

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministre de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique Ecole
Nationale Polytechnique



Département Hydraulique

Laboratoire des recherches scientifiques

Mémoire de projet fin d'études

En vue de l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en hydraulique

SIMULATION D'UN ECOULEMENT DIPHASIQUE DE TYPE BOUCHON DANS UN SYSTÈME DE CONDUITES

Nadir ALOUI / Nour El Houda DJABALLAH

Sous la direction de

Dr Ibtissem BELGACEM

Présenté et soutenu publiquement le 06/07/2019

Composition du Jury:

| | | | |
|-----------|-----------------------|-----|-----|
| Président | Mme Saâdia BENMAMAR | Pr | ENP |
| Promoteur | Mme Ibtissem BELGACEM | MCB | ENP |
| Examineur | Mr Salah Eddine TACHI | MCB | ENP |
| | Mr Salim BENZIADA | MAA | ENP |

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministre de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique Ecole
Nationale Polytechnique



Département Hydraulique
Laboratoire des recherches scientifiques

Mémoire de projet fin d'études

En vue de l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en hydraulique

SIMULATION D'UN ECOULEMENT DIPHASIQUE DE TYPE BOUCHON DANS UN SYSTÈME DE CONDUITES

Nadir ALOUI / Nour El Houda DJABALLAH

Sous la direction de

Dr Ibtissem BELGACEM

Présenté et soutenu publiquement le 06/07/2019

Composition du Jury :

| | | | |
|-----------|-----------------------|-----|-----|
| Président | Mme Saâdia BENMAMAR | Pr | ENP |
| Promoteur | Mme Ibtissem BELGACEM | MCB | ENP |
| Examineur | Mr Salah Eddine TACHI | MCB | ENP |
| | Mr Salim BENZIADA | MAA | ENP |

Dédicace

Avec l'expression de ma reconnaissance, Je dédie ce modeste travail

A ma chère mère et mon cher père qui m'ont soutenus et encouragés durant ces années d'études, Merci pour tous vos sacrifices pour que vos enfants grandissent et prospèrent. C'est à vous que je dois cette réussite.

A mes chères frères Mohamed, Abdel El Rahmane et Abdel Majid pour leur soutien, patience et amour

*A mon Binôme Djaballah Nour El Houda, qui a été une formidable accompagnante lors de la réalisation de ce travail.
Une dédicace particulière à Kahina pour son soutien toute au long de ces derniers mois*

A mes amis de l'EPST Annanba et d'ENP d'Alger pour leurs encouragements

Et A ceux que j'aime

Nadir

DEDICACE

Au premier Homme de ma vie, mon cher père Djamal eddine

Aucun remerciement ne sera à la hauteur de l'amour, la protection, le soutien inconditionnel que tu m'apportes depuis que j'existe, quoi que je fasse ou que je dise je ne te remercierais jamais comme il se doit pour tous les sacrifices que tu as fait pour que ne manque de rien et faire de moi une personne pleinement épanouie dans ma vie. Merci d'être un PAPA extraordinaire. J'espère être toujours à la hauteur de tes attentes.

A la femme qui m'a donné la vie, ma chère maman Souhila
Toutes mes profondes reconnaissances ne pourront jamais égaler ta tendresse maternelle qui m'apporte quotidiennement une confiance en moi et une joie de vivre. Merci infiniment de m'avoir éduqué, guidé et transmis de vraies valeurs, merci parce que tu m'as tant donné et tant appris. Si aujourd'hui je suis une personne fière de moi c'est grâce à toi, merci maman.

A ma chère grand-mère

Je ne te remercier jamais assez pour ton soutien et tes encouragements ainsi que tes prières qui ont éclairé mon chemin tout au long de mes études, Que Dieu te garde près de moi encore longtemps

A mon indispensable, ma chère sœur Rayane

Merci d'être toujours là pour moi, tu as su mes sourires dessiner et mes pleurs sécher. Merci d'avoir pris cette place importante dans ma vie

A ma compagne fidèle, ma très chère tante Lamia

Toi qui a toujours cru en moi, je te dédie spécialement ce modeste travail. Les mots ne suffisent guère pour exprimer l'attachement l'amour et la considération que j'ai pour toi. Merci d'être ma source de confiance en moi.

A ma tante Souheir et son époux Amine, ma tante Loubna et son mari Hassen et Selma et mon frère Adel, Merci pour votre présence à mes côtés et vos délicates attentions.

A toute la famille Djaballah et Aibout

A mon cher binôme qui a accomplie avec moi ce travail dans une ambiance très agréable et mémorable.

A mes meilleures copines Kahina Leila et Sihem

A mon cher ami Abelmalek, je n'oublierais jamais ton aide précieuse tant intellectuelle que morale

A mon cher trinôme de l'ENP Younes et Yasser

A tous les professeurs qui ont contribué à ma réussite en m'offrant les meilleures des formations durant tout le long de mon cursus éducatif

NOUR

Remerciement

Nous remercions dans un premier temps « DIEU », le tout puissant de nous avoir donné la force, la patience et la volonté nécessaire pour résister à toutes les difficultés qu'on a pu rencontrer durant notre étude et de nous avoir aidé à relever les défis qu'on a confrontés et mener à bien notre modeste travail.

Nous tenons à exprimer toute notre reconnaissance à notre directrice de mémoire, Madame Belgacem Ibtissem. Nous la remercions de nous avoir encadrés, orienté, aidé et conseillé.

Nous adressons nos sincères remerciements à notre chère professeure et directrice de laboratoire de recherche de science de l'eau (LRSE) de l'école nationale polytechnique madame Benmamar Saadia, pour sa disponibilité et surtout ses judicieux conseils.

Nous voudrions également remercier les membres du jury pour l'honneur qu'ils nous ont accordé en acceptant d'évaluer notre travail ainsi que toutes les personnes qui ont contribué au succès et le bon déroulement de notre mémoire.

Enfin, nous présentons nos remerciements, notre respect et notre gratitude, à tous nos chers professeurs qui ont assuré notre formation à l'école polytechnique d'Alger (ENP) ainsi qu'à notre famille polytechnicienne et nos chers amis qui nous ont toujours soutenue et encouragé.

ملخص

التدفق الانسدادي هو نظام تدفق ثنائي الطور شائع جداً في قطاع البترول. يتميز هذا التدفق بتقلبات الضغط عالية الشدة مما قد يشكل تهديداً كبيراً للاستغلال الفعال لحقول النفط والغاز و قد تصل خسارة الإنتاج المعلقة بهذه الظاهرة إلى 50% ، مما سيؤثر على القدرة لتلبية الطلب المتزايد على الطاقة .

من أجل فهم أفضل لسلوك هذا النوع من التدفق، فإننا نسعى من خلال هذا العمل لتفسير هذه الظاهرة بوضوح وتفصيل مختلف خصائصها المتمثلة في الضغط والسرعة وتوقف السائل و قد اعتمدنا في هذه الدراسة على المحاكاة الرقمية

FLUENT 19.0 باستخدام برنامج الحساب

الكلمات المفتاحية : تدفق متعدد الطور ، تدفق الانسدادي ، الضغط ، المحاكاة الرقمية.

ABSTRACT

Slug flow is an intermittent two-phase flow regime that is very common in oil and gas fields. This flow is characterized by high fluctuations in pressure, which can pose a major threat to the efficient exploitation and optimization of oil and gas production from deep reserves. The typical production loss could reach 50%, which would affect the ability to meet the growing demand for energy.

The purpose of this work is the study of the different parameters of this type of flow, namely, pressure, speed and liquid-holdup, our work is based on numerical simulation through the calculation code FLUENT 19.0.

Key words: Multiphase flow, Slug flow, pressure, FLUENT, numerical simulation.

RESUME

L'écoulement bouchon est un régime d'écoulements diphasique intermittent très fréquent dans le domaine pétrolier, cet écoulement est caractérisé par de grande fluctuation de pression ce qui peut constituer une menace majeure pour l'exploitation efficace du pétrole et du gaz et l'optimisation de la production à partir de réserves profondes. La perte de production pourrait atteindre 50%, ce qui affecterait la capacité de répondre à la demande croissante en énergie.

Afin de mieux comprendre le comportement de ce type d'écoulement, nous allons à travers ce travail bien définir le phénomène et présenter ses différents paramètres, à savoir, la pression, la vitesse et le liquid-holdup. Notre travail est basé sur la simulation numérique avec le code de calcul FLUENT 19.0.

Mots clés : Ecoulement multiphasique, écoulement bouchon, pression, FLUENT, simulation numérique.

SOMMAIRE

| | |
|---|----|
| Liste des tableaux | |
| Listes des figures | |
| Nomenclature | |
| Principales abréviations | |
| Introduction générale..... | 14 |
| 1. Etat de l'art et définitions fondamentales..... | 21 |
| 1.1. Introduction..... | 21 |
| 1.2. Phénoménologie des configurations d'écoulement diphasique en conduite horizontale et verticale | 21 |
| 1.2.1 Principe de classification des écoulements diphasiques..... | 21 |
| 1.2.2 Configurations d'écoulement diphasique..... | 23 |
| 1.3. Cartographie des écoulements diphasiques..... | 25 |
| 1.3.1. Les cartographies des régimes d'écoulement en conduite horizontale..... | 25 |
| 1.3.2. Les cartographies des régimes d'écoulement en conduite verticale..... | 32 |
| 1.3.3. Les différents paramètres des écoulements diphasiques..... | 33 |
| 1.4. Conclusion..... | 35 |
| 2. L'écoulement slug dans un système de conduite..... | 37 |
| 2.1. Introduction..... | 37 |
| 2.2. Structure de l'écoulement bouchon..... | 38 |
| 2.2.1 Severe slug..... | 39 |
| 2.2.2 modélisation de l'écoulement bouchon..... | 43 |
| 2.2.3 Revue de littérature sur les écoulements bouchon en conduite..... | 44 |
| 2.3. Conclusion..... | 55 |
| 3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide | 57 |
| 3.1. Introduction..... | 57 |
| 3.2. La modélisation des écoulements diphasiques..... | 57 |
| 3.2.1 Formulation mathématique..... | 57 |
| 3.2.2 Formulation mathématique du modèle de mixture..... | 58 |
| 3.2.3 Méthode de modélisation d'écoulement diphasique..... | 60 |
| 3.3. La modélisation de la turbulence..... | 62 |
| 3.3.1. Les équations de Navier-Stokes..... | 62 |
| 3.3.2. Les modèle de turbulence..... | 64 |
| 3.3.3. Méthode numérique de résolutions des équations..... | 71 |
| 3.4. Conclusion..... | 78 |
| 4. Etude numérique de l'écoulement bouchon dans un système de conduite..... | 80 |
| 4.1. Introduction..... | 80 |
| 4.2. Présentation du code de calcul FLUENT..... | 80 |
| 4.2.1 Schéma numérique de FLUENT..... | 83 |
| 4.3. Simulation numérique..... | 83 |

| | |
|---|-----|
| 4.3.1. Choix du modèle de turbulence..... | 83 |
| 4.3.2. Procédure numérique..... | 84 |
| 4.3.3. Etapes de simulation sous FLUENT..... | 84 |
| 4.4. Cas d'application de l'étude..... | 91 |
| 4.4.1. Procédure numérique..... | 91 |
| 4.4.2. Géométrie du problème..... | 92 |
| 4.4.3. Conditions aux limites opératoires..... | 92 |
| 4.5. Conclusion..... | 93 |
| | |
| 5. Resultats et discussion..... | 95 |
| 5.1. Introduction..... | 95 |
| 5.2. Procédure numérique..... | 95 |
| 5.2.1 Etude du maillage..... | 95 |
| 5.2.2 Temps de calcul..... | 98 |
| 5.2.3 Choix du modèle de turbulence..... | 99 |
| 5.2.4 Conditions opératoires..... | 99 |
| 5.2.5 Conditions aux limites..... | 100 |
| 5.3. Résultats de la simulation..... | 100 |
| 5.3.1. Identification des configurations d'écoulement dans la conduite..... | 100 |
| 5.3.2. Evolution de l'écoulement dans la conduite..... | 101 |
| 5.3.3. Validation des résultats..... | 105 |
| 5.3.3.1 Validation par visualisation..... | 105 |
| 5.3.3.2 Validation par les signaux de pression..... | 106 |
| 5.3.2. Evolution de la pression dans le système..... | 109 |
| 5.3.3. Liquides holdup..... | 112 |
| 5.3.4. Variation de la pression en présence de singularité..... | 114 |
| 5.4. Conclusion..... | 117 |
| | |
| Conclusion générale..... | 118 |
| | |
| Références bibliographiques | 120 |

LISTE DES TABLEAUX

| | |
|--|-----|
| Tableau 1-1 : Domaine de validité de la carte de Mandhane et al. (1974)..... | 28 |
| Tableau 1-2 : Détermination du type d'écoulement dans une conduite horizontale par la methode de Taitel et Dukler (1976) | 31 |
| Tableau 3-1 : Les constantes du modèle de turbulence Spalart-allmaras..... | 65 |
| Tableau 3-2 : Les constantes des modeles de turbulence..... | 69 |
| Tableau 3-3 : Valeurs des constantes du modele RSM..... | 71 |
| Tableau 3-4 : Termes des equations generalisées..... | 71 |
| Tableau 4-1 : Schema de discretisation..... | 84 |
| Tableau 4-2 : Conditions aux limites (velocity inlet)..... | 93 |
| Tableau 5-1 : Le nombre de nœuds pour chaque grille..... | 96 |
| Tableau 5-2 : Tableau récapitulatif de temps de simulations..... | 99 |
| Tableau 5-3 : Propriétés des fluides..... | 100 |
| Tableau 5-4 : Tableau des conditions aux limites..... | 100 |

LISTE DES FIGURES

| | |
|--|----|
| Figure 1. Représentation simplifiée du système d'étouffement de la partie supérieur (Okereke, 2015)..... | 17 |
| Figure 2. Configuration typique de système d'injection de gaz (Okerke,2015)..... | 18 |
| Figure 1.1. Configuration d'écoulements diphasiques en conduites horizontale | 24 |
| Figure 1.2. Configurations d'écoulements diphasiques en conduite verticale | 25 |
| Figure 1.3. Carte de Bker (1954)..... | 27 |
| Figure 1.4. Crate de Baker modifiée (whalley,1987)..... | 28 |
| Figure 1.5. Carte de Mandhane et al (1974)..... | 29 |
| Figure 1.6. Comparaison des transitions obtenues par la méthode de Taitle et Duckler (trais pleins) avec la carte de Mandhane et al (pointillés) pour un écoulement horizontal eau -air a 1bar et 25°. Diamètre de la conduite :25mm..... | 31 |
| Figure 1.7. Carte de Taitel et al. (1980)..... | 32 |
| Figure 1.8. Carte de Hewitt et Roberts (1969)..... | 33 |
| Figure 2.1. Présentation de l'écoulement bouchon (Belgacem, 2015)..... | 39 |
| Figure 2.2. Cycle typique de severe slugging (Fabre et al,1990)..... | 41 |
| Figure 2.3. Etapes de severe slugging type(Malezadeh, 2012)..... | 42 |
| Figure 2.4. Etapes de severe slugging type(Malezadeh, 2012) | 42 |
| Figure 2.5. Etapes de severe slugging type(Malezadeh, 2012) | 43 |
| Figure 2.6. La chute de pression sur une unité de bouchon (Belgacem, 2015)..... | 45 |
| Figure 3.1. Fraction volumique associée a une interface sur un maillage discret | 61 |
| Figure 3.2. Methode de discretisation des equations differentielles..... | 72 |
| Figure 3.3. Discretisation en volumes finis du domaine d'etude dans le cas bidimensionnel..... | 74 |
| Figure 4.1. Procédure de calcul sur Fluent..... | 82 |
| Figure 4.2. Structuration de Fluent | 83 |
| Figure 4.3. Méthode den résolution segregated..... | 84 |
| Figure 4.4. Fenêtre de sélection le solveur instable..... | 85 |
| Figure 4.5. Fenêtre de sélection du modèle de turbulence..... | 85 |
| Figure 4.6. Fenêtre de sélection des fluides utilisés..... | 86 |
| Figure 4.7. Fenêtre de sélection du modèle multiphasique..... | 86 |
| Figure 4.8. Fentre d'introduction de la gravité et le niveau de référence de la pression..... | 87 |
| Figure 4.9. Fenêtre de sélection de l'algorithme de couplage et des schémas de discrétisation | 87 |
| Figure 4.10. Fenêtre de sélection de la phase d'entré (gaz)..... | 88 |
| Figure 4.11. Fenêtre d'introduction de la vitesse d'entré de la phase (gaz)..... | 88 |
| Figure 4.12. Fenêtre d'introduction de la phase d'entré (liquide)..... | 89 |
| Figure 4.13. Fenêtre d'inroduction de la vitesse d'entré de la phase (liquide)..... | 89 |
| Figure 4.14. Fenêtre d'initialisation..... | 90 |
| Figure 4.15. Fenêtre de sélection de lancement de calculs..... | 91 |
| Figure 4.16. Géométrie étudiée..... | 92 |
| Figure 5.1. Variation de la pression au niveau de coude pour un maillage de 25000 mailles..... | 96 |
| Figure 5.2. Variation de la pression au niveau de coude pour un maillage de 50000 mailles..... | 97 |
| Figure 5.3. Variation de la pression au niveau de coude pour un maillage de100000 mailles..... | 97 |

| | |
|---|-----|
| Figure 5.4. Variation de la pression au niveau de coude pour maillage 120000 (raffinement au niveau du coude)..... | 98 |
| Figure 5.5. identification de l'écoulement bouchon : (a) dans la conduite inclinée ; (b) au niveau du coude..... | 101 |
| Figure 5.6. Evolution de l'écoulement dans la conduite inclinée loin du coude..... | 101 |
| Figure 5.7. Evolution de l'écoulement dans la conduite inclinée | 102 |
| Figure 5.8. Evolution de l'écoulement au niveau du coude..... | 103 |
| Figure 5.9. Evolution de l'écoulement dans la colonne montante..... | 104 |
| Figure 5.10. Comparaison de configurations : (a) régime stratifié dans la conduite inclinée ; (b) régime bouchon dans la conduite inclinée.(Belgacem, 2015)..... | 106 |
| Figure 5.11. Signal de pression correspondant au régime bouchon(Belgacem et al,2013)..... | 106 |
| Figure 5.12. Variation de la pression en fonction de temps au niveau de coude | 109 |
| Figure 5.13. (a) évolution de la pression a l'amont ; (b) évolution de la pression dans le coude ;(c) évolution de la pression a l'aval à 1.5m du coude ; (d) évolution de la pression a l'aval a 3m du coude..... | 111 |
| Figure 5.14. le liquide Hold up dans la conduite | 114 |
| Figure 5.15. Evolution de la pression le long de système..... | 117 |

NOMENCLATURE

| | |
|------------------|---|
| A | Section totale (m^2) |
| A_l | Surface totale occupée par le liquide (m^2) |
| A_g | Surface totale occupée par le gaz (m^2) |
| X | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| F_A | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| T | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| K_c | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| T_D | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| G_g | Flux massique gaz |
| G_l | Flux massique liquide |
| H_l | Liquid holdup dans les bouchons |
| D | Diamètre de la conduite (m) |
| J_g | Vitesse superficielle de la phase gaz (m/s) |
| J_l | Vitesse superficielle de la phase liquide (m/s) |
| J_m | vitesse de mélange |
| P | Pression d'un écoulement monophasique (Pa) |
| Q_g | Débit volumique gaz (m^3/s) |
| Q_l | Débit volumique liquide (m^3/s) |
| T | Température ($^{\circ}C$) |
| u | Vitesse de l'écoulement monophasique (m/s) |
| u_g | Vitesse de la phase gazeuse |
| u_l | Vitesse de la phase liquid |
| G | Flux massique total |
| G_l | flux massique de gaz |
| G_g | flux massique de liquide |
| ρ | Masse volumique ($kg.m^{-3}$) |
| Λ | Coefficients de correction dans le modèle de (Baker 1954) |
| ρ_g | Masse volumique de la phase gazeuse ($kg.m^{-3}$) |
| ρ_l | Masse volumique de la phase liquide ($kg.m^{-3}$) |
| ρ_{eau} | Masse volumique de l'air ($kg.m^{-3}$) |
| ρ_{air} | Masse volumique de l'eau ($kg.m^{-3}$) |
| μ_e | Viscosité cinématique de l'eau ($kg/m s$) |
| λ_l | No slip Hold up |
| ψ | Coefficients de correction dans le modèle de (Baker 1954) |
| $\sigma_{T eau}$ | Tension superficielle de l'eau |
| F | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| h | le coefficient d'échange. |
| \dot{m} | Débit massique totale (kg/s) |
| \dot{m}_g | Débit massique de la phase gazeuse (kg/s) |
| \dot{m}_l | Débit massique de la phase liquide (kg/s) |
| St | Nombre de Strouha |
| L | Longueur (m) |
| g | Accélération de la pesanteur ms^{-2} |

| | |
|--------------|---|
| α_g | taux de vide |
| α_l | fraction de liquide |
| θ | L'inclinaison de la conduite par rapport à la verticale. |
| ΔP_a | Chute de pression dans la zone bouchon |
| ΔP_b | Chute de pression du bouchon |
| ΔP_f | Chute de pression dans la zone du film |
| C_c | Vitesse superficielle totale |
| Fr_M | Nombre de Froude du mélange |
| Fr_{crit} | Nombre de Froude critique |
| f_b | Fréquence du bouchon |
| Re_b | Nombre de Reynolds liquide dans le bouchon |
| J_b | Vitesse bouchon |
| Bo | Nombre de Bond |
| V_m | Vitesse de mélange (m/s) |
| A | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| D_f | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| D | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| S_f | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| S | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| S | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| U | Coefficients de correction dans le modèle de Taitel et Dukler(1976) |
| ζ | Période des ondes précurseurs des bouchons |
| α_k | la fraction du volume de la phase k. |
| Γ_k | le taux de génération de masse par la phase k à l'interface |
| M_k | est la source moyenne du moment interfacial pour la phase k. |
| τ_k | le tenseur de contrainte visqueuse moyenne |
| τ_{Tk} | Le tenseur de contrainte turbulente |
| u_{Fk} | la composante fluctuante de la vitesse |
| ρ_m | La masse volumique de mélange |
| C_k | fraction massique |
| u_{Mk} | la vitesse de diffusion |
| k | l'énergie cinétique turbulente |
| ν_t | viscosité turbulente |
| l_m | la longueur de mélange |

Principales abréviations

| | |
|--------|--|
| CFD | Computational Fluid Dynamics |
| SIMPLE | Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations |
| VOF | Volume Of Fluid |
| SS | Severe Slug |
| TDMA | Tri-Diagonal Matrix |

Introduction générale

1. Contexte générale

Suite à une augmentation considérable de la demande mondiale en énergie ces dernières années, on est donc appelé à optimiser cette dernière en palliant aux diverses complexités qui peuvent existées dans l'industrie pétrolière et en particulier à celles liés à la présence des écoulements diphasique qui sont fréquemment rencontrés dans ce domaine lors de l'exploitation des gisements et qui ont des répercussions négatives sur la capacité du système à assurer rigoureusement une production optimale, ces perturbations peuvent aller de la réduction de capacité de puits jusqu'à la rupture totale de la production (un abondant de puits). Pour cela une compréhension profonde de ces écoulements est essentielle.

En conséquence, l'étude du fonctionnement d'une installation requiert la connaissance préalable des phénomènes liés aux changements de structures ou de configurations d'écoulements. Il faudra donc décrire les différents types de régimes qui peuvent être rencontrés, en comprendre les mécanismes et pouvoir prédire leur apparition. On pourra ainsi déterminer les plages de fonctionnement des installations.

L'écoulement diphasique est un type d'écoulement qui s'effectue en présence de deux phase, ce type d'écoulement est présent dans divers domaine industrielle et sous forme de plusieurs configurations selon la distribution spatial de l'interface (bulles, bouchon, annulaire, stratifié) qui dépend de plusieurs critères parmi lesquelles on peut citer la géométrie, le positionnement ainsi que des différents paramètres d'écoulement, chacune de ces configuration possède des caractéristique spécifique à elle.

L'un des écoulements diphasiques fréquemment rencontré dans l'industrie pétrolière est l'écoulement bouchon ou bien le slug flow. D'après plusieurs travaux scientifiques, l'écoulement bouchon engendre une plusieurs instabilités dans le fonctionnement du système en perturbant le débit et la pression dans celui-ci qui peut par la suite causer de réels problèmes de production (une réduction de la production de 50%)(Okereke, 2015).

2. Le slug flow dans l'industrie pétrolière

L'écoulement à bouchons (Slug flow) est un régime d'écoulement diphasique intermittent, caractérisé par une succession de poches de gaz séparées périodiquement par des bouchons liquide se déplaçant à des vitesses alternées, dans lequel de grandes bulles de gaz s'écoulent en alternance avec des bouchons liquides à une fréquence fluctuant de manière aléatoire dans les pipelines. Cela apparait lorsque la différence de vitesse entre le débit de gaz et le débit de

liquide est suffisamment élevée, ce qui entraîne un comportement hydrodynamique instable généralement causé par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Ce type d'écoulement peut être classé en quatre catégories en fonction de la taille des limaces et des causes à leur naissance. Les plus fréquents sont hydrodynamique slug dans lequel les bouchons liquides sont généralement courts et surviennent à une fréquence élevée ou severe slugging qui une instabilité à grande échelle.

2.1. Severe slug

Sévère slug ou également dit « terrain slug » est un régime d'écoulement diphasique à l'état instable qui est provoqué par les changements d'élévation dans la conduite horizontale, fonctionnant à des débits de gaz et de liquide relativement faibles. Ce régime est courant dans les systèmes de canalisation montante, en particulier dans les systèmes de production pétrolière et gazière offshore. Cette configuration est qualifiée par des fluctuations importantes et de grandes amplitudes de pression à la base de la colonne montante et de fluctuations du débit fluide au sommet de la colonne. (Schmidt et al., 1985).

Ce régime d'écoulement correspond à des périodes d'absence de production de liquide et de gaz suivies de forte production de liquide et de gaz. Selon Schmidt et al. ainsi que plusieurs autres auteurs qui sont venus par la suite, le cycle du severe slugging peut être divisé en quatre étapes. Durant la première étape de ce cycle, le passage libre du gaz est bloqué par accumulation du liquide dans la base de la colonne ascendante créant un bouchon. Alors que la production se poursuit, la pression du gaz comprimé en amont du bouchon continue d'augmenter, jusqu'à ce qu'elle soit suffisamment grande et purgera la phase liquide accumulée le long de la colonne montante. La pression du gaz comprimé dans la canalisation devient supérieure à la charge hydrostatique de la colonne montante, le liquide commence ainsi à s'écouler et la pression se stabilise et à sa valeur maximale. Une production violente du liquide est ensuite observée lorsque la phase gazeuse pénètre dans la colonne montante. Le gaz se dilatera et chassera la colonne de liquide de la colonne montante cette étape est suivie par une production de gaz à taux élevé. Après cela, la pression atteint son minimum et le liquide n'est plus soulevé par le gaz par conséquent une partie de ce dernier retombe dans la base de la colonne montante formant un nouveau blocage. Cela initie un nouveau cycle. (Malekzadeh et al., 2012).

Le slug est considéré comme un écoulement indésirable pour les installations de production du pétrole, il constitue une menace importante pour les différents équipements de production (Pipeline, séparateurs, pompes et compresseurs) car il est connu pour perturber potentiellement leur fonctionnement à cause des fluctuations de pression et de débit et de son caractère fortement turbulent qui se traduit par l'usure des équipements et nuit à l'efficacité de la séparation (Malekzadeh et al., 2012).

2.2. Problèmes causé par le slugging dans le domaine pétrolier

Les puits de pétrole et les pipelines sont sujets au régime d'écoulement slug car ils véhiculent fréquemment des mélanges diphasiques gaz-liquide, ce qui provoque un abaissement du niveau de production et impose des exigences supplémentaires en matière d'assurance de bon fonctionnement du système.

Comme décrit précédemment, ce type d'écoulement peut provoquer des dommages importants au niveau des différentes installations du système parmi lesquelles on peut citer les fissurations par fatigue du matériau qui sont initiés par les fluctuations de température au niveau de la paroi interne de la conduite combinées avec l'érosion/corrosion qui est plus importante au fond de la conduite et qui est générée par la turbulence élevée (Salhi, 2010), ainsi que les vibrations pouvant se propager à travers le matériau constituant la conduite qui sont dues principalement à l'instabilité intrinsèque de la phase et d'autres paramètres comme les forces hydrodynamiques, ces fluctuations causées par ce type d'écoulement peuvent engendrer le phénomène de résonance lorsque la fréquence des forces excitantes est proche de celle de système de conduite ce qui peut causer par la suite la rupture de système.

En outre, les fluctuations de la pression qui résultent du caractère intermittent de l'écoulement engendre un excès de débit ce qui provoque un débordement du séparateur et impose des contraintes particulières lors de leurs dimensionnement: on doit en effet s'assurer que la capacité du séparateur est compatible avec le volume du plus grand bouchon observable, sous peine d'engorger le système. En effet, quand on a un débordement du séparateur, le liquide finit par arriver dans la sortie de gaz et ensuite dans les différents équipements de l'installation causant des dommages importants ou peut-être, le liquide pénètre dans le séparateur, des défaillances intempestives d'unités de compression sont ainsi observées, cependant toutes ces perturbations entraîne une chute considérable de production allant jusqu'à 50% (Okereke, 2014).

2.3. Atténuation de slug

Afin de limiter les pertes de production associées au slugging, les chercheurs ont au fil des années, étudié des stratégies d'atténuation de cet écoulement. Parmi les stratégies industrielles couramment déployées, citons l'étouffement au sommet et le gaz-lift (Okereke, 2015)

2.3.1. Étouffement de la partie supérieure

(Schmidt et al.1979) ont noté qu'il était possible d'éliminer ou de réduire le phénomène de severe slug en appliquant la méthode d'étouffement de la partie supérieure connue sous le nom de Topsides choking dans la littérature anglo-saxonne. Cette méthode consiste à réduire l'ouverture de la vanne d'étranglement de la partie supérieure du puits (de sortie). Pour ces faibles ouvertures un écoulement stable est atteint (généralement à bulles ou annulaire) ce qui permet de supprimer un phénomène de bouchage (Okereke, 2015). Cependant, les petites

ouvertures de la vanne augmentent la contre-pression des puits de pétrole et diminuent le taux de production (il a été observé qu'une augmentation de la contre-pression pourrait éliminer les pertes de charge importantes, mais réduirait considérablement la capacité de débit).

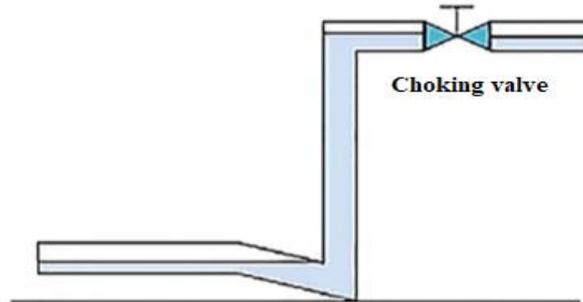


Figure 1. Représentation simplifiée du système d'étouffement de la partie supérieure (Okereke, 2015).

2.3.2. Injection de gaz

Le gas-lift est un moyen d'augmentation de la production d'un puits en injectant du gaz au bas de la colonne du fluide produit. Ce gaz qui réduit la densité de la colonne de fluide dans le tubing et allège par conséquent la colonne du fluide ce qui permet de réduire la pression au fond du puits en écoulement (bottom hole flowing pressure) et améliore ainsi la production (Hazem et al., 2012). Cette technique nécessite un conduit de la surface jusqu'au point d'injection. Ce conduit peut être un petit tube concentrique au tubing, un tube parallèle ou l'annulaire entre le tubing et le casing.

Une autre manière de définir le gas-lift est de le considérer comme un moyen d'amener de l'énergie au fond du puits et de la transmettre au fluide produit pour faciliter sa montée vers la surface. Le gaz peut être injecté en continu ou par bouchons à fort débit. Cette dernière méthode appelée gas-lift intermittent est particulièrement adaptée aux réservoirs fortement déplétés ou à faible productivité.

Le gas-lift est utilisé pour :

- augmenter la production des puits éruptifs,
- produire des puits qui ne produisent pas naturellement,
- faciliter le processus de démarrage (kick off dead wells),
- nettoyer des puits injecteurs (back flush injection Wells).

Plusieurs chercheurs tels que (Pots et al.1987), (Jansen et al.1994), et (Schimdt et a. 1987) ont étudié l'effet de gas-lift et ont confirmé l'efficacité de la méthode pour l'élimination du severe slug (Okereke, 2015). Selon (Hill, 1990) le régime d'écoulement annulaire dans la

colonne montante est une condition nécessaire pour l'écoulement stable et éviter ainsi l'accumulation de liquide a la base de la colonne et par conséquent l'élimination complète du severe slug (Murashov, 2015).

Cependant, certains inconvénients liés à l'utilisation de l'injection de gaz ont été identifiés, par exemple, un coût élevé car il nécessite une grande quantité de gaz d'injection, et par conséquent un gros compresseur. La disponibilité du gaz est une autre source de préoccupation en raison de la grande quantité de flux de gaz requise (Jansen et Shoham, 1994). L'infrastructure de pipeline supplémentaire nécessaire pour transporter le gaz comprimé vers la base de la colonne montante est également comptée comme des frais supplémentaires (Okereke, 2015).

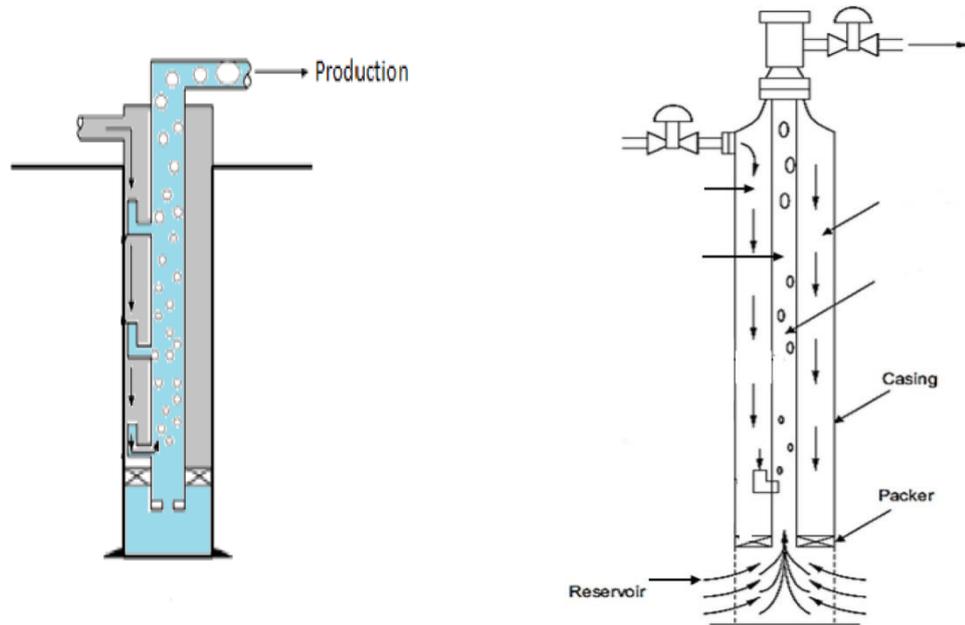


Figure 2. Configuration typique de système d'injection de gaz (Okereke, 2015).

3. But et objectifs de l'étude

Il est clair que l'écoulement bouchon cause énormément de problème lors de la production du pétrole-gaz, d'où la compréhension de l'écoulement slug dans ce domaine est devenu une nécessité.

Cette étude à caractère essentiellement numérique, s'inscrit donc dans le contexte des écoulements diphasiques en conduites. Le travail présenté dans ce mémoire s'intéresse à l'étude de l'écoulement bouchons en présence de deux phases. Des simulations numériques ont été conduites en utilisant le code commercial Fluent 19.1.

Les objectifs de ce mémoire sont résumés dans les points suivants :

- Avoir une idée fondamentale sur les écoulements diphasiques et en cas particulier l'écoulement bouchon.

- Pouvoir se familiariser avec la simulation numérique et le code de calculé fluent.
- Etudier le comportement d'un écoulement bouchon et ses différents paramètres dans une conduite horizontale connectée à une colonne montante.

4. Présentation du manuscrit

Ce mémoire se découpe en cinq chapitres :

Chapitre 1

Ce chapitre est une présentation bibliographique des définitions et résultats utiles concernant les écoulements diphasiques. On rappelle dans un premier temps le principe de la classification des différentes configurations possibles lorsqu'un gaz et un liquide s'écoulent co-couramment dans une conduite. On s'intéresse, dans un second temps, aux cartographies des écoulements diphasiques, ainsi qu'à leurs différents paramètres.

Chapitre 2

Ce deuxième chapitre est présenté l'étude de la topologie de l'écoulement bouchon et ses différents types, ainsi qu'à la présentation des différents travaux concernant l'écoulement bouchon.

Chapitre 3

Le troisième chapitre est consacré principalement à la partie numérique dans lequel les équations de mécanique des fluides régissant les écoulements diphasiques sont présentées, ainsi que les différents modèles de turbulence et de diphasique et la méthode de simulation.

Chapitre 4

Dans ce chapitre est présenté le code Fluent utilisé pour effectuer les simulations numérique de l'écoulement Bouchon, ainsi que les différentes étapes suivies lors de ces simulations.

Chapitre 5

Au cours de ce chapitre les résultats de simulation seront présentés et ils vont être accompagnés par des discussions et des interprétations.

La conclusion se veut d'être un résumé des apports de ce travail et des suggestions pour des compléments qui devraient permettre une meilleure compréhension de certains points qui demeurent peu clairs.

Chapitre 1

**Etat de l'art et définitions
fondamentales**

1. Etat de l'art et définitions fondamentales

1.1. Introduction

Un mélange diphasique circulant dans une canalisation peut présenter différentes géométries interfaciales telles que des bulles, des poches ou des films de liquide en paroi. Pourtant, cette géométrie n'est pas toujours clairement définie ce qui empêche les configurations d'écoulements d'être précisément et objectivement décrites.

En écoulement monophasique, les écoulements laminaires et turbulents sont modélisés différemment. Les écoulements laminaires sont décrits par des quantités instantanées, les solutions des équations de Navier Stokes alors que les écoulements turbulents sont décrits par des quantités moyennées dans le temps ou statistiquement qui sont les solutions des équations de Reynolds. Les paramètres qui gouvernent l'hydrodynamique d'un écoulement monophasique sont la vitesse u , la pression p et la température T .

Dans les écoulements diphasiques, les paramètres qui gouvernent l'apparition d'une configuration donnée sont les champs de vitesse des deux phases u_g et u_l et les forces. D'autres paramètres pertinents tels que les débits volumiques Q_g et Q_l , les vitesses superficielles J_g et J_l , le titre massique x et le taux de vide α interviennent afin de mieux décrire les écoulements diphasiques.

De plus, ces écoulements diphasiques sont non uniformes et présentent un caractère fluctuant dans le temps et l'espace. C'est pourquoi certains paramètres qui vont vous être présentés seront des valeurs moyennées. Dans tout ce qui suit, l'indice ' l ' désigne la phase liquide et l'indice ' g ' se rapporte à la phase gazeuse.

La littérature concernant les écoulements gaz-liquide en conduite est particulièrement abondante. Dans ce chapitre, après avoir rappelé le principe de la classification des différentes configurations possibles lorsqu'un gaz et un liquide s'écoulent co-couramment dans une conduite, nous expliquerons l'approche généralement utilisée pour modéliser les écoulements diphasiques.

1.2. Phénoménologie des configurations d'écoulement diphasique en conduite horizontale et verticale

1.2.1. Principe de classification des écoulements diphasiques

Le nombre de configurations possibles en écoulement horizontal est plus grand qu'en écoulement vertical. En effet, la pesanteur est un paramètre supplémentaire. Elle tend à séparer les phases et à créer une stratification horizontale.

Plusieurs auteurs, dont Aloui (1994), rappellent que les écoulements diphasiques peuvent être classés selon les phases en présence (liquide, solide, gaz ou plasma (gaz ionisé)). Les combinaisons possibles sont les suivantes:

- Mélange de deux liquides non miscibles (échangeurs à contact direct par exemple).
- Mélange solide liquide (transport de boue, etc.).
- Mélange gaz solide (transport pneumatique).
- Mélange gaz liquide (ébullition dans les réacteurs nucléaires).
- Mélange plasma solide (synthèse de nanoparticule).

Dans notre mémoire, nous nous intéresserons uniquement aux mélanges de fluide (gaz/liquide) sans transfert de masse entre les fluides (ni réaction chimique, ni changement de phase). Les écoulements diphasiques peuvent également être classés selon la distribution spatiale des interfaces ; les différentes organisations que peut prendre un écoulement diphasique sont appelées configurations d'écoulement.

Un écoulement diphasique est très complexe. Les deux phases ont des interfaces variables et déformables, l'organisation des deux phases a une importance critique pour déterminer les propriétés du mélange. Ainsi, le modèle par configuration d'écoulement tente de classer les écoulements en fonction de la configuration qu'adoptent les deux phases et de proposer des corrélations pour chaque configuration. Parmi les paramètres fixant une configuration, on peut noter :

- les débits volumiques de chaque phase,
- la pression,
- le flux thermique surfacique en paroi,
- les masses volumiques et les viscosités de chaque phase ,
- la tension interfaciale et la présence éventuelle d'agents tensio-actifs,
- la mouillabilité des parois,
- la géométrie de la conduite (section droite circulaire, rectangulaire, ect.),
- la longueur caractéristique d'une conduite de géométrie donnée,
- l'inclinaison de la conduite par rapport à la verticale,
- le sens des écoulements (ascendants, descendants, cocourant, à contrecourant),
- les effets électrostatiques qui peuvent détruire des équilibres métastables,
- la présence de singularité dans les circuits,
- les zones de mélange de phase.

Deux interactions principales dirigent la configuration d'écoulement. Premièrement, les interactions des deux phases avec les parois des conduites à travers les forces de friction. Deuxièmement, l'interaction des phases par l'intermédiaire des forces de surface.

1.2.2. Configurations d'écoulement diphasique

L'identification des configurations d'écoulement et les définitions de critères de transition ont fait l'objet de plusieurs investigations tant sur le plan numérique qu'expérimental. Govier et Aziz (1972), Delhaye (1981), Hewitt (1982) puis Collier et Thom (1994) ont réalisé une revue bibliographique exhaustive.

Les descriptions suivantes sont basées sur les classifications généralement admises d'Alves (1954), Baker (1954), Govier et Omer (1962) ainsi que Mandhane et al (1974) pour un écoulement diphasique gaz liquide en conduite horizontale. La figure 1.1 montre les types d'écoulement les plus courants.

1.2.2.1. L'écoulement à bulles allongées

L'écoulement à bulles allongées (elongated bubbles) est constitué d'une succession de poches de gaz dont l'avant est arrondi et l'arrière est plat. Ces poches se déplacent le long de la partie supérieure de la conduite et sont transportées par la phase liquide. Le sillage de chaque poche contient souvent de nombreuses bulles.

1.2.2.2. L'écoulement stratifié

Les écoulements stratifiés (stratified flow) présentent une séparation nette entre la phase liquide située dans le bas du tube et la phase gazeuse. Cette configuration se rencontre pour des débits de gaz et de liquide assez faibles. La forme de l'interface est contrôlée par la compétition entre les forces d'inertie qui tendent à la déformer (champ de vagues) et les forces de gravité et de tension superficielles qui tendent à la maintenir plane.

1.2.2.3. L'écoulement ondulé

Pour des vitesses de gaz plus importantes, l'interface a tendance à se déformer et des petites vagues apparaissent à la surface. Les travaux sur la stabilité des écoulements diphasiques en conduite horizontale montrent que les domaines d'existence des régimes stratifiés et ondulés sont définis par une courbe nommée ZNS (zero neutral stability) (Brauner et Moalem Maron (1992) ou encore KVH (Viscous Kelvin-Helmholtz) (Trallero, 1995). Cette courbe est issue de l'étude des instabilités de type Kelvin –Helmholtz, réalisée à partir de la formulation temporelle des équations du modèle à deux fluides.

1.2.2.4. L'écoulement à bouchons

L'écoulement à bouchons (slug pour la version anglo-saxonne) est présent pour des vitesses de gaz et de liquides moyennes. La structure présente une succession de poches de gaz et de bouchons de liquide qui contiennent de petites bulles.

1.2.2.5. L'écoulement dispersé

C'est un écoulement dans lequel les bulles de gaz se déplacent le long de la partie supérieure de la conduite. Ces bulles sont distribuées au sein d'une phase liquide continue. Avec une augmentation du débit du gaz, le nombre de bulles augmente jusqu'à remplir entièrement la section droite de la conduite.

1.2.2.6. L'écoulement annulaire

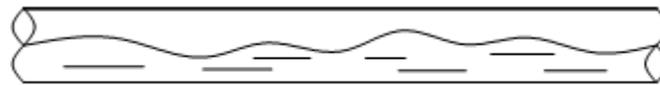
Lorsque la proportion et le débit de la phase gazeuse sont très élevés, le liquide ne peut plus être assimilé par l'écoulement et reste confiné aux parois de la conduite formant alors un anneau dont la face interne est ondulée par la turbulence. Le régime annulaire est ainsi caractérisé par la continuité de la phase gazeuse au cœur du tube et donc par une séparation quasi-totale des phases. De fines gouttelettes sont cependant observées dans la colonne de gaz centrale.



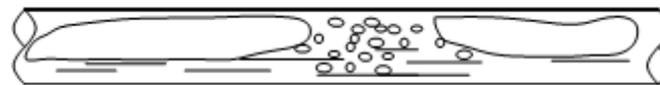
Écoulement à bulles allongées



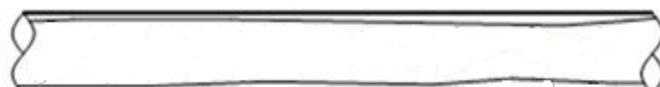
Écoulement stratifié



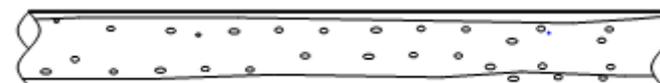
Écoulement ondulé



Écoulement à bouchons



Écoulement annulaire



Écoulement dispersé

Figure 1.1. Configurations d'écoulements diphasiques en conduite horizontale.

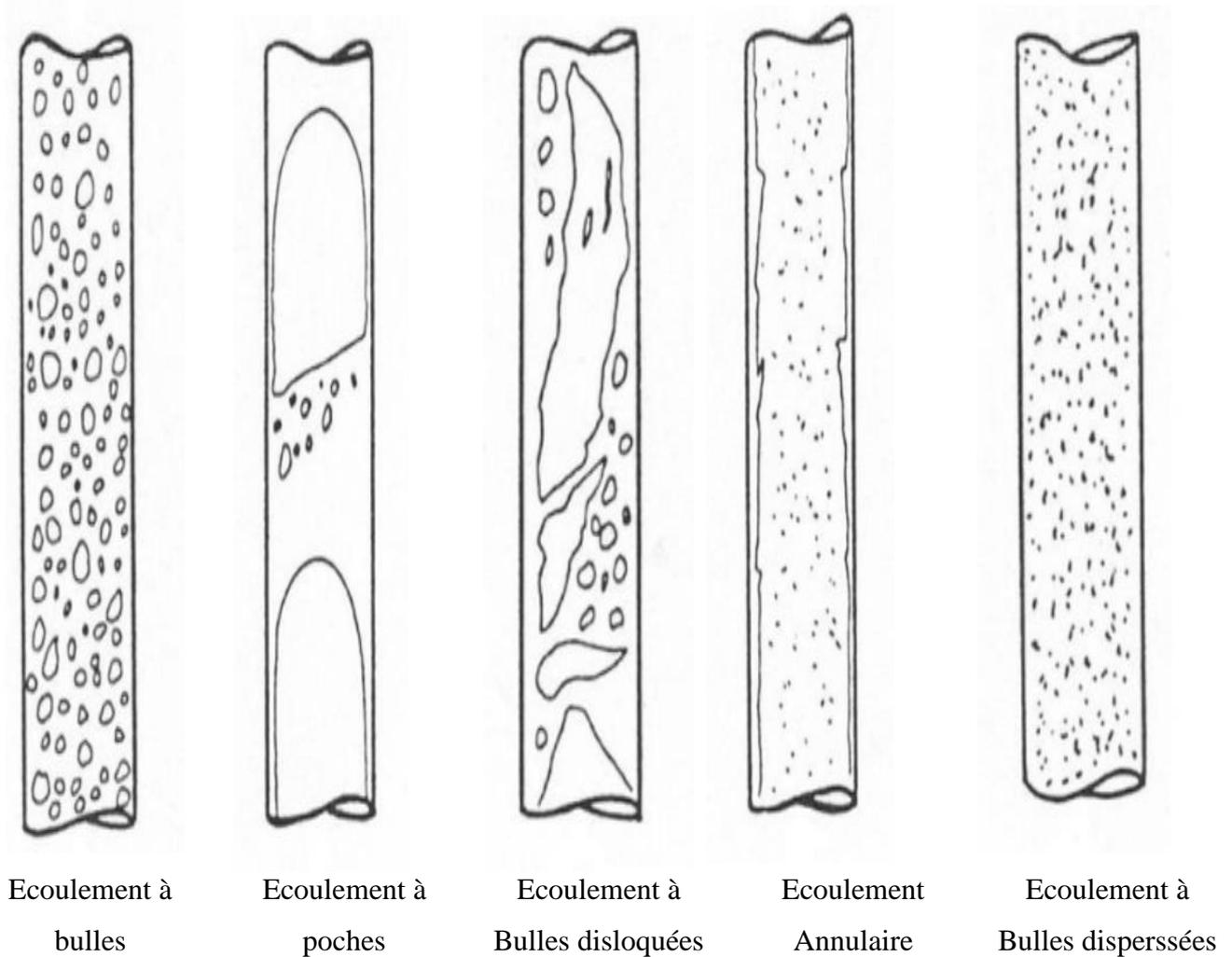


Figure 1.2. Configurations d'écoulements diphasiques en conduite Verticale.

1.3. Cartographies des écoulements diphasiques

Le transport de deux phases non miscibles dans un milieu confiné donne lieu, en régime permanent et établi, à la formation de différentes configurations d'écoulement. Pour un système diphasique donné, ces régimes d'écoulement diphasiques sont caractérisés par la détermination de points de fonctionnement correspondant aux conditions d'écoulement imposées à l'entrée de la conduite. Ces points de fonctionnement sont des couples de paramètres des deux phases : phase liquide et phase gazeuses.

1.3.1. Les cartographies des régimes d'écoulement en conduite horizontale

La prédiction de la configuration d'écoulement n'est pas facile à donner. La principale raison étant la complexité de l'écoulement diphasique, plus particulièrement, à cause des différents phénomènes rencontrés au niveau des interfaces. Ces derniers sont gouvernés par une multitude de facteurs incluant la gravitation, la géométrie, les débits, les propriétés des

fluides, l'état des surfaces ainsi que celles de l'interface. De plus, l'écoulement diphasique est habituellement turbulent.

Dans le but d'aider à la prédiction des différentes configurations, de même que les transitions entre les divers régimes, il est très utile de disposer d'une carte d'écoulement montrant quel régime aura lieu pour différentes combinaisons des débits phasiques.

Kosterin (1949) fut probablement le premier à suggérer l'utilisation d'une carte de régimes d'écoulement. Depuis, un certain nombre de cartes a été établi afin d'identifier une configuration donnée pour des conditions d'écoulement données. Parmi ces cartes, on pourrait citer celle de Baker (1954), Hoogendoorn (1959), Mandhane et al. (1974), Taitel et Dukler (1976a), Weisman et al. (1979), Spedding et Nguyen (1980), Lin et Hanratty (1987b) et Kim et Ghajar (2002). Une carte de régime d'écoulement représente essentiellement un diagramme indiquant la gamme des différents paramètres pour lesquels un régime apparaît plutôt qu'un autre. Dans ce qui suit, quelques cartes d'écoulement sont présentées tout en précisant les conditions de leur établissement ainsi que les domaines de leurs utilisations.

1.3.1.1. La carte de Baker (1954)

Se basant sur les travaux expérimentaux de Jenkins (1947), Kosterin (1949) et Alves (1954), Baker (1954) a développé une carte de régimes d'écoulement diphasique qui est toujours utilisée de nos jours essentiellement dans l'industrie pétrolière. Bell et al (1970) a simplifié le système de coordonnées utilisé par Baker. Il obtint ainsi une carte où G_g et G_l représentent les vitesses superficielles massiques du gaz et du liquide respectivement, λ et ψ sont des coefficients de correction qui tiennent compte de la masse volumique du fluide, de la tension superficielle et de la viscosité. Vu que les données collectées par Baker et al. (1954) concernent des boucles expérimentales utilisant l'air et l'eau, les facteurs de correction sont exprimés en fonction des propriétés de ces deux fluides.

$$\lambda = \left[\left(\frac{\rho_g}{\rho_{air}} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_{eau}} \right) \right]^{1/2} \quad (1-1)$$

$$\psi = \left[\left(\frac{\mu_l}{\mu_{eau}} \right) \left(\frac{\rho_{eau}}{\rho_l} \right) \right]^{1/3} \left(\frac{\sigma_{TSeau}}{\sigma_{TS}} \right) \quad (1-2)$$

Où: ρ_{air} est la masse volumique de l'air alors que ρ_{eau} , μ_{eau} et σ_{TSeau} représentent respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique et la tension superficielle de l'eau.

Spedding et Spence (1993) relèvent que la carte de Baker est limitée par le fait que dans son établissement, ce dernier n'a pas tenu compte du diamètre de la conduite ce qui, à notre avis, est une remarque pertinente. De plus, les données récoltées par Baker ont été obtenues

pour une conduite de diamètre de 25,4 mm à l'exception de celles relatives à l'expérience de Kosterin (1949).

Troniewski et Ulbrich (1984) ont analysé 21 configurations pour des écoulements gaz-liquide en conduite horizontale. Ils proposent une version améliorée de la carte de Baker en plaçant le régime à bulles stratifié au-dessous du régime stratifié. Cette modification de la carte est motivée par le fait qu'aux faibles vitesses de gaz, seul le déplacement du liquide est significatif, ce dernier remplissant la quasi-totalité de la conduite, la phase gazeuse ne se manifestant que sous forme de bulles. Néanmoins, ce raisonnement est basé sur des considérations qualitatives et non quantitatives. Spedding et Spence (1993) ont comparé leurs travaux expérimentaux avec ceux de Troniewski et Ulbrich (1984). De cette comparaison, il en résulte que la carte présentée par ces derniers n'en constitue nullement une amélioration de la carte de Baker; le régime à bulles étant à la bonne place dans cette dernière.

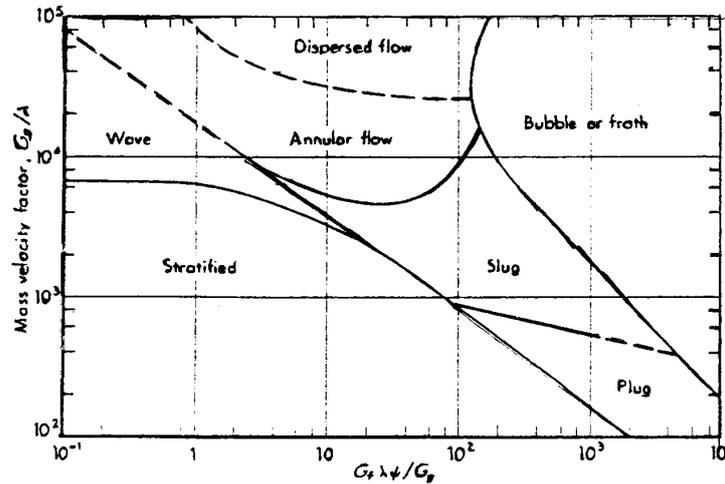


Figure 1.3. Carte de Baker (1954).

$$\lambda = \left[(\rho_g / 0,075) (\rho_l / 62,3) \right]^{1/2} ; \psi = \left[(73 / \sigma_{TS}) \mu_l (62,3 / \rho_l)^2 \right]^{1/3}$$

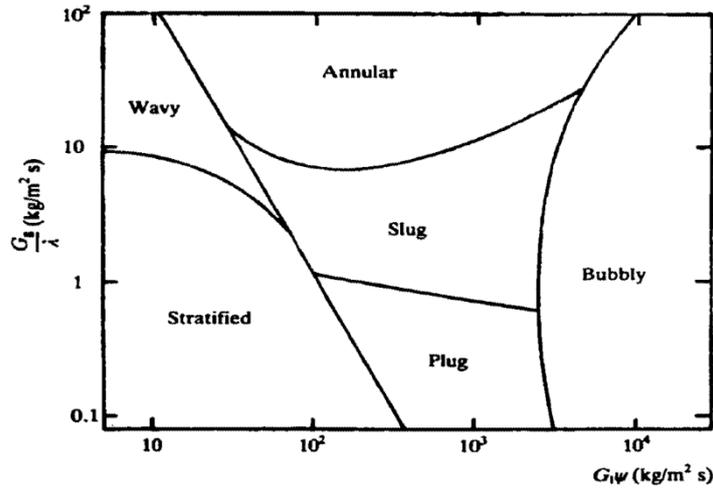


Figure 1.4. Carte de Baker modifiée. (Whalley,1987)

1.3.1.2. La Carte de Mandhane et al. (1974)

La carte de Mandhane et al. (1974) est basée sur près de 6000 observations dont près de 1200 relatives à des écoulements eau-air. Elle utilise la représentation J_l et J_g où J_g est évalué aux conditions de pression et de température de l'écoulement dans la zone d'intérêt. La carte de Mandhane et al (1974) est valable quel que soit le couple de fluides considéré pour des paramètres variant dans les gammes indiquées au tableau 1.1.

Tableau 1-1: Domaine de validité de la carte de Mandhane et al. (1974)

| | | |
|------------------------------------|---------------------------|-------------------|
| Diamètre intérieur de la conduite | 1.3 - 16.5 | cm |
| Masse volumique du liquide | 705 - 1009 | Kg/m ³ |
| Masse volumique du gaz | 0.8 - 50.5 | Kg/m ³ |
| Viscosité du liquide | 3.10^{-4} - 9.10^{-2} | Pa.s |
| Viscosité du gaz | 10^{-5} - $2.2.10^{-5}$ | Pa.s |
| Tension interfaciale | 0.024 - 0.103 | N/m |
| Vitesse apparente du liquide J_l | 0.10 - 730 | cm/s |
| Vitesse apparente du gaz J_g | 0.04 - 170 | m/s |

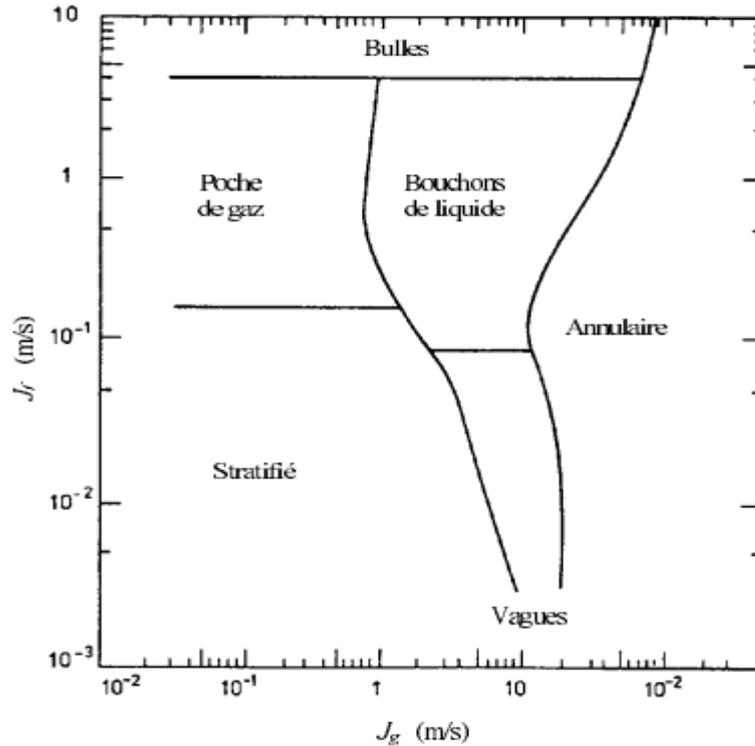


Figure 1.5. Carte de Mandhane et al. (1974).

1.3.1.3. Carte de Taitel et Dukler (1976)

L'allure générale de la carte de Mandhane et al. a été trouvée par Taitel et Dukler (1976) à l'aide d'une étude théorique des transitions entre les différents types d'écoulement. Le critère de déstratification d'un écoulement stratifié est basé sur une analyse des instabilités de Kelvin-Helmholtz, l'effet moteur étant la vitesse du gaz, l'effet résistant étant la gravité qui empêche le soulèvement d'une vague. Si le critère de déstratification est satisfait, l'écoulement stratifié se transformera en un écoulement intermittent si la hauteur d'eau en écoulement stratifié est supérieure au rayon de la conduite, et en un écoulement annulaire dans le cas inverse.

Le critère de transition entre l'écoulement stratifié lisse et l'écoulement stratifié à vagues est basé sur le déclenchement de la génération de vagues sur une surface libre de liquide.

Enfin un écoulement intermittent évoluera vers un écoulement à bulles si les effets dus à la turbulence deviennent plus importants que les effets de flottabilité.

Dans l'application de la méthode de Taitel et Dukler, il faut dans un premier temps spécifier les valeurs numériques des données, à savoir : g , ρ_f , ρ_g , D , v_f , v_g , J_g , J_f

Dans une deuxième étape, il faut calculer toutes les grandeurs suivantes :

$$X = \left(\frac{J_f}{J_g}\right)^{0.9} \left(\frac{v_f}{v_g}\right)^{0.1} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g}\right)^{0.5} \quad (1-3)$$

$$T=0.303 \left[\frac{\rho_f J_f^2}{(\rho_f - \rho_g)gD} \right]^{0.5} \left(\frac{J_f D}{v_f} \right)^{-0.1} \quad (1-4)$$

$$F = \left(\frac{\rho_g J_g^2}{\rho_f - \rho_g gD} \right)^{0.5} \quad (1-5)$$

$$K = F \left(\frac{J_f D}{v_f} \right)^{0.5} \quad (1-6)$$

$$\widetilde{A}_g = 0.25 \left[\arccos(2\widetilde{h}_f - 1) - (2\widetilde{h}_f - 1) \sqrt{1 - (2\widetilde{h}_f - 1)^2} \right] \quad (1-7)$$

$$\widetilde{A}_f = 0.25 \left[\pi - \arccos(2\widetilde{h}_f - 1) + (2\widetilde{h}_f - 1) \sqrt{1 - (2\widetilde{h}_f - 1)^2} \right] \quad (1-8)$$

$$\widetilde{U}_g = \frac{\pi}{4\widetilde{A}_g} \quad (1-9)$$

$$\widetilde{U}_f = \frac{\pi}{4\widetilde{A}_f} \quad (1-10)$$

$$\widetilde{S}_g = \arccos(2\widetilde{h}_f - 1) \quad (1-11)$$

$$\widetilde{S}_f = \pi - \arccos(2\widetilde{h}_f - 1) \quad (1-12)$$

$$\widetilde{S}_1 = \sqrt{1 - (2\widetilde{h}_f - 1)^2} \quad (1-13)$$

$$\widetilde{D}_g = \frac{4\widetilde{A}_g}{\widetilde{S}_g + \widetilde{S}_1} \quad (1-14)$$

$$\widetilde{D}_f = \frac{4\widetilde{A}_f}{\widetilde{S}_f} \quad (1-15)$$

Dans une troisième étape, il faut calculer $\widetilde{h}_f(X)$ et $X_B(\widetilde{h}_f)$ à partir de l'équation suivante qui se met sous la forme $X(\widetilde{h}_f) = 0$:

$$X^2 (\widetilde{U}_f \widetilde{D}_f)^{-0.2} \widetilde{U}_f^2 \frac{\widetilde{S}_f}{\widetilde{A}_f} - (\widetilde{U}_g \widetilde{D}_g)^{-0.2} \widetilde{U}_g^2 \left(\frac{\widetilde{S}_g}{\widetilde{A}_g} + \frac{\widetilde{S}_1}{\widetilde{A}_g} + \frac{\widetilde{S}_1}{\widetilde{A}_f} \right) = 0 \quad (1-16)$$

La quatrième étape consiste à calculer les grandeurs suivantes :

$$F_A = \frac{1 - \widetilde{h}_f}{\widetilde{U}_g} \sqrt{\frac{\widetilde{A}_g}{dA_g/d\widetilde{h}_f}} \quad (1-17)$$

$$T_D = 2 \frac{\widetilde{D}_f^{0.1}}{\widetilde{U}_f^{0.4}} \sqrt{\frac{2\widetilde{A}_g}{\widetilde{S}_1}} \quad (1-18)$$

$$K_c = \frac{20}{U \sqrt{g \bar{u}_f}} \quad (1-19)$$

La dernière étape est la sélection du type d'écoulement grâce au tableau (1-2).

Les transitions de Taitel et Dukler sont comparées avec la carte de Mandhane et al. (1974). Pour un mélange eau-air s'écoulant à une position de 1bar et à une température de 25°C dans un tube horizontal de diamètre 25mm.

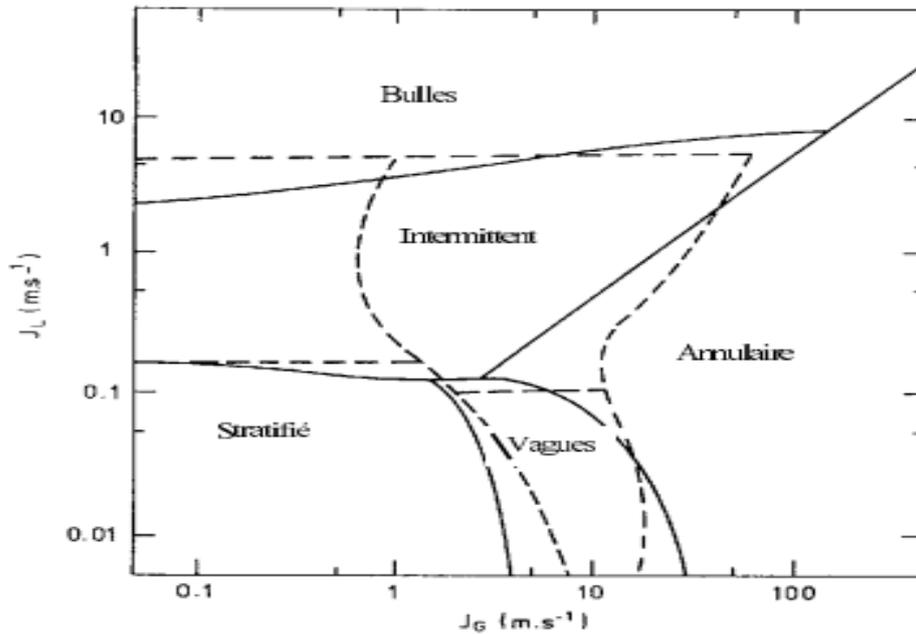


Figure 1.6. Comparaison des transitions obtenues par la méthode de Taitel et Dukler (traits pleins) avec la carte de Mandhane et al. (pointillés) pour un écoulement horizontal eau-air à 1bar et 25°C. Diamètre de la conduite : 25mm.

Tableau 1-2 : Détermination du type d'écoulement dans une conduite horizontale par la méthode de Taitel et Dukler (1976).

| | |
|--|--|
| Si $F < F_A$ et $K > K_A$ | L'écoulement est stratifié à vague (ondulé). |
| Si $F < F_A$ et $K < K_C$ | L'écoulement est stratifié lisse. |
| Si $F > F_A$ et $X < X_B$ | L'écoulement est annulaire dispersé. |
| Si $F > F_A$ et $X > X_B$ et $T > T_D$ | L'écoulement est à bulles dispersées. |
| Si $F > F_A$ et $X > X_B$ et $T < T_D$ | L'écoulement est intermittent |

1.3.2. Les cartographies des régimes d'écoulement en conduite verticale

1.3.2.1. Carte de Taitel et al. (1980)

L'une des principales cartes de modèles d'écoulements diphasiques en conduite verticale est la carte semi-théorique de Taitel et al. (1980) qui contrairement à beaucoup d'autres cartes, qui sont souvent basées sur des données expérimentales elle a été établie en utilisant les mécanismes physiques pour décrire les transitions entre les régimes d'écoulement. Dans cette carte, ils ont convenablement défini les limites de transition entre les cinq modèles d'écoulement rencontrés dans un écoulement vertical gaz-liquide. Ils ont constaté que les transitions dépendent fortement du diamètre de la conduite ainsi que les propriétés du fluide et le débit.

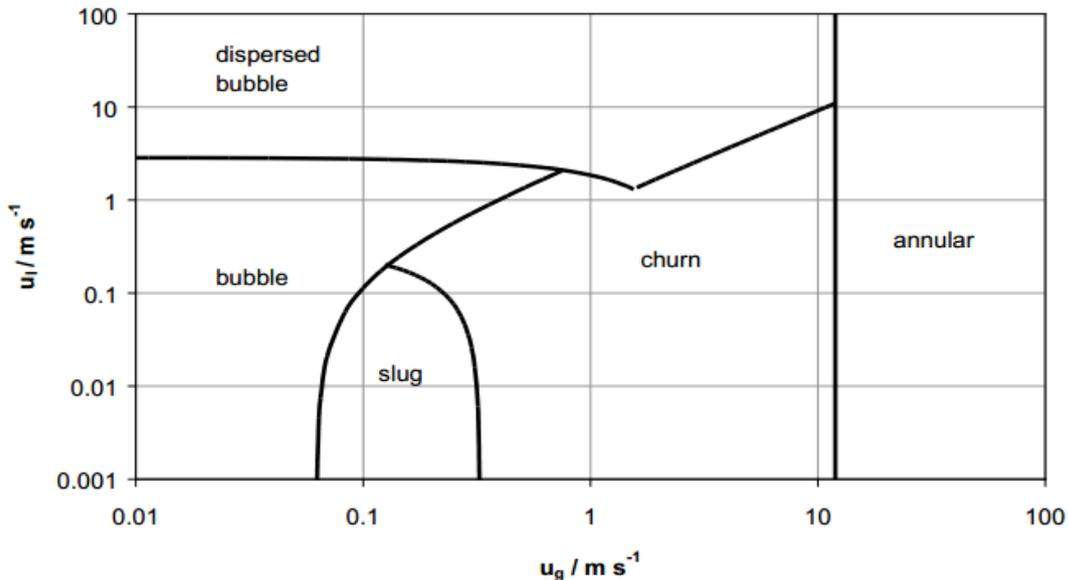


Figure 1.7. Carte de Taitel et al. (1980)

1.3.2.2. La carte des configurations de Hewitt et Roberts (1969)

Hewitt et Roberts (1969) ont déterminé une carte du régime écoulement ascendant vertical de mélanges air-eau à basse pression et vapeur-eau à haute pression. Comme plusieurs d'autres auteurs, Hewitt et Roberts (1969) ont modifié les vitesses superficielles par des facteurs sous la forme de rapports de paramètres physiques.

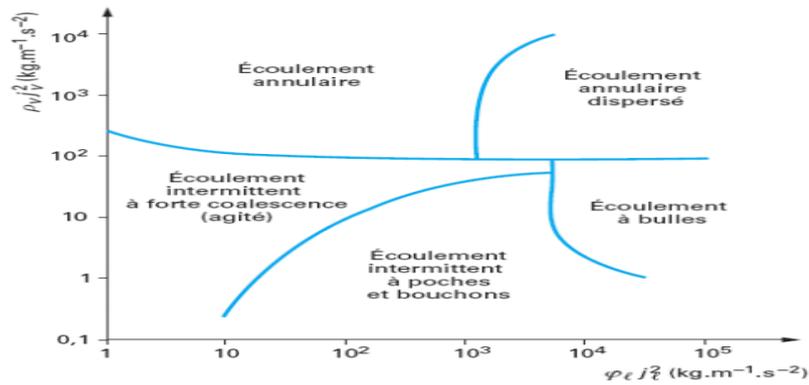


Figure 1.8. Carte de Hewitt et Roberts (1969).

1.3.3. Les différents paramètres des écoulements diphasiques

1.3.3.1. Les fractions de fluides

Dans un écoulement diphasique on peut distinguer la présence de deux phases liquide et gazeuse, pour quantifier ces deux phases dans un système diphasique on introduit les deux paramètres suivants :

- ✓ Taux du vide α_g pour quantifier la fraction du gaz dans une section transversale :

$$\alpha_g = \frac{A_g}{A} \quad (1-20)$$

- ✓ Liquide holdup α_l c'est la fraction occupé par le liquide dans le système :

$$\alpha_l = \frac{A_l}{A} \quad (1-21)$$

$$\alpha_l + \alpha_g = 1 \quad (1-22)$$

1.3.3.2. Les vitesses

La détermination de la vitesse de chaque phase nécessite la connaissance de la surface occupée par chaque phase dans la conduite. La vitesse de chaque phase est calculée comme suit :

$$J_g = \frac{Q_g}{A_g} \quad (1-23)$$

$$J_l = \frac{Q_l}{A_l} \quad (1-24)$$

J_g et J_l représentent respectivement la vitesse de la phase gazeuse et liquide, Q_g et Q_l débit du gaz et liquide alors que A_g et A_l la surface occupée par chaque phase dans le système.

Cette notion de vitesse de phase est un peu complexe car les surfaces occupées par les phases dans les systèmes varient d'une manière continue, en plus elle exige des informations détaillées de l'écoulement dans un point donné, à cause de ses difficultés la notion de la vitesse

superficielle a été introduite qui exige seulement la connaissance de débit de chaque phase ainsi que le diamètre de la conduite. Cette notion de vitesse superficielle est souvent utilisée dans le domaine des écoulements multiphasique et les expressions des vitesses superficielles sont données par les relations suivantes :

$$J_{sg} = \frac{Q_g}{A} = \alpha_g J_g \quad (1-25)$$

$$J_{sl} = \frac{Q_l}{A} = \alpha_l J_l \quad (1-26)$$

J_{sg} et J_{sl} sont respectivement les vitesses superficielles de gaz et liquide alors que α_g et α_l sont respectivement le taux de vide et liquide holdup.

La vitesse de mélange J_m dans un écoulement diphasique est la somme de la vitesse des deux phases.

$$J_m = J_g + J_l \quad (1-27)$$

1.3.3.3. Titre massique

C'est la fraction du débit massique totale occupé par la phase gazeuse, pour une section donnée le titre massique X est donné par :

$$X = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}} \quad (1-28)$$

\dot{m}_g est le débit massique du gaz et \dot{m} débit massique totale

1.3.3.4. Flux massique

Le flux massique G par unité de section est :

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (1-29)$$

Le flux massique pour chaque phase sont définis par :

$$G_g = \frac{x \cdot \dot{m}}{A} = x \cdot G \quad (1-30)$$

$$G_l = \frac{(1-x) \cdot \dot{m}}{A} = (1-x) \cdot G \quad (1-31)$$

1.4. Conclusion

Dans de nombreuses situations industrielles, on est amené à véhiculer des mélanges polyphasiques dont les plus simples d'autre eux sont les écoulements diphasiques, c'est la raison pour laquelle on s'intéresse à effectuer une description détaillée des principales propriétés liées à ceux-ci.

Lors de l'étude d'un écoulement diphasiques, il est essentiel de pouvoir identifier les différentes configurations qui peuvent être rencontrées en pratique et qui représente la propriété la plus importante d'un écoulement diphasique. En principe, celles-ci sont déterminées par les conditions aux limites imposées (les conditions d'injection, la turbulence à l'amont du système) et la géométrie du système ainsi que les propriétés du fluide en question.

Dans l'optique de déterminer les domaines d'existence de différentes configurations. Des cartes de régime d'écoulement dépendant généralement des vitesses superficielles du liquide et de gaz ont été construites. Baker (1954), Mandhane et al. (1974), Taitel et Dukler (1976) sont les chercheurs les plus connus qui se sont intéressés à l'établissement de ces cartes.

Notre travail s'appuie majoritairement sur une configuration bien précise des écoulements diphasiques qui est l'écoulement bouchons (slug flow). Ces écoulements sont courants dans les puits pétroliers et les pipelines en raison de l'instabilité hydrodynamique, de la géométrie complexe des puits et de la topographie. L'écoulement bouchons est un phénomène très complexe qui est source de plusieurs problèmes dans le domaine pétrolier et par conséquent leurs contrôle est primordial. Plusieurs paramètres ont été abordés en détails dans la littérature existante dans ce domaine en raison de leur impact majeur sur l'appariation, le comportement et l'évolution de décollement slug.

Chapitre 2

**Problématique - L'écoulement
bouchon dans un système de
conduites**

2. Problématique - L'écoulement bouchon dans un système de conduites

2.1. Introduction

L'écoulement slug est un type d'écoulement diphasique gaz-liquide intermittent très fréquemment rencontré dans divers domaines. Ce dernier se présente comme une alternance dans l'espace et dans le temps de poches de gaz et de bouchons de liquide. C'est la raison pour laquelle il est aussi appelé écoulement à bouchons et dans la littérature anglo-saxonne slug flow qui évoque la forme de limace "slug". Lorsqu'on observe à une échelle de quelques diamètres de conduite, un tel écoulement est instationnaire : un observateur placé en un point fixe de la conduite voit alternativement du gaz et du liquide passer, sous forme de poches transportant le gaz, et des bouchons liquide.

L'écoulement bouchon est observé pour une large gamme de flux de gaz et de liquide et pour différentes inclinaisons de la conduite (Perez, 2007). Ceci explique qu'on le rencontre fréquemment dans de nombreuses situations pratiques. A ce titre, il présente un grand intérêt pour de nombreux procédés industriels :

- La production d'hydrocarbures et leur transport dans les puits et pipelines.
- La production géothermique de vapeur .
- Les processus d'ébullition et de condensation dans les centrales thermiques, les usines chimiques et dans les raffineries.

L'intermittence de ce phénomène peut amener des problèmes pour le concepteur ou l'opérateur d'installations industrielles. En effet, la vitesse du liquide dans les bouchons est très proche de la vitesse du mélange, alors qu'il y a une vitesse beaucoup plus faible dans le film situé sous les poches. La quantité de mouvement que possède le liquide dans les bouchons génère une force de réaction très importante lors des changements de direction, comme c'est le cas dans les coudes, les té ou toutes autres singularités. De plus, les fluctuations de pression de basse fréquence, générées par le passage alternatif des bouchons, peuvent exciter la fréquence fondamentale des installations de transport et provoquer des dommages importants. En outre, le caractère intermittent de l'écoulement impose des contraintes particulières lors du dimensionnement des séparateurs : on doit en effet assurer que la capacité du séparateur est

compatible avec le volume du plus grand bouchon observable, sous peine d'engorger le système. De plus, les fluctuations de température au niveau de la paroi interne de la conduite peuvent initier des fissures par fatigue du matériau qui, combinées avec l'érosion/corrosion et les vibrations, peuvent se propager à travers le matériau constituant la conduite (Salhi 2010). A l'inverse, il existe aussi de nombreux avantages pratiques qui peuvent résulter de la présence de l'écoulement bouchon. A cause des grandes vitesses du liquide dans le bouchon, il est possible de déplacer de plus grandes quantités de liquide dans des petites conduites qu'il aurait été impossible avec d'autres configurations.

2.2. Structure de l'écoulement bouchon

Les cartes classiques de prédiction des écoulements diphasiques en conduite horizontale (Mandhane et al., 1974 ; Taitel et Dukler, 1976) et verticale (Hewitt et Roberts 1969 ; Taitel et al., 1980) indiquent que ce régime existe pour une large gamme de débits gaz et liquides.

Lors du passage de l'écoulement à bouchon dans les canalisations horizontales, ces dernières sont constituées par une suite régulière de cellules composées chacune par un bouchon liquide adjacent à une couche liquide surmontée par une bulle gazeuse, l'ensemble se propageant à vitesse uniforme. Ce type d'ondes progressives peut présenter, au passage des bouchons, de très intenses pulsations de pression.

Dans le cas de système de canalisation montante présente particulièrement dans les installations de production pétrolière et gazière offshore on remarque un autre type d'écoulement bouchon (slug flow) dit severe slug qui résulte d'une compétition entre les forces de gravité et de portance (lift) due au passage du gaz (Fabre.2015). Ce type de d'écoulement slug est un phénomène cyclique qui commence par la formation du bouchon liquide à la base de la colonne montante bloquant ainsi le libre passage du gaz. Le severe slug est caractérisé par des oscillations de pression de grandes amplitudes et de larges périodes.

En raison de l'importance de l'écoulement à bouchon, un effort de recherche considérable a été fait pour l'étude de ce régime complexe. L'écoulement diphasique en configuration intermittente présente un caractère aléatoire dû aux vibrations des longueurs et des vitesses de propagation des poches et des bouchons. Quant à la formation de ces bouchons, elle est due à une instabilité de type Kelvin – Helmholtz (Taitel et Dukler 1976), ou par l'accumulation de liquide (Al Safrane et al. 2005). La coalescence des ondes a également été observée comme un mécanisme important dans la formation des bouchons spécialement pour des vitesses de gaz élevées (Woods et al. ; 2006 ; Sanchis et al., 2011).

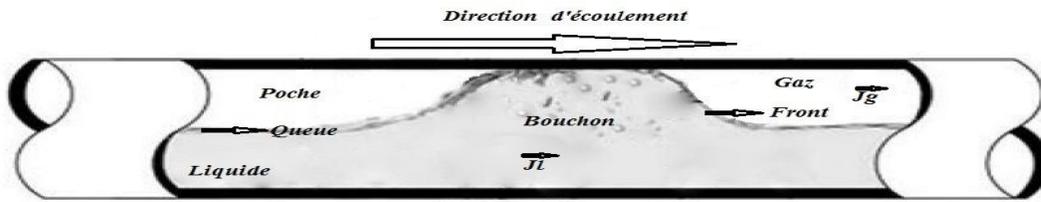


Figure 2.1. Présentation de l'écoulement bouchon (Belgacem, 2015)

2.2.1. Severe slug

Severe slugging est un phénomène cyclique très indésirable qui apparait au fond des puits dans les systèmes de conduites montantes pressentes dans les installations de production pétrolière et gazière on-shore et particulièrement offshore fonctionnant à des débits relativement faibles de gaz et de liquide et qui transporte inévitablement les hydrocarbures en régime diphasique à partir des gisements jusqu'à la plate-forme de production. Ce régime intermittent est caractérisé par de grandes fluctuations de pression et de débit de longue période et de grandes amplitudes (Baliño.2012) (Fabre.2015). Ces hautes fluctuations de pressions et de débit auxquelles se réfère le severe slugging font que ça présence engendre des risque potentiels lors de la production pouvant affectés le bon fonctionnement des divers installations telles que séparateurs, pompes et compresseurs et réduit par conséquent l'efficacité du système, le taux de récupération d'hydrocarbures ainsi que la capacité du réservoir en diminuant fortement sa pression (Malekzadeh.2012). Le severe slugging est caractérisé par un certain nombre de paramètres qui lui sont spécifique dont la connaissance est cruciale pour la conception et le bon dimensionnement du système de production parmi lesquels on peut citer : la fréquence, la longueur du bouchon, le liquide holdup et la variation de pression.

2.2.1.1. Le cycle du severe slug

Le processus cyclique du sévère slugging dans une colonne montante a été le centre d'intérêt d'un certain nombre d'auteurs (Schmidt et al. 1980, 1985; Fabre et al. 1990). Schmidt et al (1980, 1985) qui ont souligné que le severe slugging comprend quatre étapes principales: la génération de slug, production de limaces, pénétration des bulles et purge de gaz.

- **Formation du bouchon (Slug Génération)**

La formation du bouchon constitue la première phase du cycle du severe slugging. Pendant cette phase, le liquide accumulé à la base de la colonne montante bloque entièrement le passage du gaz créant ainsi une différence de pression entre l'amont et l'aval. Au fur et à mesure que la pression dans la canalisation augmente en raison de la compressibilité du gaz, la phase gazeuse

pousse le bouchon liquide plus loin dans la colonne montante. Cette phase du cycle se poursuit jusqu'à ce que le bouchon liquide atteigne le sommet de la colonne montante (Fabre, 2015).

- **Production de liquide (Slug Production)**

A ce stade, le passage de gaz étant bloqué, il a tendance à pousser le liquide occupant la longueur totale de la colonne montante, ainsi, la production sera relativement stable et la pression hydrostatique à la base de la colonne montante resterait également constante à sa valeur maximale (Fabre, 2015).

- **Pénétration des bulles de gaz (Bubble Penetration)**

Lors de la troisième étape la phase gazeuse pousse l'interface gaz / liquide dans le coude de la colonne montante et le gaz commence à pénétrer dans celle-ci. Ainsi une série de bulles se forme entraînant une augmentation de la quantité de gaz le long de la colonne ascendante, diminuant par conséquent la pression hydrostatique à la base de la colonne montante. Au fur et mesure que le gaz se propage le long de la conduite, la pression dans le pipeline continue de diminuer laissant le gaz se dilater. En raison de la dilatation du gaz, Un débit croissant du liquide s'écoulera de la conduite (Fabre, 2015 ; Okereke, 2015).

- **Production violente de gaz et le retour de liquid (Gas Blow Down and Liquid Fall Back)**

Il s'agit de la quatrième et dernière étape du cycle de sévère slugging qui est caractérisée par une production rapide de liquide suivie par une production violente du gaz. Durant cette étape et suite à la chute de pression le long de la colonne ascendante observée lors de l'étape précédente une pression minimale est atteinte au niveau de la base de celle-ci, ce qui induit à une accélération du gaz dans la colonne montante. L'énergie du gaz est suffisamment basse le rendant incapable de transporter la phase liquide laissant ainsi le liquide retomber dans le coude de la colonne montante ou il s'accumule à et le cycle recommence. Dans certaines conditions, il est possible que le liquide ne retombe pas. Dans ce cas, le nouveau cycle est initié par un écoulement stratifié bloquant la section transversale du coude de la colonne montante (Fabre.2015) (Okereke.2015).

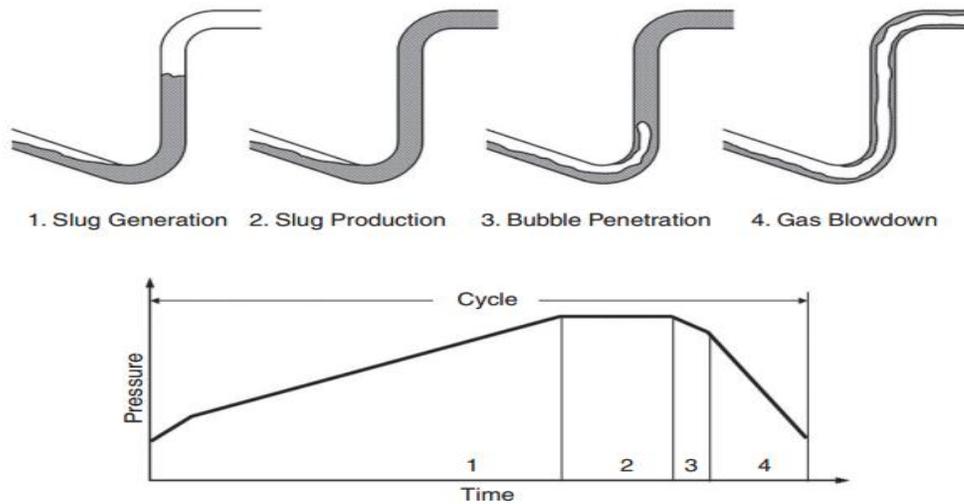


Figure 2.2. Cycle typique de severe slugging (Fabre et al., 1990).

2.2.1.2. La classification du sévère slugging

Une classification du severe slugging a été réalisée par Schmidt et al. qui ont regroupé les types de slugging sévères en deux types:

- Severe slugging avec écoulement de bouchon liquide de longueur égale à celle de la colonne montante.
- Severe Slugging avec des bouchons liquides légèrement aérés ne dépassant pas la hauteur typique de la colonne montante.

selon la façon dont les bouchons liquide sont aérés Malekzadeh et al., ont réussi à classer le slugging en trois types SS1, SS2 et SS3.

✓ Severe Slugging 1 (SS1)

Ce type de severe slugging est caractérisé par une longueur du bouchon liquide supérieure ou égale à la longueur de colonne montante ce qui induit à une production continue de liquide avec une vitesse relativement constante pendant laquelle la pression maximale de base de la colonne montante est égale à la charge hydrostatique de celle-ci remplie de liquide (en négligeant la perte de charge due au frottement), (Baliño, 2012).

Nous pouvons décrire le cycle du SS1 en cinq étapes: (1) blocage de la base de la colonne montante; (2) la croissance des limaces; (3) production liquide; (4) production liquide rapide; (5) purge de gaz.

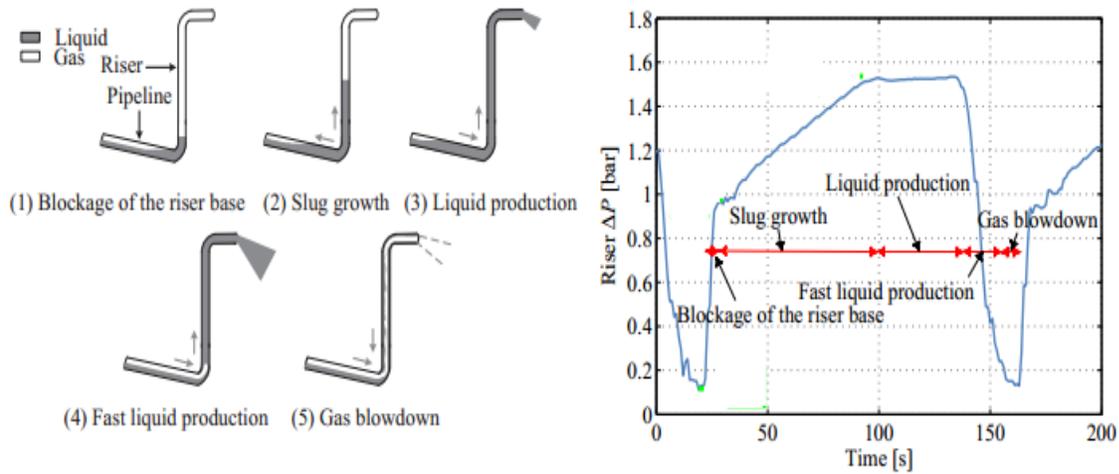


Figure 2.3. Étapes de severe slugging type (Malekzadeh, 2012)

✓ **Severe Slugging type 2 (SS2)**

Pour ce second type de severe slugging, la longueur du bouchon liquide est plus courte par rapport à hauteur de la colonne ascendante et il présente souvent une pénétration de gaz intermittente et des oscillations instables au bas de la colonne montante (Baliño, 2012).

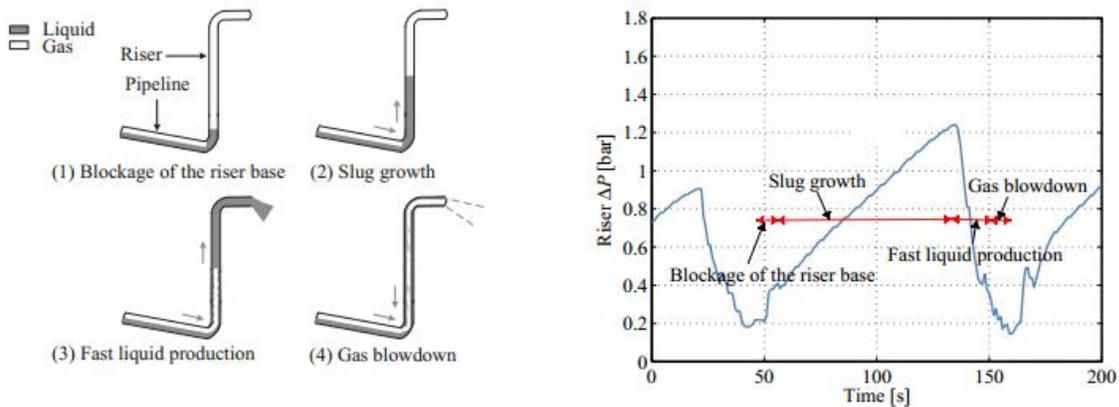


Figure 2.4. Étapes de severe slugging type (Malekzadeh, 2012)

✓ **Severe Slugging type 3 (SS3)**

Lors du SS3 la base de la colonne montante n'est jamais complètement bloquée, il présente ainsi une pénétration de gaz continue formant un bouchon liquide hautement aéré. Ce type de severe slugging diffère du SS1 par le faite que la pression et les fréquences révèlent des

variations cycliques de plus petites périodes et amplitudes et les longueurs des bouchons sont faibles comparées au SS1 (Baliño.2012). Nous décrivons un cycle de SS3 en quatre étapes: (1) des slug transitoires; (2) la croissance des limaces aérées; (3) production liquide aérée rapide; (4) purge de gaz.

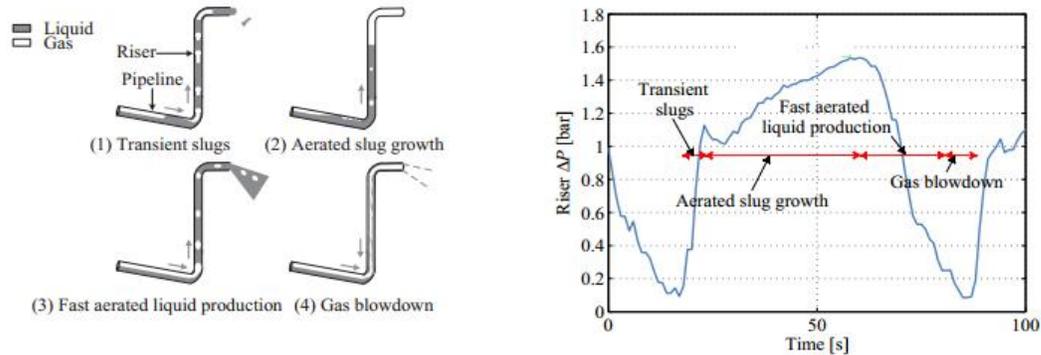


Figure 2.5. Étapes pour le severe slugging de type (Malekzadeh, 2012).

2.2.2. Modélisation de l'écoulement bouchon

Divers modèles ont été proposés pour expliquer et décrire l'écoulement bouchon en conduite horizontale. Kordyban (1961) était le premier à proposer un tel modèle ; Il rapporte que le bouchon se déplace à la vitesse moyenne des bulles gazeuses et des bouchons liquides. Basé sur ce concept, une expression de chute de pression a été développée. Plus tard Govier et Aziz (1972) ont découvert que le modèle était trop simplifié et insatisfaisant.

Dukler et Hubbard (1975) ont proposé un modèle qui demeure jusqu'à ce jour le point de référence pour l'analyse de l'écoulement bouchon. Le modèle permet la prévision en détail du comportement hydrodynamique instable des bouchons. Le modèle est fondé sur les hypothèses suivantes :

- Représentation de l'état d'équilibre du bouchon.
- Le mélange dans le bouchon est le résultat d'une diffusion de mélange due à la turbulence.
- La longueur du bouchon est constante.
- La chute de pression à travers le film est négligeable.

Le modèle a la capacité de prévoir la vitesse, la longueur, ainsi que la région du film derrière le bouchon, aussi bien que la chute de pression à travers le bouchon.

Au cours des années, divers chercheurs ont modifié les hypothèses de base dans le modèle de Dukler et Hubbard (1975), et ont dérivé de nouveaux modèles et procédures pour obtenir les paramètres principaux pour la description de l'écoulement bouchon ; une revue bibliographique des différents modèles existant dans la littérature pour le calcul des différents paramètres est présentée dans la partie ci –dessous.

2.2.3. Revue de littérature sur les écoulements bouchon en conduite

2.2.3.1. Pression du bouchon

La chute de pression le long des bouchons a fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales. Le premier modèle fut celui de Grégory et Scotte (1969). La figure (2.6) représente la chute de pression le long du bouchon, qui alternativement et schématiquement, est calculée et tracée sur le schéma (2.6). Afin de faire ce calcul, les propriétés suivantes doivent être connues :

- La longueur de l'unité du bouchon, incluant la distinction entre le bouchon et la zone de film, aussi bien que la distinction entre la zone de mélange et la zone centrale (internes au bouchon)
- la fraction du vide dans le bouchon et la zone du film.
- La vitesse moyenne du bouchon ainsi que la vitesse du front, et la vitesse moyenne du film.
- La fréquence du bouchon.

Azzopardi et al. (1985) ont conduit une comparaison entre les corrélations existantes de chute de pression et leurs données expérimentales. Ils ont prouvé que la connaissance de la fraction du vide de l'écoulement a une grande influence sur l'exactitude du modèle comme indiqué également par Begs et Brill (1973). L'équation de la chute de pression donnée par Dukler et Hubbard (1975) est basée sur le fait que la chute de pression dans la zone du film entre deux bouchons peut être négligée en la comparant à celle produite dans la zone de mélange qui contribue à environ 50% de la chute de pression dans l'unité du bouchon. Une telle caractéristique a été également rapportée par Ozawa et al (1989) pour l'écoulement diphasique dans des conduites capillaires. La figure (2.6) montre le modèle physique proposé par Dukler et Hubbard 1975. La corrélation proposée par Taitel et Dukler est la somme de deux termes :

$$\Delta P_b = \Delta P_a + \Delta P_f \quad (2-1)$$

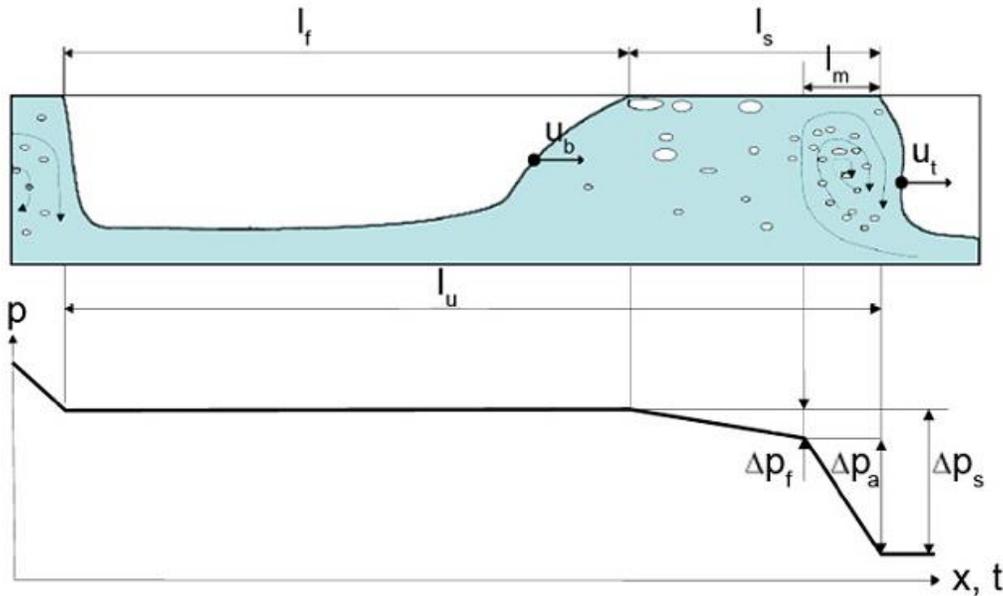


Figure 2.6. La chute de pression sur une unité de bouchon (Belgacem, 2015).

Taitel et Barnea (1990) ont calculé la chute de pression d'une unité de bouchon en appliquant le principe de l'équilibre global dans lequel les termes de pression hydrostatique et de frottement sont considérés dans toutes les régions du bouchon et du film.

Cependant, Andreussi et al. (1993) ont rapporté que tous les modèles disponibles dans la littérature sous-estiment généralement les données expérimentales jusqu'à 30%. Ils ont proposé le calcul du gradient de pression comme la somme des termes de gravité, et l'accélération de frottement. Néanmoins, leur modèle sous-estime les données expérimentales jusqu'à 15-20%.

Après avoir analysé divers modèles en les comparant aux résultats issus des expériences effectués sur des conduites de diamètres intérieures $D = 32$ et 50mm ; Cook et Behnia (2000) ont rapporté un bon accord pour la conduite de petit diamètre ($D = 32\text{mm}$), cet accord est moins satisfaisant pour la conduite de diamètre interne $D=50\text{mm}$, soulignant ainsi les limites de l'utilisation des corrélations empiriques. Cook et Behnia (2000) ont associé la perte de pression à la dissipation visqueuse dans un bouchon. Dans leur modèle, le gradient de pression est donné par la somme de quatre termes : la perte de pression hydrostatique dans le front du bouchon, la perte par frottement provoquée par la paroi, les pertes visqueuses associées au tourbillon de mélange et la perte de pression par accélération.

Au cours de ces 40 dernières années, de nombreuses tentatives ont été faites pour établir des corrélations pour le calcul de la pression du bouchon. La principale difficulté est que les corrélations empiriques sont fondées sur l'hypothèse que le gradient de pression est fonction

seulement de la géométrie de la conduite, des débits et des propriétés physiques. Cependant, dans l'écoulement diphasique, les effets de l'évolution de l'écoulement sont considérables.

2.2.3.2. Fréquence du bouchon

2.2.3.2.1. Modèle de Gregory et Scott (1969)

Gregory et Scott (1969) ont réalisé leurs expériences en utilisant une conduite de 19 mm de diamètre intérieure, le dioxyde de carbone et l'eau comme fluides du système. Ils ont prouvé qu'il y a des dépendances directes et inverses des fréquences des bouchons avec la vitesse et le diamètre de la conduite. Ils suggèrent que la fréquence peut être corrélée avec le nombre de Froude basé sur la vitesse superficielle du liquide ce qui a montré une très bonne concordance avec les données expérimentales. Leur corrélation (dans le système C.G.S) est donnée comme suit :

$$f_b = 0.0226 \left[\frac{J_{ls}}{g d} \left(\frac{19.75}{J_m} + J_m \right) \right]^{1.2} \quad (2-2)$$

2.2.3.2.2. Modèle de Greskovich et Shrier (1972)

Greskovich et Shrier (1972) ont étudié expérimentalement la fréquence des bouchons pour un écoulement diphasique eau-air dans des conduites de 30mm et 38mm. Ils ont proposé la corrélation ci-dessous en modifiant le modèle de Gregory et Scott (1969) :

$$f_b = 0.0226 \left[\lambda_l \left(\frac{2.02m}{D} + Fr_M \right) \right]^{1.2} \quad (2-3)$$

Avec λ_l : no-slip holdup donné par :

$$\lambda_l = \frac{J_L}{J_M} \quad (2-4)$$

Et Fr_M est défini comme le nombre de Froude du mélange :

$$Fr_M = \frac{J_M^2}{gD} \quad (2-5)$$

2.2.3.2.3. Modèle de Taitel et Dukler (1977)

Taitel et Dukler (1977) ont proposé un modèle prédictif pour la fréquence des bouchons pour un écoulement gaz/liquide dans des conduites horizontales ou faiblement inclinées. Ces auteurs ont considéré que la fréquence des bouchons est déterminée par le processus de formation de ces derniers au niveau de la région d'entrée où des ondes instables, croissant sur un film stratifié, bloquent le passage du gaz et génèrent un bouchon. Immédiatement derrière, la hauteur du liquide chute ; des forces hydrostatiques ramènent alors le film à sa hauteur initiale, complétant le cycle. Taitel et Dukler (1977) ont supposé que la fréquence des

bouchons est inversement égale au temps nécessaire pour ramener le film liquide à son niveau d'équilibre pour qu'un nouveau bouchon puisse prendre forme. L'analyse de Taitel et Dukler (1977) introduit l'hypothèse que la fréquence des bouchons est tributaire du mécanisme de leur formation. Elle souffre cependant d'une contradiction fondamentale. En écrivant l'équation du mouvement de la phase gazeuse, les auteurs négligent intentionnellement l'effet Bernoulli, décrivant la formation d'ondes instables précurseur des bouchons et résultant de la diminution de la pression au-dessus de l'onde provoquée par l'accélération du gaz.

2.2.3.2.4. Modèle de Heywood et Richardson (1979)

En utilisant une conduite de diamètre 4.2 cm et un système air – eau, Heywood et Richardson ont mesuré expérimentalement et corrélé la fréquence moyenne des bouchons.

$$f_b = 0.0364\lambda_1 \left[\frac{2.02}{d} + \frac{v_m^2}{gd} \right]^{1.06} \quad (2-6)$$

Avec,
$$\lambda_1 = \frac{J_l}{v_m} \quad (2-7)$$

2.2.3.2.5. Modèle de Tronconi (1990)

Tronconi (1990) a présenté l'analyse d'un écoulement diphasique intermittent horizontal reliant la fréquence des bouchons aux conditions d'écoulement dans la zone d'entrée de la conduite, où le mélange de gaz et de liquide se fait. Puisque les bouchons sont générés par des ondes croissant jusqu'à obstruction de la conduite, il semble raisonnable de s'attendre à ce que le nombre de bouchons formés par unité de temps dépend de l'intervalle de temps requis pour le développement d'une onde instable jusqu'au blocage de la conduite, relié à la période de l'onde. Tronconi (1990) a donc proposé que la fréquence des bouchons f_b soit inversement proportionnelle à la période de l'onde précurseur des bouchons :

$$f_b = C_1 / \zeta \quad (2-8)$$

C_1 est une constante ; ($C_1 = 0.5$ pour Tronconi (1990)).

Il a été observé qu'au niveau de la transition vers l'écoulement à bouchons, seules quelques rares ondes forment un bouchon. D'un autre côté, il est bien connu que la fréquence de formation des bouchons est généralement supérieure à la fréquence observée à l'aval de l'entrée de la conduite (Taitel et Dukler (1977) ; Taitel (1987)). En fait, immédiatement après qu'un bouchon se soit formé, le niveau de liquide chute si bien que, soit l'onde disparaît avant de pouvoir fermer la conduite, soit qu'elle génère un bouchon qui ne peut pas se maintenir. Ce dernier est détruit quelque part à l'aval, et peut

même être incorporé au bouchon qui le suit. La disparition de l'onde ou du bouchon contribue à restaurer la configuration originale de l'écoulement stratifié, puis un autre bouchon stable peut être généré.

Taitel (1987) a suggéré que la longueur des bouchons puisse résulter de la rencontre de deux bouchons initialement distincts. Se basant sur cette dernière hypothèse et sur le fait que le processus de formation des bouchons et de leur coalescence est purement stochastique. Tronconi (1990) a supposé qu'en moyenne chaque onde génère un bouchon, mais qu'uniquement la moitié d'entre eux survivent comme entités indépendantes. Par conséquent, la détermination de la fréquence des bouchons revient à estimer la période de l'onde ζ (ou de sa fréquence f). Le modèle de Tronconi (1990) donne donc :

$$f_b = 0.61 \frac{\rho_g J_g}{\rho_l h_g} \quad (2-9)$$

2.2.3.2.6. Modèle de Nydal (1991)

Nydal et al. (1991) ont développé une corrélation de fréquence des bouchons en fonction du diamètre de la conduite.

$$f_b = 0.088 \frac{(J_l + 1.5)^2}{g D} \quad (2-10)$$

2.2.3.2.7. Modèle de Hill et Wood (1990-1994)

Hill et Wood ont initialement développé une corrélation mécaniste basée selon leurs observations expérimentales dans lesquelles la taille du niveau liquide lors de l'équilibre stratifié a semblé être significative dans la formation des bouchons. Leur corrélation exponentielle dans le système d'unité S.I est comme suit :

$$\frac{f_b d}{V_m} = 0.275 * 10^{2.68 H_{le}} \quad (2-3)$$

La base physique de la corrélation ci-dessus a été encore améliorée en remplaçant la vitesse du mélange et en incorporant les conditions de frontière de la fréquence des bouchons. La version finale de leur équation dans le système d'unités international est donnée ci-dessous :

$$\frac{f_b d}{(J_g - J_l)} = 2.74 * \frac{H_{le}}{1 - H_{le}} \quad (2-12)$$

2.2.3.2.8. Modèle de Manolis (1995)

Manolis et al. ont étudié expérimentalement la fréquence des bouchons à haute pression dans une conduite horizontale. Ils ont modifié la corrélation de Gregory et de Scott (1969) après qu'ils

aient noté une déviation des valeurs basses de fréquence des bouchons. Leur corrélation est donnée par:

$$f_b = 0.0037 \frac{J_l}{g d} \left(\frac{J_{m,\min}^2 + J_m^2}{J_m} \right)^{1.8} \quad (2-4)$$

Avec $J_{m,\min} = 5 \text{ m/s}$

2.2.3.2.9. Modèle de Zebaras (2000)

Zabararas a modifié la corrélation de Gregory et de Scott (1969) dont il a ajouté l'effet de l'angle d'inclinaison de la conduite qui n'est pas inclus dans les corrélations éditées de fréquence des bouchons. Sa corrélation est donnée par :

$$f_b = 0.0226 \left[\frac{J_l}{g d} \left(\frac{212.6}{J_m} + J_m \right) \right]^{1.2} [0.836 + 2.7 \sin^{0.25}(\theta)] \quad (2-5)$$

2.2.3.2.10. Modèle de Fossa et al (2003)

Les fréquences obtenues expérimentalement peuvent être corrélées via des paramètres adimensionnels comme le nombre de Strouhal (St) et la fraction volumique du liquide comme suggéré par Fossa et al. (2003):

$$St = \frac{f_b d}{J_g} \quad (2-6)$$

$$x_l = \frac{J_l}{J_l + J_g} \quad (2-7)$$

$$St = \frac{0.05 x_l}{1 - 1.67 x_l + 0.768 x_l^2} \quad (2-8)$$

2.2.3.2.11. Modèle de Shea et al (2004)

Shea et al. (2004) ont développé une corrélation de fréquence des bouchons en fonction de la longueur de la conduite qui n'est pas incluse dans toutes les autres corrélations de fréquence des bouchons.

$$f_b = \frac{0.47 J_l^{0.75}}{d^{1.2} L_c^{0.55}} \quad (2-9)$$

2.2.3.2.12. Modèle de Kadri et al. (2008)

Kadri et al. (2008) ont suggéré l'utilisation d'une corrélation basée sur celle de Nydal et al. (1992). La fréquence de bouchon est donnée comme suit :

$$f_b = 0.088 \frac{(J_l + 1.5)^2}{g D} \quad (2-10)$$

2.2.3.2.13. Modèle d'Al-Safran (2009)

Al-Safran (2009) a étudié expérimentalement la fréquence des bouchons pour un écoulement diphasique huile/air dans une conduite horizontale de diamètre intérieure $D = 0.0508\text{m}$ et d'une longueur $L = 42,7\text{ m}$. Le modèle proposé pour le calcul de la fréquence des bouchons a été validé par les données expérimentale de Roumazeilles et al. (1996) pour un écoulement air/kérosène dans une conduite horizontale de diamètre intérieure 2inc . La corrélation proposée est donnée comme suit :

$$\ln(f_b) = 0.8 + 1.53 \ln(J_1) + 0.27 \frac{J_b}{J_m} - 34.1 \quad (2-20)$$

$$J_1 = \frac{J_{sl}}{H_{1e}} \quad (2-11)$$

$$J_s = \frac{J_{sg}}{(1-H_{1e})} - \frac{J_{sl}}{H_{1e}} \quad (2-12)$$

$$J_m = J_{sl} + J_{sg} \quad (2-13)$$

$$0.084\text{m/s} < J_1 < 2,82\text{m/s} \quad (2-14)$$

$$1.29\text{m/s} < J_b/J_m < 6.86\text{m/s} \quad (2-15)$$

$$0.025\text{m} < d < 2,203\text{m} \quad (2-16)$$

La revue de littérature ci-dessus prouve qu'il n'y a pas une seule corrélation qui peut être employée pour toutes les conditions ; cependant, quelques méthodes sont plus générales, comme le modèle de Taitel et Dukler (1977). Réciproquement d'autres méthodes sont plus simples mais n'expliquent pas toute la variabilité dans la fréquence des bouchons. Ainsi, elles sont moins précises. Un troisième groupe de corrélations telles que Hill et Wood (1990 et 1994) et Shea et al (2004) peuvent être plus précises, mais leur emploi reste difficile pour l'estimation des paramètres indépendants.

Le modèle de Taitel et Dukler (1977) est le seul modèle théorique qui est général et valide pour un éventail de conditions, y compris l'écoulement diphasique en conduite inclinée (Al Safran, 2009).

2.2.3.3. Vitesse du bouchon

Il est bien établi que le bouchon se déplace à une vitesse supérieure à la vitesse totale du mélange (Rogero 2010), cela implique que le liquide est capté à l'avant et par la suite il sera versé à la queue du bouchon. Plusieurs auteurs suggèrent que la vitesse au front d'un bouchon est égale à la vitesse de sa queue. Pour le cas horizontal, de nombreux chercheurs (Hughmark, 1965 ; Gregory et Scott, 1969 ; Dukler et Hubbard, 1975 ; Nydal et al., 1992) négligent la vitesse de

2. Problématique – l'écoulement Slug dans un système de conduites

dérivé en se basant sur le fait que la gravité ne peut pas agir dans le sens horizontal, pour cela l'expression de la vitesse est donnée par :

$$J_b = (1 + C)J_{Is} = C_0J_{Is} \quad (2-17)$$

Pour le calcul de la vitesse des bouchons, Gregory et Scott (1969) proposent la corrélation suivante :

$$J_b = 1.35J_M \quad (2-18)$$

Dans leur modèle, Dukler et Hubbard (1975) supposent que le profil de vitesse au sein du bouchon est un profil turbulent ; ils ont également relié la vitesse de translation du front du bouchon à la vitesse du mélange :

$$J_f = (1 + C)J_M \quad (2-19)$$

La constante C est donnée par l'équation :

$$C = -0.021 \ln(Re_b) + 0.022 \quad (2-30)$$

Re_b est le nombre de Reynolds liquide dans le bouchon :

$$Re_b = J_M D \frac{\alpha_{Gb}\rho_G + (1 - \alpha_{Gb})\rho_l}{\alpha_{Gb}\mu_G + (1 - \alpha_{Gb})\mu_l} \quad (2-20)$$

Nicholson et al. (1978) ont noté que la vitesse de dérivé ne peut pas être négligée. Cette dernière est particulièrement importante dans les conduites de large diamètre et également dans les tubes inclinés. La vitesse moyenne d'un bouchon est alors donnée par la relation :

$$J_b = 1.196J_{Is} + 0.27\text{m/s} = 1.196J_M + 0.27\text{m/s} \text{ pour } D = 2.58 \text{ cm} \quad (2-21)$$

$$J_b = 1.128J_{Is} + 0.28\text{m/s} = 1.128J_M + 0.28\text{m/s} \text{ pour } D = 5.12 \text{ cm} \quad (2-22)$$

Dans son étude expérimentale réalisée sur des tubes de diamètres intérieures $D = 45\text{mm}$ et $D = 50\text{mm}$, Ferré (1979) a constaté que la vitesse dépend du nombre de Froude critique (cité par Fabre, 1992) :

$$J_b = 1.1J_{lb} + 0.45J_d \text{ pour } Fr_{crit} < 2.0 \quad (2-23)$$

$$J_b = 1.31.1J_{lb} \text{ pour } 2 < Fr_{crit} < 8.0 \quad (2-24)$$

$$J_b = 1.02J_{lb} + 3J_d \text{ pour } Fr_{crit} > 8.0 \quad (2-25)$$

Le nombre de Froude critique est donné par l'équation :

$$Fr_{crit} = \frac{J_{lb}}{\sqrt{gD}} \quad (2-26)$$

En analysant le mouvement des bouchons dans une conduite horizontale de diamètre intérieure $D = 25\text{mm}$, Bendiksen (1984) a rapporté que la variation de vitesse est due à l'effet de la différence de la hauteur du liquide le long du front bouchon. Cette vitesse est également reliée au nombre de Froude critique ce qui suggère l'influence secondaire de la tension surfacique

$$J_b = 1.05J_{1s} + 0.54J_d \quad \text{pour } Fr_{\text{crit}} < 3.5 \quad (2-27)$$

$$J_b = 1.2J_{1s} \quad \text{pour } Fr_{\text{crit}} \geq 3.5 \quad (2-28)$$

Nydal et al(1992) ont calculé le coefficient Co selon l'équation. Ces derniers ont obtenu des valeurs variant de 1.2 jusqu'à 1.3, Ils ont suggéré que les différences entre les valeurs de Co expérimentales et les valeurs trouvées par le rapport de la moyenne sur l'axe de l'écoulement pourraient être dues à :

- La présence de bulles gazeuses dans le bouchon qui peuvent modifier les profils de vitesse à la queue.
- Le taux de glissement entre les vitesses de phase dans le bouchon.
- le fusionnement des petites bulles présentes dans le corps du bouchon avec le front. Cette action peut modifier la vitesse de déplacement du front.

Dans leur étude expérimentale, réalisée sur des conduites de 32 et 50mm de diamètre intérieures, Cook et Behnia 1997 ont relié la vitesse du bouchon à la vitesse du mélange (et ce pour la gamme (1m/s jusqu'à 8m/s).

2.2.3.4. Longueur du bouchon

Pour les concepteurs de canalisations, spécialement dans l'industrie pétrolière, la taille des bouchons liquides est importante pour la conception appropriée des équipements. Cependant, pour sa nature instable, l'estimation correcte des paramètres de l'écoulement bouchon, particulièrement la longueur maximale du bouchon, reste un grand défi pour les ingénieurs.

Dukler et Hubbard (1975) ont proposé le premier modèle d'écoulement bouchon dans les conduites horizontales. Basés sur cette approche, certains chercheurs ont développé des modèles modifiés pour prévoir les paramètres d'écoulement bouchon ; Mais tous les modèles ont assumé la constance de la longueur liquide du bouchon et n'ont pas pu prévoir la distribution liquide de la longueur du bouchon. En se basant sur des observations visuelles, la longueur des bouchons liquides courts produits dans la section d'entrée de la conduite horizontale peut être plusieurs fois plus grande que le diamètre de la conduite, la fréquence dans ce cas est relativement élevée. Quand les bouchons courts se déplacent en aval, quelques bulles ovales disparaissent et les bouchons courts fusionnent pour former de plus longs bouchons liquides, la

fréquence des bouchons liquides diminue et atteint une valeur stable quand la plupart des bouchons liquides sont plus longs que la longueur stable minimum.

Brill et al. (1981) ont observé que le comportement de la longueur des bouchons suit une distribution logarithmique. Nydal et al. (1992) ont obtenu la même conclusion à partir de leurs données expérimentales. Zheng et al. (1994) ont proposé un modèle primaire pour calculer l'évolution de la longueur du bouchon le long des conduites verticales. Cook et Behnia (2000) ont comparé ce modèle avec les résultats expérimentaux de la distribution de la longueur de bouchon en conduite horizontale. Nydal et Banerjee (1996) ont développé un modèle Lagrangien de bouchon, ce modèle est basé sur les équilibres de la masse et le moment. L'hypothèse principale est que le bouchon liquide ne comporte pas des particules gaz. En se basant sur le modèle d'unité de cellules présenté par Dukler et Hubbard (1975), Taitel et Beria (1998, 1999) ont proposé le modèle d'évolution de bouchon. Jepson et Taylor (1993) ont constaté que la longueur des bouchons augmente linéairement avec l'augmentation du diamètre de la conduite. Scott et al. (1986) ont développé une corrélation pour la prédiction de la longueur des bouchons en utilisant des données expérimentales pour des conduites de 30, 40, 50 et 60 cm de diamètres intérieures. Ils ont constaté après l'analyse des longueurs de bouchon qu'il y'avait un facteur additionnel, ce dernier a été nommé facteur de croissance à long terme ; Ceci a été relié à l'expansion de gaz dans les bouchons due aux changements de pression.

2.2.3.5. Liquid holdup

Gregory et al. (1978) ont développé une corrélation pour le calcul du liquide holdup dans les bouchons. Les expériences ont été menées en utilisant le pétrole et l'eau dans des conduites de 2.58 et 5.12 cm de diamètre intérieure ; Pour déterminer le liquide holdup, ils ont employé une sonde de fraction volumique liquide de capacité dactylographique (capacitance - type liquid volume fraction sensor). La corrélation suivante a été développée pour le calcul du liquide holdup dans les bouchons :

$$H_l = \frac{1}{1 + \left[\frac{J_m}{8.66}\right]^{1.39}} \quad (2-40)$$

Avec, J_m est la vitesse de mélange du bouchon, elle est définie par :

$$J_m = J_g + J_l \quad (2-29)$$

Malnes (1982) a proposé une autre corrélation en se basant sur les données de Gregory et al. (1978) :

$$H_l = \frac{J_m}{J_m + C_c} \quad (2-30)$$

C_c est la vitesse superficielle totale :

$$C_c = 83 \left(\frac{g\sigma}{\rho_L} \right)^{1/4} \quad (2-31)$$

Fershneider (1983) a également étudié le liquide holdup dans une canalisation de diamètre 0.146 m en utilisant une sonde optique. La pression varie entre 10 et 50 bars à température ambiante. La vitesse superficielle liquide s'est étendue de 0 à 3 m/s, et la vitesse de gaz superficiel variait de 0 à 7 m/s. Le modèle développé par Fershneider était conforme aux données de Gregory et autres (1987).

La corrélation proposée par Fershneider (1983) est donnée par l'équation :

$$H_l = \frac{1}{\left\{ 1 + \left[\frac{J_m}{\sqrt{\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_L}\right) gD}} \right]^2 / \left(\frac{A}{Bo\beta} \right)^2 \right\}^2} \quad (2-32)$$

Bo est le nombre de Bond, il est donné par l'équation :

$$Bo = \frac{(\rho_L - \rho_g)gD^2}{\sigma} \quad (2-33)$$

Les coefficients A et β n'ont pas été donnés.

Andreussi et Bendiksen (1989) ont utilisé l'air et l'eau pour développer une corrélation du liquide holdup dans les canalisations horizontales et faiblement inclinées. Ils ont utilisé des conduites de 5 et 9 cm de diamètre intérieur, dans leur modèle ils ont utilisé le diamètre de la conduite, l'angle d'inclinaison de la conduite et les propriétés des fluides et également des coefficients empiriques qui n'ont pas été clairement définis.

La corrélation d'Andreussi et Bendiksen (1989) est donnée par l'équation :

$$H_l = \frac{J_m - J_{mf}}{(\beta J_m + J_{mo})^m} \quad (2-46)$$

$$m = 1 - n \frac{\rho_g}{\rho_L} \quad (2-34)$$

Avec, $n = 3$

$$J_{mo} = \frac{240}{(C_o - 1)} \sqrt{\Sigma} \left(1 - \frac{1}{3} \sin\theta \right) \left(\frac{g\sigma\Delta\rho}{\rho_L^2} \right)^{1/4} + \frac{J_o}{C_o - 1} \quad (2-35)$$

Dans leurs calculs, Andreussi et Bendiksen (1989) ont négligé la valeur de J_0 , tandis que C_0 est supposé égal à 1.2.

Jepson et Kouba (1987) ont étudié dans leurs expériences des bouchons stationnaires pour la détermination du liquide holdup dans une canalisation de 15 cm de diamètres ; ils constatent que le liquide holdup diminue linéairement à mesure que le nombre de Froude augmente. Jepson et Taylor (1988) ont réalisé des expériences en utilisant l'air et l'eau dans une conduite horizontale de 30 cm de diamètre. Ils ont constaté que le liquide holdup dépendait du diamètre de la conduite pour une vitesse superficielle de gaz au-dessus de 3 m/s.

2.3. Conclusion

En raison de leur intérêt ainsi que les problèmes qui peuvent engendrer dans les différents domaines et plus précisément dans le domaine pétrolier, les écoulements à bouchons sont devenus un sujet de recherche d'actualités.

Dans ce chapitre, les différents types de cet écoulement pour des divers systèmes de conduites ont été identifiés ainsi que les différents travaux qui ont été effectués sur les paramètres qui caractérisent ce type d'écoulement tels que la fréquence, vitesse, la longueur de bouchon, la pression et le liquide holdup.

Dans notre mémoire, nous nous sommes intéressés à l'écoulement bouchon dans un système de conduite assez complexe, constitué d'une première conduite inclinée et une deuxième conduite verticale reliées par une singularité de type coude. Ce type de géométrie engendre la formation des bouchons de grande longueur et de longues périodes.

Chapitre 3

**Application de la mécanique des fluides
numérique aux écoulements diphasiques
gaz-liquide**

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

3.1. Introduction

L'écoulement slug est un écoulement diphasique turbulent qui peut être décrit par des équations mathématiques déduites d'approches physiques. Toute la physique observée est à priori prise en compte dans la formulation de Navier-Stokes. La résolution de cette dernière devrait donc conduire à une solution conforme à la réalité observée. Cependant, ces équations complexes ne peuvent pas encore être résolues de manière analytique. La seule approche est l'approximation numérique de la solution. Des hypothèses et des choix doivent alors être réalisés afin de calculer la solution en un temps raisonnable, ce qui nécessairement induit des erreurs sur la solution finale.

La simulation numérique en mécanique des fluides (CFD : Computational Fluid Dynamics) est reconnue aujourd'hui comme l'un des outils incontournables de conception et est largement utilisée dans l'industrie. Le choix de l'utilisation de méthodes numériques va dépendre essentiellement du type et de la complexité du problème à résoudre : La nature du fluide, le comportement thermodynamique, la modélisation du milieu et si le problème est stationnaire ou instationnaire. Dans ce présent chapitre, nous allons montrer les principales étapes à suivre pour l'application de la CFD à un écoulement gaz-liquide.

3.2. La modélisation des écoulements diphasiques

Les écoulements diphasiques se manifestent dans plusieurs domaines industriels allant du génie nucléaire jusqu'à l'industrie pétrolière passant par de nombreuses autres filières d'où le besoin de compréhension de leurs comportements et les différents paramètres l'influençant, c'est la raison pour laquelle la mécanique des fluides diphasiques est devenue à l'heure actuelle l'un des sous-domaines de la mécanique des fluides le plus actif où plusieurs études tant expérimentales que numériques ont été dédiées à la compréhension du comportement souvent chaotique des écoulements diphasiques.

3.2.1. Formulation mathématique

Les équations fondamentales générant les écoulements diphasiques reposent sur les équations de bilans, qui peuvent être écrites soit de façon globale ou locale. Les équations fondamentales globales sont établies sous forme de deux modèles approchés dits « modèle séparé et modèle homogène ».

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

Le modèle homogène : Ce modèle considère que les phases sont suffisamment liées pour considérer une seule phase ayant les propriétés moyennes des deux fluides ce qui revient à moyenner les paramètres de l'écoulement (les vitesses, les pressions phasiques, température, la masse volumique ainsi que la viscosité). Il convient aux écoulements à bulles et des dispersés.

Le modèle séparé : Ce modèle est basé sur l'écriture des équations de la mécanique des fluides pour chaque phase. Il faut pour résoudre ce système introduire une équation de couplage entre les deux phases, ce qui est un des points délicat de ces modélisations.

- **Equation de continuité**

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k) = \Gamma_k \quad (3-1)$$

- **Equation de quantité de mouvement**

$$\frac{\partial (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k \mathbf{u}_k) = \alpha_k \nabla P_k + \nabla \cdot [\alpha_k (\boldsymbol{\tau}_{Tk} + \boldsymbol{\tau}_k)] + \alpha_k \rho_k \mathbf{g} + M_k \quad (3-2)$$

$$\boldsymbol{\tau}_{Tk} = - \overline{\rho_{Ik} \mathbf{u}_{Fk} \mathbf{u}_{Fk}}$$

$$\mathbf{u}_{Fk} = \mathbf{u}_{Ik} - \mathbf{u}_k$$

Avec,

α_k : est la fraction du volume de la phase k,

Γ_k : représente le taux de génération de masse par la phase k à l'interface, $\Gamma_k = 0$ lors de la conservation de la masse à l'interface,

M_k : représente est la source moyenne du moment interfacial pour la phase k,

$\boldsymbol{\tau}_k$: est le tenseur de contrainte visqueuse moyenne,

$\boldsymbol{\tau}_{Tk}$: est Le tenseur de contrainte turbulente,

\mathbf{u}_{Fk} : est la composante fluctuante de la vitesse

3.2.2. Formulation mathématique du modèle de mixture

Le modèle de mélange des phases continue et dispersée est une formulation alternative du problème qui dérive des équations de continuité et de quantité de mouvement écrites pour chaque phase dans un système multi-phase. Dans cette approche, les équations générales (l'équation de la continuité et l'équation de la quantité de mouvement) sont représentées en termes de densité et de vitesse du mélange.

- **Equation de continuité de la mixture**

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m) = 0 \quad (3-3)$$

La masse volumique de mélange ρ_m est définie comme une moyenne locale de la masse volumique des deux fluides pondérée par la fraction volumique

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

$$\rho_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k \quad (3-4)$$

La vitesse est définie grâce à l'expression suivante :

$$u_m = \frac{1}{\rho_m} \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k u_k = \sum_{k=1}^n c_k u_k \quad (3-5)$$

La fraction massique de la phase k est définie comme :

$$c_k = \frac{\alpha_k \rho_k}{\rho_m} \quad (3-6)$$

Si la densité de chaque phase est une constante et que le transfert de masse entre phases est exclu, l'équation de continuité pour le mélange est la suivante:

$$\nabla \cdot \sum_{k=1}^n \alpha_k u_k = \nabla \cdot \sum_{k=1}^n j_k = \nabla \cdot j_m = 0 \quad (3-7)$$

Où, j_k et j_m représentent flux volumétrique de la phase k et de la mixture, respectivement. Le flux volumétrique représente la vitesse du centre de volume

- **Equation de quantité de mouvement de la mixture**

$$\frac{\partial(\rho_m u_m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m u_m u_m) = \nabla P_m + \nabla \cdot [(\tau_{Tm} + \tau_m + \tau_{Dm})] + \rho_m g + M_m \quad (3-8)$$

Les trois tenseurs de contrainte qui représentent respectivement les contraintes visqueuses, turbulentes et de diffusion moyennes dues au glissement de phase sont donnés par:

$$\tau_{Tm} = - \sum_{k=1}^n \alpha_k \overline{\rho_{Ik} u_{Fk} u_{Fk}} \quad (3-9)$$

$$\tau_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \tau_k \quad (3-10)$$

$$\tau_{Dm} = - \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k u_{Mk} u_{Mk} \quad (3-11)$$

Où, u_{Mk} est la vitesse de diffusion, c'est-à-dire la vitesse de phase par rapport au centre de la masse de mélange.

$$u_{Mk} = u_k - u_m \quad (3-12)$$

La pression du mélange est définie par la relation :

$$\nabla P_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \nabla P_k \quad (3-13)$$

En pratique, on considère souvent que les pressions de phase sont égales, c'est-à-dire, $p_k = p_m$. Cette hypothèse est considérée comme valable sauf dans le cas de bulles en expansion (Drew, 1983).

Le terme M_m représentant les forces à l'interface, est défini comme la somme des forces dues à la tension de surface. M_m dépend de la géométrie de l'interface.

$$M_m = \sum_{k=1}^n M_k \quad (3-14)$$

3.2.3. Méthode de modélisation d'écoulement diphasique

En dynamique de fluide où le mouvement des fluides est complexe et très déformable au sein d'un écoulement, ils existent deux approches pour traitement spatio-temporelle d'interface qui se différencient par la façon dont elles représentent l'interface, une approche dite Lagrangienne qui consiste à suivre le parcours d'une particule fluide et une approche Eulérienne que l'on appelle également *fixed grid methods* ou encore *volume tracking method* qui est très adaptée à la mécanique des fluides. Chacune de ces méthodes possède des avantages et des limites et le critère du choix d'une méthode efficace et robuste s'appuie essentiellement sur le phénomène physique que l'on souhaite étudier (Prigent, 2013). La description Lagrangienne est une méthode utilisée en mécanique du point et qui consiste à traquer la trajectoire d'une particule se déplaçant dans l'espace pendant un certain temps. Cette méthode utilise un maillage mobile où les mailles suivent et s'adaptent aux déformations et déplacements de l'interface (Denèfle, 2013 ; Watez, 2014 ; Prigent, 2013). Les principaux inconvénients de l'approche Lagrangienne résident dans le fait que le maillage peut être fortement altéré et aléatoirement distribué lors de fortes distorsions de l'interface ou si la géométrie est trop complexe, des cellules doivent être éliminées ou ajoutées, ce qui peut dégrader la précision de la résolution. De plus, cette méthode souffre de la difficulté à prendre en compte les changements topologiques et notamment les ruptures ou coalescence (Prigent, 2013).

Dans l'approche eulérienne les phases en présence sont considérées comme des phases continues s'interpénétrant ou chacune est traitée séparément. Un ensemble d'équations de type milieu continu (équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement) est donc résolu pour chaque phase. Le couplage entre les phases est réalisé avec la prise en compte des coefficients d'interaction entre phases (Stenmark, 2013). Cette méthode utilise un maillage fixe et une fonction indicatrice de phase ou fonction de couleur pour reconstruire et localiser l'interface à chaque instant en des points fixes de l'espace (Les variations dans le temps des caractéristiques de l'interface en des points fixes de l'espace) (Candel, 1990 ; Prigent, 2013). Le principal avantage des méthodes eulériennes est qu'elles prennent en compte automatiquement les changements de topologie de l'interface (Prigent, 2013).

Plusieurs méthodes Eulériennes existent et se différencient par le choix de la quantité scalaire et la façon de reconstruire l'interface (Méthode VOF (Volume –Of –Fluide) (Gueyffier et al. 1999 ; Hirt and Nichols 1981 ; Van Saint Annaland 2005); Méthode Level-Set (Osher and Fedkiw, 2001 ; Sussman et al.,1994).

3.2.3.1. Le volume finis VOF (Volume Of Fluid)

La méthode « Volume Of Fluid » VOF est une méthode eulérienne qui a été introduite par Hirt et Nichols en 1981 dans un code appelé SOLVA-VOF (Prigent, 2013).

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

La méthode VOF est très utilisée en mécanique des fluides numériques et elle a pour objectif le traitement d'interface entre deux ou plusieurs phases à l'aide d'une fonction indicatrice dite « fonction de couleur » notée φ_k dont les valeurs sont comprises entre 0 et 1 pour la phase k considérée. Le principe de ces fonctions est de suivre l'interface en évaluant la fraction volumique dans chaque volume de contrôle (cellule). Si cette dernière vaut 1 alors la cellule est remplie de fluide, si elle vaut 0, la cellule est soit vide, soit remplie d'un autre fluide. Les fractions volumiques comprises entre 0 et 1 déterminent la position de l'interface matérielle ou de la surface libre (Stenmark, 2013 ; Mauriet, 2009). En connaissant la distribution de la fraction volumique d'un fluide, il est possible de déterminer les limites physiques du domaine physique dans un maillage.

$$\varphi(z,r,u) = \begin{cases} = 0 & (z,r) \in (\text{phase gazeuse}) \\ 0 < \varphi < 1 & (z,r) \in (\text{intephace}) \\ = 1 & (z,r) \in (\text{phase liquide}) \end{cases}$$

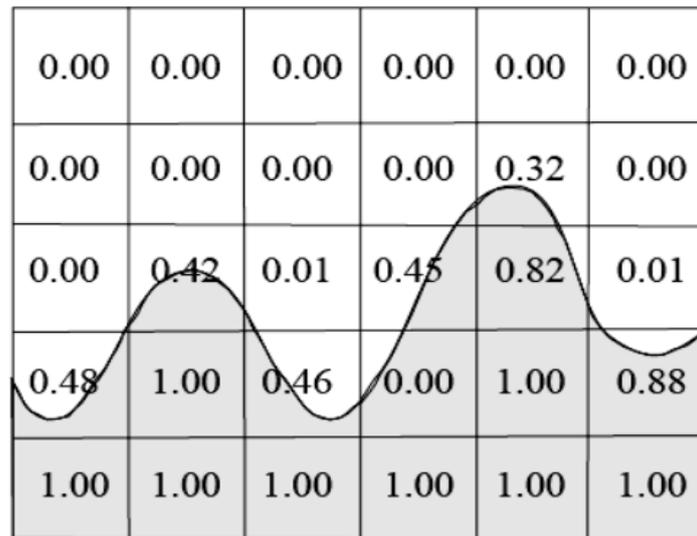


Figure 3.1. Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret.

Dans ce travail, nous avons considéré un fluide diphasique constitué de deux fluides non miscibles sans transfert de masse entre les deux phases que nous avons décidé de modéliser par un modèle de VOF. Cette méthode convient aux écoulements avec des interfaces présentant un pic tel que l'écoulement Slug, de plus elle permet de traiter les topologies complexes de manière simple et c'est ce qui justifie notre choix.

Dans la méthode VOF les équations de transport (d'Euler ou de Navier-Stokes) sont résolues pour les propriétés du mélange ce qui signifie que toutes les variables de champ sont supposées être partagées entre les phases et cela en utilisant un schéma aux différences finies ou de volumes finis.

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

Les équations résolues dans la méthode VOF sont présentées ci-dessous :

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m u) = 0 \quad (3-15)$$

$$\frac{\partial \rho_m u}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m uu) = -\nabla P + \nabla \tau + \rho_m g + S \quad (3-16)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha u) = 0 \quad (3-17)$$

Où, $\rho_m = \sum \rho_k \alpha_k$. L'indice m fait référence aux propriétés du mélange.

3.3. La modélisation de la turbulence

La turbulence est un état ou l'écoulement est fortement perturbé connu par son caractère hautement chaotique dans lequel les trajectoires de la particule fluide sont erratiques et qui se produit lorsque les forces cinétique surmontent les forces visqueuses du fluide ce qui correspond à un grand nombre de Reynolds ($Re > 2000$). L'écoulement turbulent est un processus multi-échelles caractérisé par un transfert d'énergie ou l'énergie est transférée des grands tourbillons qui se disloquent en une suite de petits (les petites échelles) ce qui est connu par "cascade d'énergie".

La turbulence domine une grande partie des écoulements présents dans notre environnement qu'il soit naturel (mouvement de l'aire, tourbillons) ou artificiel dans différents dispositifs fabriqué par l'homme (conduites, compresseur, turbine, moteurs à combustion interne...etc.). Ce type d'écoulement a depuis longtemps était le centre d'intérêt de plusieurs recherche et a pris une grande partie de l'attention de la mécanique de fluides numérique qui aujourd'hui grâce aux efforts fournis dans ce domaine ne cesse d'évoluer. La simulation numérique en mécanique des fluides (CFD : Computational Fluid Dynamics) est aujourd'hui considérée tel un outil incontournable dans tous les domaines concernés par les écoulements fluides et en particuliers turbulents en raisons du gain du temps et d'argent qu'elle permet en offrant une compréhension relativement appréciée de comportant fortement instable qui qualifie la turbulence. Dans cette optique plusieurs code de calculs ont été développés tel que le code FLUENT pour lequel nous avons opté dans ce travail.

3.3.1. Les équations de Navier-Stokes

Les écoulements turbulents sont régis par les équations de Navier Stokes qui permettent 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,

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

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

3.3.1.1. Equation de continuité

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (3-18)$$

Ou bien :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (3-19)$$

Pour un écoulement incompressible et $\rho = \text{cste}$ $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ et $\frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0$,

Donc l'équation de conservation de la masse se réduit à :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3-20)$$

3.3.1.2. Equations de conservation de quantité de mouvement

L'équation de conservation de quantité de mouvement, sous forme vectorielle, sans forces de volume est :

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + u \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \vec{\text{grad}} P + \nu \Delta \vec{V} \quad (3-21)$$

La projection de cette équation suivant les différents axes donne :

Suivant x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (3-22)$$

Suivant y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3-23)$$

3.3.2. Les modèles de turbulence

3.3.2.1. Modèle à équations de transport

Les modèles à équations de transport tiennent compte de l'effet d'histoire de la turbulence. Parmi les plus utilisés figurent les modèles à deux équations de transport. Pour tous ces modèles, la vitesse est la même : $U = \sqrt{k}$. C'est la première grandeur k , l'énergie cinétique turbulente, qui est connectée par la première équation de transport. La deuxième variable transportée varie d'un modèle à l'autre et permet de définir l'échelle de longueur.

3.3.2.2. Modèle à une équation

- **Le schéma de Prandtl-Kolmogorov**

Le modèle à une équation de transport a été établi par Kolmogorov et par Prandtl. Ce modèle prend en compte l'équation de transport de l'énergie cinétique de la turbulence. Il relie la viscosité turbulente ν_t à l'énergie cinétique turbulente k et la longueur de mélange l_m . La viscosité turbulente est donnée par :

$$\nu_t = C_\mu \sqrt{k} l_m \quad (3-24)$$

Avec, C_μ : est une constante déterminée expérimentalement

- **Le modèle de spalart-allmaras(1992, 1994)**

Spalart et Allmaras (1992,1994) ont proposé le modèle à une seule équation de transport dit « spalart-allmaras » qui permet l'obtention de la viscosité turbulente basé sur une complexité croissante des écoulements de références ce qui permet de modéliser d'une façon successive chacun des termes de l'équation de transport. Ce modèle est très simple et économique ce qui le rend largement utilisé pour les applications de l'industrie aérospatiale pour laquelle il a été conçu principalement, il donne également de bons résultats pour les écoulements moyennement complexes.

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} = C_{b1} [1 - f_{t2}] \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} \{ \nabla [(\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}] + C_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2 \} - \left[C_{\omega 1} f_\omega - \frac{C_{b1}}{k^2} f_{t2} \right] \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + f_{t1} \Delta U^2 \quad (3-25)$$

Spalart et Allmaras (1992, 1994) ont recours à $\tilde{\nu}$ qui correspond à ν_t loin des parois.

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1} \quad (3-26)$$

$$\tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{k^2 d^2} f_{v2} \quad (3-27)$$

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

Où, S est une mesure scalaire du tenseur de déformation. Lors du développement de la formule, S est supposé dépendant uniquement de l'ampleur du tourbillon et s'exprimait de la manière suivante :

$$S = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (3-28)$$

Avec, Ω_{ij} est le tenseur de vitesse moyenne de rotation et est défini par :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3-29)$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (3-30)$$

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \quad (3-31)$$

$$\chi = \frac{\tilde{v}}{v} \quad (3-32)$$

$$f_{\omega} = g \left[\frac{1 + C_{\omega3}^6}{g^6 + C_{\omega3}^6} \right]^{1/6} \quad (3-33)$$

$$g = r + C_{\omega2} (r^6 - r) \quad (3-34)$$

$$r = \frac{\tilde{v}}{5k^2 d^2} \quad (3-35)$$

$$f_{t1} = C_{t1} g_t \exp\left(-C_{t2} \frac{\omega_t^2}{\Delta U^2} [d^2 + g_t^2 d_t^2]\right) \quad (3-36)$$

$$f_{t2} = C_{t3} \exp(-C_{t4} \chi^2) \quad (3-37)$$

Tableau 3-1 : Les constantes des modèles de turbulence spalart-allmaras.

| σ | C_{b1} | C_{b2} | C_{t1} | C_{t2} | C_{t3} | C_{t4} | K | $C_{\omega1}$ | $C_{\omega2}$ | $C_{\omega3}$ | C_v |
|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|--------|--|---------------|---------------|-------|
| 2/3 | 0.1355 | 0.622 | 1.0 | 2.0 | 1.1 | 2.0 | 0.4187 | $\frac{C_{b1}}{k^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma}$ | 0.3 | 2 | 7.1 |

3.3.2.3. Modèle à deux équations

Actuellement, ces modèles sont les plus répondus dans les codes RANS. Dans ces équations, la variable d désigne la plus petite distance à la paroi. Dans le sillage d'un profil d : est la distance au bord de fuite.

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

- **Modèle k- ε Standard (Launder et Spalding 1972)**

Les modèle K-ε développé par Launder B.E and Spalding D.B (1972) est un modèle à deux équations de transport résolvant l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente ε . Ce modèle est basé sur l'hypothèse que l'écoulement est entièrement turbulent où les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables. Le modèle K-ε permet la résolution d'une large gamme d'écoulements turbulents en raison de sa robustesse et ses résultats relativement précis, il est également facile à mettre en œuvre et économique en moyen de calcul ce qui le rend très séduisant pour les applications industrielles.

Le modèle K-ε est plus approprié pour les écoulements externe et écoulements libres et à l'interface entre l'écoulement turbulent et l'écoulement laminaire, cependant il est peut être performant pour la représentation d'écoulements en couche limite et il donne des résultats médiocres pour les écoulements complexes (fort gradient de pression, rotation et swirl).

Dans ce modèle la viscosité turbulente est:

$$\mu_t = \rho_G C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3-38)$$

avec, $C_\mu = 0.09$

Les équations du modèle k-ε standard sont:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G k U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho_G \varepsilon \quad (3-39)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G \varepsilon U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{\rho_G k} - \frac{C_\mu \rho_G \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3-40)$$

avec, G_k la génération de l'énergie cinétique turbulente due à la vitesse moyenne du gaz et G_b la génération de l'énergie cinétique turbulente due à la flottabilité.

Les constantes empiriques du modèle k- ε standard sont indiquées dans le tableau (3-2).

- **Modèle k- ε Renormalization Group (RNG) (Yakhot et Orszag, 1986)**

Dans ce modèle la viscosité turbulente μ_t est donnée par la relation suivante:

$$d \left(\frac{\rho_G^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu_G}} \right) = 1.72 \frac{\mu_{eff} / \mu_G}{\sqrt{\mu_t^2 - 1 + 100}} d \mu_t \quad (3-41)$$

Avec, $\mu_t = \mu_{eff} / \mu_G$. μ_{eff} : est la viscosité effective

Les équations de ce modèle s'écrivent comme suit :

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G k U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho_G \varepsilon \quad (3-42)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G \varepsilon U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{\rho_G k} - \frac{C_\mu \rho_G \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3-43)$$

Avec $\eta = \frac{s_m k}{\varepsilon}$. s_m : est le module de tenseur de contrainte, $\eta_0 = 4.38$; $\beta = 0.012$

Les constantes de ce modèle sont données dans le tableau (3-3).

μ_{eff} : est calculée à partir de la relation suivant ;

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu_G}{\mu_{eff}} \quad (3-44)$$

Avec, $\alpha_0 = 1.0$

- **Modèle k- ε Realizable (Shih et al., 1995)**

La viscosité turbulente est donnée par la relation suivante:

$$\mu_t = \rho_G C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3-45)$$

La différence entre ce modèle et k- ε standard et k- ε RNG est que le terme C_μ ne soit pas constant dans ce modèle, il est calculé comme suit:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{k U^*}{\varepsilon}} \quad (3-46)$$

Avec, $U^* = \sqrt{S_{ij} S_{ij} + \bar{\Omega}_{ij} \bar{\Omega}_{ij}}$

$$\bar{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk} \omega_k$$

Ω_{ij} est le module de tenseur de rotation. ω_k est la vitesse angulaire.

$$A_0 = 4.04 ; \quad A_s = \sqrt{6} \phi ; \quad \phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W) ; \quad W = \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{\bar{S}} ; \quad \bar{S} = \sqrt{S_{ij} S_{ij}} ;$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_{Gj}}{\partial x_i} + \frac{\partial U_{Gi}}{\partial x_j} \right)$$

Les équations de transports du modèle k- ε réalisable sont :

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G k U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho_G \varepsilon \quad (3-47)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_G \varepsilon U_{Gj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho_G C_1 S_\varepsilon - C_2 \rho_G \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v\varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b \quad (3-48)$$

Avec, $C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right]$ et $\eta = S_m \frac{k}{\varepsilon}$

Les constantes de ce modèle sont mentionnées dans le tableau (3-2).

3.3.2.4. Le modèle K- ω

Le modèle turbulence K- ω est basé sur les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente k et celle de la fréquence caractéristique ω introduite par Kolmogorov (1942) dont la formulation a été proposée plus tard par Wilcox (1988). Contrairement au modèle précédent (K- ε), il présente l'avantage de fournir de bons résultats en couche limite et en proche parois et il reproduit parfaitement l'effet des gradients de pression adverse cependant selon Menter(1991), ce modèle est très sensible à la turbulence externe à la couche limite ce qui le rend inapplicable en aérodynamique externe.

Le modèle BSL K- ω a été développé par Menter (1994) dans l'optique d'avoir un modèle complet en combinant à l'aide d'une fonction de fusion le modèle K- ε qui prédit bien loin des limites (parois) et le K- ω qui assure de bonnes prévisions en proche parois ce qui permet de bénéficier des avantages de chacun.

Dans le but d'améliorer la prévision de la viscosité turbulente dans le cas de gradient de pression adverse sur la couche limite, ce dernier modèle (BSL K- ω) a été par la suite modifié par le même auteur tenant compte de l'hypothèse de Bradshaw et de Boussinesq qui considèrent le cisaillement turbulent est proportionnel à l'énergie cinétique turbulente. Le modèle ainsi obtenu est dit SST (Shear Stress Transport) K- ω . Le modèle SST est recommandé pour des simulations de couche limite de haute précision. Il comporte également un terme supplémentaire de diffusion dans l'équation de transport du taux de dissipation d'énergie pour que la prédiction dans les zones transitoires (à la fois près de la paroi et dans la zone 'far-field') soit bonne.

- **Modèle k- ω Standard (Wilcox, 1998)**

La viscosité turbulente et les équations de ce modèle s'écrivent respectivement comme suit :

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho_G k}{\omega} \quad (3-49)$$

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

α^* : paramètre utilisé pour spécifier la viscosité turbulente due à la correction d'un bas nombre de Reynolds

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G k U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (3-50)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G \omega U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega \quad (3-51)$$

Avec, Y_ω est la dissipation de la fréquence de la turbulence, G_ω la génération de l'énergie cinétique turbulente due à la fréquence de la turbulence.

Les constantes du modèle k- ω standard sont données dans le tableau (3-4).

- **Modèle k- ω SST (Shear-Stress Transport)**

La viscosité turbulente et les équations de transports appliquées dans le modèle k- ω SST sont comme suit (Menter, 1994) :

$$\mu_t = \frac{\rho_G k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*} \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} F_2, a_1 \omega \right]} \quad (3-52)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G k U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (3-53)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_G \omega U_{Gi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_G + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega \quad (3-54)$$

Avec $\sigma_k = \frac{1}{F_1 \sigma_{k,1} + (1-F_1) \sigma_{k,2}}$; $\sigma_{k,1} = 1.176$, $\sigma_{k,2} = 1.0$; $\sigma_\omega = \frac{1}{F_1 \sigma_{\omega,1} + (1-F_1) \sigma_{\omega,2}}$

$\sigma_{\omega,1} = 2$; $\sigma_{\omega,2} = 1.168$; F_1 et F_2 sont des coefficients du mélange.

Tableau 3-2 : Les constantes des modèles de turbulence.

| Modèle de turbulence | $C_{1\varepsilon}$ | $C_{2\varepsilon}$ | C_1 | C_2 | C_μ | σ_k | σ_ε | σ_ω |
|-----------------------------|--------------------|--------------------|-------|-------|---------|------------|----------------------|-----------------|
| k- ε Standard | 1.44 | 1.92 | / | / | 0.09 | 1.0 | 1.3 | / |
| k- ε RNG | 1.42 | 1.68 | / | / | / | / | / | / |
| k- ε Réalisable | 1.44 | / | / | 1.9 | / | 1.0 | 1.2 | / |
| k- ω Standard | / | / | 0.555 | 0.83 | 0.09 | 2 | / | 2 |

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

3.3.2.5. Modèle RSM

Les équations de transport des contraintes de Reynolds dans Fluent sont écrites :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial X_k} (\rho u_k \overline{u_i u_j})}_{C_{ij}=\text{Convection}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial X_k} [\rho \overline{u_i u_j u_k} + p(\delta_{kj} u_i + \delta_{ik} u_j)]}_{D_{T,ij}=\text{Diffusion turbulente}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial X_k} [\mu \frac{\partial}{\partial X_k} (\overline{u_i u_j})]}_{D_{l,ij}=\text{Diffusion moléculaire}} - \underbrace{\rho [\overline{u_i u_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k}]}_{P_{ij}=\text{Production}} + \underbrace{p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij}=\text{Pression-taux de déformation}} - \underbrace{2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij}=\text{Dissipation}} \quad (3-55)$$

Habituellement le terme de diffusion turbulente est remplacé par un terme modélisé du type gradient (Daly et Harlow, 1970):

$$D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial X_k} \left(\rho k \frac{\overline{u_k u_l}}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (3-56)$$

Pour des raisons d'instabilités numériques rencontrées avec ce modèle, ce terme a été simplifié dans FLUENT utilisant une diffusivité turbulente scalaire. Selon Lien et Leschziner (1994), un terme diffusif isotrope est susceptible de donner de bons résultats même pour des cas, en réalité, anisotropes.

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial X_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial X_k} \right) \quad (3-57)$$

$$\text{Où, } \sigma_k = 0.82$$

Les équations de pression – taux de déformation s'écrivent :

D'après Gibson et Launder (1978) et Launder (1989), le terme ϕ_{ij} peut être modélisé sous la forme de trois contributions distinctes

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w} \quad (3-58)$$

Le premier terme favorise le retour à l'isotropie. Il est dit terme lent. Il est modélisé comme suit :

$$\phi_{ij,1} = - C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (3-59)$$

Le troisième terme de la corrélation pression taux de déformation peut avoir un effet plus fort que celui du premier dans le cas d'une distorsion rapide.

$$\phi_{ij,2} = -C_2 \left[(P_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P - C) \right] \quad (3-60)$$

Le troisième terme représente l'effet de la paroi sur la turbulence. Il amortit la fluctuation perpendiculaire à la paroi :

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

$$\begin{aligned} \phi_{ij,w} = & C_1' \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_k u_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_k} n_j n_k - \frac{3}{2} \overline{u_j u_k} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon d_p} \\ & + C_2' \left(\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon d_p} \end{aligned} \quad (3-61)$$

Où, d_p est la distance par rapport à la paroi.

Tableau 3-3 : Valeur des constantes du modèle RSM.

| C_1 | C_2 | P | C | C_1'' | C_2'' | C_μ | k |
|-------|-------|------|--------|---------|---------|---------|--------|
| 1.8 | 0.6 | 1.68 | 0.7179 | 0.50 | 0.30 | 0.09 | 0.4187 |

3.3.3. Méthode numérique de résolution des équations

Les équations différentielles (3-18), (3-21) décrivant les variations des caractéristiques de l'écoulement telles que les vitesses U_i l'énergie cinétique de turbulence k et son taux de dissipation ε , peuvent être écrites sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right] + S_\phi \quad (3-62)$$

Φ : représente une variable dépendante générale qui peut être la vitesse U , l'énergie cinétique de turbulence, K ou son taux de dissipation, ε .

Γ_ϕ : est le coefficient de diffusion de la propriété ϕ et

S_ϕ : est le terme de source.

Les termes de l'équation généralisée (3-62) sont regroupés dans le tableau (3-4) pour les différentes équations différentielles. A travers cette écriture générale des équations Il est possible de construire une procédure numérique générale qui s'applique pour les différentes équations en considérant les conditions aux limites spécifiques à chaque équation.

Tableau 3-4 : Terme des équations généralisées

| Equation | Variable ϕ | Coefficient de diffusion | de Terme source S_ϕ |
|-----------------------|-----------------|--------------------------|--|
| Quantité de Mouvement | U_i | $\mu_e = \mu + \mu_t$ | $\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_e \cdot \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial p}{\partial x_i}$ |
| Continuité | 1 | 0 | 0 |

3.3.3.1. Discrétisation des équations différentielles

La discrétisation des équations différentielles (3-18) et (3-21) permet de transformer ces équations différentielles en équations algébriques où les variations continues des variables de l'écoulement sont représentées par des valeurs à des points discrets. Les locations discrètes dans l'espace sont représentées par des points nodaux (ou nœuds) choisis dans une grille (maille) numérique qui subdivise le domaine de l'écoulement.

La procédure de discrétisation fait des approximations aux dérivées spatiales des variables de l'écoulement présentes dans l'équation différentielle (3-18) à chaque nœud de la grille, en fonctions algébriques des variables dans le nœud considéré et les nœuds en son voisinage.

D'après Launder (1989), la discrétisation se fait en suivant l'une des approches suivantes :

- Méthode des différences finies
- Méthodes des volumes finis
- Méthodes des éléments finis

Toutes ces méthodes permettent en général la résolution de problèmes formalisés par des équations différentielles aux dérivées partielles sur un domaine D déterminé. Le domaine discrétisé sera caractérisé par un certain nombre de points nodaux où les fonctions inconnues seront évaluées. La figure montre une schématisation du principe de la discrétisation.

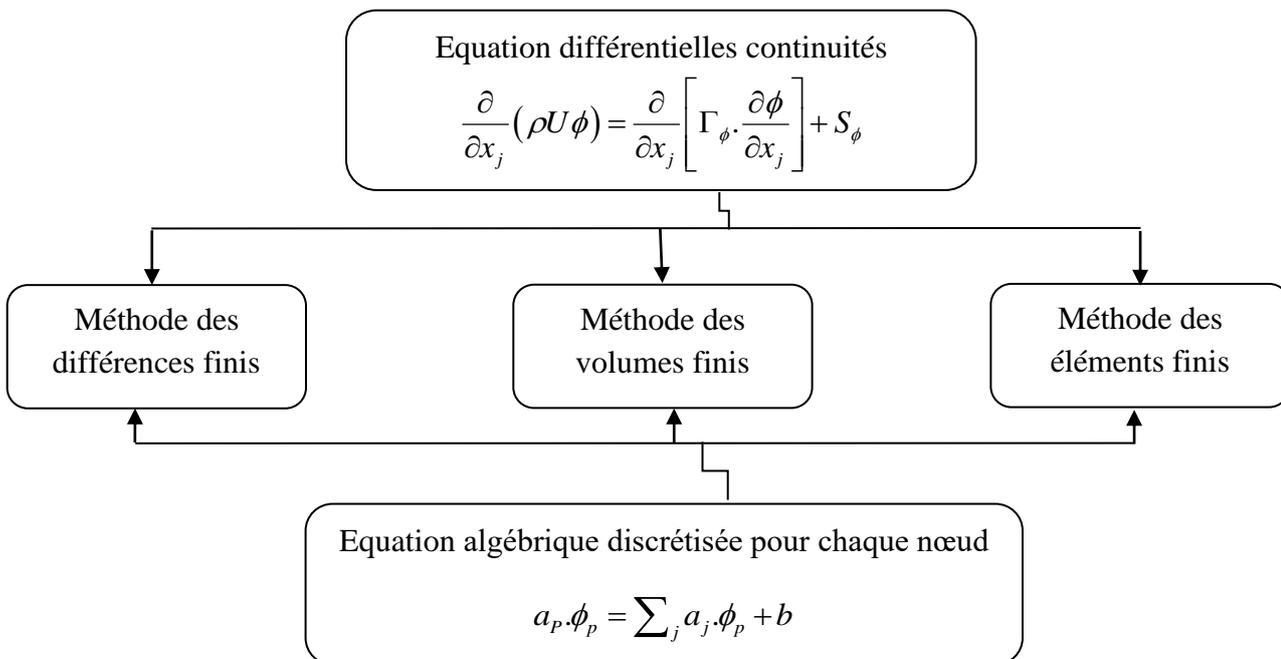


Figure 3.2. Méthodes de discrétisation des équations différentielles.

Σ : représente la sommation sur les nœuds en voisinage du nœud P,

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

a_j : Coefficient de l'équation qui tient compte des effets combinés de l'accumulation, le transport par convection et diffusion et du terme source dans l'équation différentielles continues,

b : représente la contribution du terme source, S_ϕ .

• Méthode des différences finies

La méthode des différences finies présente une technique de résolution numérique des équations aux dérivées partielles apparaissant dans un problème donné dont l'idée fondatrice consiste à subdiviser le domaine d'étude en un nombre déterminé de nœuds dans lequel ces équations sont remplacées des différences finies de valeurs algébriques ponctuelles de la fonction recherchée $f(x)$ obtenues par un développement limité en série de Taylor représentées en un nombre fini de points discrets x du maillage (points nodaux). Nous pouvons écrire :

$$\frac{df(x_0)}{dx} = \frac{f(x_0+\Delta x) - f(x_0-\Delta x)}{2\Delta x} \quad (3-63)$$

$$\frac{d^2f(x_0)}{dx^2} = \frac{f(x_0+\Delta x) + f(x_0-\Delta x) - 2f(x_0)}{\Delta x^2} \quad (3-64)$$

Avantages de la méthode : grande simplicité d'écriture et faible coût de calcul.

Inconvénients : limitation de la géométrie des domaines de calculs, difficultés de prise en compte des conditions aux limites portant sur les dérivées ou les gradients de l'inconnue.

• Méthode des éléments finis

La MEF est une méthode très puissante pour la résolution des équations aux dérivées partielles surtout dans les géométries complexes qui consiste à transformer les équations différentielles sous des formes intégrales. Le principe fondamental de la méthode des éléments finis consiste à :

- ✓ Définir une partition du domaine d'étude c'est-à-dire subdivisé le domaine d'étude en régions élémentaires (Eléments Finis)
- ✓ Représenter la fonction inconnue sur chacun de ces éléments par une approximation polynomiale.
- ✓ Construire les formes intégrales.
- ✓ Minimiser l'intégrale.
- ✓ Une organisation matricielle des calculs.
- ✓ Une résolution du système algébrique.

Avantage : Traitement possible de géométries complexes, détermination plus naturelle des conditions aux limites, possibilité de démonstrations mathématiques de convergence.

Inconvénients : Complexité de mise en œuvre et coût en temps de calcul et en mémoire.

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

- **Méthode des volumes finis**

Cette méthode consiste à subdiviser le domaine d'étude en volumes élémentaires dans lesquels l'équation différentielle est intégrée. Pour calculer l'intégrale dans ce volume élémentaire la fonction inconnue est représentée à l'aide d'une fonction d'approximation (linéaire, parabolique, exponentielle, de puissance etc.) entre deux nœuds consécutifs. Ensuite, la forme intégrale est discrétisée dans le domaine d'étude. Le résultat de discrétisation donne une équation algébrique qui est constituée par les valeurs nodales. La méthode des volumes finis donne des solutions plus précises que celle fournie par la MDF.

La formulation bidimensionnelle consiste à subdiviser le domaine d'étude en un nombre d'éléments finis de telle manière que chaque volume entoure un nœud principal P qui est lui aussi entouré par quatre nœuds voisins celui du Nord "N", celui du Sud "S" (dans la direction y) et celui de l'Ouest "W", celui de l'Est "E" (dans la direction x).

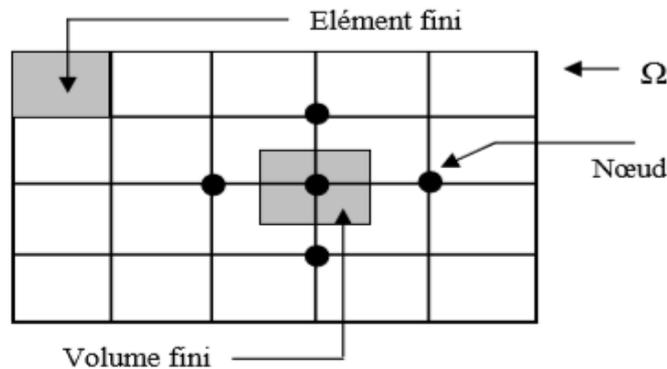


Figure 3.3. Discrétisation en volumes finis du domaine d'étude dans le cas bidimensionnel.

3.3.3.2. Algorithme « SIMPLE »

Pour résoudre les systèmes d'équations algébriques résultants des discrétisations des équations régissant le mouvement par la méthode VOF on fait appel à l'algorithme SIMPLE « Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation » qui consiste à utiliser une relation entre les corrections de vitesse et de pression pour imposer la conservation de la masse et obtenir le champ de pression. Le principe de l'algorithme SIMPLE est résumé dans les étapes suivantes:

1. Choisir un champ de pression initial p^* .
2. Utiliser l'équation de quantité de mouvement pour déduire un champ de vitesse u^* .
3. Trouver la correction de la pression p' et corriger le champ de pression $P = p^* + p'$.
4. Trouver v' et corriger la vitesse $V = v^* + v'$.

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

5. Remplacer l'ancien champ de pression par le nouveau et lancer une nouvelle itération. Répéter les calculs jusqu'à convergence de toutes les variables.

- **Correction de la pression et des composantes de la vitesse**

Le champ de vitesse ne satisfera l'équation de continuité que si la pression est correcte.

Pour cela, il faut faire un choix initial P^* auquel correspond la solution U^* et V^* . Nous

obtenons :

$$\begin{cases} a_e U_e^* = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb}^* + b + (P_p^* - P_E^*) A_e \\ a_n V_n^* = \sum_{nb} a_{nb} V_{nb}^* + b + (P_p^* - P_N^*) A_n \end{cases} \quad (3-65)$$

Avec :

$$P = P^* + P'$$

$$U = U^* + U'$$

$$V = V^* + V'$$

Où P' , U' et V' les corrections de pression et des composantes de vitesse

Nous avons :

$$a_e U_e = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb} + b + (P_p - P_E) A_e \quad (3-66)$$

$$a_e U_e^* = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb}^* + b + (P_p^* - P_E^*) A_e \quad (3-67)$$

Faisons la soustraction entre ces deux équations, on obtient :

$$a_e U_e' = \sum_{nb} a_{nb} U_{nb}' + (P_p' - P_E') A_e$$

Afin de construire une matrice tridiagonale pour l'équation de correction de pression, on utilise une des hypothèses simplificatrices introduites par Patankar (1980) qui est que le terme

$\left(\sum_{nb} a_{nb} U_{nb}' \right)$ est négligeable. On aboutit alors à :

$$a_e U_e' = (P_p' - P_E') A_e \Rightarrow U_e' = (P_p' - P_E') d_e \quad (3-68)$$

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

D'où :

$$\begin{cases} U_e = U_e^* + (P'_p - P'_E)d_e \\ V_n = V_n^* + (P'_p - P'_N)d_n \end{cases} \quad (3-69)$$

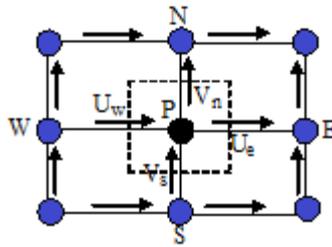
Avec : $d_n = \frac{A_n}{a_n}$ et $d_e = \frac{A_e}{a_e}$

Pour cela on utilise l'équation de continuité.

$$\frac{\partial(rU)}{\partial z} + \frac{\partial(rV)}{\partial z} = 0$$

Intégrons cette équation sur un volume de contrôle autour de P, on obtient :

$$[r_e U_e - r_w U_w] \Delta r + [r_n V_n - r_s V_s] \Delta z = 0$$



Volume de contrôle lié à P.

Avec $U = U^* + U'$ et $V = V^* + V'$

En exprimant les vitesses en fonction de la pression $U_i = U_i^* + (P'_p - P'_i)d_i$

On obtient l'équation de correction de pression :

$$a_p P'_p = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + b \quad (3-70)$$

Avec :

$$a_E = d_e r_e \Delta r$$

$$a_W = d_w r_w \Delta r$$

$$a_N = d_n r_n \Delta z$$

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

$$a_S = d_s r_s \Delta z$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S$$

$$b = (R_w U_w^* - R_e U_e^*) \Delta r + (R_s V_s^* - R_n V_n^*) \Delta z$$

3.3.3.3. Méthode de Résolution

Après la discrétisation de toutes les équations de conservation, on aboutit à des équations algébriques de la forme :

$$a_{Pi,j} \Phi_{i,j} = a_{Ni,j} \Phi_{i,j+1} + a_{Si,j} \Phi_{i,j-1} + a_{Ei,j} \Phi_{i+1,j} + a_{Wi,j} \Phi_{i-1,j} + b_{i,j} \quad (3-71)$$

Pour résoudre ce système d'équations, on fait appel à des méthodes itératives. Afin d'améliorer la vitesse de convergence, on utilise une combinaison entre une méthode directe (**TDMA : Tri-Diagonal Matrix Algorithm**) et une méthode itérative (Gauss-Seidel). Cette combinaison est appelée méthode ligne par ligne. Elle consiste à utiliser une méthode directe (Algorithme de Thomas) dans une direction et une méthode itérative (Gauss-Seidel) dans l'autre direction. Donc l'équation (3-40) va s'écrire comme suit :

$$a_{Pi,j} \Phi_{i,j} = a_{Ni,j} \Phi_{i,j+1} + a_{Si,j} \Phi_{i,j-1} + a_{Ei,j} \Phi_{i+1,j}^* + a_{Wi,j} \Phi_{i-1,j}^* + b_{i,j} \quad (3-72)$$

Où, l'indice (*) indique la valeur de la variable Φ à l'itération précédente.

L'équation (3-72) s'écrit aussi sous forme suivante :

$$A_{i,j} \Phi_{i,j} = B_{i,j} \Phi_{i,j+1} + C_{i,j} \Phi_{i,j-1} + D_{i,j} \quad (3-73)$$

$$\text{Avec, } A_{i,j} = a_{i,j} \quad (3-74)$$

$$B_{i,j} = a_{Ni,j} \quad (3-75)$$

$$C_{i,j} = a_{Si,j} \quad (3-76)$$

$$D_{i,j} = a_{Ei,j} \Phi_{i+1,j}^* + a_{Wi,j} \Phi_{i-1,j}^* + b_{i,j} \quad (3-77)$$

On considère deux coefficients $P_{i,j}$ et $Q_{i,j}$ tels que :

$$\Phi_{i,j} = P_{i,j} \Phi_{i,j+1} + Q_{i,j} \quad (3-78)$$

D'où :

$$\Phi_{i,j-1} = P_{i,j-1} \Phi_{i,j} + Q_{i,j-1} \quad (3-79)$$

3. Application de la mécanique des fluides numérique aux écoulements diphasiques gaz-liquide

En substituant l'équation algébrique discrétisée pour chaque nœud dans l'équation (3-79), on obtient :

$$\Phi_{i,j} = \left(\frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \Phi_{i,j+1} + \left(\frac{C_{i,j}\Phi_{i,j-1} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \quad (3-80)$$

D'où :

$$P_{i,j} = \frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \quad \text{Et} \quad Q_{i,j} = \frac{C_{i,j}\Phi_{i,j-1} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}}$$

3.4. Conclusion

Dans le présent chapitre, nous nous sommes attachés en premier lieu à présenter un rappel mathématique nécessaire à la reproduction numérique d'un écoulement diphasique turbulent gaz-liquide (severe slug). Nous avons également présenté les différents modèles de turbulences ainsi que les deux grandes classes de modélisation diphasique (Eulérienne, Lagrangienne) desquelles nous avons sélectionné le modèle de turbulence k- ϵ et la méthode eulérienne dite VOF pour la modélisation diphasique. Notre choix se justifie par le fait que le modèle k- ϵ est largement répandu et permet de prendre en compte la variabilité spatiale et la variabilité temporelle de la turbulence, tout en gardant une relative simplicité de mise en œuvre et assure de bons résultats. Et la méthode de VOF a été retenue en raison de la bonne compatibilité qu'elle montre avec l'écoulement slug. Finalement, afin de valider notre travail nous nous sommes appuyés sur les travaux de Lin Wang et al. (2015) pour mettre en comparaison les résultats issus de notre simulation et leurs résultats expérimentaux.

Chapitre 4

**Etude numérique de l'écoulement
Bouchon dans un système de conduite**

4. Etude numérique de l'écoulement Bouchon dans un système de conduite

4.1. Introduction

L'augmentation rapide de la puissance des calculateurs a rendu possible le développement de codes commerciaux qui traitent les problèmes de transport dans les fluides. Il existe un certain nombre de codes tridimensionnels tels que Fluent, CFX, Phoenix, Olga..., qui permettent la prédiction d'écoulement de fluide par la résolution des équations de Navier-Stokes. L'utilisation de ces codes devient de plus en plus utile et indispensable pour comprendre les phénomènes physique et pour surmonté les problèmes liés à ces derniers.

Parmi les logiciels qui traitent les écoulements multiphasiques et particulièrement l'écoulement bouchon qui est d'une importance particulière dans l'industrie pétrolière, on peut citer le logiciel OLGA (Oil and Gas) qui est un simulateur des écoulements multiphasiques transitoires très utilisé dans l'industrie pétrolière et gazière. OLGA a été développé conjointement par SINTEF et IFE en Norvège. SINTEF a mené des expériences en laboratoire dans une installation à deux phases à haute pression et à grande échelle, et l'IFE a mis au point le simulateur de flux multiphasique. On peut également citer Ansys fluent qui est un code CFD commercial qui fait également partie des outils numérique largement utilisé en Simulation numérique des écoulements multiphasiques que ce soit dans l'industrie ou dans le domaine de la recherche. Dans ce travail, le code Ansys fluent a été utilisé pour réaliser nos simulations numériques.

4.2. Présentation du code de calcul fluent

Le code de calcul fluent est actuellement l'un des pôles de compétence en mécanique des fluides numériques les plus importants, il développe et commercialise une solution complète qui simule tous les écoulements impliquant des phénomènes physiques complexes. C'est un logiciel très puissant de modélisation des écoulements de fluides et de transfert de chaleur dans des géométrie, il fournit une grande flexibilité de maillage, résolvant les problèmes d'écoulement grâce à des maillages qui peuvent être générés sur des géométrie complexes avec une relative facilité, il supporte les maillage 2D (triangle ou Quadrilatères), 3D (tétraèdres, Hexaèdres, pyramides), il permet aussi d'améliorer le maillage, ce qui est particulièrement utile pour les zones où la prédiction des flux nécessite une grande précision, de plus cela aide de réduire le temps nécessaire à la réalisation d'un bon maillage.

Fluent permet de modéliser:

- Des écoulements dans des géométries 2D ou 3D en utilisant des maillages non

structurés.

- Ecoulements incompressibles ou compressibles.
- Analyse stationnaire ou instationnaire.
- Ecoulements non visqueux, laminaires ou turbulents.
- Ecoulements Newtoniens ou non Newtoniens.
- Transfert de chaleur par convection naturelle, forcée ou par rayonnement.
- Transfert de chaleur couplée conduction / convection.
- Repère de références inertielles (stationnaire) ou non inertielles (en rotation).
- Multiples repères de référence en mouvement, incluant des interfaces glissantes et des plans de mélange.
- Mélange et réaction d'espèces chimiques, incluant des modèles de combustion et des réactions de surface.
- Sources volumiques arbitraires de chaleur, masse, quantité de mouvement, turbulence et espèces chimiques.

Ce qui accord à ce code d'être utilisé dans une grande variété d'applications comme l'aérospatial, l'industrie automobile, l'architecture, Hydraulique, la recherche...

Ce logiciel est fondé sur la méthode des volumes finis des écoulements très variés dans des configuration plus ou moins complexe, cette méthode est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes de contrôle ainsi dans tous les domaine de calcul,

Le FLUENT résout les équations moyennées dans le temps de Navier Stokes, associées à un modèle de turbulence.

Comme tout logiciel de CFD, le FLUENT 19.1 est composé de trois éléments : le préprocesseur, le solveur et le post processeur.

1. Le pré-processeur

Il permet à l'utilisateur de construire la géométrie du domaine de calcul et le subdiviser en petits volumes de contrôle, l'ensemble de ces volumes élémentaires qui constitue le maillage, à ce niveau même se fait la définition des conditions aux limites

2. Solveur

Le solveur permet de définir numériquement les conditions opératoires (gravité, pression) dans lesquelles est effectuée la simulation, ainsi que la spécification des conditions aux limites. Enfin, il permet de choisir le processus itératif en proposant, notamment, plusieurs

schémas numériques pour la discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de la vitesse et de la pression. Il offre également une interface permettant de contrôler à tout moment l'état d'avancement des calculs.

Fluent propose plusieurs formulations du solveur :

- La formulation « Segregated », ou isolée (implicite), cette formulation résout les équations de continuité, de quantité de mouvement et quand c'est nécessaire celle de l'énergie. Le solveur isolé est classiquement employé pour les écoulements incompressible à modérément compressible
- La formulation « Coupled » soit implicite ou explicite : permet aux équations gouvernantes d'être résolues simultanément, c'est-à-dire couplée les unes avec les autres. Initialement, ce mode a été conçu pour les écoulements compressible à grandes vitesses, il faut signaler que le solveur couplé implicite requiert presque le double de la mémoire qu'utiliseras le solveur isolé, alors que le solveur couplé explicite vient au milieu, en terme de besoins en ressources, mais convergera plus lentement que la formulation implicite et n'est conseillé que pour les écoulements instationnaires.

Les procédures de code fluent sont données dans la figure ci-dessous :

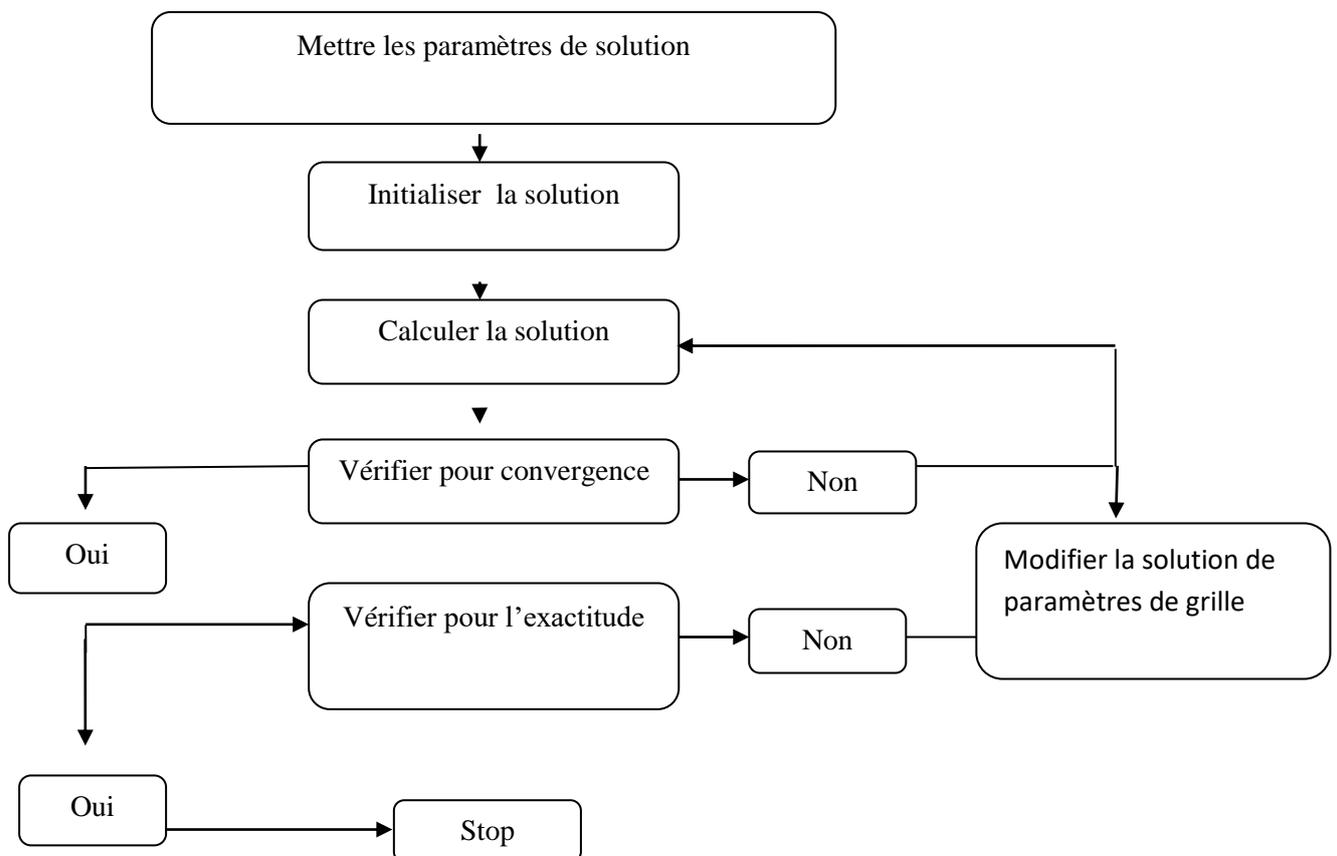


Figure 4.1. Procédures de calcul sur FLUENT

3. Le post-processeur

Le post processeur permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine mais surtout d'afficher les résultats obtenus, il est ainsi possible de visualiser les champs (pression, vitesse, température...), ainsi que toutes les grandeurs calculées. Il offre ainsi la possibilité de tracer les courbes et de visualiser les lignes de courant ou la trajectoire de particules.

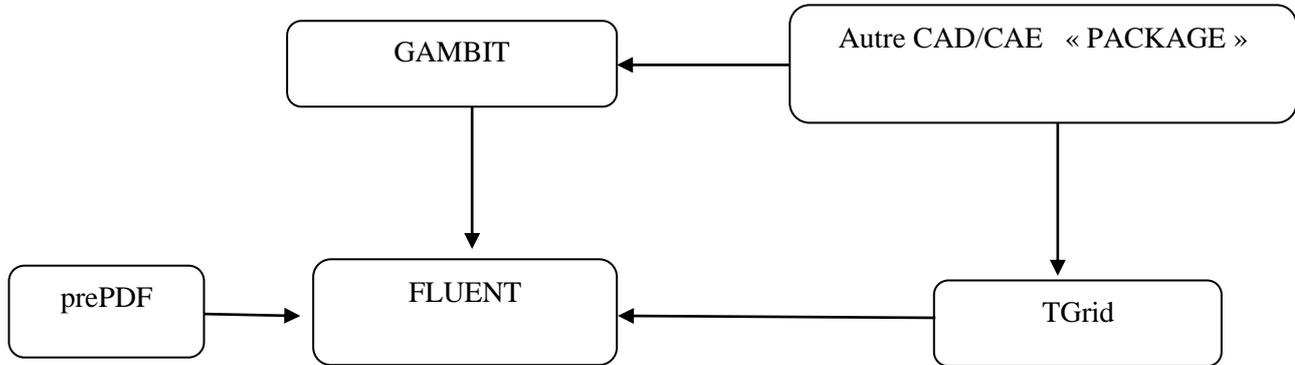


Figure 4.2. Structuration de FLUENT

4.2.1. Schéma numérique de FLUENT

Le code FLUENT a été utilisé pour simuler l'hydrodynamique de l'écoulement diphasique.

Le code résout les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et de toute autre variable transportée. La technique est basée sur la méthode des volumes finis et est décrite par les étapes suivantes :

- discrétisation du domaine en volumes de contrôle à l'aide du maillage de FLUENT,
- discrétisation des équations aux dérivées partielles en un système d'équations algébriques,
- résolution des équations algébriques numériquement.

Afin de résoudre ces équations algébriques, deux méthodes sont disponibles dans FLUENT :

- l'approche « segregated » résolvant les équations séparément les unes des autres ;
- l'approche « coupled » résolvant les équations de continuité, de quantité de mouvement, d'énergie et de transport de scalaire simultanément.

4.3. Simulation numérique

4.3.1. Choix du modèle de turbulence

La bibliographie montre que plusieurs modèles de turbulence peuvent être utilisés pour modéliser la turbulence d'un écoulement diphasique, notamment le modèle K- ϵ classique.

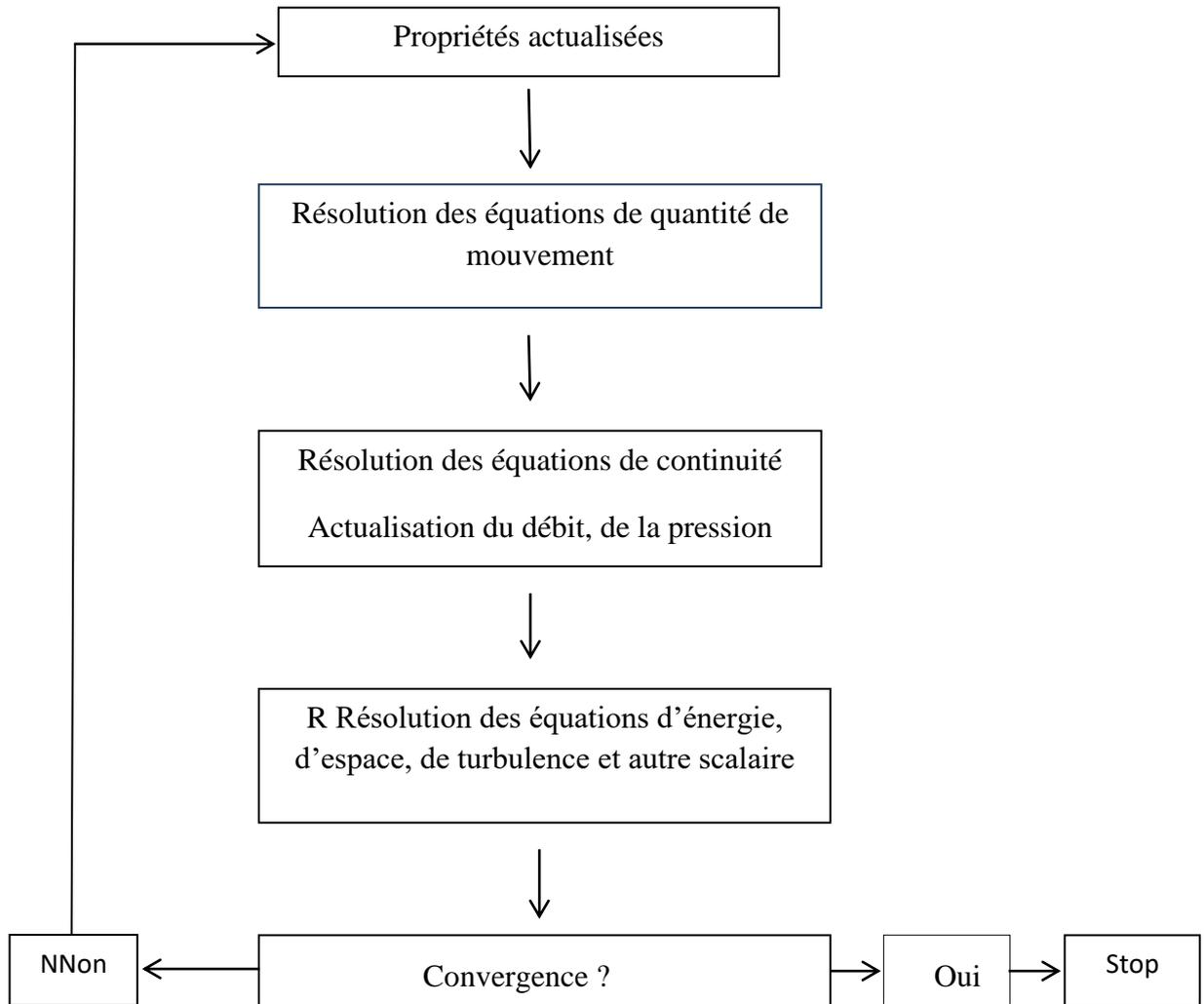


Figure 4.3. Méthode de résolution segregated.

4.3.2. Procédure numérique

Les schémas de discrétisation des différentes variables sont résumés dans le tableau (4-1).

Tableau 4-1 : Schéma de discrétisation.

| Variable | Schéma |
|---------------------------|-----------------------|
| Pression | PRESTO |
| Couplage pression-vitesse | SIMPLE |
| Fraction de volume | 1 ^{er} ordre |

4.3.3. Etapes de simulation sous FLUENT

Les Etapes de simulation sous FLUENT sont les suivantes

1. Au début il faut démarrer la version 2ddp de Fluent.
2. Charger le modèle (File → Read → Case). Puis vérifier l'absence de volume négatif pour la grille (Grid → Check). Vérifier également la dimension de la grille (Grid → Scale).

3. Les calculs seront instationnaires, on modifiera le solveur en conséquence (Define → Model → Solver). Les autres paramètres seront conservés (2D, Pressure Based, 1st ordre implicit) (Voir Figure 4.4).

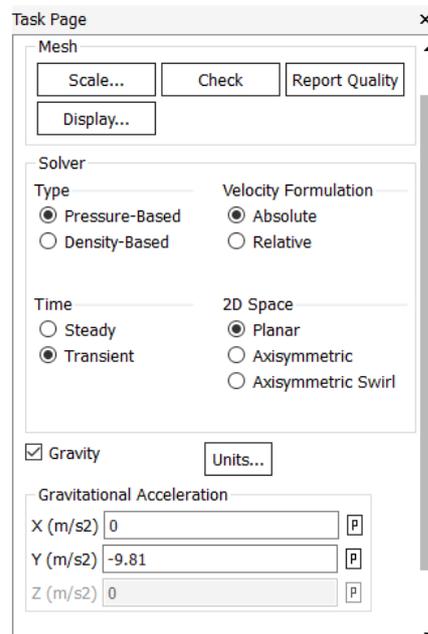


Figure 4.4. Fenêtre de sélection le solveur instable

4. On utilisera le modèle de turbulence standard $k-\epsilon$ (figure 4.5).

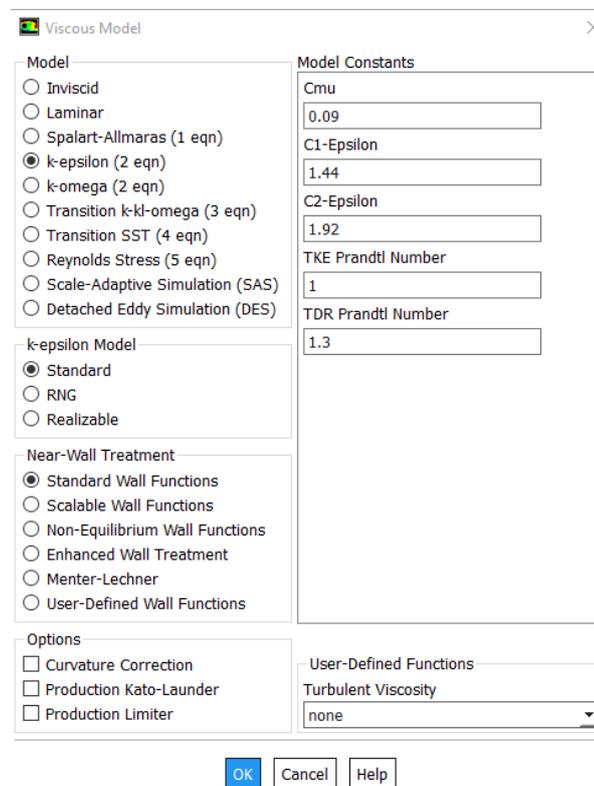


Figure 4.5. Fenêtre de sélection du modèle de turbulence.

5. Pour choisir les fluides utilisés (l'air et l'eau) on suit les étapes suivantes : materials → create/edit → fluent database → fluent fluid materials → water liquid (H₂O) → copy → close.

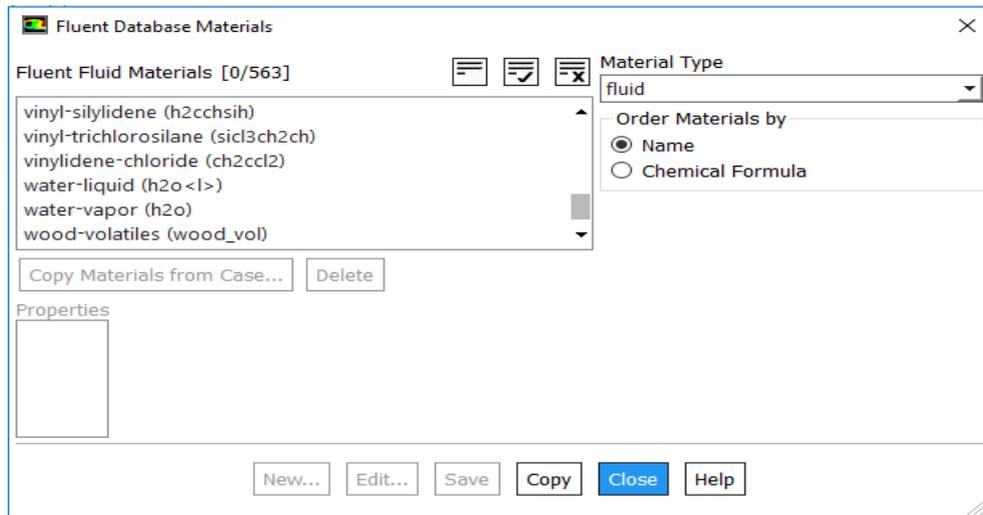


Figure 4.6. Fenêtre de sélection des fluides utilisés.

6. Pour le modèle multiphasique, On choisira le modèle VOF et on sélectionne l'option (implicite), (Voir Figure 4.7).

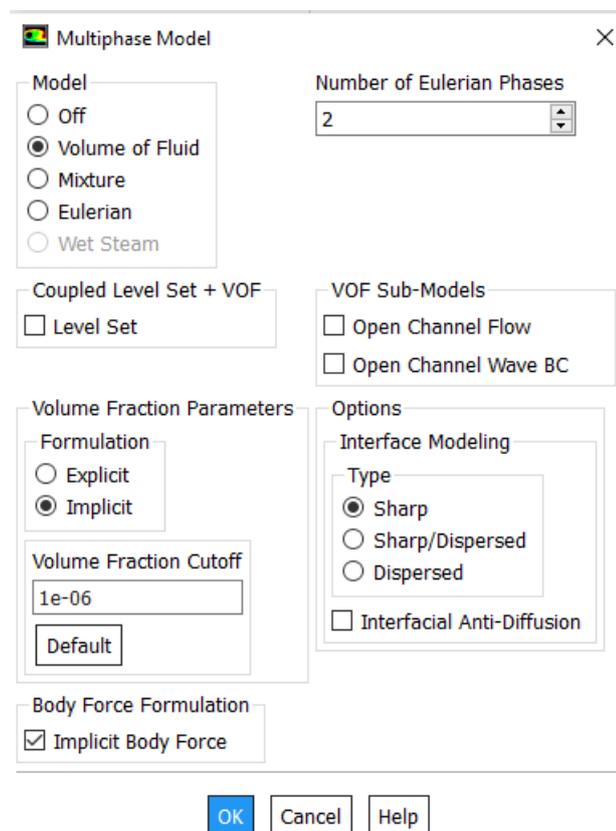


Figure 4.7. Fenêtre de sélection du modèle multiphasique.

7. Pour la définition des phases, on va à models → multi-phase → phases → phase 1 → edit → sélectionner l'air, procéder de même avec phase 2, et on prendra de l'eau que l'on renommera (water).
8. Inclure la gravité dans le modèle (Define → operating conditions) ; On mettra -9.81 dans la direction de Y. Le niveau de référence pour la pression est à X= -0.0257 et Y=3.5. (voir Figure 4.8).

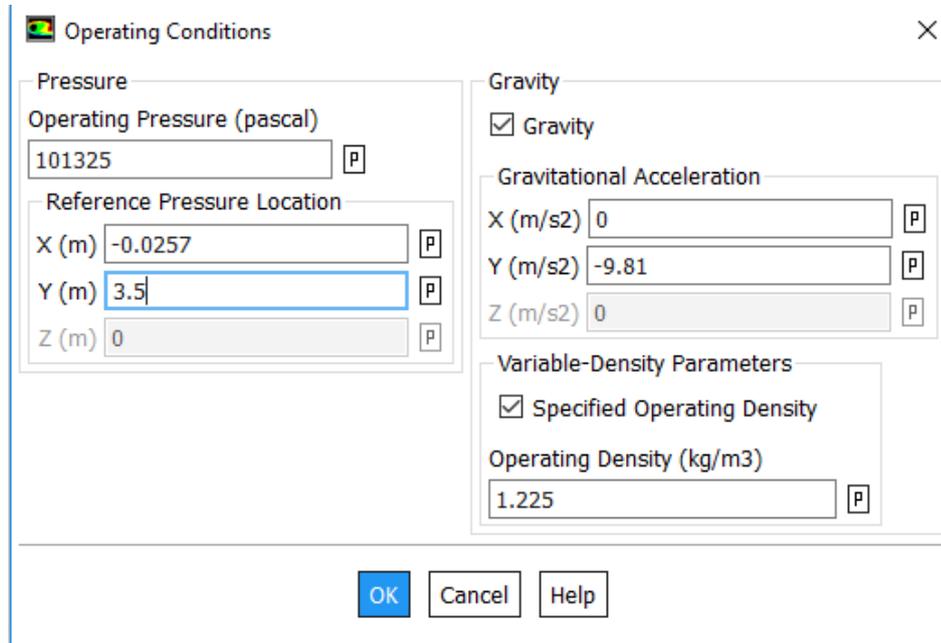


Figure 4.8. Fenêtre d'introduction de la gravité et le niveau de référence de la pression

9. Pour le choix de l'algorithme de couplage pression-vitesse et les divers schémas de discrétisation, on clique sur solution → methods. On laissera le pressure –velocity coupling à (simple), (voir Figure 4.9).

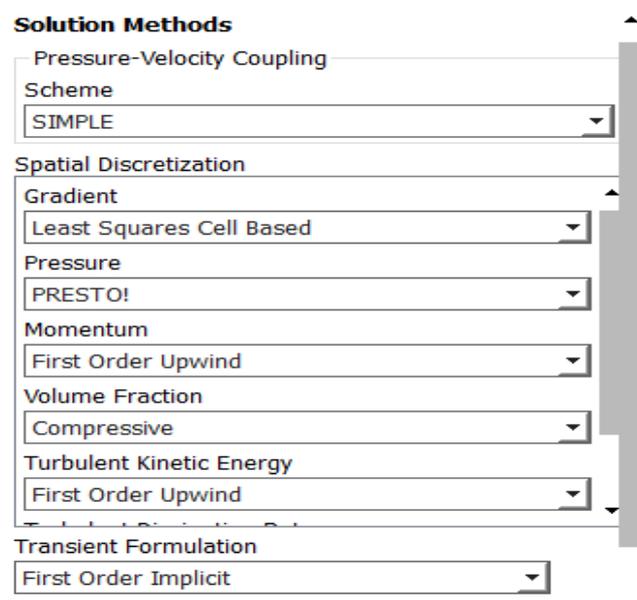


Figure 4.9. Fenêtre de sélection de l'algorithme de couplage et des schémas de discrétisation

10. On passe aux conditions aux limites (Boundary conditions → gas-inlet → mixture → edit). (Voir figure 4.10), puis on introduit la vitesse du gaz dans la case montrée dans la figure 4.11

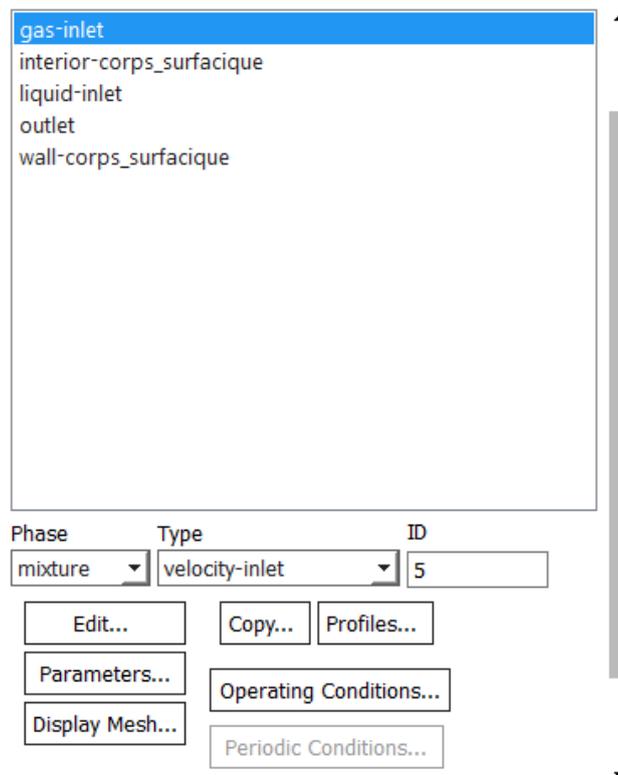


Figure 4.10. Fenêtre de sélection de la phase d'entrée (liquide)

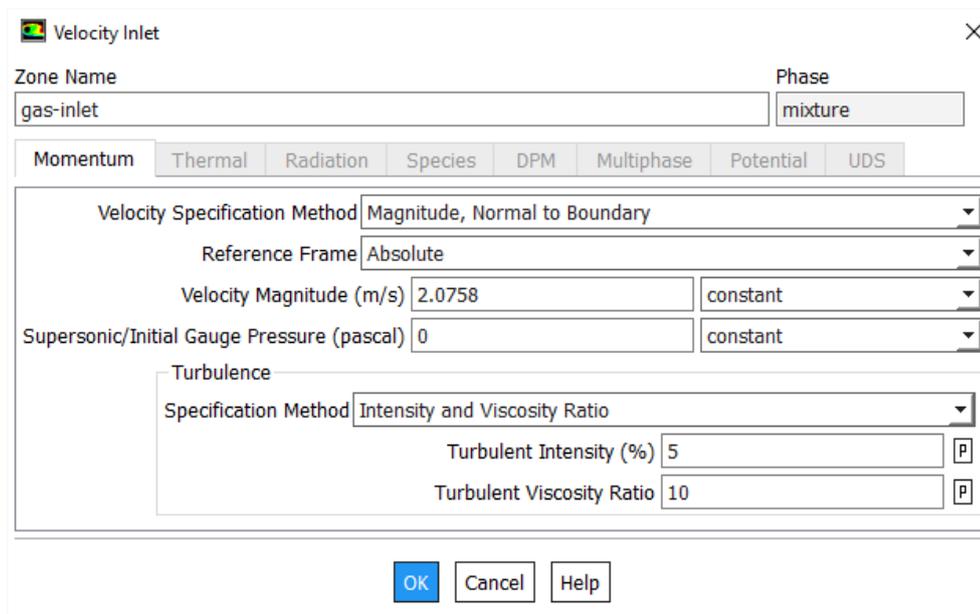


Figure 4.11. Fenêtre d'introduction de la vitesse d'entrée de la phase (liquide)

11. On passe aux conditions aux limites (Boundary conditions → liquid-inlet → mixture → edit), (Voir figure 4.12), puis on introduit la vitesse du gaz dans la case montrée dans la figure 4.13.

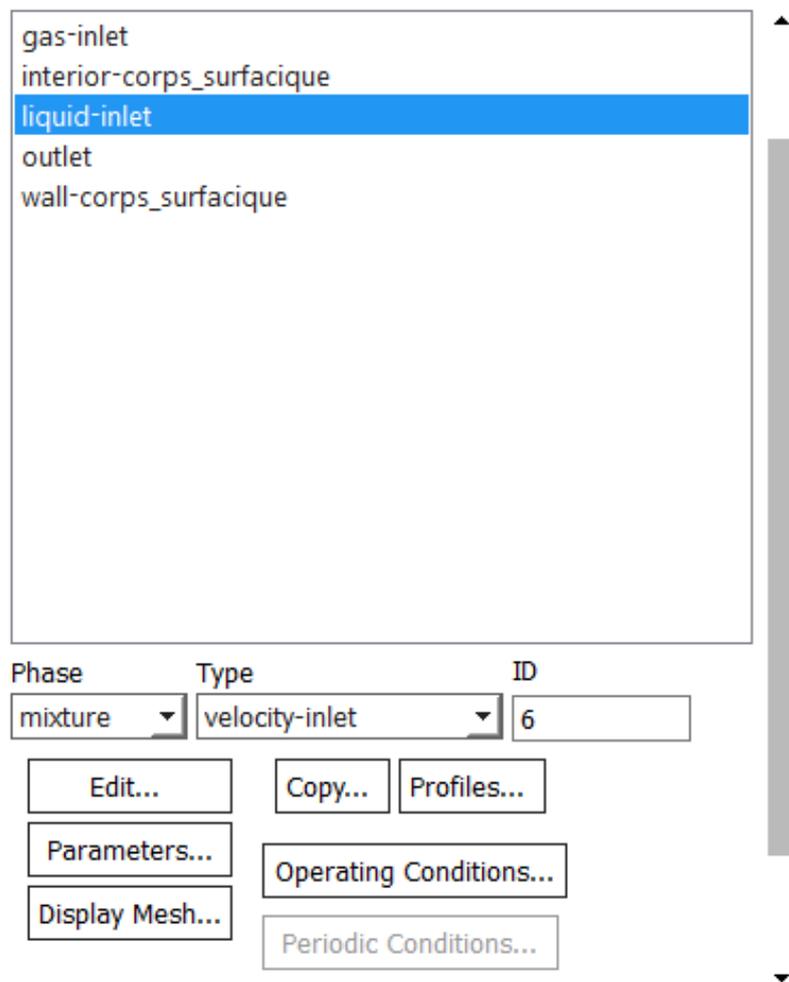


Figure 4.12. Fenêtre de sélection de la phase d'entrée (liquide)

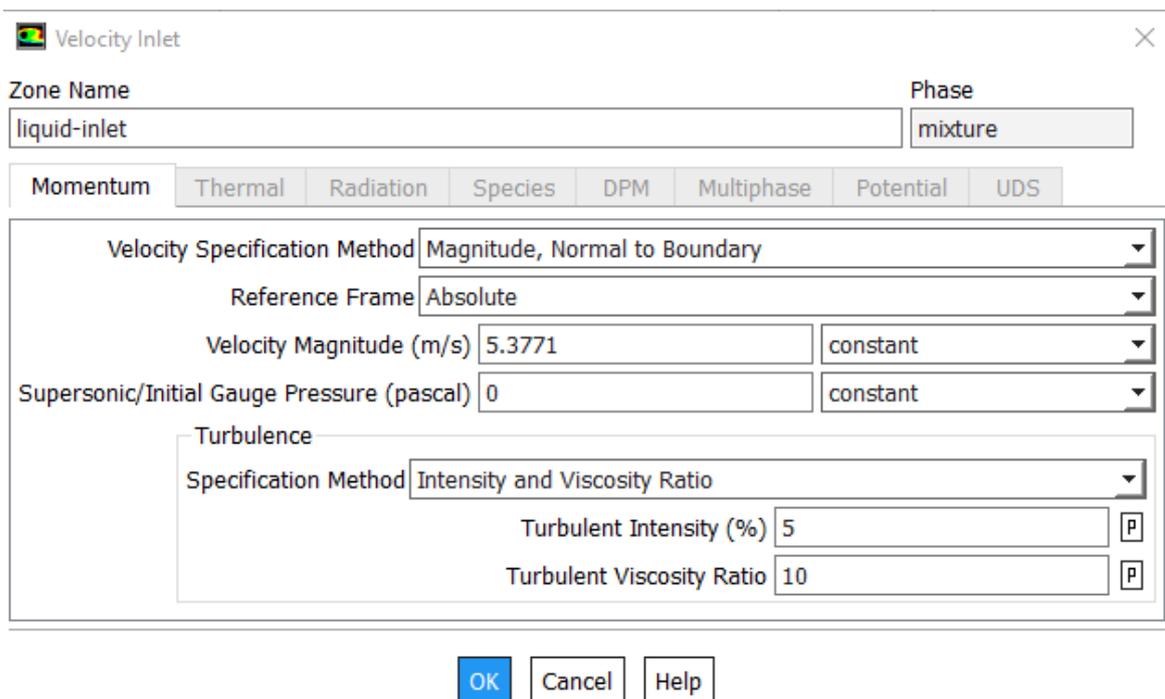


Figure 4.13. Fenêtre d'introduction de la vitesse d'entrée de la phase (liquide)

12. Initialisation : (Solve → Initialize → Initialize), (Voir figure 4.14).

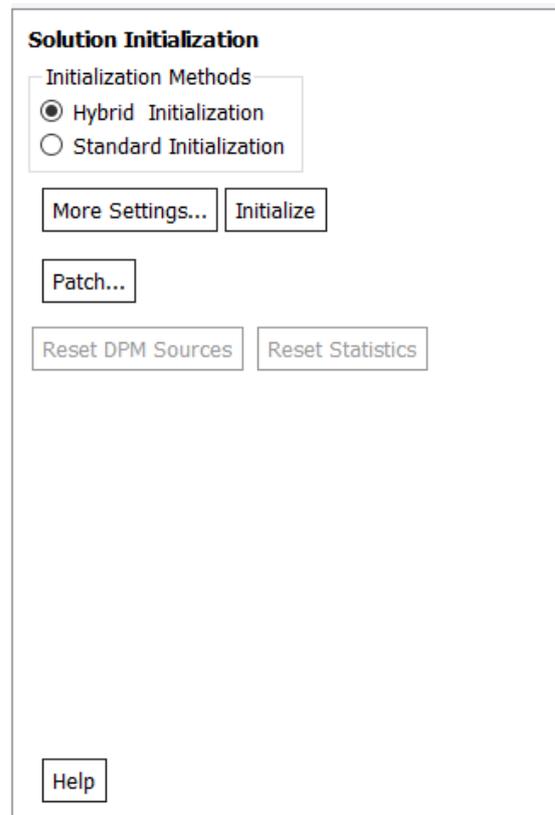


Figure 4.14. Fenêtre d'initialisation

13. Patch : (Solve → Initialize → Patch).

14. Lancement des calculs : (Solve → Iterate), (voir Figure 4.15).

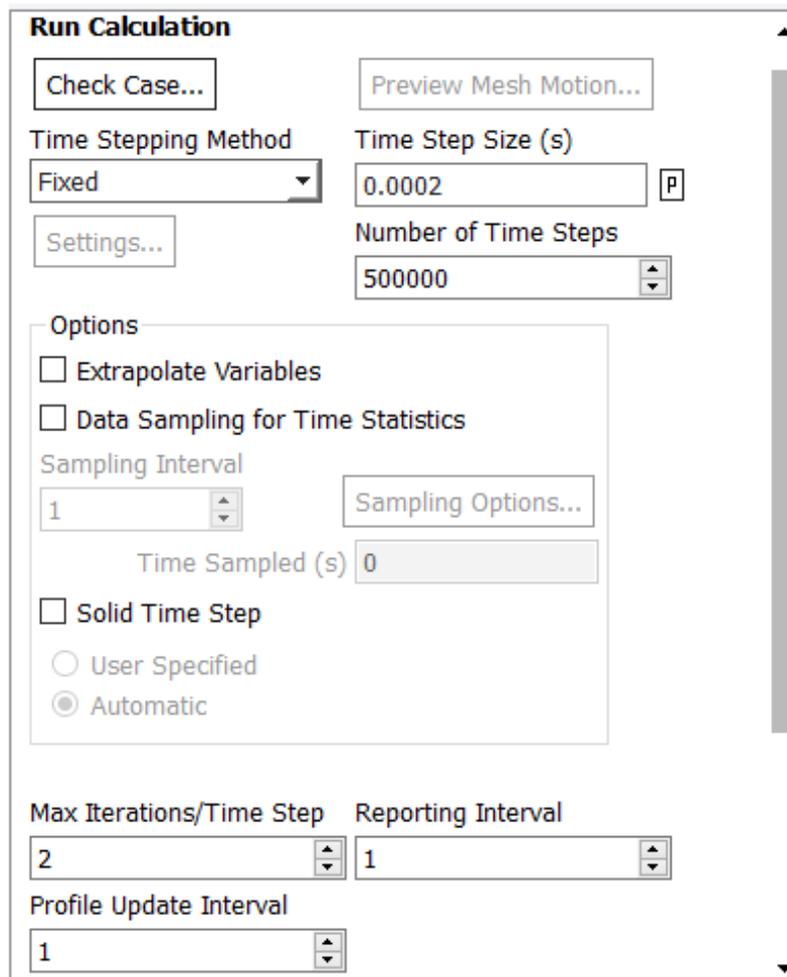


Figure 4.15. Fenêtre de sélection de lancement des calculs

4.4. Cas d'application de l'étude

L'objectif de cette partie consiste à l'étude numérique écoulements diphasiques air/eau dans un système de conduit constitué d'une conduite horizontale liée à une autre verticale en présence d'une singularité de type coude. Nous procédons à la validation des résultats de la simulation obtenue à l'aide du logiciel FLUENT en les comparant à ceux obtenus par.

Lors de la simulation numérique à l'aide du code FLUENT, nous avons utilisé pour la discrétisation des équations aux dérivées partielles établies dans le chapitre 3, la méthode des volumes finis avec des volumes de contrôle quadrilatéraux. Le couplage vitesse-pression s'est effectué selon l'algorithme SIMPLE développé par Spalding et Patankar (1981).

4.4.1. Procédure numérique

Ce paragraphe illustre la géométrie et conditions opératoires définis ainsi que la procédure numérique adaptée pour simuler le comportement de l'écoulement gaz-liquide en présence d'un coude (de 86°).

4.4.2. Géométrie du problème

Le modèle physique de notre cas d'étude numérique est présenté sur la figure 4.16. Il s'agit d'un système de conduites complexe constitué d'une conduite inclinée par rapport à l'horizontale d'un angle de $\beta = 4^\circ$ d'une longueur de 12 m connectée à une conduite montante de 3.5 m de hauteur ce qui donne lieu à une singularité de type coude. L'ensemble des conduites ont un diamètre de 0.0514 m. Le système de conduites ainsi défini contient un liquide incompressible ($\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, eau) et un gaz parfait ($M = 29 \text{ g.mol}^{-1}$, air) dans des conditions isotherme. Ces deux fluides pénètrent dans le système à partir de deux injecteurs de 0.010278m de diamètre. La présence d'un écoulement diphasique dans une telle géométrie donne naissance à plusieurs configurations selon les couples de vitesses utilisées, le stratifié, l'ondulé ainsi que le passage des bouchons liquide dans la conduite légèrement inclinée. Dans la partie verticale, on a comme régime l'annulaire et l'écoulement à bulles et au niveau du coude on a la formation d'un grand bouchon liquide. Nous avons choisi d'étudier cette configuration qui est similaire à celle utilisée par afin de pouvoir valider nos résultats obtenus via le code utilisé.

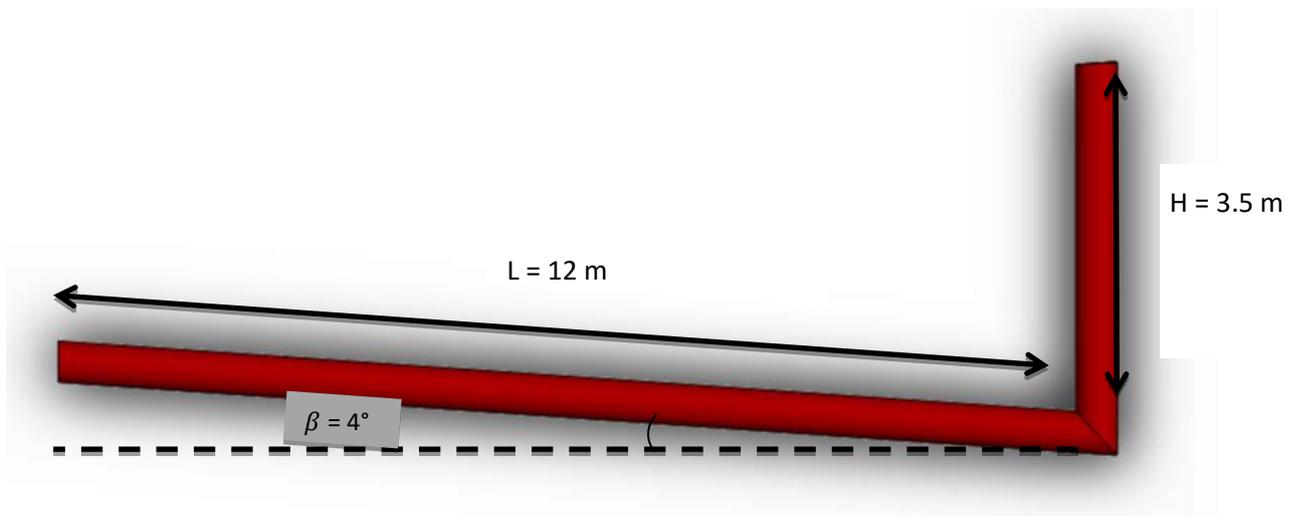


Figure 4.16. Géométrie étudiée

4.4.3. Conditions aux limites opératoires

La résolution par une méthode analytique ou numérique des équations de transport nécessite la détermination des conditions initiales et aux limites.

Pour le code Fluent les types disponibles des conditions aux limites sont classés comme suite :

- Conditions d'entrée et de sortie de l'écoulement : pression d'entrée (pressure inlet), vitesse de l'entrée (velocity inlet), débit massique à l'entrée (mass flow inlet), admission

(intake), pression de sortie (pressure outlet) ; sortie (outflow), champ de pression lointain (pressure far-field), échappement (exhaust)

b) Mur et conditions du pôle : mur (wall), axe de symétrie (axis), conditions périodique, plan de symétrie (symétrie).

c) Cellules des zones internes : fluide ou solide (de différent type).

d) Condition des faces internes : ventilation, radiation, mur intérieur

Les conditions associées à l'injection des phases gaz/liquide sont de type velocity-inlet, à la sortie, est appliquée la condition d'une pression atmosphérique compatible avec le refoulement vers l'atmosphère de type pressure outlet.

Tableau 4-2 : Conditions aux limites (velocity inlet)

| | | | | | |
|----|--------|--------|--------|--------|--------|
| Jg | 0.0830 | 0.2060 | 0.2819 | 0.3823 | 0.4311 |
| Jl | 0.215 | 0.423 | 0.423 | 0.369 | 0.121 |

4.4. Conclusion

Dans l'optique d'étudier les différents paramètres de l'écoulement bouchon qui est d'une importance particulière dans l'industrie pétrolière, plusieurs outils de modélisation numérique ont été développés pour le simuler dans divers cas et comprendre ainsi son comportement et pouvoir proposer des solutions rentables. Parmi ces codes de calculs, nous avons utilisé le code Fluent pour la réalisation de notre étude qui est un logiciel de simulation numérique des écoulements basée sur la méthode des volumes finis, les simulations peuvent être considérées comme de véritables « expériences numériques », lorsqu'elles sont faites avec soin.

Dans ce présent chapitre, nous avons également présenté la procédure numérique que nous avons proposée pour la simulation d'un écoulement gaz-liquide en présence d'un coude à 86°.

L'exploitation des résultats de cette simulation numérique seront présentés dans le chapitre suivant et ils s'effectueront en deux parties, l'une sera consacrée à la validation (maillage et simulation), l'autre à l'étude de la variation des différents paramètres des écoulements diphasiques dans une telle géométrie. De plus, le comportement hydrodynamique de l'écoulement diphasique à la présence d'un coude sera relaté. Les résultats ainsi obtenus seront par la suite comparés aux résultats expérimentaux de Belgacem et al 2013, afin de valider notre modèle.

Chapitre 5

Résultats et discussion

5. Résultats et discussion

5.1. Introduction

Une alternative à l'étude expérimentale de l'écoulement diphasique gaz-liquide est l'approche par simulation numérique en utilisant la technique CFD. Si l'on prend en considération les progrès énormes des machines de calcul, on peut dire, que la simulation CFD est un bon choix pour étudier l'écoulement diphasique.

Dans notre travail, un outil classique de simulation décrivant la dynamique des fluides, est le code industriel FLUENT 19.0. Ce dernier est utilisé dans notre résolution numérique. Les simulations ont été réalisées aux mêmes conditions et géométrie expérimentale de (Lin Wang et al., 2015).

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de simulation numérique qui porte principalement sur l'étude de la configuration bouchon, la pression, le liquid holdup ainsi que l'évolution de la pression en présence de la singularité. Toutefois, l'examen de la littérature révèle que peu d'efforts ont été faits (au meilleur de notre connaissance) pour arriver à une simulation numérique de l'écoulement bouchon, seul l'étude de De Schepper et al. (2008), Belgacem et al (2017) ont permis de simuler, à l'aide de la méthode VOF les différents régimes diphasique gaz-liquide en sélectionnant des paramètres relatifs à la carte de Baker (1954).

Dans ce qui suit, les résultats obtenus seront présentés. Les résultats présentés ici incluent la distribution de phase, l'évolution du bouchon, le liquid holdup ainsi que l'évolution de pression en présence d'un coude. Pour que la simulation soit utile, les résultats qu'elle donne doivent être une représentation réaliste d'un fluide en mouvement. Par conséquent, la simulation a été effectuée dans des conditions similaires à celles de l'étude expérimentale de (Lin Wang et al., 2015) de sorte qu'une comparaison valable entre les expériences et les résultats CFD peut être effectuée. Afin de pouvoir valider notre modèle numérique Nos résultats ont été comparés avec les résultats expérimentaux de (Belgacem et al., 2013). L'accord est jugé qualitativement bien situé.

5.2. Procédure numérique

5.2.1. Etude du maillage

Avant de présenter les résultats de simulation obtenus avec le code de calculs FLUENT19.1, intéressons-nous tout d'abord au choix du maillage. Il est bien connu que la précision des résultats de simulation numérique peut dépendre fortement de la résolution du maillage. Ce dernier est une partie intégrante de la solution numérique et doit répondre à

5. Résultats et discussions

certaines critères afin d'assurer une solution valable et, donc, précise. Dans notre cas d'étude nous avons utilisé le mailleur de FLUENT pour tester différents degrés de raffinement.

Ainsi, le choix de la finesse du maillage est une question essentielle dans la simulation : plus le maillage est fin, moins il contribue aux écarts entre simulation et réalité, mais plus le coût du calcul augmente. Dans le but de trouver la résolution du maillage adéquate pour la bonne conduite de nos calculs, nous avons réalisé un test simple en modifiant la résolution du maillage. Ce test consiste donc à procéder à des essais sur différentes tailles de mailles jusqu'à ce que la solution numérique converge. Différentes résolutions du maillage ont été considérées, générant ainsi des maillages structurés uniformes quadratiques. Un raffinement de maillage au niveau de coude a été fait dans le but de prendre en considération les fortes variations des paramètres qui se manifestent dans cette zone, notamment les gradients de pression et de vitesse.

Le nombre de nœuds de chaque grille est résumé dans le tableau suivant:

Tableau 5-1 : le nombre de nœud pour chaque grille

| Maillages | Nombre de mailles | Caractéristique |
|------------|-------------------|-----------------|
| Maillage 1 | 25000 | - |
| Maillage 2 | 50000 | Non adapté |
| Maillage 3 | 100000 | Non adapté |
| Maillage 4 | 120000 | Maillage adapté |

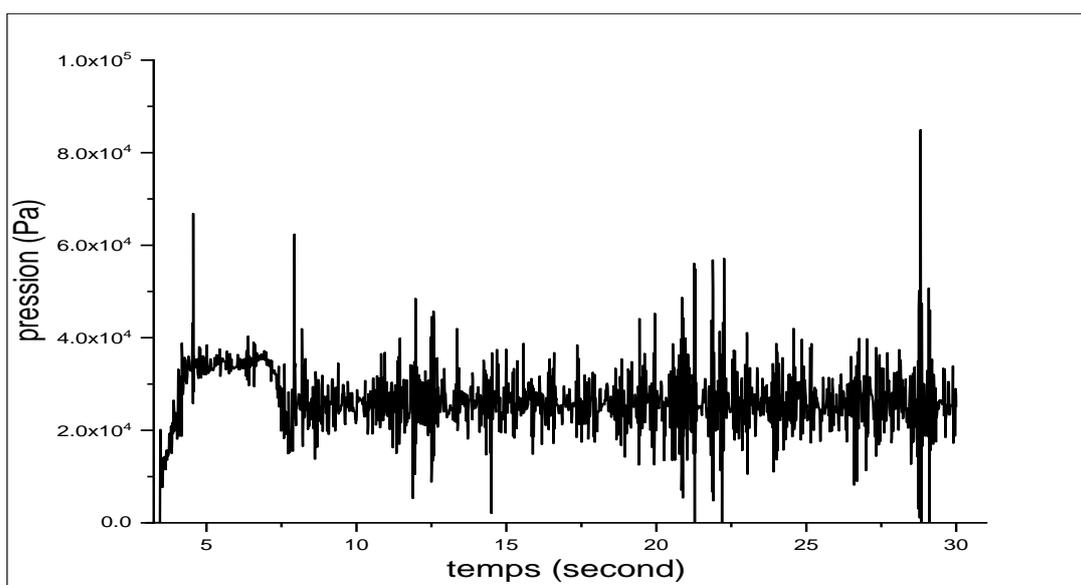


Figure 5.1. Variation de la pression au niveau de coude pour un maillage de 25000 mailles

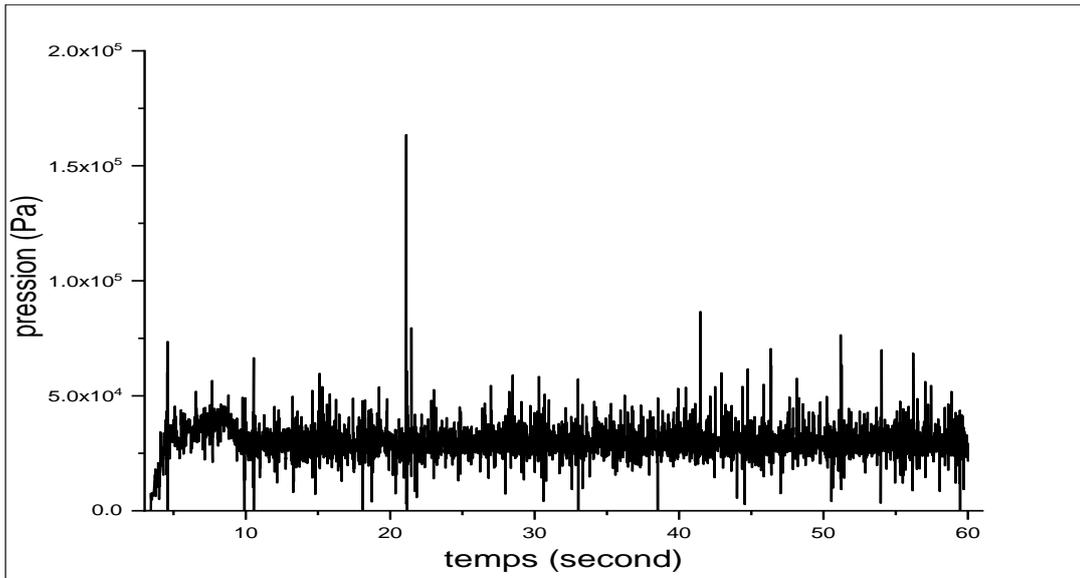


Figure 5.2. Variation de la pression au niveau de coude pour un maillage de 50000 mailles

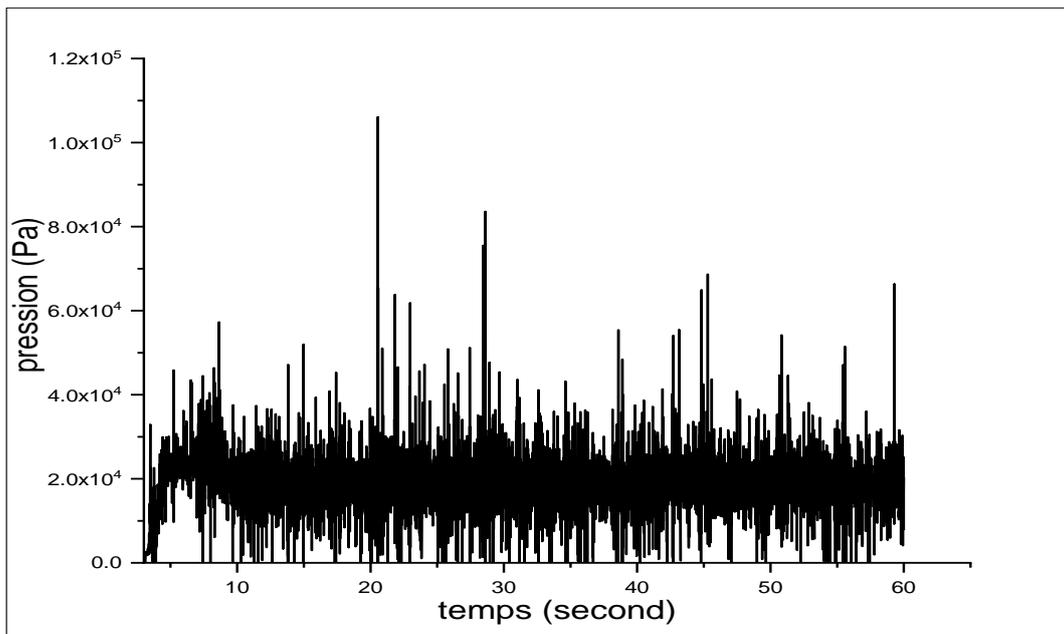


Figure 5.3. Variation de la pression au niveau de coude pour une maillage de 100000 mailles

Comme le montre la figure 5.3, le signal de la pression au niveau du coude est identique au signal qui caractérise le régime bouchon donné par Belgacem et al., (2013) pour une conduite horizontale et Malekzadeh (2010) pour un système de conduites ressemblant à notre géométrie.

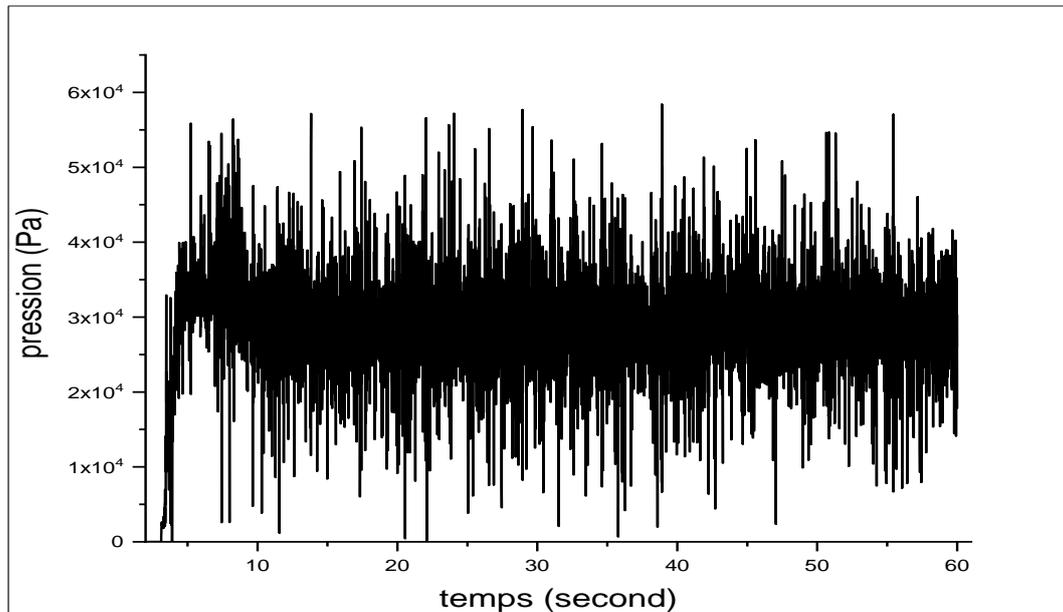


Figure 5.4. Variation de la pression au niveau de coude pour maillage 120000 (raffinement au niveau du coude)

5.2.2 Le temps de calcul

La notion du temps était un paramètre essentiel lors de notre étude, car le temps nécessaire pour détecter le phénomène physique varie généralement entre 30s jusqu'à 100 secondes, ce qui demande un temps énorme de simulation étant donné qu'on a une grande géométrie de 15.5m de longueur.

Pour le maillage choisi (120000) plusieurs tentatives ont été faites dans le but de déterminer le pas de temps optimal qui nous assure à la fois la convergence de la solution ainsi que le minimum du nombre d'itérations.

Dans un premier lieu, nous avons choisi un pas de temps de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5}$, mais pour ce pas de temps le code converge pour les premières itérations puis diverge.

La même remarque a été constatée pour les pas de temps de $4 \cdot 10^{-5}$, $3 \cdot 10^{-5}$ et $2 \cdot 10^{-5}$, mais pour un pas de temps de 10^{-5} la convergence a été assurée le long de la simulation.

Pour le maillage de 120000 éléments et un pas de temps de 10^{-5} , en moyenne 450 000 itérations sont effectuées par jours en utilisant 3 PC I7. Le tableau suivant résume le temps de calcul pour chaque couple :

Tableau 5-2 : Tableau récapitulatif de temps de simulations

| couple | Temps de phénomène (s) | Nombre d'itérations nécessaire | Temps de simulations (jours) |
|---|------------------------|--------------------------------|------------------------------|
| $J_g = 0.0407$ (m/s) $J_1 = 0.24$ (m/s) | 100 | 10000000 | 22 |
| $J_g = 0.083$ (m/s) $J_1 = 0.215$ (m/s) | 100 | 10000000 | 22 |
| $J_g = 0.206$ (m/s) $J_1 = 0.423$ (m/s) | 60 | 6000000 | 13 |
| $J_g = 0.2819$ (m/s) $J_1 = 0.423$ (m/s) | 30 | 3000000 | 7 |
| $J_g = 0.3823$ (m/s) $J_1 = 0.152$ (m/s) | 30 | 3000000 | 7 |
| $J_g = 0.4311$ (m/s) $J_1 = 0.121$ (m/s) | 100 | 10000000 | 22 |

5.2.3 Choix du modèle de turbulence

En raison du temps important des simulations, l'étude de sélection du modèle de turbulence n'était pas possible. Pour cela, on s'est basé sur la littérature pour identifier le modèle de turbulence le plus adéquat pour notre cas d'étude.

La bibliographie montre que plusieurs modèles de turbulence peuvent être utilisés pour modéliser la turbulence d'un écoulement diphasique (Balakhisna et al., 2010). Le modèle K- ϵ classique est à priori le plus adapté pour modéliser la turbulence dans les zones de recirculation (Araud, 2012 ; Belgacem 2016, 2017).

5.2.4 Conditions opératoires

Les débits d'air et d'eau sont injectés à la section d'entrée du domaine de calcul (conduite), puis le mélange des deux phases s'écoule le long de la conduite et est finalement évacué par l'orifice de sortie à la pression atmosphérique.

Les propriétés appropriées des deux fluides (air et eau) utilisés dans nos simulations sont répertoriées dans le tableau 5.3.

Tableau 5-3 : propriété des fluides.

| Fluide | Densité (kg/m ³) | Viscosité (kg/ms) | Tension surfacique (N/m) |
|---------------|------------------------------|-------------------|--------------------------|
| Air | 1.224 | 0.000018 | 0.072 |
| Eau (liquide) | 999 .98 | 0.001 | |

5.2.5 Conditions aux limites

Les conditions aux limites imposées dans les simulations sont les caractéristiques des propriétés d'écoulement sur les frontières numériques du domaine de calcul. Ces conditions sont données dans le tableau 5.4

Tableau 5-4 :tableau des conditions au limites

| Couple | à entrée | | à la sortie |
|--------|----------------------|----------------------|---------------|
| | J _g (m/s) | J _l (m/s) | Pression |
| 1 | 0.0407 | 0.24 | Atmosphérique |
| 2 | 0.083 | 0.215 | Atmosphérique |
| 3 | 0.206 | 0.423 | Atmosphérique |
| 4 | 0.2819 | 0.423 | Atmosphérique |
| 5 | 0.3823 | 0.369 | Atmosphérique |
| 6 | 0.4311 | 0.121 | Atmosphérique |

On notes que ces conditions représentent les paramètres de l'étude expérimental de (Lin Wang et al., 2015), que nous avons choisi comme étude de comparaison.

5.3 Résultats de la simulation

5.3.1 Identification des configurations d'écoulement dans la conduite

Lors de la simulation de l'écoulement diphasique gaz-liquide (air-eau) dans un système de conduites, nous avons pu visualiser différentes configurations d'écoulements, à savoir le bouchon (amont, singularité et aval) et le stratifié en amont loin du coude et cela pour différents couples de vitesse.

Le bouchon

Pour une vitesse superficielle de liquide de 0.423 m/s et celle de gaz de l'ordre de 0.206 m/s, différents bouchons ont été détectés au niveau de la conduite inclinée et le coude. La figure 5.5 illustre clairement les différentes composantes du bouchon.

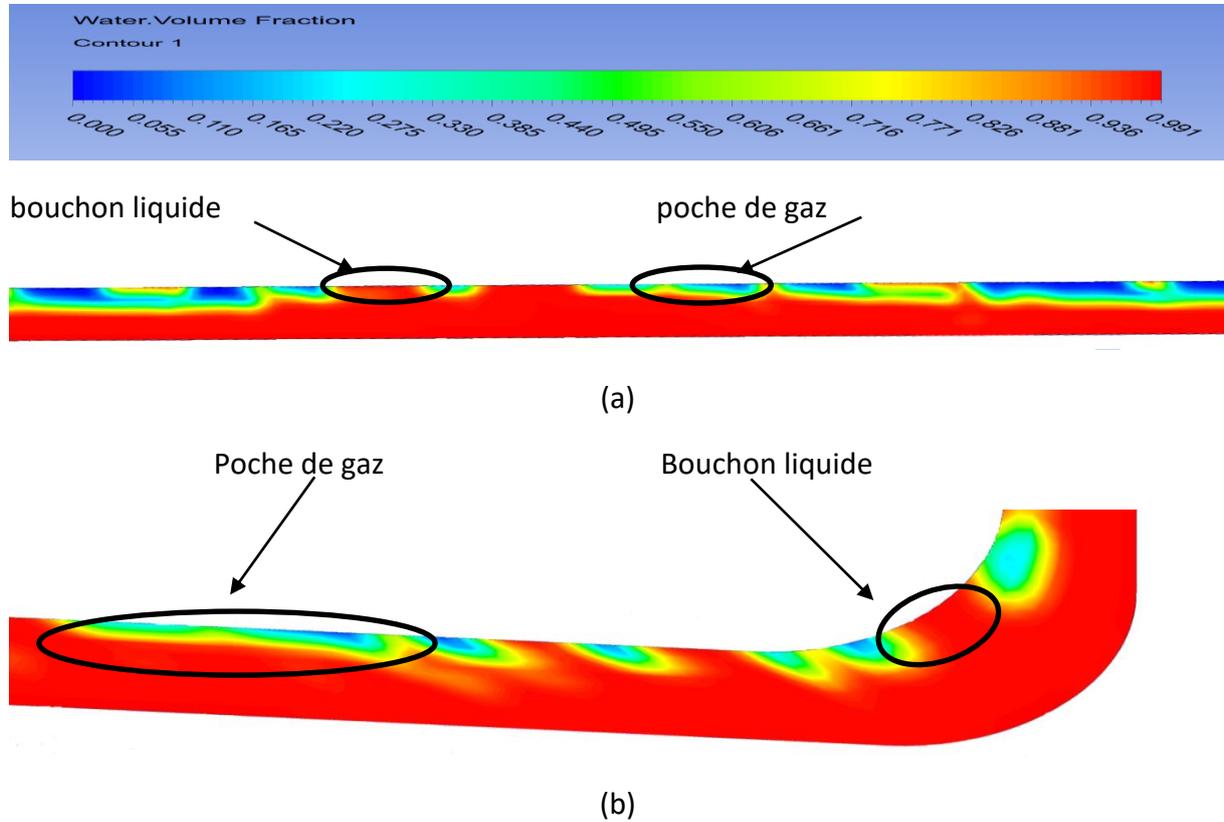


Figure 5.5. Identification de l'écoulement bouchon : (a) dans la conduite inclinée ; (b) au niveau du coude

5.3.2. Evolution de l'écoulement dans la conduite

Lors de notre étude, l'écoulement de l'air et l'eau dans un système constitué d'une conduite inclinée, coude et une conduite verticale, nous avons visualisé la formation de différentes configurations d'écoulements. Tout d'abord à l'amont et loin du coude un écoulement stratifié a été observé comme le montre la figure 5.6

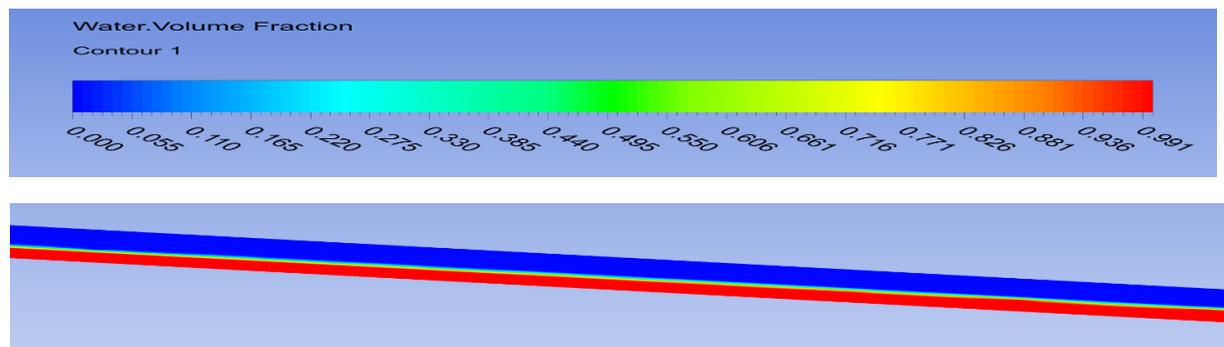


Figure 5.6. Evolution de l'écoulement dans la conduite inclinée loin du coude

5. Résultats et discussions

Proche du coude et dans la conduite inclinée, on a remarqué la formation des bouchons de différentes tailles. La figure 5.6 montre le comportement d'écoulement air-eau proche du coude pour des intervalles de temps allant de 10s à 15s.

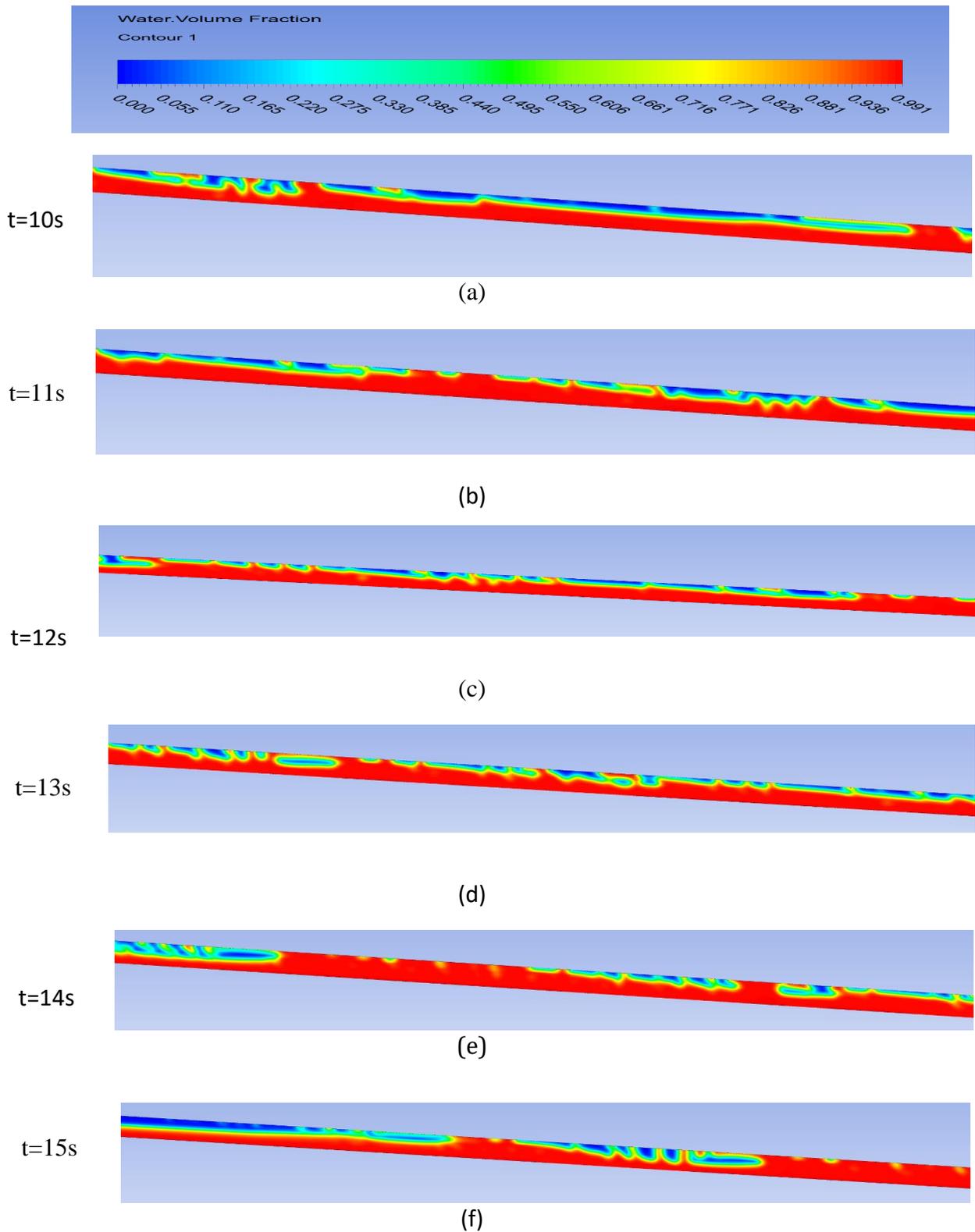


Figure 5.7. Evolution de l'écoulement dans la conduite inclinée

5. Résultats et discussions

On remarque que dans la figure 5.7 (a) qu'à $t = 10$ secondes, le passage d'une poche de gaz de taille assez importante, suivi par le passage d'une succession de petits bouchons comme le montre la figure 5.7 (c) pour $t = 12$ secondes.

Au niveau du coude, on a constaté la même chose, les bouchons sont créés dans la conduite inclinée, ils se déplacent jusqu'à atteindre le coude ce qui engendre le blocage partiel ou total de ce dernier par le liquide figure 5.8.

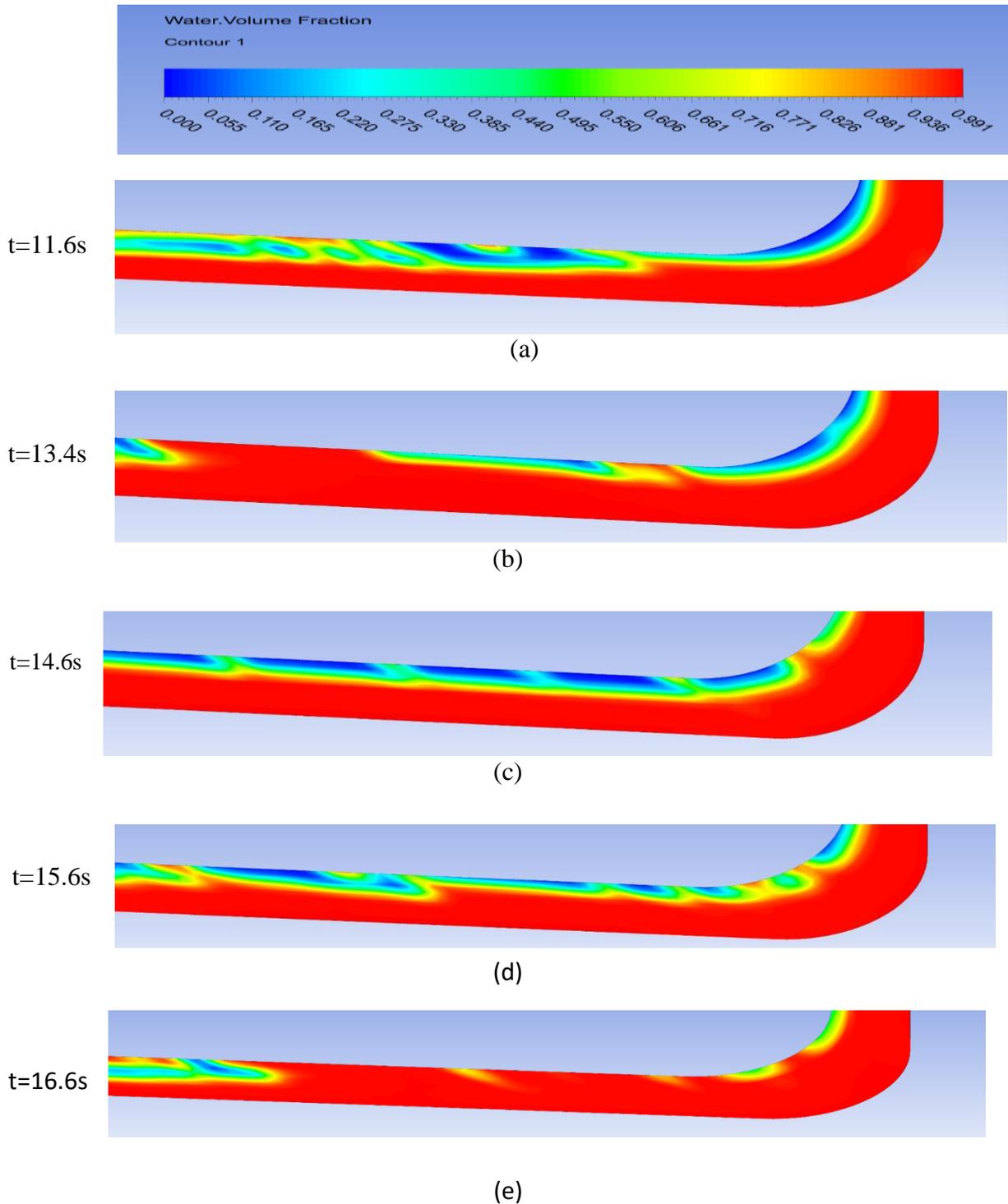


Figure 5.8. Evolution de l'écoulement au niveau de coude

À partir de la figure 5.8, on remarque une alternation au niveau du coude. L'image (a) et (b) montre le passage des poches gaz par contre l'image (c) et (d) indique la formation de petits bouchons liquide qui bloque partiellement le coude, alors que dans l'image (e) un bouchon liquide beaucoup plus important a été formé ce qui a causé un blocage entier du coude.

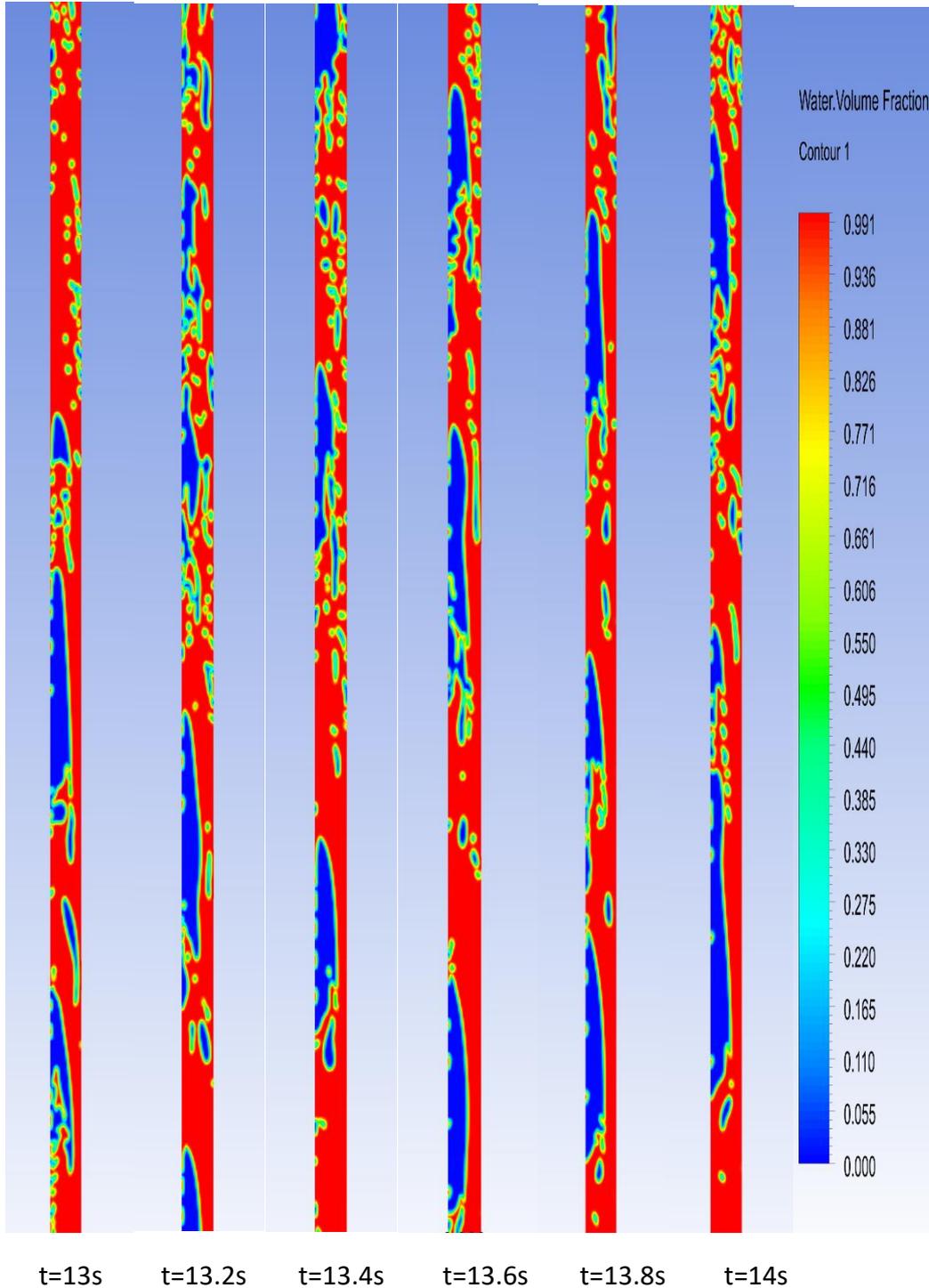


Figure5.9. Evolution de l'écoulement dans la colonne montante

La figure 5.9 indique que pour les différents instants, on observe le passage de bouchon liquide aéré suivi simultanément par des poches de gaz ce qui correspond à un écoulement bouchon.

5.2.3 Validation des résultats

Les résultats de la simulation numérique des configurations diphasique sont représentés sur la figure 5.10 et comparés avec les figures des régimes détectés expérimentalement. Ces derniers représentent les contours calculés de la densité du mélange (kg/m^3). puisque la densité du mélange est proportionnelle à la composition de la phase, la distribution de l'air et de l'eau dans la conduite est bien visible. La couleur rouge correspond à la phase liquide, tandis que la couleur bleu se réfère à la présence d'air, les deux phases sont séparées par une interface gaz-liquide.

5.3.3.1. Parvisualisation

Les Résultats de la simulation numérique des régimes diphasique sont représentés sur la figure 5.10 et comparé avec les figures des régimes détectés expérimentalement (Belgacem 2015). Ces derniers représentent les contours calculés de la densité du mélange (kg/m^3). puisque la densité du mélange est proportionnelle à la composition de la phase, la distribution de l'air et de l'eau dans la conduite est bien visible. La couleur rouge correspond à la phase liquide, tandis que la couleur bleu se réfère à la présence d'air, les deux phases sont séparées par une interface gaz-liquide.

La figure 5.10.a, montre le résultat de la simulation correspondant à une condition sélectionné des données expérimentale relatif à un écoulement stratifié, dans laquelle on observe la phase gaz au-dessus et le liquide coulé le long du fond de la conduite. Une interface lisse existe lorsque les vitesses de liquide et de gaz sont faibles

Le résultat de simulation pour les conditions d'exploitation correspondant à un modèle d'écoulement bouchon est illustré dans la figure 5.10.b. Pour ce régime, une onde est captée périodiquement par le gaz se déplaçant plus rapidement pour former un bouchon mousseux qui passe à travers le tube à une vitesse beaucoup plus élevée que la vitesse moyenne du liquide.

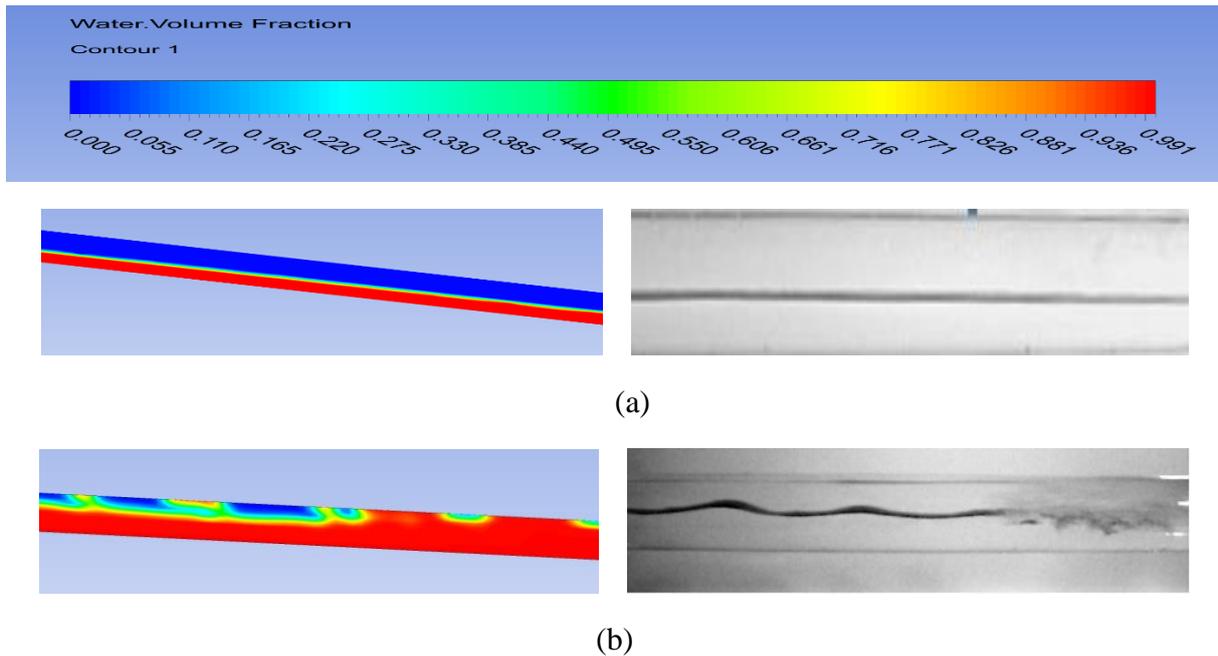


Figure 5.10. Comparaison des configurations : (a) régime stratifié dans la conduite inclinée ;
(b) régime bouchon dans la conduite inclinée (Belgacem, 2015)

5.3.3.2. Par les signaux de pression

Les résultats donnés à travers les simulations numérique par FLUENT ANSYS 19.0 ont été comparé par ceux obtenues par (Belgacem et al., 2013) lors de l’investigation expérimentale de l’écoulement bouchon dans une conduite horizontale. Dans Leur travaux ils ont déterminés le signal de pression qui correspond au régime bouchon illustré dans la figure 5.11

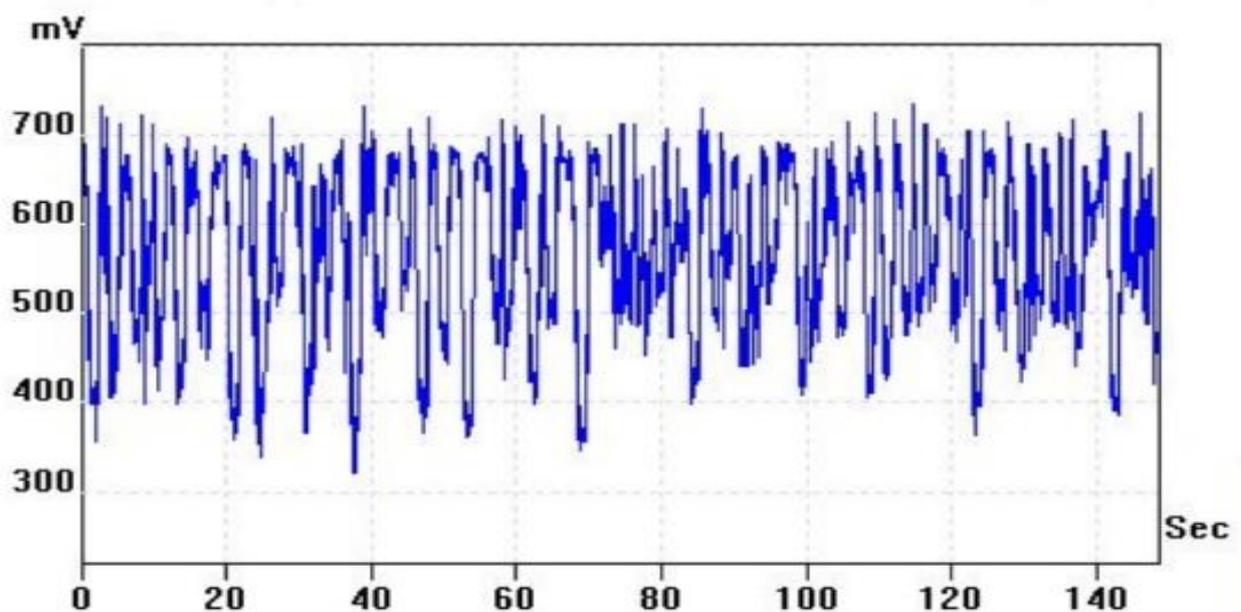
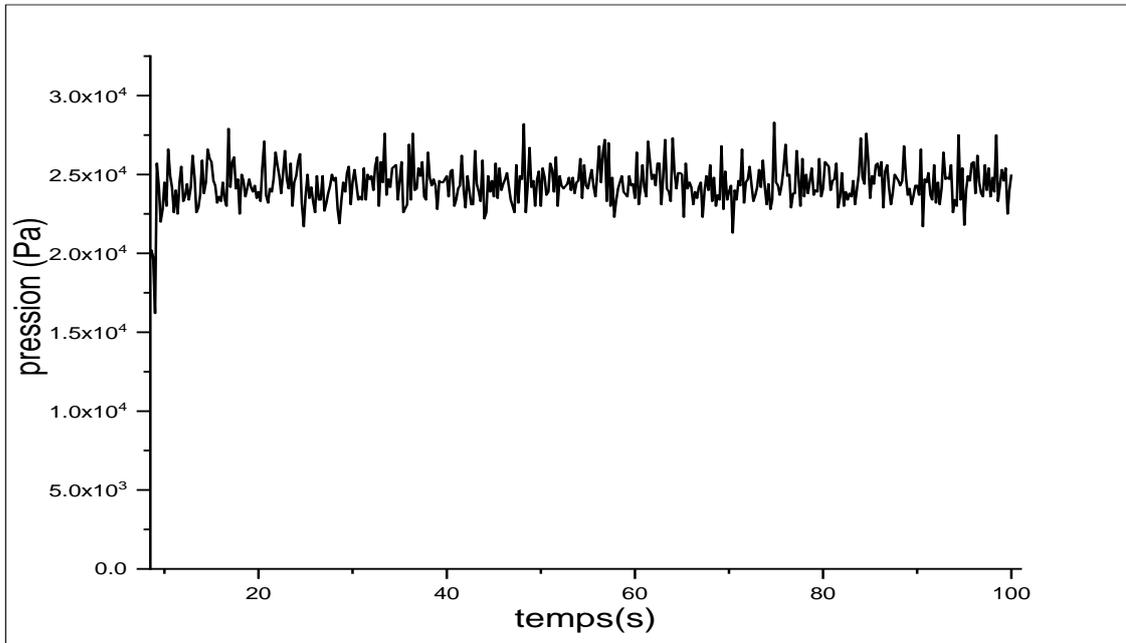


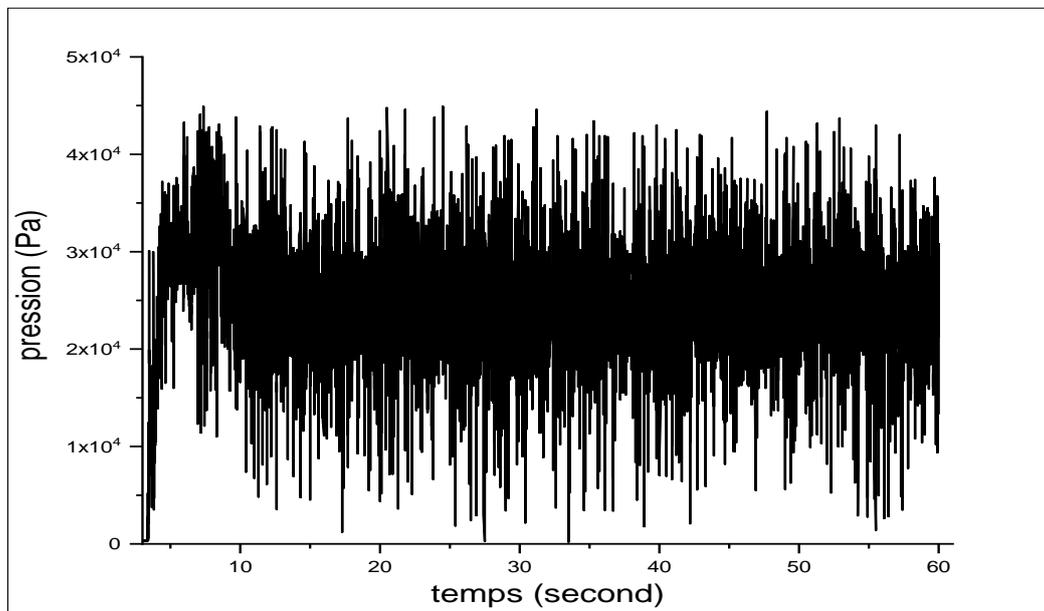
Figure 5.11. Signal de pression correspondant au régime bouchon (Belgacem et al., 2013)

5. Résultats et discussions

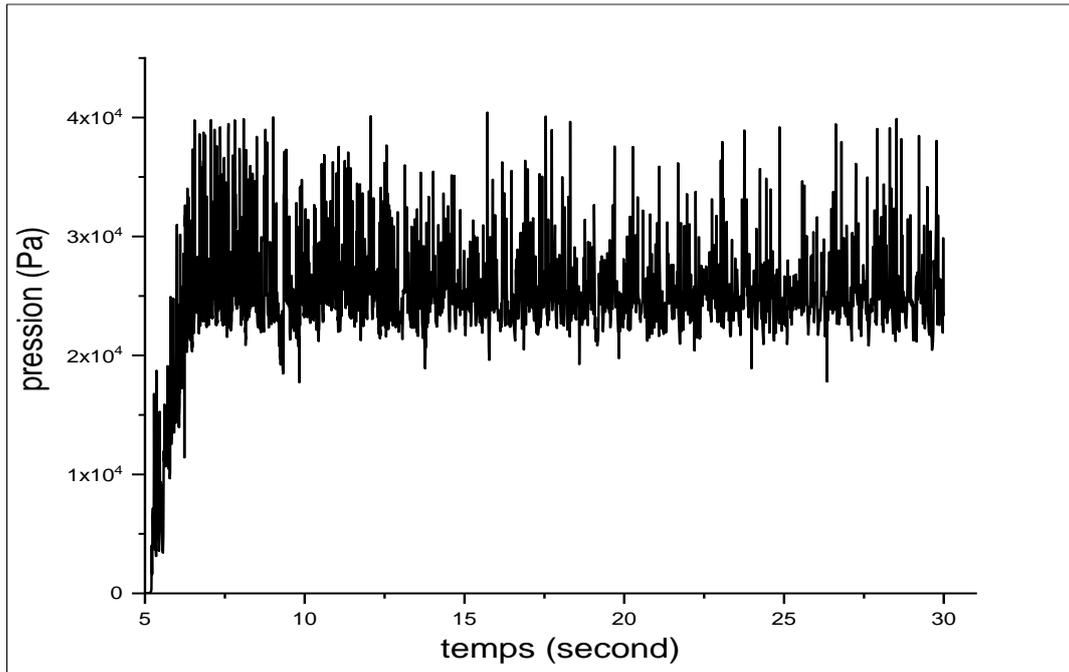
Les résultats de simulations numérique représentés dans la figure 5.12, qui représentent la variation de pression en fonction du temps au niveau du coude sont identiques à ceux du signal de pression correspondant au régime bouchon figure 5.10 ,pour les couples 2, 3, 4 et 5 mais ce qui concerne le couple 1 figure 5.11 (a) le signal de pression a été différent comparé aux autres couples.



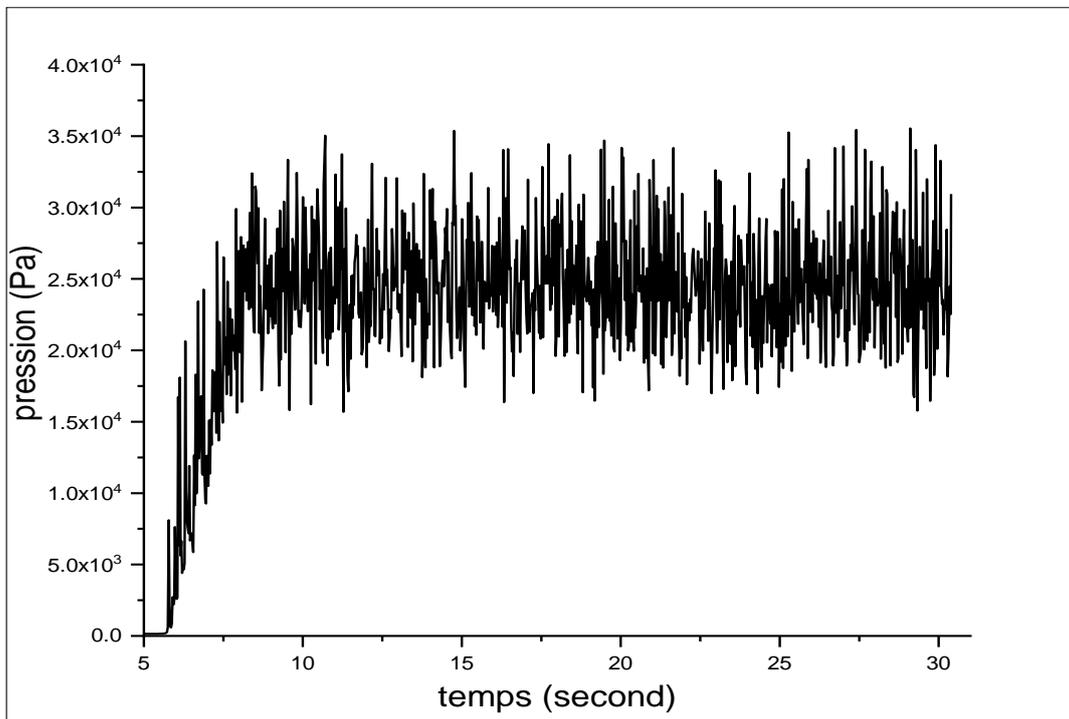
(a) $J_g = 0.083\text{m/s}$ et $J_1 = 0.215\text{m/s}$



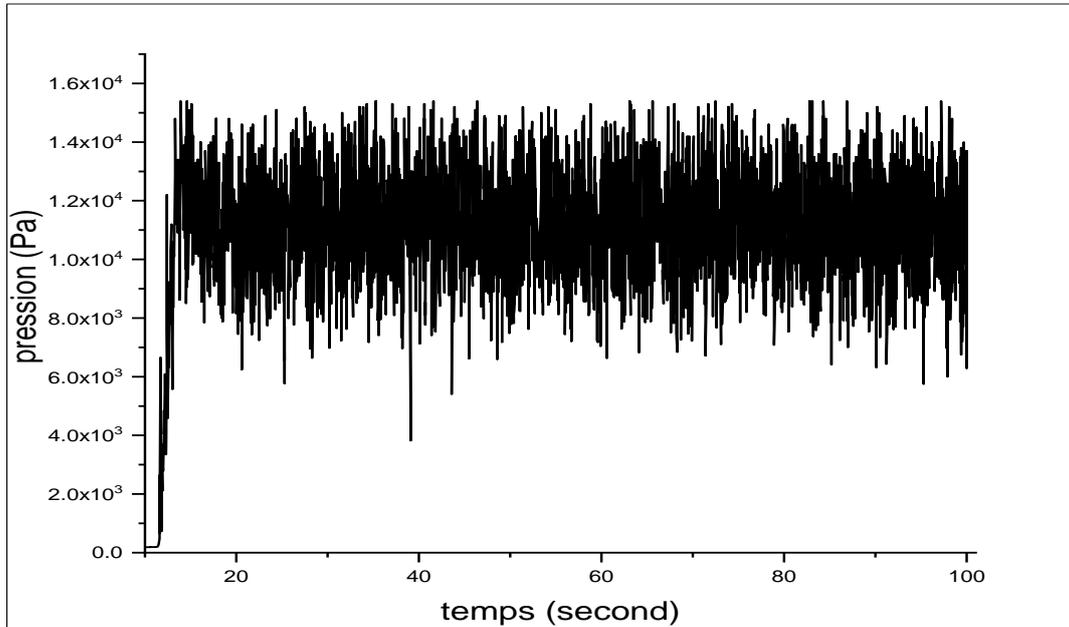
(b) $J_g = 0.206\text{ m/s}$ et $J_1 = 0.423\text{m/s}$



(C) $J_g = 0.2819$ m/s et $J_1 = 0.423$ m/s



(d) $J_g = 0.3823$ m/s et $J_1 = 0.369$ m/s



(e) $J_g = 0.4311$ et $J_l = 0.121$

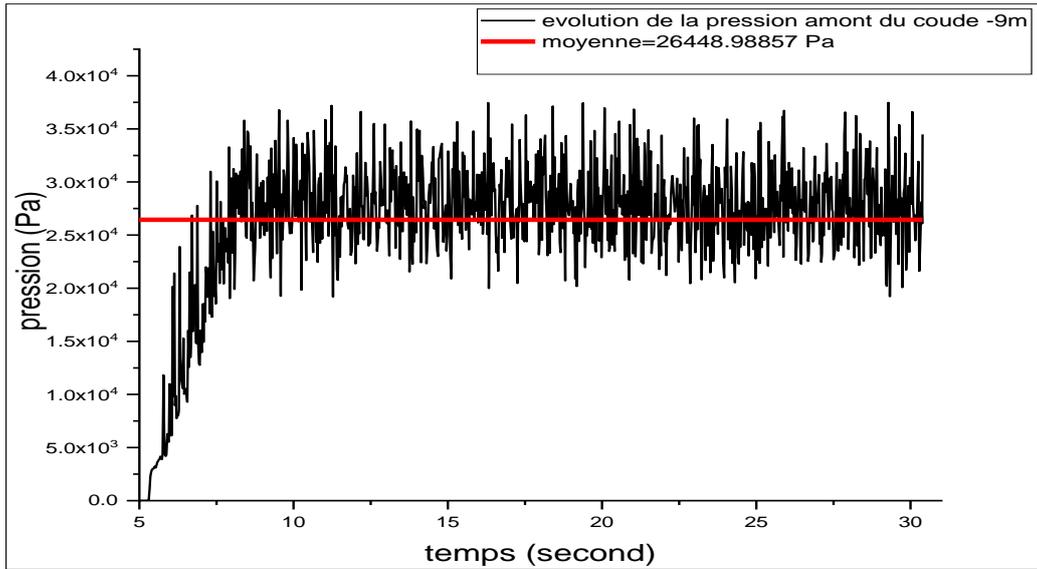
Figure5.12. Variation de la pression en fonction de temps au niveau de coude.

Les résultats montrent que dans l'ensemble l'écoulement bouchon ainsi que l'écoulement stratifié sont prédits de façon acceptable par le modèle numérique.

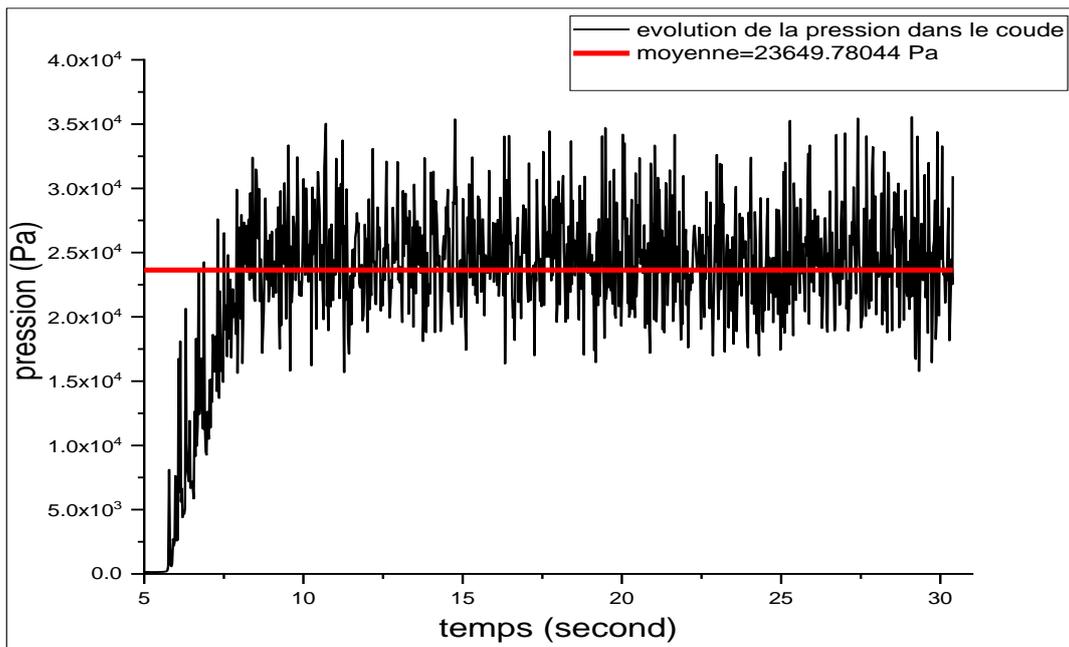
5.3.4. Evolution de la pression dans le système

Afin d'étudier la variation de pression de l'écoulement diphasique gaz-liquide nous avons présenté dans différents points de notre système de conduite (amont, coude et aval) les signaux de pression qui nous ont permis de suivre son évolution tout le long de notre système. Pour cela, nous avons choisi un couple de vitesse de gaz 0.3823 m/s et de liquide de 0.369 m/s et on a tracé l'évolution de la pression dans les différents points comme l'indique la figure 5.13.

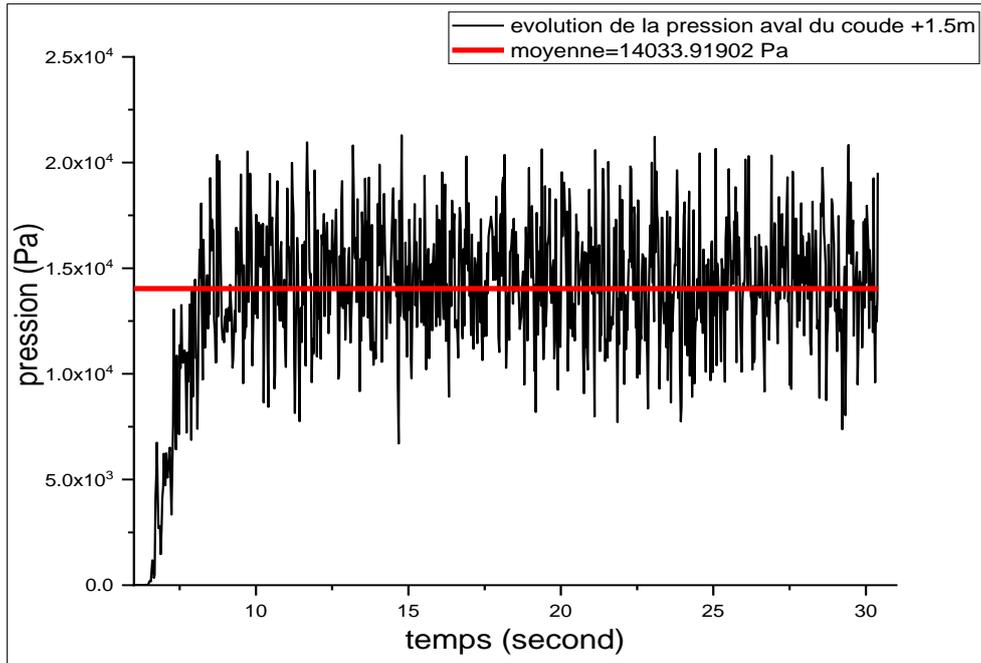
5. Résultats et discussions



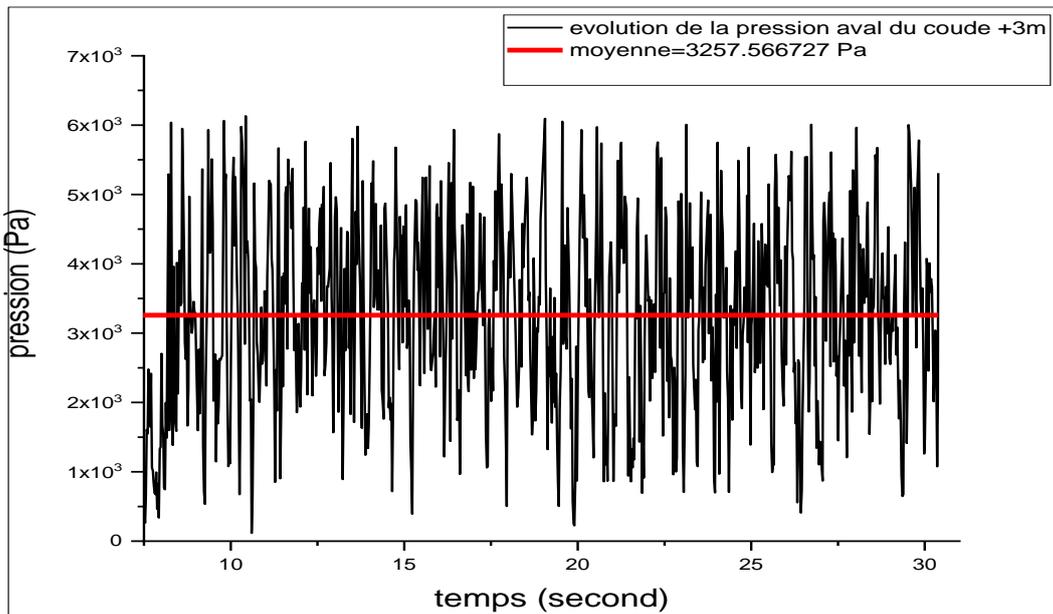
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 5.13. (a) : évolution de la pression a l'amont ; (b) évolution de la pression dans le coude ; (c) évolution de la pression a l'aval à 1.5m du coude ; (d) évolution de la pression à l'aval à 3m du coude.

D'après la figure 5.13, nous avons constaté le même signal de pression a été observé dans tous le système. Afin de trouver une explication à ceci, une recherche bibliographique a été faite dans ce sens.

L'un des travaux qui correspond à notre cas d'étude a été fait à l'ENSEEIH (Ameziane et al., 2016) en collaboration avec la société Total. Dans leur travail, ils ont comparé les résultats obtenus par Ledaflow logiciel développé par Total avec des données de terrain. Lors de cette étude, ils ont détecté de légères déformations dans le signal de pression d'un point à un autre, avec des variations considérables dans l'amplitude de la pression à cause de la longueur importante de leur système qui dépassé les 15km.

En faisant une comparaison avec cette étude, on a pu obtenir presque la même chose sauf que les signaux dans notre cas sont presque les mêmes, cela peut-être expliqué par le fait que notre géométrie est relativement petite ce qui ne permet pas d'avoir une grande déformation du signal.

Par contre, la figure 5.13 montre qu'il y a eu un changement dans les valeurs de la pression entre l'amont (figure 5.13.a) et le coude (5.13.b) et aval du coude (5.13.c et 5.13.d), tel que on remarque que la max de la pression à l'amont est de 35000 Pa avec un moyenne de 26448 Pa, mais au niveau du coude, nous avons constaté un diminution dans l'amplitude de la pression qui est autour de 32000 Pa et une diminution de la moyenne aussi qui est de 23649Pa cela est peut être due au perte de charge linéaire ainsi que singulière dû à la présence de coude. Dans la colonne montante la diminution de la pression ça continue ce qui est expliqué par le changement de hauteur.

Cette variation de pression a été observée pour tous les couples qui ont été simulés.

5.3.5.Le liquide holdup

Le liquid-holdup est la fraction volumique du liquide dans un écoulement diphasique gaz-liquide, par exemple si la fraction volumique du gaz occupe un quart de la section d'écoulement, la fraction du liquide est $H_l = 0.75$. Des études indiquent que le liquide-holdup dans les écoulements bouchon est principalement affecté par les débits de gaz et du liquide, les propriétés du fluide et l'angle d'inclinaison de la conduite.

Pour étudier ce paramètre dans notre système, on a choisi trois sections : amont à 9m loin du coude, au coude et à 1.5m à l'aval de coude comme l'indique la figure 5.14.

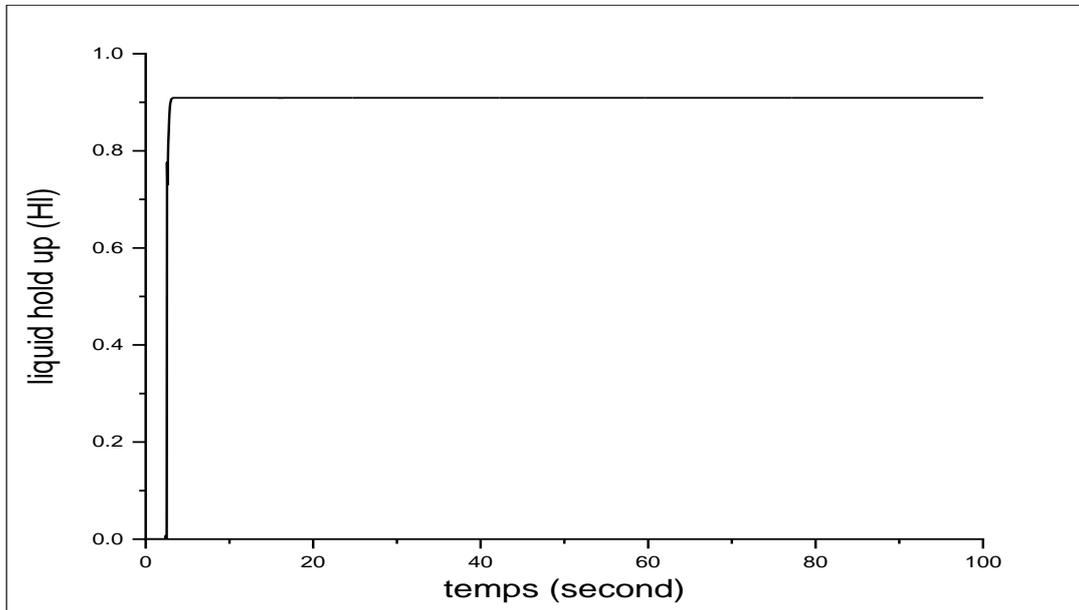
A l'amont loin de la singularité, nous avons visualisé que les liquid hold up est constant à une valeur 0.9, cette allure (5.14.a) correspond à un régime stratifié ce qui explique la non variation de la valeur de liquid hold up.

Au niveau de coude, nous avons remarqué que la valeur de liquide hold up varie de 0.5 à 1.0 ce qui est justifié par le fait que le coude est constamment rempli à moitié et bloque

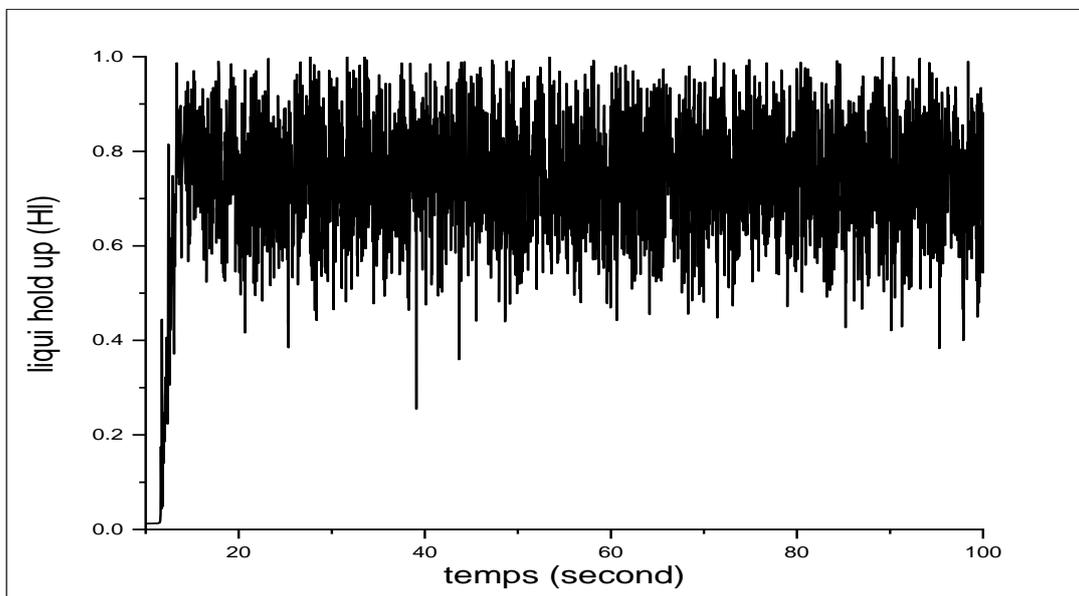
5. Résultats et discussions

périodiquement la section totale de la conduite ce qui correspond à la valeur 1 lors de passage des bouchons.

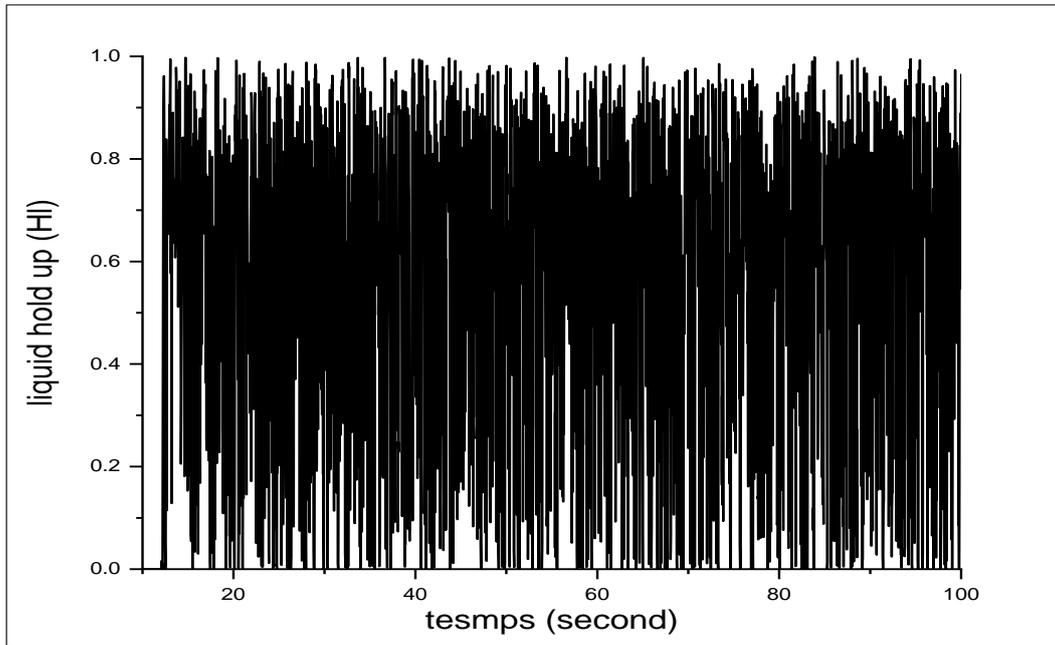
A l'aval, nous observons que le liquid Hold up varie entre 0 et 1 ce qui est justifié par le passage alterné du gaz et du liquide.



(a) Le liquide hold up à l'amont -9 m de coude



(b) Liquid hold up dans le coude



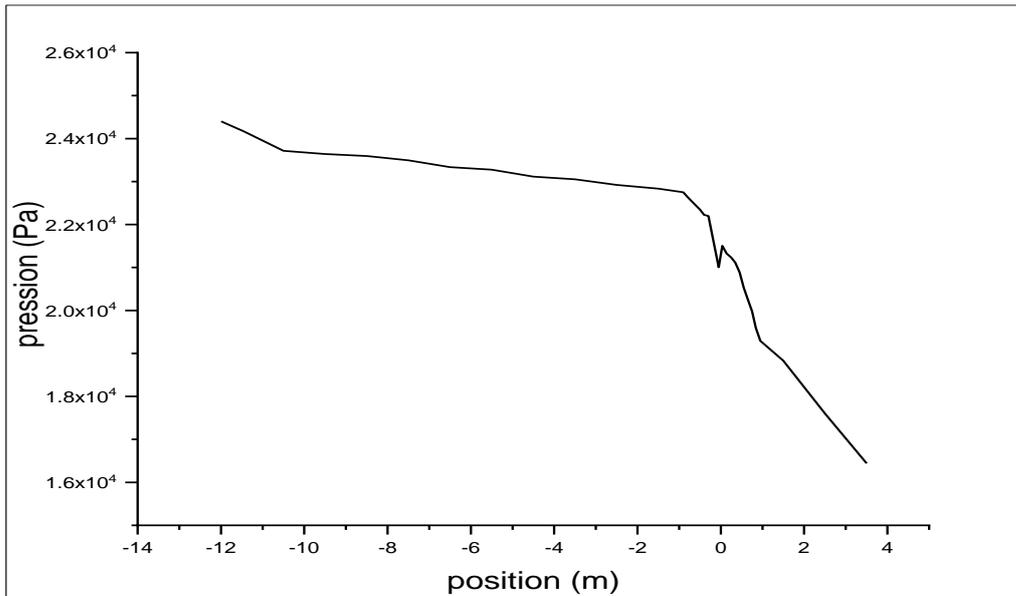
(c) Liquid Holdup à l'aval de coude +1.5m

Figure 5.14. Le liquid Hold up dans la conduite

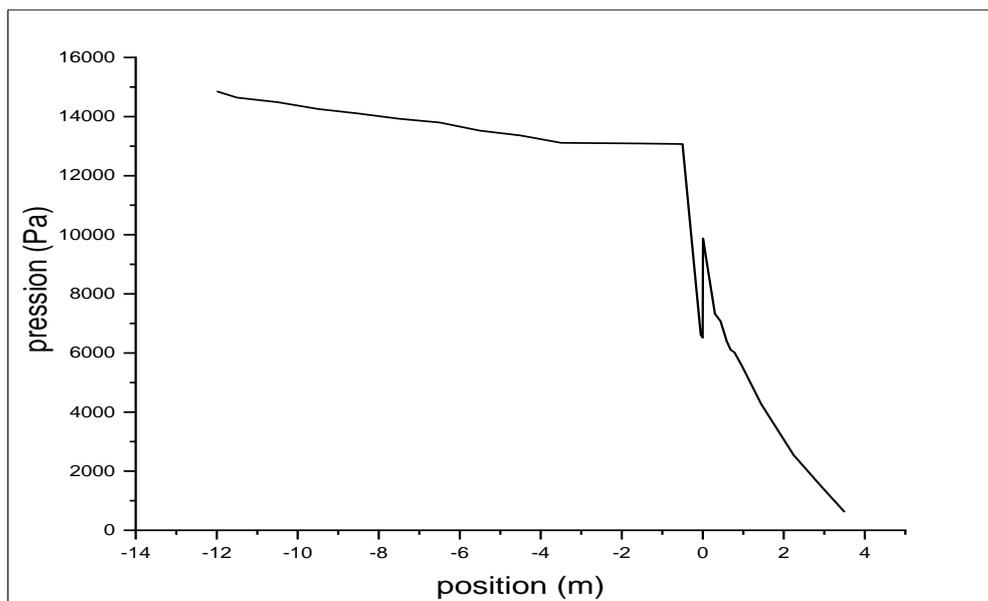
5.3.6. Variation de la pression en présence de singularité

Afin d'évaluer la chute de pression en écoulement diphasique, des profils de pression de l'amont vers l'aval passant par la singularité de type coude ont été établis comme l'indique la figure 5.15. Comme le montrent les résultats, une légère diminution de pression est observée le long de la conduite inclinée qui est justifiée par la perte de charge linéaire, ensuite la présence du coude donne lieu à une perte de charge singulière qui a pour effet une chute brusque de pression jusqu'à atteindre un minimum à partir duquel la pression décroît linéairement à l'aval de la singularité après avoir. Il est à signaler qu'on remarque à peu près le même comportement de la pression pour les six couples de débits gaz-liquide étudiés.

5. Résultats et discussions

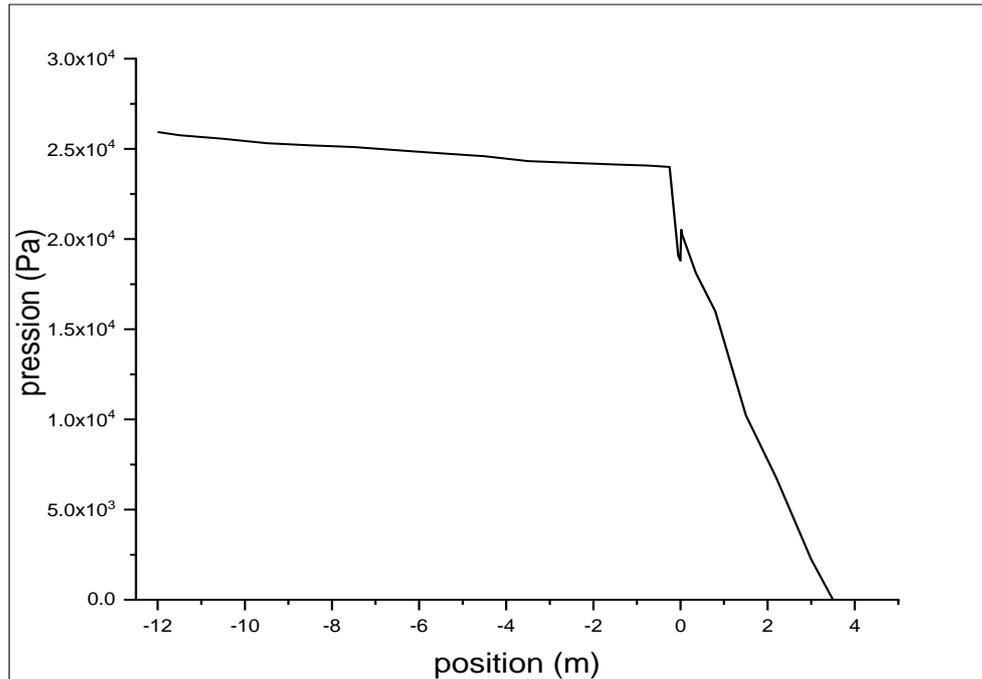


(a) $J_g = 0.083 \text{ m/s}$ et $J_1 = 0.215 \text{ m/s}$

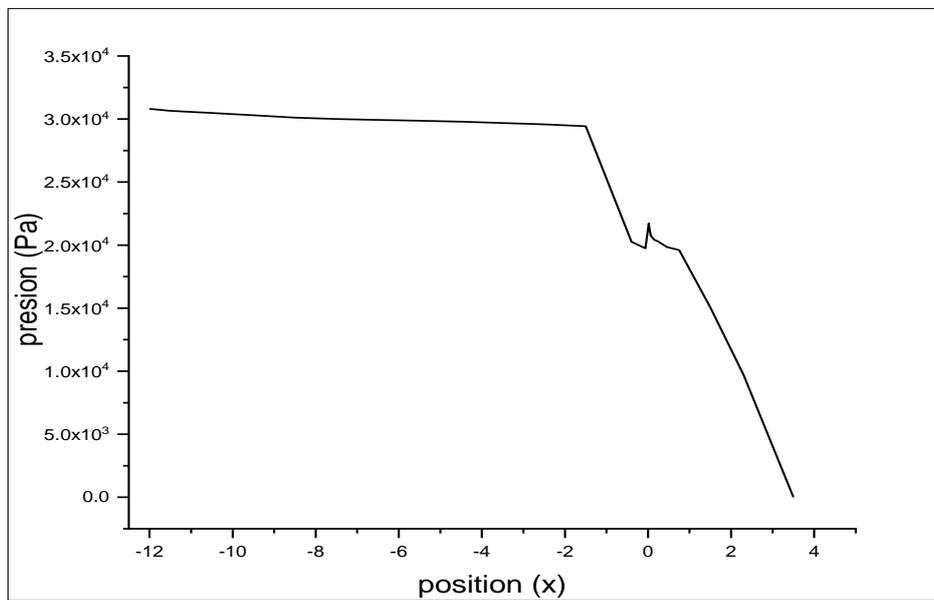


(b) $J_g = 0.206 \text{ m/s}$ et $J_1 = 0.423 \text{ m/s}$

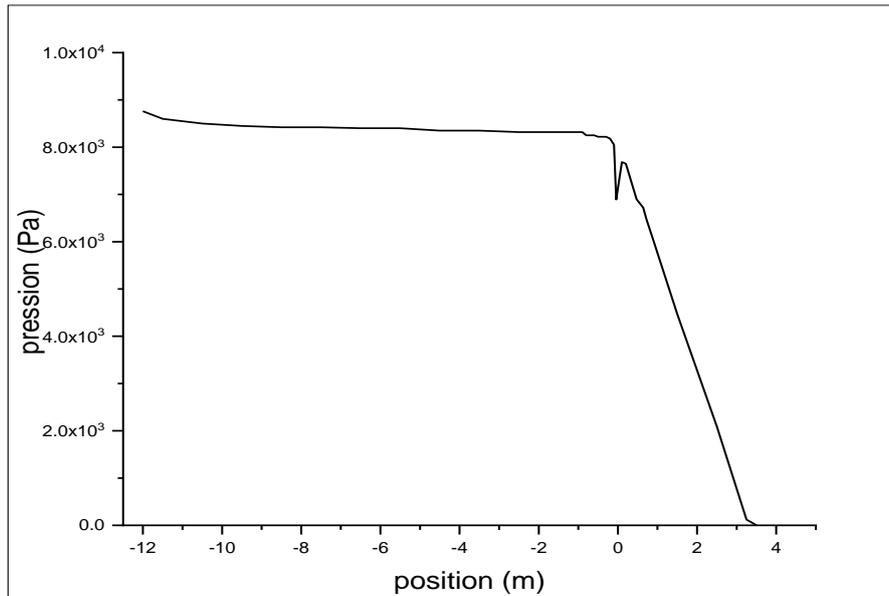
5. Résultats et discussions



(c) $J_g = 0.2819$ m/s et $J_l = 0.423$ m/s



(d) $J_g = 0.3823$ m/s et $J_l = 0.369$ m/s



(e) $J_g = 0.4311$ et $J_l = 0.121$

Figure 5.15. Evolution de la pression le long de système

5.2 Conclusion

Cette étude, à caractère numérique, concerne un écoulement diphasique gaz-liquide dans un système de conduite. L'étude a trait aussi bien à l'analyse du comportement de l'écoulement à la traversée de la singularité qu'à l'évolution de la chute de pression. Cinq couples de débits gaz-liquide ont été étudiés.

Le bouchon a été détecté pour quatre couples lors de notre simulation au niveau de la conduite inclinée lorsqu'on s'approche du coude et aussi le bouchon a été observé dans le coude lui-même. Une validation de nos résultats a été faite à travers les expériences qui existent dans la littérature.

Conclusion générale

Les écoulements diphasiques sont à l'heure actuelle un sujet de recherche très ouvert en mécanique des fluides car ces écoulements interviennent dans de nombreux domaines tant industriels dans différents processus et systèmes d'ingénierie que naturels.

L'écoulement bouchon « Slug flow » est un régime d'écoulement diphasique dont la présence constitue une source de problèmes lors de la conception et du dimensionnement des installations industrielles (génie pétrolier).

Cette étude se veut une contribution à l'étude du comportement de l'écoulement diphasique à la traversée d'une singularité, sachant que peu d'études y ont été consacrées.

L'objectif de notre travail est d'analyser le comportement d'un écoulement diphasique gaz-liquide de type bouchon dans un système de conduites formé d'une conduite horizontale légèrement inclinée liée à une colonne montante présentant ainsi une singularité de type coude et d'étudier ces différents paramètres.

Afin de répondre à notre objectif nous avons réalisé une étude numérique à l'aide du code de calcul FLUENT 19.0.

A travers nos différents résultats, nous avons constaté que notre modèle numérique a réussi à reproduire le slug « l'écoulement bouchon » ainsi que le régime stratifié en amont de la singularité, les résultats numériques ont été validés par deux méthodes, à savoir, la méthode de visualisation dans laquelle nos configurations ont été comparées avec ceux issus de l'expérimentale et pour la deuxième technique nous nous sommes basés sur les signaux pour confirmer qu'il s'agit d'un bouchon. L'évolution du liquid holdup le long de notre système est en accord avec les résultats trouvés précédemment.

Finalement, Les résultats de l'évolution de la pression le long du système, rejoignent les résultats trouvés par plusieurs chercheurs qui se sont intéressés à l'écoulement diphasique en présence de singularité.

En guise de perspectives au présent travail, nous suggérons

- **Etude de la nature des fluides**

Cette expérience consisterait en l'injection de différents couples de fluides. Ces essais permettraient d'étudier l'influence des fluides sur les pertes de charges singulières ainsi que sur la réorganisation des phases. Elle fournirait des données intéressantes sur les écoulements diphasiques dans de telles configurations.

- **Etude des caractéristiques locales de l'écoulement**

L'étude des vitesses à l'amont et à l'aval de la singularité permettrait d'apporter des informations précieuses sur l'accélération ou la décélération du fluide dans la conduite. Cela

Conclusion générale

permettrait ainsi d'évaluer et de mieux expliquer la baisse de la hauteur liquide (liquid holdup) à chaque point, savoir si elle est due à une accélération du fluide, ou à une perte de charge. Il serait également intéressant d'étudier le taux de vide ainsi que le frottement pariétal ; ces données locales permettront par la suite le calage de futurs modèles locaux.

Références bibliographique

A

AL-SAFRAN, E. (2009). Investigation and prediction of slug frequency in gas/liquid horizontal pipe flow. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 69(1), p.143-155.

AL-SAFRAN, E., SARICA, C., ZHANG, H. Q., & BRILL, J. (2005). Investigation of slug flow characteristics in the valley of a hilly-terrain pipeline. *International journal of multiphase flow*, 31(3), p.337-357.

ANDREUSSI, P., & BENDIKSEN, K. (1989). An investigation of void fraction in liquid slugs for horizontal and inclined gas—liquid pipe flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 15(6), p.937-946

ANDREUSSI, P., BENDIKSEN, K. H., & NYDAL, O. J. (1993). Void distribution in slug flow. *International journal of multiphase flow*, 19(5), p.817-828.

AZZOPARDI, B. J., GOVAN, A. H. and HEWITT, G. F. (1985) Two-phase slug flow in horizontal pipes. *Preprints Vol. 2, Symposium Pipelines*. Institution of Chemical Engineers European Branch, Utrecht, p.213–225

AMEZIANE, E. H. F., écoulement de type slug dans le champs pétrolier: Modélisation avec LedaFlow- ENSEEIHIT. (2016)
Disponible a l'adresse ; <http://hmf.enseeiht.fr/travaux/beiepe/2016/écoulements-de-type-slugdans-les-champs>

ALLOUI, F. Etude des écoulements monophasiques et diphasiques dans les élargissements brusques axisymétrique et bidimensionnel.p.102-157. Thèse de doctorat. 1994

ALVES, G. E. (1954). Cocurrent liquid-gas flow in a pipe-line contactor. *Chemical Engineering Progress*, 50(9), p.449-456.

B

BRAUNER, N., & MOALEM MARON, D. (1992). Flow pattern transitions in two-phase liquid-liquid flow in horizontal tubes. *International Journal of Multiphase Flow*,18(1), p.123-140.

BRILL, J. P., SCHMIDT, Z., COBERLY, W. A., HERRING, J. D., & MOORE, D. W. (1981). Analysis of twophase tests in large-diameter flow lines in Prudhoe Bay field. *Society of Petroleum Engineers Journal*, 21(03), p.363-378.

BALIÑO, J.L., K.P. BURR, and R.H. NEMOTO, Modeling and simulation of severe slugging in air– water pipeline–riser systems. *International Journal of Multiphase Flow*, 2010. 36(8): p. 643-660

BALIÑO, J.L., 2012. "Modeling and simulation of severe slugging in air-water systems including inertial effects". In Proceeding of the 6th International Conference on Integrated Modeling and Analysis in Applied Control and Automation (IMAACA 2012). Wien, Austria

BEGGS, H.D., and BRILL, J.P. (1973) "A study of two-phase flow in inclined pipes." Journal of Petroleum Technology, 25, p.607-617

BELGACEM, I R. MEKHLOUF. Slug Frequency in Horizontal Pipeline Subject to a Sudden Contraction: State of the Art and Laboratory Testing Data. Engineering Physics. Vol. 2 No. 2, 2018, p.58-65.

BELGACEM, I., SALHI, Y., SI-AHMED, E.K., LEGRAND, J., ROSAN, J.M., ., Experimental investigation of slug pattern in a horizontal two-phase flow (2013). WIT Transactions on Engeneering Sciences. Volume 19, p.423-434.

BELGACEM, I., SALHI, Y.SI-AHMED, E., LEGRAND,J. (2015) .Development and statistical characterization of slug in two-phase flow along horizontal pipeline . Mechanics and Industry Volume 16, Number 3,p.334-343

I.BELGACEM, Y. Salhi, E-K. Si-Ahmed, Hydrodynamic Study Using CFD Simulations in a Horizontal Two-Phase Flow Through Sudden Contraction, *American Journal of Mechanical and Industrial Engineering*. Vol. 2, No. 1, 2017, p. 8-16.

BELGACEM,I.,SALHI,Y.,SIHMED,E-K. On two-phase flow patterns prediction using CFD modeling in horizontal pipe: validation (2017).Proceeding of engineering and technologyPET.Vol17, p8-14.

I. BELGACEM,D.BAHNOUS, E-K SI-AHMED. Behind Multiphase Flow Assurance: Challenging Of Slug Parameter Prediction On Horizontal Pipeline 9ème JOURNEES SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES de SONATRACH ,16 au 19 avril 2018, Centre des conventions d'Oran, Algérie.

BELGACEM.I . Contribution à l'étude de l'écoulement diphasique gaz liquide co-courant dans une conduite horizontale avec ou sans singularité. Thèse de Doctorat . 2015. U.S.T.H.B. p.96-121

BAKER, O. (1954). Simultaneous flow of oil and gas. Oil Gas J. 53, 184-195.

BELL, K. J., TABOREK, J.and FENOGLIO, F.(1970). Interpretation of Horizontal In-tube Condensation Heat Transfer Correlations with a Two-phase Flow Regime Map, Chem. Eng. SYMP. SER., Vol. 66, No. 102, pp. 150-163, (cité par Delhaye, 1981).

C

CANDEL, S., & BARRERE, M. (1990). *Mécanique des fluides*. Dunod.

COOK, M., & BEHNIA, M. (2000). Slug length prediction in near horizontal gas–liquid intermittent flow. *Chemical Engineering Science*, 55(11), 2009-2018.

COLLIER, J.G. and THOME, J.R. (1994). *Convective boiling and condensation*, 3rd Edition, Oxford Science Publications, Clarendon Press, Oxford.p268-287

D

DUKLER, A.E. and M.G. HUBBARD, 1975, A Model for gas-liquid slug flow in horizontal and near horizontal tubes, *Ind. Engng Chem. Fundam.* Vol. 14, p. 337-347.

DELHAY, J, M., GIOT, M. REITHMULLER, M.L. (1981.a). *Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering*. Mc graw Hill, New York.p356-401

F

FERSCHNEIDER, G., 1983. Ecoulements diphasiques gaz/liquide à poches et à bouchons en conduites, *Revue de l’I.F.P.*, Vol. 38, No. 2. p 789-801

FABRE, J., PERESSON, L., CORTEVLLIE, J. et al. 1990. Severe Slugging in Pipeline/Riser Systems. *SPE Prod Eng* 5(3): p.299–305. SPE-16846-PA.

FOSSA, M., GUGLIELMINI, G., MARCHITTO, A., 2003. Intermittent flow parameters from void fraction analysis, *Flow Meas. Instrum.* 14, p. 161-168.

G

GOVIER, G.W. and AZIZ, K. (1972). *The flow of complex mixtures in pipes*, Van Nostrand Reinhold, New York, (4)503. P.602-623

GUEYFFIER, D., Li, J., NADIM, A., Scardovelli, R., & Zaleski, S. (1999). Volume-of-fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows. *Journal of Computational Physics*, 152(2), p.423-456.

GREGORY, G.A., SCOTT, D.A., 1969. Correlation of liquid slug velocity and frequency in horizontal cocurrent gas–liquid slug flow. *AIChE J.* 42, p. 901–907.

GREGORY G. A., NICHOLSON M. K. and Aziz K. 1978. Correlation of the liquid volume fraction in the slug for horizontal gas-liquid slug flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 4, p. 33-39.

GRESKOVICH, E. J., & SHRIER, A. L. (1972). Slug frequency in horizontal gas-liquid slug flow. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 11(2), p.317-318.

H

HIRT, C. W., & NICHOLS, B. D. (1981). Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics*, 39(1), p.201-225.

HILL, T. J., & WOOD, D. G. (1990). A new approach to the prediction of slug frequency. In 65th Annual Technical Conference and Exhibition of SPE, September p. 23-26.

HILL, T. J., & WOOD, D. G. (1994). Slug flow: Occurrence, consequences, and prediction (No. CONF-940879--). Society of Petroleum Engineers, Richardson, TX (United States)

HEWITT, G., & ROBERTS, D. (1969). Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography. *Chemical Engineering Division*, p.1-26

HAZEM, K. & Yi, C. & LIYUN, L. (2012). Gas Injection for hydrodynamic slug Control. *International Federation Of automatic control*. p116- 121.

HEWITT, G. F. (1982). Burnout. *Handbook of Multiphase Systems*, 1, p.1115-1129.

HEYWOOD, N. I., & RICHARDSON, J. F. (1979). Slug flow of air—water mixtures in a horizontal pipe: Determination of liquid holdup by γ -ray absorption. *Chemical Engineering Science*, 34(1), p.17-30

I

ISHII, M.. *Thermo-fluid Dynamic Theory of Two-phase Flow*. Paris: Eyrolles. 1975. P15-39

J

JEPSON, W.P. and TAYLOR, R.E., 1993. Slug Flow and its transitions in large-diameter horizontal pipe, *Int. J. of Multiphase Flow*, Vol. 19, No.3, p. 411-420.

JEPSON, W. P., and KOUBA, G. E.. 1987, "The Flow of Slugs in Horizontal, Two Phase Pipeline," *Pipeline Engineering Symposium*, p. 37. (cité par Jepson and Taylor 1993)

JANSEN, F. E., & SHOHAM, O., and TAITEL, Y (1994). The elimination of severe slugging – experiments And Modeling .*International Multiphase Flow*, Vol.22, No.6, p,1055-1072

K

KOSTERIN, S. I. (1949). An investigation of the influence of the diameter and inclination of a tube on the hydraulic resistance and flow structure of gas-liquid mixtures. *Izvest. Akad. Nauk. SSSR, Otdel Tekh Nauk*, 12, p.1824-1830.

KIM, D., & GHAJAR, A. J. (2002). Heat transfer measurements and correlations for air–water flow of different flow patterns in a horizontal pipe. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 25(8), p.659-676.

KORDYBAN, E. S. (1961). A flow model for two-phase slug flow in horizontal tubes. *Journal of Fluids Engineering*, 83(4), p.613-618.

L

LIN, P. Y., & HANRATTY, T. J. (1987a). Detection of slug flow from pressure measurements. *International journal of multiphase flow*, 13(1), p.13-21.

LIN, P. Y., & HANRATTY, T. J. (1987b). Effect of pipe diameter on flow patterns for air-water flow in horizontal pipes. *International journal of multiphase flow*, 13(4), p.549-563.

LIN, W., & YUXING, L, &CHANG, L et al. (2016). Modeling and experiments Of sever slugging in riser system. Chinese, journal of engineering. Article ID 4586853, 8 pages

M

MANDHANE, J. M., GREGORY, G. A., & AZIZ, K. (1974). A flow pattern map for gas—liquid flow in horizontal pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, 1(4), p.537-553.

MALEKZADEH, R., HENKES, R. and MUDDE, R. (2012), "Severe slugging in a long pipeline–riser system: experiments and predictions", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 46, pp. 9-21.

MANOLIS, I., MENDES-TATSIS, M., HEWITT, G., 1995. The effect of pressure on slug frequency on two-phase horizontal flow. Presented at the 2nd International Conference on Multiphase Flow, Kyoto, Japan (cité par El safran 2009)

MALNES D., (1982) “Slug flow in vertical, horizontal and inclined pipes”. Report IFE/KR/E-83/002, V. Inst. for Energy technology, Kjeller, Norway.

N

NICHOLSON, M.K., AZIZ, K., GREGORY, G.A., 1978. Intermittent two phase flow in horizontal pipes: predictive models. *Can. J. Chem. Eng.* 56, p.653–663.

NYDAL, O.J., PINTUS, S., ANDREUSSI, P., 1992. Statistical characterization of slug flow in horizontal pipes. *Int. J. Multiphase Flow* 18, p. 439–453.

O

OKEREKE, N.U., 2012-2015, Numerical prediction and mitigation of slugging Problems in deepwater pipeline-rise systems p.30-49

OZAWA, M., AKAGAWA, K., & SAKAGUCHI, T. (1989). Flow instabilities in parallel-channel flow systems of gas-liquid two-phase mixtures. *International Journal of Multiphase Flow*, 15(4), p.639-657.

P

POTS, B. F., BROMILOW, I. G. and KONIJN, M. J. (1987), "Severe slug flow in offshore flowline/riser systems", *SPE Production Engineering*, vol. 2, no. 04, p. 319-324.

R

ROGERO, E.C. (2010). Experimental investigation of developing plug and slug flow. Thèse de doctorat. Universität München. p.203-258

ROBERTS, D.N. (1969) "Studies of two-phase patterns by simultaneous xray and flash photography." UKAEA Report AERE M2159.

S

SANCHIS, A., JOHNSON, G. W., & JENSEN, A. (2011). The formation of hydrodynamic slugs by the interaction of waves in gas-liquid two-phase pipe flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 37(4), p.358-368.

SCHMIDT, Z., BRILL, J. P. and BEGGS, H. D. (1980), "Experimental study of severe slugging in a two-phase-flow pipeline-riser pipe system", *Society of Petroleum Engineers Journal*, vol. 20, no. 05, p. 407-414.

SCHMIDT, Z., DOTY, D. R. and DUTTA-ROY, K. (1985), "Severe slugging in offshore pipeline riserpipe systems", *Society of Petroleum Engineers Journal*, vol. 25, no. 01, p. 27-38.

SALHI, Y., SI-AHMED, E.K., Legrand, J. and Degrez, G. (2010.a). Stability analysis of inclined stratified two-phase gas-liquid flow. *Nuclear Engineering and Design*, vol. 240, p.1083-1096.

SALHI, Y.(2010.b). Contributions théorique et expérimentale à l'étude des phénomènes de transition d'un écoulement stratifié à l'écoulement poche/bouchon dans une conduite horizontale en présence de singularité. Thèse de Doctorat, U.S.T.H.B.p.105-143

SPEDDING, P. L., & NGUYEN, V. T. (1980). Regime maps for air water two phase flow. *Chemical Engineering Science*, 35(4), p.779-793.

SPEDDING, P. L., & SPENCE, D. R. (1993). Flow regimes in two-phase gas-liquid flow. *International journal of multiphase flow*, 19(2), p.245-280.

SCHMIDT, Z., BRILL, J. and BEGGS, H. (1979), "Choking can eliminate severe pipeline slugging", *Oil & Gas Journal*, vol. 77, no. 46, p. 230-248.

SCHMIDT, Z. (1977), "Experimental study of two-phase slug flow in a pipeline-riser system", The University of Tulsa,

T

TAITEL, Y., & DUKLER, A. E. (1976). A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal*, 22(1), p.47-55.

TRALLERO, J. L. (1995). Oil-water flow patterns in horizontal pipes. University of Tulsa Fluid Flow Projects.

TRONCONI, E., 1990. Prediction of slug frequency in horizontal two-phase slug flow. *AIChE J.* vol. 36, p.701-709.

TAITEL, Y., & BARNEA, D. (1990). A consistent approach for calculating pressure drop in inclined slug flow. *Chemical engineering science*, 45(5), p.1199-1206.

TAITEL, Y., BARNEA, D., DUKLER, A.E., (1980) "Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes." *Am. Inst. Chem. Eng. J.* 26, p.345-354. Hewitt, G.F., and

TAITEL, Y., BORNEA, D., & DUKLER, A. (1980). Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. *AIChE*, p.345-354.

TRONIEWSKI, L., & ULBRICH, R. (1984). Two-phase gas-liquid flow in rectangular channels. *Chemical engineering science*, 39(4), p.751-765.

TAITEL, Y., BARNEA, D., DUKLER, A.E., (1980) “Modelling flow pattern transitions for steady upward gas–liquid flow in vertical tubes.” Am. Inst. Chem. Eng. J. 26, p.345–354.

V

VAN SAINT ANNALAND, M., DEEN., N.G. and KUIPERS .,J.A.M.(2005). Numerical simulation of gas bubbles behavior using a three –dimensional Volume of Fluid method. Chemical Engineering Science, 60:p.2999-3011

W

WOODS, B.D., FAN, Z., HANRATTY, T.J., 2006. Frequency and development of slugs in a horizontal pipe at large liquid flows. Int. J. of Multiphase Flow, Vol. 32, pp. 902–925.

WEISMAN, J., DUNCAN, D., GIBSON, J., & CRAWFORD, T. (1979). Effects of fluid properties and pipe diameter on two-phase flow patterns in horizontal lines. International Journal of Multiphase Flow, 5(6), p.437-462.

Z

ZABARAS, G., 2000. Prediction of slug frequency for gas/liquid flows. SPE 65093. SPE J. 5 (3).p633-642