty$  (Pa.s).

Le modèle de Cross s'écrit :

$$\frac{\eta - \eta_\infty}{\eta_0 - \eta_\infty} = \frac{1}{1 + (\lambda \dot{\gamma})^n} \quad 18$$

- *Modèle de Carreau-Yasuda [17]*

C'est une autre extension du modèle loi de puissance mais plus sophistiqué qui tient en compte des plateaux de viscosité à cisaillement nul et infini et qui fait intervenir cinq paramètres :

$$\frac{\eta - \eta_\infty}{\eta_0 - \eta_\infty} = [1 + (\lambda \dot{\gamma})^a]^{\frac{n-1}{a}} \quad 19$$

Pour ces deux modèles :

$\lambda$  et  $n$  sont des constants où  $\lambda$  est un temps caractéristique de relaxation,  $n$  un exposant de loi de puissance,  $\eta_0$  et  $\eta_\infty$  sont les viscosités respectives à cisaillement nul et infini,  $a$  est un paramètre qui décrit la transition entre le comportement à faible cisaillement et la région en loi de puissance. Encore une fois, les différents coefficients sont déterminés de manière empirique et n'ont pas de signification physique simple.

- *Modèle de Quemada (1978)*

Le modèle de Quemada [18] [19] [20] a été développé pour rendre compte des variations de viscosité au sein des matériaux contenant des agrégats rigides, sphériques et non interactifs (suspensions de particules concentrées). Il est basé sur le principe de dissipation minimale de l'énergie au sein du fluide et admet la relation :

$$\eta = \eta_\infty \left( \frac{1 + \left(\frac{\tau}{\tau_c}\right)^p}{\chi + \left(\frac{\tau}{\tau_c}\right)^p} \right)^2 \quad 20$$

Où  $\tau$  est la contrainte appliquée,  $\tau_c$  est la contrainte caractéristique,  $p$  est la pente de la courbe au point d'inflexion et  $\chi$  est un paramètre qui dépend de la fraction volumique  $\left(\chi = \left(\frac{\eta_\infty}{\eta_0}\right)^{\frac{1}{2}}\right)$ .

#### I.4.2. Les fluides à contraintes seuil ou fluides plastiques :

Ils sont caractérisés par une contrainte de cisaillement seuil ( $\tau_c$ ) en dessous de laquelle l'écoulement n'est pas possible, autrement dit lorsqu'ils sont soumis à une contrainte très faible, leur viscosité est tellement forte qu'ils ne peuvent pas s'écouler, leur viscosité diminue ensuite si une contrainte supérieure au seuil est appliquée.

Plusieurs modèles existent pour décrire le comportement rhéologique d'un fluide à seuil.

- *Modèle de Bingham (1922)*

La représentation la plus simple d'un fluide à seuil est le modèle de Bingham :

$$\tau = \tau_c + \eta_p \dot{\gamma} \quad 21$$

Où  $\tau_c$  est la contrainte seuil et  $\eta_p$  la viscosité plastique.

L'allure de la courbe d'écoulement est représenté sur la figure 5, Le matériau ne commence qu'à s'écouler qu'au-delà du seuil et présente ensuite un comportement newtonien.

On rencontre également le fluide Casson (1959) pour lequel la relation utilisée est :

$$\sqrt{\tau} = \sqrt{\eta_c} + \sqrt{\eta_p \dot{\gamma}} \quad 22$$

- *Modèle de Herschel-Bulkley (1926)*

Les matériaux présentant un comportement non newtonien rhéofluidifiant au-delà du seuil peuvent être décrits par la relation d'Herschel-Bulkley (1926) [20].

$$\tau = \tau_c + k\dot{\gamma}^n \quad 23$$

Où  $K$  et  $n$  sont respectivement la consistance et l'indice de structure du fluide.

## I.5. Fluides viscoélastiques

### I.5.1. Nombre de Déborah

Le nombre de Deborah  $D_e$  est un nombre sans dimension, utilisé en rhéologie pour caractériser la fluidité d'un matériau. Tous les matériaux même solides s'écoulent si on les observe sur une longue durée. La dénomination de ce nombre est due à Markus Reiner en 1964, Formellement, le nombre de Deborah est défini comme le rapport entre le temps de relaxation  $\lambda$ , caractérisant la fluidité intrinsèque d'un matériau, et l'échelle de temps caractéristique d'une expérience  $t$  (ou d'une simulation numérique) testant la réponse du matériau. Plus le nombre de Deborah est petit, plus le matériau apparaît fluide [20].

$$D_e = \frac{\lambda}{t} \quad 24$$

Il est à noter que le temps de relaxation  $\lambda$  peut être le temps caractéristique de relaxation thixotrope, qui est la durée de vie d'une microstructure dont l'ordre de grandeur est le temps nécessaire aux réarrangements internes ou alors le temps de relaxation viscoélastique déterminé par le rapport entre la viscosité du matériau et le module élastique ( $\lambda = \eta/G$ ).

A l'échelle humaine:

- Temps de relaxation  $\gg$  temps d'observation  $\rightarrow$  solide ;
- Temps de relaxation  $\ll$  temps d'observation  $\rightarrow$  fluide.

*i/* Lorsque  $De \ll 1$ , la réorganisation du matériau est plus rapide que le temps de sollicitation alors l'écoulement visqueux est observé. Dans ce cas, on voit le matériau se comporter comme un liquide, on parlera alors de comportement visqueux aux temps longs.

*ii/* Lorsque  $De \gg 1$ , la structure n'a pas eu le temps de se modifier profondément au cours de l'expérience et seule sa déformation élastique peut être observée. On voit le matériau se comporter comme un solide, on parle alors de comportement élastique aux temps courts.

*iii/* Lorsque  $De \sim 1$ , dans le domaine des temps intermédiaires, un comportement intermédiaire sera observé, il s'agit du comportement viscoélastique ou encore thixotrope.

Par ailleurs, pour des écoulements stationnaires présentant des contraintes normales, le nombre de Deborah est défini par le produit du temps caractéristique du matériau avec le temps de cisaillement  $\dot{\gamma}$  (avec  $t = 1/\dot{\gamma}$ ). Ce produit est également appelé nombre de Weissenberg :

$$w_e = \lambda \dot{\gamma} \quad 25$$

Pour  $We > 1$ , les contraintes normales dominant sur les contraintes visqueuses, on considère que les effets élastiques apparaissent donnant naissance à des phénomènes tels que le gonflement en sortie de filière ou l'effet Weissenberg [15]. Ce dernier se manifeste par la remontée du fluide le long d'une tige en rotation immergée dont un exemple pratique est la géométrie de Couette (figure 6).

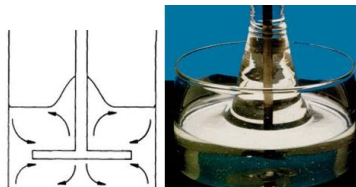


Figure 6 : Effet de Weissenberg [15]

### I.5.2. Tenseurs de retard et de relaxation

En rhéométrie, la détermination des propriétés viscoélastiques du matériau peut être mise en évidence en examinant l'évolution temporelle de la réponse du fluide à une déformation, cela est réalisé par deux expériences fondamentales : essais de fluage (ou essai de retard) et de relaxation,

L'essai de fluage permet une meilleure compréhension des comportements rhéologiques des matériaux viscoélastiques en accédant à leurs propriétés dans des conditions proches de celles de l'état de repos. Ce test consiste à appliquer sur un matériau à appliquer un échelon de contrainte d'amplitude  $\tau_0$  inférieur au seuil d'écoulement sur une durée suffisamment longue, après suppression de la contrainte, le retour vers l'état de déformation initiale nulle s'effectue de manière progressive figure 7(a).

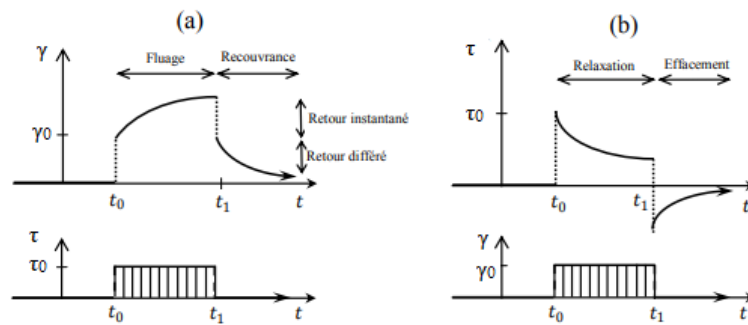


Figure 7 : Essai de fluage – recouvrance (a) ; essai de relaxation- effacement (b)

La déformation  $\gamma$  résultante est mesurée en fonction du temps, elle est reliée à la contrainte par la complaisance de fluage, notée  $J(t)$  par la relation suivante :

$$J(t) = \frac{\gamma(t)}{\tau_0} \quad 26$$

La forme duale est obtenue par l'essai de relaxation uniaxiale qui consiste à observer la décroissance de la contrainte  $\tau$  dans un échantillon soumis à une déformation constante  $\gamma_0$ . L'essai d'effacement consiste à annuler la déformation à partir d'un temps. On observe alors un retour progressif de la contrainte à sa valeur initiale nulle figure 21 (b).

### I.5.3. Viscoélasticité linéaire

La viscoélasticité linéaire caractérise le comportement élastique et dissipatif d'un matériau en petites déformations [21]. Les fluides viscoélastiques se caractérisent par leur capacité à présenter un comportement variable selon le temps de sollicitation auquel le matériau est soumis. La réponse du fluide à une déformation présente à la fois un aspect solide élastique (déformation instantanée avec stockage d'énergie) et un aspect fluide visqueux (déformation continue avec dissipation d'énergie). De ce fait, le temps caractéristique du matériau  $\lambda_{solide} = \infty$  et  $\lambda_{fluide} = 0$ .

La caractérisation des fluides viscoélastiques se fait par deux types d'essais : les essais dynamiques (oscillatoires) et les essais à palier de contrainte imposée (fluage).

### I.5.4. Equations de viscoélasticité

On parle de viscoélasticité linéaire lorsque la réponse du matériau change peu sous cisaillement, et que les fonctions matérielles du cisaillement (module élastique  $G$  ou fonction de fluage  $J$ ) ne dépendent que du temps où  $(G = 1/J)$  [21].

Les modèles rhéologiques élémentaires responsables du phénomène de la viscoélasticité. On cite deux types de modèles [22] :

i) Le premier est un *Solide parfaitement élastique (Hookéen)* : Dans ce cas, l'équation rhéologique est la loi de Hooke qu'on écrit sous la forme :

$$\tau = G \cdot \gamma \tag{27}$$

La déformation est proportionnelle à la contrainte, si celle-ci s'arrête, la déformation redevient instantanément nulle. Ce comportement est schématisé par un ressort qui récupère sa forme initiale lorsque l'on supprime la contrainte qu'il a subie figure 6.



Figure 8 : Modèle rhéologique de l'énergie emmagasinée (élasticité ou écrouissage)

La fonction de fluage  $f(t) = J$  a pour expression :

$$f(t) = \frac{\gamma}{\tau} \tag{28}$$



ii) Le deuxième est un *Fluide parfaitement visqueux (Newtonien)* : Dans ce cas, l'équation rhéologique est la loi de Newton qu'on écrit sous la forme :

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\eta} \cdot \dot{\boldsymbol{\gamma}} \quad 29$$

Sous l'effet de la contrainte  $\tau$ , la déformation  $\gamma$  croît linéairement avec le temps  $t$  : le liquide s'écoule indéfiniment. Lorsque l'on supprime la contrainte, la déformation demeure constante et égale à la valeur qu'elle possédait avant la suppression de la contrainte. La déformation est donc irrécupérable. Ce comportement visqueux est schématisé par un amortisseur qui ne récupère pas la déformation qu'il a subi (figure 9).

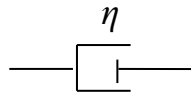


Figure 9: Modèle rhéologique de la viscosité

L'expression de la fonction fluage est obtenue en remplaçant, dans l'équation 29  $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$  par  $(\boldsymbol{\gamma}/t)$  :

$$\boldsymbol{f}(t) = \boldsymbol{J} = \frac{\boldsymbol{\gamma}}{\boldsymbol{\tau}} = \frac{t}{\boldsymbol{\eta}} \quad 30$$

Pour les modèles rhéologiques de la viscoélasticité, il est indispensable de considérer chaque cellule de fluide comme un complexe de masses (amortisseur) et de ressorts [21].

Exemples de modèles viscoélastiques :

i) *Modèle de solide de Kelvin-Voigt* : ce modèle est l'association en parallèle d'un ressort et d'un amortisseur. Il consiste à additionner les contraintes d'origine élastiques et les contraintes d'origine visqueuse (figure 10).

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{G} \cdot \boldsymbol{\gamma} + \boldsymbol{\eta} \dot{\boldsymbol{\gamma}} \quad 31$$

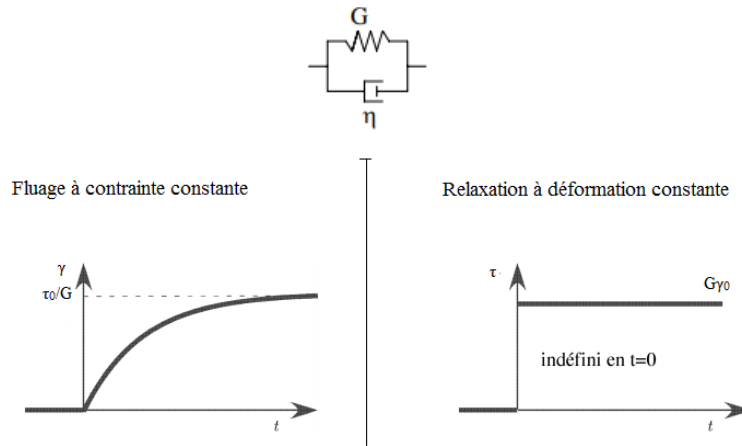


Figure 10 : Essai de fluage et relaxation du Modèle de solide de Kelvin-Voigt

ii) Modèle du fluide de Maxwell : ce modèle est l'association en série d'un ressort et d'un amortisseur. Dans ce cas, les déformations élastique et visqueuse s'additionnent et les contraintes sont identiques (figure 12), soit :

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{G} \frac{\partial \tau}{\partial t} + \frac{\tau}{\eta} \quad 32$$

Chacun des modèles de Kelvin-Voigt et de Maxwell fait apparaître un temps caractéristique viscoélastique (temps de relaxation caractéristique) ( $\lambda = \eta/G$ ).

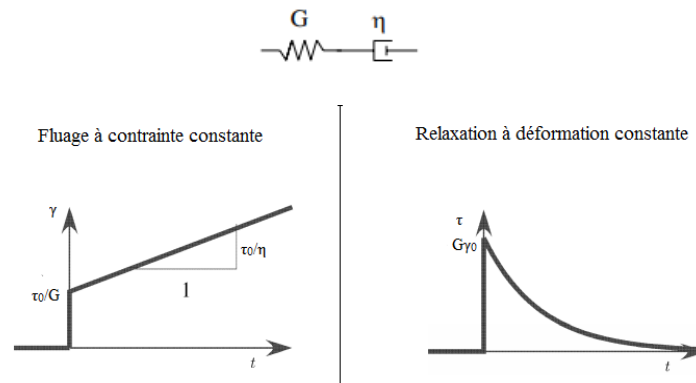


Figure 11: Essai de fluage et relaxation du modèle de Maxwell

iii) Modèle de Jeffrey : est l'association en série d'un Kelvin-Voigt et d'un amortisseur, encore appelé modèle d'Oldroyd-B ou modèle de Maxwell surconvecté, c'est le modèle le plus général qui décrit à la fois un solide et un liquide viscoélastiques [21] (figure 12):

$$\eta_2 G \dot{\gamma} + \eta_1 \eta_2 \ddot{\gamma} = (\eta_1 + \eta_2) \frac{\partial \tau}{\partial t} + G \tau \quad 33$$

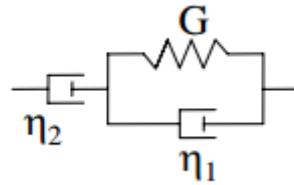


Figure 12 : Cellule de Jeffry

Ce modèle fait ainsi apparaître deux temps caractéristiques ;  $(\lambda_1 = \frac{\eta}{G})$  et  $(\lambda_2 = \frac{\eta}{G})$  qui sont respectivement le temps de retardement et de relaxation du matériau [15].

### I.6. Thixotropie

La viscosité obtenue lors des mesures sous écoulement n'est pas toujours constante sous cisaillement constant. En effet, pour certains fluides complexes, cette viscosité évolue au cours du temps d'observation, sous cisaillement (ou contrainte de cisaillement) constant. Si on marque une diminution de la viscosité pour un fluide au repos soumis à un cisaillement constant (passage d'un état plus structure à un état moins structuré), on dit que le fluide est thixotrope ; si en revanche elle augmente, le fluide est anti-thixotrope ou rhéopexe [15] [23].

Par définition la thixotropie est une variation réversible de la viscosité lorsqu'un fluide est soumis à une sollicitation, Cela suppose que dès que la contrainte appliquée est arrêtée, la viscosité du matériau augmente de nouveau jusqu'à atteindre sa valeur d'origine au bout d'un certain temps, ce qui implique l'apparition d'une boucle d'hystérésis lors du tracé de la courbe d'écoulement en charge puis en décharge (figure 13).

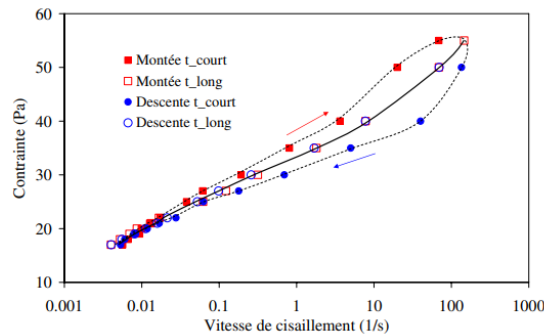


Figure 13 : Courbe d'hystérésis typique obtenue par des mesures sur le rhéomètre à contrainte imposée AR2000 avec la géométrie Vane (Xanthane 2%) [24]

Ce comportement s'interprète par des changements de structures internes du fluide voire une destruction progressive de cette microstructure. L'aire de cette boucle représente l'énergie dissipée au cours du cycle. Ceci indique que, même si la réponse à une sollicitation donnée est réversible, le comportement viscoélastique est dissipatif.

On trouve parmi les fluides thixotropes des boues argileuses (dont les propriétés sont souvent mises à profit sur les sites de forage).

La modélisation du comportement rhéologique thixotrope a fait l'objet d'un nombre important d'études dont les exemples les plus significatifs sont cités dans la thèse de P. Corvesier [23] comme le modèle de Quemada [23] [19] [25] ou de Coussot et al.[26]. Ce comportement complique les mesures rhéologiques car on voit se manifester des effets d'hystérésis.

### I.7. Rhéologie oscillatoire

L'étude des propriétés rhéologiques en régime dynamique est effectuée pour mieux comprendre les structures responsables de ces comportements et caractériser les propriétés des fluides tout en gardant les conditions proches de l'état de repos (état d'équilibre) [27]. L'analyse oscillatoire consiste à appliquer un mouvement rotatif sinusoïdal de très faible amplitude de la forme :

$$\gamma(t) = \gamma_0 \cos \omega t \quad 34$$

Où  $\omega$  est la pulsation exprimée en rad/s, l'amplitude de la déformation  $\gamma_0$  est suffisamment faible pour laisser le matériau dans son état d'équilibre. Le but de la rhéologie oscillatoire est donc de fixer une valeur  $\gamma_0$  telle que la structure du matériau ne soit pratiquement pas modifiée. La contrainte correspondante oscille à la même fréquence et est proportionnelle à la déformation  $\gamma_0$ :

$$\tau(t) = \tau_0 \cos(\omega t + \delta(\omega)) \quad 35$$

Avec  $\delta(\omega)$  est le déphasage entre la déformation  $\gamma(t)$  et la réponse en contrainte  $\tau(t)$ . Cette dernière peut être écrite en fonction d'un terme en phase et d'un terme en quadrature de phase en fonction de la sollicitation [28] :

$$\tau(t) = \tau_0 \cos(\omega t) \cos(\delta(\omega)) - \tau_0 \sin(\omega t) \sin(\delta(\omega)) \quad 36$$

Les deux grandeurs principales alors étudiées en analyse oscillatoire correspondent respectivement à la partie réelle,  $G'$  (le module de conservation ou le module de stockage) et la partie imaginaire,  $G''$  (le module de perte) du module de cisaillement  $G^*$  :

$$G'(\omega) = G^* \cos(\delta(\omega)) = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \cos(\delta(\omega)) \quad 37$$

$$G''(\omega) = G^* \sin(\delta(\omega)) = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \sin(\delta(\omega)) \quad 38$$

Les modules de stockage et de perte ( $G'$  et  $G''$ ), sont aussi respectivement appelés module élastique et module visqueux. Si  $G' > G''$  le matériau étudié est appelé « gel » ou solide viscoélastique ; à l'inverse si  $G'' > G'$ , on parle de liquide viscoélastique.

Avant de pouvoir tenter une analyse oscillatoire sur un fluide il faut d'abord s'assurer que l'on travaille bien dans le *domaine linéaire de viscoélasticité* [29] noté *DLV*, c'est-à-dire qu'il y a bien conservation de la proportionnalité entre la contrainte et la vitesse de cisaillement et que le matériau étudié n'est pas déstructuré. Le *DLV* est défini en fonction de la contrainte ou en fonction du cisaillement à une fréquence ou pulsation constante, dans la figure 14  $\tau_L$  présente la limite du domaine linéaire.

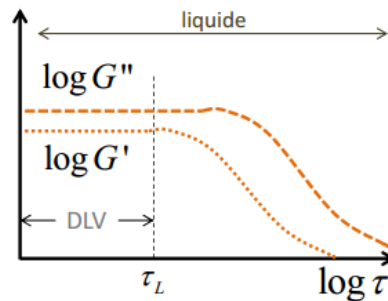


Figure 14: Détermination des régimes linéaires et non-linéaires de viscoélasticité

Une fois que l'on s'est assuré que les cisaillements ou les contraintes appliquées allaient permettre de travailler dans le régime linéaire, une analyse oscillatoire sur le matériau peut être faite, l'étude sera faite cette fois-ci à contrainte de cisaillement, ou taux de cisaillement constant et à fréquence d'oscillation variable [30].

### I.8. Historique de la rhéologie du système of Bentonite et / ou polymère

Les solutions aqueuses de CMC sont bien décrites dans la littérature, notamment en termes de comportement rhéologique et d'interaction CMC - solvant et également chaîne –

chaîne. Nous rappelons ici quelques généralités sur les propriétés rhéologiques des solutions de polymère.

La viscosité est le principal paramètre caractérisant les solutions aqueuses de la CMC [31]. Elle est principalement utilisée dans les aliments, les médicaments et les cosmétiques en tant que viscosifiant, stabilisateur d'émulsion et pour améliorer la texture des peintures et des vernis et réduit les pertes de fluide [32]. Il convient de mentionner qu'une boue de forage correctement formulée peut réduire le coût total du forage de 5 à 15 % [33] [34] [35] [36].

D'après les études antérieures et récentes sur l'influence de la CMC sur les propriétés rhéologiques des dispersions de bentonite pour fluides de forage aqueux, il a été constaté que l'efficacité de la CMC est la meilleure pour apporter une modification des propriétés rhéologiques des suspensions eau-bentonite. Pour des mélanges de bentonite - CMC où la CMC présente un faible pourcentage de 0.1 à 2% [40], les résultats sont similaires à celles rapportés sur les mélanges bentonite-CMC et sur les solutions de CMC, selon Benyounes et al [41], dont les courbes d'écoulement présentent un comportement rhéofluidifiant qui et peuvent être corrélées par le *Modèle de Cross*.

En plus des recherches faites par Benchabane Et Benazzouz sur l'influence du poids moléculaire du CMC sur la rhéologie des suspensions de bentonite [16] [27], d'autre recherche, basée sur une analyse statistique, est réalisée afin de vérifier le même effet en plus de l'effet sur les propriétés de filtration des échantillons de la bentonite, les résultats ont conclu que la CMC à poids moléculaire élevé a contribué fortement à l'augmentation des paramètres rhéologiques : viscosité apparente et viscosité plastique alors que la CMC de faible poids moléculaire a principalement contribué seulement pour réduire le volume du filtrat [42].

Pour l'influence des tensioactifs, des expériences faites sur l'influence du le sodium dodécyl sulfate (SDS) sur les suspensions de bentonite, Yalcin (2002) [43] a bien montré que la viscosité de l'argile bentonite augmente en présence du tensioactif anionique sodium dodécyl sulfate (SDS). L'étude montre la preuve de l'expansion de la solution, due à l'interaction des charges négatives du tensioactif et des extrémités positives de l'argile bentonite qui forme le fluide résistant en termes de propriétés d'écoulement. Le tensioactif anionique SDS a modifié les propriétés rhéologiques de l'argile, en particulier il a modifié la valeur de viscosité de l'argile [43] [44]. Le sodium dodécyl sulfate avec une concentration de

$5 \times 10^{-4}$  mol/l a entraîné une augmentation rapide de la viscosité de la solution, tandis que la concentration plus élevée de sodium dodécyl sulfate a montré une diminution de sa viscosité [44].

# **Chapitre II**

## **II. Éléments bibliographiques sur les fluides de forage**

---



## II.1. Introduction

Le fluide de forage, appelé aussi boue de forage, est un système composé de différents constituants liquides (eau, huile) et/ou gazeux (air, gaz naturel) et contenant en suspension d'autres additifs minéraux et organiques (argiles, polymères, tensioactifs, déblais, ciments, ...) [45]. Traditionnellement, les fluides de forage ont été classés en trois catégories selon le fluide de base utilisé dans leur préparation : l'air, l'eau ou l'huile [46]

Les fluides à base d'eau c'est un type de fluide de forage souvent désignés par "Water-Based Muds" ou **WBM**. Ils sont dans la plupart des cas constitués par des suspensions de bentonites dans l'eau dont les caractéristiques rhéologiques et de filtration sont souvent ajustées par des polymères.

## II.2. Description générale de la bentonite

La présentation générale des argiles nous a permis de replacer les smectites par rapport à leurs structures dans la gamme des argiles. Les smectites et notamment la montmorillonite présentent un comportement différent d'autres argiles : sa structure se modifie au cours de son hydratation [47]. L'argile qui fait l'objet de notre travail est connue sous le nom de "*bentonite*", elle désigne généralement une poudre minérale constituée essentiellement de la montmorillonite du groupe des smectites.

A l'état liquide, la boue de bentonite se définit comme une *suspension eau-argile*. L'origine de l'usage de la boue est sans aucun doute les forages pétroliers [46]. Elle permet, du fait de ses propriétés rhéologiques, de faire face aux nombreuses exigences du forage, telles que la stabilité de l'ouvrage (par imprégnation du terrain et par fabrication d'un cake pour limiter la filtration vers la paroi) et l'évacuation des déblais [48] .

Les suspensions de bentonite sont des milieux complexes dont les caractéristiques évoluent fortement lorsqu'elles sont soumises à un cisaillement. Elles se caractérisent non seulement par leurs propriétés macroscopiques non newtoniennes, mais aussi par une modification de leur structure microscopique au cours du cisaillement.

## II.3. Organisation structurale de la montmorillonite

La structure des particules de la bentonite qui est une montmorillonite se compose de couches empilées d'aluminosilicate. Le tétraèdre de silice (T) ( $\text{Si}^{4+}$  dans la coordination

tétraédrique avec  $O^{2-}$ ) et l'octaèdre d'alumine (O) ( $Al^{3+}$  dans la coordination octaédrique avec de  $O^{2-}$ ) sont reliés (par le partage de  $O^{2-}$  aux coins et aux bords du polyèdre) de telle manière qu'une feuille d'alumine octaédrique soit serrée entre deux feuilles de silice tétraédriques, de forme T-O-T (figure 15) [49]. Une substitution partielle de  $Al^{3+}$  dans les couches octaédriques par  $Mg^{2+}$  et  $Fe^{2+} / Fe^{3+}$ , une substitution partielle de  $Si^{4+}$  dans les couches tétraédriques par  $Al^{3+}$  dans les argiles naturelles. En raison de cette substitution, les couches de T-O-T sont chargées négativement et l'espace intercalaire entre les couches de T-O-T est occupé par les cations échangeables interfoliaires comme  $Na^+$ ,  $Ca^{2+}$  pour neutraliser la charge [50].

L'énergie d'hydratation élevée de ces ions permet à l'eau de pénétrer l'espace interfoliaire, induisant un gonflement de la particule. Chaque feuillet a une extension latérale très grande, de 0.1 à 1  $\mu m$ , et est relativement flexible.

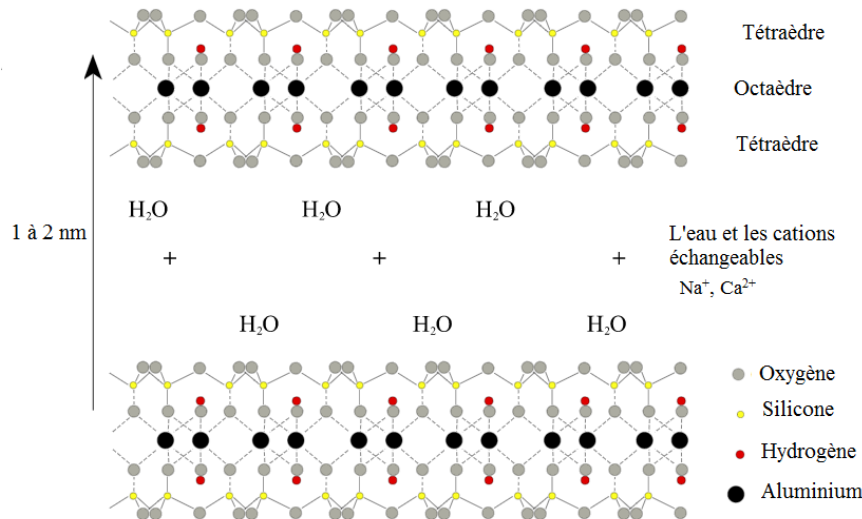


Figure 15: Disposition des feuillets de type 2:1 pour les montmorillonites

Les suspensions de bentonite peuvent avoir une capacité d'échanges cationiques très importante due à une très forte activité colloïdale, celle-ci est très influencée par l'acidité du milieu et donc sur les propriétés rhéologiques des suspensions de bentonite [51]: lorsque le pH augmente, on observe une diminution continue de la contrainte seuil jusqu'à une valeur limite correspondant à un point d'inflexion, après on observe une nouvelle augmentation de la contrainte seuil. Inversement, la diminution du pH est suivie d'une augmentation de la contrainte seuil jusqu'à l'obtention d'une valeur critique correspondant à un point d'inflexion à partir duquel une nouvelle diminution de la contrainte seuil est observée [7] [46].

Les tests relatifs à l'étude des caractéristiques des fluides de forage sont généralement basés sur quatre paramètres: densité, viscosité, filtrat et réactivité [46].

#### II.4. Organisation de la phase solide (la bentonite)

La bentonite étudiée dans ce travail est constituée majoritairement par la montmorillonite, et pour mieux comprendre la microstructure de cette argile, il est indispensable d'éclaircir la microstructure de la montmorillonite en intégrant les différents types de minéraux et d'empilements des particules constituant l'argile concernée.

Grâce à l'utilisation de techniques expérimentales telles que la Diffusion aux Petits Angles des Rayons X (DPAX), la Microscopie Electronique à transmission (MET) et la Microscopie Electronique à Balayage (MEB), les différents auteurs ont mis en évidence trois niveaux d'organisation dans les systèmes argileux en générale et la montmorillonite en particulier ; le feuillet (15-25 Å), la particule (200- 1500Å ), l'agrégat (1,5-16 µm) [52] (figure 16).

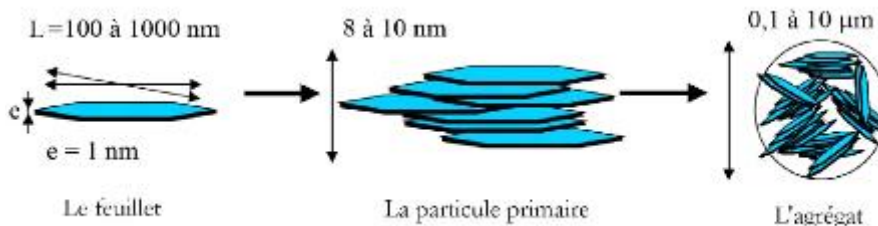


Figure 16: Structure multi- échelle de la montmorillonite

##### II.4.1. Les feuillets

Les feuillets sont les unités structurales de base définissant la nature minéralogique, l'appartenance au type d'argile, les propriétés physico-chimiques ainsi que le comportement macroscopique. Le feuillet représente la répétition horizontale de la demi-maille dans les directions x et y. Il est assimilable à un disque ou à une plaquette, possédant des dimensions latérales de l'ordre du micron et faisant à peu près un nanomètre d'épaisseur. Ces plaquettes sont considérées comme souples et relativement déformables. L'anisotropie des feuillets est très importante. Dans la famille des smectites, la charge d'un feuillet varie de 0,2 à 0,6 électron par maille, selon la localisation des substitutions et le taux d'occupation des couches octaédriques. La montmorillonite possède environ 0,3 à 0,4 électron par maille. Les cations

compensateurs à la surface des feuillets de montmorillonite sont généralement des ions calcium ou sodium. On emploie généralement les termes de montmorillonite "calcique" et de montmorillonite "sodique" pour faire référence à la nature de ces cations [53] [47].

Si on considère les principales espèces minéralogiques, la structure de la particule observée dans un plan perpendiculaire au plan des feuillets peut se présenter suivant trois grands types d'empilements [54] (figure 17):

- *Empilement ordonné* où les feuillets sont empilés les uns sur les autres dans un ordre parfait. C'est le cas des phyllosilicates dont l'espace interfoliaire est vide ou anhydre (plutôt pour les kaolinites ou illites).
- *Empilement semi-ordonné* (ou désordre translationnel). Dans ce cas, les feuillets successifs présentent des translations "*semi-définies*". Ils sont séparés par quelques molécules d'eau, l'épaisseur de la particule est variable et dépend du degré d'hydratation. Ils peuvent glisser latéralement les uns sur les autres.
- *Empilement désordonné* (ou désordre turbostratique). Dans ce cas, des feuillets successifs présentent des translations et/ou des rotations quelconques dans tout l'édifice. Les feuillets sont séparés par un film d'eau permettant une libre rotation autour d'un axe perpendiculaire au plan de la particule [53].

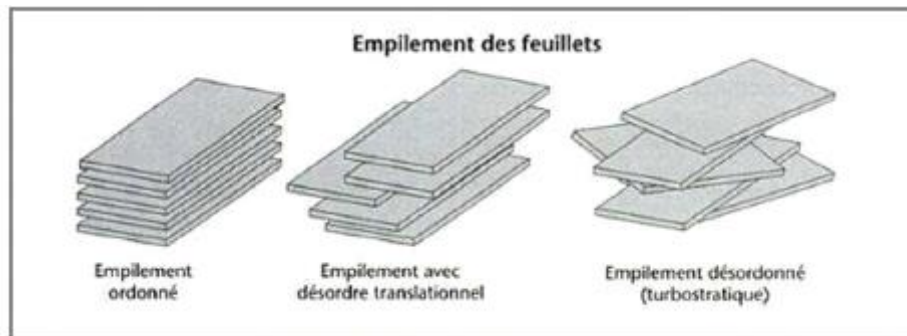


Figure 17 : Types d'empilement [53]

#### II.4.2. La particule primaire

Le plus petit élément cristallin (le plus petit volume cohérent) produisant des interférences dans un phénomène de diffraction X a été appelé par Mering 1971 [55] particule primaire. Il s'agit d'une particule monocristalline qui correspond au « domaine de cohérence interférenciel » [55]. La particule plus grossière obtenue après une dispersion dans

certaines conditions, constituée par l'association des plusieurs particules primaires qui a été désignée par Mering 1971 [55] comme particule libre.

La montmorillonite est généralement constituée par l'association de plusieurs particules primaires, dont l'extension latérale dans le plan *ab*, est particulièrement importante. Les auteurs Ben Rhaiem, et al., 1986 [56] ; Pons et al., 1982 [57] avaient été amenés à concevoir une juxtaposition, par les bords, des cristallites présentant une légère désorientation les unes par rapport aux autres. Toujours dans le cas de la montmorillonite Aylmore et Quirk (1971) [58] avait introduit la formation, par chevauchement face-à face à partir de particules libres ou primaires, d'édifices à extension latérale considérable: les «domaines». Si nous restons limité à la dimension des particules dans la direction perpendiculaire au plan des feuillets, l'épaisseur de ces particules a été évaluée, par l'analyse classique au Rayons X des réflexions *001*, à une dizaine de feuillets [54].

#### **II.4.3. L'agrégat**

L'agrégat est un assemblage de particules dont l'arrangement est gouverné par le type de forces résultant des interactions entre particules (et du degré de compaction). En effet, lorsque les forces répulsives sont dominantes, les particules s'orientent parallèlement et la structure est dite dispersée. Ces particules s'assemblent au sein d'agrégats, plus au moins denses selon la texture et le nombre des particules, ainsi que les distances entre celles-ci. L'agrégat constitué de plusieurs particules primaires a été nommé «unité morphologique». Selon la quantité d'eau présente au sein du système et la nature du matériau considéré, l'organisation sera plus ou moins poussée. Il en résulte différents types de structuration. Les déformations des unités morphologiques de la montmorillonite sont probablement plus aisées que dans les autres phyllosilicates.

### **II.5. Les suspensions de bentonite**

#### **II.5.1. Caractéristiques physiques des montmorillonites**

- **La capacité d'échange cationique (CEC)** : est une caractéristique très importante, elle est définie comme la quantité de cations monovalents et divalents ( $\text{Li}^+$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Ca}^{2+}$ , ou  $\text{Mg}^{2+}$ ) susceptibles d'être substitués par des cations compensateurs pour compenser la charge négative de 100 grammes d'argiles. Elle est conventionnellement exprimée en milliéquivalents pour 100 grammes d'argile (meq/100g) [59] [60]. Cette capacité d'échange cationique concerne à la fois les cations de l'espace interfoliaire, les cations de surface et de

bordure de feuillets. Il existe différentes méthodes de mesure de la CEC. En général, on introduit une montmorillonite naturelle dans une solution contenant un excès de cations, puis on réalise une analyse élémentaire afin d'évaluer la quantité de cations échangés entre l'argile et la solution. Cette méthode se fait généralement avec  $\text{NH}_4^+$ , ou  $\text{Ba}^{2+}$ , le dosage est précis à l'aide de microanalyse élémentaire. Les cations qui restent dans la montmorillonite définissent la capacité d'échange cationique qui dépend de l'argile étudiée [61] Il y a dans les argiles deux principales causes d'existence d'une capacité d'échange ionique, l'une interne et l'autre externe.

*i) La présence de substitutions isomorphiques (CEC interne):* La plus fréquente est la substitution de  $\text{Al}^{3+}$  par  $\text{Mg}^{2+}$  dans la couche octaédrique, c'est le mécanisme principal d'échange pour une montmorillonite. Pour cette argile [60], la distance entre les sites négatifs situés au niveau de la couche octaédrique et le cation échangeable situé à la surface du feuillet est telle que les forces d'attraction sont faibles. Des substitutions de Si par Al dans la couche tétraédrique sont également possibles [62] [53].

*ii) Les phénomènes de bordure (CEC externe):* Aux bordures d'un feuillet, les valences du silicium et de l'oxygène en couche tétraédrique d'une part, de l'aluminium et de l'oxygène en couche octaédrique, d'autre part, ne sont pas saturées. Pour compenser ces valences, des molécules d'eau s'hydrolysent et il y a apparition de groupes silanol (Si-OH) ou aluminol (Al-OH) qui, en fonction du pH, peuvent capter ou libérer des protons. Ces derniers peuvent être échangés avec d'autres cations, le nombre et la nature des charges de bordure de feuillet seront directement liés au pH [63] [64] [53].

La capacité d'échange cationique de la montmorillonite représente une valeur très importante (dans la gamme de 80-150 meq /100g) par rapport les minerais d'argile en raison de leur substitution isomorphe élevée dans les couches octaédriques et tétraédriques respectivement [65].

- **La surface spécifique :** Les argiles sont largement utilisées comme des adsorbants à cause de leur grande surface spécifique [66], qui comprend la somme de deux surfaces, l'une externe comprise entre les particules et l'autre interne correspondant à l'espace interfoliaire [65]. Elle est exprimée en  $\text{m}^2$  par gramme d'argile, l'augmentation de la surface spécifique donne un pouvoir de gonflement plus important et par conséquent un potentiel de gonflement plus élevé. La surface spécifique semble être un paramètre très important dans la

caractérisation précise de l'argile. En effet, plus le sol est fin plus la surface spécifique est élevée [66].

• **La propriété de gonflement** : Le gonflement d'une argile est défini comme l'écartement des feuillets par l'entrée d'eau dans l'espace interfoliaire, il se fait en trois étapes successives: on a d'abord une augmentation discrète de la distance interfoliaire correspond à l'entrée d'une couche d'eau entre les feuillets (état monocouche, ou monohydraté), puis d'une seconde couche (état bicouche, ou bihydraté), puis l'écartement des feuillets, la propriété de gonflement varie d'une famille argileuse à une autre :

i) *Les minéraux argileux de type 1/1* n'ont pas normalement de charges présentes sur la surface, la couche tétraédrique est totalement occupée par  $\text{Si}^{4+}$  et la couche octaédrique est totalement occupée par  $\text{Al}^{3+}$  ou  $\text{Mg}^{2+}$ . S'il y a une substitution au sein d'une couche, il y aura toujours une compensation par la substitution dans d'autres couches, ainsi, la neutralité est toujours maintenue. Cette propriété particulière rend ces argiles stables et leur structure- notamment la distance entre les feuillets- n'est pas affectée par la présence d'eau, elles n'ont aucune capacité à gonfler [66].

ii) *Dans le cas des minéraux argileux de type 2/1*, le groupe des smectites présentant les propriétés de gonflement [67], qui sont dues au caractère hydrophile de toute sa surface. En raison de la présence de cations hydratés dans les galeries interfoliaires, le gonflement de l'argile sera plus important lorsque les cations compensateurs seront de petites tailles et faiblement chargés, selon le type de cation compensateur, on classe le gonflement des feuillets comme suit :  $\text{Li}^+ > \text{Na}^+ > \text{Ca}^{2+} > \text{Fe}^+ > \text{K}^+$  [68]. Deux types de gonflement peuvent se produire au sein des matériaux argileux : le gonflement interfoliaire et le gonflement interparticulaire.

ii-1) *Le gonflement interfoliaire (cristallin)* Le gonflement cristallin intervient à l'échelle la plus petite de la structure argileuse, il permet une augmentation de distances interfoliaires de 0,96 à 2 nm et il dépend du nombre de couches de molécules d'eau adsorbées entre deux feuillets voisins [69] (c'est le cas de smectites telles que la montmorillonite et des chlorites). L'eau pénètre à l'intérieur des particules et s'organise en couches monomoléculaires, le gonflement interfoliaire présente une ampleur très importante.

ii-2) *Le gonflement interparticulaire (osmotique)* Appelé aussi le gonflement osmotique ou le gonflement macroscopique, macroscopique par rapport à l'eau qui prend une échelle macroscopique, il se produit lorsque l'énergie d'hydratation est suffisante pour franchir la barrière de potentiel due aux forces électrostatiques attractives entre les feuillets [70] [67]. Contrairement au gonflement interfoliaire, le gonflement interparticulaire a une ampleur assez limitée, mais affecte toutes les argiles [67].

### II.5.2. Les interactions et associations inter-feuillets

Les interactions dans la zone interfoliaire ont pour origine d'importants phénomènes électriques qui donnent naissance à des forces interparticulaires. Pour bien comprendre le comportement des montmorillonites en suspension, il est nécessaire de modéliser les interactions entre feuillets et de cerner les différents paramètres influant sur la stabilité des colloïdes. La résultante des forces attractives et répulsives fait apparaître un puit de potentiel aux courtes distances interparticulaires qui montre la possibilité de former des agrégats quasi définitifs. Lorsque les particules sont assez éloignées, les forces attractives entre les particules sont dominantes, elles peuvent alors flocculer. Entre, une barrière répulsive de potentiel apparaît au niveau de la longueur de Debye. Donc tant que la barrière électrostatique est suffisamment haute, les particules restent éloignées l'une de l'autre. On parle alors de stabilisation électrostatique [71].

Le modèle de la double couche électrique et la théorie de DLVO sont les plus utilisés pour décrire la stabilité colloïdale des particules chargées. Ces modèles sont nécessaires à la compréhension des interactions entre feuillets et vont permettre l'établissement de diagrammes de phases et la compréhension de la rhéologie des suspensions aqueuses de la bentonite.

- **La théorie de la stabilité lyophobic des colloïdes (DLVO, 1963)**

La théorie DLVO est développée indépendamment par Derjaguin et Landau [72] et Verwey et Overbeek [73] est à la base de la théorie de la stabilité colloïdale. Elle est issue de la combinaison des effets de l'attraction de Van der Waals  $V_A$  et de la répulsion électrostatique  $V_R$ . Les expressions de ces potentiels sont les suivantes :

$$V_A = \frac{Ha}{12(r-2a)}$$



$$V_R = \frac{64n_0kT\gamma_0^2}{K} \exp(-Kr) \quad 40$$

Où  $H$  est la constante de Hamaker,  $a$  le rayon des particules,  $r$  la distance les séparant,  $n_0$  est le nombre d'ions dans la solution,  $\gamma_0$  le potentiel à la surface,  $T$  la température,  $k$  la constante de Boltzman et  $K$  l'inverse de la longueur de Debye.

Deux surfaces chargées ne peuvent pas s'accoler du fait de la répulsion de Born de très forte amplitude ( $B$ ). A une distance supérieure à  $d_B$ , les forces attractives de Van der Waals  $V_A$  entrent en compétition avec les forces de répulsion électrostatiques  $V_R$ . Comme  $V_A$  est une loi de puissance croissante et  $V_R$  est une loi exponentielle décroissante, la courbe de potentiel résultante est complexe (figure 18).

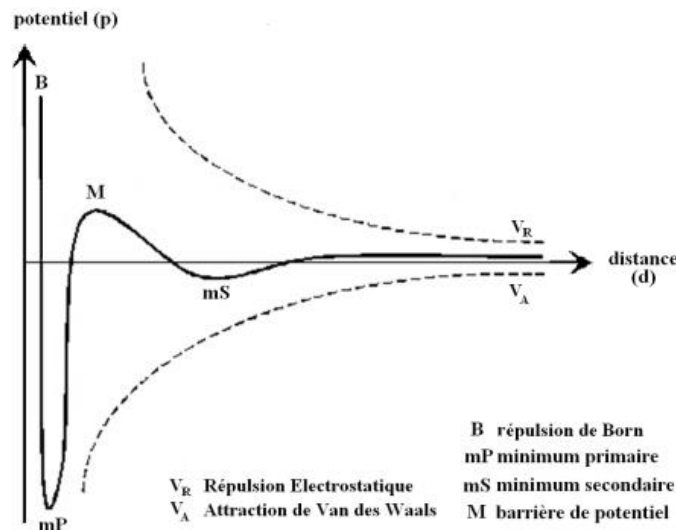


Figure 18 : Illustration de la théorie de la stabilité lyophobic des colloïdes développée indépendamment par Derjaguin et Landau [72] et Verwey et Overbeek [72]: théorie DLVO

A proximité de l'interface (entre  $d_B$  et  $d_{mP}$ ),  $V_A$  domine largement. Puis, lorsque  $V_R$  entre en action, les forces répulsives réduisent, annulent puis prennent le pas sur l'action attractive de  $V_A$ . La courbe de potentiel est alors marquée par un premier minimum  $mP$  et on entre dans le domaine répulsif. Cependant, les lois exponentielles  $V_R$  diminuent plus vite que les lois de puissance  $V_A$ . La courbe de potentiel est alors marquée par un maximum  $M$  puis un second minimum  $mS$ . A grande distance, les forces de répulsion dominant faiblement. Il existe donc deux distances de stabilité entre deux surfaces chargées :  $mP$  et  $mS$ . La concentration en électrolyte a un effet prononcé sur la hauteur de la barrière énergétique  $M$  et la profondeur du second minimum  $mS$ . En augmentant la concentration en électrolyte,  $M$

diminue et  $mS$  augmente. Une concentration en électrolyte critique est atteinte lorsque  $M$  est proche de zéro, les surfaces vont alors pouvoir s'approcher d'une distance  $mP$ , on parle d'agrégation. La théorie DLVO a été développée pour les systèmes dilués, les interactions totales sont uniquement représentées par une paire de potentiel ( $V_R$  et  $V_A$ ) [74].

- **Modèle de la double couche électrique**

Le caractère stable ou instable des suspensions aqueuses de montmorillonite est lié aux dimensions et aux interactions entre les doubles couches électriques existant autour de chaque particule. Les feuillets de montmorillonite sont chargés négativement du fait des substitutions isomorphes inhérentes à leur structure cristalline. Les feuillets chargés engendrent des propriétés électrostatiques à l'interface solide/fluide lorsqu'ils sont hydratés. Pour assurer l'électroneutralité, la charge négative est compensée par un nuage de cations en solution qui se développe à proximité de la surface. La population des cations attirés par la surface pour rétablir l'électroneutralité au voisinage de celle-ci peut être séparée en deux couches.

Une couche de cations immobiles liés à la surface, appelée *couche de Stern* et une couche de cations mobiles au voisinage de la surface appelée *couche diffuse* (figure 19) [75] [16] [47] [76]. La limite entre la couche de Stern et la couche diffuse est appelée *plan d'Helmholtz* ou *plan de cisaillement*. L'ensemble de ces deux couches constitue la *double couche électrique* de la particule en suspension

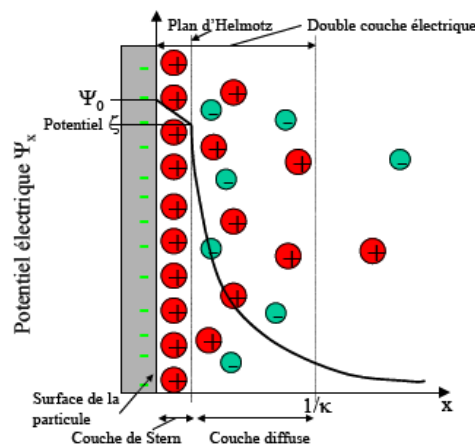


Figure 19 : Représentation schématique de la double couche électrique et de l'évolution du potentiel électrique en fonction de la distance à la particule [75]

La concentration en ions positifs est donc importante au voisinage de la surface et décroît progressivement lorsque l'on s'éloigne de la particule. Au voisinage de la surface, il y

a également un déficit en anions, repoussés de la surface par les forces électrostatiques. Cette différence de concentration entre anions et cations crée un potentiel électrique. L'évolution de la concentration en ions et celle du potentiel électrique en fonction de la distance à la surface de la particule sont schématisées sur la figure 20.

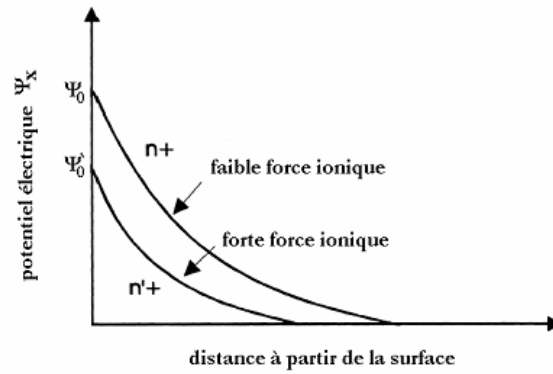


Figure 20 : Représentation schématique de la chute du potentiel de surface  $\Psi_x$  et de la contraction de la double couche électrique, dues à une augmentation de la force ionique, d'après Luckham [75]

L'existence de la couche de Stern (ions immobiles à la surface du feuillet) est cependant controversée. Le potentiel électrique vaut  $\Psi_x$  à la surface de la particule et décroît linéairement dans la couche de Stern. La valeur du potentiel au plan d'Helmholtz est le potentiel  $\xi$  (potentiel Zêta).

Au-delà du plan d'Helmholtz, le potentiel électrique décroît exponentiellement selon la théorie de Gouy-Chapman

$$\psi = \psi_0 \exp(-\kappa x) \quad 41$$

Avec :  $\Psi_0$ , le potentiel à la surface et  $\kappa^{-1}$  l'épaisseur de la double couche où :

$$\frac{1}{\kappa} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 RT}{F^2 \sum_{i=n} c_i z_i^2}} \quad 42$$

$F$  est la constante de Faraday,  $c_i$  la concentration en électrolyte,  $z_i$  la valence des ions,  $\varepsilon_0$  la constante diélectrique du milieu,  $R$  la constante des gaz [1 atm/molK] et  $T$  la température absolue [K]

L'épaisseur de la double couche électrique est régie principalement par la concentration en électrolyte de la surface et par la valence des ions présents. Plus la force ionique est élevée, plus la double couche sera comprimée. Cette double couche offre aux particules argileuses leur stabilité en dégageant un effet répulsif lorsque deux particules s'approchent l'une et l'autre.

- **Les modes d'organisation des feuillets**

Généralement, une particule en suspension se trouve soit sous forme agglomérée soit sous forme stable dispersée. Les suspensions de bentonite présentant un comportement très complexe [75] [16], Les feuillets dispersés dans la suspension interagissent et finalement s'associent sous certaines conditions pour former des structures Trois modes d'association élémentaire de particules ont été définis par Van Olphen 1977 [77] (figure 21).

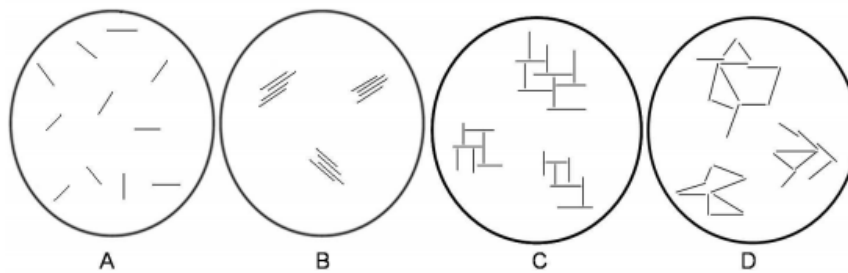


Figure 21 : Modes d'organisation supposés des feuillets de montmorillonite en suspension selon la théorie de Van Olphen [77] : A. dispersion, B. association face/face, C. association bord/face, D. association bord/bord

A– *La dispersion* : La délamination des particules n'est possible que lorsque la concentration de la suspension est suffisamment faible pour permettre le développement optimal de la double couche diffuse. Dans ce cas, les feuillets se répartissent dans la suspension en se repoussant vers une organisation minimisant les interactions [78]. En suspension, la dispersion des feuillets induit une forte occupation volumique donc une viscosité relativement importante dès les plus faibles concentrations. Certains chercheurs [79] [80] décrivent la formation d'un gel appelé gel répulsif à des pH supérieurs à 4 qui serait dû à des interactions répulsives à grande distance entre les doubles couches électriques [78].

B– *L'association face/face des feuillets* : Elle est à l'origine de la formation des cristallites, ce type d'organisation suppose la coalescence des doubles couches. Deux types d'organisation

sont alors possible : *i*) soit l'existence de petites unités compactes avec recouvrement quasi total (figure 20, cas b), – soit la création d'une structuration extensive dans la suspension par recouvrement partiel tel que le modèle en bandes de Weiss et Frank [80] (figure 22, cas a). La flexibilité de la structure obtenue pourrait permettre l'obtention d'un réseau tridimensionnel. Plusieurs auteurs [81] [82] [83][84] confirment cette interprétation, Abend et Lagaly [78] qualifient cet état de gel attractif.

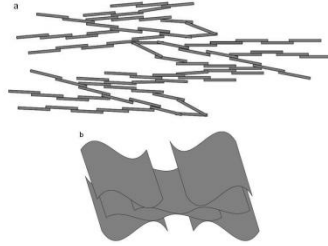


Figure 22 : Représentation schématique en deux dimensions du modèle en bandes proposé par Weiss et Frank (a) et du modèle de Keren et al. (b), illustration de Le Plupart. [47]

*C– L'association bord/face* : Elle est théoriquement possible entre les faces constamment chargées négativement et les bords, chargés positivement lorsque le pH est inférieur au point isoélectrique. Ce mode d'association est à la base de la théorie de l'organisation en château de cartes. Ce mode d'association permettrait le piégeage de grandes quantités d'eau, il est donc souvent proposé pour expliquer l'apparence gélique des suspensions et leur forte viscosité.

*D– L'association bord/bord* : Elle des feuilletés est envisageable dans la mesure où les bords des feuilletés sont des zones où le potentiel électrostatique est minimal [85] (figure 23). Ces liaisons seraient alors privilégiées lors de la compaction du système par augmentation de la concentration. L'organisation en ruban proposée par M'Ewen et Pratt [86] s'appuie sur cette hypothèse. Elle permettrait, au même titre que l'organisation en château de carte de mobiliser une grande quantité d'eau et donc d'expliquer les propriétés mécaniques des suspensions.

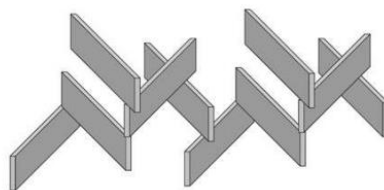


Figure 23 : Illustration d'organisation en rubans [77]

### II.5.3. Mécanismes d'adsorption

L'isotherme d'adsorption est un phénomène physique de fixation des constituants d'une phase liquide ou gazeuse sur une surface solide. Dans le cas de l'adsorption de polymère, les macromolécules s'adsorbent généralement sur une surface solide par segments de chaînes appelés *trains*. Entre deux trains consécutifs, ces macromolécules forment une *boucle*. Le segment de chaîne situé avant le premier train ou après le dernier est appelé *queue* [76] (figure 24).

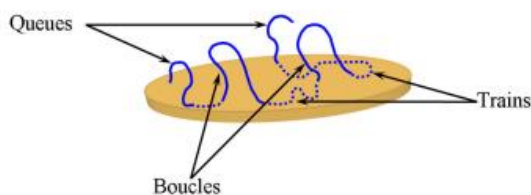


Figure 24 : Représentation d'une macromolécule adsorbée sur une surface solide

De façon générale, les polymères s'adsorbent par des interactions de Van Der Waals, électrostatiques, hydrophobes ou par la création de liaisons hydrogène [3]. Dans le cas de l'adsorption de macromolécules neutres sur des argiles, leur fixation à la surface serait majoritairement due à la création de liaisons hydrogène entre des groupes hydroxyl quand il y en a et des atomes fortement électronégatifs comme l'oxygène. D'autres liaisons de type Van Der Waals sont également envisagées [17].

L'isotherme d'adsorption est la représentation de la quantité adsorbée en fonction de la pression d'équilibre à une température donnée, selon l' IUPAC (International Union of Pure and Applied Chemistry) [76]. Elle est obtenue en reportant la quantité de polymère adsorbé (adsorbat) en fonction de la concentration en polymère libre dans le milieu dispersé, appelée concentration en polymère à l'équilibre  $C_{equ}$ . En général, la détermination de la quantité de polymère fixé à la surface des particules argileuses  $\Gamma$  se fait d'une manière indirecte par différence des quantités introduite et restante dans le surnageant. Cette méthode a l'avantage de ne pas modifier le système étudié par l'ajout de marqueur sur l'adsorbat [87].

La quantité de polymère adsorbé est déterminée par différence des teneurs initiale et finale en polymère en appliquant la relation suivante :

$$\Gamma = \frac{C_i - C_e}{m} V$$

43

Avec :

$C_i$  : concentration initiale en polymère (mg/l)

$C_e$  : concentration en polymère du surnageant (mg/l)

$m$  : masse d'argile introduite (g)

$V$  : Volume total de l'échantillon (l)

$\Gamma$  est alors en mg/g d'argile sèche introduite. Néanmoins, la détermination de  $\Gamma$  devient peu précise dans le cas de faible adsorption du fait de l'imprécision dans le calcul de la différence

## II.6. Les additifs anioniques utilisés dans les opérations de forage

Les polymères, couramment appelés plastiques ou matières plastiques, sont à la base de très nombreux objets. Ils sont classés dans différentes catégories en fonction de leurs structures, leurs natures, ou leurs applications. En milieux aqueux, certains polymères portent des charges positives ou négatives tels que le carboxyméthylcellulose, le xanthane et le polyacrylamide. D'autres polymères en solution n'ont pas de charges et restent non ioniques : c'est le cas des polypropylènes oxyde et des polyéthylènes oxyde.

La première utilisation des polymères dans les fluides de forage était en 1930, l'introduction de ces polymères est réalisée dans les fluides de forage à base d'eau (WBM), en ajoutant l'amidon de maïs ajouté à la boue bentonitique pour contrôler les caractéristiques de filtration. Cet ajout est suivi par l'introduction de carboxyméthylcelluloses (CMC), de tanins et de lignosulfonates, tous régulièrement utilisés depuis 1945.

Toutes ces substances utilisées, produites naturellement ou extraites par des procédés simples [88] avaient pour objectif de protéger la bentonite de la floculation par le sel.

Dans l'ingénierie des fluides de forage, de nombreux types de polymères ont été utilisés pour améliorer le forage propriétés des fluides et d'éviter plusieurs compromis lors des opérations de forage.

Une partie de ce travail, nous mettons l'accent sur un additif anionique en solutions aqueuses. Il s'agit du polymère anionique hydrosoluble carboxyméthylcellulose de Sodium (CMC).

### II.6.1. La carboxyméthylcellulose (CMC)

#### a) Définition

Abréviation de carboxyméthyl cellulose est un dérivé de la cellulose, a été employée depuis 1947 dans divers fluides de forage à base d'eau comme réducteur de filtrat ou comme viscosifiant [75] . La cellulose est la ressource renouvelable la plus abondante sur la terre. Elle est constituée à partir de la photosynthèse et produite à environ 109 à 1012 tonnes par an et 5% de tous les bois de construction abattus sont convertis en cellulose [27].

La cellulose pure n'est soluble ni en eau froide ni en eau chaude à cause de la liaison hydrogène intramoléculaire entre les groupes hydroxyles en position 3 et les liaisons hydrogène intermoléculaires entre les 6 groupes hydroxyles et l'oxygène [89], donc, elle ne peut être employée comme réducteur de filtrat que si on augmente sa solubilité dans l'eau et cela est faite par introduction de groupements déterminés dans la molécule. Ces groupements peuvent être, entre autres, des radicaux carboxyméthyl, hydroxyéthyl ou sulfométhyl. Les deux premiers groupements sont pratiquement les seuls employés pour la réalisation des produits pour boues de forage [90] .

Les CMC sont caractérisées par :

- Leur *degré de dépolymérisation*, les produits obtenus donnent des solutions aqueuses d'autant moins visqueuses que leur poids moléculaire est plus faible ;
- Leur *degré de substitution*, on appelle degré de substitution le nombre de groupements CMC fixés sur la molécule.
- Leur *degré de pureté*, c'est à dire leur teneur en matière active, les autres produits parfois présents étant les sous-produits de la réaction.

La conversion de la cellulose en dérivés s'effectue par modification chimique simple.

Il est bien connu que la solubilité des dérivés de la cellulose dépend fortement non seulement du degré de substitution ( $D_s$ ) mais également de la distribution des substituants dans les unités de glucose et le long de la chaîne de cellulose.

Kötz et al [91] ont étudié la caractérisation des échantillons de CMC synthétisé du point de vue des données macromoléculaires et électrochimiques.



**b) Structure chimique de la Na-CMC**

La CMC est un polymère linéaire anionique à base de cellulose partiellement greffée par des groupes  $-OCH_2COO^-$  (figure 25).

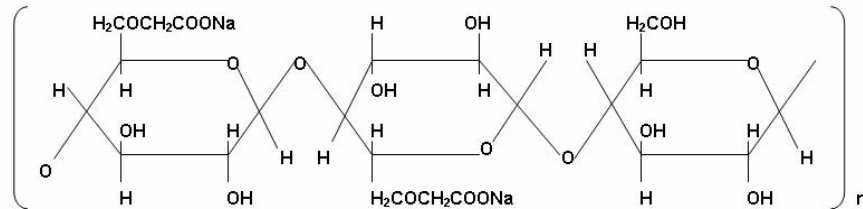


Figure 25: Structure chimique de la CMC [92]

Selon le degré de substitution ( $D_s$ ), qui indique le taux d'éthérisation moyen du monomère, les trois groupements hydroxyle de chaque motif monomère glucose peuvent être substitués par réaction chimique ( $D_s \leq 3$ ), mais, en pratique, même les groupements alcool primaire ne sont pas tous substitués ( $D_s < 1$ ).

La CMC est un polymère biodégradable et classée dans la catégorie des polymères flexibles puisque sa longueur de persistance est de l'ordre de 7 nm. Il rétrécit que lorsqu'on ajoute du sel à une solution de CMC, ses dimensions en solution diminuent fortement (Figure 26).

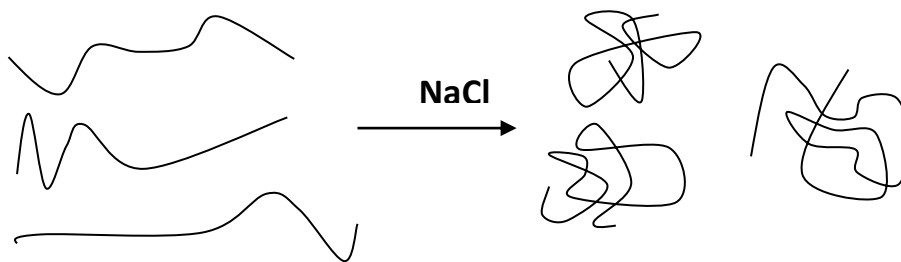


Figure 26: Réduction des chaînes de la CMC dans un milieu salin

**II.6.2. Tensioactif (dodécylsulfate de sodium SDS)**

Le dodécylsulfate de sodium (SDS ou NaDS), de formule  $(C_{12}H_{25}NaO_4S)$ , aussi connu sous le nom de laurylsulfate de sodium (SLS), est un surfactant ionique dont la principale caractéristique quantitative est sa capacité à réduire la tension superficielle à l'interface, car l'agent contient des substances hydrophile et en même temps groupes hydrophobes dans le temps (figure 27).

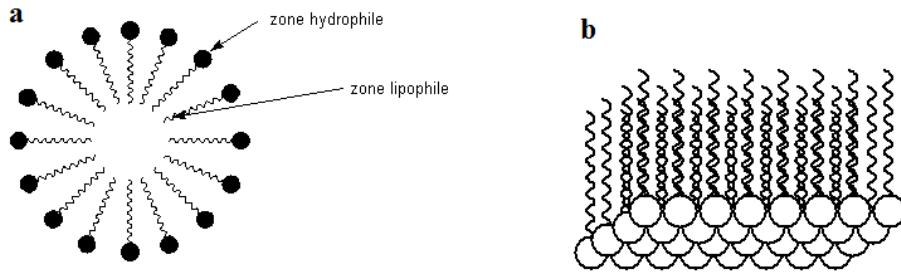


Figure 27 : a) Micelle, b) Position des molécules de tensioactif dans l'eau

La tête du tensioactif anionique est chargée négativement, cet attribut du le tensioactif aide à abaisser la tension interfaciale des fluides du réservoir, à changer la capacité et contrôle la capacité de mouvement afin d'augmenter la quantité de pétrole produit à partir d'un puits

[93]. La couverture complète du revêtement de la bentonite en terme d'adsorption physique et d'ancrage peut être obtenue en utilisant groupes anioniques de produits chimiques tels que le tensioactif anionique Sodium Dodecyl Sulfate.

La Figure 28 représente le processus d'adsorption du tensioactif SDS sur particules de bentonite, on peut voir que la quantité de SDS augmente plus les particules sont reliées entre eux.

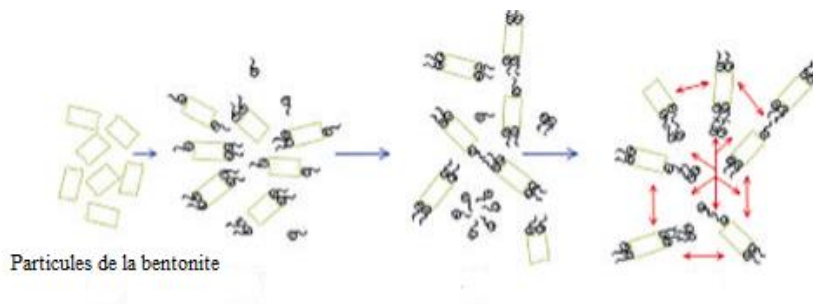


Figure 28 : Représentation schématique de l'adsorption du SDS sur la particule de la bentonite [44]

Cependant, Rosen (2012) [94] dans sa recherche a souligné que le surfactant a un effet limite de solubilité également connue sous le nom de concentration micellaire critique ou « *cmc* ». Cette concentration peut être atteinte lorsqu'elle est ajoutée à une solution avec de l'eau où la concentration interfaciale de tensioactif laissée constante, cependant simultanément les molécules du tensioactif va commencer à s'organiser dans la dispersion, ce processus s'appelle formation ou agrégation de micelles. Néanmoins, le facteur le plus important à

mentionner est que la formation des micelles affectera négativement la diminution de la tension interfaciale.

D'autre part, les études réalisées par Gardner (2000) [95] ont révélé que les tensioactifs n'ont pas d'effet négatif sur les propriétés de la bentonite.

## II.7. Paramètres analytiques de l'écoulement de la boue de forage dans un puits

### II.7.1. Introduction

De façon classique, on distingue dans les fluides en mouvement des écoulements libres, des écoulements internes et des écoulements externes. Cette classification structurelle est dictée par la géométrie des domaines fluides. Dans les écoulements libres tels que jets et panaches, les conditions aux limites sont rejetées à l'infini, sauf au voisinage de la source. Au contraire, les écoulements internes sont essentiellement confinés entre des parois. Les écoulements externes occupent une position intermédiaire, avec à la fois des conditions à l'infini et des conditions de paroi [96]. Dans ce chapitre on s'intéresse aux écoulements internes, tel que l'écoulement des fluides dans des conduites cylindriques. Ils sont abordés sous deux aspects complémentaires : les profils de vitesse et les dissipations d'énergie mécanique (pertes de charge).

### II.7.2. Spécificité et Critères de similitude dans les écoulements en conduite

Un écoulement peut être caractérisé par un ou plusieurs nombres adimensionnels. Ceux ci expriment les rapports des différentes forces qui sont en jeu.

#### a) Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est le rapport des forces d'inertie  $F_{inertie} = ma$  sur les forces visqueuse :  $F_{\mu} = \eta S \frac{du}{dx}$ , d'où l'expression :

$$R_e = \frac{\rho U D}{\eta} \quad 44$$

Où :  $a$  est l'accélération de la pesanteur ( $m \cdot s^{-2}$ ),  $\rho$  est la masse volumique du fluide ( $Kg/m^3$ ),  $U$  vitesse du fluide dans la conduite ( $m/s$ ),  $\eta$  sa viscosité dynamique ( $Pa \cdot s$ ),  $\nu$  sa viscosité cinématique où  $\nu = \frac{\eta}{\rho}$  ( $m^2/s$ ) et  $D$  est le diamètre du tube ( $m$ ).

### **Expériences de Reynolds**

Les multiples expérimentations de réalisées par l'ingénieur anglais Osborne REYNOLDS (1842 – 1912) ont permis de découvrir les caractéristiques propres d'un fluide réel et de mettre en évidence les deux catégories d'écoulement possible.

L'expérience historique d'Osborne REYNOLDS consiste à faire s'écouler dans un tube transparent un filet coloré du même liquide que celui qui circule dans le tube et à la même vitesse (figure 29).

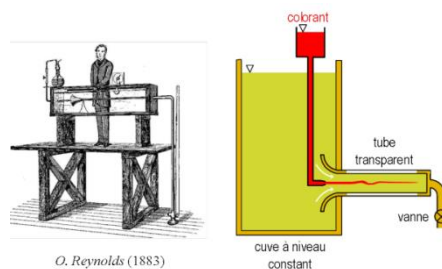


Figure 29 : Expérience historique d'Osborne REYNOLDS [97]

Suivant les valeurs de la vitesse, deux situations distinctes apparaissent [98] :

#### ***i) Le régime laminaire***

Lorsque la vitesse commune du filet coloré et du fluide principal est faible le fluide coloré suit une trajectoire rectiligne, parallèle à l'axe du tube, l'écoulement est caractérisé par :

- Une distribution de vitesse parabolique ;
- Les couches glissent les une par rapport aux autres ;
- Les filets de fluides ne se mélangent pas...

Dans ce cas, les forces de frottement visqueux dominent, et imposent *un régime laminaire*.

Considérant un point M de l'écoulement, les trois composantes du vecteur vitesse sont caractérisées par :  $u_M = v_M = 0$  et  $w_M = V$  (Figure 30).

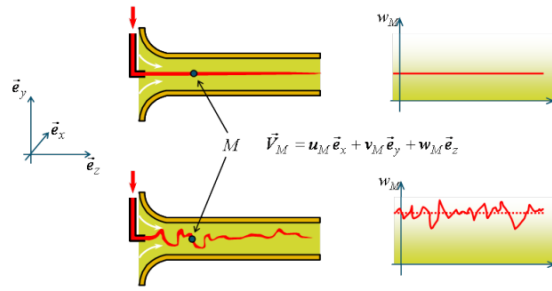


Figure 30 : Formalisation de l'expérience d'Osborne [97]

## ii) Le régime turbulent

Lorsque la vitesse commune du filet coloré et du liquide principal est élevée, le mouvement du liquide coloré devient beaucoup plus complexe, dans toutes les directions et variant dans le temps et dans l'espace, en direction et en intensité, l'écoulement est caractérisé par :

- Une répartition de vitesse aléatoire ;
- Apparition de tourbillons ;
- Les particules de fluides se déplacent dans toutes les directions...

Dans ce cas, le transfert de quantité de mouvement par advection domine et impose un régime turbulent.

*Advection : le transport d'une grandeur physique d'un point  $\zeta$  un autre d'un fluide par mouvement d'ensemble de ces molécules.*

La transition entre régime laminaire et régime turbulent est naturelle et inévitable dès qu'on augmente la vitesse d'écoulement d'un fluide donné dans un tube de diamètre donné, mais elle peut également se produire sous l'effet des propriétés du fluide (masse volumique et viscosité) ou selon le diamètre du tube.

La nature laminaire ou turbulente de l'écoulement ne suffit pas à caractériser complètement le champ des vitesses, car la structure de l'écoulement est également modélisée par la forme des parois.

Dans une canalisation rectiligne de section constante. Le phénomène de couche limite se manifeste dès l'entrée au voisinage de la paroi ; mais au-delà d'une certaine distance, comme la paroi enveloppe complètement le fluide dans la direction perpendiculaire à

l'écoulement, la couche limite vient interférer avec elle-même pour donner naissance à une nouvelle structure lorsque l'écoulement établi ; celui-ci possède toujours les caractères d'un écoulement de couche limite, mais il s'ordonne d'une façon particulière sous l'influence des conditions aux limites.

La zone d'établissement [99] du régime dynamique s'observe aussi bien en laminaire qu'en turbulent, mais sa structure n'est pas la même dans les deux cas. Supposons pour simplifier que la répartition de vitesse soit uniforme dans la section d'entrée du conduit (figure 31) :

- En laminaire la couche limite laminaire s'épaissit régulièrement jusqu'à occuper l'ensemble de la veine fluide, ce qui donne naissance au régime établi. Dans la partie centrale appelée aussi *noyau central* le fluide est l'objet d'une accélération qui compense le freinage subi dans la zone de couche limite. Le calcul sera donc ici plus complexe que dans les écoulements externes puisque la vitesse  $U$  hors de la couche limite dépend à la fois de la distance  $x$  à l'entrée et de la distance à la paroi. La longueur d'établissement  $Le$  est donnée approximativement par :  $(Le/D) = 0.06$  lorsque la section est circulaire, de diamètre  $D$ .

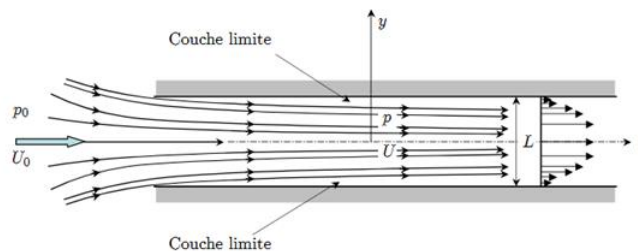


Figure 31 : Ecoulement entre deux parois planes [99]

- En turbulent, la couche limite est d'abord laminaire, puis se subdivise comme sur une plaque plane en couche limite turbulente et sous-couche visqueuse. Dans le noyau central on note, là encore, une accélération du fluide (figure 32).

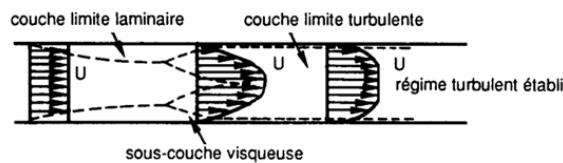


Figure 32 : Etablissement du régime turbulent dans une canalisation de section circulaire ou entre deux plans parallèle [99]

Lorsque le régime établi est atteint il y a coexistence d'une couche limite turbulente, qui occupe la quasi-totalité de la section, et d'une mince sous-couche visqueuse au voisinage des parois.

On admet que la *longueur d'établissement* (distance nécessaire pour atteindre le régime turbulent établi) avec une section circulaire est de l'ordre de :  $(Le/D) = 0.63Re^{0.25}$ .

En pratique, il est évidemment rare que le profil de vitesse à l'entrée soit uniforme ; la longueur d'établissement va s'en trouver un peu affectée mais la description du phénomène reste globalement valable. L'analyse des écoulements non établis sera en outre complétée plus loin car leur importance peut être significative au point de vue dynamique (pertes de charge singulières) ou thermique (échangeurs). Cependant, la suite de ce chapitre portera principalement sur les écoulements établis, dont il convient maintenant de proposer une définition quantitative.

### b) Quelques expressions du nombre de Reynolds

Pour un fluide Pour un fluide visqueux newtonien, le nombre de Reynolds est défini par :

$$Re = \frac{\rho \cdot U \cdot D}{\eta} = \frac{U \cdot D}{\nu} \quad 45$$

- Si  $Re \leq 2000$ , le régime est laminaire et les forces de viscosité sont prépondérantes ;
- Si  $Re \geq 4000$ , le régime est turbulent ;
- Si  $2000 \leq Re \leq 4000$ , le régime est transitoire (généralement turbulent).

Dans le cas des fluides non-newtoniens, la détermination du nombre de Reynolds est beaucoup plus complexe et de nombreuses définitions ont été proposées pour le caractériser.

- *Nombre de Reynolds apparent*

Le nombre de Reynolds apparent  $Re_{app}$  représente le rapport des forces d'inertie sur les forces de viscosité apparente  $\eta_{app}$  du fluide, Le nombre de Reynolds apparent se révèle d'un grand intérêt pratique pour l'étude des fluides non-newtoniens en écoulement laminaire ou turbulent.

On le définit comme suit :

$$Re_{app} = \frac{\rho \cdot U \cdot D}{\eta_{app}} \quad 46$$

Où :

$\rho$  est la masse volumique du fluide (Kg/m<sup>3</sup>),  $U$  vitesse du fluide dans la conduite (m/s),  $\eta_{app}$  sa viscosité apparente (Pa.s) et  $D$  est le diamètre du tube (m).

- *Nombre de Reynolds généralisé*

Pour étudier ce type de fluide, Metzner & Reed (1955) ont proposé un nombre de Reynolds généralisé  $Re_g$ , obtenu à partir de la définition du coefficient de frottement en écoulement laminaire.

On le définit comme suit

$$f = \frac{64}{Re_g} \quad 47$$

$$Re_g = \frac{\rho U^{2-n} D^n}{8^{n-1} K \left(\frac{3n+1}{4n}\right)^n} \quad 48$$

Où

$\rho$  est la masse volumique du fluide (Kg/m<sup>3</sup>),  $U$  vitesse du fluide dans la conduite (m/s),  $D$  est le diamètre du tube (m),  $K$  et  $n$  sont les paramètres de *Herschel Bulkley*.

Comme pour les fluides newtoniens, la limite du nombre de Reynolds généralisé qui détermine un régime d'écoulement laminaire est à  $Re_g = 2100$ , au delà de cette valeur le régime d'écoulement est considéré turbulent.

- *Nombre de Reynolds à seuil*

Pour étudier l'écoulement des fluides à contrainte seuil, on a introduit un nombre de Reynolds qui tient compte de ce paramètre et qu'on définit comme suit :

$$Re_s = Re_g w^n (1 - \xi)^{n+1} \quad 49$$

Où :



$$Re_g = \frac{\rho U^{2-n} D^n}{8^{n-1} K \left( \frac{3n+1}{4n} \right)^n}$$

$$w = 1 + \frac{2\xi n}{2n+1} + \frac{2\xi^2 n^2}{(2n+1)(n+1)}$$

$$\xi = \frac{\tau_0}{\tau_p} = \frac{\text{contrainte seuil}}{\text{contrainte du paroi}}$$

- Pour un fluide à seuil de Bingham l'expression 49 est appliquée à  $n = 1$  ;
- Pour un fluide à seuil de Herschel-Bulkley l'expression 49 est appliquée à  $n \neq 1$ .

### II.7.3. Perte de charge (Coefficient de friction)

#### a) Définition

Au cours de l'écoulement les fluides visqueux génèrent des frottements aux parois de la conduite qui provoquent une perte d'énergie. L'estimation de cette perte se fait par l'emploi d'un nombre sans dimension appelé facteur de frottement  $f$  [100], ce est donc un critère de similitude associé aux forces de viscosité. Dans les écoulements internes, il est construit par convention avec une vitesse de référence qui est la vitesse débitante, et une contrainte pariétale.

Alors ; on écrit :

$$f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U_{moy}^2} \quad 50$$

Où :

$\tau_p$  la contrainte au paroi de la conduite (Pa) ;  $\rho$  densité du fluide ;  $U_{moy}$  la vitesse débitante (m/s) ;  $(\frac{1}{2}\rho U_m^2)$  représente l'expression de l'énergie cinétique volumique du fluide.

La contrainte à la paroi dans une conduite cylindrique est donnée par la formule  $(\tau_p = \frac{\Delta P D}{L 4})$

De manière générale, les pertes de charge peuvent d'écrire en introduisant la formule de la contrainte à la paroi  $\tau_p$  dans l'expression de  $f$  :

$$\Delta P = f \frac{1}{2} \rho U_m^2 \frac{L}{D_h} \quad 51$$

Il s'agit de l'équation de *Darcy-Weisbach*

Où

$\Delta P$  la perte de pression (Pa) ; L la longueur de mesure (m).

La connaissance du coefficient de frottement permet de prédire l'évolution de la perte de charge, celle-ci dépend du régime d'écoulement, de la nature du fluide et de la géométrie de la conduite.

### b) Régime laminaire

- Fluide indépendant du temps

En régime laminaire les forces de viscosité sont prépondérantes sur les forces d'inertie. Des relations très précises permettent alors de prédire l'évolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour tous type de fluide (Newtonien, à la loi de puissance ou à contrainte seuil) :

$$f = \frac{64}{Re} \quad 52$$

- Fluide dépendant du temps [101]

Pour ce type de fluides, de nombreuses publications qui ont traité de l'écoulement isotherme d'un fluide thixotrope dans un tube circulaire horizontal, voir par exemple Sestak et Zitny (1976) [102], Kembrowski et Petera (1981) [103] et Sestak et al. (1990) [101]. Ces auteurs ont proposé la relation suivante :

$$f = \frac{64}{Re_g} \left[ 1 - (1 - SN) \cdot De \cdot \left( 1 - e^{\left(\frac{-1}{De}\right)} \right) \right] \quad 53$$

Où

SN c'est le facteur de structure qui relie la consistance du fluide à l'entrée de la conduite avec la consistance du fluide à l'état d'équilibre [101].

$$SN = \frac{1 + \lambda_0 \frac{\Delta K}{K}}{1 + \lambda_e \frac{\Delta K}{K}} \quad 54$$

$K$  c'est le coefficient de consistance du fluide thixotrope avec une structure complètement dégradée (Pa.s<sup>n</sup>) ;

$\Delta K$  c'est une partie du coefficient de consistance du fluide thixotrope avec une structure complètement dégradée (Pa.s<sup>n</sup>).

$\lambda_0$  ,  $\lambda_e$  sont les paramètres de structure initial et à l'équilibre (sans dimension)

$$\lambda_e = \frac{a}{a+b\dot{\gamma}_p^m} \quad 55$$

$\dot{\gamma}_p$  le taux de cisaillement à la paroi de la conduite (s<sup>-1</sup>) ;

$a$  c'est le temps constant de rétablissement quand le taux de cisaillement  $\dot{\gamma} \sim 0$  (s<sup>-1</sup>) ;

$b$  c'est une partie du temps constant dans le processus de dégradation de structure (s<sup>m-1</sup>) ;

$m$  c'est un paramètre indiquant l'influence du taux de cisaillement sur le temps constant du processus de dégradation ou recouvrance (sans dimension).

$De$  c'est le nombre de Deborah (rapport du temps caractéristique d'évolution de la structure sur le temps caractéristique de transit du fluide dans la conduite).

$$De = \frac{3n+1}{n+1} \frac{U}{L(a+b\dot{\gamma}_p^m)} \quad 56$$

$n$  c'est l'index de la loi de puissance (sans dimension) ;

$U$  c'est la vitesse débitante (m/s).

### c) Régime turbulent

En régime d'écoulement turbulent de nombreuses corrélations existent pour prédire l'évolution du coefficient de frottement

#### i) Etat de surface et diamètre de la conduite

En régime turbulent, à tous les paramètres déjà retenus dans le cas du régime laminaire s'ajoute un nouveau paramètre qui est *la rugosité de la paroi de la conduite*, qui joue un rôle très important. En effet, l'écoulement devient de plus en plus sensible à de petites

perturbations et les aspérités vont dévier localement la trajectoire des particules et promouvoir la turbulence.

Pour une conduite de diamètre  $D$ , on définit la rugosité relative par le quotient  $(\varepsilon/D)$ , où  $\varepsilon$  est une épaisseur moyenne caractérisant la hauteur, la forme, le nombre et la répartition des aspérités. Cette grandeur  $\varepsilon$  est appelée la rugosité absolue.

▪ *Expérience de Nikuradsé*

En 1939, *Nikuradsé* a étudié l'influence de la rugosité sur le profil de vitesse dans des écoulements en conduites cylindriques. Le principe de cette expérience consiste à faire varier la rugosité artificiellement en collant sur les parois des grains de sable de tailles variables. La figure montre les résultats d'essais effectués par *Nikuradsé* (figure 33) :

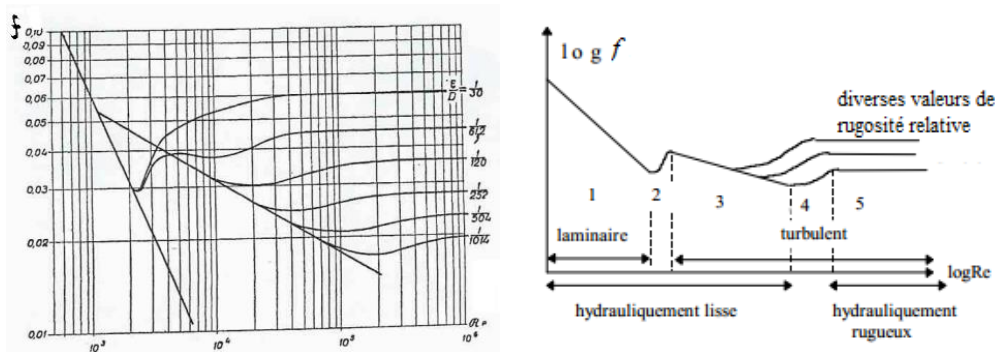


Figure 33 : Courbes de Nikuradsé [104], [105]

Ces courbes représentent, en coordonnées logarithmiques, le coefficient de perte de charge unitaire  $f$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re$ . Elles sont tracées pour différentes valeurs de la rugosité relative  $(\varepsilon/D)$ .

Tout d'abord, on constate que la notion de rugosité est relative au type d'écoulement [106]. De ces résultats expérimentaux, on tire les conclusions suivantes :

- **Région 1** ( $Re < 2000$ ) :

Quelque soit l'état de la surface, l'écoulement est laminaire et les données suivent la loi de Hagen-Poiseuille ;

$$f = \frac{64}{Re}$$

- **Région 2 :**

Zone de transition laminaire-turbulent mal définie.

- **Région 3** ( $4000 < Re < 10^5$ ):

Le coefficient de perte est donné par la relation de *Blasius (1911)*. Formule dans laquelle la rugosité n'intervient pas.

$$f = 0.316Re^{-0.25} \quad 57$$

Dans ce domaine, l'écoulement est *turbulent lisse*.

- **Région 4** ( $Re > 10^5$  jusqu'à l'horizontal) :

Le coefficient de perte est donné par la 1<sup>ère</sup> équation de *Karman-Prandtl* :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2 \log(Re\sqrt{f}) - 0.8 \quad 58$$

- **Région 5** (dans le domaine de l'horizontal) :

Le coefficient de perte est indépendant du nombre de Reynolds. Son expression est donnée par la 2<sup>ème</sup> équation de *Karman-Prandtl* :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 1.74 - 2 \log\left(\frac{2\varepsilon}{D}\right) \quad 59$$

Dans ce domaine, l'écoulement est *turbulent rugueux*.

▪ *Formule de Colebrook : diagramme de Moody*

Pour les conduites industrielles, les valeurs du coefficient de perte de charge s'alignent sur une courbe qui s'écarte légèrement de la courbe de *Nikuradse*. Une équation empirique a été proposée par *Colebrook* en 1939. C'est une relation implicite qui représente assez bien les résultats expérimentaux obtenus par plusieurs chercheurs en utilisant différents fluides [107]. Cette équation représente la totalité des courbes, depuis  $Re = 4000$  à  $Re < 10^8$

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log\left(\frac{2.51}{Re\sqrt{f}} + \frac{\varepsilon}{3.71D}\right) \quad 60$$

Si le nombre de *Reynolds* devient très grand (c.-à-d. que la rugosité absolue  $\varepsilon$  tend vers l'infini) l'expression de *Colebrook* (équation 60) tend vers la loi de *Karman-Prandtl* (équation 59) en régime turbulent rugueux ;

Si la rugosité des parois devient négligeable (c.-à-d. que la rugosité absolue  $\varepsilon$  tend vers zéro) l'expression de *Colebrook* (équation 60) tend vers la loi de *Blasius* (équation 57) ;

Il est souvent commode d'utiliser une représentation graphique du coefficient de perte de charge  $f$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re$ , paramétrée par les valeurs de la rugosité relative  $\frac{\varepsilon}{D}$  ; c'est le diagramme de *Moody* (figure 34).

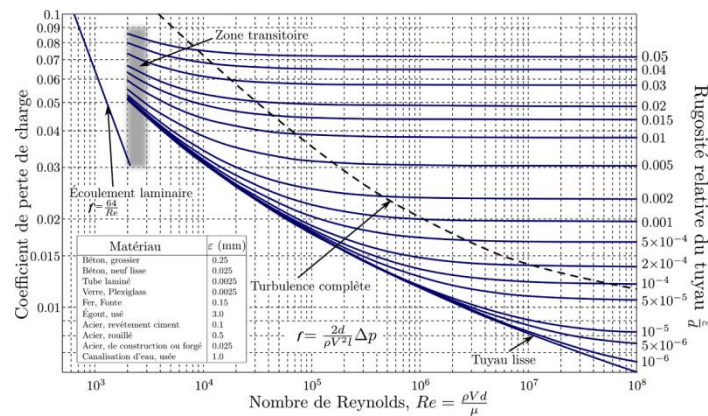


Figure 34 ; Diagramme de *Moody* [108]

Il s'agit d'un abaque de calcul direct du coefficient de perte de charge, à partir du nombre de Reynolds et de la rugosité relative de la paroi interne de la conduite. Pour s'en servir, il faut préalablement calculer le nombre de Reynolds et la rugosité relative. Une fois que ces grandeurs sont connues, on peut lire directement le coefficient de perte de charge sur le graphique [108].

La représentation en coordonnées logarithmiques est connue sous le nom du *diagramme de Colebrook*.

#### II.7.4. Application du coefficient de perte de charge sur quelques modèles rhéologiques

Les fluides dépendants du temps en écoulement, en régime turbulent ne sont pas traités. On suppose en effet que l'influence des effets de la thixotropie devient négligeable.

##### a) Fluide newtonien

A partir de la théorie de la longueur des mélanges de Prandtl, on obtient la relation qui donne l'évolution du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2.51 \log(Re\sqrt{f}) + 0.017 \quad 61$$

Pour des nombres de Reynolds compris dans la fourchette  $4000 < Re < 10^5$ , on applique la relation proposée par Blasius (équation 57)

$$f = 0.316 Re^{-0.25} \quad 57$$

##### b) Fluide non-newtonien

Dodge et Metzner (1959) ont corrélé les résultats expérimentaux du coefficient de perte de charge  $f$  pour l'écoulement turbulent des fluides à la loi de puissance dans les conduites lisses sous la forme généralisée de l'équation de Karman[109].

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = \frac{4}{n^{0.75}} \log \left[ Re_g(f)^{1-\frac{n}{2}} \right] - \frac{0.4}{n^{1.2}} \quad 62$$

Où

$n$  est l'indice d'écoulement

$Re_g$  est le nombre de Reynolds généralisé de Metzner.

Cette corrélation est illustrée dans la figure 7. Les lignes brisées représentent l'extrapolation de l'équation 19 pour les valeurs de  $n$  et  $Re_g$  au-delà de celles mesurées par Dodge et Metzner. Des études plus récentes tendent à confirmer les résultats de Dodge et Metzner, mais n'étend pas considérablement la gamme d'applicabilité. Ayant déterminé la valeur du coefficient de perte de charge  $f$  pour un débit spécifié et donc  $Re$ , le gradient de pression peut être calculé [110].

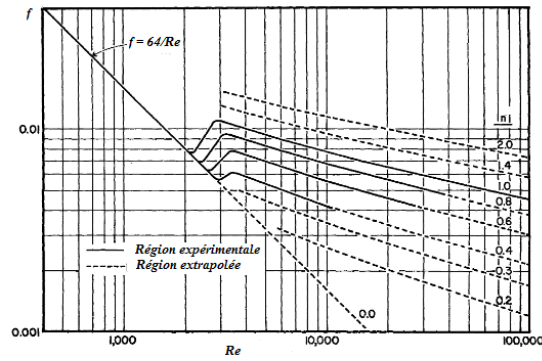


Figure 35 ; Diagramme du coefficient de perte de charge pour les fluides non-newtoniens purement visqueux [109]

Pour étudier l'écoulement des fluides à contrainte seuil, Torrance cité par Garcia (1987) s'est appuyé sur la théorie de la longueur des mélanges de Prandtl, et a donné une relation pour évaluer le coefficient de frottement d'un fluide de *Herschel-Bulkley* :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 0.45 - \frac{2.75}{n} + \frac{1.97}{n} \ln(1 - \xi) + \frac{1.97}{n} \ln \left[ Re_g \left( \frac{1+3n}{4n} \right)^n (f)^{1-\frac{n}{2}} \right] \quad 63$$

Où

$n$  est l'indice d'écoulement

$Re_g$  est le nombre de *Reynolds* généralisé de *Metzner*.

$$\xi = \frac{\tau_0}{\tau_p} = \frac{\text{contrainte seuil}}{\text{contrainte du paroi}}$$

Pour une boue plastique en régime turbulent le coefficient de perte de charge  $\lambda$  de Bingham est donné par la loi de *Virk* qui s'écrit [2] :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 19 \log [Re_g \sqrt{f}] - 32.4 \quad 64$$



# **Chapitre III**

## **III. Ecoulement d'un fluide de forage dans un puits de forage**

### III.1. Introduction

Dans cette partie nous allons considérer principalement des écoulements dans une conduite circulaire. Pour décrire l'écoulement d'un fluide on peut, de manière analogue à ce que l'on fait en mécanique du solide, isoler (par la pensée ou en trouvant un moyen de visualisation, coloration par exemple) une partie restreinte du fluide appelée *particule* et la suivre au cours du temps c'est-à-dire connaître à chaque instant  $t$  sa position  $M_i$ , l'ensemble des points  $M_i$  constitue la trajectoire de la particule.

### III.2. Accélération d'une particule fluide

Dans la description d'un écoulement fluide, l'accélération  $\vec{a}$  d'une particule fluide  $M$  vérifie :

$$\vec{a}(\mathbf{M}, t) = \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) \vec{U} \quad 65$$

Où

$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t}$  Correspond à l'accélération locale de la particule,

$(\vec{U} \cdot \overrightarrow{\text{Grad}}) \vec{U}$  Correspond au caractère non uniforme de l'écoulement (advection).

### III.3. Fluide visqueux

L'approximation de fluide parfait est insuffisante pour décrire certains écoulements et pour lesquels des ajustements sont nécessaires sur les modèles globaux (Bernoulli généralisé) [112].

Considérons un écoulement dans le plan  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$ , unidirectionnel, les variations de vitesses ne dépendant que de  $y$

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} U \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U(y,t) \\ v \end{pmatrix} =$$

$U(y, t) \vec{e}_x$  (figure 36) :

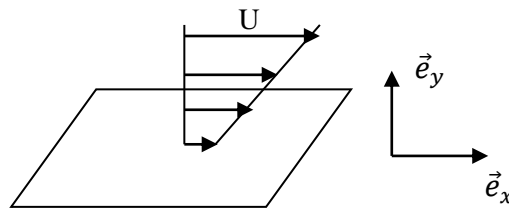


Figure 36 : Écoulement plan et parallèle

L'état de contrainte d'un fluide Newtonien en mouvement est donné en utilisant l'écriture sous forme tensorielle par :

$$\bar{\sigma} = -p\bar{I} + \bar{\tau} \quad 66$$

Où

$P$  désigne la pression hydrostatique en (Pa),  $\tau$  est le tenseur des contraintes visqueuses en (Pa), qui s'exerce localement sur une facette d'orientation  $y$ , dans la direction  $x$  et dépend de la variation de la vitesse (taux de cisaillement),  $\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial y}$

Les forces de cisaillement s'exerçant sur un élément de volume  $dV$  se ramène à :

$$\vec{F}_\mu = \mu \frac{\partial \tau}{\partial y} \vec{e}_x = \mu \frac{\partial^2 U}{\partial^2 y} \vec{e}_x \quad 67$$

### III.4. Equations de l'écoulement

La dynamique du processus d'écoulement peut être décrite à l'aide des équations fondamentales d'écoulement *des fluides visqueux compressibles* (aussi nommés fluides réels). Ces équations ne sont que l'écriture du principe fondamentale de la dynamique PFD d'une particule fluide, groupés dans le modèle de Navier-Stokes.

Les principes fondamentaux de la physique des moyennes continues:

- c) Le principe de conservation de la masse (équation de continuité);
- d) Le principe de conservation de la quantité de mouvement (équation de Navier – Stokes)
- e) Le principe de conservation de l'énergie (équation de Bernoulli).

#### III.4.1. Équation de la conservation de la masse

L'équation de continuité assure la conservation de la masse du fluide dans n'importe quel volume de contrôle inclus dans son domaine de mouvement [113][114], elle s'écrit de la façon suivante pour un fluide de densité  $\rho$  et de champ de vitesse  $\vec{U}$  :

Globalement, dans un tube de courant :

$$Q_m = \int \frac{dm}{dt} = \iint \rho U dS = Cste \quad 68$$

Localement, sur un élément de fluide :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{Div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad 69$$

Deux cas particuliers sont alors à considérer[115] :

- Cas1 : Si le fluide est incompressible, la masse volumique n'évolue pas au cours du temps et l'équation de conservation de la masse se réduit à :

$$\text{div} \mathbf{u} = 0 \quad 70$$

Pour un écoulement stationnaire ou non stationnaire. Cet écoulement est dit isovolume. L'équation (70) exprime la conservation du volume d'un élément de fluide au cours de sa déformation par l'écoulement.

- Cas 2 : c'est le cas d'un écoulement stationnaire  $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$  alors  $\text{Div}(\rho \mathbf{u}) = 0$ , c'est-à-dire

$$\rho \text{Div} \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \rho = 0 \quad 71$$

En dehors du cas 1, l'écoulement peut être isovolume si  $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \rho = 0$ , c'est-à-dire les variations de masse volumique sont orthogonales, en tout point, au vecteur vitesse.

### III.4.2. Equation de conservation d'énergie ou équation de Bernoulli

Pour un fluide visqueux, pour le quel les frottements (donc la viscosité) ne sont pas négligés (qui est le cas contraire des fluides parfaits), les vitesses en différent point d'une même section se diffèrent ( $U_{moy}$ ). Le bilan d'énergie se traduit alors par l'équation de Bernoulli pour un fluide visqueux :

$$P + \frac{1}{2} \rho \alpha U_{moy}^2 + \rho g y = Cste \quad 72$$

Où

$\rho$  est la m masse volumique en Kg/m<sup>3</sup>.

$U_m$  est la vitesse débitante du fluide en m/s,

$g$  est la gravité terrestre 9.81 m/s<sup>2</sup>.

$y$  est le dénivelé vertical du conduit en mètres.

$P$  est la pression statique en pascals.

$\rho g y$  : est la pression de pesanteur ou énergie potentielle

$\frac{1}{2} \rho \alpha U_{\text{moy}}^2$  : est la pression cinétique ou énergie cinétique volumique

$P$  : est l'énergie de pression.

$\alpha$  est un coefficient correctif appelé *coefficient d'énergie cinétique* [116]

- Pour les fluides parfaits  $\alpha = 2$  (pas de viscosité,  $\mu \sim 0$ )
- Pour les fluides réels, en écoulement turbulent (soit la grande majorité des écoulements industriels) on prend  $\alpha = 1$  sans que cela amène une erreur appréciable

### III.4.3. Equation de Navier-Stokes

Pour les fluides parfaits incompressible le principe fondamental de la dynamique PFD se traduit par l'équation d'Euler (1752) [117] :

$$\rho \mathbf{g} + \nabla P = \rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) \quad 73$$

Où

$\left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right)$  Correspond à l'accélération  $\vec{a}$  en (m/s<sup>2</sup>)

$(\rho \mathbf{g})$  Correspond aux forces de gravité

$\nabla P$  Correspond aux forces volumiques de pression.

Pour un fluide visqueux en mouvement avec une vitesse  $\mathbf{u}$ , le principe fondamental de la dynamique PFD se traduit par l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{u} \quad 74$$

Même démonstration que l'équation d'Euler, en tenant compte de la force supplémentaire  $(\mu \Delta \vec{U} = \mu \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\tau})$  liée à la viscosité (cisaillement).

L'équation de Navier-Stokes est une extension de l'équation d'Euler ; elle est donc tout aussi difficile à résoudre : elle est non linéaire et n'admet pas en général de solutions analytiques. Il existe deux cas particuliers où la résolution est plus facile (disparition du terme non linéaire  $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$ ).

### III.5. Résolution de l'équation de Navier-Stokes [118]

Les profil de vitesse dans un écoulement cylindrique ont été étudiés depuis longtemps et sont très bien défini. Il est intéressant de comparer les profils de vitesses dans des conditions identiques selon que le fluide newtonien et non newtonien.

Considérant que le fluide a un faible nombre de Reynolds (laminaire), dans ce type d'écoulements les vitesses sont faibles et les forces visqueuses sont importantes l'équation de Navier-Stokes devient :

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}) \ll \mu \nabla^2 \mathbf{u} \Rightarrow \rho \left( \frac{d\mathbf{u}}{dt} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{u}$$

75

#### III.5.1. Pression hydrostatique dans les écoulements horizontaux

Dans le cas des écoulements horizontaux, les forces de pesanteur ont un rôle mineur [118]; on masque alors les effets de ces forces en introduisant la pression dynamique  $P_{dyn}$  telle que :

$$P = P_{st} + P_{dyn} \tag{76}$$

$P_{st}$  est la pression hydrostatique c'est à dire la pression qui règnerait dans le fluide avec la même géométrie s'il était immobile ( $\nabla P_{st} = \rho \mathbf{g}$ )

L'équation de Navier Stokes s'écrit alors :

$$\rho \left( \frac{d\mathbf{u}}{dt} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{u} \Rightarrow \rho \left( \frac{d\mathbf{u}}{dt} \right) = \nabla P_{st} - \nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{u}$$

$$\Rightarrow \rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right) = \nabla (P_{st} - P) + \mu \nabla^2 \mathbf{u}$$

$$\Rightarrow \rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right) = -\nabla P_{dyn} + \mu \nabla^2 \mathbf{u} \tag{77}$$

#### III.5.2. Cas d'un fluide Newtonien

##### a) Écoulement dans une conduite

L'écoulement de type Hagen-Poiseuille consiste à faire couler un fluide visqueux dans une conduite cylindrique horizontale de rayon  $R$  et de longueur  $L$ , en régime stationnaire. L'écoulement est créé par déplacement du gradient de pression uniquement [119] (figure 37).

On note  $P_e$  la pression du fluide à l'entrée du cylindre ( $x = 0$  et  $r = 0$ ) ;  $P_s$  la pression du fluide à la sortie du cylindre ( $x = L$  et  $r = 0$ ) et  $\Delta P = P_s - P_e$

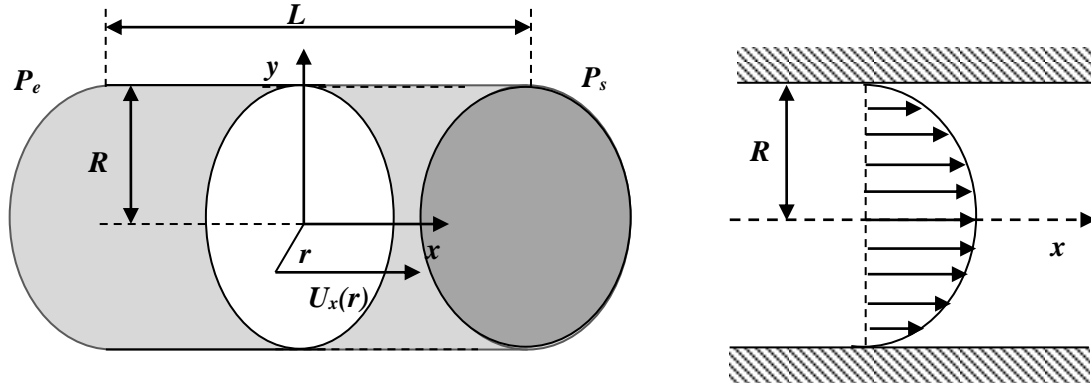


Figure 37 : Écoulement de poiseuille et profil de vitesse

On suppose que :

- l'écoulement est incompressible (équation de continuité):  $Div \vec{U} = \frac{\partial U_x}{\partial x} = 0$  ;
- l'écoulement est stationnaire (permanent) :  $\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = \vec{0}$  ;
- la vitesse unidimensionnelle :  $\vec{U} = U_x \vec{e}_x$  ;
- le problème invariant par rotation autour de  $\vec{e}_x$  :  $\vec{U}(r, \theta, x) = \vec{U}(r, x)$  ;
- l'effet de la pesanteur est négligé.

▪ *Profil de vitesse*

La projection de l'équation de Navier Stokes ( équation 32) donne les trois composants :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial P}{\partial r} = 0 \\ -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} = 0 \\ -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial U_x}{\partial r} \right) = 0 \end{array} \right. \quad 78$$

On en déduit  $P(x) = P_e - kx$  et comme  $\Delta P = P(L) - P(0) = P_s - P_e$  et à  $x = L$  on trouve que  $k = -\frac{P(L)-P(0)}{L} = -\frac{\Delta P}{L}$ . Donc :

$$\begin{aligned} \mu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial U_x}{\partial r} \right) &= -\frac{\Delta P}{L} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial U_x}{\partial r} \right) = -\frac{\Delta P}{\mu L} r \\ &\Leftrightarrow r \frac{\partial U_x}{\partial r} = -\frac{\Delta P}{\mu L} \frac{r^2}{2} + A \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial U_x}{\partial r} = -\frac{\Delta P}{\mu L} \frac{r}{2} + \frac{A}{r}$$

$$\Leftrightarrow U_x(r) = -\frac{\Delta P}{\mu L} \frac{r^2}{4} + A \ln r + B \quad 79$$

On détermine A et B grâce aux conditions aux limites

$$\lim_{r \rightarrow 0} U(r) \text{ n'est pas défini} \Rightarrow A = 0 \text{ et } U(R) = 0 \Rightarrow B = \frac{R^2}{4\mu} \frac{\Delta P}{L}$$

$$U_x(r) = \frac{\Delta P}{4\mu L} (R^2 - r^2) \quad 80$$

La vitesse maximale est donnée à  $r = 0$

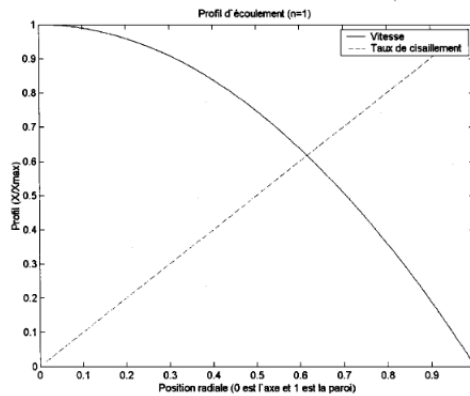


Figure 38 : Profil de vitesse Newton [120]

Le profil de vitesse est une parabole ayant son sommet sur l'axe de la conduite avec une vitesse maximale  $U_{max} = \frac{\Delta P}{4\mu L} R^2$  tandis que le profil de taux de cisaillement est une droite.

- *Débit volumique*

Le débit volumique est obtenu en intégrant le profil de ( $r = 0$  à  $r = R$ )

$$D_v = \iint \vec{U}_x \cdot \vec{dS} \quad 81$$

$$D_v = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^R U_x \cdot r dr = 2\pi \int_0^R U_x(r) r dr = 2\pi \int_0^R \frac{\Delta P}{4\mu L} (R^2 - r^2) r dr \quad 82$$

Et on aura la loi de poiseuille

$$D_v = \frac{\pi R^4}{8\mu L} \Delta P \quad 83$$

- *vitesse débitante*



La vitesse débitante est donnée par l'expression :

$$U_m = \frac{D_v}{S} = \frac{R^2 \Delta P}{8\mu L} = \tau_p \frac{R}{8\mu} \quad 84$$

Ainsi nous pouvons obtenir le profil de vitesse adimensionnel :

$$\frac{U_x(r)}{U_m} = 2 \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad 85$$

- *Taux de cisaillement*

$$\dot{\gamma} = -\frac{dU_x}{dr} = -\frac{d}{dr} \left( \frac{\Delta P}{4\mu L} (R^2 - r^2) \right)$$

$$\dot{\gamma} = -\left( \frac{\Delta P}{4\mu L} \left( \frac{dR^2}{dr} - \frac{dr^2}{dr} \right) \right)$$

$$\dot{\gamma} = \frac{\Delta P r}{2L \mu} \quad 86$$

- *Contrainte de cisaillement et pariétale*

On sait que pour un fluide newtonien la contrainte de cisaillement s'exprime  $\tau = \mu \dot{\gamma}$  ; alors :

$$\tau = \frac{r}{2} \frac{\Delta P}{L} \quad 87$$

La contrainte à la paroi est déterminée à la condition  $r = R$

$$\tau_p = \frac{R \Delta P}{2L} \quad 88$$

Des deux équations précédentes (équations 44 et 45) on déduit :

$$\frac{\tau}{\tau_p} = \frac{r}{R} \quad 89$$

- *Coefficient de frottement*

Le coefficient de frottement  $f$  est établi à partir de la mesure de la perte de charge  $\Delta P$  [121] en

utilisant l'expression  $f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U_{moy}^2} = \frac{\Delta P}{L} \cdot \frac{R}{\rho U_{moy}^2}$

On a l'expression de  $\left( \frac{\Delta P}{L} \right)$  en fonction de la vitesse débitante  $U_m$  est :

$$\tau_p = U_{moy} \frac{8\mu}{R} \quad 90$$

Remplaçant cette équation dans l'équation (7), on trouve :

$$f = \frac{16 \mu}{\rho \cdot U_{moy} \cdot R}$$

91

**b) Écoulement dans un espace annulaire**

Examinons encore le cas d'un écoulement entre deux tuyaux droits coaxiaux, que l'on rencontre en particulier dans certains échangeurs, et aussi dans les forages pétroliers figure 39

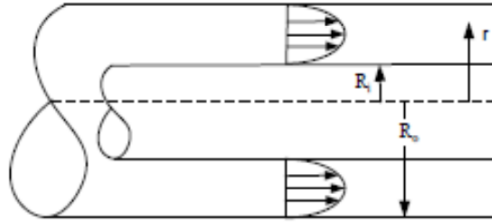


Figure 39 : Écoulement laminaire

▪ *Profil de vitesse*

La solution générale de l'équation de Navier Stokes (équation 74) reste valable, la distribution de la vitesse est :

$$U_x(r) = -\frac{\Delta P}{4\mu L} r^2 + A \ln r + B \tag{92}$$

Les conditions aux limites étant ici :

$$r = R_0, U = 0$$

$$r = R_1, U = 0$$

En remplaçant ces conditions dans l'équation 92 :

$$\begin{cases} A \ln R_1 + B = \frac{R_1^2}{4\mu} \frac{\Delta P}{L} \\ A \ln R_0 + B = \frac{R_0^2}{4\mu} \frac{\Delta P}{L} \end{cases}$$

On en déduit les constantes A et B :

$$\begin{cases} A = \frac{1}{4\mu} \frac{\Delta P}{L} \frac{R_0^2 - R_1^2}{\ln\left(\frac{R_0}{R_1}\right)} \\ B = -\frac{1}{4\mu} \frac{\Delta P}{L} \left[ \frac{R_0^2 - R_1^2}{\ln\left(\frac{R_0}{R_1}\right)} \ln R_0 - R_0^2 \right] \end{cases}$$

Après regroupement de certains termes, on aura l'expression de la vitesse :

$$U_x(r) = \frac{1}{4\mu} \frac{\Delta P}{L} \left( (R_0^2 - r^2) + \frac{R_0^2 - R_1^2}{\ln\left(\frac{R_0}{R_1}\right)} \ln \frac{r}{R_0} \right) \quad 93$$

Le maximum de la vitesse est obtenu pour un rayon  $r_m$  tel que :

$$r_m = \sqrt{\frac{R_0^2 - R_1^2}{2 \ln\left(\frac{R_0}{R_1}\right)}} \quad 94$$

▪ *Débit volumique*

En ce qui concerne le débit dû au gradient de pression, les calculs sont un peu plus laborieux.

Posons provisoirement, pour alléger l'écriture :

$$C = \frac{R_0^2 - R_1^2}{\ln\left(\frac{R_0}{R_1}\right)}$$

Le débit-volume s'écrit :

$$D_v = \iint \vec{U}_x \cdot \vec{dS} \quad 38$$

$$D_v = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^R U_x \cdot r dr = \frac{\pi}{2\mu} \frac{\Delta P}{L} \int_{R_1}^{R_0} (R_0^2 - r^2 + C \ln r - C \ln R_0) r dr$$

$$D_v = \frac{\pi}{2\mu} \frac{\Delta P}{L} \left[ \frac{R_0^4}{2} - \frac{R_0^2 R_1^2}{2} - \frac{R_0^4}{4} + \frac{R_1^4}{4} - \frac{C}{2} (R_0^2 - R_1^2) \ln R_0 + C \int_{R_1}^{R_0} r \ln r dr \right]$$

La dernière expression s'intègre par parties et vaut :

$$\int_{R_1}^{R_0} r \ln r dr = \left[ \frac{r^2}{2} \ln r - \frac{r^2}{4} \right]_{R_1}^{R_0}$$

Au total et après avoir remplacé  $C$  par son expression, puis groupé et réarrangé un peu les termes on aura l'expression du débit volumique :

$$D_v = \frac{\pi}{8\mu} \frac{\Delta P}{L} (R_0^2 - R_1^2) \left( R_1^2 + R_0^2 - \frac{(R_0^2 - R_1^2)^2}{\ln\left(\frac{R_0}{R_1}\right)} \right) \quad 95$$

▪ *vitesse débitante*

La vitesse débitante est donnée par l'expression :  $U_{moy} = \frac{D_v}{S} = \frac{D_v}{\pi(R_0^2 - R_1^2)}$

$$U_{moy} = \frac{\pi \Delta P}{8\mu L} \left( R_1^2 + R_0^2 - \frac{(R_0^2 - R_1^2)^2}{\ln\left(\frac{R_0}{R_1}\right)} \right) \quad 96$$

▪ *Contrainte pariétale*

La contrainte pariétale n'a pas la même valeur sur la paroi intérieure et sur la paroi extérieure, car les gradients de vitesse sont différents. Il faut donc considérer *la contrainte pariétale moyenne*  $\tau_{pm}$ .

Dans une section annulaire, la dimension caractéristique  $L_c$  est donnée par l'expression :

$$L_c = \frac{\text{Section}}{\text{Périmètre}} = \frac{\pi (R_0^2 - R_1^2)}{2\pi (R_0 + R_1)}$$

Alors

$$L_c = \frac{R_0 - R_1}{2} \quad 97$$

La contrainte moyenne à la paroi est donc déterminée à la condition  $2r = L_c$ , remplaçant dans l'équation  $\tau = \frac{r}{2}\Gamma$  et  $\Gamma = \frac{\Delta P}{L}$  on trouve

$$\tau_{pm} = \frac{R_0 - R_1}{2} \frac{\Delta P}{L}$$

$$\tau_{pm} = 4 \mu U_{moy} \frac{R_0 - R_1}{R_1^2 + R_0^2 - \frac{(R_0^2 - R_1^2)^2}{\ln\left(\frac{R_0}{R_1}\right)}} \quad 98$$

▪ *Coefficient de frottement*

Dans un écoulement annulaire, le coefficient de frottement est construit par convention avec une vitesse de référence qui est la vitesse débitante, et une contrainte pariétale qui est la contrainte moyenne aux parois  $\tau_{pm}$  ; on écrit donc ;

$$f = \frac{\tau_{pm}}{\frac{1}{2}\rho U_{moy}^2} \quad 50$$

Dans ce type de section on introduit le diamètre hydraulique  $D_h$  dans l'expression du nombre de Reynolds où :

$$D_e = \frac{4 \times \text{Section}}{\text{Périmètre}} = 4 L_c \quad 99$$

### III.5.3. Cas d'un fluide non-newtonien

Aboutir à une solution analytique dans le calcul des caractéristiques dynamiques d'un écoulement n'est pas toujours réalisable lorsque le fluide à étudier est un fluide non-newtonien, Il faut penser alors à l'utilisation des méthodes numériques ou bien des modèles qui prennent en compte le caractère non-newtonien en l'occurrence le modèle d'Ostwald de Waele Herschel-Bulckley et celui de Bingham.

On se place toujours dans le cadre d'un écoulement laminaire en conduite cylindrique. Les hypothèses suivantes sont toujours vérifiées :

- Il y a adhérence sur les parois de la conduite.

$$\begin{cases} \tau = \frac{r \Delta P}{2 L} \\ \tau = K \dot{\gamma}^n \Leftrightarrow dU_x = - \left( \frac{\Delta P}{2KL} r \right)^{\frac{1}{n}} dr \\ \dot{\gamma} = \left( \frac{dU_x}{dr} \right) \end{cases} \quad 100$$

- La vitesse de cisaillement en un point dépend seulement de la contrainte tangentielle en ce point, c'est-à-dire que l'écoulement est géré par une relation du type  $\dot{\gamma} = f(\tau)$ .

#### a) Écoulement de poiseuille d'un fluide d'Ostwald de Waele

Lorsque le fluide n'est pas newtonien, une variable additionnelle s'ajoute : la viscosité. En modélisant celle-ci par une loi de puissance, elle s'exprime en fonction du taux de cisaillement (figure 40).

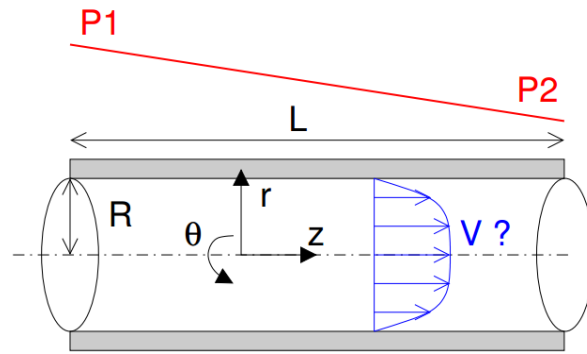


Figure 40 : Écoulement par dépression dans un tube

▪ *Profil de vitesse*

Le profil de vitesse peut être déterminé à partir de la loi de puissance et l'expression de la contrainte

Dans un écoulement pleinement développé dans un tube, la seule variation de vitesse, et donc de déformation en cisaillement, se produit selon le rayon ( $r$ ). Il suffit d'intégrer le taux de cisaillement local pour avoir la vitesse. La constante d'intégration est déterminée par la condition de non glissement à la paroi :

$$dU_x = \dot{\gamma} dr = - \left( \frac{\Delta P}{2KL} r \right)^{\frac{1}{n}} dr$$

$$U_x(y) = - \frac{n}{n+1} \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} r^{\frac{n+1}{n}} + C$$

D'après la condition aux limites :  $U_x(R) = 0 \Rightarrow$

$$U_x(r) = \frac{n}{n+1} \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} \left( R^{\frac{(n+1)}{n}} - r^{\frac{(n+1)}{n}} \right) \quad 101$$

Ce profil de vitesse non-newtonien dépend de l'exposant  $n$  de la réponse visqueuse.

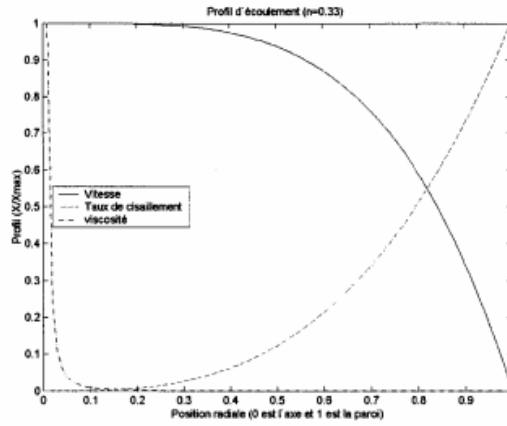


Figure 41 : Profil de vitesse, de taux de cisaillement et de viscosité dans un écoulement non-newtonien [119]

Le profil de vitesse est plus plat dans le cas newtonien et le *taux de cisaillement croit exponentiellement* alors qu'il se rapproche de la paroi (Figure 41). La viscosité suit une *décroissance inverse* à la croissance du *taux de cisaillement*. Ceci fait en sorte qu'il existe une région au centre de l'écoulement où la viscosité est très élevée. A l'intérieur de cette région, les variations radiales de vitesse sont minimales. Le fluide se comporte à cet endroit comme un bloc pratiquement solide. Ceci est communément appelé *écoulement piston* ou un *écoulement de Stokes* [119].

▪ *Débit volumique*

$$D_v = \iint \vec{U}_x \cdot \vec{dS} \tag{81}$$

$$D_v = \frac{2\pi n}{n+1} \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} \left[ R^{\left( \frac{n+1}{n} \right)} \frac{r^2}{2} - \frac{n}{3n+1} r^{\left( \frac{3n+1}{n} \right)} \right]_0^R$$

$$D_v = \frac{2\pi n}{n+1} \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} \left[ R^{\left( \frac{3n+1}{n} \right)} - \frac{n}{3n+1} R^{\left( \frac{3n+1}{n} \right)} \right]$$

$$D_v = \frac{2\pi n}{n+1} \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} R^{\left( \frac{3n+1}{n} \right)} \frac{n+1}{2(3n+1)}$$

$$D_v = \frac{\pi n}{3n+1} \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} R^{\left( \frac{3n+1}{n} \right)} \tag{102}$$

La vitesse débitante (moyenne) est donnée par l'expression :

$$U_m = \frac{D_v}{S} = \frac{1}{\pi R^2} \left[ \frac{\pi n}{3n+1} \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} R^{\left( \frac{3n+1}{n} \right)} \right]$$

$$U_m = \frac{n}{3n+1} \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} R^{\left( \frac{n+1}{n} \right)} \quad 103$$

Ainsi nous pouvons obtenir le profil de vitesse adimensionnel :

$$\frac{U_x(r)}{U_m} = \frac{3n+1}{n+1} \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^{\left( \frac{n+1}{n} \right)} \right] \quad 104$$

▪ *Coefficient de frottement*

Le coefficient de frottement  $f$  est établi à partir de la mesure de la perte de charge  $\Delta P$  [121] en utilisant l'équation 50

$$f = \frac{\tau_{pm}}{\frac{1}{2}\rho U_{moy}^2} \quad 50$$

$$f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U_m^2} = \frac{\Delta P}{L} \cdot \frac{R}{\rho \left( \frac{n}{3n+1} \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} R^{\left( \frac{n+1}{n} \right)} \right)^2} \quad 105$$

▪ *Taux de cisaillement*

$$\dot{\gamma} = -\frac{dU_x}{dr} = -\frac{d}{dr} \left( \frac{n}{n+1} \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} \left( R^{\left( \frac{n+1}{n} \right)} - r^{\left( \frac{n+1}{n} \right)} \right) \right)$$

$$\dot{\gamma} = -\frac{n}{n+1} \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} \left( \frac{dR^{\left( \frac{n+1}{n} \right)}}{dr} - \frac{dr^{\left( \frac{n+1}{n} \right)}}{dr} \right)$$

$$\dot{\gamma} = \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} r^{\left( \frac{1}{n} \right)} \quad 106$$

**b) Écoulement de Poiseuille d'un fluide Herschel Bulkley**

La loi de *Herschel-Bulkley* est une loi de puissance à une contrainte seuil. Considérons un écoulement unidirectionnel de fluide non-newtonien à travers un tube de rayon  $R$ , (figure 37).



▪ *Profil de vitesse*

On peut trouver, pour le modèle de *Herschel-Bulkley*, la relation qui donne le profil de vitesse en fonction du rayon de la conduite, en suivant les étapes suivantes :

On sait que :

$$\begin{cases} \tau = \frac{r}{2} \frac{\Delta P}{L} \\ \tau = \tau_c + K \dot{\gamma}^n \\ \dot{\gamma} = -\frac{dU_x}{dr} \end{cases} \Rightarrow \frac{r}{2} \frac{\Delta P}{L} = \tau_c + K \left(-\frac{dU_x}{dr}\right)^n$$

$$\Rightarrow \left(-\frac{dU_x}{dr}\right)^n = \frac{r}{2K} \frac{\Delta P}{L} - \frac{\tau_c}{K} \quad 107$$

Où  $\tau_c$  est la contrainte critique,  $n$  est l'indice de comportement qui caractérise l'imperfection visqueuse de fluide et  $K$  est le coefficient de consistance de l'écoulement.

Après intégration de l'équation 107 par rapport à  $r$ , on va trouver l'expression de la vitesse :

$$U_x(r) = \frac{n}{n+1} R \cdot \left(\frac{\tau_p}{K}\right)^{\frac{1}{n}} \left[ \left(\frac{\tau_c}{\tau_p} - 1\right)^{\frac{n+1}{n}} + \left(\frac{\tau_c}{\tau_p} - \frac{r}{R}\right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad 108$$

Où  $\tau_p = \Gamma \frac{R}{2}$  et  $\Gamma = \frac{\Delta P}{L}$

▪ *Débit volumique*

Pour déterminer le débit volumique pour un fluide non-newtonien s'écoulant dans un cylindre on va utiliser la relation de *Rabinowitsh-Mooney* dans un écoulement de poiseuille. L'équation de *Rabinowitsh-Mooney* c'est l'équation qui nous donne la relation fonctionnelle entre le débit et la contrainte à la paroi pour un fluide non-newtonien[110], [122].

D'après l'équation (38), le débit volumétrique différentiel à travers un élément annulaire de surface perpendiculaire à l'écoulement et de largeur  $dr$  est donné par l'équation (66)

$$D_v = \iint \vec{U}_x \cdot \vec{dS} \quad 81$$

$$D_v = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^R U_x \cdot r dr = 2\pi \int_0^R U_x(r) r dr \quad 109$$

L'intégration par partie donne :

$$D_v = 2\pi \left[ \left( \frac{r^2}{2} U_x \right)_0^R + \int_0^R \frac{r^2}{2} \left( -\frac{dU_x}{dr} \right) dr \right] \quad 110$$

A condition qu'il n'y ait pas de glissement sur la paroi du tube, le premier terme de l'équation (IV.53) disparaît. L'équation peut alors être écrite comme suit :

$$\frac{D_v}{\pi} = \int_0^R r^2 (\dot{\gamma}) dr \quad 111$$

On a

$$\begin{cases} \tau = \frac{r \Delta P}{2 L} \\ \tau_p = \frac{R \Delta P}{2 L} \end{cases} \Rightarrow \frac{\tau}{\tau_p} = \frac{r}{R} \Rightarrow r = \frac{R}{\tau_p} \tau \Rightarrow \begin{cases} r^2 = \frac{\tau^2}{\tau_p^2} R^2 \\ dr = \frac{R}{\tau_p} d\tau \end{cases}$$

On substitue  $r^2$  et  $dr$  dans l'équation 111 on obtient alors la relation de *Rabinowitsch-Mooney* [123]

$$\frac{D_v}{\pi R^3} = \frac{1}{\tau_p^3} \int_{\tau_c}^{\tau_p} \tau^2 (\dot{\gamma}) d\tau \quad 112$$

Où  $\tau_p$  et  $\tau_c$  sont la contrainte pariétales et la contrainte critique à partir de laquelle le fluide n'est plus cisailé et se déplace en bloc.

D'après l'équation 112, on peut constater qu'il y a une relation entre le débit volumique et la contrainte à la paroi, qui ne peut pas être déduite par intégration seulement si l'équation  $\dot{\gamma} = f(\tau)$  est connue.

Pour un fluide de *Herschel-Bulkley* la relation qui existe entre le taux de cisaillement et la contrainte de cisaillement comme suit :

$$\tau = \tau_c + K \dot{\gamma}^n \Rightarrow \dot{\gamma} = \left( \frac{\tau - \tau_c}{K} \right)^{\frac{1}{n}} \quad 113$$

On remplace  $\dot{\gamma}$  par son expression 86 dans l'équation 112 de *Rabinowitsch-Mooney*, on aboutit à :

$$\frac{D_v}{\pi R^3} = \frac{1}{\tau_p^3} \int_{\tau_c}^{\tau_p} \tau^2 \cdot \left(\frac{\tau - \tau_c}{K}\right)^{\frac{1}{n}} d\tau \quad 114$$

Posons :  $\tau_m = \tau - \tau_c \Rightarrow \tau = \tau_m + \tau_c$  et  $d\tau = d\tau_m$

On a les limites de l'intégral:  $\left\{ \begin{array}{l} \tau = \tau_c \Rightarrow \tau_m = 0 \\ \tau = \tau_p \Rightarrow \tau_m = \tau_p - \tau_c \end{array} \right.$

Après développement, on trouve :

$$D_v = \frac{\pi R^3}{\tau_p^3 K^{\frac{1}{n}}} \left[ \frac{n}{3n+1} (\tau_p - \tau_c)^{\frac{3n+1}{n}} + \frac{2n\tau_c}{2n+1} (\tau_p - \tau_c)^{\frac{2n+1}{n}} + \frac{n\tau_c^2}{n+1} (\tau_p - \tau_c)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad 115$$

▪ *Vitesse débitante*

L'expression de la vitesse moyenne sera déduite à partir de la relation du débit volumique

$$U_{moy} = \frac{D_v}{S} = \frac{D_v}{\pi R^2} \quad 84$$

$$U_m = \frac{R}{\tau_p^3 K^{\frac{1}{n}}} \left[ \frac{n}{3n+1} (\tau_p - \tau_c)^{\frac{3n+1}{n}} + \frac{2n\tau_c}{2n+1} (\tau_p - \tau_c)^{\frac{2n+1}{n}} + \frac{n\tau_c^2}{n+1} (\tau_p - \tau_c)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad 116$$

La figure 42 représente la variation de la vitesse moyenne en fonction de la contrainte pariétale

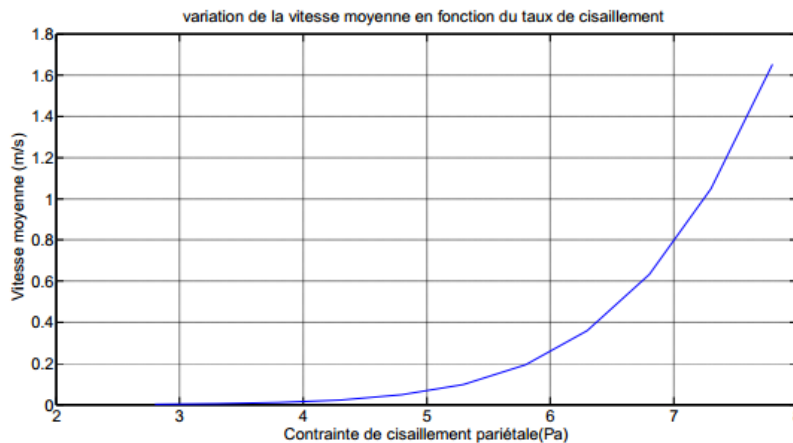


Figure 42 : Variation de la vitesse moyenne en fonction de la contrainte pariétale [123]

D'après la figure 42, on peut remarquer que l'augmentation de la vitesse moyenne conduit à une augmentation de la contrainte pariétale.

▪ *Coefficient de frottement*

Le coefficient de frottement  $f$  est établi à partir de la mesure de la perte de charge  $\Delta P$  et est défini par la formule [121]

$$f = \Gamma \cdot \frac{R}{\rho U_{moy}^2} \quad \text{et} \quad \Gamma = \frac{\Delta P}{L} \quad 50$$

$$f = \frac{\Delta P}{L} \cdot \frac{1}{\rho \frac{R}{\tau_p K n} \left[ \frac{n}{3n+1} (\tau_p - \tau_c)^{\frac{3n+1}{n}} + \frac{2n\tau_c}{2n+1} (\tau_p - \tau_c)^{\frac{2n+1}{n}} + \frac{n\tau_c^2}{n+1} (\tau_p - \tau_c)^{\frac{n+1}{n}} \right]^2} \quad 117$$

**c) Écoulement de Poiseuille d'un de fluide Bingham**

La loi de *Bingham* est une loi linéaire à une contrainte de seuil.

▪ *Profil de vitesse*

On peut trouver, pour le modèle de *Bingham*, la relation qui donne le profil de vitesse en fonction du rayon de la conduite, en suivant les étapes suivantes :

On sait que :

$$\begin{cases} \tau = \frac{r}{2} \frac{\Delta P}{L} \\ \tau = \tau_c + K \dot{\gamma} \\ \dot{\gamma} = -\frac{dU_x}{dr} \end{cases} \Rightarrow \frac{r}{2} \frac{\Delta P}{L} = \tau_c + \mu \cdot \left( -\frac{dU_x}{dr} \right)$$

$$\Rightarrow \frac{r}{2K} \frac{\Delta P}{L} - \frac{\tau_c}{\mu} = \left( -\frac{dU_x}{dr} \right) \quad 118$$

Après intégration de l'équation 118 par rapport à  $r$ , on va trouver l'expression :

$$U_x(r) = \frac{R}{2} \cdot \left( \frac{\tau_p}{\mu} \right) \left[ \left( \frac{\tau_c}{\tau_p} - 1 \right)^2 + \left( \frac{\tau_c}{\tau_p} - \frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad 119$$

$$\text{Où } \tau_p = \Gamma \frac{R}{2} \text{ et } \Gamma = \frac{\Delta P}{L}$$

▪ *Débit volumique*

Donnant relation qui existe entre le taux de cisaillement et la contrainte de cisaillement comme suit :

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}_c + \boldsymbol{\mu}\dot{\boldsymbol{\gamma}} \Rightarrow \dot{\boldsymbol{\gamma}} = \left( \frac{\boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau}_c}{\boldsymbol{\mu}} \right) \quad 120$$

Où  $\tau_c$  est la contrainte critique,  $n$  est l'indice de comportement qui caractérise l'imperfection visqueuse de fluide et  $K$  est le coefficient de consistance de l'écoulement.

On remplace  $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$  par son équation 86 dans l'équation de *Rabinowitsch-Mooney* (équation 112), on aboutit à l'équation (121).

$$\frac{D_v}{\pi R^3} = \frac{1}{\tau_p^3} \int_{\tau_c}^{\tau_p} \tau^2(\dot{\boldsymbol{\gamma}}) d\tau \quad 112$$

$$\frac{D_v}{\pi R^3} = \frac{1}{\tau_p^3} \int_{\tau_c}^{\tau_p} \tau^2 \cdot \left( \frac{\tau - \tau_c}{\boldsymbol{\mu}} \right) d\boldsymbol{\tau} \quad 121$$

Après développement, on trouve :

$$D_v = \frac{\pi R^3}{\boldsymbol{\mu}} \left[ \left( \frac{\tau_p}{4} - \frac{\tau_c}{3} \right) + \frac{1}{\tau_p^3} \left( \frac{\tau_c^4}{12} \right) \right] \quad 122$$

- *Vitesse débitante*

L'expression de la vitesse moyenne sera déduite à partir de la relation du débit volumique

$$U_{moy} = \frac{R}{\boldsymbol{\mu}} \left[ \left( \frac{\tau_p}{4} - \frac{\tau_c}{3} \right) + \frac{1}{\tau_p^3} \left( \frac{\tau_c^4}{12} \right) \right] \quad 123$$

- *Coefficient de frottement*

Le coefficient de frottement  $f$  est établi à partir de la mesure de la perte de charge  $\Delta P$  et est défini par la formule 124

$$f = \frac{\Delta P}{\Delta L} \cdot \frac{1}{\rho \frac{R}{\boldsymbol{\mu}^2} \left[ \left( \frac{\tau_p}{4} - \frac{\tau_c}{3} \right) + \frac{1}{\tau_p^3} \left( \frac{\tau_c^4}{12} \right) \right]^2} \quad 124$$

$$\begin{cases} U_x(r) = \frac{R}{2} \cdot \left( \frac{\tau_p}{\boldsymbol{\mu}} \right) \left[ \left( \frac{\tau_c}{\tau_p} - 1 \right)^2 + \left( \frac{\tau_c}{\tau_p} - \frac{r}{R} \right)^2 \right] \text{ si } \boldsymbol{\tau} > \boldsymbol{\tau}_c \\ U_x(r) = \frac{R}{2} \cdot \left( \frac{\tau_p}{\boldsymbol{\mu}} \right) \cdot \left( \frac{\tau_c}{\tau_p} - 1 \right)^2 \text{ si } \boldsymbol{\tau} < \boldsymbol{\tau}_c \end{cases} \quad 125$$

$$\text{Où } \tau_p = \Gamma \frac{R}{2} \text{ et } \Gamma = \frac{\Delta P}{L}$$

Le coefficient de perte de charge de Bingham en régime laminaire ni en régime turbulent comme le cas pour un fluide Newtonien .

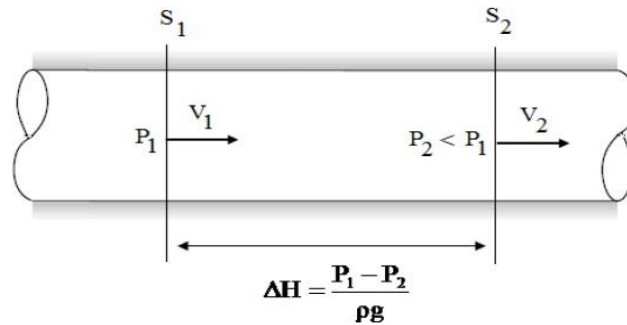


Figure 43: Perte de charge dans une conduite cylindrique.

Par conséquent, on a développé une méthode se basant sur la formule de Darcy-Weisbeg. En effet, soit une conduite cylindrique, possédant deux surface S1 et S2 séparé par une distance L (figure 43).

Ainsi, on a

$$\Delta H = \frac{\Delta P}{\rho g} = \lambda \frac{U^2 L}{2g D} \quad 126$$

Ce qui donne

$$dH = \frac{\Delta P}{\rho g} = \lambda \frac{U^2 dx}{2g D} \quad \text{et par suit } \Gamma = \frac{\Delta P}{L}$$

### III.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié analytiquement l'écoulement de la boue de forage newtonienne et non newtonienne depuis son entrée dans le puits jusqu'à son passage dans l'annulaire en régime laminaire et en régime turbulent.

# Chapitre IV

## IV. Etude numérique et code de calcul

---

### IV.1. Introduction

Les systèmes d'équations de conservation décrites au chapitre 3 doivent être, en raison de leur complexité mathématique, résolus numériquement. La procédure de discrétisation fait des approximations aux dérivées dans le temps et dans l'espace des variables de l'écoulement présente dans ces systèmes d'équations[124].

Il existe quatre méthodes numériques principales de discrétisation des équations aux dérivées partielles (EDP) :

- Méthodes aux différences finies (MDF) ;
- Méthodes aux éléments finis (MEF) ;
- Méthodes des volumes finis (MVF) ;
- Méthode spectrale (MS).

Le choix d'une méthode de discrétisation est primordial et se différent selon la classe de problème à résoudre[125].

Dans ce travail on va utiliser la méthode des volumes finis qui conduit à intégrer les termes différentiels des équations de transport (conservation de masse et conservation de quantité de mouvement) sur des volumes entourant chaque point du maillage (Figure III.1). Cette méthode permet de traiter des équations comportant des termes sources complexes et non-linéaires. De plus, elle satisfait la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sur chaque volume de contrôle [125].

L'approche du type volume de contrôle exige que l'on définisse autour du point  $P_{ij}$  un volume élémentaire sur lequel on va intégrer l'équation aux dérivées partielles. Pour deux points voisins les volumes de contrôle respectifs doivent posséder un coté commun. Il s'en suit que la réunion de tous les volumes de contrôle couvre l'ensemble du domaine de calcul voir Figure 44.

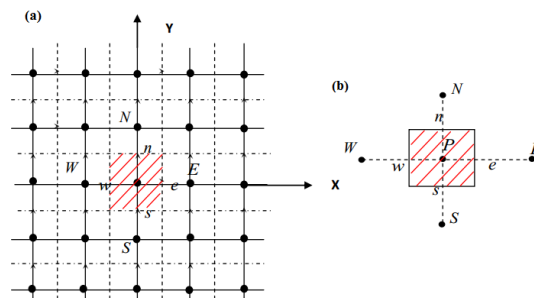


Figure 44 : (a) Domaine de calcul (Maillage) ; (b) Volume de control



## IV.2. Résolution d'un problème CFD

La *Mécanique des Fluides Numérique* (MFN), plus souvent désignée par le terme anglais *Computational Fluid Dynamics* (CFD), consiste à étudier les mouvements d'un fluide par la résolution numérique des équations de Navier-Stokes en chaque point d'un maillage. Cela qui permet d'économiser les coûts liés aux mesures expérimentales

De manière générale, la résolution d'un problème de CFD passe par trois grandes phases [126]

- A. la préparation du problème : ceci passe par la définition d'une géométrie, d'un maillage discrétisant le domaine de calcul, du choix des modèles et méthodes numériques employés ;
- B. la résolution numérique du problème qui passe par l'exécution d'un programme informatique ;
- C. l'exploitation des résultats : ces derniers sont vérifiés puis examinés afin d'apporter des réponses aux questions posées par le problème de CFD de départ.

Parmi le large éventail des codes de calcul de l'écoulement connus on peut citer : *C3D*, *N3S*, *Fluent*, *CFX*, *Numeca*, *Star-CD*, etc..... Dans ce travail, la simulation numérique d'un écoulement bidimensionnel dans une conduite cylindrique est réalisée à l'aide d'un code de simulation à volumes finis : « *FLUENT* ». On peut effectuer toute cette démarche en utilisant le pack « *ANSYS* » qui permet de gérer les fichiers et le lancement des différents logiciels à partir d'une fenêtre unique, incluant en particulier les logiciels *WorkBench* (pour gérer les chaînes de calculs) et *FLUENT* (logiciel de CFD) voir figure 45.

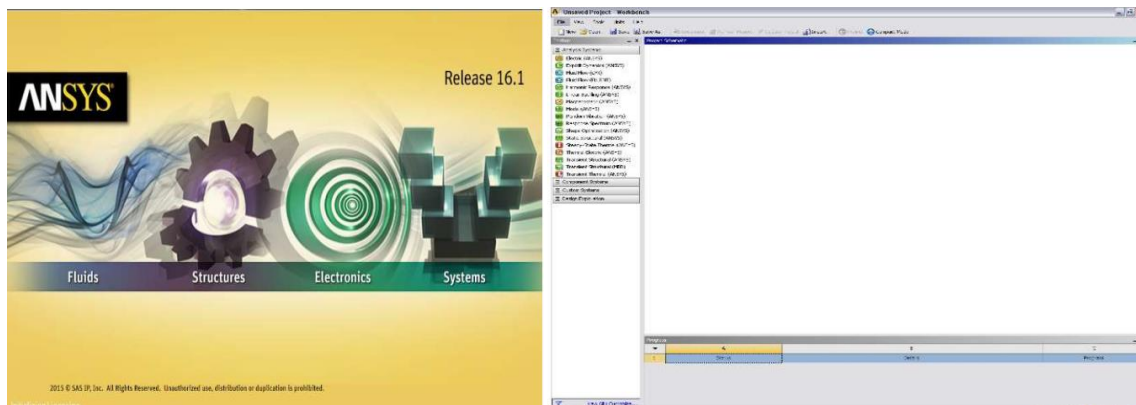


Figure 45 : Lancement de la fenêtre principale de l'ANSYS/Workbench

### IV.3. Présentation du code de calcul

Les codes CFD sont structurés autour des algorithmes numériques qui traitent les problèmes de circulation des fluides. Afin de faciliter leur résolution, tous les logiciels commerciaux de CFD comprennent des interfaces sophistiquées pour entrer les paramètres du problème et pour examiner par la suite les résultats.

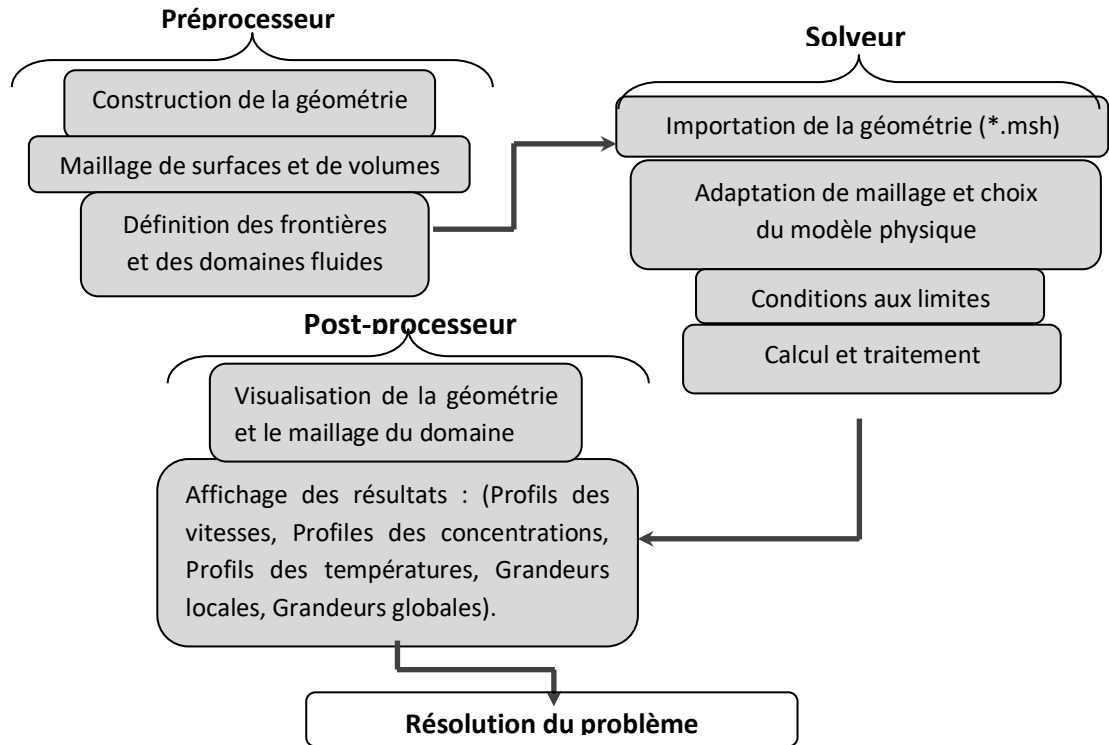


Figure 46 : Structure de base du logiciel et étapes pour construire un modèle numérique

[127][128]

La technique des volumes finis est utilisée dans presque tous les codes CFD commerciaux comme : (Ex : ANSYS CFX, ANSYS FLUENT, PHOENICS ou STAR-CD). Les équations différentielles décrivant le phénomène vont être discrétiser et transformer en un système

#### IV.3.1. Le code de calcul CFX-15.0

Le code CFX est l'un des codes industriels de la CFD les plus utilisés actuellement dans les divers domaines d'ingénierie mettant en jeu des systèmes fluides. Il permet l'étude des écoulements laminaires ou turbulents, mono ou multiphasiques, pour tous types de fluide : newtonien, de Bingham ou d'Ostwald. Ceci étant dans des géométries complexes et au sein desquels des réactions chimiques sont susceptibles de se produire.

---

Le phénomène de la dispersion atmosphérique des effluents d'une cheminée pourrait alors être étudié à l'aide de cet outil en assimilant ces émissions à un scalaire passif qui sera transporté et dispersé par l'écoulement de l'air environnant.

L'écoulement de la boue de forage dans le puits pétrolier pourrait être étudié en assimilant cette boue à un fluide plastique ou de Bingham qui s'écoule dans deux cylindres coaxiaux : pipe (ou tige de forage) et annulaire (ou tubage).

On se propose dans ce paragraphe de présenter la structure du code CFX ainsi que ses fonctionnalités.

#### **a) Structure du code CFX-15.0**

Comme tout code CFD, la modélisation des écoulements à l'aide d'ANSYS CFX se fait en trois étapes :

- La mise en place du maillage avec la spécification des conditions aux limites. Celle-ci est réalisée au moyen du préprocesseur (CFX - Pre).
- La résolution des équations à l'aide du solveur (CFX - Solver).
- Le traitement et la présentation des résultats au moyen du post-processeur (CFX - Post).

#### **b) Définition du problème, maillage et conditions aux limites (CFX - Pre)**

La première étape, avant d'accéder à ANSYS CFX-15.0, consiste à définir le domaine de l'écoulement avec la création du maillage le plus adéquat. Dans ce travail, cette étape a été réalisée à l'aide du logiciel de maillage "*Pointwise 16.0*". Il s'agit d'un mailleur industriel qui peut générer des maillages pouvant être lus par la plupart des outils de CFD utilisés dans les applications pratiques. A titre d'exemple, le développement de fichiers de maillage sous le format "GRD" peut être lu par le module CFX-Preprocess. Ce mailleur permet par ailleurs l'introduction des conditions aux limites et permet également l'importation de la géométrie depuis un fichier CAO.

Le Préprocesseur, "CFX-Pre", permet de définir le problème physique en précisant les caractéristiques et les propriétés des fluides utilisés ainsi que le modèle dynamique correspondant à la simulation (type d'équations à résoudre) avec le type de la résolution (régime transitoire ou permanent). Il permet également de spécifier les conditions initiales et aux limites du modèle. Une fois tous les paramètres fixés par l'utilisateur, CFX-Pre transmet

---

ces données au solveur en générant un fichier « .def » qui contient toutes les informations nécessaires pour mener le calcul.

### c) Résolution du problème (CFX-Solver)

Le module "CFX-Solver", est le solveur qui effectue les calculs. Il est basé sur la méthode des volumes finis. Les équations de Navier Stokes sont intégrées sur tous les volumes de contrôle de la zone d'étude en appliquant une loi de conservation de masse et de quantité de mouvement sur chaque volume élémentaire. Le module dispose aussi de modèles pour fermer les équations dynamiques notamment par la modélisation des termes de turbulence et pour prendre en compte des phénomènes physiques additionnels rayonnement thermique, transfert de chaleur et de masse.

En raison de non linéarité du système d'équations, le solveur adopte une approche itérative pour leur résolution. Dans le cas d'une résolution en régime permanent, le calcul se poursuit jusqu'à ce que, soit le nombre maximal d'itérations consigné par l'utilisateur est atteint, soit la solution vérifie les conditions de convergence. Quant à la résolution en régime transitoire, le calcul prend fin lorsque la durée de la résolution du phénomène étudiée est atteinte. On note que dans chaque itération, les résidus de calcul seront affichés. A la fin du calcul, "CFX- Solver" génère deux types de fichiers :

- Un fichier «.out» lisible par un éditeur de texte. Ce fichier résume le déroulement du calcul. Il contient, entre autres, les informations du fichier «.def» transmis par le préprocesseur, ainsi que le bilan du système ;
- Un fichier «.res» qui contient l'ensemble des résultats. Ce fichier va être exploitable par CFXPost.

### d) Visualisation des résultats (CFX-Post)

Le module "CFX-Post" est un programme interactif de graphiques. Il traite le fichier « .res » qui contient les valeurs de champ de toutes les variables stockées ou résolues. Il nous permet de visualiser, d'analyser et de présenter les résultats de simulation des écoulements fluides sous forme graphique. L'interface de ce module nous permet également de présenter ces résultats sous différentes formes tels que : l'affichage des contours, des iso-surfaces, des lignes de courant, des plans contenant les champs des différentes variables qu'on souhaite visualiser.

### e) Méthodes de discrétisation

Les équations d'équilibre ne peuvent pas être résolues numériquement en forme différentielle, il est obligatoire de convertir le système initial (qui décrit le comportement d'un système physique) en un système discrétisé algébriquement. C'est là qu'interviennent les méthodes de résolution numérique. Le code utilise la méthode des volumes finis qui consiste à diviser le domaine d'étude en petites sous-régions, appelées volumes de contrôle, puis à intégrer les différentes équations de conservation sur ces volumes élémentaires dont l'union recouvre totalement le domaine. La formulation des équations est basée sur le principe de la conservation des flux aux interfaces du volume de contrôle. Les termes de ces équations sont alors écrits sous forme conservative de manière à pouvoir effectuer des bilans de flux aux interfaces des volumes. La méthode du volume fini est conservative, donc elle est parfaitement adaptée au traitement de surfaces de discontinuité au sein d'un volume de contrôle. En effet, le volume de contrôle contenant la surface de discontinuité va être équivalent à un volume de contrôle sans surface de discontinuité mais avec des propriétés physiques équivalentes qui vont assurer la continuité des flux aux interfaces.

#### IV.3.2. Le code de calcul FLUENT

Comme tout logiciel de type CFD, FLUENT est composé de trois éléments clés ; le préprocesseur, le solveur et le post processeur [128] (Figure 46) :

##### a) Le préprocesseur

Le préprocesseur consiste à créer un modèle représentatif du problème d'écoulement avant sa résolution numérique. Cette étape comprend les tâches suivantes :

- Créer le domaine de calcul.
- Générer le maillage.
- Choisir le phénomène physique qui nécessite d'être résolu.
- Définir les propriétés du fluide.
- Spécifier les conditions aux limites.

---

Dans l'étape du préprocesseur, la forme et la taille des éléments dans un domaine d'écoulement jouent un rôle important pour la précision de la solution et pour le temps de calcul nécessaire pour résoudre le problème. Dans une simulation 3D, la forme parfaite est un hexaèdre parce que le nombre d'éléments est plus faible que si les éléments utilisés sont des tétraèdres et les éléments peuvent être alignés avec l'écoulement. En conséquence, le temps de simulation est réduit, et les résultats sont plus précis. De plus, tel que spécifié antérieurement, la réduction de la taille des cellules augmente la précision de la solution. Néanmoins, l'augmentation du nombre de cellules nécessite un temps de calcul plus grand et un matériel informatique plus puissant [129]. Donc, il faut optimiser la taille de la cellule pour obtenir des résultats réalistes dans un temps raisonnable.

### ***Maillage et connectivité***

Un maillage est la discrétisation spatiale d'un milieu continu, ou aussi une modélisation géométrique d'un domaine par des éléments proportionnés finis et bien définis. L'objet d'un maillage est de procéder à une simplification d'un système par un modèle représentant ce système et éventuellement son environnement (le milieu) dans l'optique de simulation de calcul ou de représentation graphique.

#### *i) Choix de maillage*

Le choix de maillage est un point essentiel dans la précision et l'exactitude des résultats numériques. Pour ce faire, on doit déterminer les paramètres optimaux et choisir une stratégie de maillage qui répond à nos objectifs, parmi ces paramètres [130], tels que :

- Le nombre de la maille.
- La distance entre les mailles (concentration des mailles).
- La forme de la maille.
- Les paramètres de déformation pour le cas du maillage déformable.

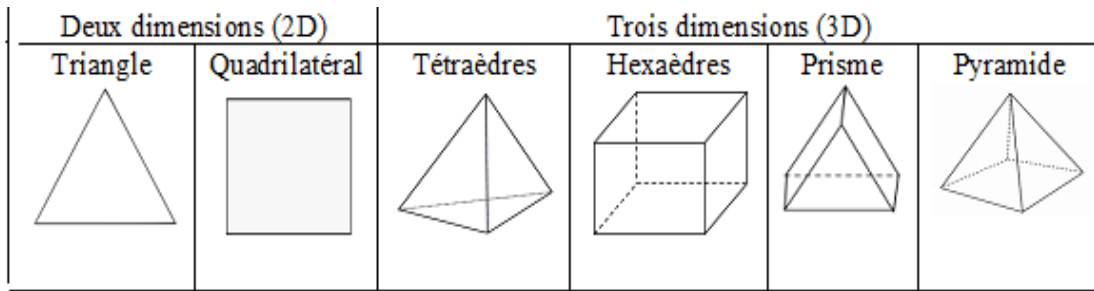


Figure 47 : Formes de maillage

Les différentes formes de maillage des faces sont montrées dans la figure 47. La connectivité décrit les liaisons entre les sommets des éléments. Le maillage est qualifié de structuré (a et b) lorsque la connectivité des nœuds et de type différences finies, il est généralement composé de mailles quadrilatérales en deux dimensions (2D ou maillage surfacique) et hexaédriques en trois dimensions (3D ou maillage volumique), tandis qu'un maillage est dit non-structuré (figure 48 c et d) lorsque la connectivité est quelconque (figure 50), il est composé de mailles quadrilatérales ou triangulaires en 2D et hexaédriques ou tétraédriques en 3D.

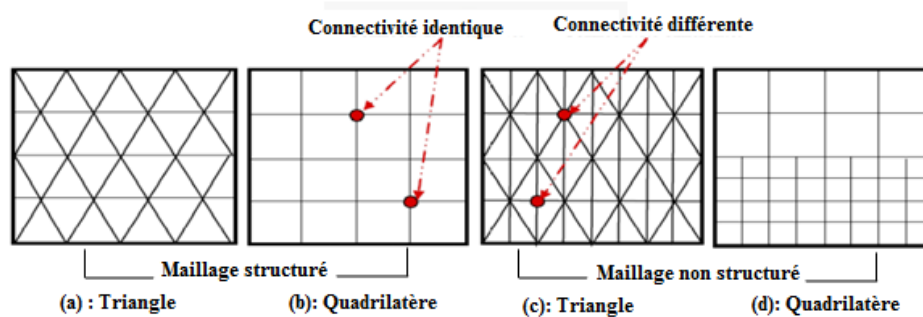


Figure 48 : Exemple de maillage

On parle de maillage hybride lorsqu'il mêle des éléments de nature différente. Par exemple en 2D quadrangle et triangle ou en 3D hexaèdres et tétraèdres. Dans un maillage hybride, les mailles proches des parois sont des quadrilatères en 2D et des hexaèdres en 3D et les mailles du reste du domaine sont des triangles en 2D et des tétraèdres en 3D (figure 49).

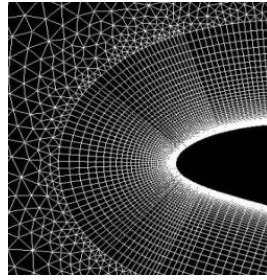
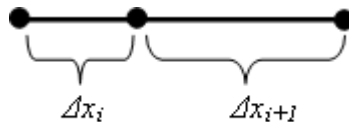


Figure 49 : Maillage hybride

iii) *Lissage*

Le changement dans la taille des éléments de maillage d'une zone maillée à une autre doit être graduel, la variation de la taille des éléments de deux zones adjacentes ne doit pas dépasser 20%.



iv) *Génération d'un maillage*

Pratiquement, il n'existe pas de règle précise pour la création d'un maillage valable, cependant il existe différentes approches qui permettent d'obtenir une grille acceptable.

Nous pouvons résumer ces règles ainsi :

- Maintenir une bonne **Q**ualité des éléments ;
- Assurer une bonne **R**ésolution dans les régions à fort gradient ;
- Assurer un bon **L**issage dans les zones de transition entre les parties à maillage fin et les parties à maillage grossier ;
- Minimiser le nombre **T**otal des éléments (temps de calcul raisonnable)

v) *Génération d'un maillage couche limite :*

La notion de résolution concerne plus particulièrement les zones qui présentent un fort gradient, ainsi une bonne résolution permet de mieux décrire les



phénomènes physiques qui existent dans ces zones telles que les phénomènes liés à la couche limite (figure 53).

Près de la paroi, il est nécessaire d'avoir des mailles de très petites tailles pour bien modéliser les écoulements à cet endroit, cette particularité est d'autant plus importante en régime turbulent, on l'appelle "l'inflation".

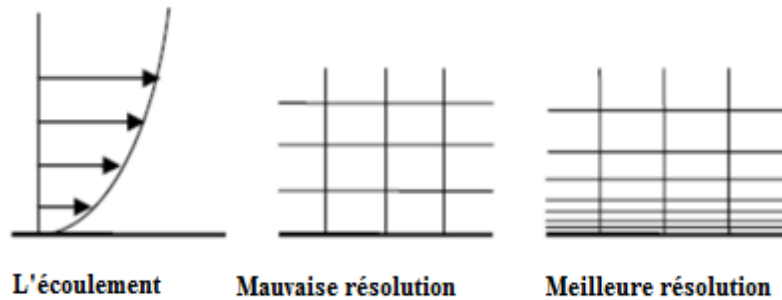


Figure 50 : Génération d'un maillage couche limite

#### b) Le solveur

Le code de calcul *FLUENT* utilisé dans notre étude est commercialisé par le groupe *FLUENT*. Ce groupe est actuellement l'un des pôles de compétence en mécanique des fluides numérique les plus importants. Il développe et commercialise une solution complète sous forme de logiciels de *CFD* (*Computational Fluid Dynamics*). Le logiciel *FLUENT* modélise par la méthode des volumes finis une large gamme de problèmes d'écoulement des fluides incompressibles et compressibles, laminaires et turbulents dans des configurations (2D, 3D) plus ou moins complexes. Il est écrit en langage de programmation *C* et utilise complètement la flexibilité et la puissance offertes par ce langage.

Le solveur Fluent accumule une base de données pour stocker toute les informations (géométrie, maillage, physique, et méthodes numériques), pour spécifier la nature de l'écoulement (permanent ou transitoire, laminaire ou turbulent et incompressible ou compressible), aussi le Transfert de chaleur (Conduction, convection et rayonnement....etc.), et pour introduire les conditions initiales et aux limites du problème étudié ainsi que les paramètres de convergence (nombre d'itérations et la tolérance d'erreur) (figure 51).

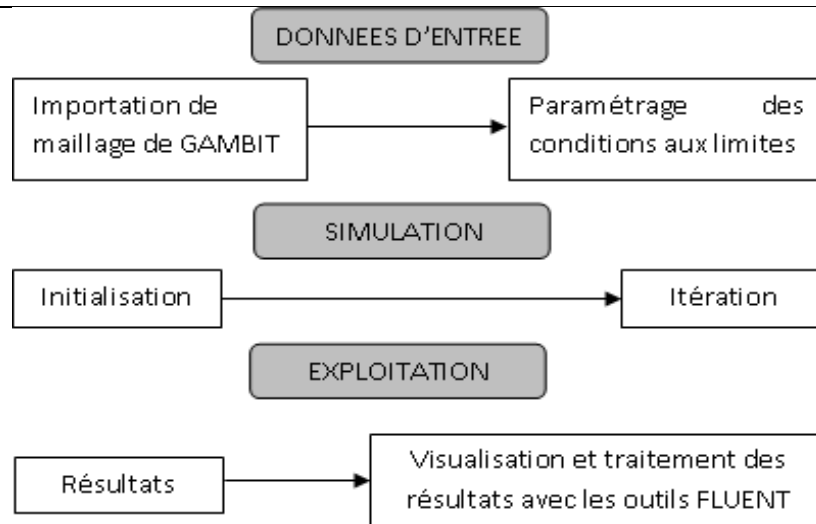


Figure 51 : Séquences de modélisation sous FLUENT [131]

L'utilisation de *FLUENT* est simple, il suffit de suivre l'ordre des menus en partant de la gauche pour aller vers la droite. *FLUENT* peut être lancé directement ou depuis le *Workbench*.

*b.1) Importation de la géométrie (\*.msh) :* Pour commencer la simulation il faut importer le fichier (\*.msh) généré sous le préprocesseur. Une fois lancé le logiciel *FLUENT* l'importation de la géométrie se fait selon le chemin :

*b.2) Description de l'interface (Menu Grid ou Menu Mesh)*

- *Vérification du maillage (la grille) :* la première chose à faire est toujours de vérifier l'intégrité du maillage, c'est-à-dire qu'il est adapté à un calcul *Fluent* et ne présente pas de problème géométrique.
- *Lissage du maillage (Smooth and swap the grid) :* Pour s'assurer de la qualité du maillage, il est pratique de lisser le maillage.
- *Vérification de l'échelle :* Le choix de l'échelle est très important car souvent suivant les dimensions du domaine, les phénomènes mis en jeu ne sont pas les mêmes.

*b.3) Réglage des paramètres du solveur :* ces réglages suivants servent à imposer les différents paramètres du solveur, avant de lancer le calcul.

- *Choix du solveur :* le type de solveur choisi dépend des équations résolues

- 
- *L'équation de l'énergie* : pour l'étude du champ thermique, l'instruction énergie doit être activée (si un gradient de température intervient dans les phénomènes il faut utiliser cette équation pour d'une part observer une solution réaliste mais aussi souvent pour faciliter la convergence).
  - *Spécification des modèles physiques* : cette étape nous permet de choisir le modèle physique que l'on va prendre pour résoudre le problème.  
Différents niveaux de modélisation des effets de viscosité sont disponibles ici
    - Inviscid : Fluide parfait, pas de frottement visqueux.
    - Laminar : Ecoulement laminaire.
    - Différents modèles de turbulence plus ou moins précis (et donc plus ou moins rapides)
  - *Spécification du fluide utilisé* : dans *FLUENT*, il faut indiquer quel fluide est en jeu et spécifier ses paramètres physiques (densité, viscosité etc...).

On peut modifier la valeur initiale de la densité et lui donner une valeur sous *FLUENT* en cliquant sur *Change / Create*, ceci montre que même si l'on a fait une erreur de condition sous *GAMBIT*, on peut encore tout modifier sous *FLUENT*.

- *Conditions opératoires* : Avant de choisir les conditions aux limites, il faut choisir d'abord la valeur de la pression de référence (*FLUENT* prend par défaut la valeur de la pression atmosphérique comme operating pressure).
- *Conditions aux limites* : Il est possible dans ce menu de modifier les conditions aux limites (par ex transformer une entrée en une sortie et de régler les paramètres d'entrée et de sortie
  - *Velocity inlet*
  - *Pressure Outlet*
  - *Wall*.
- *Résolution (Menu Solve)*
- *Choix des équations résolues par le solveur* : Ceci permet de spécifier le degré d'ordre des équations à résoudre.
- *Choix du modèle de turbulence* : il existe des méthodes de résolution en ressources informatique incluant différents niveaux de modèles, on peut citer :
  - *Simulation Numérique Direct (DNS)* : pour un écoulement laminaire avec une géométrie assez simple la *DNS* est possible. Mais si on se trouve en présence d'un

écoulement susceptible d'être turbulent on aura des structures turbulentes à toutes les échelles spatiales et temporelles. Pour pouvoir capter ces microstructures de très faible dimension il faut un maillage très fin (volumes de contrôle de taille très petite), donc des processeurs très puissants et beaucoup de mémoire.

Ceci montre qu'une simulation *DNS* est très coûteuse et est donc réservée aux cas simples, avec un faible nombre de Reynolds.

- *Simulation à Grande Echelle (Large Eddy Simulation LES)* : en cas d'influence des échelles non-résolues sur les échelles résolues, on a besoin d'une approche filtrée de type *LES*.
- *La moyenne de Reynolds appliquée aux équations de Navier-Stokes (Reynolds Averaged Navier-Stokes RANS)* : en cas d'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen, on a besoin d'une approche statistique de type *RANS* et donc c'est dans cette méthode de résolution qu'interviennent les modèles de turbulence qu'on va présenter dans ce qui suit.

Ces modèles de turbulence se distinguent par leur degré de complexité, car les équations de la continuité et du bilan de quantité de mouvement forment un système d'équation fermé de quatre équations à quatre inconnues (*trois* composantes de vitesse et la pression). Théoriquement, la résolution de ce système est possible et ne nécessite aucun modèle. Mais en pratique cela n'est pas toujours possible.

Les modèles de turbulence les plus utilisés dans les codes CFD sont les modèles à deux équations. Les principaux modèles de type *RANS* disponibles sont listés au tableau 1 [132].

Tableau 1 : Modèles statistiques de turbulence de type *RANS* [132]

Modèles	Avantages	Inconvénients
Spalart-Allmaras	Economique. Bon pour les écoulements libres et les écoulements sur profil sans décollement ni grands gradients de pression.	Nécessite une plus grande résolution du maillage aux frontières (pas de lois aux murs)
Standard $k - \varepsilon$	Robuste, économique et relativement précis. Adapté aux écoulements à grand nombre de Reynolds.	Résultats médiocre pour des écoulements complexes (fort gradient de pression, rotation et swirl)
RNG $k - \varepsilon$	Dérivé par une méthode statistique rigoureuse ( <i>Renormalization Group Theory</i> ). Bon pour de l'écoulement moyennement complexe (impact	Limité par l'hypothèse de viscosité turbulente isotrope.

---

de jet, séparation d'écoulements, recirculation).

Realizable $k - \varepsilon$	Respecte une contrainte physique que peut violer le modèle $k - \varepsilon$ . Offre les mêmes avantages que le modèle RNG. Recommandé dans le cas des turbomachines	Limité par l'hypothèse de viscosité turbulente isotrope.
SST et Standard $k - \omega$	Modèle recommandé pour les problèmes liés aux turbomachines ( <i>à comparer au Realizable <math>k - \varepsilon</math></i> ). La version SST $k - \omega$ consiste en une transition entre le modèle Standard $k - \omega$ ( <i>développé pour les nombre de Reynolds modérés et les couches limites</i> ) et une version haut $Re$ du $k - \varepsilon$ lorsqu'on est loin des parois.	Nécessite une plus grande résolution du maillage aux frontières ( <i>pas de lois aux murs</i> )
Reynolds Stress Model RSM	Le modèle le plus complet physiquement (transport et anisotropie de la turbulence sont pris en compte)	Requiert plus de temps CPU. Les équations de quantité de mouvement et de transport de la turbulence sont étroitement liées.

---

- *Initialisation* : Afin que le calcul puisse démarrer, il lui faut un champ de vitesse initial comme point de départ des itérations.

- *Choix des critères de convergence* : Il s'agit ici de choisir les critères qui doivent être vérifiés pour que les calculs de la simulation s'arrêtent, Mais Fluent dispose par défaut d'une possibilité d'arrêter les calculs en dessous d'une certaine valeur des résidus. Cette option est très utile par exemple quand on envoie le calcul sur un serveur, et que l'on ne peut donc pas le suivre au fur et à mesure.

- *Lancement de la simulation* : C'est ici que l'on indique le nombre d'itérations souhaitées et que l'on lance le calcul proprement dit.

- *Allures de l'évolution des résidus de calcul* : Le solveur part de la solution initiale et, grâce à un algorithme itératif de résolution du système matriciel obtenu par discrétisation, va effectuer des itérations du problème. Si tout se passe bien, chaque itération doit modifier la solution courante pour la remplacer par une solution plus proche de la solution exacte recherchée [133].

Dans la plupart des cas, le critère de convergence par défaut dans *FLUENT* (residual) est suffisant. La solution converge quand les résidus atteignent  $10^{-3}$ . Toutefois, dans certains cas il faut pousser les calculs à  $10^{-4}$  voir  $10^{-6}$ . Il n'y a pas de règle universelle (figure 52) [134].

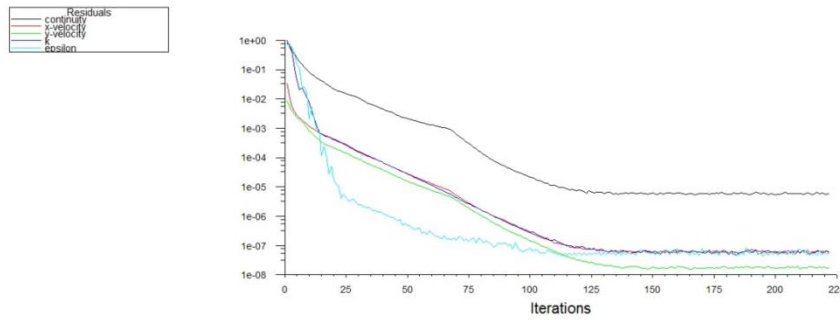


Figure 52 : Allure de l'évolution des résidus de calcul [133]

### c) Post-processeur

C'est un moyen pour présenter les résultats des prédictions et produire les images et animations CFD. Il existe plusieurs méthodes pour présenter les résultats tels que les tracés des vecteurs, des contours et des surfaces 2D et 3D. Lorsque les trois étapes de résolution précédentes sont effectuées, il faut valider la démarche poursuivie en comparant les résultats obtenus avec d'autres résultats analytiques, numériques ou expérimentaux. Pour cette raison, le prochain chapitre s'intéresse à la comparaison des résultats numériques de la distribution massique de l'eau dans des tubes parallèles situés verticalement entre deux plenums à des résultats obtenus analytiquement.

### d) Conditions initiales et aux limites

#### d.1) Conditions initiales

Il faut fournir au modèle numérique les conditions initiales qui représentent l'état de l'écoulement lors du démarrage de la simulation. Il est nécessaire de donner des vitesses initiales de l'écoulement dans différents domaines fluides, ainsi que les valeurs initiales pour la pression et la fraction position initiale de la surface libre [135].

#### d.2) Conditions aux limites

Une fois que nous avons représenté la géométrie du système étudié, nous devons fixer des conditions aux limites du système à partir du menu *zones*.

Plusieurs types de conditions aux limites sont proposés dans le code de calcul *FLUENT* qu'on va l'utiliser :

- 
- *Velocity inlet (vitesse imposée)* : Utilisée pour des écoulements incompressibles ou moyennement compressibles, quand la vitesse d'entrée est connue.
  - *Pressure Inlet (pression imposée)*: Utilisée pour les écoulements compressibles et incompressibles.
  - *Mass Flow Inlet (débit massique imposée)*: On impose un débit massique connu à l'entrée, il n'est pas nécessaire d'utiliser *Mass Flow Inlet* en écoulement incompressible.
  - *Pressure Outlet (pression de sortie)*: sert à définir la pression statique à la sortie. L'utilisation de la condition *Pressure Outlet* au lieu de *Outflow* a souvent comme conséquence une meilleure convergence.
  - *Outflow*: L'*Outflow* est utilisée pour modéliser les sorties de fluide dont on ne connaît à priori les détails de la vitesse et de la pression à la sortie. Il n'est pas approprié pour les calculs suivants :
    - Si le problème possède une condition de *pressure inlet* ;
    - Si vous modélisez un écoulement compressible ;
    - Si vous modélisez un écoulement instationnaire avec variation de la densité.
  - *Wall (paroi)*: est utilisé pour délimiter les régions solides des régions fluides. En général on utilise les propriétés d'une paroi lisse.

#### IV.4. Modélisation eulérienne à deux phases fluide-solide

##### IV.4.1. Fonction de distribution de phase

On définit la fonction caractéristique  $x_K(M, t)$  qui indique la présence non de la phase k au point M. Cette fonction, localement sommable est identifiée à une distribution définie par :

- $x_K(M, t) = 1$  Si à l'instant t le point M est dans la phase k (k=1,2) ;
- $x_K(M, t) = 0$  Si non.

On suppose que l'épaisseur de l'interface séparant les deux phases est nulle de sorte que l'on passe instantanément en la traversant d'une phase à l'autre. La fonction caractéristique de présence de phase donnée par la figure 53 vérifie les règles de dérivation suivantes :

---


$$\mathbf{grad}(x_K) = -\mathbf{n}_{IK}\delta_I \quad 127$$

$$\frac{\partial x_K}{\partial t} = -\mathbf{u}_I \cdot \mathbf{grad}(x_K) = \mathbf{u}_I \cdot \mathbf{n}_{IK}\delta_I \quad 128$$

Avec

$u_I$  : vitesse de déplacement de l'interface ;

$\delta_I$  : Une distribution de Dirac associé à l'interface ;

$n_{IK}$ : Un vecteur unitaire normale à l'interface et orienté vers l'extérieur de la phase K

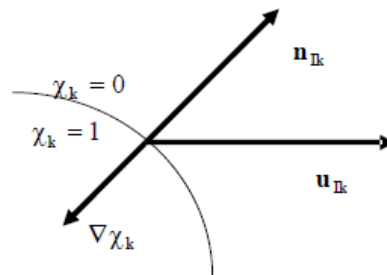


Figure 53: Discontinuité à l'interface en écoulement diphasique

Localement, chaque phase est considérée comme un milieu continu. Par conséquent, au sein de chacune des phases, les grandeurs physiques intensives peuvent être représentées par des fonctions continûment différentiables. Néanmoins, ces grandeurs subissent des discontinuités à la traversée des interfaces. Selon la description eulérienne développée par Ishii (1975) de ces milieux, la représentation de chaque grandeur physique intensive  $\psi_K$  associée à la phase K peut être étendue à tout le domaine de l'écoulement à l'aide de la définition de la distribution  $\chi_K \psi_K$ .

#### IV.4.2. Equations locales instantanées de bilans

Les équations locales instantanées de conservation de masse et de quantité de mouvement dans chacune des phases s'écrivent sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho_K}{\partial t} + \nabla (\rho_K \mathbf{u}_K) = \mathbf{0} \quad 129$$

$$\frac{\partial (\rho_K \mathbf{u}_K)}{\partial t} + \nabla (\rho_K \mathbf{u}_K \mathbf{u}_K) = \nabla (\boldsymbol{\sigma}_K) + \rho_K \mathbf{g} \quad 130$$

Avec

$K=1,2$  pour distinguer la phase continue ( $K=1$ ) et la phase dispersée ( $K=2$ )



$u_k$  : Vecteur vitesse ;

$\rho_k$  : La masse volumique ;

$\sigma_k$  : Le tenseur des contraintes ;

$g$  : L'accélération de pesanteur.

Les bilans instantanés s'écrivent alors pour chaque phase indiquée k comme suit :

**Bilan de masse :**

$$\frac{\partial(\rho_K u_K)}{\partial t} + \nabla (\rho_K u_K x_K) = m_K \quad 131$$

**Bilan de quantité de mouvement :**

$$\frac{\partial(\rho_K u_K x_K)}{\partial t} + \nabla (\rho_K u_K u_K x_K) = \nabla (\sigma_K x_K) + \rho_K x_K g + L_K \quad 132$$

Où  $m_K$  représente le terme de transfert de masse ou de flux de masse à travers l'interface il est donné en intervenant la distribution de Dirac par :

$$m_K = \rho_K (u_I - u_K) \cdot n_{IK} \delta_I \quad 133$$

Alors que  $L_K$  désigne le terme de transfert de quantité de mouvement à l'interface entre les deux phases. Il est donné aussi bien en intervenant la distribution de Dirac par la relation suivante :

$$L_K = [\sigma_K + \rho_K u_K (u_I - u_K)] n_{IK} \delta_I \quad 134$$

Les termes interfaciaux  $m_K$  et  $L_K$  assurent le couplage entre les équations de bilan des deux phases. En considérant qu'il n'y a pas accumulation de masse aux interfaces et que ces dernières sont soumises à des tensions superficielles, on établit alors les relations de saut suivantes :

$$m_1 + m_2 = 0 \quad 135$$

$$L_1 + L_2 = 2H\sigma_I \cdot n_{IK} + grad\sigma_I) \delta_I \quad 136$$

Où

$H$  : Représente la courbure algébrique de l'interface selon  $n_I$  ;

$grad$  : L'opérateur gradient pris par rapport aux coordonnées surfaciques ;

$\sigma_I$  : Désigne la tension superficielle.

L'équation (136) représente l'action des tensions superficielles, alors que L'équation (135) traduit la conservation de la masse au niveau des interfaces.

#### IV.4.3. Equations eulériennes moyennées en milieu diphasique dispersé : le modèle fluide-solide

Etant donné le caractère aléatoire de la turbulence en écoulement diphasique, il est quasi impossible de connaître à chaque instant les vitesses de déplacement des interfaces et leur position. Par conséquent, la résolution directe des équations locales instantanées devient difficile. C'est pourquoi, on a recours comme en situation monophasique, à effectuer des prises de moyenne des équations instantanées dans chaque phase. Cette approche est à la base de nombreux modèles de turbulence qui, couplés à des observations expérimentales, donnent de bonnes estimations des grandeurs moyennes des écoulements turbulents.

Dans la partie suivante, on va décrire les opérateurs de moyenne qui permettent d'aboutir à des équations moyennées utiles pour la prédiction des écoulements diphasiques.

#### IV.4.4. Opérateur de moyenne

L'opérateur de moyenne statistique est défini à partir de  $N$  réalisations dans des expériences répétitives d'une grandeur  $\psi$  en un point  $(x, t)$  selon :

$$\langle \psi \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \psi_i \right) \quad 137$$

Cependant, l'opérateur de moyenne statistique n'est pas adapté pour l'analyse expérimentale et on a généralement recours aux opérateurs de moyenne temporelle ou spatiale définis respectivement par :

$$\langle \psi \rangle = \frac{1}{T} \int \psi dt \quad 138$$

$$\langle \psi \rangle = \frac{1}{V} \int \psi dv \quad 139$$

Ces opérateurs doivent vérifier les conditions de Reynolds :

- La linéarité telle que :  $\langle \lambda \psi + \varphi \rangle = \lambda \langle \psi \rangle + \langle \varphi \rangle$  140

- L'idempotence :  $\langle \langle \psi \rangle \varphi \rangle = \langle \psi \rangle \langle \varphi \rangle$  141

- Commutativité vis-à-vis des opérateurs de dérivations :

$$\langle \mathbf{grad} \psi \rangle = \nabla \langle \psi \rangle \quad \text{et} \quad \left\langle \frac{\partial \psi}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \psi}{\partial t} \langle \psi \rangle \quad 142$$

$\varphi$  et  $\psi$  sont deux variables quelconques et  $\lambda$  constante.

Toute grandeur instantanée  $\varphi$  peut alors être décomposée en une grandeur moyenne et une grandeur fluctuante telle que :  $\varphi = \langle \varphi \rangle + \varphi'$  avec  $\langle \varphi' \rangle = 0$

En adoptant pour les écoulements diphasiques, la démarche introduite par Ishii (1975) où il a défini la notion de moyenne eulérienne par :

$$\alpha_K \overline{\varphi_K} = \langle x_K \varphi_K \rangle \quad 143$$

$\varphi_K$  : est une grandeur quelconque associée à la phase K

$\alpha_K$  : désigne le taux de présence de la phase k donné par la relation suivante :

$$\alpha_K = \langle x_K \rangle \quad 144$$

La composante fluctuante de la grandeur  $\varphi_K$  est définie par la relation :

$$x_K \varphi'_K = [\varphi_K - \overline{\varphi_K}] \quad 145$$

$$\text{Avec} \quad \langle x_K \varphi'_K \rangle = 0 \quad 146$$

L'emploi de l'opérateur de moyenne phasique permet ainsi d'obtenir des grandeurs moyennes phasiques définies et continues sur tout le domaine de l'écoulement. Le milieu diphasique est décrit alors comme un mélange de deux fluides coexistant et en interaction. Cette formulation ne tient pas compte de la géométrie des interfaces et décrit les interactions interfaciales par des termes définis et continus sur tout le domaine de l'écoulement

### Equations de bilans moyens de masse et de quantité de mouvement

On obtient les bilans moyens de masse et de quantité de mouvement en moyennant dans chacune des phases les équations de conservation locales et instantanées 131 et 132

selon le formalisme présenté ci-dessus :

On suppose que les épaisseurs des interfaces sont nulles :  $\sum_{K=1}^2 \alpha_K = 1$  147

Les bilans moyens s'écrivent alors ainsi :

***Bilan moyen de masse***

$$\frac{\partial(\rho_K \alpha_K)}{\partial t} + \mathbf{grad}(\rho_K \alpha_K \overline{\mathbf{u}_K}) = \mathbf{m}_K \quad 148$$

***Bilan moyen de quantité de mouvement***

$$\frac{\partial(\rho_K \alpha_K \overline{\mathbf{u}_K})}{\partial t} + \mathbf{grad}(\rho_K \alpha_K \overline{\mathbf{u}_K} \overline{\mathbf{u}_K}) = -\mathbf{grad}(\alpha_K \overline{\rho_K}) + \mathbf{grad}\left(\alpha_K (\overline{\boldsymbol{\tau}_K^l} + \overline{\boldsymbol{\tau}_K^t})\right) + \alpha_K \rho_K \mathbf{g} + \langle L_K \rangle \quad 149$$

$(\overline{\boldsymbol{\tau}_K^l}$  et  $\overline{\boldsymbol{\tau}_K^t})$  : Sont respectivement les tenseurs des contraintes visqueuses et turbulentes.

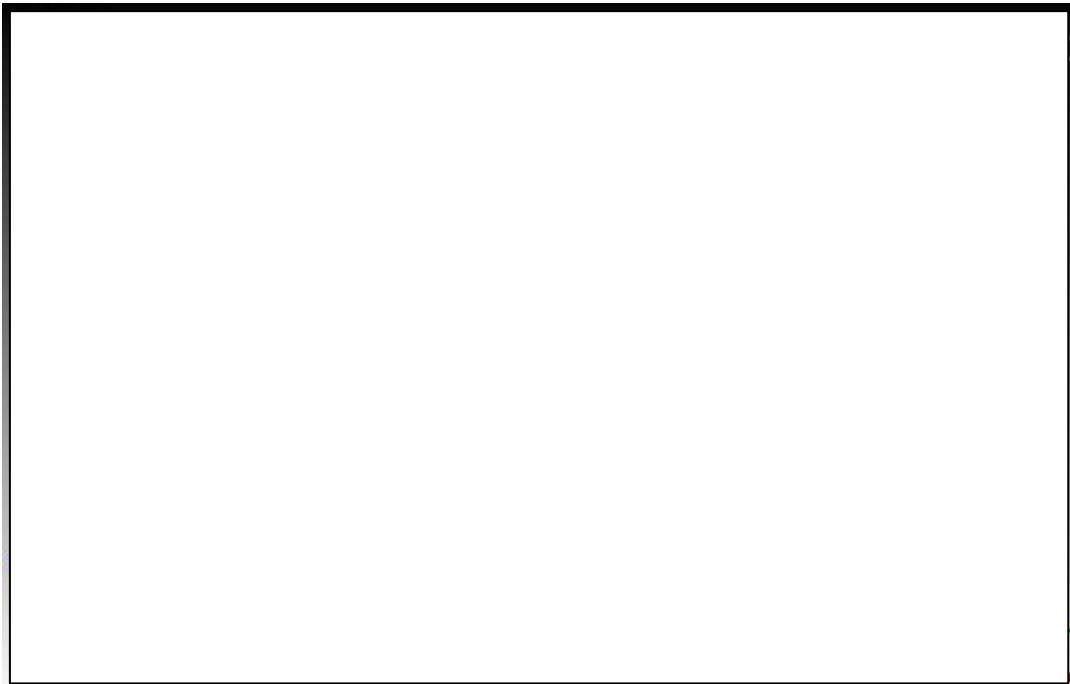
## IV.5. Résultats et discussions

### IV.5.1. Simulation de l'écoulement la boue de forage dans la pipe

#### a) Paramètre de simulations

- Conception de la géométrie

On dispose de représenter la tige de forage (pipe) par une conduite cylindrique de longueur  $L = 3\text{m}$  et de diamètre  $D = 0.1086\text{m}$ . (Figure 53)



*Figure 54: Tige de forage.*

Les maillages des différents domaines d'écoulement étudié dans cette partie ont été effectués à l'aide d'un logiciel de maillage Pointwise V16.03. Le maillage du domaine d'étude a été choisi après plusieurs essais de sensibilité dans les directions transversales et longitudinales du domaine de calcul. Nous avons retenu, par conséquent, un maillage suffisamment raffinés pour considérer qu'il n'a plus d'effet sur le calcul de l'ensemble des variables et structuré pour faciliter la modification des paramètre de maillage. En effet, le domaine d'étude de la pipe a été discrétisé en 54000 mailles et 54511 nœuds.



Figure 55 : Définition physique du problème et conditions aux limites

La résolution du problème se fait par calcul des équations agissant l'écoulement de la boue de forage dans le domaine de contrôle.

En fait, lors de la simulation le solveur résout les équations de Navier-stokes décrivant le mouvement de la boue, l'équation de la vitesse qui régit l'écoulement, ainsi que celle du débit et du gradient de pression. Toutes ces équations sont bien décrites dans l'étude analytique. Cette résolution s'effectue évidemment compte tenu des conditions aux limites spécifiques que nous allons décrire ci-dessous.

- **Propriétés de la boue de forage**

La rhéologie de notre boue est donnée par la loi de Bingham :

$$\tau = \tau_c + \eta_p \dot{\gamma}$$

Donc on choisit comme modèle de fluide dans le CFX : *le model non newtonien*, la contrainte seuil de cisaillement et la viscosité plastique la boue sont fixées par :

- **Conditions aux limites**

- *Conditions sur les parois :*

La surface de la tige de forage et les parois du puits sont désignées des parois

lisses non glissantes.

### b) Résultats et interprétation

Dans cette partie et en basant sur l'étude analytique du chapitre III, nous avons développé un programme Matlab qui nous permet de déterminer les caractéristiques de l'écoulement d'un fluide de Bingham en régime laminaire.

En effet, dans notre programme on dispose d'une interface graphique (figure 55) à travers laquelle on entre les données du forage, les caractéristiques de la boue ainsi que les caractéristiques de l'écoulement. Le programme Matlab calcule le coefficient de frottement  $f$  et il fait le test : Si  $f$  est inférieur ou égal à 0.0076 donc on est en régime turbulent et le calcul s'arrête. Sinon, on est en régime laminaire et le programme continue à calculer les différents paramètres d'un écoulement laminaire d'un fluide de Bingham dans une conduite cylindrique

Ci-dessous l'interface graphique de notre programme Matlab. En effet, ce dernier permet au pétrolier une étude simplifiée et assez rapide de l'écoulement de la boue dans la tige de forage.

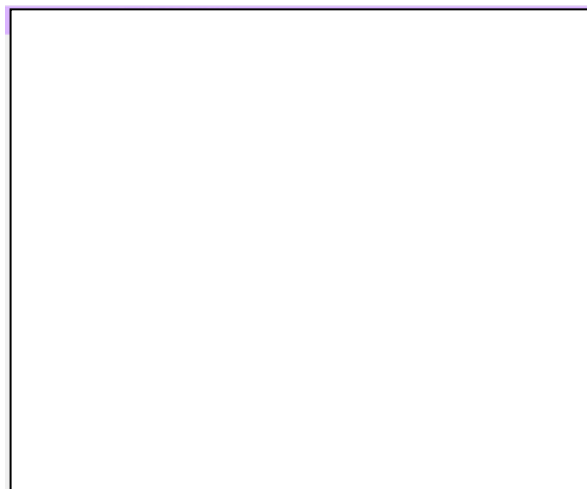


Figure 56 : Interface graphique du programme matlab.

Les résultats de la simulation qui peuvent être exploités sont la vitesse, la pression, le gradient de pression et encore d'autres paramètres obtenus lors des calculs. Ainsi, dans le module Post\_CFX nous avons comparé nos résultats de simulation aux résultats analytiques.

### c) Coefficient de frottement $f$ de Bingham

Le programme Matlab nous donne une valeur de  $f$  égal à donc on est en régime laminaire.

- *Profil de vitesse*

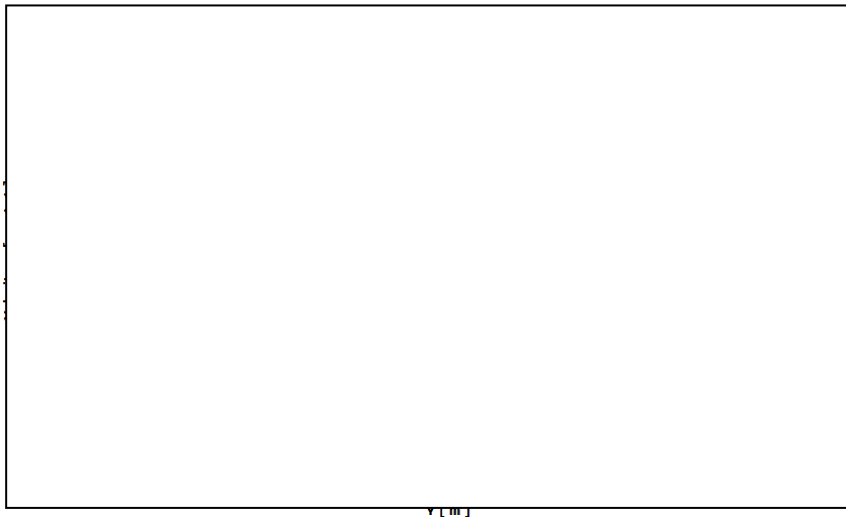


Figure 57: Profil de vitesse dans la tige de forage

La figure 56 représente le profil de vitesse de la boue de forage qui circule dans une conduite cylindrique. Ce profil représente une zone d'iso-vitesse, ce qui vérifie les résultats analytique.

En effet, l'écoulement piston (bouchon) du fluide de Bingham s'explique par sa rhéologie. En fait tout fluide de Bingham on a  $\tau = \tau_c + \eta_p \dot{\gamma}$  Donc lorsque  $\tau > \tau_c$  le fluide se déforme et son comportement est similaire à un fluide newtonien, par conséquent, on obtient une zone courbée dans le profil de vitesse. En revanche pour  $\tau < \tau_c$  la viscosité du fluide est assez importante qu'il se comporte comme un solide indéformable, donc il n'y a plus de



déformation au niveau du fluide et le profil de vitesse représente une zone d'iso-vitesse appelée aussi piston ou bouchon.

Dans l'étape de l'exploitation des résultats, dans le module Post\_CFX nous avons comparé nos résultats de simulation aux résultats des mesures données par Matlab afin de valider les résultats analytiques.

On commence par la valeur de la vitesse du bouchon (valeur des iso vitesses). Elle est lu directement sur le profil de vitesse donné par CFX elle est égal à  $v_{B\text{-expérimental}} = 1.25$  m/s, on peut également la déterminer directement par le programme Matlab dont la valeur est de  $V_{B\text{-analytique}} = 1.2$  m/s. Ceci valide l'expression des résultats analytique pour le profil de vitesse d'un fluide de Bingham.

On passe ensuite à la comparaison des profils de vitesse adimensionnels. En outre, nous avons exporté les résultats de calcul donné par CFX sous un fichier « .csv » pour les traiter avec Matlab. La courbe de la figure 78 présente la variation de la vitesse adimensionnelle analytique (en bleu) et expérimentale (en rouge). On remarque que les deux profils de vitesse sont bien superposés et presque identiques.

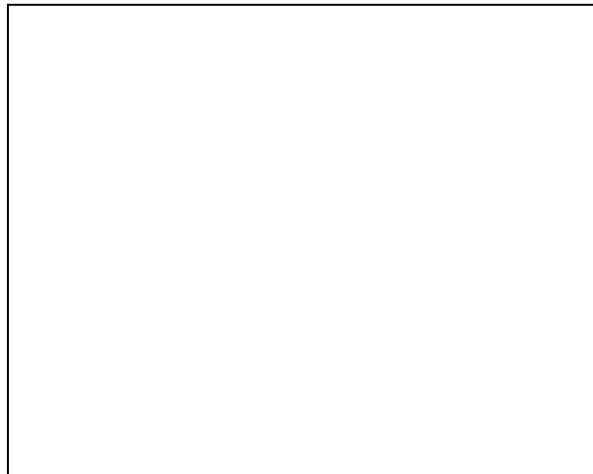
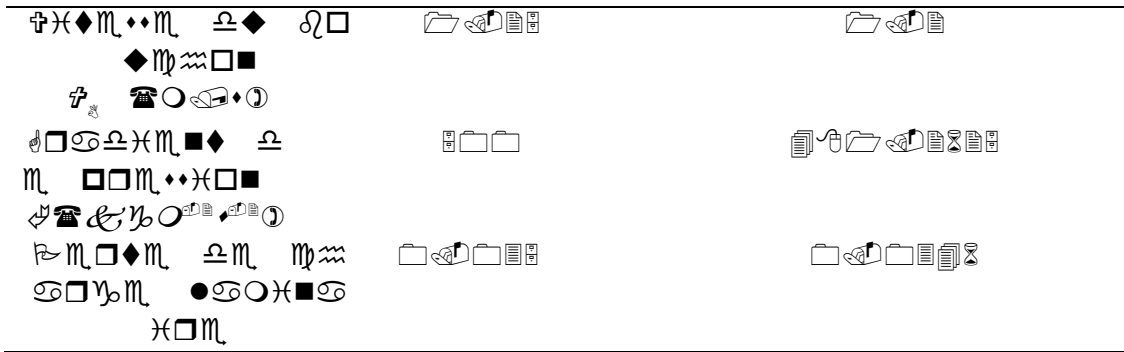


Figure 58: Superpositions des profils de vitesse analytique et expérimentale

#### d) Gradient de pression longitudinale de Bingham

La courbe de la figure 57 nous donne un gradient de pression  $\left(\frac{\Delta P}{L} = \Gamma\right)$  presque égal en valeur absolu à  $\Gamma_{\text{expérimentale}} = 500 \text{ Kg m}^{-2} \text{ s}^{-2}$  pratiquement égal à la valeur analytique donnée





On conclue que les résultats analytiques sont en concordance avec les résultats expérimentaux ce qui valide l'application Matlab que nous avons développé.

#### IV.5.2. Simulation de l'écoulement de la boue avec rotation de la pipe

##### a) Paramètre de simulations

- Conception de la géométrie

Design modeler est utilisé pour construire la géométrie du modèle. La géométrie du problème consiste en un anneau concentrique créé par deux corps cylindriques comme illustré à la figure 59.

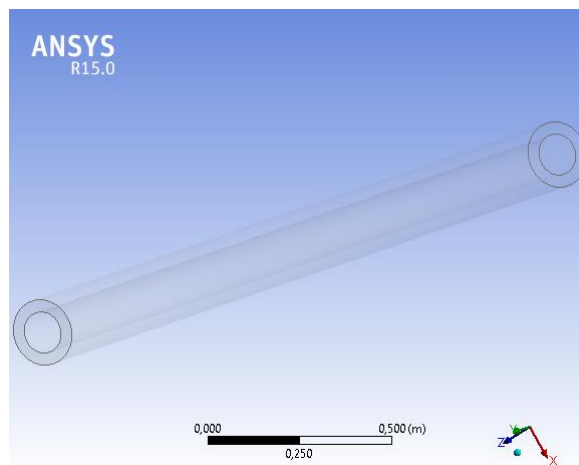


Figure 60 : Conception de la géométrie

Les diamètres des tuyaux intérieurs et extérieurs sont (0,113 m , 0,180 mm) respectivement. Sa longueur est de (3m). Le maillage de la pipe et de l'espace annulaire sont illustrées dans la figure 60.

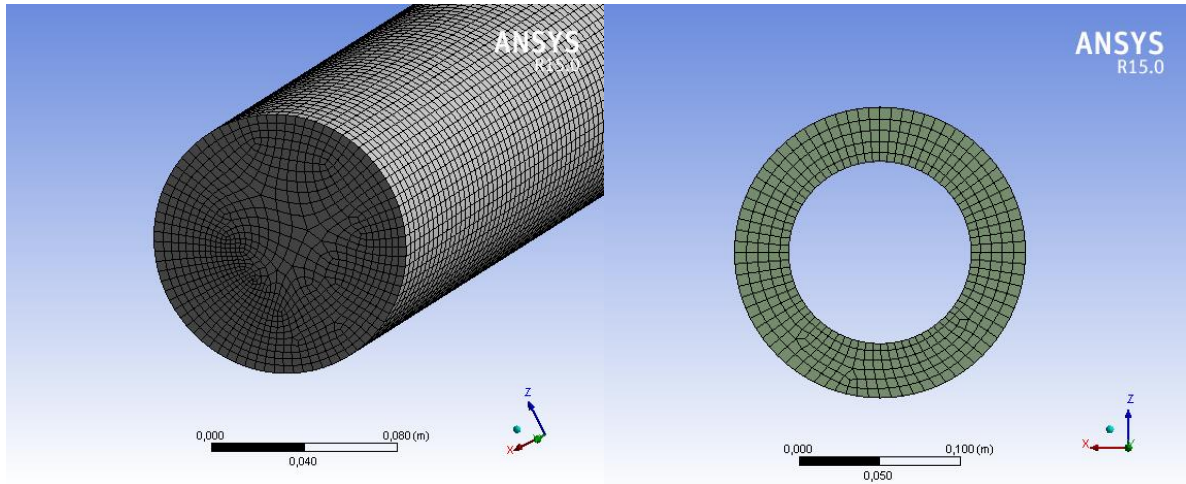


Figure 61 : A Gauche : Modèle résultant du tuyau discrétisé. A droite : distribution des cellules dans l'espace annulaire

Pour les phénomènes d'opération de forage : Le cylindre intérieur (pipe de rotation) tourne avec une vitesse de rotation variable autour de son axe. La boue de forage pénètre à l'intérieur de la pipe rotative d'une extrémité (entrée) et sort de l'autre (sortie) et retourne à la surface en s'écoulant à l'intérieur de l'espace annulaire.

Cette opération est illustrée à la figure 61.

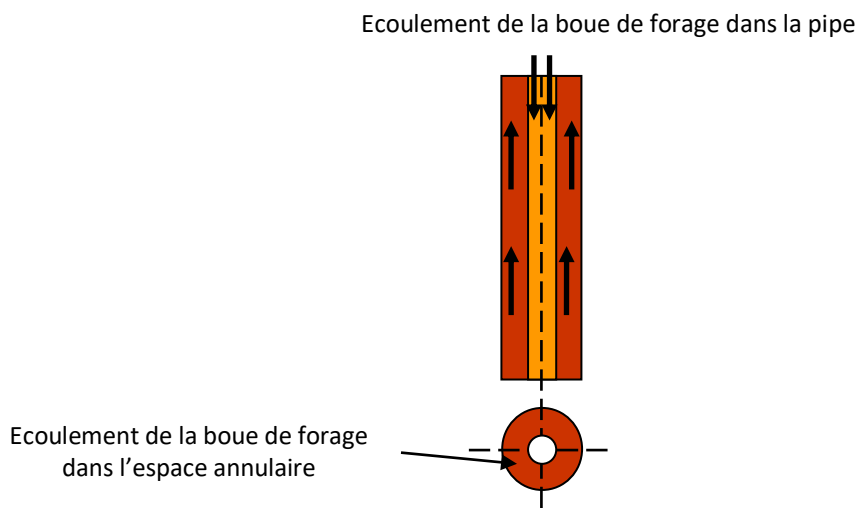


Figure 62 : Ecoulement de la boue de forage pendant l'opération de forage

### b) Rhéologie de la boue de forage

Les propriétés du fluide utilisées dans ce travail ont été extraites du document d'Abu - Jdayil et Ghannam [136], [137]. Le fluide suit un comportement rhéologique via le modèle de loi de puissance, qui décrit la relation entre la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement comme :

$$\tau = K\dot{\gamma}^n \quad \text{or} \quad \mu = \frac{K\dot{\gamma}^n}{\dot{\gamma}}$$

Où

$\tau$  est la contrainte de cisaillement [Pa]

$\mu$  est la viscosité de la boue de forage [Pa.s]

$K$  est l'indice de consistance [Pa.s<sup>n</sup>]

$\dot{\gamma}$  est le taux de cisaillement [s<sup>-1</sup>]

$n$  est l'indice d'écoulement.

Les paramètres rhéologiques du fluide et les paramètres de simulation sont présentés dans le tableau 3 :

Tableau 3 : Paramètres de simulation

Zone	Paramètres	Valeur
<b>Geometrie</b>	Diamètre de la pipe, $d_{\text{pipe}}$ (m)	0.113
	Diamètre du puits de forage, $d_{\text{wb}}$ (m)	0.180
	Longueur de la pipe, $L$ (m)	3
<b>Propriétés de la boue</b>	Composition	0.5 wt% CMCsolution
	Densité, $\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> )	1000
	Contrainte seuil, $\tau_0$	0
	Indice de consistance, $K$ (Pa.s <sup>n</sup> )	0.5239
	Indice d'écoulement, $n$	0.6
<b>Variable de l'opération de forage</b>	Vitesse d'entrée, $u$ (m.s <sup>-1</sup> )	0.18, 0.3, 0.6, 1.2
	Vitesse de rotation de la pipe, $\omega$ (rpm)	0, 80, 100, 200, 300

### c) Résultats et discussions

#### i) Ecoulement dans la pipe

La figure 62 montre la variation de la perte de pression en fonction de la vitesse d'entrée à différentes valeurs de vitesse de rotation 0, 80, 100, 200 et 300 tr/min. D'après ces graphiques, nous observons d'une part que lorsque la vitesse d'entrée est augmentée la perte de charge marque aussi une augmentation proportionnelle, d'autre part, une augmentation linéaire pour des vitesses de rotation inférieures à 100 tr/min qui devient une augmentation exponentielle à des vitesses de rotation plus élevées. On observe aussi que la vitesse de rotation 300 tr/min donne une valeur minimale pour tous les cas de vitesse d'entrée.

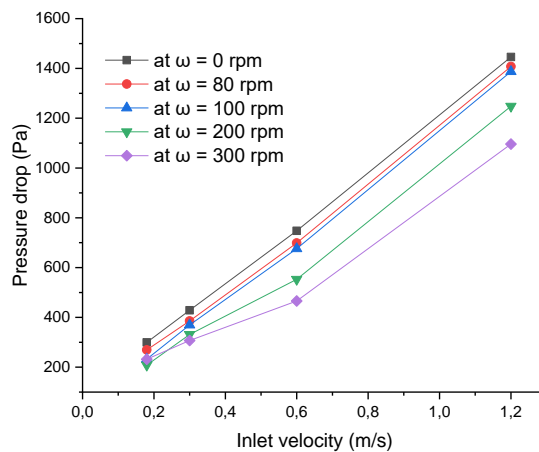


Figure 63 : Variation de la perte de pression en fonction de la vitesse d'entrée à différentes vitesses de rotation de la pipe

Dans la figure 63, nous montrons l'effet de la rotation du tuyau sur la vitesse à la sortie. Comme on le voit, la rotation du tuyau entraîne un léger incrément linéaire de la vitesse de sortie, sachant qu'à une vitesse d'entrée de 1,2 m/s le coefficient de corrélation  $R^2$  du graphique est de 0,99.

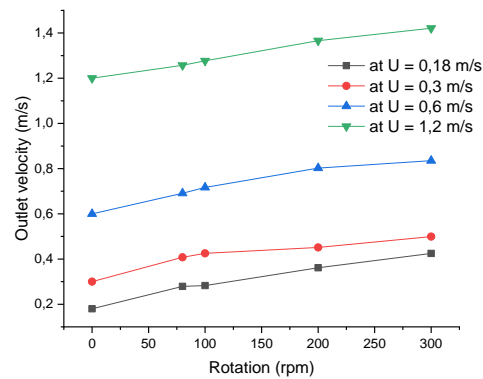


Figure 64 : Effet de la vitesse de rotation sur la vitesse de sortie à différentes vitesses d'entrée

D'après le résultat des figures 62 et 63, la vitesse de rotation à 300 tr/min et la vitesse d'entrée à 1,2 m/s seront utilisées dans le cas d'un écoulement annulaire. Pour confirmer cette sélection, nous avons présenté les courbes de perte de charge en fonction de la vitesse de rotation à différentes vitesses d'entrée, comme le montre la figure 64. Les courbes montrent que, dans les conditions de vitesse de rotation de 300 tr/min et de vitesse d'entrée de 1,2 m/s, la perte de charge présente une diminution significative par rapport aux autres conditions.

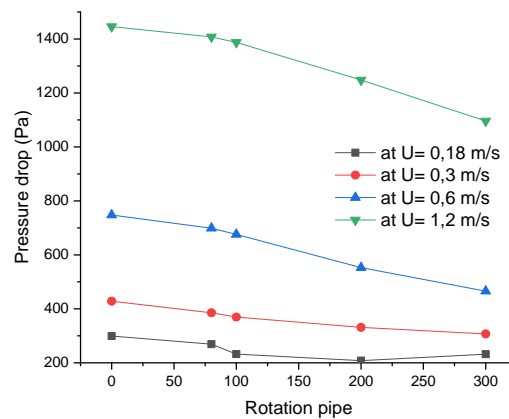


Figure 65 : Effet de la vitesse de rotation sur la chute de pression à différentes vitesses d'entrée

Selon la figure 65, qui élucide l'effet de la rotation de la tige de forage sur les vitesses à l'extrémité de la tige, la vitesse simulée dans ce travail a montré un profil plat à l'entrée de la tige à l'écart le plus large en raison des caractéristiques d'amincissement par cisaillement du fluide [138], [139].

L'introduction de la rotation du cylindre interne conduit à une diminution instable des vitesses de sortie, où : à (0, 100 tr/min) et à (80, 200 tr/min) présentent pratiquement le même profil à 300 tr/min le profil de vitesse montre une diminution observable, donc on peut considérer cette condition de vitesse de rotation comme condition optimale pour l'écoulement annulaire.

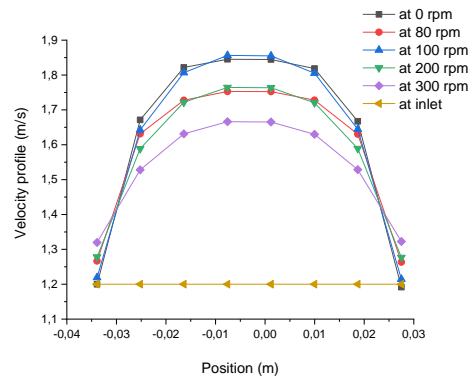


Figure 66 : Effet de la vitesse de rotation sur les vitesses à la sortie du tuyau

## ii) Ecoulement dans l'annulaire

La figure 66 présente le profil de vitesse dans l'annulaire à 0 tr/min et 300 tr/min.

Le profil de vitesse dans la section transversale annulaire de la pipe à rotation fixe ( $\omega=0$  tr/min) présente un profil parabolique, cela est généralement observé dans l'écoulement laminaire, l'amplitude des forces de traînée sera plus élevée du côté central de l'annulaire que celle des côtés des parois, à une vitesse de rotation non nulle ; le profil de vitesse présente des valeurs fixes tout au long de la section transversale, nous pouvons conclure qu'à une vitesse de rotation de 300 tr/min et une vitesse d'entrée de 1,2 m/s, le fluide loin des murs se comporte comme un fluide parfait.



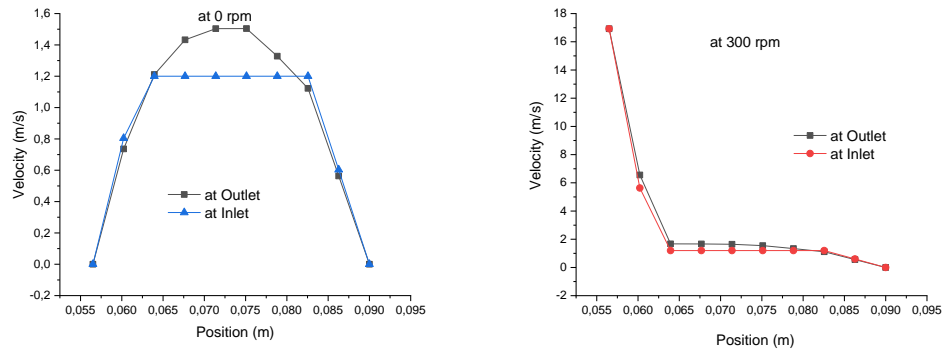


Figure 67 : Profil de vitesse dans l'annulaire à 0 tr/min et 300 tr/min





Figure 68: Domaine d'étude des débris

### b) Maillage du problème

Le maillage du domaine d'étude a été choisi après plusieurs tests de sensibilité dans les directions transversales et longitudinales du domaine de calcul. Nous avons retenu, par conséquence, un maillage suffisamment raffiné pour considérer qu'il n'a plus d'effet sur le calcul de l'ensemble des variables.

Dans cette partie, nous adoptons un maillage structuré, car il a été prouvé que sa description est légère ; avec un petit nombre de paramètres, il est possible de définir un maillage en entier. Ceci rend sa modification très aisée. Pour le maillage du domaine, nous proposons d'utiliser le logiciel de maillage *Pointwise V16.03*. Le *Pointwise* fournit une capacité de générer des scripts dans des fichiers « .glf ». La conception à l'aide d'un fichier « .glf » offre la possibilité de créer des applications de maillage personnalisé pour des configurations géométriques spécifiées.

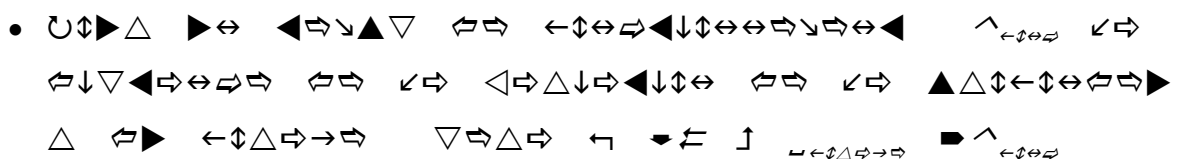
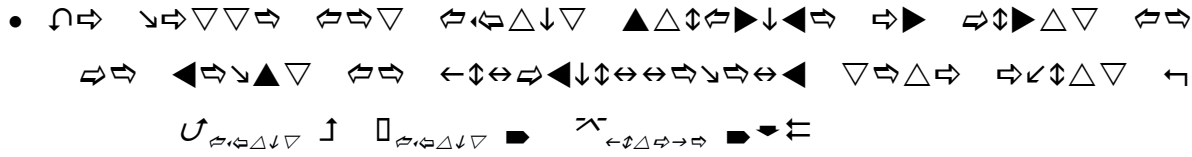
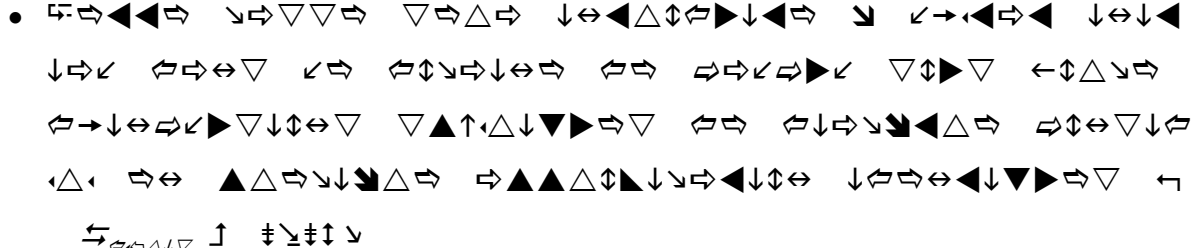
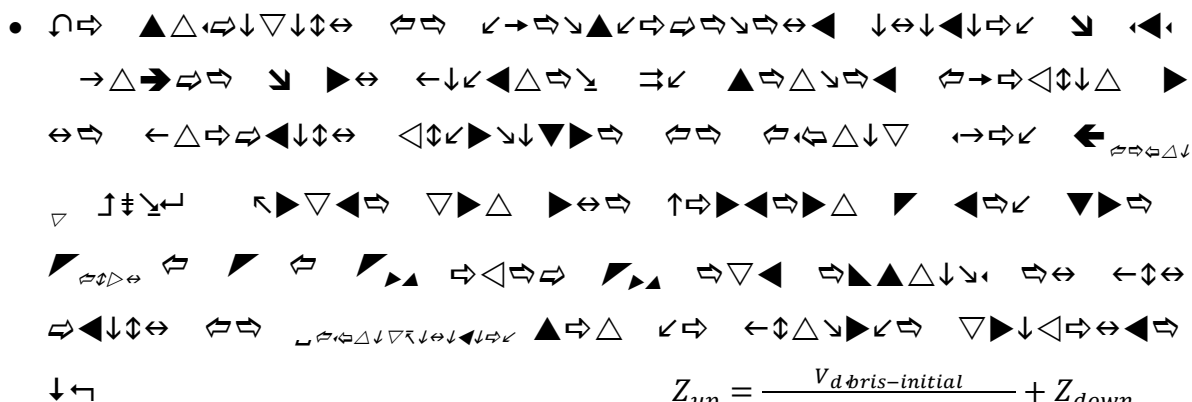
### c) Description de la démarche développée dans ce travail pour évaluer l'efficacité du nettoyage

Le processus du forage est instable avec le temps .En effet, au cours de cette opération le domaine de l'écoulement est en évolution permanente .Son changement se manifeste par l'augmentation de la profondeur du puits et la variation du diamètre foré. Cette évolution continue du domaine est caractérisée par une vitesse de forage  $V_{forage}$  de l'ordre de 1m/h. C'est

la vitesse d'avancement de l'outil de forage dans le puits pétrolier.

Afin de modéliser ce processus on était amené d'une part à utiliser un modèle diphasique et d'autre part, à simuler ce transport des débris en instationnaire. En effet, en situation permanente la conservation de la phase dispersée impose d'avoir à la sortie le même débit injecté à l'entrée donc un rendement de transport des débris égal à 100 % ce qui ne correspond pas à la réalité. Afin de contenir cette difficulté, on se propose de simuler en régime instationnaire sur un temps de fonctionnement  $T_{func}$  par le biais d'un modèle à deux fluides : masse des débris évacués et masse des débris produites. Le rendement du nettoyage sera alors estimé comme le rapport de cette masse évacuée et la masse produite au cours de ce temps de fonctionnement par le mécanisme de forage.

Notre démarche qu'on a développée se résume comme :

- 
- 
- 
- 

$$Z_{up} = \frac{V_{debris-initial}}{\alpha_{debris}(S_{forage} - S_{pipe})} + Z_{down}$$

#### d) Mise en œuvre numérique - Conditions aux limites

La résolution du problème se fait par calcul des équations agissant l'écoulement de la boue de forage et le transport des débris dans le domaine de contrôle. Nous allons décrire toutes

Ces équations ci-dessous. En effet, pour un temps de fonctionnement  $T_{fonc} = 10$  s et un pas de temps  $\Delta t = 0.1$ s.

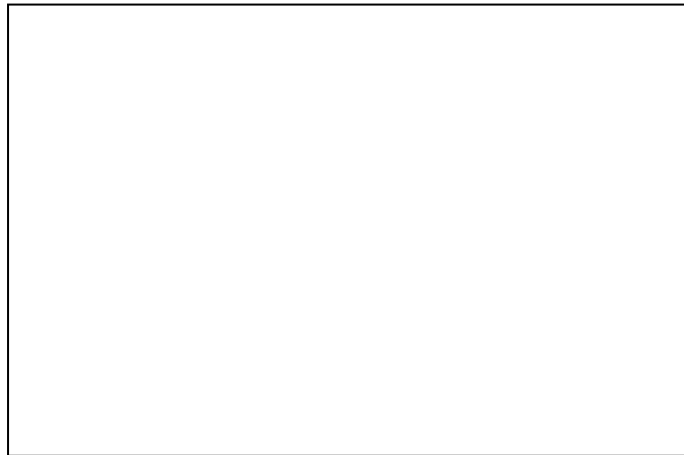
On fixe les différents paramètres de forage comme suit :

Tableau 4 : Paramètres de l'opération de forage

Paramètres	
<b>Geometrie du forage</b>	Diamètre intérieur de la pipe, $d_{int}$ (m)
	Diamètre du puits de forage, $d_{forage}$ (m)
	Section du forage, $S_{forage} (m^2) = \frac{\pi d_{forage}^2}{4}$
	Section pipe forage, $S_{pipe} (m^2) = \frac{\pi d_{pipe}^2}{4}$
<b>Caractéristiques du débris</b>	Diamètre des débris, $d_{débris}$ (m)
	Masse volumique des débris, $\rho_{débris}$ ( $kg \cdot m^{-3}$ )
	Viscosité plastique des débris, $\mu_{p-débris}$ ( $Kgm^{-1}s^{-1}$ )
	Volume initial des débris, $V_{débris\ init} = S_{forage} \cdot V_{forage} \cdot T_{fonc}$ ( $m^3$ )
	Masse initial des débris, $M_{débris\ init} = \rho_{débris} \cdot V_{débris\ init}$ (Kg)
<b>Rhéologie de la boue</b>	Contrainte limite de cisaillement, $\tau_0$ ( $Kgm^{-1}s^{-2}$ )
	Viscosité plastique de la boue, $\mu_{p-boue}$ ( $Kgm^{-1}s^{-1}$ )
	Masse volumique de la boue, $\rho_{boue}$ ( $kg \cdot m^{-3}$ )

Cette résolution s'effectue évidemment compte tenu des conditions aux limites spécifiques que nous allons décrire ci-dessous. On commence tout d'abord par activer le modèle diphasique

volumique de débris qu'on a fixé initialement. En plus, à l'entrée du domaine la fraction volumique des débris est nulle puisque dans cette zone il n'y a pas de débris c'est uniquement la boue qui entre. Néanmoins, tout au long du forage la fraction des débris diminue jusqu'à s'annuler à la sortie du domaine.



*Figure 69 : La fraction volumique des débris sur la paroi externe du forage.*

La figure 70 représente la direction suivit par les débris, qui se déplacent du fond du forage pour atteindre la sortie du domaine. Comme l'écoulement est établie à cette sortie on suppose que les débris vont continuer à se déplacer de manière identique jusqu'à atteindre la surface du sol.

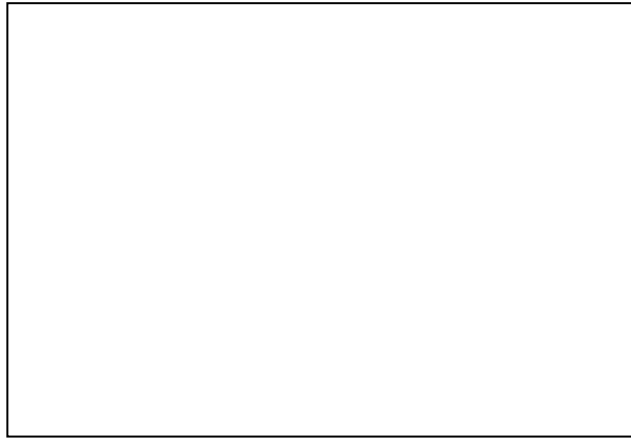


Figure 70: Déplacement des débris dans le puits

Dans la courbe de la figure 71 on représente la variation du débit massique des débris  $Q_{massivedébris}$  en fonction du temps à la sortie du domaine d'étude.

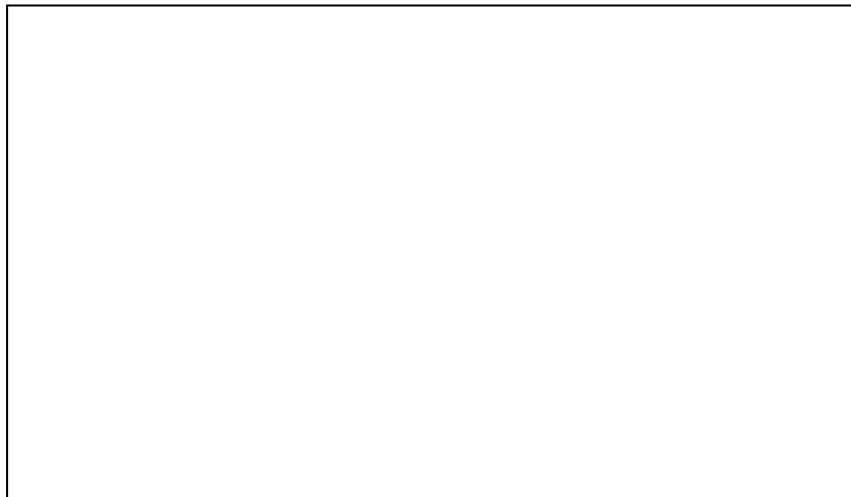


Figure 71: Variation du débit massique des débris en fonction du temps dans l'outlet du domaine.

On exporte ces résultats sur un fichier EXCEL sous la forme .csv . Ce dernier nous donne la somme des

$$\sum_{i=1}^N Q_m^i =$$

23.6 Kgs<sup>-</sup>

On exporte ces résultats sur un fichier EXCEL sous la forme .csv . Ce dernier nous donne la somme des

$$\leftarrow = \frac{M_{\text{outlet}}}{M_{\text{inlet}}} = 16\%$$

#### IV.5.4. Effets des différents paramètres sur l'efficacité du transport des débris

On dispose d'un cas d'étude similaire au cas étudié précédemment. En effet soit les paramètres suivant :

Tableau 5 : Paramètres de l'opération de forage

Paramètres	
Geometrie du forage	Diamètre intérieur de la pipe, $d_{\text{int}}$ (m)
	Diamètre du puits de forage, $d_{\text{forage}}$ (m)
Caractéristiques du débris	Diamètre des débris, $d_{\text{débris}}$ (m)
	Masse volumique des débris, $\rho_{\text{débris}}$ ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ )
	Viscosité plastique des débris, $\mu_{p\text{-débris}}$ ( $\text{Kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ )
Rhéologie de la boue	Contrainte limite de cisaillement, $\tau_0$ ( $\text{Kgm}^{-1}\text{s}^{-2}$ )
	Viscosité plastique de la boue, $\mu_{p\text{-boue}}$ ( $\text{Kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ )
	Masse volumique de la boue, $\rho_{\text{boue}}$ ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ )

##### a) Effets des paramètres géométriques sur le transport des débris

On désire étudier l'efficacité de la variation des paramètres géométriques du forage sur le rendement du transport des débris. On peut varier le diamètre intérieur de la pipe et le diamètre du forage.

Dans cette partie on va varier les paramètres géométriques. D'après les courbes de la figure 72, on conclue, que lorsque le diamètre de la pipe augmente le rendement du transport des débris augmente. Néanmoins lorsque le diamètre du forage augmente le rendement diminue. Par suite, on a intérêt à élargir la pipe pour transporter plus de débris.



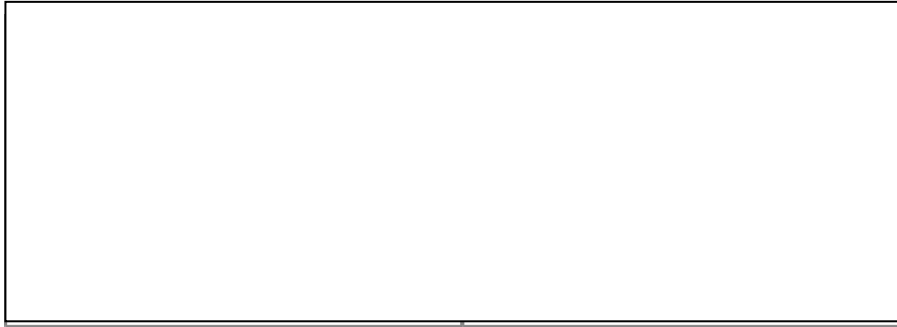


Figure 72 : Rendement du transport de débris en fonction du diamètre intérieur de la pipe et du diamètre du forage.

### **b) Effets des caractéristiques de la boue sur le transport des débris**

On désire étudier l'effet des caractéristiques de la boue sur le transport des débris dans le puits pétrolier.

On dispose du même cas d'étude avec les mêmes paramètres du tableau 6 quoique dans cette partie on varie uniquement les caractéristiques de la boue.

On se base sur le tableau précédent pour représenter les trois courbes (figures 73,74) , qui décrivent la variation du rendement du transport des débris en fonction de la masse volumique de la boue, de la contrainte limite de cisaillement ainsi que la viscosité plastique du fluide de forage.

D'après ces courbes on remarque que le rendement du transport des débris augmente en fonction de l'augmentation de la contrainte limite de cisaillement de la boue et de sa viscosité plastique. Néanmoins, il diminue pour des grandes valeurs de masse volumique de la boue.

Par la suite pour un meilleur transport des débris on a intérêt à diminuer la masse volumique de la boue et à augmenter la contrainte limite de cisaillement ainsi que la viscosité plastique.



Figure 73: effet de la variation de la masse volumique, de la contrainte limite de cisaillement et de la viscosité plastique de la boue sur le rendement

**c) Effets des caractéristiques des débris sur le transport :**

On désire étudier l'effet des caractéristiques des débris sur le transport. On dispose du même cas d'étude avec les mêmes paramètres géométriques et rhéologiques fixés auparavant.

On obtient les deux courbes de la figure 74 qui représentent la variation du rendement du transport des débris en fonction du diamètre des débris et en fonction de la masse volumique de ces derniers.



Figure 74: Variation du rendement en fonction du diamètre et de la masse volumique des débris

On remarque que lorsque le diamètre des débris augmente, le rendement du transport diminue. Le même cas se produit lorsque la masse volumique des débris augmente. Par la

suite, pour améliorer le transport des débris dans un puits pétrolier on a intérêt à minimiser le diamètre des débris en augmentant la force du broyage néanmoins on ne peut pas contrôler la masse volumique des débris.

#### **IV.6. Conclusion**

Dans une première partie et pour une opération de forage réussie, l'étude de simulation CFD a permis de comprendre le comportement d'écoulement du fluide de boue qui suit la loi de puissance à travers un tube capillaire et un anneau. dans cet atelier, ANSYS 15.0 est utilisé avec un régime laminaire pour un fluide à loi de puissance non newtonienne.

Pour cette partie, nous pouvons conclure les principaux résultats :

- l'augmentation de la rotation des canalisations marque un effet important sur la perte de charge d'où sa diminution.
- Aux conditions de vitesse de rotation de 300 tr/min et de vitesse d'entrée de 1,2 m/s, la perte de charge présente une diminution considérable, en outre, une répartition uniforme de la vitesse dans le tuyau et l'espace annulaire est indiquée. Par conséquent, nous pouvons considérer ces conditions de vitesse de rotation et de vitesse d'admission comme des conditions optimales.

Dans la deuxième partie , l'application de l'approche CFD, nous a permis de simuler le transport des débris du fond du puits vers la surface. En effet, on a simulé en instationnaire le processus du nettoyage du puits pétrolier tout en appliquant un modèle multiphasique fluide-solide .Tel que les particules représente la phase dispersée et la boue la phase continue.

En se basant sur le rendement du transport des débris, on a étudié l'effet des paramètres géométriques du forage, rhéologiques de la boue, et caractéristiques des débris sur le transport des particules du fond du puits jusqu'à la surface.

On conclue que l'efficacité du transport est proportionnelle au diamètre de la pipe, à la contrainte limite de cisaillement et à la viscosité plastique de la boue. En revanche, elle est inversement proportionnelle au diamètre du forage, à la masse volumique de la boue, à la masse volumique et au diamètre de ces derniers.

# Conclusion générale

---

## Conclusion Générale

Cette présente étude avait pour objectif principal, la compréhension de l'écoulement d'une boue de forage lors des opération de forage; cela est réalisé par simulation numérique par une approche CFD en basant sur la caractérisation rhéologiques de la boue de forage utilisée.

Pour mener à bien ce travail, nous avons commencé notre étude par des éléments bibliographiques sur les fluides de forage et les additifs utilisés fréquemment lors des opérations de forage pétroliers puis sur la rhéologie des systèmes complexes en citant l'historique de la rhéologie du système bentonite -additifs. Une étude analytique de l'écoulement de la boue de forage dans un puits de forage est effectuée.

Pour une opération de forage réussie, en plus des études expérimentales, la simulation par l'approche CFD a permis de comprendre le comportement d'écoulement de deux types de boue de forage :

La première boue de forage est un fluide de Bingham nous avons développé jusqu'au limite du possible des solutions analytiques valables pour divers régimes. Nous avons également développé un programme Matlab qui nous permet de déterminer les caractéristiques de l'écoulement d'un fluide de Bingham en régime laminaire dans une conduite cylindrique. Afin de valider les équations et les résultats analytiques trouvés et pour étudier convenablement le comportement hydrodynamique d'un fluide de Bingham, nous proposons de simuler à l'aide de CFX15 l'écoulement de la boue de forage sans débris. Nous simulons l'écoulement de la boue dans la pipe tout en raccordant les conditions aux limites. Nous avons trouvé que les résultats analytiques concordent avec les résultats expérimentaux ce qui valide le programme Matlab que nous avons développé.

Ensuite, nous avons appliqué notre programme Matlab pour étudier l'effet des différents paramètres d'un fluide de Bingham sur un écoulement. Nous avons trouvé que contrairement à un fluide Newtonien, le régime d'écoulement d'un fluide de Bingham est maintenue laminaire et il ne devient turbulent que pour des grandes vitesses. En plus, les pertes de charge visqueuses diminuent avec l'augmentation de la vitesse et seront remplacées

---

par les pertes de charge turbulentes. Néanmoins, ils augmentent avec l'augmentation des valeurs des caractéristiques rhéologique du fluide de Bingham : contrainte limite de cisaillement et viscosité plastique.

La deuxième boue de forage suit la loi de puissance à travers un tube capillaire et un anneau. Dans cette partie, ANSYS 15.0 est utilisé avec un régime laminaire pour un fluide à loi de puissance non newtonienne.

Dans cette partie, nous pouvons conclure les principaux résultats :

- l'augmentation de la rotation des canalisations marque un effet important sur la perte de charge d'où sa diminution.
- Aux conditions de vitesse de rotation de 300 tr/min et de vitesse d'entrée de 1,2 m/s, la perte de charge présente une diminution considérable, en outre, une répartition uniforme de la vitesse dans le tuyau et l'espace annulaire est indiquée. Par conséquent, nous pouvons considérer ces conditions de vitesse de rotation et de vitesse d'admission comme des conditions optimales.

Après simulation de la boue sans débris et validations des résultats trouvés .Nous avons appliqué l'approche CFD pour simuler le transport des débris solide. En effet, on a simulé en instationnaire le processus du nettoyage du puits pétrolier dans le bit tout en appliquant un modèle multiphasique fluide-solide .Tel que les particules représentent la phase dispersée et la boue la phase continue.

Enfin, nous avons déterminé grâce à l'approche CFD l'effet des différents facteurs de forage sur l'efficacité de transport des débris par la boue. On a étudié l'effet des paramètres géométrique du forage : diamètre interne de la pipe et diamètre extérieur du forage, les paramètres rhéologiques de la boue : viscosité plastique, contrainte limite de cisaillement et masse volumique et paramètres caractéristiques des débris : diamètre et masse volumique. Nous avons trouvé que l'efficacité du transport est proportionnelle au diamètre de la pipe, à la contrainte limite de cisaillement et à la viscosité plastique de la boue. En revanche, elle est inversement proportionnelle au diamètre du forage, à la masse volumique de la boue, à la masse volumique et au diamètre des débris.

---

**Rappel d'analyse vectorielle [111]**

Les opérateurs différentiels usuels :

*En cartésien :*

- Gradient :  $\overrightarrow{Grad} f = \vec{\nabla} f = \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} \\ \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial f}{\partial z} \end{pmatrix}$

- Divergent :  $div \vec{V} = \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix} = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z}$

- Rotationnel :  $\overrightarrow{Rot} \vec{V} = \vec{\nabla} \wedge \vec{V} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z} \\ \frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial x} \\ \frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y} \end{pmatrix}$

- Laplacien :  $\Delta f = Div(\overrightarrow{Grad} f) = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} f = \nabla^2 f = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} \\ \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial f}{\partial z} \end{pmatrix} = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} ;$

Peut d'appliquer sur un vecteur :  $\vec{\Delta} \vec{U} = \Delta \begin{pmatrix} U_x \\ U_y \\ U_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta U_x \\ \Delta U_y \\ \Delta U_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U_x}{\partial z^2} \\ \frac{\partial^2 U_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U_y}{\partial z^2} \\ \frac{\partial^2 U_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} \end{pmatrix}$

*En cylindrique*

- $Div \vec{U} = \frac{1}{r} (r U_r)_r + \frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial U_z}{\partial z}$

- $\overrightarrow{Grad} U = \frac{\partial \vec{U}_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vec{U}_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \vec{U}_z}{\partial z}$

- $\Delta \vec{U} = \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial U_x}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U_x}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 U_x}{\partial z^2} \right] \vec{e}_x$





# Références bibliographiques

- [1] C. Guy, G. Jean Louis, and H. Nicolas, *Initiation à la rhéologie*, 4th ed. Lavoisier Tec, 2000.
  - [2] N. Tixier, “Approche des propriétés rhéologiques de suspensions biologiques floculées,” Université de Limoges, 2003.
  - [3] A. Fall, “Rhéophysique des fluides complexes : Ecoulement et Blocage de suspensions concentrées,” Université de Paris 7, 2008.
  - [4] P. Coussot and F. Bertrand, “Détermination directe par IRM du comportement thixotrope de suspensions colloïdales.,” 2001.
  - [5] LEYAMA, MACAIRE, “Etude de l’écoulement des suspensions de bentonite,” Université de Louis Pasteur de Strasbourg, 2001.
  - [6] Z. Xu *et al.*, “Kinetic determination of sedimentation for GMZ bentonite colloids in aqueous solution: Effect of pH, temperature and electrolyte concentration,” *Appl. Clay Sci.*, vol. 184, pp. 105–393, 2020,
  - [7] M. Benna, N. Kbir-Ariguib, A. Magnin, and F. Bergaya, “Effect of pH on rheological properties of purified sodium bentonite suspensions,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 218, no. 2, pp. 442–455, 1999,
  - [8] F. J. Arroyo, R. Perea, and J. D. G. Dur, “Scaling Behavior of the Rheological Properties of Montmorillonite Suspensions: Correlation between Interparticle Interaction and Degree of Flocculation,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 259, pp. 251–259, 2001,
  - [9] G. Couarraze and J.-L. Grossiord, *Initiation à la rhéologie*, 3ème Editi. 2000.
  - [10] J. B. Miller, “Techniques for NMR imaging of solids,” *Trends Anal. Chem.*, vol. 10, pp. 59–64, 1991,
-

- [11] H. A. Barnes, "Shear-Thickening ('Dilatancy') in Suspensions of Nonaggregating Solid Particles Dispersed in Newtonian Liquids," *J. Rheol. (N. Y. N. Y.)*, vol. 33, no. 2, p. 329, 1989,
- [12] A. B. Metzner and M. Whitlock, "Flow Behavior of Concentrated (Dilatant) Suspensions," *Trans. Soc. Rheol.*, vol. 2, pp. 239–254, 1958,
- [13] B. J. Maranzano and N. J. Wagner, "Flow-small angle neutron scattering measurements of colloidal dispersion microstructure evolution through the shear thickening transition," *J. Chem. Phys.*, vol. 117, pp. 10291–10302, 2002,
- [14] R. L. Hoffman, "Discontinuous and Dilatant Viscosity Behavior in Concentrated Suspensions .2. Theory and Experimental Tests," *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 46, no. 3, pp. 491–506, 1974,
- [15] C. Rigal, "Comportement de fluides complexes sous écoulement : Approche expérimentale par résonance magnétique nucléaire et techniques optiques et simulations numériques," 2012. [Online]. Available: [http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)  
[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)
- [16] A. Benchabane, "Etude du comportement rhéologique de mélanges argiles - polymères. Effets de l'ajout de polymères," Université de Louis Pasteur de Strasbourg, 2006.
- [17] D. Margaux and P. Céline, "Les fluides non-newtoniens," 2014.
- [18] C. Baravian, D. Vantelon, and F. Thomas, "Rheological determination of interaction potential energy for aqueous clay suspensions," *Langmuir*, vol. 19, pp. 8109–8114, 2003,
- [19] D. Quemada, "Rheology of Concentrated Disperse Systems and Minimum Energy Dissipation Principle: II. A Model for Non-Newtonian Shear Viscosity in Steady Flows," *Rheol.Acta*, vol. 17, p. 632, 1978.
- [20] C. L. A. Berli and D. Quemada, "Rheological modeling of microgel suspensions involving solid-liquid transition," *Langmuir*, vol. 16, pp. 7968–7974, 2000,
- [21] A. Moreau, "Identification de propriétés viscoélastiques de matériaux polymères par
-

- mesures de champs de réponses en fréquences de structures,” Institut National des Sciences Appliquées de Rouen THESE, 2007.
- [22] B. Stéphane, “Modèles Rhéologiques et Lois de Comportement Aide-Mémoire Simplifié Stéphane Bonelli,” 2020.
- [23] J. Mewis, “Thixotropy - a general review,” *J. Nonnewton. Fluid Mech.*, vol. 6, pp. 1–20, 1979.
- [24] G. Benbelkacem, “Viscoélasticité et écoulements de fluides structurés,” Université de Nancy, 2008.
- [25] D. Quemada, “Rheology of concentrated disperse systems III. General features of the proposed non-newtonian model. Comparison with experimental data,” *Rheology*, vol. 653, pp. 643–653, 1978.
- [26] P. Coussot, A. I. Leonov, and J. M. Piau, “Rheology of concentrated dispersed systems in a low molecular weight matrix,” *J. Nonnewton. Fluid Mech.*, vol. 46, pp. 179–217, 1993,
- [27] K. Ben Azouz Ahmed, “Relations entre propriétés rhéologiques et structure microscopique de dispersions de particules d’argile dans des solutions de polymères,” Université de Strasbourg, 2010.
- [28] V. Thai Son, “Rhéologie des suspensions non newtoniennes,” Université Paris Est, 2011.
- [29] P. Coussot and L. Grossiord, J, “Comprendre la rhéologie de la circulation du sang à la prise du béton,” 2001, EDP SCIENC.
- [30] E. Lemaire, “Contribution au développement de capteurs intégrés de viscoélasticité de fluides,” Université de Bordeau I, 2013.
- [31] R. M. Soom, A. G. M. Top, and W. H. W. Hassan, “Production of carboxymethylcellulose (cmc) from oil palm empty fruit bunch (efb),” *Mpob Tt*, vol. 228, pp. 1–2, 2004.
- [32] G. Priya, U. Narendrakumar, and I. Manjubala, “Thermal behavior of carboxymethyl
-

- cellulose in the presence of polycarboxylic acid crosslinkers,” *J. Therm. Anal. Calorim.*, vol. 138, pp. 89–95, 2019,
- [33] B. Bloys, N. Davis, B. Smolen, L. Bailey, L. Fraser, and M. Hodder, “What Influences the Choice of Fluid?,” *Academia*, pp. 34–36, 1994, [Online]. Available: [https://www.slb.com/~media/Files/resources/oilfield\\_review/ors94/0494/p33\\_43.pdf](https://www.slb.com/~media/Files/resources/oilfield_review/ors94/0494/p33_43.pdf)
- [34] R. R. Menezes, L. N. Marques, L. A. Campos, H. S. Ferreira, L. N. L. Santana, and G. A. Neves, “Use of statistical design to study the influence of CMC on the rheological properties of bentonite dispersions for water-based drilling fluids,” *Appl. Clay Sci.*, vol. 49, pp. 13–20, 2010,
- [35] K. Benyounes, A. Mellak, and A. Benchabane, “The effect of carboxymethylcellulose and xanthan on the rheology of bentonite suspensions,” *Energy Sources, Part A Recover. Util. Environ. Eff.*, vol. 32, pp. 1634–1643, 2010,
- [36] M. G. Temraz and I. Hassanien, “Mineralogy and rheological properties of some Egyptian bentonite for drilling fluids,” *J. Nat. Gas Sci. Eng.*, vol. 31, pp. 791–799, 2016,
- [37] H. M. Ahmad, M. S. Kamal, M. Mahmoud, S. M. Shakil Hussain, M. Abouelresh, and M. A. Al-Harhi, “Organophilic Clay-Based Drilling Fluids for Mitigation of Unconventional Shale Reservoirs Instability and Formation Damage,” *J. Energy Resour. Technol. Trans. ASME*, vol. 141, pp. 1–8, 2019,
- [38] R. Hussein, A. Elemam, S. Mohamed, and A. Ibrahim, “Assessment of the Effect of Increasing Local Bentonite Concentration on Drilling Fluids Rheology and Filtration Properties,” *SUST J. Eng. Comput. Sci.*, vol. 15, pp. 26–34, 2014.
- [39] D. Fluids, U. Carboxymethyle, C. Cmc, A. E. Elemam, R. A. M. Hussien, and A. A. Ibrahim, “An improving Rheological Properties and Filter Loss of Water-Base,” in *Online nternational Interdisciplinary Research Journal*, 2014, pp. 55–65.
- [40] A. Benmounah, K. Benyounes, K. Chalah, and D. Eddine, “Effect of xanthan gum and sodium carboxymethylcellulose on the rheological properties and zeta potential of bentonite suspensions,” *23ème Congrès Français de Mécanique*, pp. 1–7, 2017.
-

- [41] K. Benyounes, A. Mellak, and A. Benchabane, "L'influence de Carboxyméthylcellulose de Sodium et du Sel Sur le Comportement Rhéologique D'une Suspension D'argile," *Eur. J. Sci. Res.*, vol. 19, pp. 122–127, 2007.
- [42] B. M. A. Brito, P. M. Bastos, A. J. A. Gama, J. M. Cartaxo, G. A. Neves, and H. C. Ferreira, "Effect of carboxymethylcellulose on the rheological and filtration properties of bentonite clay samples determined by experimental planning and statistical analysis," *Ceramica*, vol. 64, pp. 254–265, 2018,
- [43] T. Yalçın, A. Alemdar, O. I. Ece, and N. Gungor, "The viscosity and zeta potential of bentonite dispersions in presence of anionic surfactants," *Mater. Lett.*, vol. 57, pp. 420–424, 2002,
- [44] E. Günister, S. Işçi, A. Alemdar, and N. Güngör, "Effect of sodium dodecyl sulfate on flow and electrokinetic properties of Na-activated bentonite dispersions," *Bull. Mater. Sci.*, vol. 27, pp. 317–322, 2004,
- [45] R. R. Shettigar, N. M. Misra, and K. Patel, "Cationic surfactant (CTAB) a multipurpose additive in polymer-based drilling fluids," *J. Pet. Explor. Prod. Technol.*, vol. 8, pp. 597–606, 2018,
- [46] Z. L. Xu, L. Y. Yu, and L. F. Han, "Polymer-nanoinorganic particles composite membranes: A brief overview," *Front. Chem. Eng. China*, vol. 3, no. 3, pp. 318–329, 2009,
- [47] L. Le Pluart, "Nanocomposites epoxyde/amine/montmorillonite: Rôle des interactions sur la formation, la morphologie aux différents niveaux d'échelle et les propriétés mécaniques des réseaux.," 2002.
- [48] S. Kouloughli, "Etude expérimentale des mélanges sable bentonite - Leurs Performances comme Barrières de Confinement dans les CET," Université Mentouri de Constantine, 2010.
- [49] A. AMIRI, "Synthèse et caractérisation de la bentonite imprégnée par le vanadium. Application à l'oxydation du cyclohexane et à l'époxydation de cyclohexene.," 2011.
- [50] B. Tyagi, C. D. Chudasama, and R. V. Jasra, "Determination of structural modification
-

- in acid activated montmorillonite clay by FT-IR spectroscopy,” *Spectrochim. Acta - Part A Mol. Biomol. Spectrosc.*, vol. 64, pp. 273–278, 2006,
- [51] E. Tombácz and M. Szekeres, “Colloidal behavior of aqueous montmorillonite suspensions: The specific role of pH in the presence of indifferent electrolytes,” *Appl. Clay Sci.*, vol. 27, no. 1–2, pp. 75–94, Oct. 2004,
- [52] O. Touret, C. . Pons, D. Tessier, and Y. Tardy, “Etude de la répartition de l’eau dans des argiles saturées  $Mg^{2+}$  aux fortes teneur en eau,” *Clay Miner.*, vol. 25, pp. 217–233, 1990.
- [53] A. Benchabane, “Etude du comportement rhéologique de mélanges argiles - polymères. Effets de l’ajout de polymères,” Université Louis Pasteur – Strasbourg I, 2006.
- [54] N. Jozja, “Etude de matériaux argileux Albanais. Caractérisation multi-échelle d’une bentonite magnésienne,” Université d’Orléans, 2003.
- [55] J. Mering, “Smectites,” *Mineral. Soc.*, pp. 135-145., 1971.
- [56] H. Ben Rhaïem, D. Tessier, and C. H. Pons, “Comportement hydrique et évolution structurale et texturale des montmorillonites au tours d’un cycle de dessiccation-humectation: partie I. Cas des montmorillonites calciques,” *Clay Miner.*, vol. 21, pp. 9–29, 1986,
- [57] C. H. Pons, F. Rousseaux, and L. De Cristallographie, “Utilisation du rayonnement synchrotron en diffusion aux petits angles pour l’étude du gonflement des smectites. I. Etude de différents systèmes eau-smectites en fonction de la température,” *Clay*, vol. 17, pp. 327–338, 1982.
- [58] Quirk JP and Aylmore LAG, “Domains and quasi- crystalline regions in clay systems,” vol. 35, pp. 652–654, 1971,
- [59] F. zohra Azzouz, “Contribution à la stabilisation chimique de quelques argiles gonflantes de la région de tlemcen,” Université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen, 2006.
- [60] G. DERAFA, “Synthèse et caractérisation de montmorillonite modifiée : Application à l’adsorption des colorants cationiques,” Université Ferhat Abbas de Setif, 2018.
-

- [61] N. Güngör and Ö. I. Ece, “Effect of the adsorption of non-ionic polymer poly(vinyl)pyrrolidone on the rheological properties of Na-activated bentonite,” *Mater. Lett.*, vol. 39, no. 1, pp. 1–5, 1999,
- [62] L. B. de Paiva, A. R. Morales, and F. R. Valenzuela Díaz, “Organoclays: Properties, preparation and applications,” *Appl. Clay Sci.*, vol. 42, pp. 8–24, 2008,
- [63] C. Bardon and C. S. du Pétrole, “Recommendations for Experimentally Determining the Cation-Exchange Capacity of Shaly Media,” *Oil Gas Sci. Technol.*, vol. 38, pp. 621–626, 1983.
- [64] K. Bekkour, M. Leyama, A. Benchabane, and O. Scrivener, “Time-dependent rheological behavior of bentonite suspensions: An experimental study,” *J. Rheol. (N. Y. N. Y.)*, vol. 49, no. 6, pp. 1329–1345, 2005,
- [65] B. Witthuhn, P. Klauth, E. Klumpp, H. D. Narres, and H. Martinius, “Sorption and biodegradation of 2,4-dichlorophenol in the presence of organoclays,” *Appl. Clay Sci.*, vol. 28, pp. 55–66, 2005,
- [66] A. Özcan, Ç. Ömeroğlu, Y. Erdoğan, and A. S. Özcan, “Modification of bentonite with a cationic surfactant: An adsorption study of textile dye Reactive Blue 19,” *J. Hazard. Mater.*, vol. 140, pp. 173–179, 2007,
- [67] H. He, Y. Ma, J. Zhu, P. Yuan, and Y. Qing, “Organoclays prepared from montmorillonites with different cation exchange capacity and surfactant configuration,” *Appl. Clay Sci.*, vol. 48, pp. 67–72, 2010,
- [68] G. Akçay, M. Akçay, and K. Yurdakoç, “The characterization of prepared organomontmorillonite (DEDMAM) and sorption of phenoxyalkanoic acid herbicides from aqueous solution,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 296, pp. 428–433, 2006,
- [69] M. Borisover, N. Bukhanovsky, I. Lapidés, and S. Yariv, “The potential of thermally treated organobentonites to adsorb organic compounds from water,” *Appl. Clay Sci.*, vol. 67–68, pp. 151–157, 2012,
- [70] Y. Zhou, X. Y. Jin, H. Lin, and Z. L. Chen, “Synthesis, characterization and potential application of organobentonite in removing 2,4-DCP from industrial wastewater,”
-

- Chem. Eng. J.*, vol. 166, pp. 176–183, 2011,
- [71] A. Ragouilliaux, “Etude rhéophysique de systèmes émulsions inverses / argile organophile. Applications au boues de forage pétrolier,” 2007.
- [72] B. Derjaguin and L. Landau, “Theory of the stability of strongly charged lyophobic sols and of the adhesion of strongly charged particles in solutions of electrolytes,” *Prog. Surf. Sci.*, vol. 43, pp. 30–59, 1993,
- [73] E. J. W. Verwey, “Theory of the stability of lyophobic colloids,” *J. Phys. Colloid Chem.*, vol. 51, pp. 631–636, 1947,
- [74] S. Paumier, “Facteurs Determinant l’organisation et La rheologie du systeme Argile-Eau pour des suspensions de smectites,” Université de Poitiers, 2008.
- [75] P. F. Luckham and S. Rossi, “Colloidal and rheological properties of bentonite suspensions,” *Adv. Colloid Interface Sci.*, vol. 82, pp. 43–92, 1999,
- [76] F. R. C. Chang and G. Sposito, “The electrical double layer of a disk-shaped clay mineral particle: Effects of electrolyte properties and surface charge density,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 178, pp. 555–564, 1996,
- [77] H. VanOlphen, “An Introduction to Clay Colloid Chemistry,” *Wiley, New York*, 1977.
- [78] S. Abend and G. Lagaly, “Sol-gel transitions of sodium montmorillonite dispersions,” *Appl. Clay Sci.*, vol. 16, pp. 201–227, 2000,
- [79] B. Y. I. C. Callaghan, “Interparticle Forces in Montmorillonite Gels,” *Northeast. Univ.*, vol. 110–118, pp. 110–118, 1974.
- [80] B. Rand, E. Pekenć, J. W. Goodwin, and R. W. Smith, “Investigation into the existence of edge-face coagulated structures in Na-montmorillonite suspensions,” *J. Chem. Soc. Faraday Trans. 1 Phys. Chem. Condens. Phases*, vol. 76, pp. 225–235, 1980,
- [81] H. Vali and L. Bachmann, “Ultrastructure and flow behavior of colloidal smectite dispersions,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 126, pp. 278–291, 1988,
- [82] U. Brandenburg and G. Lagaly, “Rheological properties of sodium montmorillonite dispersions,” *Appl. Clay Sci.*, vol. 3, no. 3, pp. 263–279, 1988,
-



- [83] G. Lagaly, "Principles of flow of kaolin and bentonite dispersions," *Appl. Clay Sci.*, vol. 4, pp. 105–123, 1989,
- [84] R. K. Khandal and T. F. Tadros, "Application of viscoelastic measurements to the investigation of the swelling of sodium montmorillonite suspensions," *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 125, pp. 122–128, 1988,
- [85] K. Norrish, "The swelling of montmorillonite," *Discuss. Faraday Soc.*, vol. 18, pp. 120–134, 1954,
- [86] Marjorie, PRATT, B. M'EWEN, and I. MARGARET, "The gelation of montmorillonite," *Trans. Faraday Soc.*, vol. 53, pp. 535–547, 1957,
- [87] B. Feret, "Interactions dans les systemes montmorillonite/carboxymethylcellulose : applications aux fluides de forage," Université Pierre et Marie Curie, 1992.
- [88] J. Brady, T. Drig, P. I. Lee, and J. X. Li, "Polymer properties and characterization," in *Developing Solid Oral Dosage Forms: Pharmaceutical Theory and Practice: Second Edition*, 2017, pp. 181–223.
- [89] Y. Choi, S. Maken, S. Lee, E. Chung, J. Park, and B. Min, "Characteristics of water-soluble fiber manufactured from carboxymethylcellulose synthesis," *Korean J. Chem. Eng.*, vol. 24, pp. 288–293, 2007,
- [90] B. Ibrahim, "Thème Etude de conformité de la bentonite par dopage avec différents polymères dans la préparation des boues de forage," Université Abderrahmane Mira de Bejaia, 2016.
- [91] J. Kötz, I. Bogen, T. Heinze, U. Heinze, W. M. Kulicke, and S. Lange, "Peculiarities in the physico-chemical behaviour of non-statistically substituted carboxymethylcelluloses," *Colloids Surfaces A Physicochem. Eng. Asp.*, vol. 183–185, pp. 621–633, 2001,
- [92] M. Khodja, "Les fluides de forage : etude des performances et considérations environnementales," Université Louis Pasteur Strasbourg, 2008.
- [93] H. ShamsiJazeyi, R. Verduzco, and G. J. Hirasaki, "Reducing adsorption of anionic surfactant for enhanced oil recovery: Part I. Competitive adsorption mechanism,"
-

- Colloids Surfaces A Physicochem. Eng. Asp.*, vol. 453, pp. 162–167, 2014,
- [94] J. R. Milton, *Surfactants and Interfacial Phenomena*, vol. 62, no. 3. 2012.
- [95] K. H. Gardner and M. S. Arias, “Clay swelling and formation permeability reductions induced by a nonionic surfactant,” *Environ. Sci. Technol.*, vol. 34, pp. 160–166, 2000,
- [96] J. Padet, “Convection forcée externe,” in *Principes des transferts convectifs*, 2nd ed., 2010.
- [97] U. Fondation, “HYDRAULIQUE pour le génie des procédés],” 2016.
- [98] M. Marcoux, “Ecoulements en conduites,” in *Mécanique des Fluides*, pp. 1–11.
- [99] C. Internes, “ÉCOULEMENTS INTERNES”.
- [100] PSI, “PERTES DE CHARGE Généralités,” 2000.
- [101] M. Houška and R. Žitný, *Dynamics of Thixotropic Liquids and Time Dependency*. Elsevier Ltd, 2016.
- [102] M. . Escudier and F. Presti, “Pipe flow of a thixotropic liquid,” *J. Nonnewton. Fluid Mech.*, vol. 62, no. 2–3, pp. 291–306, 1996,
- [103] Z. Kemplowski and J. Petera, “Memory effects during the flow of thixotropic fluids in pipes,” *Rheol.Acta*, vol. 20, no. 4, 1981.
- [104] S. Koutani, “Mecanique des fluides II,” pp. 1–6, 2007.
- [105] Ouziaux and Perrier, *Mécanique des Fluides appliqué I*. [Online]. Available: <http://www.bertistefano.eu/index.html>
- [106] M. Marcoux, “Ecoulements en conduites,” in *Mécanique des Fluides*, pp. 1–11.
- [107] D. Huilier, “Ecoulement visqueux dans les conduites - Généralités,” 2010.
- [108] G. M. Geo, “Hydraulique des terrains,” 2013.
- [109] D. Dodge and A. Metzner, “Turbulent Flow of Non-Newtonian Systems,” *AIChE J.*, vol. 5, no. 2, pp. 189–203, 1959.
-

- [110] Q. Nguyen and N. Nguyen, “Incompressible Non-Newtonian Fluid Flows,” in *Continuum Mechanics – Progress in Fundamentals and Engineering Applications*, 2012, pp. 47–72.
- [111] M. Manuel, “Dynamique des fluides parfaits,” in *Mécanique des fluides*, pp. 1–10.
- [112] M. Manuel, “Écoulements plans – Equation de Navier,” in *Mécanique des Fluides*, pp. 1–7.
- [113] M. Manuel, “Cinématique des fluides,” in *Mécanique des fluides*, pp. 8–9.
- [114] M. Bertin, “Mécanique des Fluides,” 2009.
- [115] Z. Salloum, “Étude mathématique d’écoulements de fluides viscoélastiques dans des domaines singuliers,” Université de Paris Est, 2010.
- [116] P. Guy, “Écoulement des fluides pseudoplastiques à travers des élargissements et des divergents . Modélisation des pertes d’énergie,” Université de Nancy, 1991.
- [117] M. Manuel, “Dynamique des fluides visqueux,” in *Mécanique des Fluides*, pp. 1–10.
- [118] “Chapitre VI : Dynamique des écoulements des fluides visqueux et incompressibles,” in *Mécanique des fluides*, pp. 1–9.
- [119] B. Yves, *Écoulement dans la mise en oeuvre des polymères*, 2<sup>ème</sup>. 2015.
- [120] F. Martin, “Modélisation de l’écoulement de l’Aluminium semi-solide dans le moulage sous pression,” 2006.
- [121] M. Meriem-Benziane and B. Bou-Saïd, “Determination of friction factor of Algerian crude oil during flow in pipe-lines,” *Flow Meas. Instrum.*, vol. 33, pp. 28–35, 2013,
- [122] T. Sochi, “Analytical solutions for the flow of Carreau and Cross fluids in circular pipes and thin slits,” *Rheol. Acta*, vol. 54, no. 8, pp. 745–756, 2015,
- [123] N. Bencherki, “Étude des caractéristiques mécaniques et rhéologiques d’un fluide non-newtonien (Application au pétrol brut),” de Chlef, 2015.
- [124] M. Elhacene, “Méthode Numérique De Résolution Des Equations De Navier-Stokes,” in *Flux*, 2010, pp. 46–63.
-

- [125] C. Tchekiken, “Modélisation et simulations numériques d’écoulements compressibles dans des micro-conduites planes,” Université de Paris- Est, 2015. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01139839>
- [126] N. Bouderbala, “Simulation Numérique d’un écoulement laminaire de fluide pseudoplastique dans une conduite cylindrique alvéolée,” Université Mohamed BOUDIAF- Oran, 2012.
- [127] A. Abdedou, “Contribution à l’étude de l’écoulement autour du corps d’Ahmed en utilisant un modèle DES,” 2012.
- [128] M. Nicolas, “Étude numérique d’écoulements dans un canal rectangulaire,” INSA Rouen, 2012.
- [129] M. Boukhadidja, “Etude numérique de l’écoulement dans un collecteur solaire à tubes sous vide ouverts des deux cotés,” Université du Québec, 2015.
- [130] Benladghem, “Modélisation numérique,” Université de Tlemcen, 2014.
- [131] B. B. Ratiba, “Influence des modes de turbulence sur la dispersion des gaz polluants,” Université Hassiba Benbouali-Chlef, 2013.
- [132] H. Nouri and F. Ravelet, “Introduction à la simulation numérique des Application au transfert thermique sur plaque plane,” 2012.
- [133] R. Hilbert, “Modelisation Numerique En Mecanique Des Fluides Prise En Main Ansys / Fluent,” 2016.
- [134] D. Bensnoui, “Modèle Numérique,” Université Abou Bekr Belkaid - Tlemcen.
- [135] H. Jean-Michel, *Hydrodynamics of Free Surface Flows: Modelling with the finite element method*. 2007.
- [136] I. Emmanuel, Eppelle, I. Dimitrios, and Gerogiorgis, “CFD modelling and simulation of drill cuttings transport efficiency in annular bends : Effect of particle sphericity,” *J. Pet. Sci. Eng.*, vol. 170, pp. 992–1004, 2018.
- [137] B. Abu-Jdayil and M. Ghannam, “The modification of rheological properties of sodium bentonite-water dispersions with low viscosity CMC polymer effect,” *Energy Sources*,
-

*Part A Recover. Util. Environ. Eff.*, vol. 36, no. 10, pp. 1037–1048, May 2014,

- [138] M. dos Santos Lidio and R. do Nascimento Siqueira, “Drill pipe rotation effects on non-newtonian fluids flow in eccentric annulus,” in *VI Encontro Nacional de Hidraulica de Poços de Petroleo e Gas ENAHPE*, 2015, pp. 1–6.
- [139] A. Benchabane and K. Bekkour, “Rheological properties of carboxymethyl cellulose ( CMC ) solutions,” *Colloid Polym Sci*, vol. 286, pp. 1173–1180, 2008,
-