



Université Constantine 1 Frères Mentouri

Faculté des Sciences Exactes

Département de Physique

N° de série : 08/Phy/2024

N° d'ordre :43/DS/2024

ETUDE DU TRANSFERT DE MATIERE LE LONG DE LA BULLE DE DUMITRESCU-TAYLOR DANS UNE CONDUITE DE FAIBLE DIAMETRE

THESE

Présentée pour l'Obtention du Diplôme de
Doctorat en Sciences

Par
Amar BOUHALLASSA

Devant le Jury Composé de :

Abdeslam OMARA	Président	Professeur	Université Constantine 1
Samia BENATTALAH	Directrice	MCA	Université Constantine 1
Omar KHOLAI	Examineurs	Professeur	Université Constantine 1
Ismail TABET	Examineurs	MCA	Université Skikda 20 Aout 1955
Cherif BOUGRIOU	Examineurs	Professeur	Université Batna 2
Siabdallah MAYOUF	Examineurs	Professeur	Université Msila Mohamed Boudiaf

Soutenue publiquement

Le : 11 / 07 /2024

DEDICACE

DEDICACE

J'espère que cette thèse de doctorat sera une charité perpétuelle pour l'âme de ma chère mère, que Dieu lui accorde Sa miséricorde.

Je dédie également cet humble travail à mon père et à sa femme, ainsi qu'à ma femme, mes enfants, mes frères et sœurs, et tous mes amis.

REMERCIEMENTS

REMERCIEMENTS

Je remercie en premier lieu Allah Tout-Puissant pour m'avoir accordé la force et la volonté de mener à bien ce travail. Cette thèse a été réalisée au laboratoire de Physique Énergétique de l'université Frères Mentouri Constantine 1, en plus de Centre de Développement des Energies Renouvelables, mon lieu de travail, et ce sous la direction de Madame **Samia BENATTALAH**, maître de conférences de classe A au département de physique. Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Madame **Samia BENATTALAH** pour son aide précieuse, ses conseils avisés, sa patience, et surtout pour l'intérêt constant qu'elle a porté à mon travail, ainsi que pour son attention particulière à la lecture et à la correction de cette thèse.

Je remercie chaleureusement Monsieur **Abdeslam OMARA**, professeur à l'université Frères Mentouri Constantine 1, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. Je souhaite également exprimer ma gratitude à Monsieur **Omar KHOLAI**, professeur à l'université Frères Mentouri Constantine 1, à Monsieur **Cherif BOUGRIOU**, professeur à l'université Mostefa Ben Boulaid Batna 2, à Monsieur **Siabdallah MAYOUF**, professeur à l'université Mohamed Boudiaf M'sila, et à Monsieur **Ismail TABET**, maître de conférences de classe A à l'université 20 Août 1955 Skikda, pour leur intérêt envers ce travail et pour m'avoir honoré en acceptant de juger cette thèse.

Enfin, je remercie toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué au succès de cette thèse.

Sommaire

Table des matières

DEDICACE

REMERCIEMENTS

Table des matières

Listes des Figures

Liste des tableaux

NOMENCLATURE

INTRODUCTION 1

Chapitre I REVUE BIBLIOGRAPHIQUE 5

I.1 Généralité sur les écoulements diphasiques gaz-liquide 5

I.2 Domaines d'applications des écoulements diphasiques 6

I.2.1 Les écoulements diphasiques dans la nature..... 6

I.2.2 Les écoulements diphasiques dans les processus industriels..... 7

I.3 Principaux régimes d'écoulements diphasiques 9

I.4 Les cartes d écoulements 12

I.5 Différentes sortes d'écoulements gaz-liquide dans une conduite..... 13

I.6 Terminologie de l'écoulement diphasique 14

I.6.1 Vitesse superficielle 15

I.6.2 La fraction de vide (α) 15

I.6.3 Vitesse réelle de la phase 16

I.6.4 La vitesse de mélange 17

I.6.5 La masse volumique et la viscosité de mélange 17

I.7 Modelés d'analyse des écoulements diphasiques 17

I.8 Les paramètres hydrodynamiques de la poche de Dumitrescu-Taylor..... 18

I.8.1 Vitesse ascensionnelle de la poche de Dumitrescu-Taylor..... 19

Sommaire

I.8.2	Distribution de pression autour d'une poche singulière	23
I.8.3	La région du film liquide	24
I.8.4	Visualisation du régime d'écoulement à l'intérieur de la poche.....	25
I.8.5	La forme des frontières de la bulle de Taylor.....	27
I.8.6	L'écoulement dans le sillage de la poche de Dumitrescu-Taylor.....	28
I.9	Généralités sur le transfert de matière gaz-liquide	29
I.10	Généralités sur les méthodes numériques appliquées pour le transfert de matière gaz-liquide.	33
I.11	Généralités sur l'utilisation nano-fluides pour transfert de matière	35
Chapitre II MODELISATION MATHEMATIQUE		40
II.1	Introduction	40
II.2	La géométrie	40
II.3	Modèle mathématique	42
II.3.1	Equation de continuité	42
II.3.2	Équation de quantité de mouvement.....	43
II.3.3	L'équation du taux de présence	44
II.3.4	L'équation de concentration.....	44
II.3.5	Les conditions de saut à l'interface.....	45
II.3.5.1	Continuité de vitesse à l'interface	45
II.3.5.2	Continuité des contraintes à l'interface	45
II.3.5.3	Equation de saut pour le transfert de masse	45
II.3.6	Modélisation de la Turbulence	46
II.3.7	Équation de la dissipation de l'énergie turbulente ε	46
II.4	Présentation des équations du transfert de matière gaz-liquide.....	47
II.4.1	Mécanisme de transfert de matière	47
II.4.2	Les équations de flux	48
II.4.3	Le coefficient de diffusivité.....	50
II.5	Les conditions initiales et aux limites.....	51
Chapitre III RESOLUTION NUMERIQUE		53
III.1	Introduction	53
III.2	Les critères de qualité des modèles numériques.....	54

Sommaire

III.3	Les techniques de suivi d'interface	55
III.4	L'approche lagrangienne	56
III.5	L'approche eulérienne	56
III.5.1	Les méthodes de suivi du front mobile (Front Tracking)	56
III.5.2	Les méthodes de capture du front mobile (Front Capturing).....	61
III.6	Les procédures d'utilisation CFD	65
III.7	Avantages de CFD.....	67
III.8	Modélisation CFD des systèmes multi-phases	68
III.8.1	Choix de la méthode numérique	68
III.8.2	Le choix d'un modèle multiphasique	69
III.8.3	Le choix de type de solution	69
III.8.4	La solution basée sur la pression	70
III.8.5	La solution basée sur la densité	73
III.9	Simulation numérique sous Fluent	77
III.10	Description du problème	78
III.11	Maillage	78
III.12	La Sélection du modèle pour la simulation par Fluent.....	80
III.12.1	Importation de la géométrie (msh).....	80
III.12.2	Vérification du maillage importé	81
III.12.3	Configuration du problème	83
III.12.4	Paramètres de modèle	84
III.12.5	Choix du solveur.....	90
Chapitre IV RESULTATS ET DISCUSSIONS		96
IV.1	Introduction	96
IV.2	Validation des résultats numériques	98
IV.2.1	Etude hydrodynamique	98
IV.2.2	L'érosion de la longueur de poche de Dumitrescu-Taylor (N2) et son transfert de matière	114
IV.2.3	Analyse des paramètres hydrodynamiques sur le coefficient de transfert de masse	116
IV.3	Analyse des Effets des propriétés physiques des fluides sur la structure de l'écoulement de la poche de Dumitrescu-Taylor et son Transfert de matière.	118

Sommaire

IV.3.1	Effet des propriétés physiques de bulles de gaz d'oxygène(O_2) et de dioxyde de carbone (CO_2) sur la dynamique de leur écoulement et leur transfert masse.....	119
IV.4	Effet des nanoparticules d' Al_2O_3 (oxyde d'aluminium) sur la dynamique de la bulle de Dumitrescu-Taylor et de son transfert de matière dans l'écoulement.	124
IV.4.1	Epaisseur du film liquide	125
IV.4.2	Frottement pariétal le long de la poche de Dumitrescu-Taylor	125
IV.4.3	Résultats sur la vitesse interfaciale du film liquide.	126
IV.4.4	Profil de vitesse transversale dans la phase liquide et gazeuse.....	127
IV.5	L'érosion de la poche de Dumitrescu-Taylor et le transfert de matière pour le couple de fluide ($H_2O-AL_2O_3$)- N_2	128
IV.5.1	Transfert de matière à travers le film liquide entourant la poche de Dumitrescu-Taylor pour le couple de fluide ($H_2O-AL_2O_3$)- N_2	129
IV.6	Analyse Globale : Impact de la Composition du Milieu et Cinétique sur la Dissolution des Bulles de Gaz.....	130
IV.6.1	Nombre de Sherwood	133
IV.6.2	La corrélation empirique de Sherwood en fonction de Peclet $Sh=f(Pe)$	134
CONCLUSION		139
REFERENCES		I

Liste des figures

Listes des Figures

Figure I-1 : représente l'évolution de l'écoulement de l'eau et de la vapeur dans un tube vertical chauffé.	6
Figure I-2 : Exemple de type d'éruption Strombolien a Stromboli, Italie (Geology.com, 2011)	7
Figure I-3 : Image montrant la méthode de séparation des différentes phases à travers le pétrole brut extrait.	8
Figure I-4 : Le régime d'écoulement à bulles indépendantes (a) et agglomérées (b).	10
Figure I-5 : Le régime d'écoulement intermittent.	11
Figure I-6 : Les deux types de régime annulaire.	11
Figure I-7 : Les régimes d'écoulements dans une conduite verticale : Écoulement à bulles, (b1, b2 et b3) Écoulement intermittent et écoulement à forte coalescence, (c) Écoulement annulaire, (d) Écoulement annulaire avec brouillard.	12
Figure I-8 : Carte de configuration d'écoulements Gaz-Liquide en conduite verticale.	13
Figure I-9 : Les orientations des conduites et les différents sens d'écoulements de gaz et de liquide.	14
Figure I-10 : Image illustratif de fraction volumique entre gaz et liquide.	16
Figure I-11 : Bulle de Dumitrescu-Taylor dans un tube vertical avec écoulement descendante.	19
Figure I-12 : Les valeurs théoriques de C_1 en fonction d'angle d'inclinaison et de nombre d'Eötvös.	21
Figure I-13 : Forme des bulles de gaz avec les différents flux volumétrique totale.	22
Figure I-14 : Présentation de bulle de gaz dans les gros conduits.	23
Figure I-15 : Visualisation du champ d'écoulement à l'intérieur de la poche de Dumitrescu-Taylor.	26
Figure I-16 : Partie gauche résultats expérimentaux. Partie droite prédictions théoriques.	27

Liste des figures

Figure I-17 : Forme de la poche de Dumitrescu-Taylor : a) en fluide visqueux et b) en fluide peu visqueux (eau).	28
Figure I-18 : Visualisation des régimes d'écoulements dans le sillage de la poche de Dumitrescu-Taylor (diamètre de la conduite 5,2 cm)	29
Figure II-1 : Schémas représentant le modèle physique considéré.	41
Figure II-2 : Mécanisme de transfert de matière Gaz-liquide.	48
Figure III-1 : Schéma expliquant les deux grandes familles des méthodes pour le suivi d'interface. (a) Méthode lagrangienne (maillage mobile), (b) Méthode eulérienne (maillage fixe).	55
Figure III-2 : Illustration de la méthode des marqueurs d'interface.	58
Figure III-3 : Illustration de la méthode fonction de distance.	59
Figure III-4 : Méthode MAC.....	61
Figure III-5 : Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret.	65
Figure III-6 : Présentation de la méthode séparée basée sur la pression.	72
Figure III-7 : Présentation de la méthode couplée basée sur la pression.	73
Figure III-8 : Présentation de la méthode de solution basée sur la densité.	75
Figure III-10 : (a) Le maillage du domaine physique en 2D, (b) Les types de test de maillage.	79
Figure III-11 : Présentation de l'effet de maillage.	80
Figure III-12 : Importation de la géométrie.....	81
Figure III-13 : Vérification du maillage sous Fluent.....	82
Figure III-14 : Vérification des unités.....	82
Figure III-15 : La tâche générale.....	84
Figure III-16 : Établir les équations de l'énergie.	86
Figure III-17 : Choix du modèle de turbulence.....	87
Figure III-18 : Caractéristiques des matériaux.	88
Figure III-19 : Définitions des phases Gaz et Liquide.	89
Figure III-20 : Définir l'interaction entre les phases.....	89
Figure III-21 : Illustration de la méthode d'ajouter le UDF.....	90
Figure III-22 : Choix de la solution.....	92
Figure III-23 : Contrôles les paramètres de solution.....	92

Liste des figures

Figure III-24 : Initialisation de la solution.	93
Figure III-25 : définir la région de gaz.	94
Figure III-26 : Ajout de la phase gazeuse à la phase liquide.....	94
Figure III-27 : L'ordre de commencé les itérations.	95
Figure IV-1 : Présentation de l'évolution de fraction volumique de gaz dans la conduite parvenant à la poche de Dumitrescu-Taylor.....	99
Figure IV-2 : Présentation de la région nez de la poche de Dumitrescu-Taylor.	100
Figure IV-3 : Présentation de la région du film liquide de la poche de Dumitrescu-Taylor..	100
<i>Figure IV-4 : Présentation du culot de la bulle de Dumitrescu-Taylor.</i>	<i>101</i>
Figure IV-5 : Présentation de la distribution du champ de vectrice vitesse dans la région du nez de Dumitrescu-Taylor.	102
Figure IV-6 : Présentation la distribution de champ de vitesse dans la région développée du film liquide.	103
Figure IV-7 : Présentation de la distribution de champ de vitesse au culot de la bulle de Dumitrescu-Taylor.	104
Figure IV-8 : Illustration des lignes de courants et de vecteurs de vitesses au voisinage du nez de la poche de Dumitrescu-Taylor.	105
Figure IV-9 : Tracé des lignes de courants à l'intérieur de la bulle de Dumitrescu-Taylor et de son voisinage près du nez.....	106
Figure IV-10 : Tracé des lignes de courant dans la région développé du film liquide de la poche de Dumitrescu-Taylor.....	106
Figure IV-11 : Tracé des lignes de courant au voisinage du culot de la bulle de Dumitrescu- Taylor.	107
Figure IV-12 : Comparaison entre l'épaisseur du film liquide obtenue par simulation et celle mesurée expérimentalement.	108
Figure IV-13 : Illustrations simulées des différentes régions d'écoulement le long de la poche de Dumitrescu-Taylor.	109
Figure IV-14 : Résultat de la simulation de la vitesse inter-faciale moyenne du film liquide.	110
Figure IV-15 : Comparaison entre le frottement pariétal simulé et Expérimental selon Benattallah [1], S. Benattallah et al. [82].	111

Liste des figures

Figure IV-16 : Présentation de champs des vecteurs de vitesse et ligne de courant dans et autour la poche de Dumitrescu-Taylor.....	113
Figure IV-17 : Comparaison de la vitesse transversale simulée dans la phase gazeuse et film liquide avec l'expérimentale Benattalah [1], S. Benattalah et al. [82].....	114
Figure IV-18 : Les résultats de la simulation sur l'évolution de la décroissance de la bulle au cours du temps.....	115
Figure IV-19 : Comparaison de l'érosion de la bulle de gaz (N ₂) simulée avec profil mesuré au cours du temps Benattalah [1], S. Benattalah et al. [82].	116
Figure IV-20 : Coefficient de transfert de matière pour la bulle (N ₂) en fonction de l'épaisseur du film liquide.	117
Figure IV-21 : Coefficient de transfert de matière en fonction de la vitesse inter-faciale du film liquide le long de la bulle d'azote (N ₂).	118
Figure IV-22 : L'influence des gaz (O ₂ et CO ₂) sur l'épaisseur du film liquide.....	119
Figure IV-23 : Effet des bulles de gaz d'oxygène(O ₂) et de dioxyde de carbone (CO ₂) sur le frottement pariétal.	120
Figure IV-24 : Effet des gaz (O ₂ et CO ₂) sur la vitesse inter-faciale du film liquide le long de la bulle.	121
Figure IV-25 : Effet des gaz (O ₂ et CO ₂) sur la vitesse inter-faciale moyenne du film liquide le long de la bulle.	121
Figure IV-26 : La vitesse transversale dans le film liquide et la bulle de gaz pour différentes bulles de gaz utilise (O ₂ et CO ₂).....	122
Figure IV-27 : La décroissance de la bulle en fonction du temps pour la paire fluide (H ₂ O-O ₂ et H ₂ O-CO ₂)	123
Figure IV-28 : Coefficient de transfert de matière en fonction de l'épaisseur du film liquide pour la paire fluide (H ₂ O-O ₂ et H ₂ O-CO ₂).....	123
Figure IV-29 : Coefficient de transfert de matière en fonction de la vitesse inter-faciale pour la paire fluide (H ₂ O-O ₂ et H ₂ O-CO ₂)	124
Figure IV-30 : L'influence de nano-fluide sur l'épaisseur du film liquide.....	125
Figure IV-31 : L'influence de nano fluide sur le frottement pariétal.	126
Figure IV-32 : Effet de nano-fluide sur la vitesse inter-faciale du film liquide le long de la bulle.....	127

Liste des figures

Figure IV-33 : Effet de nano-fluide sur la vitesse inter-faciale moyenne du film liquide le long de la bulle.	127
Figure IV-34 : Effet des propriétés physiques de liquide sur la vitesse transversale dans le film liquide et la bulle de gaz.....	128
Figure IV-35 : L'effet de nano fluides sur le transfert de matière induit par la bulle (N ₂). ...	129
Figure IV-36 : Présentation de coefficient de transfert de matière en fonction de l'épaisseur de film liquide.	130
Figure IV-37 : Présentation de coefficient de transfert de matière en fonction de la vitesse inter-faciale.....	130
Figure IV-38 : Présentation les valeurs de coefficient de transfert de matière en fonction la diffusion massique de couple.	131
Figure IV-39 : Rapport de coefficient de diffusion et vitesse interfaciale moyenne en fonction la longueur de poche.	132
Figure IV-40 : Présentation de coefficient de transfert de masse en fonction la diffusion massique de couple.....	133
Figure IV-41 : Présentation de nombre Sherwood en fonction de longueur de bulle de Dumitrescu-Taylor.....	134
Figure IV-42 : Présentation de nombre Sherwood en fonction de nombre de Péclet.	136
Figure IV-43 : Comparaison de nos résultats avec S. Hosoda et al. [99].....	137
Figure IV-44 : Présentation de processus d'ajustement de corrélation Sherwood en fonction de Peclet $Sh = f(Pe)$	138

Liste des Tableaux

Liste des tableaux

Tableau II-1 : Coefficients de transfert de matière Calculs à partir de différentes théories. ...	49
Tableau IV-1 : Les propriétés thermo-physiques des fluides utilisés.	97
Tableau IV-2 : Résumé de la corrélation Sh vs. Pe d'après les travaux de L. G. Leal [102].	135

NOMENCLATURE

NOMENCLATURE

<i>CFD</i>	<i>Abréviation computationnelle Dynamique des fluides.</i>	
C_g	<i>Concentration de gaz.</i>	$[g/m^3]$
C_l	<i>Concentration de liquide.</i>	$[g/m^3]$
C_{li}	<i>la concentration de liquide en phase liquide à l'interface.</i>	$[g/m^3]$
C_{gi}	<i>la concentration de gaz en phase gazeux à l'interface.</i>	$[g/m^3]$
CO_2	<i>Dioxyde de Carbone.</i>	
D	<i>Diamètre de tube.</i>	$[m]$
D_g	<i>Coefficient de diffusion moléculaire.</i>	$[m^2/s]$
F	<i>La force superficielle continue (CSF).</i>	$[kg\ m/s^2]$
g	<i>Accélération de à la gravité.</i>	$[m/s^2]$
G_b	<i>la génération d'énergie cinétique de turbulence due à la flottabilité.</i>	
G_k	<i>la génération d'énergie cinétique de turbulence due aux gradients de vitesse moyenne.</i>	
J	<i>le flux total.</i>	$[kg\ /s]$
J_l	<i>le flux de liquide.</i>	$[kg\ /s]$
J_g	<i>le flux gaz.</i>	$[kg\ /s]$
k	<i>Symbolisme des phases.</i>	
k_g	<i>le coefficient de transfert de masse en phase gazeux.</i>	$[m/s]$
K_g	<i>le coefficient de transfert de masse de la phase gazeuse.</i>	$[m/s]$

NOMENCLATURE

k_D	<i>coefficient de répartition.</i>	
k_H	<i>Constante de Henry.</i>	
k_l	<i>le coefficient de transfert de masse en phase liquide.</i>	<i>[m/s]</i>
K_l	<i>le coefficient de transfert de masse de la phase liquide.</i>	<i>[m/s]</i>
L	<i>Longueur de tube.</i>	<i>[m]</i>
L_b	<i>Longueur de bulle ou poche de gaz.</i>	<i>[m]</i>
mix	<i>Abréviation mélange (gaz-liquide).</i>	
MW	<i>Masse moléculaire du gaz.</i>	<i>[kg/mol]</i>
n	<i>nombre des phases.</i>	
N_2	<i>Azote (Nitrogène).</i>	
O_2	<i>oxygène.</i>	
P	<i>La pression.</i>	<i>[Pa]</i>
S_i	<i>le taux de création par addition à partir de la phase dispersée plus toute source définie par l'utilisateur.</i>	
R	<i>La Constante du gaz universel.</i>	<i>[J/K.mol]</i>
T	<i>Température absolue.</i>	<i>[K]</i>
t	<i>temps.</i>	<i>[s]</i>
YM	<i>représente la contribution de la dilatation fluctuante dans la turbulence compressible au taux de dissipation global.</i>	
v_{mix}	<i>Vecteur vitesse du mélange.</i>	<i>[m/s]</i>
a	<i>Fraction volumique.</i>	
a_g	<i>Fraction volumique côté gaz.</i>	
a_k	<i>fraction volumique de la phase k.</i>	
a_l	<i>Fraction volumique côté liquide.</i>	
ε	<i>taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.</i>	<i>[m²/s³]</i>

NOMENCLATURE

ρ_g	<i>Masse volumique du gaz.</i>	$[Kg/m^3]$
ρ_l	<i>Masse volumique du liquide.</i>	$[Kg/m^3]$
ρ_{mix}	<i>Masse volumique du mélange (gaz-liquide).</i>	$[Kg/m^3]$
σ	<i>La tension superficielle.</i>	$[Kg/s^2]$
σk	<i>le nombre de Prandtl turbulents pour k.</i>	
$\sigma \varepsilon$	<i>le nombre de Prandtl turbulent pour ε.</i>	
μ_g	<i>Viscosité dynamique d'un gaz.</i>	$[Pa.s]$
μ_l	<i>Viscosité dynamique d'un liquide.</i>	$[Pa.s]$
μ_{mix}	<i>Viscosité dynamique d'un mélange (gaz-liquide).</i>	$[Pa.s]$
λ	<i>La conductivité thermique</i>	$[W/m K]$
Ω	<i>Interface d'échange gaz-liquide.</i>	$[m^{-1}]$
Φ	<i>Taux de concentration</i>	$[\%]$

INTRODUCTION

Le transfert de masse est un phénomène omniprésent en science et en ingénierie. Il décrit le transport de masse d'un point à un autre et il peut avoir lieu en une seule phase (gazeuse ou liquide) ou sur des limites de phase (interface) dans des systèmes multi phases. Il a été observé et mesuré expérimentalement **S. Benattalah [1]** que la longueur de la bulle (ou poche) de gaz de Dumitrescu-Taylor maintenue stationnaire dans une conduite verticale par un écoulement laminaire à contre-courant, tend à décroître dans le temps. Cette décroissance est beaucoup plus accentuée au début mais à partir d'une certaine longueur de la bulle, la décroissance devient très lente et progressive conduisant à des temps excessifs à suivre expérimentalement. La diminution en longueur de la bulle dans le temps est une manifestation d'un transfert de matière de la phase gazeuse vers la phase liquide. Le mécanisme de transfert de matière est complexe, il dépend non seulement des propriétés physiques du gaz, mais aussi de l'hydrodynamique de l'écoulement liquide entourant la bulle. L'objectif de cette étude est de simuler les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement liquide et le transfert de matière le long de la poche de Dumitrescu-Taylor. Pour ce faire, nous avons utilisé des outils numériques de dynamique des fluides, communément appelés CFD (Computational Fluid Dynamics), couramment utilisés dans l'étude des écoulements diphasiques. Plus précisément, cette étude a été réalisée à l'aide du logiciel de simulation ANSYS Fluent, qui inclut l'approche « Volume of Fluid » (VOF) proposée par **C. W. Hirt et B. D. Nichols [2]**. Ce modèle présente l'avantage de suivre et de capturer l'interface, permettant ainsi au code de calcul de déterminer les paramètres hydrodynamiques de l'écoulement à proximité de l'interface. Ces zones d'écoulement sont généralement inaccessibles par les techniques expérimentales. Ce modèle VOF utilise une seule et unique équation pour le bilan de quantité de mouvement pour toutes les phases, à laquelle se rajoute une fraction volumique pour chaque phase présentée. Ainsi, le code de calcul est capable de résoudre les équations de Navier-Stokes en transportant la fraction volumique, qui est un scalaire représentant la présence de la phase liquide ou gazeuse (1 pour la phase liquide et 0 pour le gaz).

INTRODUCTION

Dans les écoulements diphasiques et sous certaines conditions, des bulles de type de Dumitrescu-Taylor peuvent se produire. De telles bulles peuvent se former au niveau d'une buse lorsque le débit de gaz est assez élevé, ou se développer à partir de la coalescence de petites bulles dans une colonne de liquide, qu'il soit au repos ou en écoulement. En conduite verticale, la poche de Dumitrescu-Taylor se présente sous la forme d'un long cylindre entourée d'un mince film liquide. Il s'agit d'une cavité gazeuse allongée axisymétrique avec un nez rond et une queue presque plate. Le liquide autour de cette bulle allongée se déplace vers l'aval sous la forme d'un mince film liquide tombant, pénétrant dans le bouchon liquide, produisant ainsi une zone de mélange avec un vortex toroïdal dans le sillage de la bulle. L'importance de cette structure d'écoulement est primordiale dans les écoulements diphasiques. Et est particulièrement révélatrice du schéma d'écoulement à poches (slug flow) qui se présente généralement comme un écoulement alterné des bulles de Dumitrescu-Taylor et des zones de liquide (appelé bouchon). Malgré le nombre considérable de publications parues dans la littérature, cette configuration d'écoulement reste un sujet de recherche très attractif en raison de sa fréquence élevée dans les dispositifs industriels. Les études ont porté à la fois sur des études théoriques, numérique et expérimentale. Les propriétés uniques de la bulle de Dumitrescu-Taylor, telles qu'un film de liquide très fin entre la bulle et la paroi, ainsi qu'une recirculation intense dans les bouchons de liquide, sollicitent fortement la structure de son écoulement **S. Benattalah [1], S. Ambrose et al. [3], V. Pugliese et al. [4]**. Ces caractéristiques jouent un rôle crucial dans les processus de transfert de matière engendrés par la poche de Dumitrescu-Taylor dans les monolithes, qui sont constitués d'un ensemble étendu de canaux millimétriques parallèles. Notre travail est structuré autour de cinq chapitres.

Le premier chapitre est dédié à la présentation des écoulements diphasiques gaz-liquide en raison de leur importance dans les processus industriels, ainsi qu'à l'exposition des terminologies appropriées dans ces écoulements. Une bibliographie détaillée est également fournie, mettant en lumière les travaux antérieurs sur la bulle Dumitrescu-Taylor, qui constitue la base de notre simulation, ainsi que les paramètres régissant l'hydrodynamique de cet écoulement. En outre, les contributions les plus significatives concernant les études de transfert de matière sont passées en revue.

Le deuxième chapitre traite des méthodes de résolution numérique. Les équations gouvernant le problème sont formulées en termes dimensionnels, accompagnées des conditions aux frontières associées. Les définitions du phénomène de transfert de matière sont

INTRODUCTION

présentées, incluant la description des relations mathématiques du processus et les modèles de micro-transfert à l'interface gaz-liquide. L'importance des coefficients de transfert de masse est également soulignée. Dans ce contexte, l'équation de conservation des espèces, la loi de Henry, ainsi que les relations appropriées à l'interface sont exposées.

Le troisième chapitre se concentre sur la dynamique des fluides numérique (CFD) et les différents codes de calcul existants pour résoudre les problèmes d'écoulement de fluide en écoulement diphasique. Nous utilisons le logiciel de simulation **Fluent** avec le logiciel **GAMBIT** pour le maillage de la géométrie afin de simuler le déplacement de l'écoulement liquide autour de la poche de Dumitrescu-Taylor. Ce chapitre aborde également la mise en œuvre numérique de l'équation de la loi d'Henry concernant le saut de concentration interfaciale dans le logiciel de simulation Fluent. Cette approche nous permet d'obtenir le coefficient de transfert de matière de la phase liquide, nécessaire pour calculer la quantité de matière transférée le long de la poche."

Le quatrième chapitre aborde la discussion et l'interprétation des résultats obtenus dans ce mémoire. Dans un premier temps, l'accent est mis sur le champ hydrodynamique de l'écoulement liquide autour de la poche de Dumitrescu-Taylor, avec une description des vecteurs de vitesse et des lignes de courant dans les différentes régions d'écoulement affectant la structure de la bulle de gaz, notamment en amont, près du nez, le long du film liquide et dans le sillage de la bulle. Ensuite, nous examinerons la détermination des paramètres dynamiques mesurés tels que l'épaisseur du film liquide, le frottement pariétal le long de la bulle de Taylor, ainsi que le profil de vitesse dans la phase gazeuse et la phase liquide. Les résultats numériques concernant l'érosion de la poche de Dumitrescu-Taylor au sein du liquide dans la conduite verticale, traduisant la matière transférée à travers la surface de séparation (interface) gaz-liquide, seront discutés en se basant sur un ensemble de propriétés physiques relatives aux deux phases, gaz et liquide, utilisées.

Le premier cas d'étude se concentre sur l'érosion de la bulle d'une phase de gaz d'azote au sein d'un liquide (eau). La validation pour ce cas d'étude est réalisable à partir des données expérimentales existantes **S. Benattalah [1]**. Le coefficient de transfert de matière évalué le long de la bulle a permis de déterminer les contributions des différentes zones de l'interface gaz-liquide au transfert de matière, notamment les zones : nez, les différentes régions du film liquide.

INTRODUCTION

La deuxième partie de l'étude se concentre sur les effets des propriétés physiques de la phase gazeuse (bulle) sur le transfert de matière au sein de la même phase liquide (eau). Pour cela, nous avons utilisé deux paires de fluides : Eau-Oxygène (H_2O-O_2) et Eau-Dioxyde de carbone (H_2O-CO_2).

Enfin, la troisième partie de l'étude se penche sur l'utilisation de nanoparticules combinées à l'écoulement diphasique, un sujet de recherche récemment exploré, notamment dans le domaine de l'application des nanoparticules sur le processus de transfert de matière. Dans cette étude, des fractions massiques de nanoparticules d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) : Eau d'oxyde d'aluminium ($H_2O-Al_2O_3-N_2$)-0.05% et Eau d'oxyde d'aluminium ($H_2O-Al_2O_3-N_2$)-0.1% ont été intégrées dans le système d'écoulement pour étudier leur effet sur les comportements de l'écoulement et les performances du transfert de matière.

A la fin du travail une conclusion générale a été tirée qui met en lumière les résultats essentiels trouvés.

Chapitre I

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1 Généralité sur les écoulements diphasiques gaz-liquide

L'écoulement diphasique constitue la forme élémentaire de l'écoulement multiphasique, caractérisé par la présence de deux phases distinctes de matière qui coexistent et se déplacent simultanément. Ces deux phases peuvent se présenter sous différentes configurations, telles que liquide-gaz, solide-liquide, liquide-liquide, gaz-solide, ou d'autres combinaisons, en fonction des caractéristiques propres au système et du contexte opérationnel. L'écoulement diphasique peut en outre être divisé en deux catégories : l'écoulement diphasique bouillant et non bouillant. L'écoulement diphasique bouillant est atteint lorsqu'un fluide monophasé s'évapore en raison du transfert de chaleur *Figure I-1*, **R. Visentini [5]**. C'est un écoulement résultant d'une même composante dans la conduite (écoulement diphasique à une seule composante). L'écoulement diphasique bouillant est observé dans les productions d'énergie nucléaire, l'écoulement des réfrigérants dans les systèmes de traitement d'air. D'autre part, l'écoulement diphasique non bouillant implique deux composants différents, tels que l'eau et l'air. Dans ce cas, les phases liquide et gazeuse se déplacent ensemble dans la conduite, chacune représentant une composante distincte du système. Un exemple typique d'écoulement diphasique non bouillant est observé dans les activités de production pétrolière, où le gaz naturel et le pétrole brut circulent à travers les conduits. Ces deux types d'écoulements diphasiques présentent des caractéristiques distinctes et sont rencontrés dans divers contextes industriels et naturels, chacun ayant ses propres défis et considérations en termes de conception et d'exploitation des installations associées.

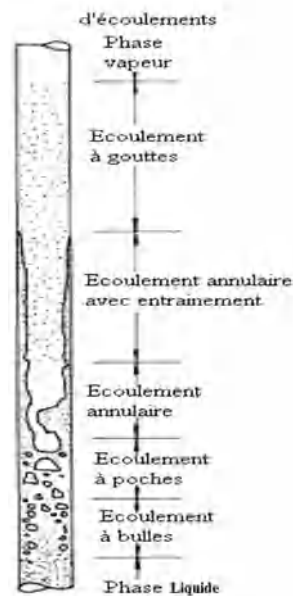


Figure I-1 : représente l'évolution de l'écoulement de l'eau et de la vapeur dans un tube vertical chauffé.

I.2 Domaines d'applications des écoulements diphasiques

Tout à fait, les écoulements diphasiques sont omniprésents dans la nature et dans les processus industriels. Ces phénomènes se manifestent dans une multitude de contextes, allant des cours d'eau et des océans aux formations nuageuses et aux précipitations, et sont également observés dans de nombreux secteurs industriels, notamment la production d'énergie, la pétrochimie et la fabrication de produits chimiques. La présence de deux phases dans ces écoulements, généralement un liquide et un gaz, introduit des défis significatifs pour les ingénieurs lors de la conception et du dimensionnement des installations associées. Comprendre en profondeur la physique de ces écoulements est donc crucial pour garantir le bon fonctionnement et la sécurité des installations industrielles, ainsi que pour optimiser leur performance et leur efficacité.

I.2.1 Les écoulements diphasiques dans la nature

Le transport alluvionnaire en rivière, les mouvements de sables et de poussières créés par le vent. La vitesse minimum d'arrachement et d'entraînement de particules par un écoulement liquide.

Les éruptions stromboliennes sont provoquées par l'ascension et l'éclatement de grandes bulles de Dumitrescu-Taylor dans le conduit volcanique *Figure I-2*. La forme du conduit

peut varier, affectant le comportement des bulles. Les bulles se forment en profondeur et éclatent en surface, influençant le type d'éruption, tels que l'archétype du Stromboli.



Figure I-2 : Exemple de type d'éruption Strombolien a Stromboli, Italie

I.2.2 Les écoulements diphasiques dans les processus industriels

Les principales procédées industrielles connu une évolution importante de recherche théorique et expérimentale sur ce type d'écoulement relève :

I.2.2.1 Du génie pétrolier

Dans les opérations de production dans les puits pétroliers, où un mélange de gaz et d'huile est naturellement présent dans le réservoir, des écoulements intermittents se produisent fréquemment. Ces écoulements se caractérisent par des phases gazeuses et liquides qui se succèdent alternativement. Dans ce contexte, l'accent est mis sur la minimisation des pertes de pression afin de réduire les coûts liés à l'extraction et au transport des hydrocarbures. Dans certaines situations, il s'agit même d'écoulements triphasiques pour la remontée des nodules marins, où des paramètres tels que le diamètre de la conduite, la profondeur d'injection de l'air, le débit et la hauteur de décharge doivent être déterminés avec précision.

I.2.2.1.1 Industrie pétrolière et gazière

Les écoulements diphasiques sont fréquents dans divers contextes industriels, tels que les pipelines, les puits de pétrole et de gaz, ainsi que dans les unités de séparation et de traitement des hydrocarbures. Dans les pipelines, par exemple, le transport du pétrole brut sur de longues distances peut donner lieu à des écoulements diphasiques en raison des chutes de pression et

de température le long du pipeline. Ces variations peuvent entraîner la formation de poches de gaz à l'intérieur du liquide transporté.

I.2.2.1.2 Séparation de phases

Lorsque le pétrole brut est extrait du sol, il est fréquemment accompagné de gaz naturel. Dans les unités de séparation, les écoulements diphasiques sont couramment exploités pour séparer le gaz du liquide. Cela est généralement réalisé en utilisant des équipements tels que des réservoirs de décantation ou des séparateurs centrifuges *Figure I-3*, **M. K. Jadid [6]**. Ces dispositifs exploitent les différences de densité entre le gaz et le liquide pour permettre leur séparation efficace, contribuant ainsi à la production d'hydrocarbures plus purs et facilitant leur traitement ultérieur.

I.2.2.1.3 Injection de gaz

Dans certains puits de pétrole et de gaz *Figure I-3*, on injecte du gaz dans le réservoir pour augmenter la pression et favoriser la récupération des hydrocarbures. Cela peut entraîner des écoulements diphasiques dans les formations rocheuses souterraines.

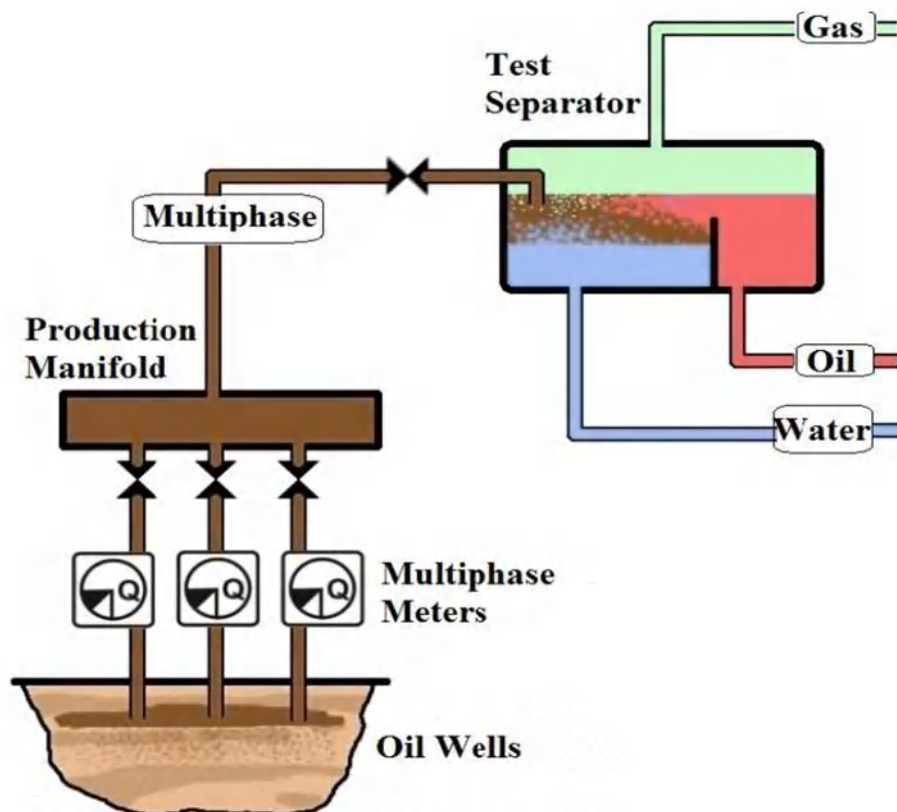


Figure I-3 : Image montrant la méthode de séparation des différentes phases à travers le pétrole brut extrait.

I.2.2.2 Du génie nucléaire

La compréhension approfondie de la thermodynamique des écoulements diphasiques liquide-vapeur est cruciale pour prédire les performances des circuits refroidisseur des installations nucléaires, tant en fonctionnement normal qu'en cas d'incident. Les réacteurs nucléaires exploitent des écoulements diphasiques pour refroidir les barres de combustible et pour le transfert de thermique. Les circuits de refroidissement et de sécurité des centrales nucléaires font largement appel à ces écoulements diphasiques.

Dans un réacteur nucléaire, le circuit primaire utilise de l'eau sous pression pour évacuer la chaleur générée par la fission nucléaire des barres de combustible. Ce flux diphasique de liquide et de vapeur permet un transfert de chaleur efficace du réacteur vers les systèmes de refroidissement. Le savoir précis de la thermodynamique de ces écoulements est nécessaire pour concevoir des systèmes de refroidissement fiables et sûrs, capables de maintenir le réacteur à des températures optimales et d'assurer un fonctionnement stable, même dans des situations d'urgence.

I.2.2.3 Du génie chimique

La connaissance des écoulements diphasiques est largement utilisée dans la prédiction des transferts de masse dans les contacteurs gaz-liquide. Dans ces applications, la configuration de l'écoulement et les surfaces d'échange entre les phases sont des déterminants majeurs des performances des contacteurs. Des appareils classiques tels que les condenseurs, les évaporateurs et les chaudières utilisent également des écoulements diphasiques pour la récupération de chaleur. Les écoulements diphasiques sont également omniprésents, par exemple, dans l'industrie automobile, ils sont utilisés pour le refroidissement du moteur. Dans l'industrie alimentaire, les écoulements diphasiques sont exploités pour la déshydratation des aliments. En météorologie, la formation de précipitations implique également des écoulements diphasiques.

I.3 Principaux régimes d'écoulements diphasiques

Une étape cruciale dans l'analyse des écoulements diphasiques est de caractériser leur configuration de l'écoulement, également appelée régime d'écoulement. Ce régime d'écoulement détermine les phénomènes dynamiques et thermodynamiques qui s'y produisent. La variété des régimes d'écoulement dépend de plusieurs facteurs, notamment la géométrie

dans laquelle circulent les phases, les vitesses inter-faciale et les propriétés physiques de chaque phase.

Les principaux régimes d'écoulement que l'on rencontre fréquemment sont les suivants :

Le régime à bulles (bubble flow) : Dans le régime d'écoulement à bulles, la phase gazeuse formée des bulles de diamètres relativement faibles par rapport à celui de la conduite, tandis que le liquide forme la phase continue. On distingue deux principaux sous-régimes dans le régime à bulles : indépendantes et agglomérées voir *Figure I-4*. Le premier sous-régime, les bulles de gaz sont espacées et présentent des interactions relativement faibles entre elles. En revanche, le deuxième sous-régime, les bulles de gaz ont tendance à se rapprocher les unes des autres, formant ainsi un réseau dense ou aggloméré. Dans ce cas, les interactions entre les bulles sont plus fortes, ce qui peut conduire à leur fusion ou à la coalescence des bulles. Le réseau aggloméré de bulles peut créer des poches de gaz significatives dans le liquide.

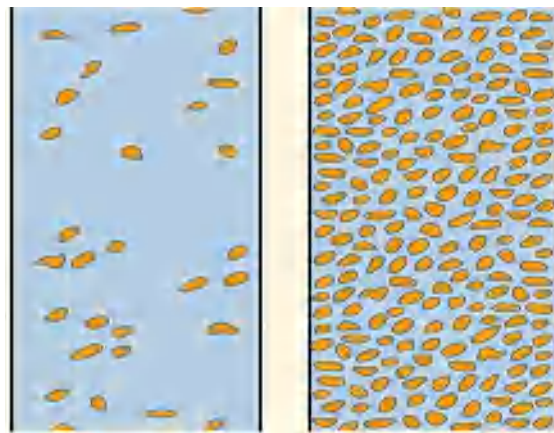


Figure I-4 : Le régime d'écoulement à bulles indépendantes (a) et agglomérées (b).

Le régime intermittent (slug flow) : Lorsque le débit de la phase-gaz est élevé, les bulles ont tendance à se coalescer pour former des grandes bulles de gaz distinctes appelées bulles de Dumitrescu-Taylor, fragmentée par des bouchons de liquide contenant plusieurs poches de gaz qui s'échappent de la bulle. Ce phénomène caractérise un régime intermittent où les poches de gaz présentent une forme arrondie à l'extrémité amont (le nez de la poche) et aplatie à l'extrémité aval (le culot de la poche de Dumitrescu-Taylor) comme présenté dans la *Figure I-5*.

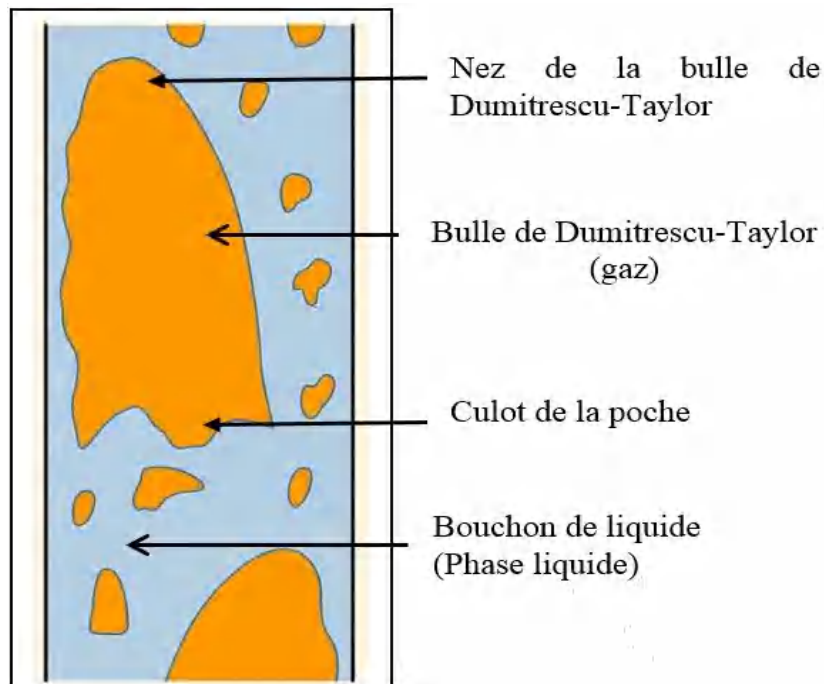


Figure I-5 : Le régime d'écoulement intermittent.

Le régime Annulaire ou régime disperse (annular flow) : Comparé au régime intermittent, dans le régime annulaire, les bouchons de liquide disparaissent, et le cœur de l'écoulement est entièrement occupé par le gaz, formant la phase continue. Il existe deux sous-régimes dans le régime annulaire : le régime annulaire à bulles (bubbly annular flow) où le film liquide contient des petites bulles de gaz, et le régime annulaire à gouttes (droplet annular flow) où des gouttes de liquide sont présentes dans la phase gazeuse. Dans certains cas, des gouttelettes de liquide peuvent également être arrachées au film liquide continu, qui est plaqué contre la paroi voire *Figure I-6*.

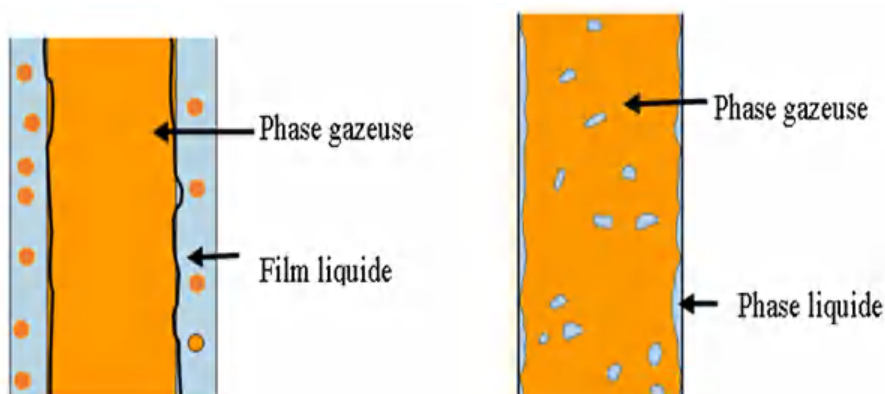


Figure I-6 : Les deux types de régime annulaire.

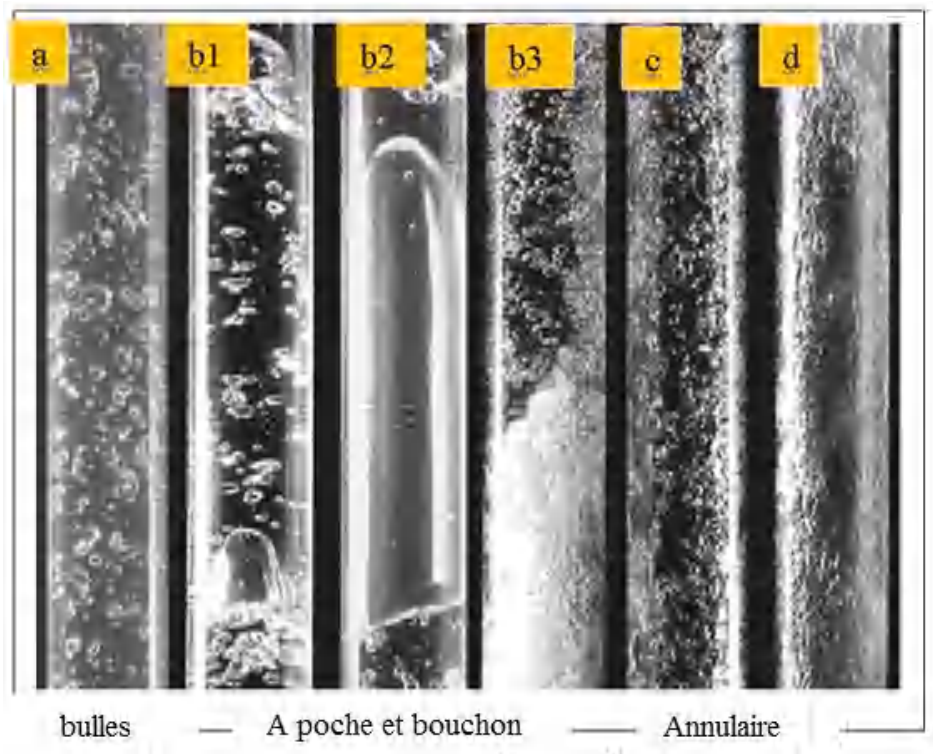


Figure I-7 : Les régimes d'écoulements dans une conduite verticale : Écoulement à bulles, (b1, b2 et b3) Écoulement intermittent et écoulement à forte coalescence, (c) Écoulement annulaire, (d) Écoulement annulaire avec brouillard.

La Figure I-7 offre une représentation expérimentale des divers régimes d'écoulement mentionnés précédemment.

I.4 Les cartes d écoulements

L'estimation de la configuration d'écoulement diphasique gaz liquide se fait à l'aide de cartes d'écoulement. Les axes de ces coordonnées sont généralement fonction des vitesses débitantes de chaque phase, du diamètre de la conduite et des propriétés physiques des fluides telles que la masse volumique, la viscosité et la tension superficielle. Ces cartes précisent les domaines de validités des différentes grandeurs utilisées. Parmi les différentes cartes d'écoulement, la carte de **G.F. Hewitt, et D.N. Roberts [7]** est établie pour une gamme assez large de données expérimentales pour un écoulement diphasique ascendant. La Figure I-8 représente la carte d'écoulement en fonction des vitesses inter-faciale de gaz et de liquides.

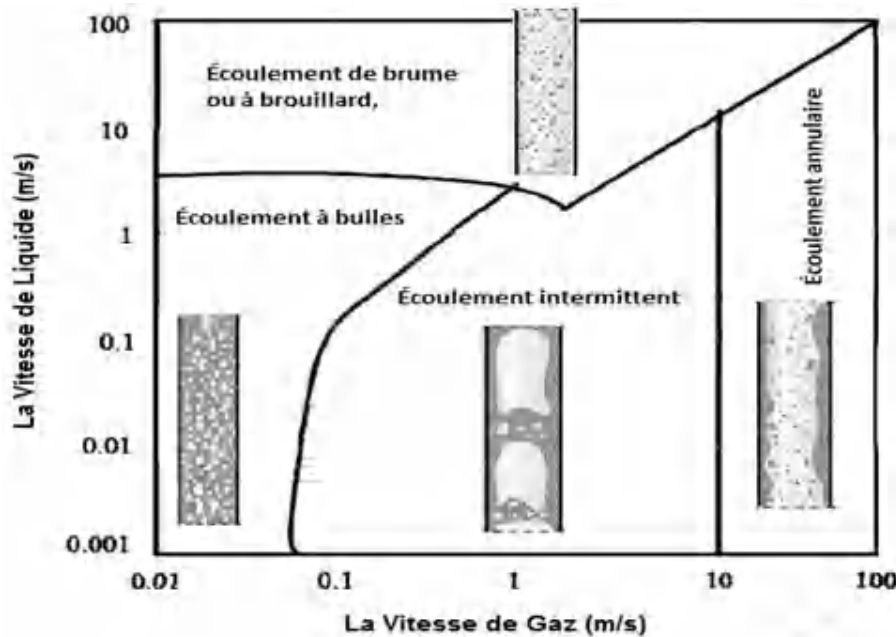


Figure I-8 : Carte de configuration d'écoulements Gaz-Liquide en conduite verticale.

I.5 Différentes sortes d'écoulements gaz-liquide dans une conduite

Les écoulements diphasiques peuvent être classés selon l'orientation de la conduite par rapport à la gravité, ce qui peut influencer significativement leur comportement et les sens d'écoulement des phases liquide et gaz. La Figure I-9 illustre les principales orientations de la conduite.

- **Écoulement horizontal :** Dans cette configuration, la conduite est placée horizontalement par rapport à la gravité. Les phases liquide et gazeuse peuvent s'écouler dans la même direction (écoulement co-courant), dans des directions opposées (écoulement contre-courant), ou rester relativement immobiles (écoulement stagnant). En écoulement diphasique horizontal les effets de gravité sont perpendiculaires à la direction de l'écoulement, et il est plus complexe par rapport au vertical, car l'écoulement n'est pas souvent axisymétrique, en raison des effets de la gravité. Les exemples courants d'écoulements diphasiques horizontaux incluent les pipelines de transport de pétrole, les conduites de gaz naturel, etc.
- **Écoulement incliné :** Cette configuration se situe entre les écoulements horizontaux et verticaux, avec une pente de la conduite par rapport le repère horizontale ou verticale. Les écoulements inclinés peuvent présenter des caractéristiques intermédiaires entre les écoulements horizontaux et verticaux, avec des variations

dans la direction et la vitesse des phases liquide et gazeuse en fonction de l'angle d'inclinaison.

- **Écoulement vertical** : Dans cette configuration, la conduite est orientée verticalement par rapport à la gravité. Les phases liquide et gazeuse peuvent s'écouler vers le haut (ascendant) ou vers le bas (descendant). Les écoulements verticaux peuvent également être co-courants, contre-courants ou stagnant, en fonction de la direction du flux des phases. L'écoulement diphasique gaz-liquide dans une conduite vertical a tendance à être plus symétrique, car les forces de gravité agissent d'une manière identique dans les directions circonférentielles. La force gravitationnelle joue un rôle prédominant dans la phase liquide (et donc dans l'ensemble de l'écoulement diphasique).

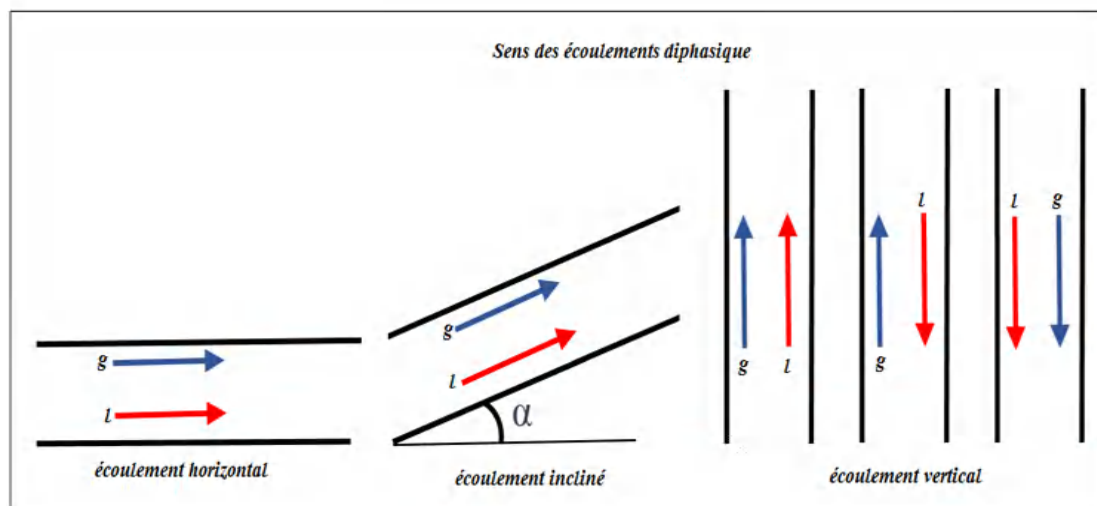


Figure I-9 : Les orientations des conduites et les différents sens d'écoulements de gaz et de liquide.

I.6 Terminologie de l'écoulement diphasique

Parmi la multitude de facteurs qui influencent les régimes d'écoulement multiphasique dans un canal, on peut énumérer :

Quantités de masse s'écoulant dans chacune des phases.

Une éventuelle injection de chaleur

Les caractéristiques physiques de chaque phase, telles que leur densité, leur viscosité, leur capacité thermique, leur conductivité thermique et leur tension superficielle, varient d'une phase à l'autre.

Les caractéristiques de la conduite, notamment sa forme, sa superficie transversale,

La pente de la conduite et l'orientation des écoulements par rapport à la force gravitationnelle.

I.6.1 Vitesse superficielle

La vitesse superficielle est une vitesse d'écoulement hypothétique calculée comme si la phase donnée ou le fluide étaient les seuls qui coulaient ou étaient présents dans une section donnée. La vitesse de la phase donnée est calculée comme si la seconde phase était ignorée. La vitesse superficielle peut s'exprimer comme suit :

$$V_{sl} \left(\frac{m}{s} \right) = \frac{\text{Débit volumique} \left[\frac{m^3}{s} \right]}{\text{Section du tube} [m^2]} = \frac{Q_l}{A} \quad (1.1)$$

$$V_{sg} \left(\frac{m}{s} \right) = \frac{\text{Débit volumique} \left[\frac{m^3}{s} \right]}{\text{Section du tube} [m^2]} = \frac{Q_g}{A} \quad (1.2)$$

Où :

V_{Phase} : vitesse superficielle [m /s]

Q : Débit volumique de la phase [m^3/s]

A : Section de passage de la phase dans la conduite [m^2].

I.6.2 La fraction de vide (α)

Les écoulements diphasiques gaz-liquide sont omniprésents dans l'industrie, tel que le transport d'hydrocarbures, les raffineries, les échangeurs de chaleur etc.

La fraction du vide (α) est l'un des paramètres les plus importants utilisés pour caractériser l'écoulement de fluide à deux phases, en particulier l'écoulement diphasique gaz-liquide. La fraction de vide est importante dans l'écoulement diphasique car il influence les paramètres physiques clés, tels que la viscosité, la masse volumique, la chute de pression et le transfert de chaleur et de masse...etc. Différentes définitions géométriques sont utilisées pour spécifier ce paramètre. La fraction de vide dans un écoulement de fluide à deux phases peut être définie comme suit :

Soit un écoulement de gaz dispersé dans un liquide dont on photographie à un instant quelconque un volume total $v = AL$, Figure I-10.

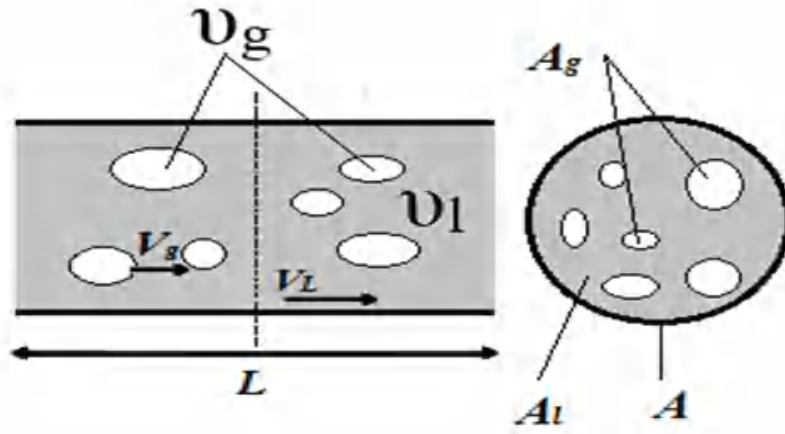


Figure I-10 : Image illustratif de fraction volumique entre gaz et liquide.

Les volumes occupés par le gaz et le liquide sont notés v_g et v_l . On définit :

- La fraction volumique de la phase gaz (aussi appelée vide volumétrique, ou plus fréquemment taux de vide), le rapport :

$$\alpha_g = \frac{v_g}{v_g + v_l} \quad (1.3)$$

- La fraction de la section transversale du canal qui est occupée par la phase gazeuse. Cette fraction de vide est connue sous le nom de fraction de vide en coupe transversale. Il est l'un des paramètres clés pour la caractérisation des écoulements diphasiques.

$$\alpha = \frac{A_g}{A_g + A_l} \quad (1.4)$$

- La fraction de vide local se réfère à celle d'un seul point ou un volume très petit. Par conséquent, il prend les valeurs de 1 ou 0.

I.6.3 Vitesse réelle de la phase

Elle traduit la vitesse d'évolution réel de la phase le long de la conduit. Elle est définie par le rapport du débit volumique à la section de passage occupée par la phase.

D'où :

$$V_{rg} \left[\frac{m}{s} \right] = \frac{\text{Débit volumique de la phase}}{\text{section de passage occupée par la phase}} = \frac{Q_g}{\alpha A} \quad (1.5)$$

$$V_{rl} \left[\frac{m}{s} \right] = \frac{\text{Débit volumique de la phase}}{\text{section de passage occupée par la phase}} = \frac{Q_l}{(1-\alpha)A} \quad (1.6)$$

I.6.4 La vitesse de mélange

La vitesse de mélange dans les écoulements diphasique est :

$$\begin{aligned} V_m &= V_{sl} + V_{sg} \\ V_{sl} &= \frac{Q_l}{A}, \quad V_{sg} = \frac{Q_g}{A} \\ V_m &= \frac{Q_l + Q_g}{A} \end{aligned} \quad (1.7)$$

Où : V_m est la vitesse de mélange [m/s]

I.6.5 La masse volumique et la viscosité de mélange

Dans un écoulement diphasique, il est pratique d'utiliser la masse volumique du mélange. La masse volumique du mélange de l'écoulement diphasique est utilisée pour calculer la chute de pression. La densité du mélange dans un écoulement de fluide diphasé est définie comme suit :

$$\rho_{mix} = \alpha_l * \rho_l + (1 - \alpha_l) * \rho_g \quad (1.8)$$

Un mélange gaz-liquide aura une densité plus faible que le liquide seul.

La viscosité du mélange

$$\mu_{mix} = \alpha_l * \mu_l + (1 - \alpha_l) * \mu_g \quad (1.9)$$

I.7 Modelés d'analyse des écoulements diphasiques

Les écoulements diphasiques sont caractérisés par des équations fondamentales qui englobent les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. En raison de la présence de deux phases en interaction, il est nécessaire d'intégrer des équations spécifiques qui tiennent compte des phénomènes se produisant à l'interface entre ces phases. Les modèles les plus fréquemment utilisés pour décrire le comportement des mélanges diphasiques comprennent **P. Griffith et G. B. Wallis [8]** :

– **Le modèle homogène** : le mélange diphasique est simplement considéré comme un fluide monophasique, et les propriétés du mélange sont alors obtenues en moyennant les propriétés de chaque phase. Dans le modèle homogène (sans glissement), on ignore le glissement entre les phases et on suppose simplement que la rétention gaz-liquide est égale à la fraction

volumique gaz-liquide. Cela simplifie considérablement le calcul. Malheureusement, dans les applications industrielles, le modèle homogène se produit rarement.

– **Le modèle à écoulement séparé** : Les modèles à écoulement séparé sont une classe de modèles utilisés pour analyser les écoulements diphasiques dans lesquels les phases liquide et gazeuse sont considérées comme étant séparées ou distinctes à l'échelle macroscopique. Contrairement aux modèles homogènes, qui supposent un mélange homogène des phases, les modèles à écoulement séparé prennent en compte les interactions entre les phases individuelles.

– **Le modèle à écart de vitesse** : on tient compte du glissement entre les phases en introduisant une vitesse de glissement.

I.8 Les paramètres hydrodynamiques de la poche de Dumitrescu-Taylor

Si on introduit une quantité suffisante de gaz dans une colonne de liquide, qu'il soit au repos ou en écoulement, il se forme une poche de gaz. Cette dernière, d'après les premières suggestions de la littérature a reçu le nom " Bulle de Taylor ou Bulle de Dumitrescu-Taylor". Un schéma de celle-ci est montré en *Figure I-11*.

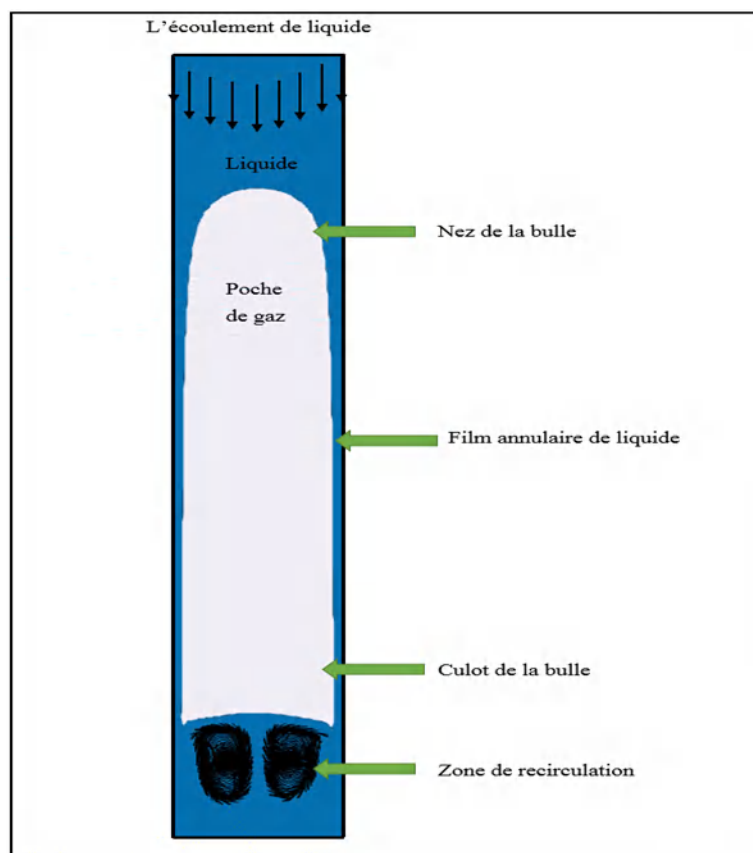


Figure I-11 : Bulle de Dumitrescu-Taylor dans un tube vertical avec écoulement descendante.

La poche de Dumitrescu-Taylor présente généralement en forme d'un obus contient un nez presque sphérique et un culot de forme plane. Elle remplit presque la totalité de la section du tube, ce qui produit un film liquide autour d'elle. Lorsque le liquide quitte le film annulaire, il crée une zone de recirculation derrière le culot de la bulle, connue sous le nom la région de sillage. La présence consécutive de ces poches séparées par des bouchons de liquide dans les conduites circulaires caractérise le régime à poches et à bouchons (slug flow). Pour une meilleure compréhension de ce régime d'écoulement et vu le caractère mixte qu'il présente **R. C. Fernandes et al. [9]**, **A. Orell et R. Rambrand [10]** étudient séparément les caractéristiques des deux structures complexes qui le constituent : la zone à poche connue par la présence de grandes cavités gazeuses "Bulles de Dumitrescu-Taylor" et la zone de liquide "Bouchon". Précisons que cette dernière zone peut contenir des petites bulles de gaz. Leur taux de concentrations est beaucoup plus élevé pour des gros diamètres de conduites avec des vitesses inter-faciales élevées pour les deux phases. Les paramètres hydrodynamiques de la poche de Dumitrescu-Taylor se résument : en sa vitesse ascensionnelle dans l'écoulement, sa forme géométrique, la structure de l'écoulement du film annulaire qui l'entoure, de l'écoulement à l'intérieur de la bulle et celui dans son sillage.

I.8.1 Vitesse ascensionnelle de la poche de Dumitrescu-Taylor

La vitesse de déplacement des poches de gaz dans les conduites verticales a été le sujet de nombreuses études tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental. A présent, sa détermination est raisonnablement comprise. L'intérêt manifesté par les chercheurs à prédire correctement la vitesse de ces bulles est dû au fait que toutes les caractéristiques de l'écoulement à poches (longueur des poches, chute de pression, bouchon et le débit de liquide entourant la poche) dépendent de cette grandeur **R. C. Fernandes et al. [9]**, **A. Orell et R. Rambrand [10]**. Les expressions disponibles pour la prédiction de la vitesse sont nombreuses. Elles dépendent en général des diamètres des tubes, de l'inclinaison de la conduite et des propriétés physiques du fluide.

I.8.1.1 Mouvement de la poche de Dumitrescu-Taylor dans un liquide au repos (écoulement stagnant)

La détermination du mouvement ascensionnel de la bulle de Dumitrescu-Taylor dans un liquide immobile en conduite verticale, sous l'influence de la gravité, a été initiée par **D. T.**

Dumitrescu [11], R. M. Davies et G. I. Taylor [12] et D. Layzer [13]. En négligeant les effets de viscosité et de tension superficielle, ainsi que l'expansion de la bulle pendant la montée, l'expression obtenue de la vitesse est de la forme :

$$U_{p\infty} = C_1 \sqrt{gD}$$

(1.10)

$U_{p\infty}$: vitesse ascensionnelle de la poche (bulle) en écoulement stagnant.

D : le diamètre du tube.

g : la constante gravitationnelle.

C_1 : une constante de 0.351.

Nicklin [14] a confirmé expérimentalement les résultats de Dumitrescu, Davies et Taylor. Il a de même montré expérimentalement l'indépendance de la vitesse d'ascension vis-à-vis de la longueur des bulles et de leur augmentation de volume due à la détente du gaz.

Les études théoriques de Dumitrescu et Taylor ne prennent pas en compte les effets de la viscosité du liquide et de la tension superficielle. C'est pourquoi, les études qui ont suivi ont tenté d'en tenir compte. Dans ces études, des groupements adimensionnels ont été introduit :

- Le nombre d'Eötvös $E_0 = \frac{g\Delta\rho D^2}{\sigma}$, Où $\Delta\rho = \rho_l - \rho_g$
- Le nombre de Morton $Y = g\mu^4 / \rho\sigma^3$
- Un groupement $Fr = U_b / \sqrt{gD}$

Les études expérimentales, **E. T. White et R. H. Beardmore [15]** portent sur l'examination de l'influence des forces Visqueuses et interfaciales sur la vitesse ascensionnelle de la poche. Ils établissent une corrélation graphique *Figure I-12* reliant la constante C_1 au nombre adimensionnel E_0 (nombre d'Eötvös) par des courbes paramétrés par un nombre Y équivalent au nombre de Morton" et ne dépendant que des propriétés de fluide. **E. E. Zukoski [16]** a étudié expérimentalement l'influence de l'inclinaison de la conduite sur la vitesse d'ascension de la bulle pour différents angles d'inclinaison. La *Figure I-12* donne, pour une inclinaison verticale et $Bo > 70$ une valeur de $C_1 = 0,35$. On remarque que ce coefficient augmente avec l'élévation du nombre de Bond.

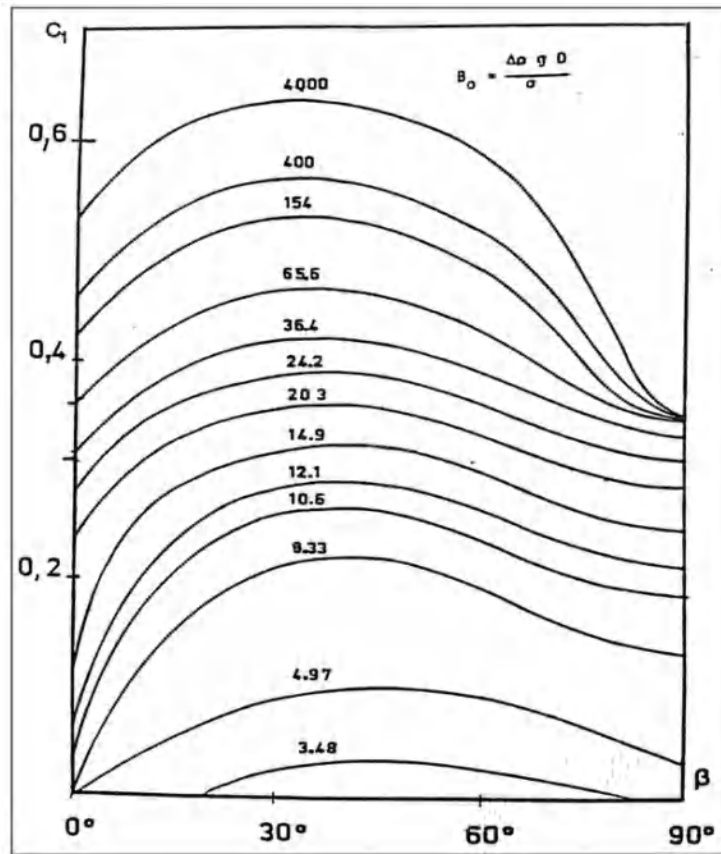


Figure I-12 : Les valeurs théoriques de C_1 en fonction d'angle d'inclinaison et de nombre d'Eötvös.

G. B. Wallis [17], a présenté une revue des données accumulées en termes de trois groupements adimensionnels représentant les effets d'inertie, visqueux et de tension de surface. Dans la région laminaire $E_o > 3,109$ et $Fr > 0,0025$ et non visqueuse, le coefficient C_1 est donné par l'équation :

$$C_1 = U_{p\infty} / \sqrt{gd} = 0.345 \left[1 - \exp \frac{3.37 - E_o}{10} \right] \quad (1.19)$$

Les travaux de **J. Fabre et A. Liné [18]**, en apportant une correction de type graphique, ils simplifient l'équation de **K. H. Bendiksen [19]**. Le résultat obtenu pour une conduite verticale :

$$C_1 = U_{p\infty} / \sqrt{gd} = 0.344 \left[\frac{1 - 0.96 \exp(-0.0165 E_o)}{1 - 0.52 \exp(-0.0165 E_o)^{1.5}} \right] \sqrt{1 + \frac{20}{E_o} \left(1 - \frac{6.8}{E_o} \right)} \quad (1.11)$$

En résumé, la valeur 0,35 du coefficient C_1 est admise et par la plus part des auteurs dans les conditions ou les effets visqueux et tension superficielle sont négligeables. Dans d'autres conditions on se réfère soit à l'abaque de **E. T. White et R. H. Beardmore [15]** ou à

l'équation formulée par **G. B. Wallis [17]** et par **K. H. Bendiksen [19]** et **J. Fabre et A. Liné [18]**. Mouvement de la poche de Dumitrescu-Taylor au sein d'un liquide en mouvement

I.8.1.2 Célérité des poches en écoulement à co-courant

En écoulement de liquide co-courant, **D. J. Nicklin [14]** propose de prendre la forme suivante pour la vitesse ascensionnelle :

$$U_p = C_0 \frac{Q_l + Q_g}{A} + C_1 \sqrt{gD} \quad (1.12)$$

Où : Q_l et Q_g sont les débits volumiques du liquide et A la section de la conduite. La valeur de C_0 selon **D. J. Nicklin [14]** est de 1.2 pour le régime turbulent. Pour le régime laminaire, la valeur est de 2 calculé par **R. Collins et al. [20]**.

I.8.1.3 Célérité des poches en écoulement à contre-courant

En écoulement de liquide descendant, la prédiction de la célérité de la poche est délicate vu que cette dernière perd sa forme axisymétrique **P. Griffith et G. B. Wallis [8]** et **Nicklin [14]** ont rapporté ces caractéristiques instables de l'écoulement à bulle en écoulement descendant de liquide. La forme régulière lisse disparaît de la poche, le nez se déforme en adoptant une forme alternativement excentrique sur une paroi puis sur l'autre. À titre d'exemple voir *Figure I-13* ci-dessous (Martin).

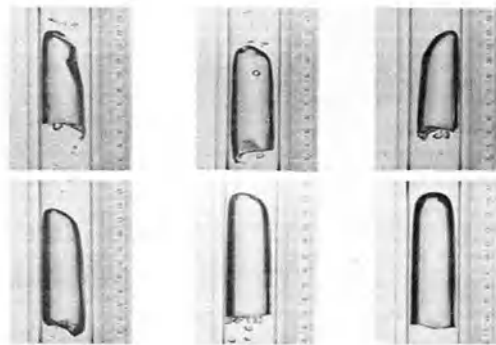


Figure I-13 : Forme des bulles de gaz avec les différents flux volumétrique totale.

Ces corrélations suggèrent que la vitesse de la poche en écoulement descendant peut être représentée aussi par l'équation du type :

$$U_p = a(U_l + U_g) + b\sqrt{gD} \quad (1.13)$$

Les coefficients a et b diffèrent de ceux appropriés à l'écoulement à bulle en écoulement co-courant. Les valeurs ainsi trouvées sont :

$$a = 0,86 \quad \text{et} \quad b = 0,58 \quad (\text{diamètre conduite} = 14 \text{ cm}) \quad (1.14)$$

$$a = 0,90 \quad \text{et} \quad b=0,66 \quad (\text{diamètre conduite} = 10,6 \text{ cm}) \quad (1.15)$$

$$a = 0,93 \quad \text{et} \quad b=0,35 \quad (\text{diamètre conduite} = 2,6 \text{ cm}) \quad (1.16)$$

$$a = 0, \quad \text{et} \quad b= 0,23 \quad (\text{diamètre conduite} = 1,02 \text{ cm}) \quad (1.17)$$

La *Figure I-14* ci-dessous illustre les bulles de Dumitrescu-Taylor stabilisées dans un par un écoulement descendant dans des tubes de gros diamètres. On observe, que sa forme est totalement brisée.

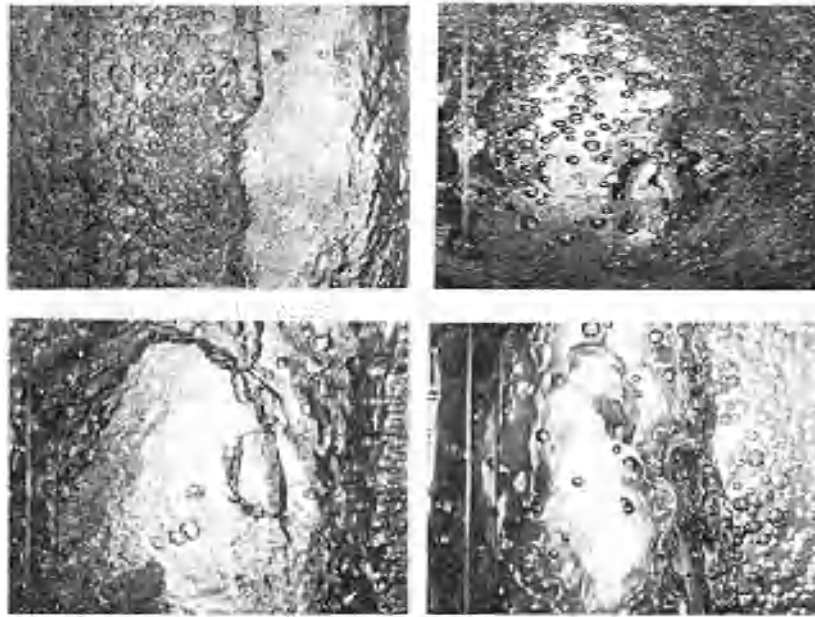


Figure I-14 : Présentation de bulle de gaz dans les gros conduits.

Les vitesses des bulles de Dumitrescu-Taylor dans l'écoulement continuent d'être étudiées. Plus récemment, **S. Ambrose et al. [3]** ont simulé l'ascension des bulles de Dumitrescu-Taylor en modifiant le diamètre du conduit, tandis que **V. Pugliese et al. [4]** ont simulé le mouvement d'une bulle allongée unique dans des liquides stagnants à haute viscosité le long des pipelines.

I.8.2 Distribution de pression autour d'une poche singulière

La méthode couramment utilisée pour calculer la chute de pression totale dans les écoulements à poche et à bouchon consiste à diviser ce paramètre en deux parties distinctes : le gradient de pression le long de la poche de gaz $(\Delta p)_b$ et le gradient de pression du bouchon $(\Delta p)_p$. Dans leurs études respectives, **R. C. Fernandes et al. [9]** ainsi que **Y. Taitel et D. Barnea [21]** ont utilisé cette méthode. Toutefois, dans le cadre de notre travail portant sur l'étude d'une poche de gaz singulière au sein d'un écoulement de liquide à contre-courant, nous nous intéressons uniquement à la chute de pression le long de la poche. Le premier

travail visant à mesurer expérimentalement cette grandeur a été réalisé par **A. D. K. Laird et D. Chisholm [22]**, qui ont enregistré la pression pariétale le long d'une poche de 19 cm se déplaçant dans un écoulement stagnant à l'intérieur d'une conduite de 508 cm de diamètre. Cet enregistrement a été fait sur deux prises de pressions séparées d'une distance de 22.8 cm et montre aussi l'évolution linéaire de la pression dont le gradient de pression le long de la poche est pratiquement nul. Elle met aussi en évidence l'augmentation de pression qui accompagne le changement de section après le culot de la poche passage de la section du film à la section de la conduite" comme celle qui se produit au voisinage de l'élargissement brusque dans la zone de recirculation, la perte de charge qui se produit est analogue à une perte de charge cinétique. D'autres constatations apportées est que la prise de pression répond approximativement après une distance d'un rayon du tube après le passage de la poche. D'autres vérifications expérimentales ont été suivies **P. Griffith et G. B. Wallis [8]**, **V. E. Nakoryakov et al. [23]**. En conclusion, dans toutes les modélisations, le gradient de pression le long de la poche est considéré négligeable.

I.8.3 La région du film liquide

La région du film liquide est souvent appelée zone de la bulle de Taylor. Elle correspond au film annulaire de liquide qui s'écoule autour d'elle et qui est adjacent à la paroi du tube. Cette région est partagée en deux zones :

-une zone courbée correspondant à la région d'entrée du liquide où le profil de vitesse se développe. Les longueurs d'entrée dans cette région sont évaluées à 100 fois l'épaisseur moyenne du film liquide **R. C. Fernandes et al. [9]**. Près du nez de la poche, les forces visqueuses sont négligeables **R. A. S. Brown [24]**, l'écoulement qui s'effectue autour de la poche est alors calculé par la théorie de l'écoulement potentiel qui reste valable seulement sur une distance de $D/4$ au-dessus du nez de la poche, avec D est le diamètre de la conduite. Dans cette section, la vitesse d'écoulement du liquide à l'interface est approximée par l'expression :

$$u_i = \sqrt{2gz} \quad (1.18)$$

$$\text{Avec : } z \leq \frac{D}{4}$$

-une zone d'équilibre correspondante à la région où le film atteint son épaisseur limite. Dans cette région, la supposition d'un écoulement potentiel selon Dumitrescu conduit en écrivant la conservation du débit en écoulement stagnant :

$$U_p R^2 = \sqrt{2g(-z)} (R^2 - r_i^2) \quad (1.19)$$

À l'expression donnant l'épaisseur du film liquide sous la forme :

$$\xi = U_p / \sqrt{2gR\eta} \quad (1.20)$$

Où : $\xi = e / R$ et $\eta = -z / R$

U_p : la vitesse ascensionnelle de la poche en écoulement stagnant et r : la distance à partir de l'axe de la conduite.

Il a été montré **R. A. S. Brown [24]**, qu'il y a une divergence entre la théorie de l'écoulement potentiel et le comportement du film liquide dans cette région. De ce fait **R. A. S. Brown [24]** développa une analyse modifiant la théorie appliquée dans cette région. L'analyse appliquée prend en compte l'effet des forces visqueuses. Dans son analyse, la masse volumique du gaz ainsi que sa viscosité cinématique ont été négligées. Son résultat exprimant la vitesse de la poche en fonction de l'épaisseur du film liquide est donné par la relation :

$$U_p = \frac{2}{3} \rho g / \mu_l \left(R^2 \xi^3 / (1 - \xi) \right) \quad (1.21)$$

Cette relation n'a été validée qu'à 6% près à partir des mesures expérimentales de **D. J. Nicklin [14]**.

I.8.4 Visualisation du régime d'écoulement à l'intérieur de la poche

Les travaux de **M. Filla et al. [25]** ont permis de visualiser le champ d'écoulement à l'intérieur d'une poche de gaz en utilisant une méthode astucieuse. Ils ont créé une poche d'ammoniac (NH_3) dans un conduit traversant une colonne de liquide composée de deux couches immiscibles : du tétrachlorure de carbone et une solution d'acide chlorhydrique (HCl). Lorsque la poche de gaz NH_3 est immergée dans la solution d'acide HCl , une réaction chimique produit une fumée de chlorure d'ammonium à l'interface. Cette fumée entraînée par l'écoulement, crée un vortex toroïdal. Cependant, il leur a été difficile de photographier ce mouvement en raison des oscillations de la poche, qui provoquent un mélange croissant de fumée dans les tubes de diamètre plus large, parce que dans les tubes assez larges, le culot de la poche est accompagné par des oscillations provoquant ainsi un mélange croissant de fumée.

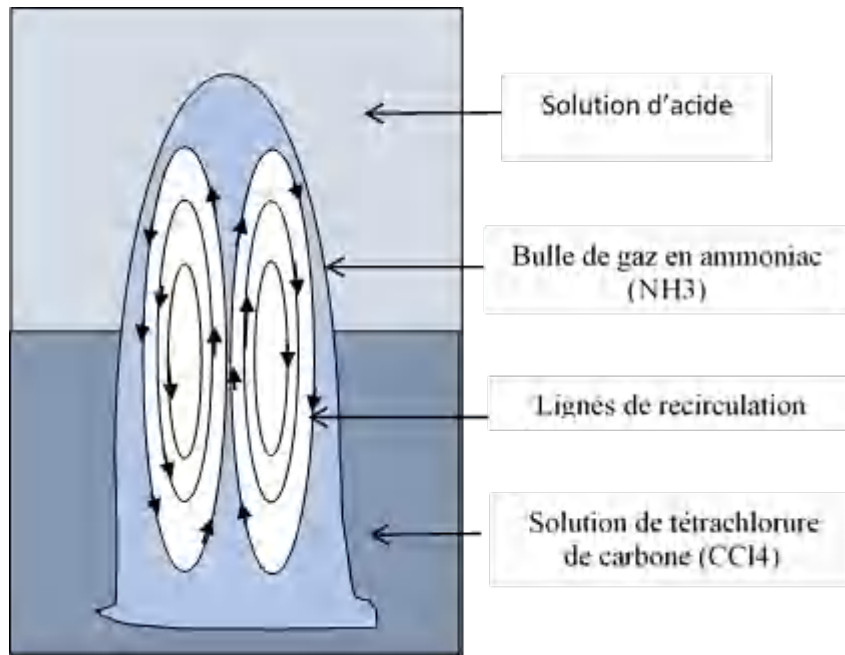


Figure I-15 : Visualisation du champ d'écoulement à l'intérieur de la poche de Dumitrescu-Taylor.

Quant aux mesures des vitesses à l'intérieur de la poche ont été réalisées par la première fois par Eccles et Rates par l'utilisation de l'anémométrie à fil chaud. La poche de gaz (Air) est maintenue fixe grâce à un écoulement à contre-courant. Le tube étant de diamètre 2,7 cm. Les mesures ont été effectuées dans la partie haute de la poche (vers le nez de la poche). Les résultats de vitesses mesurés en (cm/s) sont montrés sur la partie gauche de la *Figure I-15*. La partie droite correspond aux prédictions théoriques de vitesses dans le gaz. Les vitesses mesurées sont des vitesses moyennes.

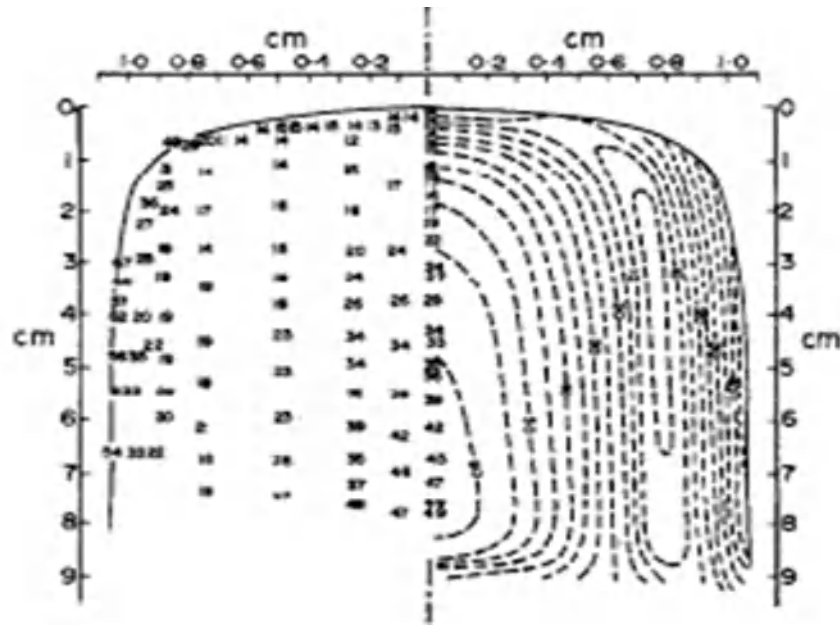


Figure I-16 : Partie gauche résultats expérimentaux. Partie droite prédictions théoriques.

I.8.5 La forme des frontières de la bulle de Taylor

En général, la poche peut acquérir deux formes différentes selon la nature du fluide ou elle se propage. Pour des fluides visqueux, elle est représentée par un cylindre de front et de queue arrondis *Figure I-17a*. La photo montrée en *Figure I-17a* obtenue par **F. Viana et al. [26]**, correspond à une poche d'air s'élevant dans une huile de silicone très visqueuse (3900 mPa s). Pour des fluides peu visqueux (eau) le front du cylindre reste arrondi tandis que la queue s'aplatit *Figure I 17b*. Dans la littérature, la forme du nez de la poche est mieux déterminée que celle du culot.



Figure I-17 : Forme de la poche de Dumitrescu-Taylor : a) en fluide visqueux et b) en fluide peu visqueux (eau).

Dans le cas où les effets de tension superficielle et de la viscosité sont négligeable, **Dumitrescu [11] and Davies et G. I. Taylor [12]**, ont montré que le nez de la bulle peut être assimilée à une calotte sphérique de rayon $0,75R$, où R est le rayon du tube. Plus tard, **Nicklin [14]** a montré que la forme du nez est pratiquement indépendante de la longueur de la bulle.

I.8.6 L'écoulement dans le sillage de la poche de Dumitrescu-Taylor

L'écoulement qui se produit derrière le culot de la bulle est complexe et a nécessité divers travaux. Cet écoulement peut être assimilé à un écoulement qui se produit en élargissement brusque ou à l'écoulement qui se produit à l'arrière d'un obstacle. Plusieurs chercheurs ont examiné le champ d'écoulement dans le sillage de la bulle. On peut noter, les travaux de **Campos et al. [27]** qui ont mené une étude expérimentale sur le déplacement des bulles de

Dumitrescu-Taylor se déplaçant à travers des liquides stagnants, en se concentrant particulièrement sur les caractéristiques et la dynamique de cette zone de sillage *Figure I-18*.

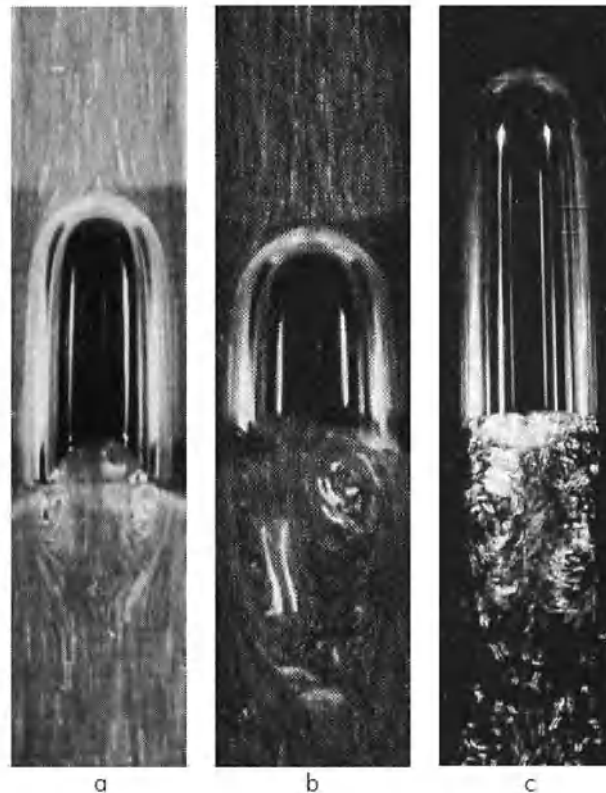


Figure I-18 : Visualisation des régimes d'écoulements dans le sillage de la poche de Dumitrescu-Taylor (diamètre de la conduite 5,2 cm)

I.9 Généralités sur le transfert de matière gaz-liquide

Le transfert de matière gaz-liquide global peut être divisé en transfert de molécules de bulle de gaz dans le film liquide via les poches des gaz, également connu sous le nom de transfert de matière dans la zone de circulation, et en transfert de molécules de la bulle dans le film liquide entourant la bulle. Le transfert de matière entre film et limace liquide ne se produit que par diffusion car on s'attend à ce que les deux zones ne se mélangent pas.

Les coefficients de transfert de matière en mode d'écoulement de Taylor ils l'ont étudié en utilisant des méthodes numériques et expérimentales.

Il est important de savoir que le film liquide entourant les bulles de gaz peut être complètement saturé dans les expériences d'absorption qui peuvent avoir éliminé cette voie de transfert et, par conséquent, peuvent réduire les coefficients de transfert de matière globaux publiés. Dans un premier temps, **J. M. Van Baten et R. Krishna [28]** ont présenté une étude qui sépare le transfert du composant gazeux vers le bouchon liquide via le bouchon à bulles et

le transfert vers le film liquide entourant la bulle. Les deux voies de transfert ont été analysées par CFD en fonction de la vitesse des bulles, de la longueur de cellule unitaire, du diamètre du canal et de la diffusivité. Les auteurs ont soigneusement ajusté les temps de contact courts pour éviter toute saturation du film liquide. Basé sur leur donnée, ils ont conclu que la corrélation de **G. Bercic et A. Pintar [29]** n'est pas applicable pour les flux de Taylor avec des temps de contact courts.

Pour mieux comprendre l'importance des itinéraires de transfert, **C. O. Vandu et al. [30]** ont étudié expérimentalement l'absorption d'oxygène dans des canaux avec des diamètres hydrauliques compris entre 1,0 mm et 3,0 mm. Les auteurs ont développé une corrélation pour les longueurs de cellules unitaires courtes, c'est-à-dire inférieures à 25 mm. Dans leur analyse, le transfert via le film liquide est dominant, ce qui était raisonnablement prévisible par la corrélation de **J. M. Van Baten et R. Krishna [28]**. Plus tard, **C. O. Vandu et al. [30]** ont déterminé des coefficients de transfert de matière dans un bloc monolithique et ont conclu que la contribution des bouchons de bulles est prédite de manière trop optimiste en utilisant la corrélation de **J. M. Van Baten et R. Krishna [28]**. Néanmoins, l'impact de la mauvaise distribution doit être pris en compte dans l'évaluation de ces résultats. **N. Diandrich et al. [31]** a utilisé une technique colorimétrique pour détecter les champs de concentration d'oxygène autour des bulles de Taylor en mouvement permettant de découpler la contribution du film et de la région du nez. Leurs données expérimentales confirment le modèle de **J. M. Van Baten et R. Krishna [28]** bien que des coefficients de transfert de matière encore plus élevés aient été détectés. Ces différences concernent les incertitudes expérimentales dans la région de la paroi ou le transfert de matière pendant la phase de formation des bulles dans les expériences. L'impact de la section d'entrée a d'abord été étudié par **J. Tan et al. [32]** dans un canal de $0,5 \times 0,4 \times 300 \text{ mm}^3$ en utilisant une méthode volumétrique. Dans leurs expériences, la contribution du transfert de matière pendant la formation des bulles était d'environ 30 à 40% de la quantité totale de transfert de matière. Une contribution encore plus élevée, environ 45 à 90%, a été détectée par **L. Yang et al. [31]** dans un canal de $0,5 \times 0,5 \times 150 \text{ mm}^3$ en utilisant la technique colorimétrique proposée par **N. Diandrich et al. [31]**. Les auteurs ont expliqué ces résultats par des débits plus élevés qui améliorent généralement les processus de transfert de matière. Plusieurs études révèlent que la contribution dominante au transfert global provient des bulles de Taylor vers le film entre la bulle de gaz et la paroi du canal **D. Liu et S. Wang [33]**. Pour la condition d'écoulement analysée avec des bulles de gaz et des longueurs de bouchon identiques, environ deux fois plus de molécules peuvent diffuser dans

le film liquide entourant la bulle que dans le liquide de recirculation à l'intérieur du bouchon. Cependant, des coefficients de transfert identiques pour les deux voies sont observés si la bulle de gaz est deux fois moins longue que le bouchon de liquide et le transfert via les bouchons de bulle dominera pour des rapports de longueur de bulle / bouchon-longueur plus petits. En se concentrant sur les calottes de bulles, des coefficients de transfert de matière similaires sont donnés par les corrélations de **G. Bercic et A. Pintar [29]**, **J. M. Van Baten et R. Krishna [28]**, **S. Kuhn et K. F. Jensen [34]**, **N. Diandrich et al. [31]** et **M. Abolhasani et al. [35]**. De légères déviations sont visibles à de très faibles vitesses biphasées qui diminuent si seule la gamme des vitesses biphasées ou des bulles étudiées est considérée, c'est-à-dire les modèles de **J. M. Van Baten et R. Krishna [28]**, **L. Yang et al. [44]** et **M. Abolhasani et al. [35]** concordent bien avec les données de Kuhn et Jensen au-dessus de vitesses de 0,08 m/s. Les valeurs plus petites prédites par la corrélation de **G. Bercic et A. Pintar [29]** peuvent être expliquées par les cellules unitaires extrêmement grandes dans leurs expériences, c'est-à-dire qu'elles avaient des longueurs jusqu'à 130 fois le diamètre du canal. On s'attend à ce que le mélange à l'intérieur des longues limaces liquides actuelles soit incomplet, ce qui réduit les performances de transfert de matière. Les plus grandes valeurs calculées en utilisant l'équation de **J. J. Heiszwolf et al. [36]** peut être affecté par les contributions de la région du film ou par des conditions d'écoulement différentes à l'intérieur des canaux individuels du bloc monolithique car il est difficile d'obtenir une distribution uniforme 1.

En se concentrant sur le transfert de matière dans la région du film, des valeurs légèrement plus élevées sont calculées par la corrélation développée pour les canaux ronds **J. M. Van Baten et R. Krishna [28]** par rapport à celle pour les canaux carrés. Cela peut être provoqué par l'accumulation de liquide à l'intérieur des coins des canaux carrés **D. Liu et S. Wang [33]**, **T. C. Thulasidas et al. [37]** affectant une épaisseur de film liquide plus épaisse qui est inversement proportionnelle au coefficient de transfert global **J. M. Van Baten et R. Krishna [28]**. Il faut souligner que dans tous les calculs, la vitesse diphasique superficielle la vitesse a été utilisée bien qu'une partie de la littérature suggère d'utiliser la vitesse de la bulle qui est légèrement plus élevée en réalité.

Il y a un accord général sur le fait que le coefficient de transfert de matière volumétrique gaz-liquide augmente avec l'augmentation de la vitesse diphasique et la diminution de la longueur des limaces de liquide à une longueur de bulle de gaz fixe. Compte tenu de l'impact de la vitesse d'écoulement, les prévisions coïncident presque pour les corrélations de **J. M. Van**

Baten et R. Krishna [28], C. O. Vandu et al. [38], J. Yue et al. [39], N. Diandrich et al. [30] et en respectant les limites de l'étude de **J. Yue et al. [39]** et de **C. Yao et al. [40]**. Également pour leurs corrélations. Des coefficients de transfert radicalement plus petits apparaissent en utilisant l'équation de **S. Irandoust et al. [41]** qui peut être adressée aux très longues cellules unitaires dans leurs expériences, avec des longueurs allant jusqu'à 66 fois le diamètre du canal, dans lequel le film liquide est facilement saturé et ne contribue au transfert de matière gaz-liquide global ou le mélange à l'intérieur des limaces liquides peut être incomplet. La corrélation de Liu et Wang [136] montre une tendance similaire mais donne des valeurs plus petites, en particulier à des vitesses diphasiques élevées. Les auteurs ont mentionné que le chevauchement et l'interaction possibles des différentes régions et des différentes conditions environnantes en simulant une seule cellule unitaire peuvent entraîner des divergences dans le modèle de **J. M. Van Baten et R. Krishna [28]**. La tendance à l'écart en utilisant la corrélation de **P.P. Sobieszuk et al. [42]**. Peut résulter de l'extrapolation à de petites vitesses d'écoulement car seules les vitesses au-dessus de 0,6 m/s ont été étudiées dans leurs travaux. Il convient de souligner que **C. Yao et al. [40]** ont employé des canaux courbés qui améliorent typiquement le transfert de matière comme précédemment observé par **D. M. Fries et al. [43]**. Cela apparaît également pour les conditions de ce travail à des vitesses biphasées supérieures à 0,4 m/s (non représentées). Il est intéressant de noter que les prédictions de **J. Yue et al. [39]**. Sont considérablement plus faibles pour les écoulements avec de petites limaces liquides. Ceci peut être adressé aux bulles de gaz très courtes apparaissant dans leur étude. Des films liquides plus épais se produisent dans des écoulements avec des bulles qui sont plus petites que deux fois le diamètre du canal **Y. Han et al. [44]** qui gênent le transfert de matière. Les raisons sous-jacentes des écarts des coefficients de transfert de matière calculés après **S. Irandoust et al. [41]** ainsi que **C. Yao et al. [40]** ont déjà été discutés. Il convient de mentionner que **D. Liu et S. Wang [45]** ont également étudié l'impact de la direction de l'écoulement sur le transfert de matière de liquide gazeux par des simulations numériques. Ils ont découvert que la gravité n'affecte que marginalement la caractéristique de transport, en particulier pour les petits diamètres de canal, les vitesses de bulles élevées et les films liquides minces. En résumé, il existe plusieurs corrélations qui décrivent le transfert de matière gaz-liquide dans l'écoulement de Taylor pour une large gamme de vitesses diphasiques, de longueurs de cellules unitaires et de diamètres de canaux. Aucun changement radical n'a été observé pour différentes sections transversales de canaux ou différentes directions d'écoulement. L'extrapolation des équations présentées en ce qui

concerne les temps de contact des bulles et des bouchons doit être évitée ou doit être effectuée au moins avec précaution car elles peuvent provoquer des conditions différentes dans le film liquide. Lorsqu'un contact prolongé est effectué, il est possible que le film soit saturé par le composant gazeux et devienne ainsi inactif pour le traitement de la matière. Dans cette situation, la région du film ne joue qu'en partie un rôle dans le transfert de matière, et on observe des coefficients de transfert globaux plus bas. Plusieurs études vérifient que la contribution dominante au transfert global était des bulles de Taylor vers le film qui se trouve entre la poche de gaz et la paroi du canal mais pas le transfert via les bouchons à bulles **J. M. Van Baten et R. Krishna [28]**, **C. O. Vandu et al. [41]**, **N. Diandrich et al. [42]**, **D. Liu et S. Wang [58]**. Cependant, cela dépend fortement des conditions d'écoulement à l'intérieur du canal, c'est-à-dire principalement des longueurs des bulles de gaz et des bouchons de liquide. Pour évaluer les deux voies de transfert, les équations de **J. M. Van Baten et R. Krishna [28]** et **N. Diandrich et al. [42]** sont suggérés car ils contiennent tous les paramètres pertinents alors que la contribution de la bulle peut également être prédite après **S. Kuhn et K. F. Jensen [34]**. Une prudence particulière est nécessaire si des corrélations incorporant des processus de transport dans la région du film **J. Yue et al. [39]**, **C. Yao et al. [40]**, **S. Irandoust et al. [41]** sont appliquées dans des systèmes avec une réaction chimique au niveau de la paroi du canal. La consommation de gaz due à la réaction influencera les gradients de concentration et, par conséquent, le transfert de matière qui n'est pas pris en compte dans les équations basées sur les résultats avec absorption physique de gaz. De plus, **P.P. Sobieszuk et al. [42]** a vérifié que la résistance au transfert de matière côté gaz doit être prise en compte pour les gaz à solubilité moyenne ou élevée.

I.10 Généralités sur les méthodes numériques appliquées pour le transfert de matière gaz-liquide.

L'écoulement des bouchons est connu pour provoquer une fatigue mécanique des pipelines. Par conséquent, une prédiction numérique précise de la longueur du corps des limaces et de la rétention des limaces était nécessaire pour conception de l'infrastructure et du processus de séparation avant la réalisation des travaux. De nombreuses corrélations développées à partir de recherches antérieures pour prédire l'écoulement des limaces caractéristiques telles que l'initiation du slug, la rétention du corps du slug, la longueur du slug et le slug de translation vitesse ont été produites empiriquement à partir d'ensembles de données limités. Ainsi, la plupart de ces modèles n'a pas été considéré comme pratique pour une utilisation

opérationnelle dans l'industrie pétrolière et gazière. Néanmoins, ces corrélations ont fourni des informations de base précieuses telles que les propriétés du fluide, l'écoulement observations de régime, géométrie et diverses hypothèses sous-jacentes **F. C. Rogero [46]**. Mis à part cela, plusieurs études numériques sur les régimes de limaces ou d'écoulement intermittent dans l'horizontal pipeline ont rapporté **V. H. Perez [47]**, **M. Abdulkadir [48]**, **M. Lu [49]**, **S. Mo et al. [50]**, **P.P. Loilier [51]** que le comportement et les modèles d'écoulement pouvaient être prédits en utilisant modèles CFD commerciaux. En raison des installations informatiques plus rapides de nos jours, le calcul est devenu un outil plus puissant et efficace que la recherche expérimentale pure pour comprendre le comportement complexe des écoulements multiphasiques transitoires dans les canalisations **I. Lun et al. [52]**. **S. Ghorai K. D. P. P. Nigam [53]** utilisé FLUENT 6.0 pour modéliser l'écoulement diphasique air-eau dans un tuyau horizontal. Le VOF modèles s'est avéré approprié pour simuler l'interface entre deux ou plusieurs fluides dans ce travail. Leur approche a été utilisée pour étudier la fraction volumique de liquide, la vitesse du gaz et l'interface rugosité. La comparaison de leur modèle numérique entre l'interface prédite la rugosité et les données de la littérature ont été validées. La technique VOF a été réalisée par **G. Lu et al. [54]** pour examiner des recherches en générale, soit (expérimentale ou numérique) sur les caractéristiques d'écoulement diphasique du pétrole et du gaz dans le tuyau horizontal à grande échelle avec un diamètre intérieur de 125 mm. Ils ont conclu que, pour une transition d'écoulement d'un écoulement stratifié à un écoulement en limace, une vitesse superficielle critique du liquide de 0,113 m/s est requise. De plus, la vitesse superficielle du gaz diminuait avec l'augmentation de la vitesse superficielle du liquide. De plus, l'apparition d'un écoulement slug s'est avérée indépendante de la vitesse superficielle du gaz. Plus tard, dans **S. C. De Schepper et al. [55]** a affirmé que la formulation VOF était capable de prédire les régimes d'écoulement gaz-liquide dans les tuyaux horizontaux en comparant leurs résultats avec le diagramme de Baker. Plus tard, dans cet article, ils sont montrèrent que certains résultats de **S. C. De Schepper et al. [55]** n'étaient pas en mesure de prédire correctement le modèle d'écoulement selon la définition originale du régime d'écoulement de Baker. Une méthode similaire de suivi d'interface a été implémentée dans CFX-5.7 par Frank pour modéliser le régime d'écoulement diphasique air-eau dans les conduites horizontales **T. Frank [56]**. La formation de bouchons, la propagation des bouchons et la rétention des bouchons d'un écoulement biphasique gaz-liquide dans un tuyau circulaire horizontal ont été étudiés. Plus récemment, on **M. Andrianto et al. [57]** a utilisé VOF pour conclure que la

vitesse superficielle du gaz était significativement affectée par la rétention du bouchon liquide. Ils ont également constaté que la longueur des bouchons de gaz était supérieure à la longueur des bouchons de liquide pour toutes les conditions. Dans **P. P. Horgue et al. [58]** a souligné que certains problèmes liés à la VOF ont été spécifiquement identifiés avec un mauvais paramétrage du modèle en raison du schéma de discrétisation. Dans **R. I. Issa et M. H. W. Kempf [59]** a démontré l'écoulement transitoire des limaces de deux modèles de fluides pour capturer le processus d'initiation de l'écoulement des limaces dans des tuyaux horizontaux et quasi horizontaux et les a classés en modèles empiriques de spécification de limaces, de suivi des limaces et de capture de limaces. Plus récemment, dans **W. Pao et al. [60]** ont utilisé FLUENT et dans **W. Pao et al. [61]** pour étudier l'écoulement diphasique et ont conclu que les résultats unidimensionnels dans OLGA ne peuvent pas être comparés de manière réaliste avec FLUENT. L'objectif de cet article est de rapporter une série de validations qui ont été effectuées dans le cadre du processus de contrôle et d'assurance qualité en comparant le modèle numérique actuel avec les travaux expérimentaux de **A. O. I. Mohammed [62]**, où les données brutes originales étaient à notre disposition.

I.11 Généralités sur l'utilisation nano-fluides pour transfert de matière

Le transfert de matière sous-tend de nombreux processus scientifiques, technologiques et industriels, y compris les activités industrielles traditionnelles liées à l'énergie, la métallurgie, le pétrole, les produits chimiques et les matériaux ainsi que les domaines de haute technologie tels que l'aérospatiale, l'électronique et l'énergie nucléaire. En améliorant le transfert de matière, non seulement le taux de transfert de matière d'un appareil ou d'un système augmente, mais également la consommation d'énergie peut être réduite et l'efficacité peut augmenter **M. B. Bigdeli et al. [63]**, **R. Dhuriya et al. [64]**, **R. Saidur et al. [65]**. C'est pour ces raisons que la technologie de transfert de matière a reçu beaucoup d'attention et s'est développée rapidement ces dernières années. Le principal moyen d'améliorer le transfert de matière est d'améliorer les structures de l'appareil, ainsi que le champ de transfert d'énergie ou l'ajout de particules en phase dispersée. Les expériences démontrent que l'ajout de particules en phase dispersée peut fournir une forte amélioration du transfert de matière. Les nano-fluides consistent à ajouter des particules, métalliques ou non métalliques, et généralement sous forme d'oxyde, à un liquide, après une certaine préparation et concentration, pour former un nouveau milieu de transfert de matière **S. U. Choi et J. A. Eastman [66]**. En effet, comme son nom l'indique, un nano-fluide est essentiellement une suspension diphasique de liquide et

de particules de taille nanométrique. En général, les liquides qui transportent des nanoparticules solides sont appelés fluides bases. En termes de composition, ces suspensions de nanoparticules ne sont pas un concept complètement nouveau. Les fluides magnétiques qui ont émergé dans les années 1960 sont des nano-fluides typiques qui ont amélioré le processus de transfert d'énergie du fluide en exploitant la présence des nanoparticules magnétiques. Sur la base de recherches sur l'amélioration du transfert de chaleur à l'intérieur des fluides, des nanoparticules ont été développées pour améliorer le processus de transfert de matière et leurs applications potentielles. Par exemple, **S. Krishnamurthy et al. [67]** ont observé la diffusion de colorante rhodamine dans de l'eau déminéralisée et des nano-fluides Al_2O_3/H_2O en utilisant des techniques de photomicrographie. Ils ont montré que le transfert de matière de colorante rhodamine dans les nano-fluides Al_2O_3/H_2O était plus rapide. **X. Ma et al. [68]** ont trouvé une absorption d'ammoniac significativement plus rapide dans une solution aqueuse d'ammoniaque en ajoutant des nanoparticules. Par rapport aux particules de silice de taille micrométrique (1,4 et 7 μm), **H. Zhu et al. [69]** ont trouvé que les nanoparticules MCM41 (250 nm) peuvent augmenter significativement le coefficient de transfert de matière volumétrique ; les groupes thiol présentent la plus grande amélioration du transfert de matière, équivalent à 1,9 fois le fluide de base. Ils suggèrent que les groupes organiques ont adhéré aux nanoparticules de MCM41, leur donnant une forme sphérique qui a modifié l'amélioration du transfert de matière. De plus, l'amélioration du transfert de matière de CO dépend de l'interaction entre la nanoparticule et la molécule de CO, qui est affectée par l'hydrophobie de la nanoparticule et des groupes fonctionnels qu'elle contient. En ajoutant de l'huile de taille nanométrique, des absorbants nano-émulsion utilisés pour améliorer l'absorption du CO_2 ont été préparés pour les expériences réalisées par **M. Jeong et al. [70]**. Un rapport huile/tensioactif de 2:1 était le meilleur pour la stabilité de la dispersion, et la nano-émulsion avec une fraction volumique de 0,01 % a donné les meilleures performances d'absorption. Ils ont attribué les améliorations de l'absorption du CO_2 à l'effet navette et à l'effet hydrodynamique des gouttelettes d'huile à l'échelle nanométrique. **C. Pang et al. [71]** ont préparé des nano-fluides binaires en ajoutant des nanoparticules d'argent uniques et ont réalisé des expériences d'absorption d'ammoniac dans un absorbeur à bulles. Ils ont constaté que le transfert de matière des nano-fluides binaires avec réfrigérant augmentait par rapport à celui en l'absence de réfrigérant ; le taux d'absorption le plus élevé du premier a augmenté de 55 % à une fraction massique de nanoparticules de 0,02 %. **T. Wang et al. [72]** ont étudié l'absorption de CO_2 dans des nano-fluides à base d'éthanol-amine contenant trois

nanoparticules différentes (silice, oxyde de titane et alumine). On avait observé que l'amélioration globale du transfert de matière était régie par l'effet d'écrasement des bulles. Les résultats de l'expérience ont montré que les nano-fluides avec 0,1% en poids de nanoparticules de TiO_2 ont dépensé 42% de temps de désorption en moins dans les mêmes conditions, par rapport à celui sans nanoparticules. La performance de transfert de matière dans les nano-fluides n'est pas une réalisation courante bien que de nombreuses études aient été publiées sur l'amélioration du transfert de chaleur. Dans cet article, les études récentes sur l'amélioration du transfert de matière à l'aide de nano-fluides sont résumées en comparant les résultats expérimentaux et mécaniques de diverses études pour présenter un guide pour les études futures sur ce sujet. Les méthodes de préparation et les paramètres de transport des nano-fluides sont décrits et les derniers résultats de recherche expérimentale concernant leur impact sur le transfert de matière gaz-liquide et les mécanismes sous-jacents sont passés en revue en détail du point de vue des paramètres de transport. De plus, les problèmes rencontrés dans la recherche actuelle sont évalués et l'orientation de la recherche future est définie sur la base du résumé des études pertinentes. **S. Y. Cheng et al. [73]** ont exploré les avancées récentes dans le domaine de l'amélioration du transfert de matière gaz-liquide en utilisant des nano-fluides. Ce transfert de matière gaz-liquide joue un rôle crucial dans divers processus industriels, notamment les réactions chimiques, le traitement des eaux usées et la préservation de l'environnement. Leur étude a démontré que l'incorporation de nanoparticules poreuses dans la phase liquide représente une approche prometteuse pour améliorer les taux de transfert de matière en raison des caractéristiques uniques de ces matériaux. **N. Ghasem [74]** a fourni un aperçu complet des bases théoriques et du développement de modèles pour le transfert de matière dans les nano-fluides, offrant ainsi des informations précieuses sur la complexité du transport de masse à l'échelle nanométrique. De plus, l'étude a présenté de nouvelles approches pour modéliser et prédire les phénomènes de transfert de matière dans les nano-fluides. Les chercheurs ont souligné l'importance de prendre en compte les propriétés des nanoparticules, telles que leur taille, leur forme et leurs caractéristiques de surface, lors de la formulation du modèle. Les modèles ont été validés en les comparant à des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature, démontrant leur efficacité pour capturer le comportement du transfert de matière dans les nano-fluides. Ces résultats contribuent à l'avancement de la compréhension et de l'utilisation des nano-fluides dans diverses applications techniques et scientifiques. **S. Karamian et al. [75]** ont mené une étude sur l'impact de différents nano-fluides sur l'intensification des processus d'absorption du CO_2

(dioxyde de carbone) et du SO_2 (dioxyde de soufre) dans une colonne à bulle unique. Leur objectif était d'explorer comment l'ajout de nano-fluides, qui sont des suspensions de nanoparticules dans un fluide de base, peut améliorer l'efficacité de l'absorption de ces gaz nocifs. L'étude impliquait la préparation de nano-fluides en dispersant des nanoparticules de différents types, tailles et concentrations dans un fluide de base approprié. Ces nano-fluides ont ensuite été introduits dans la colonne à bulles, qui a servi de contacteur pour le processus d'absorption gaz-liquide. Les performances d'absorption du CO_2 et du SO_2 ont été évaluées dans différentes conditions de fonctionnement. Les résultats ont révélé que la présence de nano-fluides influençait de manière significative l'intensification de l'absorption du CO_2 et du SO_2 . Il a été constaté que le type, la concentration et la taille spécifiques des nanoparticules jouaient un rôle crucial dans l'amélioration de l'efficacité de l'absorption. L'interaction entre les nanoparticules et les molécules de gaz a conduit à des taux de transfert de matière améliorés et à des capacités d'absorption accrues. Dans leur article scientifique, **S. Lu et al. [76]** ont présenté des recherches expérimentales axées sur l'amélioration de l'absorption du CO_2 à l'aide de nano-fluides à base d'eau contenant des nanotubes de carbone (CNT). L'étude visait à explorer le potentiel de l'utilisation de nano-fluides pour améliorer la capacité d'absorption du CO_2 , une étape cruciale dans les technologies de capture et de stockage du carbone (CSC). Le dispositif expérimental consistait à synthétiser des nano-fluides stables à base d'eau en dispersant des nanotubes de carbone à parois multiples dans de l'eau désionisée à différentes concentrations. Les performances d'absorption du CO_2 de ces nano-fluides ont ensuite été évaluées et comparées à celles de l'eau pure grâce à des mesures et analyses expérimentales rigoureuses. Les résultats ont démontré que l'inclusion de nanotubes de carbone dans le nano-fluide améliorait considérablement l'efficacité d'absorption du CO_2 par rapport à l'eau pure, présentant une solubilité et un taux d'absorption du CO_2 plus élevés. Les résultats expérimentaux suggèrent que les propriétés structurelles uniques et la surface élevée des nanotubes de carbone jouent un rôle crucial dans la promotion de l'absorption du CO_2 . Cette étude contribue à la compréhension des approches basées sur les nano-fluides pour améliorer l'absorption du CO_2 et offre des informations potentielles sur le développement de technologies de capture du carbone plus efficaces pour atténuer les émissions de gaz à effet de serre. **S. Manikandan et al. [77]** ont étudié le potentiel des nano-fluides $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ dans l'amélioration du coefficient de transfert de matière volumétrique pour le transfert d'oxygène. Leur étude visait à explorer les capacités améliorées de transfert d'oxygène des nano-fluides par rapport aux fluides conventionnels, contribuant ainsi aux progrès des processus de

transfert de matière. L'enquête expérimentale impliquait la préparation et la caractérisation de nanoparticules de Fe_2O_3 dispersées dans l'eau pour créer des nano-fluides à concentrations variables. Les résultats ont démontré que les nano-fluides Fe_2O_3 -eau présentaient une amélioration significative du coefficient de transfert de matière volumétrique par rapport à l'eau pure, indiquant leur potentiel pour améliorer l'efficacité du transfert d'oxygène. De plus, les résultats suggèrent que les propriétés uniques des nano-fluides, telles qu'une surface accrue et une conductivité thermique améliorée, contribuent à améliorer les caractéristiques de transfert de matière. Cette recherche fournit des informations précieuses sur l'application des nano-fluides dans les processus de transfert d'oxygène et ouvre des voies pour une exploration et une optimisation plus approfondie des systèmes à base de nano-fluides dans diverses applications industrielles et environnementales. Comprendre le comportement des écoulements multiphasiques dans différentes géométries est crucial pour leur efficacité. Dans cette étude, **J. Zong et J. Yue [78]** ont examiné l'écoulement gaz-liquide, en mettant particulièrement l'accent sur l'impact des nanoparticules dispersées dans la phase liquide. Ils ont mené des investigations expérimentales à l'aide d'une configuration de microréacteur, en variant plusieurs paramètres tels que les débits de gaz et de liquide, la concentration de nanoparticules et la géométrie des canaux.

Les modèles d'écoulement ont été visualisés grâce à des techniques d'imagerie à grande vitesse, ce qui a permis d'identifier et de caractériser les régimes d'écoulement à bouchons. De plus, la chute de pression à travers le microréacteur a été mesurée dans différentes conditions expérimentales. Les résultats ont révélé des modifications significatives des schémas d'écoulement et des chutes de pression avec l'introduction de nanoparticules. La présence de nanoparticules a influencé la formation et la stabilité des bouchons liquides, affectant leur longueur, leur fréquence et leur vitesse. Ces changements dans le comportement de l'écoulement des bouchons ont été attribués aux interactions entre les nanoparticules et l'interface gaz-liquide, ce qui a conduit à des modifications de la tension interfaciale et de la dynamique de coalescence des bulles. De plus, l'ajout de nanoparticules a entraîné des caractéristiques variables de chute de pression, observant une augmentation de la chute de pression avec l'augmentation de la concentration de nanoparticules en raison de l'augmentation des forces de traînée et de la modification de la résistance à l'écoulement dans les canaux du microréacteur. Cette amélioration de la chute de pression dépendait des propriétés des nanoparticules, telles que leur taille, leur forme et leur chimie de surface.

Chapitre II

MODELISATION MATHEMATIQUE

II.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'établissement des équations qui modélisent le problème étudié. Le problème est de simuler les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement liquide et le transfert de matière qui s'effectue le long de la poche de Dumitrescu-Taylor. À partir des équations dimensionnelles de base, qui expriment les lois d'équilibre applicables aux éléments infinitésimaux du fluide, nous dérivons les équations de continuité, celle de la conservation de la quantité de mouvement, l'équation de transport du taux de présence, ainsi que l'équation de concentration. Dans notre étude, nous considérons un cylindre vertical à section circulaire constante. Il est important de souligner que, dans ce cadre, les caractéristiques physiques du fluide à température constante, ainsi que les milieux fluide et solide, sont traitées comme appartenant à un domaine unique.

II.2 La géométrie

La **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**, donne un schéma illustratif du problème à résoudre. Il s'agit d'une poche (ou bulle) de gaz de Dumitrescu-Taylor dans une conduite cylindrique. La conduite verticale est de longueur $L=1,5$ [m] et de diamètre $D=0,0102$ [m]. La conduite est initialement rempli de liquide (phase liquide), dans lequel nous injectons une quantité suffisante de gaz pour former une poche gazeuse, communément appelée "poche de Dumitrescu-Taylor". Afin de stabiliser cette poche gazeuse à un emplacement fixe, un écoulement descendant est appliqué, de haut en bas du tube. Toutes les propriétés physiques des fluides utilisés sont calculées à une température constante de 20 degrés Celsius.

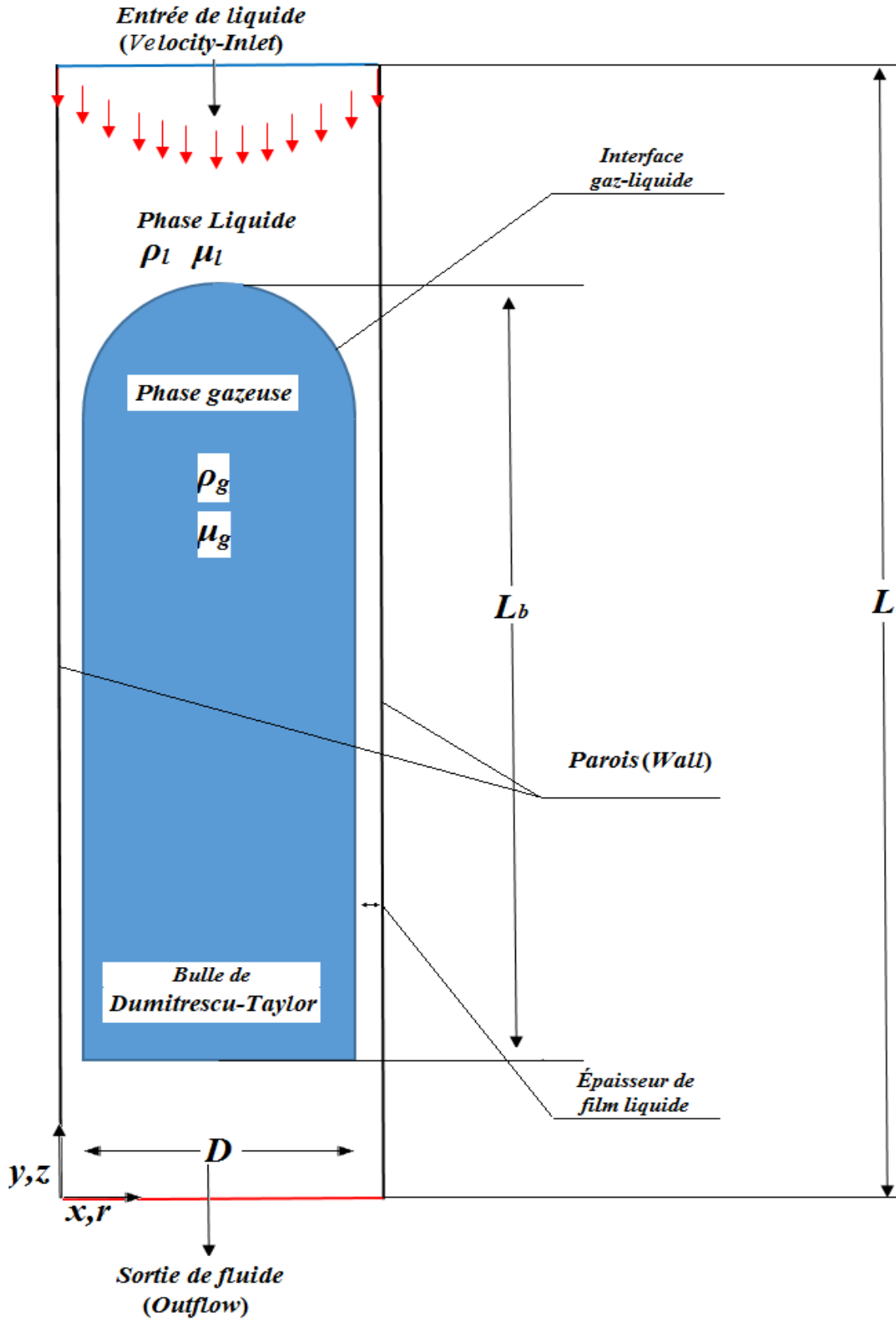


Figure II-1 : Schémas représentant le modèle physique considéré.

II.3 Modèle mathématique

Dans le présent travail, un mélange de deux fluides est étudié. Il s'agit d'une phase gazeuse représentant la bulle de gaz et une phase liquide représentant le film liquide. Les fluides sont considérés comme incompressibles, immiscibles, newtoniens, isothermes et avec une tension de surface constante. Pour la résolution, nous utilisons le modèle à un fluide. Dans cette approche, Les deux fluides sont considérés comme un seul fluide. Dans ce cas, le modèle mathématique est régi par les équations de mouvement dans chaque phase respectives de conservation de masse, de quantité de mouvement et les conditions aux limites traduisant les équations de saut à l'interface **J.M. Delhaye [79]**. Pour le transfert de masse, l'équation de concentration et les conditions aux limites. Pour étudier la dynamique des fluides et simuler l'interaction entre les deux fluides non miscibles, Le modèle du volume de fluide (VOF) est adopté. Ce dernier, permet de suivre l'interface par la résolution de l'équation de transport.

II.3.1 Equation de continuité

Cette équation de continuité est fondamentale pour la modélisation des écoulements de fluides dans les systèmes complexes où plusieurs composants sont présents et peuvent interagir. Elle assure que la masse totale du système est conservée en tenant compte des contributions de chaque espèce présente dans le mélange.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{mix}) + \nabla(\rho_{mix} * \vec{v}_m) = \sum_{k=1}^n S_k \quad (2.1)$$

Ou :

- ρ_{mix} : La masse volumique du mélange, qui peut varier avec le temps et l'espace.
- $\vec{v}_m$: La vitesse moyenne du mélange, qui est un vecteur représentant la direction et la magnitude du flux du mélange
- n : nombre de composants dans le mélange
- $\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{mix})$: Ce terme représente la variation temporelle de la densité du mélange. Il indique comment la densité du mélange change au fil du temps en un point donné.
- $\nabla(\rho_{mix} * \vec{v}_m)$: Ce terme représente la divergence du flux de masse du mélange. Il décrit comment la densité du mélange est transportée par le mouvement du fluide.
- S_k : terme source pour l'espèce k

- $\sum_{k=1}^n S_k$: Ce terme cumule toutes les sources ou puits de masse pour chaque composant du mélange. Si la somme des S_k est positive, il y a une génération nette de masse. Si elle est négative, il y a une perte nette de masse. Dans un écoulement diphasique (comme un écoulement de bulles de gaz dans un liquide), si aucune réaction chimique n'a lieu et qu'il n'y a pas de transfert de masse entre les phases (ni dissolution du gaz dans le liquide, ni évaporation du liquide), S_k serait nul pour chaque composant du mélange.

II.3.2 Équation de quantité de mouvement.

Pour le mélange, l'équation de quantité de mouvement peut être exprimée comme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{mix} * \vec{v}_m) + \nabla(\rho_{mix} * \vec{v}_m * \vec{v}_m) = -\nabla P + \rho_{mix} * \vec{g} + \vec{F} + \nabla * \mu_{mix} * [\nabla * \vec{v}_m + \nabla * (\vec{v}_m)^T] \quad (2.2)$$

Où : (P) est la pression, (μ_{mix}) est la viscosité de mélange, et $(\vec{F})$ représente le terme source de la tension superficielle, pris en compte par le modèle de force de surface continue (CSF) et

peut être exprimé par. $F = \sigma * \frac{2\rho_{mix} * \Omega * \nabla \alpha}{(\rho_l + \rho_g)}$.

- $\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{mix} * \vec{v}_m)$: ce terme représente la variation temporelle de quantité de mouvement (momentum) par unité de volume.

- $\nabla(\rho_{mix} * \vec{v}_m * \vec{v}_m)$: ce terme représente la convection de la quantité de mouvement par le flux de fluide.

- $(-\nabla P)$: Ce terme représente la force due à la pression dans le fluide.

- $(\rho_{mix} * g)$: Ce terme représente la force de gravité.

- $\nabla * \mu_{mix} * [\nabla * \vec{v}_m + \nabla * (\vec{v}_m)^T]$: Ce terme représente la diffusion visqueuse de la quantité de mouvement.

- $(\nabla * (\vec{v}_m)^T)$: Est la transposée du gradient de la vitesse.

II.3.3 L'équation du taux de présence

Le mouvement de l'interface gaz-liquide est suivi en fonction de la distribution de la fraction volumique de fluide variant entre 0 et 1 au passage de l'interface. L'interface est alors suivie en résolvant une équation de transport pour la fraction volumique :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \vec{v}_m * \nabla \alpha = 0 \quad (2.3)$$

- α représente la fraction volumique de fluide dans une maille de calcul.

II.3.4 L'équation de concentration

Pour une concentration $C(x,y,t)$ qui varie avec le temps t et les coordonnées spatiales x et y , l'équation de diffusion s'écrit comme suit : Le transport du gaz dissous est ainsi décrit par l'équation de conservation de la concentration, souvent utilisée dans les problèmes de transport de masse, exprime la conservation d'une espèce chimique dans un fluide. Pour une espèce chimique C , cette équation peut être écrite comme :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla (\vec{v}_m * C) = \nabla (D * \nabla C) + R \quad (2.4)$$

- $\left(\frac{\partial C}{\partial t}\right)$: Ce terme représente la variation temporelle de la concentration C . Il indique comment la concentration d'une espèce chimique change au fil du temps à un point donné dans l'espace.

- $\nabla (\vec{v}_m * C)$: Ce terme décrit l'advection ou le transport convectif de la concentration C par le champ de vitesse $\vec{v}_m$. Il représente le mouvement de la substance chimique due au flux du fluide.

- $\nabla (D * \nabla C)$: Ce terme représente la diffusion moléculaire de la concentration (C). Le coefficient de diffusion (D) quantifie la propension de l'espèce chimique à se diffuser dans le fluide. Ce terme modélise le processus de dispersion de la concentration dû aux gradients de concentration.

- (R) : Ce terme de réaction englobe les sources et les puits de la concentration C dus à des réactions chimiques. Il peut inclure des termes de production (si R est positif) ou de consommation (si R est négatif). Dans notre cas, $R = 0$ car absence de réaction chimique.

II.3.5 Les conditions de saut à l'interface

Les conditions de saut ou d'interface sont pour modéliser correctement l'interaction entre les phases dans un écoulement diphasique et garantir que les solutions des équations reflètent fidèlement le comportement physique des fluides au niveau de l'interface. Donc, Il faut résoudre les équations (2.1, 2.2 et 2.4) pour chaque phase en tenant compte des conditions d'interface. En l'absence de transfert de masse inter-facial et une température uniforme et constante, Ces conditions sont :

II.3.5.1 Continuité de vitesse à l'interface

- L'égalité des vitesses des deux phases perpendiculaires à l'interface :

$$U_L \cdot n = U_G \cdot n \quad (2.5)$$

Avec :

- (n) : vecteur normal à l'interface

Cette condition traduit que toute la matière quittant une phase pénètre intégralement dans l'autre (pas d'accumulation de matière à l'interface).

- L'égalité des vitesses des deux phases tangentiels à l'interface :

$$U_L^{ti} = U_G^{ti} \quad (2.6)$$

II.3.5.2 Continuité des contraintes à l'interface

L'équation de quantité de mouvement projetée sur les vecteurs normaux et tangentiels pour une interface propre (pas d'impuretés ou de tensioactifs à l'interface) donne :

- Egalité des contraintes tangentiels à l'interface

$$\tau_L^{ti} = \tau_G^{ti} \quad (2.7)$$

- La différence de pression de part et d'autre de l'interface

$$P_G - P_L = k\sigma \quad (2.8)$$

- (k) : courbure moyenne locale de l'interface

II.3.5.3 Equation de saut pour le transfert de masse

Deux conditions aux limites à l'interface doivent être respectées. D'une part, le saut de concentration à l'interface est gouverné par l'hypothèse d'équilibre thermodynamique, donne par l'équation :

$$C_L = He * C_G \quad (2.9)$$

Où :

- He : est la constante de Henry

D'autre part, les flux à l'interface doivent respecter la condition de continuité.

$$D_L \frac{\partial C_L}{\partial n} = D_G \frac{\partial C_G}{\partial n} \quad (2.10)$$

II.3.6 Modélisation de la Turbulence

D'autres équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et son taux de dissipation ε ont été considérées : le modèle standard k - ε a été choisi pour la modélisation de la turbulence. Il possède les propriétés telles que la robustesse et la précision raisonnable pour un large éventail d'applications industrielles, avec des améliorations de modèles récemment développées qui offrent de meilleures performances en présence de jets et de couches de mélange. L'amélioration concerne la formulation de la viscosité turbulente et l'équation de transport pour ε .

L'énergie cinétique de turbulence, k , et son taux de dissipation, ε , sont obtenus à partir les équations de transport suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (2.11)$$

Avec k Constante qui a la valeur de 1.

Y_M : il est donné par :

$$Y_M = 2\rho\varepsilon M_t^2 \quad (2.12)$$

Où M_t est défini par :

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad (2.13)$$

Avec :

$$a = \sqrt{\gamma RT} \quad (2.14)$$

II.3.7 Équation de la dissipation de l'énergie turbulente ε

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (2.15)$$

La μ_t , est calculée en combinant k et ε comme suit :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.16)$$

Où : (G_k) représente la génération d'énergie cinétique de turbulence due aux gradients de vitesse moyens, G_b est la génération d'énergie cinétique de turbulence due à la flottabilité, Y_M représente la contribution de la dilatation fluctuante de la turbulence compressible au taux de dissipation global. $(C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$ et $C_{3\varepsilon})$ sont des constantes. $(\sigma_k$ et $\sigma_\varepsilon)$ sont les nombres turbulents de Prandtl pour k et ε , respectivement. $(S_k$ et $S_\varepsilon)$ sont des termes sources définis par l'utilisateur.

Où (C_μ) est une constante.

II.4 Présentation des équations du transfert de matière gaz-liquide

Il y a De nombreux des modèles de transfert de matière gaz liquide partagé par des auteurs, dans lequel la compréhension de la façon de traiter les phénomènes liés au transfert à l'interface. Dans cette partie, nous allons examiner quelques modèles d'absorption sans réaction chimique, développés pour décrire le transfert au voisinage d'une interface. La première hypothèse est que les différentes phases et l'interface de phase offrent une résistance au transfert de matière en série, de manière similaire aux résistances de transfert de chaleur. La deuxième hypothèse maintient que le transfert de matière est contrôlé par l'équilibre de phase près de l'interface, qui change plus rapidement que l'équilibre de phase en masse **S. L. Kiambi et al. [80]** En d'autres termes, le transfert de matière se produit au niveau microscopique **E. P. P. Van Elk et al. [81]** Enfin, les gaz sont supposés être un seul composant. Les problèmes de composants multiples sont plus compliqués car chaque composant gazeux individuel constituant le mélange doit être pris en compte pour l'étape limitante de transfert de matière gaz-liquide. La complexité augmente encore une fois que les relations entre chaque composant gazeux et, par exemple, les bactéries dans un bioréacteur sont considérées.

II.4.1 Mécanisme de transfert de matière

Le chemin de transition d'une substance de la phase gazeuse (bulle de gaz) à la phase liquide (liquide descendant) peut être divisé en plusieurs étapes comme suit :

- Transfert des molécules de gaz de la phase gazeuse dans la bulle (**La Partie Gazeux**) vers une couche de gaz relativement mélangée entre le gaz et le liquide (**Film Gaz**), où est la proportion de gaz supérieure à la proportion de liquide.

- Diffusion des molécules à travers la couche de gaz relativement mélangé (**Film Gaz**) où est la proportion de liquide supérieure à la proportion de gaz.

- Diffusion des molécules à travers la couche liquide relativement mélangée (**Film Liquide**).

- Transfert de la couche liquide relativement mélangée (**Film Liquide**) au liquide descendant (**La Partie Liquide**). Pour une explication plus large, voir la *Figure II-22*.

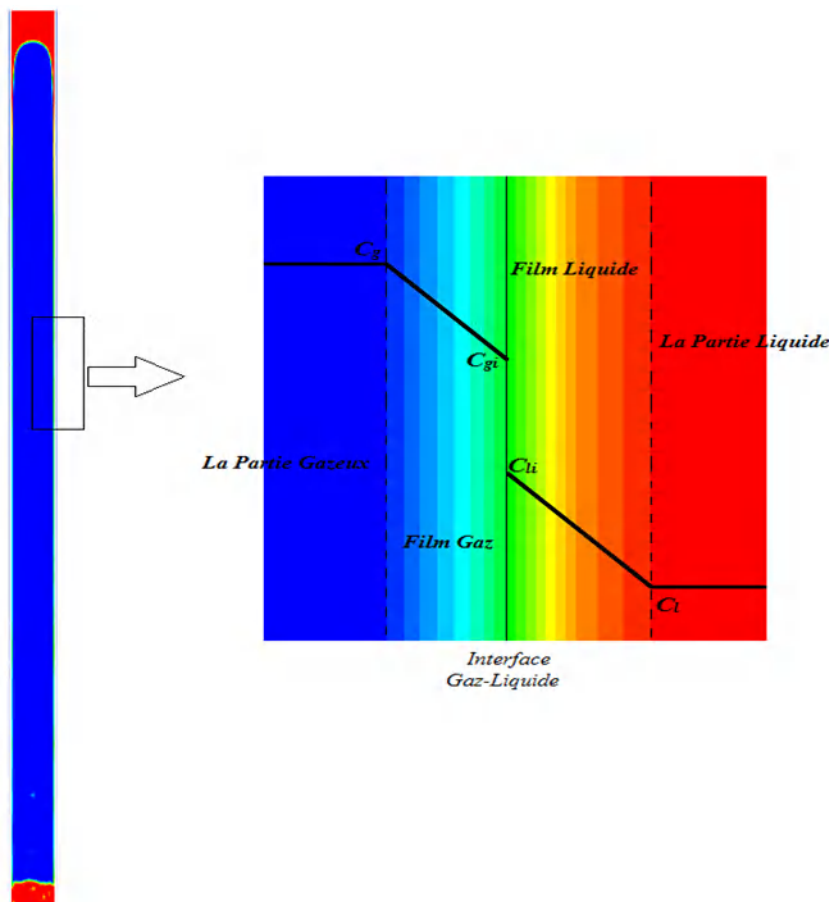


Figure II-2 : Mécanisme de transfert de matière Gaz-liquide.

II.4.2 Les équations de flux

- **Transport en phase Gazeuse**

$$J_g = k_g (C_g - C_{gi}) \quad (2.17)$$

- **Transport en phase Liquide**

$$J_l = k_l(C_{li} - C_l) \quad (2.18)$$

La concentration à l'équilibre peut être calculée en utilisant la forme suivante de la loi de Henry : $C_{gi} = k_H \cdot C_{li}$ (2.19)

A l'état stationnaire,

$$J = J_g = J_l \quad (2.20)$$

La difficulté est de trouver des concentrations d'interface, C_{gi} ou C_{li} , qui ne peuvent pas être mesurées directement. Nous voulons être en mesure de relier le flux aux concentrations de la phase gaz et la phase liquide en vrac. Par conséquent, des coefficients de transfert de matière globaux sont définis.

Les coefficients de transfert de matière globaux définir comme

$$J = K_g(C_g - C_{g*}) = K_l(C_{l*} - C_l) \quad (2.21)$$

Où :

- C_{g*} , C_{l*} désignent les concentrations qui seraient en équilibre avec les concentrations C_g , C_l
- K_g est le coefficient de transfert de matière global basé sur la concentration en phase gazeuse.
- K_l est le coefficient de transfert de matière global basé sur la concentration en phase liquide.

Développer l'équation du flux global en phase liquide

$$\begin{aligned} J &= K_l(C_l - C_{l*}) = K_l[(C_l - C_{li}) + (C_{li} - C_{l*})] \\ &= K_l[(C_l - C_{li}) + (C_{gi} - C_g) / k_H] \\ &= K_l[J / k_l + J / (k_g k_H)] \end{aligned} \quad (2.22)$$

Donc :

$$1 / K_l = 1 / k_l + 1 / (k_g k_H) \quad (2.23)$$

$1/K_l$ représente la résistance globale au transfert de matière basée sur la concentration en phase liquide, et c'est la somme de la résistance du film liquide ($1/k_l$) et de la résistance du film gazeux ($1/k_H \cdot k_g$).

Aussi,

$$1 / K_g = 1 / k_g + (k_H / k_l) \quad (2.24)$$

Il est possible que l'un des films présente une résistance relativement élevée et domine donc la résistance globale au transfert. Cela dépend des grandeurs relatives de k_l , k_g et k_H .

Tableau II-1 : Coefficients de transfert de matière Calculs à partir de différentes théories.

<i>Théorie</i>	<i>Expression de k_l</i>	<i>État</i>	<i>Dépendance de la Diffusivité</i>	<i>Unité</i>
Modèle du double film Whitman (1924)	$k_{lg} = D_{lg} / \delta_n$	régime permanent	$k_l \propto D_{lg}$	$\delta_n \quad (m)$
La théorie de penetration Higbie (1935)	$k_{lg} = 2\sqrt{(D_{lg} / \pi t_c)}$	régime transitoire	$k_l \propto (D_{lg})^{1/2}$	$t_c \quad (s)$
Modèle de renouvellement de l'interface Danckwerts (1951)	$k_{lg} = 2\sqrt{(D_{lg} S)}$	régime transitoire	$k_l \propto (D_{lg})^{1/2}$	$S \quad (s^{-1})$

Pour une masse de gaz submergé dans une bassine remplie de liquide pour une profondeur connue, la masse de gaz en contact avec la phase liquide à travers la surface A, le taux de transfert de matière dM/dt en conséquence de la diffusion des molécules de gaz dans la phase liquide:

Loi de Fick

$$\frac{dM}{dt} = -D_{lg} \cdot A \cdot \frac{\partial C}{\partial X} \quad (g/s) \quad (2.25)$$

La quantité totale de gaz M (g) qui a été absorbée à travers la surface A pendant le temps t indépendant de x

$$M = 2A \cdot (k_D C_g - C_l) \cdot \sqrt{\frac{D_{lg}}{\pi}} t \quad (2.26)$$

$$k_D = k_H \cdot R \cdot T / MW \quad (2.27)$$

II.4.3 Le coefficient de diffusivité

En se référant aux liens fondamentaux entre la densité, la conductivité thermique et la chaleur massique pour une température constante, la relation qui donne la diffusivité est exprimée par :

$$D_i = \lambda / \rho \cdot C_p \quad (2.28)$$

Pour la relation qui relie le coefficient de diffusion D_{lg} du couple gaz-liquide, nous avons utilisé la relation de **WILKE-CHANG**

$$D_{lg} = 1.173e^{-16} * (\phi M_l)^{1/2} \frac{T}{\mu_l V_g^{0.6}} \quad (2.29)$$

Le nombre de Reynold :

$$R_e = \rho_l V_l d / \mu_l \quad (2.30)$$

Le nombre de Peclet :

$$Pe = V_l d / D_{lg} \quad (2.31)$$

Le nombre de Sherwood :

$$Sh = k_l d / D_{lg} \quad (2.32)$$

Le modèle de VOF calcule la fraction volumique de toutes les propriétés physiques des différentes phases pour chaque cellule de calcul

$$1 = \sum_{k=1}^n \alpha_k \quad (2.33)$$

$$\rho_{mix} = \sum_{k=1}^n \rho_k \alpha_k \quad (2.34)$$

$$\mu_{mix} = \sum_{k=1}^n \mu_k \alpha_k \quad (2.35)$$

Comme notre système est un écoulement composé de deux fluides différent gaz-liquide, les équations (2.26), (2.27), et (2.28) peuvent s'écrire comme suit :

$$\rho_{mix} = \alpha_l * \rho_l + (1 - \alpha_l) * \rho_g \quad (2.36)$$

$$\mu_{mix} = \alpha_l * \mu_l + (1 - \alpha_l) * \mu_g \quad (2.37)$$

II.5 Les conditions initiales et aux limites

L'état initial est fixé pour que la partie gazeuse représentant la poche de gaz soit à l'intérieur du tube rempli de liquide. Le liquide reçoit une vitesse d'entrée dans le tube, forçant la bulle de gaz à rester en place sans monter en raison de la gravité. La condition aux limites de non-glissement était appliquée aux parois du tuyau et la sortie la pression est réglée aux conditions atmosphériques. Une tension superficielle a été imposée entre les phases gaz-liquide. La force gravitationnelle sur le débit a été prise en compte. Toutes les valeurs d'entrée pour les vitesses et les conditions aux limites de la simulation CFD, a été choisie sur la base de la configuration

expérimentale de l'écoulement diphasique dans le tube vertical , **S. Benattalah [1], S. Benattalah et al. [82].**

Pour les conditions aux limites associées pour le tuyau et le fluide, sont supposées comme suit :

A l'entrée du tube

Domaine fluide :

A l'entrée du tuyau, un débit d'entrée est imposé avec un profil d'écoulement laminaire de type Poiseuille dans une conduite. La vitesse d'entrée est donnée par la forme de profil de Poiseuille :

$$U_l = 0, \quad V_l = V_0 \left(1 - \left(r / R^2\right)\right) \quad (2.38)$$

Domaine solide :

A la paroi de conduit :

$$U_l = V_l = 0$$

A la sortie du tube

Domaine fluide :

$$\frac{\partial U_l}{\partial y} = \frac{\partial V_l}{\partial y} = 0 \quad (2.39)$$

Domaine solide :

$$U_l = V_l = 0$$

Aux milieux du conduit :

On prend en compte les conditions dynamiques et on interpole correctement les variables dépendantes au voisinage de l'axe. L'interpolation permet de mettre en évidence la singularité à ce sujet :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial U_l}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x} \right) = 0 \quad (2.40)$$

Chapitre III

RESOLUTION NUMERIQUE

III.1 Introduction

La présence de surfaces séparant chaque phase rend la modélisation des écoulements diphasiques particulièrement difficile. Pour caractériser un écoulement diphasique, il faut modéliser le comportement de chaque phase tout en déterminant le mouvement de chaque interface, ce qui est un processus difficile. Des progrès significatifs ont été réalisés au cours des dernières décennies vers le développement de techniques numériques appropriées capables de résoudre des problèmes complexes en deux phases. Ensuite, il est suggéré que l'utilisation de la dynamique des fluides computationnelle (CFD) en utilisant FLUENT, peut aider à comprendre les phénomènes d'écoulement diphasique et les phénomènes liés au transfert de matière et de chaleur. En raison des économies de temps et d'argent, la dynamique des fluides computationnelle est devenue une partie intégrante de la recherche industrielle. **D. M. Essadki et al. [83]** et permet d'acquérir une grande quantité de connaissances qui peuvent parfois être difficiles à obtenir à partir de l'expérience. De nos jours, grâce à l'évolution des méthodes numériques de surveillance d'interface dans un écoulement diphasique, il est possible de modéliser directement le transfert de matière en fonction de l'évolution de la topologie de l'interface gaz-liquide. En effet, une bonne approche de suivi d'interface numérique doit être capable de décrire avec précision le mouvement d'une interface dans un champ de vitesse donné tout en localisant exactement l'interface dans le domaine de calcul, ce qui n'est pas une mince affaire compte tenu de la physique qui régit le mouvement de l'interface. Dans le cas spécifique de la poche de Dumitrescu-Taylor maintenue stationnaire dans une conduite verticale par un écoulement laminaire à contre-courant, la simulation numérique (CFD) peut être un très bon outil pour la compréhension et la modélisation de l'hydro-dynamique de la bulle et de sa décroissance en longueur au cours du temps devenant inaccessible par l'expérience.

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord, les différentes techniques numériques qui ont été développées pour le suivi d'interface avec leurs avantages et leurs limites. Ces techniques sont classées en deux grandes familles à savoir les méthodes lagrangiennes et les méthodes eulériennes. Ensuite, nous exposons notre logicielle de simulation utilisé dans notre travail de recherche.

III.2 Les critères de qualité des modelés numériques

Nous décrivons les différents problèmes rencontrés par les chercheurs numériques lorsqu'ils tentent de localiser et de surveiller une interface sur n'importe quel maillage avant d'introduire les principales techniques de suivi d'interface.

* Dans un premier temps, la structure de l'interface peut être plus ou moins complexe. La qualité d'une méthode est évaluée à l'échelle du maillage, ce qui signifie qu'une technique doit être capable de trouver l'interface de manière aussi fine que possible sur n'importe quel maillage donné. Il est crucial d'avoir cette capacité afin de définir précisément les conditions de saut sur la grille de calcul pour une solution discrète.

- En outre, l'interface peut se déplacer. La difficulté principale du personnage réside dans la nécessité de le suivre dans le temps. Effectivement, cette dynamique implique que dans certaines circonstances, l'interface peut subir plusieurs connexions et ruptures au fil du temps, ce qui peut entraîner des variations significatives du nombre de sous-espaces. Il est complexe de gérer ces événements et, dans la majorité des cas, il est nécessaire d'adopter une approche dite eulérienne, comme nous le verrons plus loin.
- Une autre conséquence immédiate et entièrement numérique du suivi d'interface est la préservation de la masse. Étant donné que la taille initiale d'un sous-espace peut être modifiée ou augmentée si l'on commet des erreurs avec le mouvement local de l'interface, les conséquences peuvent être ressenties de manière globale.
- Par la suite, il est essentiel de pouvoir identifier rapidement et avec précision les paramètres géométriques de l'interface, tels que la normale ou la courbure. Il est essentiel de calculer ces attributs dans de nombreuses situations, telles que lorsqu'une condition de saut selon la normale est imposée à l'interface.

- De plus, l'approche doit être facilement adaptable au modèle tridimensionnel, ce qui est loin d'être souvent le cas, car elle est généralement conçue initialement pour un modèle bidimensionnel.
- Il est également possible de mentionner rapidement la capacité à maintenir le concept d'interface strict, sans la diffusion de celui-ci, la capacité à s'adapter facilement à tout type de maillage, la possibilité de localiser et suivre plus de deux fluides sans ambiguïtés majeures, et potentiellement extensible pour améliorer les performances.
- Ainsi, en ce qui concerne les écoulements diphasiques, l'efficacité de la simulation d'écoulement est grandement déterminée par l'efficacité de la surveillance de l'interface et la capacité à fixer les conditions de saut de manière aussi précise que possible.

III.3 Les techniques de suivi d'interface

La Figure III-1 décrit le maillage utilisé pour les différentes méthodes de suivi d'interface :

- méthodes lagrangiennes maillage mobile adaptatif Figure III-1.a.
- méthodes eulériennes où le maillage est fixe Figure III-1.b.

Ces deux méthodes guider les chercheurs travaillant dans le domaine de la modélisation numérique à la manière appropriée de résoudre les problèmes.

Chaque méthode ayant des avantages et des limites qui la rendent plus ou moins adaptée à chaque circonstance.

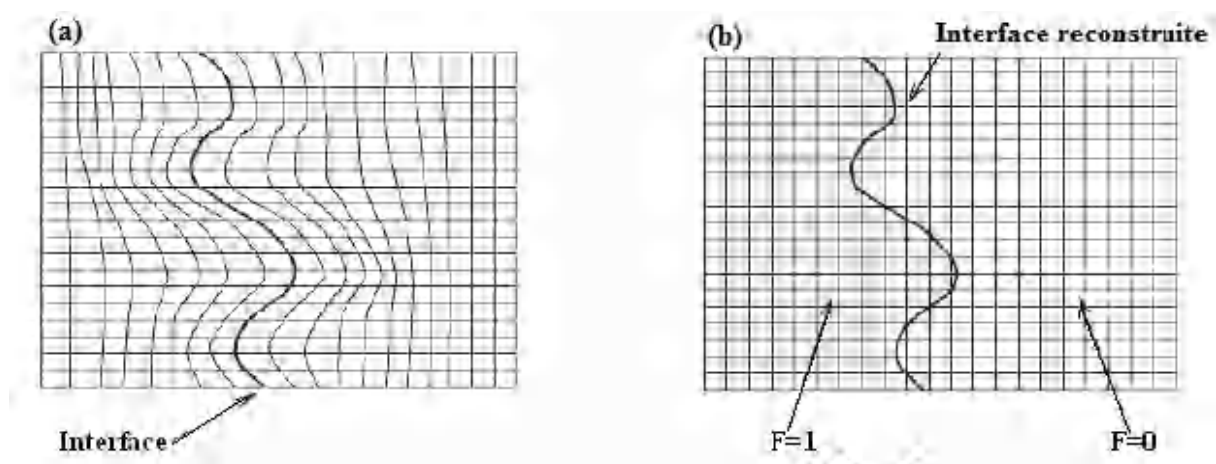


Figure III-1 : Schéma expliquant les deux grandes familles des méthodes pour le suivi d'interface. (a) Méthode lagrangienne (maillage mobile), (b) Méthode eulérienne (maillage fixe).

III.4 L'approche lagrangienne

Les techniques lagrangiennes se distinguent par l'utilisation de maillages mobiles, ce qui permet un suivi très précis de l'évolution de l'interface. A chaque pas de temps, le maillage est reconstruit pour se conformer à la forme et à l'emplacement modifié de l'interface. Cette méthode a l'avantage de pouvoir tracer précisément l'interface, permettant d'imposer simplement et rigoureusement les contraintes aux frontières (tangente et normale à l'interface). Cependant, lorsqu'il s'agit de faire face à des défis physiques complexes où l'interface rencontre d'énormes contraintes dues à la rupture ou à la reconnexion de l'interface, **B. Ramaswamy et al. [84]**.

III.5 L'approche eulérienne

Dans L'approche Euler-Euler, les différentes phases sont traitées mathématiquement comme des milieux continus s'interpénétrant qui sont soumis aux lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Étant donné que le volume d'une phase ne peut pas être porté occupé par les autres phases, le concept de la fraction volumique est introduit. Ces fractions de volume sont supposées être des fonctions continues de l'espace et du temps et leur somme est égale à une. Des équations de Conservation pour chaque phase sont dérivées pour obtenir un ensemble d'équations, qui ont une structure similaire pour toutes les phases. Ces équations sont fermées en fournissant des relations constitutives qui sont obtenues à partir d'informations empiriques ou dans le cas des écoulements granulaires par application de la théorie cinétique **M. R. Maxey et J. J. Riley [85]**. Les approches eulériennes, contrairement aux méthodes lagrangiennes, ont besoin d'un maillage fixe sur lequel l'interface se développe librement. De cette façon, l'interface est localisée via une indication (fonction de présence). Les procédures eulériennes peuvent être divisées en deux types :

III.5.1 Les méthodes de suivi du front mobile (Front Tracking)

III.5.1.1 Méthodes de marqueurs de front (Surface Tracking)

Le fondement des techniques de suivi de front est la représentation de l'interface par un ensemble des points constitués appelés marqueurs. Une équation d'évolution est résolue à chaque pas de temps pour identifier le nouvel emplacement des marqueurs, ceci pour dire la position de l'interface. Pour désigner l'interface, de nombreuses manières ont été utilisées. **M.**

J. Hyman [86] ont proposé de marquer une interface libre sur un maillage fixe en utilisant des particules sans masse pour suivre l'interface *Figure III-2*. Pour montrer les marqueurs par une approche lagrangienne est utilisé un champ de vitesse local. Le transfert de l'interface est assez sensible à la distance entre les marqueurs dans cette technique. Lorsque la distance entre les marqueurs est grande, le transport d'interface manque de précision, il faut donc contrôler la répartition des marqueurs. En outre, La distance entre les marqueurs n'est pas fixe, nécessitant la gestion des positions des marqueurs lors de la simulation. Les particules doivent être correctement ordonnées pour le calcul de l'angle de courbure de l'interface, ce qui nécessite une renumérotation et un réarrangement continus des marqueurs. Enfin, L'approche dont nous avons parlé ne nous permet pas le traitement des connections et des ruptures au niveau d'interface. **C. W. Hirt et B. D. Nichols [2]** ont Le concept de marqueurs peut être étendu en reliant les points sur l'interface à des points sur un plan de correspondance. Une fonction de distance ou de hauteur détermine l'emplacement de l'interface, comme illustré dans la *Figure III-3*. Toutefois, dans des situations complexes, cette méthode ne peut pas identifier la forme d'interface adéquate. Une nouvelle approche de suivi de front a été proposée par **S. O. Unverdi et G. Tryggvason [87]**, qui ont utilisé un maillage non structuré et mobile pour représenter l'interface. Cette approche se distingue des autres par le fait qu'elle ajoute une épaisseur prédéterminée à l'interface le long du calcul, d'environ 2 ou 3 mailles, afin de garantir la stabilité du calcul des équations Navier-Stokes. On transporte le maillage de l'interface de manière lagrangienne. Ce nouveau procédé résout de nombreux problèmes numériques, comme la diffusion numérique de l'interface, ainsi que d'autres problèmes, comme les oscillations, qui peuvent se produire en raison de fluctuations trop brusques de densité et de viscosité. Toutefois, il est compliqué de mettre en place cette stratégie lorsque la topologie de l'interface évolue considérablement pendant le calcul. Enfin, il est difficile d'appliquer ce genre d'approche aux écoulements tridimensionnels, ce qui limite son utilisation dans de telles configurations. **G. Pacquaut [88]**.

Avantage :

- Bonne précision de définir la position de l'interface.
- Les marqueurs de front comprennent leur flexibilité, leur précision et leur capacité à gérer des surfaces complexes et dynamiques.

Inconvénients :

- Coût en temps de calcul : Le temps de calcul des méthodes de marqueurs de front peut être coûteux, surtout pour la simulation avec des surfaces complexes.
- Les marqueurs doivent être régulièrement mis à jour et les calculs doivent être effectués pour chaque marqueur.
- Besoin de maillages fins : pour une résolution précise de la frontière, des maillages fins sont souvent nécessaires, ce qui peut également augmenter le temps de calcul.
- Sensibilité aux instabilités numériques : les méthodes de marqueurs de front sont sensibles aux instabilités numériques, telles que les oscillations de Gibbs, qui peuvent affecter la précision de la simulation.
- Il est nécessaire de redistribuer les marqueurs régulièrement afin d'obtenir une bonne répartition.
- La position des marqueurs doit être mise à jour et stockée en mémoire. - Les changements topologiques (fusion ou séparation d'interfaces) sont difficiles à gérer (un critère d'arrêt doit être défini).
- Le schéma numérique peut être instable lorsque deux marqueurs sont très proches.

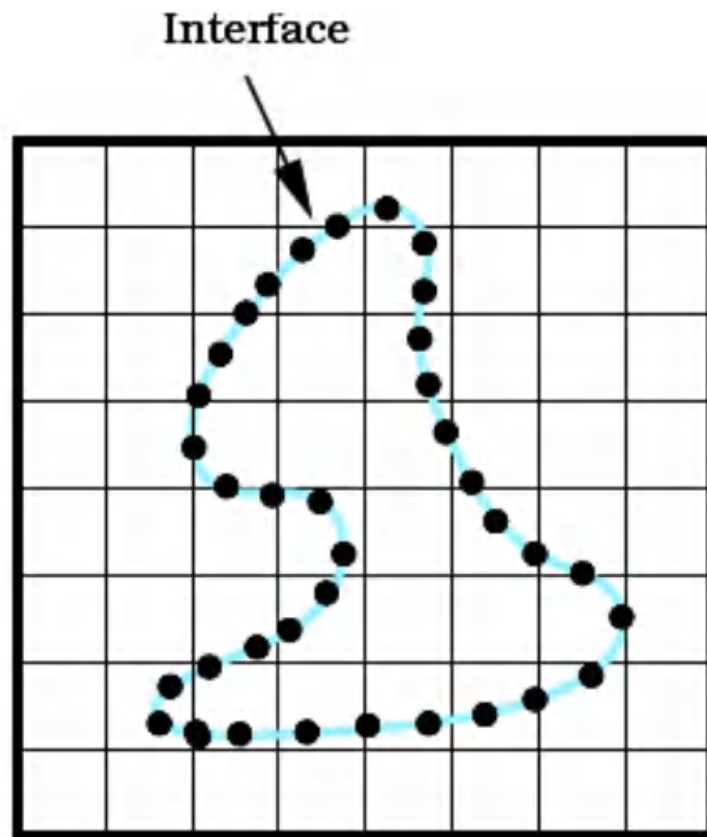


Figure III-2 : Illustration de la méthode des marqueurs d'interface.

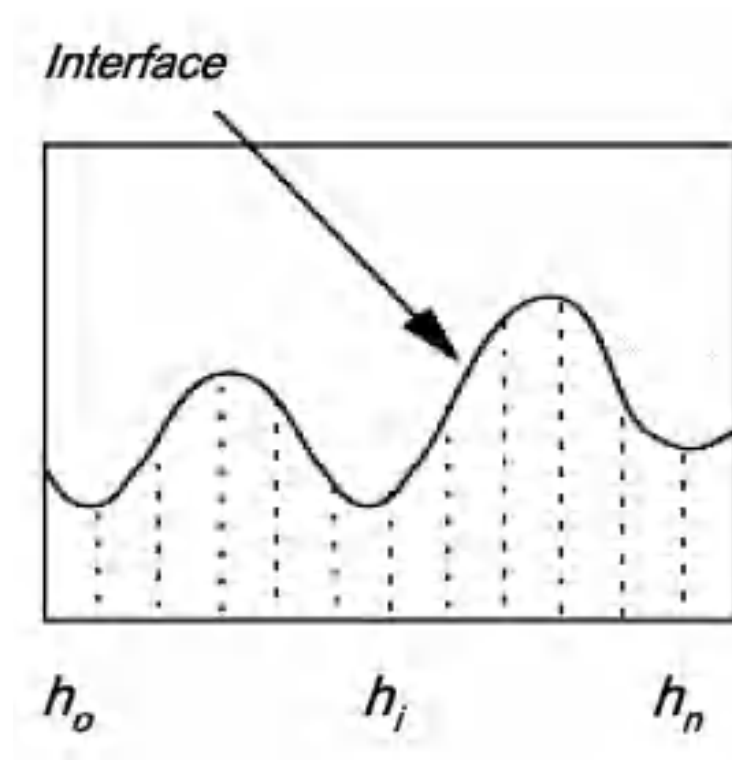


Figure III-3 : Illustration de la méthode fonction de distance.

III.5.1.2 Méthodes de marqueurs de volume (Volume Tracking)

L'interface n'est plus suivie dans les méthodes de suivi du volume ; le volume des phases est plutôt transmis à l'aide d'une fonction de présence ou de taux de présence. Parce que l'interface n'est pas clairement comprise, c'est le défaut fondamental de cette stratégie. L'interface est fréquemment refaite par la suite. Cependant, d'autres approches omettent l'étape de reconstruction de l'interface, qui nécessite une stratégie numérique sophistiquée pour transférer le taux de présence et gérer l'épaisseur numérique de l'interface. **F. H. Harlow et J. E. Welch [89]** ont mis au point la technique des marqueurs de volume (**Marker Et Cells, MAC**), qui utilise des marqueurs à l'intérieur du fluide pour identifier les zones remplies par ce fluide. Par conséquent, les cellules dépourvues de marqueurs sont considérées comme vides. Les cellules traversent l'interface de la zone des cellules qui contient les marqueurs vers la zone des cellules vides. La *Figure III-4* montre que toutes les cellules qui ont des marqueurs sont considérées comme pleines. Le flux transporte les marqueurs selon une technique lagrangienne. Cette approche est très intrigante car elle fournit des formes d'interface précises dans des conformations complexes. En revanche, une représentation réaliste de l'interface nécessite un nombre élevé de marqueurs. De plus, pour assurer une

précision acceptable tout au long du calcul, les marqueurs doivent être continuellement redistribués dans les régions où l'écoulement a provoqué leur dispersion **G. Pacquaut [88]**.

Avantage :

- Précision : La méthode de suivi de volume permet une représentation précise de la géométrie et de la topologie du domaine de simulation, ce qui permet de capturer les caractéristiques complexes des écoulements de fluides.
- Flexibilité : Cette méthode permet de modéliser différents types de phénomènes, tels que les écoulements compressibles et incompressibles, les écoulements multiphasiques, les écoulements à haute vitesse et les écoulements instationnaires.
- Stabilité : Le suivi de volume est une méthode stable, qui permet d'éviter les problèmes de stabilité numérique associés à d'autres méthodes de simulation des écoulements.
- Conservation de la masse : La méthode de suivi de volume est basée sur la conservation de la masse, ce qui signifie qu'elle conserve le volume du fluide lors de la simulation.
- Grâce aux marqueurs, l'interface n'est pas sauvegardée mais simplement reconstruite.

Inconvénients :

- Méthode peu précise.
- Coût de calcul élevé : La méthode de suivi de volume nécessite un grand nombre de calculs pour résoudre les équations de la dynamique des fluides, ce qui peut entraîner des temps de calcul longs et des coûts élevés.
- Difficulté pour les géométries complexes : La méthode de suivi de volume peut rencontrer des difficultés lorsqu'elle est utilisée pour modéliser des géométries complexes, en particulier celles qui comportent des surfaces courbes et des interfaces entre des fluides de densités différentes.
- Erreur de diffusion : Cette méthode peut présenter des erreurs de diffusion, ce qui peut affecter la précision des résultats de simulation.
- Sensibilité aux conditions aux limites : La méthode de suivi de volume peut être sensible aux conditions aux limites, ce qui signifie que des erreurs peuvent survenir si les conditions aux limites ne sont pas correctement spécifiées.

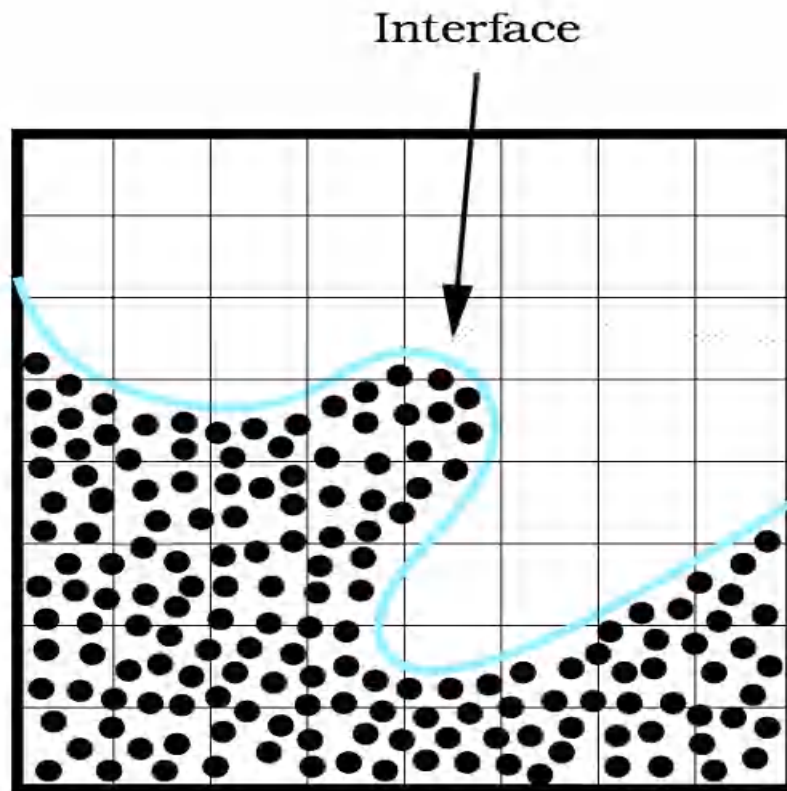


Figure III-4 : Méthode MAC.

III.5.2 Les méthodes de capture du front mobile (Front Capturing).

III.5.2.1 Méthode Level-Set (Level set method)

On utilise la méthode Level Set dans différents domaines, allant de l'imagerie médicale pour aider au diagnostic jusqu'au suivi des interfaces dans les écoulements diphasiques. Cette méthode repose sur la définition d'une fonction interface (Level Set) dans le domaine de calcul. Dans une phase, cette fonction est positive tandis que dans l'autre, elle est négative, et la courbe de niveau zéro représente la position de l'interface. L'équation d'advection de la fonction Level Set est résolue, ce qui permet de prédire les mouvements de l'interface dans un certain champ de vitesse. Pour résoudre l'équation d'advection de la fonction Level Set, il est possible d'utiliser des schémas numériques classiques en l'absence de discontinuité de la fonction Level Set. Toutefois, cette approche présente un souci : la conservation de la masse est altérée au fil du temps. **M. Sussman et al. [90]** ont proposé une solution à ce problème en utilisant un algorithme de redistribution de la fonction (Level Set) qui a permis d'améliorer ce défaut. Cette méthode a été largement utilisée pour la simulation des écoulements diphasiques

depuis les premiers développements de **S. Osher et J. A. Sethian [91]**. Il existe deux approches, soit l'observation de ce qui se passe en un point de l'espace (approche Eulérienne) soit le suivi du parcours d'une particule fluide (approche Lagrangienne) **G. Pacquaut [88]**.

Avantage :

- Flexibilité topologique : La méthode level-set peut gérer les changements topologiques, tels que la fusion et la division des frontières, sans avoir besoin de suivre explicitement la frontière elle-même. Cela la rend particulièrement utile pour les problèmes où la topologie de la frontière peut changer dans le temps, comme dans la dynamique des fluides ou l'optimisation des formes.
- Représentation implicite : La frontière est représentée implicitement comme l'ensemble de niveau zéro d'une fonction de dimension supérieure, ce qui facilite la gestion des géométries complexes et évite le suivi explicite de la frontière. Cela permet également d'incorporer plus facilement des contraintes et des termes de régularisation supplémentaires dans la formulation du problème.
- Stabilité numérique : La méthode des ensembles de niveaux est généralement plus stable numériquement que les techniques traditionnelles de suivi des frontières, qui peuvent être sensibles à de petites perturbations de la frontière.
- Polyvalence : La méthode level-set a été appliquée avec succès à un large éventail de problèmes, allant de la segmentation d'images et de l'analyse de formes à la dynamique des fluides et à la mécanique des solides. Cette polyvalence en fait un outil précieux pour de nombreux domaines différents.
- Couplage possible avec d'autres méthodes (couplages Level-set / VOF, Level-set / volume tracking)

Inconvénients :

- Initialisation : La méthode level-set nécessite une initialisation minutieuse de la fonction level-set, ce qui peut s'avérer difficile pour les géométries complexes ou dans les cas où la frontière initiale n'est pas bien définie. Une initialisation imprécise peut conduire à des résultats incorrects ou même à une absence de convergence.
- Coût de calcul : La méthode level-set peut être onéreuse en matière de calcul notamment pour les problèmes avec un grand nombre de pas de temps. La résolution

des équations différentielles partielles impliquées dans la méthode peut nécessiter des ressources informatiques importantes.

- Réglage des paramètres : La méthode level-set fait intervenir plusieurs paramètres, tels que le pas de temps et les termes de régularisation, qui doivent être soigneusement réglés pour garantir des résultats précis. Des valeurs incorrectes des paramètres peuvent conduire à des solutions incorrectes ou instables.
- Perte de la propriété intrinsèque de distance signée (étirements + resserrements).

III.5.2.2 Méthode du volume de fluide (Volume Of Fluid)

La méthode VOF (Volume Of Fluid) a été introduite par **C. W. Hirt, B. D. Nichols [92]**, où le fluide n'est plus détecté par des marqueurs, mais par la fraction volumique de l'un des deux fluides à l'intérieur de chaque cellule. Le modèle VOF est une méthode utilisée pour suivre la surface d'un maillage eulérien fixe. Sa conception a été spécialement adaptée à deux fluides ou plus non miscibles où la position de l'interface entre les fluides est essentielle. Au sein du modèle VOF, les fluides partagent un ensemble unique d'équations de quantité de mouvement, et on surveille la fraction volumique de chaque fluide dans chaque cellule de calcul dans tout le domaine. La méthode VOF peut être utilisée pour les écoulements suivant : stratifié, surface libre, remplissage, ballotement et le mouvement des bulles volumineuses, problèmes des ruptures des barrages, et le suivi toute les interfaces liquide-gaz. **M. R. Maxey et J. J. Riley [85]**. A une autre définition, c'est une méthode de résolution des équations de transition couramment utilisées dans les codes de dynamique des fluides computationnelle, dans laquelle le champ de calcul est divisé en volumes contrôlés et les principes de conservation sont appliqués à chaque volume de contrôle, ce qui garantit l'intégrité de chaque cellule ou au niveau du champ. C'est un gros avantage de cette méthode, de plus, cette méthode permet également l'utilisation des maillages irréguliers qui réduisent le temps de calcul. Cette méthode a un sérieux avantage par rapport à la méthode MAC puisque il n'est plus nécessaire de stocker une quantité considérable d'information dans chaque cellules, une seule information suffit (le taux de présence). Cette méthode VOF est actuellement utilisée dans de nombreux codes industriels (FLUENT, STARC CD, ...). Elle consiste à résoudre une équation de transport pour une fonction scalaire qui représente le taux de présence que nous noterons F .

L'équation s'écrit :

$$\partial F / \partial t + \mathbf{U} \cdot \nabla F = 0$$

Le taux de présence varie entre 0 et 1 pour repérer les deux phases. Il vaut $F=1$ si la cellule de calcul est remplie et $F=0$ si la cellule est vide. L'interface est alors dans les cellules où ($0 < F < 1$), voir *Figure III-1*. Cette approche convient particulièrement pour simuler des écoulements diphasiques avec une topologie d'interface complexe.

On peut classer les méthodes VOF en deux catégories principales : la méthode VOF avec reconstruction de l'interface et la méthode VOF sans reconstruction de l'interface. Les méthodes VOF avec reconstruction d'interface permettent une localisation satisfaisante de l'interface en la reconstruisant maille par maille, tout en garantissant un transport adéquat de la fonction de taux de présence **G. Pacquaut [88]** :

Avantages :

- Elle permet d'éviter les problèmes topologiques.
- La méthode VOF est capable de suivre avec précision l'interface entre deux fluides, ce qui la rend très utile pour modéliser les phénomènes de séparation de phase, tels que l'évaporation, la condensation et la coalescence de gouttelettes.
- Elle est relativement simple à implémenter dans les codes de simulation numérique, car elle ne nécessite pas de modèles supplémentaires pour modéliser la dynamique de l'interface.
- Elle permet une conservation exacte de la masse et de la quantité de mouvement, ce qui la rend utile pour les problèmes dans lesquels la conservation de ces quantités est importante.
- Inconvénients :
- La méthode VOF peut être onéreuse en ce qui concerne le temps de calcul. en particulier pour les problèmes complexes dans lesquels l'interface se déplace rapidement.
- Elle peut rencontrer des problèmes de stabilité numérique, en particulier lorsque les cellules du maillage sont très déformées ou lorsque l'interface est très fine.
- La méthode VOF peut être difficile à utiliser pour modéliser les écoulements à bulles, les écoulements à haute vitesse ou les écoulements avec une tension de surface faible. Dans ces cas, d'autres méthodes numériques, telles que la méthode Level Set, peuvent être plus appropriées.

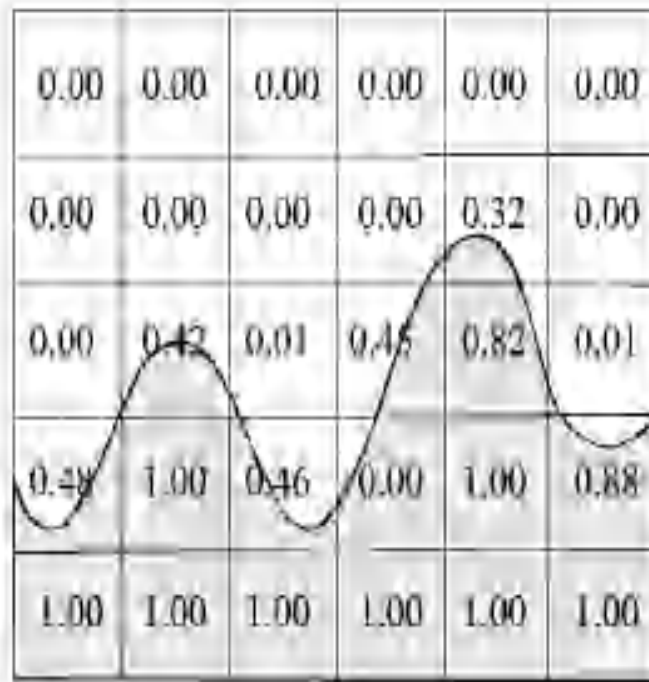


Figure III-5 : Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret.

III.6 Les procédures d'utilisation CFD

Configuration initiale : les Configuration initiale traduisent le problème de flux sous une forme pratique et l'insèrent dans une langue programmation pour la dynamique des fluides numérique. La procédure générale comprend la définition l'environnement géométrique, la génération de maillage, la définition de modèle physique, et la définition les conditions aux limites. Dans une première étape, l'environnement géométrique du domaine étudié doit être défini, après quoi le domaine étudié est divisé en petites cellules qui ne se superposent pas au moyen d'outils de génération de maillage. La définition d'un modèle physique comprend le choix du phénomène physique et/ou chimique à modéliser et la détermination de ses propriétés physiques et/ou chimiques. Ensuite, les conditions aux limites sont définies pour déterminer le comportement du fluide et les propriétés des cellules situées aux limites du champ étudié. Les conditions initiales doivent également être précisées pour les domaines transitoires aussi si nécessaire. En principe, il existe deux types de conditions aux limites :

- Conditions de Dirichlet
- Conditions de Newman

La condition aux limites de type Dirichlet spécifie une valeur constante ou une quantité constante à la limite. Alors que la condition aux limites de Newman décrit un gradient constant.

Des conditions aux limites plus complexes peuvent également être introduites en spécifiant une combinaison de valeur et de gradation à la limite. **M. Essadki et al. [83]**. Étape de la solution : Dans cette étape, les équations différentielles qui régulent le problème sont converties en un ensemble d'équations algébriques linéaires, ce qui définit la discrétisation, après ça l'ensemble résultant d'équations algébriques est résolu à l'aide de différentes méthodes numériques, qui sont souvent itératif. La discrétisation des équations différentielles peut se faire de plusieurs manières, dont les plus importantes sont : les différences finies, les éléments finis et les volumes finis. seront effectués dans cette thèse utilisation de la méthode des volumes finis, qui est la méthode la plus largement utilisée dans la programmation de la mécanique des fluides connus, y compris le programme ANSYS FLUENT utilisé dans la présente étude.

La méthodologie des volumes comprend Il se compose de trois étapes : l'intégration dans chaque cellule, la division des équations d'intégration et enfin la résolution des équations algébrique. La première étape consiste à intégrer les équations déterminantes pour chaque volume de contrôle, où les équations représentent L'intégration résultante est isotrope (masse, quantité de mouvement, énergie, etc.) pour chaque volume de contrôle.

Au deuxièmement pas, les équations d'intégration sont converties en un ensemble d'équations algébriques en appliquant des divisions spatio-temporelles, où l'intégration volumétrique des limites de charge et de perméabilité est transformée en intégrales de surface par ce que l'on appelle l'intégration gaussienne, et les valeurs des variables sont entrées sur les surfaces des cellules dans des équations algébriques. Ce processus a un ensemble de schémas de discrétisation qui diffèrent par la précision, l'amortissement et le confinement de la solution. Enfin, les équations algébriques doivent être résolues et cela se fait généralement par des méthodes itératives.

Cette étape permet à l'utilisateur de traiter les résultats et de revoir et analyser les résultats de la solution.

III.7 Avantages de CFD

Les progrès majeurs dans le domaine de la modélisation d'écoulements multiphasiques offrent des améliorations substantielles des procédés qui ont le potentiel d'améliorer considérablement les opérations des usines de traitement. La prédiction des champs d'écoulement multiphasiques, dans le domaine de l'industrie pétrolière et des réacteurs nucléaires ainsi que dans le domaine des réactions chimiques, est cruciale pour le fonctionnement de la plupart. Jusqu'à présent, l'incapacité de modéliser avec précision ces interactions a limité le rôle que la simulation pourrait jouer dans l'amélioration des opérations. Au cours des dernières années, les développeurs des logiciels de simulations sur ce domaine pour développer de nouvelles méthodes de modélisation qui peuvent simuler des flux gaz-liquide-solide à un niveau de fiabilité beaucoup plus élevé. Par conséquent, les ingénieurs de l'industrie des procédés commencent à utiliser ces méthodes pour apporter des améliorations majeures en évaluant des solutions de rechange qui seraient, sinon impossibles, trop coûteuses ou trop longues à tester sur le sol de l'usine. Au cours des dernières décennies, **D. Zhang et al. [93]** le CFD a été utilisé pour améliorer la conception des processus en permettant aux ingénieurs de simuler les performances de configurations alternatives, éliminant les conjectures qui seraient normalement utilisées pour établir la géométrie de l'équipement et les conditions du processus. L'utilisation du CFD permet aux ingénieurs d'obtenir des solutions pour des problèmes de géométrie et de conditions aux limites complexes. Une analyse CFD donne des valeurs pour la pression, la vitesse du fluide, la température et la concentration en espèces ou en phases sur une grille de calcul dans tout le domaine de la solution **M. R. Maxey et J. J. Riley [85]**. Les avantages du CFD peuvent être résumés comme suit :

- Il offre la flexibilité de modifier les paramètres de conception sans les frais de modifications matérielles. Cela coûte donc moins cher que les expériences en laboratoire ou sur le terrain, ce qui permet aux ingénieurs d'essayer plus de conceptions alternatives que ce qui serait possible autrement.
- Il a un temps d'exécution plus rapide que les expériences.
- Il guide l'ingénieur à la racine des problèmes, et est donc bien adapté pour le dépannage.
- Il fournit des informations complètes sur un champ d'écoulement, en particulier dans les régions où les mesures sont difficiles ou impossibles à obtenir.

III.8 Modélisation CFD des systèmes multi-phases

Cette section se concentre sur la modélisation CFD des systèmes multiphasiques. Voici quelques exemples de systèmes multi-phases :

- Écoulement multi phase liquide-solide.
- Écoulement multi phase liquide-liquide.
- Écoulement multi phase gaz-solide.
- Écoulement multi phase liquide-gaz (L'écoulement à bulles, l'écoulement a poche et écoulement annulaire, etc.

III.8.1 Choix de la méthode numérique

Afin d'obtenir cette solution numérique, les équations différentielles doivent être converties en algébriques à l'aide d'une méthode de discrétisation la plus couramment employée dans les problèmes d'écoulement et de transfert de masse et thermique, telle que la méthode des différences finies, des volumes finis et l'élément finis. On a opté la méthode des volumes finis pour notre étude. Les équations de transport sont intégrées dans cette méthode dans un volume fini appelé « Volume de Contrôle » qui couvre le domaine physique. La valeur d'une variable est liée aux valeurs des variables des points voisins par une équation algébrique appelée résultat de discrétisation en un point. Cette méthode de discrétisation des équations de transport offre certains bénéfices : elle facilite le traitement des milieux hétérogènes, assure la conservation de la masse et de la quantité de mouvement dans chaque volume de contrôle, ainsi que dans tous les domaines de calcul utilisés. De plus, cela rend la linéarisation des termes sources plus facile s'ils ne le sont pas.

III.8.1.1 La méthode des volumes finis basée sur le nœud centré

Ici le champ arithmétique est divisé en un réseau, de sorte que chaque élément du maillage forme un volume de contrôle, de sorte que les équations de transition soient intégrées sur tous les volumes d'observation et ainsi obtenir un ensemble d'équations algébriques pour chaque volume ou cellule de contrôle. Dans cette méthode, une valeur pour chaque variable est stockée dans le nœud au centre de la cellule, cependant les équations détaillées Il comprend des valeurs pour les faces des cellules, des méthodes d'interpolation sont donc utilisées pour obtenir des valeurs approximatives à ces positions. Le choix de la méthode d'interpolation a un effet significatif sur la stabilité numérique, le taux de convergence et la précision.

III.8.1.2 La méthode des volumes finis à base de nœuds de coin

Ici les volumes d'observation sont créés autour de chaque sommet d'un volume de contrôle, c'est-à-dire le coin de chaque cellule. C'est-à-dire que les angles de la maille sont utilisés pour stocker les variables. Comme dans l'approche basée sur le nœud central, les équations gouvernantes sont intégrées sur chaque volume de surveillance. Cependant, étant donné que le volume de surveillance réside dans de nombreux éléments du maillage, le processus de partitionnement a lieu au sein de chaque élément, puis les propriétés sont réparties sur le volume de surveillance correspondant. Il y a un besoin de résoudre des équations détaillées pour des emplacements autres que les sommets de maille et il y a un besoin d'approximation.

III.8.2 Le choix d'un modèle multiphasique

La première étape pour résoudre un problème multiphasique est de déterminer lequel des meilleurs régimes représentent le flux multiphasique. Les directives générales fournissent de manière générale et la détermination des modèles appropriés pour chaque régime, des lignes directrices et des détails sur la façon de déterminer le degré de couplage interphase pour les écoulements impliquant des bulles, des gouttelettes ou des particules, et les modèles appropriés pour différentes quantités de couplage. En général, une fois que le régime d'écoulement est déterminé, la meilleure représentation pour un système multiphasique peut être sélectionnée en utilisant un modèle approprié basé sur les lignes directrices suivantes **A. Fluent [94]**.

Des détails supplémentaires et des directives pour choisir le modèle approprié pour les flux impliquant des bulles des particules ou des gouttelettes peuvent être trouvés. Des informations détaillées sur le mouvement et la déformation des bulles ainsi que sur les lois de fermeture inter-faciale peuvent être obtenu par des modèles de suivi d'interface, qui résolvent les équations instantanées de Navier-Stokes pour obtenir le champ d'écoulement de gaz et de liquide avec une résolution spatiale très élevée sans empirique équations constitutives. L'inconvénient de ce modèle est que le nombre de bulles qui peuvent être simulé simultanément est limitée (<100 bulles). Différentes méthodes ont été utilisées pour cela technique de suivi de l'interface.

III.8.3 Le choix de type de solution

Les softwares et programmes de mécanique des fluides offrent deux méthodes de base pour simuler un écoulement : la première est appelée solution basée sur la densité. La seconde est

appelée solution basée sur la pression. Historiquement, la solution basée sur la pression a été développé pour les écoulements à faible vitesse et incompressible, tandis que la solution basée sur la densité a été développé principalement pour résoudre les écoulements compressibles à grande vitesse. Cependant, le champ de travail des deux méthodes a été élargi et leurs équations reformulées afin de résoudre un large éventail de conditions d'écoulement quelles que soient leurs utilisations traditionnelles **A. Fluent [94]**.

Dans les deux méthodes, le champ de vitesse est déduit des équations de quantité de mouvement. Dans la méthode de la solution basé sur la densité l'équation de continuité utilisée pour dériver le champ de densité, tandis que le champ de pression est dérivé à partir l'équation d'état. Dans le cas, dans la méthode de la solution basé sur la pression, le champ de pression est obtenu en résolvant l'équation de pression ou correction de pression, qui est déduite en combinant les équations de continuité avec l'équation de quantité de mouvement. En utilisant l'une ou l'autre des deux méthodes, il est possible de résoudre les équations qui régulent l'écoulement, qui sont les équations de conservation de masse conservation de quantité de mouvement et conservation d'énergie si nécessaire, en plus d'autres équations qui régulent le reste les paramètres scalaires, tels que la turbulence, sous leur forme intégrale. Les deux méthodes dépendent d'un algorithme basé principalement sur la technique du volume arbitraire et comprend les éléments suivants : **A. Fluent [94]**.

- Construction de la géométrie par l'outil informatique et diviser en plusieurs petite éléments ou volume par le maillage approprié.
- Intégration des équations qui régulent le débit dans chaque volume arbitraire afin de former des équations algébriques pour chaque variable indépendante telle que la vitesse, la pression, les températures et le reste des autres expressions scalaires mémorisées.
- Convertissez les équations algébriques précédentes en équations algébriques linéaires et résolvez l'ensemble d'équations linéaires résultant afin de donner de nouvelles valeurs pour les variables indépendantes.

III.8.4 La solution basée sur la pression

La méthode de résolution basée sur la pression utilise un algorithme de résolution dans lequel les équations d'ordre sont résolues séquentiellement et séparément. Les équations étant non linéaires et liées les unes aux autres (les champs de vitesse et de pression sont couplés), la boucle de solution doit être effectuée par itération jusqu'à ce que la convergence numérique de

la solution soit atteinte. La méthode de résolution basée sur la pression utilise deux algorithmes de résolution, le premier est appelé algorithme séparé et le second est appelé algorithme couplé.

III.8.4.1 Algorithme séparé

Dans un algorithme discret, les équations régulières sont résolues indépendamment pour toutes les variables une par une. En principe, un algorithme discret a un net avantage en termes d'économie d'utilisation de la mémoire de l'ordinateur, car seule l'équation en cours de résolution doit être sauvegardée en mémoire, et donc une seule équation est stockée à un instant donné, mais la convergence de la solution peut être relativement lente par rapport à la résolution d'équations en association.

1. Dans l'algorithme de séparation, chaque itération se compose de l'algorithme suivant :
2. Mise à jour des propriétés du champ (densité, vitesse, pression, chaleur spécifique) y compris la viscosité turbulente Selon les valeurs précédentes.
3. Résoudre les équations de quantité de mouvement une par une en utilisant des valeurs de pression et de débits précédemment mises à jour masse surfacique.
4. Résoudre l'équation de correction de pression en utilisant le champ de vitesse extrait du débit massique.
5. Corrigez les débits massiques, la pression et le champ de vitesse en utilisant la correction de pression utilisée à l'étape précédent.
6. Résoudre les équations d'autres expressions scalaires, si elles existent, telles que les équations de perturbation, Énergie, et intensité de rayonnement en utilisant les dernières valeurs des variables de solution.
7. Mise à jour des valeurs des variables d'interférence entre les différentes phases dans le cas où le flux est multiphasique.
8. Choisissez la convergence des équations.
9. Ces étapes sont répétées et poursuivies jusqu'à ce que le critère de convergence requis soit atteint.

III.8.4.2 Algorithme couplé

Contrairement à l'algorithme séparé précédemment décrit dans l'algorithme corrélé à la solution basé sur la pression, résout un ensemble d'équations composé d'équations de quantité de mouvement et d'une équation de continuation dépendante de la contrainte en même temps.

En conséquence, dans l'algorithme associé, les étapes 2-3 de l'algorithme séparé sont remplacées par une étape, qui est un ensemble d'équations liées qui sont résolues ensemble, tandis que le reste des équations est résolu d'une manière distincte comme dans l'algorithme de séparation. **A. Fluent [94]** Puisque les équations quantiques et continues sont résolues grossièrement de manière corrélée, le taux de convergence de la solution est significativement amélioré par rapport à ce qui est le cas dans l'algorithme discret. D'autre part, les besoins en mémoire sont augmentés de 1,5 à 2 fois par rapport à ce qui est le cas dans l'algorithme discret en raison de la nécessité d'une méthode de résolution basée sur la densité

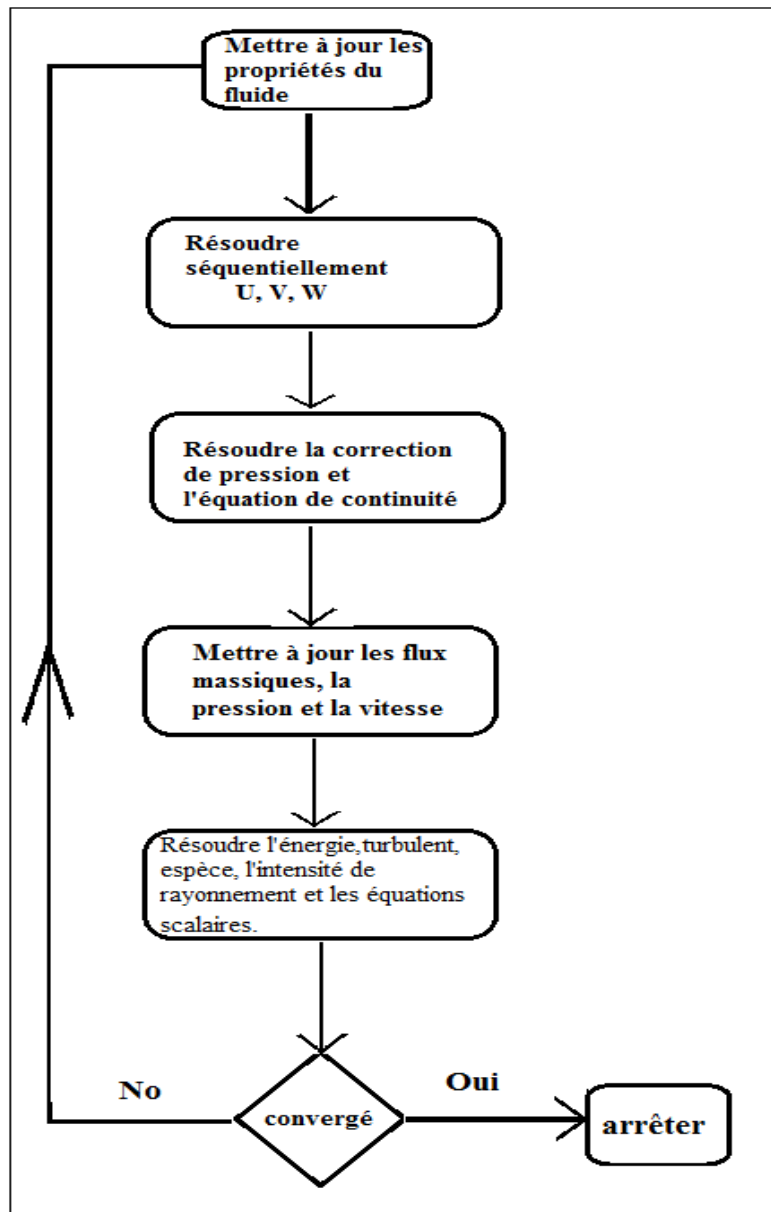


Figure III-6 : Présentation de la méthode séparée basée sur la pression.

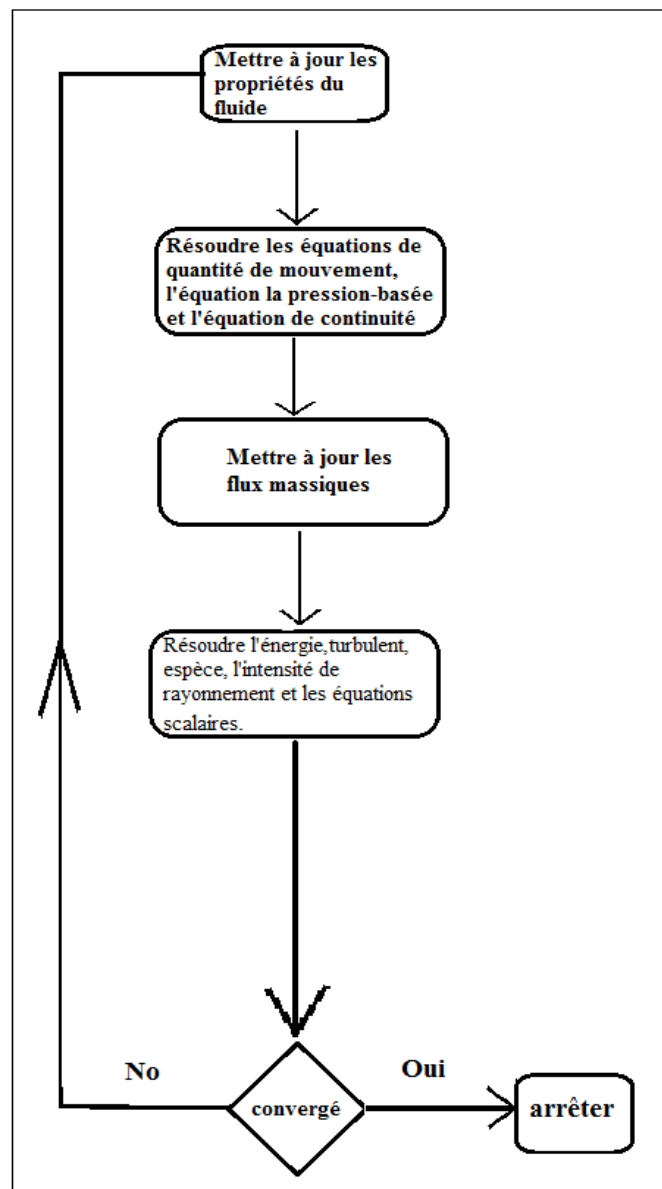


Figure III-7 : Présentation de la méthode couplée basée sur la pression.

III.8.5 La solution basée sur la densité

Résout les équations de normalisation pour le flux, la continuité, la quantité de mouvement et l'énergie, et le reste des équations ensemble (les équations sont liées les unes aux autres), tandis qu'elle résout les équations de régularisation pour d'autres quantités scalaires, telles que la turbulence et le rayonnement, plus tard et de manière séquentielle (séparés les uns des autres et d'un ensemble d'équations connexes). Étant donné que les équations régulières sont non linéaires et liées, plusieurs boucles itératives doivent être effectuées avant que la solution ne converge. Chaque itération comprend les étapes illustrées à la *Figure III-8*.

1. Mettez à jour les propriétés du flux en fonction de la solution actuelle, mais si le processus de solution vient de démarrer Les propriétés de flux sont mises à jour en fonction des valeurs définies initiales.
2. Résoudre ensemble les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie au besoin.
3. Résoudre les équations d'autres expressions scalaires, si nécessaire, telles que la turbulence et le rayonnement, en utilisant Valeurs des variables récemment mises à jour.
4. Lorsque l'effet multiphasique doit être impliqué, les équations de propagation sont mises à jour.
5. Ces étapes sont poursuivies et répétées jusqu'à ce que la solution soit convergée.

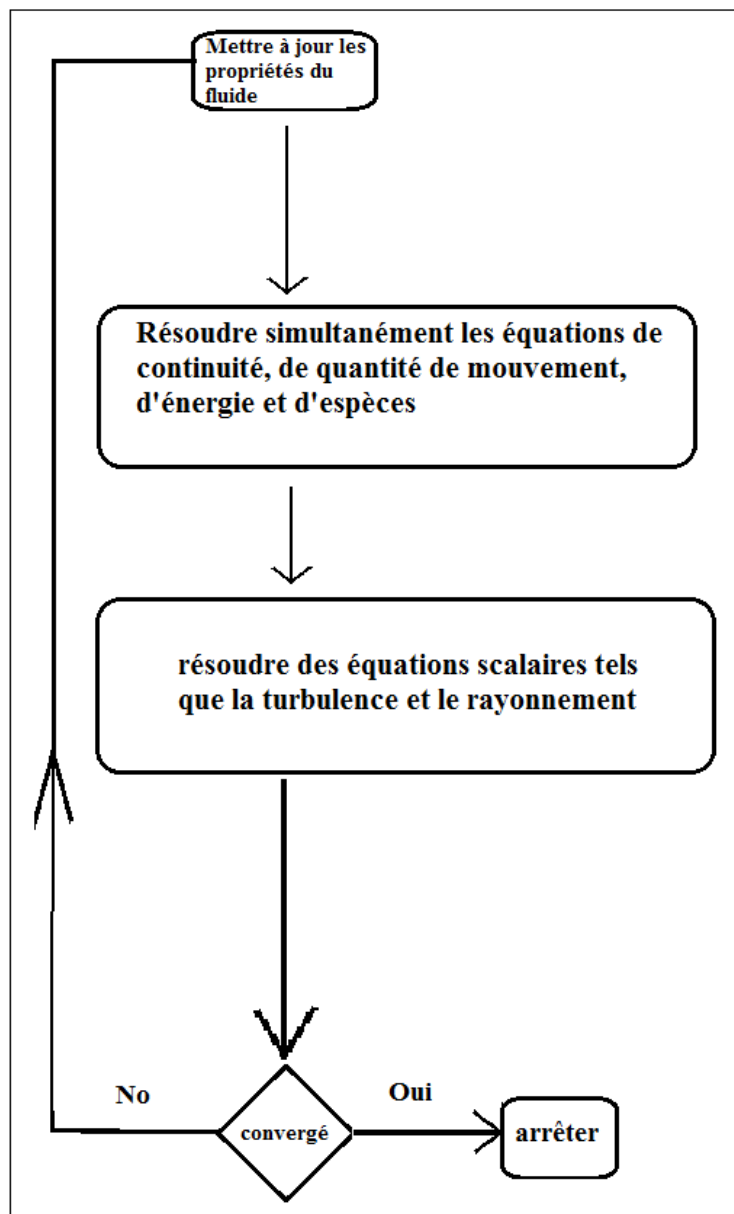


Figure III-8 : Présentation de la méthode de solution basée sur la densité.

Dans la solution basée sur la densité, le système d'équations liées (continuité, quantité de mouvement, énergie et autres équations) peut être résolu en formant les équations soit comme Implicite soit Explicit. Dans la méthode de la solution basée sur la densité, les équations régulières non linéaires sont converties en équations linéaires, produisant ainsi un ensemble d'équations pour les variables de débit dans chaque cellule du réseau. Le système d'équations linéaires résultant est ensuite résolu de sorte que le champ d'écoulement soit mis à jour. Selon la manière dont la transformation est effectuée, les équations linéaires prennent la forme

implicite ou explicite par rapport à la variable indépendante ou à l'ensemble de variables indépendantes :

- **Implicite** : Pour une variable donnée, la valeur inconnue dans chaque cellule est calculée à l'aide de la relation qui inclut à la fois les valeurs présentes et inconnues des cellules voisines. Par conséquent, chaque inconnue apparaîtra dans une ou plusieurs équations du système d'équations, et ces équations seront résolues ensemble afin de déterminer les valeurs inconnues.
- **Explicite** : pour une variable spécifique, la valeur de la variable dans chaque cellule est calculée à l'aide de la relation qui ne comprend que les valeurs présentes, ainsi chaque inconnue apparaîtra dans une équation du système d'équations, et donc les équations pour un donné inconnue peut être résolue équation par équation afin de trouver une valeur inconnue.

Si Implicite est choisi dans la méthode de la solution basée sur la densité, chaque équation du système d'équations apparentées qui régule le débit est convertie en une équation linéaire en conjonction avec le reste des équations pour toutes les variables indépendantes. Ainsi, il produira un système d'équations contenant N variables pour chaque cellule du système étudié, où N est également le nombre d'équations liées dans le système d'équations. Ces équations sont résolues par la méthode de Gauss-Seidel afin de résoudre le système résultant d'équations fermées pour N variables indépendantes dans chaque cellule. Par exemple, le processus de transformation de l'équation de continuité et les équations de quantité de mouvement dans les directions x, y, z et l'équation de l'énergie produiront un ensemble d'équations dont les inconnues sont V_x , V_y , V_z , T, P. Le système d'équations est résolu ensemble jusqu'à ce que les valeurs des champs de pression soient mises à jour. En bref, la méthode implicite résout le système d'équations pour toutes les inconnues V_x , V_y , V_z , T, P dans chaque cellule en même temps. Si l'option « Explicite » est sélectionnée dans la méthode de résolution basée sur la densité, chaque équation du système d'équations de régulation du débit associé est convertie séparément en une équation linéaire. Comme dans le cas de L'option implicite ici produirait également un système d'équations linéaires avec N variables pour chaque cellule du système étudié. De même, toutes les variables indépendantes de ce système d'équations seront mises à jour ensemble, mais ce système d'équations est séparé en termes d'inconnues indépendantes. Par exemple, l'équation la quantité de mouvement dans la direction x est écrite de telle sorte que la valeur mise à jour de V_x soit fonction des valeurs restantes du champ variables. Pour

cette raison, le système précédent de résolution d'équations linéaires n'est pas nécessaire, mais la solution est mise à jour en utilisant une boucle de solution à plusieurs étapes basée sur la méthode Rang-Kota, ici il existe une option supplémentaire pour utiliser une option de stockage Approximation complète afin d'accélérer la méthode de résolution en plusieurs étapes. En tant que résumé dans la méthode de résolution basée sur la densité et en utilisant l'option Explicite, tous sont résolus Les inconnues sont dans chaque cellule une par une. Une autre différence entre les deux méthodes la solution basée sur la pression et le solveur basé sur la densité est la valeur d'un nombre de Courant (Co) qui peut être réglé est Conceptuellement, le nombre Quarante est une contrainte pour la quantité de changement dans les valeurs des variables du système d'équations liées entre une itération et une autre. Habituellement, la valeur du nombre Courant est ajustée en fonction de l'expérience en fonction du type de flux et de son degré de complexité, cependant, le nombre Courant peut être contrôlé automatiquement pendant le processus de résolution lorsque la possibilité d'une divergence de solution est détectée pour les flux instables. D'autre part, une augmentation de la valeur du nombre de Courant au cours du processus de solution stable signifie que le taux de convergence de la solution augmente. Dans la méthode du solveur basé sur la pression, augmenter la valeur des rencontres de Courant à une valeur supérieure à un entraîne des erreurs numériques et une perte de précision de la solution dans le meilleur des cas, tandis que dans la méthode du solveur basé sur la densité, en utilisant l'option "Explicit", vous pouvez augmenter la valeur du nombre de courant jusqu'à 5 sans vous soucier de la précision. Solution, la valeur admissible du nombre de courant avec l'option implicite est d'environ 100 ou plus dans certains cas. Il est généralement recommandé de choisir une méthode de résolution basée sur la densité et choisissez l'option implicite Lors de la simulation des écoulements complexes, notamment des écoulements contenant des corps solides en mouvement, ici la nécessité de changer la valeur du nombre de Courant est liée à la qualité du réseau et à la spécificité de la phrase étudiée.

III.9 Simulation numérique sous Fluent

Le programme Fluent a été développé par la société ANSYS, assurant la représentation de la géométrie du modèle étudié ainsi que sa génération de maillage.

La résolution des équations régissant le problème décrit en (**chapitre II**) est effectuée par l'utilisation de ce code commercial CFD Ansys-Fluent 16.0. La simulation numérique avec le code de calcul Fluent suit une certaine méthodologie :

- 1) Construction d'un domaine de calcul et de son maillage.
- 2) Une étape de résolution des équations du modèle choisit.
- 3) Une étape d'exploitation des résultats sous formes graphiques ou de valeurs.

III.10 Description du problème

Le problème consiste à maintenir en position fixe de la poche de Dumitrescu-Taylor par un écoulement descendant dans un conduit vertical.

- La poche de gaz est de longueur (L_b).
- Nous examinerions la décroissance de longueur de poche (érosion) au cours du temps à partir le transfert de matière de la phase gazeuse vers la phase liquide. Dans cette présente étude, l'objectif est d'accéder aux paramètres hydrodynamiques de l'écoulement dans le film liquide, dans la phase gazeuse et aux coefficients de transfert de matière.

III.11 Maillage

Maillage : Le maillage a une grande influence sur la convergence du solveur et la solution de chaque simulation CFD **X. Li et al. [95]**. Pour cela, il est important d'adopter des normes de maillage de haute qualité pour assurer la convergence et la précision de la simulation numérique. Nous avons dessiné le conduit et puis fait le maillage qui est diviser le domaine de calcul a des petites tailles appelées volume de contrôle, le maillage choisi est de type quadrilatère, l'adéquation du maillage est réalisée pour étudier le comportement de convergence dépendant du maillage. Pour notre étude nous avons testé quatre types des maillages. Un maillage grossier de 25 nœuds sur le diamètre et 2000 nœuds sur le hauteur de tube (25×2000) a été prélevé pour obtenir 50 000 cellules, de même une grille de ($30 * 2000$) a été utilisée pour obtenir 60 000 cellules, le troisième type nous avons également utilisé une grille de (42×3000) qui produit un nombre de cellules égal à 126 000 cellules et à la fin un maillage de (60×3000) qui nous produit 180 000 cellules voire la *Figure III-9*. Mais l'utilisation des résultats de maillage fin nécessite des pas de temps plus petits, plus d'itérations par pas de temps et 4 fois plus de calculs par itération pour que la solution converge, cela se traduit par un temps de simulation plus long. La *Figure III-100* montre le

changement du maximum de la vitesse locale en fonction du changement du réseau de maillage utilisée qui commence à se rapprocher de la grille de (42×3000) . De plus, puisque les résultats obtenus dans le cas du maillage grossier étaient en accord avec les résultats expérimentaux, mais pas précis, surtout au l'interface gaz-liquide. Le maillage fin approprié est préféré au maillage grossier dans la simulation afin d'obtenir une image plus précise et pour éviter de rallonger le temps de simulation (126 000 cellules).

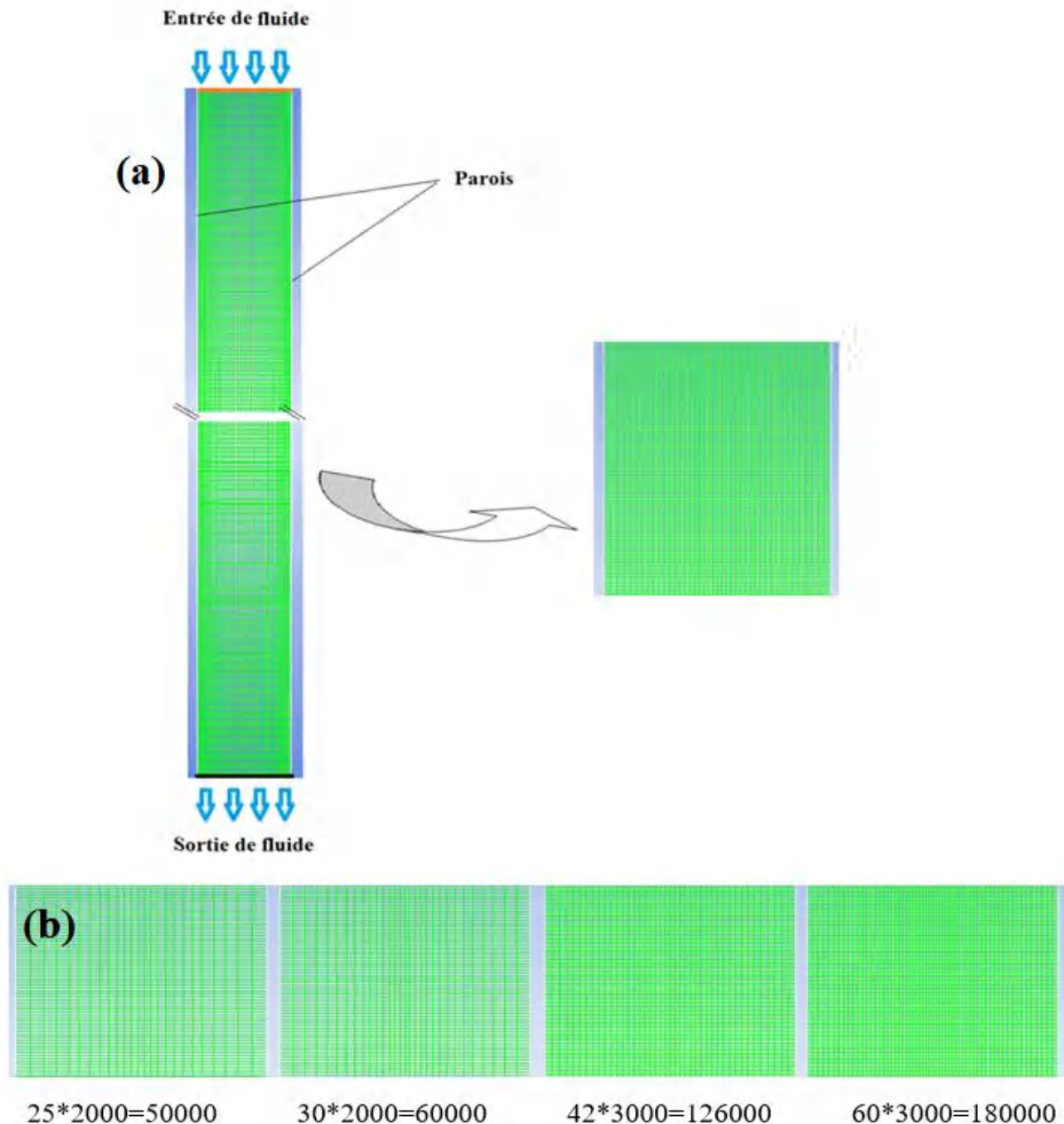


Figure III-9 : (a) Le maillage du domaine physique en 2D, (b) Les types de test de maillage.

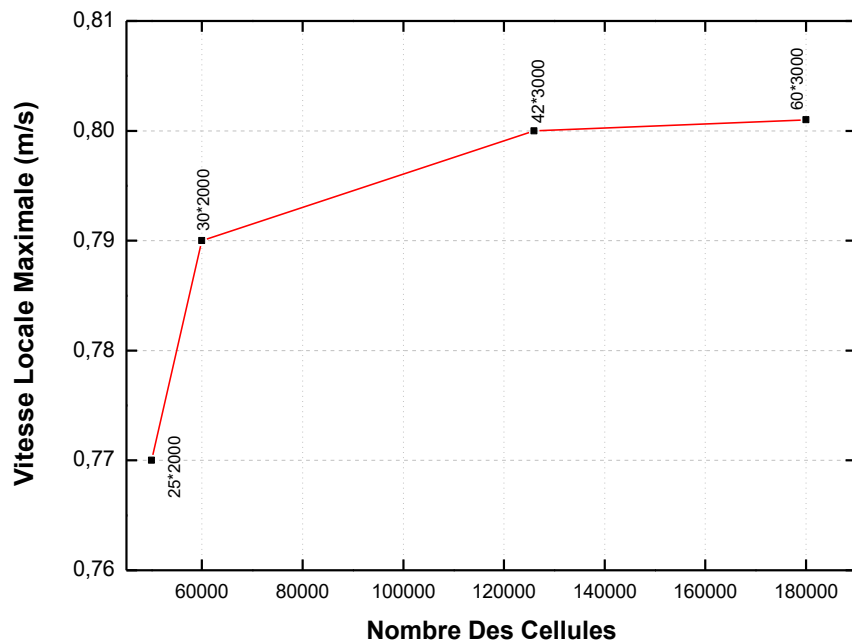


Figure III-10 : Présentation de l'effet de maillage.

III.12 La Sélection du modèle pour la simulation par Fluent

Nous exposons ici tous les paramètres de simulation indispensables pour réaliser et superviser le calcul numérique.

III.12.1 Importation de la géométrie (msh)

La dimension de la géométrie est en 2D, pour cela le choix du 2D semble le plus approprié à notre simulation, il est donc choisi comme suit :

-Importation de la géométrie

Pour commencer la simulation il faut importer le fichier (*.msh) généré sous Gambit.

File $\longrightarrow$ *Read* $\longrightarrow$ *Mesh...*

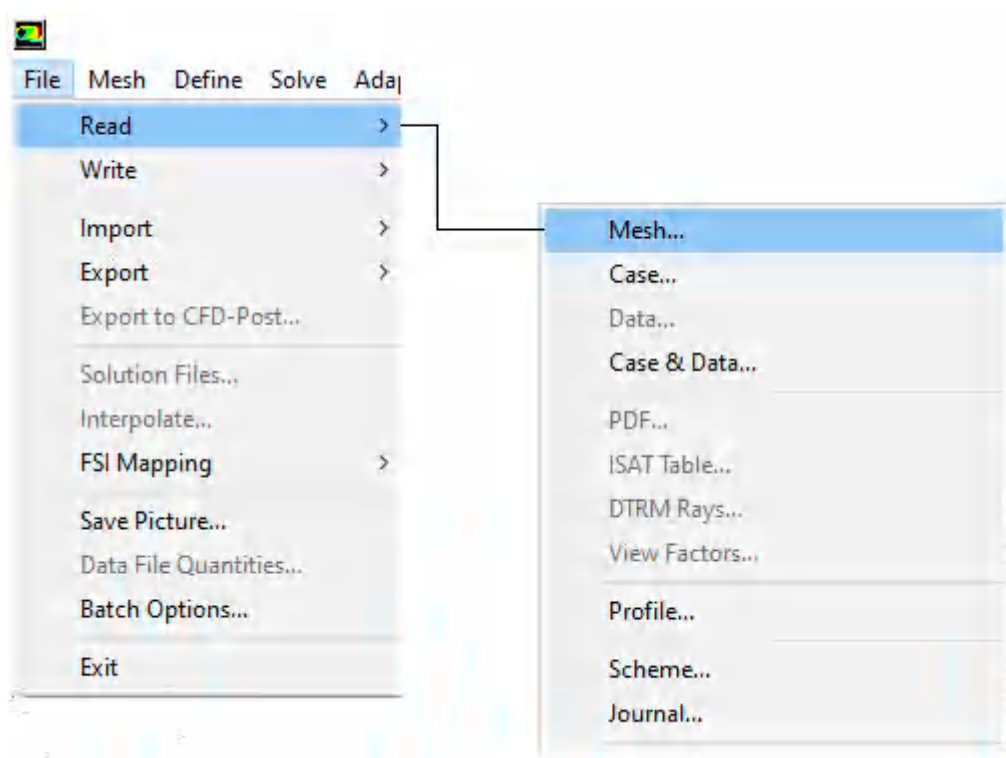


Figure III-11 : Importation de la géométrie.

III.12.2 Vérification du maillage importé

-Vérification de maillage

Mesh $\longrightarrow$ *Check*

Ceci permet de vérifier si le maillage importé ne contient pas d'erreurs.

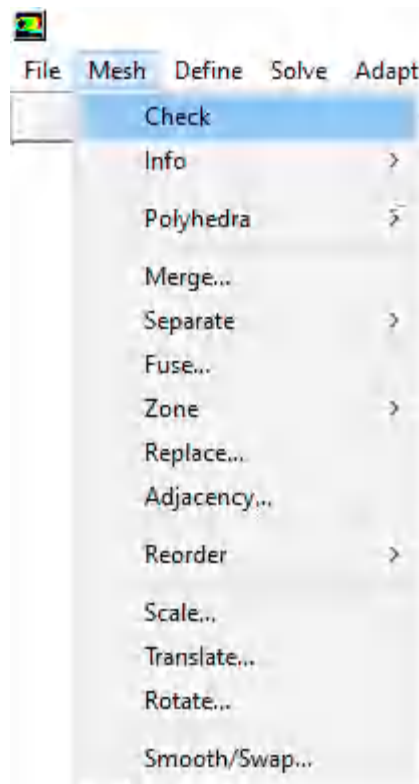


Figure III-12 : Vérification du maillage sous Fluent.

- Vérification de l'échelle :

Mesh → *Scale...*

Il faut toujours vérifier que les dimensions affichées correspondent aux dimensions physiques du problème.

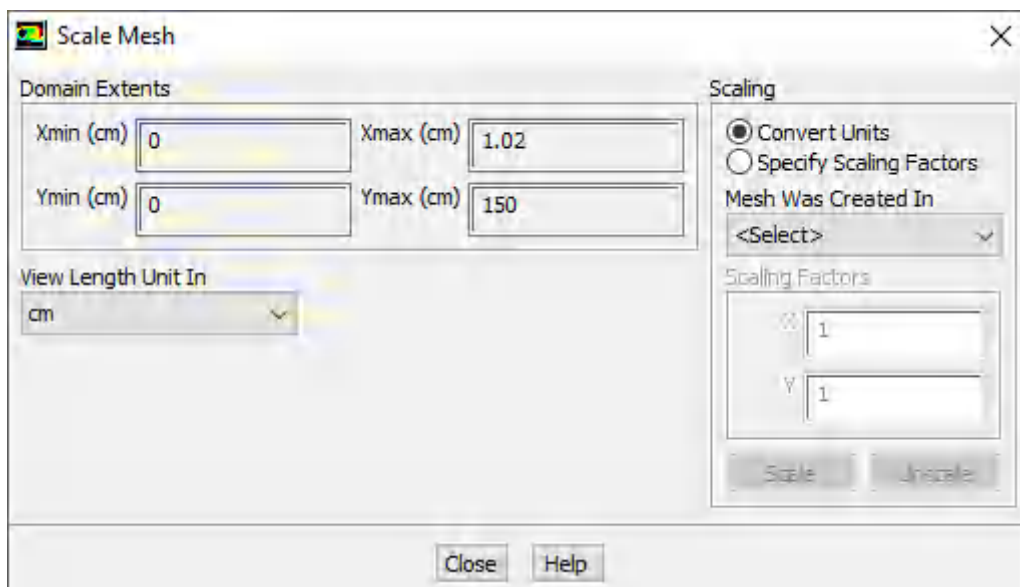


Figure III-13 : Vérification des unités.

III.12.3 Configuration du problème

Define —→ General...

La page de tâche générale (**General**) vous permet de définir divers paramètres de problème génériques, tels que ceux liés au maillage ou au solveur.

-Engrener ou maillage (Mesh)

Contient des commandes relatives aux paramètres de maillage.

-Solveur (Solver)

Contient des commandes relatives aux paramètres du solveur.

Taper (Type)

Contient les méthodes de résolution disponibles pour calculer une solution pour votre modèle.

Voir Utilisation du solveur pour plus de détails.

- Basé sur la pression (Pressure-Based)

Active l'algorithme de solution basé sur la pression pour les équations Navier-Stokes (valeur par défaut).

- Basé sur la densité (Density-Based)

Active l'algorithme de solution basé sur la densité pour les équations Navier-Stokes.

-Formulation de vitesse (Velocity Formulation)

Spécifie la formulation de vitesse à utiliser dans le calcul.

Voir Choix de la formulation de vitesse relative ou absolue pour plus de détails.

- Absolu (Absolute)

Permet l'utilisation de la formulation de vitesse absolue.

Ce sont les paramètres par défauts.

- Relatif (Relative)

Permet l'utilisation de la formulation de vitesse relative.

Cette option est disponible uniquement avec le solveur basé sur la pression.

-La gravité (Gravity)

Permet la spécification de la gravité.

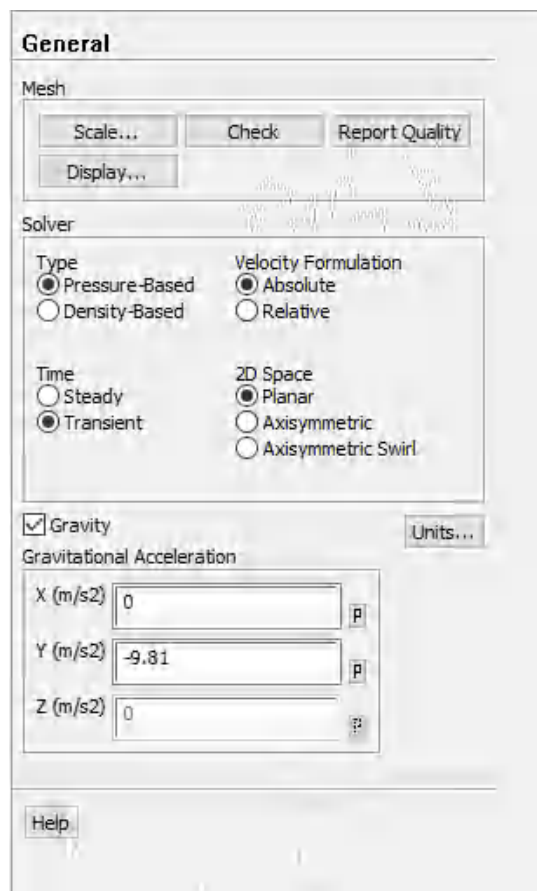


Figure III-14 : La tâche générale.

III.12.4 Paramètres de modèle

Define → Models...

Boîte de dialogue Modèle multi-phase (**Multiphase Model**) vous permet de définir les paramètres de modélisation d'un écoulement multiphasique.

-Modèle (Model)

Vous permet de sélectionner l'un des quatre modèles multi-phases.

-Nombre de phases eulériennes (Number of Eulerian Phases)

Permet de spécifier le nombre de phases pour le calcul multiphasique. Vous pouvez spécifier jusqu'à 20 phases.

-Ensemble de niveaux couplés + VOF (Coupled Level Set + VOF)

Permet d'appliquer une méthode de suivi d'interface qui couple la méthode level set avec la méthode de VOF.

-Paramètres de fraction volumique (Volume Fraction Parameters)

Contient des paramètres liés au VOF et au modèle eulérien. Cette section de la boîte de dialogue s'affiche uniquement lorsque Volume of Fluid ou Euler est le modèle sélectionné.

-Formulation

Vous permet de sélectionner la formulation de suivi de volume souhaitée :

- Explicite
- Implicite

-Formulation de force corporelle (Body Force Formulation)

Contient une option supplémentaire pour les calculs de force corporelle active le traitement implicite des forces corporelles décrit dans Inclure les forces corporelles.

-Sous-modèles VOF (VOF Sub-Models)

Contient des sous-modèles supplémentaires qui peuvent être appliqués lors de l'utilisation du modèle VOF suivant les deux options :

- Open Channel Flow
- Open Channel Wave BC

-Modélisation d'interfaces (Interface Modeling)

Contient des paramètres sur la façon de modéliser les interfaces pour le modèle VOF en suit les étapes suivant :

- Sharp ==> Anti-Diffusion Inter-faciale
- Dispersed
- Sharp/Dispersed

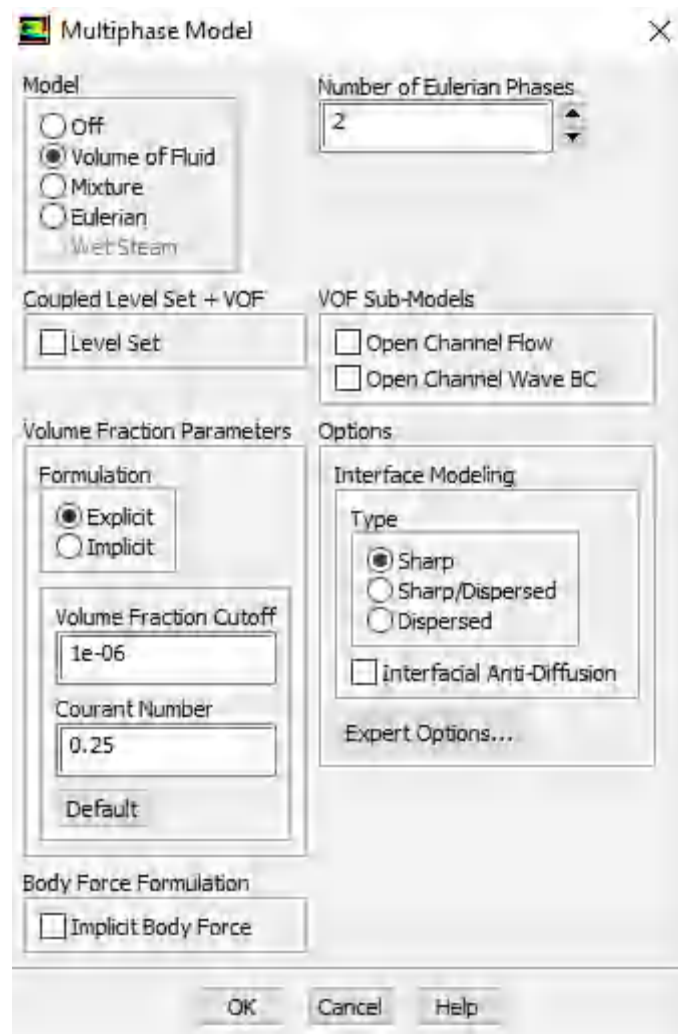


Figure III-15 : Établir les équations de l'énergie.

Define → Models... → Viscous

La boîte de dialogue Modèle visqueux (**Viscous Model**)

Vous permet de définir des paramètres pour un écoulement non visqueux, laminaire et turbulent.

-Modèle (Model)

Contient des options pour spécifier le modèle visqueux.

- Non visqueux (*Inviscid*) spécifie un flux non visqueux.
- Laminaire (*Laminar*) spécifie le flux laminaire.

Pour les écoulements turbulents nous avons les modèles suivant :

- Spalart-Allmaras (*Spalart-Allmaras*).
- *k-epsilon* (*k-epsilon*).
- *k-oméga* (*k-omega*).

- *Transition k-kl-oméga. (Transition k-kl-omega).*
- *Transition SST (Transition SST).*
- *Contrainte de Reynolds. (Reynolds Stress).*
- *Simulation adaptative à l'échelle (SAS) (Scale-Adaptive Simulation (SAS)).*
- *Simulation d'Eddy détachée. (Detached Eddy Simulation (DES)).*

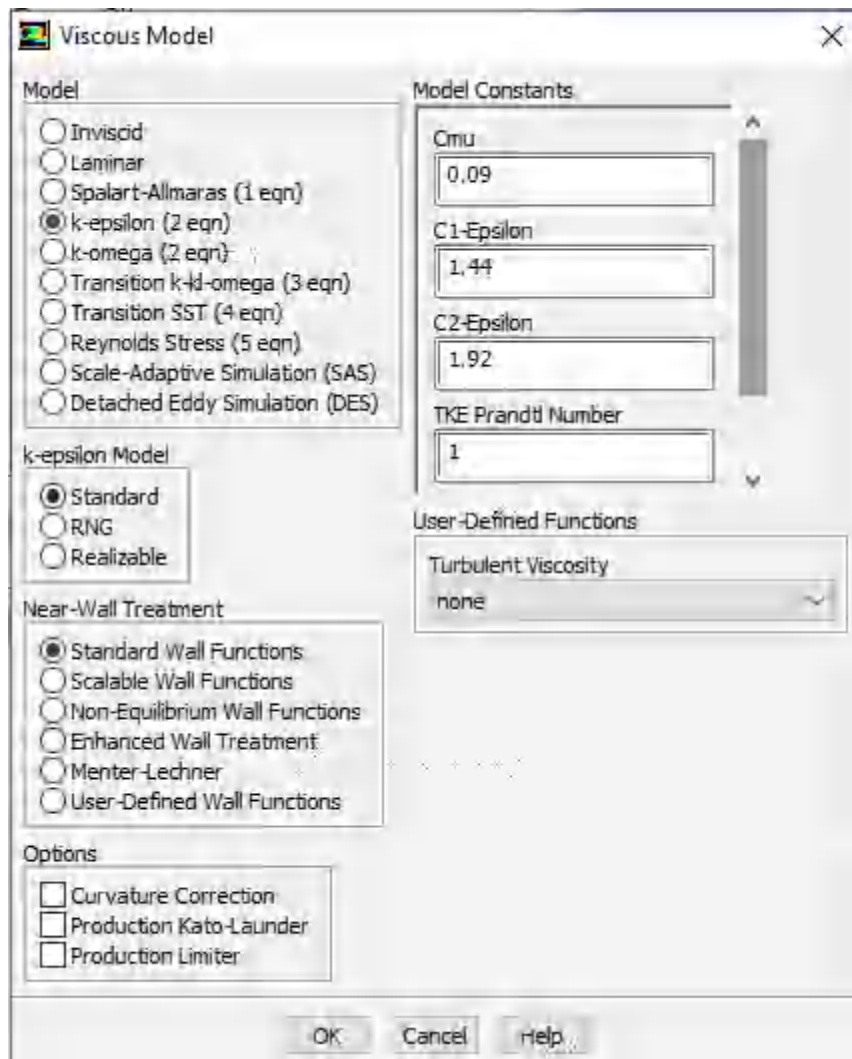


Figure III-16 : Choix du modèle de turbulence.

Define → *Materials...*

Les caractéristiques des fluides et matériaux sont chargés à partir de la bibliothèque de données de Fluent.

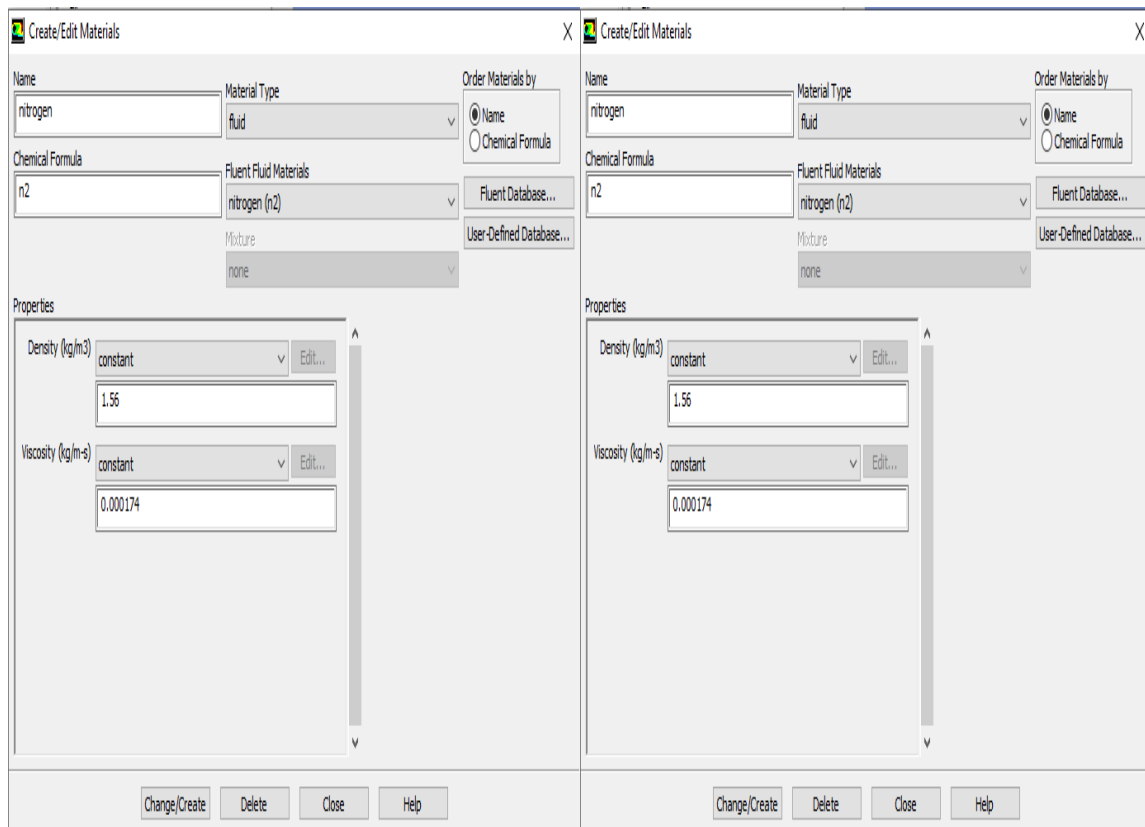


Figure III-17 : Caractéristiques des matériaux.

Define → *Phases...*

La boîte de dialogue (**Phases**) vous permet de définir chacune des phases et l'interaction entre elles. Aussi contient une liste de toutes les phases du problème à partir de laquelle vous pouvez sélectionner la phase que vous souhaitez définir ou modifier. Une phase peut être une phase primaire ou une phase secondaire. Vous ne pouvez pas changer une phase de primaire à secondaire, ou vice versa. Au lieu de cela, vous pouvez redéfinir les propriétés de la phase primaire pour refléter la nouvelle phase désignée comme primaire et redéfinir également les phases secondaires en conséquence.

Define → *phases...* → *Interaction...*

Interaction... ouvre la boîte de dialogue Interaction des phases, dans laquelle vous pouvez définir l'interaction entre les phases (par exemple, la tension superficielle si vous utilisez le modèle VOF).

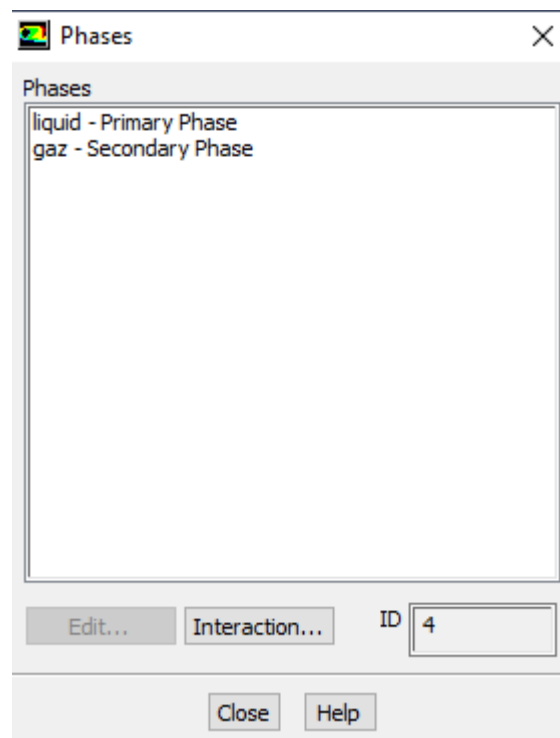


Figure III-18 : Définitions des phases Gaz et Liquide.

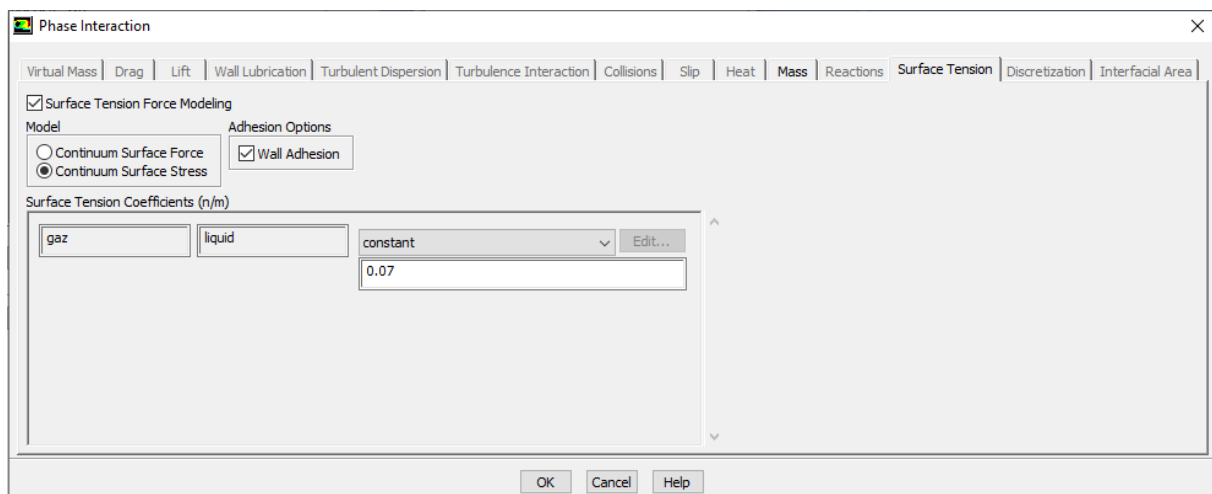


Figure III-19 : Définir l'interaction entre les phases.

Define $\longrightarrow$ User-Defined... $\longrightarrow$ Functions $\longrightarrow$ Compiled...

La boîte de dialogue UDF compilées (**compiled UDFs**) vous permet d'ouvrir une bibliothèque de fonctions compilées définies par l'utilisateur.

Modèles par les UDF

Fluent utilise les UDF. Une UDF veut dire (**User Define Function**). C'est un sous-programme écrit en langage C++ qui fait appel à des macros développées par ANSYS/Fluent et qu'on peut

implémenter dans un calcul pour diverses raisons : Imposer un profil variable plutôt que constant, introduire des équations de transport de scalaires passifs non traitées par le code...etc. Dans notre cas, nous avons inséré un sous-programme que nous avons écrit pour accéder aux calculs du coefficient de transfert de matière. Voir ANNEX I

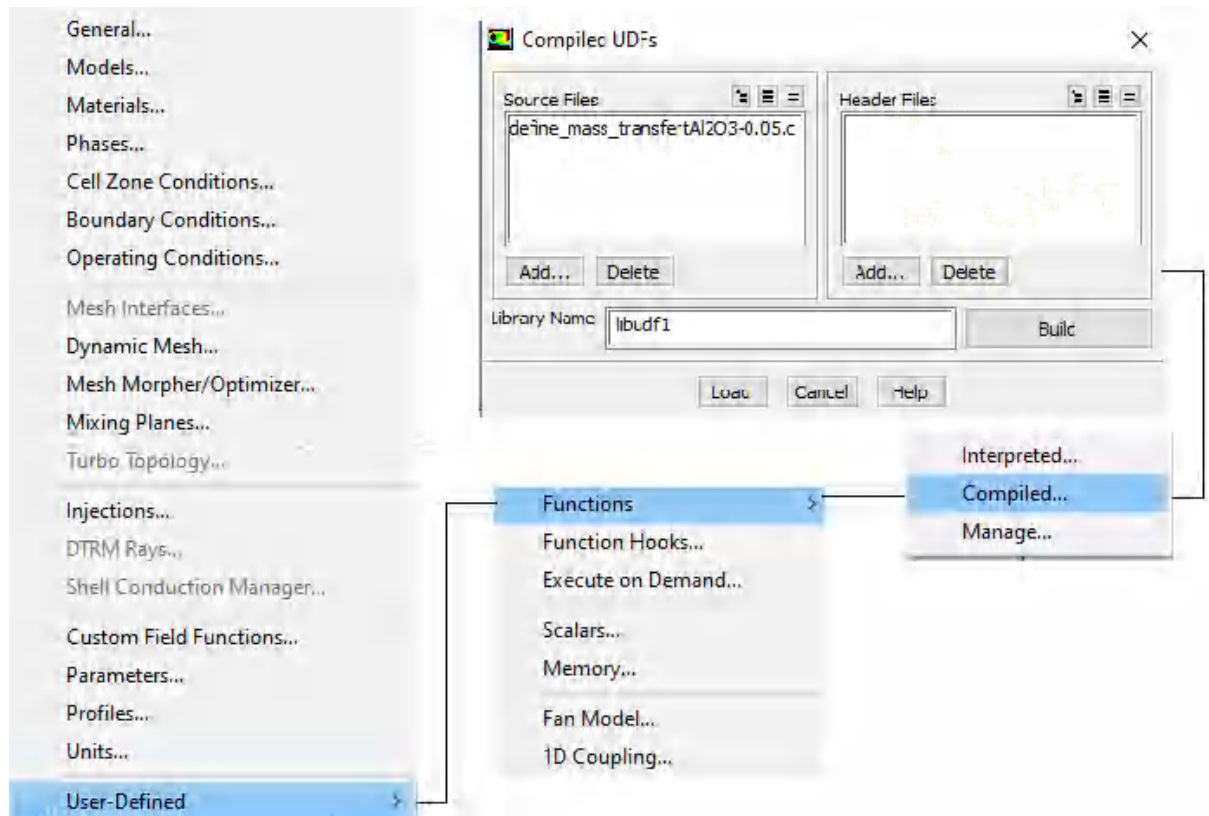


Figure III-20 : Illustration de la méthode d'ajouter le UDF.

III.12.5 Choix du solveur

Solve → Methods...

La page de tâches Méthodes de résolution (**Solution Methods**) vous permet de spécifier divers paramètres associés à la méthode de résolution à utiliser dans le calcul.

-Formulation

Fournit une liste déroulante des types de formulations de solveur disponibles : implicite ou explicite. Cet élément apparaît uniquement lorsque le solveur basé sur la densité (**density-based**) est utilisé.

Couplage pression-vitesse (**Pressure-Velocity Coupling**) contient des paramètres pour les schémas de couplage pression-vitesse. Les algorithmes SIMPLE, SIMPLEC, PISO et Couplé uniquement pour le solveur basé sur la pression (**pressure-based**).

Skewness-Neighbor Coupling

Permet une variation plus économique mais moins robuste de l'algorithme PISO.

-Discrétisation spatiale (Spatial Discretization)

Contient des paramètres qui contrôlent la discrétisation spatiale des équations de solution en tant que

- Gradient
- Pression
- Momentum
- Turbulent kinetic energy
- Turbulent dissipation rate

Formulation transitoire (**Transient Formulation**) contient des options pour définir différentes formulations de solutions en fonction du temps.

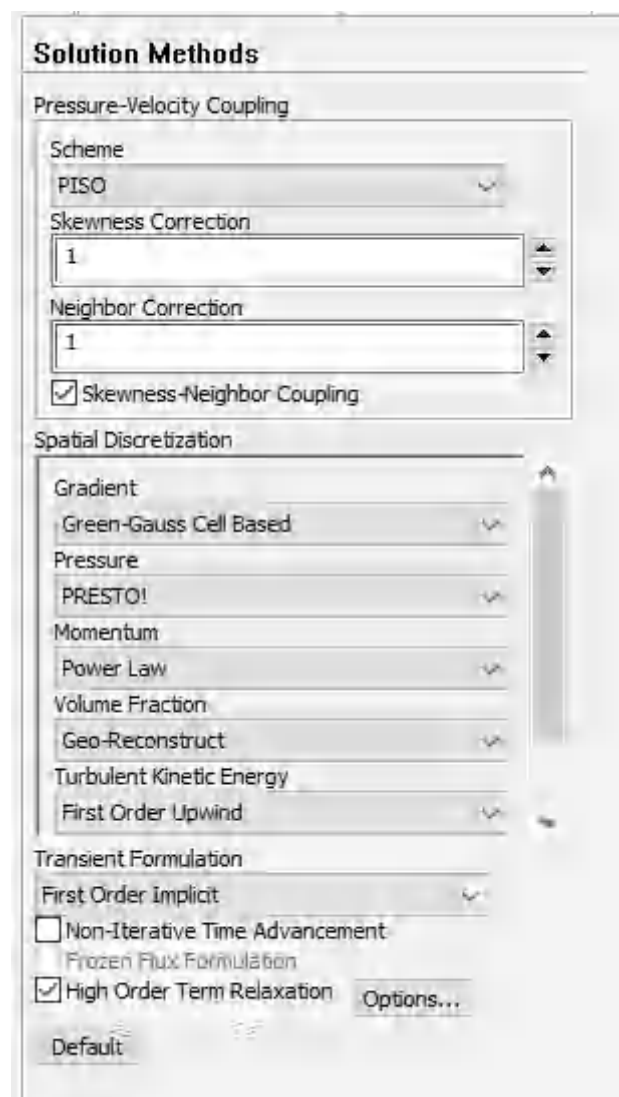


Figure III-21 : Choix de la solution.

Solve → Controls...

La page de tâches Solution Contrôles (**Solution Controls**) vous permet de définir des paramètres de solution communs.

Solution Controls

Under-Relaxation Factors

Pressure
0.3

Density
1

Body Forces
1

Momentum
0.5

Turbulent Kinetic Energy
1

Turbulent Dissipation Rate
1

Turbulent Viscosity
1

Default

Equations... Limits... Advanced...

Help

Figure III-22 : Contrôles les paramètres de solution.

Solve → Initialization ...

La page de tâche Initialisation de la solution (**Solution Initialization**) vous permet de définir des valeurs pour les variables de flux et d'initialiser le champ de flux sur ces valeurs.

Solution Initialization

Initialization Methods

☐ Hybrid Initialization

☒ Standard Initialization

Compute from

all-zones

Reference Frame

☒ Relative to Cell Zone

☐ Absolute

Initial Values

Gauge Pressure (pascal)

0

X Velocity (cm/s)

0

Y Velocity (cm/s)

-4.7

Turbulent Kinetic Energy (m2/s2)

0.1

Turbulent Dissipation Rate (m2/s3)

0.1

gaz Volume Fraction

0

Initialize Reset Cancel

Figure III-23 : Initialisation de la solution.

Adapt → *Region...*

La boîte de dialogue Adaptation de région (**Region Adaption**) vous permet de marquer ou d'affiner des cellules à l'intérieur ou à l'extérieur d'une région spécifiée définie par une saisie de texte ou de souris.

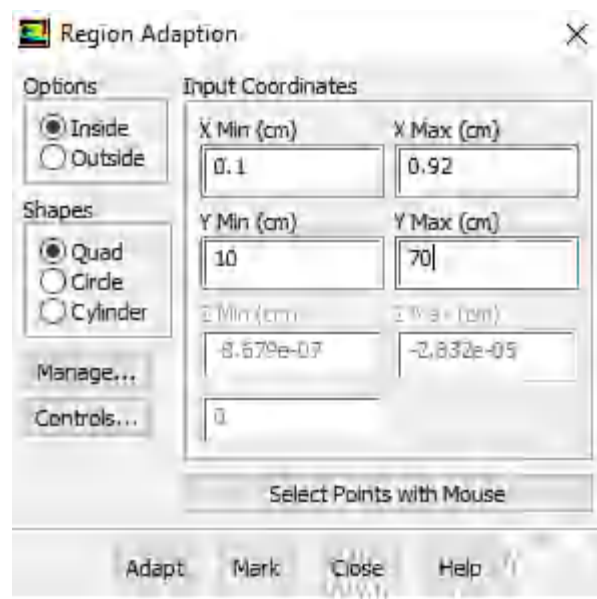


Figure III-24 : définir la région de gaz.

Solve → *Methods...*

La boîte de dialogue (Patch) vous permet d'ajouter différentes valeurs de variables de flux et définissez-le comme une phase secondaire (gaz) à la phase primaire (liquide) dans différentes cellules

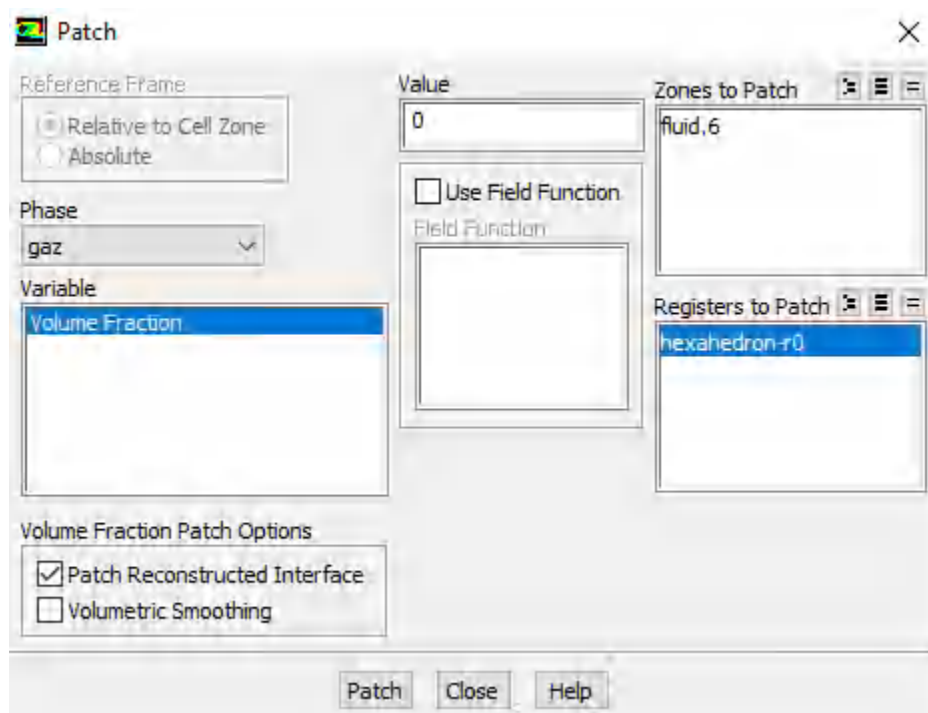


Figure III-25 : Ajout de la phase gazeuse à la phase liquide.

Solve → *Run Calculation...*

Pour commencer les calculs il faut d'abord choisir le pas de temps et le nombre des itérations pour permet de démarrer les itérations pour solveur.

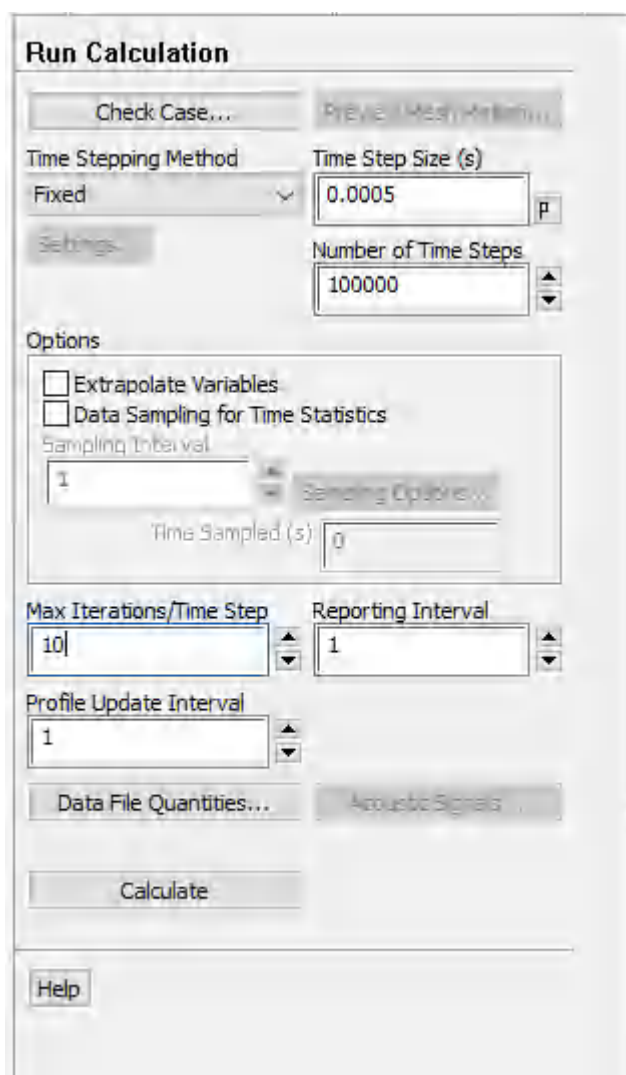


Figure III-26 : L'ordre de commencé les itérations.

Chapitre IV

RESULTATS ET DISCUSSIONS

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons et discutons les résultats de la simulation numérique de l'hydrodynamique de l'écoulement et de transfert de matière gaz-liquide pour une longue poche de gaz qui est connue sous le nom de la bulle de « Dumitrescu-Taylor », maintenue stationnaire dans un écoulement laminaire de liquide dans une conduite verticale de faible diamètre. Dans une première partie, l'évolution temporelle de la fraction volumique de gaz introduite dans la conduite est présentée conduisant à la forme de type de nombre. Ensuite une description des tracés des vecteurs de vitesse et des lignes de courant offrant une visualisation claire de la dynamique de l'écoulement autour du nez de la bulle. Les lignes de courant décrivent le mouvement du fluide, tandis que les vecteurs de vitesses indiquent la direction et l'intensité des vitesses locales. Cela permet de mieux comprendre la structure et les caractéristiques de l'écoulement dans les différentes régions d'écoulement affectant la structure de la poche de Dumitrescu-Taylor. Dans une deuxième étape, plusieurs paramètres dynamiques mesurés tels que l'épaisseur du film liquide, le frottement pariétal le long de la bulle de Taylor et le profil de vitesse dans la phase gazeuse. La validation repose sur les données expérimentales **S. Benattalah [1]**, **S. Benattalah et al. [82]** obtenues avec la paire de fluide, l'azote comme phase gazeuse et l'eau comme phase liquide. Enfin, le processus de transfert de matière est examiné à partir des données sur l'érosion de la bulle au cours du temps, sur le coefficient de transfert de matière le long de la géométrie de la bulle ainsi que sur l'influence des paramètres hydrodynamiques de l'écoulement du film liquide. Le deuxième objectif de l'étude se concentre sur les effets des propriétés physiques de la phase gazeuse sur le transfert de matière. Pour cela, deux paires (gaz-liquide) des fluides sont utilisés : Eau-Oxygène (H_2O-O_2) et Eau- Dioxyde de carbone (H_2O-CO_2). Quant à la troisième partie de l'étude, nous modifions les propriétés physiques (densité et viscosité) de la phase liquide, en ajoutant des nanoparticules pour obtenir des nano-fluides, donc la phase liquide est

composée d'eau comme fluide de base et de nanoparticules d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) ayant différentes fractions massiques de nano particules. Ainsi, les paires de fluide utilisés sont : Eau D'oxyde Aluminium avec un taux de fraction massique égale 0,05% ($N_2-H_2O-AL_2O_3$), Eau D'oxyde Aluminium pour un taux de fraction de 0,1% ($N_2-H_2O-AL_2O_3$). Les travaux sur le transfert de matière dans le cas des écoulements diphasiques gaz-liquide et spécialement sous le régime d'écoulement de bulle de Dumitrescu-Taylor utilisant de nano-fluide reste un domaine de recherche très peu exploré. Pour cela, toute étude portant sur l'utilisation de nano-fluides combinés à des écoulements diphasiques représente une tendance émergente et prometteuse.

Pour la phase liquide, le développement de la technologie des nano-fluides est devenu un domaine de recherche clé en ingénierie, en mathématiques, et en physique. De nos jours, dans de nombreuses applications industrielles, les nano-fluides sont largement utilisés pour améliorer généralement le fonctionnement des systèmes de transfert de matière et de transfert de chaleur. Par conséquent, dans cette étude on suppose que la phase liquide avec les nanoparticules ajoutée comme une phase homogène c'est-à-dire la phase liquide et les nanoparticules sont déplacées à la même vitesse. On examine le nano-fluide comme une seule phase et on suppose la phase liquide continue **M. K. Moraveji et al. [96]**, et ce en conservant toutes les propriétés physiques et thermo-physiques du nano-fluide telles que la viscosité, la masse volumique, la diffusivité massique, ainsi que la conductivité thermique, et le transfert de matière et de chaleur par convection.

Dans le tableau suivant nous le montrer les propriétés hydro-physiques de tous les fluides utilisés.

Tableau IV-1 : Les propriétés thermo-physiques des fluides utilisés.

	Masse volumique (Kg/m ³)	Viscosité dynamique (Pa.s)	Viscosité Cinématique (m ² /s)	Conductivité thermique (W/m.K)	Chaleur spécifique (J/Kg.K)	Coefficient de Diffusion (m ² /s)
PHASE GAZEUSE						
N_2	1.2	2.84 E-05	2,36667E-05	0,0234	7,10E+02	2 ,83 E-05
O_2	1.4	3.35 E-05	2,39286E-05	0,0238	6,50E+02	2 ,75 E-05

CO_2	1.85	2.69 E-05	1,45405E-05	0,149	6,20E+02	1,30 E-05
PHASE LIQUIDE						
H_2O	1008	1 E-03	9,92063E-07	0.6	4,18E+03	1,45E-07
$H_2O+Al_2O_3$ ($\Phi=0.05\%$)	1142.3 8	1.139 E-03	9,97041E-07	0,69	4,01E+03	1,50E-07
$H_2O+Al_2O_3$ ($\Phi=0.1\%$)	1286.4 6	1.303 E-03	1,01286E-06	0,789	3,84E+03	1,60E-07

	H_2O-N_2 ($\Phi=0.1\%$)	H_2O-N_2 ($\Phi =0.05\%$)	H_2O-N_2 ($\Phi =0.0\%$)	H_2O-O_2 ($\Phi =0.0\%$)	H_2O-CO_2 ($\Phi =0.0\%$)
Coefficient de Diffusion de couple (m^2/s)	2.48 E-09	2.43 E-09	2.34 E-09	2.27 E-09	2.22 E-09

IV.2 Validation des résultats numériques

Dans une première étape de l'étude, il est essentiel de valider les données numériques en les comparant avec les résultats expérimentaux disponibles, étroitement liés à cette étude, comme ceux présentés par **Benattalah [1], S. Benattalah et al. [82]**.

IV.2.1 Etude hydrodynamique

L'étude de cette première partie implique l'analyse de plusieurs aspects, y compris l'analyse de la fraction volumique du gaz introduite dans la conduite, du champ de vecteurs vitesse et des lignes de courant autour de la structure de la bulle, en conjonction avec les résultats expérimentaux sur l'épaisseur du film liquide, le frottement pariétal et la distribution de la vitesse à l'intérieur de la bulle de gaz, avec utilisation de l'Azote comme phase gazeuse et de l'eau comme phase liquide. Les données expérimentales recueillies seront comparées aux résultats numériques obtenus. En combinant ces analyses, nous pourrions mieux comprendre les phénomènes hydrodynamiques impliqués dans cet écoulement.

IV.2.1.1 L'évolution temporelle de la fraction volumique de gaz

Pour réaliser numériquement une longue poche de gaz, une quantité suffisante de gaz a été introduite dans la conduite. La *Figure IV-1* montre les premiers résultats numériques sur l'évolution temporelle de la fraction volumique de gaz introduite dans la conduite. Après un temps de simulation suffisant, la bulle s'est développée, parvenant ainsi à la configuration désirée. Aussi la *Figure IV-1* représente les différentes régions caractérisant la géométrie de la poche de Dumitrescu-Taylor.

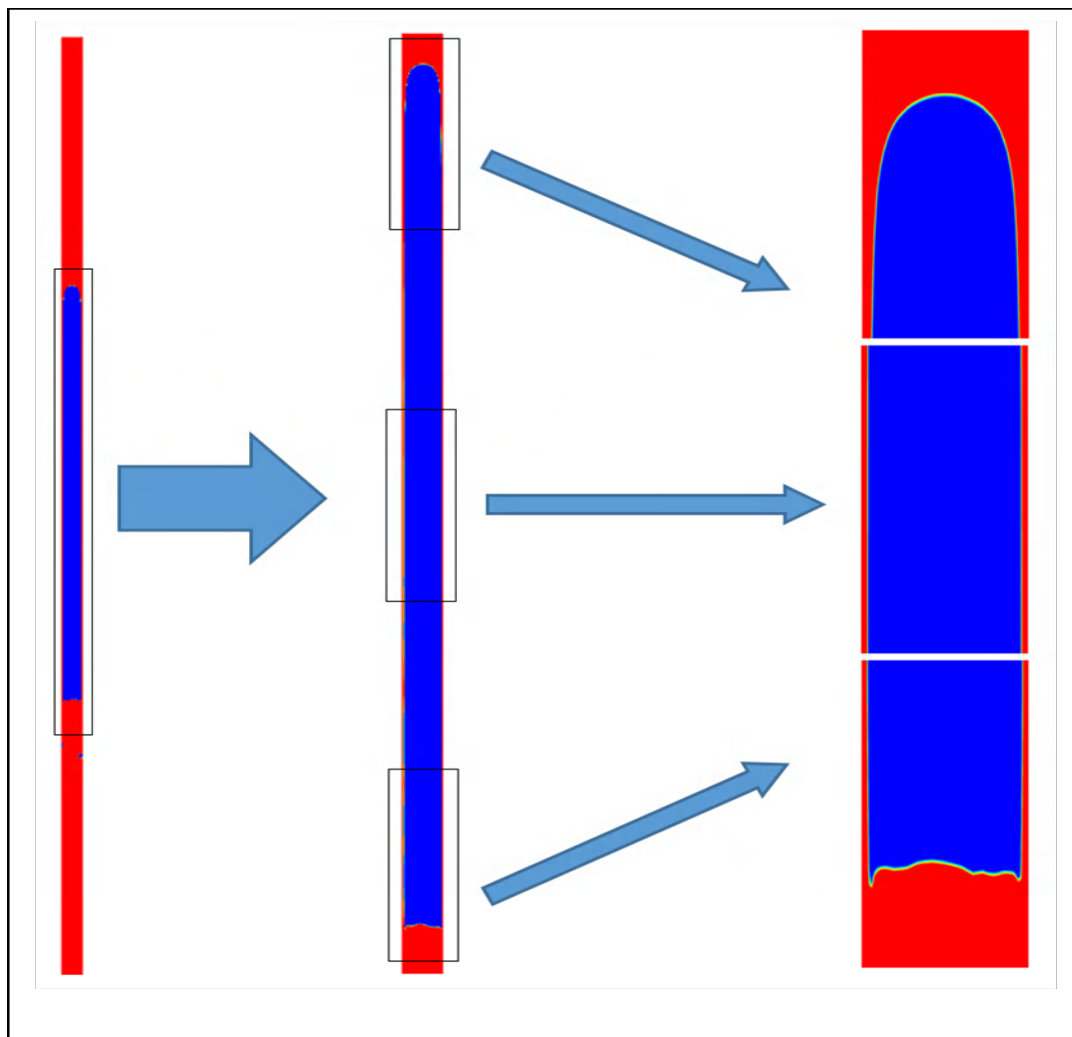


Figure IV-1 : Présentation de l'évolution de fraction volumique de gaz dans la conduite parvenant à la poche de Dumitrescu-Taylor.

Afin de mieux clarifier les zones qui appartiennent à la poche de Dumitrescu-Taylor la figure IV-2 caractérise le nez de la bulle, la figure IV-3 caractérise la région du film liquide au milieu de poche de gaz et la figure IV-4 caractérise le culot de la bulle Dumitrescu-Taylor.

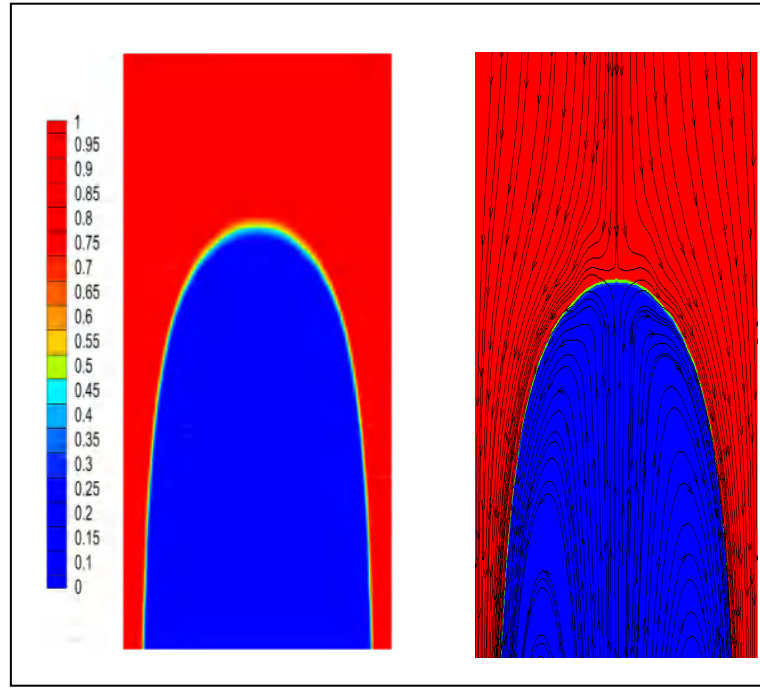


Figure IV-2 : Présentation de la région nez de la poche de Dumitrescu-Taylor.

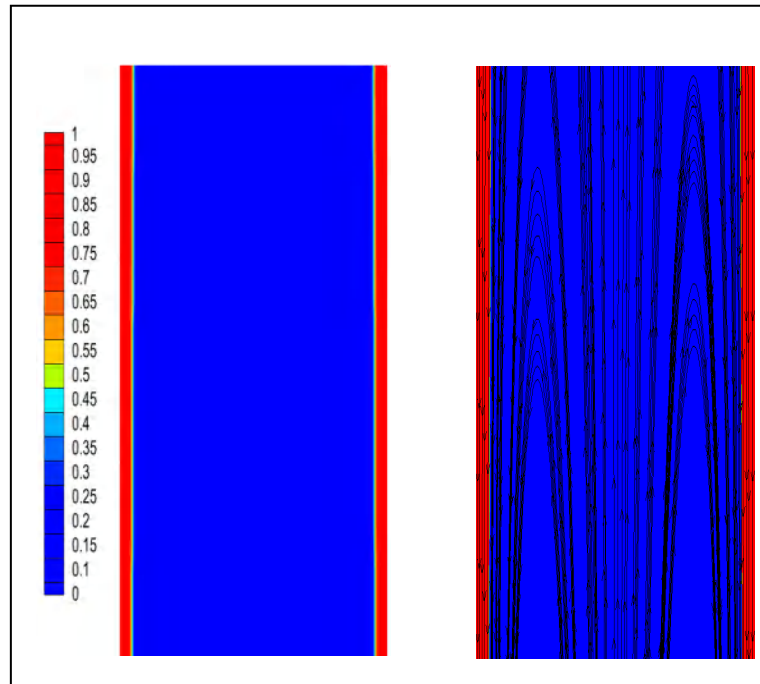


Figure IV-3 : Présentation de la région du film liquide de la poche de Dumitrescu-Taylor.

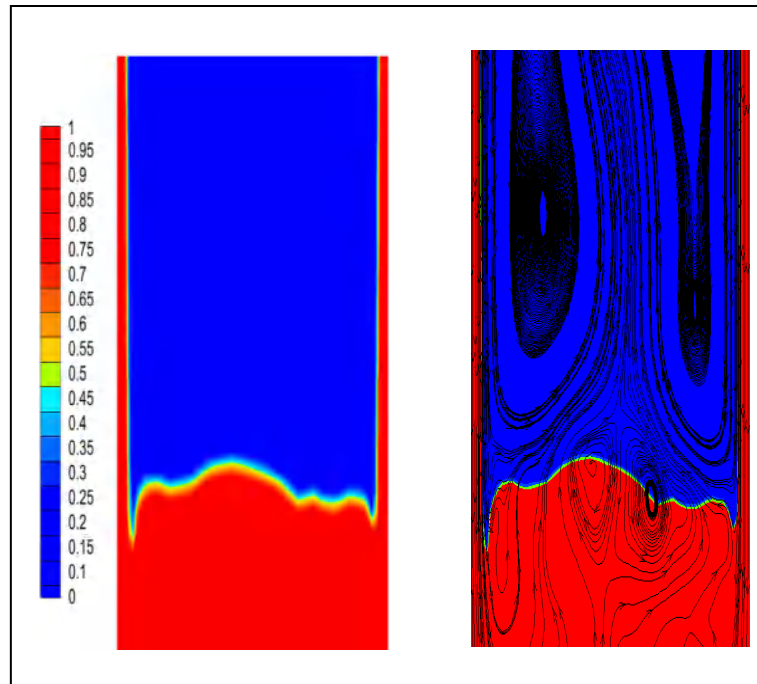


Figure IV-4 : Présentation du culot de la bulle de Dumitrescu-Taylor.

IV.2.1.2 Analyse de la Distribution du Champ de Vitesse du liquide en présence de la Bulle de Gaz

Des tracés vectoriels du champ de vitesse de liquide autour de la poche de gaz maintenue stationnaire dans l'écoulement sont illustrés dans les *Figures (IV-5, IV-6, IV-7)*.

La distribution de champs de vitesse en amont et proche du nez de la poche de gaz *Figure IV-5*, la distribution de champs de vitesse dans les régions de formation du film liquide au milieu de la poche de gaz *Figure IV-6*, tandis que dans la *Figure IV-7* la zone inférieure du film liquide tombant et la région de sillage est présentée.

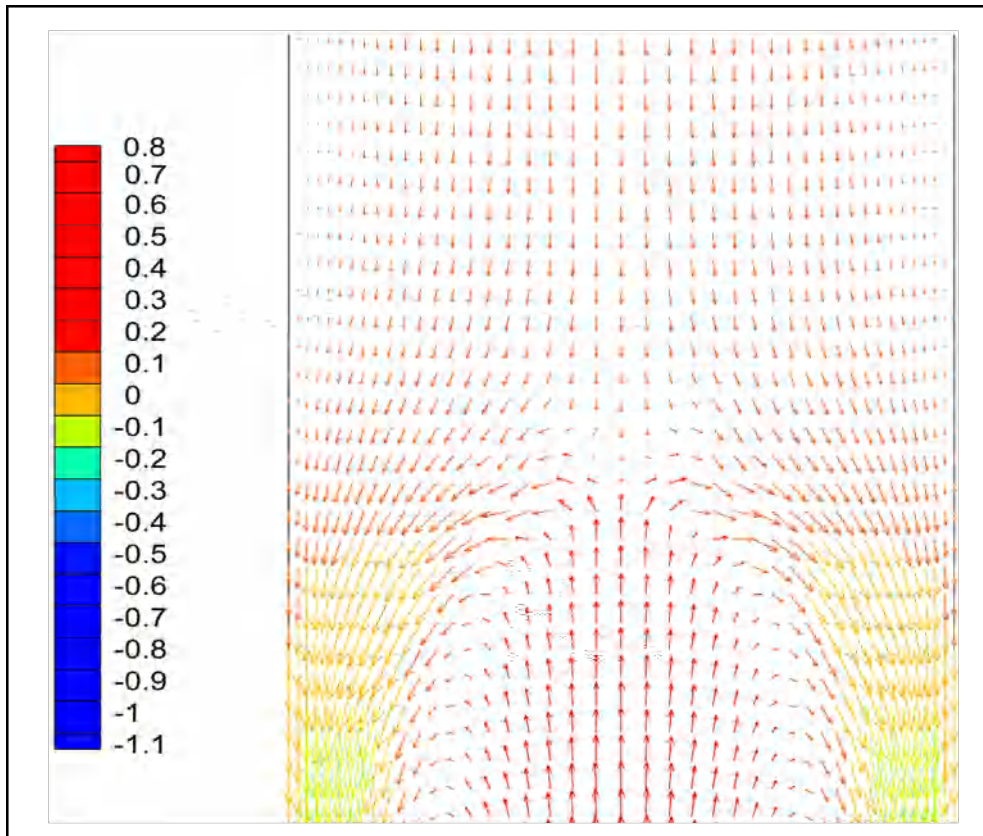


Figure IV-5 : Présentation de la distribution du champ de vectrice vitesse dans la région du nez de Dumitrescu-Taylor.

A partir de la *Figure IV-5* on observe bien le point de stagnation (nez de la bulle) où la vectrice vitesse devient nulle. À l'entrée du film au sommet de la bulle, les vitesses commencent à devenir importantes, les vecteurs de vitesses contiennent une composante radiale. À mesure que le film de liquide diminue en épaisseur, la composante radiale s'atténue donnant ainsi à un écoulement monodimensionnel.

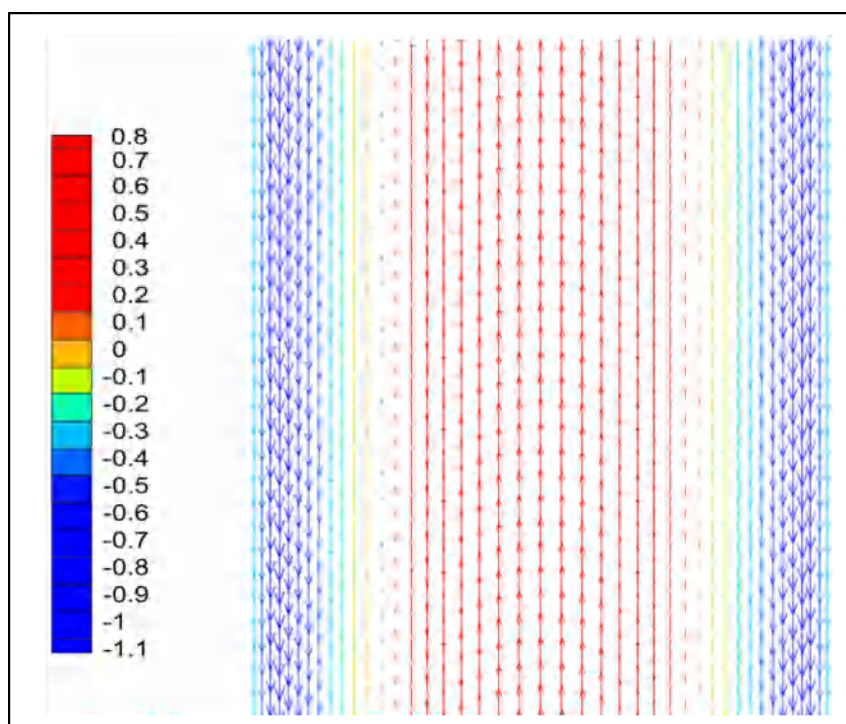


Figure IV-6 : Présentation la distribution de champ de vitesse dans la région développée du film liquide.

La Figure IV-6 montre un profil de champs de vitesse développé. Les vitesses de liquide s'accélèrent de la paroi pour atteindre des vitesses nulles sur la surface de la bulle.

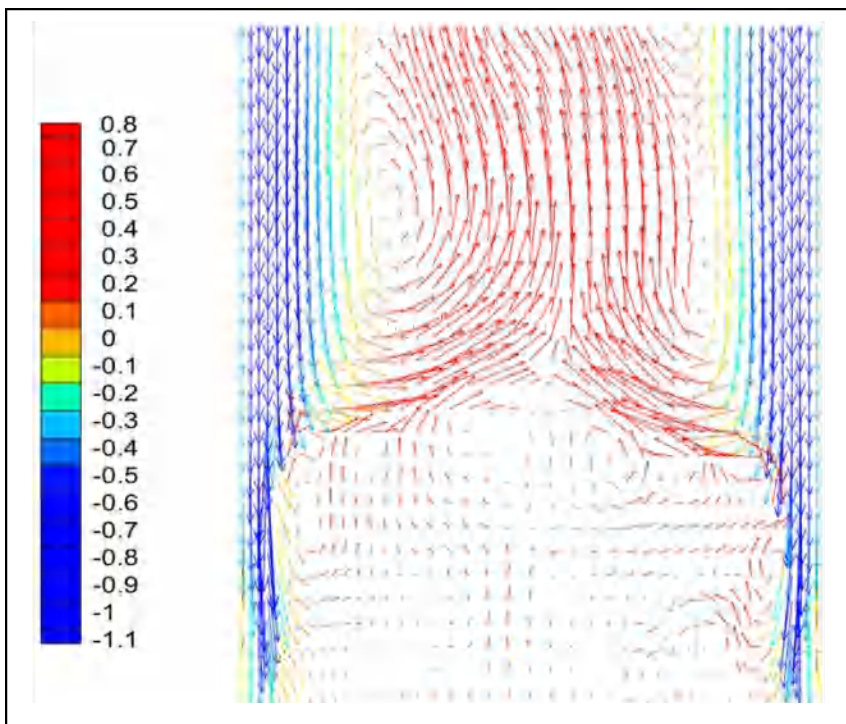


Figure IV-7 : Présentation de la distribution de champ de vitesse au culot de la bulle de Dumitrescu-Taylor.

La *Figure IV-7* montre un champ de profile de vitesse dans le sillage d'une bulle de Dumitrescu-Taylor fixée par un écoulement de liquide descendant. A partir de cette figure, on identifier les tourbillons qui se forment dans le sillage de la bulle. Il y a des tourbillons pariétaux et deux tourbillons derrière le culot de la bulle. Les tourbillons pariétaux ont tendance de se dissiper au-delà d'une certaine distance au-dessous du culot de la bulle.

IV.2.1.3 Profile des lignes de courants le long de la poche de Dumitrescu-Taylor

Les *Figures (IV-8, IV-9, VI-10, VI-11)* représentent les lignes de courant dans la phase gazeuse et la phase liquide de l'écoulement. Le mouvement du gaz à l'intérieur de la bulle est caractérisé par les lignes de courant qui suivent les tangentes du champ de vitesse. Nous remarquons que les lignes des courant près du bord du nez de la poche comme illustré dans la *Figure IV-8*, est significativement différent de celui loin en amont du nez de la bulle.

Au nez : Apparemment, le profil de vitesse n'est pas affecté par la bulle à partir une distance estimée de $0,7 D$ *Figure IV-9*, il n'y a pas de vitesse radiale perceptible le long de l'axe du tube d'où le liquide est essentiellement non perturbé par la présence de la poche, et lorsque nous nous éloignons du centre de tube, l'écoulement est caractérisé par la présence de la composante de vitesse radiale. La vitesse de l'écoulement est réduite à environ 5 % de la vitesse de la poche, cela est dû à une influence mutuelle qu'il existe entre le l'écoulement descendant et la poche de gaz qui provoque un bouchage presque complet dans le tube.

Au milieu : Le long de la poche *Figure IV-10*, dans la phase liquide entre la paroi et l'interface de la poche, les lignes de courant dans le film liquide évoluent jusqu'à ce que la couche limite occupe tout l'anneau de liquide, c'est-à-dire jusqu'à ce que le film liquide soit complètement développé. Ce champ de vitesse atteint son développement à partir d'une distance $12 D$ en dessous du nez de la poche. Cette distance est en accord avec la valeur observé et mesurées par les travaux de **Benattalah [1], S. Benattalah et al. [82]**. La région de développement du film liquide s'étale sur une distance de $8 D$ confirmant les travaux de **Benattalah [1], S. Benattalah et al. [82]**. A partir de cette distance, les lignes de courant et les vecteurs de champs vitesse du film liquide reste constante jusqu'à ce qu'ils plongent dans le sillage de la bulle.

Au culot : La *Figure IV-11* montre le tracé de lignes de courant derrière le culot de la poche de Dumitrescu-Taylor et dans la région de son sillage. On observe que le culot de la bulle n'a

pas une forme aussi régulière que son nez, ce phénomène étant attribuable à l'agitation de l'écoulement. À la terminaison de la base de la bulle, le film liquide plonge en un jet dans le liquide environnant, engendrant une région de mélange fortement perturbée dans le sillage de la bulle. On observe deux tourbillons contrarotatifs justes en dessous du culot de la bulle et l'émergence de tourbillons pariétaux instables à l'intérieur de cet écoulement, caractérisé par une traînée asymétrique, à la suite de la base de la poche de Dumitrescu-Taylor.

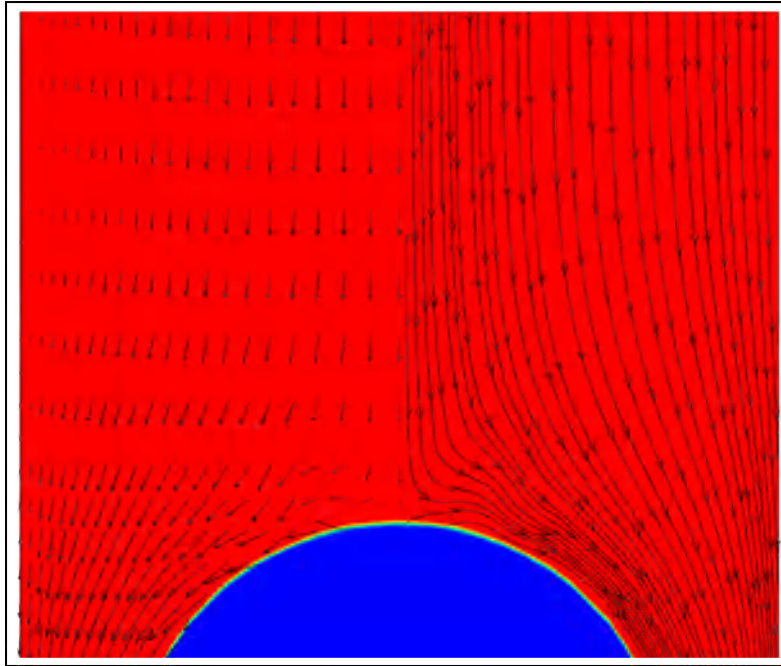


Figure IV-8 : Illustration des lignes de courants et de vecteurs de vitesses au voisinage du nez de la poche de Dumitrescu-Taylor.

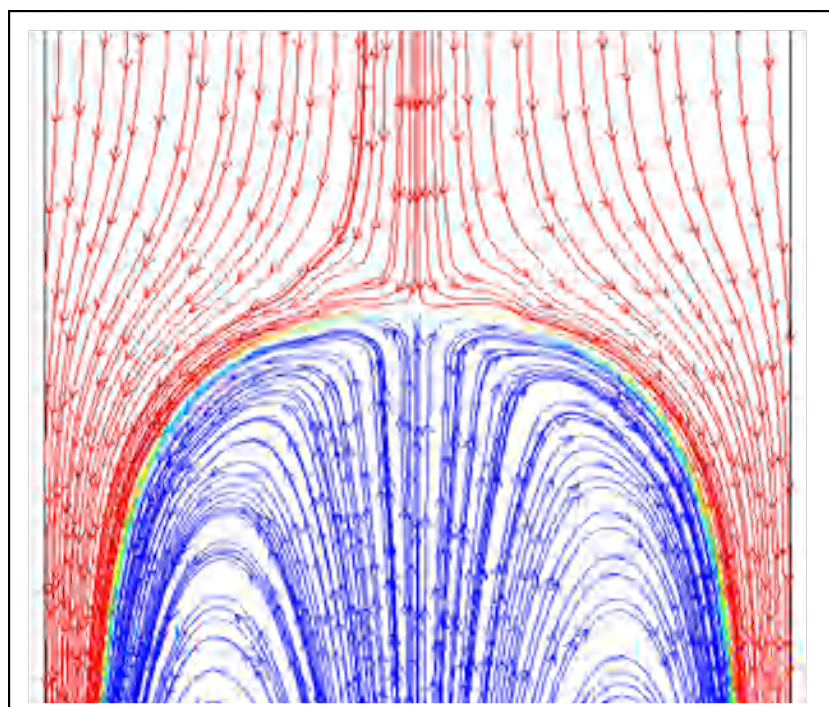


Figure IV-9 : Tracé des lignes de courants à l'intérieur de la bulle de Dumitrescu-Taylor et de son voisinage près du nez

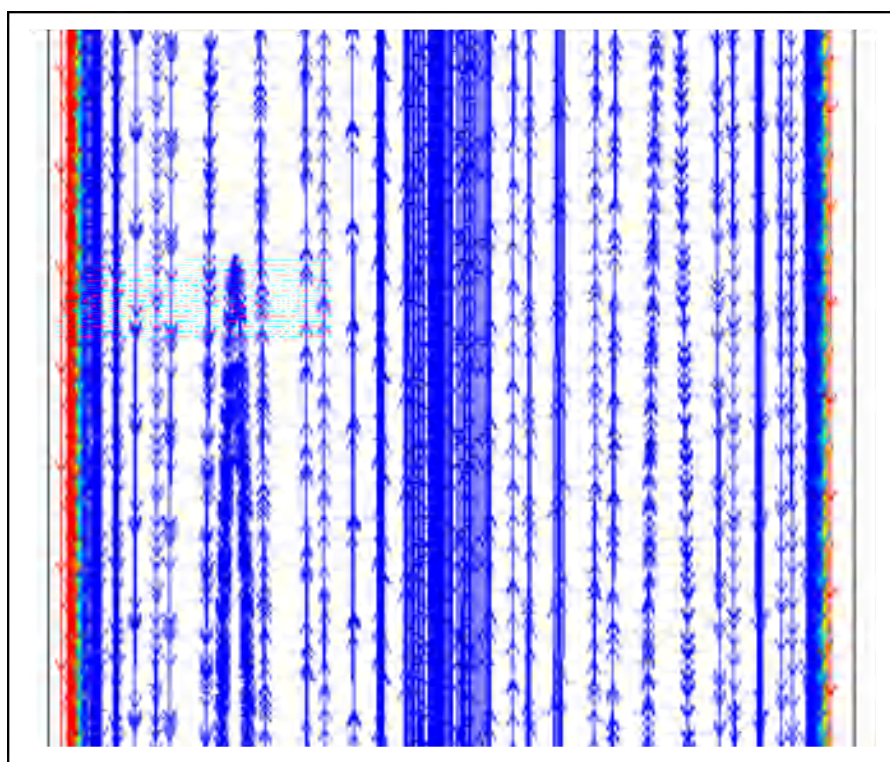


Figure IV-10 : Tracé des lignes de courant dans la région développée du film liquide de la poche de Dumitrescu-Taylor.

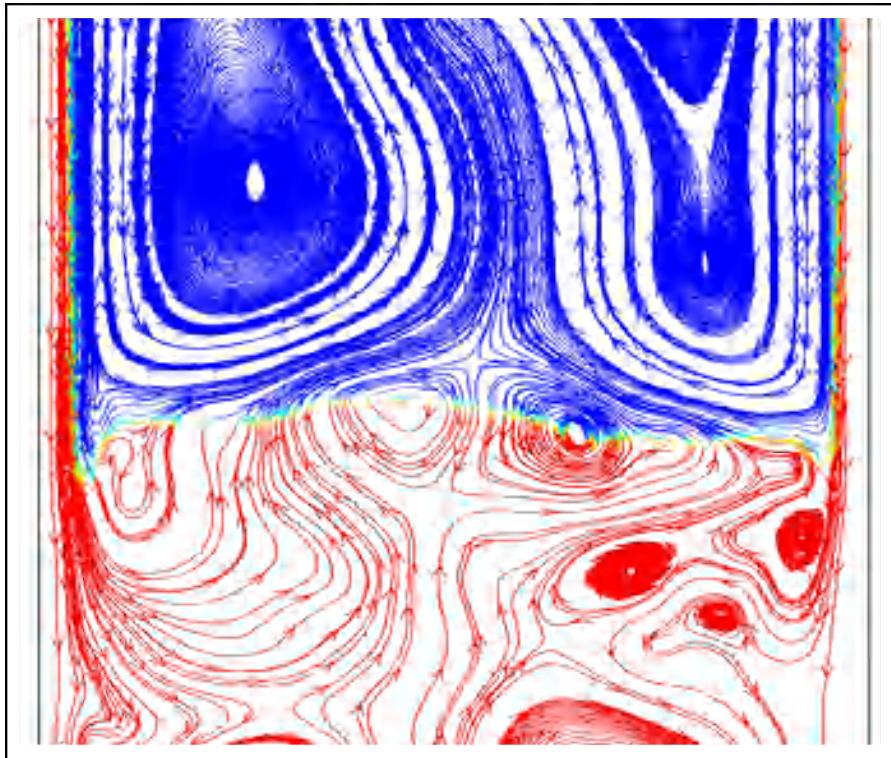


Figure IV-11 : Tracé des lignes de courant au voisinage du culot de la bulle de Dumitrescu-Taylor.

IV.2.1.4 Epaisseur du film le long de la bulle de gaz (N2)

L'évolution de l'épaisseur du film liquide entourant la poche de Dumitrescu-Taylor est illustrée sur la *Figure IV-12* avec la représentation des résultats expérimentaux de **Benattalah [1], S. Benattalah et al. [82]**. Comme le montre, l'épaisseur produite par les résultats numérique est similaire à celle mesurée expérimentalement, avec une erreur relative ne dépassant pas 08%, ce qui signifie que les résultats calculés par le modèle numérique concordent bien avec ceux de l'expérimentale. Il est observé que l'épaisseur du film liquide le long de la poche de Dumitrescu-Taylor a tendance de diminuer progressivement le long de la bulle de gaz pour atteindre un palier stable correspondant à la région développée du film liquide. Au-delà de cette région, le film liquide présente des fluctuations caractérisant un écoulement de film liquide turbulent.

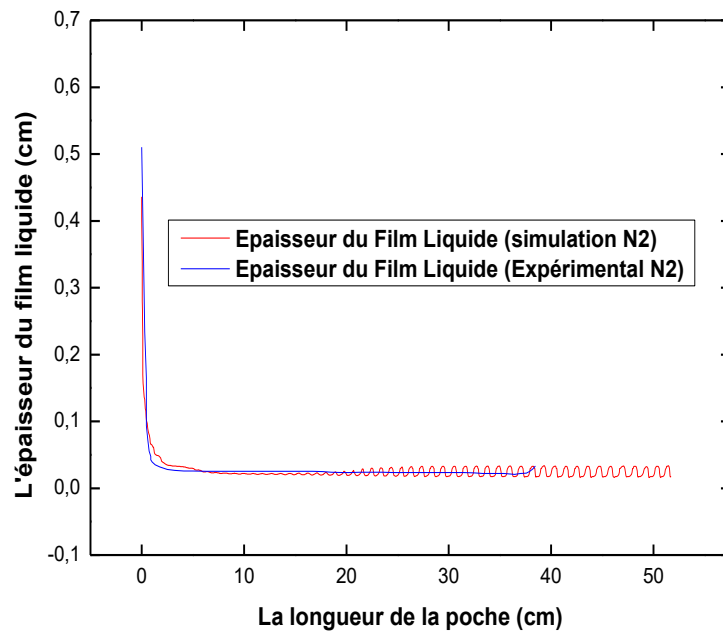


Figure IV-12 : Comparaison entre l'épaisseur du film liquide obtenue par simulation et celle mesurée expérimentalement.

Le profil de l'épaisseur du film liquide, le long de la poche de Dumitrescu-Taylor reflète quatre régions d'écoulement entourant la bulle de gaz *Figure IV-13*. Une région d'entrée de profil courbé correspondant au nez de la poche d'une longueur L_0 de dimension $(D/4)$ où le film liquide est considérée comme un écoulement potentiel. Au-delà de cette distance $(D/4)$, l'écoulement devient assez complexe **R. A. S. Brown [24]** et correspond à un écoulement de transition dans lequel le film liquide de longueur L_1 est dans sa phase d'accélération, en raison de rétrécissement du diamètre du film liquide. La troisième région est caractérisée par la longueur L_2 correspondant à la partie asymptotique lisse du film liquide, partie où l'écoulement peut être assimilé à l'écoulement établi entre deux plans parallèles. La quatrième région est caractérisée par la longueur L_3 qui correspond à la partie instable du film, cette instabilité apparaît à partir de $L_b = 23$ cm.

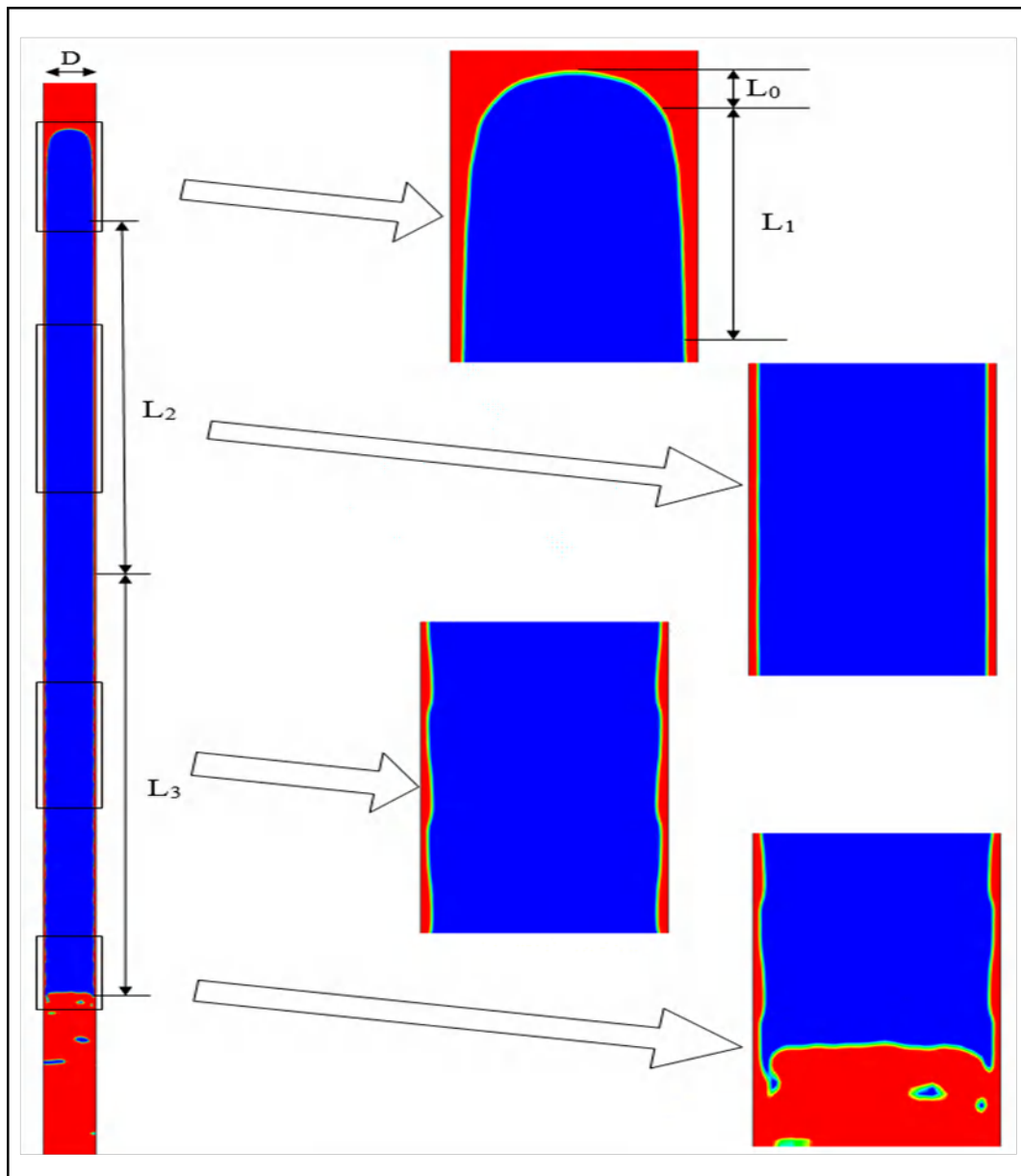


Figure IV-13 : Illustrations simulées des différentes régions d'écoulement le long de la poche de Dumitrescu-Taylor.

IV.2.1.5 Vitesse interfaciale du film liquide le long de la bulle

Un autre paramètre dynamique crucial à prendre en considération pour comprendre la physique du transfert de matière est la vitesse interfaciale du film liquide. Actuellement, sa mesure expérimentale est inaccessible. Par conséquent, les résultats numériques de ce paramètre représentent un résultat significatif dans le calcul du coefficient de transfert de matière dans le modèle de pénétration de **Higbie (1935)**. La *Figure IV-14* illustre la vitesse inter-faciale moyenne dans le film liquide tombant le long de la poche de Dumitrescu-Taylor

pour la paire (Eau-Azote) utilisée. Nous observons un profil de vitesse inter-faciale du film liquide qui varie selon une forme exponentielle avec cinq phases d'écoulement distinctes. **La première région** est de forme courbée, présentant trois pentes différentes. La première pente caractérise la région d'écoulement potentiel avec une valeur de $D/4$, où D représente le diamètre de la conduite. Les valeurs des vitesses inter-faciales du film liquide dans cette région de longueur $L_0 = 0,25$ cm, montre la validité de l'équation de Bernoulli selon **R. M. Davies et G. I. Taylor [12]** suggérant un écoulement potentiel. **La deuxième et troisième région** correspond à une région d'écoulement de transition. La première s'étend sur une distance de 0,25 à 5 cm à partir du nez de la bulle tandis que la troisième phase s'étend sur une distance de 5 à 10 cm. **Quatrième région** est un palier de profil rectiligne sur une distance de L_b de 10 à 25 cm, correspondant au film liquide développé laminaire. **La cinquième région** correspond au film turbulent. Ces descriptions d'écoulement distinct du film liquide, nous servirons pour analyser le transfert de matière le long de la poche de Dumitrescu-Taylor.

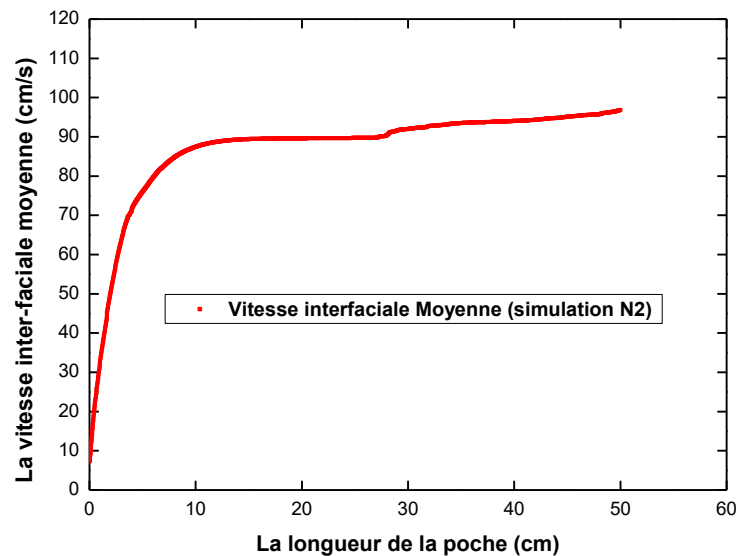


Figure IV-14 : Résultat de la simulation de la vitesse inter-faciale moyenne du film liquide.

IV.2.1.6 Le frottement pariétal le long de la poche de gaz

La *Figure IV-15* ci-dessous illustre les résultats numériques de la distribution de frottement pariétal moyen le long de la bulle de gaz pour la paire (Eau-Nitrogène). On observe bien l'allure courbée du profil correspondant au nez de la bulle. Dans cette zone, on note une variation de 13% entre les valeurs calculées par les mesures expérimentales et les valeurs simulées. Au-delà de cette zone, dans la région développée du film liquide, le profil de frottement illustre bien une région lisse et les résultats numériques concordent bien avec les

résultats expérimentaux. Juste après, des fluctuations importantes qui apparaissent sur l'évolution du profil de frottement, caractérisant le régime d'écoulement turbulent. Derrière le culot de la bulle, on observe de fortes fluctuations qui ont tendance de s'atténuer progressivement en s'éloignant du culot de la bulle.

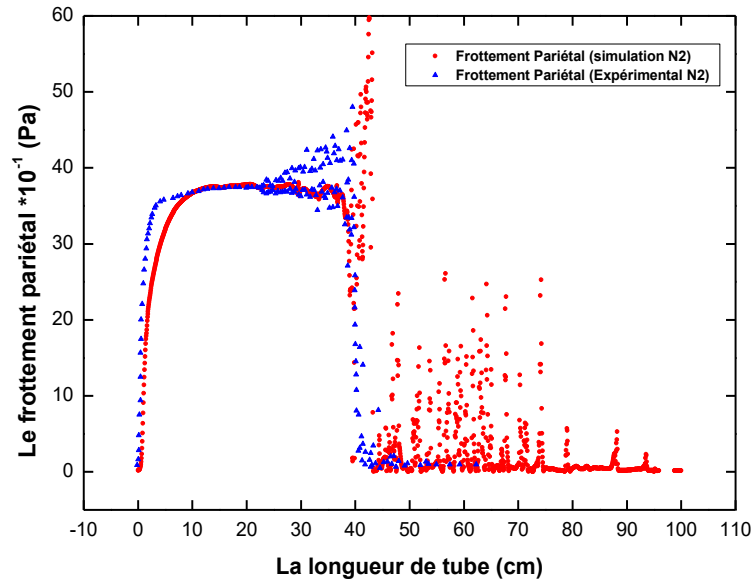


Figure IV-15 : Comparaison entre le frottement pariétal simulé et Expérimental selon Benattalah [1], S. Benattalah et al. [82].

IV.2.1.7 Profile de vitesse dans une section transversale de la conduite et lignes de courant

La Figure IV-16 présente les résultats numériques du champ de vitesse de l'écoulement, incluant les lignes de courant et les vecteurs de vitesse. Ces résultats de simulation permettent de proposer trois zones de développement du profil de vitesse dans le film liquide. Dans la première zone, l'écoulement liquide autour de la bulle Dumitrescu-Taylor est supposé potentiel dans une distance plus proche du sommet de la poche de gaz, avec une faible vitesse du film liquide. Après cette distance, le film liquide entre dans la deuxième région qui est divisée en deux parties : la zone de transition et la zone laminaire, où la vitesse dans le film liquide est cinq fois plus élevée que dans la région potentielle. Immédiatement après cette distance, l'écoulement liquide atteint sa vitesse terminale (écoulement laminaire développé) et la vitesse du film liquide est plus de dix fois plus élevée que dans la région potentielle. Cette région est appelée la région de turbulence. Dans cette dernière région, des oscillations

commencent à apparaître et deviennent très proéminentes en raison de la création de petites cellules contrarotatives le long de la zone de turbulence.

En outre, la *Figure IV-17* montre le profil de vitesse transversale obtenu par simulation dans le film liquide et à l'intérieur de la poche Dumitrescu-Taylor pour le cas de (Eau-Nitrogène). L'analyse indique que les vecteurs de vitesse sont dirigés vers le haut près du centre de la bulle, tandis qu'ils sont dirigés vers le bas près de l'interface. Ces résultats ne prennent pas en compte l'existence du profil de Poiseuille car la création d'un vortex toroïdal à l'intérieur de la bulle de gaz affecte la distribution des vecteurs de vitesse. La vitesse absolue prend les valeurs les plus élevées dans la zone d'interface entre la bulle et film liquide, et diminue jusqu'à atteindre zéro en se déplaçant vers le mur du conduit. Ce profil de vitesse transversale dans la conduite, à une distance de 15 cm du nez de la bulle, obtenu par simulation numérique est comparé au profil expérimental. Les résultats montrent un bon accord entre le profil simulé et celui mesuré par **S. Benattalah [1]**, **S. Benattalah et al. [82]**, indiquant ainsi que le code de calcul décrit correctement l'écoulement dans le gaz.

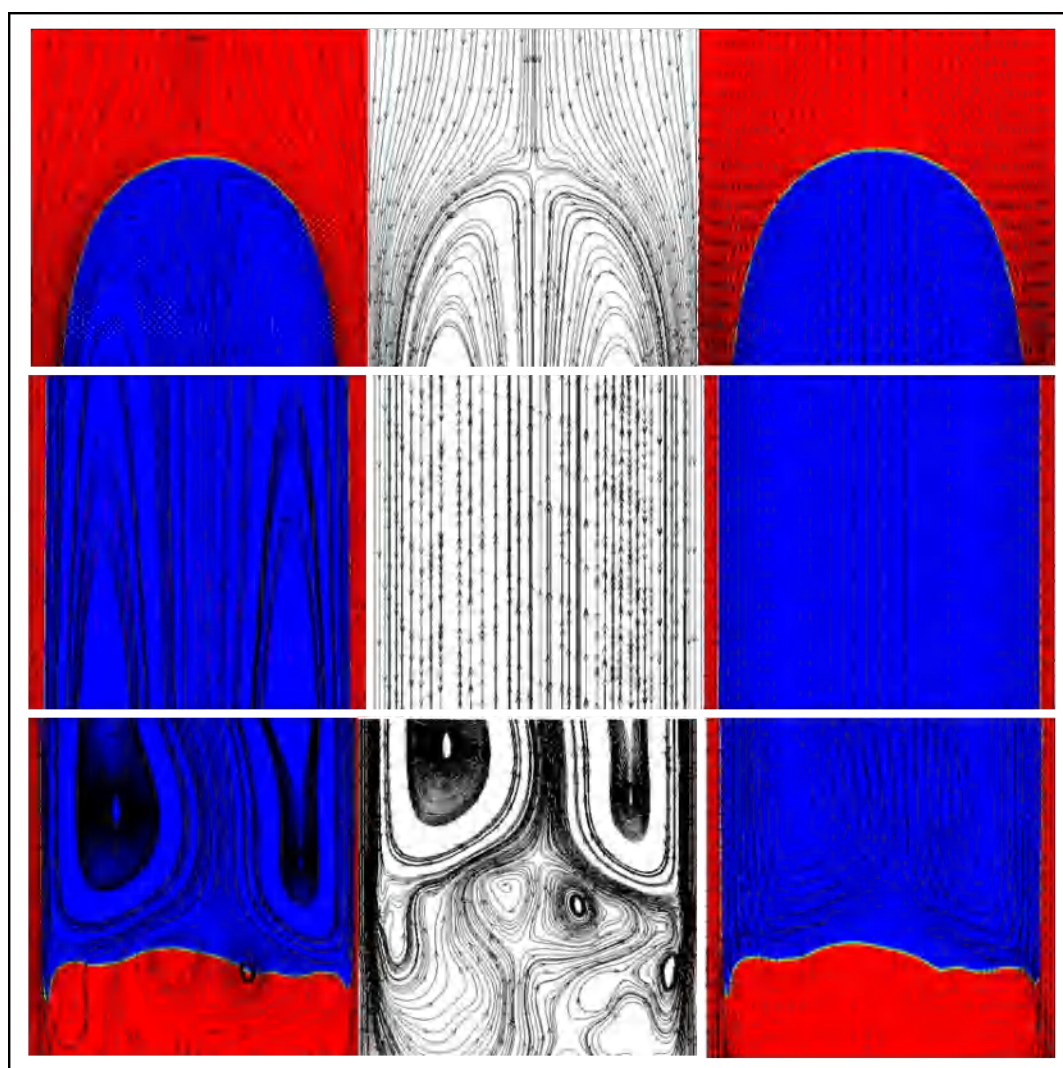


Figure IV-16 : Présentation de champs des vecteurs de vitesse et ligne de courant dans et autour la poche de Dumitrescu-Taylor.

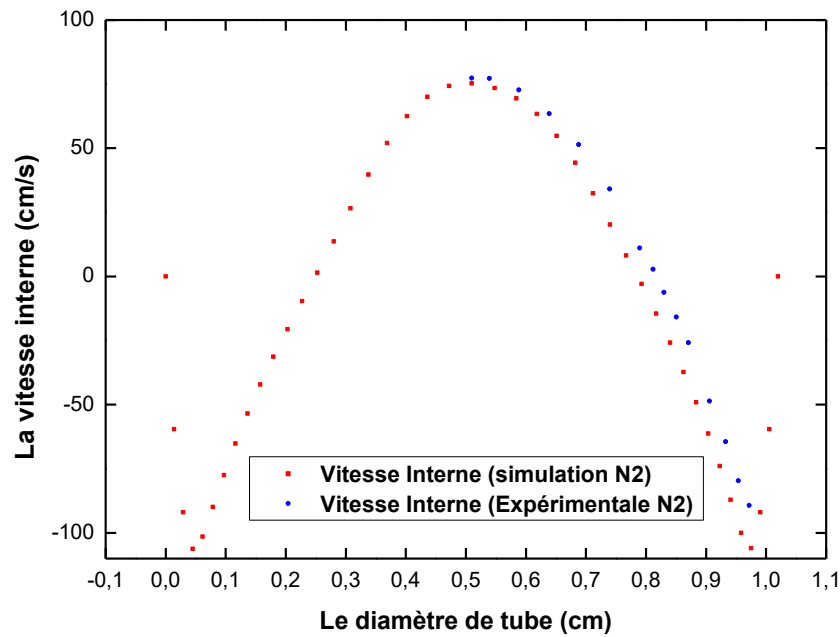


Figure IV-17 : Comparaison de la vitesse transversale simulée dans la phase gazeuse et film liquide avec l'expérimentale Benattalah [1], S. Benattalah et al. [82].

IV.2.2 L'érosion de la longueur de poche de Dumitrescu-Taylor (N2) et son transfert de matière

Après avoir présenté les résultats numériques des paramètres hydrodynamiques de la structure de l'écoulement de la poche de Dumitrescu-Taylor, nous présentons les résultats numériques de l'érosion de la bulle dans l'écoulement liquide dans nos conditions de simulation. Pour suivre la dissolution de la poche de Dumitrescu-Taylor d'une longueur L_b de 50 (cm) dans l'écoulement, nous avons procédé de la manière suivante. A partir de la dissolution dans l'eau, des fractions massiques de la phase gazeuse (*bulle d'azote (N2)*) correspondant à une variation en longueur de la bulle sont manifestée au cours du temps. La *Figure IV-18* montre les différentes illustrations de la dissolution de la poche de Dumitrescu-Taylor dans l'eau.

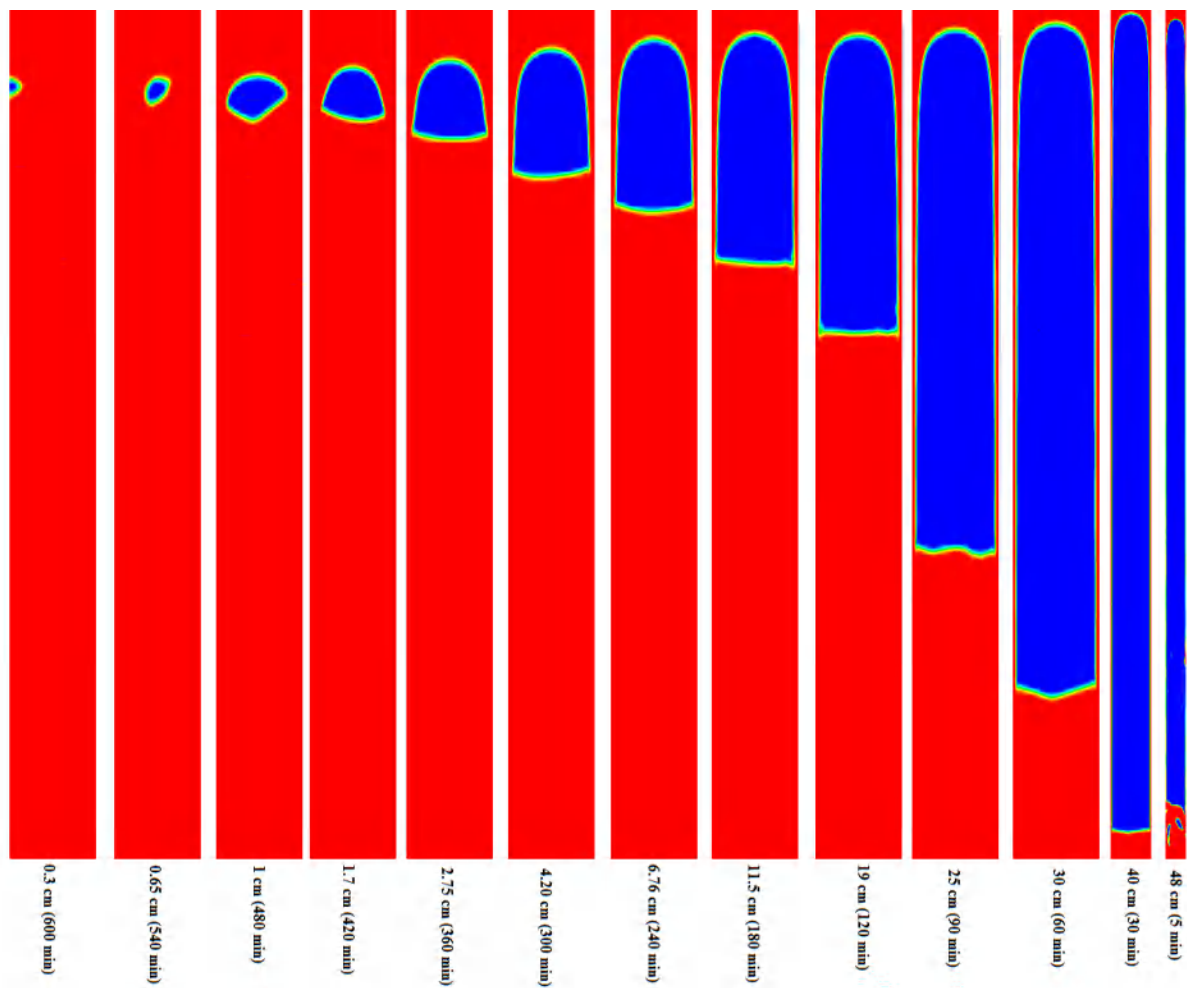


Figure IV-18 : Les résultats de la simulation sur l'évolution de la décroissance de la bulle au cours du temps.

Les résultats de cette dissolution de la bulle sont présentés sous la forme de la décroissance en longueur de la bulle au cours du temps voir figure ci-dessous. On remarque que les résultats numériques reflètent bien les résultats expérimentaux. En outre, les résultats simulés ont permis de déterminer le temps nécessaire à la dissolution complète de la bulle, ce que l'expérience n'a pas réussi à obtenir. Ce temps correspond à une durée de 10 heures.

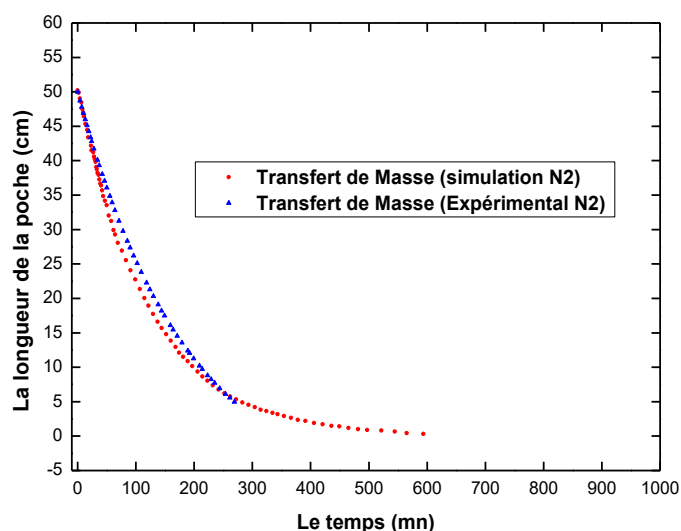


Figure IV-19 : Comparaison de l'érosion de la bulle de gaz (N2) simulée avec profil mesuré au cours du temps Benattalah [1], S. Benattalah et al. [82].

IV.2.3 Analyse des paramètres hydrodynamiques sur le coefficient de transfert de masse

Dans le but de comprendre la physique du transfert de matière, nous allons étudier les variations du coefficient de transfert de matière en fonction des paramètres hydrodynamiques comme l'épaisseur du film liquide et la vitesse inter-faciale du film liquide. La *Figure IV-20* donne la représentation du coefficient de transfert de matière en fonction de l'épaisseur du film liquide tandis que la *Figure IV-21* illustre les variations du coefficient de transfert de matière en fonction de la vitesse inter-faciale du film liquide. Au regard de la *Figure IV-20*, le coefficient de transfert est beaucoup plus important pour les faibles épaisseurs de film liquide. Ces épaisseurs correspondent bien à la région d'écoulement laminaire du film liquide et celle de l'écoulement instable turbulent. Le facteur dominant dans le transfert de matière est aussi la vitesse inter-faciale du film liquide. Ces faibles épaisseurs de film liquide, caractérisées par de grandes vitesses inter-faciales, correspondent à de longs temps d'exposition de la phase liquide à la phase gazeuse selon la théorie de **Higbie**. Ce phénomène implique un transfert de matière important de la phase gazeuse à la phase liquide, résultant en des coefficients moyen de transfert de matière de l'ordre de $(4.e^{-5} \text{ m/s})$ pour la région du film liquide turbulent et de $(3.e^{-5} \text{ m/s})$ pour la région du film liquide laminaire. Dans ces deux régions, le mécanisme de transfert est principalement piloté par l'advection de l'interface, qui transporte la concentration. Pour la région courbée correspondant à une longueur de bulle de 10 cm, partagée selon trois paliers de pente différente en vitesse, les valeurs des coefficients de

transfert de matière prennent des valeurs moins importantes. Dans la région d'écoulement de transition, on se retrouve avec deux coefficients moyens de transfert de matière : un coefficient de ($k_l = 0,42.e^{-5}$ m/s) correspondant au troisième palier de vitesse moyenne inter-faciale de ($V_{il} = 80$ cm/s) et un coefficient de ($k_l = 0,2.e^{-5}$ m/s) correspondant au deuxième palier de vitesse inter-faciale ($V_{il} = 50$ cm/s). Quant à la région de l'écoulement potentiel pour une vitesse inter-faciale ($V_{il} = 20$ cm/s), le coefficient de transfert est de ($k_l = 0,1.e^{-5}$ m/s). Selon la théorie de **Higbie**, les faibles valeurs de ces coefficients sont influencées par de court temps d'exposition de la phase liquide à la phase gazeuse. De plus, avec la dissolution rapide de la poche de Dumitrescu-Taylor sur une grande longueur, le gaz dissous se déplace de la bulle vers les bouchons liquides environnants. L'accumulation de gaz dissous dans le bouchon liquide entraîne une concentration élevée de gaz dissous, ce qui réduit le gradient de concentration près de la surface de la bulle. Par conséquent, cela entraîne un taux de transfert de matière plus faible. Ce phénomène conduit à des temps de dissolution très lents lorsque la poche de Dumitrescu-Taylor diminue.

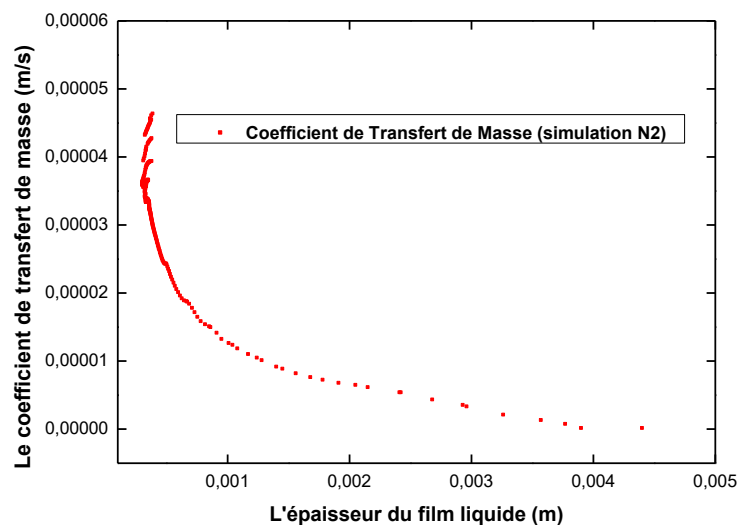


Figure IV-20 : Coefficient de transfert de matière pour la bulle (N2) en fonction de l'épaisseur du film liquide.

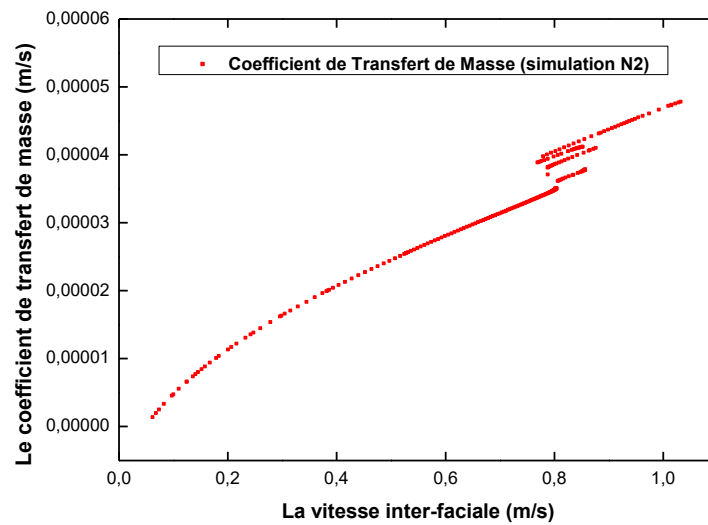


Figure IV-21 : Coefficient de transfert de matière en fonction de la vitesse inter-faciale du film liquide le long de la bulle d'azote (N₂).

IV.3 Analyse des Effets des propriétés physiques des fluides sur la structure de l'écoulement de la poche de Dumitrescu-Taylor et son Transfert de matière.

Les propriétés physiques des fluides, telles que la densité, la viscosité, la tension superficielle et la diffusivité, peuvent avoir un impact significatif sur la structure des écoulements diphasiques gaz-liquide. En général, la combinaison de ces propriétés physiques des fluides et des conditions opératoires, telles que la pression, la température et le débit, peut influencer la dynamique de l'écoulement diphasique ainsi que la performance des équipements de séparation et de transfert de matière. Dans cette partie, nous allons présenter des résultats numériques obtenus pour le cas des changements de la phase gazeuse et dans le cas des changements de la phase liquide. Pour la phase gazeuse, deux gaz ont été étudié : l'oxygène O_2 et le gaz carbonique de formule CO_2 dont les propriétés physiques sont mentionnées dans le *Tableau IV-1*. Pour la phase liquide, on s'intéresse à la phase liquide favorisé par des particules fines (nanoparticules), vu qu'au cours des dernières décennies, l'amélioration de transfert de matière est devenue une direction de développement importante de l'industrie utilisant cette structure d'écoulement diphasique. Pour cette étude, nous avons intégré des fractions massiques de nanoparticules d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) dans le système d'écoulement, à savoir 0,05 % et 0,1 % d'eau d'oxyde d'aluminium ($H_2O-Al_2O_3$), afin d'examiner leur impact sur les caractéristiques de l'écoulement de la bulle et les performances du transfert de matière.

IV.3.1 Effet des propriétés physiques de bulles de gaz d'oxygène(O_2) et de dioxyde carbone (CO_2) sur la dynamique de leur écoulement et leur transfert masse

IV.3.1.1 Résultat sur l'épaisseur du film liquide

Pour les deux paires de fluides étudiées, H_2O-O_2 et H_2O-CO_2 , les résultats simulés voir *Fig. IV.22* pour l'épaisseur du film liquide suivent une tendance similaire à celle observée dans le graphe précédent pour la paire de fluides H_2O-N_2 . Qualitativement, les épaisseurs sont presque identiques, avec des variations très faibles.

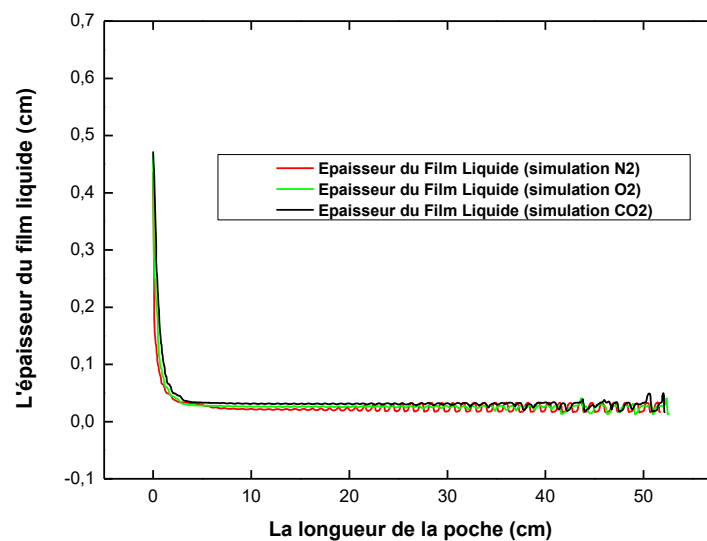


Figure IV-22 : L'influence des gaz (O_2 et CO_2) sur l'épaisseur du film liquide.

IV.3.1.2 Résultats sur le frottement Pariétal

Pour les profils de frottement pariétal des deux paires de fluides étudiées, H_2O-O_2 et H_2O-CO_2 , les résultats simulés voir *Figure IV-23* révèlent une évolution similaire à celle observée dans le graphe précédent pour la paire de fluides H_2O-N_2 . Les profils présentent des différences, avec des variations peu prononcées.

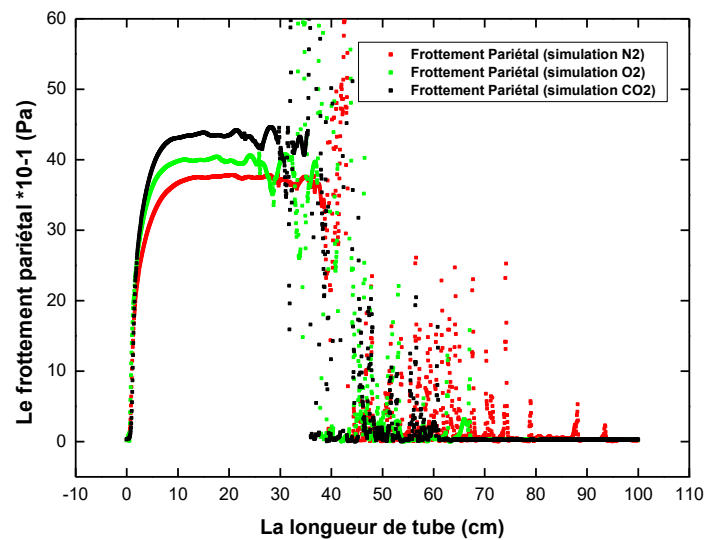


Figure IV-23 : Effet des bulles de gaz d'oxygène(O_2) et de dioxyde de carbone (CO_2) sur le frottement pariétal.

IV.3.1.3 Résultats sur la vitesse interfaciale du film liquide.

Les Figures (IV-24, IV-25) présentent les vitesses interfaciales moyenne et locale pour différentes bulles de gaz. On remarque que la vitesse dans la région courbée du profil semble peu affectée par le type de bulle. Cependant, au-delà d'une distance de 5 cm de la longueur de la bulle, des différences significatives apparaissent dans les profils de vitesses. Cette observation met en évidence l'importance de la distance par rapport à la bulle dans l'analyse des variations des profils de vitesses inter-faciales. Alors que la région courbée semble relativement insensible aux différences entre les bulles de gaz.

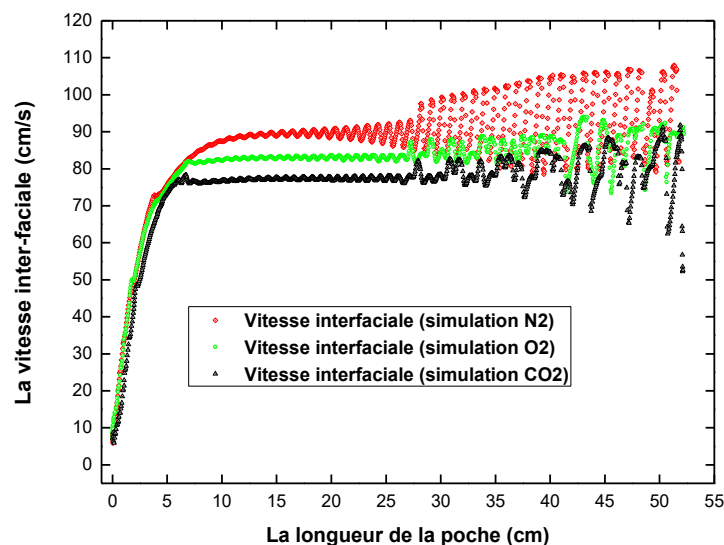


Figure IV-24 : Effet des gaz (O_2 et CO_2) sur la vitesse inter-faciale du film liquide le long de la bulle.

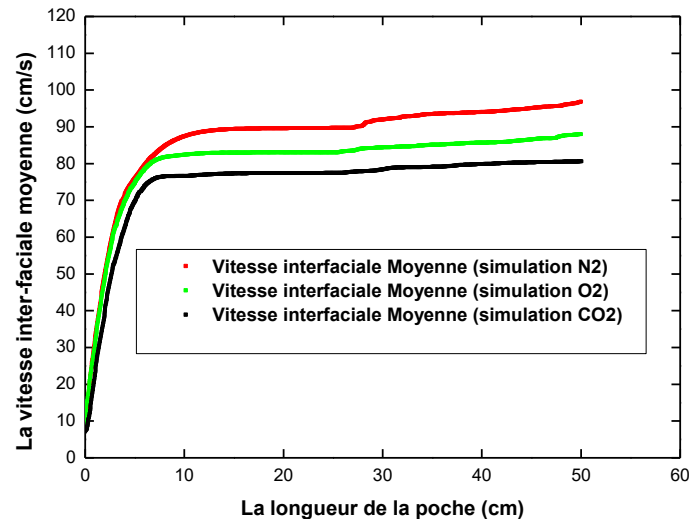


Figure IV-25 : Effet des gaz (O_2 et CO_2) sur la vitesse interfaciale moyenne du film liquide le long de la bulle.

IV.3.1.4 Résultats sur la vitesse transversale du fluide dans la région film liquide développé.

La Figure IV-26 illustre l'impact de la masse volumique du gaz utilisé sur le champ de vitesse transversale à l'intérieur de la bulle de gaz ainsi que dans le film liquide environnant. Les profils de vitesse présentent une forme presque parabolique. Les valeurs de vitesse sont positives au centre, et leurs valeurs maximales ont tendance à diminuer avec l'augmentation de la masse volumique du gaz. Proche de l'interface, les valeurs deviennent négatives à l'intérieur de la bulle, et elles diminuent également lorsque la masse volumique du gaz augmente. L'existence de valeurs positives et négatives de la vitesse à l'intérieur de la bulle suggère la présence d'un long vortex toroïdal à l'intérieur de celle-ci. Quant à la phase liquide, la vitesse maximale du liquide dans la direction axiale se trouve au niveau de l'interface. Cette valeur absolue de la vitesse dans le film liquide a également tendance à diminuer avec l'augmentation de la masse volumique du gaz.

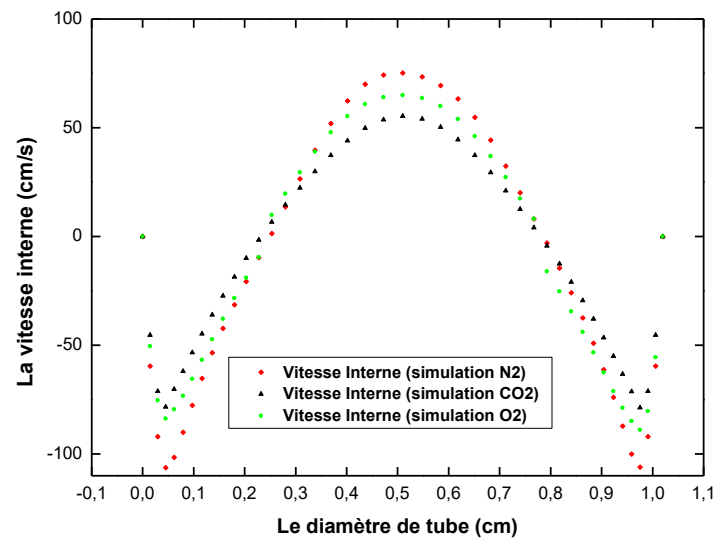


Figure IV-26 : La vitesse transversale dans le film liquide et la bulle de gaz pour différentes bulles de gaz utilise (O_2 et CO_2).

IV.3.1.5 Résultats sur l'érosion de la bulle et le coefficient de transfert masse

L'allure des courbes de dissolution de la bulle sont similaires à celui de l'azote dans l'eau. Le schéma *Figure IV-27* illustre l'évolution de la dissolution de deux bulles de gaz de même longueur sur une période donnée, en utilisant l'eau comme fluide correspondant. Chaque courbe exponentielle représente la diminution de la poche de Dumitrescu-Taylor d'un gaz spécifique, tel que l'oxygène et le dioxyde de carbone, dans l'eau. Au départ, les courbes présentent des pentes distinctes, reflétant les différents taux de dissolution de chaque gaz dans l'eau. Les temps correspondants sont de l'ordre de $t = 16$ heures pour la disparition complète de la bulle de CO_2 dans H_2O et de $t = 11,3$ heures pour une bulle d'oxygène dans H_2O . L'analyse inclut également le traçage du coefficient de transfert de matière en fonction de l'épaisseur du film liquide *Figure IV-28* et de la vitesse interfaciale *Figure IV-29*. Ces figures illustrent la prédominance de la phase de dissolution à travers le mince film liquide entourant la bulle de Dumitrescu-Taylor. Cependant, cette prédominance diminue progressivement à mesure que le film liquide s'épaissit.

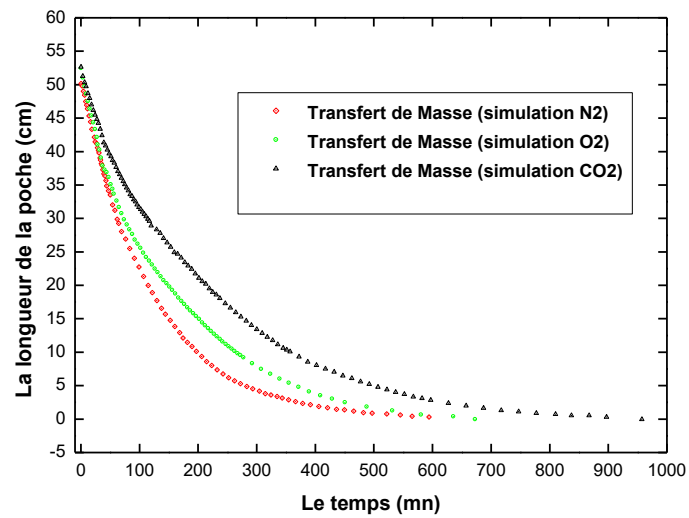


Figure IV-27 : La décroissance de la bulle en fonction du temps pour la paire fluide (H_2O-O_2 et H_2O-CO_2)

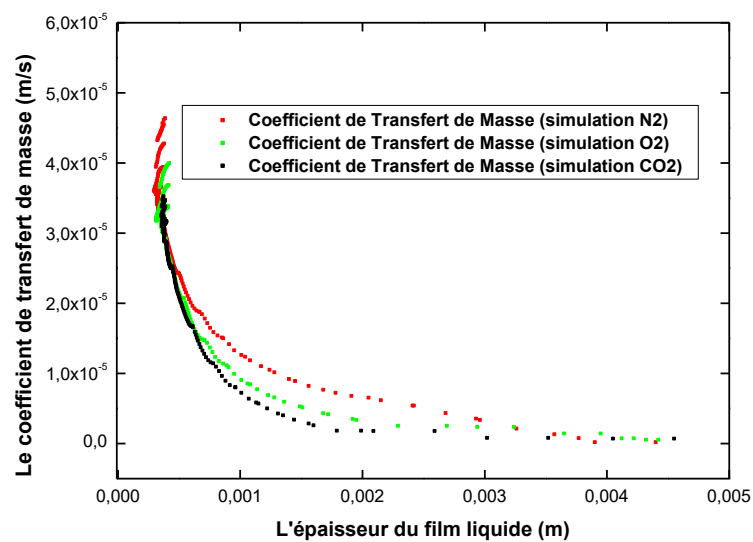


Figure IV-28 : Coefficient de transfert de matière en fonction de l'épaisseur du film liquide pour la paire fluide (H_2O-O_2 et H_2O-CO_2)

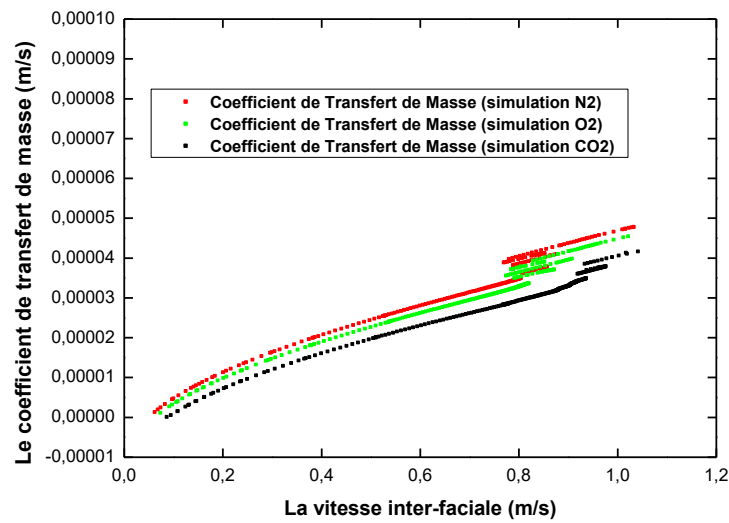


Figure IV-29 : Coefficient de transfert de matière en fonction de la vitesse interfaciale pour la paire fluide (H_2O-O_2 et H_2O-CO_2)

IV.4 Effet des nanoparticules d' Al_2O_3 (oxyde d'aluminium) sur la dynamique de la bulle de Dumitrescu-Taylor et de son transfert de matière dans l'écoulement.

Dans cette partie d'étude, nous avons examiné le comportement de la bulle de Dumitrescu-Taylor dans un écoulement contenant des nanoparticules. Les nanoparticules utilisées sont des oxydes d'aluminium Al_2O_3 avec des fractions massiques de 0,1% et 0,05%. Ainsi, la création d'une suspension de liquide, également connue sous le nom de nano fluide constituera la phase liquide de l'écoulement. Il est important de noter que les nanoparticules d' Al_2O_3 présentent une caractéristique particulière : leur surface spécifique est extrêmement élevée en raison de leur petite taille. Cette propriété augmente le nombre de sites actifs disponibles pour les interactions avec les molécules environnantes.

Les résultats obtenus sur le comportement de la poche de Dumitrescu-Taylor dans un écoulement de nano fluides vont être examiné pour deux différentes concentrations de nanoparticules d'oxyde d'aluminium Al_2O_3 dans le liquide. Les courbes obtenues vont nous permettre de mieux comprendre l'impact des nanoparticules sur la dynamique de la bulle dans l'écoulement et de sa dissolution.

IV.4.1 Epaisseur du film liquide

Nous avons construit un graphique illustrant l'épaisseur du film liquide en fonction de la longueur de la bulle, avec trois courbes représentant différentes viscosités dynamiques du liquide $H_2O-AL_2O_3-0,1\%$, $H_2O-AL_2O_3-0,05\%$ et H_2O voir *Tableau IV.1*. Nous observons que la courbe correspondant au liquide avec la viscosité dynamique la plus élevée présente une épaisseur de film plus grande que celles des deux autres courbes, où la viscosité du liquide est plus faible en comparaison. Par ailleurs, nous notons que le film liquide tend à s'établir rapidement à partir d'une distance relativement courte, environ 7 cm, par rapport au liquide moins visqueux, qui commence à se former à environ 12 cm. De plus, le profil du nez de la bulle pour le liquide le plus visqueux est moins pointu que celui du liquide moins visqueux, une observation cohérente avec des études antérieures. Ces observations mettent en évidence l'impact significatif de la viscosité du liquide sur la formation et la dynamique du film liquide autour de la poche de Dumitrescu-Taylor. Ce résultat souligne l'importance de la viscosité dans la compréhension des écoulements de la poche de Dumitrescu-Taylor.

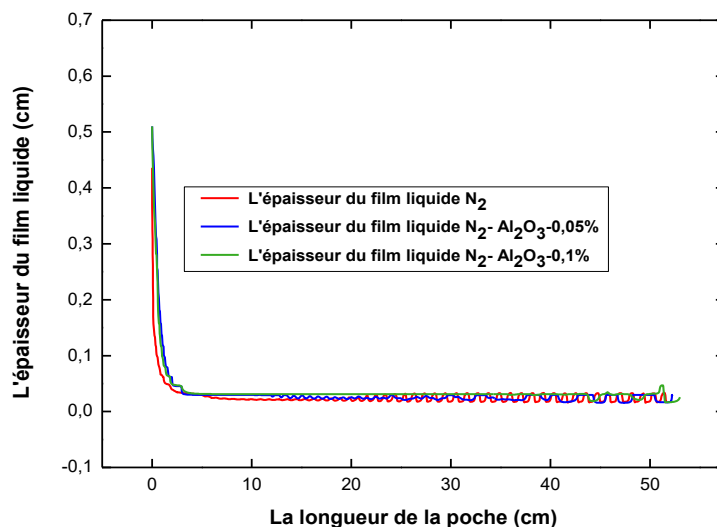


Figure IV-30 : L'influence de nano-fluide sur l'épaisseur du film liquide.

IV.4.2 Frottement pariétal le long de la poche de Dumitrescu-Taylor

Le graphique présente les résultats relatifs au frottement pariétal pour les deux types de concentrations de nanoparticules utilisées. Il met en évidence que la suspension de liquide contenant ces nanoparticules présente une viscosité dynamique considérablement supérieure à celle de l'eau, qui sert de liquide de référence dans l'expérience. Cette augmentation de la viscosité entraîne une élévation du frottement pariétal le long de la paroi de la conduite,

comme observé dans les études menées par **Z. S. Mao et A. E. Dukler [97]**. En d'autres termes, plus la viscosité du liquide est élevée, plus la force de friction exercée sur la paroi de la conduite augmente.

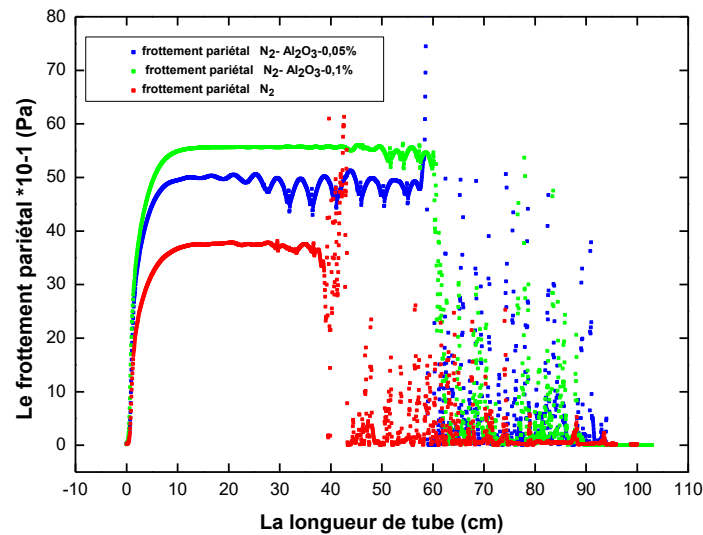


Figure IV-31 : L'influence de nano fluide sur le frottement pariétal.

IV.4.3 Résultats sur la vitesse interfaciale du film liquide.

Les graphes des *Figures (IV-32, IV-33)* montrent l'effet de l'ajout de nanoparticules à la phase liquide sur la vitesse interfaciale moyenne et locale de la poche de Dumitrescu-Taylor. Pour les deux configurations de nano-fluides, on observe que la vitesse interfaciale moyenne dans la région courbée du profil (*Nez*) est influencée par la concentration des nano-fluides. La vitesse interfaciale moyenne commence par augmenter rapidement et de façon accélérée. Cette augmentation continue de manière significative jusqu'à atteindre une certaine distance, où elle se stabilise (*Film liquide et Culot*). Les différences quantitatives entre les courbes indiquent que la configuration du nano-fluide a une influence notable sur la dynamique interfaciale. Ces données sont essentielles pour comprendre et optimiser les processus impliquant les nano-fluides, notamment dans des applications industrielles où un contrôle précis des vitesses interfaciales est requis.

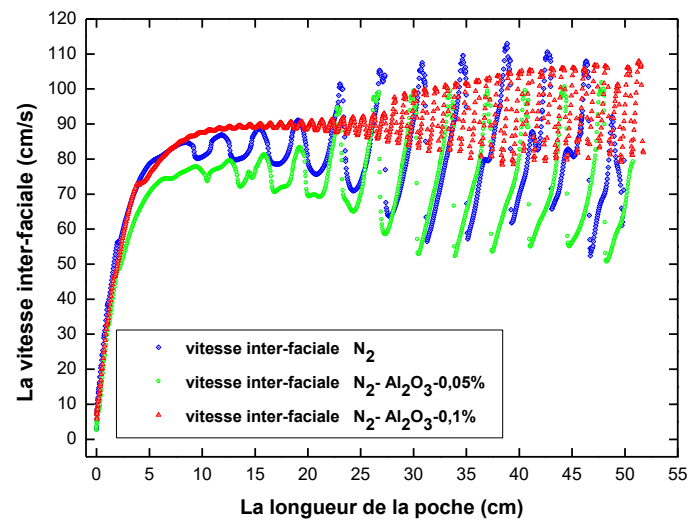


Figure IV-32 : Effet de nano-fluide sur la vitesse interfaciale du film liquide le long de la bulle.

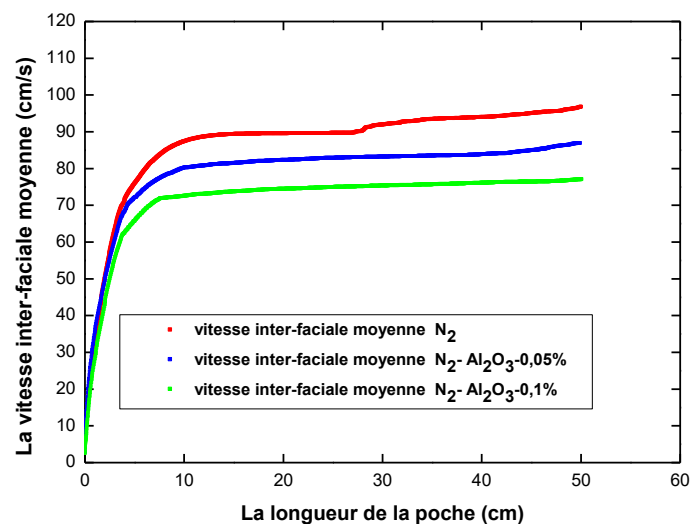


Figure IV-33 : Effet de nano-fluide sur la vitesse inter-faciale moyenne du film liquide le long de la bulle.

IV.4.4 Profil de vitesse transversale dans la phase liquide et gazeuse

Concernant l'influence des propriétés physiques du liquide, la *Figure IV-34* démontre que les valeurs de la vitesse transversale à l'intérieur de la bulle demeurent relativement stables malgré les variations des propriétés physiques des liquides utilisés. Toutefois, pour ce qui est du film liquide, on observe une tendance différente : la valeur absolue de la vitesse transversale diminue à mesure que la masse volumique et la viscosité dynamique du liquide augmentent.

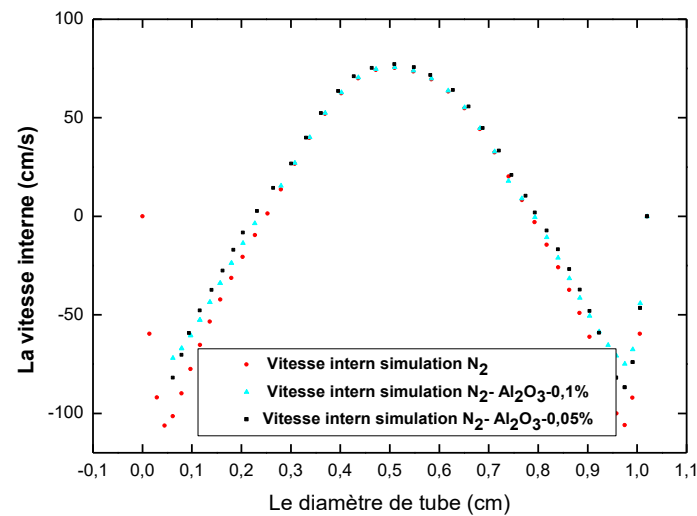


Figure IV-34 : Effet des propriétés physiques de liquide sur la vitesse transversale dans le film liquide et la bulle de gaz.

IV.5 L'érosion de la poche de Dumitrescu-Taylor et le transfert de matière pour le couple de fluide ($H_2O-Al_2O_3$)- N_2

Le graphique illustre l'évolution de la dissolution de bulles de gaz de même longueur sur une période de temps donnée. Chaque courbe exponentielle représente la décroissance de la poche de Dumitrescu-Taylor d'un gaz impliquant du N_2 (azote) qui est immergé dans le nano-fluide à deux concentrations différentes (0,01 et 0,005). Au départ, les courbes démarrent avec des pentes distinctes, illustrant les différents taux de dissolution de chaque gaz dans le nano fluide. Au fil du temps, des paliers de dissolution apparaissent, caractérisés par des changements dans la pente des courbes. Ces transitions reflètent des variations dans les conditions de dissolution et les coefficients de dissolutions. Le point culminant du graphique est marqué par la disparition complète de la bulle de gaz, indiquant le temps où la concentration du gaz atteint zéro dans le nano fluide. Les temps correspondants sont de l'ordre de $t = 8,5$ heures pour la disparition complète de la bulle d'azote dans $H_2O_Al_2O_3-N_2$ 0,05%, de $t = 7$ heures pour une bulle d'azote dans $H_2O_Al_2O_3-N_2$ 0,1%, et de $t = 10$ heures pour le couple H_2O-N_2 .

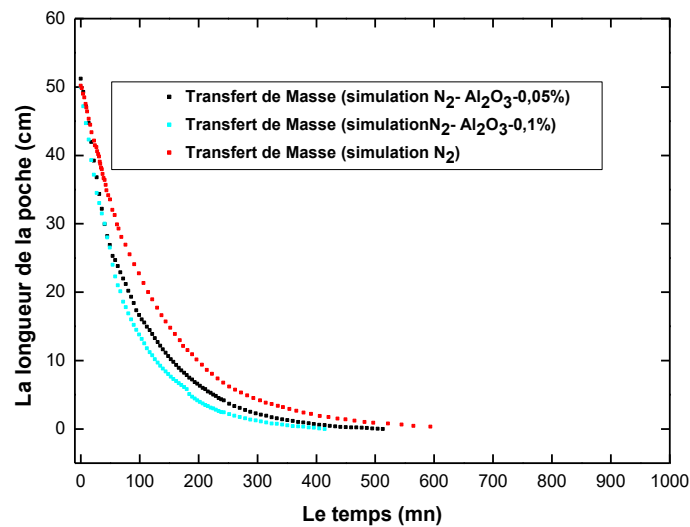


Figure IV-35 : L'effet de nano fluides sur le transfert de matière induit par la bulle (N_2).

Ces données fournissent des informations sur les temps de dissolution complets de différentes bulles de gaz dans divers milieux, notamment dans l'eau pure et dans des suspensions de particules avec différentes concentrations d' Al_2O_3 . On observe que la présence de particules dans le milieu peut influencer les temps de dissolution des bulles de gaz. Par exemple, dans les suspensions de particules à 0,1 % et 0,05 % d' Al_2O_3 , les temps de dissolution de la bulle de N_2 sont réduits par rapport à ceux dans l'eau pure. Cela suggère un effet significatif de la présence de particules sur la cinétique de dissolution des bulles de gaz. De plus, on constate que les temps de dissolution varient selon le type de gaz, avec des durées plus longues pour la dissolution de bulles de CO_2 que pour celles de N_2 et d'oxygène dans l'eau.

IV.5.1 Transfert de matière à travers le film liquide entourant la poche de Dumitrescu-Taylor pour le couple de fluide ($H_2O_Al_2O_3$)- N_2

Les relations entre le transfert de matière et l'épaisseur du film liquide sont étudiées de manière quantitative. Il est démontré que le transfert de matière à travers le mince film liquide autour de la bulle de Taylor est dominant pendant la dissolution, tandis que cette dominance disparaît progressivement avec l'épaississement du film liquide *Figure IV-36* et l'augmentation de la vitesse interfaciale du film liquide *Figure IV-37*.

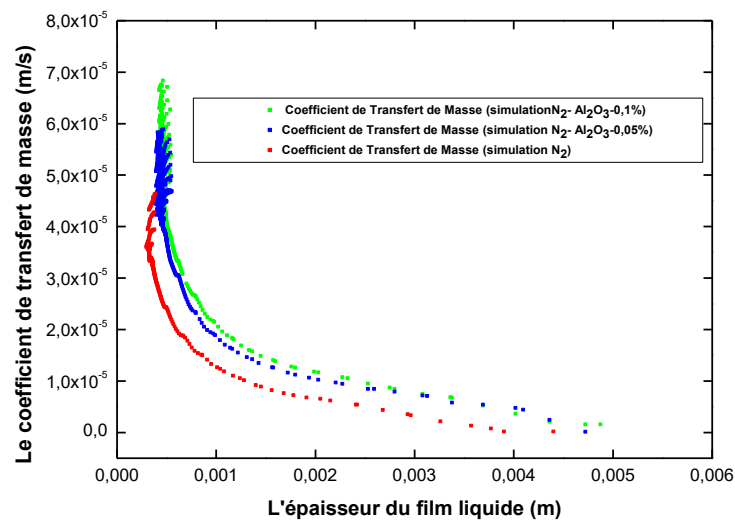


Figure IV-36 : Présentation de coefficient de transfert de matière en fonction de l'épaisseur de film liquide.

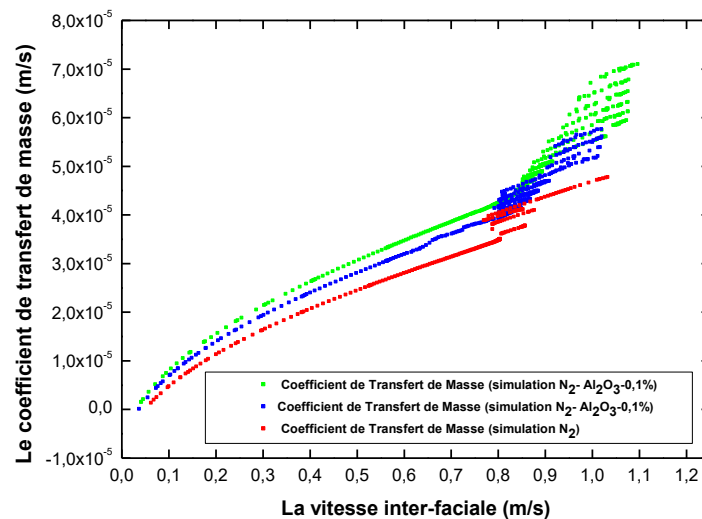


Figure IV-37 : Présentation de coefficient de transfert de matière en fonction de la vitesse interfaciale.

IV.6 Analyse Globale : Impact de la Composition du Milieu et Cinétique sur la Dissolution des Bulles de Gaz

Après avoir examiné les résultats de la simulation pour toutes les paires de fluides une vue d'ensemble des données révèle des tendances significatives. Dans un premier temps, l'érosion de la poche de gaz d'azote N_2 dans l'eau, ensuite, l'érosion des bulles de gaz d'oxygène O_2 et de dioxyde de carbone CO_2 dans l'eau et enfin, l'érosion de la poche de gaz d'azote N_2 dans le

nano fluide. Ces résultats soulignent l'influence de la composition du fluide sur la cinétique de dissolution. La *Figure IV-38* soulignent l'importance de prendre en compte à la fois les propriétés spécifiques des gaz et les caractéristiques du milieu fluide dans l'étude de la dissolution des bulles de gaz, reflétant ainsi les différences de solubilité et d'interaction avec le milieu liquide.

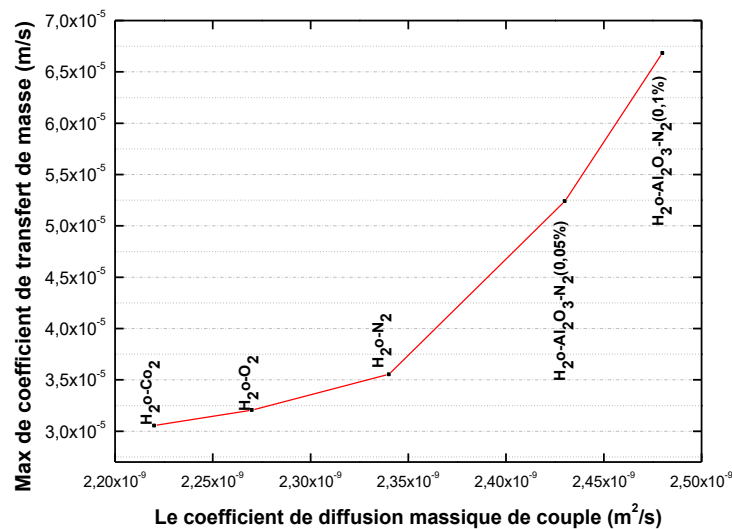


Figure IV-38 : Présentation des valeurs des coefficients de transfert de matière en fonction de la diffusion massique du couple de fluides utilisé.

Grâce aux résultats obtenus par la simulation du transfert de masse gaz-liquide, nous avons observé que le coefficient de transfert de masse varie en fonction de la forme de la poche de gaz. Cette variation se manifeste principalement par des variations dans le film liquide et la vitesse interfaciale au sein de ce film. Ces phénomènes sont contrôlés par les propriétés physiques des liquides et des gaz utilisés, telles que la masse volumique et la viscosité. Il y a aussi un troisième facteur qui est très important pour le transfert de masse gaz-liquide qui est le coefficient de diffusion qui est produit dans la couche mince proche de l'interface dans le film liquide et peut être modélisé par la théorie de la pénétration de Higbie. Pour analyser l'effet de coefficient de diffusion de couple gaz-liquide sur le transfert de masse nous avons mis en évidence deux autres courbes représentées dans les *Figures (IV-39, IV-40)*. La *Figure IV-39* présente l'évolution de produit scalaire de coefficient de diffusion et la vitesse interfaciale moyenne en fonction de longueur de la poche de gaz, la *Figure IV-40* montre la variation de coefficient de transfert de masse en fonction de coefficient de diffusion de couple. On note bien l'effet important qui apparaît lors de la mise en évidence du coefficient de diffusion de couple. En effet, il est reconnu que la vitesse des fluides diminue avec

l'augmentation de la viscosité dynamique dans les écoulements internes, ce qui entraîne une diminution du coefficient de transfert de masse qui se traduit par une diminution de transfert de masse gaz liquide, ce phénomène a été prouvé et démontré par **D. Liu et S. Wang [33]**. Toutefois, en calculant le produit de multiplication du coefficient de diffusion et de la vitesse interfaciale moyenne, on observe un changement significatif dans les courbes de vitesse interfaciale moyenne, comme décrit sur les figures IV-39 et IV-40. Ce changement produit une modification notable dans les courbes de coefficient de transfert de masse, tel qui est illustré sur les *Figures* précédentes (IV-27, IV-28, IV-36, IV-37). Il est observé que le taux de transfert de masse augmente en fonction de l'augmentation du coefficient de diffusion de couple gaz-liquide. Ce phénomène est dû à une augmentation de la vitesse de diffusion des molécules à travers la phase liquide, ce qui permet une plus grande interaction entre les molécules de gaz et de liquide et donc une augmentation de la vitesse de transfert de masse. Ainsi, un coefficient de diffusion plus élevé favorise un transfert de masse plus efficace entre les deux phases et peut donc être un élément clé dans l'optimisation des processus de transfert de masse.

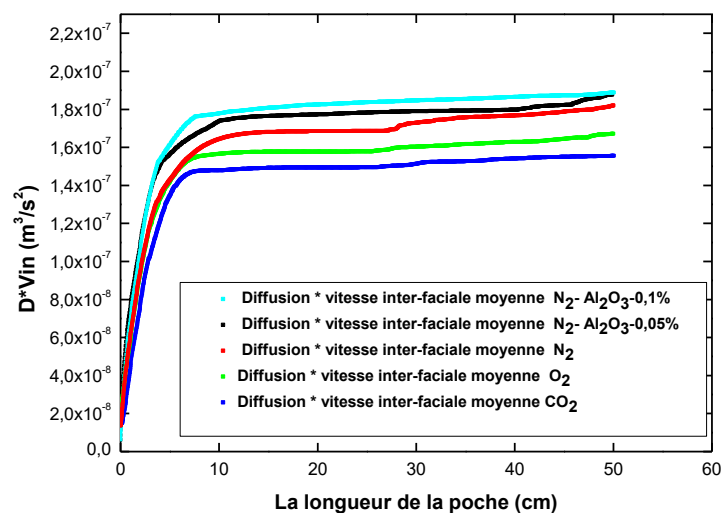


Figure IV-39 : Rapport de coefficient de diffusion et vitesse interfaciale moyenne en fonction la longueur de poche.

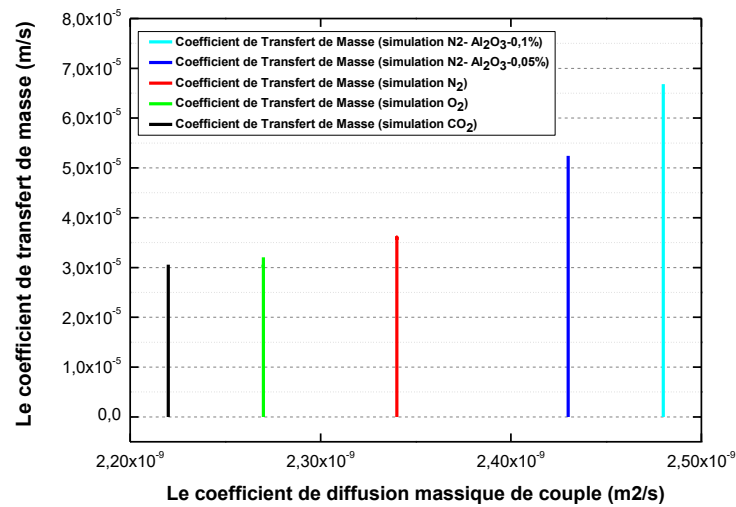


Figure IV-40 : Présentation de coefficient de transfert de masse en fonction de la diffusion massique du couple de fluides utilisé.

IV.6.1 Nombre de Sherwood

Dans les études de transfert de matière et de chaleur, il est courant de supprimer les dimensions des équations gouvernantes et de combiner les variables, qui sont regroupées en nombres sans dimension, afin de réduire le nombre total de variables. Le transfert de matière dépend de la géométrie de phénomène, les propriétés physiques pertinentes du fluide, et de régime de l'écoulement et pression auxquelles le fluide est soumis si nous envisageons le débit dans un conduit clos. Le nombre de Sherwood qui a été nommé en l'honneur de *Thomas Kilgore Sherwood (1903-1976)* qui était un ingénieur chimiste américain et membre fondateur de la «*National Academy of Engineering* », qui a apporté d'importantes contributions au transfert de matière par diffusion au cours de la première moitié de siècle passé. Le nombre de Sherwood représente la relation entre le coefficient de transfert de matière et la diffusivité massique, qui est défini mathématiquement par l'équation (2.25) et à travers lui, nous pouvons aussi montrer et représentent l'efficacité de transfert de matière à la zone proche de l'interface de l'échange entre deux phases ou plus **T. K. Sherwood et al. [98]**. En observant à partir la figure IV-36, on constate d'importantes fluctuations dans l'évolution du profil du nombre de Sherwood en fonction de la longueur de la poche de Dumitrescu-Taylor. Du point de vue qualitatif, les résultats sont similaires pour les différents couples de fluides étudiés. Cela signifie que le développement du nombre de Sherwood présente une courbe ascendante rapide qui commence dans une zone très proche du nez de la poche de gaz. Au-delà de cette zone, le nombre de Sherwood prend une courbe ascendante plus faible par rapport à la première région

(le nez) et continue jusqu'au bout de la poche de gaz (le culot de la poche). Toutefois, en examinant les résultats d'un point de vue quantitatif, on peut constater des différences significatives entre les courbes, particulièrement dans la zone immédiatement après la zone du nez. Cela est dû au coefficient de transfert de matière, qui indique qu'une augmentation de ce coefficient entraîne également une augmentation du nombre de Sherwood. Il est donc important de considérer les effets du coefficient de transfert de matière lors de l'analyse des résultats. Cela permettra de mieux comprendre les différences observées entre les courbes.

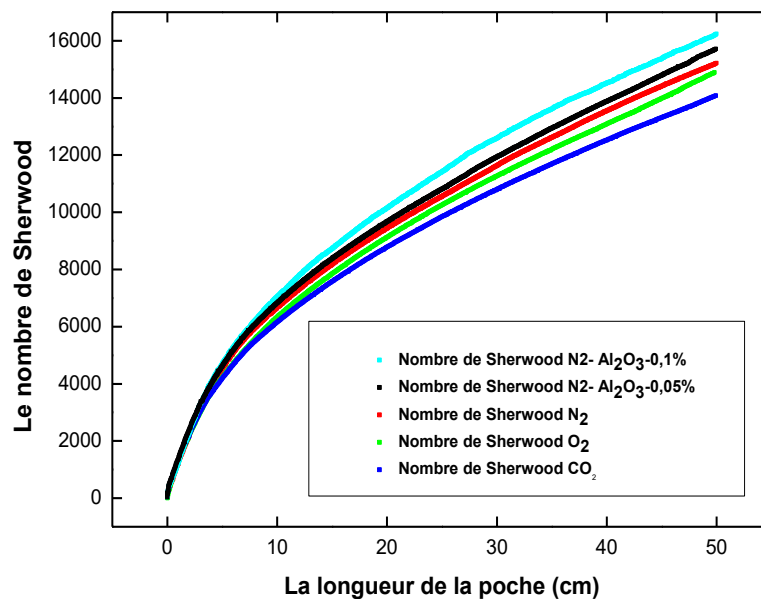


Figure IV-41 : Présentation de nombre Sherwood en fonction de longueur de bulle de Dumitriscu-Taylor.

IV.6.2 La corrélation empirique de Sherwood en fonction de Peclet $Sh=f(Pe)$

Pour une meilleure représentation de tous les résultats obtenus précédemment et pour mesurer le transfert de matière par rapport aux groupes adimensionnels qui régulent ce problème, nous avons établi des corrélations regroupant ces résultats en assignant le nombre de Sherwood en fonction du nombre de Péclet. Il est également possible de représenter le nombre de Péclet comme le produit du nombre de Reynolds et du nombre de Schmidt ($Pe = Re \times Sc$). Le nombre de Schmidt correspond au rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité de masse.

Plusieurs études ont été menées pour le transfert de matière à partir de bulles de Taylor singulière dans les tubes verticaux. **M. Filla et al. [25]** a réalisé des expériences sur de bulles

de Taylor singulière de gaz en CO_2 et a proposé la corrélation suivante : $Sh = 5.1 \left[\frac{L_B}{D} \right]^{0.8} Pe^{0.5}$

Quant aux auteurs, **S. Hosoda et al. [99]** et **M. C. F.Silva et al. [100]**, s'appuyant de leurs travaux, sur la relation particulière des bulles de gaz en forme sphérique donnée par la relation

suivante : $Sh = \frac{2}{\pi} \left[1 - \frac{2.9}{Re^{0.5}} \right]^{0.5} Pe^{0.5}$ et pour les bulles de Taylor utilisant la relation

suivante : $Sh = 5.1(L_b/D)^{0.8} Pe^{0.5}$ à travers la thèse de doctorat de **G.Gang [101]**, qui explique le travail de **L. G. Leal [102]** qui a utilisé une analyse asymptotique pour dériver la relation entre le nombre de Sherwood et le nombre de Peclet pour un bulle unique dans l'écoulement laminaire et en écoulement turbulent. Les résultats ont montré l'existence d'une relation de puissance $Sh = c + a * Pe^b$ pour des conditions où le nombre de Peclet peut être faible ou élevé.

Tableau IV-2 : Résumé de la corrélation Sh vs. Pe d'après les travaux de L. G. Leal [102].

Condition	Corrélation
Faible Re, faible Pe	$Sh = 2 + a * Pe$
Faible Re, élevé Pe	$Sh = a * Pe^{1/3}$
Faible Re, élevé Pe Conditions aux limites de glissement. (slip boundary conditions)	$Sh = a * Pe^{1/2}$

Afin de construire et d'extraire une corrélation empirique lien entre le nombre de Sherwood et le nombre de Peclet, nous avons utilisé le logiciel « **Origin 8.0** » à travers l'option « **fitting** ». La première étape du processus d'ajustement consiste à importer des données à partir de diverses sources, telles que des feuilles de calcul, des fichiers texte et d'autres formats de données. Une fois les données importées, l'utilisateur doit sélectionner un modèle parmi la vaste gamme de modèles prédéfinis inclus dans **Origin 8.0** ou définir son propre modèle personnalisé. L'étape suivante consiste à spécifier les valeurs initiales des paramètres, que l'algorithme d'ajustement utilisera comme point de départ pour trouver l'ensemble optimal de paramètres qui minimise la différence entre les données observées et les prédictions du modèle. Le processus d'ajustement dans **Origin 8.0** peut être effectué à l'aide de plusieurs algorithmes. Ces outils fournissent des informations précieuses sur la qualité de l'ajustement et la validité du modèle. Une fois l'ajustement terminé, l'utilisateur peut tracer les données

observées et le modèle ajusté, et comparer l'ajustement avec les données pour évaluer la qualité de l'ajustement.

La forme de la corrélation donnée par **M. Filla et al. [25]** **S. Hosoda et al. [99]** **L. G. Leal [102]**, doit être une fonction de la forme suivante : $Sh = a * Pe^b$

En introduisant les résultats de nos calculs en utilisant **Origin 8.0** on obtient les facteurs suivants :

$$a = 1.1284, b = 0.5.$$

Et la corrélation devient :

$$Sh = 1,1284 \times Pe^{0,5}$$

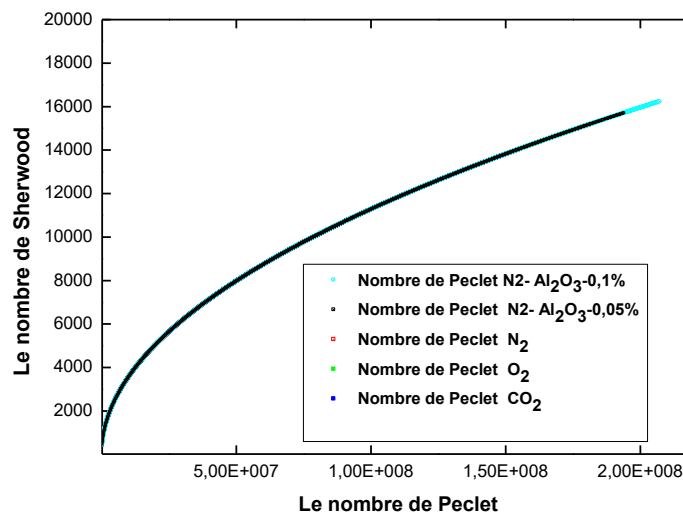


Figure IV-42 : Présentation de nombre Sherwood en fonction de nombre de Péclet.

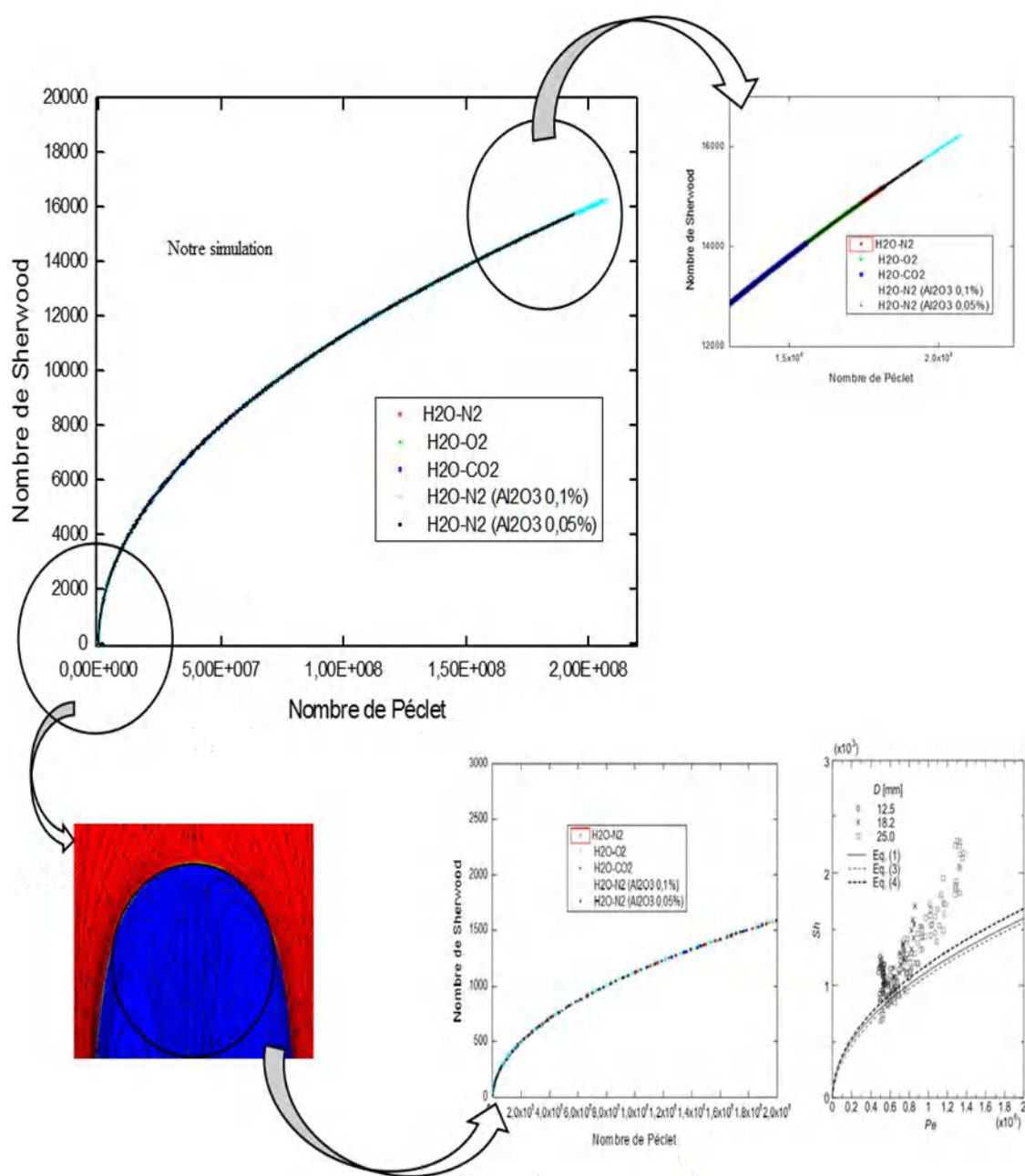


Figure IV-43 : Comparaison de nos résultats avec S. Hosoda et al. [99].

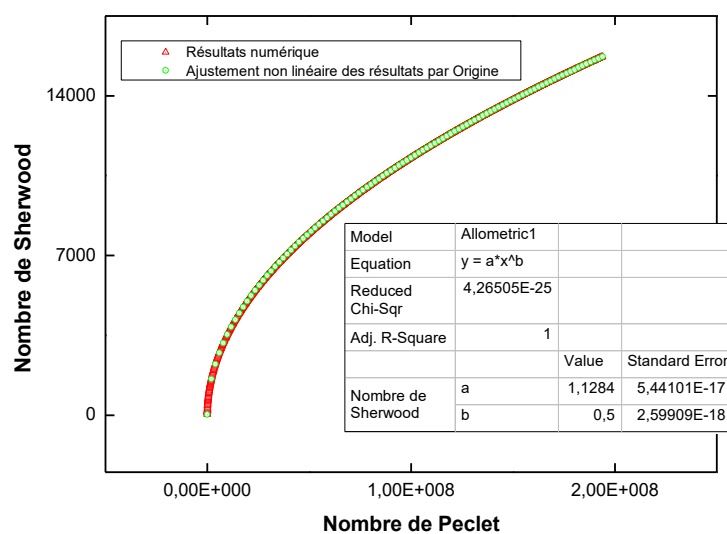


Figure IV-44 : Présentation de processus d'ajustement de corrélation Sherwood en fonction de Peclet $Sh = f(Pe)$.

CONCLUSION

CONCLUSION

Ce travail porte sur une investigation numérique visant à étudier un écoulement diphasique, où une longue poche de gaz, également appelée bulle de Dumitrescu-Taylor, est considérée dans un écoulement laminaire descendant dans un conduit cylindrique verticale en 2D. Le tube a un diamètre de 1,02 cm et une longueur de 150 cm. Ce problème physique est modélisé à l'aide d'équations aux dérivées partielles, comprenant l'équation de conservation de la masse ainsi que les équations de quantité de mouvement radiale et axiale. Pour un modèle CFD (Computational Fluid Dynamics), nous faisons usage d'un logiciel de simulation tel que FLUENT, développé par la société ANSYS. Ce logiciel repose sur la méthode des volumes finis pour discrétiser et linéariser les équations de transport, permettant ainsi une résolution numérique précise des écoulements fluides et des transferts de masse. La simulation est effectuée pour des couples de fluides gaz-liquide suivant : H_2O-N_2 , H_2O-CO_2 , H_2O-O_2 , $H_2O+Al_2O_3-N_2$ ($\Phi=0.05\%$) et $H_2O+Al_2O_3-N_2$ ($\Phi=0.1\%$). Pour capturer la position de l'interface libre entre le gaz et le liquide dans une grille fixe, nous utilisons la méthode du Volume des Fluides (VOF). Dans la discrétisation spatiale, nous utilisons un schéma PRESTO pour l'interpolation de pression, le schéma POWER LAW est implémenté pour l'équation de quantité de mouvement, tandis que le schéma GEO-RECONSTRUCT est utilisé pour la fraction volumique. Pour l'énergie cinétique turbulente, nous utilisons le schéma FIRST ORDER UPWIND. Pour le couplage vitesse-pression, nous utilisons le schéma PISO. Toutes ces méthodes sont appliquées avec un maillage uniforme de (46×3000) nœuds dans les directions radiale et axiale, respectivement. Les conditions initiales et aux limites sont définies comme suit : l'option Velocity-Inlet est utilisée pour la vitesse d'entrée, prenant la forme d'un profil parabolique de type Poiseuille. À la sortie, la condition Outflow est utilisée. Pour les parois fixes, l'option No Slip est sélectionnée pour les conditions de cisaillement.

- Les résultats numériques obtenus sont comparés aux résultats expérimentaux afin d'évaluer l'effet des propriétés physiques, telles que la viscosité et la masse volumique, sur les paramètres hydrodynamiques de l'écoulement. Ces paramètres incluent l'épaisseur du film liquide, le frottement pariétal, le profil de vitesse à

CONCLUSION

l'intérieur de la bulle de gaz, ainsi que la vitesse inter-faciale du film de liquide le long de la poche de Dumitrescu-Taylor. De plus, cette comparaison évalue également l'impact des propriétés physiques sur le processus de transfert de matière entre la phase gazeuse et la phase liquide.

Nos contributions se résument :

- Les traces de vecteurs vitesses et des lignes de courant ont été représentés dans les différentes régions d'écoulement de la poche de Dumitrescu-Taylor. Ces traces illustrent bien le comportement de l'écoulement en amont (nez) et en aval (culot) de la bulle, le long du film liquide et à l'intérieur de la bulle de gaz.
- Les profils calculés de l'épaisseur du film liquide et du frottement pariétal le long de la poche de gaz (N_2) démontrent une concordance remarquable avec les mesures expérimentales, révélant ainsi les différentes régions d'écoulement liquide le long de la poche. L'établissement de l'écoulement laminaire dans le film survient à une distance d'environ 13 à 14 cm, et cette configuration reste stable jusqu'à ce que la longueur de la poche atteigne environ 23 cm, au-delà de laquelle l'écoulement devient turbulent.
- Nos résultats numériques ont été validés par des données expérimentales portant sur le pair gaz azote et liquide eau. Nous avons constaté une concordance remarquable entre nos résultats numériques et les données expérimentales, notamment en ce qui concerne l'épaisseur du film liquide, le frottement pariétal et l'érosion de la bulle. Cette validation rigoureuse nous a autorisés à entreprendre des études plus poussées sur le comportement de la bulle avec d'autres gaz, tels que l'oxygène O_2 et le dioxyde de carbone CO_2 , ainsi qu'avec des suspensions de nanoparticules, qui représentent un domaine émergent dans les études diphasiques.
- Les profils obtenus pour l'épaisseur du film liquide et le frottement pariétal présentent une tendance similaire, bien que des différences significatives soient observées dans les distances d'établissement de l'écoulement, en particulier lors de l'utilisation de nano fluides à concentration élevée. Dans ce contexte, l'établissement de l'écoulement est observé à des distances plus courtes par rapport à l'eau pure, tandis que les valeurs de l'épaisseur du film liquide et du frottement pariétal sont amplifiées en présence de nano fluides.

CONCLUSION

- Dans la phase gazeuse, le profil calculé de vitesse dans la région lisse se compare relativement bien avec le profil expérimental. L'allure du profil de vitesse est quasiment parabolique. Au voisinage du centre, la vitesse est dirigée vers le haut, alors que proche de l'interface celle-ci est dirigée vers le bas. Ceci suggère bien l'existence d'un long vortex toroïdal à l'intérieur de la poche de gaz. Ce vortex est bien visualisé par la représentation des lignes de courant ou de vitesse.
- Le profil expérimental de l'érosion de la longueur de la poche de gaz (N_2) concorde bien avec celui calculé. Cela permet enfin de déterminer le temps de dissolution complet de la poche, là où l'expérience s'est arrêtée. Cette concordance entre les données expérimentales et numériques renforce la fiabilité du modèle et permet une compréhension du processus de dissolution de la bulle de gaz.
- Les résultats obtenus fournissent des informations sur les temps de dissolution complets de différentes bulles de gaz dans divers milieux, notamment dans l'eau pure et dans des suspensions de particules avec différentes concentrations d' Al_2O_3 . On observe que la présence de particules dans le milieu peut influencer les temps de dissolution des bulles de gaz. Par exemple, dans les suspensions de particules à 0,1 % et 0,05 % d' Al_2O_3 , les temps de dissolution de la bulle de N_2 sont réduits par rapport à ceux dans l'eau pure. Cela suggère un effet significatif de la présence de particules sur la cinétique de dissolution des bulles de gaz. De plus, on constate que les temps de dissolution varient selon le type de gaz, avec des durées plus longues pour la dissolution de bulles de CO_2 que pour celles de N_2 et d'oxygène dans l'eau.
- Les résultats indiquent une variation significative des coefficients de transfert de matière selon les paires de fluides utilisées pour la dissolution des bulles. Dans le cas du nano fluide, les coefficients de transfert de matière de l'azote sont notables, suggérant une efficacité marquée dans le processus de dissolution. Cependant, pour le CO_2 , ces coefficients sont inférieurs à ceux de l' O_2 et même à ceux de l'azote, en particulier dans le contexte du nano fluide. Ces observations mettent en évidence des nuances dans les mécanismes de transfert de matière qui méritent une exploration approfondie pour une meilleure compréhension des interactions fluide-bulle.
- Les recherches sur le transfert de matière dans les écoulements diphasiques gaz-liquide, en particulier sous le régime d'écoulement de bulle de Dumitrescu-Taylor et

CONCLUSION

en utilisant des nano fluides, demeurent largement sous-explorées. Ainsi, toute étude portant sur l'application des nano fluides dans les écoulements diphasiques représente une tendance émergente et prometteuse dans ce domaine

REFERENCES

REFERENCES

- [1] **S. Benattalah**, Contribution expérimentale sur les bilans à l'interface « gaz-liquide », *thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine*, (1994).
- [2] **C. W. Hirt, B. D. Nichols**, Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, *Journal of computational physics*, vol. 39, pp. 201-225, (1981).
- [3] **S. Ambrose, I. S. Lowndes, D. M. Hargreaves, B. Azzopardi**, Numerical modelling of the rise of Taylor bubbles through a change in pipe diameter, *Computers & Fluids*, Vol. 148, pp. 10-25, (2017).
- [4] **V. Pugliese, E. Panacharoensawad, A. Ettehadtavakkol**, Numerical study of the motion of a single elongated bubble in high viscosity stagnant liquids along pipelines, *Journal of petroleum science and Engineering*, vol.190, pp.1-14. (2020)
- [5] **R. Visentini**, Etude expérimentale des transferts thermiques en ébullition transitoire, *Thèse de doctorat en, Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)*, (2012).
- [6] **M. K. Jadid**, Performance Evaluation of Virtual Flow Metering Models and Its Application to Metering Backup and Production Allocation, *Thèse de doctorat en, Louisiana State University and Agricultural and Mechanical College*, (2017).
- [7] **G.F., Hewitt, and D.N., Roberts**. Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-ray and Flash Photography, *AERE-M 2159, HMSO*, (1969).
- [8] **P. Griffith and G. B. Wallis**, Two-phase slug flow, *J. Heat Transf*, vol. 83, No 3, (1961).
- [9] **R. C. Fernandes, R. Semiat, A. E. Dukler**, Hydrodynamic model for gas-liquid slug flow in vertical tubes, *AIChE J*, vol. 29, No 6, pp. 981 -989, (1983).
- [10] **A. Orell, R. rand**, A model for gas-liquid slug flow in a vertical tube, *Ind. Eng. Chem. Fundam*, vol. 25, No 2, pp. 196 -206, (1986).
- [11] **D. T. Dumitrescu**, Strömung an einer Luftblase im senkrechten Rohr, *ZAMM-Journal App.l. Math. Mech. Für Angew. Math. Mech*, vol. 23, No 3, pp. 139-149, (1943).
- [12] **R. M. Davies, G. I. Taylor**, The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes, *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Sci*, vol. 200, No 1062, pp. 375 -390, (1950).
- [13] **D. Layzer**, On the Instability of Superposed Fluids in a Gravitational Field, *Astrophys. J*, vol. 122, pp. 1, (1955).
- [14] **D. J. Nicklin**, Two-phase flow in vertical tubes, *Trans, Inst Chem Engr*, vol. 40,

REFERENCES

- No 1, pp. 61 -68, (1962).
- [15] **E. T. White, R. H. Beardmore**, The velocity of rise of single cylindrical air bubbles through liquids contained in vertical tubes, *Chem. Eng. Sci*, vol. 17, No 5, pp. 351 -361, (1962).
- [16] **E. E. Zukoski**, Influence of viscosity, surface tension, and inclination angle on motion of long bubbles in closed tubes, *J. Fluid Mech*, vol. 25, No 4, pp. 821 -837, (1966).
- [17] **G. B. Wallis**, One-Dimensional Two-Phase Flow, *J. Fluid Mech*, vol. 42, pp. 428-432, (1970).
- [18] **J. Fabre, A. Liné**, Modeling of two-phase slug flow, *Annu. Rev. Fluid Mech*, vol. 24, No 1, pp. 21 -46, (1992).
- [19] **K. H. Bendiksen**, On the motion of long bubbles in vertical tubes, *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 11, No 6, pp. 797 -812, (1985).
- [20] **J. G. Collier and G. F. Hewitt**, film thickness measurement in 2-phase flow, *British Chemical Engineering*, vol. 12, no. 5, (1967).
- [21] **Y. Taitel, D. Barnea**, Two-phase slug flow, in *Advances in heat transfer*, Elsevier, vol. 20, pp. 83 -132, (1990).
- [22] **A. D. K. Laird, D. Chisholm**, Pressure and forces along cylindrical bubbles in a vertical tube, *Ind. Eng. Chem*, vol. 48, No 8, pp. 1361 -1364, (1956).
- [23] **V. E. Nakoryakov, O. N. Kashinsky, B. K. Kozmenko**, Experimental study of gas-liquid slug flow in a small-diameter vertical pipe, *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 12, No 3, pp. 337 -355, (1986).
- [24] **R. A. S. Brown**, The mechanics of large gas bubbles in tubes: I. Bubble velocities in stagnant liquids, *Can. J. Chem. Eng*, vol. 43, No 5, pp. 217 -223, (1965).
- [25] **M. Filla, J. F. Davidson, J. F. Bates, M. A. Eccles**, Gas phase controlled mass transfer from a bubble, *Chem. Eng. Sci*, vol. 31, No 5, pp. 359 -367, (1976).
- [26] **F. Viana, R. Pardo, R. Yáñez, José L. Trallero**, Universal Correlation for the Rise Velocity of Long Gas Bubbles in Round Pipes, *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 494, pp. 379 – 398. (2003).
- [27] **J. Campos, J. G. De Carvalho**, An experimental study of the wake of gas slugs rising in liquids, *J. Fluid Mech*, vol. 196, pp. 27 -37, (1988).
- [28] **J. M. Van Baten, R. Krishna**, CFD simulations of mass transfer from Taylor bubbles rising in circular capillaries, *Chem. Eng. Sci*, vol. 59, No 12, pp. 2535 -2545, (2004).
- [29] **G. Bercic, A. Pintar**, The role of gas bubbles and liquid slug lengths on mass transport in the Taylor flow through capillaries, *Chem. Eng. Sci*, vol. 52, No 21 -22, pp. 3709 -3719, (1997).
- [30] **C. O. Vandu, H. Liu, R. Krishna**, Mass transfer from Taylor bubbles rising in

REFERENCES

- single capillaries, *Chem. Eng. Sci.*, vol. 60, No 22, pp. 6430 -6437, (2005).
- [31] **L. Yang, N. Diandrich, K. Loubière, C. Gourdon, G. Hébrard**, Visualization and characterization of gas–liquid mass transfer around a Taylor bubble right after the formation stage in micro reactors, *Chem. Eng. Sci.*, vol. 143, pp. 364 -368, (2016).
- [32] **J. Tan, Y. C. Lu, J. H. Xu, G. S. Luo**, Mass transfer characteristic in the formation stage of gas–liquid segmented flow in microchannel, *Chem. Eng. J.*, vol. 185, pp. 314 -320, (2012).
- [33] **D. Liu, S. Wang**, Hydrodynamics of Taylor flow in Noncircular capillaries, *Chem. Eng. Process. Process Intensif*, vol. 47, No 12, pp. 2098 -2106, (2008).
- [34] **S. Kuhn, K. F. Jensen**, A pH-sensitive laser-induced fluorescence technique to monitor mass transfer in multiphase flows in microfluidic devices, *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol. 51, No 26, pp. 8999 -9006, (2012).
- [35] **M. Abolhasani, E. Kumacheva, A. Günther**, Peclet number dependence of mass transfer in microscale segmented gas–liquid flow, *Ind. Eng. Chem.*, vol. 54, No 36, pp. 9046 -9051, (2015).
- [36] **J. J. Heiszwolf, M. T. Kreutzer, M. G. van den Eijnden, F. Kapteijn, J. A. Moulijn**, Gas–liquid mass transfer of aqueous Taylor flow in monoliths, *Catal. Today*, vol. 69, No 1 -4, pp. 51 -55, (2001).
- [37] **T. C. Thulasidas, M. A. Abraham, R. L. Cerro**, Bubble-train flow in capillaries of circular and square cross section, *Chem. Eng. Sci.*, vol. 50, No 2, pp. 183 -199, (1995).
- [38] **C. O. Vandu, J. Ellenberger, R. Krishna**, Hydrodynamics and mass transfer in an upflow monolith loop reactor, *Chem. Eng. Process. Process Intensif*, vol. 44, No 3, pp. 363 -374, (2005).
- [39] **J. Yue, G. Chen, Q. Yuan, L. Luo, Y. Gonthier**, Hydrodynamics and mass transfer characteristics in gas–liquid flow through a rectangular microchannel, *Chem. Eng. Sci.*, vol. 62, No 7, pp. 2096 -2108, (2007).
- [40] **C. Yao, Z. Dong, Y. Zhao, G. Chen**, An online method to measure mass transfer of slug flow in a microchannel, *Chem. Eng. Sci.*, vol. 112, pp. 15 -24, (2014).
- [41] **S. Irandoust, S. Ertlé, B. Andersson**, Gas-liquid mass transfer in Taylor flow through a capillary, *Can. J. Chem. Eng.*, vol. 70, No 1, pp. 115 -119, (1992).
- [42] **P.P. Sobieszuk, R. Pohorecki, PP. Cygański, J. Grzelka**, Dandermination of the interfacial area and mass transfer coefficients in the Taylor gas–liquid flow in a microchannel, *Chem. Eng. Sci.*, vol. 66, No 23, pp. 6048 -6056, (2011).
- [43] **D. M. Fries, S. Waelchli, P. P. R. Von Rohr**, Gas–liquid two-phase flow in meandering micro channels, *Chem. Eng. J.*, vol. 135, pp. S37 -S45, (2008).
- [44] **Y. Han, N. Shikazono, N. Kasagi**, Measurement of liquid film thickness in a

REFERENCES

- micro parallel channel with interferometer and laser focus displacement mender, *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 37, No 1, pp. 36 -45, (2011).
- [45] **D. Liu, S. Wang**, Gas– liquid mass transfer in Taylor flow through circular capillaries, *Ind. Eng. Chem. Res*, vol. 50, No 4, pp. 2323 -2330, (2011).
- [46] **E. C. Rogero**, Experimental Investigation of Developing Plug and Slug Flows, *thèse doctoral, Technische Universität München*, (2009).
- [47] **V. H. Perez**, Gas-liquid two-phase flow in inclined pipes, *Thèse doctoral, University of Nottingham*, (2008).
- [48] **M. Abdulkadir**, Experimental and computational fluid dynamics (CFD) studies of gas-liquid flow in bends, *Thèse doctoral, University of Nottingham*, (2011).
- [49] **M. Lu**, Experimental and computational study of two-phase slug flow, *Book, Imperial College London*, (2015).
- [50] **S. Mo, A. Ashrafian, J. C. Barbier, S. T. Johansen**, Quasi-3D modelling of two-phase slug flow in pipes, *J. Comput. Multiph. Flows*, vol. 6, No 1, pp. 1 -12, (2014).
- [51] **P. Loilier**, Numerical simulation of two-phase gas-liquid flows in inclined and vertical pipelines, *these doctoral, Cranfield University School of Engineering Applied Mathematics and Computing Group* (2006).
- [52] **I. Lun, R. K. Calay, A. E. Holdo**, Modelling two-phase flows using CFD, *Appl. Energy*, vol. 53, No 3, pp. 299 -314, (1996).
- [53] **S. Ghorai, K. D. P. P. Nigam**, CFD modeling of flow profiles and interfacial phenomena in two-phase flow in pipes, *Chem. Eng. Process. Process Intensif*, vol. 45, No 1, pp. 55 -65, (2006).
- [54] **G. Lu, J. Wang, Z. Jia**, Experimental and numerical investigations on horizontal oil-gas flow, *J. Hydrodyn*, vol. 19, No 6, pp. 683 -689, (2007).
- [55] **S. C. De Schepper, G. J. Heynderickx, G. B. Marin**, CFD modeling of all gas–liquid and vapor–liquid flow regimes predicted by the Baker chart, *Chem. Eng. J*, vol. 138, No 1 -3, pp. 349 -357, (2008).
- [56] **T. Frank**, Numerical simulation of slug flow regime for an air-water two-phase flow in horizontal pipes, in *Proceedings of the 11th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURANDH-11)*, Avignon, France, October, pp. 2 -6, (2005).
- [57] **M. Andrianto, A. Widyaparaga, O. Dinaryanto**, CFD Studies on the gas-liquid plug two-phase flow in a horizontal pipe, *J. Pand. Sci. Eng*, vol. 147, pp. 779 -787, (2016).
- [58] **P. P. Horgue, F. Augier, M. Quintard, M. Prat**, A suitable parametrization to simulate slug flows with the Volume-Of-Fluid method, *Comptes Rendus Mécanique*, vol. 340, No 6, pp. 411 -419, (2012).

REFERENCES

- [59] **R. I. Issa, M. H. W. Kempf**, Simulation of slug flow in horizontal and nearly horizontal pipes with the two-fluid model, *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 29, No 1, pp. 69 -95, (2003).
- [60] **W. Pao, F. M. Hashim, L. H. Ming**, Numerical investigation of gas separation in T-junction, in *AIP Conference Proceedings*, vol. 1660, No 1, pp. 070001, (2015).
- [61] **W. Pao, B. Sam, M. S. Nasif**, Simulation of two phase oil-gas flow in pipeline, *ARPN J. Eng. Appl. Sci*, vol. 11, No 6, pp. 4208 -4213, (2016).
- [62] **A. O. I. Mohammed**, Effect of Slug Two-Phase Flow on Fatigue of Pipe Material, *thèse doctoral, Perak: Universiti Teknologi Pandronas*, (2016).
- [63] **M. B. Bigdeli, M. Fasano, A. Cardellini, E. Chiavazzo, P. P. Asinari**, A review on the heat and mass transfer phenomena in nanofluid coolants with special focus on automotive applications, *Renew. Sustain. Energy Rev*, vol. 60, pp. 1615 -1633, (2016).
- [64] **R. Dhuriya, V. Dalia, PP. Sunthar**, Diffusiophoretic enhancement of mass transfer by nanofluids, *Chem. Eng. Sci*, vol. 176, pp. 632 -640, (2018).
- [65] **R. Saidur, K. Y. Leong, H. A. Mohammed**, A review on applications and challenges of nanofluids, *Renew. Sustain. Energy Rev*, vol. 15, No 3, pp. 1646 -1668, (2011).
- [66] **S. U. Choi, J. A. Eastman**, Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles, *Argonne National Laboratory United States*, (1995).
- [67] **S. Krishnamurthy, P. P. Bhattacharya, P. P. E. Phelan, R. S. Prasher**, Enhanced mass transport in nanofluids, *Nanofluid*, vol. 6, No 3, pp. 419 -423, (2006).
- [68] **X. Ma, F. Su, J. Chen, Y. Zhang**, Heat and mass transfer enhancement of the bubble absorption for a binary nanofluid, *J. Mech. Sci. Technol*, vol. 21, No 11, pp. 1813 -1818, (2007).
- [69] **H. Zhu, B. H. Shanks, T. J. Heindel**, Enhancing CO₂-water mass transfer by functionalized MCM41 nanoparticles, *Ind. Eng. Chem. Res*, vol. 47, No 20, pp. 7881 -7887, (2008).
- [70] **M. Jeong, J. W. Lee, S. J. Lee, Y. T. Kang**, Mass transfer performance enhancement by nanoemulsion absorbents during CO₂ absorption process, *Int. J. Heat Mass Transf*, vol. 108, pp. 680 -690, (2017).
- [71] **C. Pang, W. Wu, W. Sheng, H. Zhang, Y. T. Kang**, Mass transfer enhancement by binary nanofluids (NH₃/H₂O+Ag nanoparticles) for bubble absorption process, *Int. J. Refrig*, vol. 35, No 8, pp. 2240 -2247, (2012).
- [72] **T. Wang, W. Yu, F. Liu, M. Fang, M. Farooq, Z. Luo**, Enhanced CO₂ absorption and desorption by monoethanolamine (MEA)-based nanoparticle suspensions, *Ind. Eng. Chem. Res*, vol. 55, No 28, pp. 7830 -7838, (2016).

REFERENCES

- [73] **S. Y. Cheng, Y. Z. Liu, G. S. Qi**, Progress in the enhancement of gas–liquid mass transfer by porous nanoparticle nanofluids, *Journal of Materials Science*, vol. 54, pp. 13029 – 13044, (2019).
- [74] **N. Ghasem** , Mass transfer modeling in nanofluids: theoretical basics and model development, *Nanofluids and Mass Transfer*, pp. 247 – 271, (2022).
- [75] **S. Karamian, D. Mowla, F. Esmailzadeh**, The Effect of Various Nanofluids on Absorption Intensification of CO_2/SO_2 in a Single-Bubble Column, *Processes*, vol. 7, pp. 393, (2019).
- [76] **S. Lu ,Y. Zhao, J. Song, Y. Li**, Experimental studies of CO_2 absorption enhancement in water-based nanofluids of carbon nanotubes, *Brazilian Journal of Chemical Engineering*, Vol. 34, pp. 597 - 606, (2017).
- [77] **S. Manikandan, N. Karthikeyan, K.S. Suganthi, K.S. Rajan**, Enhancement of Volumetric Mass Transfer Coefficient for Oxygen Transfer Using Fe_2O_3 -Water Nanofluids, *Asian Journal of Scientific Research*, Vol. 5, pp. 271-277, (2012).
- [78] **J. Zong, J. Yue**, Gas–Liquid Slug Flow Studies in Microreactors: Effect of Nanoparticle Addition on Flow Pattern and Pressure Drop, *Frontiers in Chemical Engineering*, vol. 3, pp. 2673-2718, (2022).
- [79] **D. Pfleger, S. Gomes, N. Gilbert, H.-G. Wagner**, Hydrodynamic simulations of laboratory scale bubble columns fundamental studies of the Eulerian-Eulerian modelling approach, *Chemical Engineering Science*, vol.54, pp. 5091-5099, (1999).
- [80] **S. L. Kiambi, H. K. Kiriamiti, A. Kumar**, Characterization of two phase flows in chemical engineering reactors, *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 22, pp. 265-271, (2011).
- [81] **E. P. P. Van Elk, M. C. Knaap, G. F. Versteeg**, Application of the penetration theory for gas–liquid mass transfer without liquid bulk: Differences with systems with a bulk, *Chem. Eng. Res. Des*, vol. 85, No 4, pp. 516 -524, (2007).
- [82] **S. Benattalah, F. Aloui, M. Souhar**, Experimental analysis on the counter-current Dumitrescu-Taylor bubble flow in a smooth vertical conduct of small diamander, *Journal of App.ied Fluid Mechanics*, vol. 4, pp. 1 - 14, (2011).
- [83] **M. Essadki, F. Druil, S. de Chaisemartin, A. Larat, T. Ménard, M. Massot**, Statistical modeling of the gas-liquid interface using geometrical variables: toward a unified description of the disperse and separated phase flows. *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 120. (2019).
- [84] **B. Ramaswamy, M. Kawahara**, Arbitrary Lagrangian–Eulerian finite element method for unsteady, convective, incompressible viscous free surface fluid flow, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 7, pp.1053-1075, (1987).
- [85] **M. R. Maxey, J. J. Riley**, Equation of motion for a small rigid sphere in a Nonuniform flow, *Phys. Fluids*, vol. 26, No 4, pp. 883 -889, (1983).

REFERENCES

- [86] **M. J. Hyman**, Numerical methods for tracking interfaces, *Physica D: Nonlinear Phenomena*, vol. 12, pp. 396-407, (1984).
- [87] **S. O. Unverdi, G. Tryggvason**, A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows, *Journal of computational physics*, vol.100, pp. 25-37, (1992).
- [88] **G. Pacquaut**, couplage Stokes/Darcy dans un cadre Level-set en grandes déformations pour la simulation des procédés d'élaboration par infusion de résine, *Thèse de doctorat en, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne en France*, (2010).
- [89] **F. H. Harlow, J. E. Welch**, Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface, *The physics of fluids*, Vol. 8, pp. 2182-2189, (1965).
- [90] **M. Sussman, P. Smereka, S. Osher**, level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow, *Journal of Computational physics*, vol. 114, pp. 146-159, (1994).
- [91] **S. Osher, J. A. Sethian**, Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations, *Journal of computational physics*, Vol. 79, pp. 12-49, (1988).
- [92] **C. W. Hirt, B. D. Nichols**, Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, *Journal of computational physics*, vol. 39, pp. 201-225, (1981).
- [93] **D. Zhang, N. G. Deen, J. A. M. Kuipers**, Numerical simulation of the dynamic flow behavior in a bubble column: a study of closures for turbulence and interface forces, *Chem. Eng. Sci*, vol. 61, No 23, pp. 7593 -7608, (2006).
- [94] **A. Fluent**, Ansys fluent theory guide, *ANSYS Inc USA*, (2016).
- [95] **X. Li, W. Wang, P. Zhang, J. Li, G. Chen**, Interactions between gas-liquid mass transfer and bubble behaviours, *Royal Society Open Science*, vol. 6, (2019).
- [96] **M. K. Moraveji, M. Darabi, S. M. H. Haddad, R. Davarnejad**, Modeling of convection heat transfer of a nanofluid in the developing region of tube flow with computational fluid dynamics, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 38, pp. 1291- 1295,(2011).
- [97] **Z. S. Mao, A. E. Dukler**, The motion of Taylor bubbles in vertical tubes-II. Experimental data and simulations for laminar and turbulent flow, *Chem. Eng. Sci*, vol. 46, No 8, pp. 2055 -2064, (1991).
- [98] **T. K. Sherwood, R. L. Pigford, C. R Wilke**, Mass transfer, 3rd Edition. *McGraw-Hill, New York. USA*, vol. 22, (1976).
- [99] **S. Hosoda, S. Abe, S. Hosokawa, A. Tomiyama**, Mass transfer from a bubble in a vertical pipe, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 69, No 1, pp. 215-222, (2014).
- [100] **M. C. F. Silva, J. B. L. M. Campos, J. D. P. Araújo**, General correlations for

REFERENCES

- gas-liquid mass transfer in laminar slug flow, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol.120, pp. 104998, (2021).
- [101] **G. Gang**, The effects of local hydrodynamics on mass transfer in disordered porous media, *Thèse de doctorat en philosophie, Louisiana State University and Agricultural & Mechanical College*, (2002).
- [102] **L. G. Leal**, Laminar Flow and Convective Transport Processes, *Drying Technology*, vol. 11, pp. 1137–1138 (1993).

ANNEXE

```
/* UDF pour définir le profil de Poiseuille de la vitesse d'entré */
#include <udf.h>
DEFINE_PROFILE(inlet_y_velocity, thread, index)
{
    real y,x[ND_ND]; /* coordonnees du point */
    real U0,A; /* U0: vitesse pic, A: demi-longueur du diamètre */
    face_t f;
    U0 = -0.04800;
    A = 0.0051;
    begin_f_loop(f, thread) /* boucle sur les éléments de thread */
    /* (i.e. les faces de la frontiere ou on applique la fonction) */
    {
        F_CENTROID(x,f,thread);
        y = x[0]; /* 0 pour l'abscisse */
        F_PROFILE(f, thread, index) = U0*(1 - ((y*y)/A*A)); /* profil
        parabolique */
    }
    end_f_loop(f, thread)
}
```

```
.....

/* UDF pour définir le transfert de masse Nitrogène + l'Eau (N2 +
H2O) */
#include "udf.h"
DEFINE_MASS_TRANSFER(liq_gas_source, cell, thread,
from_index,from_species_index, to_index, to_species_index)
#define PI 3.141592654/***** Constante
pi*/
{
```

ANNEXE

```
real m_lg; /***** Le taux d'absorption moyen
(g/s)*/
real A; /***** interface area gaz-liquid (cm-1)*
real Ro_g = 1.56; /***** La masse volumique du gaz N2
(kg/m3)*
real Ro_l = 1008; /***** La masse volumique du liquide H2O
(kg/m3)*
real Tg = 293; /***** La température d'entré du gaz
(k)*****/
real Rg = 8.2057e-5; /*****Constante des gaz parfait
(m3.atm/k/mol)*
real Rgs = 0.00292 ; /**Rgs=Rg/MG*****/Constante spécifique du
gaz(m3.atm/kg/K)*
real U_igl; /***** La vitesse surfacique de l'interface
(cm/s)*
real time = CURRENT_TIME; /***** le temps de calcule
(s)*
real D = 1.80e-9; /***** la diffusivité entre les deux phases
(m2/s)*
real MG = 28.013e-3; /***** La masse molaire du gaz
(kg/mol)*
real ML = 18.015e-3; /***** La masse molaire du liquide
(kg/mol)*
real KH = 6.1e-6; /***** Le constante de
HENRY*/
real g = 9.81; /***** La gravité
(m/s2)*
real d = 0.0102; /***** Le diamètre de tube
(m)*
real U_bb;
```

ANNEXE

```
real tc;
Thread *gas = THREAD_SUB_THREAD (thread, from_index);
Thread *liq = THREAD_SUB_THREAD (thread, to_index);
m_lg = 0;
U_bb = 0.235*pow((g*d),0.5);
tc = d/U_bb;
if (( C_VOF(cell, liq) < 1.0) && (C_VOF(cell, liq) > 0.0))
{
U_igl = C_VOF(cell, liq)*C_V(cell, liq);
A=pow(PI*PI*fabs((C_MU_L(cell,liq)*U_igl)*1.15/(g*C_R(cell,liq))),0.
5);
m_lg = -2.0*A*pow((D/(tc*PI)),0.5)*((Ro_g*KH*Rgs*Tg/MG)-(Ro_l/ML));
}
if (( C_VOF(cell, liq) == 1.0) && (C_VOF(cell, liq) == 0.0))
{
m_lg = 0.0;
}
return (m_lg);
```

```
.....

/* UDF pour définir le transfert de masse de Dioxyde de Carbone +
l'Eau (CO2 + H2O)*/
#include "udf.h"
DEFINE_MASS_TRANSFER(liq_gas_source, cell, thread,
from_index,from_species_index, to_index, to_species_index)
#define PI 3.141592654/***** Constante
pi*/
{
real m_lg;/***** Le taux d'absorption moyen
(g/s)*/
```

ANNEXE

```
real A; /***** interface area gaz-liquid (cm-1)*/  
real Ro_g = 1.78; /***** La masse volumique du gaz CO2  
(kg/m3)*/  
real Ro_l = 1008; /***** La masse volumique du liquide H2O  
(kg/m3)*/  
real Tg = 293; /***** La température d'entré du gaz  
(k)*****/  
real Rgs = 189.08 ; /***** Rg/MG(J.kg-1.K-1)*/  
real U_igl; /***** La vitesse surfacique de l'interface  
(cm/s)*/  
real time = CURRENT_TIME; /***** le temps de calcule  
(s)*/  
real D = 2.03e-9; /***** la diffusivité entre les deux phases  
(m2/s)*/  
real MG = 44.01e-3; /***** La masse molaire du gaz  
(kg/mol)*/  
real ML = 18.015e-3; /***** La masse molaire du liquide  
(kg/mol)*/  
real KH = 6.1e-6; /***** Le constante de  
HENRY*/  
real g = 9.81; /***** La gravité  
(m/s2)*/  
real d = 0.0102; /***** Le diamètre de tube  
(m)*/  
real U_bb;  
real tc;  
Thread *gas = THREAD_SUB_THREAD (thread, from_index);  
Thread *liq = THREAD_SUB_THREAD (thread, to_index);  
m_lg = 0;
```

ANNEXE

```
U_bb = 0.235*pow((g*d),0.5);
tc = d/U_bb;
if (( C_VOF(cell, liq) < 1.0) && (C_VOF(cell, liq) > 0.0))
{
U_igl = C_VOF(cell, liq)*C_V(cell, liq);
A=pow(PI*PI*fabs((C_MU_L(cell,liq)*U_igl)*1.15/(g*C_R(cell,liq))),0.
5);
m_lg = -2.0*A*pow((D/(tc*PI)),0.5)*((Ro_g*KH*Rgs*Tg/MG)-(Ro_l/ML));
}
if (( C_VOF(cell, liq) == 1.0) && (C_VOF(cell, liq) == 0.0))
{
m_lg = 0.0;
}
return (m_lg);
}
```

```
.....

/* UDF pour définir le transfert de masse de l'Oxygène, L'eau (O2,
H2O) */
#include "udf.h"
DEFINE_MASS_TRANSFER(liq_gas_source, cell, thread,
from_index,from_species_index, to_index, to_species_index)
#define PI 3.141592654/***** Constante
pi*/
{
real m_lg;/***** Le taux d'absorption moyen
(g/s)*/
real A;/***** interface area gaz-liquid (cm-1)*/
```

ANNEXE

```
real Ro_g = 1.3; /***** La masse volumique du gaz O2
(kg/m3)*
real Ro_l = 1008; /***** La masse volumique du liquide H2O
(kg/m3)*
real Tg = 293; /***** La température d'entré du gaz
(k)*****/
real Rg = 8.2057e-5; /*****Constante des daz parfait
(m3.atm/k/mol)*
real Rgs =0.002564 ; /**Rgs=Rg/MG**** Constante spécifique du
gaz(m3.atm/kg/K)*
real U_igl; /***** La vitesse surfacique de l'interface
(cm/s)*
real time = CURRENT_TIME; /***** le temps de calcule
(s)*
real D = 2.11e-9; /***** la diffusivité entre les deux phases
(m2/s)*
real MG = 31.99e-3; /***** La masse molaire du gaz
(kg/mol)*
real ML = 18.015e-3; /***** La masse molaire du liquide
(kg/mol)*
real KH = 1.3e- ; /***** Le constante de HENRY
(mol/L/atm)*
real g = 9.81; /***** La gravité
(m/s2)*
real d = 0.0102; /***** Le diamètre de tube
(m)*
real U_bb;
real tc;
Thread *gas = THREAD_SUB_THREAD (thread, from_index);
Thread *liq = THREAD_SUB_THREAD (thread, to_index);
m_lg = 0;
```

ANNEXE

```
U_bb = 0.235*pow((g*d),0.5);
tc = d/U_bb;
if (( C_VOF(cell, liq) < 1.0) && (C_VOF(cell, liq) > 0.0))
{
U_igl = C_VOF(cell, liq)*C_V(cell, liq);
A
=pow(PI*PI*fabs((C_MU_L(cell,liq)*U_igl)*1.15/(g*C_R(cell,liq))),0.5
);
m_lg = -2.0*A*pow((D/(tc*PI)),0.5)*((Ro_g*KH*Rgs*Tg/MG)-(Ro_l/ML));
}
if (( C_VOF(cell, liq) == 1.0) && (C_VOF(cell, liq) == 0.0))
{
m_lg = 0.0;
}
return (m_lg);
}
```

```
.....

/* UDF pour définir le transfert de masse de Nitrogène, Nano-fluide
(N2, H2O + AlO3-0.05%) */
#include "udf.h"
DEFINE_MASS_TRANSFER(liq_gas_source, cell, thread,
from_index,from_species_index, to_index, to_species_index)
#define
PI = 3.141592654 /***** Constante
pi*/
{
real m_lg; /***** Le taux d'absorption moyen
(g/s)*/
```

ANNEXE

```
real A; /***** interface area gas-liquid (cm-1)*/  
real Ro_g = 1.56; /***** La masse volumique du gaz N2  
(kg/m3)*/  
real Ro_l = 1142.38; /*** La masse volumique du liquide H2O + AlO3-0.05%  
(kg/m3)*/  
real Tg = 293; /***** La température d'entré du gaz  
(k)*****/  
real Rgs = 297; /***** Rg/MG(J.kg-1.K-1)*/  
real U_igl; /***** La vitesse surfacique de l'interface  
(cm/s)*/  
real time = CURRENT_TIME; /***** le temps de calcule  
(s)*/  
real D = 1.80e-9; /***** la diffusivité entre les deux phases  
(m2/s)*/  
real MG = 28.013e-3; /***** La masse molaire du gaz  
(kg/mol)*/  
real ML = 18.015e-3; /***** La masse molaire du liquide  
(kg/mol)*/  
real KH = 6.1e-6; /***** Le constante de  
HENRY*/  
real g = 9.81; /***** La gravité  
(m/s2)*/  
real d = 0.0102; /***** Le diametre de tube  
(m)*/  
real U_bb;  
real tc;  
Thread *gas = THREAD_SUB_THREAD (thread, from_index);  
Thread *liq = THREAD_SUB_THREAD (thread, to_index);  
m_lg = 0;
```

ANNEXE

```
U_bb = 0.235*pow((g*d),0.5);
tc = d/U_bb;
if (( C_VOF(cell, liq) < 1.0) && (C_VOF(cell, liq) > 0.0))
{
U_igl = C_VOF(cell, liq)*C_V(cell, liq);
A
=pow(PI*PI*fabs((C_MU_L(cell,liq)*U_igl)*1.15/(g*C_R(cell,liq))),0.5
);
m_lg = -2.0*A*pow((D/(tc*PI)),0.5)*((Ro_g*KH*Rgs*Tg/MG)-(Ro_l/ML));
}
if (( C_VOF(cell, liq) == 1.0) && (C_VOF(cell, liq) == 0.0))
{
m_lg = 0.0;
}
return (m_lg);
}
```

```
.....

/* UDF pour définir le transfert de masse de Nitrogène, Nano-fluide
(N2, H2O + AlO3-0.1%) */
#include "udf.h"
DEFINE_MASS_TRANSFER(liq_gas_source, cell, thread,
from_index,from_species_index, to_index, to_species_index)
#define
PI 3.141592654 /***** Constante
pi*/
{
real m_lg; /***** Le taux d'absorption moyen
(g/s)*/
```

ANNEXE

```
real A; /***** interface area gaz-liquid (cm-1)*/  
real Ro_g = 1.56; /***** La masse volumique du gaz N2  
(kg/m3)*/  
real Ro_l = 1286.46; /**** La masse volumique du liquide H2O + AlO3-  
0.1% (kg/m3)*/  
real Tg = 293; /***** La température d'entré du gaz  
(k)*****/  
real Rgs = 297; /*****Rg/MG(J.kg-1.K-1)*/  
real U_igl; /***** La vitesse surfacique de l'interface  
(cm/s)*/  
real time = CURRENT_TIME; /***** le temps de calcule  
(s)*/  
real D = 1.80e-9; /***** la diffusivité entre les deux phases  
(m2/s)*/  
real MG = 28.013e-3; /***** La masse molaire du gaz  
(kg/mol)*/  
real ML = 18.015e-3; /***** La masse molaire du liquide  
(kg/mol)*/  
real KH = 6.1e-6; /***** Le constante de  
HENRY*/  
real g = 9.81; /***** La gravité  
(m/s2)*/  
real d = 0.0102; /***** Le diamètre de tube  
(m)*/  
real U_bb;  
real tc;  
Thread *gas = THREAD_SUB_THREAD (thread, from_index);  
Thread *liq = THREAD_SUB_THREAD (thread, to_index);  
m_lg = 0;
```

ANNEXE

```
U_bb = 0.235*pow((g*d),0.5);
tc = d/U_bb;
if (( C_VOF(cell, liq) < 1.0) && (C_VOF(cell, liq) > 0.0))
{
U_igl = C_VOF(cell, liq)*C_V(cell, liq);
A
=pow(PI*PI*fabs((C_MU_L(cell,liq)*U_igl)*1.15/(g*C_R(cell,liq))),0.5
);
m_lg = -2.0*A*pow ((D/(tc*PI)),0.5)*((Ro_g*KH*Rgs*Tg/MG)-(Ro_l/ML));
}
if (( C_VOF(cell, liq) == 1.0) && (C_VOF(cell, liq) == 0.0))
{
m_lg = 0.0;
}
return (m_lg);
}
```

Abstrac

Study of Mass Transfer Along the Bubble Dumitrescu-Taylor In a Small Diameter Pipe

The Dumitrescu-Taylor bubbles are elongated gas cavities observed in vertical tubes, commonly encountered in two-phase flows, particularly in slug flow patterns at low flow rates. This paper explores the gas-liquid mass transfer from a single long Dumitrescu-Taylor bubble held stationary in the flow, rather than rising. However, the study on mass transfer is relatively limited. In this paper, we will present and analyze experimental data obtained on the erosion (dissolution) of the Dumitrescu-Taylor bubble length, which reflects mass transfer. The analysis is based on numerical data profiles of liquid film thickness, shear stress, and interfacial liquid velocity. The latter parameter is challenging to measure and may even be non-existent to our knowledge. To capture the interface and map discontinuous fluid properties across the flow domain, we adopted the Volume of Fluid (VOF) approach in the CFD software Ansys-Fluent. The Higbie penetration theory model was used to compute this dissolution. Simulation predictions were validated against experimental data, showing reasonably good agreement. Other numerical investigations focused on studying the physical properties of two fluid pairs (N_2-H_2O), (O_2-H_2O) and (CO_2-H_2O) regarding mass transfer mechanisms. The enhancement of nitrogen Dumitrescu-Taylor bubbles dissolution was investigated by employing nano-particles, which have attracted significant attention in recent years.

Keywords: *Mass transfer, Gas-Liquid, Dimutriscu-Taylor bubble, Ansys Fluent, UDF.*

الملخص

دراسة انتقال الكتلة على طول فقاعة دوميتريسكو-تايلور في أنبوب ذو قطر صغير

الفقاعات دوميتريسكو-تايلور (Dumitrescu-Taylor) هي تجاويف غازية طويلة يتم ملاحظتها في أنابيب رأسية، وتوجد عادة في التدفقات ثنائية الطور، خاصة في نماذج التدفق ذات الجيوب ذات السرعات المنخفضة. تبين هذه الدراسة نقل الكتلة من الطور الغازي إلى الطور السائل من خلال فقاعة واحدة طويلة من النوع دوميتريسكو-تايلور (Dumitrescu-Taylor) مثبتة في مكانها بواسطة تدفق السائل النازل في الاتجاه العكسي. ومع ذلك، فإن الدراسة حول نقل الكتلة محدودة نسبياً. في هذه الدراسة، سنقدم ونحلل البيانات التجريبية التي تم الحصول عليها حول تآكل (الدوبان) طول فقاعة دوميتريسكو-تايلور، والتي تعكس نقل الكتلة. تعتمد التحليل على ملامح البيانات الرقمية لسمك الفيلم السائل، وضغط القص وسرعة السائل الوجهي. يعتبر هذا الأخير صعب القياس وغير موجود إلى حد معرفتنا. من أجل النقاط الواجبة ورسم خرائط لخصائص السوائل المتقطعة في جميع مجالات التدفق، استخدمنا نهج حجم السوائل (VOF) في برنامج الديناميكا الحسابية للسوائل أنسيس فلوانت 16.0 (Ansys-Fluent 16.0) تم استخدام نموذج نظرية الاختراق من ايجبي (Higbie) لحساب هذا التآكل. تم التحقق من توقعات المحاكاة مقارنة بالبيانات التجريبية، مما أظهر اتفاقاً معقولاً. ركزت الأبحاث الرقمية الأخرى على دراسة الخصائص الفيزيائية لزوجين من السوائل (N_2-H_2O) (O_2-H_2O) و (CO_2-H_2O) فيما يتعلق بآليات نقل الكتلة. تمت دراسة تحسين دوبان فقاعة دوميتريسكو-تايلور (Dumitrescu-Taylor) باستخدام جسيمات النانوية، التي لفتت اهتماماً كبيراً في السنوات الأخيرة.

الكلمات المفتاحية: النقل الجماعي للمادة، الغاز السائل، فقاعة ديموتريسكو-تايلور، أنسيس فلوانت،

.UDF



Amar BOUHALLASSA

Etude du transfert de matière le long de la bulle de Dumitrescu- Taylor
dans une conduite de faible diamètre

Thèse

en vue de l'Obtention du Diplôme de
Doctorat en Sciences

Résumé

Les bulles de Dumitrescu-Taylor sont des cavités de gaz allongées observées dans des tubes verticaux, couramment rencontrées dans les écoulements diphasiques, en particulier dans les schémas d'écoulement à poches à faibles débits. Cet article explore le transfert de masse gaz-liquide à partir d'une seule longue bulle de Dumitrescu-Taylor maintenue stationnaire dans l'écoulement. Cependant, l'étude sur le transfert de masse est relativement limitée. Dans cet article, nous présenterons et analyserons les données expérimentales obtenues sur l'érosion (dissolution) de la longueur de la bulle de Dumitrescu-Taylor, qui reflète le transfert de masse. L'analyse est basée sur les profils de données numériques de l'épaisseur de film liquide, de la contrainte de cisaillement et de la vitesse de liquide interfaciale. Ce dernier paramètre est difficile à mesurer et inexistant à notre connaissance. Pour capturer l'interface et cartographier les propriétés fluidiques discontinues dans l'ensemble du domaine d'écoulement, nous avons utilisé l'approche de Volume des Fluides (VOF) dans le logiciel de CFD Ansys-Fluent 16. Le modèle de théorie de la pénétration de Higbie a été utilisé pour calculer cette dissolution. Les prédictions de simulation ont été validées par rapport aux données expérimentales, montrant un accord raisonnable. D'autres recherches numériques se sont concentrées sur l'étude des propriétés physiques de deux paires de fluides (N_2-H_2O), (O_2-H_2O) et (CO_2-H_2O) concernant les mécanismes de transfert de masse. L'amélioration de la dissolution de la bulle de Dumitrescu-Taylor a été étudiée en utilisant des nano-particules, qui ont suscité une attention considérable ces dernières années.

Mots clés : Transfert de matière, Gaz-Liquide, bulle Dimutriscu-Taylor, Ansys Fluent, UDF.

Déctrice de thèse Samia BENATTLAH - Université Constantine 1 Frères Mentouri

Année Universitaire : 2023-2024