



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de L'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Saad Dahlab Blida

Faculté De Science

Département : Génie Mécanique

Mémoire

En vue de l'obtention du diplôme de master en

Génie Mécanique

Option : Ingénierie Thermique et Solaire

Présenté par :

Mr. Messilem Kamel-Eddine

Sur le Thème :

Simulation numérique du comportement hydrodynamique d'un écoulement diphasique gaz-liquide à travers un orifice dans une conduite verticale.

Proposé par : Mr. Pr AZZI Abdelwahid (U.S.T.H.B)

Le promoteur : Pr. BENKHEDA Younes

Le co- promoteur: Mr. KADI Rabah

Juin 2016

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer toute ma gratitude envers Mr. BENKHEDA.Y, Professeur à la Faculté de Génie Mécanique de L'USDB, qui m'a initié à la physique des écoulements diphasiques et d'avoir dirigé mes travaux tout au long de ce PFE. Je remercie également Mr KADI Rabah Docteur et Chercheur au CRNB qui m'a aidé avec professionnalisme.

Je tiens aussi a remercié Mr. Azzi Abdelwahid, professeur à la faculté de génie mécanique et génie de procédés de l'USTHB de m'avoir proposés ce sujet intéressant et pour sa disponibilité.

Mes remerciements les plus sincères vont aussi à Mr. M.Roudane, Docteur à la Faculté de Génie Mécanique de l'USDB dont j'ai pu, au cours de l'année théorique, apprécier non seulement sa compétence scientifique mais aussi et surtout ses qualités humaines. Je le remercie encore une fois pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence du jury de ce Mémoire.

Mes vifs remerciements vont à Mr. K.Grine, Professeur à la Faculté de Génie Mécanique de l'USDB d'avoir accepté de juger ce travail, je suis très honoré de sa présence dans le jury de ce Mémoire.

Nos remerciements s'adressent aussi à tous les enseignants du département de Génie Mécanique de l'USDB.

Je remercie très vivement la direction générale du CRNB et plus particulièrement Messieurs A. Kerris Directeur Général, A. Benazza Secrétaire Général et D. Krizou Chef département de formation et d'information scientifique du CRNB d'avoir mis à ma disposition tous les moyens pour réaliser mon PFE.

Kamel-eddine Messilem

Sommaire	i
Liste des tableaux	iv
Liste des figures	v
Liste des symboles	vi
Liste des indices	viii
Liste des symboles grecs	ix
Résumé	x

Sommaire

Introduction et objectif	1
Chapitre I : Revue Bibliographique	5
I .Introduction.....	6
I.1. Ecoulement monophasique à travers les orifices	6
I.2. Écoulement diphasique à travers des orifices	7
I.2.1. Le modèle homogène [8]	7
I.2.2. Le modèle Lockhart et Martinelli (1949) [15].....	8
I.2.3. Le modèle de Chisholm (1983) [6].....	9
I.2.4. Modèle de Simpson & al. (1983) [22]	9
I.2.5. Le modèle de Morris & al. (1985) [19].....	10
I.2.6. Modèle de Watson & al. [27].....	11
I.2.7. Modèle de Collins et Gacesa [7].....	11
I.2.8. Modèle de James [11]	11
I.2.9. Modèle de E.Grattan [9]	11
I.2.10. Modèle de Saadawi & al [1]	13
I.3. Les données expérimentales : [17].....	14
Chapitre II : Généralités sur les écoulements diphasiques	15
II .Introduction	16
II .1Principes de base des écoulements diphasiques.....	16
II .1.1 Débit massique.....	16
II .1.2 Débit volumique.....	16
II .1.3 Flux massique	17

II .1.4 Titre massique	17
II .1.5 Vitesses locales	17
II .1.6 Taux de vide (fraction du gaz)	18
II .1.7 Vitesses superficielles	18
II .1.8 Masse volumique du mélange diphasique	19
II .2. Configurations des d'écoulements diphasiques (gaz-liquide).....	20
II .2.1 Configurations des écoulements diphasiques dans les conduites horizontales.....	20
II .2.2 Configuration des écoulements diphasiques dans les conduites verticales [2].....	23
II .3 Cartes de régime d'écoulement	25
II .3.1 Cartes des écoulements des modèles bien connus	25
Conclusion.....	27

Chapitre III : Etude théorique des écoulements diphasique.....28

III .Introduction	29
III.1 Equations générales d'un écoulement diphasique.....	29
III.1.1 Conservation de la masse	30
III.1.2 Conservation de quantité de mouvement.....	31
III.1.3 Conservation de l'énergie	32
III.2 Utilisation des équations de conservation pour l'évaluation du gradient de pression	34
III.2.1. Equation de quantité de mouvement	34
III.2.2. Equation de l'énergie	34
III.3 Les principaux modèles actuels.....	34
III.3.1 Modèle homogène	34
III.3.2 Modèle de glissement	36
III.4 Hydrodynamique des écoulements diphasiques.....	37
III.4.1. Modèle homogène	38
III.4.1.1. Perte de charge par accélération.....	38
III.4.1.2. Perte de charge par gravité.....	39
III.4.1.3. Perte de charge par frottement	39
III.4.2. Modèle de glissement.	41
III.4.2.1. Perte de charge par accélération.....	41
III.4.2.2. Perte de charge par élévation	41
III.4.2.3. Perte de charge par frottement	41
III.4.3. Méthodes de calcul de la perte de charge	42

III.4.3.1. Perte de charge par frottement	42
III.4.3.2. Perte de charge par accélération.....	50
III.4.3.3. Perte de charge par élévation	50
III.4.4 Perte de charge à travers les orifices.....	51
III.4.4.1 Définition de l'orifice.....	51
III.4.4.2 Classification des orifices [10].....	51
III.4.4.3 Utilisation et application de l'orifice	52
III.4.4.4 L'écoulement à travers l'orifice.....	52
III.4.4.5 Détermination de la perte de pression monophasique	54
III.4.4.6 Détermination de la perte de pression diphasique	55
III.5 Les modèles théoriques des écoulements diphasiques.....	56
III.5.1 Modèles multiphasique [26]	56
III.5.1.1 Phase-Average Mixture Models.....	56
III.5.1.2 Ensemble-averaged N-phase flow [26].....	59
III.5.1.3 Modèle de Tomiyama [24].....	60
III.5.2 Modèles de turbulence.....	61
III.5.2.1 Modèles de turbulence de type RANS [20]	61
III.6 Méthodes de calcul du taux de vide [29].....	64
Conclusion.....	64

Chapitre 4: Etapes et processus de simulation.....65

IV.1.La mécanique des fluides numérique (CFD)	66
IV.2. Présentation du code de calcul	66
IV.3. Méthode numérique et résolution (simulation).....	67
IV.3.1.Etape1 Préprocesseur (Pré-processing).....	67
IV.3.2.Description du problème	67
IV.3.3.Géométrie.....	68
IV.3.4 Géométrie des orifices	69
IV.3.5.Maillage	70
IV.3.6 Spécifications de l'écoulement	72
IV.3.6.1.Propriétés des fluides	72
IV.3.6.2.Conditions aux limites	73
IV.3.6.3. Les propriétés d'écoulement	74
IV.3.6.4 Modèles physiques	75

IV. 3.6.5 paramètres de simulation	76
IV.3.6.6. management sortie	78
IV.4 Etape 2 : La solution (Solver)	80
IV.4.1 Conditions initiales	80
IV.4.2 Schéma de discrétisation	81
IV.5 Etape 3 : Post-processeur (Post-processing)	81
IV.6 Les fonctions UDFs	81
IV.7 Temps CPU	82
Chapitre 5: Résultats et interprétation.....	83
V.1. Visualisation des résultats de simulation.....	84
V.1.1.L'écoulement à bulles.....	84
V.2.Evolution de la pression statique le long de la conduite	85
V.2.1.L'écoulement à bulles.....	85
V. 3 Variation temporelle de la pression dans la conduite.....	90
Conclusion et perspectives	92
Références Bibliographiques.....	94
ANNEXE.....	97

LISTE DES TABLEAUX

Tableau III.1. Le facteur multiplicateur en fonction du titre et de la pression (Modèle homogène).....	40
Tableau III.2. Valeurs des différents facteurs du modèle séparée (Thom 1964).....	48
Tableau III.3: Application des orifices au différent fluide.....	52
Tableau IV.1: géométrie d'orifice utilisé dans la simulation.....	69
Tableau IV.2: les propriétés physique de l'air et de l'eau.....	72
Tableau IV. 3: vitesses superficielles et taux de vide pour l'écoulement.....	73
Tableau IV.4: Adaptive time-stepping.....	77
Tableau V.1: Positionnement des points de mesure le long de la conduite pour l'obtention du signal temporelle de la pression.....	90

LISTE DES FIGURES

Figure II.1:régime d'écoulements gaz-liquide Co-courants en conduite horizontale [2].....	21
Figure II.2 : Régimes d'écoulement vertical ascendant en gaz-liquide. [2].....	23
Figure II.3 : topologie du régime d'écoulement horizontal montrant les modèles de transition de Mandhane& al. (1974) et Taitel& al. (1976) [5].....	26
Figure II.4 : Carte du régime d'écoulement ascendant verticale montrant les modèles de transition de Taitel& al. (1980) et Mishima& Ishii (1984) [18].....	26
Figure III.1 : Simple modèle pour un écoulement diphasique dans un canal incliné.....	30
Figure III.2 : Facteur multiplicateur en fonction de pression et du titre Martinelli-Nelson (1948).....	45
Figure III.3 : Facteur multiplicateur en fonction du titre et de pression Martinelli-Nelson (1948).....	45
Figure III.4: Multiplicateur r^2 en fonction du titre et de pression Martinelli-Nelson (1948)...	46
Figure.III.5 : Facteur multiplicateur en fonction du titre et de l'indice de propriétés physique Baroczy (1965).....	47
Figure.III.6 : Facteur de correction en fonction du titre et de l'indice de propriétés physiques Baroczy (1965).....	49
Figure.III.7 : Fraction de vide en fonction du titre et de pression Martinelli-Nelson (1948).....	50
Figure III.8 : différent type d'orifice.....	51
Figure III.9: Schéma montrant la chute de pression à travers l'orifice.....	53
Figure III.10 : L'évolution de la pression statique le long d'une conduite contenant un orifice	54
Figure IV.1 : Géométrie de la conduite.....	69
Figure IV.2 : principe de la technologie IST.....	70
Figure IV.3 : Geometrie de la conduite avec maillage 2D	71
Figure IV.4 : Vue transversal du maillage généré le long de la conduite	71
Figure IV.5 :Maillage au voisinage de l'orifice.....	72
Figure IV.6 : Condition limite poser dans pour la simulation	73
Figure IV.7 : paramètres de simulation	78
Figure IV.8 : Paramètre de sortie utilisé dans la simulation.....	79

Figure IV.9 : Variables de sortie de la simulation	80
Figure IV.10 : Déroulement du calcul dans le code TransAT.....	82
Figure V.1 : Visualisation de l'écoulement à bulles le long de la conduite et à travers l'orifice	84
Figure V.2 : L'évolution de la pression statique le long de la conduite à travers l'orifice pour l'écoulement à bulles.....	85
Figure V.3 : L'évolution de la vitesse le long de la conduite et à travers l'orifice pour l'écoulement à bulles.....	86
Figure V.4 : L'évolution de la vitesse avant et après l'orifice	87
Figure V.5 : L'évolution de la pression le long de la conduite et à travers l'orifice pour l'écoulement à bulles.....	87
Figure V.6: [(a) variation de taux de liquidité, (b) variation de taux de vide] au niveau de la conduite pour l'écoulement à bulles.....	88
Figure V.7 : Variation de taux vide au voisinage de l'orifice $y=4,324$	88
Figure V.8 : Variation de la vitesse locale le long de la conduite	89
Figure V.9 : Le modèle de Drift-flux dans une conduite verticale à travers un orifice (l'écoulement à bulle).....	89
Figure V.10 : L'Evolution de la pression en fonction du temps pour l'écoulement à bulles à travers l'orifice.....	91

Liste des symboles

Symboles	Descriptions	Unités
A	La section droite de la conduite	m^2
A_L	La section de la conduite qui est occupée par le liquide	m^2
A_g	La section de la conduite qui est occupée par le gaz	m^2
D	Le diamètre de la conduite	m
E	L'énergie massique interne	J/Kg
fLo	Facteur de frottement monophasique du liquide	-
fgo	Facteur de frottement monophasique du gaz	-
fko	Facteur de frottement monophasique de la phase k	-
fTP	Facteur de frottement diphasique	-

g	La gravité	m/s^2
G	la vitesse massique	Kg/m^2s
i_k	Enthalpie de la phase k	J/Kg
l_ε	La longueur d'entrée	m
M_L	Débit massique du liquide	Kg/s
M_g	Débit massique du gaz	Kg/s
M_k	Débit massique de la phase k	Kg/s
P	La pression	bar
u	La vitesse	m/s
u_{LS}	La vitesse superficielle du liquide	m/s
U_L	Vitesse moyenne du liquide (vitesse local)	m/s
U_g	Vitesse moyenne du gaz (vitesse local)	m/s
\dot{M}	Débit massique	Kg/s
\dot{M}_L	Débit massique liquide	Kg/s
\dot{M}_g	Débit massique gaz	Kg/s
\dot{m}_L	Flux massique du liquide et du gaz	Kg/m^2s
\dot{m}_g	Flux massique du liquide et du gaz	Kg/m^2s
\dot{m}	La vitesse massique	Kg/m^2s
u_{gs}	La vitesse superficielle du gaz	m/s
u_m	La vitesse superficielle du mélange (modèle homogène)	m/s
u_k	La vitesse de la phase k	m/s
q_{wl}	Le flux thermique transféré au fluide par unité de longueur	W/m^2
v_L	Le volume spécifique du liquide	m^3/Kg
v_g	Le volume spécifique du gaz	m^3/Kg
v_{Lg}	La différence du volume spécifique	m^3/Kg
v_m	Le volume spécifique moyen du modèle homogène	m^3/Kg
x	Le titre thermodynamique	- %
p_{Lw}	Le périmètre de contact entre le liquide et la paroi	m
p_{gw}	Le périmètre de contact entre le gaz et la paroi	m
p_{kw}	Le périmètre de contact entre la phase k et les parois	m
A_1	Paramètre de l'équation du multiplicateur diphasique	-
A_2	Paramètre de l'équation du multiplicateur diphasique	-
\dot{M}_{TP}	Débit massique total (diphasique)	-
V_L	Le volume du liquide	m^3

V	Le volume du gaz	m^3
V_g	Le volume global	m^3
α	Taux de vide	-
α_k	La moyenne temporelle de la fonction de vide de la phase k	-
α_g	La fraction de volume de gaz	-
e	Epaisseur de l'orifice	m
d	Diamètre de l'orifice	m
A_3	Paramètre de l'équation du multiplicateur diphasique	-
A_t	La section interne de la canalisation.	m
Q_v	Débit volumique	Kg/ m^3
ΔP	La pression différentielle entre l'amont et l'aval.	Pa
U	La vitesse moyenne d'écoulement d'entrée	m/s
V_e	volume spécifique effective	m^3/Kg
C_D	Est le coefficient de traînée.	
R_b	Le rayon de la bulle.	m
V^m	La vitesse du mélange	m/s
S_α	Représente les termes de source dans la fraction de volume	
S_{mom}	Équations de quantité de mouvement	-

Liste des indices

Symboles	Descriptions
L	Le liquide
g	Le gaz
k	Numéro de la phase (la phase k)
Lo	Liquide seulement (liquid only)
Tp	Deux phases (two phase) Modèle homogène
m	Modèle homogène

Liste des symboles Grecs

Symboles	Descriptions	Unités
μ	Viscosité dynamique du fluide	Ns/m ²
μ_L	Viscosité dynamique du liquide	Ns/m ²
μ_g	Viscosité dynamique du gaz	Ns/m ²
μ_{Lg}	Différence de viscosité entre la phase liquide et gazeuse	Ns/m ²
μ_m	Viscosité dynamique moyenne du modèle homogène	Ns/m ²
ρ	La masse volumique	Kg/m ³
ρ_L	Masse volumique du liquide	Kg/m ³
ρ_g	Masse volumique du gaz	Kg/m ³
ρ_m	La masse volumique moyenne du modèle homogène	Kg/m ³
ρ_k	La masse volumique de la phase k	Kg/m ³
ε_L	L'énergie interne de la phase liquide	J/Kg
ε_g	L'énergie interne de la phase gazeuse	J/Kg
ε_k	L'énergie interne de la phase k	J/Kg
σ	La tension superficielle	N/m
τ_w	Contrainte de cisaillement de la paroi	N/m ²
Γ_L	Taux de génération massique de la phase liquide	Kg/ms
Γ_g	Taux de génération massique de la phase gazeuse	Kg/ms
Γ_k	Taux de génération massique de la phase k	Kg/ms
θ	L'angle d'inclinaison du tube	degrés [°]
\emptyset	Flux de la chaleur surfacique	W/m ²
\emptyset_{Lg}	Flux de la chaleur entre la phase liquide et gazeuse	W/m ²
\emptyset_{wk}	Flux de la chaleur entre la paroi et la phase k	W/m ²
ϕ^2_{Lo}	Facteur multiplicateur diphasique	-
Ω	Facteur de correction dans la corrélation de Baroczy	-

Résumé

La chute de pression de l'écoulement diphasique à travers des singularités telles que des orifices a été étudiée par simulation CFD utilisant le code commercial TransAT. L'étude se réfère à des écoulements verticaux ascendants air-eau en une conduite de 6 m de long ayant un diamètre de 34 mm. Ces simulations numériques ont été effectuées pour des vitesses superficielles de gaz u_{gs} et de liquide u_{Ls} définies afin de comprendre les différentes variations de pression pour deux modèles d'écoulements diphasique ; l'écoulement à bulles (Bubbly flow).

Abstract

The flow pressure drop through two phase singularities such as holes was studied by CFD simulation using the commercial code Transat. The study refers to the vertical water-air flows upward into a pipe 6 m long with a diameter of 34 mm. These simulations were performed for surface speeds of u_{gs} gas and liquid u_{Ls} defined to understand the different pressure variations for both modeled for two-phase flow; bubble flow (Bubbly flow)

ملخص

تمت دراسة انخفاض ضغط التدفق ثنائي الطور بطريقة المحاكاة باستخدام برنامج تران سات. وتشير هذه الدراسة إلى التدفقات العمودية التصاعدية للماء والهواء في أنبوب يبلغ طوله 6 م بقطر 34 ملم. وقد أجريت المحاكات لسرعات سطحية غازية وسائلة محددة من أجل فهم الأشكال المختلفة للضغط لهذين النوعين من التدفق ثنائي الطور تدفق بفقاعات.

Introduction et objectif

Introduction et objectif

Sans l'industrie, qu'elle soit pétrochimique, nucléaire ou autre, la recherche scientifique ne peut guère survivre. De ce fait une large part des progrès effectués ces dernières années dans les méthodes de prédiction de l'ingénierie fluide s'est concentrée dans le vaste domaine des écoulements appelés multiphasiques. Vu la complexité de ces écoulements et la nécessité d'élucider leurs mécanismes physiques, ainsi que les modèles mathématiques qui les gouvernent, ils ont fait l'objet d'une abondante littérature où plusieurs relations empiriques et semi-empiriques basées sur des études expérimentales ont été largement étudiées. Néanmoins, la très grande majorité de ces études concerne l'hydrodynamique des écoulements en conduite droite, horizontale ou verticale munie de singularité (élargissement ou rétrécissement brusque, coude, vanne et orifice).

Le travail de recherche objet de ce mémoire est motivé par le besoin de mieux comprendre le comportement hydrodynamique des écoulements diphasiques à travers des orifices dans des conduites verticale.

Les colonnes montantes sont souvent utilisées dans l'industrie pétrolière et gazière, elles consistent à transférer les produits bruts du réservoir aux équipements d'exploitation,

La prédiction des performances hydrodynamiques internes de ces systèmes de conduites est d'une importance vitale et doit être déterminée à l'avance, et de manière précise. L'utilisation des colonnes montantes n'est pas seulement limitée à l'industrie du pétrole et du gaz mais, elle est également pertinente pour l'industrie nucléaire.

Dans l'industrie nucléaire, ces conduites sont utilisées soit dans le réseau de systèmes de fonctionnement normal ou dans les systèmes de sécurité. Elles servent à injecter du liquide de refroidissement dans le réacteur ou dans les systèmes d'évacuation de la chaleur en refroidissant le fluide chaud provenant du cœur du réacteur.

L'analyse de l'influence de la singularité sur les pertes de pression n'a donné lieu par contre qu'à peu de travaux, en dépit de l'intérêt pratique évident des informations que l'on peut en tirer, qu'il s'agisse de la présence d'un coude, d'un orifice, d'un élargissement ou de rétrécissement dans des circuits parcourus par de tels écoulements. Ces singularités, et plus particulièrement les orifices, provoquent un changement de configuration de l'écoulement par une modification de la répartition des deux phases au sein de la conduite, et donnent des pertes de pression plus grandes que celles des conduites droites avec une même longueur et un même diamètre. Ainsi, les contraintes actuelles, tant industrielles qu'économiques, forcent les scientifiques à étudier le phénomène de perte de pression à travers les singularités dans un but d'optimisation.

Introduction et objectif

L'objectif de ce travail est par ailleurs, d'élargir davantage le spectre de la connaissance fondamentale relative au comportement hydrodynamique des écoulements verticaux, à travers :

- l'investigation des données des configurations d'écoulement dans une conduite verticale.
- la mise en œuvre d'une recherche sur les effets des orifices sur le comportement hydrodynamique des écoulements diphasiques.
- la Comparaison des résultats de simulation avec d'autres études disponibles dans la littérature.

Notre travail concerne la simulation numérique CFD (par le code commercial TransAT) d'un écoulement diphasique vertical à travers un orifice.

Après une introduction générale, le présent mémoire se compose de cinq chapitres principaux.

Le premier, nous présentons une étude bibliographique sur les principaux travaux réalisés dans le cadre des écoulements diphasiques liquide-gaz dans les conduites droites munies d'orifices.

Ainsi nous dresserons un état des lieux des études menées sur la prédiction de perte de pression à travers l'orifice dans un écoulement diphasique (gaz-liquide). Une synthèse des résultats des différents travaux effectués sur la perte de pression à travers les orifices et les vannes nous permettra de comparer des corrélations en fonction des paramètres intervenant dans l'écoulement (géométrie de l'orifice, titre massique, débit), afin d'opter pour celles qui nous semblent avoir donné les meilleurs résultats.

Le deuxième chapitre est consacré aux généralités sur les écoulements diphasiques, où nous nous limitons exclusivement aux écoulements diphasiques gaz-liquide et nous verrons ensuite les différents régimes d'écoulements diphasiques (définition des paramètres, configuration d'écoulement).

Le troisième chapitre consiste en une étude théorique des écoulements diphasiques organisée en deux parties. Dans la première partie nous présentons les équations décrivant les écoulements diphasiques gaz-liquide, et dans la seconde les principaux modèles décrivant les écoulements diphasiques gaz-liquide et leurs dynamiques dont nous passerons en revue les différents modèles utilisés pour la prédiction de la perte de pression diphasique.

Introduction et objectif

Le quatrième chapitre consiste en une présentation des étapes et processus de simulation.

Le cinquième chapitre est consacré à la présentation des résultats de simulation où une comparaison de ces résultats obtenus avec ceux de l'expérimentation disponible au niveau du LTPMP (Laboratoire des Transports Polyphasiques et Milieux Poreux) de la Faculté de Génie Mécanique et Génie des Procédés de l'USTHB.

En fin une conclusion générale et des recommandations.

Chapitre I

Revue Bibliographique

I .Introduction

Les industries du pétrole et du gaz ont des problèmes diphasiques et multiphasiques associés à la récupération des hydrocarbures. A titre d'exemple, le pétrole, le gaz, l'eau et autres mélanges peuvent devenir émulsionnés dans les sections des conduites montantes, comme un résultat de la turbulence produite par la phase gazeuse en expansion. Le traitement du mélange émulsionné nécessite des installations de séparation coûteuses. Cependant ces opérations de séparation peuvent être réalisées par pompage de gaz et d'hydrocarbures.

Alors, la conception de ces conduites et des équipements de manutention nécessite la prédiction exacte de la chute de pression. Dans le passé, ces informations n'étaient pas disponibles et tous les concepteurs ont dû s'appuyer fortement sur le jugement dans le dimensionnement de ces installations. Inévitablement, cette approche a conduit à des conceptions coûteuses et inacceptables. Donc, la détermination de la chute de pression diphasique dans les conduites et les accessoires associés est une exigence importante de conception dans les industries du pétrole, des centrales de puissance et les processus chimiques. Malheureusement, il y a un manque important de données expérimentales.

Le but de ce chapitre est de collecter et de synthétiser les résultats des différents travaux effectués sur la perte de pression à travers les orifices et les vannes des écoulements diphasiques.

I.1. Ecoulement monophasique à travers les orifices

Il existe dans la littérature des corrélations pour les écoulements monophasiques à travers les orifices, ces modèles sont fortement liés à la géométrie des orifices, alors la perte de pression peut être obtenue à partir de :

$$\Delta P = C_k \frac{1}{2} \rho_L U_L^2 \quad (I.1)$$

Où C_k est le coefficient de perte de pression qui dépend de la géométrie de l'orifice et de la conduite.

ρ_L , U_L sont respectivement la masse volumique et la vitesse du liquide.

Dans un écoulement monophasique, l'orifice provoque une convergence des lignes de courant qui permet d'accélérer le fluide, ce qui réduit la pression et forme une veine contractée

I. Revue Bibliographique

en aval de l'orifice. Lorsque la longueur de l'orifice est inférieure à la zone d'expansion, l'orifice est appelé " mince ", quand la zone d'expansion est plus courte que la longueur de l'orifice, l'orifice est appelé " épais".

I.2. Écoulement diphasique à travers des orifices

Pour estimer les pertes de pression des écoulements diphasique, il est plus pratique d'appliquer un facteur de correction de la chute de pression calculée pour l'écoulement monophasique.

Il est possible, par exemple, d'adopter le même concept que le multiplicateur de la chute de pression par frottement qui est utilisé pour prédire les pertes de pression dans les conduites.

Les pertes de pression de l'écoulement diphasique, ΔP_{tp} est lié à la différence de pression réelle pour l'écoulement du liquide seul par l'intermédiaire du multiplicateur φ_{Lo}^2 et la chute de pression par frottement ΔP_{Lo} :

$$\Delta P_{tp} = \Delta P_{Lo} \varphi_{Lo}^2 \quad (I.2)$$

Un certain nombre de modèles a été mis au point pour prédire le multiplicateur de perte de pression diphasique pour une variété d'écoulement diphasique et ils sont examinés dans ce qui suit.

I.2.1. Le modèle homogène [8]

Le modèle homogène suppose que les deux phases soient de telle sorte qu'elles peuvent être représentées par un fluide monophasique ayant des propriétés dérivées à partir des deux phases.

Les hypothèses inhérentes à ce modèle sont:

L'équilibre thermodynamique a été établi entre les deux phases. Avec le modèle homogène, les équations mécaniques du monophasique sont écrites en utilisant les propriétés des fluides moyennées ρ_m , μ_m , u_m .

Le modèle homogène traite l'écoulement diphasique (gaz-liquide) tout en supposant qu'il n'y a aucun glissement entre les phases. Le multiplicateur de perte de pression diphasique est exprimé de la manière suivante:

$$\Delta P_{Lo} = K_V \frac{G^2}{2\rho_m}$$
$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L}$$

I. Revue Bibliographique

$$\varphi_{LO}^2 = \frac{\rho_L}{\rho_G} x + (1 - x) \quad (I.3)$$

Où x est le titre massique du gaz.

Les indices g et L représentent la phase gazeuse et la phase liquide, respectivement, ρ est la masse volumique de la phase.

Remarquons que φ_{LO}^2 en fonction de $[1 + x \{(\frac{\rho_L}{\rho_G}) - 1\}]$ représente une corrélation des données expérimentales d'une manière linéaire.

En outre, de la condition au limite $\varphi_{LO}^2 = 1$ à $x = 1$, l'équation (I.3) peut être représentée par une droite de pente de 45° et qui passe par le point de coordonnées (1, 1).

Alors le modèle homogène suppose un facteur de glissement égal à 1.

Avec des mélanges de vapeur / eau à haute pression, le rapport des densités des phases $\frac{\rho_L}{\rho_G}$ est inférieur à celui des mélanges air / eau à basse pression, et les effets des glissements seront moins importants. Cela pourrait expliquer, dans une certaine mesure, pourquoi la corrélation du modèle homogène représente bien les données vapeur/eau proposées par Andrews Tremblay mais les données air / eau seront mal représentées par ce modèle.

Ce modèle est généralement appliqué pour les vannes à diaphragme.

Avec la description de la viscosité homogène, bien que les différentes définitions aient été proposées par Owens et Dukler, le facteur de friction diphasique f_{tp} est obtenu à partir des courbes monophasiques et son remplacement par les propriétés du fluide dans les équations homogènes, c'est à dire pour un tube circulaire de diamètre D , ce qui donne:

$$\text{Gradient de pression due à la friction: } \frac{2f_{tp}G^2}{D\rho_h}$$

I.2.2. Le modèle Lockhart et Martinelli (1949) [15]

Ce modèle traite l'écoulement des deux phases séparément suivant l'approche de Lockhart Martinelli.

Le multiplicateur de perte de pression diphasique est exprimé comme suit:

$$\varphi_{LO}^2 = 1 + \frac{C_L}{X_P} + \frac{1}{X_P^2} \quad (I.4)$$

I. Revue Bibliographique

Où la valeur de C_L dépend du régime d'écoulement.

Le paramètre X_P est exprimé par :

$$X_P^2 = \frac{(dP/dZ)_L}{(dP/dZ)_G} \quad (I.5)$$

Avec :

$$\left(\frac{dP}{dZ}\right)_L = f_L \frac{2G^2(1-x)^2}{D\rho_L} \quad (I.6)$$

$$\left(\frac{dP}{dZ}\right)_G = f_G \frac{2G^2x^2}{D\rho_G} \quad (III.7)$$

Dans les expressions ci-dessus, f , ρ , x , G et D sont respectivement le facteur de friction de la phase, la masse volumique de la phase, le titre massique, le flux massique total et le diamètre de la conduite.

I.2.3. Le modèle de Chisholm (1983) [6]

Chisholm a développé l'expression suivante pour le facteur multiplicateur diphasique :

$$\varphi_{LO}^2 = 1 + \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} - 1\right) [B x (1-x) + x^2] \quad (I.8)$$

Où le paramètre B est fonction du taux de glissement, du rapport des surfaces d'écoulement, et du coefficient de contraction.

Pour les orifices minces, la valeur de B est de 0.5, tandis que pour les orifices épais il est de 1.5.

En ce qui concerne la chute de pression diphasique à travers des orifices, le modèle de Chisholm doit être utilisé bien que les prédictions peuvent être légèrement moins précises que le modèle de Simpson.

I.2.4. Modèle de Simpson & al. (1983) [22]

Dans ce modèle, le coefficient multiplicateur diphasique est exprimée par:

$$\varphi_{Lo}^2 = [1 + x(K - 1)][1 + x(K^5 - 1)] \quad (I.9)$$

$$K = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^y \quad (I.10)$$

I. Revue Bibliographique

Où l'exposant y varie de 0 (pour un écoulement homogène) à 0.5 (pour un facteur de glissement maximum).

Une valeur de 1/6 a été proposée par Simpson et al, tout en se basant sur les données expérimentales.

Les résultats de cette étude indiquent que pour les vannes à soupapes et à billes, le modèle proposé par Simpson et al donne de bonnes prédictions de la perte de pression diphasique.

L'équation de Simpson peut prédire les résultats expérimentaux à une erreur RMS moyenne de 64%.

I.2.5. Le modèle de Morris & al. (1985) [19]

Morris et al proposent un modèle d'estimation des flux de quantité de mouvement diphasiques sous l'hypothèse suivante.

Cette méthode tient compte à la fois du taux de glissement et du fait que le profil des vitesses du liquide soit uniforme.

$$J_m = m^2 V_e \quad (\text{I.11})$$

Où (V_e) est le volume spécifique effectif est donne par :

$$V_e = \{xV_G + K(1-x)V_L\} \left[x + \frac{(1-x)}{K} \left\{ 1 + \frac{(K-1)^2}{\left(\frac{V_G}{V_L}\right)^{1/2} - 1} \right\} \right] \quad (\text{I.12})$$

Selon Chisholm le taux du glissement K est fonction du titre massique et du rapport des densités. En général, pour les mélanges de faible titre massique ($x < 0,005$), le rapport de glissement peut être exprimé sous la forme:

$$K = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.5} = \left[1 + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} - 1\right)\right]^{0.5} \quad (\text{I.13})$$

Alors Morris et al définissent le facteur multiplicateur diphasique en tant que:

$$\phi_{Lo}^2 = \left(x \frac{\rho_L}{\rho_G} + K \cdot (1-x)\right) \cdot \left[x + \left(\frac{1-x}{K}\right) \cdot \left(1 + \frac{(K-1)^2}{\left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.5} - 1}\right)\right] \quad (\text{I.14})$$

Trois points doivent être notés à l'égard de ce multiplicateur, il est indépendant de toutes les données particulières, il en résulte toujours d'une méthode de prévision du flux de quantité de mouvement. Il devrait en principe être applicable à la chute de pression dominée par l'effet

I. Revue Bibliographique

des flux de quantité de mouvement par exemple au niveau des orifices, des vanne et des contractions etc.

L'équation de Morris et al peut prédire les résultats expérimentaux avec une erreur (RMS) de 56%.

I.2.6. Modèle de Watson & al. [27]

Dans ce modèle, le coefficient multiplicateur diphasique est exprimée par:

$$\varphi_{LO}^2 = (1 - x)^2 \{1 + 4.25y + y^2\} \quad (I.15)$$

$$y = \left(\frac{x}{1-x}\right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.5} \quad (I.16)$$

I.2.7. Modèle de Collins et Gacesa [7]

Dans ce modèle, le coefficient multiplicateur diphasique est exprimée par:

$$\varphi_{LO}^2 = (1 - x)^2 \{0.928 + 0.375\sqrt{y} + 0.913\}^2 \quad (I.17)$$

$$y = \left(\frac{x}{1+x}\right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.5} \quad (I.18)$$

I.2.8. Modèle de James [11]

Dans ce modèle, le coefficient multiplicateur diphasique est exprimée par:

$$\varphi_{LO}^2 = \left\{ \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right) - 1 \right\} \omega + 1 \quad (I.19)$$

$$\omega = x^{1.5} \quad (I.20)$$

I.2.9. Modèle de E.Grattan [9]

- Les données expérimentales sur la perte de pression ont été relevées pour les cas suivants: - -
- Les trois positions d'ouverture de la vanne (haute, moyenne et basse),
 - Les trois orifices de différents diamètres.

Le facteur multiplicateur φ_{LO}^2 et le titre massique x étant utilisés pour représenter la proportion et la disposition des phases. Cela semble être un système de coordonnées satisfaisant puisque les données de chaque vanne, à l'exclusion des écoulements de type stratifié et/ou ondulé, peuvent raisonnablement être représentées par une seule courbe. On pense que cette obstination est liée au fait que, dans les écoulements de type stratifié, une

I. Revue Bibliographique

augmentation du débit de l'air avec un débit d'eau fixe ne change pas sensiblement la fraction de vide ou de la disposition de phase, mais augmente les effets d'interface entre l'eau et l'air. La dispersion de l'écoulement est probablement due à une combinaison d'effets, y compris :

i) les valeurs de perte de pression étant faible à l'ouverture de la vanne plus large et donc soumis à une plus grande erreur,

ii) la procédure d'évaluation de la perte de pression étant plus difficile en raison des variations de pression causées par les écoulements de type intermittents,

iii) la température de l'air, et donc la densité, n'étant pas constante sur toute la série d'essais.

Par la suite, la dispersion est supprimée dans le cas des petites ouvertures de la vanne, où les valeurs de perte de charge sont progressivement plus élevées.

Pour les trois ouvertures de la vanne considérées le facteur multiplicateur étant défini de manière empirique exprimée par la corrélation suivante :

$$\varphi_{LO}^2 = 1.267 + 292.75 x - 4606.2 x^2 + 84938.4 x^3 - 430217.5 x^4 \quad (I.21)$$

Sur la plage $0,00005 \leq x \leq 0,10$.

Une alternative simple à l'équation (I.21), au détriment d'une légère diminution de précision, est une relation linéaire de la forme:

$$\varphi_{LO}^2 = 1,22 x + 232 \quad (I.22)$$

Pour $0.0001 \leq x \leq 0.1$.

Sur cette base, l'équation (I.21) est recommandée pour une utilisation sur la plage citée ci-dessus.

Pour la perte de pression diphasique à travers les orifices insérés dans des conduites horizontales de diamètre 127 mm peut être représentée par φ_{LO}^2 (facteur multiplicateur) en fonction de x (titre massique), donc dans ce modèle, le coefficient multiplicateur diphasique est exprimée par:

$$\varphi_{LO}^2 = 1.051 + 291x - 3796x^2 + 74993x^3 - 432834x^4 \quad (I.23)$$

Pour $0.000038 \leq x \leq 0.126$

I. Revue Bibliographique

La comparaison entre cette corrélation et celle de Chisholm, montre qu'elle prédit grossièrement la perte de pression, sauf pour des fractions de titre massique de très faibles valeurs.

Ainsi, la corrélation de Chisholm ne tient pas compte des effets des régimes d'écoulement d'une manière adéquate pour une valeur de $B = 1.6$, dans le cas des données de vapeur / eau à haute pression comparées avec celles des données air / eau à basse pression, Les différences de pression diphasique sont généralement plus grandes que celles du monophasique correspondant (liquide) avec le même débit massique total, c'est le cas $\varphi_{LO}^2 > 1$. Les pertes de pression monophasique et diphasique dans les orifices sont supérieures à celles correspondantes aux vannes.

Au départ, les corrélations de Grattan & al (celle des vannes et des orifices) ne sont validées que dans une gamme étroite de titres massiques et donc ne couvrent pas toute la gamme de débits de liquide, par conséquent, ces relations ont été étendues par une interpolation linéaire à partir des frontières originales de la plage de validité respective et / ou vers le bas pour les valeurs limites théoriques pour déterminer le multiplicateur diphasique. Dans ce qui suit les deux modèles sont traités comme des méthodes modifiées et mentionnées en conséquence dans le tableau récapitulatif.

I.2.10. Modèle de Saadawi & al [1]

Ce travail examine les caractéristiques de perte de pression à travers les orifices et les vannes. Les essais se sont effectués dans une installation horizontale air/eau contenant des conduites de diamètre 203 mm, trois différents orifices avec des rapports de diamètres de 0,5, 0,65 et 0,75 et une vanne d'arrêt avec différentes ouvertures fonctionnant à des pressions et à des températures proches des conditions atmosphériques.

Dans ce modèle, le coefficient multiplicateur diphasique est exprimé par:

$$\varphi_{LO}^2 = 1 + 184.3x - 7293x^2 \quad (I.24)$$

La perte de pression des écoulements diphasiques à travers des orifices et des vannes pour une série d'essais a été déduite de l'expérimentation. Les données expérimentales ont été comparées avec les corrélations disponibles dans la littérature pour la détermination des pertes de pression des écoulements diphasiques à travers les orifices et les vannes d'arrêt.

I. Revue Bibliographique

En ce qui concerne la validité de ces méthodes appliquées à des conditions d'essai, les conclusions suivantes peuvent être tirées:

(i) L'équation de Simpson & al a tendance à surestimer de 200% la perte de pression à travers les orifices pour les écoulements ascendants dans la plage de titres massiques compris entre 0.001 et 0,01.

(ii) L'équation de Simpson & al a tendance à surestimer la perte de pression à travers les vannes jusqu'à 200% dans l'intervalle de titres massiques compris entre 0,001 et 0,01.

(iii) L'équation de Morris et al a tendance à surestimer la perte de pression à travers les vannes jusqu'à 200% dans l'intervalle de titres massiques compris entre 0,005 et 0,01.

I.3. Les données expérimentales : [17]

La chute de pression de l'écoulement diphasique à travers des singularités telles que des orifices minces et épais a été étudié expérimentalement. L'étude se réfère à des écoulements verticaux ascendants air-eau en conduite de diamètre 34 mm. Ces essais ont été effectués pour des plages de vitesses superficielles de gaz u_{gS} et de liquide u_{LS} allant de 0.018 à 2.75 m/s et de 0.31 à 0.92 m/s respectivement. Des écoulements intermittents ont été observés couvrant différentes configurations à savoir: à bulles dispersées, à bulles, à poche, à bouchon liquide et enfin chaotique (churn).

Chapitre II

Généralités sur les écoulements *diphasiques* (gaz –liquide)

II .Introduction

Dans cette étude nous nous limitons exclusivement aux écoulements diphasiques gaz-liquide, mais là, il faut remarquer qu'une subdivision impliquant des différences fondamentales s'impose. Ainsi, l'écoulement peut être à un seul composant (eau-vapeur) ou à deux composants (air-eau). Les conditions thermiques jouent également un rôle important. Ainsi, les écoulements avec apport de chaleur ou retrait de chaleur ou adiabatique sont autant de cas différents. Il en est de même des écoulements verticaux (ascendants, descendants) ou horizontaux. Toutes ces réflexions montrent assez bien qu'il convient de caractériser chaque cas étudié. La connaissance du régime d'écoulement constitue une assez bonne caractérisation, ces « configurations d'écoulement » sont aux écoulements diphasiques ce que l'écoulement laminaire et l'écoulement turbulent sont aux écoulements monophasiques.

On appelle « configuration d'écoulement » l'ensemble des paramètres qui décrivent la forme (structure et dimensions) de chacune des phases dans l'écoulement. Chaque type de configuration peut en effet correspondre à une évolution caractéristique de certains paramètres hydrodynamiques.

II .1Principes de base des écoulements diphasiques

Dans cette partie nous présentons quelques définitions de base des paramètres décrivant les écoulements diphasique gaz-liquide, ces paramètres sont définis comme suit :

II .1.1 Débit massique

$$\dot{M}_{TP} = \dot{M} = \dot{M}_L + \dot{M}_g \quad (\text{II.1})$$

$$\dot{M}_L = \rho_L U_L A_L \quad (\text{II.2})$$

$$\dot{M}_g = \rho_g U_g A_g \quad (\text{II.3})$$

Avec :

ρ : Masses volumiques.

U : vitesses locales.

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

II .1.2 Débit volumique

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

$$Q_l = \frac{\dot{M}_L}{\rho_L} \quad (\text{II.4})$$

$$Q_g = \frac{\dot{M}_g}{\rho_g} \quad (\text{II.5})$$

Avec :

\dot{M}_l : Débit massique.

ρ : Masses volumiques.

II .1.3 Flux massique

Le flux massique ou vitesse massique d'un écoulement diphasique est défini comme étant un débit massique par unité de surface.

$$\dot{m} = \frac{\dot{M}}{A} \quad (\text{II.6})$$

Avec :

\dot{M} : Débit massique.

A : Aire d'écoulement occupée par le liquide et le gaz.

II .1.4 Titre massique

Le titre massique x est la fraction de débit massique de la phase gazeuse. Les titres massiques ou fractions massiques respectifs des deux phases, liquide et gazeuse, sont :

$$\dot{x} = \dot{x}_g = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_L + \dot{m}_g} \quad (\text{II.7})$$

$$1 - \dot{x}_g = \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_L + \dot{m}_g} \quad (\text{II.8})$$

Avec :

\dot{m} : Flux massique

II .1.5 Vitesses locales

Les vitesses locales respectives des deux phases, liquide et gazeuse, dans la direction de l'écoulement sont :

$$U_L = \frac{\dot{M}_L}{\rho_l A_L} = \frac{(1-x)\dot{M}_{tp}}{\rho_L A_L} \quad (\text{II.9})$$

$$U_g = \frac{\dot{M}_g}{\rho_g A_g} = \frac{x \cdot \dot{M}_{tp}}{\rho_g A_g} \quad (\text{II.10})$$

Avec :

\dot{M} : Débit massique.

ρ : Masses volumiques.

A : surface occupée par le liquide et le gaz.

II .1.6 Taux de vide (fraction du gaz)

Un terme important appelé «hold-up ou taux de vide» est souvent utilisé dans les écoulements diphasiques, représentant le rapport entre le volume de chacune des deux phases à celle du volume total de la conduite.

Cependant, le terme «hold-up» représente habituellement la fraction liquide tandis que le terme «taux du vide» est utilisé pour représenter la fraction de volume de gaz. Les deux termes sont utilisés de façon interchangeable tout au long de l'étude des écoulements diphasiques selon l'exigence. Ces termes sont peut-être les paramètres les plus importants qui se rapportent aux deux phases et peuvent fournir les informations nécessaires du comportement des deux phases combinées. Sont données ci-après les définitions mathématiques des deux termes :

$$\alpha = \frac{V_g}{V} = \frac{A_g}{A}$$

$$\alpha = \frac{A_g}{A_g + A_L} \quad (\text{II.11})$$

La fraction du liquide est donnée par

$$\beta = \frac{V_L}{V} = \frac{A_L}{A}$$

$$\beta = \frac{1 - A_g}{A_g + A_L} = 1 - \alpha. \quad (\text{II.12})$$

Avec α le taux de vide et β la fraction de liquide ou le hold-up. V_g , V_L et V sont respectivement le volume de gaz, le volume de liquide et le volume global. A est l'aire de la section droite de la conduite, tandis que A_g et A_L sont les surfaces occupées par chacune des deux phases respectivement.

II .1.7 Vitesses superficielles

La vitesse superficielle est la vitesse d'une phase en absence de la seconde phase (une phase circulant seule dans la conduite).

Les vitesses superficielles respectives des deux phases, liquide et gazeuse, sont :

$$u_{gs} = U_g \alpha = U_g \frac{A_g}{A_g + A_L} \quad (\text{II.13})$$

$$u_{ls} = U_l (1 - \alpha) = U_l \left(1 - \frac{A_g}{A_g + A_L}\right) \quad (\text{II.14})$$

II .Généralités sur les écoulements diphasiques

Avec :

U_L : vitesse locale de gaz.

U_g : vitesse locale de liquide.

II .1.8 Masse volumique du mélange diphasique

La masse volumique du mélange diphasique est donnée par l'expression suivante :

$$\rho_{TP} = \alpha \cdot \rho_g + (1 - \alpha) \rho_L \quad (\text{II.15})$$

Les principaux paramètres caractérisant l'hydrodynamique d'un écoulement liquide-gaz sont:

$\rho_L, \rho_g, \mu_L, \mu_g, \sigma, D, g, \theta, \phi, U_L$ et U_g . Où:

- ρ_L et ρ_g sont respectivement les masses volumiques du liquide et du gaz,
- μ_L et μ_g sont respectivement les viscosités dynamiques du liquide et du gaz,
- σ est la tension superficielle,
- D est le diamètre hydraulique,
- g est l'accélération de la pesanteur,
- θ est l'angle d'inclinaison de la conduite,
- ϕ est l'angle de contact solide-liquide-gaz,
- U_{Ls} et U_{gs} sont respectivement les vitesses débitantes (superficielle) du liquide et du gaz, c'est-à-dire le

rapport du débit du fluide considéré à la section droite de la conduite.

Le regroupement de ces paramètres sous formes adimensionnelles conduit à trois nombres principaux :

- Nombre de Weber pour la phase liquide:
$$We_L = \frac{\rho_L U_{Ls}^2 D}{\sigma} \quad (\text{II.16})$$

- Nombre de Weber pour la phase gazeuse
$$We_g = \frac{\rho_g U_{gs}^2 D}{\sigma} \quad (\text{II.17})$$

- Nombre de Reynolds pour la phase liquide :
$$Re_L = \frac{\rho_L U_{Ls} D}{\mu_L} \quad (\text{II.18})$$

- Nombre de Reynolds pour la phase gazeuse:
$$Re_g = \frac{\rho_g U_{gs} D}{\mu_g} \quad (\text{II.19})$$

II .Généralités sur les écoulements diphasiques

A partir des nombres précédents, on peut également définir:

- le nombre de Froude pour la phase liquide:
$$Fr_L = \frac{U_{Ls}^2}{gD} \quad (\text{II.20})$$

- le nombre de Froude pour la phase gazeuse:
$$Fr_g = \frac{U_{gs}^2}{gD} \quad (\text{II.21})$$

Lorsque We est faible, les effets de gravité, d'inertie et de viscosité ne sont plus significatifs vis-à-vis des effets de tension de surface. En revanche, lorsque le nombre de Reynolds (Re) est faible, les effets de viscosité sont plus importants que les effets d'inertie.

Plusieurs études ont montré une similitude entre l'hydrodynamique des écoulements diphasiques dans les conduites sous les conditions de la microgravité (Zhao et Rezkallah 1993, Rezkallah 1996, Lowe et Rezkallah 1999, Akbar et al. 2003).

L'absence des effets de la gravité rend l'hydrodynamique d'un tel écoulement insensible à l'orientation (horizontale, verticale...) de ces systèmes.

II .2. Configurations des d'écoulements diphasiques (gaz-liquide)

Dans une conduite, les écoulements diphasiques peuvent adopter différentes configurations physiques. Les modèles d'écoulement (ou régimes d'écoulement) peuvent être détectés par différentes méthodes qui peuvent être classés parmi les méthodes traditionnelles (observation directe ou par photographie dans la conduite transparente) ou bien les méthodes d'indicateurs objectives (variations du taux de vide, variations de pression, les rayons X, les rayons gamma, la lumière fluorescente, la tomographie etc...).

II .2.1 Configurations des écoulements diphasiques dans les conduites horizontales

Bien que ce travail soit consacré essentiellement aux modèles d'écoulement dans les conduites verticales, les écoulements dans les conduites horizontales sont aussi considérés. Les modèles diphasiques proposés dans la littérature dépendent des configurations d'écoulements, c'est-à-dire de la topologie des interfaces entre les deux fluides et de la dispersion d'une phase au sein de l'autre phase. Il convient donc d'identifier la cartographie des écoulements étudiés, c'est-à-dire d'identifier les configurations observées en fonction des vitesses débitantes des deux fluides.

La description des configurations d'écoulement prend donc en compte:

- les structures géométriques des interfaces bulle, poches, bouchon et annulaire...
- les dimensions caractéristiques des parties fluides, diamètres des bulles et leur forme géométrique, longueur des poches et des bouchons, épaisseur de film liquide.

II .Généralités sur les écoulements diphasiques

Ces descriptions sont généralement basées sur un examen visuel, souvent qualitatif et subjectif. On distingue dans la littérature différents types de régimes tels qu'illustrés dans la figure II.1.

Des quatre types d'écoulements diphasiques liquide-gaz, liquide-liquide, solide-gaz, et solide-liquide, les écoulements liquide-gaz sont les plus complexes puisqu'ils combinent les caractéristiques d'une interface déformable et la compressibilité de la phase gazeuse. Pour des débits donnés des deux phases dans un canal déterminé, la distribution interfaciale liquide-gaz peut prendre une infinité de formes. Cependant, plusieurs facteurs tendent à limiter l'étendue des possibilités :

- selon les conditions d'écoulement, il existe des régions du canal où une phase est continue et l'autre discontinue, par exemple un écoulement de petites gouttelettes dans un continuum de gaz ou l'écoulement d'une dispersion de bulles dans un continuum de liquide.
- lorsqu'une phase est dispersée dans une autre, la phase discontinue (bulles ou gouttes) tend à prendre une forme sphérique sous l'influence de la tension superficielle. En général, plus l'influence de la tension superficielle est grande, plus l'élément discontinu est petit. Dans le cas où les bulles (ou les gouttes) sont de grandes tailles, le champ hydrodynamique tend à leur faire perdre leurs formes sphériques.
- il est souvent constaté que la paroi de la conduite reste mouillée par la phase liquide et que la phase gazeuse se concentre au centre de la conduite.

On observe les différentes configurations d'écoulement présentées sur les figures II.1 et II.2, obtenues lors d'un écoulement liquide-gaz en conduite horizontale et verticale respectivement. En effet, ces configurations dépendent essentiellement du débit des deux fluides, de leurs propriétés physiques et également de l'orientation de la conduite.

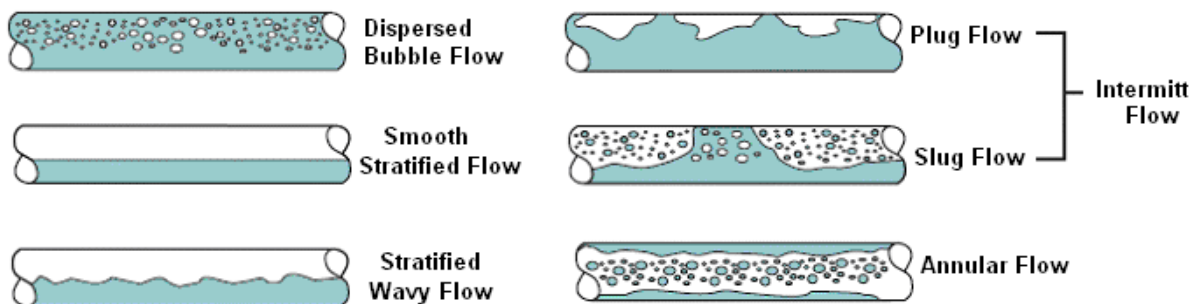


Figure II .1: régime d'écoulements gaz-liquide Co-courants en conduite horizontale [2].

II .Généralités sur les écoulements diphasiques

Lorsqu'on augmente le débit de gaz dans un écoulement diphasique horizontal, on constate successivement les configurations suivantes :

a)Écoulement à bulles: cette configuration en écoulement horizontal a lieu pour une faible vitesse débitante de la phase gazeuse par rapport à celle de la phase liquide, Le gaz s'écoule sous forme de bulles sphériques ou ellipsoïdales de faible dimension, ces derniers ont tendance à se rassembler et se déplacent à la partie supérieure du tube à la même vitesse que le liquide et apparaissent comme une mousse.

b) Écoulement à poches (plug flow): quand la vitesse superficielle du gaz augmente, les bulles deviennent plus grandes et se fusionnent pour former de grandes bulles, sous forme de poche de liquide et de gaz toujours en mouvement, se mouvant alternativement le long de la partie supérieure de la conduite. Donc c'est une configuration intermittente.

c) Écoulement stratifié (stratified flow) : quand on augmente la vitesse superficielle du gaz, mais avec un faible débit de liquide, la phase gazeuse se sépare et se déplace séparément avec le liquide; vu que les forces de gravité dominant, le liquide se déplace dans la partie inférieure de la conduite tandis que le gaz étant plus léger circule au-dessus. Deux configurations d'écoulement peuvent surgir : le cas où l'interface liquide-gaz est lisse et le cas d'une stratification ondulée ; dans ce dernier cas, l'amplitude des ondes du liquide augmente nettement en formant un écoulement ondulé, à l'interface les ondes se déplacent dans le sens de l'écoulement sans contact avec la surface supérieure de la conduite.

d) Écoulement à bouchons (slug flow): L'écoulement à bouchon a lieu lorsque les ondes instables au niveau de la surface du liquide s'amplifient jusqu'à ce qu'elles réussissent à former un bouchon qui bloque totalement la section droite de la conduite. Ce bouchon est immédiatement accéléré par le gaz se trouvant derrière lui jusqu'à une vitesse moyenne stable.

Un accroissement ultérieur de la vitesse de gaz ou de liquide provoque l'apparition d'ondes de roulement « roll waves ». L'onde est plus raide à l'avant et s'enroule le long de la conduite. La combinaison de ces ondes de roulement mène à la formation de bouchons.

e) Écoulement annulaires (annular flow) : dans l'écoulement annulaire la vitesse superficielle du gaz augmente, par conséquent le liquide se concentre au voisinage des parois de la conduite tandis que le gaz occupe la partie centrale de la conduite tout en entraînant des gouttelettes du liquide.

II .2.2 Configuration des écoulements diphasiques dans les conduites verticales [2]

Pour les écoulements ascendants dans les conduites verticales, on distingue quatre régimes d'écoulement typiques à savoir : l'écoulement à bulles (bubble flow), l'écoulement à bouchons (slug flow), l'écoulement à forte coalescence (churn flow) et l'écoulement annulaire (annular flow) (Hewitt & Roberts, 1969; Matsui, 1984; Mishima & Ishii, 1984 et Spedding & Nguyen, 1980. Les configurations des écoulements ascendants dans les conduites verticales à différentes vitesses superficielles gaz-liquide sont illustrées par la Figure II.2 :

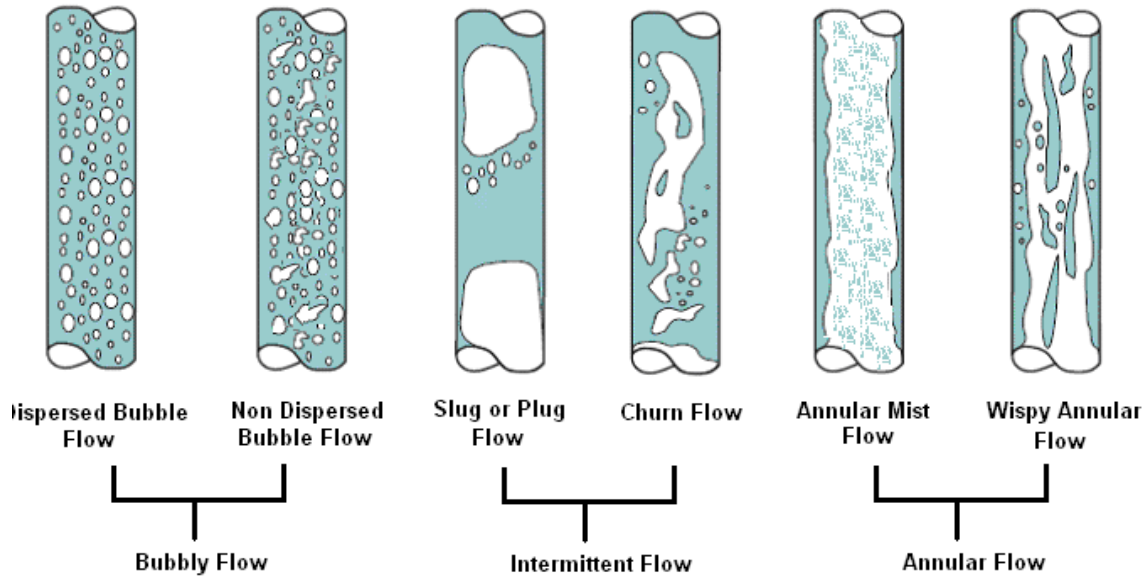


Figure II .2 Régimes d'écoulement vertical ascendant en gaz-liquide. [2]

Sont décrits ci-après les quatre régimes d'écoulement cités au préalable dans le cas des écoulements ascendants :

a) Ecoulement à bulles: Dans cet écoulement, le gaz est dispersé dans la phase liquide en continu. En outre, plusieurs chercheurs classent ce régime soit en écoulement à bulles dispersées ou bien soit en écoulement à bulles avec faible entrée de liquide (Taitel & al, 1980; Weisman et Kang, 1981; McQuillan et Whalley, 1985; Barnea et Brauner, 1986 et Barnea 1987). [23]

-L'écoulement à bulles dispersées : Ce type d'écoulement se manifeste sur toute la gamme des diamètres des conduites et de leurs inclinaisons (Barnea, 1987). La phase gazeuse est dispersée sous forme de petites bulles discrètes dans la phase liquide. [3]

-L'écoulement à bulles avec faible entrée de liquide : à faible vitesse superficielle du liquide, les bulles de gaz ayant approximativement la même taille apparaissent et se répartissent

II .Généralités sur les écoulements diphasiques

uniformément dans la phase liquide avec une certaine coalescence aléatoire dans l'écoulement central (Taitel & al.1980). Il est à noter que beaucoup de chercheurs (Mishima et Ishii, 1984; Kokal et Stanislav, 1989;Weisman et Kang, 1981) ne définissent aucune distinction exacte entre les deux types d'écoulement. [28]

b) Ecoulement à bouchons: Pour cet écoulement et comme la vitesse superficielle du gaz augmente, les bulles de gaz se regroupent en formant une grande bulle lisse à l'avant. Ces bulles sont définies comme des bulles de Taylor qui sont séparées de la paroi par un film liquide mince. Un bouchon liquide sépare deux bulles de Taylor consécutives ; ce bouchon peut contenir de petites bulles d'air se répartissant de la queue jusqu'à la tête de la bulle de Taylor.

c) Ecoulement à forte coalescence (churn flow):

Lorsque la vitesse superficielle du gaz augmente en régime d'écoulement à bouchon, la bulle de Taylor devient très déformée à l'interface liquide-gaz. Cette déformation de la bulle se traduit par un mouvement à forte coalescence donnant lieu à des portions de forme irrégulière de gaz et liquide. Cet écoulement est aussi appelée écoulement à bouchon, bouchon dispersé, écoulement turbulent à forte coalescence, et pulsation annulaire (Brauner et Barnea, 1986). Plusieurs chercheurs (Mao et Dukler, 1993) ne considèrent pas l'écoulement à forte coalescence comme étant un régime d'écoulement séparé et le traitent comme un régime d'écoulement à bouchon (Hewitt et Jayanti, 1993). [13]

d) Ecoulement annulaire: dans cet écoulement, la phase gazeuse occupe la partie centrale de la conduite tandis que la phase liquide se transforme en film liquide près des parois. Une partie de la phase liquide est également entraînée sous forme de gouttes dans la partie centrale de l'écoulement à travers la conduite. On distingue deux types de cet écoulement (Hewitt, 1982) à savoir :

-L'écoulement annulaire effilé: dans ce cas le liquide entraîné est présent sous forme de gouttes relativement grosses et le film liquide contient des bulles de gaz.

-L'écoulement annulaire en brouillard: dans ce type d'écoulement le gaz occupe la région centrale tandis que le liquide s'écoule le long des parois. La phase gazeuse contient du liquide sous forme de gouttes de faible taille.

II .3 Cartes de régime d'écoulement

Le développement des modèles d'écoulement Co-courants gaz liquide nécessite des informations sur les configurations de l'écoulement afin de prédire le comportement des écoulements diphasiques. Pour de telles informations, des cartes de régime d'écoulement ont été développées.

II .3.1 Cartes des écoulements des modèles bien connus

Bien qu'ils existent de nombreuses méthodes pour identifier les modèles des écoulements diphasiques, la méthode couramment utilisée est celle basée sur l'observation visuelle par le biais des expériences. Plusieurs cartes de modèles d'écoulement dans les conduites sont décrites dans la littérature. La plupart de ces cartes ont pour coordonnées les vitesses superficielles des phases liquide et gazeuse, cependant il existe d'autres topographies basées sur d'autres paramètres comme ceux de Hewitt et Roberts (1969) et Baker(1954).La plupart de ces topographies d'écoulement sont déduites des corrélations empiriques générées à partir de données expérimentales et leurs applications sont limitées. Taitel & al. (1976) mettent en avant le premier mécanisme de carte d'écoulement horizontal basé sur les mécanismes des transitions physiques pour chaque régime d'écoulement. Il y a lieu de signaler que Taitel et al. (1980) ont apporté une modification sur la carte de l'écoulement vertical ascendant air-eau à 25°C et 0,1MPa établi par Dukler & Taitel (1977). Pour les écoulements diphasiques ascendants, Weisman & Kang(1981) et McQuillan & Whalley(1985) ont également présenté une modification de la topographie de modèle d'écoulement vertical. Mishima & Ishii(1984) comme Taitel & al. (1980) ont également déterminé un mécanisme de transition du régime d'écoulement diphasique ascendant dans les conduites verticales, présentant une bonne concordance avec les autres cartes des écoulements de type vertical. Barnea (1987) a défini un modèle unifié valable pour différents angles d'inclinaison de la conduite en tenant compte même des positions extrêmes, verticale et horizontale, de cette dernière.

Les Figures II.3 à II.4 illustrent divers régimes d'écoulement couramment rencontrés dans les écoulements horizontaux et verticaux. [16], [28]

II .Généralités sur les écoulements diphasiques

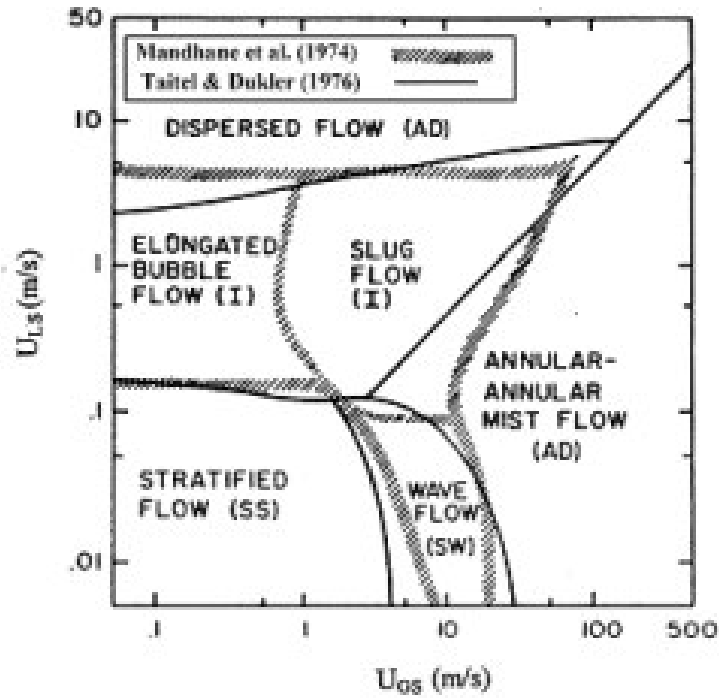


Figure II .3 topologie du régime d'écoulement horizontal montrant les modèles de transition de Mandhane& al. (1974) et Taitel& al. (1976) [5]

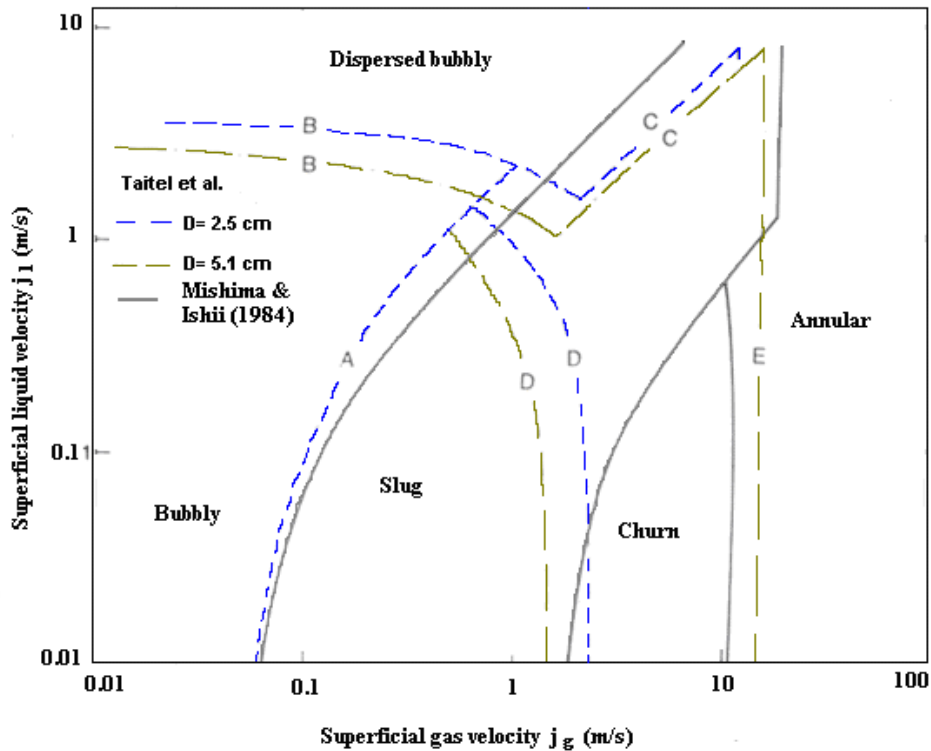


Figure II .4 Carte du régime d'écoulement ascendant verticale montrant les modèles de transition de Taitel& al. (1980) et Mishima& Ishii (1984) [18].

II .Généralités sur les écoulements diphasiques

Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre les principes de base des écoulements diphasiques, où nous avons présentés principalement quelques définitions des paramètres décrivant les écoulements diphasique gaz-liquide, par ailleurs, nous avons présenté les différentes configurations des écoulements diphasiques. Par conséquent l'identification des modèles d'écoulements est très importante pour dresser les cartes d'écoulement.

Chapitre III

Etude théorique des écoulements diphasiques

III .Introduction

Après une présentation générale des écoulements diphasiques dans le chapitre précédant, nous passons dans ce chapitre pour l'étude des écoulements diphasiques, pour cela nous avons divisé ce dernier en deux parties, où nous présentons dans la première, les équations fondamentales qui reposent sur les équations de bilans, qui peuvent être écrites soit de façon simplifiée (globale) soit de façon locale. Ces équations fondamentales sont établies selon deux modèles approchés dits : modèle homogène et de glissement. La deuxième partie est consacré l'étude hydrodynamique des écoulements diphasiques, pour mettre en relief l'évaluation des pertes de charge diphasique dans les conduite droite ou au niveau des singularités.

III.1 Equations générales d'un écoulement diphasique

Dans le chapitre précédent nous avons donné quelques idées sur la façon de caractériser les différents types d'écoulements d'un point de vue qualitatif. Il convient maintenant d'aborder le problème sous une forme quantitative c'est-à-dire de tenter de le mettre en équation.

Cette étude contient deux parties. Dans la première partie, on retrouve les équations décrivant les écoulements diphasiques gaz-liquide et dans la seconde les principaux modèles actuels.

Comme pour l'étude des écoulements monophasiques nous disposons des mêmes principes de base à savoir :

- La conservation de la masse ou l'équation de continuité,
- La conservation de la quantité de mouvement,
- La conservation de l'énergie ou le premier principe de la thermodynamique,
- Le second principe de la thermodynamique.

Les équations décrivant les écoulements diphasiques gaz-liquide sont établies à partir des bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie totale pour un volume de contrôle constitué de deux sous volumes appartenant respectivement aux phases gazeuses et liquides. L'application du théorème de Gauss conduit aux équations locales instantanées : trois équations de bilan pour chaque phase et pour l'interface, relatives à la masse, la quantité de mouvement et l'énergie totale. Dans la plupart des cas, l'évolution des interfaces présente un caractère complexe rendant impossible la résolution des équations locales instantanées. De là vient l'idée d'utiliser des opérateurs de moyenne (spatiotemporelle).

III : Etude théorique des écoulements diphasiques

Dans le cas d'un écoulement dans une conduite, on applique généralement aux équations instantanées l'opération de moyenne temporelle. [12]

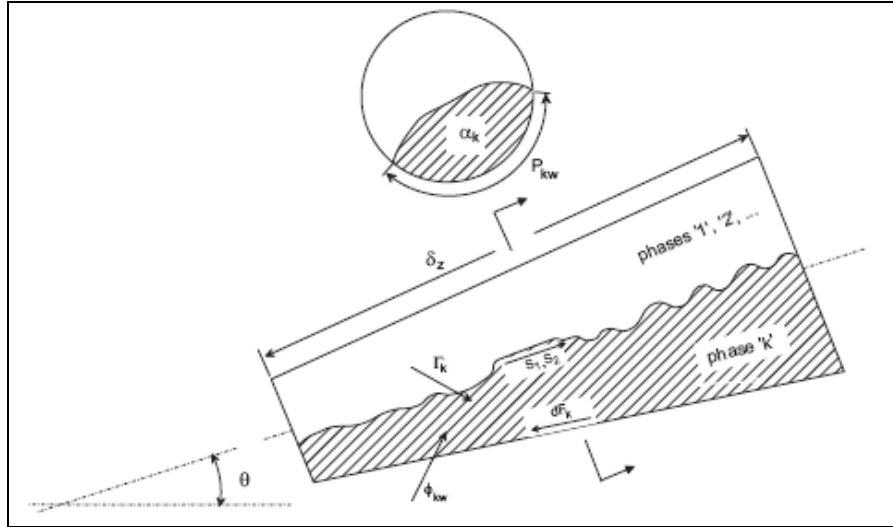


Figure. III.1. Simple modèle pour un écoulement diphasique dans un canal incliné

III.1.1 Conservation de la masse

L'équation qui décrit la conservation de la masse dans le canal est la suivante [12]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(A\alpha_k\rho_k) + \frac{\partial}{\partial Z}(A\alpha_k\rho_k u_k) = \Gamma_k \quad (\text{III.1})$$

Où α_k est la moyenne temporelle de la fraction de vide de la phase k , u_k est la vitesse moyenne de la phase k et Γ_k représente le taux de génération massique par unité de longueur.

$$\sum_k \Gamma_k = 0 \quad (\text{III.2})$$

A est la surface de l'écoulement et ρ_k est la densité de la phase k .

Pour un écoulement permanent et pour l'interface on a :

$$\frac{d}{dz}(A_g \rho_g u_g) + \frac{d}{dz}(A_L \rho_L u_L) = 0 \quad (\text{III.3})$$

$$\frac{d}{dz}(\dot{M}_g) + \frac{d}{dz}(\dot{M}_L) = 0 \quad (\text{III.4})$$

III.1.2 Conservation de quantité de mouvement

La variation de la quantité de mouvement de la phase k pour un élément de contrôle est égale à la somme des forces s'exerçant sur cette phase pour cet élément [12].

$$\frac{\partial}{\partial t}(M_k dz) + \frac{\partial}{\partial z}(M_k u_k) dz = -A \alpha_k \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right) dz - \tau_{kw} p_{kw} dz - A \alpha_k \rho_k g \sin \theta dz + u_k \Gamma_k \quad (\text{III.5})$$

Où le premier terme du second membre de l'équation représente les forces de pression agissant sur l'élément de contrôle et le deuxième terme représente les contraintes de cisaillement (p_{kw} est le périmètre de contact entre la surface de la paroi et la phase k), le troisième représente les forces gravitationnelles, le dernier terme représente le taux de génération de quantité de mouvement.

Pour un écoulement permanent et pour l'interface liquide – gaz on a :

$$-A dP - \tau_{gw} p_{gw} dz - \tau_{Lw} p_{Lw} dz - g \sin \theta [A_L \rho_L + A_g \rho_g] = d(\dot{M}_L u_L + \dot{M}_g u_g) \quad (\text{III.6})$$

$$\dot{M}_g = G A x \quad (\text{III.7})$$

$$\dot{M}_L = G A (1 - x) \quad (\text{III.8})$$

Où X est le titre massique

On peut écrire l'équation (II.6) sous la forme :

$$\frac{dP}{dz} = \left(\frac{dP}{dz} \right)_f + \left(\frac{dP}{dz} \right)_z + \left(\frac{dP}{dz} \right)_a \quad (\text{III.9})$$

Où la chute de pression par frottement s'écrit :

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_f = \frac{(\tau_{gw}p_{gw}dz + \tau_{Lw}p_L dz)}{A} \quad (\text{III.10})$$

Et la chute de pression par accélération s'écrit :

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_a = \frac{1}{A} \frac{d}{dz} (\dot{M}_L u_L + \dot{M}_g u_g) \quad (\text{III.11})$$

Avec :

$$u_g = \frac{Gx}{\rho_g \alpha} \quad ; \quad u_l = \frac{G(1-x)}{\rho_L \alpha} \quad (\text{III.12})$$

Et la chute de pression par gravité s'écrit comme suit :

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_z = g \sin \theta \left[\frac{A_L}{A} \rho_L + \frac{A_g}{A} \rho_g \right] \quad (\text{III.13})$$

Avec :

$$\frac{A_L}{A} = (1 - \alpha) \quad ; \quad \frac{A_g}{A} = \alpha \quad (\text{III.14})$$

II.1.3 Conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie pour un élément de contrôle est écrite comme suit [12]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} A \alpha_k \rho_k \left(\varepsilon_k + \left(\frac{u_k^2}{2} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \dot{M}_k \left(i_k + \left(\frac{u_k^2}{2} \right) \right) \\ = - \dot{M}_k g \sin \theta + \phi_{wk} p_{wk} + \left[u_k \sum_1^n \phi_{kn} p_{kn} + \phi_k A \alpha_k \right] \\ + \Gamma_k \left(i_k + \left(\frac{u_k^2}{2} \right) \right) - PA \left(\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} \right) + u_k \sum_1^n \tau_{kn} p_{kn} \end{aligned} \quad (\text{III.15})$$

Pour le second membre de l'équation, le premier terme représente le travail obtenu par les forces du corps, le deuxième terme représente le flux thermique multiplié par le périmètre, le troisième est le flux thermique via les différentes interfaces par rapport aux autres phases n , le quatrième terme représente la génération de la chaleur interne pour la phase k à travers l'élément de contrôle et les autres termes représentent le travail obtenu par les forces de pression et de cisaillement.

Où :

i_k est l'enthalpie massique de la phase k .

$$i_k = u_k + \left(\frac{P}{\rho_k}\right) \quad (\text{III.16})$$

Notons que la conservation de l'énergie à travers l'interface gaz-liquide exige que :

$$\Gamma_g \left(i_g + \frac{u_g^2}{2} \right) + \Phi_{gL} p_{gL} + u_g \tau_{gL} p_{gL} = \Gamma_L \left(i_L + \frac{u_L^2}{2} \right) + \Phi_{Lg} p_{Lg} + u_L \tau_{Lg} p_{Lg} \quad (\text{III.17})$$

Donc, pour un écoulement permanent avec une génération nulle de flux thermique ($\Phi_k = 0$) et pour l'interface :

$$\frac{d}{dz} [\dot{M}_g i_g + \dot{M}_L i_L] + \frac{d}{dz} \left[\frac{\dot{M}_g u_g^2}{2} + \frac{\dot{M}_L u_L^2}{2} \right] + (\dot{M}_g + \dot{M}_L) g \sin \theta = \varrho_{wl} \quad (\text{III.18})$$

Où ϱ_{wl} est le flux thermique transféré au fluide par unité de longueur :

$$\varrho_{wl} = \Phi_{wL} p_{wL} + \Phi_{wg} p_{wg} \quad (\text{III.19})$$

En utilisant les équations (III.7) et (III.8), l'équation (III.18) sera :

$$\begin{aligned} & -\frac{dP}{dz} [xv_g + (1-x)v_L] = \\ & \left[\frac{dE}{dz} - \frac{\varrho_{wl}}{W} \right] + \left\{ P \frac{d}{dz} [xv_g + (1-x)v_L] + \frac{G^2}{2} \frac{d}{dz} \left[x^3 \frac{v_g^2}{\alpha^2} + \frac{(1-x)^3 v_L^2}{(1-\alpha)^2} \right] \right\} + g \sin \theta \end{aligned} \quad (\text{III.20})$$

Où :

$E = x\varepsilon_g + (1-x)\varepsilon_f$: est l'énergie interne moyennée par unité de masse.

$\left[\frac{dE}{dz} - \frac{\varrho_{wl}}{W} \right]$ Exprime l'énergie mécanique dissipée dans le fluide pas seulement à cause du frottement mais aussi en raison du mouvement relatif d'une phase à l'interface. On peut exprimer dans cette équation le gradient de pression par frottement (le premier terme de la deuxième partie de l'équation), par accélération (deuxième terme) et par gravité (troisième terme).

III.2 Utilisation des équations de conservation pour l'évaluation du gradient de pression

Il est possible d'utiliser les équations de conservation de quantité de mouvement ou d'énergie comme un point de départ pour évaluer la chute de pression dans les écoulements diphasiques.

III.2.1. Equation de quantité de mouvement

Les étapes suivies pour l'évaluation de la chute de pression à partir de l'équation de conservation de quantité de mouvement sont :

- a) mesure de la fraction de vide pour calculer la chute de pression par accélération et par gravité.
- b) calcul du gradient de pression par frottement en utilisant des corrélations.

III.2.2. Equation de l'énergie

Le calcul de la chute de pression en se basant sur l'équation de conservation de l'énergie se fait comme suit :

- a) calcul de la chute de pression due à la variation de l'énergie potentielle de fluide.
- b) calcul de la chute de pression due à la variation de l'énergie cinétique de fluide.
- c) calcul de la chute de pression par frottement en utilisant des corrélations.

III.3 Les principaux modèles actuels

La plupart des travaux adoptent l'équation de quantité de mouvement comme étant une équation de base pour l'évaluation de la chute de pression.

Quelques modèles ont été évalués (modèle homogène et de glissement) [12].

III.3.1 Modèle homogène

Le modèle homogène considère l'écoulement diphasique comme un écoulement monophasique qui possède des propriétés moyennes. Les hypothèses de base du modèle sont :

- Les vitesses de liquide et de gaz sont égales.

$$u_L = u_g = u_m \quad (\text{III.21})$$

- L'équilibre thermodynamique est atteint.
- Utilisation du facteur de frottement monophasique pour l'écoulement diphasique.

III : Etude théorique des écoulements diphasiques

Pour ce modèle, les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et de l'énergie seront comme suit :

a) Masse :

$$M = A\rho_m u_m \quad (\text{III.22})$$

b) Quantité de mouvement :

$$-AdP - d\bar{F} - A\rho_m g \sin \theta dz = W du_m \quad (\text{III.23})$$

Cette équation peut être écrite sous la forme :

$$\frac{dP}{dz} = \left(\frac{dP}{dz}\right)_f + \left(\frac{dP}{dz}\right)_z + \left(\frac{dP}{dz}\right)_a$$

Où $d\bar{F}$ représente la force totale de cisaillement, elle peut être exprimée en fonction de la contrainte de cisaillement qu'exerce la paroi interne sur le fluide :

$$d\bar{F} = \tau_w P dz \quad (\text{III.24})$$

Avec :

$$\tau_w = f_{TP} \left(\frac{\rho_m u_m}{2}\right) \quad (\text{III.25})$$

Donc, les équations de base décrivant la chute de pression peuvent être décrites comme suit :

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_f = \frac{2f_{TP}G^2v_m}{D} \quad (\text{III.26})$$

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_a = G^2 \frac{dv_m}{dz} \quad (\text{III.27})$$

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_z = \frac{g \sin \theta}{\bar{v}} \quad (\text{III.28})$$

c) Energie :

$$dq - dw = di + d\left(\frac{u_m^2}{2}\right) + g \sin \theta dz \quad (\text{III.29})$$

Avec :
$$di = dq + dE + v_m dP \quad (\text{III.30})$$

Où ρ_m , u_m et v_m représentent respectivement la densité moyenne, la vitesse moyenne et le volume spécifique moyen du fluide.

$$v_m = \frac{Q}{M} = [xv_g + (1-x)v_L] = [v_L + xv_{Lg}] = \frac{1}{\rho_m} \quad (\text{III.31})$$

$$u_m = Gv_m \quad (\text{III.32})$$

III.3.2 Modèle de glissement

Le modèle à phases séparées (ou de glissement) considère les phases de l'écoulement comme étant séparées, une phase liquide et une autre vapeur. Les hypothèses de base utilisées par ce modèle sont :

- Les vitesses de la phase liquide et la phase vapeur ne sont pas nécessairement égales.
- L'équilibre thermodynamique est atteint.
- L'utilisation des corrélations pour déterminer le facteur multiplicateur ϕ^2 et la fraction de vide α .

Les équations de bases pour l'étude de l'écoulement selon le modèle de glissement sont les mêmes que celles exprimées dans le modèle homogène, sauf l'équation de conservation de quantité de mouvement qui doit être réarrangée comme suit :

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right) = -\left(\frac{dP}{dz}F\right) + G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2 v_g}{\alpha} + \frac{(1-x)^2 v_L}{1-\alpha} \right] + g \sin \theta [\alpha \rho_g + (1-\alpha)\rho_L] \quad (\text{III.33})$$

La résolution de ces équations est possible à condition de connaître la loi de frottement à la paroi $\left(\frac{dP}{dz}F\right)$. C'est la raison pour laquelle, dans le prochain paragraphe, on s'intéressera à la perte de charge diphasique.

A travers l'étude bibliographique sur la modélisation des écoulements diphasiques, nous retenons deux points essentiels caractérisant un modèle :

- Le nombre d'équations
- la nature des équations utilisées.

De manière générale, tous les modèles utilisent trois équations diphasiques provenant des trois principes de conservation : masse, quantité de mouvement et énergie. Le degré de complexité d'un modèle est fonction du nombre d'équations utilisées. Plus le nombre d'équations est important, moins on impose de restrictions sur l'évolution du mélange diphasique.

Pour notre étude, nous avons retenu deux modèles : le modèle homogène et le modèle de glissement.

III.4 Hydrodynamique des écoulements diphasiques

Dans cette section, nous passerons en revue les différents modèles utilisés pour la prédiction de la perte de charge diphasique. L'examen de l'équation diphasique de la quantité de mouvement en régime permanent, montre qu'elle est composée de trois termes distincts représentant respectivement le gradient de pression par frottement, le gradient de pression par gravité et le gradient de pression par accélération. Le gradient de pression à long terme (dp / dz) est défini comme le taux de variation de pression avec la distance le long de la conduite. Parfois, il est également mentionné que le gradient de pression totale mathématiquement, est représenté sous la forme :

$$\frac{dP}{dz} = \left(\frac{dP}{dz}\right)_f + \left(\frac{dP}{dz}\right)_z + \left(\frac{dP}{dz}\right)_a \quad (\text{III.34})$$

De là nous déduisons que la perte de charge ΔP d'un écoulement diphasique est la somme de la perte de charge par frottement, de la perte de charge par gravité et de la perte de charge par accélération.

$$\Delta P = \Delta P_f + \Delta P_z + \Delta P_a \quad (\text{III.35})$$

Ce chapitre contient trois sections consacrées aux trois termes constituant la perte de charge diphasique. La prédiction de ces derniers peut être effectuée par deux modèles : le modèle homogène et le modèle de glissement.

III.4.1. Modèle homogène

De tous les modèles existants, le modèle homogène est le plus simple. C'est une adaptation du modèle monophasique. Il contient trois équations de conservation expliquant la chute de pression. La méthode la plus simple pour calculer la perte de pression dans un écoulement diphasique est d'assimiler les deux fluides à un seul fluide homogène. Il convient donc de définir les propriétés physiques équivalentes de ce fluide en fonction des propriétés physiques de chacune des phases. On définit alors:

- le coefficient de perte de pression du mélange :

$$\lambda_m = \frac{2D(-\frac{dp}{dx})}{\rho_m V_m^2} \quad (\text{III.36})$$

- le nombre de Reynolds du mélange:

$$Re_m = \frac{\rho_m u_m D}{\mu_m} \quad (\text{III.37})$$

Où ρ_m : est la masse volumique du mélange des deux fluides définie par:

$$\rho_m = \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_L \quad (\text{III.38})$$

Où ρ_g et ρ_L sont respectivement les masses volumiques du gaz et du liquide.

α : Est le taux de vide.

u_m : Est la vitesse débitante du mélange définie par :

$$u_m = \frac{Q_g + Q_L}{A} \quad (\text{III.39})$$

Où Q_g et Q_L sont respectivement les débits volumiques du liquide et du gaz, et A la section de la conduite,

μ_L : Est la viscosité dynamique équivalente du mélange diphasique.

III.4.1.1. Perte de charge par accélération

C'est une composante de la perte de charge due à une variation de la densité de fluide de l'écoulement :

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_a = G^2 \left(\frac{dv_m}{dz}\right) \quad (\text{III.40})$$

Où

$$\left(\frac{dv_m}{dz}\right) = v_{Lg} \frac{dx}{dz} \quad (\text{III.41})$$

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_a = G^2 v_{Lg} \left(\frac{dx}{dz}\right) = G^2 v_L \left(\frac{v_{Lg}}{v_L}\right) \left(\frac{dx}{dz}\right) \quad (\text{III.42})$$

III.4.1.2. Perte de charge par gravité

C'est une composante de la perte de charge causée par une différence de niveau :

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_z = \frac{g \sin \theta}{v_m} \quad (\text{III.43})$$

D'après l'équation (III.31), l'équation (III.43) deviendra :

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_z = \frac{g \sin \theta}{v_L \left[1 + x \left(\frac{v_{Lg}}{v_L}\right)\right]} \quad (\text{III.44})$$

III.4.1.3. Perte de charge par frottement

C'est une composante de la perte de charge causée par les contraintes pariétales, elle est écrite dans ce modèle comme suit :

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_f = \frac{2f_{Lo} G^2 v_m}{D} \quad (\text{III.45})$$

Où f_{Lo} est le facteur de frottement pour un écoulement supposé complètement comme liquide.

D'après l'équation (III.31), l'équation (III.45) sera :

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_f = \frac{2f_{Lo} G^2 v_L}{D} \left[1 + x \left(\frac{v_{Lg}}{v_L}\right)\right] \quad (\text{III.46})$$

L'utilisation de f_{Lo} pour l'évaluation de la chute de pression diphasique par frottement ne permet pas l'extrapolation de la valeur exacte quand ($x = 1$) avec la phase de vapeur à l'intérieur de la conduite. C'est pour cette raison qu'on a évalué le facteur de frottement diphasique f_{TP} qui dépend de la viscosité moyenne μ_m .

A partir de l'équation de BLASIUS qui exprime le facteur de frottement diphasique en fonction de la viscosité suivant la relation :

$$f_{TP} = 0.079 \left[\frac{GD}{\mu}\right]^{-0.25} \quad (\text{III.47})$$

III : Etude théorique des écoulements diphasiques

Et de l'équation (III.26) on peut écrire la chute de pression diphasique par frottement comme suit :

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_f = -\left(\frac{dP}{dz}\right)_{Lo} \phi^2_{Lo} \quad (III.48)$$

$$\phi^2_{Lo} = \left[1 + x \left(\frac{v_{Lg}}{v_L}\right)\right] \left[1 + x \left(\frac{\mu_{Lg}}{\mu_L}\right)\right]^{-0.25} \quad (III.49)$$

Les valeurs de ϕ^2_{Lo} sont tabulées en fonction du titre et de la pression dans le tableau (III.1).

Titre thermodynamique(%)	Pression (bar)								
	1.01	6.89	34.4	68.9	103	138	172	207	221.2
1	16.21	3.40	1.44	1.19	1.10	1.05	1.04	1.01	1.0
5	67.6	12.18	3.12	1.89	1.49	1.28	1.16	1.06	1.0
10	121.2	21.8	5.06	2.73	1.95	1.56	1.30	1.13	1.0
20	212.2	38.7	7.8	4.27	2.81	2.08	1.60	1.25	1.0
30	292.8	53.5	11.74	5.71	3.60	2.57	1.87	1.36	1.0
40	366	67.3	14.7	7.03	4.36	3.04	2.14	1.48	1.0
50	435	80.2	17.45	8.30	5.08	3.48	2.41	1.60	1.0
60	500	92.4	20.14	9.5	5.76	3.91	2.67	1.71	1.0
70	563	104.2	22.7	10.70	6.44	4.33	2.89	1.82	1.0
80	623	115.7	25.1	11.81	7.08	4.74	3.14	1.93	1.0
90	682	127	27.5	12.90	7.75	5.21	3.37	2.04	1.0
100	738	137.4	29.8	13.98	8.32	5.52	3.60	2.14	1.0

Tableau III.1. Le facteur multiplicateur en fonction du titre et de la pression

(Modèle homogène).

Finalement, on peut écrire la chute de pression totale pour un liquide évaporé à la température de saturation ($x = 0$) avec un changement linéaire de x à travers la longueur L comme suit :

$$\Delta P = \frac{2f_{TP} G^2 v_L}{D} \left[1 + \frac{x}{2} \left(\frac{v_{Lg}}{v_L}\right)\right] + G^2 v_L \left(\frac{v_{Lg}}{v_L}\right) x + \frac{gL \sin \theta}{v_{Lg} x} \ln \left[1 + x \left(\frac{v_{Lg}}{v_L}\right)\right] \quad (III.50)$$

Où :

$$f_{TP} = f_{Lo} \left[1 + x \left(\frac{\mu_{Lg}}{\mu_g}\right)\right]^{-0.25} \quad (III.51)$$

III.4.2. Modèle de glissement.

Les principes de base ayant servi à l'élaboration de ce modèle sont les suivants :

- les vitesses du liquide et la vapeur sont constantes mais non égales.
- On suppose l'équilibre thermodynamique entre phases
- le frottement diphasique est relié au frottement qu'il y aurait dans le canal si l'écoulement était monophasique par un coefficient multiplicateur ϕ^2 .
- le coefficient ϕ^2 et le taux de vide α sont reliés aux autres variables de l'écoulement par des corrélations empiriques ou en utilisant des hypothèses simplificatrices.

Ce modèle utilise trois équations de base pour l'évaluation de la chute de pression.

III.4.2.1. Perte de charge par accélération

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_a = G^2 \left(\frac{d}{dz}\right) \left[\frac{x^2 v_g}{\alpha} + \frac{(1-x)^2 v_L}{1-\alpha} \right] \quad (\text{III.52})$$

III.4.2.2. Perte de charge par élévation

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_z = g \sin \theta \left[\frac{\alpha}{v_g} + \frac{1-\alpha}{v_L} \right] \quad (\text{III.53})$$

III.4.2.3. Perte de charge par frottement

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_f = \frac{2f_{Lo} G^2 v_L}{D} \phi_{Lo}^2 \quad (\text{III.54})$$

Les équations (III.52), (III.53) et (III.54) sont valables pour les écoulements simples phase et double phase.

Pour un cas particulier où le fluide passe d'un état liquide à la température de saturation ($x = 0$) à un mélange liquide-vapeur contenant un titre massique x , avec un changement linéaire de x sur une longueur, l'intégration des équations (III.52), (III.53) et (III.54) donne :

$$\Delta P_a = G^2 v_L \left[\frac{x^2}{\alpha} \left(\frac{v_g}{v_L}\right) + \frac{(1-x)^2}{1-\alpha} - 1 \right] = G^2 v_L r_2 \quad (\text{III.55})$$

$$\text{Où} \quad r_2 = \left[\frac{x^2}{\alpha} \left(\frac{v_g}{v_L}\right) + \frac{(1-x)^2}{1-\alpha} - 1 \right] \quad (\text{III.56})$$

- L'équation (III.53) devient :

$$\Delta P_z = \frac{g \sin \theta L}{x v_L} \int_0^x \left[(1 - \alpha) + \left(\frac{v_L}{v_g} \right) \alpha \right] dx \quad (\text{III.57})$$

- L'équation (III.54) devient :

$$\Delta P_f = \frac{2f_{Lo}G^2v_L L}{D} \left[\frac{1}{x} \int_0^x \phi^2_{Lo} dx \right] \quad (\text{III.58})$$

Donc la chute de pression totale sera :

$$\Delta P = \frac{2f_{Lo}G^2v_L L}{D} \left[\frac{1}{x} \int_0^x \phi^2_{Lo} dx \right] + G^2v_L r_2 + \frac{g \sin \theta L}{x v_L} \int_0^x \left[(1 - \alpha) + \left(\frac{v_L}{v_g} \right) \alpha \right] dx \quad (\text{III.59})$$

III.4.3. Méthodes de calcul de la perte de charge

La littérature offre de nombreuses corrélations pour le calcul de la chute de pression :

III.4.3.1. Perte de charge par frottement

Pour la perte de charge par frottement, on doit calculer la chute de pression dans les deux régions de l'écoulement (région monophasique et diphasique)

a) Perte de charge monophasique par frottement

Dans ce champ l'évaluation de la chute de pression se fait par le calcul du coefficient de frottement monophasique à partir des corrélations puis la résolution des équations de la perte de pression :

Pour un écoulement laminaire complètement développé, le coefficient de frottement monophasique est donné par la formule de poiseuille :

$$f_{ko} = \frac{64}{R_{ek}} \quad R_{ek} < 2300 \quad (\text{III.60})$$

Pour un écoulement turbulent dans les tubes lisses, on dispose de plusieurs corrélations pour le calcul du coefficient de frottement :

BLASIUS a proposé les équations suivantes :

$$f_{ko} = 0.316 R_{ek}^{-0.25} \quad R_{ek} < 2.10^4 \quad (\text{III.61})$$

$$f_{ko} = 0.184 R_{ek}^{-0.25} \quad R_{ek} > 2.10^4 \quad (\text{III.62})$$

DREW et al ont proposé l'équation suivante :

$$f_{ko} = 0.0056 + 0.5 R_{ek}^{-0.32} \quad 3000 \leq R_{ek} \leq 3.10^6 \quad (\text{III.63})$$

Pour des tubes rugueux **PETUKHOV** a proposé la formule suivante :

$$f_{ko} = (0.970 \log R_{ek} - 1.64)^2 \quad (\text{III.64})$$

On peut obtenir le coefficient de frottement à partir du diagramme de Moody pour les tubes rugueux [4].

b) Perte de charge diphasique par frottement

La résolution des équations décrivant la chute de pression se fait par des corrélations pour le calcul de coefficient de frottement et le facteur multiplicateur.

- Corrélations basées sur le modèle homogène

Le coefficient de frottement est calculé de la même manière que pour l'écoulement simple phase. Cependant la différence réside dans le calcul du nombre de Reynolds où il faut utiliser dans ce cas la viscosité double phase. Quelques modèles de calcul de cette dernière sont donnés ci-après.

Mc Adams (1954):

$$\frac{1}{\mu_m} = \frac{x}{\mu_g} + \frac{1-x}{\mu_L} \quad (\text{III.65})$$

Cicchitti et al (1960):

$$\mu_m = x \mu_g + (1-x) \mu_L \quad (\text{III.66})$$

Dukler :

$$\mu_m = \rho_m [x v_g \mu_g + (1-x) v_L \mu_L] \quad (\text{III.67})$$

Weizman et Chose suggèrent les équations suivantes :

• Pour un mélange mousseux :

$$\bar{\mu} = \mu_f \exp \left[\frac{2.5}{1 - \frac{39\beta}{64}} \right] \quad (\text{III.68})$$

• Pour un mélange brouillard avec un taux de vide élevé :

$$\mu_m = \mu_g (\mu_c - \mu_g) \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right)^k \quad (\text{III.69})$$

Où $k = 3$ et $\mu_c = 0.5 (\mu_g + \mu_L)$

Beattie et Whalley(1982) :

$$\mu_m = \mu_g \alpha + \mu_L (1 - \alpha)(1 + 2.5\alpha) \quad (\text{III.70})$$

- Corrélations basées sur le concept du facteur multiplicateur

Dans ce cas, la perte de charge diphasique par frottement est considérée comme étant le produit de la perte de charge simple phase par un facteur multiplicateur, défini comme suit :

$$\phi_{Lo}^2 = \left(\frac{dP}{dz} \right)_{fTPf} / \left(\frac{dP}{dz} \right)_{fmon} \quad (\text{III.71})$$

$\left(\frac{dP}{dz} \right)_{fmon}$ est le gradient de pression simple phase dans une conduite de même diamètre avec un débit massique identique à celui du mélange. Les corrélations du facteur multiplicateur couramment utilisées sont données ci-après :

Martinelli-Nelson [5] ont procédé à des expériences sur un écoulement diphasique avec vaporisation à faible pression. Ils ont supposé que le régime d'écoulement des deux phases est turbulent et que l'équilibre thermodynamique est atteint. Leurs résultats sont présentés sous forme d'abaque donnant le facteur multiplicateur double phase ϕ_{fo}^2 en fonction de la pression et du titre (Fig. III.2). La précision de cette corrélation pour des débits spécifiques élevés ($G > 1500 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$) n'est pas bonne.

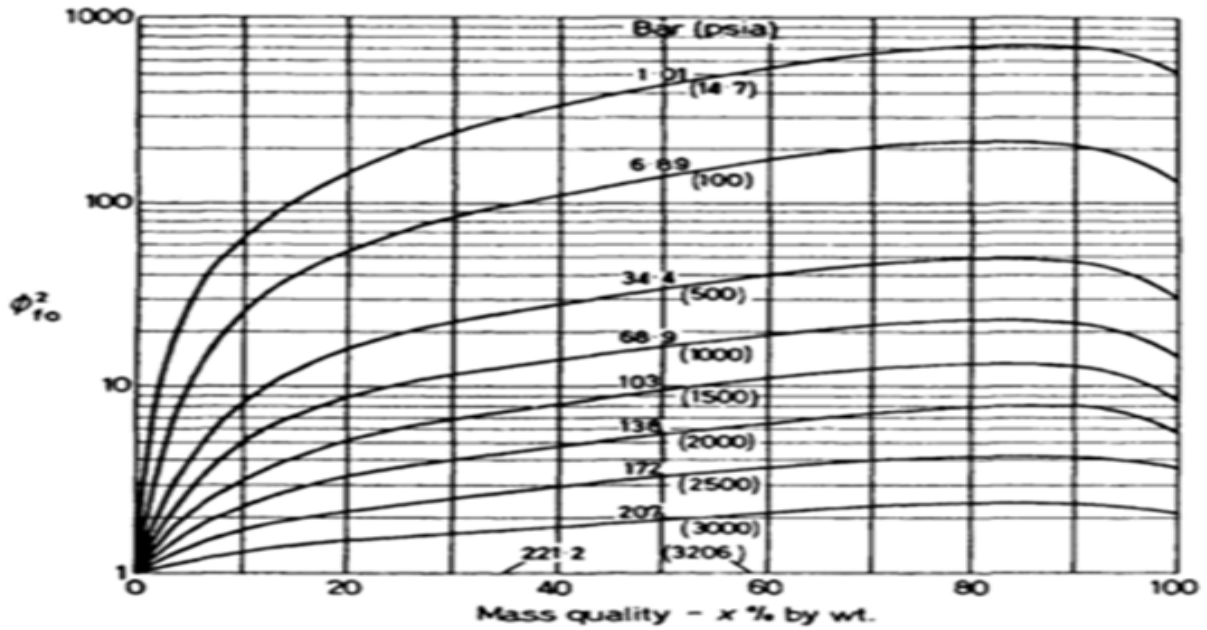


Figure. III.2 Facteur multiplicateur en fonction de pression et du titre Martinelli-Nelson (1948)

Ils ont évalué à partir de (Fig. III.2) l'intégrale $(\frac{1}{x} \int_0^x \phi_{Lo}^2 dx)$ et le multiplicateur d'accélération r_2 en fonction de la pression et le titre pour les écoulements diphasique eau-vapeur et représenté les résultats sous forme d'abaque (Fig. III.3) et (Fig. III.4).

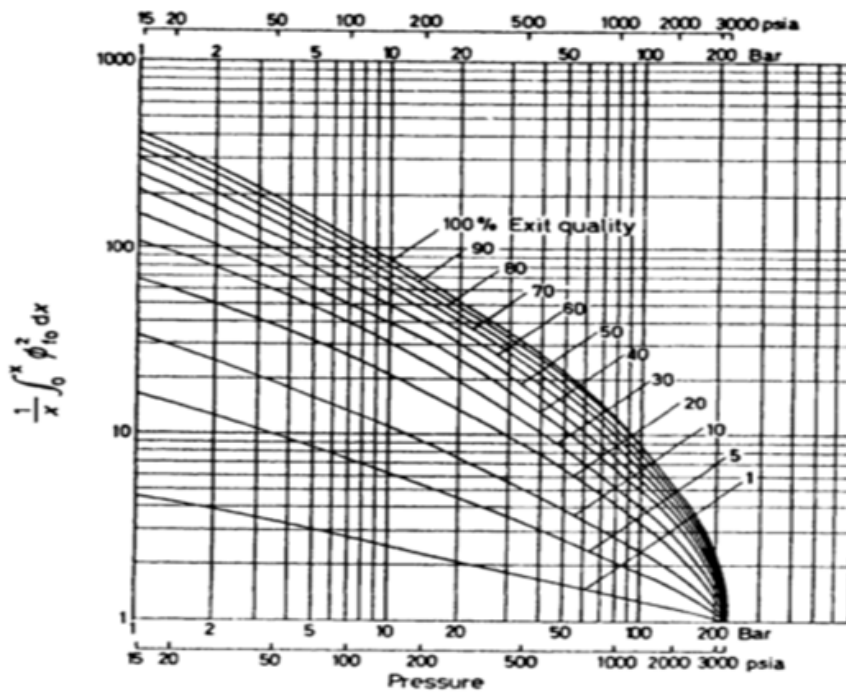


Figure. III.3 Facteur multiplicateur en fonction du titre et de pression Martinelli-Nelson (1948)

Lottes-Flinn [14] ont supposé une corrélation valable pour un écoulement ascendant annulaire à travers des canaux chauffés comme suit:

$$\phi_{Lo}^2 = \left(\frac{1-x}{1-\alpha} \right)^2 \quad (\text{III.72})$$

Sekoguchi [21] a proposé l'équation suivante :

$$\phi_{Lo}^2 = 0.38 R_e^{0.1} \left[1 + \left(\frac{x}{1-x} \right) v_g v_L \right]^{0.95} \quad (\text{III.73})$$

Thom [25] a représenté sous forme de table ϕ_{Lo}^2 , $\left(\frac{1}{x} \int_0^x \phi_{Lo}^2 dx \right)$, α et r_2 en fonction de la pression et du titre massique pour une marge de pression allant de 17.2 à 207 bar en se basant sur le modèle de Martinelli-Nelson et sur un ensemble considérable de données expérimentales (tableau III.2).

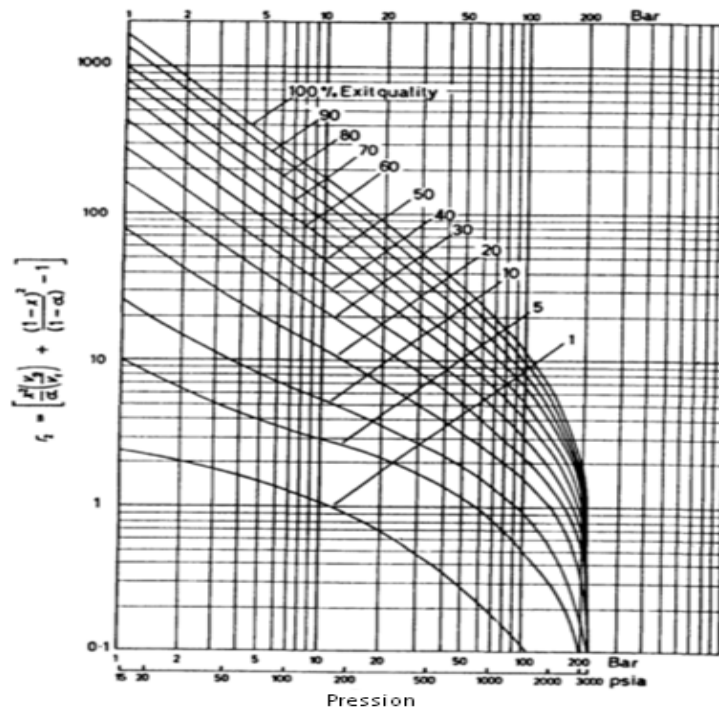


Figure. III.4. multiplicateur r^2 en fonction du titre et de pression Martinelli-Nelson (1948)

III : Etude théorique des écoulements diphasiques

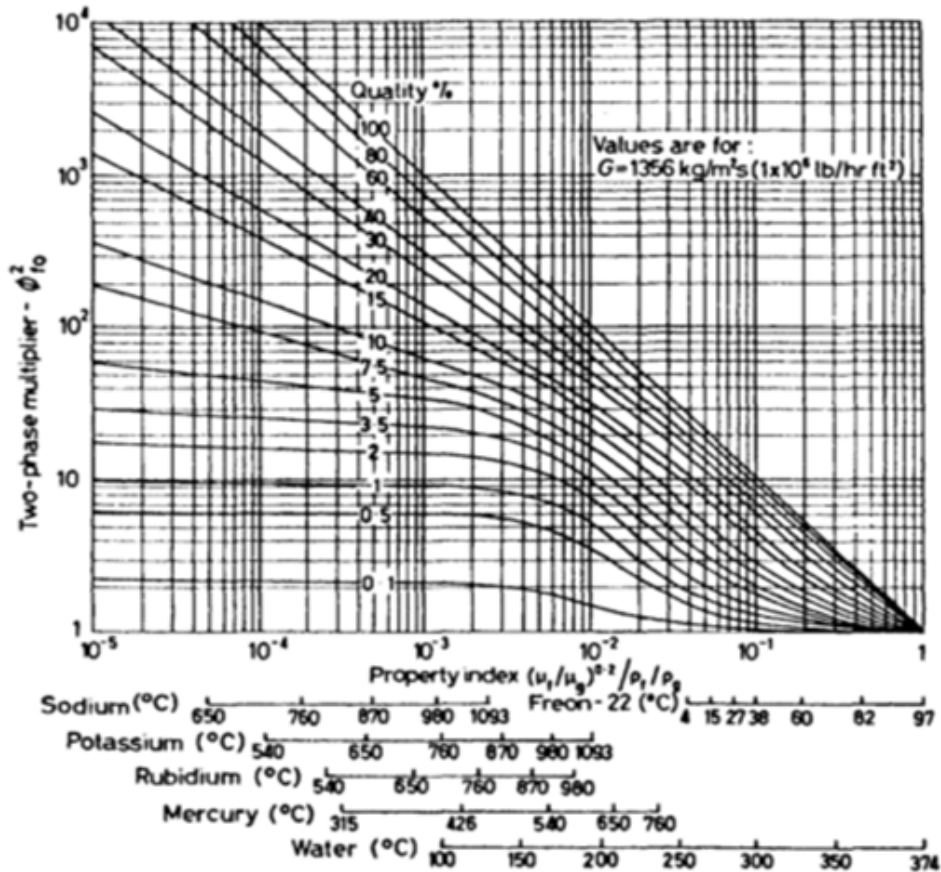


Figure. III.5 Facteur multiplicateur en fonction du titre et de l'indice de propriétés physique Baroczy (1965)

X (%)	Pression (bar)									
	17.2		41.3		86.1		145		207	
	ϕ_{fo}^2	$\frac{1}{x} \int_0^x \phi_{fo}^2 dx$	ϕ_{fo}^2	$\frac{1}{x} \int_0^x \phi_{fo}^2 dx$	ϕ_{fo}^2	$\frac{1}{x} \int_0^x \phi_{fo}^2 dx$	ϕ_{fo}^2	$\frac{1}{x} \int_0^x \phi_{fo}^2 dx$	ϕ_{fo}^2	$\frac{1}{x} \int_0^x \phi_{fo}^2 dx$
1	2.12	1.49	1.46	1.11	1.10	1.03	-	-	-	-
5	6.29	3.71	2.86	2.09	1.62	1.31	1.21	1.10	1.02	-
10	11.1	6.30	4.78	3.11	2.39	1.71	1.48	1.21	1.08	1.06
20	20.6	11.4	8.42	5.08	3.77	2.47	2.02	1.46	1.24	1.12
30	30.2	16.2	12.1	7.00	5.17	3.20	2.57	1.72	1.40	1.18
40	39.8	21.0	15.8	8.80	6.59	3.89	3.12	2.01	1.57	1.26
50	49.4	25.9	19.9	10.6	8.03	4.55	3.69	2.32	1.73	1.33
60	59.1	30.5	23.2	12.4	9.49	5.25	4.27	2.62	1.88	1.41
70	68.8	35.2	26.9	14.2	10.19	6.00	4.86	2.93	2.03	1.50
80	78.7	40.1	30.7	16.0	12.4	6.75	5.45	3.23	2.18	1.58
90	88.6	45.0	34.5	17.8	13.8	7.50	6.05	3.53	2.33	1.66
100	98.8	49.93	38.30	19.65	15.33	8.16	6.66	3.83	2.48	1.74

III : Etude théorique des écoulements diphasiques

	α	r_2	α	r_2	α	r_2	α	r_2	α	r_2
1	0.22	0.41	0.168	0.20	0.090	0.09	0.047	0.04	0.02	0.013
5	0.67	2.16	0.512	1.40	0.340	0.48	0.207	0.21	0.10	0.065
10	0.81	4.62	0.690	2.16	0.521	1.00	0.355	0.44	0.19	0.131
20	0.91	10.39	0.833	4.67	0.710	2.10	0.553	0.91	0.35	0.267
30	0.94	17.30	0.895	7.53	0.808	3.29	0.679	1.41	0.48	0.406
40	0.96	25.37	0.930	10.75	0.866	4.58	0.767	1.93	0.58	0.549
50	0.97	34.58	0.952	14.30	0.908	5.95	0.832	2.49	0.68	0.695
60	0.98	44.93	0.967	18.21	0.936	7.44	0.881	3.07	0.76	0.845
70	0.99	56.44	0.979	22.46	0.959	9.03	0.920	3.67	0.83	0.998
80	0.99	69.09	0.988	27.06	0.97	10.79	0.952	4.51	0.89	1.156
90	0.99	82.90	0.995	32.01	0.98	12.48	0.978	5.06	0.95	1.316
100	1	98.10	1	37.30	1		1	5.66	1	1.480

Tableau III.2. Valeurs des différents facteurs du modèle séparée (Thom 1964).

Baroczy [2] a proposé deux règles distinctes pour calculer la perte de pression, la première est un graphe du facteur multiplicateur diphasique ϕ^2_{fo} comme étant une fonction du titre

massique et l'indice de propriété physique $\left[\left(\frac{\mu_L}{\mu_g} \right)^{0.2} \left(\frac{v_L}{v_g} \right) \right]$ pour une vitesse massique de

référence de 1356 kg /m² s (Fig. III.5). La deuxième est un graphe de facteur de correction Ω exprimé comme une fonction du même indice de propriété physique pour une vitesse massique de 399, 678, 2712 et 4068 kg /m² s Fig. (III.6), ce graphe sert à corriger les valeurs du facteur multiplicateur obtenu par la figure (III .5).

La méthode proposée par Baroczy a été comparée avec des données à partir des systèmes inclus l'ensemble de métaux liquides et réfrigérants avec un accord satisfaisant entre les valeurs calculées et celles mesurées.

Friedel a comparé une banque de données de 25000 points expérimentaux avec des points obtenus à partir des corrélations existantes et proposé la corrélation suivante :

$$\phi^2_{Lo} = A_1 + \frac{(3.24A_2A_3)}{Fr^{0.045}We^{0.035}} \tag{III.74}$$

Où :

$$A_1 = (1 - x)^2 + x^2 \left(\frac{\rho_L f_{go}}{\rho_g f_{Lo}} \right) \quad (III.75)$$

$$A_2 = x^{0.78} (1 - x)^{0.224} \quad (III.76)$$

$$A_3 = \left(\frac{\rho_L}{\rho_g} \right)^{0.91} \left(\frac{\mu_g}{\mu_L} \right)^{0.19} \left(1 - \frac{\mu_g}{\mu_L} \right)^{0.7} \quad (III.77)$$

$$F_r = \frac{G^2}{gD\rho_m^2} \quad (III.78)$$

$$W_e = G^2 \frac{D}{\rho_m \sigma} \quad (III.79)$$

Cette corrélation est applicable pour les écoulements à l'intérieur des tubes horizontaux ou verticaux avec un rapport de (μ_L/μ_g) inférieur à 1000, pour lequel s'effectuent la plupart des travaux sur les fluides

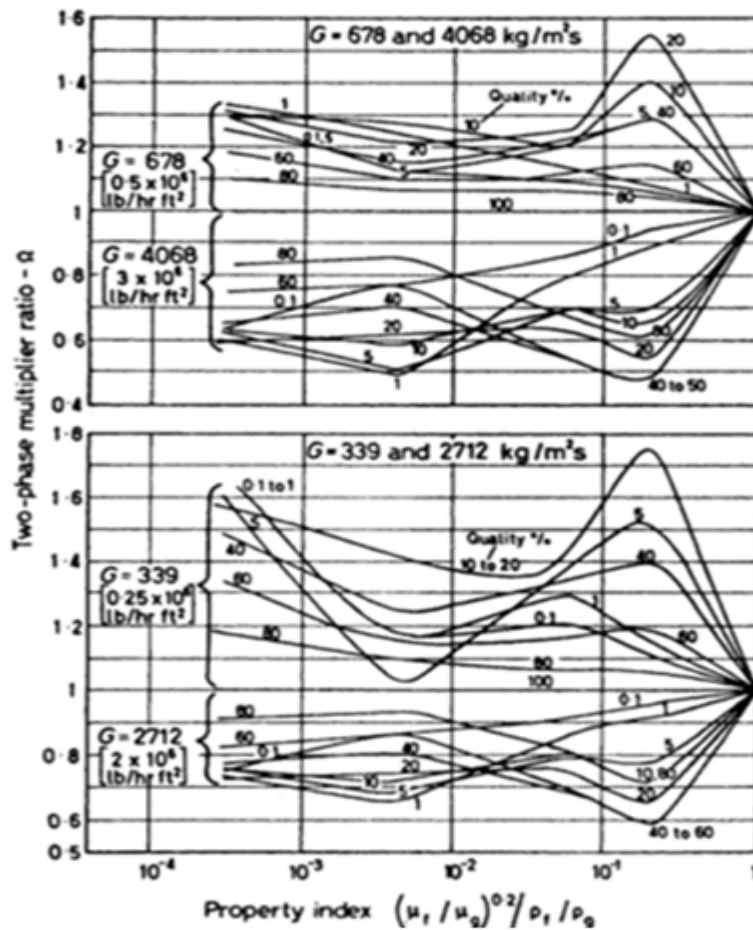


Figure. III.6 Facteur de correction en fonction du titre et de l'indice de propriétés physique Baroczy (1965)

III.4.3.2. Perte de charge par accélération

Par le calcul du volume spécifique et de la vitesse massique, mais dans le domaine diphasique l'évaluation s'effectue par le calcul du multiplicateur r_2 à partir de la corrélation de Martinelli-Nelson (figure. III.4) ou bien par l'autre de Thom (tableau. III.2) : Pour un écoulement monophasique l'évaluation de la chute de pression se fait directement

III.4.3.3. Perte de charge par élévation

Le calcul de la perte de charge se fait directement pour un écoulement monophasique. Cependant pour un écoulement diphasique, l'intervention des corrélations de Thom (Tableau III.2) et de Martinelli-Nelson (figure. III.7) est exigée pour l'évaluation de la fraction de vide α .

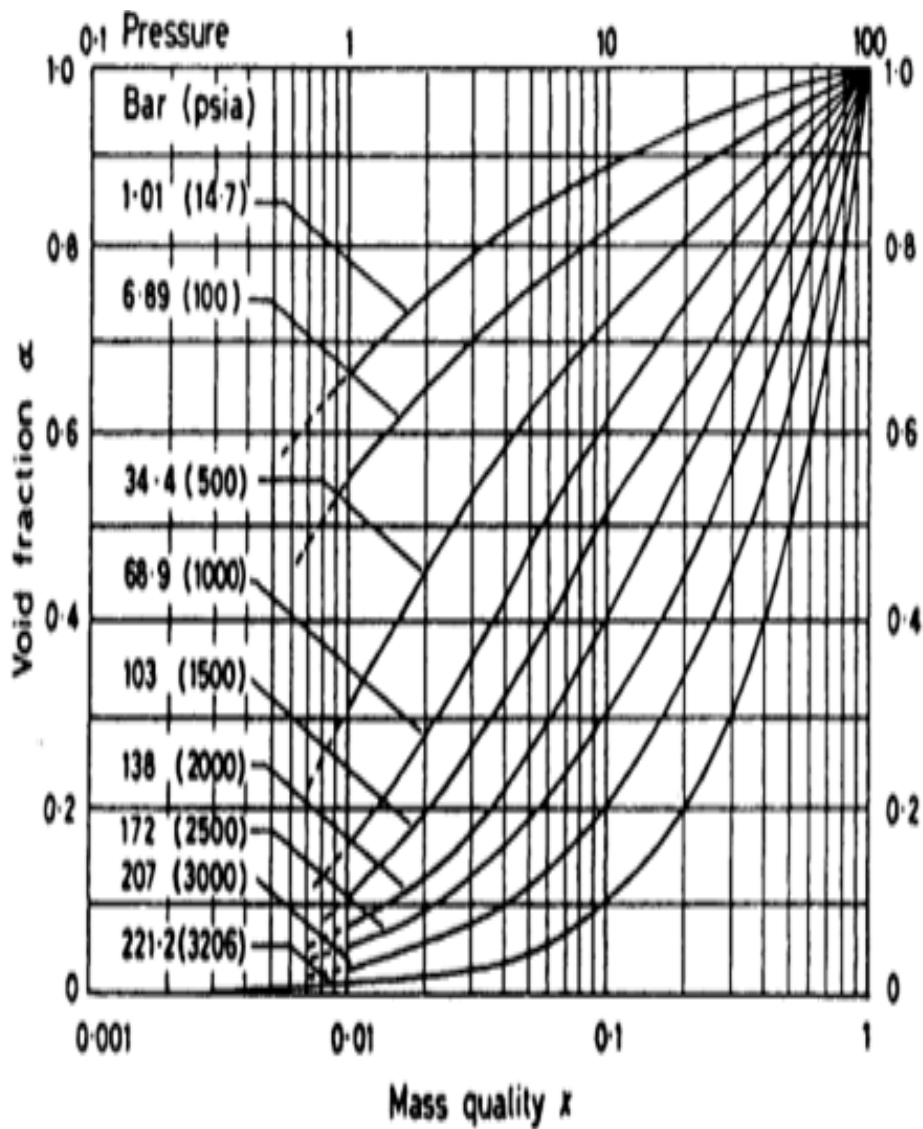


Figure. III.7 Fraction de vide en fonction du titre et de pression Martinelli-Nelson (1948).

III.4.4 Perte de charge à travers les orifices

III.4.4.1 Définition de l'orifice

Les plaques à orifice ou diaphragmes sont les éléments primaires les plus utilisés pour la mesure de débit par pression différentielle. Insérées au sein d'une tuyauterie circulaire, ils créent un obstacle, augmentent la vitesse du fluide et engendrent une différence de pression entre l'amont et l'aval de la restriction. Cette mesure de pression différentielle est traduite en valeur de débit.

III.4.4.2 Classification des orifices [10]

Suivant leurs tailles, les orifices sont classés comme étant des orifices larges (grand) ou orifice petit et la charge du liquide circulant dessus, si le rapport (e/d) est supérieur à 0.5 l'orifice est dit mince sinon il est dit épais ou large.

Les orifices sont classés aussi selon la forme géométrique comme étant circulaire, triangulaire, rectangulaire ou carré.

Suivant la forme des bords d'ouverture il existe 4 types :

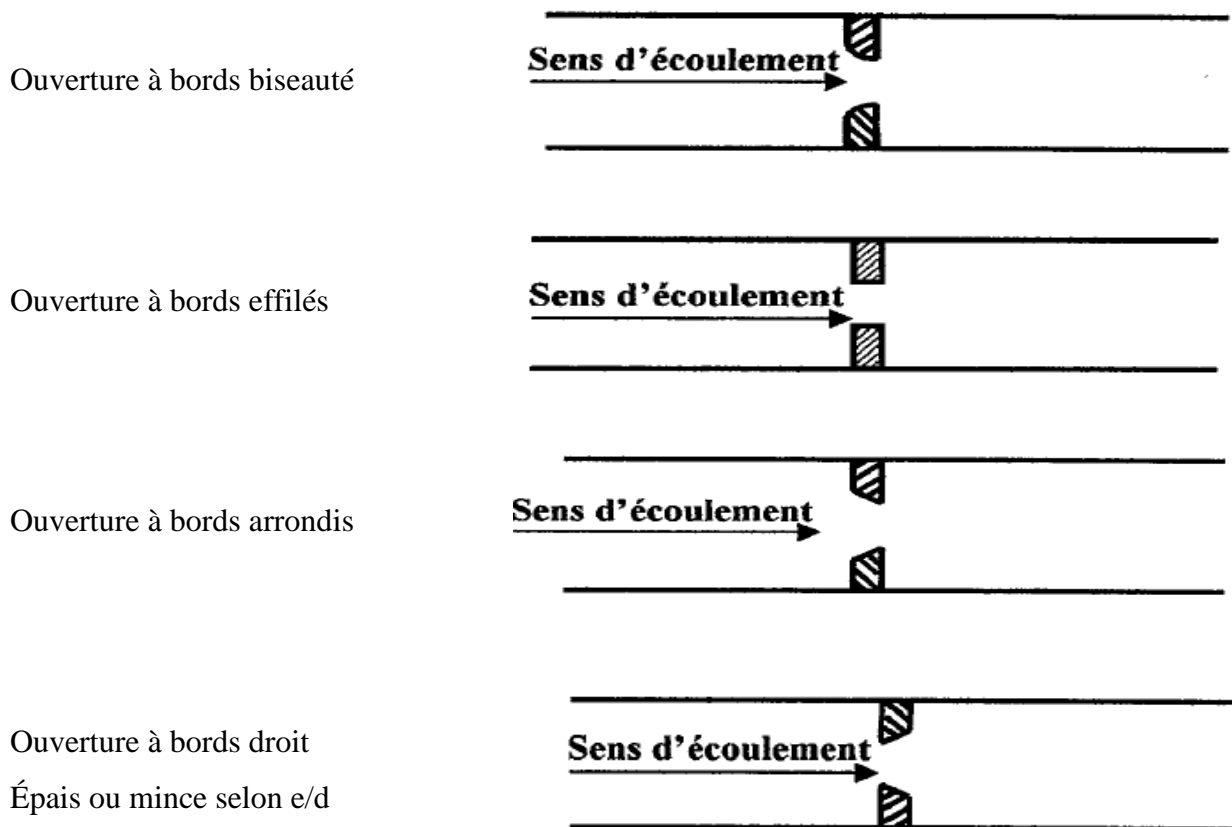


Figure III.8 différent type d'orifice

III.4.4.3 Utilisation et application de l'orifice

L'orifice se caractérise par une grande précision de mesure, un coût de pièce et de maintenance faible et une longue durée de vie sans défaillance ni d'usure, ce qui a permis son utilisation dans différents domaines d'industrie (Pétrole et Gaz, Chimie et Pétrochimie, Energie nucléaire, Agro-alimentaire, Traitement des eaux, Traitement des fumées) et de nombreux types d'applications, dont la plus courante est la mesure de débit .

Les plaques à orifice sont adaptées pour plusieurs types des fluides quelle que soit l'application telle qu'il est noté dans le tableau (III.3).

Type de fluide						
	Vapeur sèche	Gaz	Liquide propre	Liquide très visqueux	Fluide très chargé en particules	Gaz avec condensation
Arête vive	+	+	+	-	-	-
Entrée conique	-	-	-	+	-	-
Quart de cercle	-	-	-	+	-	-
Excentrique	-	-	-	-	+	+
Segmentaire	-	-	-	-	+	+
Multi-trous	+	+	+	+	+	+

Tableau III.3: Application des orifices au différent fluide

III.4.4.4 L'écoulement à travers l'orifice

Une plaque à orifice installée dans une conduite réduira la section transversale du courant d'écoulement, à fin de maintenir un débit de fluide constant tout au long de la section d'écoulement la vitesse du fluide doit augmenter à travers l'orifice.

Il s'agit d'une augmentation de l'énergie cinétique, qui doit être accompagnée d'une diminution d'une autre forme d'énergie à savoir une diminution de la pression différentielle entre la section amont et en aval de l'orifice.

III : Etude théorique des écoulements diphasiques

La vitesse d'écoulement maximale et la pression statique minimale ne se produit pas à l'alésage de la plaque à orifices, mais en aval après que le fluide passe à travers l'orifice, le jet de fluide continue à diminuer en surface en coupe transversale avant qu'il ne commence à se développer. Ce jet, où la vitesse du fluide est la plus élevée et la pression statique est la plus faible, est connu comme l'vena-contracta.

L'équation de Bernoulli exprime la conservation de l'énergie volumique totale, ou pression totale, qui se décompose en trois termes, la pression interne P , la pression de pesanteur $\rho g z$ et la pression cinétique $\frac{1}{2} \rho U^2$.

L'application de l'équation de Bernoulli entre le point A et le point B donne :

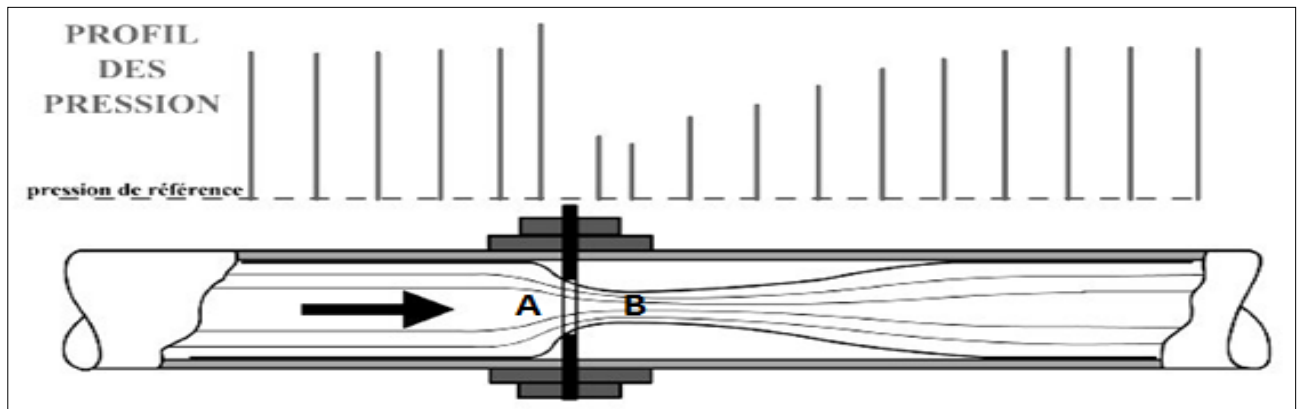


Figure III.9: Schéma montrant la chute de pression à travers l'orifice.

$$P_A + \rho g z_A + \frac{1}{2} \rho V_A^2 = P_B + \rho g z_B + \frac{1}{2} \rho V_B^2 \quad (\text{III.80})$$

Or $z_A = z_B$ alors :

$$P_A + \frac{1}{2} \rho V_A^2 = P_B + \frac{1}{2} \rho V_B^2 \quad (\text{III.81})$$

A_t : La section interne de la canalisation.

A : la section de l'orifice.

Q_v : Débit volumique.

A partir de la loi de conservation de débit $Q_v = V_A \cdot A_t = V_B \cdot A$ on peut donc facilement en déduire :

$$P_A - P_B = 2\rho \left(1 - \frac{d^2}{D^2}\right) \frac{Q_v^2}{\pi d^2} \quad (\text{III.82})$$

$$Q_v = A \sqrt{\frac{2}{\rho \left(1 - \frac{d^4}{D^4}\right)}} \sqrt{P_A - P_B} \quad (\text{III.83})$$

Le débit massique s'écrit $Q_m = \rho Q_v$ d'où :

$$Q_m = A \sqrt{\frac{2\rho}{(1-\frac{d^4}{D^4})}} \sqrt{P_A - P_B} \quad (\text{III.84})$$

Dans la pratique, on s'aperçoit que cette équation n'est pas vraiment vérifiée. En effet, pour des raisons inertielles, le jet de fluide se contracte encore pendant quelques centimètres après l'orifice, sa section de passage au niveau de la prise de pression aval est donc plus faible que la section de l'orifice; cette section est difficile à calculer.

Il a donc été établi de façon expérimentale un coefficient C appelé coefficient de décharge dont la valeur dépend de l'écoulement (valeur du nombre de Reynolds) et du rapport d/D.

En outre le rapport d/D est appelé rapport d'ouverture et noté e, ainsi le débit s'écrit :

$$Q_m = C \cdot A \sqrt{\frac{2\rho}{(1-e^4)}} \sqrt{\Delta P} \quad (\text{III.85})$$

III.4.4.5 Détermination de la perte de pression monophasique

La perte de pression dans un écoulement adiabatique et par convention supposée constituer des contributions dues aux frictions des parois et l'échange de quantité de mouvement entre les phases, détachement de vortex, la génération de flux secondaires. Ces contributions peuvent être résumées sous la perte de pression par friction.

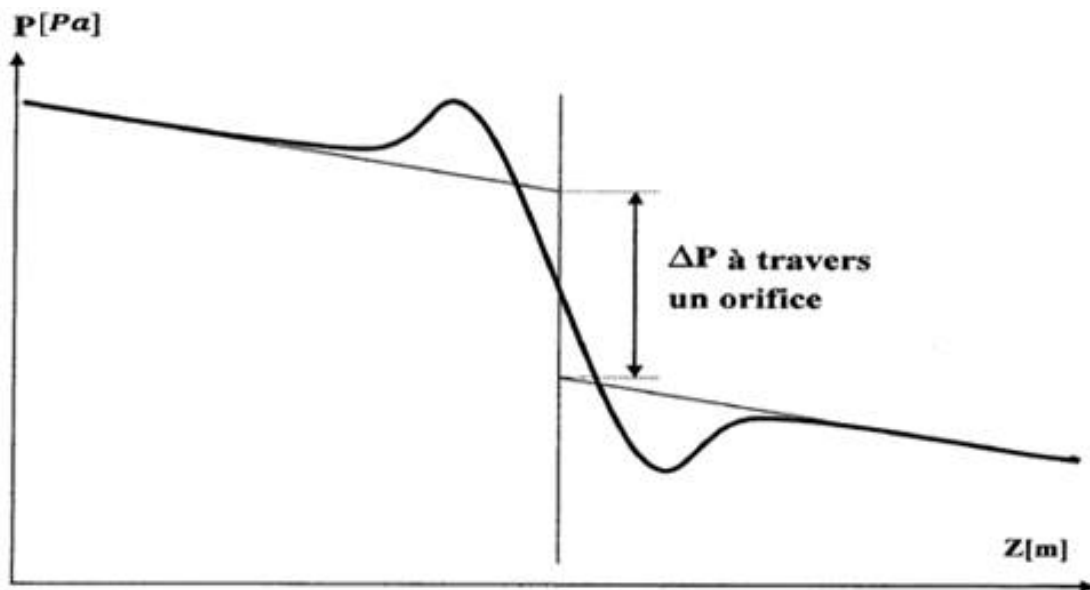


Figure III.10 L'évolution de la pression statique le long d'une conduite contenant un orifice.

Pour déterminer la perte de pression monophasique engendrée par l'orifice, il existe une méthode graphique (voir Figure III.10) :

- 1- D'abord on trace l'évolution de la pression statique moyenne le long du tube lors de l'écoulement stationnaire, à une distance suffisante en amont et en aval de l'orifice.
- 2- Extrapolation à partir de l'amont vers l'aval et l'inverse, la différence entre les deux extrapolations représente la perte de pression à travers l'orifice.

III.4.4.6 Détermination de la perte de pression diphasique

Dans un écoulement à deux phases, la perte de pression à travers l'orifice est par convention liée à la perte de pression de l'écoulement monophasique. Par conséquent, la manière habituelle de prédire cette quantité indispensable passe en premier par la détermination du coefficient de pertes monophasique K (sans dimension)

$$K = \frac{2 \Delta P}{\rho U^2} \quad (\text{III.86})$$

ΔP : la pression différentielle entre l'amont et l'aval.

ρ : La masse volumique du fluide.

U : la vitesse moyenne d'écoulement d'entrée.

Dans le traitement du cas de deux phases, il est commode tout d'abord de définir la perte de pression d'un mélange se comportant comme un liquide seul ΔP_{l0} référenciée à la chute de pression vue dans l'équation (III.86).

$$\Delta P_{l0} = \frac{1}{2} K \dot{m}^2 V_l \quad (\text{III.87})$$

La chute de pression à deux phases peut être définie par analogie de l'équation (III.86) et (III.87) comme suit :

$$\Delta P_{Tp} = \frac{1}{2} K \dot{m}^2 V_e \quad (\text{III.88})$$

III.5 Les modèles théoriques des écoulements diphasiques

Nous allons à présent présenter les modèles théoriques utilisés au cours de la simulation ainsi que les différentes équations de ces derniers.

III.5.1 Modèles multiphasique [26]

III.5.1.1 Phase-Average Mixture Models

1- Ensemble moyennée écoulement diphasique (Ensemble –averaged two-phase flow):

Nous considérons un mélange de deux phases incompressibles. Ainsi, les équations suivantes sont résolues :

$$\frac{\partial \rho^m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho^m V_j^m) = 0 \quad (\text{III. 89})$$

$$\alpha_g \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} + \rho_g \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_g V_{gj}) = S_\alpha \quad (\text{III. 90})$$

$$\frac{\partial \rho^m V_i^m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho^m V_i^m V_j^m) = -\frac{\partial p^m}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu^m S_{ij}^m) + S_{mom} \quad (\text{III. 91})$$

L'ensemble phasique moyenne vitesse divisée en mélange et de la dérive des vitesses comme suit :

$$V_{k_i} = V_i^m + V_{k_i}^d \quad (\text{III. 92})$$

La vitesse de mélange est définie comme suit:

$$V^m = \frac{\alpha_g \rho_g V_g + \alpha_L \rho_L V_L}{\rho^m} \quad (\text{III. 93})$$

L'équation (III. 93), il en résulte que :

$$\sum_k \rho_K \alpha_k V_{k_i}^d = 0 \quad (\text{III. 94})$$

Et les vitesses de dérive phasique sont liés les uns aux autres par :

$$V_{L_i}^d = - \left(\frac{Y_g}{Y_L} \right) V_{g_i}^d \quad (\text{III. 95})$$

Avec:

$Y_k = \frac{\alpha_k \rho_k}{\rho^m}$: La fraction de masse de la phase k .

La vitesse de glissement de nie que : $V_{S_i} = V_{g_i} - V_{L_i}$, est-elle peut être encore liée à la vitesse de dérive à gaz :

$$V_{S_i} = V_{g_i}^d - V_{L_i}^d = \frac{V_{g_i}^d}{Y_L} \quad (\text{III. 96})$$

2- Le Modèle homogène :

Dans le modèle homogène, il est considéré que les deux phases ont la même vitesse ($V_k^d = 0$).

Les équations peuvent ensuite être simplifiées :

$$\frac{\partial \alpha_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_g V_j^m) = 0 \quad (\text{III. 97})$$

$$\frac{\partial \rho^m V_i^m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho^m V_i^m V_j^m) = - \frac{\partial p^m}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu^m S_{ij}^m) \quad (\text{III. 98})$$

Seules les équations du mélange sont résolues, La divergence de la vitesse de mélange est égale à zéro.

$$\frac{\partial v_j^m}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{III. 99})$$

3-Modèle algébrique de glissement « Algebraic Slip Model »: [26]

Dans ce modèle, un modèle est utilisé pour estimer la vitesse relative entre les deux phases ou entre le mélange et la phase gazeuse. Ainsi, plusieurs modèles de vitesse de dérive ont été mis en œuvre. Avec cette notation, le modèle de glissement algébrique peut être écrit comme suit :

$$\frac{\partial \rho^m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho^m V_j^m) = 0 \quad (\text{III. 100})$$

$$\rho_g \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} + \rho_g \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_g (V_j^m + V_{g_j}^d)) = 0 \quad (\text{III. 101})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^m V_i^m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho^m V_i^m V_j^m + \rho^m \frac{Y_g}{Y_L} V_{g_i}^d V_{g_j}^d) \\ = -\frac{\partial p^m}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu^m S_{ij}^m) + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\alpha_g \mu_g S_{g_{ij}}^d) + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\alpha_L \mu_L S_{L_{ij}}^d) \end{aligned} \quad (\text{III. 102})$$

Où $S_{L_{ij}}^d$, est donné comme :

$$S_{L_{ij}}^d = -\frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{Y_g}{Y_L} V_{g_i}^d \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{Y_g}{Y_L} V_{g_j}^d \right) \right] \quad (\text{III. 103})$$

La divergence de la vitesse de mélange est donnée par:

$$\frac{\partial V_j^m}{\partial x_j} = \frac{\rho_g - \rho_L}{\rho_L} \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_g V_{g_j}^d) \quad (\text{III. 104})$$

Modèles pour vitesse de dérive de gaz V_g^d doit maintenant être dérivé.

III.5.1.2 Ensemble-averaged N-phase flow [26]

 ▪ **Modèle homogène de N-phase: (Homogeneous N-phase model) :**

Un mélange de N phases peut être simulé de ce qui suit l'ensemble d'équations, en supposant que la définition de l'homogène d'équilibre entre les phases sont donnés si dessous :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho^m + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho^m V_j^m) = 0 \quad (\text{III. 105})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho^m V_i^m) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho^m V_i^m V_j^m) \\ = -\frac{\partial}{\partial x_i} p + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu^m S_{ij}^m) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sum_k^n 2\alpha_k \mu_k S_{ij}^{dk} \right) \end{aligned} \quad (\text{III. 106})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho^m C_p^m T) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho^m C_p^m T u_j) \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\mu^m}{Pr} + \frac{\mu_T^m}{Pr_T} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \beta^m T \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) \\ + \mu^m \left(2 \sum_{l=1}^3 \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right)^2 + \sum_{l \neq n} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_n} + \frac{\partial u_n}{\partial x_l} \right)^2 - \frac{2}{3} \sum_{l=1}^3 \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \end{aligned} \quad (\text{III. 107})$$

$$\sum_{k=1}^N \alpha_k = 1 \quad (\text{III. 108})$$

Les Variables de mélange sont données comme suit :

Densité du mélange : $\rho^m = \sum_{k=1}^N \alpha_k \rho_k$ (III. 109)

La Vitesse du mélange : $V^m = \frac{\sum_{k=1}^N \alpha_k \rho_k V_k}{\rho^m}$ (III. 110)

Capacité de charge du mélange : $\rho^m C_p^m = \sum_{k=1}^N \alpha_k \rho_k C_{p,k}$ (III. 111)

Viscosité de mélange: $\mu^m = \sum_{k=1}^N \alpha_k \mu_k$ (III. 112)

Coefficient de l'expansion du mélange :
$$\beta^m = \sum_{k=1}^N \alpha_k \beta_k \quad (\text{III. 113})$$

Remarque :

Le débit étant à l'équilibre homogène, ici nous avons effectivement l'égalité $V^m = V_k = V$.

On notera également que la viscosité du mélange peut également être modélisée, Ce sera détaillé dans la section suivante.

III.5.1.3 Modèle de Tomiyama [24]

Le modèle de Tomiyama, et al est représenté par les équations si dessous :

$$f = \frac{C_D Re}{24} \quad (\text{III. 114})$$

$$Re = \frac{\rho_q |\bar{v}_p - \bar{v}_q| d_p}{\mu_q} \quad (\text{III. 115})$$

$$C_D = \text{Max} \left(\text{Min} \left(\frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}), \frac{72}{Re} \right), \frac{8}{3} \frac{E_O}{E_O + 4} \right) \quad (\text{III. 116})$$

Avec :

$$E_O = \frac{g(\rho_q - \rho_p) d_p^2}{\sigma} \quad (\text{III. 117})$$

Remarque :

Le modèle « Tomiyama » et al est bien adapté à des flux (liquides – gaz), Dans laquelle les bulles peuvent avoir une variété des formes.

III.5.2 Modèles de turbulence

III.5.2.1 Modèles de turbulence de type RANS [20]

a) La moyenne de Reynolds

Cette moyenne décrit de manière statistique les champs de vitesse. On décompose tout d'abord l'écoulement turbulent en deux termes :

$$u_i = U_i + u'_i \quad (\text{III. 118})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (\text{III. 119})$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (\text{III. 120})$$

Où U_i est la valeur moyenne de la vitesse et u'_i est la fluctuation de la vitesse par rapport à la valeur moyenne U_i (avec : $U_i = \bar{u}_i$ et $\overline{u'_i} = 0$).

La moyenne de cette décomposition permet donc de supprimer les variables fluctuantes. On va donc appliquer cette moyenne aux équations fondamentales de la dynamique des fluides (Equations (III. 119) et (III. 120)) en décomposant les variables u et p . Sans rentrer dans le détail des calculs, en faisant l'hypothèse d'un écoulement incompressible et en l'absence de forces volumiques, ces équations deviennent :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III. 121})$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (\text{III. 122})$$

u_i Étant la vitesse dans la direction i , P la pression et ν la viscosité cinématique du fluide ($\nu = \frac{\mu}{\rho}$), avec μ la viscosité dynamique.

III : Etude théorique des écoulements diphasiques

On fait donc apparaître un terme supplémentaire, à savoir $-\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j}$. On peut l'exprimer comme la divergence d'un tenseur, et on introduit ainsi le « tenseur des contraintes de Reynolds »

$\tau_{ij} = \rho \overline{u_i u_j}$. Ce tenseur symétrique possède 6 composantes indépendantes. Si on fait le bilan des inconnues de notre système toujours composé de quatre équations, on a cette fois-ci : U_i, U_j, U_k, P mais aussi $\overline{u_i u_i}, \overline{u_j u_j}, \overline{u_k u_k}, \overline{u_i u_j}, \overline{u_i u_k}$ et $\overline{u_j u_k}$. Soit au total 10 inconnues pour seulement quatre équations. Il est nécessaire d'introduire d'autres équations pour fermer le système.

b) Modélisation de la turbulence, cas du modèle $k - \varepsilon$: [20]

Le but de cette présentation est de vous montrer comment ce problème de fermeture est traité dans les logiciels de simulation. Nous allons prendre comme exemple un des modèles les plus connus : le modèle $k - \varepsilon$.

Rappelons qu'il y a deux familles de modèles :

- dans la première famille, on cherche à calculer chaque composante du tenseur de Reynolds à partir de l'équation de transport (Equation (III. 120)) appliquée non pas à u mais à $\overline{u_i u_j}$: on arrive alors à un autre problème de fermeture portant sur des corrélations triples des fluctuations de vitesse.
- dans la seconde famille, dont fait partie le modèle $k - \varepsilon$, on utilise le concept de « viscosité turbulente ».

Les modèles de cette dernière famille reposent sur l'hypothèse de Boussinesq qui exprime

Les contraintes de Reynolds, τ_{ij} comme le taux moyen de déformation du champ des vitesses moyennes :

$$\overline{u_i u_j} = -\nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (\text{III. 123})$$

Avec ν_t la viscosité turbulente qui est donc une propriété de l'écoulement, contrairement à la viscosité cinématique ν qui est une propriété du fluide. Dans cette équation, $k = \frac{1}{2} \sum_i \overline{u_i^2}$ est l'énergie cinétique turbulente massique (donc homogène à des $m^2 \cdot S^{-2}$). En injectant l'équation (III. 123) dans l'équation (III. 122) on obtient :

III : Etude théorique des écoulements diphasiques

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial k}{\partial x_i} + (\nu + \nu_t) \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{III. 124})$$

Le modèle $k - \varepsilon$ est un modèle à deux équations de transport. La viscosité turbulente est fonction de k et de la dissipation turbulente ε :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III. 125})$$

Ce terme de dissipation turbulente correspond à la puissance massique convertie sous forme de chaleur par les plus petits tourbillons (ε est homogène à des $m^2.S^{-3}$). L'ensemble du système à résoudre devient alors :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III. 126})$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial k}{\partial x_i} + (\nu + \nu_t) \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{III. 127})$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \nu_t \left(\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \varepsilon \quad (\text{III. 128})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{\varepsilon 1} \nu_t \frac{\varepsilon}{k} \left(\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III. 129})$$

Avec : $C_\mu = 0,09$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$, $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$, ces constantes sont obtenues empiriquement.

III.6 Méthodes de calcul du taux de vide [29]

Le modèle de Zuber et Findlay peut être utilisé pour le calcul de la fraction du volume du gaz et interprété la retenue de la phase liquide. Il relie la vitesse actuelle du gaz V_G et la vitesse du mélange V_M par :

$$V_G = \frac{V_{sG}}{\alpha_G} = C_0 V_M + V_d \quad (\text{III.130})$$

Où C_0 est le paramètre de distribution ou du profil qui prend en compte les effets de la distribution non uniforme des profils de vitesse et de concentration.

Si les deux phases sont uniformément mélangées C_0 est égale à 1. V_d est connue comme la vitesse drift du gaz qui tient compte de la vitesse locale relative entre les deux phases. Si le liquide est stationnaire, V_d correspond à la vitesse de circulation du gaz dans le liquide au repos.

Conclusion

Les écoulements monophasiques et diphasiques ont été largement étudiés théoriquement et expérimentalement, tandis que les écoulements diphasiques à travers les orifices sont encore rares surtout lorsqu'il s'agit des données locales. Les modèles existants dans ce domaine sont imprécis dans la prédiction de différentes grandeurs locales telles que le taux de vide et la vitesse des phases, de même pour les grandeurs globales telles que la chute de pression singulière.

Chapitre IV

Etapes et processus de simulation

IV.1. La mécanique des fluides numérique (CFD)

Ce chapitre a pour objectif principal d'évoquer les étapes, les processus, ainsi que les paramètres utilisés dans le cas de la simulation de notre étude ainsi que des notions fondamentales de la mécanique des fluides numérique. Cette méthode est couramment nommée par l'acronyme CFD provenant de l'anglais « Computational Fluid Dynamics » qui sera utilisé par la suite dans ce manuscrit. Cette partie servira aussi à familiariser le lecteur non spécialiste à la terminologie propre de la CFD. Dans un premier temps nous allons présenter la CFD en général et le code de calcul utilisé par la suite nous allons détailler les différentes étapes effectuées au cours de la simulation.

Ainsi nous allons présenter les résultats obtenus au cours de cette étude de simulation avec une comparaison avec l'étude expérimentale

IV.2. Présentation du code de calcul

Le code de calcul "TransAT" est commercialisé par le groupe ASCOMP, qui est basé en Suisse. Il simule tous les écoulements de fluides, compressibles ou incompressibles et prend en compte des phénomènes physiques complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques, les écoulements multiphasiques rencontrés dans les procédés industriels. Il se présente comme tous les logiciels de CFD (exemples : CFX, fluent..) par l'enchaînement d'une étape de construction d'un domaine de calcul et de son maillage (un pré-processeur), d'une étape de résolution des équations de Navier Stokes (le solveur) et enfin d'une étape d'exploitation des résultats sous formes graphiques ou de valeurs (post-processeur).

Les produits et services proposés par le groupe "ASCOMP" aident les ingénieurs à développer leurs produits, à optimiser leur conception et à réduire leurs risques et offre une interface simple qui facilite son utilisation.

Le logiciel "TransAT" modélise par la méthode des volumes finis des écoulements très variés dans des configurations plus ou moins complexes. Il est composé, comme tout logiciel de type CFD, de trois éléments clés qui sont : le pré-processeur, le solveur et le post-processeur.

IV.3. Méthode numérique et résolution (simulation)

Cette partie explicite les étapes nécessaires pour réussir une simulation d'un problème en mécanique des fluides à l'aide du code TransAt.

1. Choix du solveur
2. Choix du modèle de turbulence
3. Définition des caractéristiques du fluide
4. Conditions aux limites
5. Choix des critères de convergence
6. Initialisation des calculs
7. Sauvegardes
8. Lancement de la simulation

IV.3.1. Etape1 Préprocesseur (Pré-processing)

La résolution numérique par la méthodes des différence finies ainsi que par les volumes finis de beaucoup de problèmes de mécanique des fluides dépend essentiellement des conditions aux limites et de l'aspect géométrique du domaine physique, dans le cas des géométries rectangulaires la difficulté ne se pose pas car les conditions aux limites peuvent être exactement représentées, mais la plus part des problèmes réels leurs géométrie constitue une difficulté majeure qui dépend de la complexité du domaine physique.

IV.3.2. Description du problème

Quelques caractéristiques de base des simulations seront énoncées dans cette partie et les caractéristiques particulières pour chaque cas particulier. L'étude du l'écoulement à bulles (Bubbly) dans une conduite verticale avec orifice a était simulée en utilisant le code commercial TransAT.

IV.3.3.Géométrie

Le code TransAT génère que des géométries simple (tube, plaque,) mais pour les géométries complexes, le recours à des logiciels de Dessin Assisté par Ordinateur (DAO) tel que SolidWorks.

La géométrie de notre cas d'étude consiste en une conduite verticale de 6 m de long et un diamètre intérieur de 34 mm, deux model d'orifice sont utilisés 18,5 mm et 25 mm de diamètre et sont placé a $L/D = 121,31$ Soisà 4124,76 mm à partir de l'entrée de la conduite. L'axe de la conduite est toujours aligné avec l'axe des « y » et plusieurs sections de mesures peuvent être placées le long de la conduite.

La figure si dessous décrit la conduite utilisée:

IV. Etapes et processus de simulation

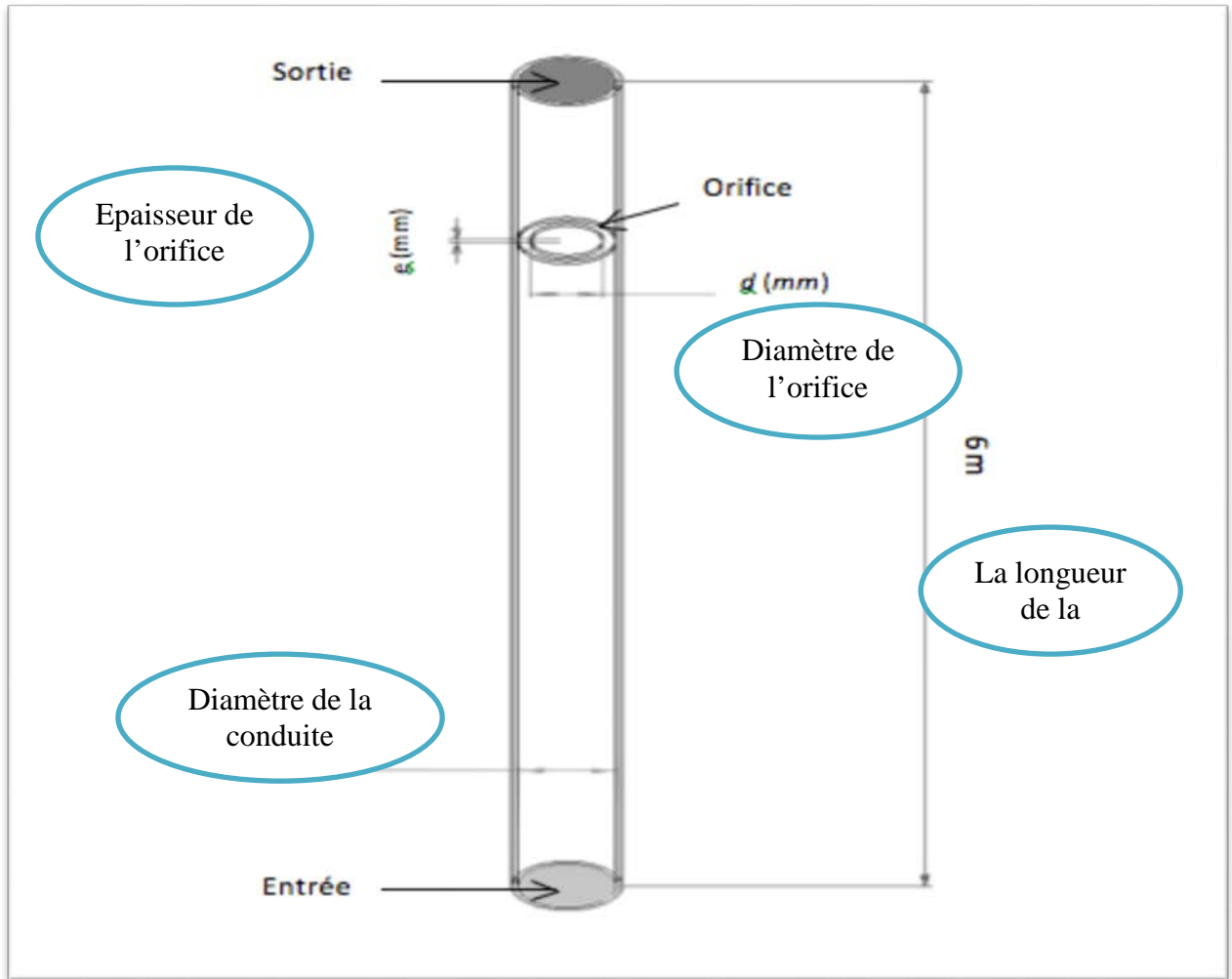


Figure IV.1: Géométrie de la conduite

IV.3.4 Géométrie des orifices

Le type d'orifice seront traité dans le cas de cette simulation leur géométries comme l'indique le tableau suivant :

Type	D (mm)	d (mm)	e (mm)	$\beta=d/D$	e/d
Orifice 1	34	25	2,5	0,73	0,1

Tableau IV.1: géométrie d'orifice utilisé dans la simulation

IV. Etapes et processus de simulation

IV.3.5. Maillage

C'est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinale et transversale, dont l'intersection représente un nœud. Un maillage de très bonne qualité est essentiel pour l'obtention d'un résultat de calcul précis, La qualité du maillage a un sérieux impact sur la convergence, la précision de la solution et surtout sur le temps de calcul.

Le code TransAT se caractérise par un maillage flexible utilisant les coordonnées cartésiennes qui est un maillage structure. Il est généralement composé de mailles quadrilatérales en deux dimensions (2D) et hexaédriques en trois dimensions (3D).

Pour notre simulation on a choisi un maillage de 34 cellules suivant la direction X, 900 cellules suivant Y et 2 cellules suivant Z, car la simulation est en 2D, par la suite le maillage a été raffiné à l'entrée de la conduite et voisinage du orifice pour des résultats plus précis.

Concernant le domaine il doit aussi être décomposé en plusieurs blocs de sorte que la simulation puisse fonctionner sur plusieurs processeurs. En effet, chaque bloc est assigné à un processeur (mais un processeur peut manipuler plusieurs blocs). Dans notre cas on a partagé le domaine en 11 blocs suivant la longueur de la conduite suite à disponibilité que de 11 processeurs dans l'ordinateur.

La technologie des surfaces immergées (immersed surface technologie IST) développée par l'équipe ASCOMP a pour principe d'immerger les objets solides dans une grille cartésienne. L'idée est inspirée des techniques de suivi d'interface pour les écoulements diphasiques (Level Set), où la phase liquide est prise comme positive et la phase gazeuse comme négative avec une interface nulle entre les deux phases.

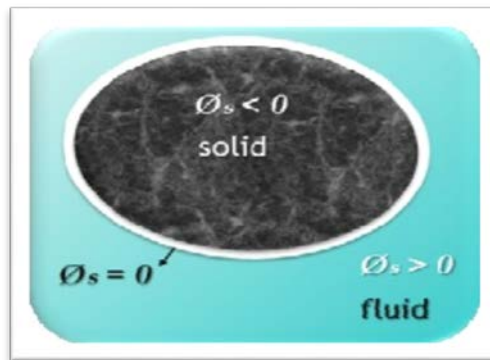


Figure IV.2: principe de la technologie IST

IV. Etapes et processus de simulation

Les figures si dessous montrent un modèle de maillage structuré d'une plaque (2D) :

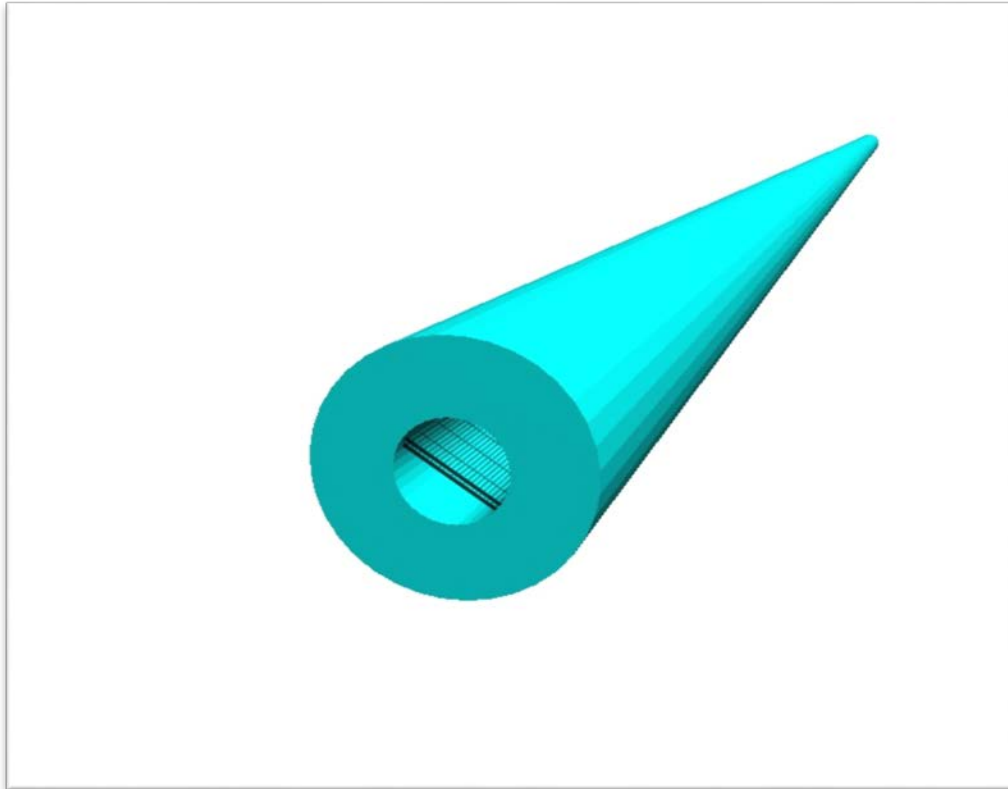


Figure IV.3: Geometrie de la conduite avec maillage 2D

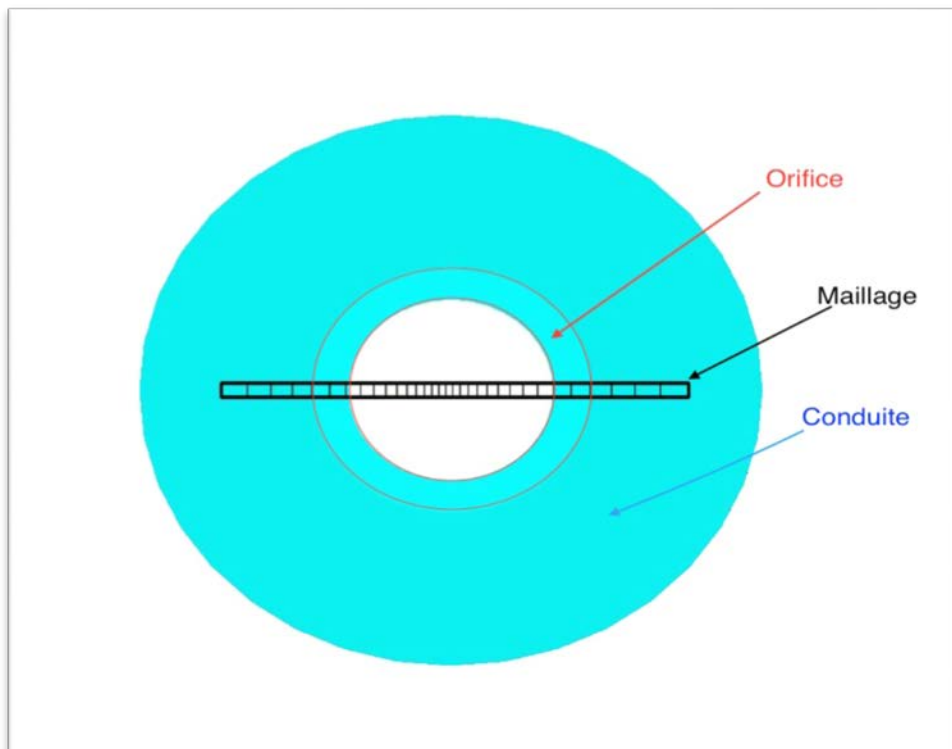


Figure IV.4: Vue transversal du maillage généré le long de la conduite

IV. Etapes et processus de simulation

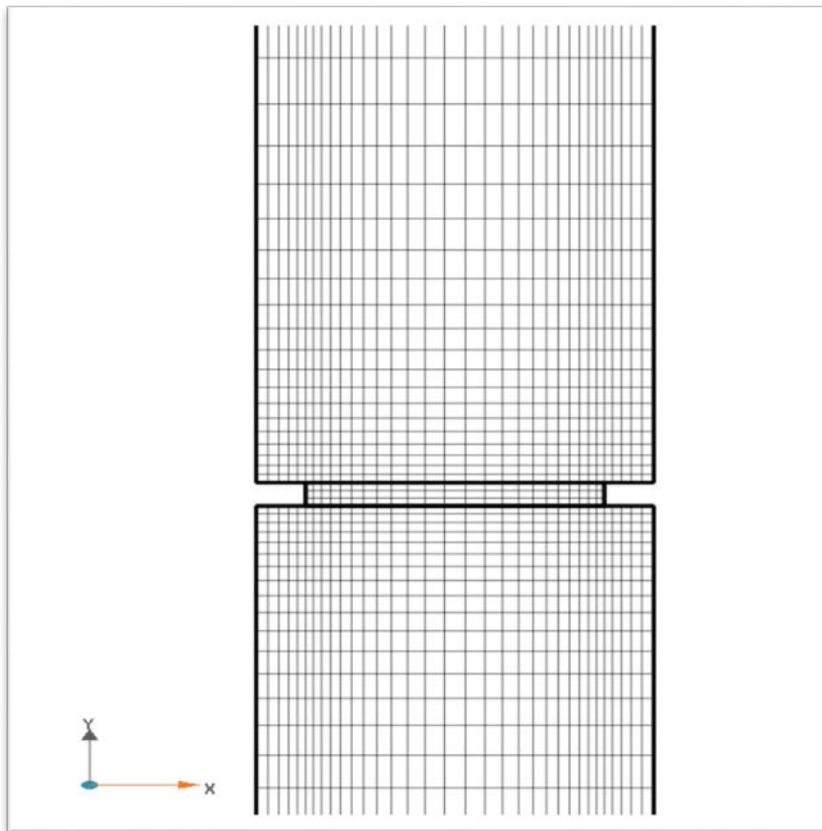


Figure IV.5:Maillage au voisinage de l'orifice

IV.3.6 Spécifications de l'écoulement

IV.3.6.1. Propriétés des fluides

Les propriétés appropriées aux deux fluides (air et liquide) utilisés dans la simulation sont données dans le tableau suivant :

Fluide	Densité (kg/m^3)	Viscosité (Pa.s)	Surface tension (N/m)
Air	1,205	1,511e-5	0.072
Eau	997,78	0,0009772	

Tableau IV.2: les propriétés physique de l'air et de l'eau

- On a spécifié dans la simulation que l'eau est prise comme **phase 1** et l'air comme **phase 2**.

IV.3.6.2. Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont les spécifications des propriétés d'écoulement sur les limites du domaine de calcul. Ils sont par conséquent, un élément essentiel des simulations CFD en termes de représentation de la configuration expérimentale de l'écoulement diphasique à travers la conduite, ces conditions sont résumées dans la figure (IV.6).

Dans notre cas, l'entrée (inflow) est à Y min, la sortie (outflow) à Y max, ensuite on pose X min et X max comme étant des parois (wall), et des conditions aux limites symétrique (symmetry) à Z min et Z max vue que la simulation ce fait en 2D.

La figure si dessous décrit les conditions aux limites utilisées :

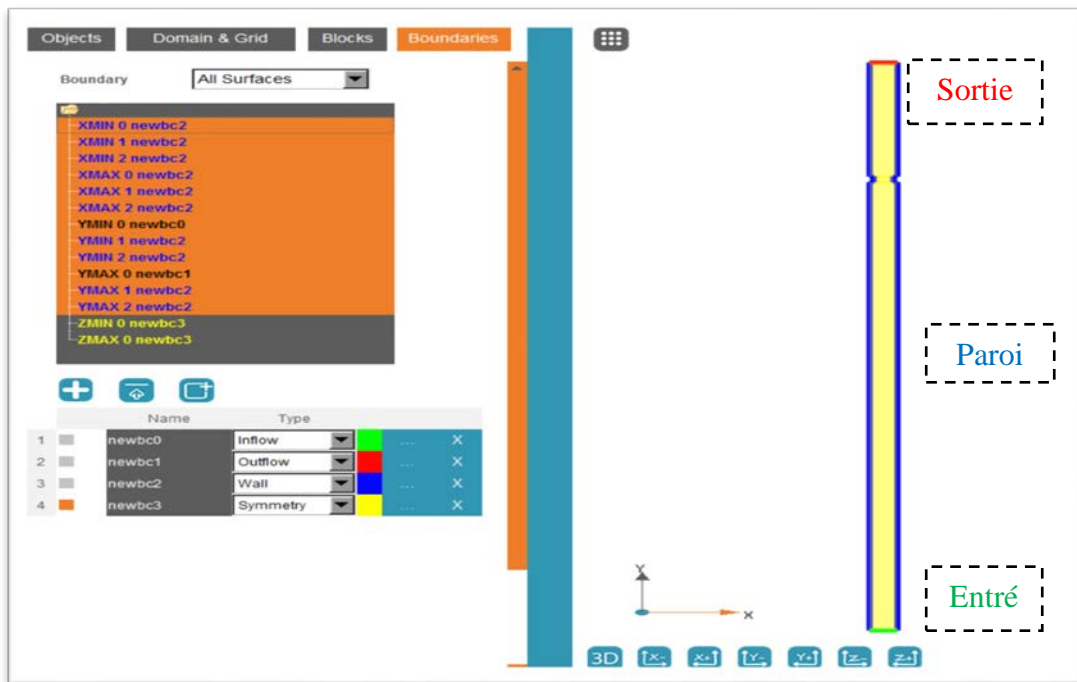


Figure IV.6: Condition limite poser dans pour la simulation

A l'entrée du domaine les vitesses des deux phases « gaz, liquide » sont spécifiées ainsi que les fractions gazeuse et liquide pour le modèle d'écoulement (bubbly). Les valeurs de ces dernières sont mentionnées dans le tableau suivant :

Model d'écoulement	$U_{gs}(m/s)$	$U_{ls}(m/s)$	Taux de vide α
Ecoulement à bulle (bubly)	0.19	0.91	0.2

Tableau IV. 3: vitesses superficielles et taux de vide pour l'écoulement

IV. Etapes et processus de simulation

On doit calculer les vitesses locales (moyennes) du gaz et du liquide puisque le code TransAT ne prend pas en charge les vitesses superficielles comme suite :

$$U_g = \frac{U_{gs}}{\alpha} \quad (IV.1)$$

$$U_l = \frac{U_{ls}}{1-\alpha} \quad (IV.2)$$

D'où pour le cas de l'écoulement à Bulles les vitesses locales du liquide et du gaz sont respectivement 1,13 m/s et 0,95 m/s.

Les valeurs d'entrée de l'énergie cinétique turbulente k , et son taux de dissipation ε , sont estimées en utilisant les équations suivantes proposées par Launder et Spalding (1974) :

$$k = \frac{3}{2} I^2 U_{in}^2 \quad (IV.3)$$

$$\varepsilon_{in} = 2k_{in}^{3/2} / D \quad (IV.4)$$

$$I = 0,16 Re^{-1/8} \quad (IV.5)$$

Avec :

D : le diamètre de la conduite.

I : l'intensité de la turbulence pour l'écoulement de la conduite entièrement développé.

Les parois de la conduite sont supposés être rigide et imperméable, dans laquelle la rugosité des parois ont été défini comme des parois lisses, les conditions d'exploitation ont été spécifiés comme étant la pression normale atmosphérique (101,3 kPa) et 20 ° C de température. Les effets de la gravité sont comptabilisés et l'accélération due à la gravité pour être -9,81 m/s² sur la verticale.

IV.3.6.3. Les propriétés d'écoulement

IV.3.6.3.1 Les propriétés d'entrée

Base:

- ♦ Inflow profile: Constant
- ♦ Inflow Data Source: à partir des conditions aux limites
- ♦ inflow température: 300 K
- ♦ Composantes de vitesse de l'entée (inflow): u: 0.0 v: 0.0 w: 0.0

IV. Etapes et processus de simulation

Notez que la vitesse moyenne est placée à zéro parce que le modèle de glissement algébrique (the Algebraic Slip Model ASM) sera employé et des vitesses de phase seront définies

Turbulence (RANS) :

- ♦ Turbulent Intensité: 0.1
- ♦ μ_t / μ : 120

N-Phases Algebraic Slip Model:

- ♦ Inflow Volume Fraction of Phase 1: $1-\alpha$
- ♦ Inflow Volume Fraction of Phase 2: α
- ♦ Phase 1 Velocity [m/s]: $u=0.0, v=U_l, w=0.0$
- ♦ Phase 2 Velocity [m/s]: $u=0.0, v=U_g, w=0.0$

IV.3.6.3.2 Les propriétés de sortie

- ♦ Outflow Type : Pressure
- ♦ Outflow Pressure = 0
- ♦ Outflow Data Source: From Boundary Conditions

Remarque:

Pour les propriétés Wall et Symmetry on utilise les paramètres par défaut.

IV.3.6.4 Modèles physiques

Dans cette section ont défini les équations à résoudre et les modèles à employer dans la simulation comme suit :

Équations de base :

- | | |
|----------------------|----------------|
| ♦ Pression : ON | Vitesse U : ON |
| ♦ Température : OFF | Vitesse V : ON |
| ♦ Concentration: OFF | Vitesse W: OFF |

Gravité :

- ♦ $x : 0.0, y : -9.81, z : 0.0$
- ♦ Hydrostatique : activé

Modèles avancée :

- ◆ Modèles de turbulence : type RANS
- ◆ Viscosité Ratio : 120
- ◆ Intensité de la turbulence: 0,1

Modèle multiphasique :

- ◆ Méthode d'écoulement multiphasique: Ensemble Averaged (Phase Average)
- ◆ Nombre de phases: 2
- ◆ Vitesse de dérive (drift velocity) :
- ◆ Approximation de gradient de pression : Vecteur de gravité
- ◆ Modèle de trainée (Drag Model) : modèle de Tomiyama
- ◆ Modèle de portance (Lift Model) : modèle de Tomiyama
- ◆ Force de paroi (wall force) : modèle Antal

IV. 3.6.5 paramètres de simulation

Dans la présente partie les paramètres numériques de la simulation sont définis.

- ◆ type de simulation : instationnaire (Unsteady)
- ◆ schéma de temps : Euler 1^{er} Ordre

Paramètres de control :

- ◆ Nombre d'itérations : 100000
- ◆ Pas de temps initiale : 0,001
- ◆ Nombre d'itérations par pas de temps : 10

Adaptive time-stepping :

	minimum	maximum
Limites CFL	0.5	1.2
Diffusion	0.3	1
Tension de surface	0.3	1
Nombre de Fourier	0.3	0.7
Force de particules fluides	0.3	0.7
Réaction chimique	0.3	0.7

Tableau (IV.4): Adaptive time-stepping

- ◆ Facteur de relaxation : 0,70

Equations

Pression :

- ◆ Convergence : 0,01.
- ◆ Solver : GMRES.
- ◆ Preconditioner : Block Jacobi.
- ◆ Max number of solver iterations: 100.

Autre variable :

- ◆ Convergence : 1e -005.
- ◆ Solver : GMRES.
- ◆ Preconditioner : Block Jacobi.
- ◆ Max number of solver iterations: 60.

IV. Etapes et processus de simulation

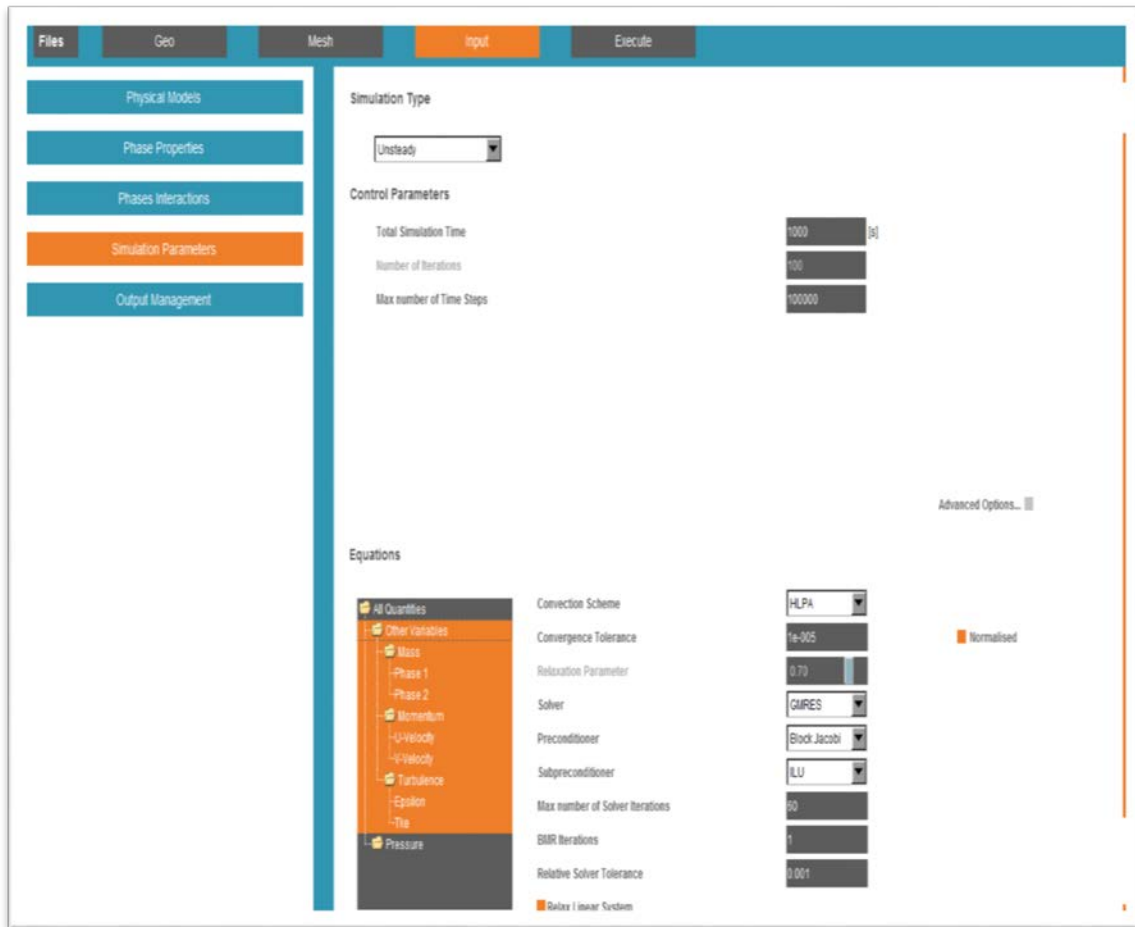


Figure IV.7: paramètres de simulation

IV.3.6.6. management sortie

Est utilisée pour définir la sortie de la simulation, en particulier le format de la visualisation des fichiers et les variables de sortie ainsi que la fréquence de la production des fichiers :

- ◆ Format fichier de sortie : Paraview

Fréquences des fichiers de sortie : 100

Variables de sortie :

- ◆ Variables primaires : P, U, V
- ◆ Modèle multiphasique :
- ◆ vitesse de phase
- ◆ fraction de volume de phase

IV. Etapes et processus de simulation

Modèle de turbulence :

- ◆ Énergie cinétique turbulente
- ◆ Taux de dissipation turbulente
- ◆ Viscosité turbulente

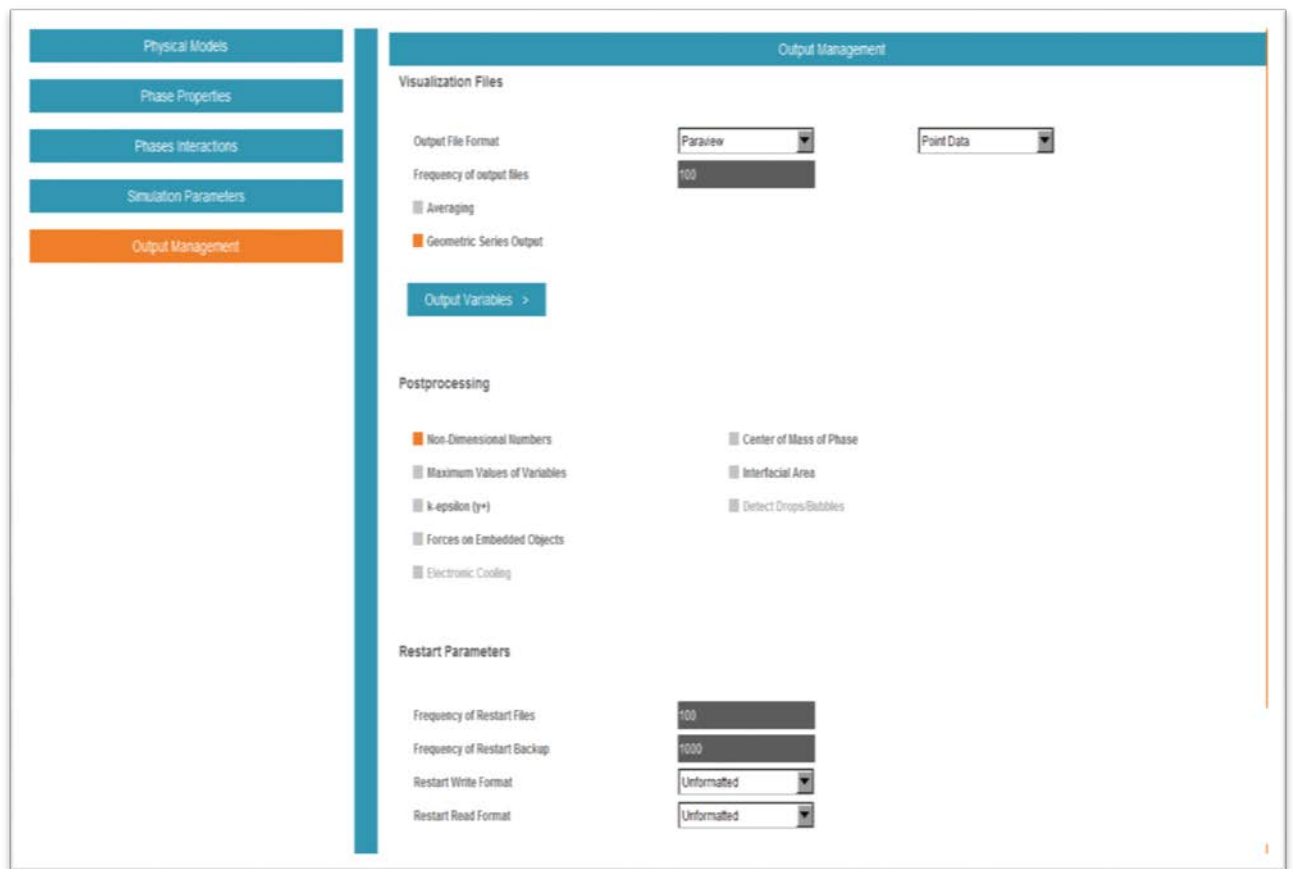


Figure IV.8: Paramètre de sortie utilisé dans la simulation

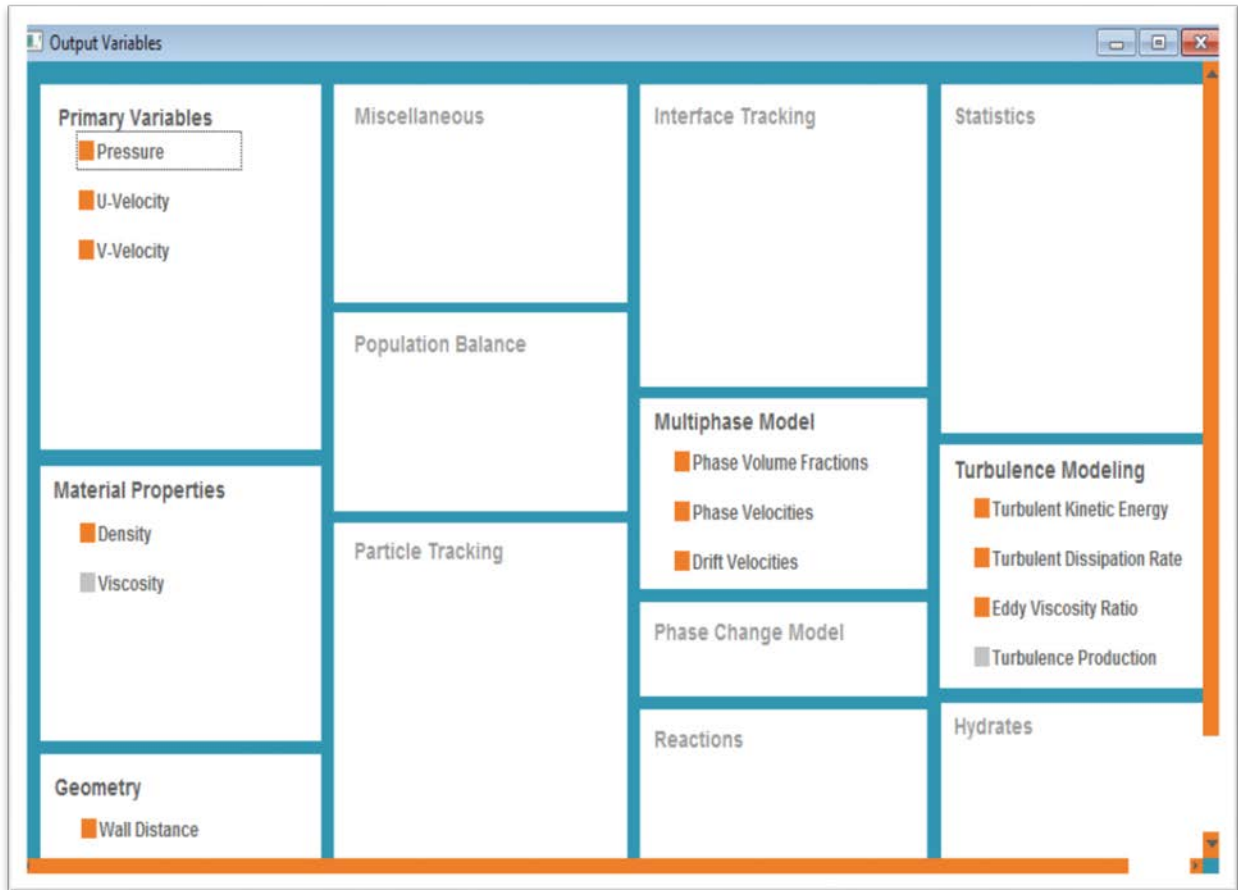


Figure IV.9: Variables de sortie de la simulation

IV.4 Etape 2 : La solution (Solver)

Dans cette section les conditions initiales sont préparées et la simulation est lancée et contrôlés.

IV.4.1 Conditions initiales

Pour les simulations d'écoulement à deux phases, l'état initial du gaz et du liquide est à spécifié par l'utilisateur. Les conditions initiales sont réaliser en utilisant le logiciel C++ et introduit dans le TransAT sous forme de fichier « initialconditions.cxx ».

Le contenu de ce dernier est détaillé dans l'annexe de ce document, Plus de détails sont disponibles dans le manuel de l'utilisateur Transat.

IV.4.2 Schéma de discrétisation

Notre code emploie la méthode des volumes finis pour la résolution des systèmes d'équations utilisés pour modéliser les mouvements des fluides. En effet, avec la méthode des volumes finis, un problème physique donné est résolu suivant trois principales étapes :

- ♦ Division du domaine de calcul en volumes de contrôle via un maillage.
- ♦ Intégration des équations sur chaque volume de contrôle afin de les transformer en équations algébriques.
- ♦ Résolution des équations ainsi discrétisées.

Pour une convergence plus rapide l'algorithme SIMPLE a été utilisé dans le code de calcul, pour le couplage pression-vitesse.

IV.5 Etape 3 : Post-processeur (Post-processing)

Le code TransAT exploite le logiciel ParaView qui est un logiciel Open-source de visualisation et d'analyse des données, il sera par conséquent utilisé pour la visualisation des résultats dans le chapitre suivant « résultats et interprétations »

IV.6 Les fonctions UDFs

Une fonction ou procédure UDF (User Defined Function) est un programme de l'utilisateur qui peut être chargé dynamiquement par le code TransAT pour enrichir les paramètres standard du code. Par exemple, nous pouvons employer un UDF pour définir les conditions aux limites propre à l'utilisateur, les propriétés matérielles et limites de source pour le régime d'écoulement, comme on peut spécifier les paramètres modèles adaptés aux besoins de l'utilisateur et initialiser une solution, etc. [30]

Les UDFs sont écrites en langage de programmation « C ++ », il est permis aux UDF d'accéder aux données en utilisant des macros et fonctions définies par sa propre bibliothèque. Elles sont interprétées ou compilées par le compilateur de TransAT puis liées au code par l'intermédiaire des commandes figurants sur le Menu d'interface graphique.

Dans notre cas, on a programmé une fonction UDF afin d'obtenir les pertes de pression le long de la conduite à travers l'orifice et aussi pour l'obtention du signal de la pression en fonction du temps.

IV. Etapes et processus de simulation

IV.7 Temps CPU

Le temps CPU (**Central Processing Unit**) désigne le temps mis par le calculateur pour effectuer une simulation et constitue une indication du coût de cette simulation. Dans la plupart de nos simulations, le pas de temps imposé était égal à 0.0001 s afin de respecter les critères de stabilité. Une simulation dont le temps physique est égal à 10 s nécessite donc le calcul de 100000 pas de temps. De plus, nous avons fait remarquer le temps CPU augmentait rapidement avec le nombre de mailles. Le coût prohibitif des calculs nous a poussés à adopter des maillages pour notre cas d'étude à 32000 mailles (900×34). Il faut signaler que le temps de retour d'un calcul de 10 s de temps physique sur un maillage à 29637 mailles est de l'ordre de 3 semaines sur une station Dell deux nœuds et six cœurs pour chacun.

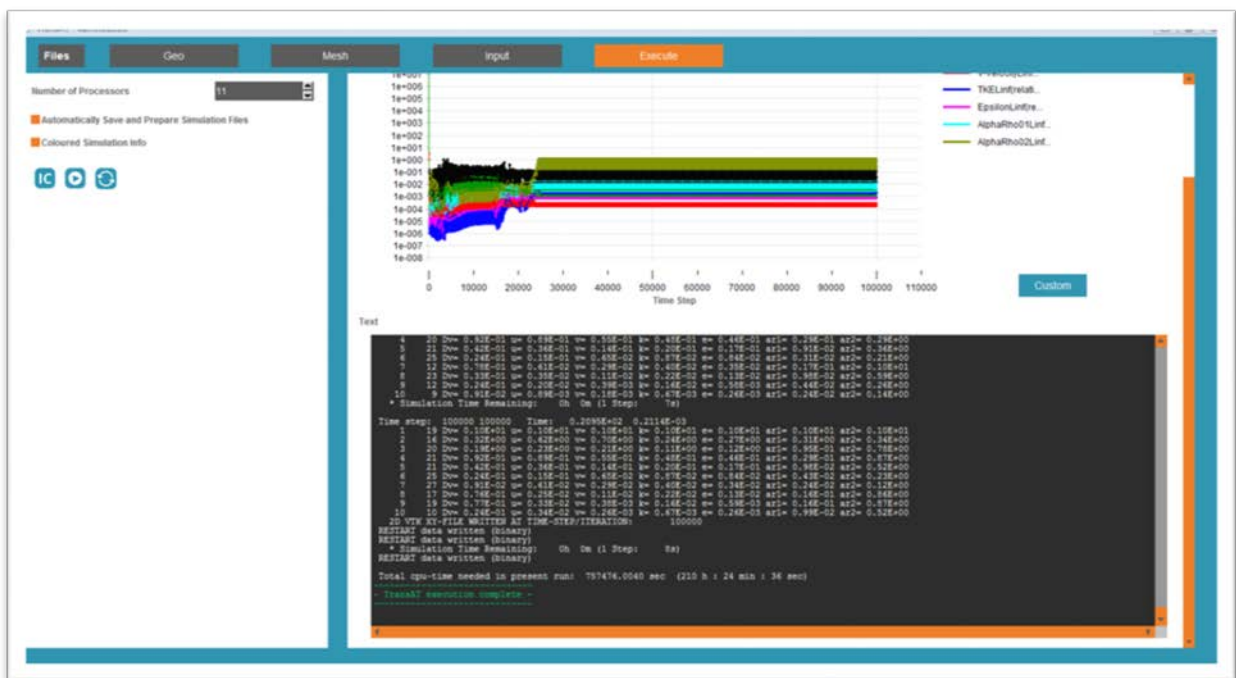


Figure IV.10: Déroulement du calcul dans le code TransAT

Chapitre V

Résultats

Et

Interprétation

Dans ce chapitre nous allons présenter les résultats obtenus au cours de cette étude de simulation avec une comparaison avec l'étude expérimental.

V.1. Visualisation des résultats de simulation

V.1.1. L'écoulement à bulles

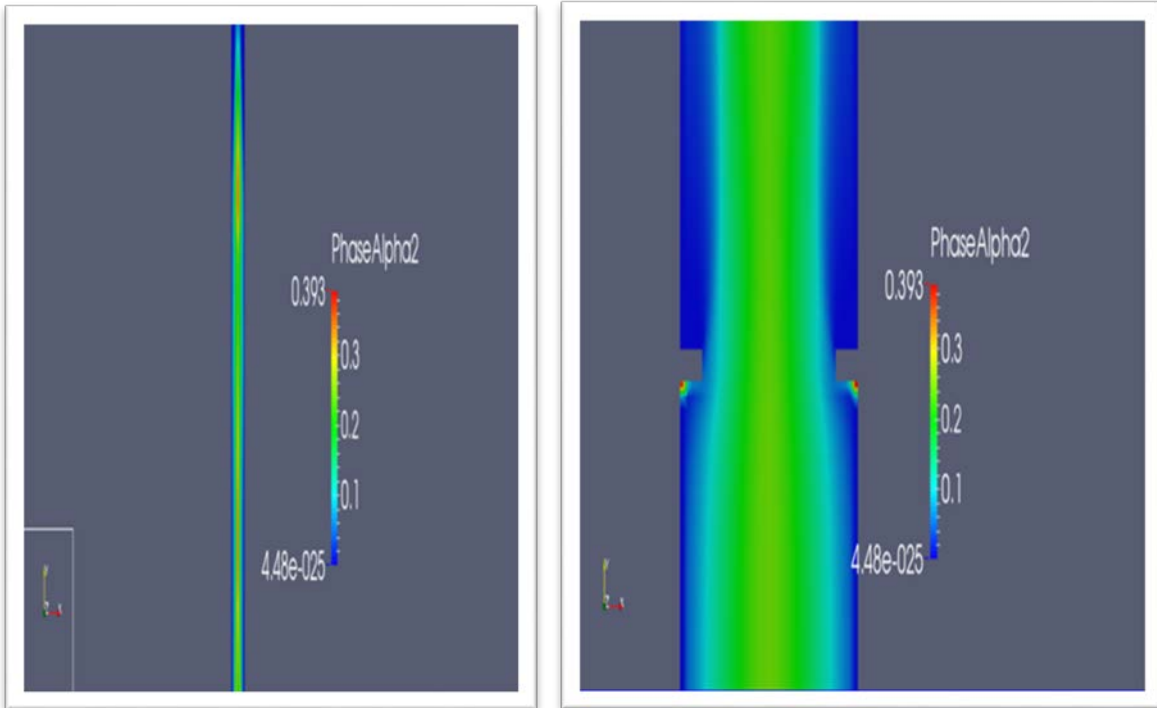


Figure V.1: Visualisation de l'écoulement à bulles le long de la conduite et à travers l'orifice.

L'écoulement à bulles se caractérise par la dispersion du gaz dans la phase liquide en continue, la visualisation issue de la simulation dans la figure ci dessus est en parfaite accord avec cette définition vu la distribution du taux de vide dans la conduite .en effet on remarque une variation de ce dernier toute au long de la conduite avec une concentration plus importante au centre ce qui est expliqué par la répartition des bulles de manière non uniforme. Quand l'écoulement passe à travers l'orifice on remarque à son voisinage une concentration très élevée du taux de vide (un taux de vide de 0.393) cela est dû à la collision des bulles aux parois de l'orifice, l'écoulement se rétrécit et reprend sa forme initiale après l'orifice, on constate la présence d'un sillage après l'orifice (un taux de vide très faible ou presque nul) cela est dû à la perte de charge à travers ce dernier.

Remarque :

Le modèle multiphasique « PHASE AVERAGED » utilisé dans notre simulation ne nous donne pas la forme des bulles ainsi que leur distribution dans la conduite, mais par contre il nous donne la variation du taux de vide. Pour avoir une vue visuelle des bulles et de leurs déplacements il faudra faire recours aux modèles multiphasiques de suivi d'interface tels que VOF (volume of fluid) ou LEVEL SET disponibles dans le code CFD, malheureusement ces modèles requièrent une connaissance beaucoup plus poussée en programmation C++ afin de générer le programme des conditions initiales, chose que l'on a jamais étudiée dans notre cursus.

V.2. Evolution de la pression statique le long de la conduite

V.2.1. L'écoulement à bulles

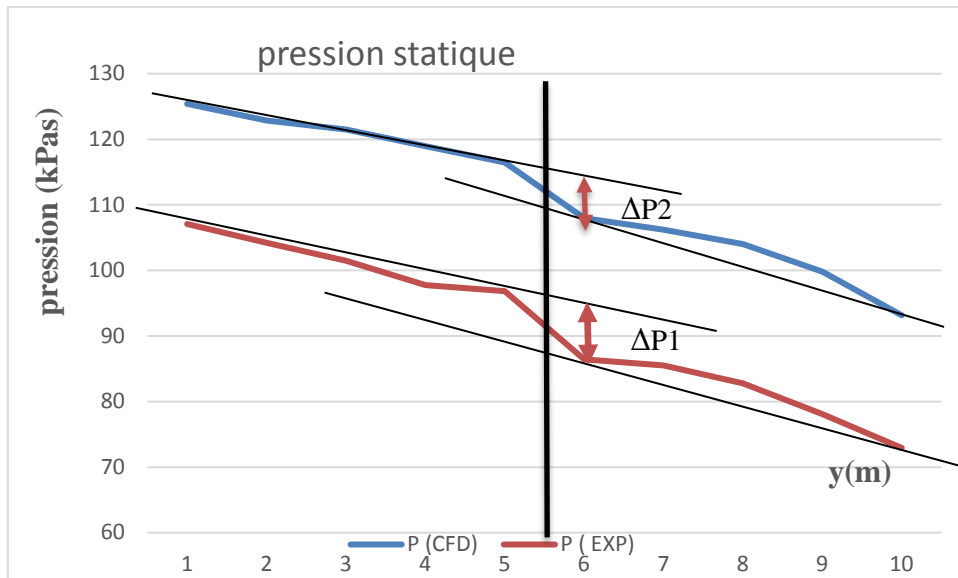


Figure V.2 : L'évolution de la pression statique le long de la conduite à travers l'orifice pour l'écoulement à bulles.

La figure (V.2) représente l'évolution de la pression statique diphasique gaz-liquide le long de la conduite à travers un orifice.

Le graphique en bleu signifie résultats de simulation, et le graphique en rouge signifie résultats expérimentaux.

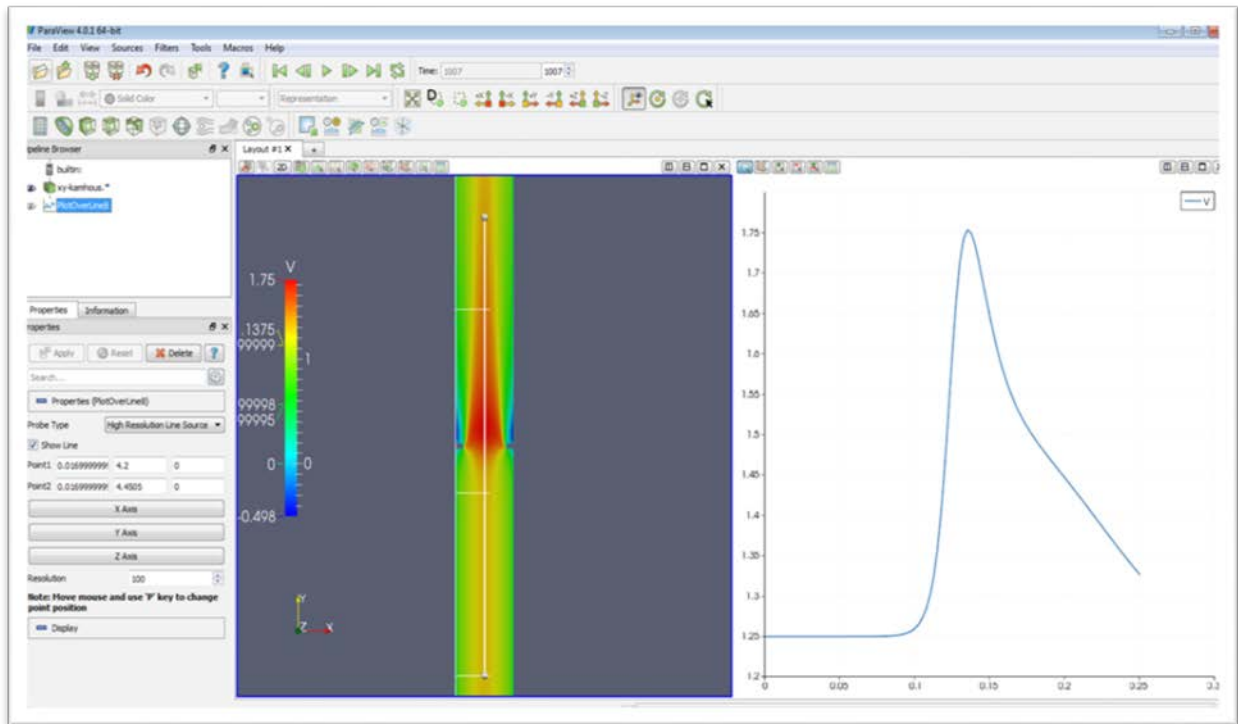
On peut remarquer les mêmes allures des courbes à savoir des gradients de pression constants loin de l'orifice (expérimental et CFD) et une diminution brusque juste après l'orifice (chute de pression $\Delta P1=10,4$ KPas, $\Delta P2=8,5$ KPas) qui peut être expliquée par l'augmentation de la vitesse qui aura pour effet direct la diminution de la pression étant donné que l'écoulement doit conserver une énergie totale constante rajouter à cela les effets interactifs entre les

V. Résultats et interprétation

deux phases qui peuvent conduire soit à une homogénéisation de l'écoulement diphasique ou bien à la séparation des deux phases.

Les figures ci-dessous (V.3, V.5) issues de la visualisation de la simulation confirment ce phénomène le fait qu'on distingue une perte de pression et l'augmentation de la vitesse le long de la conduite et à travers l'orifice qui est caractérisé par un changement de couleur.

La figure (V.4) représente l'évolution de la vitesse avant et après l'orifice, on peut remarquer après l'orifice une vitesse négative presque égale (-0,498 m/s) et on voit aussi les remous (recirculation du vecteur de la vitesse) après l'orifice.



Figures V.3: L'évolution de la vitesse le long de la conduite et à travers l'orifice pour l'écoulement à bulles

V. Résultats et interprétation

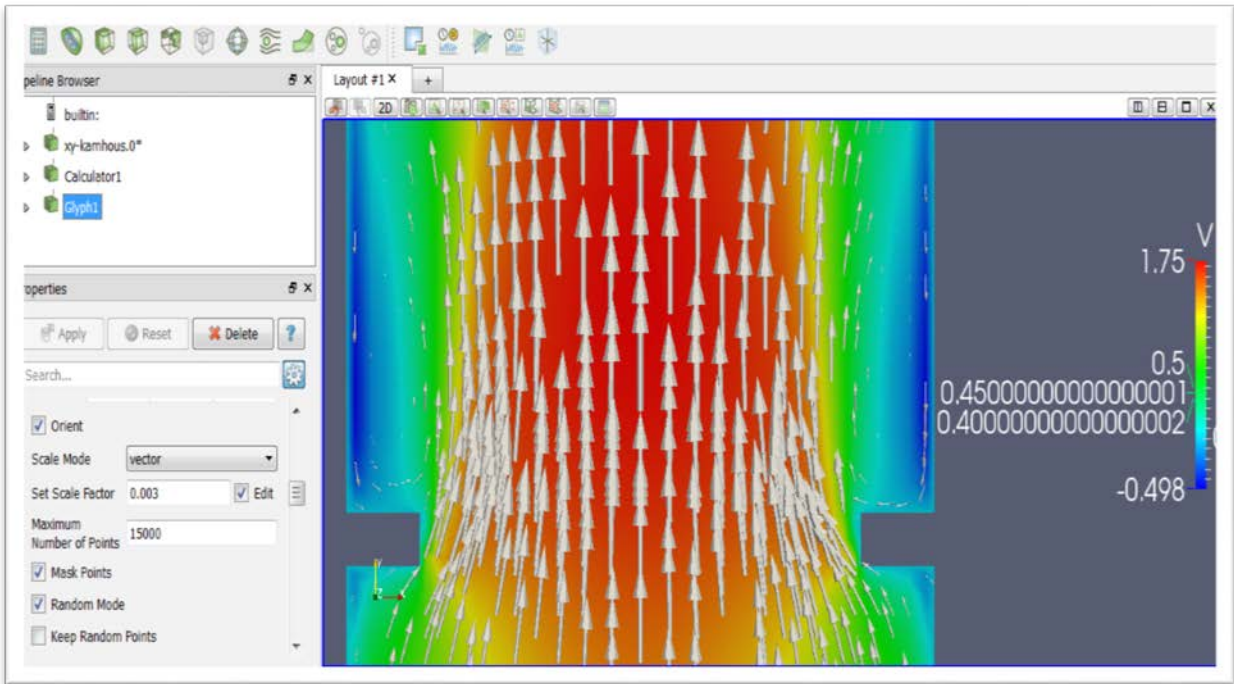


Figure V.4: L'évolution de la vitesse avant et après l'orifice

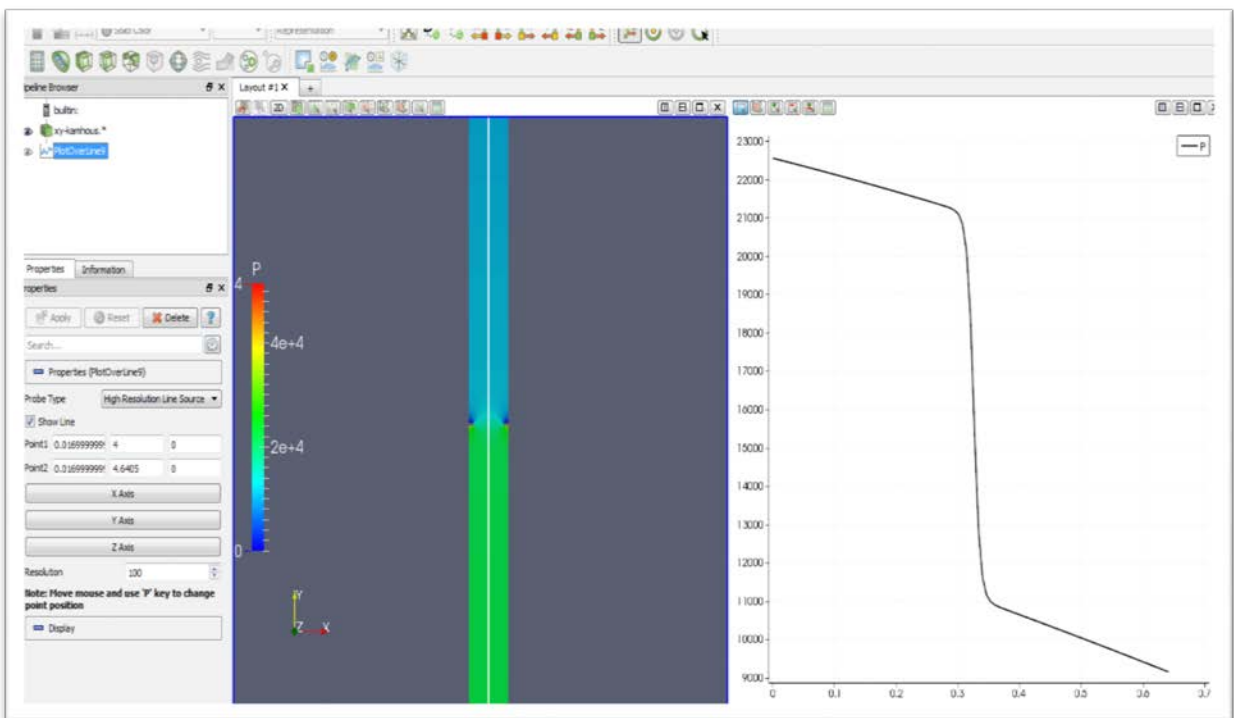
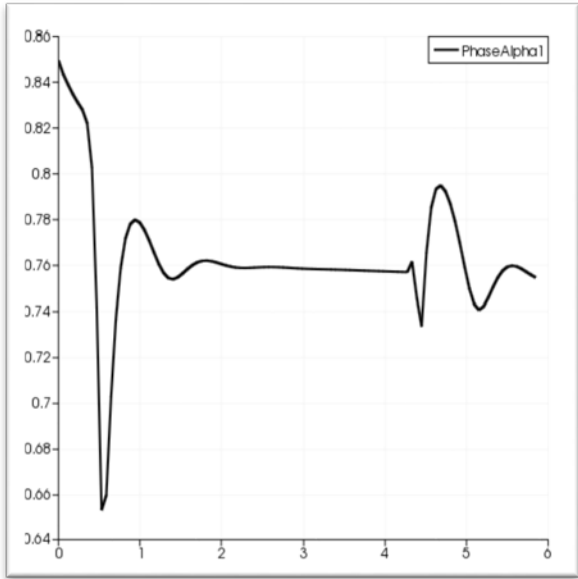
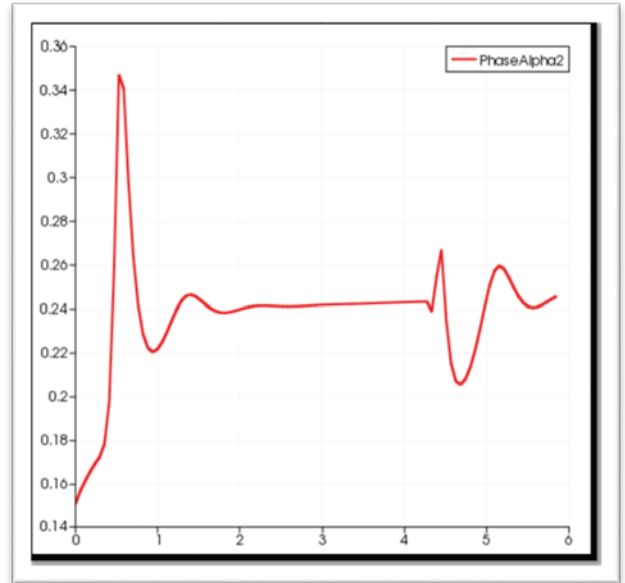


Figure V.5: L'évolution de la pression le long de la conduite et à travers l'orifice pour l'écoulement à bulles

V. Résultats et interprétation



(a)



(b)

Figure V.6: [(a) variation de taux de liquidité, (b) variation de taux de vide] au niveau de la conduite pour l'écoulement à bulles

Dans notre cas de la simulation, on suppose que le liquide est dans la conduite (état initial), puis on injecte le gaz.

Dans la figure (V.6), on remarque que la variation de taux de liquidité augmenté du taux vide est égale à l'unité. Au niveau de l'orifice $\alpha=0,24$ et $1-\alpha=0,76$.

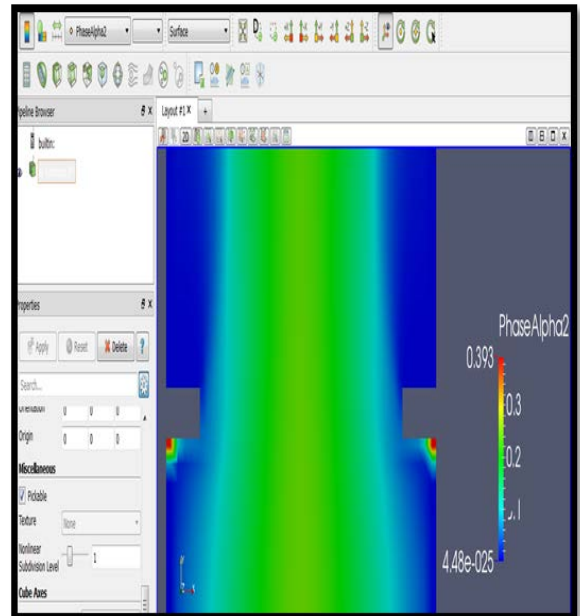
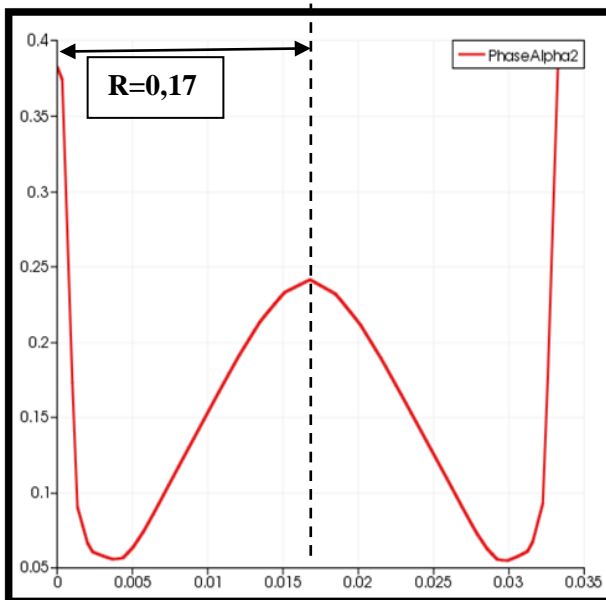


Figure V.7: Variation de taux vide au voisinage de l'orifice $y=4,324$

V. Résultats et interprétation

Dans la figure (V.7), quand l'écoulement passe à travers l'orifice on remarque à son voisinage une concentration très élevée du gaz introduit (un taux de vide de 0.393) cela est dû à la collision des bulles aux parois de l'orifice. Et au niveau de l'orifice une augmentation de taux vide jusqu'à 0,24, et on peut remarquer la symétrie à partir du graphe.

Dans la figure (V.8), on remarque une variation de la vitesse selon la conduite et quand la vitesse est stable (1,25 m/s) « l'écoulement est établi », au niveau de l'orifice la vitesse est maximale 1,73 m/s.

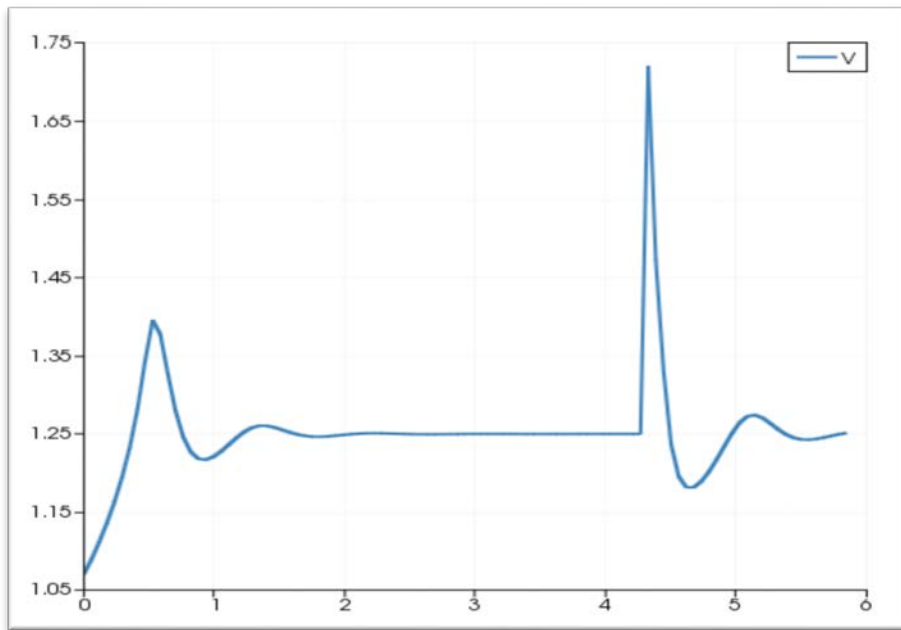


Figure V.8 : Variation de la vitesse locale le long de la conduite

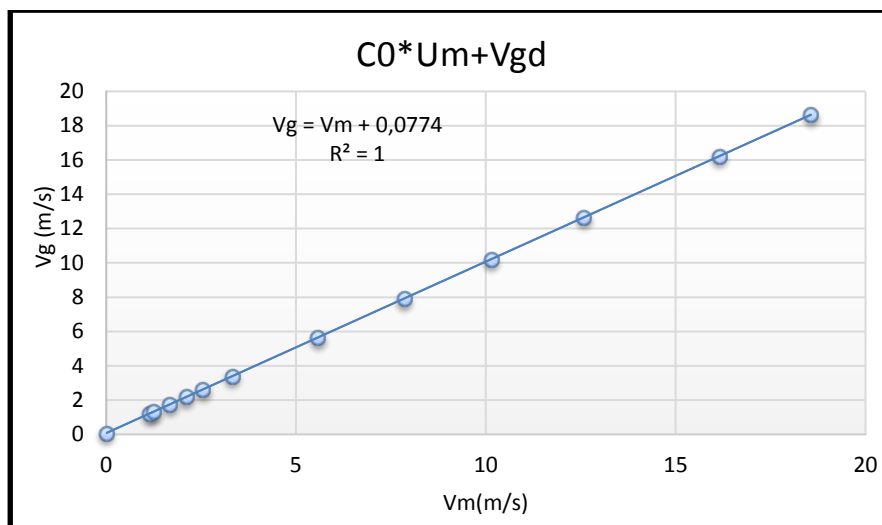


Figure V.9: le modèle de Drift-flux dans une conduite verticale à travers un orifice (l'écoulement à bulle).

V. Résultats et interprétation

A partir des données expérimentales on trace le graphe du modèle zuber et findlay (figure V.9), qui représente une ligne droite « linéaire » avec une pente C_0 égale 1 (les deux phases sont uniformément mélangées) $V_g (V_m=0)=0,0774$, C_0 est le paramètre de distribution ou du profil qui prend en compte les effets de la distribution non uniforme des profils de vitesse et de concentration. R^2 est le carré du coefficient de corrélation. equation (III. 130)

V. 3 Variation temporelle de la pression dans la conduite

On remarque que les courbes obtenues (Figures V.10) que ça soit en CFD ou en expérimental on obtient plus ou moins la même allure et ceci pour les différents points de prise de pression, cette allure est caractérisée par la fluctuation de pression à différents instants. L'explication de ces perturbations de pression sont dues à la propagation des bulles le long de la conduite, ces dernières fusionnent, se séparent et se cassent en continu, ce qui provoque des fluctuations de la pression. Une autre source probable de perturbation est due au sillage des bulles en effet celui-ci oscille faisant de chaque bulle un émetteur des fluctuations de pression. En outre la pression globale dans le sillage est inférieure que dans le reste de la conduite.

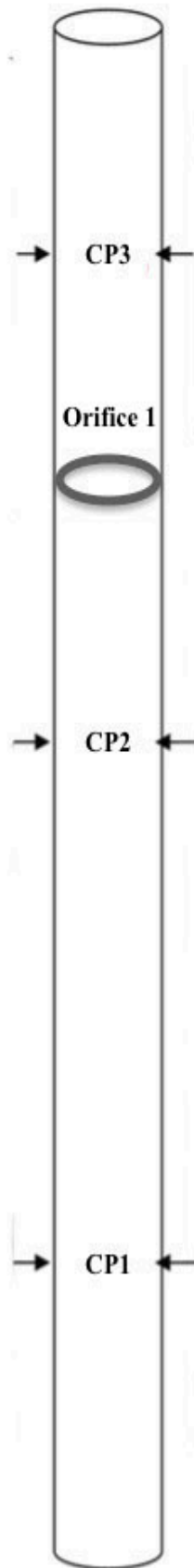
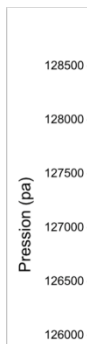
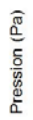
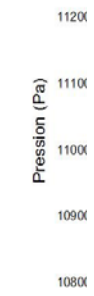
Finalement on remarque une diminution de la pression moyenne en chaque prise de pression ce qui confirme le phénomène de la perte de pression à travers l'orifice.

Points de mesure	Position du point de mesure
Point de mesure N°1 (CP1)	Situé à : 25,59 fois le diamètre de la conduite (D=34mm) soit à 3254,7 mm
Point de mesure N°2 (CP2)	Situé à : 8,82 fois le diamètre de la conduite (D=34mm) soit à 3824,8 mm
Point de mesure N°3 (CP3)	Situé à : 29,85 fois le diamètre de la conduite (D=34mm) soit à 5139,6 mm

Tableau V.1: Positionnement des points de mesure le long de la conduite pour l'obtention du signal temporelle de la pression.

EXPERIMENTALE

CFD SIMULATION



Figures V.10 Evolution de la pression en fonction du temps pour l'écoulement à bulles à travers l'orifice.

Conclusion et perspectives

-Le travail présenté consiste sur une étude de simulation numérique des écoulements diphasique gaz-liquide dans une conduite verticale à travers des orifices avec le code commercial CMFD « TransAT ». Le modèle proposé est bidimensionnel, dont le but est d'analyser les pertes de pression des écoulements diphasique.

- L'étude théorique a permis de voir les différentes équations et corrélations pour la prédiction de la perte de pression diphasique dans la conduite et à travers les orifices ainsi que le modèle utilisé au cours de la simulation.

- dans notre étude de la simulation on a choisi le modèle de configuration diphasique l'écoulement à bulles (bubbly flow).

- Notre modèle numérique est basé sur les équations générales de la conservation de la masse (continuité), de la quantité de mouvement et l'équation d'énergie, ainsi que les équations de Navier Stokes. La fraction gazeuse ainsi que l'évolution de la pression dans chaque instant sont déterminées avec le modèle multiphasique « PHASE AVERAGED », avec le recours à l'utilisation des UDFs qui nous ont permis d'avoir les différents résultats.

-L'étude numérique a permis de prédire la perte de pression ainsi que la variation de cette dernière en fonction du temps le long de la conduite et à travers l'orifice.

-En écoulement diphasique la perte de pression augmente avec l'épaisseur de l'orifice et la diminution du diamètre de ce dernier.

-la variation de la pression en fonction du temps sous forme de fluctuations est due au passage des bulles à différents instants et en continue.

-Quantitativement nos résultats numériques sont confrontés aux données expérimentales. Visiblement ces résultats sont un peu éloignées cela peut être due au fait que notre simulation numérique a été réalisée en bidimensionnelle (2D).

-les principaux objectifs initialement assignés à cette étude ont été globalement atteints, hormis la courte durée assignée pour la réalisation de ce travail qui nous a limités d'aller plus loin dans notre étude.

V. Résultats et interprétation

En perspective de toute cette étude :

-Une modélisation numérique plus approfondie ainsi qu'une simulation «3D » s'impose afin de très bien représenter le cas réel, cependant, la simulation numérique des écoulement dans des conduite en 3D et avec un maillage très fin, demande beaucoup plus de temps de calcul et par conséquent des moyens matériels important comme des HPC (High Performance computer) ou des cluster de calcul de plusieurs ce dizaine voir même centaine de processeur surtout pour ce qui ai d'une conduite de 6 mètre de long comme notre cas.

-La simulation avec d'autre modèle multiphasique tel que VOF ou LEVEL SET qui sont des méthodes de suivi d'interface qui consiste à calculer le taux du vide dans un volume fini et qui nous permet de suivre l'évolution des bulles au cours de l'écoulement.

-L'utilisation d'autre code de CFD serait aussi conseiller afin de valider le travail réalisé.

-le recours à des maillages plus raffiné et non structuré telle que le maillage de type « O-Grid » qui est très conseiller dans la littérature pour le cas des conduite afin d'avoir des résultats et une convergence beaucoup plus précises.

Ces améliorations prévues pour les futurs travaux seront d'un intérêt conséquent pour l'ingénierie et surtout pour l'industrie en particulier pétrolière qui représente la colonne vertébrale de l'économie nationale.

REFERENCES

- [1] **A.A.Saadawi, E Grattan, W.M.Dempster.** Two phase pressure loss in orifice plates and gate valve in large diameter pipe.
- [2] **Baroczy, C.J.** A systematic correlation for two-phase pressure drop', Chem. Eng. Progr. Symp. Ser, 62, 332-249, (1966).
- [3] **Barnea, D.** (1987) "A unified model for predicting flow pattern transitions for the whole range of pipe inclinations. International Journal of Multiphase flow, Volume 13(1), pp. 1-12.
- [4] **Baker, A and Gravestock, N.** (1987) "New Correlations for Predicting Pressure Loss and Holdup in Gas/Condensate Pipelines". In the Proceedings of 3rd International Conference on Multiphase Flow, Hague, Netherlands, pp 417-435.
- [5] **Brennen, C. E.** (2005) "Fundamentals of Multiphase Flow". [e-book], Cambridge University Press. Available online: <http://resolver.caltech.edu/CaltechBOOK> [Accessed on 26th February 2009].
- [6] **Chisholm, D.** (1967) "A Theoretical Basis for the Lockhart-Martinelli Correlation for Two-Phase Flow", International Journal of Heat Mass Transfer, volume 10, pp. 1767 - 1778. (Cited in: Chisholm, D., 1983, Two-Phase Flow in pipes and Heat Exchangers, Longman Inc., New York).
- [7] **COLLINS D, B. and GACESA, M., (1970).** Measurement of steam quality in two-phase up-flow with venturi meters and orifice plates Fluid Engineering. Heat transfer and lubrication conference. American Society of Mechanical Engineers, (Paper No 70-FE-6). New York.
- [8] **ESDU International,** Two phase pressure losses in pipeline fittings, Data Item 89012, June 1989. isbn 0-85679 683-2.
- [9] **Grattan E., Rooney, D.H., Simpson. H, C.** Two phase flow through flow gate valves and orifice plates, UK National Engineering Laboratory report No.678. 1981.
- [10] **IDELCHICK, I.E., (1994).** Handbook of Hydraulic Resistance. 3rd Edition, CRC presses, INC.
- [11] **JAMES, R.,** Metering of steam-water two-phase flow by sharp-edged orifices. Proc.Instn. Mech. Engrs, (pp.549-572). (1965-1966).
- [12] **J.G.Collier and J.R.Thome** 'convective boiling and condensation '.Oxford, 3^{eme} édition 1994.

- [13] **Jayanti, S. and Hewitt, G. F.** (1992) “Prediction of the slug-to-churn flow transition in vertical two-phase flow”, *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 18, pp 847-860.
- [14] **Lottes, P. A, and Flinn, W. S,** ‘ A method of analysis of natural circulation boiling systems’, *Nuclear Science Eng.*, 19(2), 91-99, 1956.
- [15] **Martinelli, R. C. & Nelson, D. B.,** ‘Prediction of pressure drop during Forced circulation Boiling of Water’, *Trans. ASME*, vol. 70. Pp. 695-702, (1948).
- [16] **McQuillan, K. W. and Whalley, P. B.** (1985) “Flow patterns in vertical two phase flow”. *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 11, pp 161-175.
- [17] **Mémoire magister** réaliser par Messilem Abdelkader sujet « analyse de pertes de pression d’un écoulement diphasique à travers un orifice dans une conduite verticale » Soutenu en 2014.
- [18] **Mishima, K. and Ishii, M.** (1984) “Flow regime transitions criteria for upward two phase flow in vertical tubes”. *International Journal of Heat and Mass transfer*, Volume 27 (5), pp. 723-737.
- [19] **Morris S.D.,** two phase pressure drop across valves and orifice plates, European two phase flow group meeting, March wood Engineering Laboratories, Southampton. UK, June 1985.
- [20] **Nouril.H and Ravelet.F,**”introduction à la simulation numérique des écoulements, application au transfert thermique ,75013 Paris, France.2013.
- [21] **Sekoguchi, K, Saito, Y, and Honda, T** ’JSME Preprint N° 700-7, 83, 1970.
- [22] **Simpson, H.C., Rooney DH., Grattan E,** Two phase flow through gate valves and orifice plates, Paper A2. *International Conference on the physical Modeling of Multi-phase Flow*, Coventry. England, 1983.
- [23] **Taitel, Y., Barnea, D. and Dukler, A. E.** (1980) “Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes”. *The AIChE Journal*, Volume 26(3), pp. 345-354.
- [24] **Takamasa. A and Tomiyama. A** “three-Dimensional Gas-liquid Two-Phase “. *Ninth International topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics*, CA. 1999.
- [25] **Thom, J, R, S,** ‘Prediction of Pressure Drop during Forced circulation boiling of Water’. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 7. 709-724 (1964).

- [26] **TransAT- Multiphase-Handbook.** "Multiphases Flow Modelling".
- [27] **Watson G.G. Vaughan V.E.,** Two phase pressure drop with a sharp edged orifice plate, UK National Engineering Laboratory Report No. 290, 1967.
- [28] **Weisman, J. and Kang, S. Y.** (1981) "Flow pattern transitions in vertical and upwardly inclined lines", *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 7(3), pp271-291.
- [29] **Yuguang Chen,** Modeling gas-liquid flow in pipes: Flow pattern transitions and Drift-flux modeling, Stanford University, 2001.
- [30] **Bessanane N,** « simulation numérique de la combustion dans turbulente dans des géométries complexes » Thèse magistère en mécanique/énergétique, 29 Janvier 2008

ANNEXE : Programme des conditions initial en C++

```

initialconditions.cxx x
1  #include<stdio.h>
2  #include<cmath>
3  #include"cppinterface.h"
4  extern "C"{
5      void initialconditions();
6  }
7
8  void initialconditions() {
9
10
11     int nblocks;
12     int nijk;
13     double *u,*v,*w;
14     double *x,*y,*z,*tke,*epsilon,*p;
15     double *alphanho1, *alphanho2;
16     double ymax, ygravity;
17     //xmax=0.5;
18     ymax=6;
19
20
21
22     printf("\n -----\n");
23     printf( " - initialconditions.cxx (start) -\n");
24     printf( " -----\n");
25
26     nblocks = get_integer("nblocks"); // number of blocks
27     //xgravity = get_double("xgravity");
28     ygravity = get_double("ygravity");
29
30     // Loop on blocks
31     for (int nb=0; nb < nblocks; nb++){
32         // Access to the arrays to be initialised
33         set_pointer(nb,&u,"uvelocity");
34         set_pointer(nb,&v,"vvelocity");
35         set_pointer(nb,&w,"wvelocity");
36         set_pointer(nb,&alphanho1, "alphanho",0 );
37         set_pointer(nb,&alphanho2, "alphanho",1 );
38         set_pointer(nb,&tke, "tke");
39         set_pointer(nb,&epsilon, "epsilon");
40         set_pointer(nb,&p, "pressure");
41
42         // Cell coordinates
43         set_pointer(nb,&x,"cellcenterX");
44         set_pointer(nb,&y,"cellcenterY");
45         set_pointer(nb,&z,"cellcenterZ");
46
47         // Loop on cells
48         nijk = get_integer(nb,"nijk"); // number of cells in the block
49         for (int ii=0; ii < nijk; ii++) {
50             // Enter the initial values here.
51             properties_initialize(nb, ii);

```

ANNEXE

```
51
52
53     alphasol[ii] = 997.78;
54     alphasol2[ii] = 0.0;
55
56     u[ii] = 0.0;
57     v[ii] = 1.13;
58     tke[ii] = 0.0001;
59     epsilon[ii] = pow(tke[ii], ((1.5)/0.5));
60     //epsilon[ii]= 1e-6;
61     // properties_set_state("pressure", alphasol[ii]+alphasol2[ii])*xgravity*(x[ii]-xmax);
62     // p[ii] = (alphasol[ii]+alphasol2[ii])*xgravity*(x[ii]-xmax);
63     p[ii] = (alphasol[ii]+alphasol2[ii])*ygravity*(y[ii]-ymax);
64     //properties_set_state("pressure", 0.0);
65     //properties_set_state("temperature", 273.0);
66     properties_set_back();
67 }
68 }
69
70 printf("\n ----- \n");
71 printf(" - initialconditions.cxx (end) - \n");
72 printf(" ----- \n");
73 }
74
```