République Algérienne Démocratique et populaire Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou.



Faculté du Génie de la Construction.

Département De Génie Mécanique.



# Némoire De fin d'études

En vue de l'obtention du diplôme de Master Académique en Génie Mécanique Option : *Énergétique* 

Thème

« Écoulement diphasique eau-air ascensionnel dans une section d'essai »

Proposé et dirigé par :

Mr. M.Ferrouk

Co-promoteur:

Mr. R.Kadi

Réalisé par :

Mr. Kheddache Ali

Promotion 2012-2013



# DEDiCACES

### Je dédie ce modeste travail :

- *A* ma chère mère Farroudja, qui ma toujours soutenu et encouragé, je ne la remercierai jamais assez.
- $\mathcal{A}$  la mémoire de ma très chère et regrettée grand-mère Thamazouzt.
- A mes grands-parents Ahmed et Malkhire aux quels je dois tout mon respect et que je ne remercierais jamais assez pour leurs sacrifices, encouragements, soutien morale et matériel pour mener à bien mes études
- *A* ma très chère sœur Nesrine dont je suis fier, sa petite fille LINA sans oublier son mari Nordin et sa grande famille.
- $\mathcal{A}$  ma très chère sœur Djamila dont je suis également fier
- $\mathcal{A}$  mes chers frères mouhamed et farid.
- *A* mes chères et l'unique tante Adidi ses deux enfants Sid ali et Nadia et sont mari.
- *A* mes oncles Yahia et Mourad et en particulier Rachid pour son aide et son soutien, j'espère qu'un jour je serai capable de lui donner au moins le minimum car quoiqu'on face on arrivera jamais à leurs rendre tout, ainsi leur maries Saliha, Ghania, Nacima.
- *A* mes cousins Zahir, Zahid, Ahmed, Nassim, Abd allah et Mouhamed amin ainsi qu'à mes chères cousines Malkhire, Imene.
- *A* tous mes chers amis, Ahmed, Redha, Ghiles, Zahir et Mustapha, touts les autre un par un, vous êtes les meilleurs amis qu'on puisse rêver d'avoir, même si vous le savez pas, je tiens à vous, vous êtes redeuxième famille.
- A mes amis de la fac en particulier la promotion 2013.

ALILOU

• Ainsi qu'à tous ceux qui me sont chers.

Remerciements

La réalisation de ce travail n'aurait pu être effective sans l'apport de certaines personnes importantes qui ont apporté d'une certaine manière leur part de pierre à l'édifice. Ainsi je veux particulièrement leurs marquer ma reconnaissance. Il s'agit de:

Tout le corps administratif du **centre de recherche nucléaire de Birine**, particulièrement Messieurs MENSOUR HAKIM, BOUAM ABDALLAH pour les critiques et les suggestions qu'il m'a apportés en vue de parfaire ce document.

- Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon promoteur, Mr FERROUK MOHAMED enseignant à l'ummto pour m'avoir guidé tout au long de mon travail, à mon Co-promoteur Mr KADI RABAH attaché de recherche au CRNBpour m'avoir encadré ainsi pour ses encouragements, sa patience et ses conseils tout au long de mon stage.
- Touts les enseignants et le personnel de l'UMMTO.
- Les membres de ma famille chacun avec son nom pour leur aide inestimable, en particulier ma mère car sans son soutien, sa patience, ses sacrifices et son dévouement, ce travail n'aurait pas pu être achevé
- Je tiens également à remercie, Samira, Samir, Moukhtar pour leur aides.
- Tous mes camarades de ma promotion énergétique pour l'esprit d'équipe, de solidarité et de fraternité.
- Tous mes amis et connaissances de près ou de loin qui d'une certaine manière m'ont soutenu pendant maformation. jeleurs dit infiniment merci.
- Je remercie également les membres de jury pour avoiraccepter d'honorer par leur jugement mon travail.

Kheddache Ali

#### Résumé :

Le présent mémoire porte sur l'étude théorique d'une section d'essai pouvant être installée sur une boucle d'essai destinée à visualiser les différentes configurations d'écoulements rencontrées lors d'un écoulement diphasique eau-air sans chauffage. Les modèles permettant de prédire et de tracer les cartes de configurations sont passés en revue. Pour notre cas, notre choix est porté sur le modèle Taitel et al car la section d'essai sera disposée verticalement pour un écoulement co-courant et ascensionnel. Un programme fortran utilisant le modèle de Taitela été élaboré. Le programme, en plus des cartes de configuration permet de calculer les pertes de charge ainsi que le taux de vide. Les résultats issus de ce programme sont présentés dans ce mémoire.

Mots clés: Ecoulement diphasique eau-air, perte de charge diphasique, trace de cartes.

#### Symbole Description Unité m<sup>2</sup> Α La section de conduite m<sup>2</sup> Af Section de la conduite occupée par le liquide $m^2$ Ag Section de la conduite occupée par le gaz J/Kg K Cp Chaleur spécifique D т Diamètre de la conduite De т Diamètre hydraulique E Facteur utilisé dans l'équation (3.22) F Facteur utilisé dans l'équation (3.22) f<sub>f0</sub> Facteur de frottement monophasique du liquide f<sub>g0</sub> Facteur de frottement monophasique du gaz **f**<sub>TP</sub> Facteur de frottement diphasique f<sub>K0</sub> Facteur de frottement monophasique de la phase k $Fr_{\rm H}$ Facteur utilisé dans l'équation (3.22) Kg/m<sup>2</sup>s G Vitesse massique $m/s^2$ g Gravité Η Facteur utilisé dans l'équation (3.22) J/Kg i Enthalpie J/Kg $\mathbf{i}_{\mathrm{f}}$ Enthalpie de la phase liquide J/Kg ig Enthalpie de la phase gazeuse m/s **j**<sub>f</sub> Vitesse surfacique de la phase liquide m/s **j**g Vitesse surfacique de la phase gazeuse M L Longueur

## NOMENCLATURE

Pr	Nombre de Prandtl	-
Р	Pression	Bar
$Q_{\mathrm{f}}$	Débit volumique du liquide	Kg/s
$Q_{g}$	Débit volumique du gaz	Kg/s
Re <sub>K</sub>	Nombre de Reynold de la phase k	-
Re <sub>f</sub>	Nombre de Reynold de la phase du liquide	_
Reg	Nombre de Reynold de la phase du gaz	-
S	Facteur de glissement	_
<b>r</b> <sub>2</sub>	Multiplicateur d'accélération pour le modèle de glissement	-
Т	Température	<i>C</i> •
V	Volume spécifique	m³/Kg
Vg	Volume spécifique du gaz	m³/Kg
$v_{\mathrm{f}}$	Volume spécifique du liquide	m³/Kg
V <sub>fg</sub>	Différence du volume spécifique	m³/Kg
$\overline{\mathbf{v}}$	Volume spécifique moyenne du modèle homogène	m³/Kg
Wk	Débit massique de la phase k	Kg/s
W <sub>f</sub>	Débit massique du liquide	Kg/s
Wg	Débit massique du gaz	Kg/s
We <sub>f</sub>	Facteur utilisé dans l'équation (3.22)	-
X	Titre massique	_
dz	Elément élémentaire de la longueur	M

	Grec	
α	Fraction de vide	-
β	Titre volumique	-
$ au_{fw}$	Contrainte de cisaillement entre la phase k et la paroi	$N/m^2$
$ au_{kn}$	Contrainte interfaciale entre la phase k et n	$N/m^2$
$ au_w$	Contrainte de cisaillement de la paroi	$N/m^2$
ε <sub>k</sub>	Energie interne de la phase k	J/kg
٤ <sub>f</sub>	Energie interne de la phase liquide	J/kg
٤ <sub>g</sub>	Energie interne de la phase gaz	J/kg
θ	L'angle d'inclinaison du tube	Deg
μ	Viscosité dynamique du fluide	Ns/m <sup>2</sup>
$\overline{\mu}$	Viscosité moyenne du modèle homogène	Ns/m <sup>2</sup>
μ <sub>f</sub>	Viscosité dynamique du liquide	Ns/m <sup>2</sup>
$\mu_{m{g}}$	Viscosité dynamique du gaz	Ns/m <sup>2</sup>
$\mu_{fg}$	Différence de viscosité entre la phase liquide et gazeuse	Ns/m <sup>2</sup>
ρ	Masse volumique	Kg/m <sup>3</sup>
$\overline{oldsymbol{ ho}}$	Masse volumique moyenne du modèle homogène	Kg/m <sup>3</sup>
$\boldsymbol{\rho}_k$	Masse volumique de la phase k	Kg/m <sup>3</sup>
σ	Tension superficielle	N/m
Ø	Facteur multiplicateur	_
Φ	Flux de chaleur surfacique	W/m <sup>2</sup>
Ω	Facteur de correction dans la corrélation de Baroczy	_

## SOMMAIRE

### **INTRODUCTION GENERALE**

0.1 Introduction générale	2
0.2 Problème posé et objet de l'étude	.3

## CHAPITRE I. Écoulement diphasique : Généralité et Notions fondamentales

I.1.Généralité	6
I.1.1.Domaines d'application	6
I.1.2. Classification d'écoulement diphasique	7
I.1.2.1. classification basée sur les combinaisons des phases	7
I.1.2.2. classification basée sur la distribution des interfaces	8
I.2.Les régimes d'écoulements diphasiques	10
I.2.1 Ecoulement vertical	10
I.2.2. Ecoulement horizontal	11
I.2.3. Transition entre les écoulements	12
I.2.4. Ecoulement dans un tube vertical chauffant	13
I.3.Principaux paramètres des écoulements diphasiques	15
I.3.1 Les titre	15
I.3.2. Fraction de vide	16
I.3.3. Le glissement	
I.3.4. Les vitesses	
I.4. Cartes de prédiction des régimes	18
I.4.1. Cartes de prédiction des régimes en écoulement liquide / horizontale	gaz en conduite

I.4.2.	Cartes	de	prédiction	des	régimes	en	écoulement	liquide	/	gaz	en	conduite
vertic	ale											
I.5. Co	onclusio	<b>n</b>										23

## Chapitre II : Modélisation des écoulements diphasique

II.1.Introduction	25
II.2. Equations de base d'un écoulement diphasique	25
II.2.1. Conservation de la masse	26
II.2.2. Conservation de quantité de mouvement	. 27
II.2.3.Conservation de l'énergie	.28
II.3. Utilisation des équations de conservation pour l'évaluation le gradient pression	de 30
II.3.1. Equation de quantité de mouvement	30
II.3.2. Equation de l'énergie	. 30
II.4. Les principaux modèles actuels	30
II.4.1. Modèle globale homogène	30
II.4.1.1. conservation de la masse	31
II.4.1.2. conservation de la quantité de mouvement	31
II.4.1.3.conservation de l'énergie	32
II.4.2. Modèle de glissement ou à phases séparées	. 32
II.5 .conclusion	33

### Chapitre III : Pertes de charge diphasique

III .1. Introduction	
III.2. Modèle homogène	
III.2.1. Perte de charge par accélérations	
III.2.2. Perte de charge par élévation	

III.2.3.Perte de charge par frottement	36
III.3. Modèle de glissement ou à phase séparé	37
III.3.1. Perte de charge par frottement	38
III.3.1. 1. Corrélations basées sur le modèle homogène	38
III.3.1.2. Corrélations basées sur le concept du facteur multiplicateur	38
III.3.2. Perte de charge par accélération	45
III.3.3. Perte de charge par élévation	45
III.4. Conclusion	47
Chapitre IV: Résultats et Discussions	
IV.1. Introduction	49
IV.2. Boucle diphasique	49
IV.3. Courbes caractéristiques de l'écoulement diphasique sans flux de chaleur	49
IV.4. Influence des paramètres de la section d'essai	53
IV.5. Evolution du taux de vide	57
IV.6.Conclusion	62
IV.6.Conclusion générale	63

#### Annexe A

A.1 .Information générales	65
A.2. Programme principal et sous programmes	65
A.3. Méthode de calcul	65
Annexe B	
B.1.Code Matlab pour la méthode de Taitel en écoulement eau air vertical	69
Annexe C	
C.1.propriétés physiques de l'air	71

bliographie	3
8P	ć .

# Liste des figures et tableaux

Fig. I.1.a: Tour aéroréfrigérante	6
Fig. I.1.b: Réacteur nucléaire(REB)	6
Fig. I.2:Exploitation des gisements de pétrole	7
Fig. I.3: Ecoulement à phases dispersées	8
Fig. I.4: Ecoulement à phases séparées	9
Fig. I.5: Ecoulement de transition	9
Fig. I.6: Régimes d'écoulement gaz-liquide dans un tube vertical	10
Fig. I.7: Régimes d'écoulement gaz-liquide dans un tube Horizontal	12
Fig. I.8: Processus de la coalescence de la bulle et fluctuation	13
Fig.1.9. Evolution des températures, des configurations d'écoulement et des régimes thermiques dans un tube vertical chauffant	15
Fig.1.10. Section transversale de la fraction de vide	17
Fig. I.11 La vitesse massique	18
Fig. I.12. Carte de Mandhaneet al. Pour un écoulement gaz / liquide en conduite horizontale	20
Fig. I.13. Carte de Baker(1954) pour un écoulement gaz / liquide en conduite horizontale	21
Fig. I.14. Carte de Hewitt & Roberts (abscisse et ordonnée exprimées en Pa)	22
Fig. I.15. Care de Taitel& al pour l'écoulement eau air en conduite verticale	23
Fig. II .1. Simple modèle pour un écoulement diphasique dans un canal incliné	26
Tableau 3.1. Le facteur multiplicateur en fonction du titre et de pression	
(Modèle homogène).	37
Fig. 3.2. Abaque de Lockhart-Martinelli	39
Fig. 3.3. Facteur multiplicateur en fonction de pression et du titreMartinelli-Nelson (1948)	

Fig. 3.4. Facteur multiplicateur en fonction du titre et de pression Martinelli-Nelson         (1948)	
Fig. 3.5. Multiplicateur r <sup>2</sup> en fonction du titre et de pressionMartinelli-Nelson (1948)	42
Fig. 3.6. Multiplicateur $\mathcal{O}_{Fo}^2$ de Baroczy en fonction du titre et propriété physique	43
Fig. 3.7. Multiplicateur de correction $\Omega$ de Baroczy pour G =678 et G = 4068	43
Fig. 3.8. Multiplicateur de correction $\Omega$ de Baroczy pour G =339 et G = 2712	44
Fig. 3.9. Fraction de vide en fonction du titre et de pression Martinelli-Nelson	46
Fig. IV.1.boucle d'essai	49
Tableau IV.1. Composante de la perte de charge en fonction de débit d'air	50
Tableau IV.2. Composante de la perte de charge en fonction de débit d'eau	51
Fig. IV.2.Variation de perte de pression en fonction de débit d'air	52
Fig. IV. 3. Variation de perte de pression en fonction de débit d'eau	52
Fig. IV. 4. Variation de perte de pression en fonction de titre	53
Tableau IV.3. Composante de la perte de charge en fonction de longueur du tube	54
Tableau IV.4. Composante de la perte de charge en fonction de débit d'eau	55
Fig. IV.5. Variation de perte de pression en fonction de longueur du tube	56
Fig. IV.6. Variation de perte de pression en fonction de diamètre du tube	56
Tableau IV.5. Composante de la perte de charge et le taux de vide en fonction de la pression des fluides	57
Fig. IV.7. Variation de taux de vide en fonction de la pression initiale	.58
Fig. IV.8. Variation de taux de vide en fonction de tire massique	58
Fig. IV.9. Variation de taux de vide en fonction de débit massique d'air	59
Fig. IV.10. Variation de taux de vide en fonction de débit massique d'eau	60
Fig. IV.11. Carte de Taitel pour L=3 m et D=40 mm	60
Fig. IV.12. Carte de Taitel pour L=0.8 m et D=40 mm	.61
Fig. IV.13. Carte de Taitel pour L=0.8 m et D=10 mm	61

# Introduction générale

#### 0.1. Généralités

La difficulté majeure de la modélisation et la simulation des écoulements multiphasiques en général et diphasiques en particulier, est la présence d'une ou plusieurs interfaces entre les phases dont la géométrie est à priori inconnue. La détermination des propriétés de l'interface représente un des thèmes porteurs en matière de recherche dans ce domaine et ce pour plusieurs raisons :

- La stabilité de l'interface contrôle la transition des configurations d'écoulements.
- La géométrie d'interface en particulier l'aire faciale est un facteur prépondérant dans le transfert de masse, quantité de mouvement et d'énergie.

L'étude dynamique des bulles est d'un grand intérêt dans nombre d'applications industrielles et phénomènes naturels. Il y a manifestement des domaines où l'on produit délibérément des écoulements diphasiques, comme le génie chimique, où pour les besoins du procédé, deux phases sont mises en contact, un liquide et un gaz par exemple, pour produire une nouvelle espèce à leur interface commune. Bien que la notion thermodynamique de phase soit relative à l'un des trois états courants de la matière, solide, liquide ou gaz, on continue, par extension, à considérer les écoulements liquide-liquide, par exemple, comme diphasiques car leurs méthodes de description sont analogues à celles des écoulements diphasiques (**Ishii**, **1975, chap. 1**). En énergétique, on produit dans une chaudière de la vapeur en portant à ébullition le liquide et l'écoulement est délibérément produit.

En revanche, la cavitation dans les turbomachines est subie. Dans les aubages, l'accélération du fluide dépressurise le liquide qui peut alors dans certaines conditions changer de phase. L'apparition de vapeur s'accompagne souvent d'une chute des performances et d'autres manifestations comme le bruit et l'érosion du matériau constituant de la machine.

Et d'autres exemples d'applications industriel et phénomènes naturels :

- Génie nucléaire
- Réservoir engineerings et des transports d'hydrocarbures (Pipelines, pompage multiphasiques, etc...
- Génie des procèdes et de la chimie ;
- La production d'énergie (générateurs de vapeur, séparateurs, condenseurs, etc...);
- ➤ La combustion ;
- Dessalement d'eau de mer et du traitement des eaux usées, etc...;
- L'environnement et de l'atmosphère ;

> Catastrophes naturelles (inondations, torrents, tsunamis, etc...)

#### 0.2. Problème posé et objet de l'étude

L'importance des écoulements diphasiques et leurs études aussi bien sur le plan expérimental est primordial. Les besoins d'analyse, notamment dans les réacteurs nucléaire, liés à des problèmes de rendement ou de sûreté, requièrent de plus en plus une connaissance détaillée des caractéristiques de ces écoulements.

De part la complexité de l'étude de ces écoulement due aux transfères thermique en convection forcée, on se limite aux aspects hydrodynamique.

Vu le cout élevé de tels expérience de simulation à grande échelle, on a souvent recours à l'utilisation des boucles d'essai eau-air qui permettent d'étudier les aspects hydrodynamique d'écoulement diphasique sans transfert thermique dans une section d'essai circulaire.

L'objet principal de notre étude, rentre dans le cadre de la conception et la réalisation d'une boucle d'essai au niveau de **centre de recherche nucléaire de Birine**. Où l'on s'intéresse essentiellement au dimensionnement de la section d'essai d'une part et le choix des caractéristiques des composants de cette installation. La section d'essai à installer doit être en mesure de visualiser toutes les configurations d'écoulement diphasique eau-air possibles

Pour cela, on a passé en revue les différents modèles de carte de configuration d'écoulement. Des programmes de calcul rédiges en langage fortran ont été élaborés. Ces derniers permettent de calculer les dimensions géométriques de la section d'essai en fonction des débits d'air fourni par le compresseur et d'eau fourni par la pompe.

Nous présentons dans ce qui suit, les quatre principaux chapitres qui vont constituer notre mémoire :

- Dans le premier chapitre, on a fait une recherche bibliographique aussi exhaustive que possible sur la description de l'écoulement diphasique avec les différentes régions qui y sont associées. Les corrélations s'y rapportant sont données dans ce chapitre.
- le deuxième chapitre traite et rapporte quelques notions de la modélisation des écoulements diphasiques.
- Dans le troisième chapitre, on a résumé les différentes méthodes de prédiction des pertes de charges diphasiques et de taux de vide.
- Dans le quatrième chapitre, les résultats obtenus par le code de calcul développé sont présentés et interprétés. La description du code de calcul a été rapportée dans l'annexe.

# Chapitre I

# Généralités & Notions Fondamentales

#### I.1.généralités

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

#### I.1.1. Domaines d'application :

Les principaux domaines où les processus industriels ont suscité un développement important sont concernés par les écoulements diphasiques gaz-liquide. Le génie chimique et le génie de procédés qui vise à augmenter les surfaces d'échanges pour favoriser les réactions chimiques. En génie nucléaire les applications de cet écoulement sont d'une envergure importante, car pour prévoir le comportement des circuits de refroidissement des réacteurs nucléaires en fonctionnement nominal (en régime transitoire ou en évolution accidentelle), la connaissance approfondie de la thermo-hydraulique des écoulements diphasiques est nécessaire. Les écoulements diphasiques observés dans ces systèmes sont du type Eau-air comme dans les tours aéroréfrigérantes(Fig. I.1.a) et eau-vapeur dans les réacteurs nucléaires à eau bouillante (Fig. I.1.b)

Aéroréfrigérant à tirage naturel



Fig. I.1.a: Tour aéroréfrigérante



Fig. I.1.b: Réacteur nucléaire (REB)

En génie pétrolier, les écoulements gaz-liquide sont fréquemment rencontrés surtout dans l'exploitation des gisements. La configuration de cet écoulement qui est du type écoulement à poches. En exploitation naturelle, le pétrole est extrait sous l'effet de la pression exercée par le gaz sur le liquide, et en exploitation assistée on injecte du gaz sous pression dans la poche du gisement (**Fig. I.2**)



Écoulement à bulles et poches



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

#### I.1.2. Classification d'écoulement diphasique

Les principales classes d'écoulement rencontrées dans la littérature peuvent Êtres classifiés selon les combinaisons des phases ou selon la distribution des Interfaces.

#### I.1.2.1. classification basée sur les combinaisons des phases :

Pour cette classification, les combinaisons possibles sont énumérées ci-dessous :

- 1. Mélange de deux liquides non miscible (échangeurs à contact direct)
- 2. Mélange solide-liquide (transport de boue, ...)

- 3. Mélange gaz-solide (transport pneumatique,...)
- 4. Mélange gaz-liquide (ébullition des les réacteurs nucléaires,...)

#### I.1.2.2. classification basée sur la distribution des interfaces :

Un écoulement diphasique peut être classifié selon la distribution géométrique des phases appelée régime ou configuration d'écoulement.qui sont identifies par inspection ou par analyse spectrale des fluctuations de la fraction volumique ou des pressions instables. Les différents régimes d'écoulement ont été étudiés par plusieurs auteurs (WALLIS(1969), ISHII(1971), GOVIER et AZIZ(1972), etc...). Un résumé des configurations typiques d'écoulement est présenté Dans les figures suivantes:

- 1. À phase dispersées : un ou les deux fluides sont présents sous forme de gouttes, dans toute ou partie de la section de la conduite, On distingue alors deux sous catégories voir (Fig. I.3)
  - Régime pleinement dispersé : les gouttes sont présentes dans toute la Section de la conduite de façon plus ou moins homogène.
  - Régime dispersé-stratifié : comprenant une zone dispersée plus ou moins dense et une ou deux couches continues Dans certains cas, ces régimes dispersés peuvent aussi s'écouler de façon annulaire



Bulles dans un Liquide

Gouttelettes dans un gaz (bouillard)

Particules dans un gaz ou liquide (suspension)

Fig. I.3: Écoulement à phases dispersées [1]

2. À phase séparées : les fluides s'écoulent de façon stratifiée deux couches continues disposées selon leur densité et séparées par une interface plus ou moins perturbée. Un

cas particulier est l'écoulement annulaire, composé de deux couches continues s'écoulant concentriquement (Fig. I.4).



Fig. I.4: Ecoulement à phases séparées [1]

**3. De transition :** les phases s'écoulent sous la forme de grandes poches, ou de bouchons. Ces régimes intermittents apparaissent en général lorsque les différences de masses volumiques des fluides sont faibles (**Charles et Al. (1961)**, **Arirachakaran et Al. (1989**)). Voir (**Fig. I.5**)



Fig. I.5: Écoulement de transition [1]

#### I.2.Les régimes d'écoulements diphasiques

Les régimes d'écoulements diphasiques gaz-liquide peuvent apparaitre dans différentes configuration topologiques. Ces configurations sont basées sur la description d'interface ce qui appelle régime d'écoulements

#### I.2.1 Ecoulement vertical :

Lors d'un écoulement diphasique eau-air interne ascendant ou descendant dans un tube vertical où la phase continue est le liquide, on distingue quatre configurations principales (Fig. I.6).



Fig. I.6: Régimes d'écoulement gaz-liquide dans un tube vertical [2]

a) L'écoulement à bulles (Bubbly flow) : En arrivant typiquement aux très hautes vitesses liquides et des vitesses basses du gaz, ce régime est caractérisé par la présence des bulles rapides naissantes avec un diamètre égal au diamètre capillaire.

**b**) L'écoulements à poches ou écoulement de Taylor (Taylor flow) : est caractérisé par des poches du gaz avec des longueurs plus grandes que le diamètre du canal qui se déplace le long du

tube, séparées l'une de l'autre par des bouchons liquides. Selon les débits du gaz et du liquide et des propriétés thermo physiques, les poches ont souvent des sommets hémisphériques, ces poches sont appelées : Bulles de Taylor.

c) L'écoulement Churn (Churn flow) : Cet écoulement est caractérisé par des très hautes vitesses du gaz et des très longues bulles du gaz avec des bouchons liquides relativement petits. En raison des vitesses élevées du gaz, le mouvement d'ondulation est souvent observé à la queue de bulle. Plus loin l'augmentation du débit du gaz aboutit au flux annulaire.

**d**) L'écoulement annulaire (Annular flow) : A des très hautes vitesses du gaz et vitesses très basses liquides résulte l'écoulement annulaires. Une phase continue du gaz est présente dans le cœur central du capillaire avec la phase liquide déplacée pour former un annulaire entre les parois du tube et la phase gazeuse.

#### I.2.2. Écoulement horizontal :

En ce qui concerne les tubes horizontaux, le nombre de configuration d'écoulement augmente, la gravité rompant la symétrie radiale, la figure (**Fig. I.7**) donne les différentes configurations de ces écoulements :

a) L'écoulement à bulles (Bubbly flow) : Il s'agit tant comme le cas de l'écoulement vertical, de bulles dispersées dans la phase liquide, cependant la gravité à tendance à rassembler les bulles au sommet du tube.

**b**) L'écoulement à poches de gaz (Plug flow) : Cet écoulement, ainsi que l'écoulement à bouchons est intermittent. Les bulles de gaz sont plus grosses tandis que les poches de liquide contiennent de nombreuses petites bulles.

c) L'écoulement à bouchons (Slug flow) : Cette configuration est caractérisées par des bulles en forme d'ogives comme pour les écoulements verticaux, cependant les bulles de déplacent dans la partie supérieure du tube

**d)** L'écoulement stratifié (Stratified flow) : Cette configuration obtenue pour de faibles débits gazeux et liquides. Le liquide s'écoule dans la partie inferieure du tube et le gaz dans la partie supérieure.

e) L'écoulement à vagues (Wavy flow) : Une augmentation de la vitesse de la phase gazeuse provoque l'apparition de vaque à interface liquide-gaz

f) L'écoulement annulaire (Annular flow) : Cette configuration est identique à celle rencontrée pour les tubes verticaux. La gravité tend à rendre le film de liquide plus épais dans la partie inferieure du tube, phénomène qui disparait lorsque la vitesse du gaz augmente. Voir (Fig. I.7)



Fig. I.7: Régimes d'écoulement gaz-liquide dans un tube Horizontal [2]

#### I.2.3. Transition entre les écoulements:

La transition entre l'écoulement à bulles et l'écoulement à poches se produit à cause du processus de coalescence de la bulle, l'équilibre entre les deux Processus définit pour chaque débit et pression les conditions de la transition, et la transition vers l'écoulement annulaire se produit avec les valeurs faibles de la vitesse de la phase gazeuse, la coalescence des gouttes peut avoir lieu et mène vers l'écoulement à poches.



Fig. I.8: Processus de la coalescence de la bulle et fluctuation d'après [1]

#### I.2.4. Écoulement dans un tube vertical chauffant :

Considérons un tube vertical chauffé uniformément sur toute sa longueur et alimenté à sa base par un débit de liquide dont la température est inférieure à la température de saturation (liquide sous-saturé). L'enthalpie massique moyenne du fluide augmente le long du La figure (**Fig. I.9**) présente les différentes configurations du mélange eau- vapeur, les régimes ainsi que l'évolution des températures de la paroi et du fluide le long du tube. On distingue plusieurs régions :

- **Région A** : La température moyenne du fluide et la température de la paroi interne augmente. Tant que cette dernière n'atteint pas la valeur minimale requise pour déclencher la nucléation en paroi, le transfert de chaleur se fait par convection forcée en phase liquide seul.

- **Région B** : La nucléation hétérogène, c'est à dire la formation de bulles de vapeur en paroi, est amorcée alors que le liquide est en moyenne sous-refroidi (x < 0). C'est l'ébullition nucléée hétérogène sous-refroidie ou la vapeur se condense au contact du liquide sous-refroidi environnant. La température de la paroi se stabilise a quelques degrés au-dessus de la température de saturation alors que la température moyenne du fluide Tf augmente progressivement.

- **Région C** : Lorsque la phase liquide atteint en moyenne la température de saturation (x>0), l'ébullition nucléée est dite saturée. Les bulles de vapeur se dispersent à présent dans toute la section droite de la conduite. Elles finissent par se rassembler donnant naissance à des poches de gaz qui peuvent avoir une forme régulière ("slug flow") ou une forme plus aléatoire

("churn flow"). Plus en aval, la coalescence de ces poches entraine l'émergence d'un écoulement annulaire ou la vapeur est produite par l'ébullition en paroi et l'évaporation a l'interface entre le film liquide et la vapeur.

- **Région D**: Le film liquide s'amincit ; ce qui s'accompagne d'une diminution de sa résistance thermique. Dans certains cas, la température de paroi devient trop faible pour maintenir le phénomène de nucléation. On entre dans la région d'évaporation convective pure aussi appelée convection forcée a travers le film liquide. Dans les régions C et D, le coefficient d'échange augmente de manière continue.

- **Région E** : Le film annulaire finit par se rompre. C'est le phénomène d'assèchement qui s'accompagne d'une dégradation de l'échange thermique et par suite d'une élévation de la température de paroi. L'écoulement se compose d'un brouillard de gouttelettes dispersées dans un continuum vapeur. Le mouillage du tube n'étant plus assure de manière permanente, l'écoulement est dit déficitaire en liquide. L'expression générique d'ébullition a film en écoulement disperse permet de designer d'une manière globale l'ensemble des échanges de chaleur et de masse dans cette région. Le transfert thermique s'effectue principalement suivant un processus en deux étapes : depuis la paroi vers la vapeur par convection forcée, puis de la vapeur vers les gouttes. L'évaporation des gouttelettes provoque un accroissement de la vitesse massique vapeur et donc une amélioration de l'échange paroi-fluide.

- **Région F** : Lorsque toutes les gouttelettes ont disparu, le transfert de chaleur s'effectue par convection forcée en phase vapeur.

- Région G : région simple phase gazeuse



Fig.1.9. Évolution des températures, des configurations d'écoulement et des régimes thermiques dans un tube vertical chauffant [3]

#### I.3. Principaux paramètres des écoulements diphasiques :

Un écoulement diphasique est caractérise par les vitesses, les débits massiques et volumiques, les fractions massiques et volumiques des deux phases en présence **[Butterworth 1977]**. Pour un écoulement liquide-vapeur dans une conduite, ces paramètres sont définis comme suit :

#### I.3.1 Les titre :

On définit dans ce champ trois titres :

• Titre thermodynamique : Il est calculé à partir du bilan thermodynamique :

$$\mathbf{x'} = \frac{i_z - i_f}{i_{fg}} \tag{1.1}$$

Ou :

 $i_z$ : L'enthalpie à la section droite z

*i<sub>f</sub>*: L'enthalpie du liquide saturé

 $i_{fg}$ : La chaleur latente de vaporisation

• **Titre massique (Réel) :** Dans le cas de l'équilibre thermodynamique, x' correspond au titre massique (dynamique) x de vapeur défini par :

$$x = \frac{W_g}{W_g + W_f}$$
;  $(1 - x) = \frac{W_f}{W_g + W_f}$  (1.2)

Il diffère du précédent du fait de la répartition non homogène des températures dans une section donnée. Il se détermine expérimentalement, par exemple par des méthodes d'absorption de rayon X, l'absorption étant différente pour l'eau et pour le vapeur.

Ou :

#### W<sub>g</sub> : Le débit massique du gaz

 $W_f$ : Le débit massique du liquide

• **Titre volumique** : On appelle titre volumique *β* le rapport du débit volumique de vapeur au débit volumique défini par :

$$\boldsymbol{\beta} = \frac{\boldsymbol{Q}_g}{\boldsymbol{Q}_g + \boldsymbol{Q}_f} ; \qquad (1 - \boldsymbol{\beta}) = \frac{\boldsymbol{Q}_f}{\boldsymbol{Q}_g + \boldsymbol{Q}_f}$$
(1.3)

Ou :

 $Q_g$ : Le débit volumique du gaz

 $Q_f$ : Le débit volumique du liquide

#### I.3.2. Fraction de vide

Dans les écoulements diphasiques, la fraction de vide est l'une des paramètres les plus importants à définir. Elle définit la section occupée par chaque phase Voir (Fig. I.10).

Comme elle détermine les vitesses moyennes du liquide et de vapeur, elle représente un paramètre fondamental dans le calcul de la chute de pression et les comportements hydrodynamiques de l'écoulement. Voir (**Fig. I.10**)

$$\alpha = \frac{A_g}{A}; \qquad (1 - \alpha) = \frac{A_f}{A} \tag{1.4}$$

Ou :

- A<sub>g</sub> : La surface occupée par le gaz
- $A_f$ : La surface occupée par le liquide
- A : La surface totale de la section



Fig.1.10. Section transversale de la fraction de vide [1]

#### I.3.3. Le glissement :

C'est le rapport des vitesses moyennes dites aussi débitantes des phases liquide et gaz. Le titre, le taux de vide et le glissement sont lies par la relation suivante :

$$S = \frac{W_g}{W_f} = \left(\frac{x}{1-x}\right) \left(\frac{\rho_f}{\rho_g}\right) \left(\frac{1-\alpha}{\alpha}\right) \tag{1.5}$$

#### I.3.4. Les vitesses :

Dans l'écoulement diphasique il y a un certain nombre de vitesses qui peut être défini. En outre, les phases n'aura pas la même vitesse et il y aura une vitesse relative entre elles.

#### • La vitesse réelle :

La vitesse par laquelle les phases évoluent réellement le long de circuit. Elle est déterminée par les débits volumiques de l'air et du liquide s'est divisée par la section occupée par les phases respectives :

$$\boldsymbol{u}_{\boldsymbol{g}} = \frac{W_{\boldsymbol{g}}}{\rho_{\boldsymbol{g}}A_{\boldsymbol{g}}} = \frac{Q_{\boldsymbol{g}}}{A_{\boldsymbol{g}}} = \frac{G\boldsymbol{x}}{\rho_{\boldsymbol{g}}\alpha} \tag{1.6}$$

$$u_f = \frac{w_f}{\rho_f A_f} = \frac{Q_f}{A_f} = \frac{G(1-x)}{\rho_{f(1-\alpha)}}$$
(1.7)

#### • La vitesse surfacique

Si le débit volumique du liquide traversait la section totale, la vitesse serait ce qu'on appelle vitesse surfacique du liquide, la même définition s'applique au gaz :

$$\mathbf{j} = \frac{\mathbf{Q}}{\mathbf{A}} \tag{1.8}$$

$$\boldsymbol{j}_g = \frac{\boldsymbol{Q}_g}{A} = \boldsymbol{u}_g \boldsymbol{\alpha} = \boldsymbol{j}\boldsymbol{\beta} = \frac{\boldsymbol{G}\boldsymbol{x}}{\boldsymbol{\rho}_g} \tag{1.9}$$

$$j_f = \frac{Q_f}{A} = u_f (1 - \alpha) = \frac{G(1 - x)}{\rho_f}$$
 (1.10)

• La vitesse massique C'est le rapport du débit massique total à la section du passage de l'écoulement, voir ((Fig. I.11)

$$G = \frac{W}{A} = \rho u = \frac{u}{v}$$
(1.11)

Fig. I.11 La vitesse massique

#### I.4. Cartes de prédiction des régimes

C'est une représentation graphique bidimensionnelle des domaines d'existence des différents régimes. La première carte fut celle de Baker (1954) proposée pour un écoulement horizontal.

Ces cartes sont différentes selon les auteurs. Tout d'abord, il n'existe pas un consensus sur le système de coordonnées qui les définissent, c'est l'expérimentateur qui choisit ces coordonnées parmi les variables de l'écoulement gaz liquide. De plus, les frontières entre les différents régimes n'ont jamais été bien définies et les zones de transition sont relativement étendues, d'où le caractère subjectif de ces cartes d'écoulement.

# I.4.1. Cartes de prédiction des régimes en écoulement liquide / gaz en conduite horizontale

Pour les écoulements gaz / liquide en conduite horizontale, parmi les nombreuses cartes empiriques, nous présentons celle établie par **Mandhane et al (1974)**. Et **Taitel &Dukler 1976** [4] (Voir **Fig. 12**). Cette carte compile plus de 5900 observations. Son domaine de validité est présenté dans le tableau suivant [4]:

Paramètres	Symboles	Domaines	Unités
Diamètre	D	[13;165]	mm
Masse volumique	$ ho_f$	[700;1000]	Kg. <i>m</i> <sup>-3</sup>
du liquide	,		
Masse volumique	$ ho_q$	[0.8 ; 50]	Kg. <i>m</i> <sup>-3</sup>
du gaz	3		
Viscosité	$\mu_f$	$[3X10^{-6}; 9X10^{-2}]$	Pa. S
dynamique du	,		
liquide			
Viscosité	$\mu_{g}$	$[1X10^{-5}; 2.2X10^{-5}]$	Pa. S
dynamique du gaz	5		
Tension inter	Σ	[25; 100]	mN. $m^{-1}$
faciale			



Fig. I.12. Carte de Mandhane et al. Pour un écoulement gaz / liquide en conduite horizontale [4].

Hachures : observations expérimentales,

**Lignes et** *points* : prédictions par la méthode de **Taitel & Duckler** pour une conduite de diamètre 25 mm,  $\dot{a}$  1 *bar et* 25°*C*.

Une autre carte à été établie par **Baker** en 1954 pour un écoulement en conduite horizontale. (Voir **Fig. 13**)



Fig. I.13. Carte de Baker(1954) pour un écoulement gaz / liquide en conduite horizontale [6].

 $Ou: G_g$  et  $G_f$  c'est la vitesse massique de vapeur et de liquide respectivement

$$\lambda = \left[ \left( \frac{\rho_{g}}{\rho_{A}} \right) \left( \frac{\rho_{f}}{\rho_{w}} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$
(1.12)

Et

$$\Psi = \left(\frac{\sigma_{\rm w}}{\sigma}\right) \left[ \left(\frac{\mu_{\rm f}}{\mu_{\rm w}}\right) \left(\frac{\rho_{\rm w}}{\rho_{\rm f}}\right)^2 \right]^{\frac{1}{3}} \tag{1.13}$$

#### I.4.2. Cartes de prédiction des régimes en écoulement liquide / gaz en conduite verticale

**Hewitt** et **Robert** proposent en 1969 une carte pour un écoulement eau-air dans une conduite verticale de diamètre D [10-30] mm et de pression P [1.4 - 5.4] bar (Voir **Fig.14**).



Fig. I.14. Carte de Hewitt & Roberts (abscisse et ordonnée exprimées en Pa) [5]

Ou :

$$\rho_{f} j_{f}^{2} = \frac{[G(1-x)]^{2}}{\rho_{f}}$$
(1.14)  
$$\rho_{g} j_{g}^{2} = \frac{[G(x)]^{2}}{\rho_{g}}$$
(1.15)

La Carte ci dessous représente la carte de **Taitel** et **al** Pour un écoulement eau-air en conduite verticale de diamètre 
$$D = 40$$
 mm, de hauteur  $h = 3$  m voir (Voir **Fig.15**).



Fig. I.15. Care de Taitel & al pour l'écoulement eau air en conduite verticale [18]

#### I.5.Conclusion :

Dans ce chapitre, plusieurs cartes d'écoulement sont passées en revue. Pour notre étude, on s'intéresse à l'étude d'un écoulement ascensionnel eau-air dans une section d'essai à concevoir. Pour cela, seule la carte de Taitel et al a retenu notre attention.

# Chapitre II

# Modélisation des écoulements diphasiques

#### **II**.1. Introduction

Ce chapitre à pour objectif d'établir l'ensemble des équations de base nécessaires à la modélisation d'un écoulement diphasique. Après avoir énoncé les bilans globaux instantanés pour un volume de contrôle diphasique fixe non matériel nous allons les transformer pour en déduire les équations locales instantanées. Comme un système diphasique est constitué par chacune des deux phases et par des interfaces les séparant nous allons obtenir des équations locales instantanées valables dans chacune de ces deux phases et sur les interfaces. Ces équations locales instantanées seront utilisées pour résoudre des problèmes dans lesquels la géométrie des interfaces est relativement simple comme les problèmes de dynamique de bulles, de gouttes ou de films liquides. Dans les cas plus compliqués comme les écoulements turbulents à bulles il faudra moyenner ces équations dans l'espace ou dans le temps ou même effectuer des moyennes spatio-temporelles. Le processus de moyenne fera évidemment perdre de l'information qu'il faudra restituer sous forme d'équations supplémentaires pour fermer le système d'équations.

#### II.2. Equations de base d'un écoulement diphasique

Les équations décrivant les écoulements diphasique gaz-liquide sont établies classiquement : on écrit les 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 bilant pour chaque phase et pour l'interface, relative 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 la vient l'idée d'utiliser des operateurs de moyenne (moyennes spatiotemporelles).

Dans le cas d'un écoulement en conduite, on applique généralement aux équations instantanées l'opération de moyenne temporelle.


Fig. II .1. Simple modèle pour un écoulement diphasique dans un canal incliné [6]

#### II.2.1. Conservation de la masse :

L'équation qui décrit la conservation de la masse dans le canal est la suivante [6]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(A\alpha_k\rho_k) + \frac{\partial}{\partial z}(A\alpha_k\rho_k u_k) = \Gamma_k$$
(2.1)

Où :

 $\boldsymbol{\alpha}_{k}$ : La moyenne temporelle de la fraction de vide de la phase k

- **u**<sub>k</sub> : La vitesse moyenne de la phase k
- $\varGamma_{\pmb{k}}$  : Le taux de génération massique par unité de longueur
- A : La surface de l'écoulement
- $\rho_k$ : La masse volumique de la phase k.

$$\sum_{k} \Gamma_{k} = \mathbf{0} \tag{2.2}$$

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

$$\begin{pmatrix} \frac{d}{dz} (A_g \rho_g u_g) = \Gamma_g \\ \frac{d}{dz} (A_f \rho_f u_f) = \Gamma_f \end{cases}$$

$$(2.3)$$

Et

$$\Gamma_g = -\Gamma_f = \frac{dW_g}{dz} = -\frac{dW_f}{dz} \tag{2.4}$$

La somme de deux équations donne :

$$\frac{d}{dz}(A_g\rho_g u_g) + \frac{d}{dz}(A_f\rho_f u_f) = \mathbf{0}$$
(2.5)

#### II.2.2. 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 de forces exerçantes sur cette phase pour cet élément [6].

$$\frac{\partial}{\partial t}(w_k dz) + \frac{\partial}{\partial z}(w_k u_k) dz = -A \alpha_k \frac{\partial p}{\partial z} dz - \tau_{kw} P_{kw} dz - A \alpha_k \rho_k dz g \sin\theta + u_k \Gamma_k(2.6)$$

Où:

 $\left(A \alpha_k \frac{\partial p}{\partial z} dz\right)$ : Ce terme représente les forces de pression agissent sur l'élément de contrôle

 $(\tau_{kw} P_{kw} dz)$ : Ce terme représente les contraintes de cisaillement  $(P_{kw}$ est le périmètre de contacte entre la surface de paroi et la phase)

 $(A \alpha_k \rho_k dz g sin\theta)$ : Ce terme représente les forces gravitationnelles

 $(u_k \Gamma_k)$ : Ce terme représente le taux de génération de quantité de mouvement.

Pour un écoulement permanant dans une section constante et pour l'interface liquide-gaz on a

$$-A_g dp - \tau_{gw} P_{gw} dz + \tau_{gf} P_{gf} dz - A_g \rho_g dz g \sin\theta + u_g \Gamma_g = W_g du_g$$
(2.7)

Et :

$$-A_f dp - \tau_{fw} P_{fw} dz + \tau_{fg} P_{fg} dz - A_f \rho_f dz g \sin\theta + u_f \Gamma_f = W_f du_f$$
(2.8)

On ajoutant l'équation (2.7) à (2.8) et on utilisant le facteur de conservation de quantité de mouvement, l'interface exige :

$$\tau_{gf} P_{gf} dz + u_g \Gamma_g = \tau_{fg} P_{fg} dz + u_f \Gamma_f$$
(2.9)

On trouve :

$$-A dp - \tau_{gw} P_{gw} dz - \tau_{fw} P_{fw} dz - gsin\theta [A_f \rho_f + A_g \rho_g] = d(W_f u_f + W_g u_g) (2.10)$$

Avec :

$$W_g = GAx \tag{2.11}$$

$$W_f = GA(1-x) \tag{2.12}$$

L'équation (2.10) représente l'équation différentielle de base de conservation de la quantité de mouvement est simplifié à une approche de la dimension simple

$$\begin{cases} \left(dF_g + S\right) = -\tau_{gw}P_{gw}dz - \tau_{gf}P_{gf}dz = -A_g\left(\frac{dp}{dz}gF\right)dz\\ \left(dF_f - S\right) = -\tau_{fw}P_{fw}dz + \tau_{gf}P_{gf}dz = -A_f\left(\frac{dp}{dz}fF\right)dz\\ \left(dF_g + dF_f\right) = -\tau_{gw}P_{gw}dz - \tau_{fw}P_{fw}dz = -A\left(\frac{dp}{dz}F\right)dz \end{cases}$$

$$(2.12)$$

Alors On peut écrire l'équation (2.10) sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \frac{dp}{dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{dp}{dz} F \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{dp}{dz} a \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{dp}{dz} z \end{pmatrix}$$
(2.12)

Où la chute de pression par frottement s'écrit [7] :

$$-\left(\frac{dp}{dz}F\right) = \frac{\tau_{gw}P_{gw}dz + \tau_{fw}P_{fw}dz}{A}$$
(2.13)

Et la chute de pression par accélération s'écrit

$$-\left(\frac{dp}{dz}a\right) = \frac{1}{A}\frac{d}{dz}\left(W_g u_g + W_f u_f\right) = G^2 \frac{d}{dz}\left[\frac{x^2 v_g}{\alpha} + \frac{(1-x)^e v_f}{(1-a)}\right]$$
(2.14)

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

$$-\left(\frac{dp}{dz}z\right) = gsin\theta \left[\frac{A_g}{A}\rho_g + \frac{A_f}{A}\rho_f\right] = gsin\theta \left[\alpha\rho_g + (1-\alpha)\rho_f\right]$$
(2.15)

#### II.2.3.Conservation de l'énergie

L'équation générale de conservation de l'énergie pour un élément de contrôle est écrite comme suit [6]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ A \alpha_k \rho_k \left( \varepsilon_k + \frac{u_k^2}{2} \right) \right] + \frac{\delta}{\delta z} W_k \left( i_k + \frac{u_k^2}{2} \right) = -W_k g sin\theta + \Phi_{kw} P_{wk} + \sum_{1}^n \Phi_{kn} P_{kn} + \Phi_k A \alpha_k - p A \frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \Gamma_k \left( i_k + \frac{u_k^2}{2} \right) + u_k \sum_{1}^n \tau_{kn} P_{kn}$$
(2.16)

Pour la seconde partie 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 différents interfaces par rapport au autres phase n, le quatrième terme représente la génération de la température 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.

$$i_k = u_k \frac{P}{\rho_k} \tag{2.17}$$

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

$$\Gamma_g\left(i_g\frac{u_g^2}{2}\right) + \varPhi_{gf}P_{gf} + u_g\tau_{gf}P_{gf} = \Gamma_f\left(i_f\frac{u_f^2}{2}\right) + \varPhi_{fg}P_{fg} + u_f\tau_{fg}P_{fg}$$
(2.18)

Pour un écoulement permanant dans une conduite de section constante sans générer l'énergie interne ( $\Phi_k = 0$ )

$$\frac{d}{dz}\left[W_g i_g + W_f i_f\right] + \frac{d}{dz}\left[\frac{W_g u_g^2}{2} + \frac{W_f u_f^2}{2}\right] + \left(W_g + W_f\right)gsin\theta = Q_{wl}$$
(2.19)

Où :

$$\boldsymbol{Q}_{wl} = \boldsymbol{\Phi}_{wf} \boldsymbol{P}_{wf+} \boldsymbol{\Phi}_{wg} \boldsymbol{P}_{wg} \tag{2.20}$$

 $Q_{wl}$ : Le flux thermique transféré au fluide par unité de longueur

En utilisant les équations (2.11) et (2.12), l'équation (2.19) sera :

$$-\frac{dp}{dz} \left[ x v_g + (1-x) v_f \right] = \left\{ \frac{dE}{dz} - \frac{Q_{wf}}{W} \right\} + \left\{ p \frac{d}{dz} \left[ x v_g + (1-x) v_f \right] + \frac{G^2}{2} \frac{d}{dz} \left[ \frac{x^3 v_g^2}{\alpha^2} + \frac{(1-x)^3 v_f^2}{(1-\alpha)^2} \right] \right\} + gsin\theta$$
(2.21)

Où :

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

 $\left[\frac{dE}{dz} - \frac{Q_{wf}}{W}\right]$  Exprime l'énergie mécanique dissipée dans le fluide pas seulement à cause de 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 élévation (troisième terme).

#### II.3. 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 une point de démarrage pour évaluer la chute de pression dans les écoulements diphasiques.

#### II.3.1. 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 élévation.

**b**) calcule de gradient de pression par frottement en utilisant des corrélations.

#### **II.3.2.** Equation de l'énergie

Le calcul de la chute de pression se base 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.

#### II.4. Les principaux modèles actuels

Nous présentons dans cette partie quelques méthodes qui prennent en compte le caractère diphasique de l'écoulement. Quelques modèles ont été évalués comme le modèle homogène et de glissement

#### II.4.1. Modèle globale homogène

Dans le modèle global homogène, on remplace l'écoulement diphasique par un pseudo-fluide monophasique dont les propriétés (vitesse, température masse volumique et viscosité) sont les moyennes du mélange obéissant aux lois d'un écoulement monophasique.

Les hypothèses dont le modèle est basé sont :

• Les vitesses de liquide et gaz sont égales.

$$\boldsymbol{u}_f = \boldsymbol{u}_g = \overline{\boldsymbol{u}} \tag{2.22}$$

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

Pour ce modèle les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et de l'énergie seront comme suit [6]:

#### II.4.1.1. Equation de conservation de la masse

$$W = A\overline{\rho}\overline{u} \tag{2.23}$$

#### II.4.1.2. Equation de conservation de la quantité de mouvement

$$-Adp - d\overline{F} - A\overline{\rho}gsin\theta dz = Wd\overline{u}$$
(2.24)

Cette équation peut être écrite sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \frac{dp}{dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{dp}{dz} F \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{dp}{dz} a \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{dp}{dz} z \end{pmatrix}$$
(2.25)

Où

 $\overline{F}$ : représente la force totale de cisaillement, elle peut être exprimée en fonction de la

Contrainte de cisaillement qui s'exerce à l'intérieur de paroi :

$$d\overline{F} = \tau_w P dz \tag{2.25}$$

Avec :

$$\tau_w = f_{TP}\left(\frac{\bar{p}\bar{u}^2}{2}\right) \tag{2.26}$$

Alors les équations de base décrivant la chute de pression peuvent décrites comme suit :

$$-\left(\frac{dp}{dz}F\right) = \frac{2f_{TP}G^2\overline{\nu}}{D} = \frac{2f_{TP}Gj}{D}$$
(2.27)

Avec :

D = 4P/A (Diamètre hydraulique)

$$-\left(\frac{dp}{dz}a\right) = G\frac{d\overline{u}}{dz} = G^2\frac{d\overline{v}}{dz}$$
(2.28)

$$-\left(\frac{dp}{dz}z\right) = \overline{\rho}gsin\theta = \frac{gsin\theta}{\overline{\nu}}$$
(2.29)

Le gradient total de la pression statique dans le modèle homogène est évolué dans l'équation (2.30) à partir des équations (2.27), (2.28) et (2.29)

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right) = \frac{\frac{2f_{TP}G^2v_f}{D} \left[1 + x\left(\frac{v_{Fg}}{v_f}\right)\right] + G^2v_f\left(\frac{v_{fg}}{v_f}\right)\frac{dx}{dz} + \frac{gsin\theta}{v_f \left[1 + x\left(v_{fg}/v_f\right)\right]}}{1 + G^2x\left(\frac{dv_g}{dp}\right)}$$
(2.30)

#### II.4.1.3. Equation de conservation de l'énergie

$$dq - dw = di + d\left(\frac{\overline{u}^2}{2}\right) + gsin\theta dz$$
(2.31)

Avec :

$$di = dq + dE + \overline{\nu}dp$$

$$\bar{u}=\bar{u}_g=\bar{u}_f$$

 $\bar{v} = \frac{Q}{W} = \frac{1}{\bar{\rho}}$ 

 $\bar{u}$ : La vitesse moyenne du fluide

 $\bar{v}$ : Volume spécifique moyen du fluide

 $\bar{\rho}$ : La masse volumique moyenne du fluide

#### II.4.2. Modèle de glissement ou à phases séparées

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

• Les vitesses de la phase liquide et vapeur ne sont pas nécessairement égales.

• L'équilibre thermodynamique est atteint.

• L'utilisation des corrélations pour déterminer le facteur multiplicateur  $\emptyset^2$  et la fraction de vide  $\alpha$ .

Les équations de bases pour l'étude de l'écoulement, d'après le modèle de glissement sont les mêmes exprimées dans le modèle homogène, sauf l'équation de conservation de quantité de mouvement qui doit être réarrangée comme suit [6]:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right) = -\left(\frac{dp}{dz}F\right) + G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2 v_g}{\alpha} + \frac{(1-x)^2 v_f}{(1-\alpha)}\right] + gsin\theta \left[\alpha \rho_g + (1-\alpha)\rho_f\right]$$
(2.32)

La résolution de ces équations (2.32) est possible à condition de connaître la loi de frottement à la paroi  $\left(\frac{dp}{dz}F\right)$ 

$$-\left(\frac{dp}{dz}F\right) = -\left(\frac{dp}{dz}\right)_{FO} \mathcal{O}_{FO}^{2}$$

(2.33)

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.

#### **II.5**.conclusion

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.

## Chapitre III

# Pertes de charge diphasique

#### **III** .1. Introduction

Dans ce chapitre, nous passerons en revue les différents modèles utilisés pour la prédiction de la perte de charge diphasique.

L'analyse 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 élévation (gravité) et le gradient de pression par accélération [8].

$$\left(\frac{dp}{dz}\right) = \left(\frac{dp}{dz}F\right) + \left(\frac{dp}{dz}Z\right) + \left(\frac{dp}{dz}a\right)$$
(3.1)

A partir de la dernière équation, nous déduisons que la perte de charge  $\Delta P$  d'un écoulement diphasique est la somme de la perte de charge par frottement, de la perte de charge par élévation et de la perte de charge par accélération.

$$\Delta \boldsymbol{p} = \Delta \boldsymbol{p}_f + \Delta \boldsymbol{p}_z + \Delta \boldsymbol{p}_a \tag{3.2}$$

Ce chapitre contient trois sections relatives aux trois termes constituant la perte de charge diphasique. La prédiction de ces derniers peut être effectué par deux modèles : le modèle homogène et le modèle de glissement ou à phases séparées.

#### III.2. Modèle homogène [6]

Le modèle homogène est une adaptation du modèle monophasique, il contient trois équations de conservation décrivent la chute de pression qui est la somme de trois termes, la chute par frottement, par élévation et par accélération

#### III.2.1. Perte de charge par accélérations

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

$$-\left(\frac{dp}{dz}a\right) = G^2 \nu_{fg}\left(\frac{dx}{dz}\right) = G^2 \nu_f\left(\frac{\nu_{fg}}{\nu_f}\right)\left(\frac{dx}{dz}\right)$$
(3.3)

#### **III.2.2.** Perte de charge par élévation

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

$$-\left(\frac{dp}{dz}z\right) = \frac{gsin\theta}{\overline{v}} = \frac{gsin\theta}{v_f[1-x(v_{fg}/v_f)]}$$
(3.4)

#### III.2.3.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 :

$$-\left(\frac{dp}{dz}F\right) = \frac{2f_{Fo}G^2Lv_f}{D} \left[1 + x\left(\frac{v_{fg}}{v_f}\right)\right]$$
(3.5)

 $f_{Fo}$ : Le facteur de frottement pour un écoulement supposé complètement comme liquide

L'utilisation de  $f_{Fo}$  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 on a évalué le facteur de frottement diphasique  $f_{TP}$  qui dépend de la viscosité moyenne $\bar{\mu}$ .

L'équation de **BLASIUS** qui exprime le facteur de frottement diphasique en fonction de la viscosité suivant la relation :

$$f_{TP} = \frac{0.078}{Re^{-0.25}} = 0.079 [GD/\overline{\mu}]^{-0.25}$$
(3.6)

A partir de l'équation (2.27) on peut écrire la chute de pression diphasique par frottement comme suit :

$$\left(\frac{dp}{dz}F\right) = \left(\frac{dp}{dz}F\right)_{Fo} \mathscr{O}_{Fo}^{2}$$
(3.7)

Ou :

$$\mathcal{O}_{Fo}^{2} = \left[1 + x \left(\frac{v_{fg}}{v_{f}}\right)\right] \left[1 + x \left(\frac{\mu_{fg}}{\mu_{g}}\right)\right]^{-0.25}$$
(3.8)

Les valeurs de  $\mathcal{O}_{Fo}$  sont tabulées en fonction du titre et de la pression dans le tableau (3.1).

	Pression (bar)									
Titre thermodynamique(%)	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 3.1. Le facteur multiplicateur en fonction du titre et de pression (Modèle homogène).

On utilise les équations (3.3), (3.4) et (3.4) pour écrire la chute de pression totale pour un écoulement diphasique liquide gaz à travers la longueur L comme suit :

$$\Delta \boldsymbol{p} = \frac{2f_{TP} L G^2 v_f}{D} \left[ \mathbf{1} + \frac{x}{2} \left( \frac{v_{fg}}{v_f} \right) \right] + G^2 v_f \left( \frac{v_{fg}}{v_f} \right) x + \frac{g \sin \theta L}{v_{fg} x} ln \left[ \mathbf{1} + x \left( \frac{v_{fg}}{v_f} \right) \right]$$
(3.9)

Où :

$$f_{TP} = f_{Fo} \left[ 1 + x \left( \frac{\mu_{fg}}{\mu_g} \right) \right]^{-0.25}$$
(3.10)

#### III.3. Modèle de glissement ou à phase séparé

L'écoulement est considéré comme compose de deux phases s'écoulant séparément et avec des vitesses différentes d'ou un effet de glissement [6]

L'expression de la chute de pression totale sera :

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right) = \left[\left(\frac{2f_{Fo}G^{2}Lv_{f}}{D}\right)\mathcal{O}_{Fo}^{2}\right] + \left[G^{2}\frac{d}{dz}\left(\frac{x^{2}v_{g}}{\alpha} + \frac{(1-x)^{2}v_{f}}{(1-\alpha)}\right)\right] + \left[gsin\theta\left(\alpha\rho_{g} + (1-x)\rho_{f}\right)\right]$$
(3.11)

Ou les termes entre crochets de l'équation (3.11) représentent respectivement la perte de pression par : frottement, accélération et élévation, avec  $\mathcal{O}_{Fo}$  est le multiplicateur diphasique

#### III.3.1. Perte de charge par frottement

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

#### III.3.1. 1. Corrélations basées sur le modèle homogène

Le coefficient de frottement est calculé de la même manière que pour l'écoulement simple phase. Cependant la différance réside dans le calcule de 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.

#### McAdams [17]:

 $\frac{1}{\overline{\mu}} = \frac{x}{\mu_g} + \frac{1-x}{\mu_f}$ (3.12)

Cicchitti [16]:

$$\overline{\mu} = x\mu_g + (1 - x)\mu_f \tag{3.13}$$

**Dukler** [16]:

$$\overline{\mu} = \overline{\rho} \left[ x \mu_g v_g + (1 - x) \mu_f v_f \right]$$
(3.14)

#### III.3.1.2. Corrélations basées sur le concept du facteur multiplicateur [9]

#### • Corrélation de Lockhart-Martinelli (1949)

Le calcul du terme de frottement diphasique par la méthode du multiplicateur diphasique a été introduit originellement par Lockhart et Martinelli [Lockhart 1949] Ces derniers ont réalisé des expériences avec des mélanges diphasiques à deux composants en écoulements isothermes dans des conduites horizontales. Elles couvrent la gamme de paramètres expérimentaux suivante :

- Fluides : air eau, air huile
- Pression p : 0,11 0,35 MPa
- Titre massique x : 0- 1
- Diamètre intérieur des tubes D : 1,48 25,83 mm

Le gradient de pression par frottement s'exprime sous la forme :

$$\left(\frac{dp}{dz}F\right) = \mathcal{O}_g^2 \left(\frac{dp}{dz}f\right)_g = \mathcal{O}_f^2 \left(\frac{dp}{dz}F\right)_f$$
(3.15)



$$X_{yz}^{2} = \left(\frac{(\frac{h}{dz})}{(\frac{h}{dz})}_{g}^{2}\right)_{g}^{2} = \frac{\theta_{g}^{2}}{\theta_{f}^{2}}$$
(3.16)



Ou :

$$\mathcal{O}_f^2 = 1 + \frac{c}{x} + \frac{1}{x^2} \tag{3.17}$$

Avec :

$$\mathscr{O}_{f}^{2} = (1 - \alpha)^{2} \tag{3.18}$$

$$\mathcal{O}_g^2 = 1 + CX + X^2 \tag{3.19}$$

Les valeurs de X sont données dans le tableau suivant :

Liquide	Gaz	symbole	С
Turbulent	Turbulent	Tt	20
Laminaire	Turbulent	vt	12
Turbulent	Laminaire	Tv	10
Laminaire	Laminaire	VV	5

#### • Corrélation Martinelli – Nelson [12]

A partir des données expérimentales sur les écoulements ascendants dans les conduites verticales, Martinelli et Nelson on proposé une extension du modéle de Lockhart-Martinelli pour eau vapeur non adiabatique dans un domaine de pression étendu.



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

À partir de la figure (Fig.II .3) on aura le terme  $(\frac{1}{x}\int_0^X \mathcal{O}_{Fo}^2 dx)$  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. II .4) et (Fig. II .5).



Fig. 3 .4. Facteur multiplicateur en fonction du titre et de pression Martinelli-Nelson (1948)

• Lottes-Flinn [10] ont supposé une corrélation valable pour un écoulement ascendant annulaire à travers des canaux chauffés comme suit:

$$\mathcal{O}_{Fo}^{2} = \left(\frac{1-x}{1-\alpha}\right)^{2} \tag{3.20}$$

• Sekoguchi [11] a proposé l'équation suivante :

$$\mathcal{O}_{Fo}^{2} = 0.38Re^{0.1} \left[ 1 + \left(\frac{x}{1-x}\right) v_g / v_f \right]^{0.95}$$
 (3.21)



Fig. 3.5. Multiplicateur r<sup>2</sup> en fonction du titre et de pression Martinelli-Nelson (1948)

#### • Corrélation de Baroczy (1965) [15]

Baroczy a proposé une corrélation valable pour l'écoulement diphasique gaz-liquide avec une méthode de calcul de deux facteurs, le facteur multiplicateur pour une vitesse massique (G=1356 kg/m<sup>2</sup>s) en fonction des propriétés physique  $\left(\left(\frac{\mu_f}{\mu_g}\right)^{0.2} \left(\frac{v_f}{v_g}\right)\right)$  et de titre massique x, et un autre facteur de correction  $\Omega$  pour autre vitesse massique



Fig. 3.6. Multiplicateur  $\emptyset_{Fo}^{2}$  de Baroczy en fonction du titre et propriété physique



Fig. 3.7. Multiplicateur de correction  $\Omega$  de Baroczy pour G =678 et G = 4068



Fig. 3.8. Multiplicateur de correction  $\Omega$  de Baroczy pour G =339 et G = 2712

#### • Corrélation de Friedel (1979) [13]

La corrélation la plus précise pour le calcul du terme de frottement en écoulements diphasiques est celle de Friedel [Friedel 1979]. Cette corrélation a été établie a partir d'un très grand nombre de données expérimentales dont environ 11600 points concernent les écoulements ascendants dans un tube. Pour ce type de système, la gamme couverte par les essais était la suivante :

- Fluides :

- un seul composant : H2O, R12, NH3, Na

- deux composants : air - eau, air - huile, air - alcool, N2 - eau

- Vitesse massique du mélange G : 20 - 8410 Kg/m<sup>2</sup>s

- Titre massique x : 0- 1

Elle est donnée par la relation suivante :

Pour le calcul de facteur multiplicateur Friedel (1979) a utilisé les nombres adimensionnels suivants :

 $Fr_{H}$ , E, H, We<sub>f</sub> et F

$$\mathcal{O}_{fr}^{2} = E + \frac{3.24 \, F \, H}{F r_{H}^{0.045} \, W e_{f}^{0.035}} \tag{3.22}$$

Avec Fr<sub>H</sub>, E, H, We<sub>f</sub> et F sont des nombres adimensionnels qui sont déterminés comme suit :

$$Fr_H = \frac{G^2}{g \, d \, \rho_h^2} \tag{3.23}$$

$$E = (1 - x)^2 + x^2 \frac{\rho_L f_G}{\rho_G f_f}$$
(3.24)

Avec :

$$f = \frac{0.079}{Re^{0.25}}$$
 Et  $Re = \frac{GD}{\mu}$  (3.25)

$$F = (1 - x)^{0.224} x^{0.78}$$
(3.26)

$$H = \left(\frac{\rho_f}{\rho_g}\right)^{0.91} \left(\frac{\mu_g}{\mu_f}\right)^{0.19} \left(\frac{\mu_G}{\mu_f}\right)^{0.7} \tag{3.27}$$

$$We_f = \frac{G^2 D}{\sigma \rho_h} \tag{3.28}$$

#### III.3.2. Perte de charge par accélération [20]

$$-\left(\frac{dp}{dz}a\right) = G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2 v_g}{\alpha} + \frac{(1-x)^2 v_f}{(1-a)}\right]$$
(3.29)

Pour un écoulement monophasique l'évaluation de la chute de pression se fait directement par le calcul du volume spécifique et de vitesse massique, mais dans le domaine diphasique avec variation du titre massique l'évaluation s'effectue par le calcul du multiplicateur  $r_2$  à partir de la corrélation de **Martinelli-Nelson** 

Dans le cas où le titre massique est constant on a :

$$\frac{d}{dz}\left[\frac{x^2v_g}{\alpha}+\frac{(1-x)^2v_f}{(1-a)}\right]=0$$

Alors :

$$-\left(\frac{dp}{dz}a\right)=0$$

#### III.3.3. Perte de charge par élévation

$$-\left(\frac{dp}{dz}z\right) = gsin\theta \left[\frac{A_g}{A}\rho_g + \frac{A_f}{A}\rho_f\right] = gsin\theta \left[\alpha\rho_g + (1-\alpha)\rho_f\right]$$
(3.30)

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 et de Martinelli-Nelson est exigée pour l'évaluation de la fraction de vide  $\alpha$  dans le cas où le titre entrant est différent de sortant et dans le cas ou le titre est constant on fait appel à la corrélation de Lockhart Martinnelli (1949) dans la figure (**Fig. 3.2**).



Fig. 3.9. Fraction de vide en fonction du titre et de pression Martinelli-Nelson [6]

D'autre corrélations de taux du vide ont étés établies par Smith (1969) et Chisholm (1972)

- Smith 1969: [20]

$$\alpha = \left(1 + 0.4 \, \frac{\rho_G}{\rho_f} \, \frac{1-X}{X} + 0.6 \frac{\rho_G}{\rho_f} \frac{1-X}{X} \sqrt{\frac{\frac{\rho_G}{\rho_f} + 0.4 \, \frac{1-X}{X}}{1+0.4 \, \frac{1-X}{X}}}}\right)^{-1}$$
(3.31)

- Chisholm 1972: [20]

$$\alpha = \left(1 + \frac{\rho_G}{\rho_f} \frac{1-X}{X} \sqrt{1 - X\left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_g}\right)}\right)^{-1}$$
(3.32)

#### **III.4.** Conclusion

Dans ce chapitre, les méthodes d'évaluation du comportement hydrodynamique d'un écoulement diphasique ont été présentées et discutées.

Pour le calcul de la chute de pression diphasique, on distingue deux modèles :

- le premier est le modèle homogène où les deux phases s'écoulent à la même vitesse sans effet de glissement.
- le deuxième est le modèle à phases séparées où l'effet de glissement est pris en compte.

La plupart des corrélations établies dans la littérature pour le calcul de la perte de charge et de taux de vide considèrent que ces deux derniers coexistent et participent à la précision de régime de l'écoulement.

## Chapitre IV

### **Résultats & Discussions**

#### **IV.1. Introduction**

Dans ce chapitre nous présentons la boucle d'essais à concevoir ainsi les résultats obtenus par simulation à l'aide des programmes informatiques élaborés pour le cas d'un écoulement diphasique eau-air ascensionnel sans flux de chaleur. La section d'essai est constituée d'un tube vertical en plexiglas installé dans la boucle. L'influence des différents paramètres intervenant dans le calcul du taux de vide et de la perte de charge en fonction des données géométriques de la section d'essai et des propriétés thermophysiques des deux fluides est représentée dans ce chapitre. Les résultats obtenus sont illustrés par des tableaux et des figures



#### **IV.2.** Boucle diphasique

Fig. IV.1.boucle d'essai

La boucle diphasiqueest constituée d'un circuit d'air sous pression, d'un réservoir d'eau, d'une ou de plusieurs pompes, d'un débitmètre à air et à eau, d'un mélangeur, et d'une section d'essai(voir Figure **Fig. IV.1**). La pompe est susceptible de fournir dans la boucle un débit d'eau maximum de 25 x  $10^{-3}$  m<sup>3</sup>/s. Il est possible d'obtenir un débit d'air constant jusqu'à environ 142 x  $10^{-3}$  m<sup>3</sup>/s aux conditions standards de pression et de températures (*PO* = 101 x  $10^{-3}$  Pa et  $T_0 = 25^{\circ}$ C). Dans ce chapitre, tous les débits d'air et d'eau indiqués correspondent à la température standard.

#### IV.3. Courbes caractéristiques de l'écoulement diphasique sans flux de chaleur

Les résultats présentés dans les tableaux (Tableau IV.1 et Tableau IV.2.) sont calculés pour une section d'essai de longueur L= 3m et de diamètre D=40mm dans des conditions standards (p=1 .01 bar et T=25°C) avec un débit d'eau  $W_f$ =1.5kg/s

COMPOS	SANTE	DEBIT MASSIQUE D'AIR Wg (kg/s)								
DE LA PR (kN/1	ESSION n <sup>2</sup> )	0.001	0.002	0.004	0.01	0.06	0.1	0.6	0.9	1.5
TITRE	E (%)	0.066	0.133	0.265	0.662	3.846	6.250	28.571	37.500	50.00
н	$\Delta P_{\rm F}$	1.349	1.824	2.774	5.633	29.908	49.900	339.569	545.619	1021
IOMC	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
DELE DGEN	$\Delta P_z$	18.307	13.55	8.931	4.425	0.875	0.545	0.121	0.092	0.069
E	$\Delta P_t$	19.657	15.381	11.705	10.058	30.784	50.445	339.69	545.711	1022
_	$\Delta P_{\rm F}$	1.848	2.336	2.342	5.874	21.268	30.486	159.993	309.080	586.37
BARC	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
OCZY	$\Delta P_z$	28.190	28.176	28.148	28.066	27.420	26.949	23.145	21.854	20.217
·	$\Delta P_t$	30.038	30.513	30.491	33.941	48.688	57.436	183.138	330.935	606.59
	$\Delta P_{\rm F}$	2.532	3.618	5.350	9.282	29.694	42.690	221.423	341.667	671.65
FRIE	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
DEL	$\Delta P_z$	28.723	28.176	28.148	28.066	27.420	26.949	23.145	21.854	20.217
	$\Delta P_t$	30.723	31.794	33.499	37.349	57.114	69.639	234.569	363.522	691.87
L	$\Delta P_{\rm F}$	1.401	1.859	2.721	5.144	24.620	41.471	441.695	916.159	2648
OCK	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
NELL HAR	$\Delta P_z$	28.190	28.176	28.147	28.066	27.420	26.949	23.145	21.854	20.217
Ι& Γ	$\Delta P_t$	29.591	30.035	30.868	33.210	52.040	68.421	564.840	938.014	2668
∆p moyenne	$\Delta p_m$	27.502	26.931	26.641	28.640	47.156	61.485	305.559	544.545	1247.33
	$\alpha_{homogene}$	0.351	0.519	0.684	0.844	0.970	0.981	0.996	0.997	0.998
FAU	$\alpha_{moyen}$	0.28	0.416	0.557	0.714	0.887	0.913	0.968	0.974	0.982
K DE	$\alpha_{Smith}$	0.321	0.48	0.630	0.812	0.87	0.931	0.953	0.98	0.99
VIDE	$\alpha_{Chishol}$	0.294	0.418	0.58	0.78	0.865	0.921	0.944	0.97	0.99
	$\alpha_{separé}$	0.209	0.313	0.431	0.585	0.804	0.846	0.940	0.953	0.966

Tableau IV.1. Composante de la perte de charge en fonction du débit d'air

COMPOS	SANTE	DEBIT D'EAU W <sub>f</sub> (kg/s)									
DE LA PR	ESSION	0.2	0.3	0.4	0.7	0.8 0.9 1.5 2 4					
TITRE	E (%)	77.77	69.99	63.63	49.99	46.66	43.74	31.81	25.92	14.89	
н	$\Delta P_{\rm F}$	163.22	187.51	209.66	269.27	287.7	305.62	405.72	482.54	757.72	
HOMC	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	
DELE DGEN	$\Delta P_z$	0.044	0.049	0.05	0.065	0.074	0.079	0.10	0.13	0.23	
Π	$\Delta P_t$	163.26	187.56	209.72	269.34	287.77	305.70	405.82	482.68	757.95	
	$\Delta P_{\rm F}$	115.00	138.29	143.39	154.50	174.33	195.17	265.42	248.37	262.53	
BAR	ΔP <sub>a</sub>	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	
OCZY	$\Delta P_z$	17.44	18.23	18.28	20.39	20.78	21.12	22.66	23.49	25.24	
	$\Delta P_t$	132.45	156.52	162.28	174.89	195.11	216.30	288.08	271.87	287.78	
	$\Delta P_{\rm F}$	149.08	157.83	166.02	189.68	197.48	205.27	252.19	291.52	449.54	
FRIE	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	
DEL	$\Delta P_z$	17.44	18.23	18.28	20.39	20.78	21.12	22.66	23.49	25.24	
	$\Delta P_t$	166.53	176.06	184.92	210.07	218.26	226.40	274.86	315.02	474.79	
I	$\Delta P_{\rm F}$	2017.1	1322.43	1014.1	697.88	657.36	629.50	574.86	586.26	718.51	
ARTII JOCK	ΔP <sub>a</sub>	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	
NELL HAR	$\Delta P_z$	17.44	18.23	18.28	20.39	20.78	21.12	22.66	23.49	25.24	
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	2088.5	1340.67	1032.3	718.28	678.14	650.63	599.10	609.76	743.76		
∆p moyenne	Δpm	637.67	465.20	397.47	343.14	344.82	349.76	391.97	419.83	566.07	
Τį	$\alpha_{homogene}$	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99	
AUX I VIDE	A <sub>MOYEN</sub>	0.99	0.985	0.98	0.975	0.975	0.975	0.965	0.96	0.95	
DE	$\alpha_{separ\acute{e}}$	0.99	0.98	0.97	0.96	0.96	0.96	0.94	0.93	0.91	

Les résultats sont calculés pour une même section d'essai dans les mêmes conditions avec un débit d'air  $W_g$ =0.7 kg/s

Tableau IV.2. Composante de la perte de charge en fonction du débit d'eau





Fig. IV.2.Variation de perte de pression en fonction de débit d'air



Fig. IV. 3. Variation de perte de pression en fonction du débit d'eau



Fig. IV. 4. Variation de perte de pression en fonction de titre

Sur les figures**IV. 2, IV. 3**et**IV. 4** et les tableaux **IV.1** et **IV.2**, on a représenté les courbes caractéristiques de l'écoulement diphasique eau-air ascensionnel dans une section d'essai, perte de charge totale déterminée en fonction du débit d'air et d'eau et en fonction du titre massique à l'aide du modèle homogène et du modèle à phase séparées en utilisant les corrélation de Baroczy, de Friedel et de MartinelliLockhart. La chute de pression moyenne obtenue pour ces quatre modèles est représentée également pour comparaison. Sur les figures obtenues, on remarque que la chute de pression augmente avec le débit d'air. Avec le modèle de Lockart-Martinelli, on obtient des grandes valeurs de perte de charge. D'où ce modèle est plus conservatif pour notre cas où l'on s'intéresse à dimensionner la section d'essai.

#### IV.4. Influence des paramètres de la section d'essai

Les résultats donnés dans les tableaux (**Tableau IV.3 et Tableau IV.4**) présentent l'influence des paramètres physiques de la section d'essai sur la perte de charge et ils sont calculés pour une plage de longueur L= [0.5 - 5 m] et une plage de diamètre D=[10 - 70 mm] dans des conditions standards (p=1 .01 bar et T=25°C) avec un débit d'eau W<sub>f</sub>= 0.99 kg/s et un débit d'air W<sub>g</sub>=0.01kg/s ces deux débit massique représentent un titre massique x=1%

COMPOSANTE DE LA PRESSION		Longueur du tube [m]									
		0.5	1	1.5	2	2.5	3	4	5		
НО	$\Delta P_{\rm F}$	0.65	1.30	1.95	2.60	3.26	3.91	5.21	6.52		
MOL OMC	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
)ELE )GEN	$\Delta P_z$	0.51	1.03	1.54	2.06	2.57	3.09	4.12	5.15		
Έ	$\Delta P_t$	1.16	2.33	3.50	4.67	5.84	7.00	9.34	11.68		
H	$\Delta P_{\rm F}$	0.47	0.95	1.42	1.90	2.38	2.85	3.80	4.76		
3AR(	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
OCZY	$\Delta P_z$	4.66	9.33	14.00	18.66	23.33	28.00	37.33	46.67		
7	$\Delta P_t$	5.14	10.28	15.42	20.57	25.71	30.85	41.14	51.43		
FRIEI	$\Delta P_{\rm F}$	1.03	2.06	3.09	4.12	5.15	6.18	8.24	10.30		
	ΔPa	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
DEL	$\Delta P_z$	4.66	9.33	14.00	18.66	23.33	28.00	37.33	46.67		
	$\Delta P_t$	5.69	11.39	17.09	22.79	28.48	34.18	45.58	56.97		
I M	$\Delta P_{\rm F}$	0.57	1.15	1.72	2.30	2.88	3.45	4.60	5.76		
ART. Jock	ΔPa	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
INEI	$\Delta P_z$	4.66	9.33	14.00	18.66	23.33	28.00	37.33	46.67		
× &	$\Delta P_t$	5.24	10.48	15.72	20.97	26.21	31.45	41.94	52.43		
∆p moyenne	∆p <sub>m</sub>	4.31	8.62	12.93	17.25	21.56	25.87	34.50	43.12		
TA	$\alpha_{homog}$	0.89	0.89	0.89	0.89	0.89	0.89	0.89	0.89		
VIDE	$\alpha_{moyen}$	0.76	0.76	0.76	0.76	0.76	0.76	0.76	0.76		
DE	$\alpha_{separé}$	0.64	0.64	0.64	0.64	0.64	0.64	0.64	0.64		

Tableau IV.3. Composante de la perte de charge en fonction du longueur de tube

COMPOS DE L PRESSI	ANTE A ION	DIAMETRE du tube [mm]									
		10	15	20	30	40	50	60	70		
I H(	$\Delta P_{\rm F}$	2833.52	412.94	105.30	15.34	3.91	1.35	0.57	0.27		
HOMO	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
)ELE )GENE	$\Delta P_z$	3.09	3.09	3.09	3.09	3.09	3.09	3.09	3.09		
	$\Delta P_t$	2836.61	416.04	108.39	18.44	7.00	4.45	3.66	3.36		
	$\Delta P_{\rm F}$	2840.84	524.44	59.33	11.20	2.85	1.15	0.48	0.24		
BAR	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
OCZY	$\Delta P_z$	27.97	27.97	27.97	28.00	28.00	28.01	28.02	28.02		
	$\Delta P_t$	2868.81	552.41	87.32	39.19	30.85	29.16	28.50	28.26		
FRIEI	$\Delta P_{\rm F}$	2950.36	484.89	134.78	22.20	6.18	2.29	1.02	0.51		
	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
DEL	$\Delta P_{z}$	27.97	27.97	27.97	28.00	28.00	28.01	28.02	28.02		
	$\Delta P_t$	2978.33	512.87	168.76	50.20	31.45	30.30	29.04	28.54		
7	$\Delta P_{\rm F}$	25.09	364.70	92.99	13.55	3.45	1.19	0.50	0.24		
/ART LOCK	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
INEL& CHAR	$\Delta P_{z}$	27.97	27.97	27.97	28.00	28.00	28.01	28.02	28.02		
ż	$\Delta P_t$	2530.46	392.68	120.98	39.19       30.85       29.16       28.50       28.26         22.20       6.18       2.29       1.02       0.51         0.0       0.0       0.0       0.0       0.0         28.00       28.00       28.01       28.02       28.02         50.20       31.45       30.30       29.04       28.54         13.55       3.45       1.19       0.50       0.24         0.0       0.0       0.0       0.0       0.0         28.00       28.00       28.01       28.02       28.54         13.55       3.45       1.19       0.50       0.24         0.0       0.0       28.01       28.02       28.02         41.54       31.45       29.20       28.52       28.27         37.34       25.87       23.28       22.43       22.11						
∆p moyenne	$\Delta p_{m}$	2803.75	368.50	119.86	37.34	25.87	23.28	22.43	22.11		
$T_{\ell}$	$\alpha_{homog}$	0.89	0.89	0.89	0.89	0.89	0.89	0.89	0.89		
AUX E VIDE	$\alpha_{moyen}$	0.76	0.76	0.76	0.76	0.76	0.76	0.76	0.76		
ЭЕ	$\alpha_{separé}$	0.64	0.64	0.64	0.64	0.64	0.64	0.64	0.64		

Tableau IV.4. Composante de la perte de charge en fonction de débit d'eau



Fig. IV.5. Variation de perte de pression en fonction de longueur du tube



Fig. IV.6. Variation de perte de pression en fonction de diamètre du tube

Chapitre 4

Les figures **IV.5** et **IV.6** montrent l'évolution de la perte de charge en fonction respectivement de la longueur et de diamètre de tube, sur ces figures nous remarquons que ces évolutions sont des fonctions linéaires croissantes et des courbes décroissantes pour respectivement les longueurs et les diamètres.

Les résultats obtenus par le code pour les différentes méthodes de calcul de la perte de charge sont résumes dans les tableaux **IV.3**et **IV.4**, ces derniers montrent, pour un débit d'air et d'eau et une pressions donnée, que la chute de pression augmente avec l'augmentation de la longueur et diminue avec l'augmentation de diamètre.

#### IV.5. Evolution du taux de vide

Dans le tableau suivant on a représenté la variation de taux de vide en fonction de la pression des fluides dans un tube de 3 m de longueur et de 40 mm de diamètre avec un titre massique x=1% pour une plage de pression p= [1 .01-5 bar] avec un débit d'eau de 0 .99 kg/s

COMPOS DE L	ANTE A	PRESSION INITIALE										
PRESS	ION			-	2.5 3 4 5 6 7							
		1.01	2	2.5	3	4	5	6	7			
H	$\Delta P_{\rm F}$	3.77	2.08	1.72	1.49	1.19	3.54	0.91	0.83			
H IOV	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0			
DEL	$\Delta P_z$	3.20	5.52	6.57	7.52	9.16	3.05	11.70	12.69			
Ξ N N	$\Delta P_t$	6.97	7.61	8.30	9.01	10.26	6.59	12.61	13.53			
В	$\Delta P_{\rm F}$	3.01	2.58	1.94	2.19	1.61	2.46	1.53	1.13			
ARC	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0			
OCZ	$\Delta P_z$	27.98	27.64	27.49	27.35	27.10	26.73	26.70	26.52			
Y	$\Delta P_t$	31.00	30.23	29.43	29.54	28.71	29.20	28.23	27.66			
<u>н</u>	$\Delta P_{\rm F}$	5.99	3.65	3.09	2.70	2.19	5.87	1.65	1.48			
FRIE	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0			
DE	$\Delta P_z$	27.98	27.64	27.49	27.35	27.10	26.73	26.70	26.52			
	$\Delta P_t$	33.98	31.30	30.58	30.05	29.29	32.61	28.35	28.01			
L X	$\Delta P_{\rm F}$	3.39	2.51	2.27	2.09	1.85	3.31	1.57	1.47			
ART ک OCk	$\Delta P_a$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0			
CHIA	$\Delta P_z$	27.98	27.64	27.49	27.35	27.10	26.73	26.70	26.52			
RE	$\Delta P_t$	31.37	30.15	29.76	29.44	28.95	30.04	26.70	28.00			
∆p moyenne	Δpm	25.83	24.82	24.52	24.51	24.33	24.61	24.36	24.30			
$T_{\ell}$	$\alpha_{homog}$	0.88	0.80	0.76	0.72	0.66	0.88	0.56	0.52			
AUX VID	$\alpha_{Moyen}$	0.76	0.69	0.66	0.63	0.59	76.5	0.52	0.5			
DE E	$\alpha_{separé}$	0.64	0.59	0.57	0.55	0.53	0.65	0.49	0.48			

Tableau IV.5. Composante de la perte de charge et du taux de vide en fonction de la pression des fluides



Fig. IV.7. Variation de taux de vide en fonction de la pression initiale

D'après les résultats représentés dans le tableau **IV.5**, on remarque que l'augmentation de la pression d'un des deux fluides provoque la diminution du taux de vide dans le tube. Chose qu'on peut voir sur les courbes de la figure **IV.7** 



Fig. IV.8. Variation de taux de vide en fonction de tire massique

Sur la figure **IV.8** on a représenté l'évolution du taux de vide pour une longueur du tube L=4 et un diamètre D=30 mm une vitesse superficielle G=100 kg/s m<sup>2</sup>

On remarque que la variation du taux de vide en fonction du titre massique avec les différents modèles et corrélations est une courbe croissante avec l'augmentation de titre massique, et on peut remarquer que le modèle homogène a tendance à surestimer la fraction volumique pour un titre donné, ce qui est effectivement observé dans les écoulements cocourants ascendants d'air et d'eau pas trop dispersés où un glissement significatif existe entre la phase gazeuse plus légère et la phase liquide.



Fig. IV.9. Variation du taux de vide en fonction de débit massique d'air

Sur la figure **IV.9** on remarque que l'augmentation du débit massique d'air provoque une augmentation rapide de taux de vide qui est due à l'augmentation du titre massique comme ils sont représentés sur les courbes croissantes dans la figure. Par contre dans la figure **IV.10** de l'évolution de taux de vide en fonction de débit d'eau et les tableaux **IV.3** et **IV.4** de la variation de taux de vide en fonction de la longueur et le diamètre du tube respectivement on remarque que l'évolution est linéaire constante, pas de variation de taux de vide en fonction de débit massique d'eau



Fig. IV.10. Variation de taux de vide en fonction de débit massique d'eau



Fig. IV.11. Carte de Taitel pour L=3m et D=40mm



Fig. IV.12. Carte de Taitel pour L=0.8m et D=40mm



Fig. IV.13. Carte de Taitel pour L=0.8m et D=10mm
Sur les figures **IV.11**, **IV.12** et **IV.13** on a représenté les cartes d'écoulements diphasique eauair en co-courant dans un tube vertical.

On remarque que l'augmentation du diamètre ou de la longueur de tube provoque une augmentation de la zone d'écoulement à bouchon et la diminution de la zone d'écoulement à poche.

#### **Conclusion:**

D' après les résultats obtenus par notre programme, nous remarquons que, pour avoir toutes les configurations d'écoulement diphasique eau-air sans flux de chaleur, une longueur de 0.8 m et un diamètre de 10 mm sont les meilleures dimensions pour une section d'essai verticale installée dans la boucle d'essai.

#### CONCLUSION GENERALE

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

- le nombre d'équations,
- et la nature des équations utilisées,

De manière générale, tous les modèles utilisent trois équations diphasiques provenant des trois principes de conservation : de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. En réalité, la modélisation des écoulements diphasique est très complexe due aux incertitudes dans plusieurs paramètres inter faciales. Un nombre importants des corrélations empiriques a été rassemblées dans la littérature pour différentes configurations géométriques et conditions thermohydrauliques. L'inconvénient des ces corrélations est de n'être valables que dans le domaine des conditions expérimentales pour lesquelles elles ont été établies, toute utilisation en dehors de ce domaine étant très incertaines.

Pour la prédiction des pertes de charges dans un tube vertical sans flux de chaleur, l'application d'une relation générale pour n'importe quelle situation n'existe pas jusqu'à présent. Il est indispensable de déterminer le facteur multiplicateur diphasique et le taux de vide pour calculer les composantes hydrostatiques et d'accélération des pertes de pression.

Un code de calcul traitant les différents paramètres qui influent sur configurations d'écoulement diphasique a été élaboré pour déterminer l'influence des pertes de charges, l'évolution de taux de vide en écoulement diphasique aux conditions d'entrées. Il est orienté essentiellement vers l'approche d'une dimension de l'écoulement dans un canal vertical circulaire sans apport de chaleur. Dans ce code nous avons retenu les modèles, homogène, Baroszy, Martenelli et Friedel pour les pertes de charge et le taux de vide et d'autres corrélations (Smith, Chisholm) pour uniquement taux de vide. Pour des plages de pressions, de diamètre et de longueur du tube, les résultats obtenus par ces modèles sont analogues à celles déjà rapportées dans différentes littérature.

Par ailleurs les différentes structures que nous avons dans des gammes de vitesses un peux différentes de celles considérées dans les cartes obtenus dans les autre littératures en termes de structures d'écoulement (Damianides, C.A, Westwater, J.W., 1988, Yang et Shieh (2001)). Ces résultats nous amènent à conclure que les vitesses surfaciques des deux phases ne sont pas suffisantes pour définir une structure d'écoulement dans un écoulement diphasique.

La confrontation des résultats obtenus avec des autres littératures en fonction des paramètres thermohydrauliques, nous a conduits de conclure que ces résultats sont satisfaisants.

En perspectives, nous comptons étendre notre étude à la modélisation des écoulements diphasiques par les modèles physiques les plus appropriés. On prend en considération d'autres formes géométriques non circulaires et avec flux de chaleur.

### Bibliographie

**[1].** Bouarab. Samir <<Simulation numérique des écoulements diphasiques à l'aide de schémas hybrides de capture et de suivi d'interfaces>> mémoire magister université M'hamed bougara boumerdes 2001

**[2].** D. Jamet << Challenges en mathématiques appliqués sur des problématiques en physique des lasers, mécanique des fluides multiphasiques, stockage des déchets nucléaires et physique des plasmas>> École thématique du GdR CHANT 25-29/08/2008

**[3].** M.Ferrouk <<contribution à l'étude de la crise d'ébullition à faible titre : caléfaction>> thèse doctorat Boumerdes 2009

**[4].** Florent Ravelet << Ecoulements multiphasiques en conduite>> Laboratoire Dyn Fluid Arts et Métiers ParisTech novembre 2011

**[5].** Pr .Sébastien Poncet << *Cours sur les écoulements diphasiques>>* Master 2 Génie des Procédés de l'Université d'Aix-Marseille Année 2012-2013

**[6].** J.G.Collier et J.R.Thome <<<convective boiling and condensation >>.Oxford, 3eme édition 1994.

**[7].** Engelberg-Forster, K., Greif, R. <<Heat transfer to a boiling liquid- Mechanism and correlations>>, Trans ASME, J. Heat Transfer (1959).

**[8].** Engineering data book III << two phase pressure drops>> chapters 13 2007

**[9].** Lahcene BENKHEIRA<< Contribution à l'étude des propriétés thermique et hydrodynamique d'un écoulement d'hélium normal (He I) diphasique en circulation naturelle pour le refroidissement des aimants supraconducteurs>> thèse doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine 2007

**[10].** Lottes, P. A, and Flinn, W. S, << A method of analysis of natural circulation boiling Systems >> Nuclear Science Eng., 19(2), 91-99, 1956

[11]. Sekoguchi, K, Saito, Y, and Honda, T 'JSME Preprint N° 700-7, 83, 1970

**[12].** Martinelli,R,C.& Nelson, D. B.,<<Prediction of pressure drop during Forced circulation Boiling of Water >>, Trans. ASME, vol. 70. Pp. 695-702, (1948).

**[13].** Engineering data book III << two phase pressure drops>> 3eme edition chapter 17 2007

**[14].** Ascher H. Shapiro << the dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow>> volume1 the Ronald press company new york

**[15].** Baroczy, C.J, << A systematic correlation for two-phase pressure drop >>, Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 62, 332-249, (1966).

[16]. Incropera, F. P. and Dewitt, D. P. <<Fundamental of heat and mass transfer>> Fourth Edition (1996).

[17]. McAdams, W. H. et al. <</ vaporisation Inside horizontal tubes Benzène-oïl mixtures>>, Trans Asme, 64, 193, (1942)

**[18].** Copyright 2010 Dr. Ove Bratland International Energy Agency, USA About Oil & Gas Technologies for the future

**[19].** Alle rechte vorbehalten. VDI-verlag grnbh, dusseldorf 1977

**[20].** Jean-Marc Delhaye << Thermohydraulique des réacteurs Nucléaires>> EDP Sciences, 2008

[21]. Zeguai, Chikh, L. Tadrist, O. Rahli <<ETUDE EXPERIMENTALE DES STRUCTURES D'ECOULEMENTS DIPHASIQUES AIR-EAU EN CO-COURANT DANS UN TUBE CIRCULAIRE SOUS DIVERSES CONDITIONS D'ENTREE>> Aix-Marseille Université (U1, U2), France

# Annexes

## Annexe A

#### A.1 .Information générales

Le code de calcul main-program est écrit en FORTRAN v 6 et testé sur PC i5 Input : entrée manuelle Output : unité logique

#### A.2. Programme principal et sous programmes

Le programme principal nommé main-program s'occupe de la lecture des données d'entrées et ordonne l'ouverture des fichiers output à créer. Il fait appel à des sous programmes. Ces derniers sont listés ci après par ordre alphabétique :

Air.for : sous programme permettant de calculer les propriétés physique de l'air aux conditions d'entrées.

Baroc.for : calcul le facteur de frottement double phase donné par Baroczy.

**Chisholm.for** : sous programme permettant de lire les propriétés de deux fluides et calculer le taux de vide donné par la corrélation de Chisholm.

**Correcbaroc.for** : sous programme permettant de calculer le facteur de correction de Baroczy donné par la corrélation de Baroczy.

**Freiedel.for** : sous programme permettant de calculer le facteur multiplicateur et le taux de vide donnés par la corrélation de Friedel.

H<sub>2</sub>0.for : sous programme permettant de calculer les propriétés physique de l'eau.

**Homo.for** : sous programme permettant de calculer le facteur multiplicateur et le taux de vide donnes par le model homogène.

**Limite.for** : sous programme permettant de calculer les limites et le diamètre critique d'une bulle de chaque écoulement.

**Lockhart.for** : sous programme permettant de calculer le facteur multiplicateur diphasique et le taux de vide donnés par la corrélation de Lckhart-Martinelli.

**Smith.for** : sous programme permettant de lire et calculer le taux de vide donné par la corrélation de Smith.

#### A.3. Méthode de calcul

Pour résoudre le problème de calcule pour différente méthodes (Baroczy, homogene, Friedel et Lockhart-Martinelli, les facteurs de frottement double phase  $\phi^2$ , les propriétés physique de deus fluides sont calculés par interpolation linéaire, et les résultats sont copiés dans le programmateur MATLAB pour les résoudre sous forme des courbes.

L'organigramme de calcule est décrit ci après







#### B.1.Code Matlab pour la méthode de Taitel en écoulement eau air vertical

lear all; lose all;							
%% Parametres Physiques et geometrique de la conduite							
nol=1000;							
nog=1;							
igma=0.07;							
0=100e-3;							
=9.81;							
ul=1e-6;							
obs=75*D;							

%% Carte

Jf=logspace(-2,2,1000); Jg=Jf;

%%

diamètre critique

Dcrit=19\*sqrt(sigma\*(rhol-rhog)/(g\*rhol^2));

% a: limite pour bulles

Jga=1/3\*Jf+1.15/3\*(sigma\*g\*(rhol-rhog)/rhol^2).^0.25;

%

limite pour bulles finement dispersees

Jfb=4\*D^0.429\*(sigma/rhol)^0.089/nul^0.072\*(g\*(rhol-rhog)/rhol)^0.446-Jg;

% c: limite pour les poches

Jfc=0.92\*Jg;

%

limite churn/slug baser sur altitude d'observation

pourd=ones(size(Jg));
for i=1:length(Jf)

#### Annexe B

```
Le=40.6*D.*((Jg+Jf(i))/sqrt(g*D)+0.22);
pourd(i)=min(find(Le>=zobs,length(Le),'first'));
end
```

%	limite pour l'annulaire

```
Jge=3.1*(sigma*g*(rhol-rhog)/rhog^2)^0.25*ones(size(Jg));
%% Tests
poura=find(Jga<=Jfb);
pourb=find(Jfb>=Jfc);
pourc=find(Jfb<=Jfc&Jg<=Jge);
zob=find(Jga<Jg(pourd)&Jge>Jg(pourd));
Jgd=Jg(pourd(zob));
Jfd=Jf(zob);
if Jgd(end)>max(Jga(poura))
zob=find(Jge>Jg(pourd)&1/0.92*Jf<Jg(pourd));
Jgd=Jg(pourd(zob));
Jfd=Jf(zob);
end
```

%%

Trace figure

set(gcf,'PaperUnits','Centimeter'); set(gcf,'PaperPosition',[2 2 8 6]); set(gca,'Position',[0.25 0.25 0.65 0.65]); box on; hold on; set(gca,'FontSize',6); plot(Jga(poura), Jf(poura), 'LineWidth', 2); plot(Jg(pourb),Jfb(pourb),'r','LineWidth',2); plot(Jg(pourc),Jfc(pourc),'g','LineWidth',2); plot(Jgd,Jfd,'m','LineWidth',2); plot(Jge,Jf,'k','LineWidth',2); set(gca,'XScale','log'); set(gca,'YScale','log'); set(gca,'XLim',[1e-2 1e2]); set(gca,'YLim',[1e-2 1e2]); xlabel('J\_g (m.s^{-1})'); ylabel('J 1 (m.s^{-1})'); grid on;

#### END PROGRAM OF TAITEL

# Annexe C

# C.1.propriétés physiques de l'air [14]

h	t	С	р	p	$\mu  imes 10^7$	» × 10 <sup>4</sup>
0	59.00	1117	2116.2	0.002378	3.719	1.564
1.000	57.44	1113	2040.9	.002310	3,699	1.602
2,000	51.87	1109	1967.7	.002242	3.679	1.641
3,000	48.31	1105	1896.7	.002177	3.659	1,681
4,000	44.74	1102	1827.7	.002112	3.639	1.723
5,000	41.18	1098	1760.8	.002049	3.618	1.766
6,000	37.62	1094	1696.0	.001988	3.598	1,810
7,000	34.05	1090	1633.0	.001928	3.577	1.855
8,000	30.49	1086	1571.9	.001869	3.557	1.903
9,000	26.92	1082	1512.8	.001812	3.536	1.951
10,000	23.36	1078	1455.4	.001756	3.515	2,002
11,000	19.80	1074	1399.8	.001702	3.495	2.054
12,000	16.23	1070	1345.9	.001649	3,474	2.107
13,000	12.67	1066	1293.7	.001597	3.453	2.163
14,000	9.10	1062	1243.2	.001546	3.432	2.220
15,000	5.54	1058	1194.3	.001497	3,411	2.280
16,000	1.98	1054	1147.0	.001448	3.390	2.341
17,000	- 1.59	1050	1101.1	.001401	3.369	2.404
18,000	- 5.15	1046	1056.9	,001355	3.347	2.470
19,000	-8.72	1041	1014.0	.001311	3.326	2.538
20,000	-12.28	1037	972.6	.001267	3.305	2.608
21,000	-15.84	1033	932.5	.001225	3.283	2.681
22,000	-19.41	1029	893.8	.001183	3.262	2.757
23,000	-22.97	1025	856.4	.001143	3.240	2,834
24,000	-26.54	1021	820.3	.001104	3.218	2,915
25,000	-30.10	1017	785.3	.001066	3.196	2,999
26,000	-33.66	1012	751.7	.001029	3.174	3.087
27,000	-37.23	1008	719.2	-000993	3.153	3.177
28,000	-40.79	1004	687.9	.000957	3.130	3.270
29,000	-44.36	999	657.6	.000923	3,108	3.367
30,000	-47.92	995	628.5	,000890	3.086	3.469
31,000	- 51.48	991	600.4	.000858	3.064	3.573
32,000	-55,05	987	573.3	.000826	3.041	3.682
33,000	-58.61	982	547.3	.000796	3.019	3.795
34,000	-62.18	978	522.2	.000766	2.997	3.913
35,000	-65.74	973	498.0	.000737	2.974	4.036

PROPERTIES OF THE STANDARD ATMOSPHERE

#### PROPERTIES OF THE STANDARD ATMOSPHERE App. B

h	t	с	р	ρ	$\mu \times 10^7$	$\nu \times 10^4$
46.000	-67.6	971	293.6	.0004390	2.961	6.745
47,000	-67.6	971	279.8	.0004184	2,961	7.077
48,000	-67.6	971	266.6	.0003987	2,961	7.427
49,000	-67.6	971	254.1	.0003800	2.961	7.792
50,000	-67.6	971	242.2	.0003622	2.961	8.175
60,000	-67.6	971	150.9	.0002240	2.961	13.219
70,000	-67.6	971	93.5	.0001389	2.961	21.317
80,000	-67.6	971	58.0	.0000861	2.961	34.390
90,000	-67.6	971	36.0	.0000535	2.961	55.346
100,000	-67.6	971	22.4	.0000331	2.961	89.456
104.987	-67.6	971	17.59	.0000261	2.961	113.4
110,000	-47.4	996	13.92	.0000197	3.090	157.2
120,000	-7.2	1043	9.026	.0000116	3.339	287.6
130,000	33.0	1089	6.071	,00000717	3.579	498.9
140,000	73.3	1132	4.213	.00000460	3.809	827.9
150,000	113.5	1174	3.003	.00000305	4.032	1322
160,000	153.7	1215	2.190	.00000208	4.247	2043
164,042	170.0	1231	1.938	.00000179	4.332	2417
170,000	170.0	1231	1.624	.00000150	4.332	2886
180,000	170.0	1231	1.206	.00000111	4.332	3885
190,000	170.0	1231	.8956	.00000083	4.332	5232
196,850	170.0	1231	.7305	.00000068	4.332	6412
200,000	159.4	1220	.6645	.00000062	4.277	6844
210,000	125.9	1187	. 4869	.0000048	4.099	8467
220,000	92.4	1152	.3504	.00000037	3.916	10600
230,000	58.9	1117	.2470	.0000028	3.727	13400
240,000	25.3	1080	.1699	.00000020	3.533	17330
250,000	- 8.2	1042	.1139	.00000015	3.333	22700
255,905	-28.0	1019	.0886	.00000012	3.212	26880
260,000	28.0	1019	.0742	.00000010	3.212	32090

TABLE B.1. PROPERTIES OF THE STANDARD ATMOSPHERE (Continued)

613

Symbols: h = height above sea level, ft t = temperature, degrees F c = speed of sound, ft/sec p = pressure, lbf/ft<sup>2</sup>  $\rho$  = mass density, slug/ft<sup>3</sup>  $\mu$  = coefficient of viscosity, slug/ft sec  $\nu = \mu/\rho$ , kinematic viscosity, ft<sup>2</sup>/sec