

N° d'ordre :GM/...../2021

MEMOIRE

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE : MASTER

Filière : Génie Mécanique
Option : Energétique

Thème :

**Effet de l'angle d'inclinaison d'une conduite annulaire
sur le régime à bulles d'écoulement diphasique
ascendant**

Soutenu le: 20/09/2021

Par :

BOUKTIR Yacine
DJAID Amine

Devant le jury :

Rapporteur : Dr. GOUIDMI Hamza
Examineur : Dr. TAYEBI Tahar
Examineur : Mr. SAIDANI Lyamine

2020-2021

Remerciements

On remercie en premier lieu Dieu le tout puissant pour m'avoir donné la force et la volonté d'accomplir ce travail.

On adresse nos sincères remerciements à **Mr.gouidmi Hamza** Docteur à l'Université de Bordj BouArreridj pour son encadrement, pour sa contribution, sa patience et son aide tout le long de ce travail. Qu'elle soit assurée de notre profonde gratitude.

On adresse nos vifs remerciements à **Dr.Tahar Tayebi** pour l'honneur qu'il nous fait de présider nos examinateurs.

Nos remerciements vont également à tous les membres du jury pour l'honneur qu'ils Nous font en acceptant de participer au jury, en l'occurrence. **Mr. Lyamine Saidani**

Nous ne saurions oublier tous ceux qui, de près ou de loin, m'ont prodigué leurs encouragements et m'ont offert leurs soutiens.

Dédicaces

A celle qui a attendu avec patience les fruits de sa
bonne éducation de ces dévouements

A ma chère mère

A celui que s'est changé la nuit en jour pour
m'assurer les bonnes conditions

A mon cher père

A ma petite famille qui m'a toujours soutenue

A tous mes collègue et amis

Je dédie ce modeste travail

Yacine & Amine

Nomenclatures

α : Taux de vide global.	
A_G : Surface occupée par la phase gazeuse.	m^2
A_L : Surface occupée par la phase liquide.	m^2
V_G : Vitesse du gaz.	m^2/s
V_L : Vitesse du liquide.	m^2/s
T : Gradient tensoriel par liquide et gaz.	
\dot{M} : Débit massique.	kg/s
\dot{M}_L : Débit massique de liquide.	Kg/s
\dot{M}_G : Débit massique de gaz.	Kg/s
ρ_L : Masse volumique de liquide	Kg/m^3
ρ_G : Masse volumique de gaz	Kg/m^3
Q_L : Débit volumique de liquide	m^3/s
Q_G : Débit volumique de gaz.	m^3/s
G_L : La vitesse massique de liquide.	Kg/m^2s
G_G : La vitesse massique de gaz.	Kg/m^2s
γ : Le rapport de glissement.	\circ
V_{GS} : Vitesse superficielle de gaz.	m^2/s
V_{LS} : Vitesse superficielle de liquide.	m^2/s
x : Le titre massique.	
K : Phase.	
D_T : Diamètre extérieur du tuyau.	m
D_C : Diamètre intérieur du tuyau.	m
e : Le déplacement du tuyau interne.	
D : Diamètre de conduite.	m

D_H : Diamètre hydraulique.	m
f : Densité massique des forces extérieures exercées en un point.	
Re : Le nombre de Reynolds.	
f : Facteur de frottement.	
f_{NC} : Facteur de frottement pour les configurations circulaires et non circulaires.	
F_C, F_{NC} : Les paramètres de géométrie circulaire et non circulaire.	
V_{TB} : Vitesse de bulle de Taylor.	m/s
g : Gravité.	m/s ²
D_{EP} : Diamètre équiperiphérique.	m
V_Z : La vitesse axiale moyenne sur la surface de la section transversale.	m/s
μ_L : La viscosité de liquide.	Kg/ms
μ_g : la viscosité de gaz.	Kg/ms
ρ : Masse volumiques.	Kg/m ³
i, j : Indice de position.	
P : Pression.	Pa.
S_ϕ : Terme source de ϕ par unité de volume.	
ϑ : Volume de cellule.	m ³
n : Indice de pas de temps précédent.	
$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$: Constantes du modèle de turbulence.	
S_K, S_ε : Termes source.	
Pr_k, Pr_ε : Le nombre de Prandtl turbulent pour k et ε .	
μ : viscosité dynamique.	kg/ms
ε : Dissipation d'énergie par unité de masse.	
G_k : Représente la génération de l'énergie cinétique due au gradient de vitesse.	
G_b : La génération de k due au décollement des forces de volume.	
Y_M : La contribution de la dilatation fluctuante dans la turbulence compressible pour (ε).	
t : Temps.	s
Δt : Pas de temps.	s
VOF : Volume of Fluide (Volume De Fluide).	

PISO: Pressure Implicit with Splitting of operators (Pression implicite avec se dédoubler des opérateurs).

Liste des figures

Figure 1.1a :	Tour aéroréfrigérante.	4
Figure 1.1b :	Réacteur nucléaire (REB).	4
Figure 1.2 :	Exploitation des gisements de pétrole.	5
Figure 1.3 :	Régimes d'écoulement gaz-liquide dans un tube Horizontal.	9
Figure 1.4 :	Régimes d'écoulements dans les conduites verticales.	10
Figure 1.5 :	Modèles d'écoulement pour toute la gamme d'angles inclinaison.	11
Figure 1.6 :	régimes d'écoulement diphasique vertical ascendant à travers une conduite annulaire concentrique.	12
Figure 1.7 :	Régimes d'écoulement diphasique vertical ascendant à travers une conduite annulaire excentrique.	13
Figure 1.8 :	Disposition des phases gaz/liquide en équilibre.	13
Figure 1.9 :	Section du taux de vide.	14
Figure 1.10 :	Configuration d'Annulaire.	16
Figure 1.11 :	Rendement du modèle de facteur de friction Fanning.	19
Figure 1.12 :	Représentation du phénomène de coalescence des bulles.	20
Figure 1.13 :	Phénomène de collision des bulles.	21
Figure 1.14 :	Phénomène de zigzag des bulles.	22
Figure 1.15 :	Carte d'écoulement pour l'air-eau - Anneau concentrique.	23
Figure 1.16 :	Carte de d'écoulement pour l'air-kérosène. - Anneau concentrique.	24
Figure 1.17 :	Carte de modèle d'écoulement pour l'air-eau - Annulus complètement	24

excentrique.

Figure 1.18 :	Carte du diagramme d'écoulement pour le débit air/kérosène dans l'anneau concentrique vertical ascendant.	25
Figure 1.19 :	Carte du diagramme d'écoulement pour le débit air/kérosène dans l'anneau concentrique vertical ascendant.	25
Figure 1.20 :	Carte du diagramme d'écoulement pour le débit air/eau dans l'anneau excentrique vertical ascendant.	26
Figure 1.21 :	Carte de modèle de flux expérimental.	26
Figure 1.22 :	Carte de Sadatomi et al. (1982) ont suggéré une carte de modèle d'écoulement pour différents conduits transversaux.	28
Figure 2.1 :	Maillages bidimensionnels et nœuds du maillage.	37
Figure 2.2 :	Les étapes de l'algorithme PISO cas 2D.	40
Figure 3.1 :	Schéma exprime le détail géométrique de la configuration expérimentale de Caetano et al (1992) [1] 'à gauche et de notre travail à droite.	46
Figure 3.2 :	Maillage 3D du domaine de calcul.	47
Figure 3.3 :	Validation de modèle numérique par la comparaison de notre résultat numérique avec la photographie de l'expérience de [29] présentées pour $U_{sg}=0.084\text{m/s}$ et $U_{sl}=0.026\text{m/s}$ pour un angle d'inclinaison $\theta=30^\circ$ et $D=40\text{mm}$.	48
Figure 3.4 :	Présentation des champs de pression et vecteurs vitesse près d'une bulle isolée, tracées pour $u_g=0.2\text{m/s}$ - $u_l=0.2\text{m/s}$.	48
Figure 3.5 :	Présentation des champs de pression et vecteurs vitesse près d'une bulle isolée de Taylor, tracées pour $u_g=0.2\text{m/s}$ - $u_l=0.2\text{m/s}$ et à $\theta=30^\circ$.	49
Figure 3.6 :	Coalescence des bulles.	50
Figure 3.7 :	Forme d'une bulle isolée de Taylor montante après le phénomène de coalescence traversant une conduite annulaire.	51
Figure 3.8 :	Tourbillons d'écoulement après la bulle de Taylor.	51
Figure 3.9 :	Présentation du phénomène de collision.	52
Figure 3.10 :	Présentation du phénomène de zigzag d'une bulle.	54

Figure 3.11 :	Présentation du phénomène de zigzag ou la trajectoire d'une bulle.	54
Figure 3.12 :	Présentation de la première bulle de Taylor pour différents angles d'inclinaison en position de vue de dessus.	55
Figure 3.13 :	Forme de la première bulle de Taylor pour différents angles d'inclinaison en position de vue de dessus.	56
Figure 3.14 :	Présentation de la première bulle de Taylor pour différents angle d'inclinaison à un instant $t=2.75s$.	56
Figure 3.15 :	Exemple de présentation des transversaux choisis au niveau de la première bulle de Taylor.	56
Figure 3.16 :	Plans transversaux choisissant au niveau de la première bulle de Taylor pour les angles : 20° , 30° , 50° et 70° pour $t=2.75s$.	57
Figure 3.17 :	Evolutions de la fraction moyenne d'air dans les plans transversaux choisis au niveau de la première bulle de Taylor pour les angles : 20° , 30° , 50° et 70° pour $t=2.75s$.	58
Figure 3.18 :	Evolutions des fractions volumiques d'air (à gauche), et la vitesse totale du mélange (à droite) sur les lignes indiquées et plotées sur les plans choisis pour l'angle $\theta=20^\circ$, $u_g= 0.2m/s$ et $u_l= 0.2m/s$.	59
Figure 3.19 :	Evolutions des fractions volumiques d'air (à gauche), et la vitesse totale du mélange (à droite) sur les lignes indiquées et plotées sur les plans choisis pour l'angle $\theta=30^\circ$, $u_g= 0.2m/s$ et $u_l= 0.2m/s$.	59
Figure 3.20 :	Evolutions des fractions volumiques d'air (à gauche), et la vitesse totale du mélange (à droite) sur les lignes indiquées et plotées sur les plans choisis pour l'angle $\theta=50^\circ$, $u_g= 0.2m/s$ et $u_l= 0.2m/s$.	60
Figure 3.21 :	Evolutions des fractions volumiques d'air (à gauche), et la vitesse totale du mélange (à droite) sur les lignes indiquées et plotées sur les plans choisis pour l'angle $\theta=70^\circ$, $u_g= 0.2m/s$ et $u_l= 0.2m/s$.	60
Figure 3.22 :	Evolutions de la longueur de bulle en fonction de l'angle d'incinaison de la conduite pour $u_g= 0.2m/s$ et $u_l= 0.2m/s$ et pour un pas de temps $\Delta t=0.1s$ correspond deux instants ($t_1=2.85s$ et $t_2=2.75s$).	61
Figure 3.23 :	Evolutions de la vitesse de bulle en fonction de l'angle d'incinaison de la conduite pour $u_g= 0.2m/s$ et $u_l= 0.2m/s$ et et pour un pas de temps $\Delta t=0.1s$ correspond deux instants ($t_1=2.85s$ et $t_2=2.75s$).	61

Figure 3.24 : Evolutions de la longueur de bulle en fonction de l'angle d'incinaison de la conduite pour $\theta=30^\circ$, $u_g= 0.2\text{m/s}$ et $u_l= 0.2\text{m/s}$ et et pour un pas de temps $\Delta t=0.15\text{s}$ correspond six instants ($t_1=3.00\text{s}$ et $t_2=3.75\text{s}$). **62**

Figure 3.25 : Evolutions de la vitesse de bulle en fonction de l'angle d'incinaison de la conduite pour $\theta=30^\circ$, $u_g= 0.2\text{m/s}$ et $u_l= 0.2\text{m/s}$ et et pour un pas de temps $\Delta t=0.1\text{s}$ correspond cinq instants ($t_1=3.00\text{s}$ et $t_2=3.6\text{s}$). **62**

Liste des tableaux

Tableau 1.1 :	Classification d'écoulement diphasique en conduite verticale (Ishii (1975))	8
Tableau 2.1 :	Groupes sans dimension en mécanique des fluides	36

T able des matières

Remerciements

Dédicaces

Nomenclature

Liste des figures

Liste des tableaux

Table des matières

Introduction.....1

Chapitre 1 : Généralité sur l'écoulement diphasique

1.1. Introduction	3
1.2. Généralité.....	3
1.2.1. Domaines d'application des écoulements diphasiques	4
1.3.1. Définition	5
1.3.2. Configurations des écoulements diphasiques.....	5
1.3.2.1. Les écoulements diphasiques selon les structures d'interface.....	5
1.4. Les régimes d'écoulements diphasiques.....	8
1.4.1. Configurations d'écoulement diphasique dans une conduite simple	8
1.4.1.1. Ecoulement horizontal	8
1.4.1.2. Ecoulement vertical	9
1.4.1.3. Ecoulements inclinés.....	10
1.4.2. Configurations d'écoulement diphasique dans une conduite annulaire.....	12
1.5. Principaux paramètres de l'écoulement diphasique.....	13
1.5.1. Fraction de vide	13
1.5.2. Débit massique	14
1.5.3. Débit volumique	14
1.5.4. vitesses massiques	15
1.5.5. Rapport de glissement.....	15
1.5.6. Vitesses superficielles.....	15
1.5.7. Le titre de vapeur.....	15
1.6. Etude sur l'écoulement annulaire.....	16
1.6.1. Définition	16
1.6.2. Paramètre annulaire	16
1.6.2.1. Le rapport du diamètre du tube annulaire	16

1.6.2.2. Le degré d'excentricité.....	16
1.6.2.3. Le diamètre hydraulique	17
1.6.2.4. Facteur de friction de frottement dans un écoulement monophasé	17
1.6.2.5. Écoulement laminaire	18
1.6.2.6. Écoulement turbulent.....	18
1.7.Phénomènes rencontrés en ascension des bulles en écoulement diphasique.....	19
1.7.1. Coalescence des bulles.....	20
1.7.2. Collision des bulles.....	20
1.7.3. Phénomène de zigzag	21
1.8.Cartes d'écoulement diphasique.....	22
1.8.1. Carte de Caetano et al (1989).....	22
1.8.2. Carte de T.T. Yu, H. -Q.Zhang, & M.X. Li & C.Sarica (2010).....	24
1.8.3. Carte de G. Das , P. K. Das , N. K. Purohit et A. K. Mitra (1999).....	26
1.9.Revue bibliographiques	26
1.10. Bibliographie	30

Chapitre 2 : Equations générant des écoulements diphasiques

2.1. Introduction.....	33
2.2.Les équations de Navier-Stokes	34
2.2.1. Equation de continuité	34
2.2.2. Equation de quantité de mouvement.....	34
2.3.Équation de la conservation de masse	35
2.4.La méthode des volumes finis.....	36
2.4.1. Discrétisations des équations de transport :	37
2.5.Algorithme de résolution	38
2.5.1. L'algorithme Simple.....	39
2.5.2. L'algorithme PISO	39
2.6.Généralités sur la méthode volume de fluide VOF	40
2.6.1. Limitations du modèle VOF.....	41
2.6.2. Calculs par le modèle volume de fluide (VOF).....	41
2.6.3. L'équation de la fraction volumique	42
2.6.4. Les propriétés	42
2.6.5. Le schéma explicite	42
2.7.Modèles de turbulence.....	43
2.7.1. Equation de transport turbulent	43
2.8.Bibliographie.....	44

Chapitre 3 : Résultats et discussion

3.1. Introduction	46
3.2.Validation des résultats.....	47
3.3.Résultats et discussion.....	48
3.3.1. Comportement d'écoulement près d'une bulle de Taylor en ascension.....	48
3.3.2. Phénomène de coalescence	49
3.3.3. Phénomène de collision.....	49

3.3.4. Phénomène de zigzag	51
3.3.5. Distribution transversale des fractions volumiques.....	52
3.6. Longueur et vitesse de bulle montante	61
Conclusion	63
Résumé	64

Introduction

Le transport simultané de plusieurs fluides dans des conduites est un véritable problème industriel notamment dans l'industrie pétrolière, En effet, le mélange issue des puits producteurs est constitué de gaz et d'huile et même parfois d'eau, Ces fluides ne sont pas miscibles et leur écoulement est donc multiphasique à l'intérieur des conduites qui les transportent jusqu'au centre de transformation pétrolier.

Les régimes d'écoulements diphasiques sont des configurations dans lesquelles le phénomène de répartition des phases est important. Les nombreuses études, tant expérimentales que théoriques, puis numériques réalisées sur les écoulements diphasiques liquide-gaz verticaux, horizontaux et inclinés ascendants ou descendants, ont permis de mieux comprendre l'importance de la structure globale des phases sur le phénomène de transition du régimes entre les phases.

La simulation numérique des écoulements diphasiques connaît ces dernières années un essor considérable grâce à l'évolution des moyens informatiques. La simulation numérique ne supplante pas l'expérimentation mais la complète. Elle permet d'effectuer l'analyse du problème dans des conditions réalistes (reproduire des tests que l'on fait en expérimentation pour mieux les comprendre et à moindre coût) ou au contraire dans des conditions d'essais extrêmes/marginales (climats extrêmes, défauts d'installations...).

Plusieurs travaux expérimentaux, théoriques puis numériques ont été effectués dans ce type d'écoulement diphasique. Ils ont basées sur les effets de plusieurs paramètres, tels que le diamètre, les vitesses de gaz ou de liquide l'angle d'orientation de la conduite par rapport à l'horizontal, la direction d'écoulements co-courant ou de courant opposé.

En conséquence, nous consacrons dans cette étude à réaliser par l'approche numérique l'étude d'écoulement diphasique co-courant dans une conduite annulaire de diamètre interne et externe, 84.4 mm et 152.4mm, respectivement. Nous avons basé sur l'influence de l'angle d'inclinaison de la conduite annulaire sur le comportement d'écoulement diphasique particulièrement le régime à bulles.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, une synthèse théorique qui nous a permis de dégager les grandes orientations de notre étude numérique est présentée. Il contient aussi des équations des écoulements diphasiques.

Le deuxième chapitre exprime la méthode des volumes finis pour la résolution des systèmes d'équations différentielles partielles couplées et non-linéaires, ainsi que modèle VOF (Volume Of Fluid).

Introduction

Dans le troisième chapitre on présente l'analyse et interprétation des résultats numériques obtenus.

On termine notre étude par une conclusion générale.

1

Généralité sur les écoulements diphasiques

Sommaire

1.1. Introduction.....	3
1.2. Généralité.....	3
1.2.1. Domaines d'application des écoulements diphasiques	4
1.3.1. Définition	5
1.3.2. Configurations des écoulements diphasiques	5
1.3.2.1. Les écoulements diphasiques selon les structures d'interface	5
1.4. Les régimes d'écoulements diphasiques.....	8
1.4.1. Configurations d'écoulement diphasique dans une conduite simple	8
1.4.1.1. Ecoulement horizontal	8
1.4.1.2. Ecoulement vertical	9
1.4.1.3. Ecoulements incliné.....	10
1.4.2. Configurations d'écoulement diphasique dans une conduite annulaire.....	11
1.5. Principaux paramètres de l'écoulement diphasique	12
1.5.1. Fraction de vide.....	13
1.5.2. Débit massique	13
1.5.3. Débit volumique	14
1.5.4. vitesses massiques	14
1.5.5. Rapport de glissement.....	15
1.5.6. Vitesses superficielles.....	15
1.5.7. Le titre de vapeur.....	15
1.6. Etude sur l'écoulement annulaire.....	15
1.6.1. Définition	15
1.6.2. Paramètre annulaire	15
1.6.2.1. Le rapport du diamètre du tube annulaire	15
1.6.2.2. Le degré d'excentricité.....	16
1.6.2.3. Le diamètre hydraulique	16
1.6.2.4. Facteur de friction (de frottement) dans un écoulement monophasé	16

1.6.2.5. Écoulement laminaire	17
1.6.2.6. Écoulement turbulent.....	18
1.7. Phénomènes rencontrés en ascension des bulles en écoulement diphasique	19
1.7.1. Coalescence des bulles.....	19
1.7.2. Collision des bulles.....	20
1.7.3. Phénomène de zigzag.....	21
1.8. Cartes d'écoulement diphasique.....	22
1.8.1. Carte de Caetano et al (1989).....	22
1.8.2. Carte de T.T. Yu, H. -Q.Zhang, & M.X. Li & C.Sarica (2010).....	24
1.8.3. Carte de G. Das , P. K. Das , N. K. Purohit et A. K. Mitra (1999).....	25
1.9. Revue bibliographiques	26
1.10. Bibliographie	29

1.1.Introduction

La matière peut exister dans la nature sous forme solide, liquide ou gazeuse. D'une manière générale l'écoulement polyphasique est le déplacement simultané de ces trois phases. L'écoulement diphasique étudie le déplacement de deux phases continues donc le cas le plus simple, après l'écoulement monophasique. Sur le plan physique et chimique les deux composants peuvent avoir des propriétés différentes, mais ils peuvent être de même nature (gaz-gaz, liquide-liquide). Néanmoins les modèles mathématiques qui décrivent ces écoulements considèrent les mêmes principes.

Plusieurs exemples d'écoulement diphasique existent dans la nature et l'industrie telle que la brume, la fumée, la pluie, les nuages, la neige, le transport par canalisation des hydrocarbures, le génie nucléaire... etc.

Dans le transport gaz-liquide on peut observer trois types d'écoulements, à savoir le modèle homogène, le modèle de glissement et modèle à deux fluides. Lorsque du gaz et du liquide sont injectés simultanément dans une conduite, l'interface entre les deux fluides peut prendre des formes variées, cataloguées en configurations.

Les formulations analytiques correspondant à ces régimes trouvent des applications industrielles différentes. Dans le premier cas appelé homogène, les phases sont fortement couplées avec une vitesse unique ou un léger glissement. Les études appropriées pour cela concernent l'étude des coups de bélier et la propagation d'ondes dynamiques dans les réseaux. Le modèle de glissement, qui introduit une relation entre les vitesses de deux phases est appliqué pour les écoulements relativement lents. Le modèle à deux fluides a fait l'objet d'une écriture distincte des équations pour chaque phase en présence. Il est utilisé pour la description des interactions entre effluents.

Différents travaux théoriques et expérimentaux ont été réalisés au cours des dernières années sur les écoulements diphasiques gaz-liquide horizontaux, verticaux et inclinés, dans le but de définir et d'améliorer les modèles physiques nécessaires à l'établissement d'outils de calculs industriels. La compréhension des phénomènes liés au développement des différents régimes d'écoulement en conduite se révèle être une étape importante dans l'amélioration de la simulation de ces écoulements en régime transitoire.

1.2.Généralité

L'écoulement diphasique est rencontré dans beaucoup d'applications d'ingénierie. C'est un sujet difficile principalement en raison de la complexité de la forme dans laquelle les deux fluides existent à l'intérieur du tube, connue sous le nom de régime d'écoulement ; Dans ce type d'écoulement, la distribution ou la topologie géométrique des phases influencent sensiblement la quantité de mouvement, les taux de transferts d'énergie et de masse. L'étude de ce couplage complexe entre l'écoulement dans chaque phase et la géométrie d'écoulement dans l'écoulement diphasique présente un défi important. Ce sujet est devenu progressivement important et a besoin d'une meilleure compréhension afin de mener des exploitations sûres et une conception optimale.

1.2.1. Domaines d'application des écoulements diphasiques

Les principaux domaines où les processus industriels ont suscité un développement important sont concernés par les écoulements diphasiques gaz-liquide. Le génie chimique et le génie de procédés qui vise à augmenter les surfaces d'échanges pour favoriser les réactions chimiques. En génie nucléaire les applications de cet écoulement sont d'une envergure importante, car pour prévoir le comportement des circuits de refroidissement des réacteurs nucléaires en fonctionnement nominal (en régime transitoire ou en évolution accidentelle), la connaissance approfondie de la thermo-hydraulique des écoulements diphasiques est nécessaire. Les écoulements diphasiques observés dans ces systèmes sont du type Eau-air comme dans les tours aéroréfrigérantes (Figure 1.1.a.) et eau-vapeur dans les réacteurs nucléaires à eau bouillante (Figure 1.1.b.)

Aéroréfrigérant à tirage naturel



Figure 1.1.a. Tour aéroréfrigérante

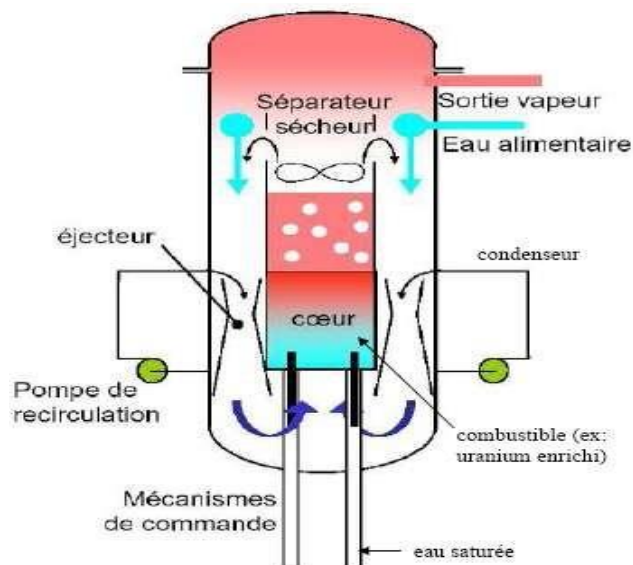


Figure 1.1.b : Réacteur nucléaire (REB).

En génie pétrolier, les écoulements gaz-liquide sont fréquemment rencontrés surtout dans l'exploitation des gisements. La configuration de cet écoulement qui est du type écoulement à poches. En exploitation naturelle, le pétrole est extrait sous l'effet de la pression exercée par le gaz sur le liquide, et en exploitation assistée on injecte du gaz sous pression dans la poche du gisement (Figure 1.2)

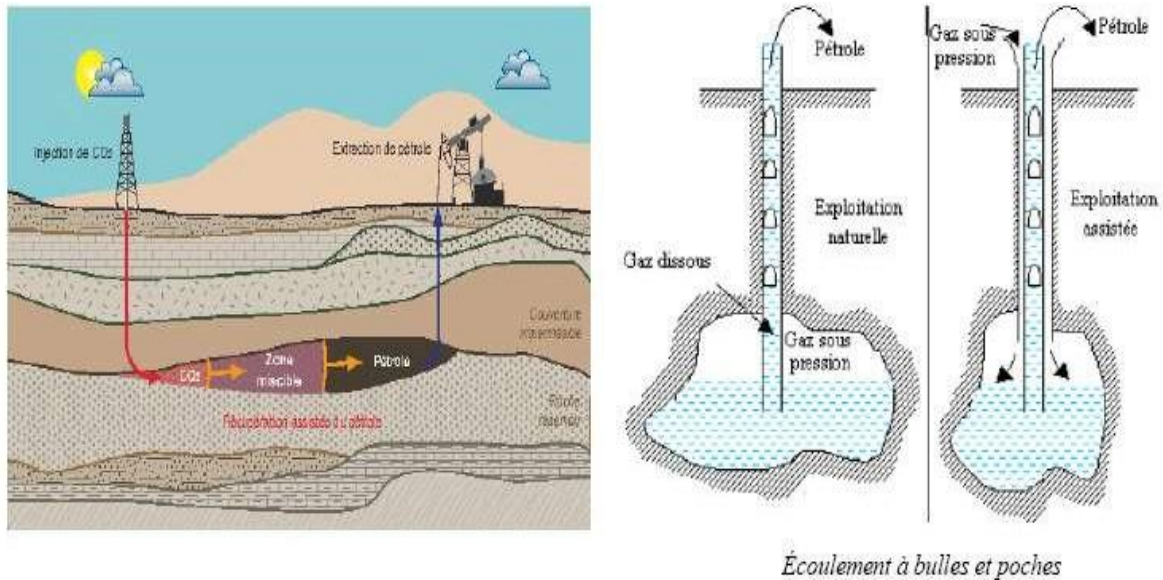


Figure 1.2 : Exploitation des gisements de pétrole.

Dans d'autres nombreux secteurs industriels ces écoulements interviennent comme par exemple, les échangeurs à chaleur, machines frigorifiques ou les pompes de type gaz lift et même dans l'industrie automobile. [2]

1.3. Les écoulements diphasiques

1.3.1. Définition

Les régimes d'écoulement diphasique proposés dans la littérature dépendent des configurations d'écoulements, c'est-à-dire de la topologie des interfaces entre les deux fluides et de la dispersion d'une phase au sein de l'autre phase. Il convient donc d'identifier la cartographie des écoulements étudiés, c'est-à-dire d'identifier les configurations observées en fonction des vitesses débitantes des deux fluides. La description des configurations d'écoulement prend donc en compte:



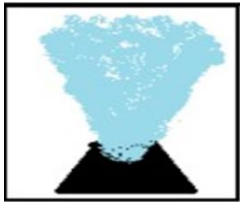
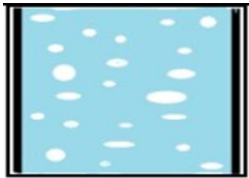

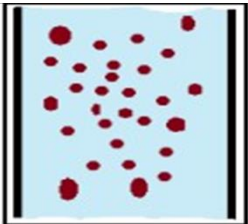
- les structures géométriques des interfaces "bulles, poches, annulaire..."
- les dimensions caractéristiques des parties fluides "diamètres des bulles et leur forme géométrique, longueur des poches, épaisseur de film liquide..." [3].

Ces descriptions sont généralement basées sur un examen visuel, souvent qualitatif et subjectif.

1.3.2. Configurations des écoulements diphasiques

1.3.2.1. Les écoulements diphasiques selon les structures d'interface

La propriété la plus importante d'un écoulement diphasique est sa configuration, c'est-à-dire les caractéristiques géométriques des interfaces séparant le gaz et le liquide.

Type d'écoulement	définition	Modèle	géométrie
Écoulement séparé	<p>L'écoulement séparé comprend des régimes en jet Film liquide et annulaire.</p> <p>Dans ce type d'écoulement, deux phases circulent séparément sous la forme de jets parallèles</p>	Film liquide	
		Annulaire	
		Jet	
Écoulement dispersé	<p>Cette classe peut être divisée en plusieurs régimes selon la nature de la phase dispersée particule, gouttelette ou bulle.</p> <p>Dans ce type d'écoulement, la phase dispersée est largement dispersée sous forme des bulles, des gouttes ou des particules Dans la phase continue.</p>	Bulles dans un liquide	
		Gouttelette dans un gaz	
		Particules dans un gaz ou un liquide	



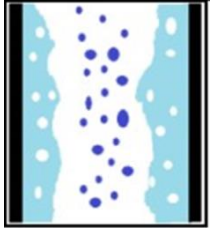
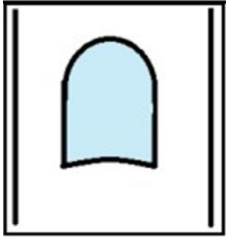
Ecoulement de transition	<p>Pendant que la structure d'interface change graduellement, il existe une troisième classe qui est la combinaison de l'écoulement séparé et dispersé.</p> <p>La transition se produit souvent pendant le changement de phase dans des mélanges de liquide-vapeur.</p> <p>Quatre régimes peuvent être distingués: écoulement à poches ou pulsatile, écoulement annulaire à bulles, écoulement annulaire à gouttes et écoulement annulaire à gouttes et à bulles.</p>	Bulle dans le Film	
		Goute dans le cœur	
		Bulles dans le film et gouttes dans le cœur	
		Poche churn	

Tableau 1.1: Classification d'écoulement diphasique en conduite verticale (Ishii (1975)).

En principe, celle-ci est déterminée par les conditions aux limites imposées et la géométrie du système ; dans le cas où toutes les conditions aux limites ne sont pas connues (par exemple les conditions d'injection, la turbulence à l'amont du système), la configuration est déterminée par l'observation ou parfois peut être prévue. On distingue trois configurations élémentaires citées sur le tableau 1.1 ci-dessus.

1.4. Les régimes d'écoulements diphasiques

Les régimes d'écoulements diphasiques gaz-liquide peuvent apparaître dans différentes configurations topologiques. Ces configurations sont basées sur la description d'interface ce qui nommées par les régimes d'écoulements.

1.4.1. Configurations d'écoulement diphasique dans une conduite simple

1.4.1.1. Ecoulement horizontal

En ce qui concerne les tubes horizontaux, le nombre de configuration d'écoulement augmente, la gravité rompant la symétrie radiale, la figure (figure 1.3) donne les différentes configurations de ces écoulements :

- L'écoulement à bulles (Bubbly flow) :** Il s'agit tant comme le cas de l'écoulement vertical, de bulles dispersées dans la phase liquide, cependant la gravité à tendance à rassembler les bulles au sommet du tube.
- L'écoulement à poches de gaz (Plug flow) :** Cet écoulement, ainsi que l'écoulement à bouchons est intermittent. Les bulles de gaz sont plus grosses tandis que les poches de liquide contiennent de nombreuses petites bulles.
- L'écoulement à bouchons (Slug flow) :** Cette configuration est caractérisées par des bulles en forme d'ogives comme pour les écoulements verticaux, cependant les bulles de déplacent dans la partie supérieure du tube.

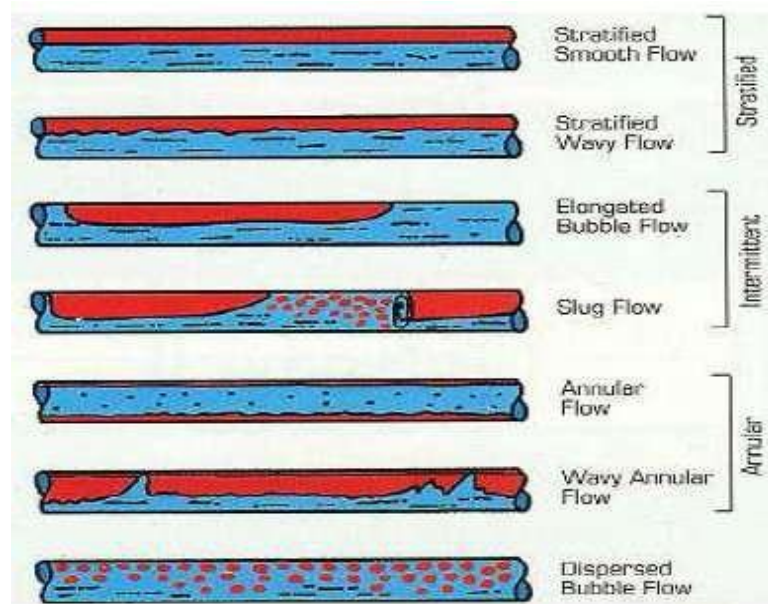


Figure 1.3 : Régimes d'écoulement gaz-liquide dans un tube Horizontal [4].

- L'écoulement stratifié (Stratified flow) :** Cette configuration obtenue pour de faibles débits gazeux et liquides. Le liquide s'écoule dans la partie inférieure du tube et le gaz dans la partie supérieure.
- L'écoulement à vagues (Wavy flow) :** Une augmentation de la vitesse de la phase

gazeuse provoque l'apparition de vague à interface liquide-gaz.

- f) **L'écoulement annulaire (Annular flow)** : Cette configuration est identique à celle rencontrée pour les tubes verticaux. La gravité tend à rendre le film de liquide plus épais dans la partie inférieure du tube, phénomène qui disparaît lorsque la vitesse du gaz augmente. Voir (figure 1.3).

1.4.1.2. Écoulement vertical

Les régimes d'écoulements verticaux sont généralement plus symétriques comparés aux écoulements horizontaux. Les systèmes d'écoulement qui se produisent dans le tuyau vertical, sont similaires à ceux trouvés dans le tube horizontal, mais il y a une différence est qu'il y a un côté inférieur du tube favorisée par le liquide le plus dense. L'une des conséquences est que l'écoulement stratifié n'est pas possible dans le tube vertical.

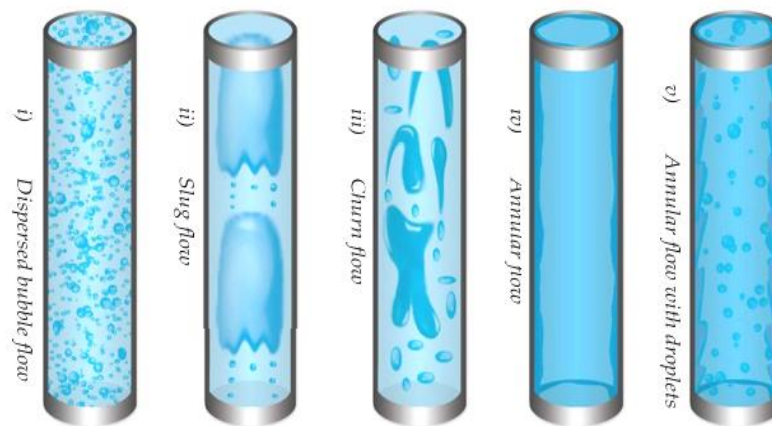


Figure 1.4 : Régimes d'écoulements dans les conduites verticales [5].

a) Écoulement à bulles (bubbly flow):

- Fraction de vide la plus faible
- Phase gazeuse sous forme de bulles discrètes.
- Phase liquide continue.
- Bulles - presque sphériques, plus petit que le diamètre du tube.

b) Écoulement à poches (slug flow) :

La concentration de la fraction de vide de gaz augmente.

c) Écoulement a forte coalescence (Churn flow) :

L'écoulement à poches peut mener à des instabilités. Dans cette situation la forme du bouchon est très irrégulière, avec une interface instable et allongée.

d) Écoulement annulaire (Annular flow) :

La phase liquide circule comme un film près des parois du tube, avec ou sans bulles. Cette phase est aussi présente sous une forme dispersée, dans la phase gazeuse qui s'écoule dans le centre du tube.

e) Écoulement annulaire dispersées (wispy Annular Flow) :

La phase liquide se présente comme de petites gouttes dispersées dans la phase gazeuse continue, le liquide mouille la paroi de la conduite. Généralement, l'écoulement dispersé n'est pas obtenu pour les conditions adiabatiques, où il y a une quantité de liquide même petite est généralement présente.

1.4.1.3. Ecoulements incliné

Dans les tubes inclinés, les configurations d'écoulement se sont avérées être les mêmes que dans les tubes verticaux excepté la limitation voire la disparition du régime d'écoulement pulsé [6].

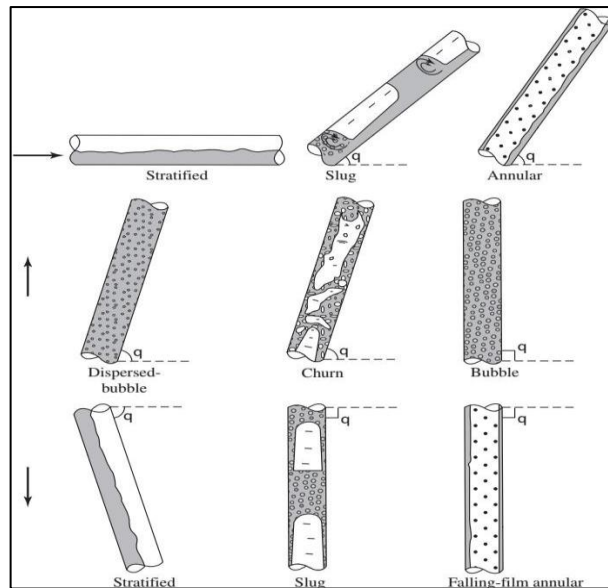


Figure 1.5 : Modèles d'écoulement pour toute la gamme d'angles d'inclinaison (Shoham,2006) [7].

a) Écoulement à bulles (Bubbly flow)

La phase de vapeur est distribuée sous forme de bulles discrètes dans une phase continue de liquide. La taille des bulles n'approche pas le diamètre de tube. Les bulles se déplacent à la partie supérieure du tube à la même vitesse que le liquide.

b) Écoulement à poches (plug flow)

C'est un écoulement intermittent qui se produit à de bas débits de gaz et à un débit liquide modéré. Dans ce régime, des poches de liquide et de gaz se déplacent alternativement à la partie supérieure du tube. L'écoulement à poches se nomme également écoulement de bulles ovales.

c) Écoulement stratifié (stratified flow)

L'écoulement stratifié provient de la ségrégation des deux phases sous l'influence de la gravité. L'interface gaz liquide est plus ou moins courbée. Cet écoulement apparaît en écoulement ascendant à des très faibles inclinaisons, mais en écoulement descendant, il peut apparaître même pour de très grandes pentes. En fonction des forces de capillarité ou des

ondes de gravité, l'écoulement stratifié peut être lisse (stratified smooth flow) ou à vague (stratified wavy flow) pour les angles d'inclinaison supérieurs à 5 degrés. La théorie et l'expérience montrent que des vagues existent dans la totalité de la zone d'écoulement stratifié. La configuration stratifiée concerne généralement les conduites horizontales ou faiblement inclinées, où le liquide s'écoule dans la partie inférieure et le gaz dans la partie supérieure.

d) Ecoulement à vagues (wavy flow)

Si la vitesse de gaz augmente, des ondulations se forment sur l'interface liquide-gaz et elles se déplacent dans la direction de l'écoulement. L'amplitude des ondulations dépend de la vitesse relative entre les phases et les propriétés du fluide, telles que sa densité et sa tension superficielle.

e) Ecoulement à bouchons (slug flow)

Quand la vitesse de gaz augmente dans un écoulement à poches, le liquide forme des bouchons. L'écoulement est plus désordonné comparé à l'écoulement à poches et l'interface entre le gaz et le liquide n'est pas nettement définie. L'écoulement à poches et l'écoulement à bouchons sont souvent considérés comme un seul régime d'écoulement appelé écoulement intermittent.

f) Ecoulement annulaires (annular flow)

Un film de liquide se forme sur la paroi du tube. Habituellement, le film liquide en bas du tube est beaucoup plus épais que le film au dessus. La distribution de l'épaisseur de film dépend de la vitesse de gaz.

g) Ecoulement dispersés (spray flow)

Ceci se produit quand tout le liquide est entraîné par la vitesse élevée du gaz dans un noyau de gaz. La phase de vapeur est la phase continue et le liquide forme un brouillard dans le gaz (des gouttelettes pulvérisées qui peuvent être trop petites pour être vues).

h) Ecoulement à forte coalescence (Churn flow)

Lorsque la vitesse de l'écoulement est augmentée, les bouchons se décomposent en un régime instable. C'est un régime entre l'écoulement à bouchons et l'écoulement annulaire.

1.4.2. Configurations d'écoulement diphasique dans une conduite annulaire

Les régimes d'écoulement diphasique traversant une conduite verticale ascendant concentrique et excentrique sont présentés dans les figures 1.6 et 1.7, respectivement.

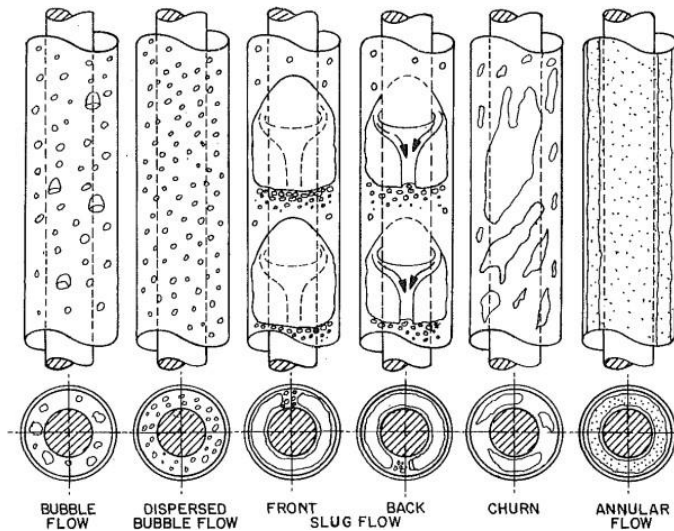


Figure 1.6 : Régimes d'écoulement diphasique vertical ascendant traversant une conduite annulaire concentrique. [1].

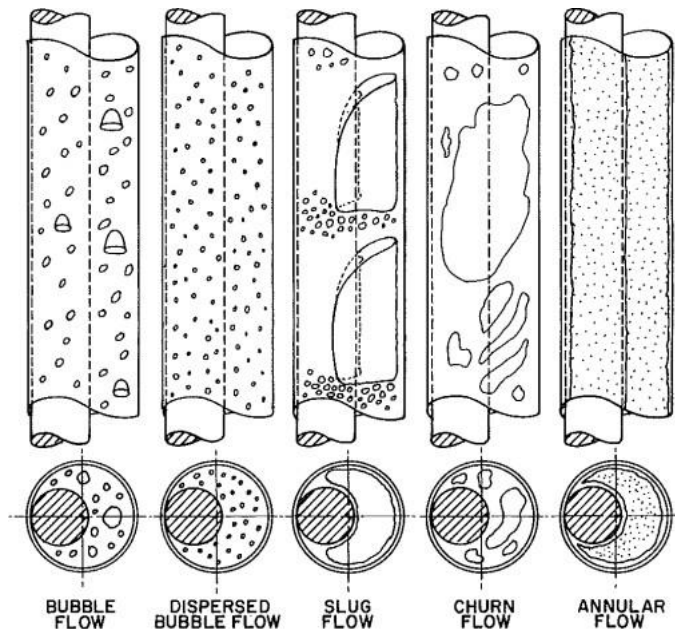


Figure 1.7 : Régimes d'écoulement diphasique vertical ascendant traversant une conduite annulaire excentrique [1].

1.5. Principaux paramètres de l'écoulement diphasique

Dans chaque volume (sous-volume) ou section considérée pour établir les équations de bilan, par exemple comme sur la Figure (1.8) on suppose que chacune des deux phases (liquide L, gazeuse G) occupe une partie du volume (V_L , V_G) ou la section de passage disponible (A_L , A_G). Dans chaque section, chaque phase circule avec une vitesse moyenne propre (U_L , U_G). Dans chaque volume (sous-volume) ou section, chaque phase a une température moyenne propre (T_L , T_G). Les différents composants de la phase gazeuse seront supposés en équilibre de température. [9]

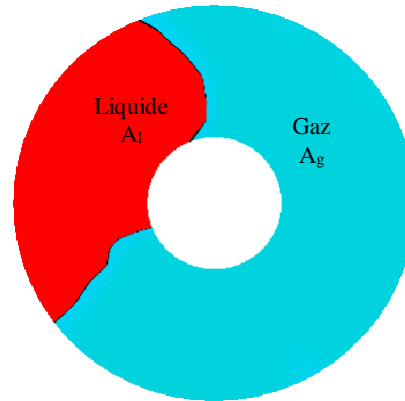


Figure 1.8 : Disposition des phases gaz/liquide en équilibre.

1.5.1. Fraction de vide

Dans l'écoulement diphasique, le taux de vide est l'un des paramètres les plus importants à définir. Il définit la section occupée par chaque phase par rapport au total. Le taux de vide représente un paramètre fondamental dans le calcul des coefficients de transfert thermique, des transitions des régimes d'écoulement et des chutes de pression. Il est défini par : [10], [11].

$$\alpha = \frac{A_G}{A_G + A_L} \quad (1.1a)$$

$$\alpha = \frac{V_G}{V_G + V_L} \quad (1.1b)$$

$$\alpha = \frac{T_G}{T_G + T_L} \quad (1.1c)$$

A_G est la somme des sections occupées par la vapeur et A_L est la somme des sections occupées par le liquide comme l'illustre la Figure 1.9. La fraction de vide s'étend de $\alpha = 0$ à $\alpha = 1$ à $x = 1$. [12].

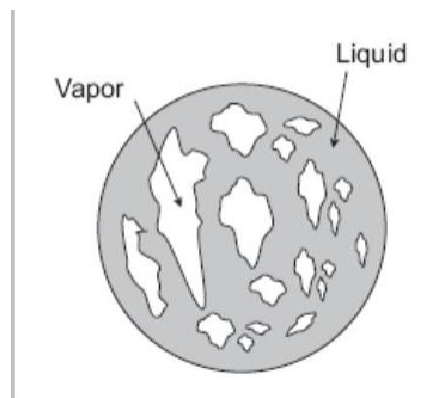


Figure 1.9 : Section du taux de vide.

1.5.2. Débit massique

Le débit massique du mélange gaz-liquide est donné par la formule suivante :

$$\dot{M}_{TP} = \dot{M} = \dot{M}_L + \dot{M}_G \quad (1.2)$$

Ainsi que pour les deux phases :

$$\dot{M}_L = \rho_L U_L A_L \quad (1.3)$$

$$\dot{M}_G = \rho_G U_G A_G \quad (1.4)$$

Avec :

ρ : Masse volumique.

U : vitesses locales

A : Aires d'écoulement occupées par le liquide et de gaz.

1.5.3. Débit volumique

Les débits volumiques des deux phases, liquide et gazeuse, sont :

$$Q_L = \frac{\dot{M}_L}{\rho_L} \quad (1.5)$$

$$Q_G = \frac{\dot{M}_G}{\rho_G} \quad (1.6)$$

Avec :

\dot{M}_L : Débit massique

ρ : Masses volumiques

1.5.4. Vitesses massiques

La vitesse massique (G) ou le flux massique est définie pour être le rapport du débit massique (M) divisé par la section. [13]

$$G = \frac{\dot{M}}{A} \quad (1.7)$$

- vitesse massique de liquide :

$$G_L = \frac{G(1-\alpha)}{1-\alpha} = \rho_L V_L \quad (1.8)$$

- vitesse massique de gaz :

$$G_G = \frac{G\alpha}{\alpha} = \rho_G V_G \quad (1.9)$$

- vitesse moyenne :

Les vitesses moyennes (appelées également les vitesses réelles) des phases

$$V_G = \frac{\dot{Q}_G}{AG} = \frac{\dot{Q}_G}{\alpha A} \quad (1.10)$$

$$V_L = \frac{\dot{Q}_L}{A_L} = \frac{\dot{Q}_G}{(1-\alpha)A} \quad (1.11)$$

En appliquant l'équation de la continuité, il est possible de définir les vitesses moyennes du liquide et de la vapeur dans un canal comme suit :

$$V_G = \frac{x}{\alpha} \frac{\dot{M}}{\rho_G A} = \frac{G}{\rho_G} \frac{x}{\alpha} \quad (1.12)$$

$$V_L = \frac{(1-x) \dot{M}}{(1-\alpha) \rho_L A} = \frac{G (1-x)}{\rho_L (1-\alpha)} \quad (1.13)$$

1.5.5. Rapport de glissement

C'est le rapport des vitesses moyennes des deux phases dans une section :

$$\gamma = V_G / V_L \quad (1.14)$$

1.5.6. Vitesses superficielles

Les vitesses superficielles (appelées également les flux volumétriques) des phases V_{GS} et V_{LS} sont définies comme le rapport du débit volumétrique de la phase considérée à la section totale de l'écoulement diphasique. [14].

$$V_{GS} = \frac{\dot{M}}{\rho_L A} \frac{\dot{Q}_G}{A} = \frac{G}{\rho_G} x = \alpha V_G \quad (1.15)$$

$$V_{LS} = \frac{\dot{Q}_L}{A} = \frac{G}{\rho_G} (1-x) = (1-\alpha) V_L \quad (1.16)$$

1.5.7. Le titre de vapeur

Le titre réel x (ou la fraction massique du gaz) est défini comme étant le rapport du débit massique de vapeur au débit massique total.

$$x = \frac{\dot{M}_G}{\dot{M}} = \frac{\rho_G A_G V_G}{\rho_L A_G V_G + \rho_L A_L V_L} \quad (1.17)$$

1.6. Etude sur l'écoulement annulaire

1.6.1. Définition

La conduite annulaire est caractérisée par l'existence de deux tuyaux circulaires, où l'écoulement se produit à travers la zone délimitée par la paroi interne du tuyau extérieur et la paroi extérieure du tuyau intérieur. Deux paramètres géométriques déterminent ces configurations: le rapport du diamètre du tube annulaire et le degré d'excentricité. [1].

L'écoulement diphasique dans une conduite annulaire pour les deux phases circulant vers le haut et vers le bas est un type d'écoulement séparé sans couplage direct entre les deux phases. Le noyau de gaz est entouré par le film de liquide continu adjacent à la paroi du tuyau. En écoulement annulaire, le gaz s'écoule le long du centre du tube. Le liquide s'écoule partiellement sous la forme d'un film le long des parois du tube et partiellement sous forme de gouttelettes dans le noyau gazeux central. [15].

1.6.2. Paramètres annulaires

1.6.2.1. Le rapport du diamètre du tube annulaire

Représente une certaine mesure pour la zone d'écoulement et est exprimé par:

$$K = \frac{D_T}{D_C} \quad (1.18)$$

Où : D_T est le diamètre extérieur du tuyau intérieur (tuyauterie) et D_C est le diamètre intérieur du tuyau externe (tubage).

1.6.2.2. Le degré d'excentricité

Est pris en compte pour le déplacement du tuyau interne du centre du tuyau extérieur et est exprimé par:

$$e = \frac{2DBC}{D_C - D_T} \quad (1.19)$$

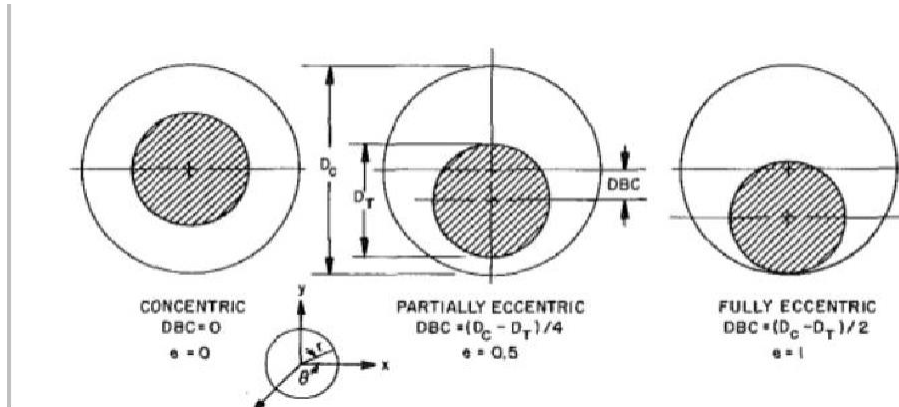


Figure 1.10 : Configuration Annulaire [25].

Où **DBC** est la distance entre les centres de canalisation. Les conduites annulaire le degré d'excentricité peut avoir des valeurs d'excentricité variant de zéro à un. Une excentricité de zéro se produit lorsque les centres de la conduite coïncident et que la configuration est un anneau concentrique. Une excentricité se produit lorsque les parois des tuyaux ont un point de contact et que la configuration est un anneau totalement excentrique. La figure 1.10 montre des sections transversales d'anneaux avec la même valeur de rapport de diamètre de tuyau, K , et pour des excentricités de 0,0, 0,5 et 1,0.

1.6.2.3. Le diamètre hydraulique

Le diamètre hydraulique dans les conduites annulaire est correspond à quatre fois la surface d'écoulement divisée par le périmètre mouillé. Pour les configurations annulaires [16].

$$D_H = \frac{2A}{p} = D_C - D_T \quad (1.20)$$

1.6.2.4. Facteur de friction (de frottement) dans un écoulement monophasé

Pour les conduites non circulaires, les facteurs de frottement à écoulement monophasique sont souvent déterminés par l'application du concept de diamètre hydraulique. Cependant, ce concept est mieux adapté aux hauts degrés de turbulence. Les prédictions de facteurs de frottement pour la conduite annulaire sous n'importe quel degré de turbulence ont été présentées de plusieurs études en fonction du régime d'écoulement existant. [17]

Les corrélations de facteurs de frottement résultantes prennent normalement la forme de l'expression de type **Blasius**.

$$f = C(R_e)^{-x} \quad (1.21)$$

Où C et x sont déterminés empiriquement.

Gunn et Darling ont conclu que la similitude existant entre les facteurs de frottement pour les configurations circulaires et non circulaires dans la région laminaire s'accompagne également d'une similitude dans la région turbulente.

$$f_{NC} = \phi \left(Re \frac{F_C}{F_{NC}} \right) \quad (1.22)$$

Re : est le nombre de Reynolds

F_C et F_{NC} sont les paramètres de géométrie de frottement pour les configurations circulaires et non circulaires.

Aux nombres élevés de Reynolds, le facteur de friction devient indépendant du rapport $\frac{F_C}{F_{NC}}$

Sadatomu et al ont recommandé l'utilisation d'un diamètre équiperiphérique, pour la prédiction de vitesse de monter de la Bulle. Ce diamètre est équivalent au quotient du la périphérie mouillée divisée par π .

$$V_{TB} = 0.345 \sqrt{g D_{EP}} \quad (1.23)$$

$$D_{EP} = D_C + D_T \quad (1.24)$$

1.6.2.5. Écoulement laminaire

Le facteur de frottement dans l'écoulement laminaire est déterminé à partir de la résolution de l'équation de continuité, de l'équation du mouvement et de l'équation de Fanning. La solution est obtenue pour un écoulement axial newtonien, complètement développé, en régime permanent. Pour un écoulement laminaire vertical ascendant dans un tube circulaire, dans les hypothèses mentionnées, le profil de vitesse axiale est donné par R. Angel et al. [15].

Pour un anneau concentrique:

$$V_Z(r) = \frac{(\pi_0 - \pi_L) R^2}{4\mu_L} \left(1 - 5 \left(\frac{r}{R} \right) + \frac{1-K^2}{Ln\left(\frac{1}{K}\right)} Ln \left(\frac{r}{R} \right) \right) \quad (1.25)$$

Où R le rayon du tube externe

La vitesse axiale moyenne sur la surface de la section transversale est donnée par :

$$\langle V_Z \rangle = \frac{(\pi_0 - \pi_L) R^2}{8\mu_L} \left(\frac{1-K^4}{1-K^2} - \frac{1-K^2}{Ln\left(\frac{1}{K}\right)} \right) \quad (1.26)$$

En appliquant le concept de diamètre hydraulique à l'anneau concentrique, le rayon intérieur du tube externe est donné par :

$$R = \frac{D_h}{2(1-K)} \quad (1.27)$$

Substituer l'équation (1.27) dans l'équation (1.26) rendements :

$$\langle V_Z \rangle = \frac{(\pi_0 - \pi_L) D_h^2}{32\mu_L (1-K)^2} \left(\frac{1-K^4}{1-K^2} - \frac{1-K^2}{Ln\left(\frac{1}{K}\right)} \right) \quad (1.28)$$

$$f_{CA} = \frac{f_{CA}}{R_e} = \frac{16}{R_e} \frac{(1-K)^2}{R_e \left(\frac{1-K^4}{1-K^2} - \frac{1-K^2}{\ln(1/K)} \right)} \quad (1.29)$$

Où f_{CA} le facteur de friction laminaire et f_{CA} est le paramètre frottement de géométrie pour un anneau concentrique.

1.6.2.6. Écoulement turbulent

Le facteur de frottement pour un écoulement turbulent monophasé dans une conduite annulaire décrit dans littérature, peut être prédit principalement par trois procédures: corrélation empirique; corrélation semi-empirique et la distribution universelle de la vitesse.

Combiner les développements de Gunn et Darling dans une expression de type de Nikuradse, le facteur de frottement pour les anneaux concentriques et excentriques sont prédits, respectivement.

$$\frac{1}{\left(f_{CA} \left(\frac{F_P}{F_{CA}} \right)^{0.45 \exp[(R_e - 3000)/10^6]} \right)^{1/2}} = 4 \log \left(R_e \left(f_{CA} \left(\frac{F_P}{F_{CA}} \right)^{0.45 \exp[(R_e - 3000)/10^6]} \right)^{1/2} \right) - 0.40 \quad (1.30)$$

$$\frac{1}{\left(F_{EA} \left(\frac{F_P}{F_{CA}} \right)^{0.45 \exp[(R_e - 3000)/10^6]} \right)^{1/2}} = 4 \log \left(R_e \left(f_{EA} \left(\frac{F_P}{F_{CA}} \right)^{0.45 \exp[(R_e - 3000)/10^6]} \right)^{1/2} \right) - 0.40 \quad (1.31)$$

Dans ces équations, f est le facteur de friction de Fanning et F est le paramètre de géométrie de frottement par écoulement laminaire. Les données ont été collectées pour un écoulement d'eau turbulent monophasé dans des anneaux concentriques et totalement excentriques. [16].

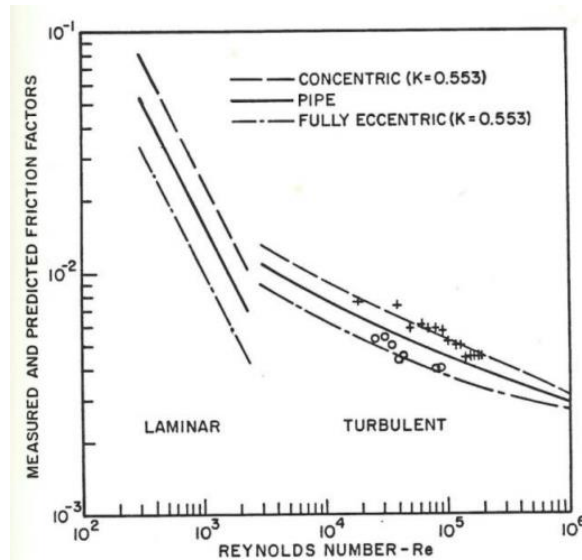


Figure 1.11 : Rendement du modèle de facteur de friction Fanning [15].

1.7. Phénomènes rencontrent en ascension des bulles en écoulement diphasique

La relation entre la taille et la vitesse d'une bulle en mouvement dans un liquide est très compliquée. Parmi les facteurs à prendre en compte. La présence des impuretés actives qui s'accumulent à la surface de l'interface gaz liquide qui augmente la vitesse de montée de la bulle. Ces impuretés actives ne sont pas nécessairement uniformément distribuées à l'interface. Ils ont tendance de s'accumuler à l'arrière de la bulle.

- La taille de la bulle.
- La viscosité de la phase continue.
- Le nombre de Reynolds de la bulle.

Avec une augmentation des valeurs du nombre de Reynolds, la bulle passe d'une forme sphérique sans circulation à une sphère avec circulation de gaz en raison de la traînée à l'interface gaz-liquide et d'un sphéroïde aplati de forme irrégulière.

En plus des études expérimentales, la simulation numérique est fréquemment appliquée pour obtenir une meilleure compréhension d'écoulements diphasiques dans les colonnes à bulles. Une simulation exacte du mouvement des bulles exige une connaissance détaillée des forces d'interaction entre les phases du gaz et du liquide.

En plus de leur instabilité dans leur trajectoire, les bulles peuvent subir de nombreuses déformations. Ce comportement oscillatoire de la trajectoire et de la forme de la bulle est souvent appelé "woobling". Ce phénomène est encore mal compris ; en particulier, le mouvement, le sillage et la forme des bulles font l'objet de recherches actives. [18].

1.7.1. Coalescence des bulles

La coalescence des bulles (figure 1.12) est d'un grand intérêt pour plusieurs applications industrielles. Elle peut être favorable pour le cas des processus de séparation comme elle peut être un inconvénient pour le cas des réacteurs chimiques où il est désirable d'avoir une grande section inter faciale.

Dans les écoulements gaz-liquide, les bulles sont souvent en interaction. En fonction de la taille, de la vitesse de la bulle et de la fréquence des collisions, Les bulles peuvent se séparer ou se coaliser. Le phénomène de coalescence englobe trois phases :

- Un contact initial entre les bulles, contrôlé essentiellement par l'hydrodynamique du volume de liquide sous forme d'un film de l'ordre de μm séparant les deux bulles.
- La deuxième étape, c'est l'amincissement graduel du film de l'ordre de μm .
- Une fois le film a mince, on assiste à un mécanisme d'instabilité qui conduit à la rupture du film et la formation de la bulle coalescée.



Figure 1.12 : Représentation du phénomène de coalescence des bulles.

1.7.2. Collision des bulles

La collision entre deux bulles est due à la vitesse relative entre elles. Prince (1990) a mentionné trois mécanismes responsables de cette collision : la turbulence, la flottabilité et le cisaillement laminaire.

Le mouvement d'un vortex dont la longueur est de l'ordre du diamètre de la bulle est responsable de la vitesse relative entre les bulles. Les très petits tourbillons ne contiennent pas assez d'énergie pour affecter de manière significative le mouvement de la bulle, mais les tourbillons plus grands (plus grands que la taille de la bulle) transportent le groupe de bulles sans entraîner de mouvement relatif.

La collision peut également être le résultat des différentes vitesses des bulles de différentes tailles soumises à l'effet de la flottabilité.

Dans le cas d'un cisaillement laminaire, la collision est le résultat du développement de grands flux, par exemple, dans une colonne à bulles pour des flux de gaz suffisamment élevés.

La collision peut également être le résultat de la différence de vitesse de bulles de tailles différentes soumises à l'effet de flottabilité.

La collision peut conduire à la coalescence et assure le contact des bulles pour une période de temps suffisante pour l'amincissement du film entre eux jusqu'à une valeur critique de rupture. Ce temps de contact est fonction de la taille de la bulle et de l'intensité de la turbulence. [18].

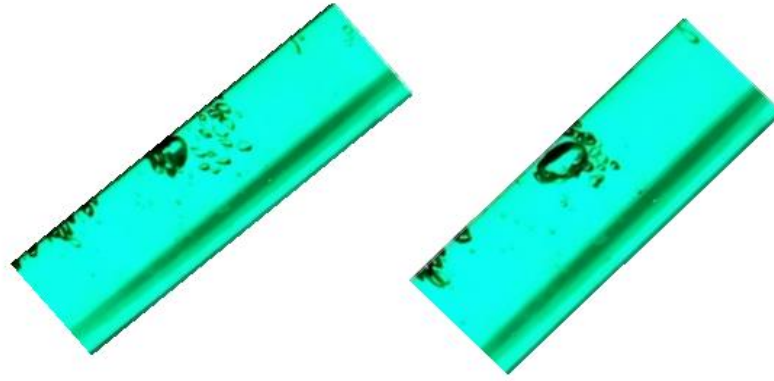


Figure 1.13 : Phénomène de collision des bulles.

1.7.3. Phénomène de zig-zag

L'écoulement dans le sillage d'une et de deux bulles d'air en interaction, s'élevant librement dans l'eau est étudié expérimentalement en utilisant l'imagerie numérique par particules en combinaison avec un enregistrement à grande vitesse. Les expériences se concentrent sur des bulles ellipsoïdales d'un diamètre d'environ 0,4-0,8 cm qui montrent un mouvement de spirale, de zigzag et de balancement pendant leur montée dans l'eau, qui a étéensemencée avec de petites particules de traceur pour la visualisation de l'écoulement. Dans des conditions de contre-courant dans le canal vertical, les bulles sont retenues au centre de la région d'observation, ce qui permet d'observer les oscillations de sillage et l'interaction des bulles sur plusieurs périodes successives. Grâce à un éclairage diffus simultané en plus de la nappe lumineuse, nous avons pu enregistrer à la fois le trajet et les oscillations de forme de la bulle, ainsi que la structure du sillage dans une coupe transversale horizontale et verticale. Les résultats montrent que le mouvement zigzagant est couplé à une génération et une décharge régulières de structures tourbillonnaires en épingle à cheveux alternées et orientées de manière opposée. Associée à l'oscillation du sillage, la bulle subit une forte déformation asymétrique dans le plan équatorial aux points d'inversion du trajet en zigzag. Le mouvement en zigzag se superpose à une petite dérive latérale de la bulle, ce qui implique l'existence d'une force de soulèvement nette. Ceci s'explique par la force différente observée des tourbillons en épingle à cheveux dans la trajectoire en zigzag. Un phénomène apparemment familier a été trouvé dans les résultats numériques récents du flux de sillage de la sphère.

Pour les bulles en spirale, le sillage est à peu près régulier pour un observateur qui se déplace avec la bulle. Il est constitué d'une paire de filaments tourbillonnaires torsadés qui sont enroulés en hélice et sont fixés à la base de la bulle dans une position asymétrique. L'axe mineur de la bulle est incliné dans le plan tangentiel ainsi que dans le plan radial vers le centre de la spirale. En raison du champ de pression induit par le sillage fixé de manière asymétrique, il existe deux composantes de la force de soulèvement, l'une qui provoque le mouvement latéral et l'autre une force centripète qui maintient la bulle sur une trajectoire circulaire. Un mécanisme est proposé pour expliquer la raison pour laquelle une bulle est en spirale ou en zigzag. Des expériences avec deux bulles libérées simultanément montrent que l'interaction des bulles est fortement déclenchée par la dynamique du sillage. Une fois qu'une bulle est capturée dans le sillage d'une bulle à bascule, elle accélère et s'élève par sauts

successifs jusqu'à ce qu'elles entrent en collision. Les sauts s'expliquent par l'effet d'induction vers le haut des têtes en forme d'anneau des tourbillons en épingle à cheveux qui se détachent de la bulle qui les précède. La collision finale et la répulsion qui s'ensuit agrandit brusquement le sillage pendant un court instant, ce qui semble être une contribution majeure à l'amplification de la production de turbulences dans les flux de bulles. [26].

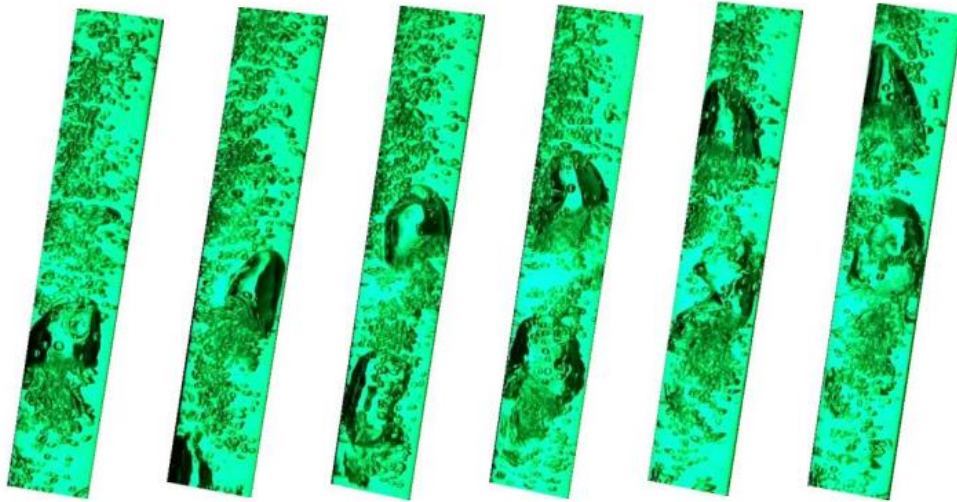


Figure 1.14. Phénomène de zigzag des bulles.

1.8. Cartes d'écoulement diphasique

1.8.1. Carte de Caetano et al (1989)

Ont rapporté l'existence de bulles de Taylor asymétriques dans le flux de poche, mais n'ont pas intégré l'asymétrie dans leur analyse. Les schémas expérimentaux de modèle d'écoulement obtenus pour l'écoulement air-eau et air-kérosène à travers l'anneau concentrique sont donnés sur les Figures 1.15, 1.16 et 1.17. Montre la carte de modèle d'écoulement expérimentale obtenue pour un écoulement air-eau à travers l'anneau totalement excentré. En comparant les cartes de modèle d'écoulement expérimental pour l'écoulement air-eau et l'écoulement d'air-kérosène dans l'anneau concentrique, certains effets de propriété de fluide peuvent être observés. Le mélange air-kérosène représente plus tôt le débit de la bulle, le débit de bulles et le débit de la circulation annulaire et le mélange air-eau. Les caractéristiques expérimentales des modèles d'écoulement et des transitions de flux observées et présentées dans cette section. Le système consiste en un anneau vertical de 16 m de long avec $D_C=76,2$ mm et $D_T=42,2$ mm. [27].

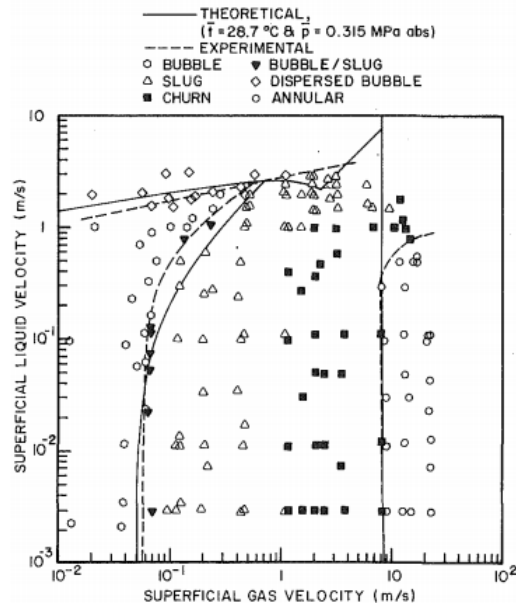


Figure 1.15 : Carte d'écoulement pour l'air-eau - Anneau concentrique.

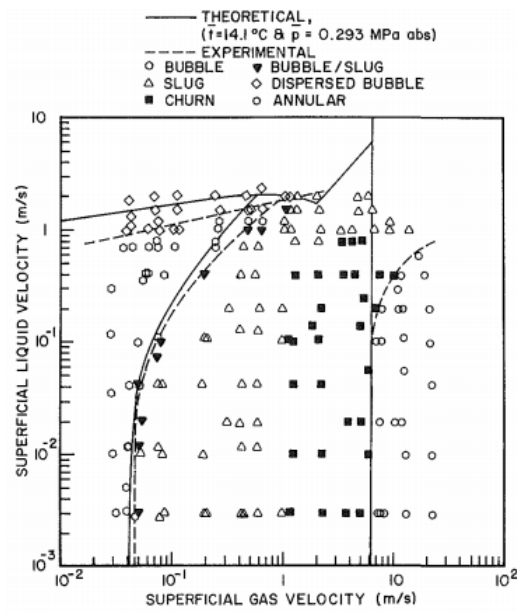


Figure 1.16 : Carte de d'écoulement pour l'air-kérosène. - Anneau concentrique.

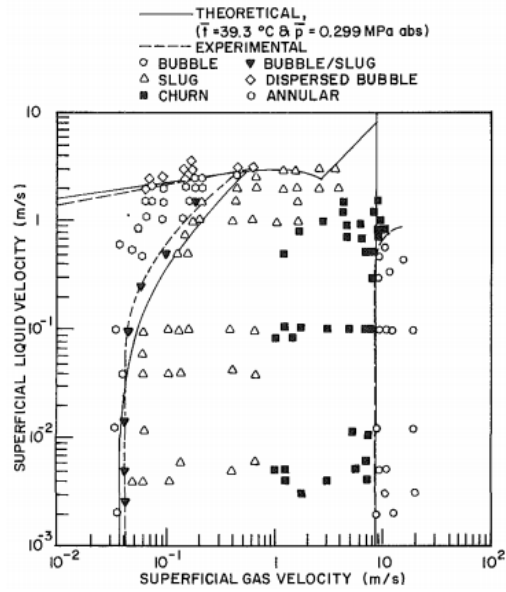


Figure 1.17 : Carte de modèle d'écoulement pour l'air-eau - Annulus complètement excentrique.

1.8.2. Carte de T.T. Yu, H. –Q.Zhang, & M.X. Li & C.Sarica (2010)

Les cartes expérimentales des diagrammes d'écoulement obtenues pour les écoulements air/eau et air/kérosène dans un anneau concentrique sont données aux figures 1.15 et 1.16, respectivement. La figure 1.17 montre les cartes de diagramme d'écoulement pour le débit air/eau dans un anneau entièrement excentrique. La figure 1.15 montre également que les prédictions des modèles flux-modèle-transition concordent généralement avec les résultats expérimentaux. Cependant, il y a un écart pour la transition de la limace au modèle de flux de désabonnement à des vitesses liquides superficielles élevées. Il semble que la transition vers l'écoulement annulaire dans les expériences se produit à V_{SG} inférieur à la prédiction du modèle. Ces cartes utilisent comme système de coordonnées les vitesses superficielles du liquide et du gaz en coordonnées logarithmiques pour définir les zones d'existence de différents régimes d'écoulement.

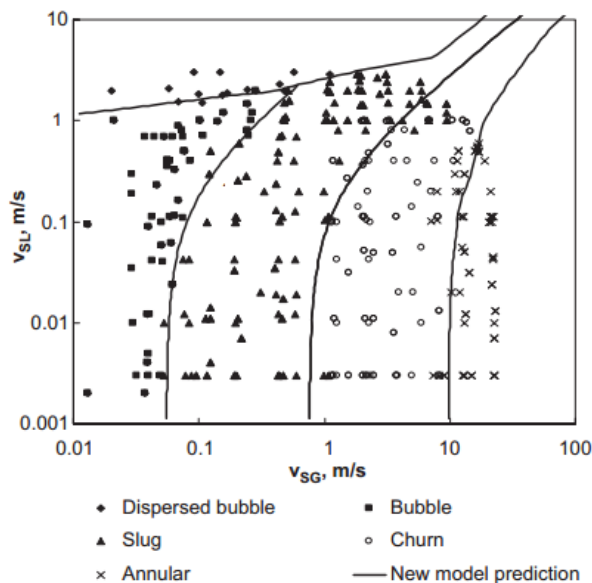


Figure 1.18. Carte du diagramme d'écoulement pour le débit air/eau dans l'anneau concentrique vertical ascendant.

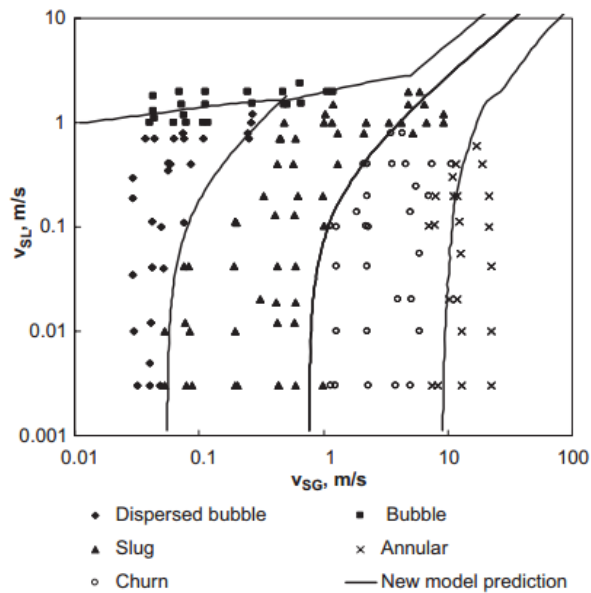


Figure 1.19 : Carte du diagramme d'écoulement pour le débit air/kérosène dans l'anneau concentrique vertical ascendant.

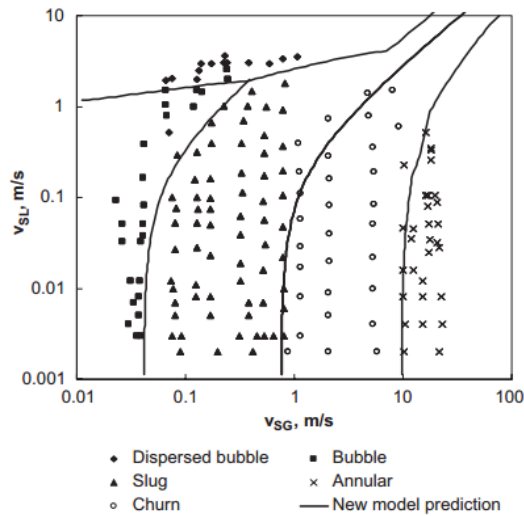


Figure 1.20 : Carte du diagramme d'écoulement pour le débit air/eau dans l'anneau excentrique vertical ascendant.

1.8.3. Carte de G. Das , P. K. Das , N. K. Purohit et A. K. Mitra (1999)

Les données expérimentales ont été enregistrées sur une gamme de vitesses de gaz de 0,04 m/s à 9,0 m/s et des vitesses de liquide de 0,08 m/s à 2,8 m/s dans les trois anneaux et classées dans les régimes d'écoulement. Les résultats ont été présentés à la figure 1.21 pour les sondes P5 et P6. La figure indique qu'à l'exception de quelques points de données, les résultats expérimentaux peuvent être clairement divisés en trois régimes d'écoulement et les transitions entre eux peuvent être représentées par des bandes situées entre les modèles respectifs. [28].

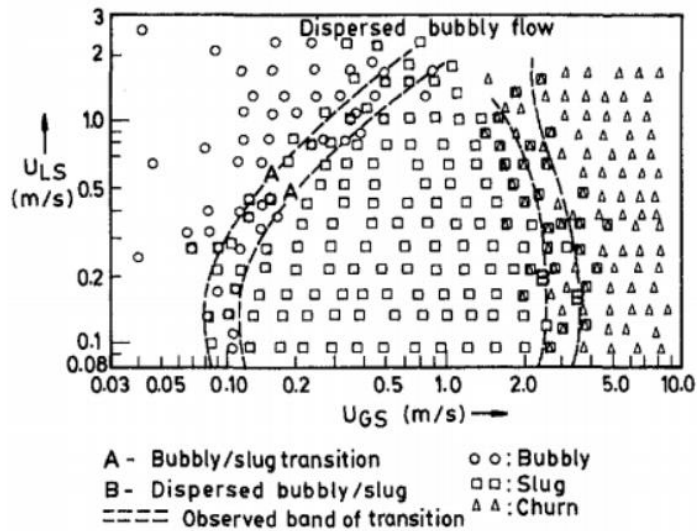


Figure 1.21 : Carte de modèle de flux expérimental.

1.9. Revues bibliographiques

Somchai Wongwises *, Manop Pipathattakul (2005) : Le schéma d'écoulement diphasique, la perte de charge et la fraction de vide dans l'écoulement air-eau diphasique horizontal et incliné vers le haut dans un canal annulaire mini-gap sont étudiés expérimentalement. Une section d'essai annulaire concentrique d'une longueur de 880 mm avec un diamètre extérieur de 12,5 mm et un diamètre intérieur de 8 mm est utilisée dans les expériences. Les phénomènes d'écoulement, qui sont l'écoulement à poche, à bouchon, l'écoulement annulaire, le flux annulaire / bouchons, le flux de bulles / bouchons, le flux de bulles / bouchons, le flux à forte coalescence, le flux de bulles dispersées et le flux de bouchons / bulles, sont observés et enregistrés par caméra à grande vitesse. Un schéma d'écoulement de bouchons ne se trouve que dans le canal horizontal, tandis que les modèles d'écoulement de bouchons / bulles ne sont observés que dans les canaux inclinés. Lorsque l'angle d'inclinaison est augmenté, le début de la transition de la région d'écoulement du bouchon à la région d'écoulement du bouchon (pour le canal horizontal) et de la région du flux du bouchon à la région du flux du bouchon / bulle (pour les canaux inclinés) se déplace vers une valeur inférieure de la vitesse de l'air superficielle. [19]

Das et al 1999 : [20]

Dans cet article, les limites de transition entre les différents régimes d'écoulement pendant le mouvement d'un mélange diphasique gaz-liquide co-courant travers des anneaux concentriques ont été prédites théoriquement. Sur la base des observations expérimentales (Das et al., 1999), des modèles mécanistes ont été proposés pour formuler des équations mathématiques des limites de régime en fonction des dimensions de l'anneau, des propriétés physiques et des vitesses des deux phases. L'analyse a montré que la transition bulle-poches se produisait à une fraction de vide limite de 0,2, et que la transition poches-forte coalescence se produisait en raison de l'inondation des films liquides par les bulles de Taylor. Une

comparaison des prédictions du modèle avec les données expérimentales corrobore la pertinence des mécanismes proposés. Les données expérimentales ont été enregistrées sur une gamme de vitesses de gaz allant de 0,04 m / s à 9,0 m / s et des vitesses de liquide de 0,08 m/s à 2,8 m/s [20].

Lokesh Rohilla and Arup Kumar Das (2017) : La genèse d'un enveloppement sectoriel asymétrique de l'air d'une bulle de Taylor sur l'obstruction annulaire concentrique faisant face dans une colonne stagnante de kérosène est étudiée. Des observations minutieuses sont rapportées à partir d'images traitées prises à l'aide d'une caméra à grande vitesse et avec des simulations basées sur des volumes finis. La reconstruction inter faciale d'une bulle de Taylor est complétée par six étapes distinctes, à savoir, la formation du plateau, le contournement de l'obstruction en forme de beignet suivi de la nucléation, la montée préférentielle, la rétraction du lobe en retard et la formation ultérieure du fil, la consommation de fil, y compris l'étape du segment de bulle, et enfin la manifestation de la bulle annulaire avant de monter en tant qu'enveloppe sectorielle annulaire stable. L'analyse des observations expérimentales liées à l'élévation inter faciale et à l'estimation cinématique à partir de l'étude numérique est présentée à l'appui des allégations liées à différentes étapes de transformation. Une similitude étroite a également été signalée entre les étapes impliquées dans le processus de reconstruction inter faciale processus de reconstruction et instabilité classique de Rayleigh-Taylor. [21]

Caetano et al (1989a) : [22] ont rapporté l'existence de bulles de Taylor asymétriques dans le flux de poche, mais n'ont pas intégré l'asymétrie dans leur analyse; Les schémas expérimentaux de modèle d'écoulement obtenus pour l'écoulement air-eau et air-kérosène à travers l'anneau concentrique. montre la carte de modèle d'écoulement expérimentale obtenue pour un écoulement air-eau à travers l'anneau totalement excentré En comparant les cartes de modèle d'écoulement expérimental pour l'écoulement air-eau et l'écoulement d'air-kérosène dans l'anneau concentrique, certains effets de propriété de fluide peuvent être observés. Le mélange air-kérosène représente plus tôt le débit de la bulle, le débit de bulles et le débit de la circulation annulaire et le mélange air-eau. Les caractéristiques expérimentales des modèles d'écoulement et des transitions de flux observées et présentées dans cette section. Le système consiste en un anneau vertical de 16 m de long avec $D_C=76,2$ mm et $D_T=42,2$ mm.

Sadatomi et al. (1982) : [23] Ont identifié les régimes de bulles, de poches et annulaire en conduite annulaire concentrique avec $D_h > 10$ mm. Ont obtenu et comparé les données du régime d'écoulement pour l'écoulement ascendant dans les conduites rectangulaires, triangulaires et annulaires, comme le montre la (Figure 1.22). Les critères de transition du régime d'écoulement utilisés étaient les intervalles de poche supérieurs à $100D_h$ pour la transition bulles/poches, et $1000D_h$ pour transition de l'écoulement poche-annulaire.

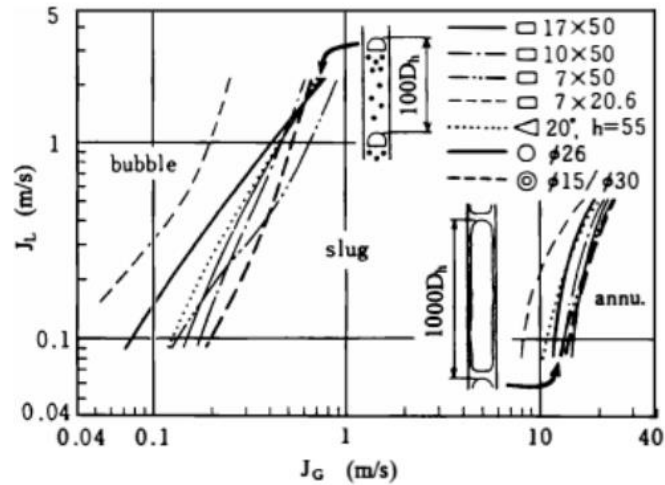


Figure 1.22: Carte de Sadatomi et al. (1982) ont suggéré une carte de modèle d'écoulement pour différents conduits transversaux

D. Barnea et al. (1980) [24], ont étudié le phénomène du régime de transition de l'écoulement liquide-gaz dans un tube horizontal et incliné. Ils ont basé sur l'étude comparative entre les résultats expérimentaux et celui de la théorie. La conduite a un diamètre de 2.55 et 1.95 cm sont utilisées que celles de Taitel et Dukler (1976), où l'inclinaison est de $\pm 10^\circ$ par rapport l'horizontal. Les résultats expérimentaux ils trouvés sont compatible avec la théorie. Dans les grandes inclinaisons, les directions attendues dans l'étude théorique sont correct, mais les prévisions quantitatives sont incorrectes. Ces résultats expérimentaux qui trouvé considère comme une preuve de validation les résultats de la théorie qui a été testé dans les tubes horizontal, l'étude théorique ne peut pas à prédire la stratification-lisse et la stratification ondulée pour les tubes inclinées. Ceci est significatif uniquement pour le flux descendant.

1.10. Bibliographie

- [1] E.F.caetano, O. Shoham, J. P. Brill "*upward vertical two-phase flow through an annulus—part i: single-phase friction factor, taylor bubble rise velocity, and flow pattern prediction*. Journal of Energy Resources Technology, Vol. 114, MARCH 1992.
- [2] Mr. Kheddache Ali : Écoulement diphasique eau-air ascensionnel dans une section d'essai, Promotion 2012-2013
- [3] abdelkader salim, docteur de l'université henri poincaré, nancy-1 en géosciences par. *Écoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-liquide dans les microcanaux* : apport de l'analyse d'image soutenue publiquement le 25 janvier 2006.
- [4] Mr. Kheddache Ali, Écoulement diphasique eau-air ascensionnel dans une section d'essai, mémoire présenté pour l'obtention du diplôme de Master Académique en Génie Mécanique option énergétique, Promotion 2012/2013.
- [5] Bratland, O. (2010). Pipe Flow 2: Multi-phase Flow Assurance. Ove Bratland
- [6] mr aouaichia hamza, étude théorique et simulation numérique de l'ascension d'une bulle dans un milieu continu au repos, mémoire présenté pour l'obtention du diplôme de magister en physique soutenance le 12/03/2015
- [7] shoham, o.: "flow pattern transition and characterization in gas-liquid two phase flow in Inclined pipes," ph.d. Dissertation, tel-aviv university (1982).
- [8] gioia falcone, g. F. Hewitt, claudio alimonti, multiphase flow metering, V o l 54, first édition 2009.
- [9] mr. Senouci sadek, étude de la dégradation des performances d'une pompe centrifuge en écoulement , diphasique mémoire présentée et soutenue publiquement pour l'obtention du diplôme de magister 22 juin 2014
- [10] formation ingénieur 2000, filière «génie énergétique». *Écoulements multiphasiques, partie b écoulements en conduite*: méthodes d'ingénierie classiques.1
- [11] beguin, cédrick, *modélisation des écoulements diphasiques : amortissement, forces interfaciales et turbulence diphasique* école polytechnique de montreal, decembre 2010.
- [12] abdelkader salim, docteur de l'université henri poincaré, nancy-1 en géosciences par. *Écoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-liquide dans les microcanaux* : apport de l'analyse d'image soutenue publiquement le 25 janvier 2006.
- [13] Mr ; zitouni Abdel Halim mémoire de magister en physique Evolution de l'écoulement stratifié présence d'un singularité
- [14] abdelkader salim, docteur de l'université henri poincaré, nancy-1 en géosciences par. *Écoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-liquide dans les microcanaux* : apport de l'analyse d'image soutenue publiquement le 25 janvier 2006.
- [15] ruben pompilio experimental analysis of air-water two-phase flow in vertical large pipes and development of drift- flux models. Tesi di laurea magistrale matr. 783006, anno accademico 2012-2013.

- [16] Angel, r. R., and welchon, j. K., 1964, "low-ratio gas-lift correlation for casing-tubing annuli and large-diameter tubing," *drilling and production practices*, api, p100.
- [17] caetano, f. E., 1985, "upward vertical two-phase flow through an annulus," ph.d. Dissertation, the university of tulsa.
- [18] Seyedeh Sara MADANI. Contributions expérimentales sur la dynamique instationnaire de bulles de Taylor. Présentée et soutenue publiquement le 26 Mars 2010 pour l'obtention du grade de Docteur de l'INPL (Spécialité: mécanique énergétique).
- [19] Somchai Wongwises *, Manop Pipathattakul. "Flow pattern, pressure drop and void fraction of two-phase gas-liquid flow in an inclined narrow annular channel". Department of Mechanical Engineering, King Mongkut's University of Technology Thonburi, Bangmod, Bangkok 10140, Thailand Received 1 July 2005; accepted 16 August 2005
- [20] G. Das, P. K. Das , N. K. Purohit , A. K. Mitra "Flow pattern transition during gas liquid upflow through vertical concentric annuli-part 1: Experimental investigations". *Journal of Fluids Engineering* , December 1999, vol. 121 / 895.
- [21] Lokesh Rohilla and Arup Kumar Das" On Transformation of a Taylor Bubble to an Asymmetric Sectorial Wrap in an Annuli". Department of Mechanical and Industrial Engineering, Indian Institute of Technology Roorkee, 247667 Roorkee, India
- [22] angel, r. R., and welchon, j. K., 1964, "low-ratio gas-lift correlation for casing-tubing annuli and large-diameter tubing," *drilling and production practices*, api, p100.
- [23] m. Sadatomiand y. Sat, "*two- phase flow in vertical noncirculaire channels*" , Intl..multiphaseflow vol.8,no. 6,pp.641- 655,198.
- [24] Barnea, D. O. Shoham, and Y. Taitel, flow pattern transition for gas-liquid horizontal and inclined pipes. *Int. J. multiphase flow*, 1980, 6: p. 217-225.
- [25] James P. Brill. Hemanta Mukherjee, *Multiphase Flow in Wells*. Richardson, Texas 1999.
- [26] TOUATI Aymen LAKHAL Bachir. Etude numérique de régime à bulles d'écoulement diphasique ascendant traversant une conduite verticale. Mémoire présentée et soutenue pour l'obtention du diplôme master 2 énergétiques, 2019-2020
- [27] angel, r. R., and welchon, j. K., 1964, "*low-ratio gas-lift correlation for casing-tubing annuli and large-diameter tubing*," *drilling and production practices*, api, p100.
- [28] Das, G., Das, P. K., Purohit, N. K., & Mitra, A. K. (1999). *Flow Pattern Transition During Gas Liquid Upflow Through Vertical Concentric Annuli—Part I: Experimental Investigations*. *Journal of Fluids Engineering*, 121(4), 895. doi:10.1115/1.2823552
- [29] MERABET AMINE YAHIAOUI ABDELHAK. Etude expérimentale et numérique d'un écoulement diphasique dans une conduite inclinée, Mémoire présentée et soutenue pour l'obtention du diplôme master 2 énergétiques, 2017-2018.

Équations générant des écoulements diphasiques

Sommaire

2.1. Introduction	33
2.2. Les équations de Navier-Stokes.....	33
2.2.1. Equation de continuité.....	33
2.2.2. Equation de continuité de mouvement	34
2.3. Équation de la conservation de masse	34
2.4. La méthode des volumes finis	35
2.4.1. Discrétisations des équations de transport :.....	37
2.5. Algorithme de résolution.....	38
2.5.1. L'algorithme Simple	39
2.5.2. L'algorithme PISO	39
2.6. Généralités sur la méthode volume de fluide VOF.....	40
2.6.1. Limitations du modèle VOF.....	41
2.6.2. Calculs par le modèle volume de fluide (VOF)	41
2.6.3. L'équation de la fraction volumique.....	42
2.6.4. Les propriétés	42
2.6.5. Le schéma explicite.....	42
2.7. Modèles de turbulence.....	43
2.7.1. Equation de transport turbulent.....	43
2.8. Bibliographie	44

2.1.Introduction

Les équations régissant le phénomène étudié sont des équations aux dérivées partielles (EDP) non-linéaires, dont la résolution analytique ne peut être possible au moyen des outils d'analyse mathématique contemporain. Mais, une solution numérique peut être possible en transformant ces équations différentielles en systèmes d'équations algébriques linéaires par une méthode de discrétisation avant de résoudre ce système par des méthodes directes ou par itérations. Il existe plusieurs méthodes numériques :

- Méthode des différences finies
- méthode des volumes finis
- méthode des éléments finis
- Méthodes spectrales,...

Chaque méthode de résolution numérique d'un problème continu comporte une phase de maillage et une phase de discrétisation. La phase de maillage consiste à diviser le domaine d'étude en de petits volumes appelés volumes de contrôle. La phase de discrétisation transforme le problème continu en un problème discret. Les équations ainsi que les conditions aux limites sont approchées par des équations et conditions discrètes.

Pour notre présente étude, nous avons choisi la méthode des volumes finis pour discrétiser les équations du modèle mathématique. Ce chapitre permet d'exposer le travail de simulation réalisé à l'aide du logiciel commercial FLUENT 6.3. Ce code largement utilisé dans l'industrie aéronautique, automobile, offre une interface sophistiquée qui facilite son utilisation. Ces raisons ont motivé notre choix pour l'emploi de ce logiciel qui est basé sur la méthode de discrétisation en volumes finis.

2.2.Les équations de Navier-Stokes

Le mouvement d'un fluide est modélisé par les équations de Navier-Stokes qui permet de traiter les fluides classiques comme l'air, l'eau, l'huile ou aussi les métaux fondus.

Les équations gouvernantes sont :

- la conservation de la masse ou l'équation de continuité,
- la conservation de la quantité de mouvement,

La formulation mathématique des lois de la conservation régissant les phénomènes physiques comme les écoulements de fluides, est généralement écrite sous forme d'équations aux dérivées partielles comme suit.

2.2.1. Equation de continuité

L'équation de continuité s'écrit:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho V_i) = 0 \quad (2.1)$$

Ou bien :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.2)$$

Pour un écoulement incompressible et $\rho = \text{cste}$

$$\frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0,$$

2.2.2. Equation de quantité de mouvement

Une seule équation de la quantité de mouvement est résolue à travers tout le domaine, et le champ de vitesse résultant est partagé le long des phases. L'équation de la quantité de mouvement dépend des fractions volumiques de toutes les phases à travers les propriétés ρ et μ :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho V_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho V_i V_j = - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \mu \left[\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right] + \rho g_j + F_j \quad (2.4)$$

Dans le cas d'une grande différence de vitesse entre les phases, les vitesses calculées près de l'interface peuvent être affectées.

La tension de surface est la tension qui existe à la surface de séparation de deux phases. On la définit comme la force qu'il faut appliquer à l'unité de longueur le long d'une ligne perpendiculaire à la surface d'un liquide en équilibre pour provoquer l'extension de cette surface, ou comme le travail exercé par cette force par unité de surface. On peut formaliser cette propriété de la manière suivante : il existe une différence de pression entre le liquide et le gaz, égale à la courbure locale de la surface multipliée par un coefficient, appelé coefficient de tension de surface, dépendant des deux fluides en présence. La pression la plus forte règne dans le fluide dont la surface est convexe. Le modèle de force de surface continue (CSF) proposé par **Brackbill et al. (1992)**. [1] a été mis en œuvre de telle sorte que l'addition de la tension superficielle aux résultats de calcul VOF dans un terme source dans l'équation de quantité de mouvement. Pour comprendre l'origine du terme source, considérez le cas spécial où la tension superficielle est constante le long de la surface et où seules les forces normales à l'interface sont considérées. On peut montrer que la chute de pression à travers la surface dépend du coefficient de tension de surface, et la courbure de surface mesurée par deux rayons dans des directions orthogonales.

$$p_2 - p_1 = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (2.5)$$

$$K = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

Avec p_1 et p_2 sont les pressions dans les deux fluides de chaque côté de l'interface.

2.3. Équation de la conservation de masse

Les équations simplifiées de conservation de la masse s'écrivent alors :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k A \rho_k) + \frac{\partial}{\partial s}(\alpha_k A \rho_k V_{ik}) = 0 \quad /k: l, g, \quad i: 1,2,3 \quad (2.6)$$

Où l, g représentent respectivement la phase liquide et gazeuse, t désigne la variable de temps, α est la fraction volumique, A est la section transversal, ρ est la densité, s désigne la coordonnée le long du tuyau et V est la vitesse.

Le modèle fondamental à deux phases se compose d'équations de conservation de quantité de mouvement distinctes pour chaque phase et comprend des termes compliqués liés à l'interaction de phase.

C'est cependant une pratique courante dans la modélisation à deux phases d'additionner les équations de quantité de mouvement, ce qui provoque l'annulation des termes d'interaction de phase difficiles (voir Fjelde 2000 ; faille et Heintz ee ,1999 ; Pauchon et al.,1994) .

Il en résultant l'équation simplifiée suivante pour la phase mélange (formulation du flux de dérive) :

$$\frac{\partial}{\partial t} A(\alpha_l \rho_l V_{il} + \alpha_g \rho_g V_{ig}) + \frac{\partial}{\partial s} A(\alpha_l \rho_l V_{il}^2 + \alpha_g \rho_g V_{ig}^2) + A \frac{\partial P}{\partial s} = -A(K - \rho_{mix} g \sin \theta) \quad 2.7$$

$/k: l, g, \quad i: 1,2,3$

Où P est la pression, K est un terme de perte de pression par frottement, θ est l'inclinaison du puits et nous supposons en outre qu'il n'y a pas d'échange de chaleur dans le fluide, ce qui rend l'équation de conservation de l'énergie redondante (écoulement isentropique).

Re	Reynolds number	$\frac{\text{inertia force}}{\text{viscous force}}$
Eu	Euler number	$\frac{\text{pressure force}}{\text{inertia force}}$
Fr	Froude number	$\frac{\text{inertia force}}{\text{force of gravity}}$
We	Weber number	$\frac{\text{inertia force}}{\text{surfase tension force}}$
Eo	Eötvös number	$\frac{\text{buoancy force}}{\text{surfase tension force}}$

Tableau 2.1 : Groupes sans dimension en mécanique des fluides

2.4.La méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est actuellement la plus utilisée en CFD, la raison

principale est peut être résoudre certaines difficultés par rapport à d'autres méthodes, d'une façon générale, la méthode des volumes finis est un cas spécial de la méthode des éléments finis, cette méthode a été décrite pour la première fois en 1971 par Patankar et Spalding et publiée en 1980 par Patankar.

- Pour déterminer le champ de la variable dépendante ϕ dans un domaine d'étude par la méthode des volumes finis, les étapes à suivre sont essentiellement : Bien définir le domaine d'étude et le décomposer en de petits sous domaines appelés volumes de contrôles.
- Intégrer l'équation de transport sur chaque volume de contrôle obtenant ainsi une équation de bilan (Taux d'accumulation de ϕ dans le volume = flux entrant net de ϕ à travers les faces du volume + taux de production net de ϕ dans le volume).
- Discrétiser les différents termes de la forme intégrée de l'équation de transport (transformer l'équation différentielle ponctuelle en un système d'équations algébriques).
- Incorporer les conditions initiales et aux limites appropriées.
- Résoudre le système algébrique final par une méthode de résolution (itérative ou semi-itérative ou directe) pour un champ approché de ϕ dans des points discrets du domaine considéré.

Un avantage attirant de la méthode des volumes finis est qu'elle satisfait le bilan intégral de ϕ exactement sur chaque volume fini et donc sur tout le domaine. Cette méthode peut accommoder n'importe quel type de maillage, même pour les géométries complexes. Le maillage définit seulement les frontières de volume de contrôle et n'a pas besoin d'être rapporté à un système de coordonnées. L'approche par volumes finis est peut être la plus simple à comprendre et à programmer. Tous les termes qui doivent être approchés ont la signification physique c'est pourquoi cette méthode est choisie. Le domaine physique est divisé en un certain nombre de volumes finis. Sur la figure (2.1) on montre un ensemble de volumes de contrôle bidimensionnels typiques.

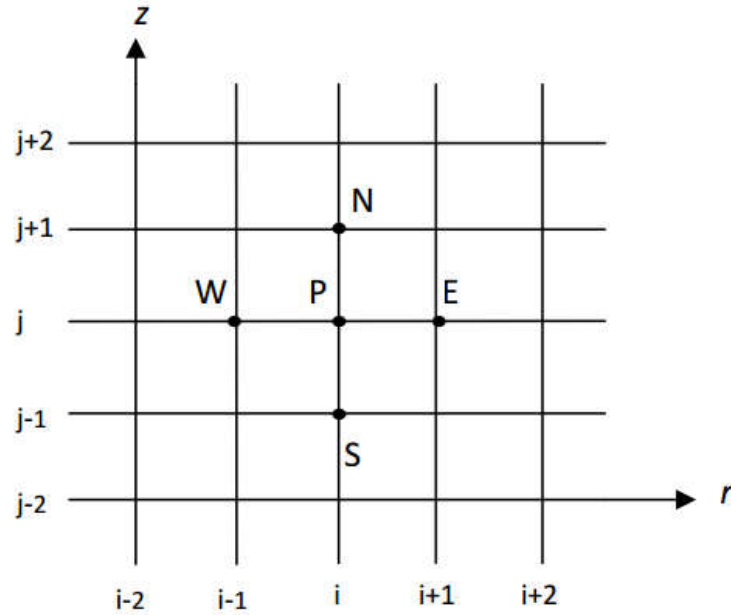


Figure 2.1 : Maillages bidimensionnels et nœuds du maillage.

2.4.1. Discrétisations des équations de transport :

Dans le présent travail, le mouvement isotherme d'un écoulement diphasique incompressible a été considéré comme le scénario d'écoulement. Cette condition a été simulée avec le modèle Volume of Fluid (VOF), initialement présenté par Hirt et Nichols [3] basé sur l'approche eulérienne-eulérienne. En outre, Fluent [2] utilise un schéma de capture d'interface haute résolution (HRIC) basé sur le schéma de capture d'interface compressive pour les maillages Structuré introduit par le Maillageur Gambit. Dans la méthode VOF, les champs pour toutes les variables et propriétés sont partagés par les phases et représentent les valeurs moyennées en volume, à condition que la fraction volumique de chacune des phases soit connue à chaque position. Par conséquent, un seul ensemble d'équations est résolu à travers le domaine d'écoulement, qui dépend des fractions volumiques de toutes les phases à travers les propriétés ρ et μ . Pour un système à deux phases, ρ et μ sont liés à la fraction volumique par les relations suivantes:

$$\rho = \alpha \rho_1 + (1-\alpha) \rho_2 \quad \text{et} \quad \mu = \alpha \mu_1 + (1-\alpha) \mu_2.$$

La formulation du système d'équations de Navier-Stokes qui sera retenu dans toute cette étude, avec notamment les particularités relatives au mouvement du domaine de calcul. Dans cette section nous allons exposer les méthodes numériques implémentées dans le code pour résoudre le problème ainsi formulé.

Les équations de transport des grandeurs caractéristiques de l'écoulement peuvent se résumer à une expression commune qui peut être schématisée sous la forme différentielle suivante, pour la grandeur scalaire ϕ :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i \phi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + S_\phi \quad 2.8$$

$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)$: Terme temporel.

$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i \phi)$: Terme de convection.

$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)$: Terme de diffusion.

S_ϕ : Terme source de ϕ par unité de volume.

2.5. Algorithme de résolution

Afin de résoudre numériquement le système des équations aux dérivées partielles, la discrétisation des équations a été réalisée en utilisant une méthode de volume fini (FVM) avec un solveur ségrégué algébrique et un arrangement de grille co-localisé, comme implémenté dans Fluent [2]. Dans cet arrangement de grille, la pression et la vitesse sont toutes deux stockées au centre de la cellule. Les détails de la discrétisation (FVM) peuvent être trouvés ailleurs (par exemple Versteeg et Malalasekera [4]) et sont donc omis ici.

Comme Fluent utilise un solveur séparé pour VOF, le schéma de discrétisation de leurs paramètres est explicite, les équations de continuité et de quantité de mouvement doivent être liées. Diverses techniques sont rapportées dans la littérature. Cependant, l'algorithme PISO (Pressure implicit with Splitting of Operators), qui signifie Méthode implicite pour les équations liées à la pression, Patankar et Spalding [5], est appliqué pour contrôler la solution globale en raison de ses bonnes performances pour trouver une solution convergente rapidement. En outre, le solveur itératif a été considérablement accéléré en utilisant une technique multigrille algébrique (AMG) pour obtenir un meilleur taux de convergence.

Toutes les simulations dans ce travail sont effectuées dans des conditions dépendantes du temps, en raison de la nature instable du problème. Pour le schéma de solution dépendant du temps, le facteur de contrôle principal est le pas de temps. Ceci est réglé de manière à donner un petit nombre de pas de temps tout en maintenant une solution convergente. Si un pas de temps important est choisi, alors de grands changements sont produits dans la solution et il est donc susceptible de diverger. Au cours de chaque pas de temps, des itérations sont effectuées pour résoudre les équations de transport pour cet intervalle de temps. Tant que le pas de temps est suffisamment petit pour la solution à la convergence, plus le pas de temps est petit, moins il faut d'itérations par pas de temps. De plus, pour que ce processus itératif converge, il peut être nécessaire de contrôler le changement des variables d'une itération à la suivante. Ceci est réalisé en utilisant des facteurs de relaxation. Sous des facteurs de relaxation de 0,3, 0,7 et 0,8 respectivement ont été appliqués sur les paramètres de pression, du moment et de l'énergie cinétique turbulente, comme recommandé par Fluent [2].

Une évaluation du degré de convergence de la solution peut être obtenue en traçant les erreurs résiduelles pour chaque équation à la fin de chaque pas de temps. Pour une simulation bien convergée, le résidu maximum obtenu était de l'ordre de 10^{-6} ; il est

possible qu'un résidu augmente après un pas de temps particulier, mais cela n'implique pas nécessairement que la solution soit divergente. Il est habituel que les résidus deviennent parfois plus gros, comme au début d'une course. Dans le présent travail, il a été observé que les résidus correspondant à la continuité et au taux de dissipation de la turbulence sont généralement plus élevés que les autres.

2.5.1. L'algorithme Simple

SIMPLE : « Semi Implicite Méthode for Pressure Linked Equations », (cas étudié), consiste à utiliser l'équation de continuité pour obtenir le champ de pression, car si le bon champ de pression est pris en compte dans le traitement des équations des quantités de mouvement, alors les vitesses obtenues vérifient l'équation de continuité du schéma global de l'algorithme SIMPLE dans le cas 2D. [6].

2.5.2. L'algorithme PISO

L'algorithme PISO (Pressure Implicite with Splitting of Operators) a été mis au point par **Issa (1986)**. [7]. Cet algorithme a été développé initialement comme une procédure non itérative pour le calcul des écoulements compressibles instationnaires. Ultérieurement l'algorithme a été bien adapté pour la procédure itérative appliquée aux problèmes stationnaires. L'algorithme est une extension de l'algorithme SIMPLE ayant une étape de correction de plus. Les équations de conservation de la quantité de mouvement sont résolues à partir d'un champ de pression p^* pour obtenir les composantes u^* et v^* en utilisant la même méthode de l'algorithme SIMPLE.

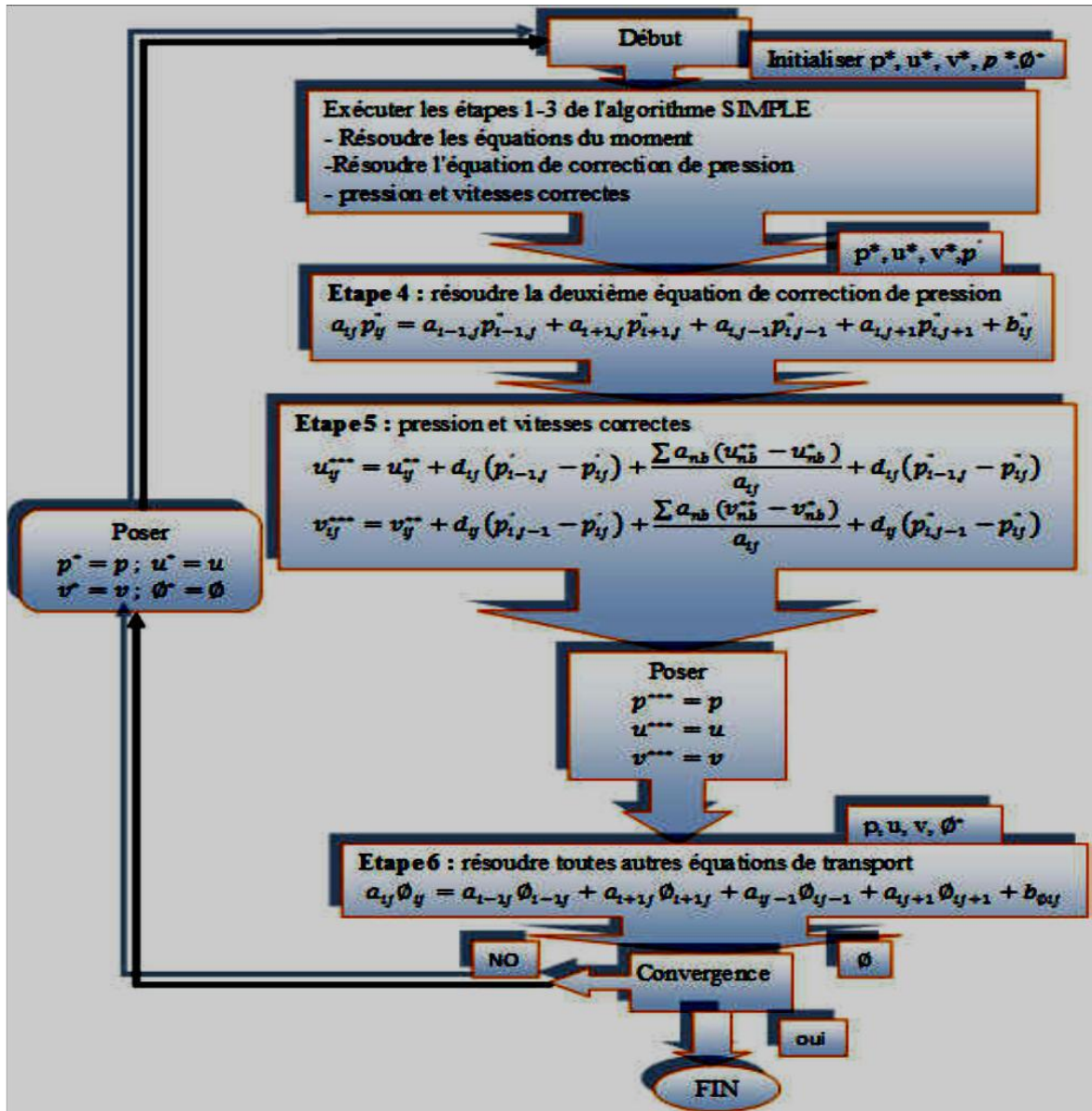


Figure 2.2 : Les étapes de l'algorithme PISO cas 2D.

2.6. Généralités sur la méthode volume de fluide VOF

Cette méthode est différente des autres méthodes parce qu'elle ne décrit pas l'interface directement. Elle suit le mouvement dans la région considérée en attribuant à chaque cellule sur le maillage une fraction volumique du fluide. D'où, la dimension de la partie de chaque cellule qui appartient à la bulle sous considération est connue. Par conséquent, la méthode VOF à deux avantages majeurs :

- Contrairement à la paramétrisation aucun élément de calcul supplémentaire et nécessaire. Le maillage utilisé pour calculer le champ de vitesse peut être utilisé pour une nouvelle application.
- Les topologies compliquées peuvent être traitées de manière simple.

Cependant, un inconvénient sérieux repose sur le fait qu'il est très difficile de calculer la courbure de l'interface à l'aide de ce type de formalisme. Par conséquent, il n'est pas simple d'appliquer cette approche aux problèmes présentant des courbures.

Un grand problème peut rencontrer la méthode VOF dans la génération des courants parasites lorsque l'interface est soumise à l'action des forces de la tension superficielle ou lorsqu'il existe des forces de la tension superficielle ou lorsque l'interface est soumise à l'action des forces de la tension superficielle ou lorsqu'il existe des forces de volume et l'interface n'est pas alignée exactement avec les lignes du maillage. Ces problèmes ne contribuent pas à la perte de confiance dans l'application de la méthode VOF, mais à la réduction du pas du temps d'intégration et de ce fait engendrer des solutions inexactes.

2.6.1. Limitations du modèle VOF

Les restrictions suivantes s'appliquent au modèle VOF dans ANSYS Fluent:

- Vous devez utiliser le solveur "pressure-based". Le modèle VOF n'est pas disponible avec le solveur "density-based".
- Tous les volumes de contrôle doivent être remplis soit une phase fluide unique ou une combinaison de phases. Le modèle VOF ne permet pas de zones vides où aucun fluide de type n'est présent.
- Une seule des phases peut être définie comme un gaz idéal compressible. Il n'y a aucune limitation sur l'utilisation de liquides compressibles à l'aide de fonctions définies par l'utilisateur.
- écoulement périodique par fractions (soit le taux de débit massique spécifié ou la chute de pression spécifiée) ne peuvent être modélisés lorsque le modèle VOF est utilisé.
- La formulation implicite de second ordre ne peut pas être utilisée avec le schéma explicite VOF.
- La formulation de Temps de passage implicite du second ordre ne peut pas être utilisée avec le schéma VOF explicite.

2.6.2. Calculs par le modèle volume de fluide (VOF)

La formulation VOF repose sur le fait que deux ou plusieurs fluides (ou phases) ne s'interpénètrent pas. Pour chaque phase supplémentaire que vous ajoutez à votre modèle, une variable est introduite: la fraction de volume de la phase dans la cellule de calcul. Dans chaque volume de contrôle, les fractions de volume de toutes les phases s'élèvent à l'unité. Les champs pour toutes les variables et propriétés sont partagés par les phases et représentent les valeurs moyennes du volume, tant que la fraction volumique de chacune phase est connue à chaque emplacement. Ainsi, les variables et les propriétés dans une cellule donnée sont soit purement représentatives de l'une des phases, soit représentatives d'un mélange des phases, en fonction des valeurs de la fraction volumique. En d'autres

termes, si $K^{ème}$ la fraction de volume de fluide dans la cellule est désignée par (α_k) , les trois conditions suivantes sont possibles:

- $\alpha_k = 0$: La cellule est vide (du $K^{ème}$ fluide).
- $\alpha_k = 1$: La cellule est pleine (du $K^{ème}$ fluide)
- $0 < \alpha_k < 1$: La cellule est contient l'interface entre les fluides.

Sur la base de la valeur locale de (α_k) , les propriétés appropriées et variables seront affectées à chaque volume de contrôle dans le domaine.

2.6.3. L'équation de la fraction volumique

Le suivi de l'interface entre les phases est accompli par la solution de l'équation de la continuité pour la fraction volumique d'une (ou plus) phase(s). Pour la α_K phase, cette équation a la forme suivante :

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + u_i \frac{\partial \alpha_k}{\partial x_i} = 0 \quad (2.9)$$

La fraction volumique de la phase fondamentale sera calculée en se basant sur la condition :

$$\sum_k^n \alpha_k = 1 \quad (2.10)$$

2.6.4. Les propriétés

Les propriétés qui apparaissent dans les équations de transport sont déterminées à travers la présence des phases dans chaque volume de contrôle. Dans le cas d'un système diphasique, si les phases sont représentées par les indices 1 et 2, et si la fraction volumique de la seconde phase qui est suivie, la densité dans chaque cellule est donnée par :

$$\rho = \alpha_2 \rho_2 + (1 - \alpha_2) \rho_1 \quad (2.11)$$

Dans le cas général. Pour $N - phase$, la densité prend la forme :

$$\rho = \sum \alpha_k \rho_k \quad (2.12)$$

Il est de même pour les autres propriétés du fluide.

2.6.5. Le schéma explicite

Dans l'approche explicite, les schémas d'interpolation de différence finie standard ANSYS Fluent sont appliqués aux valeurs de fraction de volume qui ont été calculées au pas de temps précédent.

$$\frac{\alpha_k^{n+1} \rho_k^{n+1} - \alpha_k^n \rho_k^n}{\Delta t} v + \sum_f \rho_k U_f^n \alpha_{k,f}^n = 0 \quad (2.13)$$

$n+1$: indice pour le pas de temps nouveau (actuel)

n : indice de pas de temps précédent

$\alpha_{k,f}^n$: Valeur nominale de la fraction de volume .

v : Volume de cellule.

U_f^n : Débit volumique à travers la face, par rapport à la vitesse normale.

Cette formulation ne requiert pas de solution itérative de l'équation de transport pendant chaque pas de temps.

2.7. Modèles de turbulence

Il est important de prendre en compte la turbulence dans la simulation numérique car il est évident que même en cas de faibles débits, les bulles de Taylor qui montent à travers le liquide créent un film en développement autour d'eux et un sillage à la queue. Un gradient de vitesse élevé devrait se produire à l'interface gaz-liquide, le gaz se déplaçant beaucoup plus rapidement que la phase liquide. Afin de simuler la turbulence, le modèle standard de k- ϵ , Launder and Spalding [8], qui exige que le flux soit entièrement turbulent, a été utilisé pour plusieurs raisons; le modèle est efficace sur le plan des calculs, est mis en œuvre dans de nombreux codes commerciaux, la géométrie du tuyau n'est pas compliquée et il a démontré sa capacité à simuler correctement de nombreux processus industriels, y compris le flux multiphase. Shen et al. [9] ont appliqué le modèle k- ϵ avec VOF. Le modèle est décrit par les équations elliptiques suivantes nécessaires à la fermeture des équations de Reynolds Average Navier Stokes (RANS):

2.7.1. Equation de transport turbulent

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \bar{\rho}\epsilon - Y_M + S_K \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\bar{\rho}\epsilon}{k} (G_k + C_{\epsilon 3} G_b) - C_{\epsilon 2} \frac{\bar{\rho}\epsilon^2}{k} + S_\epsilon \quad (2.15)$$

Où,

G_k : Représente la génération de l'énergie cinétique due au gradient de vitesse,

G_b : La génération de k due au décollement des forces de volume,

Y_M : La contribution de la dilatation fluctuante dans la turbulence compressible pour (ϵ),

$C_{\epsilon 1}$, $C_{\epsilon 2}$ et $C_{\epsilon 3}$: Constantes,

S_K et S_ϵ : Termes source,

Pr_k Pr_ϵ : Le nombre de Prandtl turbulent pour k et ϵ .

Dans les équations ci-dessus, k est l'énergie cinétique turbulente; ϵ est le taux de dissipation de k . σ_k , σ_ϵ , C_1 et C_2 sont des constantes dont les valeurs sont 1.0, 1.3, 1.44 et 1.92 respectivement, u_i est la composante i de la vitesse du fluide u , x_j est la coordonnée spatiale j . La viscosité du fluide doit être corrigée en fonction de la turbulence dans les équations de Navier-Stokes en utilisant une viscosité effective $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ où μ est la viscosité dynamique et μ_t est la viscosité turbulente.

2.8. Bibliographie

- [1] Brackbill, J. U., Kothe, D. B. and Zemach. C., *A Continuum Method for Modeling Surface Tension*, J.Comput. Phys. 1992. 100: 335–
- [2] STAR-CD Version 4.10 and STAR-CCM+ Documentation, 2009 CD- adapco
- [3] Hirt, C. W. and Nichols, B. D., *Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries*, J. Comp. Phys., 1981, Vol. 39, pp. 201
- [4] Versteeg, H.K. and Malalasekera, W., 2007. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: the Finite Volume Method*. 2nd ed. Pearson Educational Limited.
- [5] Patankar, S.V., Spalding, D.B. (1972), “*A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three dimensional parabolic flows*”, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 15 pp.1787.
- [6] Patankar, S. V. and Spalding, D. B., a calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. Int. J. Heat Mass Transfer, Pergamon Press, 1972. 15: p.1787-1806.
- [7] Gueyffier, D., Li, J., Nadim, A., Scardovelli, R. and Zaleski, S., Volume-of-Fluid Interface Tracking with Smoothed Surface Stress Methods for Three-Dimensional Flows. Journal of Computational Physics, 1999. **152**: p. 423–456.
- [8] Launder, B. and Spalding, D., *The numerical computation of turbulent flows, Computer Methods in Applied Mechanics Engineering*, and 1974, Vol. 3, pp. 269–289.
- [9] Shen, Y.M. , Ng, C.O. and Zheng, Y.H., *Simulation of wave propagation over a submerged bar using the VOF method with a two-equation k–epsilon turbulence modeling*, Ocean Eng. 31 (2004), pp. 87–95.

Résultats et discussion

Sommaire

3.1. Introduction.....	46
3.2. Validation des résultats.....	47
3.3. Résultats et discussion	48
3.3.1. Comportement d'écoulement près d'une bulle de Taylor en ascension.....	48
3.3.2. Phénomène de coalescence	49
3.3.3. Phénomène de collision	49
3.3.4. Phénomène de zigzag	51
3.3.5. Distribution transversale des fractions volumiques	52
3.6. Longueur et vitesse de bulle montante	61

3.1. Introduction

Une étude expérimentale d'un écoulement diphasique eau-air co-courant ascendant dans une conduite annulaire verticale de diamètre interne et externe $D_{in}=42.2\text{mm}$, $D_{ext}=76.2\text{mm}$, respectivement (voir la Figure 3.1) a été menée par E. F. Caetano [1].

En basant sur cette étude pour réaliser des calculs numériques d'écoulement adiabatique diphasique eau/air dans une conduite annulaire concentrique avec des diamètres interne et externe $D_{in}=84.4\text{mm}$, $D_{ext}=152.4\text{mm}$, respectivement. Ces calculs sont basés en premier lieu sur l'effet d'angle d'inclinaison de cette conduite par rapport à la verticale et en deuxième lieu sur l'effet de la vitesse de l'air en fixant la vitesse de l'eau.

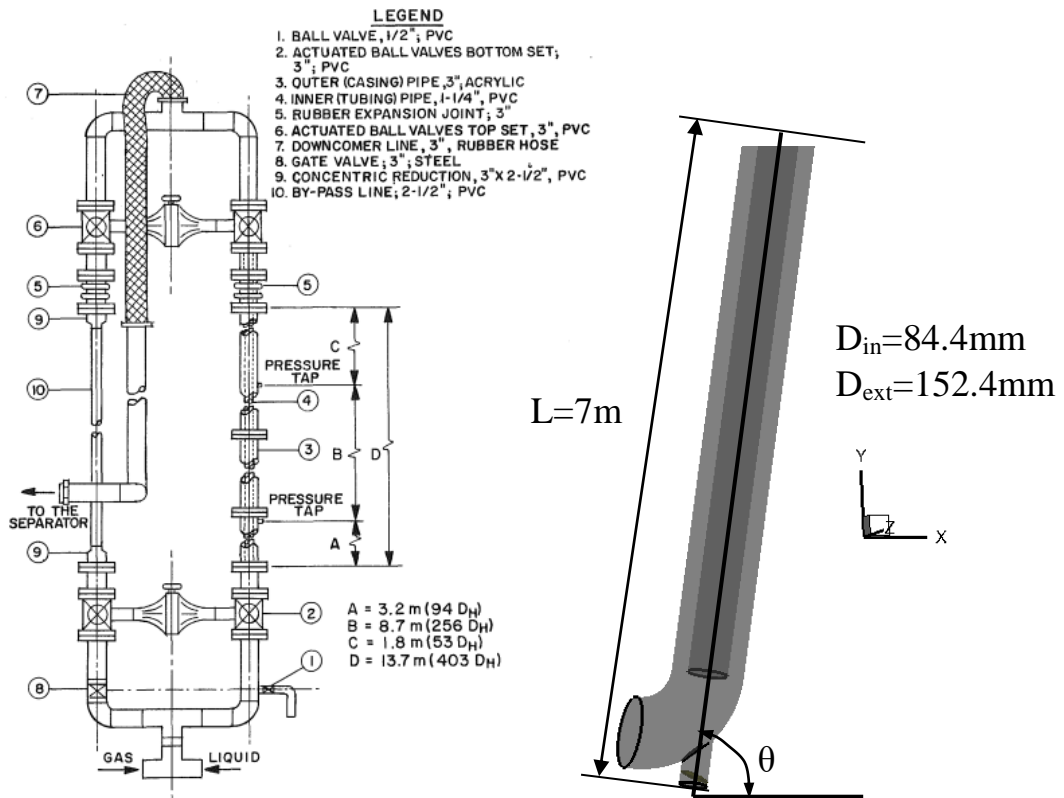


Figure 3.1: Schéma exprime le détail géométrique de la configuration expérimentale de Caetano et al (1992) [1] 'à gauche et de notre travail à droite.

Le modèle numérique choisi est inchangé dans tous les calculs, en utilisant le modèle VOF (volume of fluid) et en choisissant le modèle k-ε comme modèle de turbulence. Le type de maillage 3D sélectionné est triangulaire structuré et raffiné sur la paroi interne de l'anneau de la conduite. Le domaine de calcul comporte 1036707 cellules est présenté sur la figure 3.2.

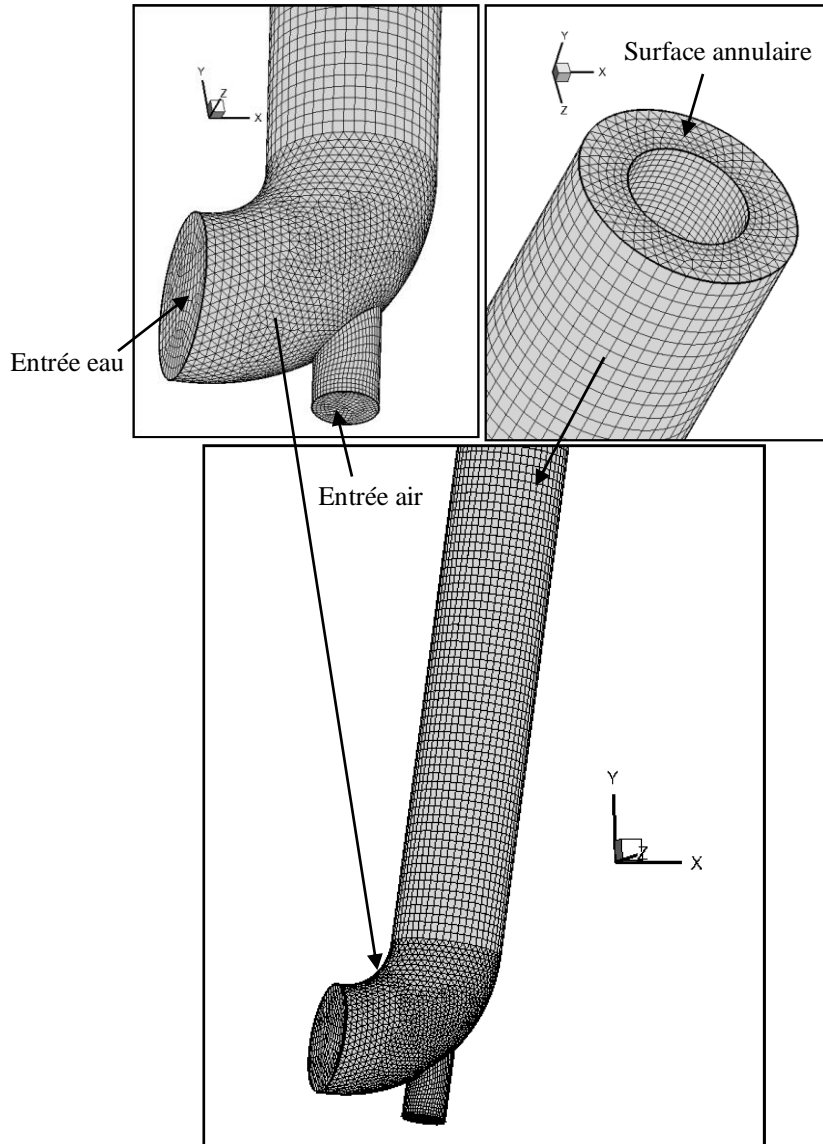


Figure 3.2 : Maillage 3D du domaine de calcul.

3.2. Validation des résultats

Afin de donner plus de confiance de nos résultats obtenus par la simulation numérique tridimensionnelle des écoulements diphasiques, nous avons comparé le modèle numérique avec l'expérience de Roza et al. [1] qui a été effectué pour une conduite verticale. Le régime d'écoulement testé dans cette validation est le régime à bulles présenté dans la figure 3.3. Cette figure est réalisée dans une conduite verticale de diamètre $D=26$ mm et pour une vitesse d'air et de liquide égales à 0.2 et 1.2 m/s, respectivement. A partir de ces résultats on remarque que notre calcul numérique présenté par le champ de la fraction volumique de l'air et l'image expérimentale sont conformes. En basant sur cette validation pour présenter par la suite nous résultats numériques.

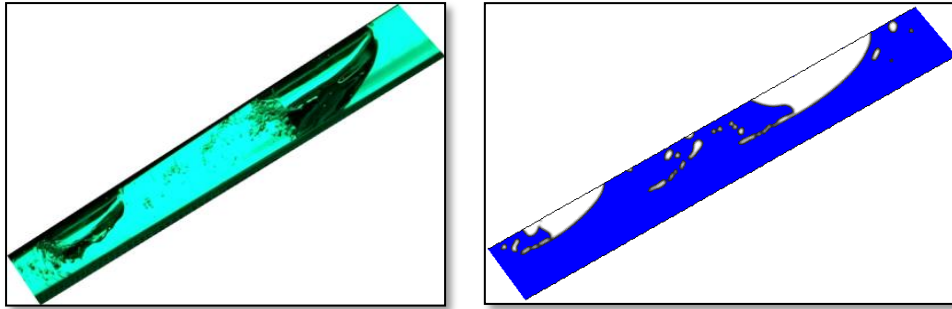


Figure 3.3 : Validation de modèle numérique par la comparaison de notre résultat numérique avec la photographie de l'expérience de [29] présentées pour $U_{sg}=0.084\text{m/s}$ et $U_{sl}=0.026\text{m/s}$ pour un angle d'inclinaison $\theta=30^\circ$ et $D=40\text{mm}$.

3.3. Résultats et discussion

La discussion sur le régime à bulles d'écoulements diphasiques dépend directement aux changements notamment l'angle d'inclinaison de la conduite annulaire en fixant les vitesses d'entrée de l'air et de l'eau d'une part et d'autre part par le changement de la vitesse de l'air et en fixant la vitesse de l'eau.

3.3.1. Comportement d'écoulement près d'une bulle de Taylor en ascension

Généralement, lorsqu'une bulle monte due à la force d'ascension, la pression à sa surface supérieure ou au niveau de son nez est plus élevée que celle de la surface inférieure ou au niveau de sa zone de sillage, voir la figure 3.5. Des tourbillons se développent sur la gauche et la droite de la bulle avec un sens de rotation d'horaire à droite et de sens antihoraire sur la gauche de celle-ci, voir la figure 3.4. Pour le cas de deux bulles adjacentes et plus, le même phénomène observé mais la déformation et la fragmentation des surfaces sont plus complexes que pour le cas d'une bulle isolée. De même phénomène de tourbillons était observé dans la zone de sillage de la bulle au cours du mouvement de montée de celle-ci, ceci produira une région de basse pression derrière cette bulle et génère un courant de direction aléatoire de l'écoulement.

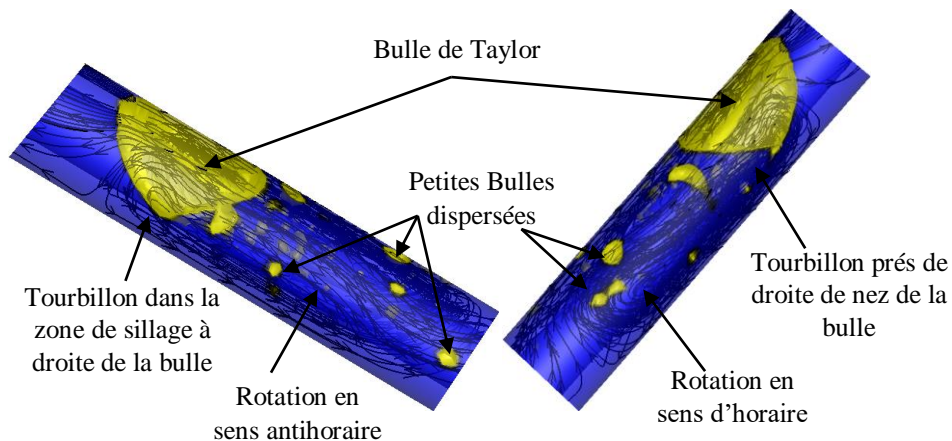


Figure 3.4: Présentation des champs de pression et vecteurs de vitesse près d'une bulle isolée, tracées pour $u_g=0.2\text{m/s}$ - $u_l=0.2\text{m/s}$.

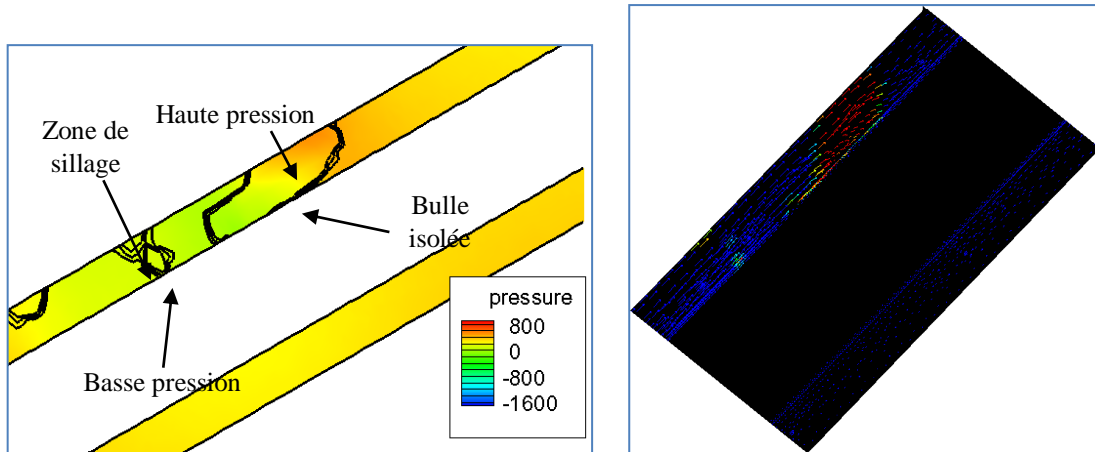


Figure 3.5: Présentation des champs de pression et vecteurs vitesse près d'une bulle isolée de Taylor, tracées pour $u_g=0.2\text{m/s}$ - $u_l=0.2\text{m/s}$ et à $\theta=30^\circ$.

3.3.2. Phénomène de coalescence

Le phénomène de coalescence de deux bulles ou plus montant dans l'eau a été observé généralement périodiquement au cours du mouvement des deux fluides (l'air et l'eau), il est présenté dans la figure 3.6 pour une vitesse d'air $u_g=0.2\text{m/s}$, et une vitesse d'eau $u_l=0.2\text{m/s}$.

On commence à capter ce phénomène de coalescence des deux bulles (1) et (2) à un instant $t=1.3\text{s}$. Ces deux bulles ayant des formes différents et leurs centres presque positionnés sur le même axe incliné. Alors, la bulle suivante (bulle 2) profite de l'aspiration créée par le sillage de la première bulle pour la rattraper, puis elles continuent à monter vers le haut, les deux bulles coalescent et formant une seule bulle complète, notée comme la bulle 3 à $t=1.6\text{s}$. La nouvelle bulle formée (bulle 3) prend rapidement une forme d'une bulle normale traversant une conduite annulaire, voir la figure 3.7, ensuite elle sera stabilisée et continuer à monter.

Les formes des deux bulles (1) et (2) au cours de ce phénomène de coalescence seront changées au cours du temps.

3.3.3. Phénomène de collision

Ce phénomène est observé entre deux bulles ou plus due à la vitesse relative entre elles.

Les trois mécanismes, la turbulence, la flottabilité et le cisaillement laminaire, globalement sont observés dans cette étude. Ces mécanismes se traduisent par deux paramètres très importants liés directement à la caractéristique de la bulle : Sa longueur et son diamètre, c'est-à-dire l'occupation de la bulle sur la surface interne de la conduite annulaire. Ce phénomène de collision est observé et présenté dans la figure 3.9 dans des conditions d'écoulement $u_g=0.2\text{m/s}$, $u_l=0.2\text{m/s}$ et $\theta=30^\circ$. Cette figure comporte plusieurs bulles d'environ de cinq avec des distances différentes entre eux. Tout d'abord, les cinq petites bulles au début sont obtenues à un instant $t = 4,85$ secondes, puis en petit à petit elles se déplacent et changent leurs directions et leurs tailles. Ces changements structurels sont directement liés à l'intensité de la turbulence ou à la taille des tourbillons.

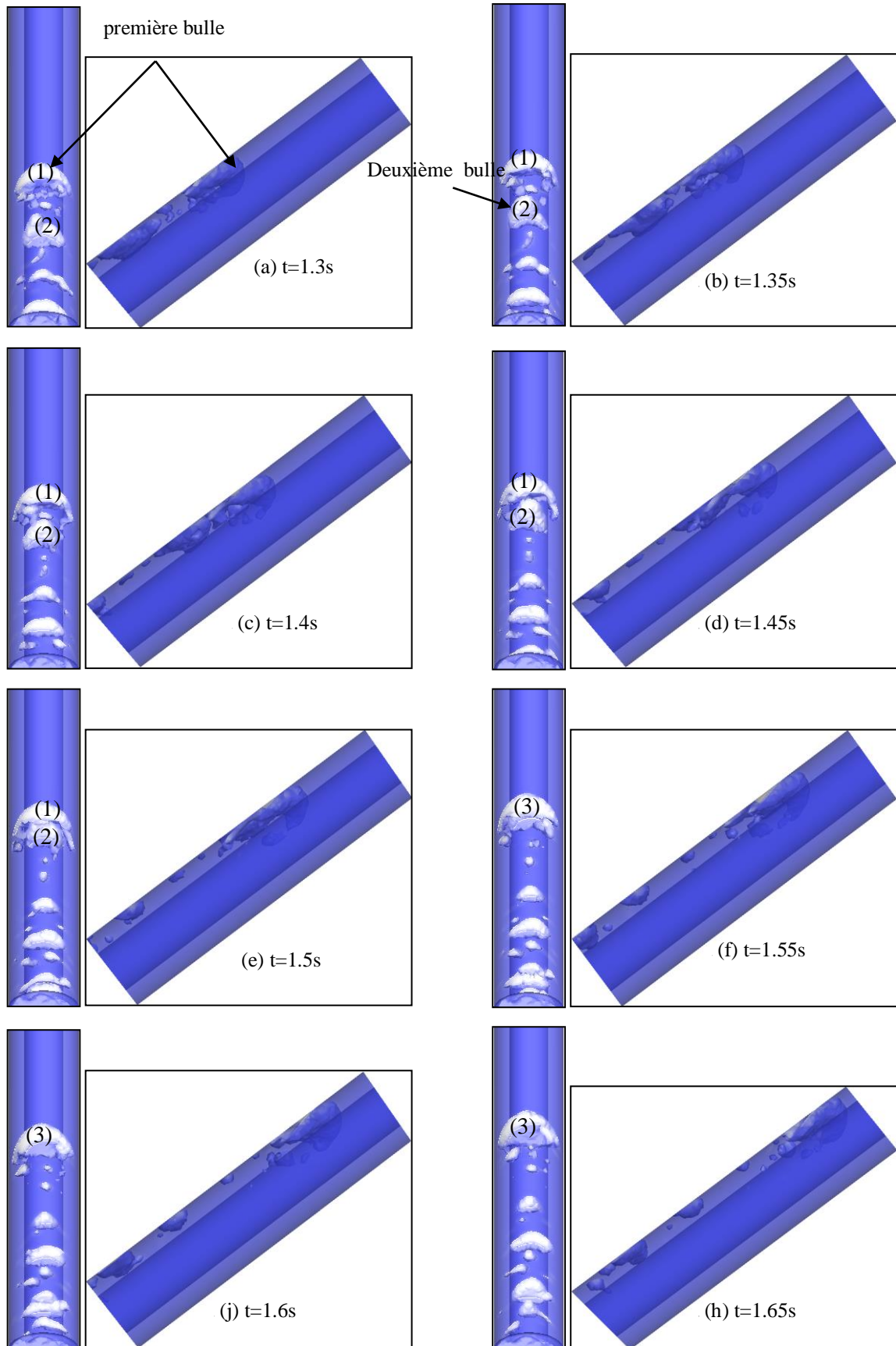


Figure 3.6 : Coalescence des bulles.

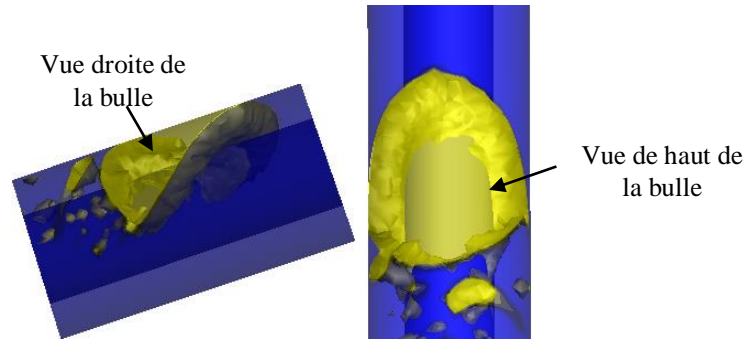


Figure 3.7 : *Forme d'une bulle isolée de Taylor montante après le phénomène de coalescence traversant une conduite annulaire.*

A la fin de ce phénomène de collision on entre directement un autre phénomène de d'agglomération (figure 3.9.d) puis de coalescence (figure 3.9.e).

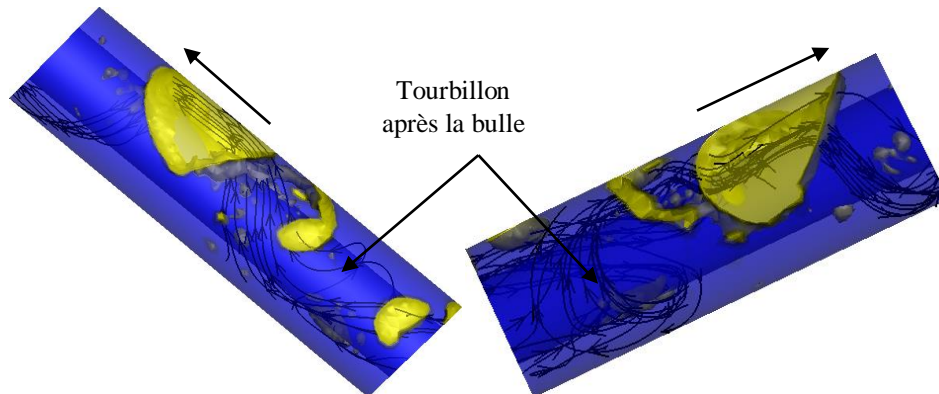


Figure 3.8 : *Tourbillons d'écoulement après la bulle de Taylor.*

3.3.4. Phénomène de zigzag

Comme nous avons dit précédemment en haut, il y a un phénomène de coalescence toujours présent au cours de déplacement des bulles, donc, il est suivi par le phénomène de zigzag où leurs formes sont changées. Ce phénomène est présenté dans la figure 3.10 par les isosurfaces de la fraction volumique de l'air tracée à une valeur $\alpha=0.25$ pour un angle d'inclinaison $\theta=30^\circ$ et pour des vitesses de l'air et de l'eau égales à 0.2 et 0.2 m/s, respectivement. Cette figure montre le mouvement oscillatoire de la première bulle au cours du temps ou pendant leur déplacement. Cette figure comporte un ensemble des captures d'écoulement diphasique eau-air dans des instants bien déterminés, en commençant le captage à un instant $t=4.45s$ jusqu'à $t=5.20s$ où la bulle concernée est située sur le plan de symétrie le long de la conduite. Cette bulle commence et déplacer de monter vers le haut où elle est placée ou localisée entre la surface supérieure et la surface externe du tube interne de la conduite annulaire et prene la forme de la surface de cette dernière. Le mouvement de cette bulle est déplacé de gauche vers la droite de sens d'écoulement diphasique de tracer une trajectoire oscillatoire sinusoïdale ayant une période où une fréquence liée directement à la forme de celle-ci pendant ces instants et reviendra à sa position initiale. Le même phénomène de zigzag était observé pour la bulle suivante ou

derrière la bulle concernée, elle suivie la même trajectoire et la même fréquence malgré que leurs formes ou leurs tailles sont différentes.

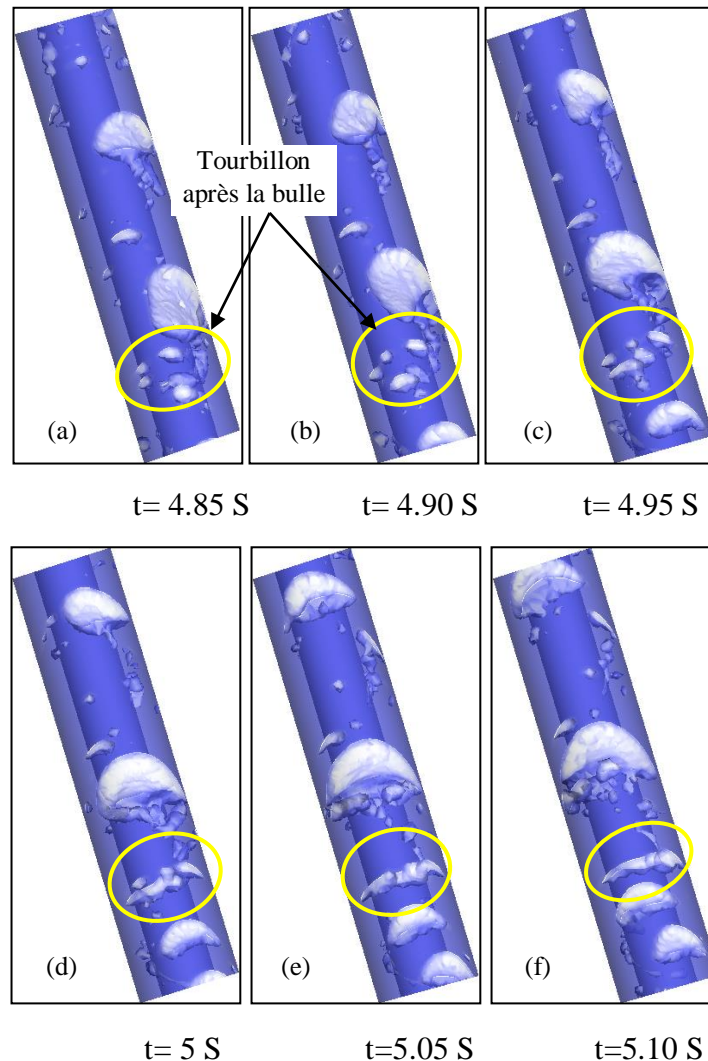
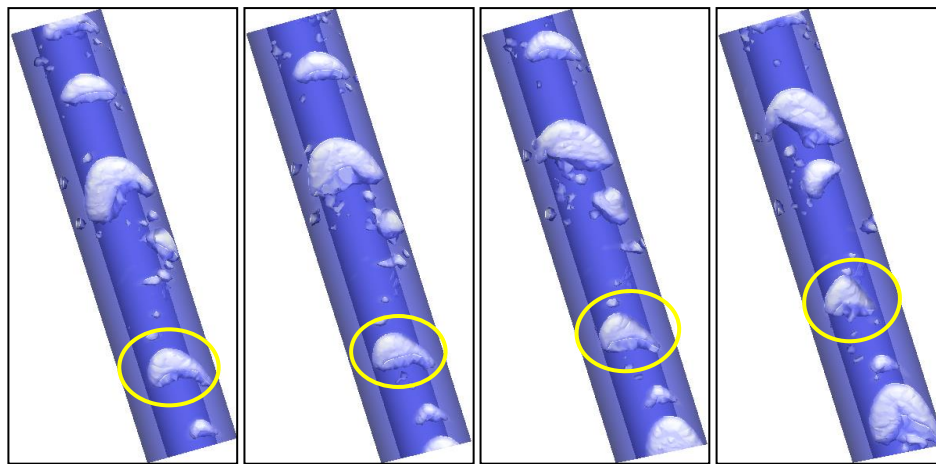


Figure 3.9 : présentation du phénomène de collision.

3.3.5. Distribution transversale des fractions volumiques

La visualisation qualitative de la distribution transversale des fractions volumiques permet une meilleure compréhension de la qualité des prédictions en présence l'effet de l'angle d'inclinaison de la conduite annulaire. Dans cette raison, on peut choisir quatre angle ; 20°, 30°, 50° et 70° (la figure 3.14) pour tracer quatre plans transversaux (P1, P2, P3 et P4) ayant des distance fixes entre eux à partir des nez jusqu'aux des queues des premières bulles comme les présentées dans la figure 3.15.

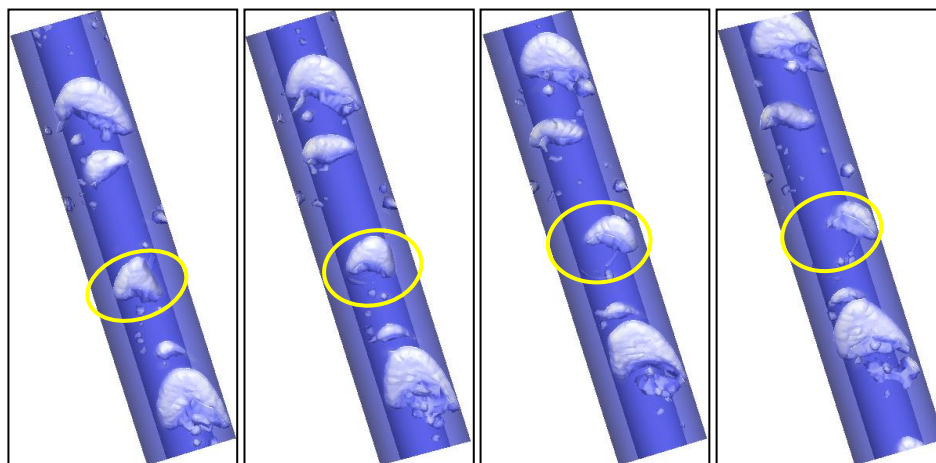


(e) $t=4.45s$

(e) $t=4.5s$

(e) $t=4.55s$

(e) $t=4.6s$

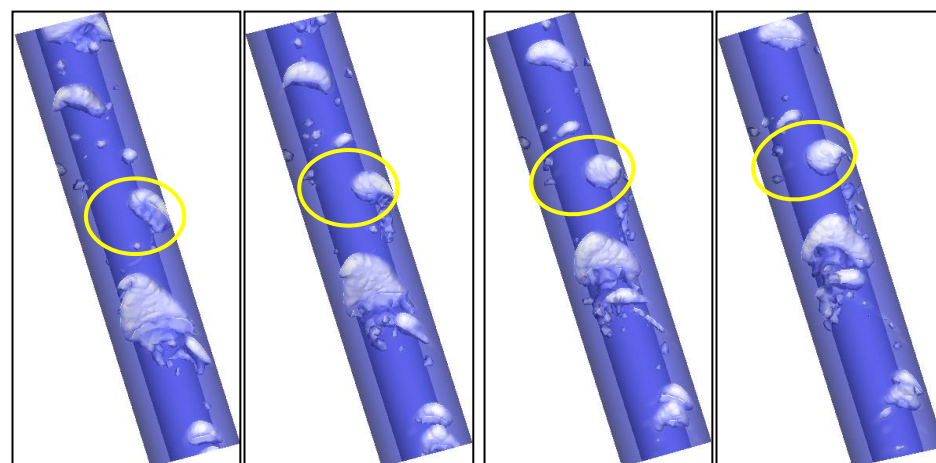


(e) $t=4.65s$

(e) $t=4.7s$

(e) $t=4.75s$

(e) $t=4.8s$



(e) $t=4.85s$

(e) $t=4.9s$

(e) $t=4.95s$

(e) $t=5s$

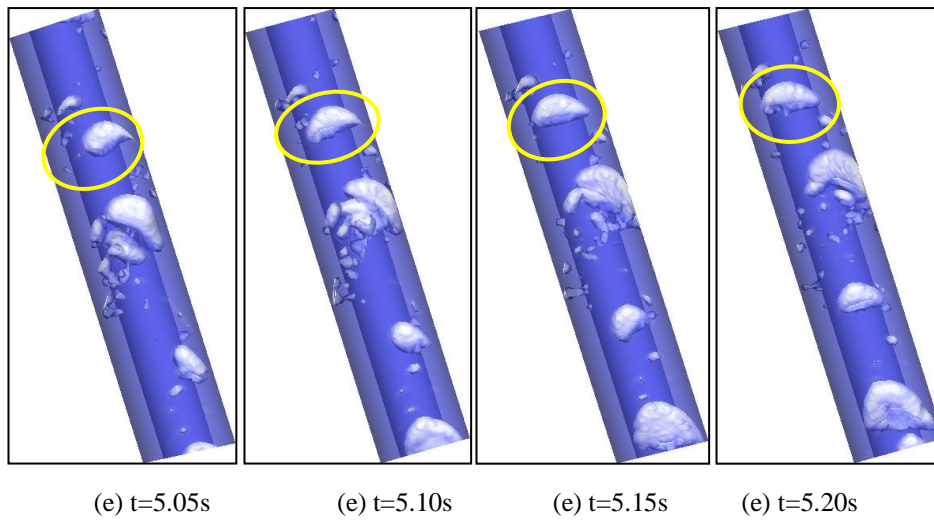


Figure 3.10 : Présentation du phénomène de zigzag d'une bulle.

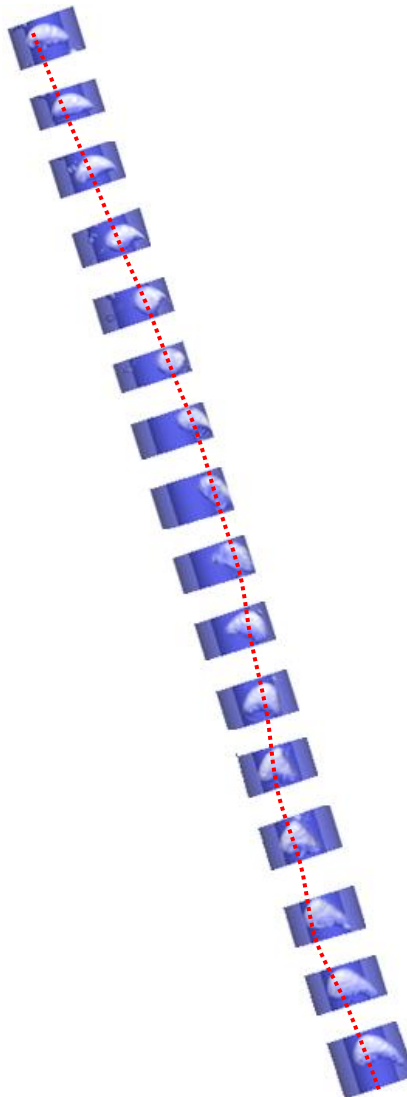


Figure 3.11 : Présentation du phénomène de zigzag ou la trajectoire d'une bulle.

Avant d'entamer les présentations de ces fractions volumiques de ces plans, on parle premièrement à la différence entre la distribution et la dispersion des bulles d'air dans la conduite annulaire en précisant l'effet d'angle d'inclinaison. Les figures 3.12 et 3.13, représentent les premières bulles de Taylor et d'autres bulles suivantes secondaires pour les quatre angles ; 20° , 30° , 50° et 70° . Ces figures montrent que lorsqu'on augmente l'angle d'inclinaison de la conduite, la taille et la forme globale de la bulle sont changées, en particulier la forme de leur nez, prene d'une tête arrondie pour les petits angles et d'une tête d'angle pour les grands angles d'un coté. D'autre coté on observe aussi une présence ou un nombre important des petites bulles entre les bulles primaires et celles secondaires, dans ce cas on parle ici de nombre des petites bulles entre des grosses bulles. Cette densité des bulles augmente en fonction d'augmentation de l'angle d'inclinaison, on prend l'exemple réel de la figure 3.12, entre l'angle 20° et 70° . Ces constatations s'expliquent l'effet de la force de flottabilité agissant directement aux grosses bulles et aussi sur l'orientation de la conduite, c'est-à-dire pour les petits angles, la forme arrondie est présente, puis de petite à petite lorsqu'on augmente l'angle, le nez de la bulle change de sa forme arrondie vers une forme pointillée, voir la figure 3.13. Donc, le volume de la bulle pour les petits angles s'occupe beaucoup plus la surface du tube interne ou bien la surface de contact entre le tube interne et la bulle est importante, tandis que pour les grands angles, volume de la bulle est concentré vers la queue de celle-ci.

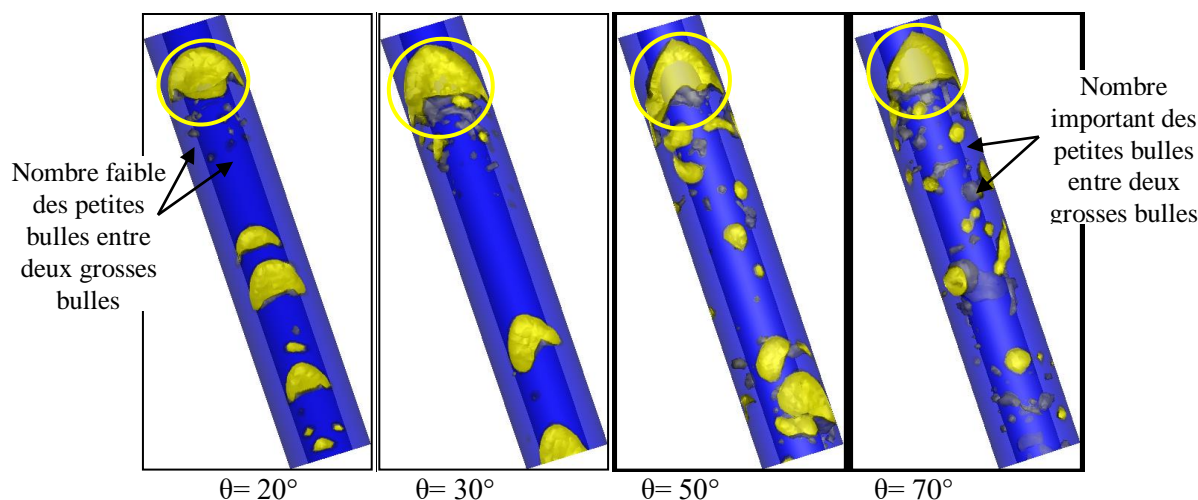


Figure 3.12 : Présentation de la première bulle de Taylor pour différents angles d'inclinaison en position de vue de dessus.

Deuxièmement on parle ici sûr la distribution de la fraction volumique de l'air dans les plans cités précédemment, en particulier les profils et les distributions moyennes de leurs fractions en fonction de l'angle d'inclinaison de la conduite annulaire.

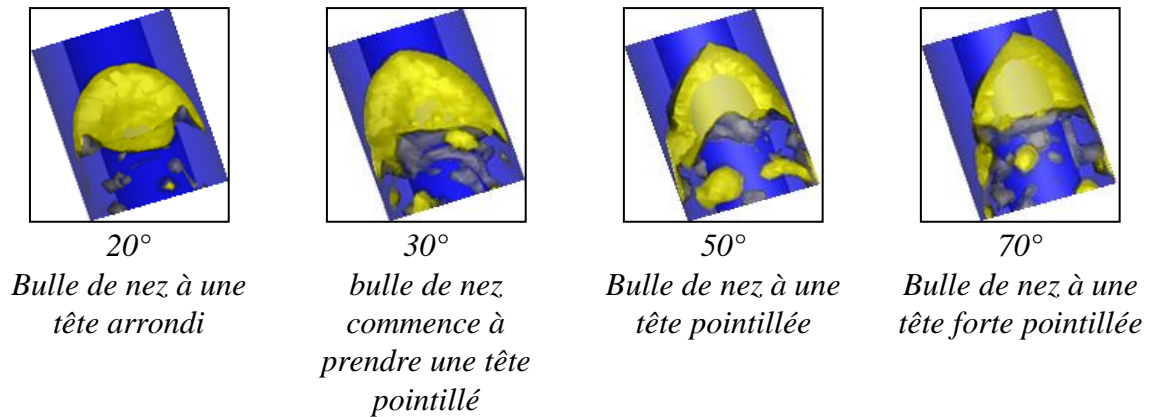


Figure 3.13 : *Forme de la première bulle de Taylor pour différents angles d'inclinaison en position de vue de dessus.*

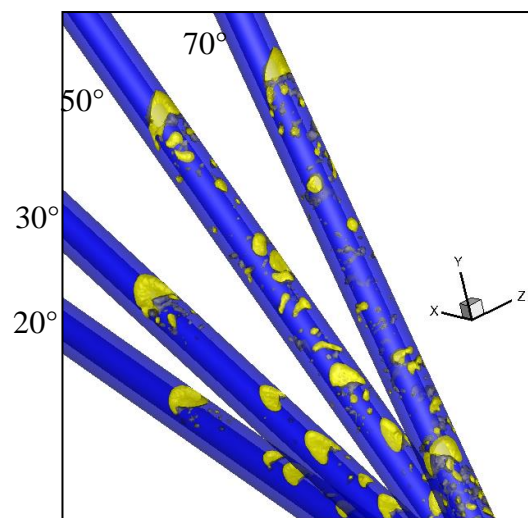


Figure 3.14 : *Présentation de la première bulle de Taylor pour différents angle d'inclinaison à un instant $t=2.75s$.*

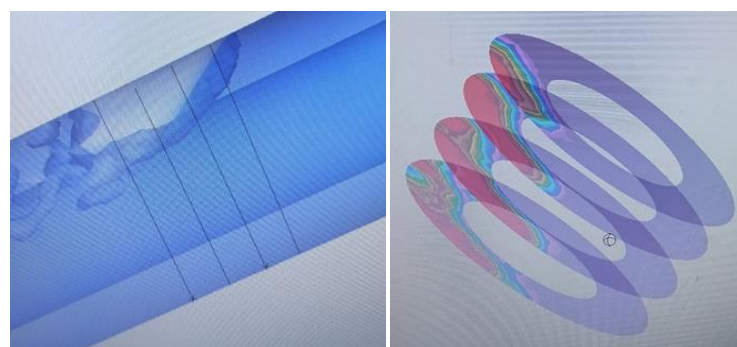


Figure 3.15 : *Exemple de présentation des plans transversaux choisis au niveau de la première bulle de Taylor.*

La figure 3.16, représente les champs de la fraction volumique tracés dans les plans transversaux P1, P2, P3 et P4 pour des vitesses d'air et d'eau égales à 0.2 m/s, et pour différents angles d'inclinaison de la conduite annulaire par rapport à l'horizontal. Cette figure montre que la présence de l'air est bien concentrée dans la partie haute de l'anneau, chaque plan leur concentration, elle commence de faible présence pour le plan1 et de plus en plus augmente vers une valeur maximale, puis diminue pour tous les angles. Cette

remarque est expliquée par les profils de la fraction volumique moyenne de l'air en fonction de position des plans considérés situés à des distances bien déterminées à partir de début de la conduite annulaire. Ces profils montent aussi que les valeurs maximales des fractions volumiques sont différentes suivant l'angle d'inclinaison de la conduite, nous avons marqué la valeur de $\alpha=0.17$ pour l'angle $\theta=20^\circ$ qui correspond à une présence de l'air de 17%, et de $\alpha=0.27$ pour l'angle $\theta=30^\circ$ qui correspond à une présence de l'air de 27%, tandis que pour $\theta=50^\circ$ et 70° cette présence est marquée par la valeur de $\alpha=0.3$ qui correspond à une présence de l'air de 30%.

En générale la moyenne globale de la fraction volumique est d'ordre de 10,33% pour l'angle $\theta=20^\circ$, de 19,22 pour $\theta=30^\circ$, de 18,9 pour $\theta=50^\circ$ et d'ordre de 16,70 pour $\theta=70^\circ$.

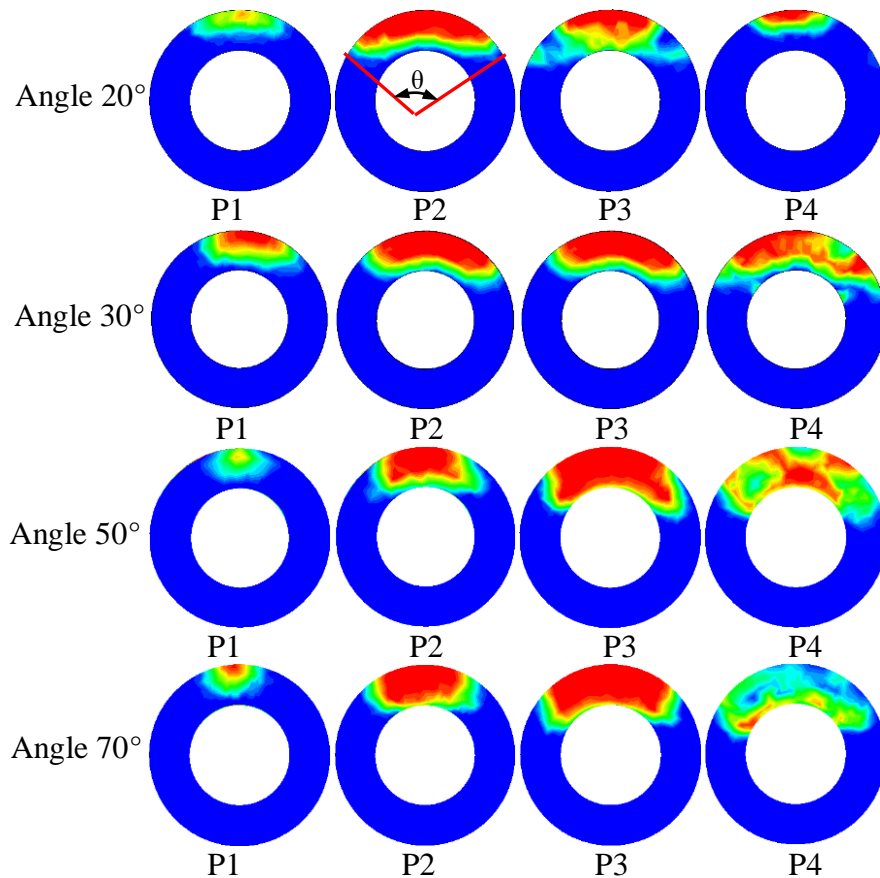


Figure 3.16 : Plans transversaux choisis au niveau de la première bulle de Taylor pour les angles : 20° , 30° , 50° et 70° pour $t=2.75s$.

Les fig. 3.18 à 3.21 représentent les profils de vitesse totale du mélange à gauche et de la fraction volumique de l'air à droite des lignes orientées suivant les lignes indiquées par des flèches (en respectant les directions de celles-ci) à un instant $t=2.75s$ et pour les angles 20° , 30° , 50° et 70° , respectivement.

Les Figures 3.18 à 3.19, représente les profils de la fraction volumique de l'air et la vitesse totale du mélange. On constate que les évolutions des fractions volumiques de l'air sont différentes dans les lignes de projections. Les fractions nulles sont observées à gauche correspondent à l'absence totale de l'air colorées en bleu, tandis qu'elles sont

évaluées à droite traduisant la présence de l'air de surface externe du tube interne vers la surface externe de la conduite.

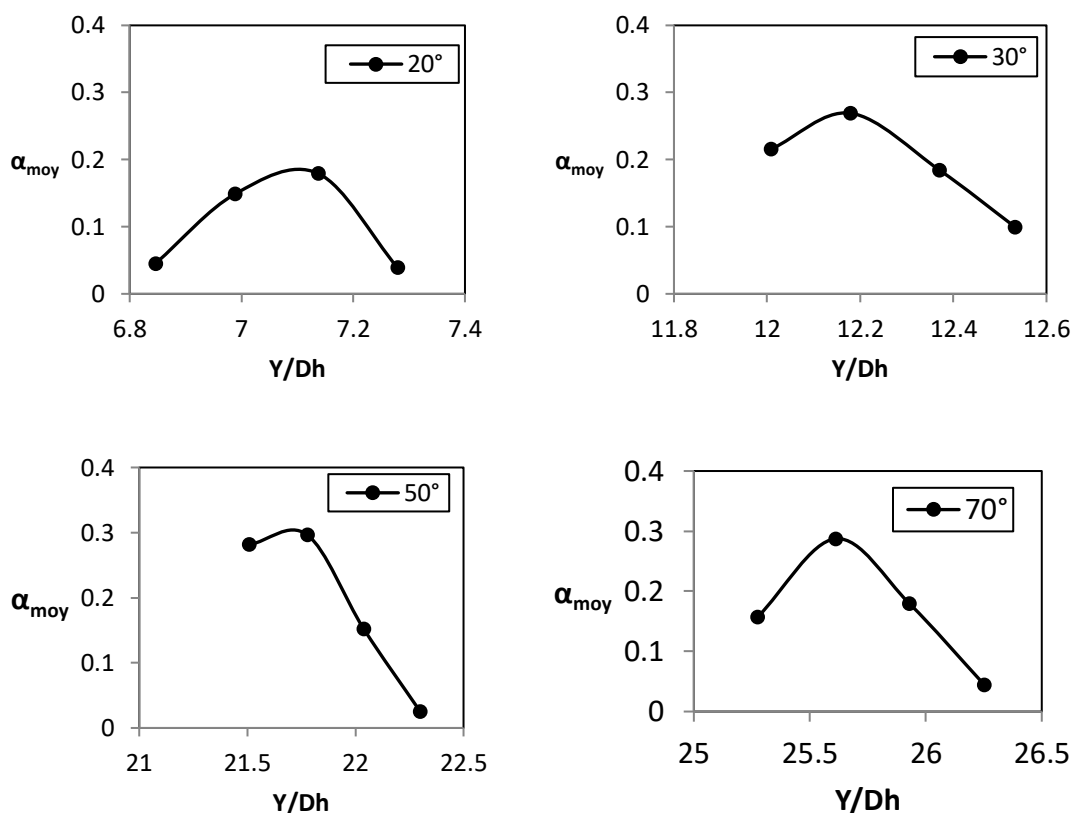


Figure 3.17 : Evolutions de la fraction moyenne d'air dans les plans transversaux choisis au niveau de la première bulle de Taylor pour les angles : 20°, 30°, 50° et 70° pour $t=2.75s$.

Les évolutions des profils des vitesses du mélange sont présentées à droite dans figures. On constate une évolution normale d'un profil de vitesse qui de même que celui dans un tube circulaire (à gauche où $\alpha=0$ de même figure). Par contre dans le sens opposé de conduite (à droite de meme profil), il y a des évolutions sous forme des pics de vitesse non symétrique se changent suivant les lignes de projections.

Les Figures 3.20 à 3.21, donnent presque les mêmes évolutions mais on constate certain différences surtout pour les pics des valeurs de vitesse du mélange dans les zones hautes où l'on trouve les bulles. Dans ces zones les pics de vitesse totale donnent des valeurs importantes lorsqu'on augmente l'angle de la conduite annulaire.

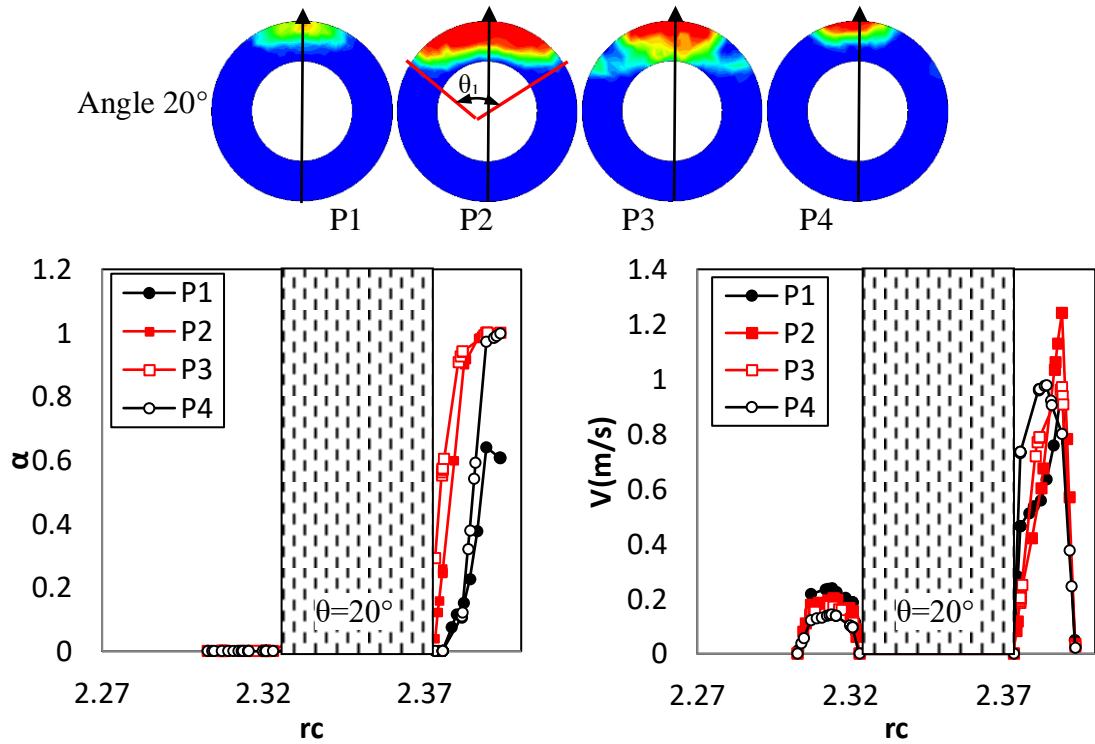


Figure 3.18 : Evolutions des fractions volumiques d'air (à gauche), et la vitesse totale du mélange (à droite) sur les lignes indiquées et plotées sur les plans choisis pour l'angle $\theta=20^\circ$, $u_g=0.2\text{m/s}$ et $u_l=0.2\text{m/s}$.

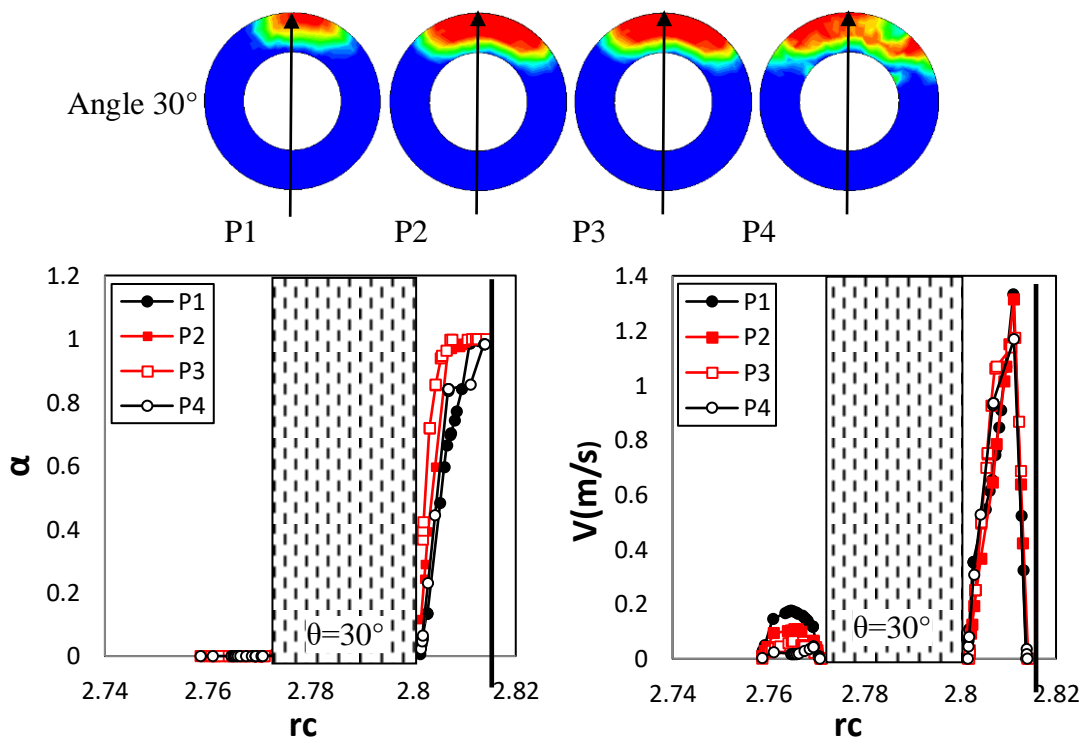


Figure 3.19 : Evolutions des fractions volumiques d'air (à gauche), et la vitesse totale du mélange (à droite) sur les lignes indiquées et plotées sur les plans choisis pour l'angle $\theta=30^\circ$, $u_g=0.2\text{m/s}$ et $u_l=0.2\text{m/s}$.

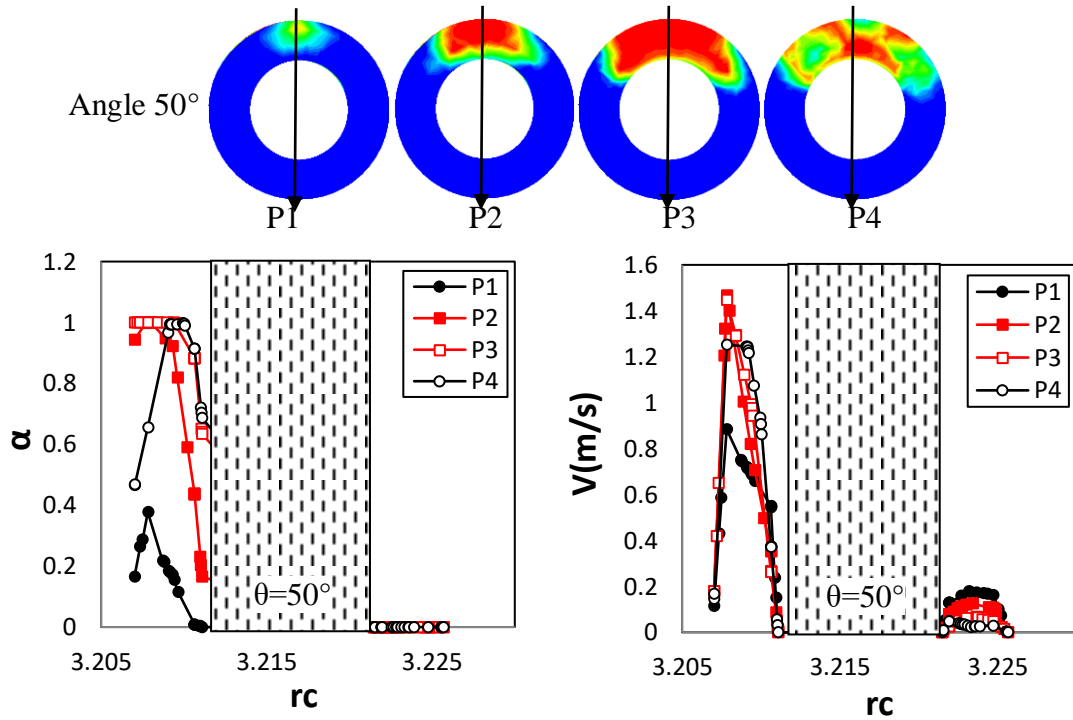


Figure 3.20 : Evolutions des fractions volumiques d'air (à gauche), et la vitesse totale du mélange (à droite) sur les lignes indiquées et plotées sur les plans choisis pour l'angle $\theta = 50^\circ$, $u_g = 0.2\text{m/s}$ et $u_l = 0.2\text{m/s}$.

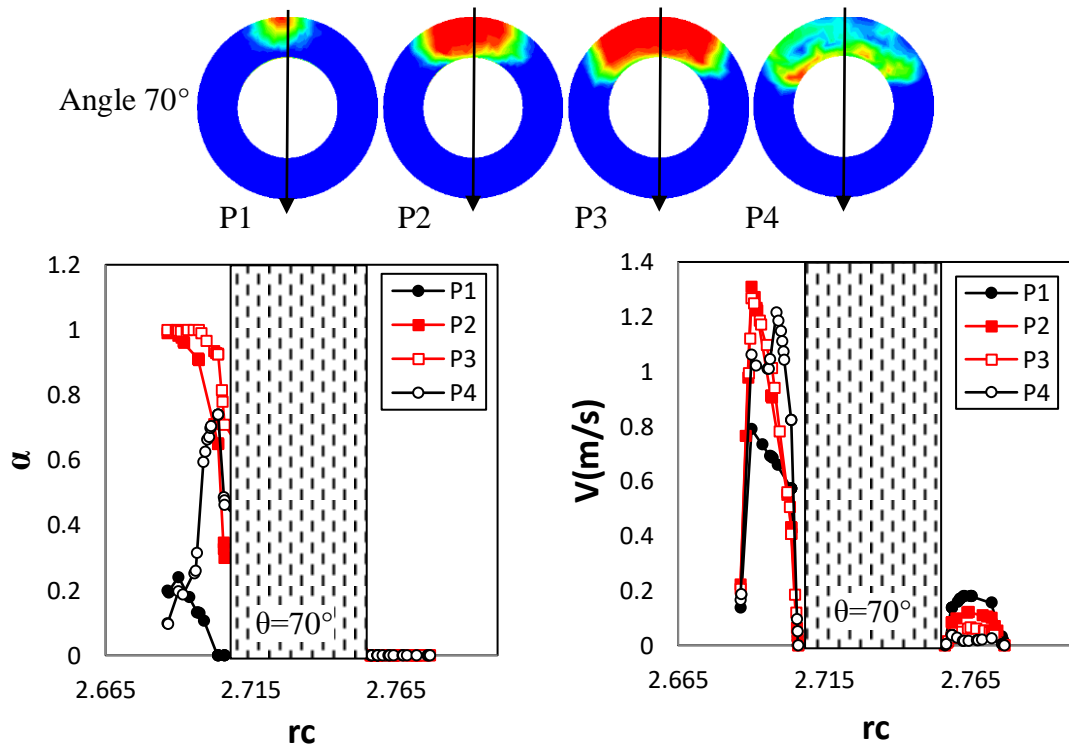


Figure 3.21 : Evolutions des fractions volumiques d'air (à gauche), et la vitesse totale du mélange (à droite) sur les lignes indiquées et plotées sur les plans choisis pour l'angle $\theta = 70^\circ$, $u_g = 0.2\text{m/s}$ et $u_l = 0.2\text{m/s}$.

3.6. Longueur et vitesse de bulle montante

La forme de la bulle donne un effet majeur sur la vitesse et la longueur de bulle. Cette forme change selon plusieurs paramètres, la vitesse du gaz, de l'eau, le diamètre de la conduite, l'orientation de celle-ci...etc. Dans ce travail, on a le paramètre d'angle d'inclinaison de la conduite où nous observons un effet clair et visible de ce dernier sur le comportement de l'écoulement diphasique, en particulier la longueur et la vitesse de bulle.

Les figures 3.22 et 3.23 représentent les évolutions de la longueur et de la vitesse de la première bulle de gaz en fonction d'angle d'inclinaison de la conduite pour deux pas de temps de $t=2.85s$ et $2.75s$. En premier lieu, on constate que à partir de ces évolutions, la longueur des bulles diminue lorsqu'on augmente l'angle d'inclinaison, par contre la vitesse des bulles augmente par l'augmentation de l'angle d'inclinaison, elles s'expliquent par l'effet de la forces de flottabilité sur les bulles d'air. Ces constatations nous avons citées précédemment.

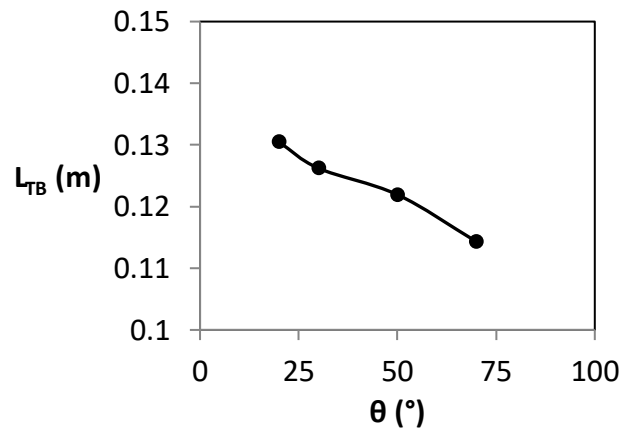


Figure 3.22 : Evolutions de la longueur de bulle en fonction de l'angle d'incinaison de la conduite pour $u_g= 0.2m/s$ et $u_l= 0.2m/s$ et pour un pas de temps $\Delta t=0.1s$ correspond deux instants ($t_1=2.85s$ et $t_2=2.75s$).

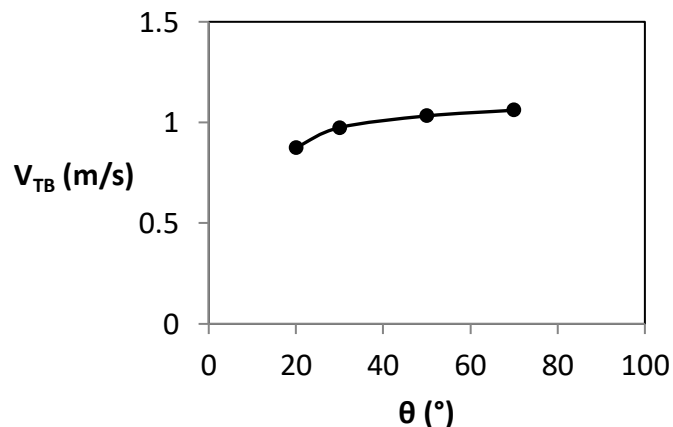


Figure 3.23 : Evolutions de la vitesse de bulle en fonction de l'angle d'incinaison de la conduite pour $u_g= 0.2m/s$ et $u_l= 0.2m/s$ et et pour un pas de temps $\Delta t=0.1s$ correspond deux instants ($t_1=2.85s$ et $t_2=2.75s$).

Les figures 3.24 et 3.25 représentent les évolutions de la longueur et de la vitesse de bulle en fonction du temps pour un angle d'inclinaison $\theta=30^\circ$ et des vitesses de l'air et de l'eau sont égales 0.2m/s. Ces figures tracées pour sept instants successifs, montrent que lorsqu'on déplace une bulle au cours du temps, la longueur de celle-ci est diminuée, puis augmentée. Cette diminution indiquant, il y a certaines petites bulles se séparent de la bulle principale due à leur mouvement instable, tandis que l'augmentation signifiant le phénomène de coalescence qui est effectué au cours de déplacement de la bulle, c'est-à-dire la taille et le volume de celle-ci augmente.

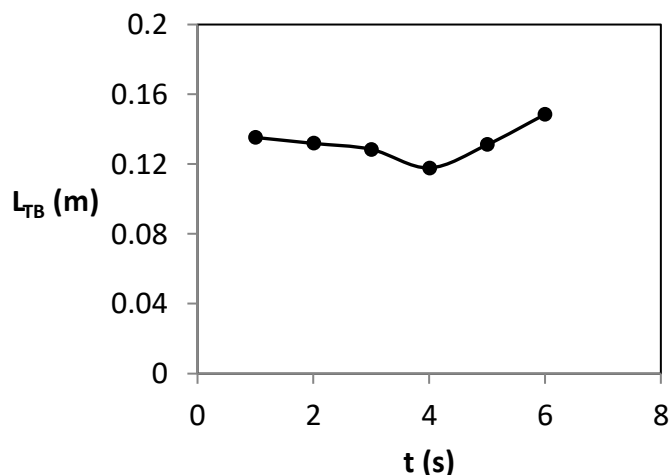


Figure 3. 24 : Evolutions de la longueur de bulle en fonction de l'angle d'incinaison de la conduite pour $\theta=30^\circ$, $u_g= 0.2m/s$ et $u_l= 0.2m/s$ et et pour un pas de temps $\Delta t=0.15s$ correspond six instants ($t_1=3.00s$ et $t_2=3.75s$).

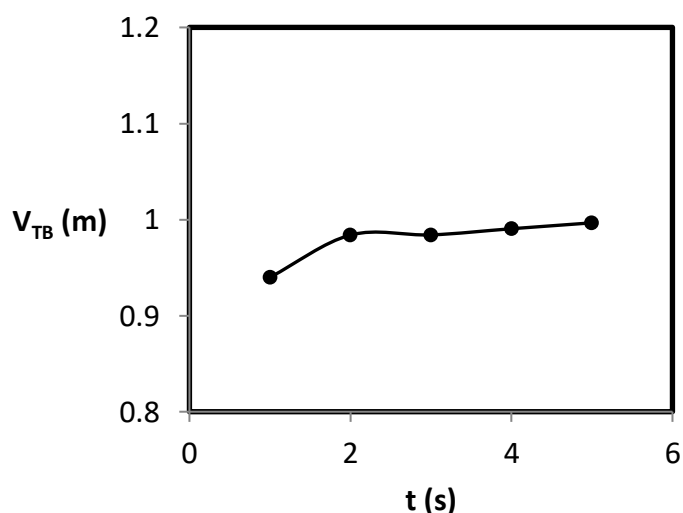


Figure 3.25 : Evolutions de la vitesse de bulle en fonction de l'angle d'incinaison de la conduite pour $\theta=30^\circ$, $u_g= 0.2m/s$ et $u_l= 0.2m/s$ et et pour un pas de temps $\Delta t=0.1s$ correspond cinq instants ($t_1=3.00s$ et $t_2=3.6s$).

Conclusion

Dans cette étude, nous avons présenté une étude numérique d'écoulement diphasique co-courant ascendant dans une conduite annulaire de diamètres interne et externe $D_{in}=84.4\text{mm}$, $D_{ext}=152.4\text{mm}$, respectivement. Elle est effectuée dans des conditions où les vitesses d'air et d'eau égales à 0.2m/s . Nous avons traité l'effet de l'angle d'inclinaison sur le comportement globale d'écoulement diphasique, en particulier le régime à bulle. Nous avons tiré quelques conclusions, on cite :

- Plusieurs phénomènes étant présentés, tels que le phénomène de coalescence, de collision et de zigzag.
- Les écoulements diphasiques sont traités seulement dans le régime instationnaire.
- Les remarques qu'ont été cités dans le manuscrit conformant celles-ci trouvées dans des études expérimentales et théoriques.
- On découvre que l'angle d'inclinaison donne un effet majeur sur le régime à bulles, en particulier sur leur longueur et leur vitesse de monter, c'est-à-dire qu'elles s'accélèrent rapidement pour les angles importants et en sens inverse pour les faibles angles.

Ces conclusions reliées directement à une seule force traduite par la flottabilité.

Résumé :

Le régime à bulles d'écoulement diphasique est étudié numériquement dans une conduite annulaire de diamètres interne et externe $D_{in}=84.4\text{mm}$ et $D_{ext}=152.4\text{mm}$, respectivement, en utilisant le code commercial FLUENT. Cette étude est basée sur la variation de l'angle d'inclinaison de la conduite par rapport à la verticale. Cette variation d'angle influencant certains phénomènes en particulier, le phénomène de coalescence, de zigzag, de collision ainsi que la vitesse et la longueur de bulle. Ces résultats sont justifiées les observations obtenues par d'autre chercheurs.

Mots clés : régime à bulle, vitesse montante des bulles, /gaz-liquide/VOF/, longueur de bulle.

Abstract:

The two-phase flow bubble regime is studied numerically in an annular pipe with internal and external diameters $D_{in} = 84.4\text{mm}$ and $D_{ext} = 152.4\text{mm}$, respectively, using the commercial code FLUENT. This study is based on the variation of the inclination angle of the pipe from the vertical. This variation of angle influencing certain phenomena in particular, the phenomenon of coalescence, zigzag, collision as well as the velocity and the length of the bubble. These results are supported by observations obtained by other researchers.

Key words: Bubbles regime, rising bubble velocity, / gas-liquid / VOF / , bubble length.

الملخص:

تمت دراسة نظام فقاعة التدفق ثنائي الطور عددياً في أنبوب حلقي بأقطار داخلية وخارجية $D_{in} = 84.4\text{mm}$ و $D_{ext} = 152.4\text{mm}$ ، على التوالي ، باستخدام الكود التجاري FLUENT. تعتمد هذه الدراسة على تباين زاوية ميل الأنبوب من العمودي. هذا الاختلاف في الزاوية يؤثر على ظواهر معينة على وجه الخصوص ، ظاهرة الالتحام ، والتعرج ، والتصادم وكذلك سرعة وطول الفقاعة. يتم دعم هذه النتائج من خلال الملاحظات التي حصل عليها باحثون آخرون.

كلمات مفتاحية: نظام الفقاعة، سرعة الفقاعة، / الغاز-السائل / VOF / ، طول الفقاعة.