



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur

et de la Recherche Scientifique

Université Hadj lakhdar –Batna



Institut de Génie Civil, d'Hydraulique et d'Architecture

Département d'hydraulique

Mémoire de Magister en Hydraulique

Option : Hydraulique Numérique et Environnement

Présenté par

AINAS Belkacem

Pour obtenir le diplôme de Magister en Hydraulique

*Analyse physique et modélisation mathématique des écoulements polyphasiques
instationnaires et incompressibles turbulents dans un canal découvert*

Sous la direction de : Pr Fourar Ali

Devant le jury composé de :

Jury	Grade	Affiliation	Qualité
Dr LAHBARI Nourdine	MCA.	UNIV DE Batna	Président
Pr FOURAR Ali	Professeur	UNIV DE Batna	Rapporteur
Pr RADJEF Md said	Professeur	UNIV DE Bejaia	Examineur
Pr KADID Abdelkrim	Professeur	UNIV DE Batna.	Examineur
Dr TIRI Ammar	MCB.	UNIV DE Batna	Invité

Je dédie ce mémoire à :

Mes parents, ma mère qui m'a soutenue durant toute ma vie et mon parcours d'études, ainsi que mon père qui n'a jamais douté de mes capacités envers mes études. Puisse ces quelques lignes prouver toute ma gratitude envers vous

A la mémoire de ma grand-mère DRIFA qui est a mes yeux l'être le plus chère au monde

A mes deux frères YANIS et ADEL pour leurs soutiens et encouragements

A ma femme FATMA qui m'est très chère

A mes beaux parents, beaux frères, et belles sœurs

Mes oncles surtout mon oncle AINAS AMAR et sa famille

Surtout mon oncle MEHENAOUI HAMZA et sa famille, MOUSSAOUI ZOUBIR et sa femme SALIHA qui m'ont soutenu durant toutes mes études ainsi que toutes leurs familles

A mes amis de la I112 et les ânes toufik barloulou adel...et les ânes .314 et de la D114 RUTO surtout HAMAN BABI MOISE JIMO...etc.

A l'UFC de BEJAIA (ZAHER)

A mes amis nadir et le personnel de L'ETBEG ADRAR AHMED

Je vous aime tous

AINAS Belkacem

Remerciements

Je veux tout d'abord remercier le Professeur ALI FOURAR pour sa disponibilité la qualité de l'enseignement qu'il nous a fourni durant toute notre formation

Je voudrais aussi remercier les membres de jury pour vouloir bien examiner le mémoire présent

Je remercie Mr AMAR DJAMAA pour son aide et encouragements et disponibilité

Comme je veux aussi remercier tout ce qui ont permis la réalisation de ce mémoire

Je remercie aussi le personnel du département d'hydraulique et de l'université de BATNA de m'avoir trop bien accueilli durant toute ma formation

AINAS BELKACEM

Nomenclature

Lettres latines

A : Amplitude	m
A^+ : Constante de Von Karman	
c : Célérité des ondes	m/s
C_α : Nombre capillaire	
$C_\mu, C_\sigma, k, C_\epsilon, 1, C_\epsilon, 2, C_\sigma, \epsilon$: Constantes du modèle ($k-\epsilon$)	
d : Diamètre moyen des gouttes	m
$d(0.5)$: Diamètre médian	m
$d(4.3)$: Diamètre moyen arithmétique	m
$d(3.2)$: Diamètre de Sauter	m
D : Diamètre de la conduite	m
e : Vecteur	
F_r : Nombre de Froude	
g : Accélération de la pesanteur	m^2/s
k : Énergie cinétique turbulente	
K : Rapport des viscosités dynamiques	
l, L, r : échelles	
P : Périmètre mouillé	m
p : Pression local du fluide considéré	Pa
\bar{p} : Pression local moyenne du fluide considéré	Pa
p' : Fluctuation de la pression local du fluide considéré	Pa
p^* : Pression modifiée	
Q : Débit du fluide considéré	m^3/s
R : Antisymétrique	
Re : Nombre de Reynolds de l'écoulement	
R_α : Nombre de Rayleigh	
s : Fonction de structure	

Nomenclature

S : Symétrie	
St : Nombre de Strouhal	
t : Temps	s
u, v : Composante de la vitesse	m/s
u_s : vitesse superficielle	m/s
\bar{u} : vitesse moyenne	m/s
u' : Fluctuation de vitesse	m/s
u_* : vitesse de friction	m/s
$\overline{u_i u_j}$: Tenseur des contraintes de Reynolds	
V : vitesse moyenne du fluide considéré	m/s
V_{mc} : vitesse minimale de formation d'un mélange isotrope	m/s
We : Nombre de Weber	
x, y, z : Composantes de l'espace	
Lettres grecques:	
ρ : Masse volumique	kg/m ³
μ : viscosité dynamique du fluide considéré	Pa.s
μ_r : viscosité relative	
ν : viscosité cinématique du fluide considéré	m ² /s
ε : Dissipation turbulente	m ² /s ³
τ : Contrainte de cisaillements	Pa
ω : Vorticité	
α : Fraction volumique du fluide considéré	
τ_0 : Contrainte seuil	Pa
$\dot{\gamma}$: Taux de cisaillement	s ⁻¹
σ : Tension interfaciale	Pa.m
ν_t : viscosité turbulente du fluide considéré	m ² /s
τ_{ij} : Tenseur des contraintes de Reynolds	

Nomenclature

Indice

c phase continue

d phase dispersée

h huile

ds sable

m mélange

mt mélange total

Liste des figures

-Partie bibliographique

Chapitre 01 : Analyse physique de la turbulence

	Page
Fig.01.1 : Écoulement turbulent dans un canal à surface libre.....	08
Fig.02.1 : Les trois types de mouvements en régime turbulent.....	12
Fig.03.1 : Un exemple d'attracteur étrange - Le système de Lorenz.....	13
Fig.04.1 : Schéma d'un tourbillon d'échelle r.....	20
Fig.05.1 : Filament tourbillonnaire en épingle à cheveux d'une fumée de cigarette.....	23
Fig.06.1 : écoulement rotationnel et écoulement irrotationnel	24
Fig.07.1 : instabilité de Taylor-Couette.....	25
Fig.08.1 : Instabilité de Kelvin-Helmholtz entre deux courants d'eau parallèles.....	25
Fig.09.1 : Schéma du développement d'une allée de Von Karman derrière un cylindre	27
Fig.10.1 : Allées tourbillonnaires de VON-KARMAN.....	27

Chapitre 02 : Notions sur les écoulements polyphasiques

Fig.01.2 : les différents régimes d'écoulement.....	36
Fig.02.2 : carte des régimes d'écoulement selon Elseth (2001).....	38
Fig.03.2 : carte des régimes d'écoulement pour un système eau/huile de rapport de densité 1 et des rapports de viscosité de 6 et 16.	39
Fig.04.2 : Ecoulement stratifié bicouche infini.....	40
Fig.05.2 : Diagramme de stabilité d'après Yiantsios & Higgins (1988).....	42
Fig.06.2 : Influence de la tension interfaciale $S \neq 0$ sur la stabilité de l'écoulement.....	43
Fig.07.2 : Influence de la gravité, (F) sur la stabilité de l'écoulement.....	44
Fig.08.2 : transition du régime stratifié vers le régime pleinement dispersé.....	44
Fig.09.2 : Les différents types d'émulsions.	46
Fig.10.2 : Différents types de distributions de tailles de gouttes.....	47
Fig.11.2 : Processus de déstabilisation d'une émulsion.....	48
Fig.12.2 : assimilation de l'écoulement diphasique en écoulement monophasique moyen.....	49
Fig.13.2 : évaluation de la loi de la viscosité relative	52
Fig.14.2 : effet du nombre capillaire sur la viscosité relative.....	53
Fig.15.2 : évolution de la structure 2D d'une émulsion concentrée en fonction du taux de présence en phase dispersée.....	54
Fig.16.2 : représentation 3D d'une structure mono dispersée dense $\alpha_h = 1$	54
Fig.17.2 : évolution de la viscosité de suspensions selon chaque auteur	57

Chapitre 03 : Résolution numérique

Fig.01.3 : principe du calcul numérique.....	59
Fig.02.3 : volume de contrôle.....	60

Liste des figures

-Partie calculs

Chapitre 04 : Calculs des écoulements polyphasiques

	Page
Fig. 01.4. Évolution de la viscosité dynamique du mélange (eau-huile) pour une fraction d'huile $\alpha_h\%$ dans le mélange selon Taylor.....	67
Fig.02.4. Évolution de la viscosité dynamique du mélange (eau-huile) pour une fraction d'huile $\alpha_h\%$ dans le mélange selon Pham-Thien avec $\alpha_{d m a \bar{x}} = 0.74$	67
Fig.03.4 Variation de la viscosité (eau-sable) pour $\alpha_{d \bar{s}}=0.01$ à 0.2 selon la loi d'Einstein.....	68
Fig.04.4 Variation de la viscosité (eau-sable) pour $\alpha_{d \bar{s}}=0.01$ à 0.2 selon la loi II.39.....	69
Fig.05.4 Variation de la viscosité cinématique de l'huile de tournesol en fonction de T.....	70
Fig.06.4 Variation de la viscosité ($\times 10^{-6}$) cinématique de l'eau en fonction de T.....	70
Fig.07.4 Évolution de masse volumique eau-huile avec la fraction de l'huile $\alpha_h\%$	71
Fig.08.4. Rapport des points correspondants à $\alpha_h=0.15 ; 0.3 ; 0.50$ sur le diagramme de . . . Pham-Thien pour $k = 62.04$	74
Fig.09.4 Évolution de la masse volumique du mélange eau-huile-sable en fonction de la fraction du sable $\alpha_d \%$	75
Fig.10.4. Variation de la viscosité pour $\alpha_h=0.25$ et $\alpha_{d \bar{s}}=0.01$ à 0.2 selon la formule II.38.....	76
Fig.11.4. Variation de la viscosité pour $\alpha_h=0.25$ et $\alpha_{d \bar{s}}=0.01$ à 0.2 selon la formule II.39.....	77
Fig.12.4. Variation de la masse volumique du mélange (eau-huile-sable) pour $\alpha_h=0.25$ et $\alpha_{d \bar{s}}=0.01$ à 0.2.....	77
Fig.13.4. Variation de la masse volumique pour $\alpha_h=0.45$ et $\alpha_{d \bar{s}}=0.01$ à 0.2.....	79
Fig.14.4 Nuage de points des différents fluides dans le plan viscosité masse volumique obtenu avec II.39 et II.32.....	80
Fig.15.4 Allure des contraintes dans les mélanges obtenus du 1 ^{er} processus.....	81
Fig.16.4 Histogramme des différences de viscosités pour différents mélanges.....	83

-Partie expérimentale

Chapitre 05 : Partie expérimentale

Fig.01.5 Les différentes configurations expérimentales.....	85
Fig. 02.5 Dispositif mis en œuvre pour visualiser le régime annulaire	87
Fig. 03.5 évolution du régime annulaire	87

Liste des figures

	Page
Fig. 04.5 Viscosimètre électronique	90
Fig. 05.5 Homogénéisation des trois phases.....	90
Fig. 06.5 Mesure des viscosités	91
Fig. 07.5 allures des viscosités expérimentales et numériques.....	91

-Partie calculs numérique

Chapitre 06 : Calculs numériques

Fig.01.6 Géométrie du canal expérimental.....	93
Fig.02.6 Position des conditions aux limites.....	94
Fig.03.6 Maillage du system.....	94
Fig.04.6 Vérification du maillage.....	95
Fig.05.6 Calculs des résidus pour le 1 ^{er} mélange	96
Fig.06.6 Profil des vitesses dans le canal pour le 1 ^{er} mélange.....	96
Fig.07.6 Profil des pressions statiques dans le canal pour le 1 ^{er} mélange.....	97
Fig.08.6 Profil des pressions dynamique dans le canal pour le 1 ^{er} mélange.....	97
Fig.09.6 Profil de l'énergie cinétique turbulente dans le canal pour le 1 ^{er} mélange.....	98
Fig.10.6 Calculs des résidus pour le 2 ^{eme} mélange	98
Fig.11.6 Profil des vitesses dans le canal pour le 2 ^{eue} mélange.....	99
Fig.12.6 Profil des pressions statiques dans le canal pour le 2 ^{eme} mélange.....	99
Fig.13.6 Profil des pressions dynamiques dans le canal pour le 2 ^{eme} mélange.....	100
Fig.14.6 Profil l'énergie cinétique turbulente dans le canal pour le 2 ^{eme} mélange.....	100
Fig.15.6 Calculs des résidus pour le 3 ^{eme} mélange	101
Fig.16.6 Profil des vitesses dans le canal pour le 3 ^{eue} mélange.....	101
Fig.17.6 Profil des pressions statiques dans le canal pour le 3 ^{eue} mélange	102
Fig.18.6 Profil des pressions dynamiques dans le canal pour le 3 ^{eue} mélange.....	102
Fig.19.6 Profil de l'énergie cinétique turbulente dans le canal pour le 3 ^{eue} mélange.....	103
Fig.20.6 Calculs des résidus pour le 4 ^{eme} mélange	103
Fig.21.6 Profil des vitesses dans le canal pour le 4 ^{eme} mélange.....	104

Liste des figures

	Page
Fig.22.6 Profil des pressions statiques dans le canal pour le 4 ^{ème} mélange.....	104
Fig.23.6 Profil des pressions dynamiques dans le canal pour le 4 ^{ème} mélange.....	105
Fig.24.6 Profil de l'énergie cinétique turbulente dans le canal pour le 4 ^{ème} mélange.....	105

Liste des tableaux

-Partie bibliographique

Chapitre 01 : Analyse physique de la turbulence

	Page
Tab.01.1 : Comparaison des limites des régimes d'écoulement entre un écoulement à surface libre et un écoulement en charge.....	10

Chapitre 02 : Notions sur les écoulements polyphasiques

Tab.01.2 Corrélations de la viscosité de suspensions	57
---	----

-Partie calculs

Chapitre 04 : Calculs des écoulements polyphasiques

Tab.01.4 calcul des viscosités (eau-huile) par la formule de Taylor et Pham-Thien.....	67
Tab.02.4 calcul des viscosités (eau-sable) par la formule d'Einstein et l'extension de la loi d'Einstein.....	68
Tab.03.4: masse volumique et viscosité de l'eau et l'huile de tournesol à 20°C.....	72
Tab.04.4: variation de la viscosité du fluide résultant eau-huile en fonction de la fraction α_h d'huile dans le mélange.....	73
Tab.05.4 : variation de la masse volumique en fonction de la fraction d'huile α_h $\rho_f=f(\alpha_d)$	74
Tab.06.4: viscosité relative du mélange (eau-huile) correspondant à chaque fraction α_d	74
Tab.07.4 : viscosité et masse volumique du mélange (eau-huile) correspondant à chaque fraction α_h	74
Tab.08.4 :les trois mélanges (eau-huile).....	75
Tab.09.4 Variation de la viscosité (eau-huile-sable) pour $\alpha_d=0.1$ et $\alpha_d \bar{s}=0.01$ à 0.2.....	75
Tab.10.4 variation de la masse volumique (eau-huile-sable) pour $\alpha_d=0.1$ et $\alpha_d \bar{s}=0.01$ à 0.2.....	75
Tab.11.4 viscosité et masse volumique du mélange (eau-huile-sable) correspondant pour $\alpha_h=0.1$ d'huile (eau-huile) et pour chaque fraction $\alpha_d \bar{s}$ (eau-huile-sable).....	76
Tab.12.4 Les mélanges (eau-huile-sable) pour $\alpha_h=0.1$ et $\alpha_d \bar{s}=0.01 ; 0.1 ; 0.2$	76
Tab.13.4 variation de la viscosité (eau-huile-sable) pour $\alpha_d=0.25$ et $\alpha_d \bar{s}=0.01$ à 0.2.....	76
Tab.14.4 variation de la masse volumique (eau-huile-sable) pour $\alpha_d=0.25$ et $\alpha_d \bar{s}=0.01$ à 0.2.....	77
Tab.15.4 viscosité et masse volumique du mélange(eau-huile-sable) correspondant $\alpha_h=0.25$ d'huile et à chaque fraction de sable $\alpha_d \bar{s}$	78

Liste des tableaux

Tab.16.4 :les trois mélanges (eau-huile-sable) $\alpha_h=0.25$ et $\alpha_d \bar{s}=0.01 ; 0.1 ; 0.2$ aux quelles nous allons nous intéresser	78
Tab.17.4 Variation de la viscosité du mélange (eau-huile-sable) pour $\alpha_h=0.45$ et $\alpha_d \bar{s}=0.01$ à 0.2	78
Tab.18.4 Variation de la masse volumique du mélange (eau-huile-sable) pour $\alpha_h=0.45$ et $\alpha_d \bar{s}=0.01$ à 0.2	78
Tab.19.4 viscosité et masse volumique du mélange (eau-huile-sable) correspondant à $\alpha_h=0.45$ d'huile et à chaque fraction $\alpha_d \bar{s}$	79
Tab.20.4 les trois mélanges (eau-huile-sable) $\alpha_h=0.45$ et $\alpha_d \bar{s}=0.01 ; 0.1 ; 0.2$ aux quelles nous allons nous intéresser	79
Tab.21.4 Les neufs fluides obtenus avec leurs paramètres viscosité et masse volumique à 20°c μ_m avec II.39 et II.32.....	80
Tab.22.4 Classification des neufs fluides obtenus.....	81
Tab.23.4 Les neufs mélanges obtenus avec leurs viscosités et masses volumiques en 2^{eme} phase.....	82
Tab.24.4 Classification des neufs fluides obtenus en 2^{eme} phase.....	82
Tab.25.4 Comparaison entre les viscosités des deux phases.....	83
Tab.26.4 Comparaison entre les comportements rhéologiques des deux phases.....	84

-Partie expérimentale

Chapitre 05 : Partie expérimentale

Tab.01.5 Mélanges et caractères apparents.....	89
Tab.02.5 comparaison entre les valeurs numériques et expérimentales de la viscosité.....	91

-Partie calculs numérique

Chapitre 06 : Calculs numériques

Tab.01.6 vitesse critique minimale pour la convergence du processus pour les 4 mélanges	96
Tab.02.6 Les débits d'injections propres à chaque fluide.....	106
Tab.03.6 détermination du diamètre pour différents injecteurs d'huile pour les différents mélanges...	107
Tab.04.6 évolution des caractéristiques physiques et hydrodynamique dans l'espace des phases.....	107

Sommaire

	Page
Nomenclature	01
Introduction générale.....	04
-Partie bibliographique	
Chapitre 01 : Analyse physique de la turbulence	
1-1-Introduction à la turbulence.....	07
1-2-Définition de la turbulence.....	08
1-3-Approche du problème de la turbulence.....	08
1-4-Turbulence et type d'écoulement.....	09
1-5-Caractéristiques de la turbulence.....	10
1-6-Brassage turbulent.....	11
1-7-Interprétation de quelques caractéristiques de la turbulence.....	12
1-7-1 - La caractéristique (d'incertitude et d'imprévisibilité).....	12
1-7-2-La caractéristique de (grande variété des échelles spatiales (des tailles de tourbillons)).....	13
1-7-3-le critère dissipatif.....	13
1-7-4-le critère diffusif.....	14
1-7-5-La caractéristique de l'Essence tridimensionnel.....	15
1-7-6-La caractéristique du mouvement turbulent rotationnel.....	15
1-7-7-La caractéristique de la Persistance de la turbulence.....	15
1-8-Effets positifs et négatifs de la turbulence.....	16
1-9-Types de turbulences.....	16
1-10-Historique et évolution des théories.....	17
1-10-1-Les théories de la stabilité.....	18
1-10-2-Les théories statistiques.....	19
1-11-Introduction à la théorie de Kolmogorov.....	19
1-11-1-Hypothèses de Kolmogorov.....	20
1-11-2-Enoncé de la théorie.....	20
1-11-3-La cascade de Kolmogorov.....	21
1-12-Notions sur les tourbillons et les instabilités.....	22
1-12-1-Equation du tourbillon (ou de la vorticité).....	23
1-12-2-Vorticité ou tourbillon.....	24

Sommaire

	Page
1-13-Les différentes instabilités.....	24
1-13-1-Instabilité de Taylor-Couette.....	24
1-13-2-Instabilité de Kelvin-Helmholtz.....	25
1-13-3-Instabilité de Rayleigh-Bénard.....	26
1-13-4-Les allées tourbillonnaires de VON-KARMAN.....	26
1-14- Décomposition de Reynolds pour notre cas.....	28
1-15-Application.....	28
1-15-1-Décomposition de Reynolds.....	29
1-15-1-1-Modèle à zéro équation.....	31
1-15-1-2-Modèle à une équation.....	31
1-15-1-3-Modèle à deux équations.....	32
1-15-1-3-1-Avantages du modèle ($k - \epsilon$).....	33
1-15-1-3-2-Inconvénients et limitations du modèle ($k - \epsilon$).....	34

Chapitre 02 : Notions sur les écoulements polyphasiques

2-Les écoulements polyphasiques.....	35
2-1-Définition.....	35
2-2-Analyse des écoulements polyphasiques.....	35
2-2-1-Fluides miscibles.....	35
2-2-2-Fluides non miscibles.....	35
2-3-Les régimes d'écoulement.....	35
2-3-1-Les écoulements à phases séparées.....	36
2-3-2-Les écoulements à phases dispersée.....	37
2-3-2-1-Le régime pleinement dispersé.....	37
2-3-2-2-Le régime dispersé-stratifié.....	37
2-3-3-Les régimes intermittents.....	37
2-4-Carte des régimes d'écoulements.....	37
2-5-Les écoulements stratifiés.....	39
2-5-1-Instabilité des écoulements stratifiés.....	39
2-6-Paramètres d'influence de la stabilité de l'interface.....	41
2-6-1-Influence de la viscosité.....	41
2-6-2-Effet de la tension interfaciale σ	43

Sommaire

	Page
2-6-3-Effet de la gravité.....	44
2-7-Transition du régime stratifié vers le régime pleinement dispersé.....	44
2-8-Présentation de la phase dispersée.....	46
2-9-Granulométrie.....	47
2-10-Stabilité du système.....	48
2-11-Description hydrodynamique des écoulements pleinement dispersés.....	49
2-12-Calcul de la viscosité apparente du mélange (eau-huile).....	49
2-13-Effet de la concentration α_d sur la viscosité apparente du mélange.....	51
2-14-Effet du nombre capillaire ($C \varnothing$) sur la viscosité apparente d'une dispersion.....	52
2-15-Cas des émulsions très concentrées ($0.64 < \alpha_d < 1$).....	53
2-16-Effet d'une suspension sur la viscosité apparente du mélange.....	55

Chapitre 03 : Résolution numérique

3-1-Introduction.....	58
3-2-Méthode des volumes finis.....	59
3-3-Modèle mathématique correspondant a notre cas.....	60
3-3-1-Identification de chaque terme dans un system bidimensionnel.....	60
3-3-2-Discretisation des différents termes.....	61
3-3-2-1-Terme de stockage.....	61
3-3-2-2-Terme convectif suivant x et y.....	61
3-3-2-3-Terms diffusifs suivant x et y.....	62
3-3-2-4-Terme Source.....	62
3-4-Schéma de discrétisation.....	62
3-5-Résolution du couplage Vitesse –hauteur.....	63
3-6-Détermination de $V_{m c}$	66

Sommaire

-Partie calculs

Chapitre 04 : Calculs des écoulements polyphasiques

	Page
4-1-Introduction.....	67
4-2-Calcul de la viscosité (eau-huile) (eau-sable) avec différentes formules à $T= 20^{\circ}\text{C}$	67
4-2-1-(Eau-huile).....	67
4-2-2-(eau-sable).....	68
4-2-1-Conclusion.....	69
4-3-Influence de la température sur les paramètres physiques du mélange.....	70
4-3-1-Influence de la température sur la viscosité des liquides.....	70
4-4-Calcul des paramètres du mélange eau-huile-sable à une température d'équilibre.....	71
4-4-1-Calcul.....	72
4-5 Calcul des viscosités relatives.....	74
4-6-Nature des mélanges résultant.....	81
4-7-Conclusion.....	81
4-8-Phases d'injections.....	82
4-8-1-Comparaison entre les viscosités des deux phases d'injection.....	83
4-8-2-Interprétation des résultats concernant les viscosités.....	84
4-8-3-Interprétation des résultats rhéologiques.....	84
4-9- Conclusion.....	84

-Partie expérimentale

Chapitre 05 : Partie expérimentale

5-1-Introduction.....	85
5-2-Ecoulements diphasique (eau-huile).....	85
5-3-Identification et interprétation des régimes obtenus.....	85

Sommaire

	Page
5-4-Introduction.....	88
5-4-1-Préparation du sable.....	88
5-4-2-Préparation des différents mélanges.....	88
5-5-Mesure des viscosités	90
5-6-Conclusion.....	92

-Partie calculs numérique

Chapitre 06 : Calculs numériques

6- Procédé de calcul.....	93
6-1-Conception de la géométrie.....	93
6-2-Maillage et conditions aux limites.....	93
6-2-1-Maillage.....	94
6-2-2-Vérification du maillage.....	95
6-2-3-Simulation par le logiciel FLUENT.....	95
6-2-3-1-Simulation pour le premier mélange.....	96
6-2-3-2-Simulation pour le 2 ^{ème} mélange.....	98
6-2-3-3-simulation pour le 3 ^{ème} mélange.....	101
6-2-3-4-simulation pour le 4 ^{ème} mélange.....	103
6-3-Calcul des débits (l'huile, eau, sable) dans chaque mélange.....	106
6-4-Détermination des diamètres d'injection d'huile pour chaque mélange.....	106
6-5-Evolution du Reynolds dans différentes zones du canal pour les quatre mélanges.....	107
6-6-Conclusion.....	107
Conclusions générale et perspectives.....	108
Bibliographie.....	109

Introduction générale

Imprévisible, chaotique, autant de termes pour qualifier le caractère aléatoire de la turbulence. Etudier la turbulence, ne serait-ce pas un peu tenter de modéliser, prédire, mettre en équations l'imprévisible? Et pourtant, la turbulence, que l'on retrouve sous une multitude de problèmes (hydraulique, énergétique, etc.), possède un certain nombre de propriétés communes à toutes ses configurations et domaines d'études. Chassaing P. parle même de classe ou de régime. Nous nous proposons ici de présenter la turbulence et d'en dégager ses propriétés intrinsèques comme les échelles turbulentes caractéristiques par exemple. Tout d'abord, contrairement à la masse volumique ou la viscosité, la turbulence n'est pas une propriété intrinsèque d'un fluide liée à sa nature. La turbulence est liée au mode de mouvement du fluide. D'une façon générale, le régime turbulent est caractérisé par la présence de variations imprévisibles et aléatoires qui s'ajoutent au comportement moyen des différentes variables de l'écoulement (vitesse, pression, température, etc.). Dans la suite de ce mémoire, nous nous restreindrons au cas d'une turbulence pleinement développée à grand nombre de Reynolds.

La turbulence est un phénomène physique complexe qui intervient dans des situations très diverses. La turbulence conditionne une grande majorité des écoulements fluides. La multiplicité des situations qui ont fait déjà l'objet d'études antérieures explique le grand nombre d'approches existantes pour étudier le problème. Un point de vue optimiste serait d'affirmer que, grâce à la croissance de la puissance de calcul numérique, il est désormais envisageable de simuler directement les équations de Navier-Stokes pour des écoulements de plus en plus proches des paramètres réels et dans des géométries de plus en plus complexes.

Du fait de la grande diversité d'échelles et de temps existant au sein des écoulements turbulents que l'on rencontre dans la nature on peut légitimement répliquer que la plupart des situations pratiques échappent encore aux simulations directes. Quoiqu'il en soit, il existe des approches radicalement différentes mais complémentaires lorsqu'il s'agit d'appréhender la turbulence. Parmi ces méthodes il y a celles qui se donnent comme objectif de s'approcher autant que possible des conditions réelles de l'écoulement. Les paramètres sont alors, dans la plupart des cas, inaccessibles pour une simulation numérique directe DNS, celle-ci qui a pourtant pour ambition de calculer toutes les échelles significatives de l'écoulement turbulent, i.e. jusqu'à l'échelle de Kolmogorov: il n'y a donc pas de problème de fermeture, mais l'algorithme numérique doit être suffisamment précis et le problème réside dans la modélisation des quantités inconnues. Au risque de se répéter, La DNS est théoriquement l'approche la plus puissante car elle fait appel à un maillage très fin et à un pas de temps très petit pour résoudre explicitement les équations de Navier-Stokes sans aucun modèle.

Du fait de la grande complexité du système dynamique que nous avons considéré, de son grand nombre de degrés de liberté et surtout des interactions non-linéaires entre les différents phénomènes physiques existants, il est bien souvent difficile d'analyser en détail les résultats obtenus. L'impact du modèle est également un problème majeur. La seconde approche réside en la simplification de systèmes réels afin d'atteindre des paramètres accessibles pour une DNS. Il est alors plus aisé d'analyser la nature des phénomènes observés, mais difficile d'établir un lien avec les phénomènes existant au sein d'écoulements réels, dont les paramètres sont très différents. Cette étape des simplifications est cependant indispensable afin de pouvoir par la suite s'intéresser à des configurations de plus en plus réalistes mais aussi de plus en plus complexes.

Introduction générale

Le travail de ce mémoire se situe dans le domaine de l'étude du mélange et de la dispersion par le mouvement turbulent. La compréhension des processus de mélange dans un écoulement turbulent est nécessaire pour de nombreuses applications pratiques telles que les phénomènes de dispersion d'un polluant dans les conduites d'assainissement urbaines, l'atmosphère, la chimie ou la combustion, etc. Pour ce faire, il nous faut donc d'abord bien connaître le mouvement turbulent du fluide. On sait que le mouvement de la turbulence présente un processus aléatoire en déséquilibre, ayant des structures à la fois ordonnées et désordonnées, dont la gamme d'échelles spatio-temporelle peut être très large. La difficulté majeure dans l'étude de la turbulence, est due à la non-linéarité des équations gouvernantes. Ces équations ne peuvent pas être résolues de manière analytique, à cause du manque d'outils mathématiques. Ainsi pour des besoins d'applications pratiques, on est amené à construire des modèles réduits simplifiés. Sur le plan de la modélisation, il existe une multitude de modèles pour des écoulements de ce genre. Cela montre la complexité de la turbulence et la recherche dans ce domaine est en plein essor de développement. Pour les problèmes de mélange ou de dispersion turbulente, la modélisation statistique classique n'est plus satisfaisante, car le problème physique (mélange ou dispersion) est fortement lié aux caractères instationnaires et aux tourbillons de la turbulence instantanée. Dans ce mémoire, il est question tout d'abord, que nous introduisons la notion de la turbulence, les équations de base de Navier-Stokes, les méthodes de simulation numérique. On présentera ensuite des simulations numériques réalisées. Enfin, nous discuterons les résultats obtenus numériquement et expérimentalement qui seront comparés avec des résultats existants de la littérature et nous exposerons les perspectives futures de ce travail.

Construction du mémoire

Dans le premier chapitre de ce mémoire nous avons effectué une analyse physique et défini les paramètres caractéristiques de ce type d'écoulements. L'identification de chaque paramètre, son poids et son influence sur le phénomène étudié fera prioritairement l'objet de notre recherche bibliographique.

Afin d'améliorer la résolution numérique du problème étudié et bien comprendre le comportement des écoulements turbulents instationnaires nous allons nous intéresser à La modélisation mathématique des différents processus analysés. Le système d'équations qui résout la cinématique des fluides dans ces écoulements selon les hypothèses données sera proposé.

Après analyse et identification du phénomène nous passerons au mode expérimental et simulerons ces types d'écoulements dans un canal dont les propriétés géométriques et hydrauliques sont préalablement définies et ensuite nous calculerons les viscosités des différents mélanges (eau-huile-sable) pour différentes fractions d'huile d'eau et de sable à l'aide d'un viscosimètre électronique.

Dans la simulation numérique de ces écoulements on doit résoudre, au moyen du logiciel Fluent, les équations de Navier-Stokes préalablement discrétisées avec le schéma numérique VOF. Cela consiste à calculer, en chaque point de l'espace de calcul (c'est à dire du maillage

Introduction générale

de l'espace) et pour certaines valeurs du temps, la vitesse et la pression du fluide. On définit donc un pas d'espace qui représente la taille des mailles du maillage, et un pas de temps qui représente l'intervalle de temps entre deux instants de calcul de la solution. Il est à préciser que la difficulté de la simulation est liée à la physique du problème traité, c'est-à-dire à la turbulence. L'écoulement étant irrégulier en temps et en espace (turbulence forte), cela nécessite donc des pas d'espace et de temps très petits. À la contrainte sur le pas de temps, liée à la physique du problème, s'ajoute une autre contrainte liée au schéma numérique retenu pour discrétiser les équations de Navier-Stokes : c'est la contrainte de stabilité numérique de type CFL (Courant-Friedrichs-Lévy). Le but de cette contrainte est d'éviter l'amplification des erreurs introduites dans le calcul au cours du temps. La simulation doit converger pour peu que les résidus soient estimés constants à une valeur inférieure à 10^{-5} .

Contexte scientifique

Les écoulements turbulents instationnaires polyphasiques constituent un enjeu scientifique très important. La compréhension et la maîtrise d'une infime partie des phénomènes qui les régissent seront d'un apport important au domaine de la mécanique des fluides et de l'hydraulique.

Vu que le phénomène de turbulence souffre du manque de compréhension et d'explication et ce malgré les avancées mathématiques et technologiques ainsi que les approches qui furent élaborées pour l'analyse des écoulements polyphasiques moyennant de nouvelles grandeurs empiriques élaborées dans l'approche des grandeurs générées par ce type d'écoulements

Afin de trouver une réponse convergente pour ce type d'écoulements, nous nous sommes définis les objectifs suivants :

Nous avons effectué en premier lieu, une analyse physique et défini les paramètres caractéristiques de ce type d'écoulements. L'identification de chaque paramètre, son poids et son influence sur le phénomène étudié fera prioritairement l'objet de notre recherche bibliographique.

Nous passerons ensuite à une modélisation mathématique du phénomène en introduisant les notions mathématiques pour mieux comprendre le problème étudié.

Après analyse et identification du phénomène nous passerons au mode expérimental et simulerons ce type d'écoulements dans un canal dont les propriétés géométriques et hydrauliques sont préalablement définies et ensuite nous calculerons les viscosités des différents mélanges (eau-huile-sable) pour différentes fractions d'huile d'eau et de sable à l'aide d'un viscosimètre électronique.

Une simulation à l'aide du logiciel FLUENT est aussi pour nous une évidence et ce afin de mieux voir et comprendre les échelles de grandeurs de la validité du phénomène

Une conclusion fera l'objet final de notre travail où on commentera les résultats obtenus et proposerons des perspectives aux générations avenir.

1-1-Introduction à la turbulence

Malgré de nombreuses avancées théoriques dans l'analyse physique des mécanismes fondamentaux régissant la mécanique des fluides et plus précisément celui de la turbulence et le développement d'outils de calcul numérique de plus en plus performants, la compréhension des écoulements turbulents instationnaires incompressibles et de surcroît polyphasiques à surface libre reste un problème très complexe et difficile.

La résolution numérique directe des équations de Navier-Stokes tridimensionnelles, et non linéaires, pour lesquelles aucune solution analytique n'est connue, reste tributaire des conditions initiales et aux bords à fixer préalablement en fonction du problème considéré. De plus, la théorie mathématique de ces équations est encore incomplète : si en deux dimensions d'espace (écoulement plan) des résultats d'existence, d'unicité et de régularité de solution sont connus, il n'en est pas de même pour trois dimensions d'espace (écoulement tridimensionnel), qui reflète la réalité physique du phénomène . [1]

Les termes intervenant dans les équations de Navier-Stokes sont le terme de diffusion, qui est linéaire, celui-ci traduit l'effet physique de la viscosité du fluide sur l'écoulement et a pour effet également de contrôler tout développement d'instabilité. Son rôle est d'autant plus important que la viscosité est plus grande. Le deuxième terme, appelé terme inertiel, est non linéaire, il est à l'origine des interactions qui peuvent générer des phénomènes à des échelles spatiales très différentes. Plus la vitesse de l'écoulement est grande, plus l'influence du terme inertiel dans les équations de Navier-Stokes est forte. Le comportement d'un écoulement dépend donc du rapport vitesse/viscosité. [1]

La mise en équation de la turbulence est inévitable. De multiples méthodologies, notamment des méthodes de macro simulation, ont été développées dans ce sens. Plusieurs approches théoriques peuvent être considérées selon la configuration physique du phénomène étudié et la nature des résultats attendus, essentiellement la prédiction de quantités physiques moyennes, stochastiques ou déterministes.

1-2-Définition de la turbulence

En l'état actuel des connaissances définir la turbulence reste une question ouverte. La définition suivante ne cherche donc pas à clore définitivement le sujet, mais plus simplement à rassembler synthétiquement les éléments essentiels. Ainsi on peut retenir que : L'écoulement turbulent est un état naturel de mouvement de fluides visqueux où les mécanismes internes d'échanges énergétiques assurent, au sein même de l'écoulement, la création et le maintien de toute une hiérarchie de mouvements chaotiques répartis continuellement sur une large gamme d'échelles macroscopiques.[6]

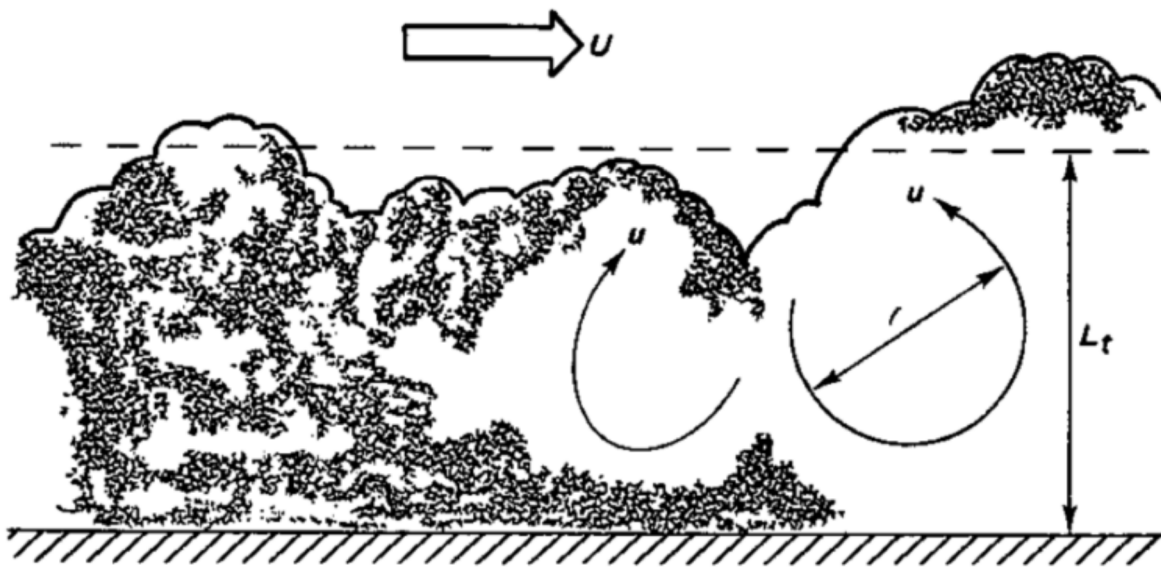


Fig.01.1 : Écoulement turbulent dans un canal à surface libre

1-3-Approche du problème de la turbulence

Deux attitudes différentes dans leur forme mais cohérentes sur le fond sont généralement suivies dans l'appréhension des écoulements turbulents :

- Un problème de mécanique des fluides. Le mécanicien s'attache à la cinétique de l'écoulement, il exprime des bilans de conservation : masse, quantité de mouvement, énergie interne, etc., tient compte de la géométrie et des conditions aux bords, pour dégager un comportement global ; un comportement à grande échelle. Il s'agit alors de déterminer la perte de charge dans une conduite, l'efficacité de la dispersion d'un polluant ou les contraintes mécaniques exercées par l'écoulement sur un obstacle.

- Un problème de physique statistique. Le physicien s'intéresse aux processus stochastiques élémentaires de l'agitation du fluide, il veut comprendre le comportement du système dans son détail ; à petite échelle. Il s'agit de mettre en évidence des propriétés statistiques universelles des fluctuations turbulentes.

La difficulté du problème de la turbulence réside principalement dans le fait qu'il n'y a pas de séparation entre les grandes et les petites échelles : on ne peut pas traiter le comportement à grande échelle sans tenir compte explicitement des mécanismes mis en jeu aux petites échelles, et inversement. Les deux attitudes, mécanique et physique (statistique), sont donc fortement liées l'une à l'autre. [2]

1-4-Turbulence et type d'écoulement

L'hydrodynamique à surface libre se distingue de l'hydrodynamique en charge par l'existence d'une surface libre c'est-à-dire d'une surface de contrainte de cisaillement. Et la pression du fluide à cette interface est égale à celle du gaz qui est en contact avec cette dernière.

L'agent moteur des Ecoulements à surface libre ne peut plus être le gradient de pression, comme c'est le cas pour les écoulements en charge. C'est la gravité qui devient l'agent moteur. La section d'écoulement devient une caractéristique de l'écoulement et non plus seulement de la géométrie du système.

Dans les écoulements à surface libre comme ceux en charge il existe un nombre adimensionnelle qui est le nombre de Reynolds qui permet de caractériser la limite à partir de laquelle l'écoulement devient turbulent. Il est à rappeler qu'il s'écrit comme suit pour chaque cas :

- Ecoulements en charge
$$Re = \frac{\rho V D}{\mu}$$
- Ecoulements à surface libre
$$Re = \frac{4\rho Q}{\mu P}$$

Cependant la limite de passage d'un régime laminaire à un régime turbulent n'est pas du tout la même. Dans les écoulements à surface libre, le régime laminaire existe pour des valeurs du nombre de Reynolds inférieures à 500. L'écoulement est turbulent dès que le nombre de Reynolds atteint des valeurs de 1000.

Ces limites sont sensiblement Inférieures à celles d'un écoulement en charge dans une conduite fermée qui sont de l'ordre de 2000 pour le laminaire et de 4000 pour le turbulent. Le tableau ci dessous résume ces valeurs

Types d'écoulements	régime	laminaire	turbulent
Écoulement en charge		$R \leq 2000$	$R \geq 4000$
Écoulement à surface libre		$R \leq 500$	$R \geq 1000$

Tab01.1 Comparaison des limites des régimes d'écoulement entre un écoulement à surface libre et un écoulement en charge.[11]

1-5-Caractéristiques de la turbulence

Un écoulement turbulent est caractérisé par :

- incertitude (de mesure, de calcul) son irrégularité à la fois en temps et en espace: la simulation est, de ce fait, très délicate. Il est très sensible aux perturbations, même faibles, celles-ci ayant tendance à s'amplifier du fait de la faible viscosité. D'où la difficulté d'une prédiction détaillée. L'analyse de tels écoulements se fait de manière statistique (calcul de quantités moyennes).
- L'agitation turbulente imprime à toute fonction macroscopique du champ de l'écoulement (vitesse, pression, température, masse volumique, ...) des fluctuations aléatoires intrinsèques à ce régime. Ces mouvements chaotiques sont encore qualifiés de structures tourbillonnaires.
- grande variété des échelles spatiales (des tailles de tourbillons) dans l'écoulement. La présence de structures de tailles très différentes qui interagissent entre elles plus le nombre de Reynolds est grand, plus la différence de taille entre les plus grandes et les plus petites structures présentes dans l'écoulement est grande;
- son caractère dissipatif : la présence de nombreuses échelles, qui interagissent entre elle, augmente le taux de dissipation d'énergie;
- son caractère diffusif : la turbulence augmente le taux de mélange et de diffusion d'espèces chimiques et de la température.

- imprévisibilité, non déterminisme, grande sensibilité aux conditions aux limites : si il existe de très petites différences à l'état initial, elles vont s'amplifier sous l'effet d'interactions non linéaires. Les tourbillons par exemple se détachent à quelques centimètres près les uns des autres. Ceci est valable aussi bien en calcul qu'en essai.
- le bruit : les écoulements turbulents sont bruyants du fait des sources acoustiques créées par les fluctuations de pression dans le fluide. [3]
- La turbulence n'est pas une propriété physique du fluide, c'est un régime d'écoulement.
- Un écoulement turbulent est par essence tridimensionnel
- Le mouvement turbulent est rotationnel [6]
- Persistance de la turbulence. [10]

1-6-Brassage turbulent

Le brassage turbulent est la clef de nombreuses propriétés de la turbulence. Il est important de souligner que de tels effets proviennent schématiquement de l'existence, en régime turbulent, de trois classes de mouvements et non pas deux, comme en régime laminaire. En référence à la figure on peut en effet distinguer

- les mouvements d'ensemble, correspondant à l'évolution "moyenne" de l'écoulement.
- le mouvement d'agitation turbulente (échelle l), qui résulte de l'effet des tourbillons réellement présents dans l'écoulement.
- les mouvements d'agitation moléculaire (échelle lm), dont seuls les effets macroscopiques sont pris en compte dans une approche de type milieu continu.[6]

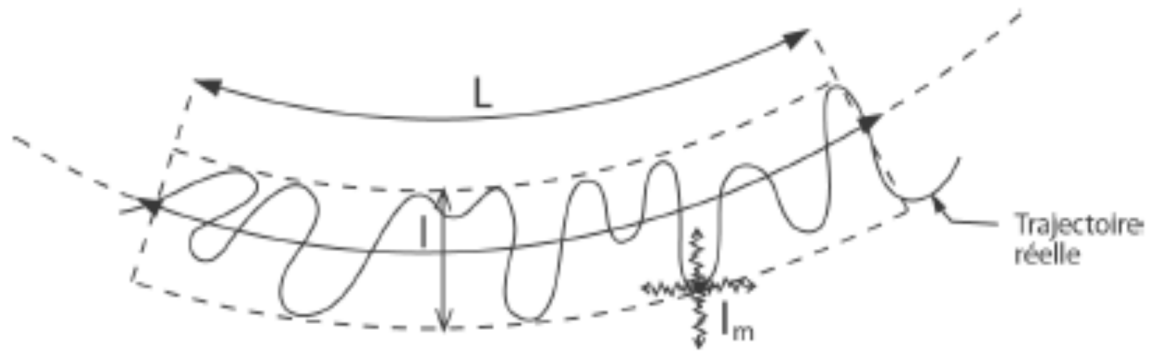


Fig.02.1 : Les trois types de mouvements en régime turbulent[6]

1-7-Interprétation et explication de quelques caractéristiques fondamentales de la turbulence

1-7-1 - La caractéristique "d'incertitude et d'imprévisibilité" :

Elles se voient dans le domaine de la turbulence par les travaux de Lorenz.

Lorenz intègre numériquement un système très simplifié d'équations différentielles non linéaires, le "*système de Lorenz*": c'est une version simplifiée des équations de fluides de convection thermique. Il découvre, que deux conditions initiales très proches l'une de l'autre divergent assez rapidement. Les fonctions linéaires impliquant des résultats proportionnels aux incertitudes initiales, la divergence observée ne pouvait s'expliquer que par la présence des termes non linéaires dans les équations du modèle. Lorenz comprend alors que même si certains phénomènes non linéaires sont régis par des lois rigoureuses et parfaitement déterministes, les prédictions exactes sont impossibles du fait de la sensibilité aux conditions initiales, ce qui est un problème majeur en météorologie. Il expliqua que les lois de la météo sont si sensibles aux conditions initiales.

Lorenz venait donc de démontrer que l'avenir est imprévisible ou imprédictible. Mais ce qui est imprévisible, n'est pas forcément chaotique (c'est-à-dire désordonné) comme le démontrent, par exemple, l'existence "*d'attracteurs étranges*" : on parle alors de "*chaos déterministe*". Dans l'espace des phases, cela se traduit par des trajectoires irrésistiblement attirées par des figures géométriques complexes. Ces systèmes errent au hasard autour de ces figures, sans repasser deux fois par le même point (voir la Figure03). [4]

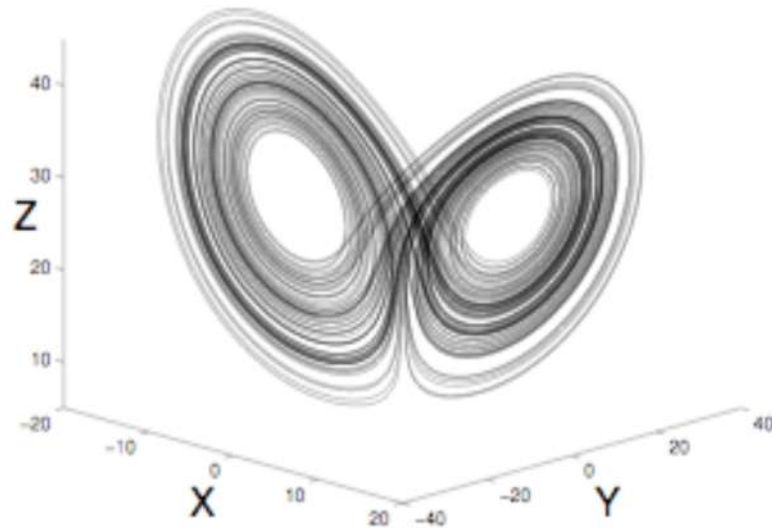


Fig.03.1 : Un exemple d'attracteur étrange - Le système de Lorenz [4].

1-7-2-La caractéristique de " grande variété des échelles spatiales (des tailles de tourbillons) " :

Dans certaines situations bien précises : lorsque le nombre de Reynolds est très élevé, comme c'est le cas, par exemple, pour des écoulements réalisés dans de grandes souffleries sur des avions. « L'intérêt est alors d'observer toutes les tailles de tourbillons possibles, depuis ceux de quelques mètres jusqu'à ceux de moins d'un millimètre », précise Yves Gagne, chercheur au Laboratoire des écoulements géophysiques et industriels, les physiciens ont mesuré un écart par rapport à ses prévisions. Ils ont appelé ce phénomène intermittence. Celle-ci semble liée à l'apparition de structures tourbillonnantes violentes de façon totalement imprévisible : la différence de vitesse entre deux points y est très grande. [4]

1-7-3-le critère "dissipatif" :

C'est une caractéristique expliquée par KOLMOGOROV La loi des 4/5. Son importance tient au fait que c'est une loi exacte et non triviale. Formulée par Kolmogorov en 1941 stipule que dans un régime de turbulence pleinement développée, c'est-à-dire dans la limite des grands nombres de Reynolds, et pour une turbulence homogène et isotrope, la fonction de structure longitudinale d'ordre trois est:

$$s(l) = \langle [(\mathbf{u}(x + \mathbf{l}) - \mathbf{u}(x)) \cdot \mathbf{l} / l]^3 \rangle = -(4/5) \epsilon l.$$

Où ϵ est le taux moyen de dissipation d'énergie et l'échelle l est supposée être beaucoup plus petite que l'échelle intégrale. Une démonstration rigoureuse (mais longue puisque non triviale) peut être trouvée dans le livre de Frisch (1995). [4]

1-7-4-le critère "diffusif" :

La notion de diffusion est fondamentalement associée au transport d'une grandeur quelconque par les écarts de vitesse entre la valeur locale instantanée et une certaine valeur moyenne ou d'ensemble. Par exemple, la diffusion d'un colorant inerte, scalaire passif, dans un fluide.

Compte tenu de la plage d'échelles l recouverte par les mouvements d'agitation, on est conduit à distinguer, en première analyse, au moins deux classes de transferts turbulents diffusifs. Ainsi à des instants ultérieurs $t > t_0$, les effets de diffusion par agitation turbulente comprennent :

- un transport par des gros tourbillons dont la taille est très supérieure à l_0 ,
- un transfert par des petits tourbillons, i.e. des structures de dimensions caractéristiques très inférieures à l_0 .

La distinction de vocabulaire qui a été introduite par les termes de transport et de transfert vise à indiquer que les échanges par les gros tourbillons relèvent plus directement de la dynamique de ces structures, alors que ceux dus aux petits tourbillons seront organisés dans le sens des gradients de propriétés transférées.

La dépendance du transfert par petits tourbillons avec les gradients de propriété n'est pas sans évoquer une analogie directe avec la diffusion par agitation moléculaire. Dans le cadre des schémas de Newton, Fourier ou Fick, la diffusion par agitation moléculaire est en effet caractérisée, au niveau macroscopique par des lois de type gradient. Les coefficients qui apparaissent ou diffusivités (peuvent être considérés comme des propriétés physiques de fluides i.e. des grandeurs indépendantes du mouvement, au moins en première approximation. A l'opposé de la diffusion moléculaire, la diffusion turbulente est une propriété non du fluide mais du régime d'écoulement. Ainsi, les diffusivités turbulentes sont a priori des fonctions du champ de l'écoulement. [6]

1-7-5-La caractéristique de l'Essence tridimensionnel :

Sauf configurations très spécifiques une turbulence bidimensionnelle n'existe pas. En revanche il peut exister des configurations bidimensionnelles dans un écoulement tridimensionnel. [6]

1-7-6-La caractéristique du mouvement turbulent rotationnel :

La décomposition classique du tenseur gradient de vitesse en partie symétrique (S_{ij}) et antisymétrique (R_{ij}) :

$$\frac{d U}{d x} = S_{ij} + R_{ij}$$
$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U}{\partial x_j} + \frac{\partial U}{\partial x_i} \right)$$
$$R_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U}{\partial x_j} - \frac{\partial U}{\partial x_i} \right)$$

Les fluctuations de vitesse sont porteuses de fluctuations de rotationnel. Ainsi, et même si intrinsèquement, la turbulence ne "produit" pas de rotationnel, elle aura un triple effet sur cette grandeur par :

- renforcement de la production dans les zones pariétale par suite de l'augmentation des gradients de vitesse locaux,
- intensification des transferts internes de vorticité fluctuante en raison des mécanismes tridimensionnels spécifiques d'interaction tourbillonnaire présents dans l'équation du tourbillon.
- diffusion hors de zones de production sous l'effet de l'agitation turbulente. [6]

1-7-7-La caractéristique de la Persistance de la turbulence

Une fois amorcé, un écoulement turbulent a tendance à se maintenir: il continue à produire des tourbillons pour remplacer ceux dissipés. C'est particulièrement vrai pour les écoulements turbulents avec paroi et pour les couches de cisaillement. [10]

1-8-Effets positifs et négatifs de la turbulence

Les effets de la turbulence sont parfois positifs, parfois négatifs :

- Les effets positifs : l'augmentation du mélange permet d'améliorer la combustion par exemple, d'améliorer la portance des avions, de réduire la température.
- Les effets négatifs : diffusion de la pollution, nuisance sonore [3]

1-9-Types de turbulences

On distingue deux types de turbulence : la turbulence faible et la turbulence forte. Cette distinction est fondée sur le nombre de degrés de liberté de l'écoulement, considéré comme un système dynamique. Le nombre de degrés de liberté d'un système traduit la complexité que peut prendre l'évolution d'un tel système : plus ce nombre est grand, plus l'évolution sera complexe.

La turbulence faible correspond à un écoulement ayant un faible nombre de degrés de liberté, mais dont l'évolution est chaotique en temps. Ainsi, l'écoulement sera régulier en espace, mais irrégulier en temps. Le développement d'un régime temporel chaotique a pu être analysé dans certains cas (flux de Couette, convection de Rayleigh-Bénard, modèle de Lorenz). L'écoulement d'abord stationnaire, devient périodique, bi-périodique, puis de régime de plus en plus complexe ;

La turbulence forte correspond à des systèmes à très grand nombre de degrés de liberté. Cela se traduit par la présence d'un très grand nombre d'échelles de tailles différentes. On est en présence d'écoulements chaotiques en temps et en espace. Ce type d'écoulement chaotique est difficile à analyser et à simuler.

Le concept mathématique d'attracteur étrange pour caractériser le comportement pour les grands temps de tels systèmes, correspondant à un état d'équilibre statistique, a permis de retrouver des résultats de la physique. Ainsi, l'estimation de la dimension de l'attracteur est en accord avec l'estimation du nombre de degrés de liberté d'un écoulement turbulent tridimensionnel (théorie de Kolmogorov). [1]

1-10-Historique et évolution des théories

Les premières idées modernes sur la turbulence nous viennent des mathématiques.

- 1- Les expériences réalisées par *Reynolds* (1883) lors de l'écoulement d'un fluide dans une conduite cylindrique rectiligne, ont montré l'existence de deux régimes d'écoulement : laminaire et turbulent. En utilisant des fluides divers (couleur différente), en faisant varier le débit et le diamètre de la canalisation, Reynolds a montré que le paramètre qui permettait de déterminer si l'écoulement est laminaire ou turbulent est un nombre sans dimension appelé nombre de Reynolds R edonné par la relation suivante :

$$R e = \frac{\rho v D}{\mu}$$

- 2- En 1845 Hagen publia une première description d'un régime que nous appelons maintenant le régime turbulent.
- 3- En 1870, Saint-Venant et Boussinesq, en étudiant le comportement des solutions d'équations aux dérivées partielles au voisinage d'une singularité montrèrent qu'une perturbation infinitésimale des paramètres pouvait changer complètement la solution obtenue. Ils concluaient que c'était grâce à cela que le libre arbitre était enfin compatible avec un univers entièrement déterministe.

- 4- 1881 . 1182 periode ou furent introduites les equations de Navier-Stoks

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i$$

- 5- En 1912, dans l'introduction du traité des probabilités de Poincaré il explique très clairement 'Une cause très petite qui nous échappe, détermine un effet considérable que nous ne pouvons pas voir, et alors nous disons que cet effet est dû au hasard. Si nous connaissons exactement les lois de la nature et la situation de l'univers à l'instant initial, nous pourrions prédire exactement la situation de ce même univers à un instant ultérieur.

- 6- En 1933 Leray interprète la turbulence d'un point de vue purement mathématique, comme la perte de la stabilité et de l'unicité de la solution laminaire des équations de Navier-Stokes à partir d'une valeur critique du nombre de Reynolds .Valeur au-delà de laquelle apparaissent plusieurs solutions turbulentes dont le comportement n'est plus descriptible que statistiquement. Cette interprétation conduit ainsi à deux types de théories :
- Celles qui étudient la stabilité de la solution linéaire faiblement perturbée et s'intéressent alors à la transition entre le régime laminaire et le régime turbulent
 - Celles qui appliquent un traitement statistique pour intégrer les équations non linéaires dans le cas où la turbulence est pleinement développée.
- 7- 1975 B.E Launder .J Reece et W Rodi publièrent une première proposition d'équations permettant de calculer de façon approchée les tensions de Reynolds $\overline{u_i u_j}$
- 8- 1978 en France utilisation pour la première fois du model $k - \varepsilon$

1-10-1-Les théories de la stabilité

Le premier type d'approche fut illustré par Heisenberg qui, en 1924, étudia la stabilité de l'écoulement de Poiseuille plan (écoulement entre deux parois parallèles fixes) et évalua la valeur du nombre de Reynolds critique dans ce cas à 500. Cette approche, largement développée entre 1907 et 1940, avec les travaux de physiciens tels Orr, Lord Rayleigh, Taylor, Hopf et Tollmien, s'avéra plus difficile que prévue et décevante vis-à-vis des vérifications expérimentales. Il apparaissait clairement que le traitement linéaire est insuffisant pour aborder le problème de la turbulence quand celle-ci est pleinement développée, car on ne peut plus alors définir l'état quasi-stationnaire permettant de linéariser le problème, sauf cas particuliers liés à des référentiels appropriés (couches limites, chocs...).

[7]

1-10-2-Les théories statistiques

L'approche statistique qui repose sur une décomposition des champs turbulents en une partie moyennée et une partie fluctuante. Un problème de fermeture des équations de Navier-Stokes réécrites de cette façon, se posa et que Prandtl (1925) résolut en remplaçant les moments du premier ordre (produit des fluctuations de vitesse moyenné) par un terme de 'viscosité turbulente' construit à partir d'une 'longueur de mélange' caractérisant l'échelle des fluctuations de vitesse. En (1921), Taylor remplaça l'idée de longueur de mélange par celle de fonction de corrélation, définie d'abord en termes lagrangiens, puis ensuite en termes eulériens, mais sans savoir comment relier ces fonctions à des grandeurs mesurables. Ce n'est que 17 ans plus tard Taylor (1935) qu'il relia cette notion à celle de spectre, ce qui permit ainsi de faire le lien entre les théories statistiques et les expériences de laboratoire.

Il faut remarquer l'existence d'une zone inertielle importante n'est possible que dans le cas de la turbulence pleinement développée, c'est-à-dire pour les très grands nombres de Reynolds que l'on rencontre par exemple dans les écoulements géophysiques ou astrophysiques [7]

1-11-Introduction à la théorie de Kolmogorov

La turbulence pleinement développée est un mouvement chaotique dans l'espace et le temps sur une large gamme d'échelles.

- Les grandes échelles, de l'ordre de la taille du domaine de l'écoulement, sont les plus importantes du point de vue de l'ingénierie ; elles contiennent la majeure partie de l'énergie et dominent le transport de la quantité de mouvement, de la masse et de la chaleur.

- Les petites échelles spatiales, incluant les échelles inertielles et dissipatives, sont plus intéressantes d'un point de vue fondamental puisqu'elles présentent des propriétés qui sont universelles vis-à-vis de la configuration de l'écoulement.

La contribution fondamentale de Kolmogorov à la théorie de la turbulence est basée sur une description statistique des fluctuations à ces petites échelles, menant à des prédictions très simples et universelles

L'étude de la turbulence homogène et de la turbulence isotrope se révèle très intéressante. D'une part, parce qu'il est possible d'avancer l'analyse assez loin et, d'autre part, parce que les structures turbulentes les plus fines ont un comportement quasi-isotrope. On espère en particulier pouvoir modéliser correctement ces petites structures souvent non représentées dans les simulations. [6]

1-11-1-Hypothèses de Kolmogorov

1. la turbulence est statistiquement homogène (invariante par translation) et isotrope (Invariante par rotation) à petite échelle.
2. les propriétés statistiques ne dépendent que de l'énergie dissipée ϵ .
3. dans la zone inertielle, l'énergie est transférée sans dissipation et selon un taux constant ϵ . [7]

1-11-2-Enoncé de la théorie

Kolmogorov. Suppose que la turbulence est une superposition de tourbillons spiraux de type Kelvin-Helmholtz de longueur d'onde r pouvant varier sur une large gamme. Soit v_r une différence de vitesse typique au sein du tourbillon (voir la figure 04).

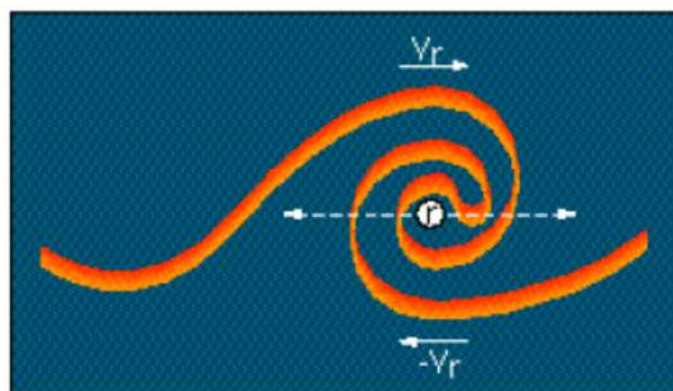


Fig.04.1 : Schéma d'un tourbillon d'échelle r .

La quantité v_r^2 est appelée la *fonction de structure* d'ordre deux des vitesses. Le temps $T = r/v_r$, appelé *temps de retournement du tourbillon*, donne un ordre de grandeur du temps mis par une parcelle fluide piégée dans ce tourbillon pour en faire un tour complet. L'hypothèse de cascade d'énergie de Kolmogorov suppose un quasi équilibre : pendant le

temps de retournement T_r , le tourbillon perd une certaine fraction a ($a < 1$) de son énergie cinétique relative (par unité de masse) $1/2 v_r^2$, par divers mécanismes d'instabilité qui contribuent à la création de tourbillons de taille inférieure à r .

On peut mesurer cette perte par un taux ε_r , appelé taux de dissipation d'énergie cinétique, qui est égal à $(1/2) a v_r^2 / T_r$. Le quasi-équilibre du tourbillon vient de ce qu'il reçoit simultanément de l'énergie des tourbillons plus gros, par des instabilités du même type. Cette hypothèse avait été proposée par Richardson en 1922, sous forme d'un sonnet Les gros tourbillons ont de petits tourbillons, Qui se nourrissent de leur vitesse, Et les petits tourbillons en ont de plus petits, Et c'est ainsi jusqu'à la viscosité. [5]

1-11-3-La cascade de Kolmogorov

Les tourbillons dans l'écoulement ont une taille comprise entre les deux tailles limites suivantes :

_ La plus grande échelle de l'écoulement L (imposée par la géométrie de l'écoulement

_ La plus petite échelle de l'écoulement l : imposée par la viscosité du fluide cette échelle est appelée échelle de Kolmogorov, ou échelle de dissipation visqueuse.

L'ordre de grandeur entre L et l est le suivant :

$$L / l = R^{3/4}$$

La théorie de la "cascade" énergétique prédit que les tourbillons reçoivent de l'énergie des échelles plus grandes qu'eux, et la transmettent ensuite aux échelles plus petites qu'eux, et ainsi de suite jusqu'à la plus petite échelle présente dans l'écoulement, l'échelle l . On parle de production d'énergie lorsque les grosses structures sont générées par un décollement par exemple et de dissipation d'énergie lorsque les tourbillons disparaissent complètement en aval de l'obstacle. Lorsque la production d'énergie est égale à la dissipation d'énergie, on parle de turbulence "en équilibre". [3]

1-12-Notions sur les tourbillons et les instabilités

Le nombre de Strouhal (1870) est le nombre principal à connaître pour l'étude des structures cohérentes dans un écoulement turbulent.

$$St = \frac{f U_0}{D}$$

C'est ce nombre qui est regardé en premier pour caractériser un lâcher de tourbillons ou un phénomène périodique ayant lieu dans un écoulement turbulent. Quelques phénomènes qui apparaissent de manière récurrente dans les écoulements turbulents, et qui sont étudiés avec soin pour la compréhension de la physique de l'écoulement.

- Les spirales de Kelvin-Helmholtz : dans des couches de mélange ou dans les couches cisillées. Les tourbillons grossissent en s'éloignant et s'apparient deux par deux
- L'allée de Van Karman (1911) : en aval d'un cylindre à section circulaire ou à section carrée
- Les tourbillons longitudinaux : les tourbillons 2D (comme des spaghettis crus) se déstabilisent, en s'éloignant de l'obstacle, dans la 3ème direction comme des serpents, et se rapprochent les uns des autres par endroits. A ces endroits, il se forme des plus petits tourbillons dans le sens de l'écoulement (le sens longitudinal), qui forment des liens entre les tourbillons principaux.
- les tourbillons en épingle à cheveux : il s'agit de structures caractéristiques de la couche limite pleinement développée, ils se détachent de la paroi en se relevant de plus en plus à mesure que la couche limite se développe. Comme le montre la figure suivante :

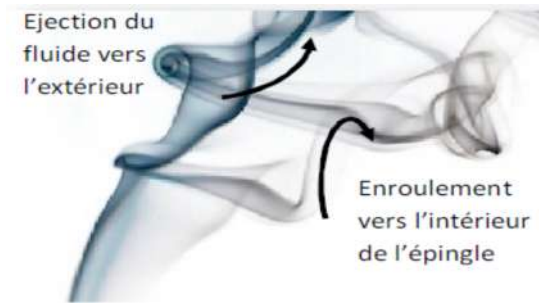


Fig05.1 : Filament tourbillonnaire en épingle a cheveux d'une fumée de cigarette

Tous ces phénomènes sont des exemples d'analyse déterministe des écoulements turbulents. Une mesure ou un calcul moyen ne peut prédire ces phénomènes qui sont intrinsèquement instationnaires. Il faut effectuer des calculs très fins en temps et en espace pour être à même de bien prédire ce type de phénomène. Or ce sont ces phénomènes qui vont être responsables de la topologie globale de l'écoulement. C'est là l'un des problèmes majeurs des simulations numériques de la turbulence. [3]

1-12-1-Equation du tourbillon (ou de la vorticité)

La vorticité est le rotationnel de la vitesse $\vec{\omega} = \overrightarrow{r} \circ \vec{u}$

En appliquant l'opérateur rotationnel à l'équation de Navier-Stokes incompressible, on obtient l'équation vérifiée par $\vec{\omega}$ (équation du tourbillon) :

$$\underbrace{\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t}}_{\text{instationnaire}} + \underbrace{(\overrightarrow{g r a d}) \cdot \vec{u}}_{\text{convection}} = \underbrace{(\overrightarrow{g r a d}) \cdot \vec{\omega}}_{\text{tiré}} + \underbrace{\nu \Delta \vec{\omega}}_{\text{diffusion viscosité}}$$

Le terme d'étirement joue un rôle fondamental en turbulence tridimensionnelle. Pour illustrer ce rôle, on peut observer que l'équation de w dans laquelle on ne tient compte que du terme d'étirement [8]

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} = \underbrace{(\overrightarrow{g r a d}) \cdot \vec{\omega}}_{\text{tiré}}$$

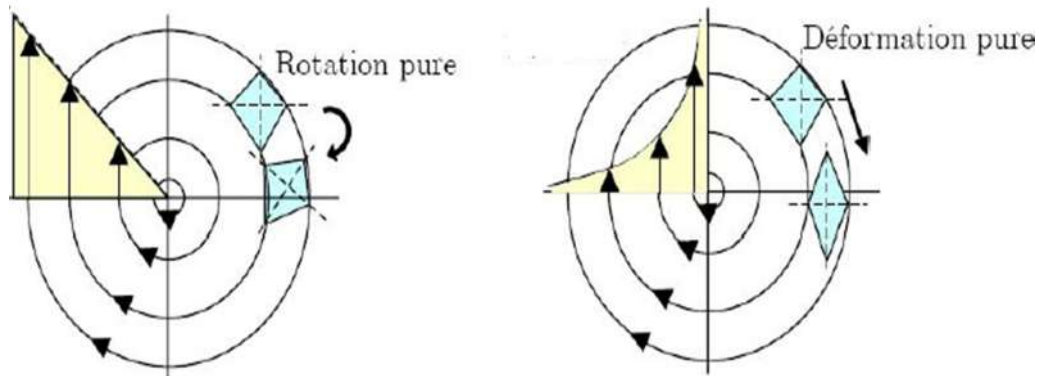


Fig06.1 : écoulement rotationnel et écoulement irrotationnel

1-12-2-Vorticité ou tourbillon

On appelle vecteur vorticité et on note ω le rotationnel de u

La vorticité a une nature différente en deux dimensions ou trois dimensions. En fait il s'agit de deux formes différentielles écrites comme suit [8] :

9- A 2D
$$\omega = \frac{\partial u_2}{\partial x_1} - \frac{\partial u_1}{\partial x_2}$$
 est un scalaire.

10- A 3D
$$\vec{\omega} = \epsilon_{ij k} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \cdot e_i$$
 est un vecteur.

1-13-Les différentes instabilités

1-13-1-Instabilité de Taylor-Couette

Le passage d'un écoulement laminaire où la vitesse est indépendante du temps à un écoulement turbulent où la vitesse varie de manière aléatoire dans le temps s'effectue par une série d'instabilités qui rendent l'écoulement de plus en plus complexe. Regardons, par exemple, l'expérience de Couette

À faible vitesse, les lignes de courant sont des cercles concentriques, il n'y a pas de structure particulière visible dans l'écoulement. Au-delà d'une vitesse critique, des "rouleaux" apparaissent dans l'écoulement.

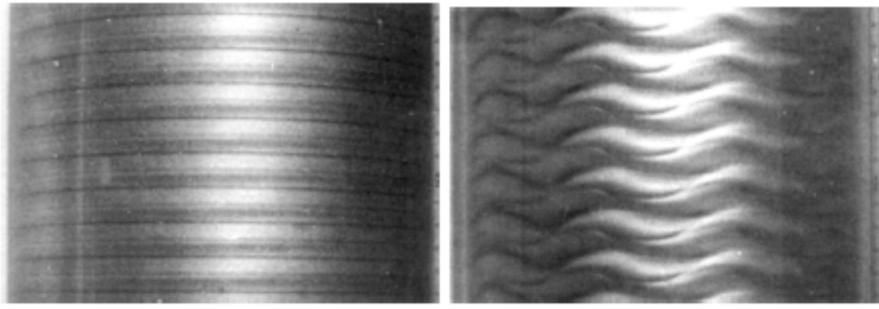


Fig07.1 : instabilité de Taylor-Couette

Il apparaît une composante de vitesse axiale et une composante radiale qui sont périodiques le long de l'axe des cylindres. Les trajectoires des éléments de fluides s'enroulent sur des tores. La vitesse reste indépendante du temps. Cette première instabilité est due à la force centrifuge.

En augmentant encore la vitesse de rotation, une seconde instabilité apparaît au delà d'une autre vitesse critique. Cette seconde instabilité se manifeste par une ondulation des rouleaux. La vitesse du fluide devient alors périodique dans le temps. En continuant à augmenter la vitesse de rotation, on constate que la vitesse varie aléatoirement dans le temps, l'écoulement est devenu turbulent. [9]

1-13-2-Instabilité de Kelvin-Helmholtz

L'instabilité d'une "couche de mélange" entre deux courants de fluide de vitesses différentes, appelée aussi instabilité de Kelvin-Helmholtz présente elle aussi une succession d'instabilités : apparition de tourbillons périodiques dans la couche de mélange (périodicité spatiale et temporelle), interactions entre les tourbillons provoquant une modification locale de la périodicité, apparition de structures tridimensionnelles.

L'instabilité de Kelvin Helmholtz se retrouve également dans l'instabilité des sillages et dans l'instabilité des jets. Elle est à l'origine de la turbulence dans tous les écoulements où règne un fort cisaillement.

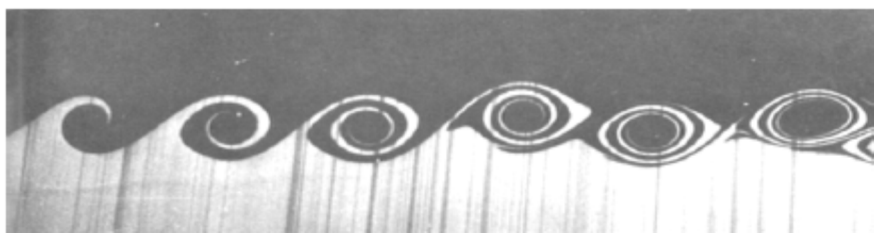


Fig08.1 : Instabilité de Kelvin-Helmholtz entre deux courants d'eau parallèles

Ces deux dernières instabilités ont pour moteur l'inertie du fluide. En revanche, la viscosité a tendance à stabiliser l'écoulement. [9]

1-13-3-Instabilité de Rayleigh-Bénard

Il peut y avoir d'autres sources d'instabilité que l'inertie du fluide. Un exemple notable est l'instabilité thermo-convective d'une couche de fluide chauffée par le bas. Le fluide chaud est moins dense que le fluide froid et il a tendance à monter dans le champ de gravité. La diffusion thermique tend à homogénéiser la température et à réduire les gradients de densité responsables de la convection. La viscosité du fluide tend également à ralentir la convection. La diffusion thermique et la viscosité sont ici les deux effets stabilisants. Lorsque la différence de température entre le bas et le haut de la couche de fluide est assez grande, on voit apparaître des rouleaux de convection réguliers dont la largeur est voisine de l'épaisseur de la couche de fluide.

Pour l'instabilité thermo-convective, c'est un nombre sans dimension, le nombre de Rayleigh qui joue ce rôle. Pour l'instabilité au lieu du nombre de Reynolds telle que Le nombre de Rayleigh est défini comme suit [9] :

$$R = \frac{\alpha g \delta^3 \Delta T}{\nu k}$$

α Est le coefficient de dilatation thermique du fluide
d l'épaisseur de la couche du fluide.

ΔT Différence de température

k Diffusivité thermique

1-13-4-Les allées tourbillonnaires de VON-KARMAN

Allées tourbillonnaire de Von-karman sont générées par un obstacle qui ralentit un fluide en écoulement derrière lui [5], à un nombre de Reynolds modéré de l'ordre d'une centaine. [4] Si l'on trace un profil de vitesse longitudinale en aval de l'obstacle, on va trouver un déficit de vitesse correspondant à la figure 10a, qui peut aussi s'interpréter comme une double couche de mélange. Ceci correspond à la superposition de deux nappes tourbillonnaires, l'une positive (en bas) et l'autre négative (en haut, voir figure 10b). [5]

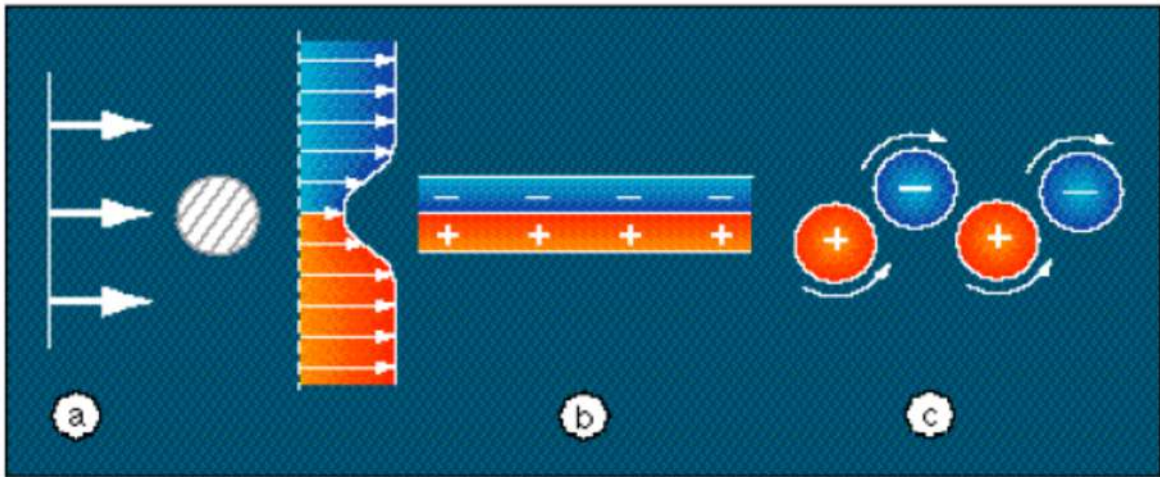


Fig09.1 : Schéma du développement d'une allée de Von Karman derrière un cylindre :

(a) profil de vitesse, (b) double nappe tourbillonnaire, (c) tourbillons décalés.

Chacune de ces nappes va être soumise à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (déclenchée par de petites perturbations de vitesse existant dans l'écoulement, en particulier dans les couches limites au voisinage de l'obstacle), et dégénérer en une allée de tourbillons positifs (en bas) et négatifs (en haut, figure 10c). Sur cette figure, les tourbillons sont alternés ; c'est en effet une des caractéristiques de cette instabilité de sillage plan que les tourbillons de signe opposé soient en opposition de phase, C'est-à-dire décalés dans l'espace. [5] en suite Ces structures symétriques sont détruites peu à peu lorsque le nombre de Reynolds augmente. [4]



Fig10.1 : Allées tourbillonnaires de VON-KARMAN

1-14- Décomposition de Reynolds :

Le principe consiste à:

- 1- Définir une particule fluide répondant au cas analysé.
- 2- Calculs de nouveaux paramètres physiques en particulier la viscosité et la masse volumique de fluides isothermes et isochores définis par les équations (II.1 et II.31 et II.39)
- 3- introduire ces paramètres dans les équations de Navier Stokes.
- 4- Décomposer la vitesse u_i en une moyenne temporelle \bar{u}_i et sa fluctuation u'_i ainsi que la pression p

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

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

- 5- Introduire de nouvelles grandeurs définies dans le système d'équations de Navier Stokes.
- 6- Utilisation pour moyenne un opérateur vérifiant les propriétés suivantes :
 - de linéarité
 - commutativité (des dérivations spatiale et temporelle).
 - l'idempotence.

Une définition est ainsi développée au dessous de ce paragraphe

soit f et g deux fonctions α et β des constantes on aura :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{linéarité:} \quad \overline{\alpha f + \beta g} = \alpha \bar{f} + \beta \bar{g} \\ \text{commutativité:} \quad \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} = \overline{\frac{\partial f}{\partial t}} \quad \frac{\partial \bar{f}}{\partial x} = \overline{\frac{\partial f}{\partial x}} \\ \text{idempotence:} \quad \overline{\bar{f}} = \bar{f} \end{array} \right.$$

On déduit de ces propriétés, que pour la fluctuation $f' = f - \bar{f}$ qu'on aura

$$\bar{f}' = 0$$

Il est aussi nécessaire de noter que le terme \bar{f}' est particulier par sa définition

$$\overline{f g} \neq \overline{f} \overline{g}$$

Mais qu'il est défini comme suit : $\overline{f g} = \overline{\tilde{f} \tilde{g}} + \overline{f} \overline{g}$

- 7- Simplification du système par élimination des termes qui se simplifient $\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i}, \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t}$...etc (aboutissement à un nouveau système)
- 8- Obtention d'un nouveau terme : $\overline{\tilde{u}_j \tilde{u}_i}$ inconnu.
- 9- Définition des termes \bar{k} l'énergie cinétique turbulente moyenne et la pression modifiée p^* dans le nouveau système.
- 10- Obtention d'une nouvelle inconnue ν_t
- 11- Choix de l'une des méthodes suivantes de fermeture du système
 - modèle à zéro équation.
 - modèle à une équation.
 - modèle à deux équations ($k - \epsilon$)

1-15-Application

1-15-1-Décomposition de Reynolds

Considérons les équations de Navier-Stokes, pour les écoulements polyphasiques isothermes et isochores nous sommes contraints de définir les paramètres générés par une turbulence pleinement développée à savoir, la viscosité et la masse volumique spécifique au mélange isotrope.

ρ désigne la masse volumique du mélange (eau huile sable) obtenue par la formule II.1

ν désigne la viscosité cinématique du mélange (eau huile sable) obtenue par (II.1 et II.31 et II.39)

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} \right) \end{cases}$$

Dans notre cas ce système a une signification physique que dans le cas des turbulences pleinement développées afin d'être utilisé dans tout l'espace et n'importe quel temps.

Afin de déterminer les inconnues du système c'est-à-dire: la vitesse u_i et la pression p , procédons à la décomposition de la vitesse en valeurs moyennes et fluctuations, en procédant comme suit :

$$u_i = \bar{u}_i + \hat{u}_i$$

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

Injectons-les ensuite dans le système on aura :

$$\begin{cases} \frac{\partial(\bar{u}_i + \hat{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial(\bar{u}_i + \hat{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_j + \hat{u}_j)(\bar{u}_i + \hat{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p} + \hat{p})}{\partial x_i} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 \hat{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) \end{cases}$$

Utilisons ensuite les propriétés de la moyenne, le système se résout comme suit :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\hat{u}_j \hat{u}_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \left(\frac{\partial^2 \hat{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) \end{cases}$$

On obtient un nouveau terme inconnu $\overline{\hat{u}_j \hat{u}_i}$

Les équations ne sont pas fermées entraînant un problème de fermeture. On appelle le terme $\overline{\hat{u}_j \hat{u}_i}$ symbolisé par τ_{ij} tenseur des contraintes de Reynolds. Pour fermer les équations, la méthode est basée sur l'hypothèse de Boussinesq.

On suppose que le tenseur des contraintes de Reynolds (τ_{ij}) a la même forme qu'un tenseur des contraintes visqueuses, c'est-à-dire que l'écoulement turbulent se comporte comme un fluide de viscosité ν_t :

$$-\overline{\hat{u}_i \hat{u}_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \bar{k} \delta_{ij}$$

Avec k l'énergie cinétique turbulente instantanée :

$$k = \frac{1}{2} \hat{u}_i \hat{u}_i$$

Et \bar{k} l'énergie cinétique turbulente moyenne.

Et p^* la pression modifiée

$$p^* = \bar{p} + \frac{1}{3} \rho \bar{k}$$

Le système devient finalement :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u} \bar{u}}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial x} + (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} \right) \end{cases}$$

La pression résolue étant la pression modifiée p^* . On soustrait ensuite l'énergie cinétique turbulente moyenne à la pression obtenue par le calcul pour retrouver la pression moyenne.

-Pour fermer ce système d'équations on a

1-15-1-1-Modèle à zéro équation.

ν_t est obtenu directement par une expression algébrique en fonction d'une vitesse caractéristique et d'une longueur caractéristique appelée la longueur "de mélange"

$$\nu_t = K u_* l$$

Avec u_* la vitesse de friction

$$u_*^2 = \nu \left. \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|_{y=0}$$

Et l la longueur de mélange donnée par la loi de Van Driest

$$l = K y \left(1 - \frac{y^+}{A^+} \right)$$

Avec $K=0,41$ la constante de Von Karman, $A^+ = 26$ une constante, et $y^+ = \frac{y u_*}{\nu}$

1-15-1-2-Modèle à une équation

ν_t est réécrit en fonction de l'énergie cinétique turbulente k

$$\nu_t = C_\nu l \sqrt{k}$$

On écrit alors une équation supplémentaire pour obtenir k

$$\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} = -2\overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - C_k \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l} + \frac{\partial}{\partial x} \left((\nu + C_\nu \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x} \right)$$

1-15-1-3-Modèle à deux équations

ν_t est réécrit en fonction de k et du taux de dissipation de la turbulence ϵ

$$\nu_t = C_\mu \frac{\bar{k}^2}{\epsilon}$$

et

$$\epsilon = \nu \overline{\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x}}$$

Ce taux de dissipation est de plus en plus élevé lorsque l'écoulement possède beaucoup de petites échelles, de fluctuations de vitesses. Il s'agit de la dissipation de ces petites échelles en chaleur.

On écrit alors deux équations supplémentaires pour le transport de k et d' ϵ Les équations pour k et pour ϵ sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} &= -\overline{u_i u_j} \frac{\partial u}{\partial x_j} - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + C_\sigma \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} &= -C_\epsilon \overline{u_i u_j} S_{ij} \frac{\epsilon}{k} - C_\epsilon \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + C_\sigma \nu_t) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) \end{aligned}$$

Avec s_{ij} le taux de déformation du champ moyen

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x_j} + \frac{\partial u}{\partial x_i} \right)$$

Et C_μ $C_{\sigma k}$ $C_{\epsilon 1}$ $C_{\epsilon 2}$ $C_{\sigma \epsilon}$ des constantes, plus souvent on utilise celles de Jones et Launder

$$C_\mu = 0.09$$

$$C_{\sigma k} = 1$$

$$C_{\epsilon 1} = 1.44$$

$$C_{\epsilon 2} = 1.92$$

$$C_{\sigma \epsilon} = 0.77$$

Ces constantes ont donc été optimisées de manière "empirique". D'autres auteurs ont cherché à normaliser ces constantes de manière à ce que certains principes de la physique ne soient pas violés, notamment le fait que k et ϵ doivent toujours rester positifs, et que le modèle doit

être invariant par changement de repère galiléen. La nouvelle constante C_μ est de 0,085 au lieu de 0,09. On appelle le modèle.

Modèle $k - \epsilon$ RNG (pour Re-Normalization Group).

1-15-1-3-1-Avantages du modèle ($k - \epsilon$)

- il s'agit d'un modèle relativement simple, ne demandant que deux équations supplémentaires ($k - \epsilon$), disponible dans (presque) tous les codes.
- le modèle présente une grande robustesse qui permet en particulier d'aborder des problèmes physiques plus compliqués sans trop de difficulté.
- moyennant ces limitations, le domaine d'application du modèle est relativement large (écoulements internes et externes, prise en compte de certains effets thermiques...) [12]
- Standard $k - \epsilon$: Robuste, économique et relativement précis. Résultats médiocre pour des écoulements complexes (fort gradient de pression, rotation et swirl).
- RNG $k - \epsilon$ Dérivé par une méthode statistique rigoureuse (Renormalization Group theory). Bon pour des écoulements moyennement complexes (impact de jet, séparation d'écoulements, recirculations). Limité par l'hypothèse de viscosité turbulente isotrope.
- Réalisable $k - \epsilon$ Respecte une contrainte physique que peut violer
- le modèle $k - \epsilon$. Offre les mêmes avantages que le RNG. Recommandé dans le cas des turbomachines. Limité par l'hypothèse de viscosité turbulente isotrope.
- Le modèle $k - \epsilon$ est encore maintenant le plus utilisé des modèles de turbulence, en particulier
- dans "le monde industriel", de par sa simplicité de mise en œuvre et son faible coût numérique. Cependant, certains défauts conceptuels liés à l'utilisation d'une viscosité turbulente, rendent ce modèle peu approprié à l'étude d'écoulements complexes[13]

1-15-1-3-2-Inconvénients et limitations du modèle ($k - \epsilon$)

- L'énergie cinétique turbulente est surestimée dans les régions d'impact et de ré attachement. Ce qui conduit à une surestimation des transferts thermiques.
- Les recirculations dans un écoulement à "swirl" sont sous-estimées

- Les écoulements à forts effets de gravité ou dans lesquels les lignes de courant sont très courbes sont généralement assez mal appréhendés par le modèle
- Les séparations sous l'effet d'un gradient de pression adverse sont mal prises en compte
- Le réattachement après un décollement est généralement mal prédit
- Le modèle n'inclut pas les effets de compressibilité qui peuvent s'avérer importants dans les couches limites
- Les zones de transition laminaire-turbulent ne peuvent être représentées. [12]
- son inaptitude à prendre en compte les courbures des lignes de courant et les étirements rotationnels,
- son incapacité à traduire les effets de mémoire spatio-temporelle puisque la relation exprime une dépendance purement locale, c'est-à-dire entre grandeurs prises au même point et au même instant [13] .

2-Les écoulements polyphasiques :

2-1-Définition :

Les écoulements polyphasiques sont des écoulements de fluides comportant plusieurs phases. On pourra par exemple étudier le comportement d'un fluide comportant des bulles de gaz, ou encore étudier le comportement de deux fluides miscible (café-lait) ou non miscibles (huile-eau) dans une canalisation. [1.2] ou dans un canal à surface libre.

Les propriétés physiques de chaque phase (masse volumique, tension superficielle.....etc.) et leurs paramètres physiques (vitesse, pression,..., etc.) ainsi que la géométrie de l'écoulement sont autant de paramètres pour définir différents régimes d'écoulements.

2-2-Analyse des écoulements polyphasiques :

Plusieurs cas sont à signaler selon que les fluides soient miscibles ou non miscibles.

2-2-1-Fluides miscibles

Le cas des fluides miscible est simple à analyser, soit par exemple le mélange de deux liquides miscibles en proportions égales respectivement. a et b La masse volumique ρ_m ainsi que la viscosité cinématique du mélange μ_m sont homogènes et stables dans l'espace et que l'on arrive plus à distinguer plus qu'une seule phase telle que [2.2]

$$\rho_m = (\rho_1 a + \rho_2 b) / (a + b) \quad \text{II.1}$$

$$L o g_m \mu = a L o g_1 \mu + b L o g_2 \mu \quad \text{II.2}$$

2-2-2-Fluides non miscibles

Le transport de deux phases non miscibles dans un canal ou une conduite donne lieu, en régime permanent et établi, à la formation de différentes configurations d'écoulements. Pour un système diphasique donné, les schémas présentés sur la figure ci-dessous regroupent de façon exhaustive les différents régimes d'écoulements diphasiques identifiés, que nous résumons ci-dessous [3.2][4.2]:

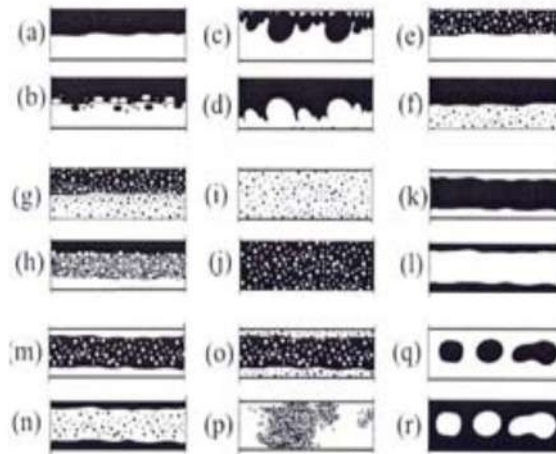


Fig.01.2. les différents régimes d'écoulement

Ces régimes d'écoulements diphasiques sont caractérisés par la détermination de « points de fonctionnement » de couples de paramètres: vitesse superficielle de la phase 1, vitesse superficielle de la phase 2 imposées à l'entrée. (u_{s1}, u_{s2})

Ou de façon totalement équivalente, vitesse de mélange, rapport entre le débit d'une phase et le débit total tel que :

$$Q_k = u_{s k} A = u_k A_k \quad \text{II.3}$$

$$Q_t = V A \quad \text{II.4}$$

$$RQ_k = \frac{Q_k}{Q_t} = \frac{u_{s k}}{V} \quad \text{II.5}$$

2-3-Les régimes d'écoulement

De façon très générale, les écoulements polyphasiques non miscibles peuvent être classés en 3 catégories distinctes :

2-3-1-Les écoulements à phases séparées

Les fluides s'écoulent de façon stratifiée en deux ou plusieurs couches continues disposées selon leur densité et séparées par une interface plus ou moins perturbée (schémas a et b) fig.01 .Un cas particulier est l'écoulement annulaire, composé de deux couches continues s'écoulant concentriquement (schémas k et l) fig.01 [3.2][4.2]

2-3-2-Les écoulements à phases dispersée

On parle de l'existence de ce régime lorsque un ou deux fluides sont présents sous forme de gouttes, dans toute ou une partie de l'écoulement, on distingue deux sous catégories :

2-3-2-1-Le régime pleinement dispersé

Les gouttes sont présentes dans toute la section de l'écoulement de façon plus ou moins homogène (schémas i et j) fig.01

2-3-2-2-Le régime dispersé-stratifié

Ce type de régime comprend une zone dispersée plus ou moins dense et une ou deux couches continues (schémas c, d, g et h) fig.01. Dans certains cas, ces régimes dispersés peuvent aussi s'écouler de façon annulaire (m, n et o) fig.01.

2-3-3-Les régimes intermittents

Les phases s'écoulent sous forme de grandes (poches) ou de (bouchons) (schémas p, q et r) fig.01.

Ces régimes intermittents apparaissent en général lorsque les différences de masses volumiques des fluides sont faibles [3.2][4.2]

2-4-Carte des régimes d'écoulements

Il est à préciser que les propriétés physiques d'un système diphasique (masses volumiques, viscosités dynamiques et tension interfacial), l'inclinaison de la géométrie de l'espace d'écoulement, le rayon hydraulique, le périmètre mouillé ainsi que les propriétés de mouillabilité des parois sont autant de paramètres pouvant modifier la carte des régimes d'écoulement, aussi bien dans la position des frontières que dans l'existence même de certains régimes.

Plusieurs cartes de régimes d'écoulements ont été développées, dont par exemple :

- carte des régimes d'écoulement selon Elseth en 2001
- carte des régimes d'écoulement pour un système eau/huile de rapport de densité qui est de 1 et des rapports de viscosité qui sont de 6 et 16. Charles et al. En 1961 ($\Delta\rho=0$)

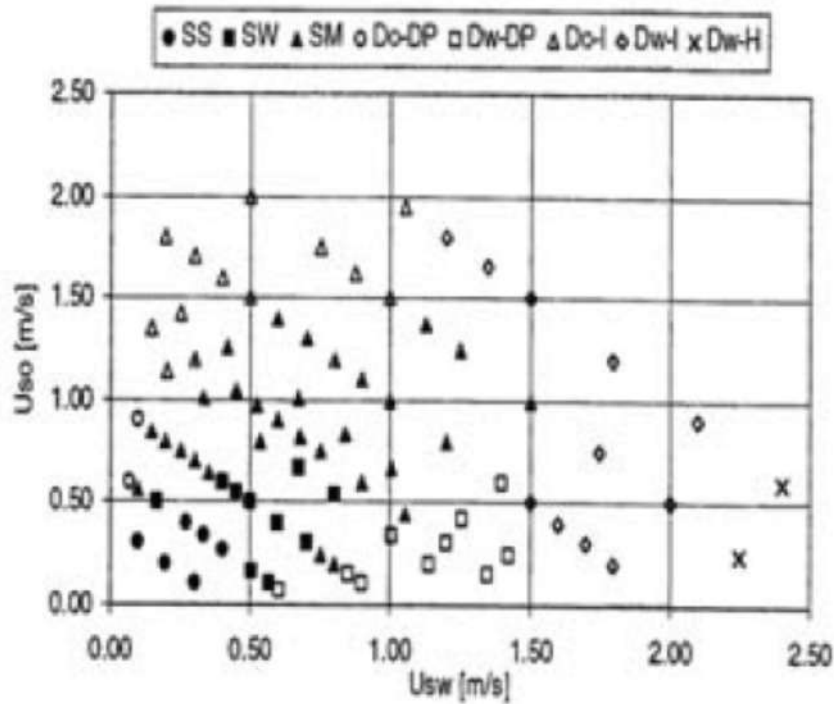


Fig.02.2. carte des régimes d'écoulement selon Elseth (2001)

- SS : stratifié « lisse » .
- SW : stratifié à vague .
- ▲ SM : dispersé-stratifié (mixte), couche dispersée au milieu de deux couches continues.
- ◊ Do-DP : dispersé-stratifié avec une couche dispersée eau dans huile et une couche d'huile continue .
- ◻ Dw-DP : dispersé-stratifié avec une couche dispersée huile dans eau et une couche d'eau continue .
- △ Do-I : pleinement dispersé, huile dans eau inhomogène .
- ◊ Dw-I : pleinement dispersé, eau dans huile inhomogène .
- × Dw-H : pleinement dispersé de façon homogène eau dans huile.

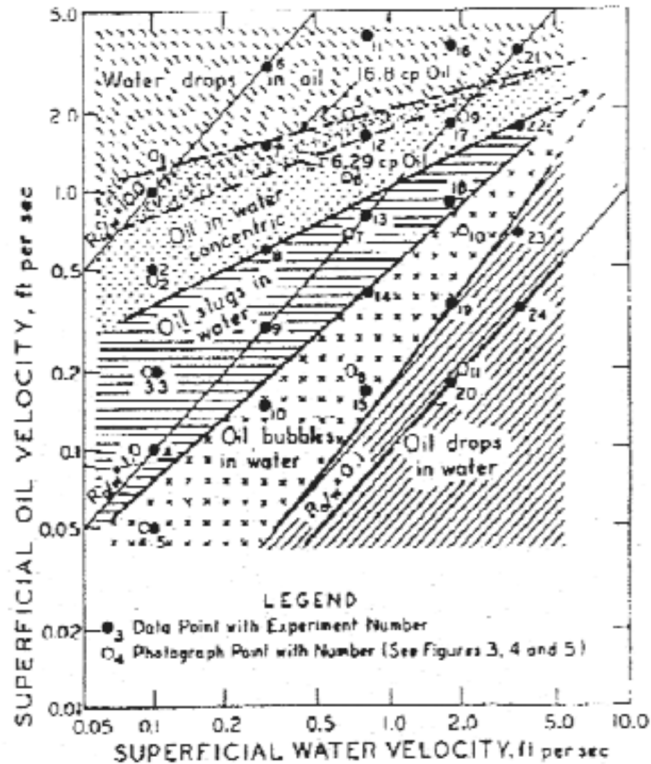


Fig.03.2. carte des régimes d'écoulement pour un système eau/huile de rapport de densité 1 et des rapports de viscosité de 6 et 16. Charles et al. (1961) ($\Delta\rho=0$)

2-5-Les écoulements stratifiés

La configuration stratifiée à phases séparées est la configuration stable des écoulements diphasiques. Les travaux sur la stabilité de ces écoulements montrent que les domaines d'existence des régimes stratifiés « lisses » et « à vagues » sont définis par une courbe nommée ZNS (zero neutral stability) ou encore VKH (viscous Kelvin-Helmholtz). Cette courbe est issue de l'étude des instabilités de type Kelvin-Helmholtz, réalisée à partir de la formulation temporelle des équations du modèle à deux fluides [8.2]

2-5-1-Instabilité des écoulements stratifiés

Les études théoriques menées sur la stabilité de l'interface d'écoulements stratifiés sont réalisées au moyen de la théorie de la stabilité linéaire. Pour un couple de fluides spécifiques, ces études supposent un écoulement stratifié permanent (de Poiseuille, de Couette, plan ou axisymétrique, ...), en précisant les conditions aux limites aux parois et à l'interface (continuité de la vitesse et des contraintes à l'interface,...), et font l'hypothèse que

cet écoulement subit de l'extérieur une perturbation infinitésimale sinusoïdale (théorie de la stabilité linéaire), effective sur la vitesse, les contraintes visqueuses, la pression, et la position de l'interface. Cette perturbation va induire une onde à l'interface qui va se propager le long de l'écoulement (fig04). Pour l'écoulement considéré, on détermine la stabilité de l'interface en s'intéressant au développement d'ondes sinusoïdales du type [5.2]

$$A = A_0 e^{i\alpha(x - ct)} \quad \text{II.6}$$

Où A est l'amplitude de la perturbation de la variable perturbée et A_0 son amplitude maximale. Les termes α , x , c et t désignent respectivement le nombre d'onde, le sens de l'écoulement, la célérité complexe de l'onde et le temps, variables généralement adimensionnalisées. La stabilité est régie par le signe de la partie imaginaire c_i de la vitesse complexe c , c_r étant sa partie réelle. En effet, l'amplitude A des oscillations peut s'écrire :

$$A = A_0 e^{i\alpha(x - c_r t)} e^{-c_i \alpha t} \quad \text{II.7}$$

Si c_i est positif, on parlera d'une interface instable, car son amplitude augmente au cours du temps. La stabilité est en général traduite en termes de diagrammes de stabilité délimitant des zones stables ou instables en fonction des paramètres de l'étude. Les causes du maintien (amplification) ou de la disparition (atténuation) de cette onde sont ensuite examinées[6.2]

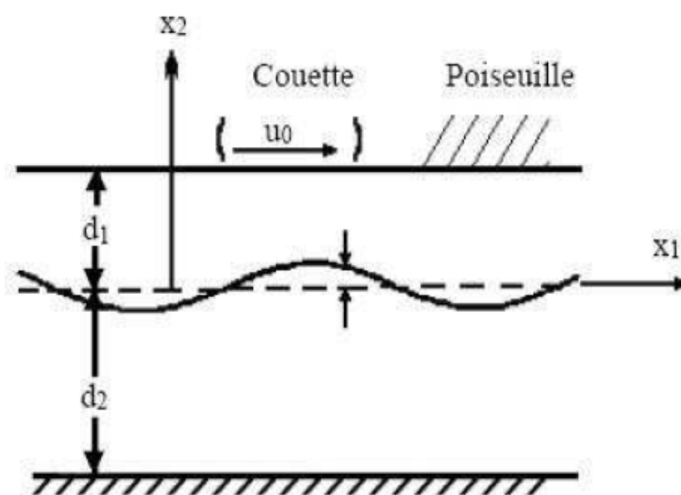


Fig.04.2. Ecoulement stratifié bicouche infini.

2-6-Paramètres d'influence de la stabilité de l'interface :

Considérons un écoulement stratifié quelconque dont le fluide supérieur est noté 1 et le fluide inférieur 2 comme indiqué sur la fig.04.

On peut construire une série de paramètres adimensionnels qui peuvent influencer la stabilité de l'interface [6.2]

- le rapport des épaisseurs des fluides, $n = d_2/d_1$ II.8

- le rapport des viscosités des phases, $m = \mu_2/\mu_1$ II.9

- le rapport des masses volumiques, $r = \rho_2/\rho_1$ II.10

- le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de l'interface U_i

$$R_\eta = U_i d_1 / \nu_1 \quad \text{II.11}$$

- les effets de la gravité sont pris en compte par le nombre adimensionnel

$$F = \frac{(r - 1)g d_1}{U_i^2} \quad \text{II.12}$$

- et S traduit les effets de la tension interfacial

$$S = \frac{\sigma_i}{\rho d_1 U_i^2} \quad \text{II.13}$$

2-6-1-Influence de la viscosité

Yih (1967) est le premier à étudier l'influence de la viscosité sur la stabilité de l'écoulement de deux fluides newtoniens de viscosités différentes ($m \neq 0$), pour des écoulements de Couette plans. Son analyse consiste en une étude asymptotique aux grandes longueurs d'ondes. Hooper (1985), puis Yiantsios & Higgins (1988) généralisent les résultats de Yih (1967) pour des écoulements plans de Poiseuille en s'intéressant toujours à des fluides newtoniens de viscosités différentes, mais en envisageant cette fois des ondes quelconques. Leurs études montrent qu'en fonction des rapports des épaisseurs des couches n et du rapport des viscosités m , la différence de viscosité peut être la cause d'instabilité. Les résultats sont résumés comme suit :

- 1. Si on considère les fluides isodenses ($r = 1$), alors l'interface sera instable quel que soit le nombre de Reynolds R_η si le fluide le plus visqueux est majoritaire, soit si $n > 1$ et $m > 1$ ou si $n < 1$ et $m < 1$.

- 2. Si ($r \neq 1$), elle l'est également quel que soit le nombre de Reynolds Re_i lorsque le fluide le plus visqueux est majoritaire, soit si $r < 1, n > 1$ et $m > 1$ ou si $r > 1, n < 1$ et $m < 1$.

- 3. Dans le cas d'épaisseurs égales ($n = 1$) et de densités égales ($r = 1$), l'écoulement plan de Poiseuille est toujours instable quel que soit le nombre de Reynolds Re_i . Les résultats montrent que ces instabilités ne sont pas la conséquence d'un passage de la laminarité à la turbulence de l'un des deux fluides. De plus, comme il suppose une tension interfaciale nulle entre les deux fluides, il ne s'agit pas non plus d'instabilités capillaires. Le vecteur des instabilités est la différence de vitesse des phases et leur différence de viscosité [6.2]

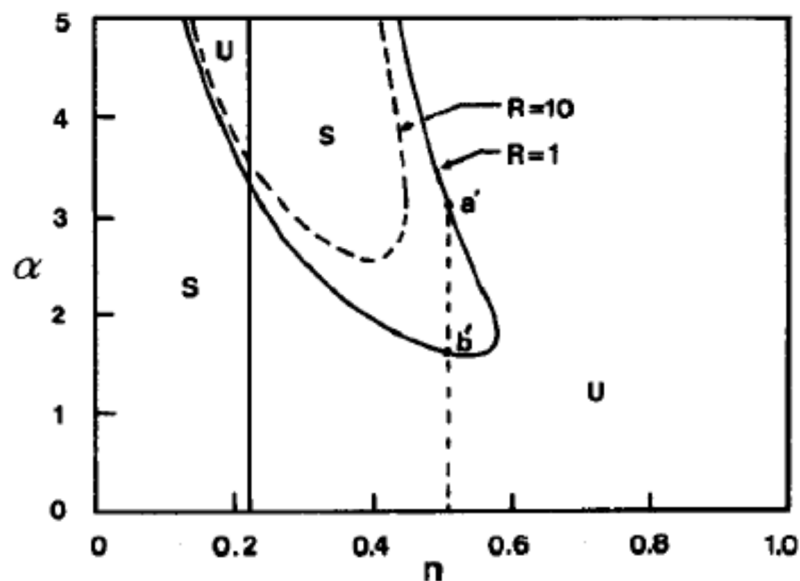


Fig.05.2. Diagramme de stabilité d'après Yiantsios & Higgins (1988). $r = 1, m = 0,05$ ($m < 1$, fluide inférieur est le moins visqueux), $F = 0$ et $S = 0$. $R = Re_i$, U rend compte des zones instables (Unstable) et S des zones stables. α nombre d'onde.

On voit sur la figure05 que l'écoulement est instable par rapport aux perturbations de grande longueur d'onde sauf lorsque n est inférieur à $\approx 0,2$. Il est aussi à signaler l'effet déstabilisant de la différence de vitesse entre les phases. En effet, l'augmentation du nombre de Reynolds de $Re_i = 1$ à $Re_i = 10$ fait reculer les zones de stabilité et rend ainsi instables des situations initialement stables [7.2]

2-6-2-Effet de la tension interfaciale σ

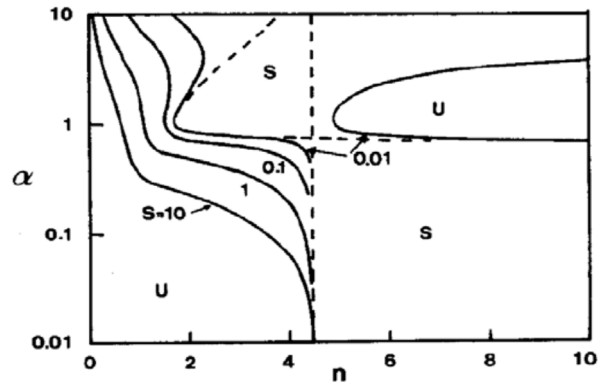


Fig.06.2. Influence de la tension interfaciale $S \neq 0$ sur la stabilité de l'écoulement. Les paramètres de l'écoulement sont ces nombres de Reynolds $R = Re_i = 10, m = 20, r = 1$ et de Froude $F = 0$. Les zones stables sont notées S et les zones instables U. Les lignes en pointilles correspondent au diagramme de stabilité pour $S = 0$. Diagramme de stabilité d'après Yiantsios & Higgins (1988).

La figure 06 est un exemple de diagramme de stabilité pour un écoulement plan de Poiseuille bicouche (Les fluides sont mis en mouvement par un gradient de pression) On y voit que la tension interfaciale permet de réduire considérablement les zones d'instabilités. Ce recul des zones instables est particulièrement important sur les perturbations de faible longueur d'onde (α grand)

Il est aussi à constater de la figure 06 que la tension superficielle a un effet stabilisant très prononcé et toujours présent aux ondes courtes (faible longueur d'onde), et un effet peu prononcé lorsque la longueur d'onde est grande[6.2]

2-6-3-Effet de la gravité

La gravité à un effet stabilisant .Cet effet a été nettement mis en évidence par de nombreuses études théoriques notamment les travaux de Yiantsios & Higgins (1988) comme le montre la figure ci-dessous

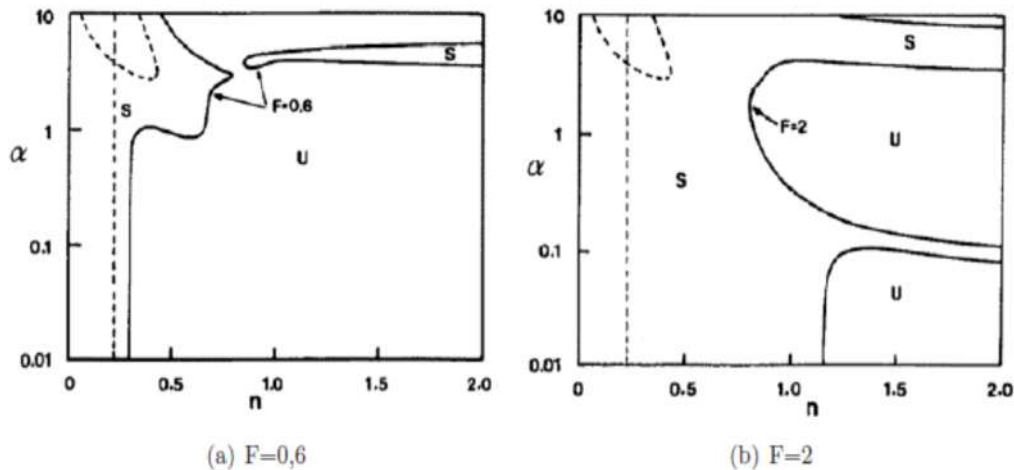


Fig.07.2. Influence de la gravité,(F)sur la stabilité de l'écoulement. Les paramètres de l'écoulement sont $R = Re_i = 10$, $m = 0,05$, $r = 1,5$ et $S = 0$. Les zones stables sont notées S et les zones instables U. Les lignes en pointilles correspondent au diagramme de stabilité pour $F = 0$. Diagramme de stabilité d'après Yiantsios & Higgins (1988).

La figure 07 montre l'effet de la gravité sur l'écoulement stratifié dont la couche inférieure est la moins visqueuse. On note clairement que les zones d'instabilités reculent quand F augmente. Aussi, quand la gravité est stabilisante, l'augmentation de la différence de densité induit un recul des zones d'instabilités. [6.2]

2-7-Transition du régime stratifié vers le régime pleinement dispersé

Le passage d'un écoulement biphasique du régime stratifié vers le régime dispersé se fait avec l'apparition d'un régime intermédiaire nommé régime dispersé-stratifié comme le montre la figure 08

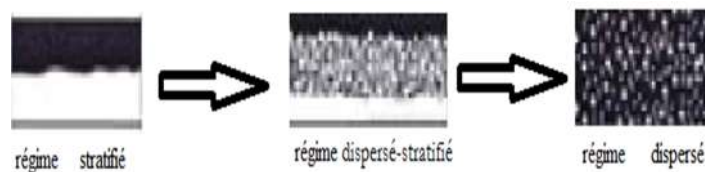


Fig.08.2 transition du régime stratifié vers le régime pleinement dispersé.

Lorsque les forces inertielles deviennent prépondérantes sur la gravité, les gouttes présentent une répartition quasi-homogène dans la section de l'écoulement. Nous mentionnons ici deux critères de transition entre ces deux écoulements.

Le premier repose sur la modélisation de la transition entre le régime dispersé-stratifié et le régime pleinement dispersé peut être envisagée en comparant le diamètre critique défini ci-dessous avec le diamètre maximal résultant du processus de rupture. Le diamètre maximum d_{max} des gouttes en écoulement turbulent peut être déterminé par la théorie de Hinze. Il est directement relié au taux de dissipation de l'énergie turbulence ε par l'expression :

$$d_{max} = C_1 \varepsilon^{-\frac{2}{5}} \left(\frac{\sigma}{\rho_c}\right)^{3/5} \quad \text{II.14}$$

$$\varepsilon = \frac{2 f H^3}{D} \quad \text{II.15}$$

$$f = 0.079 \left(\frac{\rho_c D V}{\mu_c}\right)^{-1/4} \quad \text{II.16}$$

Où μ_c et ρ_c sont respectivement la viscosité et la masse volumique de la phase continue. C_1 est une constante généralement reliée à la fraction volumique locale. Le rapport du diamètre critique et du diamètre maximal stable s'écrit alors :

$$\frac{d_{max}}{d_c} = c_2 (\varphi_d) W_\varepsilon^{-0.5} F_\varepsilon^{-0.5} R_\varepsilon^{0.1} \quad \text{II.17}$$

Avec

$$W_\varepsilon = \frac{D \rho_c V^2}{\sigma} \quad \text{II.18}$$

$$F_\varepsilon = \frac{\rho_c V^2}{\Delta \rho g D} \quad \text{II.19}$$

$$R_\varepsilon = \frac{\rho_c V D}{\mu_c} \quad \text{II.20}$$

On distingue alors deux cas

- Si $d_{max} / d_c > 1$, alors la turbulence ne peut fragmenter les plus grosses gouttes avant qu'elles ne coalescent pour constituer une zone continue
- Si $d_{max} / d_c < 1$, le niveau de turbulence est assez élevé pour empêcher la formation d'une couche continue. [9.2]

Le second critère proposé, repose sur la comparaison des forces de flottation et des forces d'agitation des gouttes engendrées par la turbulence de la phase continue. La transition entre l'écoulement dispersé-stratifié et l'écoulement pleinement dispersé par une condition sur la vitesse de la phase continue, constitue un autre critère à définir.

$$U_e > \sqrt{\frac{4}{3} \frac{d\Delta\rho}{\rho_e l_t^2} g} \xleftrightarrow{\text{e q i v a l e n c e}} u > u_t \quad \text{II.21}$$

Où l_t est l'intensité turbulente de l'écoulement et d le diamètre des gouttes, pris égal au diamètre maximum stable. u_t est la vitesse limite de chute d'une goutte et u la moyenne quadratique des fluctuations des vitesses turbulentes

Dans les deux cas, on compare l'effet de la turbulence à celui de la gravité sur le mouvement des gouttes. la turbulence et la gravité traduisent ces effets en termes de diamètre de goutte et en termes de forces. [9.2]

2-8-Présentation de la phase dispersée

Il existe différents types de représentations, la figure 09, les résumes

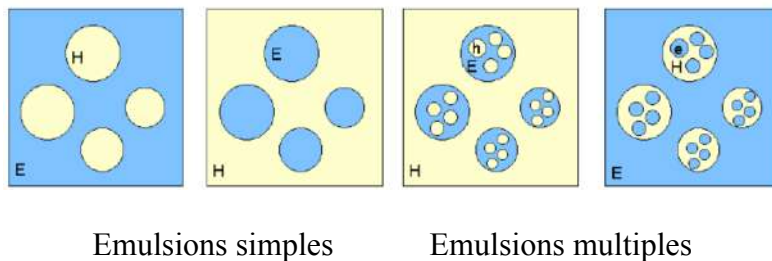


Fig.09.2. Les différents types d'émulsions.

- Les émulsions simples où des gouttes d'eau ou d'huile sont dispersées respectivement dans l'huile ou l'eau.
- émulsions doubles ou multiples sont des structures plus complexes où des gouttes internes sont enrobées par des gouttes externes qui à leur tour sont dans la phase d'écoulement. [10.2] [12.2]

2-9-Granulométrie

La granulométrie est une propriété importante des émulsions de la taille des gouttes est particulièrement représentative du régime turbulent. Ainsi les conditions d'agitation et de formulation dans lesquelles ces formations a été élaborée.

Dans la plupart des cas, les gouttes sont de tailles différentes, notamment à cause du caractère partiellement ou totalement aléatoire de la turbulence (agitation). Il faut alors fournir non pas une valeur, mais une distribution des tailles des gouttes qui représente un inventaire statistique de la population présente dans l'émulsion.

Sur la figure 10, sont représentées quelques distributions typiques dont la largeur est associée à la poly dispersité de l'émulsion, c'est-à-dire au nombre plus ou moins important de gouttes de tailles différentes. [10.2] [12.2]

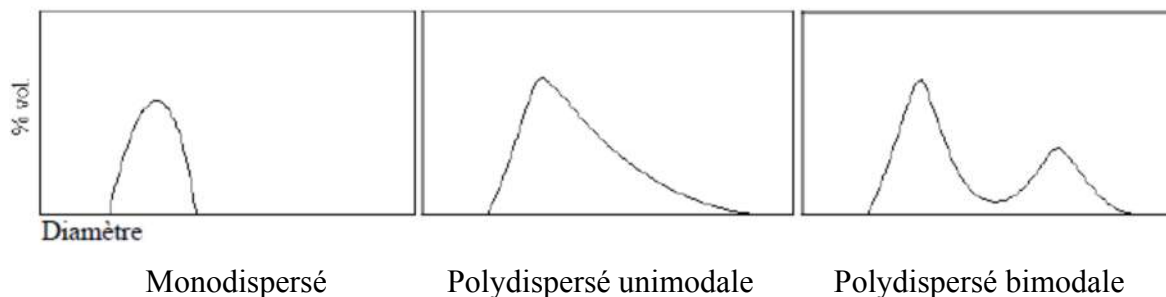


Fig.10.2. Différents types de distributions de tailles de gouttes.

L'allure de la distribution est un facteur très significatif et d'autant important dans la mesure où il influence d'autres propriétés dans ces régimes telles que la viscosité ou la stabilité du système formé.

Caractériser l'ensemble des gouttes générées par une seule valeur de diamètre, représentative d'une moyenne de l'ensemble de la population de gouttes. Dans le but d'avoir une homogénéisation sur toute la section de l'écoulement.

Ce diamètre moyen est calculé de diverses façons suivant le critère choisi.

- le diamètre $d(0.5)$ correspond à la valeur médiane de la distribution, c'est-à-dire à la valeur telle que la moitié des gouttes a des tailles supérieures à celle-ci et l'autre moitié a des tailles inférieures.
- le diamètre moyen arithmétique $d(4.3)$: il est obtenu par le rapport du moment d'ordre 4 sur le moment d'ordre 3

$$d(4.3) = \frac{\sum_i n_i d_i^4}{\sum_i n_i d_i^3} \quad \text{II.22}$$

- le diamètre en surface $d(3.2)$: nommé diamètre de Sauter il est le rapport du moment d'ordre 3 sur le moment d'ordre 2. Ce dernier est en fait le diamètre de la sphère ayant le même rapport surface/volume que la population entière. [10.2] [12.2]

$$d(3.2) = \frac{\sum_i n_i d_i^3}{\sum_i n_i d_i^2} \quad \text{II.23}$$

Où d_i est le diamètre de gouttes appartenant à la classe i .

n_i est le nombre de gouttes dans la classe de diamètre d_i

2-10-Stabilité du système

Vue le nombre de phénomènes intervenant dans la déstabilisation d'une émulsion. On parle plutôt de processus de déstabilisation, lesquels auront des répercussions sur la structure et les propriétés du système générés ainsi nous les résumons dans la figure 11

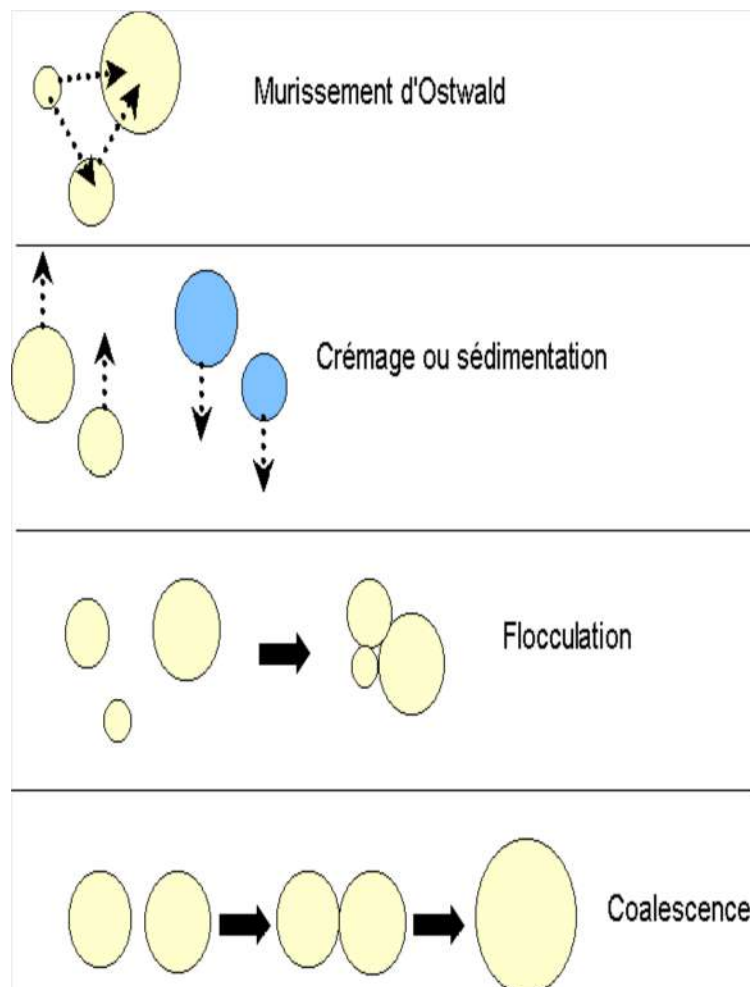


Fig.11.2. Processus de déstabilisation d'une émulsion.

2-11-Description hydrodynamique des écoulements pleinement dispersés

Les rapports entre les échelles caractéristiques (de temps et de longueur) de la phase dispersée et de la phase continue, les interactions hydrodynamiques entre phases dans un écoulement dispersé turbulent peuvent être décrits de deux façons

- 1- soit à l'aide de propriétés de mélange (viscosité effective.....etc.).
- 2- soit par la modélisation du transfert interfacial entre les mouvements propres de chaque phase (moyen et fluctuant).

Lorsqu'il n'y a pas de mouvement relatif entre les phases, le mélange dispersé peut être considéré comme une phase homogène, dont le comportement rhéologique dépend de la concentration, de la taille et de la déformation des inclusions, il est aussi à souligner que lorsque les gouttes ont une inertie importante (diamètre et/ou différence de masse volumique importants), les mouvements de la phase continue et celui de la phase dispersée ne sont plus totalement corrélés (même en l'absence d'un mouvement relatif moyen entre les phases). Dans ce cas, l'écriture d'un modèle diphasique traduisant le transfert interfacial de quantité de mouvement et d'énergie cinétique fluctuante est nécessaire. [11.2] [12.2]

2-12-Calcul de la viscosité apparente du mélange (eau-huile)

Soit un volume V contenant un nombre suffisant de particules à faible dimension généré par une turbulence pleinement développée. Considérons qu'il n'y a pas de glissement entre phases et le nombre de Stokes est faible. La dispersion peut être alors assimilée à un fluide homogène possédant des propriétés de mélange (voir figure 12) [13.2]

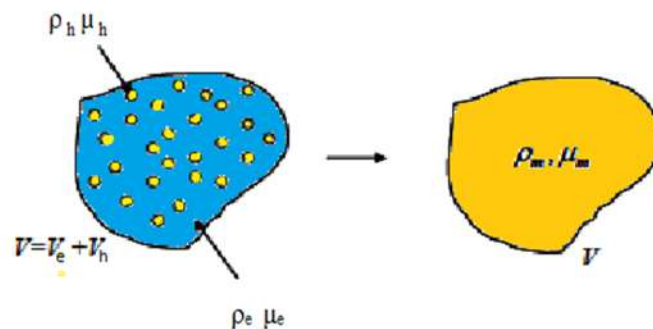


Fig.12.2. assimilation de l'écoulement diphasique en écoulement monophasique moyen

Chapitre 02 : Notions sur les écoulements polyphasiques

La masse volumique de ce pseudo-fluide (ρ_m) est la moyenne des masses volumiques des deux phases elle se calcule de la même manière que le cas de deux fluides miscible

$$\rho_m = (\rho_c a + \rho_d b) / (a + b)$$

La viscosité du mélange μ_m résulte de la perturbation par les inclusions, de la contrainte exercée dans un écoulement monophasique. En écoulement de Stokes, la contrainte effective du milieu dispersé dans le volume V s'écrit alors:

$$\bar{\tau}_e = \langle \bar{\tau} \rangle = \frac{1}{V} \int_V \bar{\tau} dV = \frac{1}{V} \int_V \left(-P \mathbf{I} + 2\mu_c \bar{e} \right) dV = \frac{1}{V} \int_V \bar{\tau} dV \quad \text{II.24}$$

$$= P \bar{I} + 2\mu_c \langle \bar{e} \rangle + \frac{1}{V} \int_{V_d} \bar{\tau} dv \quad \text{II.25}$$

Où \bar{e} est le tenseur de déformation. Dans cette équation, on décompose l'intégrale des contraintes sur le volume V du mélange en somme de l'intégrale des contraintes dans le volume de phase continue V_c et de l'intégrale des contraintes dans le volume occupé par la dispersion V_d . Dans le cas d'un cisaillement pur, le terme $(\frac{1}{V} \int_{V_d} \bar{\tau} dv)$ peut se mettre sous la forme:

$$\frac{1}{V} \int_{V_d} \bar{\tau} dv = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \bar{S} \quad \text{II.26}$$

Où \bar{S} est la partie symétrique du dipôle de force issu du développement de la solution de l'équation de Stokes nommé (stresslet), il est proportionnel au couple exercé par une inclusion sur le fluide environnant [13.2] :

$$\bar{S} = \int_{A_i} \left[x^{\rightarrow} \bar{\tau} \bar{n} - \frac{1}{3} \bar{I} x^{\rightarrow} \bar{x} \cdot \bar{n} - \mu_c (v^{\rightarrow} \cdot \bar{n} + \bar{n} \cdot v^{\rightarrow}) \right] dA \quad \text{II.27}$$

Avec A_i la surface de l'inclusion i , x^{\rightarrow} est un vecteur dont la norme correspond à la distance entre la surface et le centre de l'inclusion dirigé vers l'intérieur de l'inclusion. \bar{n} est le vecteur unitaire normal à l'interface et dirigé vers l'extérieur de la goutte. \bar{I} est le tenseur unité et v^{\rightarrow} la vitesse de l'écoulement (eau). Dans le cas d'une dispersion très diluée composée d'inclusions identiques, l'équation $(\frac{1}{V} \int_{V_h} \bar{\tau} dv)$ devient [13.2] :

$$\frac{1}{V} \int_{V_h} \bar{\tau} dv = \frac{N}{V} \bar{S} \quad \text{II.28}$$

Où \bar{S} est le stresslet d'une goutte isolée dans un fluide infini, dans lequel la contrainte de déformation loin de la goutte est \bar{e}

Dans le cas de gouttes sphériques, \bar{S} peut s'écrire :

$$\bar{S} = \frac{2}{3} \pi \left(\frac{d}{2}\right)^3 \left[\frac{5K+2}{5(K+1)}\right] \mu_c \langle \bar{e} \rangle \quad \text{II.29}$$

Ou

$$K = \mu_d / \mu_c \quad \text{II.30}$$

En reportant l'équation II.29 dans l'équation II.24 l'expression de la viscosité de mélange dans la limite des suspensions de gouttes diluées on obtiendra la loi de Taylor [13.2] :

$$\mu_m = \mu_c \left(1 + \frac{5K+2}{2(1+K)} \alpha_d\right) \quad \text{II.31}$$

De la relation II.31 on voit bien que la viscosité du mélange est fonction de la fraction α_d d'huile présente dans le mélange

2-13-Effet de la concentration α_d sur la viscosité apparente du mélange

Lorsque la concentration en phase dispersée devient supérieure à quelques pourcents, l'équation (II.26) ne s'applique plus. On utilisera une extension de la relation de Taylor (équation (II-31)) en milieu concentré

$$\mu_m \left(\frac{2\mu_m + 5K}{2 + 5K}\right)^{\frac{3}{2}} = \left(1 - \frac{\alpha_d}{\alpha_{dmax}}\right)^{-2.5} \alpha_{dmax} \mu_c \quad \text{II.32}$$

Où α_{dmax} est la concentration de compacité maximale

L'évaluation de la viscosité relative $\mu_r = \mu_m / \mu_c$ donnée par la relation (II.32), est représentée sur la Figure 13 en fonction de K , à différentes valeurs de la concentration en phase dispersée. On remarque que μ_r augmente de façon quasi-linéaire lorsque K varie entre 0.1 et 10. En dehors de cet intervalle, μ_r est indépendant de K . [14.2]

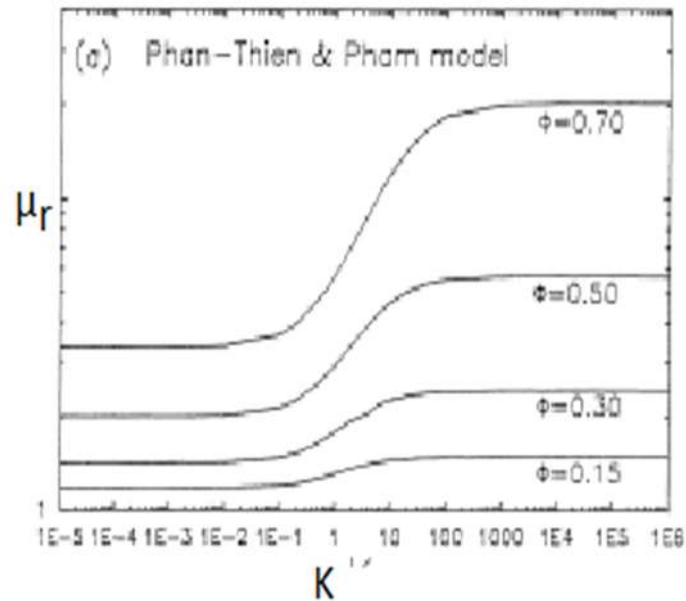


Fig. 13.2. évaluation de la loi de la viscosité relative

2-14-Effet du nombre capillaire (Ca) sur la viscosité apparente d'une dispersion

Le nombre capillaire Ca exprime le rapport entre la force hydrodynamique tendant à déformer la goutte et la force de rappel qui tend à la maintenir la goutte sphérique. Dans le cas d'une goutte de diamètre d soumise à un cisaillement $\dot{\gamma}$, ce nombre s'écrit:

$$Ca = \frac{\mu_c \dot{\gamma} d}{2\sigma} \quad \text{II.33}$$

Où σ est la tension interfaciale entre la goutte et le fluide porteur.

Une approche fondée sur une analogie avec le module de Young d'un matériau composite a été proposée par Pal (2003) ce modèle qui décrit l'effet de la déformation des inclusions sur la viscosité relative d'une dispersion. Il montre en particulier, que quelque soit la concentration en phase dispersée, il existe une plage du nombre capillaire pour laquelle la viscosité décroît lorsque le nombre capillaire augmente: l'émulsion présente donc un comportement rhéofluidifiant qui résulte de la déformation et de l'orientation des gouttes. A concentration en phase dispersée α_d constante, et pour les faibles valeurs du rapport des viscosités K , la viscosité du mélange peut devenir inférieure à la viscosité de la phase continue pour des valeurs élevées du nombre capillaire [15.2] voire (Figure 14).

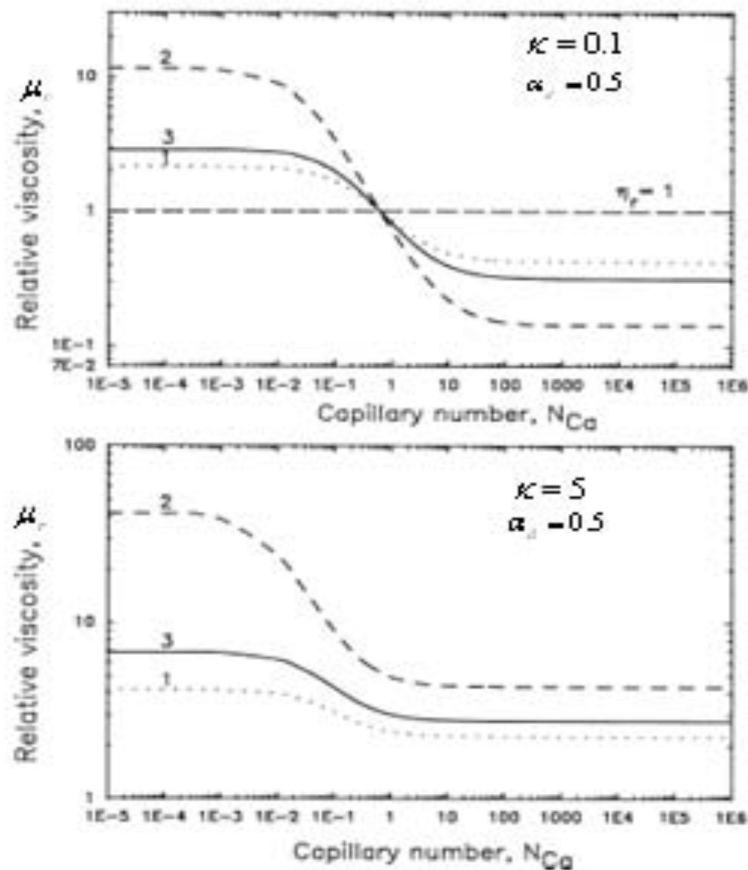


Fig.14.2. effet du nombre capillaire sur la viscosité relative pour $K = 0.1$ et $K = 0.5$ et $\alpha_d = 0.5$ [15.2]

Notons toutefois, que dans les cas expérimentaux présentés, Pal ne précise pas la valeur critique du nombre capillaire vis-à-vis de la rupture des gouttes. Dans le cas des écoulements pétroliers, une valeur typique du nombre capillaire critique est de l'ordre de 0.1 [11.2]

Il est aussi à noter que ces résultats ne s'appliquent qu'à des dispersions dont la concentration n'excède pas une valeur maximale estimée à 0.64. C'est également la concentration en dessous de laquelle le nombre de contacts moyen entre les gouttes est insuffisant pour conférer à l'émulsion une élasticité statique. [16.2]

2-15-Cas des émulsions très concentrées ($0.64 < \alpha_d < 1$)

Au-delà de d'une concentration α_d 0.64, les gouttes commencent à se déformer et prennent une forme polyédrique de plus en plus prononcée lorsque α_d tend vers 1 (Figures15 et 16).

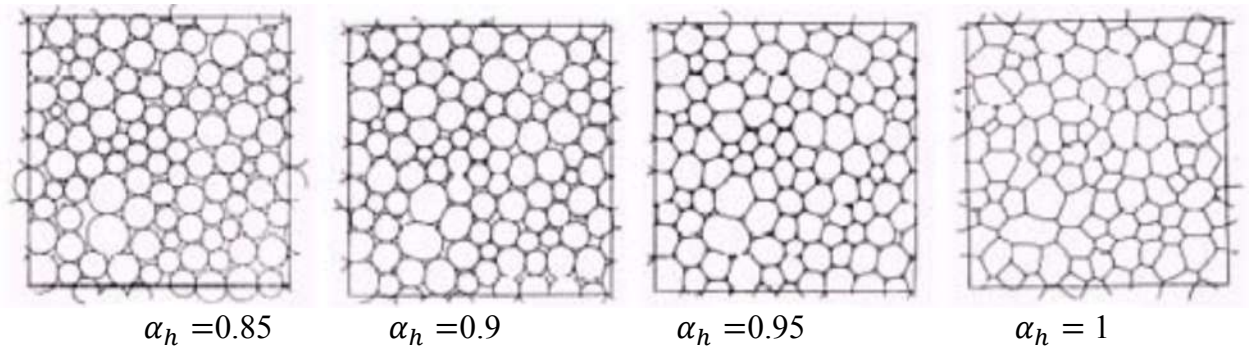


Fig.15.2. évolution de la structure 2D d'une émulsion concentrée en fonction du taux de présence en phase dispersée

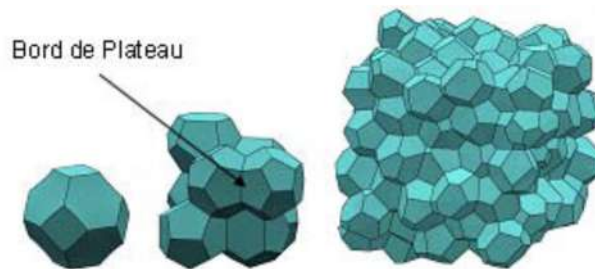


Fig.16.2. représentation 3D d'une structure mono dispersée dense $\alpha_h = 1$. [17.2]

Selon la contrainte qui leur est appliquée, de telles émulsions se comportent soit comme un solide élastique, soit comme un fluide visqueux non newtonien. La transition entre ces deux régimes se traduit par une valeur seuil de la contrainte, notée τ_0 tel que le montre le modèle de Herschel-Bulkley si dessous

$$\begin{cases} \text{si } \tau < \tau_0 & \text{alors } \dot{\gamma} = 0 \\ \text{si } \tau > \tau_0 & \text{alors } \tau = \tau_0 + K \dot{\gamma}^n \end{cases} \quad \text{II.34}$$

où $K = F(\alpha_d, d(3.2), \sigma, \mu_c)$ est nommé « consistance », $\tau_0 = g(\alpha_d, d(3.2), \sigma)$, la contrainte seuil et $d(3.2)$ le diamètre de Sauter de la dispersion. Définit dans l'équation II.23

L'expression de τ_0 s'écrit comme suit :

$$\tau_0 = 2\sigma\alpha_d^{\frac{1}{3}}Y(\alpha_d)/d(3.2) \quad \text{II.35}$$

Où $Y(\alpha_d)$ est une fonction déterminée expérimentalement. Dans le cas d'une émulsion eau dans huile s'écrit comme suit :

$$Y(\alpha_d) = -0.080 - 0.114 \log(1 - \alpha_d) \quad \text{II.36}$$

Une expression de la consistance K a aussi été développée comme suit :

$$K = 3\alpha(\alpha_d - 0.73) \left(\frac{2\mu\sigma}{d(3.2)} \right)^{1/2} \quad \text{II.37}$$

Ces résultats ont été validés pour $\alpha_d > 0.73$ et pour des valeurs du nombre capillaire inférieures à 10^{-4} [18.2] [19.2]

D'autres auteurs montrent qu'une émulsion concentrée mono dispersée suit une loi puissance dont l'exposant varie de 2/3 à 1/2 lorsque la concentration α_d varie entre 0.58 et 0.65.

Au-delà de cette concentration, l'émulsion devient inhomogène (à cause des phénomènes de drainage et de coalescence). Selon ces auteurs, la loi puissance reste vérifiée à faible cisaillement (exposant inférieur à 1/2).

Ces phénomènes de drainage et de coalescence donnent aux émulsions concentrées un caractère thixotrope, c'est-à-dire des propriétés rhéologiques qui varient au cours du temps [20.2]

2-16-Effet d'une suspension sur la viscosité apparente du mélange

L'augmentation de particules solides au sein d'un fluide modifie sensiblement la viscosité du système. Les suspensions diluées se comportent comme des fluides homogènes newtonien de viscosité μ_m supérieur à μ_0 . le coefficient de viscosité du fluide et vérifie la relation établie par Einstein sur la théorie du mouvement brownien :

$$\mu_m = \mu_0(1 + 2.5\alpha_d) \quad \text{II.38}$$

L'expression d'Einstein (1906) n'est valable que pour des suspensions diluées inférieures à 0,05.

En effet car l'expression II.38 ne prend pas compte des interactions hydrodynamiques entre ces particules

Alors en prenant compte de ces interactions. Dans une première approche, on ne considère que les interactions de paires de particules et on somme les effets dus à toutes les paires de

particules, cela donne une contribution supplémentaire à la viscosité qui est proportionnelle au carré de la fraction volumique $\alpha_{d s}$

$$\mu_m = \mu_0(1 + 2.5\alpha_{d s} + C \alpha_{d s}^2) \quad \text{II.39}$$

Avec C compris entre 5.2 et 7.6 ainsi la viscosité dépendra de la vitesse de l'écoulement au quel est soumise la particule [21.2]

Il est à noter que de nombreuses équations de la viscosité dynamique des suspensions ont été établies. Le tableau ci-dessous présente un certain nombre de ces corrélations avec les remarques qui vont avec

Auteur	Expression de μ_s proposée	Remarques
Einstein (1906)	$\mu_0(1 + 2.5\alpha_{d s})$	$\alpha_{d s} < 5\%$ $dp < 2\mu\text{m}$
Kunitz (1926)	$\mu_0 \frac{(1 + 2.5\alpha_{d s})}{(1 - \alpha_{d s})^4}$	$10\% \leq \alpha_{d s} \leq 40\%$
Guth, Eugene et Simha(1936)	$\mu_0(1 + 2.5\alpha_{d s} + 14.1\alpha_{d s}^2)$	$\alpha_{d s} > 2\%$
Simha	$\mu_0(1 + 1.5\alpha_{d s} \left(1 + \frac{25\alpha_{d s}}{4f^3}\right) \dots \dots)$	$1 < f < 2$ Suspension diluée Suspension newtonienne
	$\mu_0 \left(1 + \frac{54}{5f^3} \left(\frac{\alpha_{d s}}{1 - \left(\frac{\alpha_{d s}}{\text{cvm}}\right)^3}\right)\right)$	$\alpha_{d s} \rightarrow \text{cvm}$ (cvm est la fraction à partir de lequel la suspension n'écoule plus) ; Suspension très concentrée ; newton.
Steimour(1944)	$\mu_0 e^{(4.2\alpha_{d s})}$	$0 < \alpha_{d s} \leq 4\%$
Vand (1945)	$\mu_0(1 - \alpha_{d s} - 1.16\alpha_{d s}^2)^{-2.5}$	$\alpha_{d s} > 20\%$ $0,3 < dp < 400 \mu\text{m}$ $20 < D/d < 100$
Vand (1948)	$\mu_0 e^{\left(\frac{2.5\alpha_{d s}}{1 - 0.60\alpha_{d s}}\right)}$	Sans interaction entre particules
	$\mu_0 e^{\frac{2.5\alpha_{d s} + 2.7\alpha_{d s}^2}{1 - 0.609\alpha_{d s}}}$	Inclut doublet collision, mais non triplet collision
Ford (1960)	$\mu_0(1 + 2.5\alpha_{d s} + 11\alpha_{d s}^5 + 11.5\alpha_{d s}^7)$	

Thomas (1965)	$\mu_0(1 + 2.5\alpha_{d_i} + 10.5\alpha_{d_i}^2 + 0.00273e^{1.6\alpha_{d_i}})$	$\rho_f \cong \rho_p$ $0 < cv < 62,5 \%$ $0,099 < dp < 435 \mu m$
Krieger (1972)	$\mu_0(1 - \frac{\alpha_{d_i}}{c_{v n}})^{-1.82}$	
Leighton (1985)	$\mu_0(1 + \frac{1.5\alpha_{d_i}}{1 - (\frac{\alpha_{d_i}}{c_{v i}})})^2$	$\rho_f \neq \rho_p$ $cvm = 58 \%$
Mori-Ototake	$\mu_0(1 + \frac{1.56 \alpha_{d_i}}{0.52 - \alpha_{d_i}})$	$10 \% \leq cv \leq 40 \%$
Frankel et Acrivos	$\mu_0 \alpha_{d_i} (1 - (\frac{\alpha_{d_i}}{c_{v i}})^{\frac{1}{3}})^{-1}$	Seulement les suspensions concentrées Suspension newtonienne
Mooney	$\mu_0 e^{\frac{2.5\alpha_{d_i}}{1 - K\alpha_{d_i}}}$	$0,75 < K < 1,5$ K dépend de système Suspension newtonienne
Jeffrey	$\mu_0 (1 + A\alpha_{d_i})$	$2,5 < A < 10$ Particules ellipsoïdales Suspension newtonienne

Tableau01.2.Corrélations de la viscosité des suspensions [22.2]

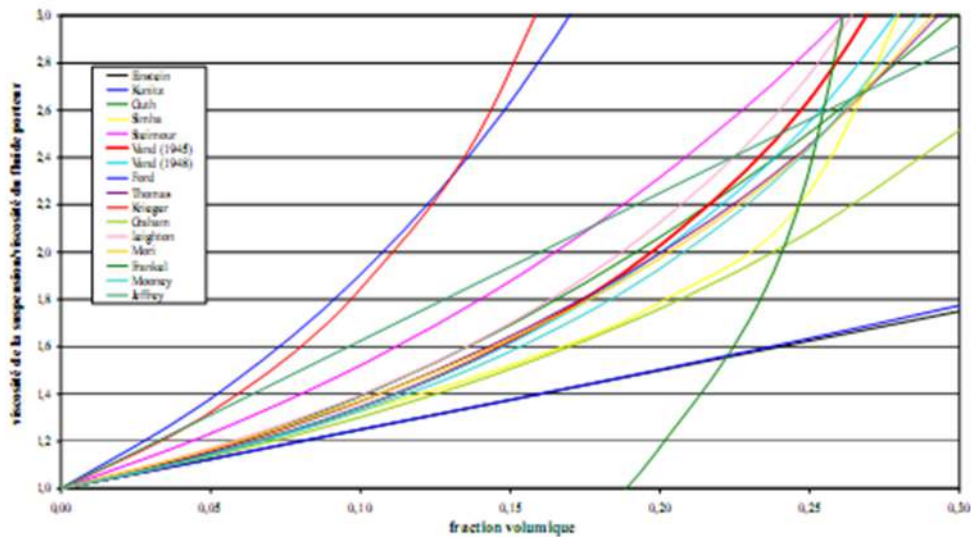


Fig17.2.évolution de la viscosité des suspensions selon chaque auteur

3-1-Introduction

L'objectif fondamental de cette partie du mémoire est de simuler des phénomènes physiques réels en utilisant un logiciel approprié aux phénomènes aux quels on s'intéresse. C'est pourquoi on l'appelle aussi simulation informatique

Les programmes et les logiciels élaborés reposent sur des modèles théoriques présentés sous forme mathématique traduisant au maximum le déroulement physique des phénomènes étudiés.

Dans les simulations numériques on utilise plusieurs méthodes telles que les méthodes des différences finies (MDF) Méthodes des volumes finis (MVF), méthodes des éléments finis (MEF), méthodes spectrales (MS).

Ces méthodes constituent un moyen opérant et agile, elles permettent d'étudier différents contours de certains phénomènes physiques, cependant comme toutes les méthodes. La simulation numérique offre des avantages et des inconvénients que nous pouvons résumer comme suit :

Avantages de la simulation numérique :

- Si le modèle mathématique existe et traduit très bien le phénomène physique on peut simuler le phénomène
- l'accès à toutes les grandeurs locales du phénomène considéré.
- Gain de temps et d'argent
- simuler dans n'importe quelles conditions réelles ou exceptionnelles

Inconvénients de la simulation numérique :

- le tout est basé sur la qualité du modèle mathématique élaborée
- Représente des solutions au sens mathématiques, à nous de voir la réalité de ces solutions si elles traduisent la réalité physique
- elle s'avère être par fois plus coûteuse que l'expérimental

La figure 01 représente le principe de la simulation et le calcul numérique

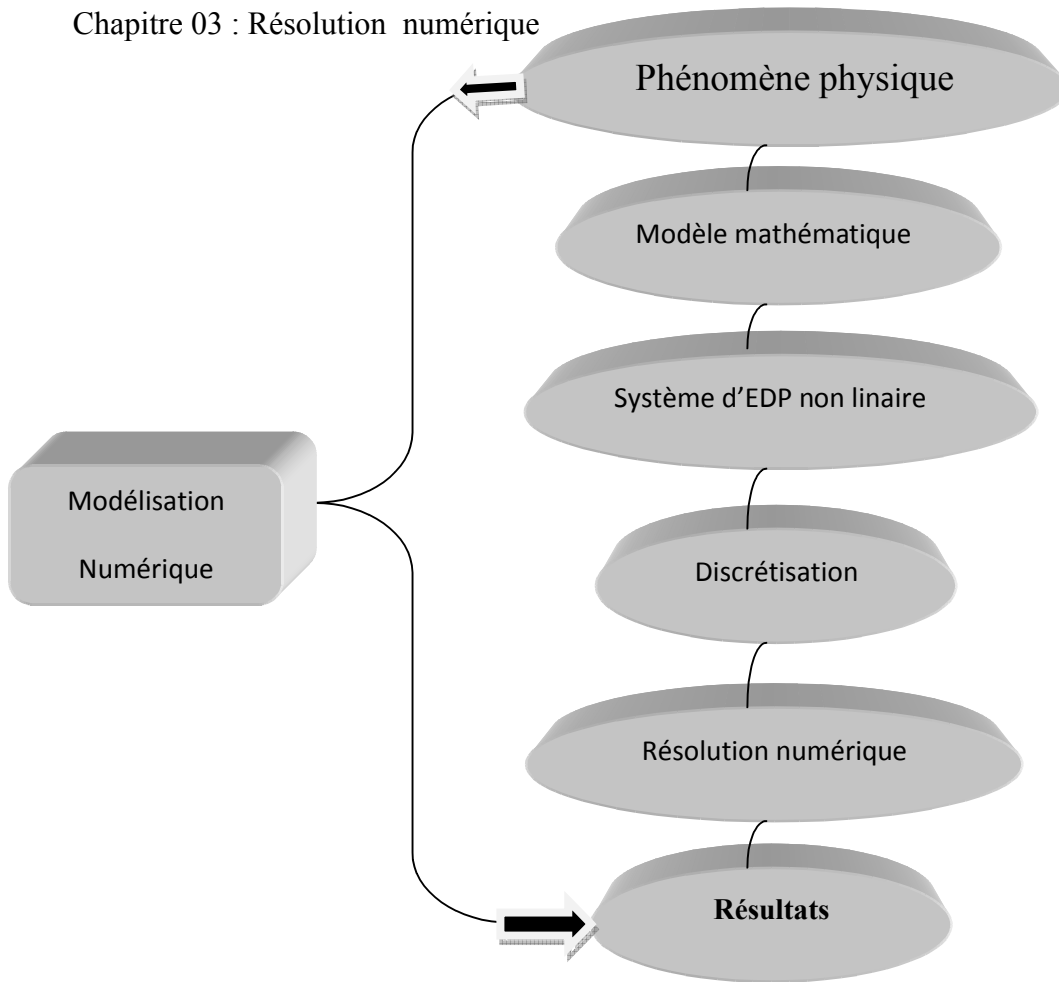


Fig.01.3 : principe du calcul numérique

3-2-Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est une méthode incontournable dans la simulation numérique des écoulements à surface libre, cette méthode fut décrite pour la première fois en 1971 par Patankar et Spalding et publiée en 1980. C'est la méthode la plus utilisée parmi les méthodes de discrétisation pour la simulation des écoulements des fluides. [1.3] elle a permis une prise en compte complète des effets de non linéarité et de compressibilité ainsi que les effets de viscosité à l'aide des équations de Navier-Stokes, et de turbulence. La technique des volumes finis comporte deux étapes importantes :

- le maillage :

il consiste à diviser le domaine en plusieurs intervalles réguliers appelés volumes de contrôle.

- La discrétisation :

Lors de cette étape les équations sont intégrées dans les volumes de contrôle. [2.3]

3-3-Modèle mathématique correspondant au problème étudié

Soit le system d'équations de transport par diffusion turbulente correspondant a notre cas

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\Phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\Phi) = \text{div}(\Gamma \text{ grad } \Phi) + S_\Phi \\ V = \sqrt{u^2 + v^2} \\ V \geq V_{mc} \end{cases} \quad \text{III.1}$$

Où : Φ étant la variable

Γ est le coefficient de diffusion

S le terme source.

3-3-1-Identification de chaque terme dans un system bidimensionnel

L'équation qui gouverne le problème stationnaire de diffusion en deux dimensions dépend des variables de l'espace "x" et "y". Il convient de rappeler que dans ce cas, deux dimensions de l'espace, le volume de contrôle est constitué du produit " $\Delta x \cdot \Delta y$ ". A deux dimensions, la 1^{ère} équation du system (III.1) prend la forme suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi)}_{\text{Terme de Stockage}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}(\rho u\Phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\Phi)}_{\text{Termes Convectifs suivant x et y}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)}_{\text{Termes Diffusifs Suivant x et y}} + \underbrace{S_\Phi}_{\text{Terme Source}} \quad \text{III.2}$$

Maillage :

A deux dimensions, le domaine est subdivisé en un nombre fini de volumes de contrôle qui sont alors constitués d'éléments de surface réguliers. Le maillage a la forme suivante :

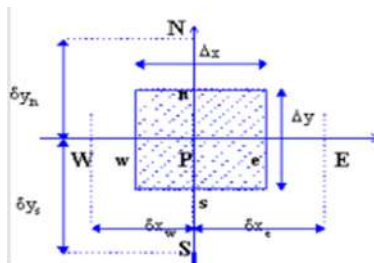


Fig.02.3 : volume de contrôle.

$$\int_{V_c} \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \frac{\partial \rho U \phi}{\partial x} + \frac{\partial \rho V \phi}{\partial y} \right) dV dt = \int_{V_c} \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_\phi \right) dV dt$$

$$dV = dx dy$$

3-3-2-Discretisation des différents termes

3-3-2-1-Terme de stockage

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \Phi) &= \int_{V_c} \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial}{\partial t}(\rho \Phi) \right) dt dx dy \\ &= (\rho \Phi)_t^{t+\Delta t} \underbrace{\Delta x \Delta y}_{V_c} \\ &= ((\rho \Phi)^{t+\Delta t} - (\rho \Phi)^t) \underbrace{\Delta x \Delta y}_{V_c} \end{aligned}$$

3-3-2-2-Terme convectif suivant x et y

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho u \Phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \Phi) &= \int_t^{t+\Delta t} \int_{V_c} \left(\frac{\partial \rho U}{\partial x} \right) \Phi dx dy dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_{V_c} \left(\frac{\partial \rho V}{\partial y} \right) \Phi dy dx dt \\ &= (\rho U \Phi)_w \Delta y \Delta t + (\rho V \Phi)_s \Delta x \Delta t \\ &= ((\rho U \Phi)_e - (\rho U \Phi)_w) \Delta y \Delta t + ((\rho V \Phi)_n - (\rho V \Phi)_s) \Delta x \Delta t \\ &= (F_e \Phi_e - F_w \Phi_w) \Delta t + (F_n \Phi_n - F_s \Phi_s) \Delta t \end{aligned}$$

$$\text{Avec: } F_e = \rho U_e \Delta y$$

$$F_w = \rho U_w \Delta y$$

$$F_n = \rho V_n \Delta x$$

$$F_s = \rho V_s \Delta x$$

Signalons que les deux dernières équations du système n'interviendront pas à ce stade du développement des calculs, il ne leur sera fait appel que lors de la discrétisation finale de l'équation de transport.

3-3-2-3- Termes diffusifs suivant x et y

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) &= \int_t^{t+\Delta t} \int_{V_c} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \right) dx dy dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_{V_c} \left(\frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \right) dx dy dt \\
 &= \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \Big|_w^e \Delta y \Delta t + \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \Big|_s^n \Delta x \Delta t \\
 &= \left(\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \Big|_e - \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \Big|_w \right) \Delta y \Delta t + \left(\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \Big|_n - \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \Big|_s \right) \Delta x \Delta t \\
 &= \left(\Gamma_e \frac{\Phi_e - \Phi_p}{\delta x_e} - \Gamma_w \frac{\Phi_p - \Phi_w}{\delta x_w} \right) \Delta y \Delta t + \left(\Gamma_n \frac{\Phi_n - \Phi_p}{\delta y_n} - \Gamma_s \frac{\Phi_p - \Phi_s}{\delta y_s} \right) \Delta x \Delta t \\
 &= \left(\Gamma_e \frac{\Delta y}{\delta x_e} (\Phi_e - \Phi_p) - \Gamma_w \frac{\Delta y}{\delta x_w} (\Phi_p - \Phi_w) \right) \Delta t + \left(\Gamma_n \frac{\Delta x}{\delta y_n} (\Phi_n - \Phi_p) - \Gamma_s \frac{\Delta x}{\delta y_s} (\Phi_p - \Phi_s) \right) \Delta t \\
 &= (D_e(\Phi_e - \Phi_p) - D_w(\Phi_p - \Phi_w)) \Delta t + (D_n(\Phi_n - \Phi_p) - D_s(\Phi_p - \Phi_s)) \Delta t
 \end{aligned}$$

3-3-2-4-Terme Source

$$S_\Phi = \int_t^{t+\Delta t} \int_{V_c} (S_\Phi) d v dt = \Delta x \Delta y \Delta t (S_p \Phi_p + S_u) \frac{\Delta x \Delta y \Delta t}{v c}$$

Considérons maintenant (S_Φ) comme étant linéaire par rapport à Φ . Après introduction des différents termes dans l'équation 1 du système d'équations(III.1) et en appliquant un schéma implicite, en divisant par Δt et en posant $a_p^0 = \rho \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta t}$ on obtient l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
 a_p^0 \left((\Phi)^{t+\Delta t} - (\Phi)^t \right) &+ (F_e \Phi_e^{t+\Delta t} - F_w \Phi_w^{t+\Delta t}) + (F_n \Phi_n^{t+\Delta t} - F_s \Phi_s^{t+\Delta t}) \\
 &= (D_e(\Phi_e^{t+\Delta t} - \Phi_p^{t+\Delta t}) - D_w(\Phi_p^{t+\Delta t} - \Phi_w^{t+\Delta t})) \\
 &+ (D_n(\Phi_n^{t+\Delta t} - \Phi_p^{t+\Delta t}) - D_s(\Phi_p^{t+\Delta t} - \Phi_s^{t+\Delta t})) + (S_p \Phi_p^{t+\Delta t} + S_u) \frac{\Delta x \Delta y}{v c}
 \end{aligned}$$

3-4-Schéma de discrétisation

pour la discrétisation des termes convectifs un schéma Hybride a été utilisé. Ce schéma, dont la précision spatiale est réduite au premier ordre possède les propriétés de transport et de conservation. Le schéma hybride se réduit à l'approximation du schéma centrée

CSD lorsque, $|P \phi_n| < 2$ mais il devient identique au schéma Upwind UDS1 quand $|P \phi_n| > 2$.

Après un réarrangement on aura:

$$a_p \phi_p^{t+\Delta t} = a_w \phi_w^{t+\Delta t} + a_e \phi_e^{t+\Delta t} + a_s \phi_s^{t+\Delta t} + a_n \phi_n^{t+\Delta t} + a_p^0 \phi_p^t + s_u \Delta x \Delta y$$

les coefficients sont donnés par :

$$a_w = \max(F_w D_w + \frac{F_w}{2}, 0)$$

$$a_e = \max(-F_e D_e - \frac{F_e}{2}, 0)$$

$$a_s = \max(F_s D_s + \frac{F_s}{2}, 0)$$

$$a_n = \max(-F_n D_n - \frac{F_n}{2}, 0)$$

$$a_p = a_p^0 + a_w + a_e + a_s + a_n \Delta x \Delta y$$

Il est à noter que cette formulation est valable pour n'importe quelle localisation des interfaces entre les mailles. Elle permet de fournir des solutions physiquement acceptables aux problèmes sans toutefois garantir la précision de la solution obtenue.

3-5-Résolution du couplage Vitesse -hauteur

Un des problèmes rencontrés lorsque l'on résout les équations de Saint-Venant exprimées en variables vitesse-hauteur du mélange généré (issue des équations de Navier-Stokes exprimées en variables primitives vitesse-pression) concerne le traitement du couplage entre les deux quantités vitesse et hauteur.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\rho \dot{u} - \rho \dot{u}^t}{\Delta t} = -\frac{\partial (\rho u u)}{\partial x} - \frac{\partial (\rho v u)}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \xi \\ \frac{\rho \dot{v} - \rho \dot{v}^t}{\Delta t} = -\frac{\partial (\rho v u)}{\partial x} - \frac{\partial (\rho v v)}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \xi \\ \frac{\rho \dot{u}^{+\Delta t} - \rho \dot{u}^t}{\Delta t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (a) \\ \frac{\rho \dot{v}^{+\Delta t} - \rho \dot{v}^t}{\Delta t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (b) \\ V = \sqrt{u^2 + v^2} \quad (c) \\ V \geq V_{nc} \quad (d) \end{array} \right.$$

La résolution des deux dernières équations (a) et (b) représente l'étape dite de prédiction, elle,

Permet l'obtention d'un champ provisoire de vitesse u^* et v^* calculé uniquement à partir du champ u^t et v^t . Ce champ provisoire ne vérifie à priori pas l'équation de continuité.

On dérive les deux dernières équations respectivement par rapport à x et par rapport à y, d'où:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho \dot{u}^{+\Delta t} - \rho \dot{u}^t}{\Delta t} \right) = -g \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho \dot{v}^{+\Delta t} - \rho \dot{v}^t}{\Delta t} \right) = -g \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)$$

On fait la somme on trouve:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho \dot{u}^{+\Delta t} - \rho \dot{u}^t}{\Delta t} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho \dot{v}^{+\Delta t} - \rho \dot{v}^t}{\Delta t} \right) = -g \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) - g \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)$$

$$\frac{\left(\frac{\partial(\rho \dot{u}^{t+\Delta t})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \dot{v}^{t+\Delta t})}{\partial y}\right) - \left(\frac{\partial(\rho \dot{u}^t)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \dot{v}^t)}{\partial y}\right)}{\Delta t} = -g \frac{\partial^2 z_s}{\partial x^2} - g \frac{\partial^2 z_s}{\partial y^2}$$

Or de la continuité on a

$$\left(\frac{\partial(\rho \dot{u}^{t+\Delta t})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \dot{v}^{t+\Delta t})}{\partial y}\right) = 0$$

$$\frac{\left(\frac{\partial(\rho \dot{u}^t)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \dot{v}^t)}{\partial y}\right)}{\Delta t} = g \frac{\partial^2 z_s}{\partial x^2} + g \frac{\partial^2 z_s}{\partial y^2}$$

La résolution de l'équation ci-dessus, nécessite évidemment de fixer des conditions aux limites. On choisira une condition de type Neumann sur le gradient de surface au niveau des frontières du domaine :

$$\frac{\partial z}{\partial n} = 0$$

Après convergence, on recalcule les hauteurs aux frontières du domaine, en les extrapolant à partir du champ en aval. Toute la dernière étape de la méthode consiste évidemment à réinjecter le champ de la hauteur, calculé ci-dessus, dans les équations (a) et (b), ce qui permet d'obtenir le champ de vitesse $U^{t+\Delta t}$, $V^{t+\Delta t}$ celui-ci satisfaisant aussi bien à l'équation de quantité de mouvement qu'à l'équation de continuité. C'est l'étape de projection qui a donné son nom à la méthode

$$u_{i,j}^{t+\Delta t} = u_{i,j}^{t+\Delta t/2} - \Delta t (\bar{z}_{+1j} - z_{ij}) / (\rho \Delta x)$$

$$v_{i,j}^{t+\Delta t} = v_{i,j}^{t+\Delta t/2} - \Delta t (\bar{z}_{+1j} - z_{ij}) / (\rho \Delta y)$$

Sachant que la condition suivante doit être vérifiée

$$(v_{0j}^0)^2 + (u_{0j}^0)^2)^{1/2} \geq V_{mc}$$

3-6-Détermination de $V_{m c}$

On procède par la méthode de dichotomie qui consiste à rechercher la vitesse $V_{m c}$ de la fonction ci haut sachant que le champs de vitesse est décrit par des fonctions continues dans tous l'espace du canal., à condition qu'on puisse déterminer la convergence $f((V_a+V_b)/ 2)$ à chaque itération.

tel que:

- $f(V_a)$ diverge
- $f(V_b)$ converge
- $V_b > V_a$

Alors une dichotomie permet de trouver rapidement la valeur $V_{m c}$ telle que $f(V_{m c})$ est une valeur minimale de convergence.

Le principe consiste à :

1. Partir du couple de valeurs (V_a, V_b) ;
2. Évaluer la convergence en $(V_a+V_b)/2$;
3. si $f((V_a+V_b)/2)$ diverge remplacer V_a par $(V_a+V_b)/2$, sinon remplacer V_b par $(V_a+V_b)/2$;
4. Recommencer à partir du nouveau couple de valeurs jusqu'à ce que la différence entre les deux valeurs soit inférieure à la précision voulue.
5. Une fois $V_{m c}$ déterminé on pose $V = V_{m c}$ et on détermine les valeurs de la vitesse dans tout l'espace du canal

4-1-Introduction

Le choix des lois régissant les écoulements polyphasiques constitue de prime abord un grand défi. Afin de contourner cette difficulté il nous a paru plus intéressant d'utiliser différentes formules pour calculer les viscosités des différentes fractions (eau-huile) et (eau-sable) pour limiter autant que possible les intervalles de validité entre ces lois.

4-2-Calcul de la viscosité (eau-huile) (eau-sable) avec différentes formules à t= 20°C

4-2-1-(Eau-huile)

α_h	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,5	0,55	0,6	0,65
$\mu_{mf}(mPa.s)$	1,136	1,304	1,513	1,777	2,121	2,58	3,202	4,093	5,425	7,549	11,25	18,55	36,3
$\mu_{mt}(mPa.s)$	1,128	1,247	1,371	1,495	1,619	1,74	1,866	1,99	2,114	2,238	2,361	2,485	2,609
<i>erre</i>	0,008	0,057	0,142	0,282	0,502	0,84	1,336	2,103	3,311	5,311	8,884	16,06	33,69
<i>erre%</i>	0,704	4,371	9,385	15,869	23,67	32,4	41,72	51,38	61,03	70,35	79	86,6	92,81

Tab.01.4.calcul des viscosités (eau-huile) par la formule de Taylor et Pham-Thien

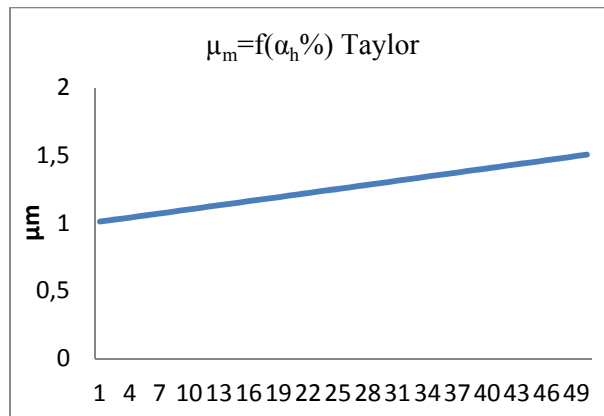


Fig.01.4. Évolution de la viscosité dynamique du mélange (eau-huile) pour une fraction d'huile $\alpha_h\%$ dans le mélange selon Taylor

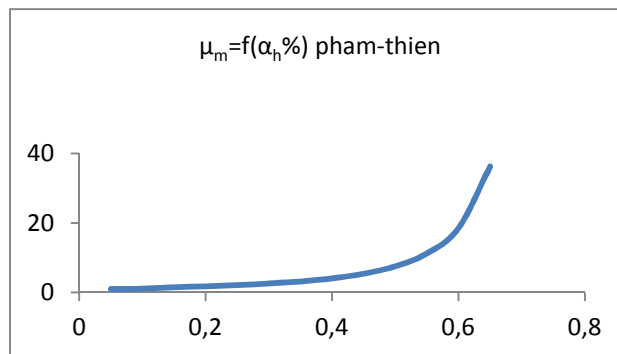


Fig.02.4 Évolution de la viscosité dynamique du mélange (eau-huile) pour une fraction d'huile $\alpha_h\%$ dans le mélange selon Pham-Thien avec $\alpha_{d m a \bar{x}} = 0.74$

Il ressort des figures 01 et 02 que la viscosité du mélange (eau-huile) est proportionnelle à la fraction d'huile présente dans le mélange, celle-ci croît linéairement dans la figure 01 et de façon exponentielle dans le graphique 02 reflétant ainsi de manière assez parfaite le caractère des deux lois de Taylor et de Pham-Thien [14.2]

Les viscosités de la figure 02 obtenues par la formule Pham-Thien sont le portrait physique des émulsions qui ont lieu dans le mélange cité plus haut et à ce titre la formule II.32 est la seule qui tient compte des interactions entre les gouttes d'huile.

Conclusion

- Plus la concentration d'huile est grande plus la coalescence s'intensifie entre les gouttes d'huile et plus la viscosité apparente du mélange (eau-huile) est élevée.
- On doit toujours rester dans les fractions d'huile $\alpha_h < 0.64$ pour conserver l'état newtonien du fluide résultant [20.2].
- Lorsque $0 < \alpha_h < 0.15$, l'erreur étant minime par le fait que μ_m est calculée par la formule II.31 de Taylor. Pour les autres fractions $\alpha_h \geq 0.15$, μ_m est calculée par la formule II.32 ce qui explique les trop grandes erreurs obtenues par cette formule.

4-2-2-(eau-sable)

α_{ds}	0,01	0,025	0,05	0,075	0,1	0,125	0,15	0,175	0,2
μ_e (mPa.s)	1,025	1,0625	1,125	1,1875	1,25	1,3125	1,375	1,4375	1,5
μ_{ee} (mPa.s)	1,02576	1,06725	1,144	1,2303	1,326	1,43125	1,546	1,6703	1,804
<i>err e</i>	0,00076	0,00475	0,019	0,0428	0,076	0,11875	0,171	0,2328	0,304
<i>err e%</i>	0,07415	0,44706	1,689	3,6	6,08	9,04762	12,436	16,191	20,267

Tab.02.4. calcul des viscosités (eau-sable) par la formule d'Einstein et l'extension de la loi d'Einstein

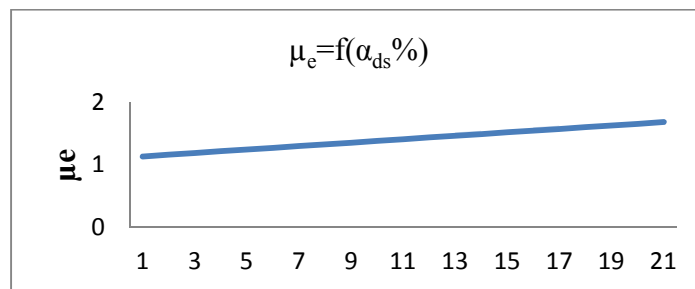


Fig.03.4. Variation de la viscosité (eau-sable) pour $\alpha_{ds} = 0.01$ à 0.2 selon la loi d'Einstein 1906

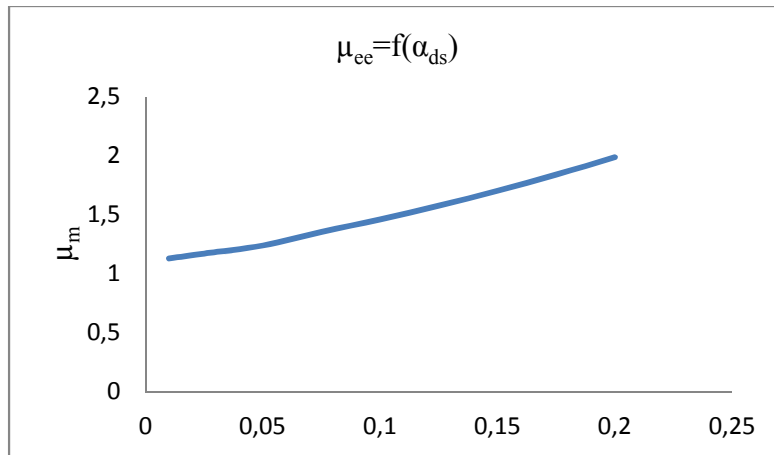


Fig.04.4. Variation de la viscosité (eau-sable) pour $\alpha_{ds} = 0.01$ à 0.2 selon la loi II.39

On en conclut à partir de ces figures 03 et 04 que la viscosité du mélange (eau – sable) est fortement dépendante de la fraction du sable présente dans le mélange, celle-ci croît de façon linéaire dans la figure 03 et tend à être légèrement courbée dès que $\alpha_{ds} > 0.05$ dans la figure 04, reflétant assez parfaitement le caractère des deux lois d'Einstein II.38 et l'extension de la loi d'Einstein II.39 [21.2]

La viscosité du mélange (eau -sable) telle qu'elle est illustrée par la figure 04 traduit mieux la réalité du phénomène.

4-2-3-Conclusion

- A partir des processus étudiés on en déduit que plus la fraction du sable est élevée dans le mélange, plus est modifiée la viscosité du mélange. par les interactions inter particulaire
- pour $0 < \alpha_{ds} \leq 0.05$ la viscosité du mélange (eau-sable) peut être calculée par la formule d'Einstein II.38 par le fait que l'erreur est minime, une fois $0.05 < \alpha_{ds}$ la viscosité sera calculée par l'extension de la formule d'Einstein II.39 en posant $C = 7.6$

4-3-Influence de la température sur les paramètres physiques du mélange

La température des différents fluides et leurs concentrations sont autant de paramètres qui influent sur la masse volumique ainsi que sur la viscosité des écoulements polyphasiques.

4-3-1-Influence de la température sur la viscosité des liquides

La viscosité des liquides varie sensiblement avec la température. Ainsi par exemple la viscosité de l'eau et de l'huile sont des fonctions qui varient exponentiellement avec la température. Plus les températures augmentent (voir figures ci-dessous) plus les viscosités cinématiques des fluides, en l'occurrence l'eau et l'huile diminuent jusqu'à se stabiliser.

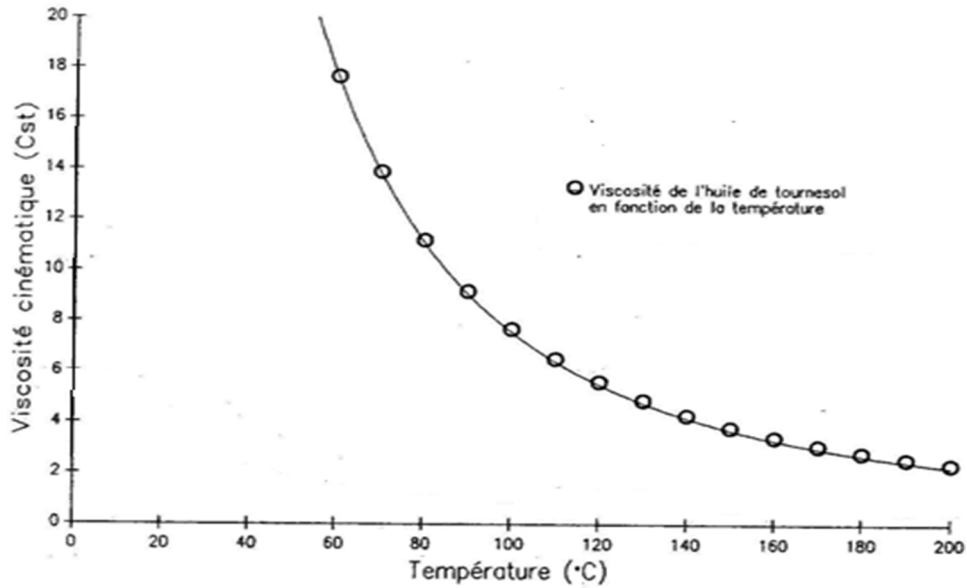


Fig.05.4. Variation de la viscosité cinématique de l'huile de tournesol en fonction de T

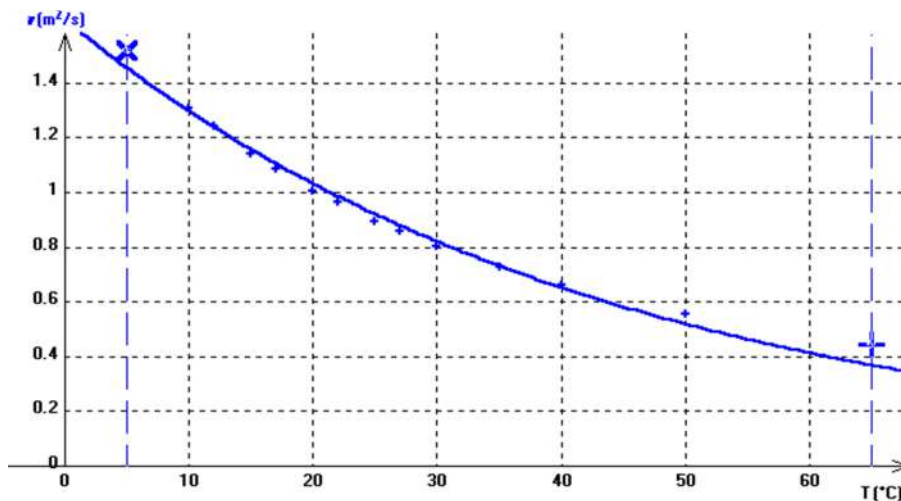


Fig.06.4. Variation de la viscosité ($\times 10^{-6}$) cinématique de l'eau en fonction de T

4-4-Calcul des paramètres du mélange eau-huile-sable à une température d'équilibre :

En partant du fait que l'écoulement des fluides, choisis dans cette étude, est permanent uniforme au départ, il s'ensuit que:

1-

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d \xi}{d t} = 0 \\ \frac{d \xi}{d v} = 0 \\ \frac{d \xi_h}{d t} = 0 \\ \frac{d \xi_h}{d v} = 0 \end{array} \right.$$

- 2- La turbulence est assez forte et empêche la formation de floes (huile-sable) ;
- 3- Les trois corps ont des températures égales à 20°C ;
- 4- Aucune réaction chimique ne se produit tout au long du processus du mélange.

Procédés de calcul :

- 1- Nous supposons d'abord que l'huile se mélange avec l'eau induisant un mélange des fluides homogène. Ensuite le sable injecté séparément en troisième étape dans le canal pour des vitesses imposées se mélange aux deux premiers fluides formant un seul mélange homogène satisfaisant aux équations ci-dessus.
- 2- Imposition de la température d'équilibre du mélange huile-eau-sable à 20°C
- 3- Extraction de la viscosité correspondante des fluides à une Teq égale à 20° Cde chaque courbe caractéristique
- 4- Faire varier la fraction d'huile α_h de 0.05 à 0.45 et calculer la viscosité dynamique, la viscosité relative et la masse volumique à chaque point pour le mélange eau-huile.

Pour les viscosités :

4-1. pour $0 < \alpha_h < 0.15$, μ_m est calculée par la formule de Taylor II.31

4-2. pour $\alpha_h \geq 0.15$, μ_m est calculée par la formule II.32 en supposant que

$$\alpha_{d m a \bar{x}} = 0.74$$

4-3 Calcul de la viscosité relative μ_r correspondant à chaque α_h

4-4 vérification des points $(\mu_r, k)_{ad}$ obtenus en fonction du modèle de Pham-Thien.

- 5- Extraction de trois points distincts pour une fraction d'huile α_h variable et dont les paramètres viscosité et masse volumique sont assez éloignés.

- 6- Introduire l'influence de la fraction de sable $\alpha_{d s}$ sur la viscosité et la masse volumique du mélange total eau-huile-sable pour chacun des fluides représentés par les points cités précédemment.
 - 6-1. pour $0 < \alpha_{d s} \leq 0.05$ la viscosité du mélange des trois fluides $\mu_{m t}$ est obtenue par la formule d'Einstein II.38.
 - 6-2. pour $0.05 < \alpha_{d s}$ nous calculons $\mu_{m t}$ par l'extension de la formule d'Einstein II.39 en posant $C = 7.6$
- 7- Extraction de trois points distincts pour une fraction d'huile α_d constante et une fraction de sable $\alpha_{d s}$ variable dont les paramètres viscosité et masse volumique sont assez éloignées.
- 8- Aboutissement à neuf mélanges de fluides distincts chacun par leurs viscosités et masses volumiques
- 9- Analyser les fluides ainsi obtenus et retenir seulement les fluides qui sont newtonien
- 10- Refaire le même essai en injectant d'abord le sable dans l'eau et imposer un nombre Re pour mettre en suspension les particules dans l'eau ensuite injecter l'huile en troisième étape dans le canal.
- 11- Comparer les résultats des deux processus
- 12- conclusion

4-4-1-Calcul :

- 1- L'huile se mélange d'abord dans l'eau et le régime pleinement dispersé est obtenu grâce aux valeurs élevées du nombre de Reynolds.
- 2- Soit la température d'équilibre imposée 20°C
- 3- Le tableau ci-dessous résume les propriétés de l'eau et de l'huile de tournesol à 20°C.

fluides	ρ (kg/m ³)	ν (m ² /s)	μ (mPa.s)
eau	1000	0.000001005	1
huile	940	0.000066	62.04

Tab.03.4. masse volumique et viscosité de l'eau et l'huile de tournesol à 20°C

- 4- Influence de la fraction α_d de l'huile sur la viscosité et la masse volumique du mélange (eau-huile)
 - 4-1 Sur la viscosité du mélange (eau-huile)

Chapitre 04 : Calculs des écoulements polyphasiques

Les différentes viscosités du mélange (eau-huile) sont calculées à l'aide des loi de Taylor II.31 et Pham-Thien II.32 à partir du tableau 03 pour différentes fractions de la phase d'huile α_h . Les résultats sont résumés dans le tableau 04 :

α_h	0.05	0.10	0.15	0.2	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0,5	0,55	0,6	0,65
μ_m	1,123	1,247	1.513	1,777	2,121	2,577	3,202	4,093	5,425	7,549	11,245	18,549	36,30

Tab.04.4. variation de la viscosité du fluide résultant eau-huile en fonction de la fraction α_h d'huile dans le mélange ; $\mu_m = f(\alpha_h)$

4-1 Sur la masse volumique du mélange (eau-huile) :

En faisant varier la fraction d'huile dans le mélange on calcule la masse volumique ρ_f correspondant à chaque cas ; les résultats obtenus sont résumés dans le tableau ci dessous :

α_h	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45
ρ_f	0.997	0.994	0.991	0.988	0.985	0.982	0.979	0.976	0.973

Tab.05.4. variation de la masse volumique en fonction de la fraction d'huile α_h $\rho_f = f(\alpha_d)$

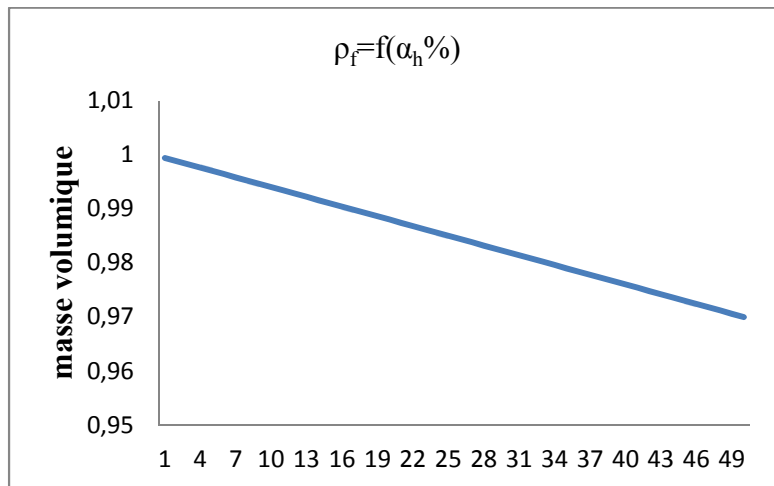


Fig.07.4 .évolution de masse volumique eau-huile avec la fraction de l'huile α_h %

De la figure 07 il ressort que la masse volumique du mélange eau-huile est inversement proportionnelle à la fréquence d'huile présente dans le mélange. Cette relation ainsi obtenue est de décroissance linéaire.

On déduit que plus la fraction d'huile est élevée plus les contraintes sont importantes entraînant par conséquent un cisaillement moindre.

4-5 Calcul des viscosités relatives

α_h	0.05	0.10	0.15	0.2	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0,5	0,55	0,6	0,65
μ_r	1,123	1,247	1.513	1,777	2,121	2,577	3,202	4,093	5,425	7,549	11,245	18,549	36,30

Tab.06.4. viscosité relative du mélange (eau-huile) correspondant à chaque fraction α_d

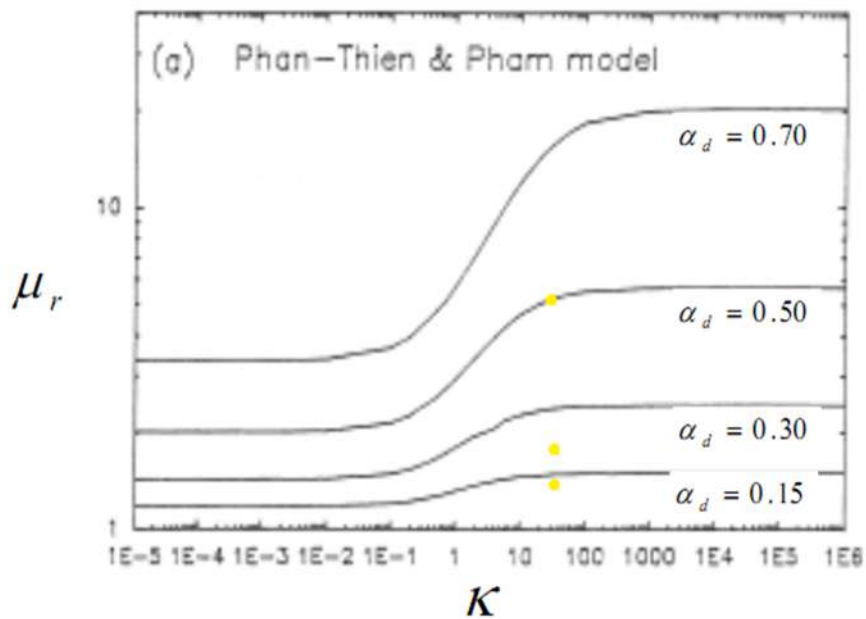


Fig.08.4. Rapport des points correspondants à $\alpha_h=0.15 ; 0.3 ; 0.50$ sur le diagramme de Pham-Thien pour $k = 62.04$

Les résultats obtenus pour le rapport de viscosité $k=62.04$ et à différentes fractions d'huile α_h sont convergents avec ceux obtenus par Pham-Thien à l'exception de $\alpha_h=0.3$. Plus α_h augmente plus μ_r rejoignant parfaitement l'explication fournie par Pham et Thien[].

5- Extraction de points correspondants au mélange eau-huile :

Pour chaque fraction α_h allant de 0.05 à 0.45, les valeurs de la viscosité et de la masse volumique correspondante sont récapitulées dans le tableau ci dessous :

α_h	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45
ρ (kg/l)	0.997	0.994	0.991	0.988	0.985	0.982	0.979	0.976	0.973
μ_m (mPa.s)	1,123	1,247	1.513	1,777	2,121	2,577	3,202	4,093	5,425

Tab.07.4. viscosité et masse volumique du mélange (eau-huile) correspondant à chaque fraction α_h

Chapitre 04 : Calculs des écoulements polyphasiques

Ainsi nous obtenons une gamme de mélanges de fluides dont la masse volumique ρ_f et la viscosité sont propre à chaque fraction α_h % d'huile dans le mélange.

Pour les fractions d'huile variant de : $\alpha_h=0.10$; 0.25 et 0.45 par rapport à l'eau.

Les trois mélanges (eau-huile) qui feront l'objet de cette étude sont résumés dans le tab. Ci-dessous :

α_h	0.10	0.25	0.45
ρ_m (kg/l)	0.994	0.985	0.973
μ_m (mPa.s)	1.247	2,121	5,425

Tab.08.4.les trois mélanges (eau-huile)

1. pour une fraction d'huile $\alpha_h=0.10$ dont les paramètres correspondants sont: la masse volumique $\rho =0.994$ kg/l et la viscosité dynamique $\mu_m=1.247$ mPa.s . En faisant t varier les valeurs de la fraction de sable de 0.01 à 0.2 dans ce fluide on calcule la viscosité du mélange (eau-huile-sable).

Les valeurs obtenues sont résumées dans ce tab. ci-dessous :

α_d	0.01	0.025	0.05	0.075	0.1	0.125	0.15	0.175	0.2
μ_m	1.279	1.324	1.402	1.534	1.653	1.784	1.927	2.082	2.249

Tab.09.4. Variation de la viscosité (eau-huile-sable) pour $\alpha_d=0.1$ et $\alpha_d \bar{s}=0.01$ à 0.2

-Influence de la fraction du sable sur la masse volumique du fluide résultant

La masse volumique du sable obtenu par expérimentation est $\rho_s =1.8$ kg/l

α_d	0.01	0.025	0.05	0.075	0.1	0.125	0.15	0.175	0.2
ρ_m	1,00206	1,01415	1,0343	1,05445	1,0746	1,09475	1,1149	1,13505	1,1552

Tab.10.4. variation de la masse volumique (eau-huile-sable) pour $\alpha_d=0.1$ et $\alpha_d \bar{s}=0.01$ à 0.2

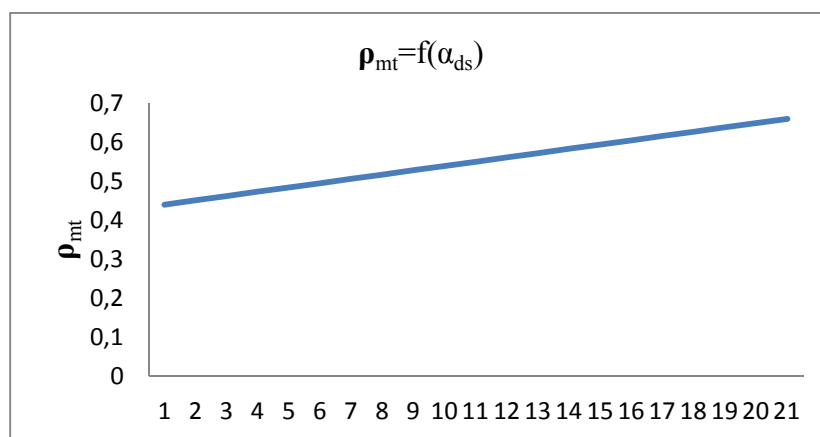


Fig.09.4.évolution de la masse volumique du mélange eau-huile-sable en fonction de la fraction du sable $\alpha_d \bar{s}$ %

Choix des points correspondants pour le mélange eau-huile-sable pour $\alpha_h=0.1$

Pour chaque fraction α_{d_s} allant de 0.01 à 0.2 la viscosité et la masse volumique obtenues sont résumés dans le tableau ci dessous

α_{d_s}	0.01	0.025	0.05	0.075	0.1	0.125	0.15	0.175	0.2
ρ_{m_i}	1,00206	1,01415	1,0343	1,05445	1,0746	1,09475	1,1149	1,13505	1,1552
μ_{m_i}	1.279	1.324	1.402	1.534	1.653	1.784	1.927	2.082	2.249

Tab.11.4. viscosité et masse volumique du mélange (eau-huile-sable) correspondant pour $\alpha_h=0.1$ d'huile (eau-huile) et pour chaque fraction α_{d_s} (eau-huile-sable)

Ainsi nous obtenons une gamme de fluides dont la masse volumique et la viscosité sont propre à chaque fraction α_{d_s} % de sable dans le mélange

Pour les fractions de sable variant entre: $\alpha_{d_s}=0.01 ; 0.1 ; 0.2$ par rapport au mélange total.

Les trois mélanges (eau-huile-sable) étudiés sont résumés dans le tab. Ci-dessous :

α_{d_s}	0.01	0.1	0.2
ρ_{m_i} (kg/l)	1,00206	1,0746	1,1552
μ_{m_i} (mPa.s)	1.279	1.653	2.249

Tab.12.4. Les mélanges (eau-huile-sable) pour $\alpha_h=0.1$ et $\alpha_{d_s}=0.01 ; 0.1 ; 0.2$

5-2 pour une fraction d'huile $\alpha_h=0.25$ la masse volumique et la viscosité sont:

$$\rho_m=0.985 \text{ kg/l} ; \mu_m=2.121\text{mPa.s.}$$

En faisant varier les valeurs de la fraction de sable de 0.01 à 0.2 dans ce fluide et en calculant la viscosité et la masse volumique du fluide résultant on obtient :

α_{d_s}	0.01	0.025	0.05	0.075	0.1	0.125	0.15	0.175	0.2
μ_{m_i}	2.174	2.253	2.386	2.609	2.812	3.035	3.279	3.542	3.826

Tab.13.4. variation de la viscosité (eau-huile-sable) pour $\alpha_h=0.25$ et $\alpha_{d_s}=0.01$ à 0.2

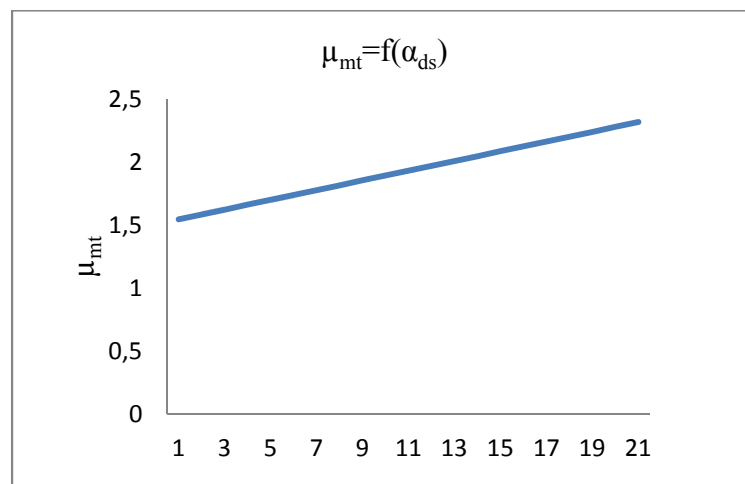


Fig.10.4. Variation de la viscosité pour $\alpha_h=0.25$ et $\alpha_{d_s}=0.01$ à 0.2 selon la formule II.38

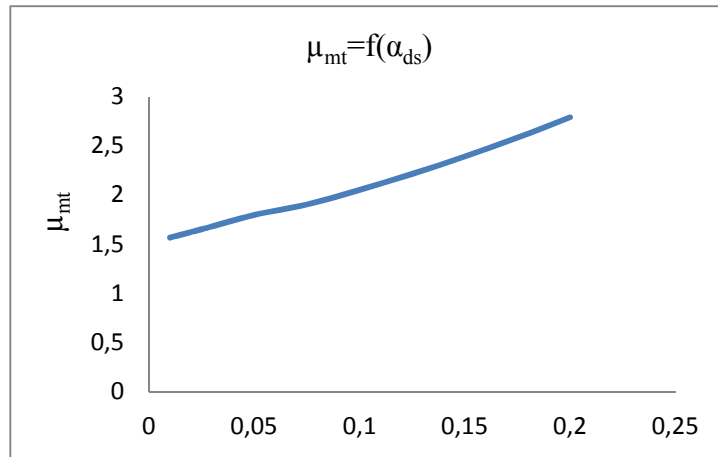


Fig.11.4. variation de la viscosité pour $\alpha_h=0.25$ et $\alpha_{d_s}=0.01$ à 0.2 selon la formule II.39

Influence de la fraction du sable sur la masse volumique du mélange résultant

α_d	0.01	0.025	0.05	0.075	0.1	0.125	0.15	0.175	0.2
ρ_m	0.9931	1,0054	1,02575	1,0461	1,0665	1,0868	1,1072	1,1276	1,148

Tab.14.4. variation de la masse volumique (eau-huile-sable) pour $\alpha_d=0.25$ et $\alpha_{d_s}=0.01$ à 0.2

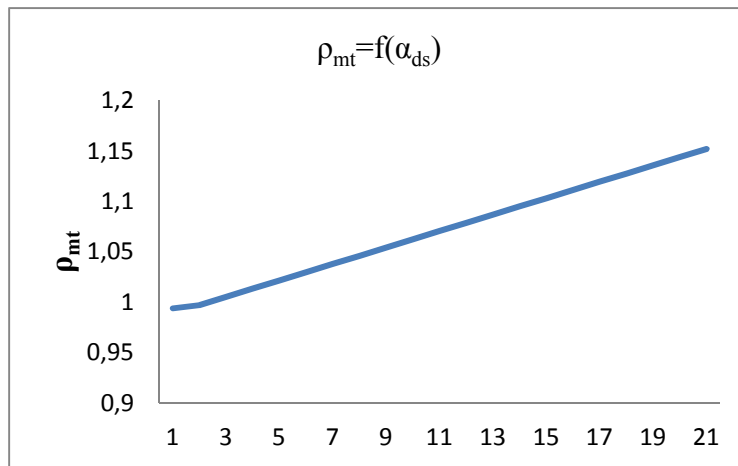


Fig.12.4. Variation de la masse volumique du mélange (eau-huile-sable) pour $\alpha_h=0.25$ et $\alpha_{d_s}=0.01$ à 0.2

Choix de points correspondants pour le mélange eau-huile-sable pour $\alpha_h=0.25$

Pour chaque fraction α_{d_s} variant de 0.01 à 0.2 on déduit les valeurs de la viscosité et la masse volumique correspondantes.

Chapitre 04 : Calculs des écoulements polyphasiques

Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous :

α_{d_s}	0.01	0.025	0.05	0.075	0.1	0.125	0.15	0.175	0.2
ρ_{m_i}	0.9931	1,0054	1,02575	1,0461	1,0665	1,0868	1,1072	1,1276	1,148
μ_{m_i} (mPa.s)	2.174	2.253	2.386	2.609	2.812	3.035	3.279	3.542	3.826

Tab.15.4.viscosité et masse volumique du mélange(eau-huile-sable) correspondant à $\alpha_h=0.25$ d'huile et à chaque fraction de sable α_{d_s}

Ainsi nous obtenons une gamme de mélanges de fluides dont la masse volumique et la viscosité sont propre à chaque fraction α_{d_s} % de sable dans ces mélanges.

Pour les fractions de sable variant entre: $\alpha_{d_s}=0.01$; 0.1 ; 0.2 par rapport au mélange total.

Les trois mélanges (eau-huile-sable) étudiés sont résumés dans le tab. Ci-dessous

α_{d_s}	0.01	0.1	0.2
ρ_{m_i} (kg/l)	0.9931	1,0665	1,148
μ_{m_i} (mPa.s)	2.174	2.812	3.826

Tab.16.4.les trois mélanges (eau-huile-sable) $\alpha_h=0.25$ et $\alpha_{d_s}=0.01$; 0.1 ; 0.2 aux quelles nous allons nous intéresser

5-3 pour une fraction d'huile $\alpha_h=0.45$ la masse volumique et la viscosité sont :

$$\rho_m=0.973 \text{ kg/l} ; \mu_m= 5,425 \text{ mPa.s}$$

En faisant toujours varier les valeurs de la fraction de sable de 0.01 à 0.2 dans ce fluide et en calculant la viscosité et la masse volumique du mélange résultant on obtient :

α_{d_s}	0.01	0.025	0.05	0.075	0.1	0.125	0.15	0.175	0.2
μ_{m_i}	5.56	5.764	6.103	6.674	7.193	7.764	8.387	9.061	9.786

Tab.17.4. Variation de la viscosité du mélange (eau-huile-sable) pour $\alpha_h=0.45$ et $\alpha_{d_s}=0.01$ à 0.2

Influence de la fraction du sable sur la masse volumique du fluide résultant

α_{d_s}	0.01	0.025	0.05	0.075	0.1	0.125	0.15	0.175	0.2
ρ_{m_i}	0.991	0.9936	1,01435	1,03502	1,0557	1,0763	1,09705	1,1177	1,1384

Tab.18.4. Variation de la masse volumique du mélange (eau-huile-sable) pour $\alpha_h=0.45$ et $\alpha_{d_s}=0.01$ à 0.2

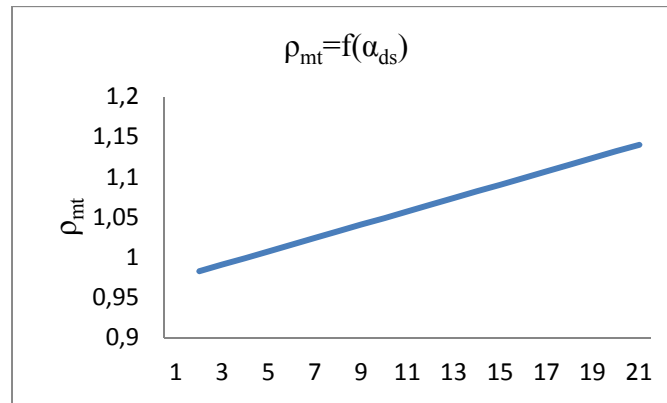


Fig.13.4. Variation de la masse volumique pour $\alpha_h=0.45$ et $\alpha_{ds}=0.01$ à 0.2

Choix de points correspondants pour le mélange eau-huile-sable pour $\alpha_h=0.45$

Pour chaque fraction α_{ds} allant de 0.01 à 0.2 les valeurs de la viscosité et de la masse volumique correspondantes sont résumés dans le tableau ci-dessous :

α_{ds}	0.01	0.025	0.05	0.075	0.1	0.125	0.15	0.175	0.2
ρ_m	0.991	0.9936	1,01435	1,03502	1,0557	1,0763	1,09705	1,1177	1,1384
μ_m (mPa.s)	5.56	5.764	6.103	6.674	7.193	7.764	8.387	9.061	9.786

Tab.19.4. viscosité et masse volumique du mélange (eau-huile-sable) correspondant à $\alpha_h=0.45$ d'huile et à chaque fraction α_{ds}

Ainsi nous obtenons une gamme de fluides dont la masse volumique et la viscosité sont propre à chaque fraction α_{ds} % de sable dans le mélange

Nous allons nous intéresser à trois cas ou $\alpha_{ds}=0.01$; 0.1 ; 0.2

α_{ds}	0.01	0.1	0.2
ρ_m (kg/l)	0.991	1,0557	1,1384
μ_m (mPa.s)	5.56	7.193	9.786

Tab20.4. les trois mélanges (eau-huile-sable) $\alpha_h=0.45$ et $\alpha_{ds}=0.01$; 0.1 ; 0.2 aux quelles nous allons nous intéresser

- Les neufs fluides ainsi obtenus sont résumé dans le tableau suivant :

mélange	ρ_m (kg/l)	μ_m	Nature du fluide
1 ^{er}	1.00206	1.279	newtonien
2 ^{eme}	1.0746	1.653	newtonien
3 ^{eme}	1.1552	2.249	newtonien
4 ^{eme}	0.9931	2.174	newtonien
5 ^{eme}	1.0665	2.812	Non newtonien
6 ^{eme}	1.148	3.826	Non newtonien
7 ^{eme}	0.991	5.56	Non newtonien
8 ^{eme}	1.0553	7.193	Non newtonien
9 ^{eme}	1.1384	9.786	Non newtonien

Tab.21.4. Les neufs fluides obtenus avec leurs paramètres viscosité et masse volumique à 20°C μ_m avec II.39 et II.32

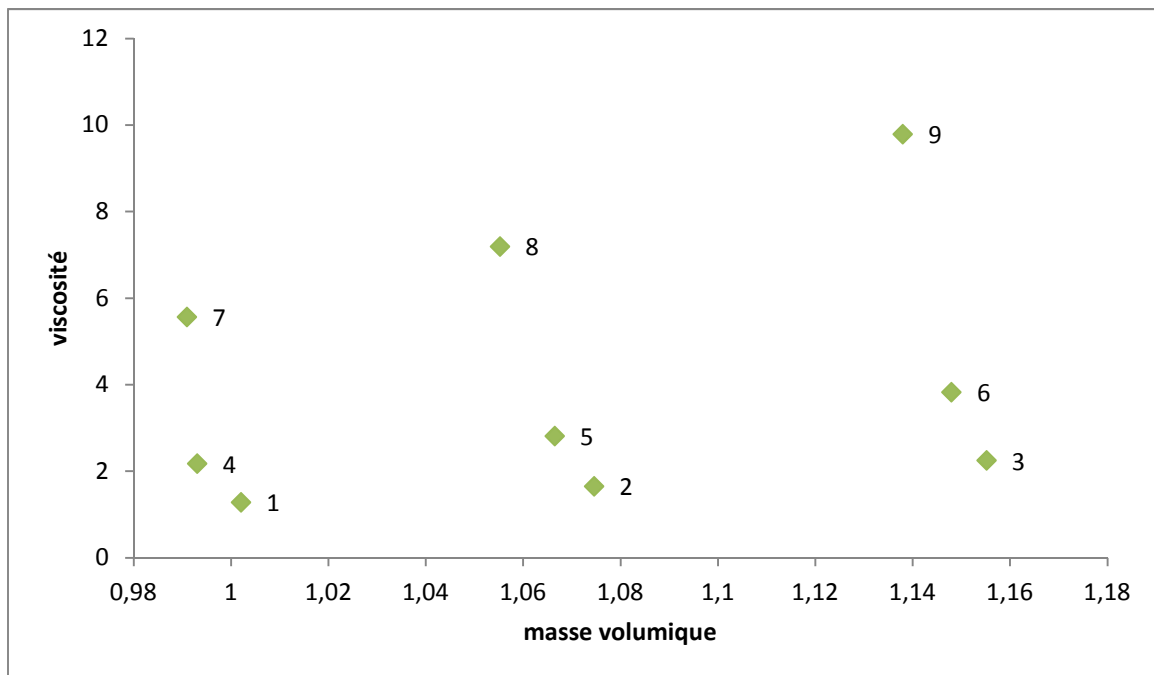


Fig.14.4. nuage de points des différents fluides dans le plan viscosité masse volumique obtenu avec II.39 et II.32

4-6-Nature des mélanges résultant

mélange	ρ_m (kg/l)	μ_m	Nature du mélange résultant
1 ^{er}	1.00206	1.279	newtonien
2 ^{eme}	1.0746	1.653	newtonien
3 ^{eme}	1.1552	2.249	newtonien
4 ^{eme}	0.9931	2.174	newtonien
5 ^{eme}	1.0665	2.812	Fluide rhéoépaississant
6 ^{eme}	1.148	3.826	Fluide rhéoépaississant
7 ^{eme}	0.991	5.56	Fluide à seuil
8 ^{eme}	1.0553	7.193	Fluide à seuil
9 ^{eme}	1.1384	9.786	Fluide à seuil

Tab.22.4. Classification des neufs fluides obtenus.

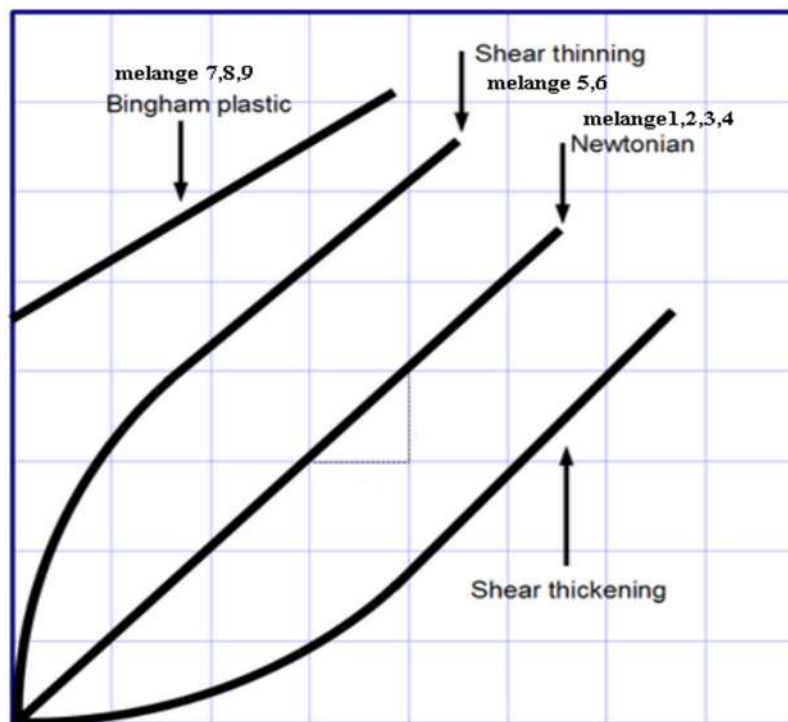


Fig.15.4. Allure des contraintes dans les mélanges obtenus du 1^{er} processus.

4-7-Conclusion

Compte tenu des interactions entre les différentes particules du sable et de l'huile le mélange qui en résulte peut être d'une toute autre nature.

Ainsi le comportement rhéologique dépend essentiellement de la concentration des deux phases.

4-8-Phases d'injections

Afin de calculer les viscosités et les comparer avec le cas étudié précédemment nous avons procédé de la manière suivante: nous injectons le sable en 1^{er}, ensuite l'huile avec les mêmes proportions que les cas précédents. Il est toutefois important de signaler que nous conserverons les mêmes conditions d'utilisation des lois (II.31 II.32 II.38 II.39)

Les tableaux ci dessous résument les résultats obtenus

mélange	ρ_m (kg/l)	μ_m (mPa.s)
1 ^{er}	1.00206	1,279
2 ^{eme}	1.0746	1,669
3 ^{eme}	1.1552	2,276
4 ^{eme}	0.9931	2,101
5 ^{eme}	1.0665	1,93
6 ^{eme}	1.148	1,764
7 ^{eme}	0.991	5,271
8 ^{eme}	1.0553	4,129
9 ^{eme}	1.1384	3,254

Tab.23.4. Les neuf mélanges obtenus avec leurs viscosités et masses volumiques en 2^{eme} phase

mélange	ρ_m (kg/l)	μ_m	Nature du mélange résultant
1 ^{er}	1.00206	1,279	newtonien
2 ^{eme}	1.0746	1,669	newtonien
3 ^{eme}	1.1552	2,276	newtonien
4 ^{eme}	0.9931	2,101	newtonien
5 ^{eme}	1.0665	1,93	newtonien
6 ^{eme}	1.148	1,764	newtonien
7 ^{eme}	0.991	5,271	Fluide à seuil
8 ^{eme}	1.0553	4,129	Fluide à seuil
9 ^{eme}	1.1384	3,254	Fluide rhéoépaississant

Tab.24.4. Classification des neuf fluides obtenus en 2^{eme} phase

4-8-1-Comparaison entre les viscosités des deux phases d'injection

mélange	$\mu_{1^{er}} \text{ phase}$	$\mu_{2^{eme}} \text{ phase}$	$ \mu_1 - \mu_2 $
1er	1,279	1,279	0
2 ^{eme}	1,653	1,669	0,016
3 ^{eme}	2,249	2,276	0,027
4 ^{eme}	2,174	2,101	0,073
5 ^{eme}	2,812	1,93	0,882
6 ^{eme}	3,826	1,764	2,062
7 ^{eme}	5,56	5,271	0,289
8 ^{eme}	7,193	4,129	3,064
9 ^{eme}	9,786	3,254	6,532

Tab.25.4. Comparaison entre les viscosités des deux phases

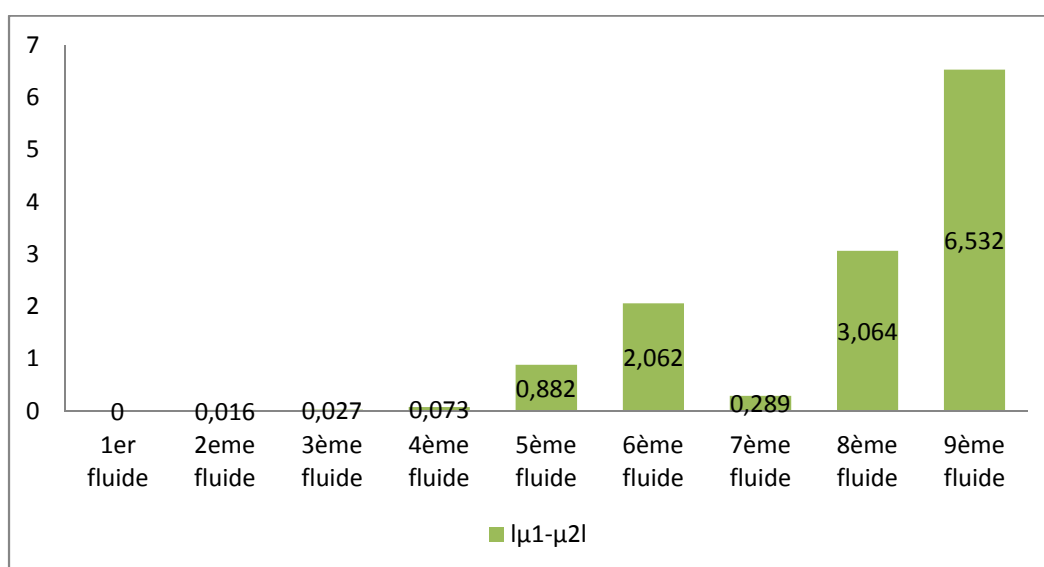


Fig.16.4. Histogramme des différences de viscosités pour différents mélanges

mélange	Nature du mélange résultant dans le 1 ^{er} pros	Nature du mélange résultant dans le 2 ^{eme} pros	remarque
1 ^{er}	newtonien	newtonien	Identique
2 ^{eme}	newtonien	newtonien	Identique
3 ^{eme}	newtonien	newtonien	Identique
4 ^{eme}	newtonien	newtonien	Identique
5 ^{eme}	Fluide rhéoépaississant	newtonien	Différentes nature
6 ^{eme}	Fluide rhéoépaississant	newtonien	Différentes nature
7 ^{eme}	Fluide à seuil	Fluide à seuil	Identique
8 ^{eme}	Fluide à seuil	Fluide à seuil	Identique
9 ^{eme}	Fluide à seuil	Fluide rhéoépaississant	Différentes nature

Tab.26.4. Comparaison entre les comportements rhéologiques des deux phases

4-8-2-Interprétation des résultats concernant les viscosités

Sachant que les formules respectives d'Einstein et de Taylor sont des formules linéaires et que les lois (extension de la loi d'Einstein et de Pham-Thien) ne sont pas linéaires et si les fonctions F et G sont des fonctions linéaires et H et I ne sont pas linéaires, on aura:

$$F \circ G = G \circ F$$

$$F \circ H \neq H \circ F$$

$$H \circ I \neq I \circ H$$

Puisque également les fractions d'eau, d'huile et du sable varient progressivement allant de 0,1 à 0,45 pour l'huile et de 0,01 à 0,2 pour le sable on en a aboutit à une variation nulle pour le 1^{er} mélange et presque nulle pour le 2, 3, 4 et le 7eme mélange et pouvant atteindre de grandes valeurs dans les mélanges : 5, 6, 8 et 9eme mélange.

4-8-3-Interprétation des résultats rhéologiques

Le comportement rhéologique ainsi que la viscosité du mélange obtenue lors des deux phases peuvent être expliqués par le dispositif d'injection du sable. Ce dernier étant caractérisé par un potentiel d'attraction énorme entraînant l'adhésion des molécules d'eau autour de ces grains. Le comportement du sable est appelé hydrophile. Contrairement à ce processus si le sable est mis en contact avec l'huile, ce dernier adhèrera aux particules de sables et aura un comportement hydrophobe. Ces propriétés physico-chimiques sont à l'origine de ces variations des viscosités des mélanges et de leur comportement rhéologique

4-9- Conclusion

- 1- La température et le 1^{er} facteur déterminant dans ce type d'écoulement
- 2- Le choix des formules doit se faire prudemment en fonction de chacune des fractions d'huile et de sable
- 3- Contrôler les fractions d'huile et de sable pour rester dans le cas newtonien.

5-1-Introduction

Les écoulements polyphasiques sont complexes et difficiles à analyser compte tenu du nombre de paramètres physiques intervenant dans ces types d'écoulements.

Les différentes configurations auxquelles nous sommes confrontés de nos jours (écoulements en réseau d'assainissement, transport de pétrole...) sont un simple exemple de la complexité de ces types d'écoulements.

Les différentes configurations sur lesquelles nous nous focaliserons sont des mélanges à concentration, viscosité et masse volumique variables qui seront comparés avec d'autres configurations produites dans la partie bibliographique de ce présent mémoire.

5-2-Ecoulements diphasique (eau-huile)

L'objectif est de faire ressortir toutes les configurations possibles des différents régimes qui ont été décrites dans la partie bibliographique. Pour cela un diapositif expérimental

est mis en place. Celui-ci se présente sous forme d'un canal rectangulaire dans lequel nous injectons progressivement des débits eau et d'huile à volumes et vitesses variables.

Les différentes configurations simulées sont représentées ci-dessous :

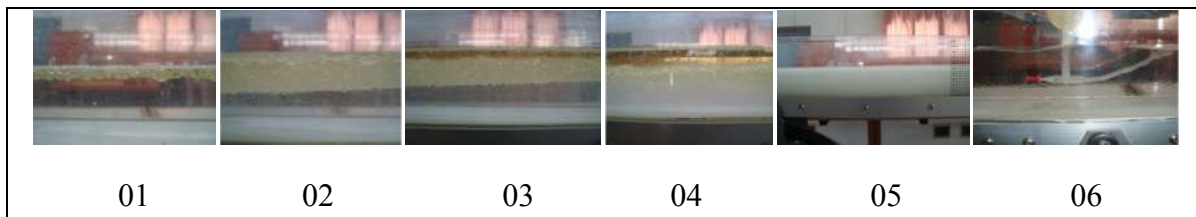
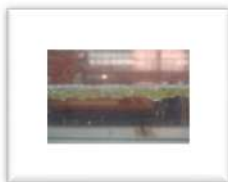


Fig.01.5. Les différentes configurations expérimentales

5-3-Identification et interprétation des régimes obtenus



Le premier cas identifié correspond à la configuration dispersée stratifiée. Cette configuration est composée de deux couches dont celle de l'huile qui est moins dense et qui a la forme d'une émulsion grossière. Pour obtenir cette configuration nous avons injecté un faible débit d'huile subséquent à l'écoulement d'eau dans un canal à pente nulle circulant à faible vitesse. Dans cette première simulation nous avons considéré que $U > c$ ou $Fr \leq 1$ pour réaliser une certaine stabilité de l'écoulement et prévenir toute destruction des gouttes d'huile présentes à la surface.



le second cas simulé correspond à une configuration stratifiée à phase séparée. Cette configuration est composée de deux couches dont celle de l'huile de faible densité et de forme continue en haut et celle de l'eau qui lui est sous jacente. Pour réaliser cette configuration nous avons injecté un débit d'huile important à faible vitesse sur débit d'eau qui se déplace sur une pente nulle à faible vitesse également. Lors de cette simulation nous avons toujours considéré que la vitesse de l'écoulement est supérieure à la célérité de l'onde $U > c$ (régime torrentiel) pour assurer la stabilité de l'écoulement et prévenir aussi toute perturbation de l'interface séparant entre l'huile et l'eau.



Le troisième cas expérimental correspond à une configuration dispersée stratifiée. Cette configuration est composée d'une couche de l'huile continue, de faible densité superposant une phase d'émulsion de densité moyenne et enfin une couche d'eau. Cette configuration a été obtenue après injection continue d'une fraction importante d'huile à vitesse faible sur un écoulement d'eau à vitesse plus importante. Le régime d'écoulement dans le présent cas étant fluvial c'est à dire $U < c$ et par conséquent l'interface entre les phases peut être instable générant une émulsion après destruction de cette interface entre l'huile et l'eau.



La quatrième configuration correspond à la phase dispersée stratifiée avec les combinaisons successives suivantes: eau dans l'huile et l'huile dans l'eau. Cette-ci est composée d'un mélange de trois phases, l'une est constituée d'huile de faible densité contenant de poches d'eau, la deuxième sous jacente à la première phase se présente sous forme d'une émulsion moins épaisse que dans le cas précédent et enfin une phase d'eau avec des gouttes d'huile très fines supportant les deux premières phases. Cette configuration a été obtenue après avoir injecté a faible vitesse une importante fraction d'huile sur un écoulement d'eau de vitesse élevée par rapport à la célérité de l'onde de gravité qui lui est superposée: $U < c$ entraînant une instabilité de l'interface et la production d'une émulsion entre les deux phases.



La cinquième configuration correspond au régime pleinement dispersé. Le mélange a été obtenu grâce à la puissance hydraulique de la pompe utilisée et de la valeur du NPSH disponible qui est dans ce cas très supérieure au NPSH requis (Net Positive Suction Head).



La sixième configuration correspond au régime annulaire ayant lieu au voisinage de l'orifice d'injection d'huile. Pour produire ce régime d'écoulement nous avons utilisé le dispositif expérimental présenté ci-contre et dont les principales caractéristiques sont analogues au dispositif de Reynolds.



Fig.02.5.Dispositif mis en œuvre pour visualiser le régime annulaire

Les résultats obtenus se résument ainsi:

- A faible vitesse d'injection, l'huile sort à travers l'orifice et tend à rejoindre la surface libre sous forme d'une faible ondulation.
 - En augmentant la vitesse d'injection cette ondulation tend à s'atténuer pour donner forme à un filet liquide parallèle à celui de l'eau qui circule sous la phase huile.
- Plus les vitesses de l'écoulement augmentent la courbure s'atténue d'avantage et tend à disparaître entièrement de la surface. Il convient de souligner par ailleurs que près de l'orifice d'injection la trajectoire rectiligne de l'écoulement d'huile s'allonge créant ainsi sur une courte distance une configuration annulaire

La figure 03 résume les configurations obtenues



Fig.03.5.évolution du régime annulaire

5-4-Introduction

Dans cette partie nous nous intéressons surtout à visualisation et la mise en évidence des phénomènes se produisant dans ces types d'écoulements à savoir les écoulements polyphasiques turbulents. A cet effet nous proposons la démarche suivante :

- 1- Préparation et analyse du sable
- 2- Préparation et analyse des différents mélanges
- 3- Mesure des viscosités des mélanges

5-4-1-Préparation du sable

Après tamisage d'un échantillon de sable au laboratoire de mécanique des sols du département de Génie civil de l'Université de Batna, et compte tenu des conditions imposées par la loi d'Einstein et l'extension de cette loi relatives au diamètre des grains du sable, nous avons opté pour un sable très fin de granulométrie homogène et de diamètre inférieur à 100 micromètres satisfaisant quelque peu à ces conditions pour pouvoir produire des mélanges de plusieurs fluides à comportement rhéologique distincts.

Les propriétés du sable obtenues expérimentalement sont données ci-dessous :










Masse volumique : 1.596 kg/l

Masse volumique réelle : 1.8 kg/l

Volume des vides : 126cl/l de sable

5-4-2-Préparation des différents mélanges

L'analyse des différents mélanges de fluides (eau-huile-sable) obtenus par combinaison de différentes fractions de ces fluides nous a permis de déterminer de réaliser un nombre de neuf configurations de fluides à comportements rhéologiques différents. Durant ces analyse, la température des différentes phases est imposée, soit $T_{eq} = 20^{\circ}\text{C}$.

Mélanges	Dispositif expérimental	Propriétés
1 ^{er}		<ul style="list-style-type: none"> ➤ Mélange clair ; fluide ➤ Reprise des 3 phases juste a la fin d'agitation
2eme		<ul style="list-style-type: none"> ➤ Mélange moins clair ; fluide ➤ Reprise des 3 phases juste a la fin d'agitation
3eme		<ul style="list-style-type: none"> ➤ Mélange clair ; moins fluide ➤ Reprise des 3 phases juste a la fin d'agitation
4eme		<ul style="list-style-type: none"> ➤ Mélange jaunâtre ; fluide ➤ Reprise des 3 phases juste a la fin d'agitation
5eme		<ul style="list-style-type: none"> ➤ Mélange jaunâtre ; épais ➤ Reprise des 3 phases juste a la fin d'agitation
6eme		<ul style="list-style-type: none"> ➤ Mélange jaunâtre ; plus épais ➤ Reprise des 3 phases juste a la fin d'agitation
7eme		<ul style="list-style-type: none"> ➤ Mélange blanchâtre ; très épais ➤ Stabilité du mélange a la fin d'agitation
8eme		<ul style="list-style-type: none"> ➤ Mélange blanchâtre ; très épais ➤ Stabilité du mélange a la fin d'agitation
9eme		<ul style="list-style-type: none"> ➤ Mélange très blanchâtre ; très épais ➤ Stabilité du mélange a la fin d'agitation

Tab.01.5. Mélanges et caractères apparents

5-5-Mesure des viscosités

- 1- Compte tenu de l'instabilité des trois phases constituant le mélange et pour s'assurer que le mélange est homogène à la température imposée $T=20^{\circ}\text{C}$ nous avons opté pour le viscosimètre adéquat qui est SNB-1 digital viscosimeter du fait qu'il affiche instantanément la température ainsi que la viscosité du fluide étudié.

Les erreurs sur les mesures selon le constructeur de ce viscosimètre sont de l'ordre de 5%



Fig.04.5.Viscosimètre électronique

Procédé expérimental

- 1- Régler le niveau du viscosimètre jusqu'à ce que la bulle d'air soit dans le cercle blanc situé au dessus de la tête du viscosimètre
- 2- Placer le sp2 sur la partie tournante et placer son protecteur
- 3- Sélectionner une vitesse de rotation de 12tr/min
- 4- Placer l'élévateur au dessous de la tête du viscosimètre
- 5- Préparation des mélanges avec les fractions d'eau, d'huile et de sable.
- 6- Mettre sur agitateur et injecter un ballon magnétique (voir figure05)
- 7- vérifier la température du mélange pour qu'elle soit constante.
- 8- Mettre le bécher rapidement sur l'élévateur avant que le mélange ne soit perturbé (voir figure06)
- 9- Lire la valeur qui s'affiche en 1^{er} sur l'écran du viscosimètre



Fig.05.5.Homogénéisation des trois phases



Fig.06.5.Mesure des viscosités

Le tableau ci dessous résume les valeurs obtenues expérimentalement au moyen d'un viscosimètre électronique SNB-1 digital viscosimeter et calculées pour de faibles, moyennes et fortes concentrations d'huile et de sable par les formules (II.31 II.32 II.38 II.39)

melange	Valeurs expérimentales μ (mPa.s)	Valeurs numériques μ (mPa.s) calculu
1 ^{er}	1	1.278
2 ^{eme}	1	1.653
3 ^{eme}	2	2.249
4 ^{eme}	2	2.174
5 ^{eme}	3	2.812
6 ^{eme}	4	3.826
7 ^{eme}	5	5.56
8 ^{eme}	7	7.193
9 ^{eme}	8	9.786

Tab.02.5.comparaison entre les valeurs numériques et expérimentales de la viscosité

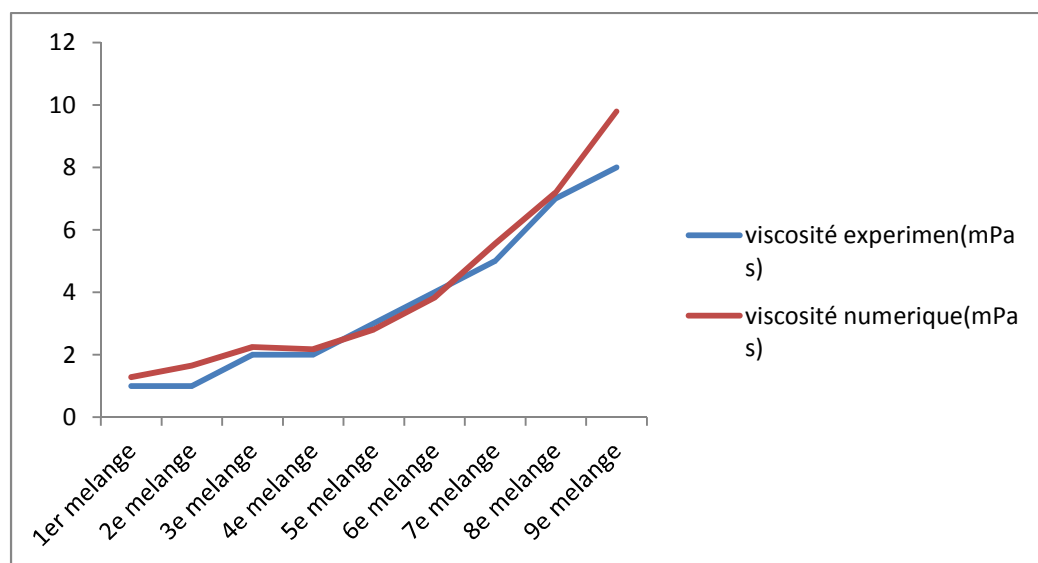


Fig.07.5.allures des viscosités expérimentales et numériques

5-6-Conclusion

Les deux courbes qui ont à priori la même allure se superposent parfaitement traduisent de manière explicite la validité des résultats que nous avons obtenus et justifient pleinement la validité des lois utilisées pour le calcul des viscosités des différents mélanges à savoir la loi de Pham-Thien et l'extension de la loi d'Einstein..

6- Procédé de calcul :

6-1-Conception de la géométrie :

Pour la validation des résultats expérimentaux et ceux obtenus par les formules empiriques de Pham-Thien et d'Einstein, l'option pour un canal de configuration simple a été la plus prudente pour éviter de compliquer davantage le problème étudié en l'occurrence les écoulements polyphasiques turbulents instationnaires à surface libre. Les dimensions du canal rectangulaire ouvert qui ont été choisies pour étudier les paramètres physiques des différents fluides (eau, huile, sable) sont : 1.5m de longueur L, 0.078m de largeur B et 0.11 m de hauteur. La configuration du système est présentée dans la figure ci-dessous.

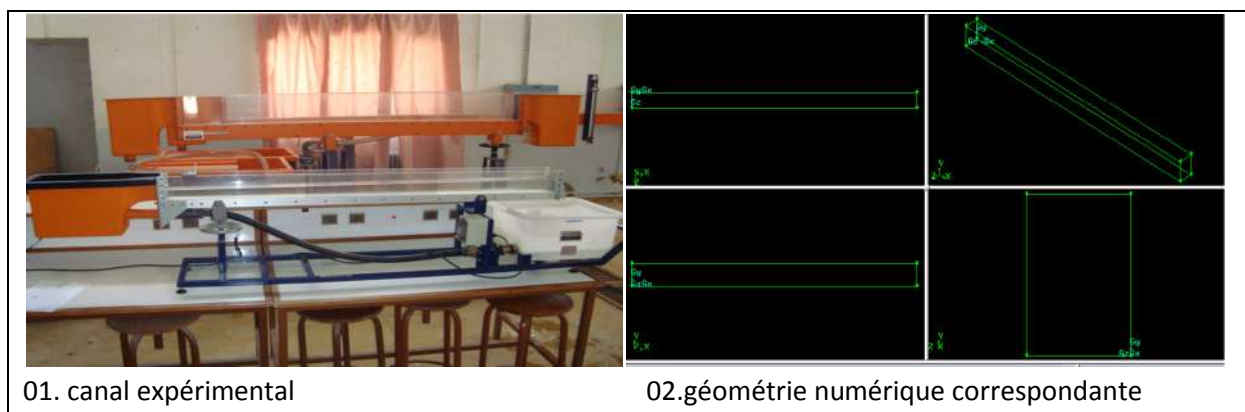


Fig.01.6.Géométrie du canal expérimental

Le canal d'expérimentation numérique qui a été réalisé est de pente nulle, à parois lisses et de section constante ($S=const$). La rugosité des parois est représenté par le coefficient de Strickler K_s négligeable.

6-2-Maillage et conditions aux limites :

La déclaration des conditions aux limites est une phase importante dans tout système de calcul car elle reproduit son profil et son image en attribuant à chaque face de la géométrie créée une identité propre que le solveur reconnaitra ultérieurement dans les calculs.

On affecte donc a chaque face son type par analogie (WALL = mur) (PRESSURE OUTLET = surface libre et sortie de l'eau) (VELOCITY INLET = entrée).

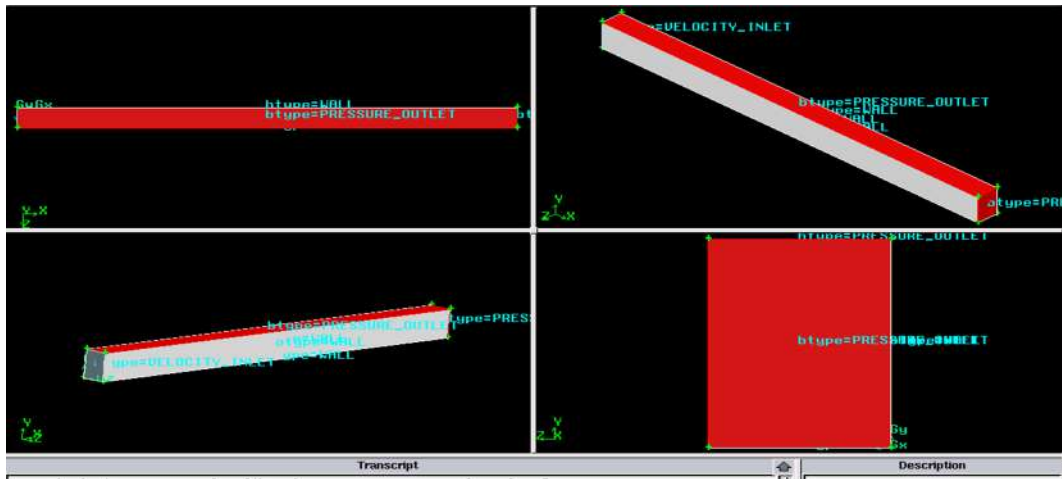


Fig.02.6.Position des conditions aux limites.

6-2-1-Maillage :

Le maillage est l'étape suivante, c'est une phase très importante dans les simulations numérique et ce du fait qu'elle intervient dans le temps de calcul, vitesse de convergence des calculs, ainsi que la convergence propre des calculs numérique c'est pour quoi il faut être minutieux dans le choix des formes et dimensions des volumes de contrôle.

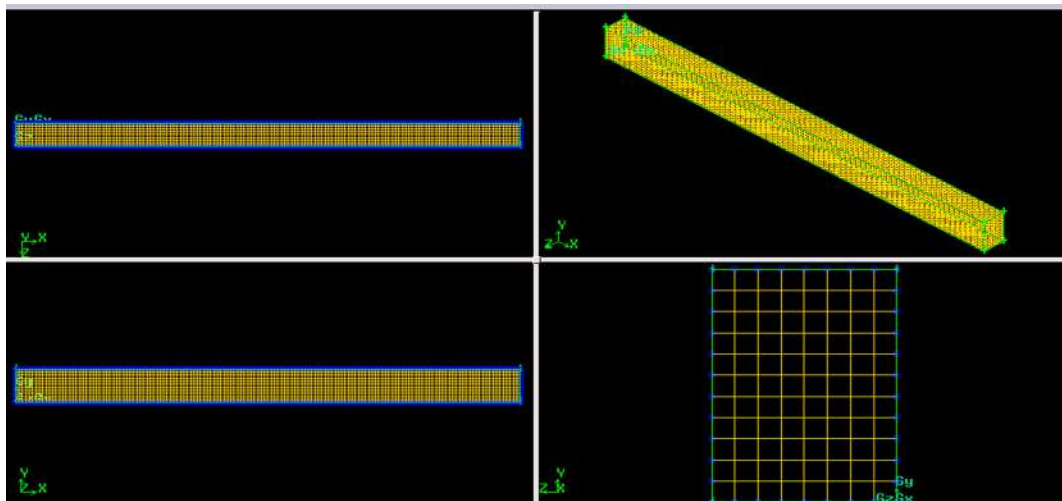


Fig.03.6.Maillage du system

6-2-2-Vérification du maillage

Vérifier le maillage est une importante étape dans la simulation numérique car celle si garantie la convergence des calculs lors des simulations

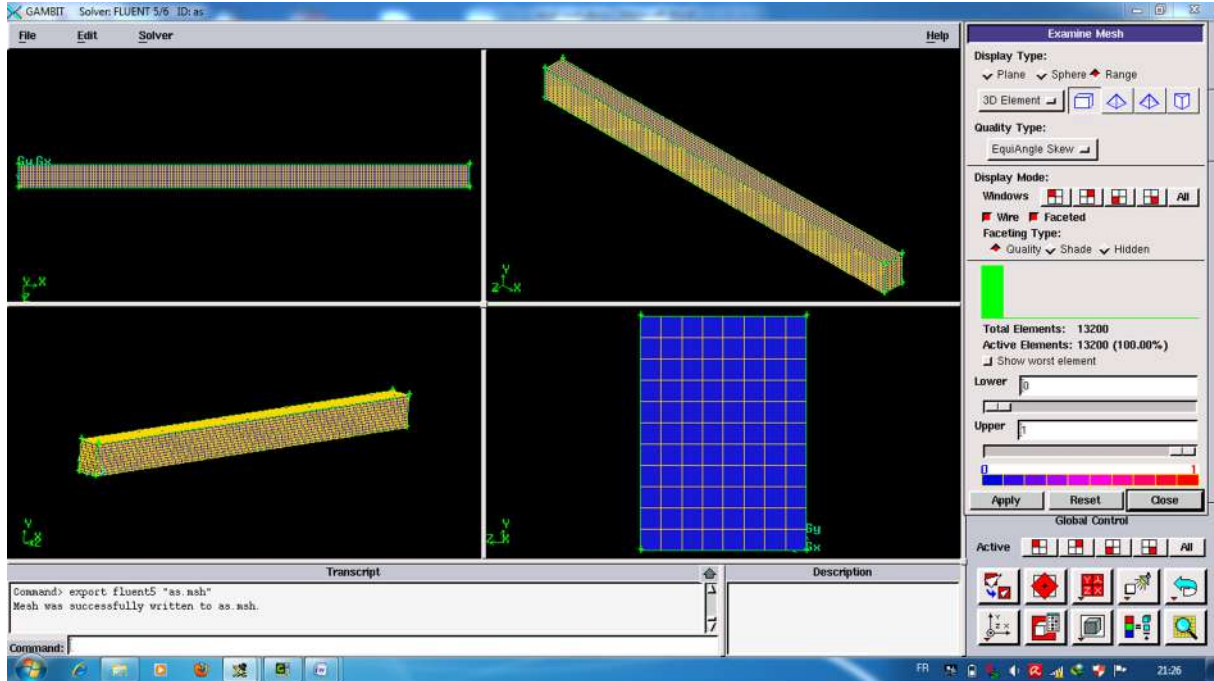


Fig.04.6.vérification du maillage

Il ne nous reste plus qu'à sauvegarder sous le format .msh pour qu'il être lu par FLUENT.

6-2-3-Simulation par le logiciel FLUENT

L'objectif de cette partie est de faire ressortir les vitesses minimales propres à chaque mélange à partir desquelles le processus converge c'est-à-dire les vitesses qui nous garantiront un mélange isotrope afin que les formules de viscosités utilisées aient un sens. Les vitesses seront prises de la manière de dichotomie avec une erreur de l'ordre 10^{-3} m/s

Le tableau ci-dessous résume les valeurs obtenues des vitesses pour les différents mélanges newtoniens aboutis dans la partie calculs des écoulements polyphasiques

mélange	ρ_t (kg/l)	$\mu_{m i}$	V_{mc} (m/s)
1 ^{er}	1.00206	1.279	1.311
2 ^{eme}	1.0746	1.653	1.327
3 ^{eme}	1.1552	2.249	1.408
4 ^{eme}	0.9931	2.174	1.333

Tab.01.6. vitesse critique minimale pour la convergence du processus pour les 4 mélanges

6-2-3-1-Simulation pour le premier mélange

- Après simulation sous Fluent on a obtenue une convergence du processus a une vitesse $V= 1.311$ m/s les paramètres correspondants suivants sont extraits du logiciel a cette vitesse après 485 itérations

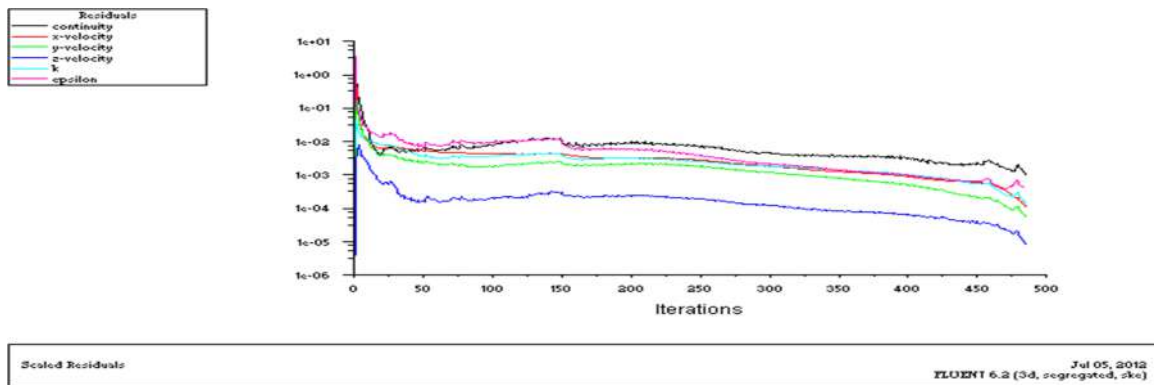


Fig.05.6. Calculs des résidus pour le 1^{er} mélange

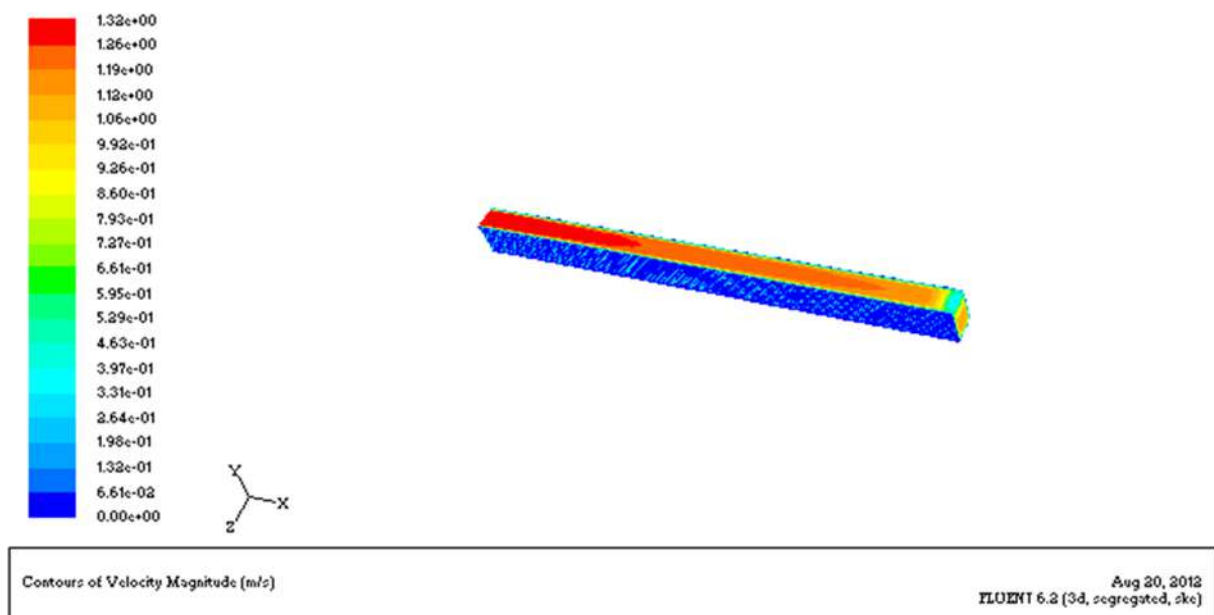


Fig.06.6. Profil des vitesses dans le canal pour le 1^{er} mélange

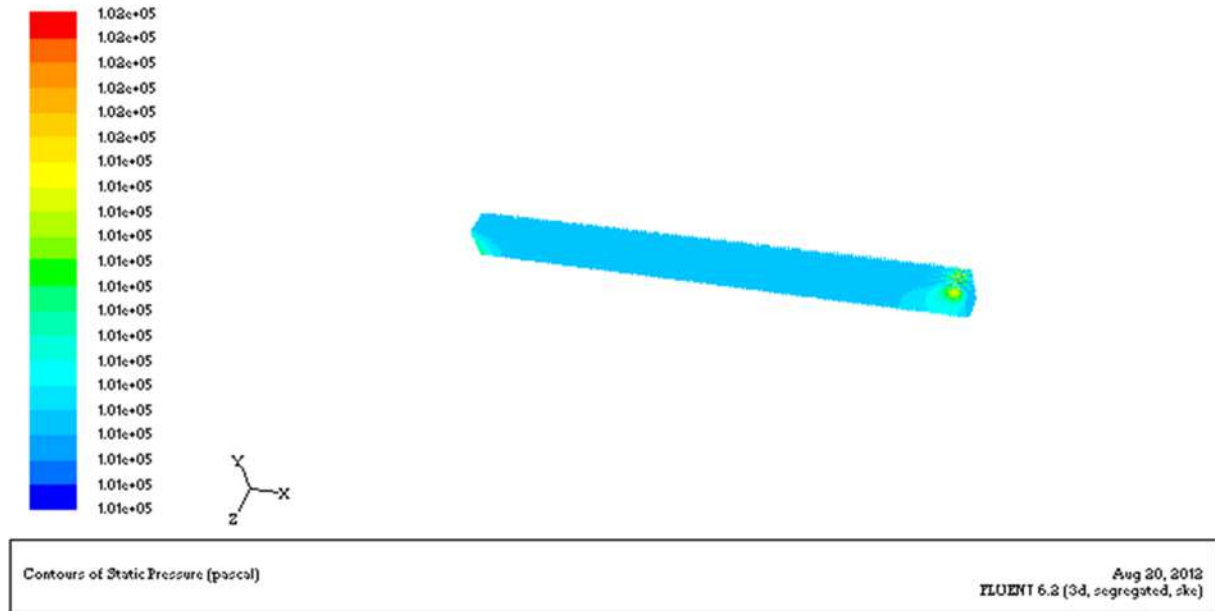


Fig.07.6.Profil des pressions statiques dans le canal pour le 1^{er} mélange

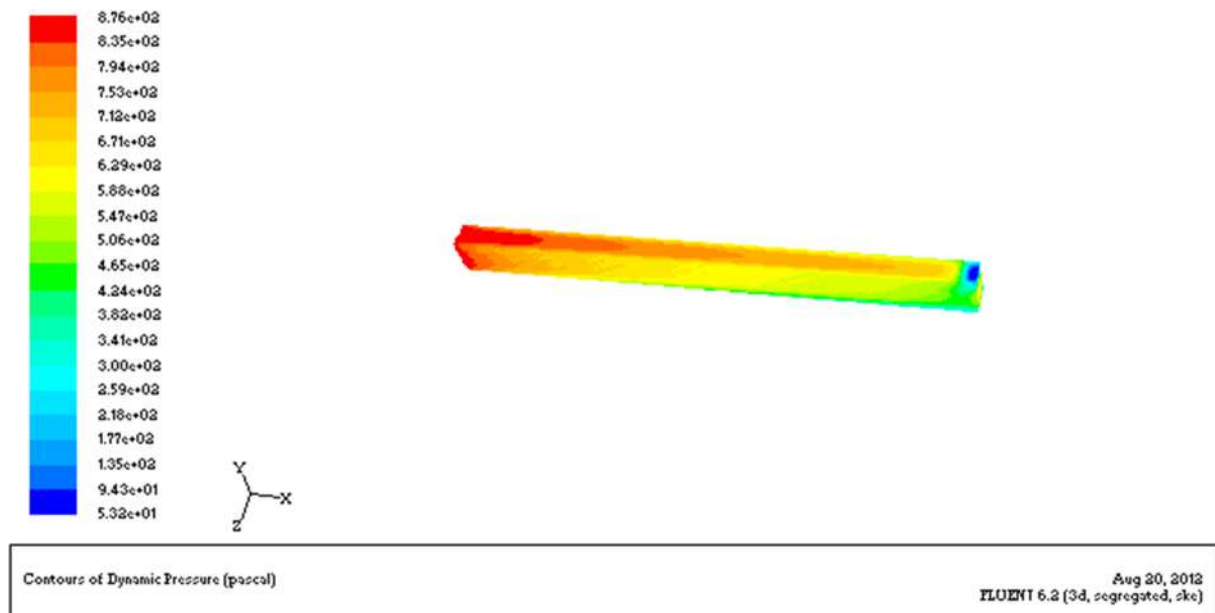


Fig.08.6.profil des pressions dynamique dans le canal pour le 1^{er} mélange

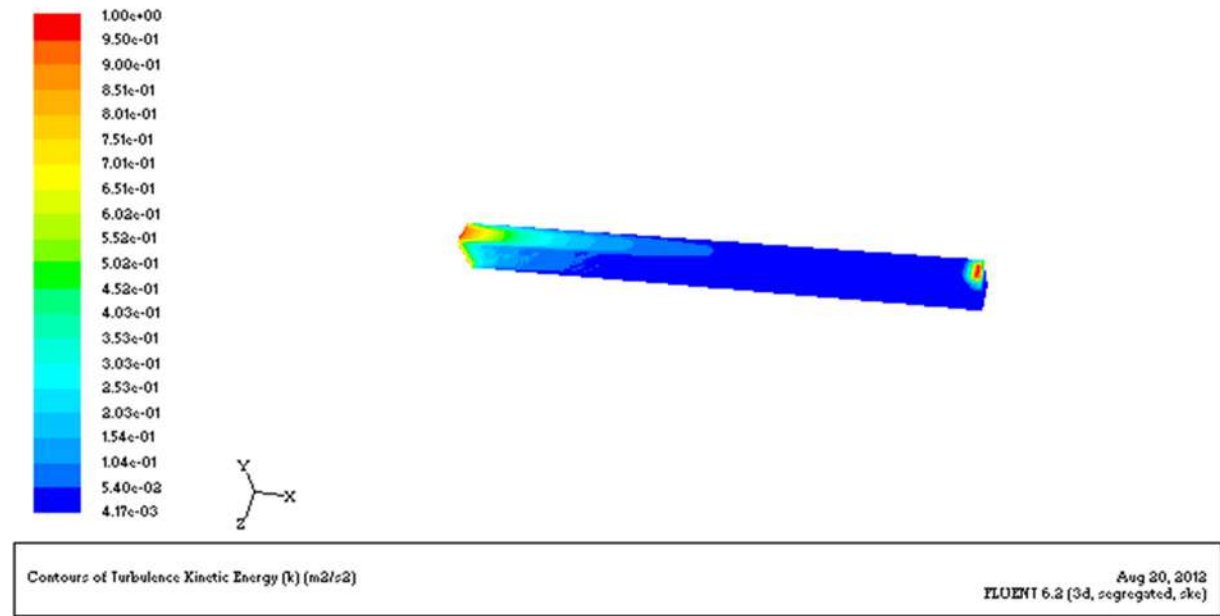


Fig.09.6. profil de l'énergie cinétique turbulente dans le canal pour le 1^{er} mélange

6-2-3-2-Simulation pour le 2^{eme} mélange

- Après simulation sous Fluent on a obtenu une convergence du processus a une vitesse $V = 1.327\text{m/s}$ les paramètres correspondants suivants sont extraits du logiciel a cette vitesse après 383 itérations

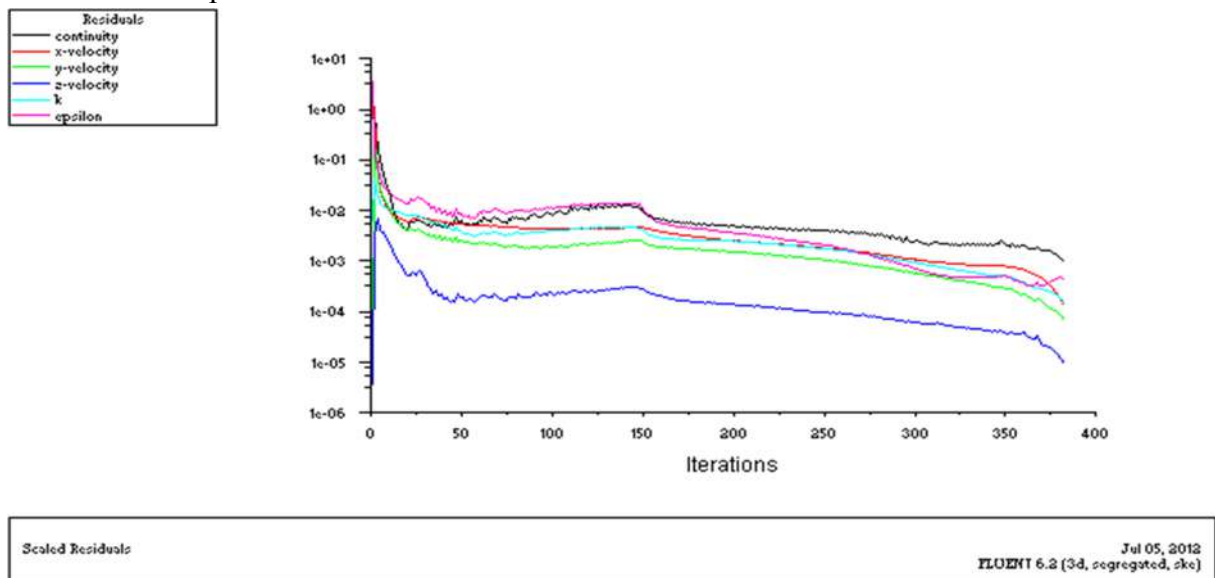


Fig.10.6. Calculs des résidus pour le 2^{eme} mélange

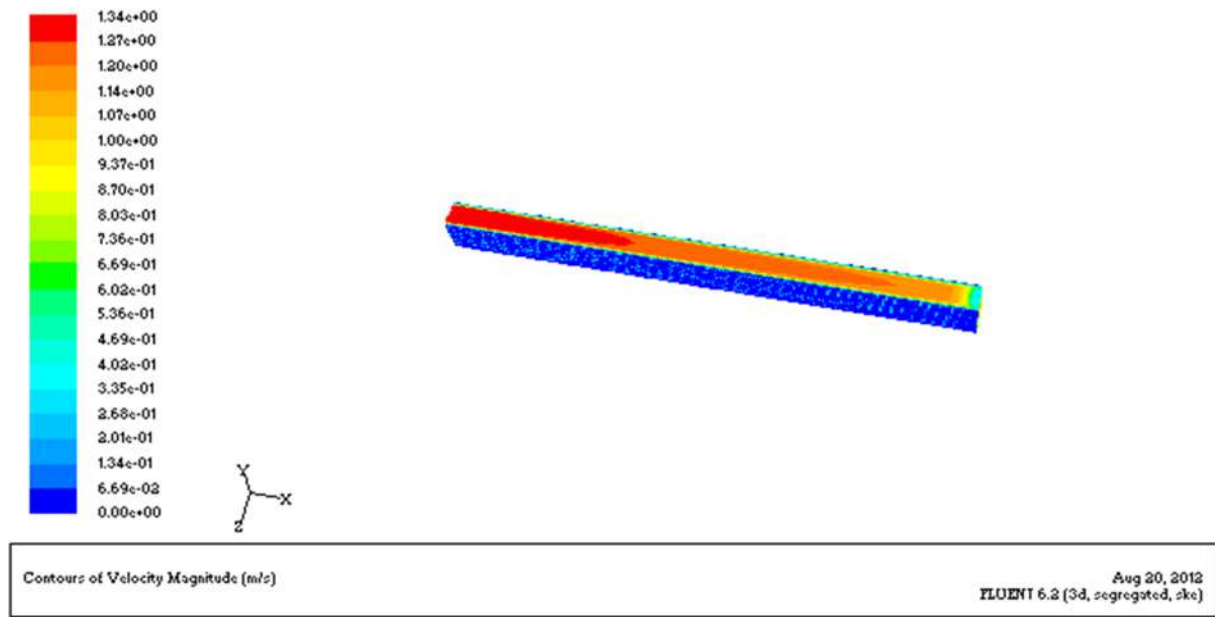


Fig.11.6.profil des vitesses dans le canal pour le 2^e^{me} mélange

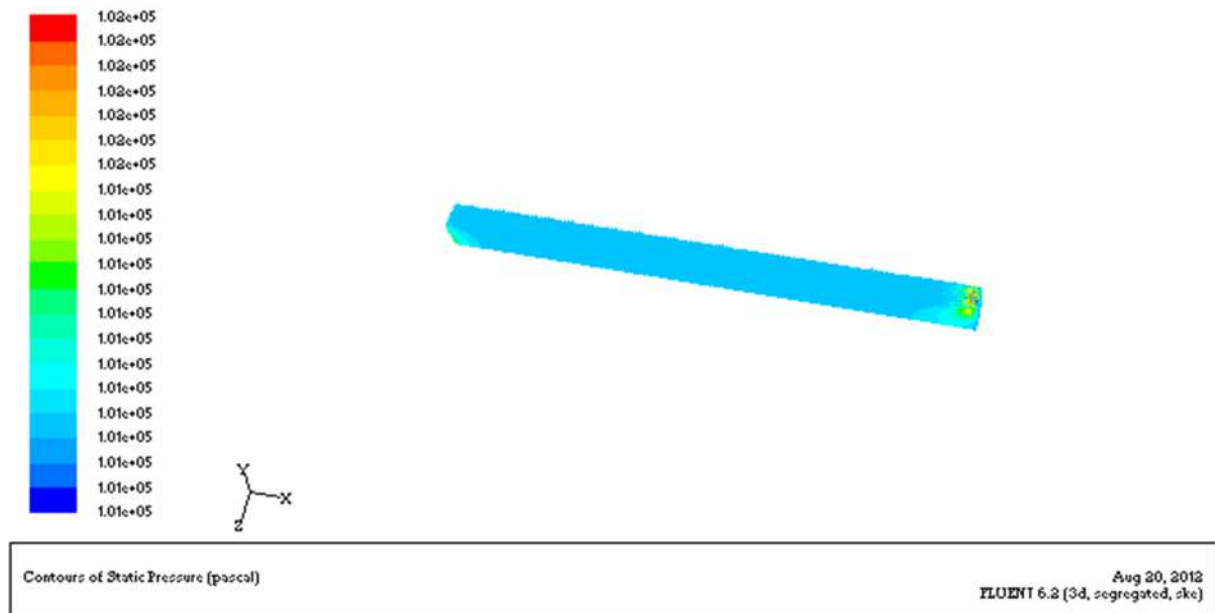


Fig.12.6.profil des pressions statiques dans le canal pour le 2^e^{me} mélange

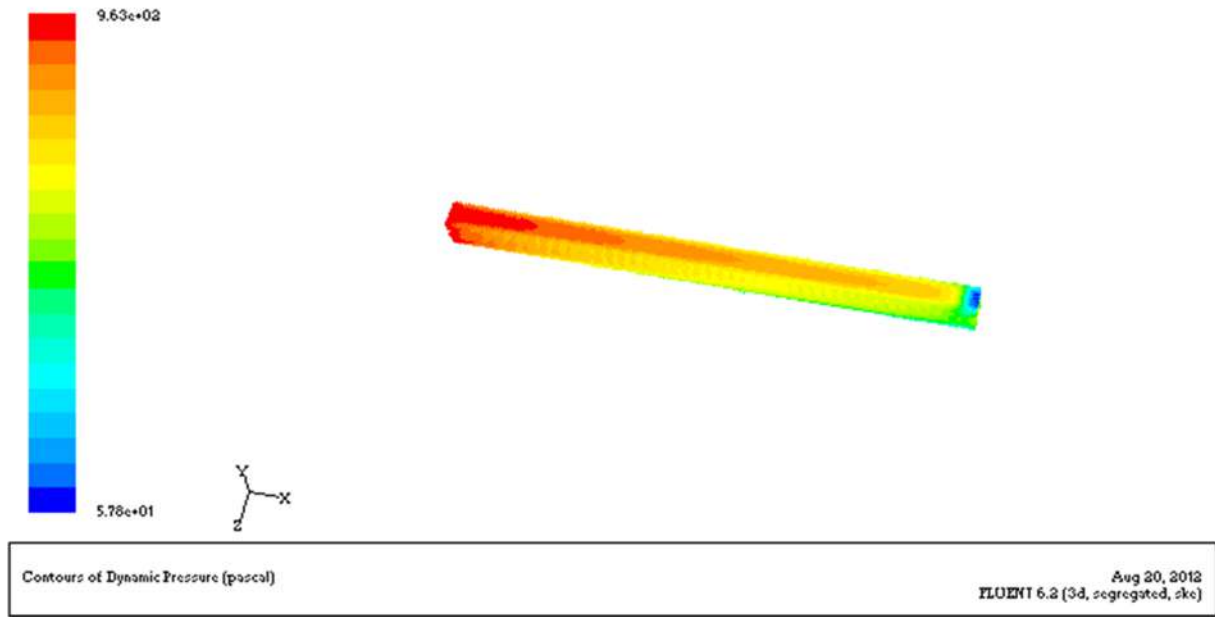


Fig.13.6.profil des pressions dynamiques dans le canal pour le 2^{ème} mélange

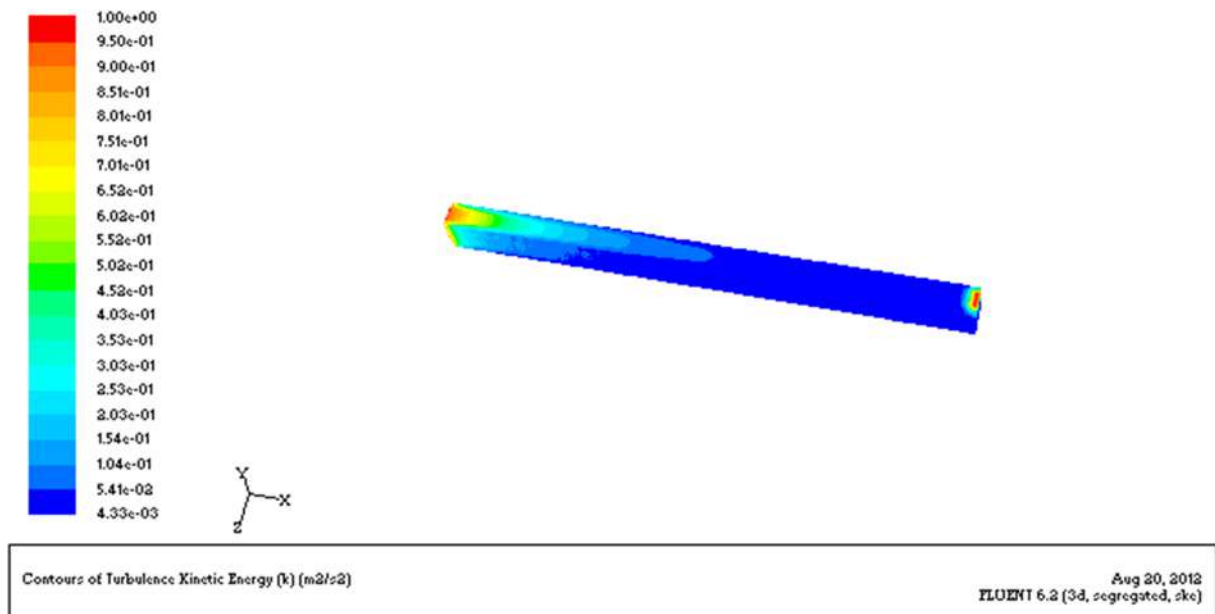


Fig.14.6.profil l'énergie cinétique turbulente dans le canal pour le 2^{ème} mélange

6-2-3-3-simulation pour le 3^{ème} mélange

- Après simulation sous Fluent on a obtenue une convergence du processus a une vitesse $V = 1.408 \text{ m/s}$ les paramètres correspondants suivants sont extraits du logiciel a cette vitesse après 377 itérations

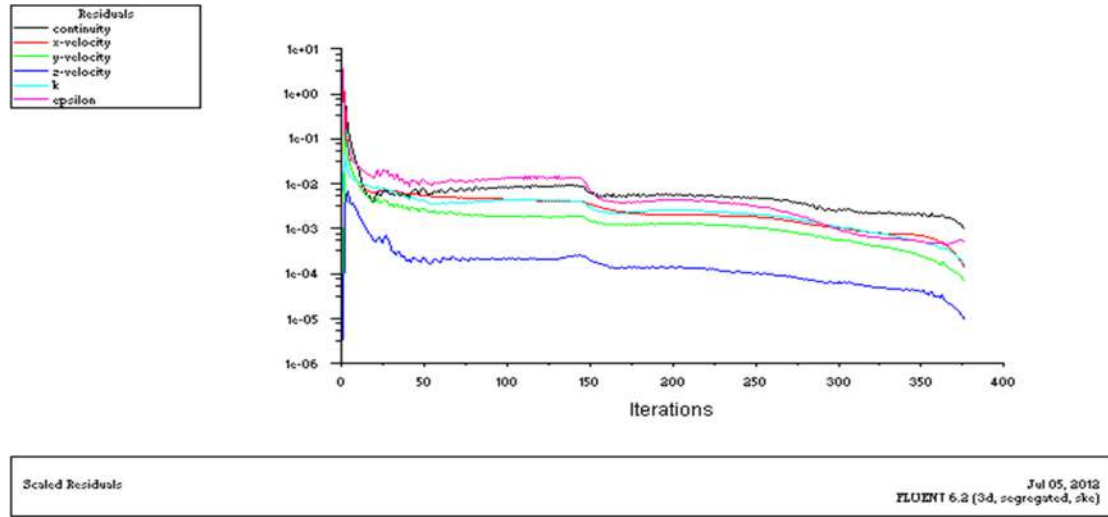


Fig.15.6 Calculs des résidus pour le 3^{ème} mélange

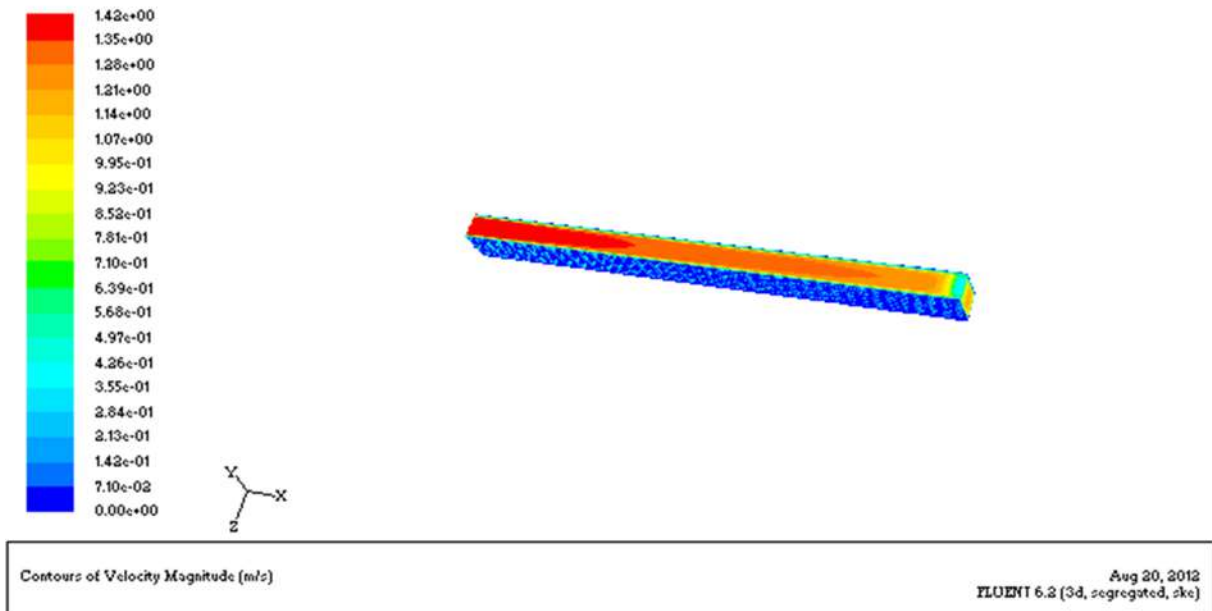


Fig.16.6.profil des vitesses dans le canal pour le 3^{ème} mélange

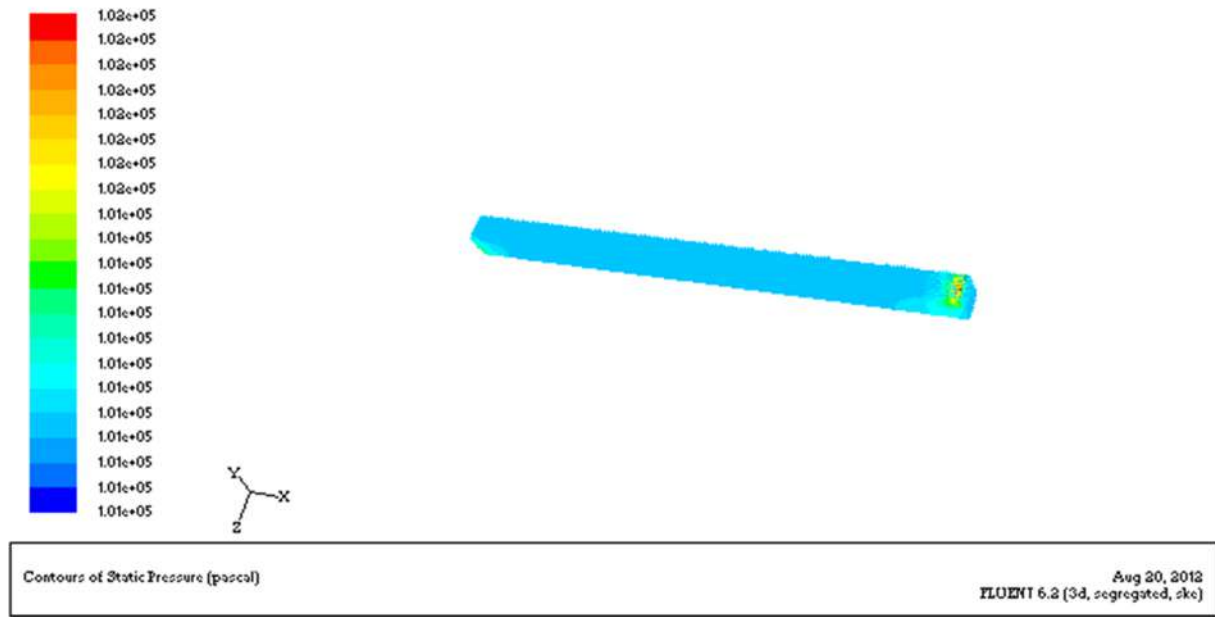


Fig.17.6.profil des pressions statiques dans le canal pour le 3^e mélange

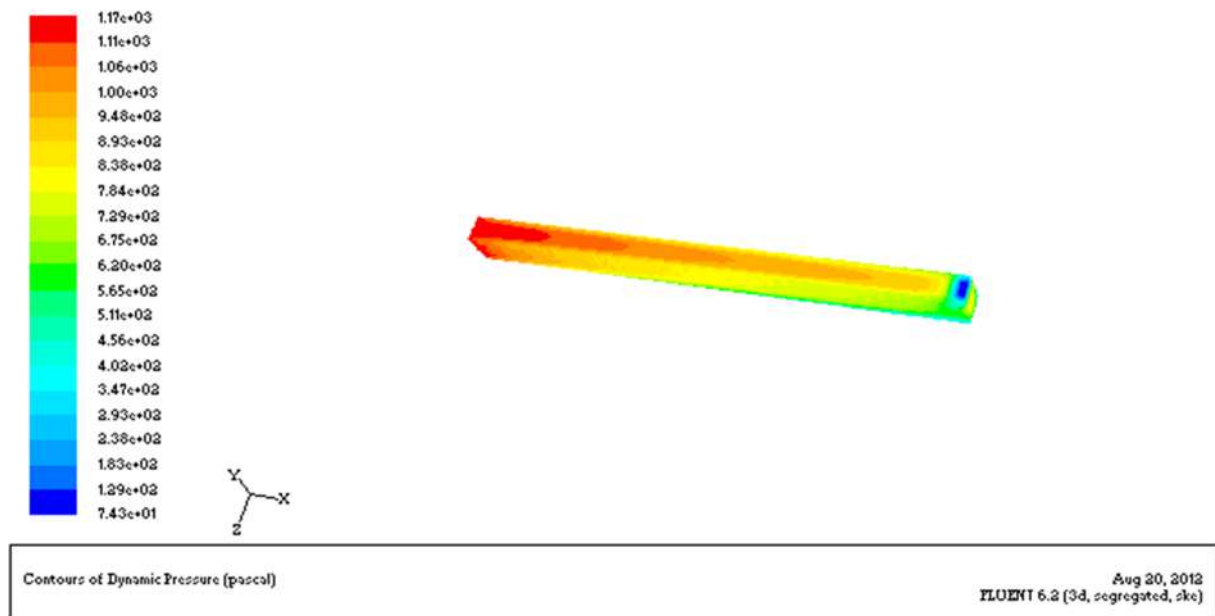


Fig.18.6.profil des pressions dynamiques dans le canal pour le 3^e mélange

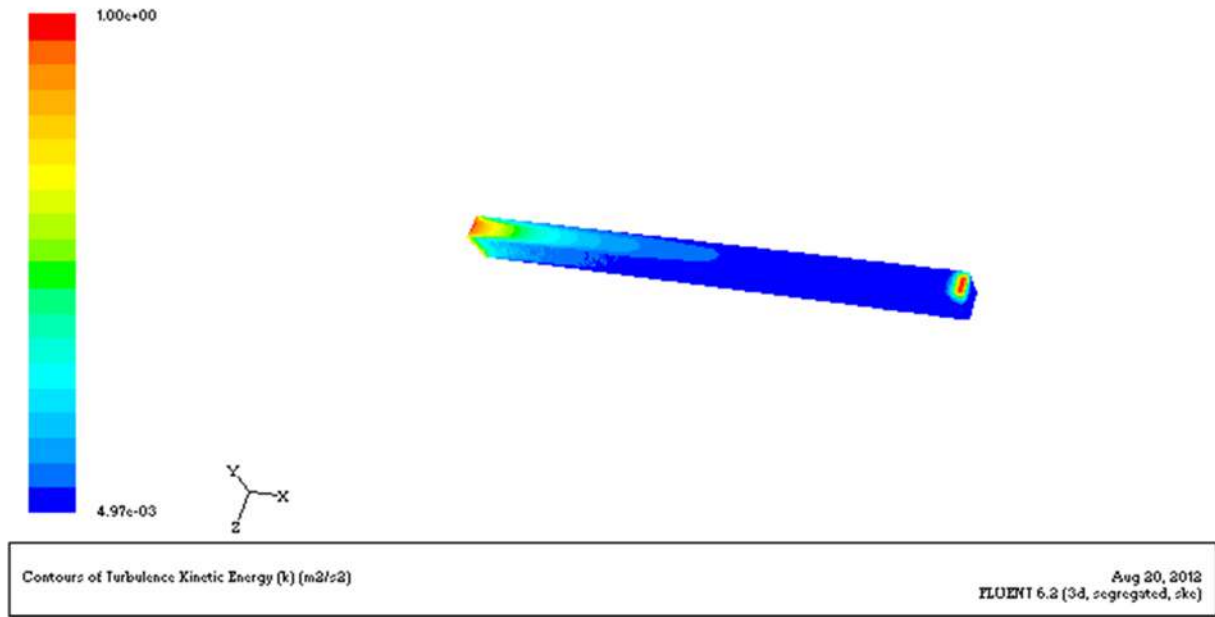


Fig.19.6. profil de l'énergie cinétique turbulente dans le canal pour le 3^{ème} mélange

6-2-3-4-simulation pour le 4^{ème} mélange

- Après simulation sous Fluent on a obtenu une convergence du processus a une vitesse $V= 1.333$ m/s les paramètres correspondants suivants sont extraits du logiciel a cette vitesse après 382 itérations

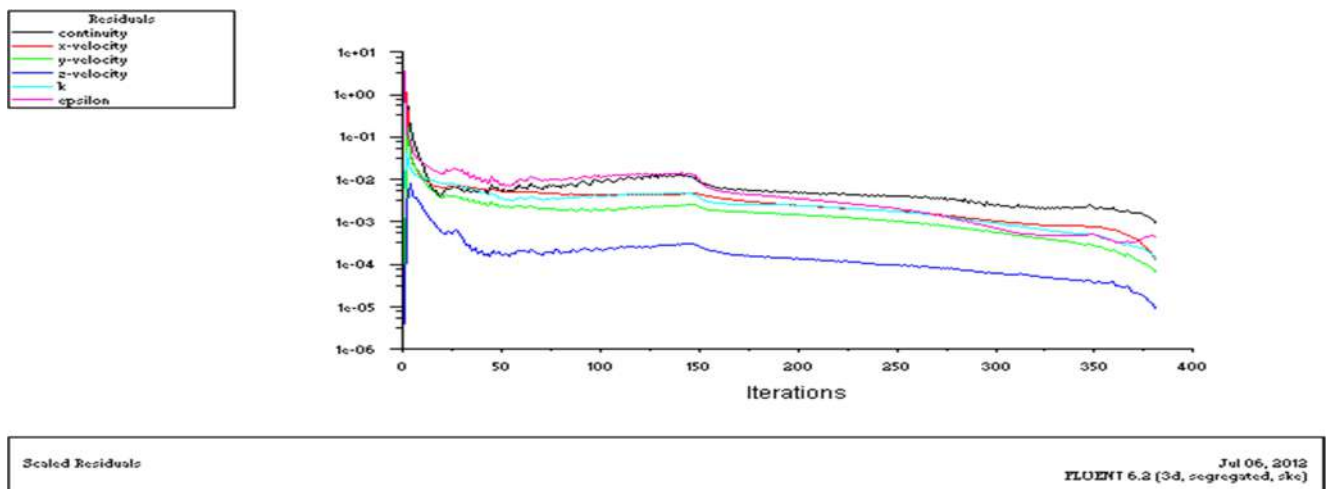


Fig.20.6. Calculs des résidus pour le 4^{ème} mélange

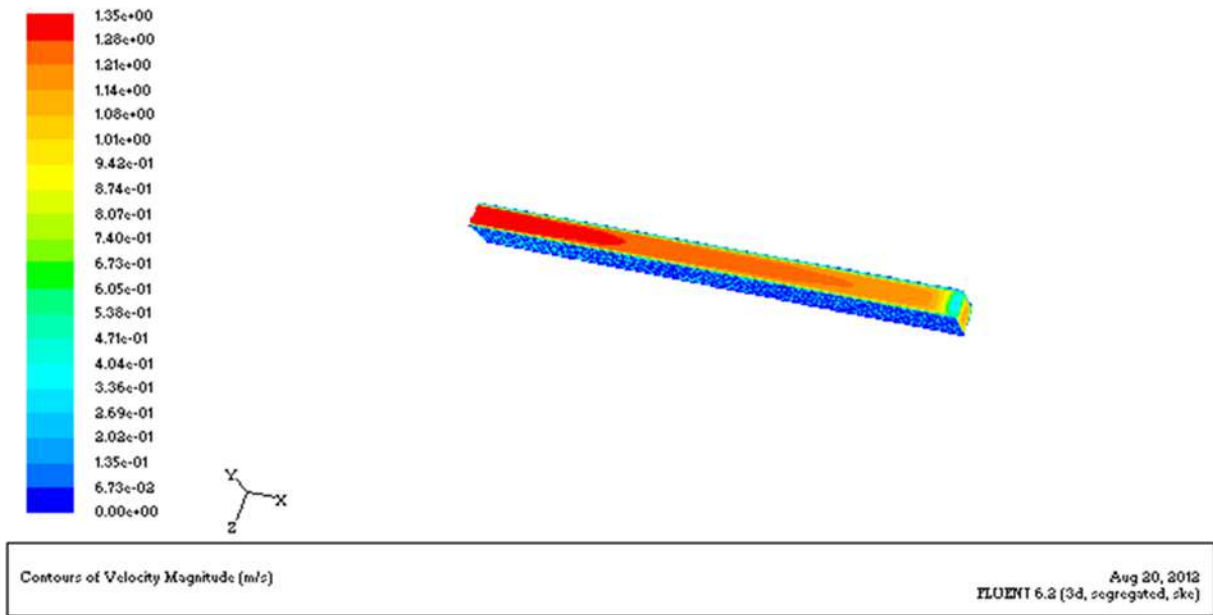


Fig.21.6.profil des vitesses dans le canal pour le 4^{ème} mélange

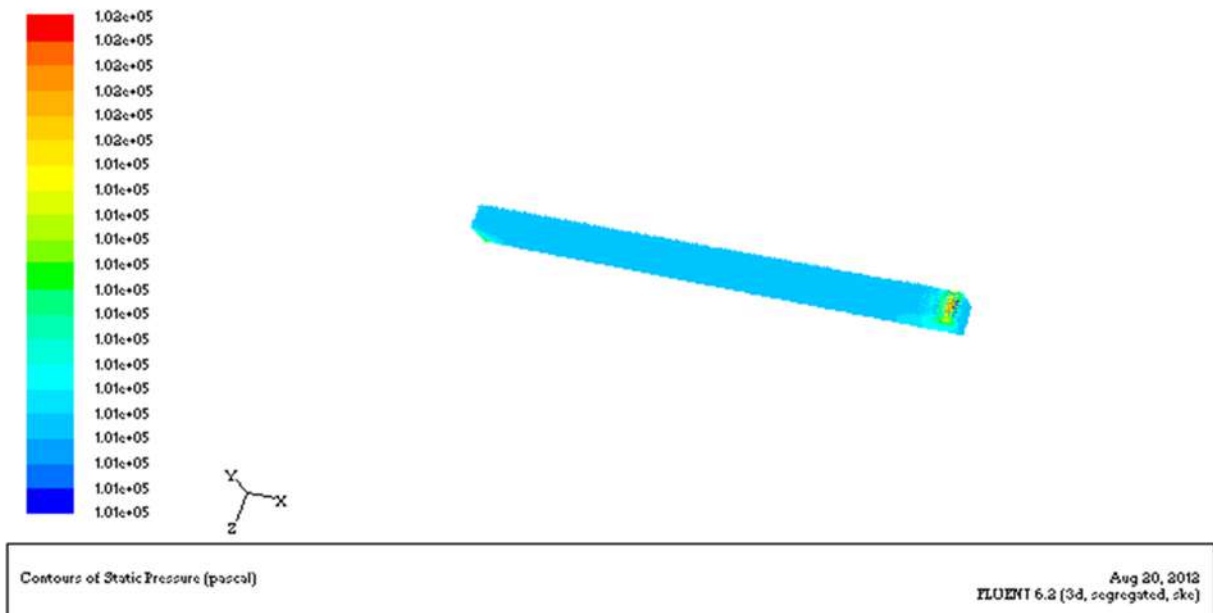


Fig.22.6.profil des pressions statiques dans le canal pour le 4^{ème} mélange

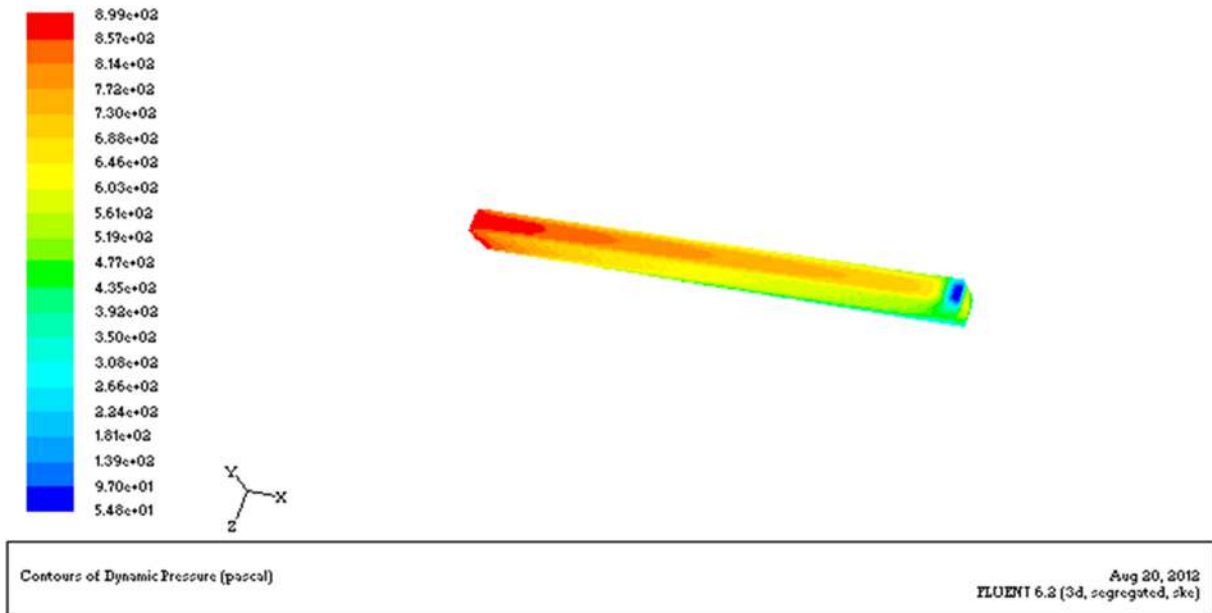


Fig.23.6.profil des pressions dynamiques dans le canal pour le 4^{ème} mélange

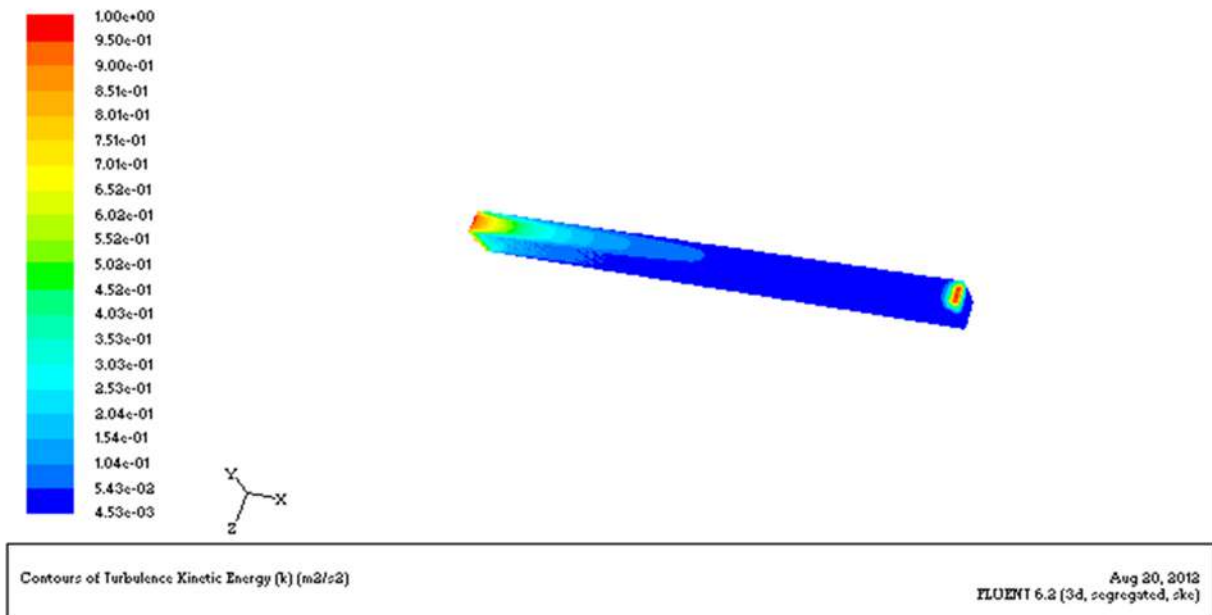


Fig.24.6.profil de l'énergie cinétique turbulente dans le canal pour le 4^{ème} mélange

6-3-Calcul des débits (l'huile, eau, sable) dans chaque mélange

On résumera les calculs pour le 1^{er} mélange le même raisonnement est suivie pour tout les mélanges

On a $Q = v \times s$

$$Q = 1.311 \times (0.11 \times 0.078) = 0,01124838 \text{ m}^3/\text{s}$$

Or on a

$$Q = Q_E + Q_S + Q_H$$

$$Q_S = 0,01124838 \times 0.01 = 0,00011248 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$Q_H = 0.1 \times (0,01124838 - 0,00011248) = 0,00111359 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$Q_E = 0,01124838 - 0,00011248 - 0,00111359 = 0,01002231 \text{ m}^3/\text{s}$$

mélange	$Q_E \text{ m}^3/\text{s}$	$Q_H \text{ m}^3/\text{s}$	$Q_S \text{ m}^3/\text{s}$
1	0,01002231	0,00111359	0,00011248
2	0,00922238	0,00102471	0,00113857
3	0,00869806	0,00096645	0,00241613
4	0,00849208	0,00283069	0,00011437

Tab.02.6. Les débits d'injections propres à chaque fluide

6-4-Détermination des diamètres d'injection d'huile pour chaque mélange

On résumera les calculs pour le 1^{er} mélange le même raisonnement est suivie pour tout les mélanges

On a

$$V_E = Q_E / s = 0,01002231 / 0,00858 = 1.1681 \text{ m/s}$$

De la carte des régimes d'écoulements de Elseth on à une vitesse d'huile correspondante à

$$V_H = 1.9 \text{ m/s}$$

D'où une dimension pour l'injecteur de

$$s_1 = Q_H / V_H = 0,00111359 / 1.9 = 0,0005861 \text{ m}^2$$

$$\Phi_1 = 2 \sqrt{s_1 / \pi} = 0.023328 \text{ m} = 2.731 \text{ cm}$$

Mélanges	1	2	3	4
Φ cm	2.731	2.9202	2.8642	4.885

Tab.03.6.détermination du diamètre pour différents injecteurs d'huile pour les différents mélanges

6-5-Evolution du Reynolds dans différentes zones du canal pour les quatre mélanges

mélanges	eau	Eau+huile	Eau+huile+sable
1 ^{er} mélange	$\rho=10^3 \text{ kg/m}^3$ $\mu=0.001005 \text{ Kg/Ms}$ $Q_E=0,01002231 \text{ m}^3/\text{s}$ $Re=133858,359$	$\rho_{EH}=994 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{EH}=0.001247 \text{ Kg/Ms}$ $Q_{Eh}=0.0111359 \text{ m}^3/\text{s}$ $Re_{EH}=119148,61$	$\rho_{EHS}=1002.06 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{EHS}=0.001279 \text{ Kg/Ms}$ $Q_{EHS}=0,01124838 \text{ m}^3/\text{s}$ $Re_{EHS}=118292,412$
2 ^{eme} mélange	$\rho=10^3 \text{ kg/m}^3$ $\mu=0.001005 \text{ Kg/Ms}$ $Q_E=0,00922238 \text{ m}^3/\text{s}$ $Re=123174,463$	$\rho_{EH}=994 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{EH}=0.001247 \text{ Kg/Ms}$ $Q_{Eh}=0.01024851 \text{ m}^3/\text{s}$ $Re_{EH}=109653,977$	$\rho_{EHS}=1074.6 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{EHS}=0.001653 \text{ Kg/Ms}$ $Q_{EHS}=0,01138566 \text{ m}^3/\text{s}$ $Re_{EHS}=99351,8414$
3 ^{eme} mélange	$\rho=10^3 \text{ kg/m}^3$ $\mu=0.001005 \text{ Kg/Ms}$ $Q_E=0,00869806 \text{ m}^3/\text{s}$ $Re=116171,625$	$\rho_{EH}=994 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{EH}=0.001247 \text{ Kg/Ms}$ $Q_{Eh}=0.00966451 \text{ m}^3/\text{s}$ $Re_{EH}=103405,466$	$\rho_{EHS}=1155.2 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{EHS}=0.002249 \text{ Kg/Ms}$ $Q_{EHS}=0,01208064 \text{ m}^3/\text{s}$ $Re_{EHS}=8329,16364$
4 ^{eme} mélange	$\rho=10^3 \text{ kg/m}^3$ $\mu=0.001005 \text{ Kg/Ms}$ $Q_E=0,00849208 \text{ m}^3/\text{s}$ $Re=113420,548$	$\rho_{EH}=985 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{EH}=0.002121 \text{ Kg/Ms}$ $Q_{Eh}=0.01132277 \text{ m}^3/\text{s}$ $Re_{EH}=70581,6773$	$\rho_{EHS}=993.1 \text{ kg/m}^3$ $\mu_{EHS}=0.002174 \text{ Kg/Ms}$ $Q_{EHS}=0,01143714 \text{ m}^3/\text{s}$ $Re_{EHS}=70128,5092$

Tab04.6.évolution des caractéristiques physiques et hydrodynamique dans l'espace des phases.

6-6-Conclusion

Vue la grandeur du nombre de Reynolds calculé dans les trois zones il est borné dans $70000 < Re < 134000$. il est important pour nous de signaler que ces grandeurs reflètent d'une manière rationnelle l'hypothèse de départ imposé au calcul des écoulement polyphasiques c'est-à-dire le mélange des trois phases eau-huile-sable afin de ne formé qu'une seule phase et ce dans le but d'homogénéiser le mélange et avoir une viscosité isotrope d'une part et d'autre part il est intéressant pour nous de souligner le point que les résultats que nous avons obtenus converges avec les travaux sur les effets de la turbulence sur la séparation (eau-huile) d'après Harry (2003).

Ainsi nous avons pu faire la liaison entre la turbulence et viscosités des mélanges ainsi générée.

Conclusion générale & Perspectives

Ce mémoire a été consacré à l'étude des écoulements turbulents instationnaires polyphasique nécessitant un travail de modélisation et d'analyse numérique. Nous nous sommes intéressés à des types d'écoulements en l'occurrence les mélanges de fluides dans canal à surface libre.

Dans un premier temps nous avons rappelé la construction du modèle général d'hydrodynamique de mélange, et le problème de la définition du tenseur des contraintes pour un mélange de trois fluides de masse volumique et de viscosité dynamique différentes conduisant à l'écriture d'un modèle mathématique approprié. La géométrie relativement simple du canal utilisé dans les expériences nous a permis une description simplifiée de l'écoulement. En deuxième lieu nous avons proposé une approximation des modèles de mélange. Cette approximation s'est faite sur la base de considérations sur la géométrie du domaine. Le modèle proposé prend en compte les conditions aux limites à l'entrée, la sortie, en haut et au fond du canal de façon très naturelle, en effet ces dernières apparaissent comme des coefficients du modèle réduit. Les études numériques qui ont été menées ont été toutes consacrées à l'étude de l'interdiffusion de fluides de différentes viscosités dans un canal de forme rectangulaire. A la lumière de ces études on peut conclure que:

Le modèle mathématique choisi permet une description satisfaisante de l'hydrodynamique d'un mélange de fluides de différentes viscosités dans les expériences menées au laboratoire. Des comparaisons quantitatives entre les résultats numériques et les données issues des expériences ont donné des résultats intéressants sur l'évolution dans le canal du mélange entre les trois fluides (eau-huile-sable).

Les approches utilisées dans ce présent mémoire nous ont permis d'examiner à la fois les écoulements turbulents instationnaires polyphasiques, d'analyser les paramètres qui caractérisent ces types d'écoulement à savoir la viscosité, la vitesse, etc. ainsi que le comportement rhéologique du mélange à $T=20^{\circ}\text{C}$.

En perspectives, plusieurs approfondissements peuvent être envisagés, non seulement sur l'étude de l'interdiffusion de fluides dans les expériences mais aussi à travers une modélisation numérique. Le domaine d'applications visé dans ce type d'expérience est le suivi des interactions entre les fluides mis en présence. Il serait encore plus intéressant à l'avenir d'ajouter un modèle thermodynamique en mettant en exergue l'équation d'état du fluide dont l'influence de la température sur les mélanges, les comportements rhéologiques des mélanges ainsi que les facteurs de stabilités des mélanges et les régimes d'écoulement et turbulences.

Bibliographie

- [1] : Article de l'Institut pour le développement et les ressources en informatique scientifique (*IDRIS*), *CNRS. SPÉCIALMATHÉMATIQUES* • MAI 2000.
- [2] : De la turbulence universelle aux modèles de fermeture Emmanuel Lévêque Laboratoire de physique, CNRS UMR 5672 École normale supérieure de Lyon page 04
- [3] : Introduction à la simulation numérique des écoulements turbulents Laetitia DORIS PSA Peugeot Citroën Direction de la Recherche et de l'Innovation Automobile 4 novembre 2005.
- [4] : Cours sur la turbulence programme Master ,2ème année Spécialité: Astronomie & Astrophysique institut astrophysique spatiale université Paris XI 2006/2007.
- [5] : LA TURBULENCE, Marcel LESIEUR, Collection Grenoble Sciences .
- [6] : UEE d'Arts et Métiers Paris Tech 'Simulation des Systèmes Fluides' 2009-2010
- [7] : L'évolution des idées sur la turbulence Marie FARGE LMD-CNRS Ecole Normale Supérieure 24, rue Lhomond paris
- [8] : Mécanique des fluides Jean-Marc Brun August 8, 2008
- [9] : fichier PDF intitulé chapitre 09 : "INSTABILITES ET TURBULENCE" du web
- [10] : Mécanique des Fluides et Transferts I:partie sur les écoulements turbulents Grégoire Winckelmans et Vincent Legat Septembre 2009
- [11] : José Vazquez, Hydraulique à surface libre, support de cours ,ENGEE Strasbourg
- [12] : Introduction à la turbulence. F. Archambeau ENSTA 2004-2005 PDF document
- [13] : voir thèse **Olivier VERMOREL**
- [1.2] : article de l'enseclopedia libre du net wikipedia
- [2.2] : Hydraulique générale ARMANDO LENCASTRE
- [3.2] : Charles M.E., Govier G.W., Hodgson G.W. (1961), The Horizontal Pipeline Flow of Equal Density Oil-Water Mixture, *Can. J. Chem. Eng.*, **39**, 27-36
- [4.2] : Arirachakaran S. et al. (1989), An Analysis of Oil/Water Flow Phenomena in Horizontal Pipes, *SPE paper 18836, SPE Prod. Operating Symp.*, 155-167, Oklahoma, March 13-14
- [5.2] : Sébastien Muller Thèse sur : Mécanismes d'entraînement dans un décanteur gravitaire: soutenue le 17 juillet 2009
- [6.2] : Yiantsios, S.G., & Higgins, B.G. 1988. Linear stability of plane poiseuille flow of two fluids. *Phys. Fluids*, 31(11), 3225–3238.
- [7.2] : Hooper, A. P. 1985. Long-wave instability at the interface between two viscous fluids

thin layer effect. *Phys. Fluids*, 28, 1613.

- [8.2] : Trallero J.L. (1995), Oil Water Flow Patterns in Horizontal Pipes, Thesis University Tulsa
- [9.2] : Brauner N., Moalem Maron D (1992), Flow pattern transitions in two-phase liquid-liquid flow in horizontal tubes, *Int. J. of Multiphase Flow*, 18, 123-140
- [10.2] : Vincent, B. (1974). *Advances in Colloid and Interface Science*, 4, 193.
- [11.2] : étude expérimentale et modélisation des écoulements liquide-liquide en conduite horizontale Christophe CONAN. Le 23 mars 2007
- [12.2] : Osmond, D. W Vincent, B and Wait, F. A. (1975). *Colloid and Polymer Science*, 253,676.
- [13.2] : Batchelor G.K and Green J.T. (1972), The Determination of the Bulk Stress in a Suspension of Spherical Particles to order c^2 , *J. Fluid Mech.*, , 56, 401-427
- [14.2] : Phan-Thien N., Pham D.C. (1997), Differential Multiphase Models for Polydispersed Suspension and Particulate Solids, *J. of Non-Newtonian Fluid Mech.*, **72**, 305-318
- [15.2] : Pal R. (2003), Viscous Behavior of Concentrated Emulsions of two Immiscible Newtonian Fluids with Interfacial Tension, *J. of Colloid and Interface Science*, 263, 296-305
- [16.2] : Tewari S. Schiemann D., Durian D.J., Knober C.M., Langer S.A., Liu A.J (1999), Statistics of Shear-Induced Rearrangements in a Two-Dimensionnal Model Foams, *Phy. Rev. E.*, 60(4), 4385
- [17.2] : Bolton F., Weare D. (1990), Rigidity loss in a disordered 2D froth, *Phys. Rev. Lett.*,**65**, 3449
- [18.2] : Princen H.M., Kiss A.D. (1983), Rheology og Foams and Highly Concentrated emulsions I: An Experimental Study of the Shear Viscosity and Yield Stress of Concentrated emulsions, *J. of Colloid and Interface Science*, **128**, 176-187
- [19.2] : Princen H.M., Kiss A.D. (1989), Rheology og Foams and Highly Concentrated Emulsions IV: Elastic Properties and Yield Stress of a Cylindrical Model System, *J. of Colloid and Interface Science*, **91**(1), 160
- [20.2] : Mason T.G., Bilette J., Weitz D.A. (1996), Yielding and Flow of Monodisperse emulsions, *J. of Colloid and Interface Science*, **179**, 439-448
- [21.2] : hydrodynamique physique ETIENNE GUYON-JEANPIERRE HULIN cnrs éditions EDP Sciences 2001 pages 479-481

[22.2] : Calcul des propriétés thermophysiques des fluides frigoporteurs diphasiques
Constantin IONESCU. U.P.B. Sci. Bull., Series C, Vol. 71, Iss. 3, 2009

[1.3] S.V. Patankar. « Numerical Heat Transfer and Fluid Flow ». Hemisphere McGraw-Hill,
Washington, DC, (1980)

ملخص:

المشكلة التي تناولناها في هذه الذاكرة ملخصة في التحليل الفيزيائي وطرح نموذج رياضي للسوائل المضطربة المشكلة من خليط متجانس متغير الكثافة واللزوجة. دراسة و : فهم، و وضع نموذج لتنبؤ بديناميكيات الخلائط الناجمة

كما ركزت بشكل خاص على نشر هذه الخلائط على نطاق واسع و هي مضطربة بعدد رينولدز عالي. العمل الذي قمنا به في التجربة و التحليل العددي.

Résumé:

La problématique traitée dans ce présent mémoire est relative à l'Analyse physique et modélisation mathématique des écoulements turbulents instationnaires de mélanges de fluides hétérogènes, à densité et à viscosité variables. L'étude a consistée à : comprendre, modéliser et prédire la structure des champs dynamique et scalaire.

Comme elle s'est focalisée particulièrement sur l'interdiffusion et la dispersion de ces mélanges à grande échelle. Les écoulements traités sont turbulents à grand nombre de Reynolds. Les travaux réalisés sont expérimentaux et numériques.

Summary:

The problem addressed in this memory is present on the physical analysis and mathematical modeling of turbulent fluid mixtures instationnaires of heterogeneous density and viscosity variables. The study consist to: understand, model and predict the structure and dynamics of

mixture of fluids

As she focused particularly on the interdiffusion and the dispersion of these mixtures on a large scale. Treated flows are turbulent high Reynolds number. The work performed are numerical and experimental.