

N° d'ordre : 12 /2021 – D/GM

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENE

Faculté de Génie Mécanique et Génie des Procédés



THESE DE DOCTORAT EN SCIENCES

Présentée pour l'obtention du grade de Docteur

En : Génie Mécanique

Spécialité : Thermo énergétique

Par : **BOUBENDIR Lynda**

Thème

**Etude et analyse des écoulements diphasiques
dans une conduite de faible diamètre**

Soutenue publiquement, le 25/10/2021, devant le Jury composé de :

Mme BOUHAEDEF Khedidja	Professeur à l'USTHB (Alger)	Présidente
M. AZZI Abdelwahid	Professeur à l'USTHB (Alger)	Examineur
M. LARBI Salah	Professeur à l'ENP (Alger)	Examineur
M. ALLICHE Mounir	Maitre de Conférences A à l'UYFM (Médéa)	Examineur
M. CHIKH Salah	Professeur à l'USTHB (Alger)	Directeur de thèse
M. TADRIST Lounès	Professeur à l'IUSTI (Marseille)	Co-Directeur de thèse

2020/2021

Remerciements

Le présent document constitue mon mémoire de thèse de doctorat de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (U.S.T.H.B.), dirigé par Monsieur le Professeur **S. CHIKH**, Directeur du Laboratoire des Transports polyphasiques et Milieux Poreux (LTPMP) de l'USTHB, Faculté de Génie mécanique et Génie des Procédés, qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Mes pensées vont conjointement aux deux personnes qui m'ont directement suivi, dirigé, orienté et guidé durant mes travaux de recherches: Ils s'agit de mon directeur de thèse, monsieur le Professeur **S. CHIKH**, et de Monsieur le Professeur **L. TADRIST** qui a très aimablement accepté de m'accueillir dans son laboratoire et de suivre mes recherches avec tout son savoir-faire, sa perspicacité et lucidité scientifiques, et son esprit de rigueur qui ont été primordiaux tout au long de mon séjour à Aix Marseille Université (Laboratoire IUSTI "Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels" (IUSTI, UMR 7343). Je les remercie, également, pour la confiance qu'ils m'ont accordée et pour les nombreuses opportunités qu'ils m'ont données de présenter mes travaux au cours de rencontres scientifiques.

Je n'oublie pas Mme le Professeur **K. BOUHADEF**, l'ancienne directrice du laboratoire, pour son accueil chaleureux et d'avoir accepté de présider le jury. Enfin, je remercie l'ensemble des enseignants et doctorants du laboratoire LTPMP.

Je remercie très chaleureusement les membres de jury pour leurs remarques constructives qui peuvent données. J'adresse toute ma gratitude et remerciements à Monsieur le professeur **S. LARBI** (E.N.P. « ALGER »), à Monsieur le Dr **M. ALLICHE** (Université de Médéa), et Monsieur **A. AZZI**, Université de U.S.T.H.B. (ALGER), qui m'ont fait l'honneur d'examiner cette thèse.

Enfin, mes pensées vont à mon chère frangin **SidAli**, enseignant à l'U. S. T. H. B., pour son encouragement et sa présence, ainsi que toute ma famille qui m'a soutenu, dont il serait long de les citer nommément. Je pense aussi à tous mes amis qui m'ont largement et chaleureusement entouré.

L. BOUBENDIR

Résumé

Cette étude est une analyse numérique d'un écoulement diphasique eau-air à travers des mini ou micro-canaux. Les deux fluides sont considérés Newtoniens et incompressibles en régime transitoire. Les fluides sont injectés séparément en co-courant avec différentes vitesses. La phase liquide continue s'écoule dans un tube de 3, 1 et 0.5 mm de diamètre intérieur et la phase gazeuse est injectée axialement à travers une buse de 110 μm de diamètre intérieur et 210 μm de diamètre extérieur. Un modèle mono-fluide est utilisé pour déterminer le champ d'écoulement, en résolvant les équations de continuité et de quantité de mouvement associées à la méthode du Volume de Fluide (VOF : Volume of Fluid) pour la capture d'interface. Le code de calcul Open Source (OpenFOAM : Open Field Operation And Manipulation) est utilisé pour résoudre ce problème numériquement. Le comportement hydrodynamique est analysé pour des vitesses apparentes du gaz et du liquide comprises entre $0.01\text{ms}^{-1} < U_{GS} < 1.8 \text{ ms}^{-1}$ et $0.005 \text{ ms}^{-1} < U_{LS} < 0.5 \text{ ms}^{-1}$, respectivement. Les résultats obtenus ont permis de mettre en évidence l'influence des conditions d'entrée sur les structures d'écoulement diphasique. Dans la deuxième partie de ce travail, Le rôle de la tension superficielle dans le mécanisme de croissance et de détachement de bulle est élaboré pour un écoulement horizontal axisymétrique avec l'hypothèse de zéro gravité et d'un écoulement ascendant, en tenant compte de la contribution de la gravité. Une étude plus approfondie à la paroi de la buse a permis de décrire le mouvement de la ligne de contact, pendant le processus de croissance de la bulle, et de montrer son effet significatif sur la formation de la bulle.

Mots-clés : micro-fluidique, mini-conduites, écoulement diphasique, air/eau, tension superficielle.

Abstract

This study is a numerical analysis of a two-phase water-air flow through mini or micro-channels. The two fluids are considered Newtonian and incompressible in a transient state. The fluids are injected separately in co-current configuration with different velocities. The continuous liquid phase flows inside a tube of 3, 1 and 0.5 mm diameter and the gas phase is injected axially through a nozzle of 110 μm inner diameter and 210 μm outer diameter. A mono-fluid model is used to determine the flow field, to solve the continuity and momentum equations associated with the VOF (volume of Fluid) method. An open source computation code, namely OpenFOAM (Open Field Operation And Manipulation) is used to solve numerically this problem. The hydrodynamic behavior is analyzed for liquid and gas superficial velocities varied between $0.01\text{ms}^{-1} < U_{GS} < 1.8 \text{ms}^{-1}$ and $0.005 \text{ms}^{-1} < U_{LS} < 0.5 \text{ms}^{-1}$ respectively. The results obtained revealed the influence of inlet conditions on two-phase flow structures. In the second part of this work, the role of surface tension in the bubble growth and detachment mechanism is elaborated and highlighted for an axisymmetric horizontal flow with the assumption of zero gravity, and an upward flow, taking into account the contribution of the gravity. Further, a deeper analysis at the nozzle wall allows a detailed description of the contact line behavior and its significant effect on bubble formation, during the bubble growth process.

Keywords: microfluidics, mini pipes, two-phase flow, air /water, surface tension.

المخلص :

هذه الدراسة عبارة عن تحليل عددي لتدفق ثنائي الطور الماء والهواء من خلال قنوات صغيرة أو متناهية الصغر. يعتبر السائلين نيوتونيين وغير قابلين للضغط في حالة غير مستقرة. يتم حقن السوائل بشكل منفصل في تكوين تيار مشترك بسرعات مختلفة. يتدفق الطور السائل باستمرار داخل أنبوب بقطر 3 و 1 و 0.5 مم ويتم حقن الطور الغازي محوريًا من خلال فوهة بقطر داخلي 110 ميكرو متر وقطر خارجي 210 ميكرو متر. يتم استخدام نموذج أحادي السائل لتحديد مجال التدفق، لحل معادلات الاستمرارية ومعادلات الزخم المرتبطة بطريقة VOF (حجم السائل). تم استخدام كود حساب مجاني المصدر OpenFOAM (الحقل المفتوح العمليات والمعالجة) لحل هذه المشكلة عدديًا. تم

تحليل السلوك الهيدروديناميكي لسرعات السطحية للغاز $0.01\text{ms}^{-1} < U_{GS} < 1.8$ والسائل

متفاوتة فيما بينها. أظهرت النتائج التي تم الحصول عليها تأثير ظروف المدخل على هياكل التدفق ثنائية الطور. في الجزء الثاني من هذا العمل، تم تطوير وإبراز دور التوتر السطحي في آلية نمو الفقاعة وانفصالها من أجل تدفق أفقي متمائل المحور بافتراض انعدام الجاذبية، والتدفق الصاعد، مع مراعاة مساهمة الجاذبية. علاوة على ذلك، يتيح التحليل الأعمق لجدار الفوهة وصفًا تفصيليًا لسلوك خط الاتصال وتأثيره الكبير على تكوين الفقاعات، أثناء عملية نمو الفقاعة.

SOMMAIRE

Introduction générale	1
I. Chapitre I. Généralités sur les écoulements diphasiques	3
I.1 Introduction.....	3
I.2 Notions fondamentales des écoulements diphasiques	3
I.2.1 Définition d'une phase	3
I.2.2 Concept d'interface	3
I.2.3 Notion de tension de surface	5
I.2.4 Les régimes d'écoulements diphasiques	6
I.2.5 Les forces fondamentales pour un écoulement diphasique	7
I.3 Différentes approches pour la modélisation d'un écoulement diphasique à phase dispersée.....	8
I.3.1 Modèles macroscopiques	8
I.3.1.1 Modèle à deux fluides	9
I.3.1.2 Modèle de mélange.....	10
I.3.2 Modèles microscopiques	11
I.3.2.1 Méthodes Lagrangiennes	13
I.3.2.1.1 Marker-And-Cell (MAC) method.....	13
I.3.2.1.2 Front tracking method.....	14
I.3.2.2 Méthodes Eulériennes.....	15
I.3.2.2.1 Volume of Fluid (VOF) method	15
I.3.2.2.2 La fonction couleur	15
I.3.2.2.3 Level-Set method.....	16
I.3.2.2.4 Coupled Level-Set and Volume of Fluid (CLSVOF) method	17
I.3.2.3 Méthodes mixtes	18
II. Chapitre II. Revue bibliographique.....	20
II.1 Introduction.....	21
II.2 Ecoulement diphasique en micro-conduite.....	21
II.3 Formation et détachement de bulle.....	24
III. Chapitre III. Description du code OpenFOAM.....	31
III.1 Introduction.....	32
III.2 Description du modèle diphasique VOF du code OpenFOAM.....	32
III.2.1 Discrétisation des équations au sein du code <i>OpenFOAM</i>	32

III.2.2	Description du modèle diphasique VOF du code <i>OpenFOAM</i>	39
III.2.2.1	Equations de mouvement.....	39
III.2.2.2	Equation de transport de la fraction volumique.....	41
III.2.2.3	Discrétisation des équations du mouvement :	43
III.2.2.4	Description du programme interFOAM	45
III.3	Conditions aux frontières du domaine de calcul.....	48
IV.	Chapitre IV. Formulation mathématique et modélisation numérique.....	50
IV.1	Introduction.....	51
IV.2	Domaine physique	51
IV.3	Méthode numérique	53
IV.3.1	Domaine numérique et maillage.....	53
IV.3.2	Méthode de résolution.....	55
V.	CHAPITRE V. Résultats et interprétations.....	57
V.1	Introduction.....	58
V.2	Études des structures de l'écoulement diphasique.....	58
V.2.1	Validation	58
V.2.2	Résultats	60
V.2.2.1	Effet de la vitesse apparente du gaz sur les structures de l'écoulement diphasique.....	61
V.2.2.2	Effet de la vitesse apparente du liquide sur les structures d'écoulement diphasique.....	64
V.2.2.3	Effet du confinement sur les structures d'écoulement diphasique	67
V.3	Etude de la formation de bulle.....	75
V.3.1	Validation	75
V.3.2	Visualisation numérique.....	76
V.3.3	Évolution de la forme de la bulle et du mouvement de la ligne de contact.....	78
V.3.4	Processus de détachement des bulles	84
V.3.5	Analyse des forces appliquées sur la bulle lors de sa formation dans un écoulement ascendant.....	85
V.3.6	Effet du mouvement de la ligne de contact.....	91
V.4	Conclusion	93
	Conclusion générale et perspectives	95
	Références.....	98

Liste des figures

Figure I.1: Représentation de l'interface.	4
Figure I.2: Particule fluide sphérique.	5
Figure I.3: Illustration de différents régimes d'écoulements dans un tube horizontal : (a) bulles, (b) à bouchons, (c) stratifié, (d) à vagues, (e) à poches, (f) annulaire et (g) goutte.	6
Figure I.4: Illustration de différents régimes d'écoulements dans un tube vertical : (a) à bulles, à bouchons, (c) à forte coalescence, (d) wispy-annular, (e) annulaire et (f) goutte... ..	7
Figure I.5: Schéma de la méthode MAC.	13
Figure I.6: Schéma de la méthode Front Tracking.	14
Figure I.7: Principe de la méthode VOF (Interface réelle et fonction couleur associée.	16
Figure III.1: Discrétisation du domaine de solution	36
Figure III.2: Présentation de deux volumes de contrôle.....	36
Figure IV.1: Représentation schématique du domaine physique.	51
Figure IV.2: Domaine numérique et maillage.	54
Figure V.1: validation avec les résultats de Chen et al.(2002), Lakehal et al.(2008).....	59
Figure V.2: validation avec les résultats de Zeguai et al. (2013)	60
Figure V.3: Effet de la vitesse apparente du gaz sur les structures d'écoulement diphasique ($D=0,5$ mm, $U_L=0,08$ m/s, $U_{LS}=0,076$ m/s).....	61
Figure V.4: Evolution du diamètre équivalent en fonction de la vitesse apparente du gaz ($D=0,5$ mm, $U_{LS}=0,076$ m/s)	63
Figure V.5: Effet de la vitesse apparente de liquide sur les structures d'écoulement diphasique ($D=0,5$, $u_g=3$ m/s, $U_{GS}=1,452$ m/s).....	65
Figure V.6: Evolution du diamètre équivalent en fonction de la vitesse apparente du liquide ($D=0,5$, $u_g=3$ m/s, $U_{GS}=1,452$ m/s).	66
Figure V.7: Effet du confinement sur les structures d'écoulement diphasique.....	67
Figure V.8: Evolution du diamètre équivalent en fonction de la vitesse apparente du gaz ($U_{LS}=0,079$ m/s , $d_b=0,11$ mm).....	69
Figure V.9: Evolution de la longueur de bouchon du gaz en fonction de la vitesse apparente du gaz ($U_{LS}=0,079$ m/s, $d_b=0,11$ mm).	71
Figure V.10: Courbes des transitions Bulle/bouchon and bouchon/Annulaire	73

Figure V.11: Épaisseur du film liquide en fonction de débit du gaz ($D=0,8\text{mm}$, $d_b=0,11\text{mm}$, $U_{LS}=0,08\text{m/s}$).....	74
Figure V.12: Validation.....	75
Figure V.13: Visualisation de la formation et du détachement des bulles	77
Figure V.14: Evolution de la forme de la bulle et mouvement de la ligne de contact ($U_{GS}=0,014\text{ m/s}$, $U_{LS}=0,076\text{ m/s}$).....	80
Figure V.15 : variation du rayon de la ligne de contact et de l'angle de contact en fonction du temps ($U_{GS}=0.014\text{ m/s}$, $U_{LS}=0.076\text{ m/s}$).....	81
Figure V.16: Variation de (a) la longueur de la bulle, (b) le rayon de la ligne de contact en fonction du volume de la bulle $Q_G=0.83\text{ ml/min}$	83
Figure V.17: Variation du rayon de la ligne de contact et du rayon de col en fonction du temps dans les derniers instants avant le détachement de la bulle ($U_{GS}=0.014\text{ m/s}$, $U_{LS}=0.076\text{ m/s}$).....	85
Figure V.18: Schéma montrant les forces verticales agissant sur une bulle.....	86
Figure V.19: Evolution des forces verticales agissant sur la bulle.....	89
Figure V.20: Evolution du Rapport Surface/Volume en fonction du temps	91
Figure V.21: Effet de mouvement de la ligne de contact sur les forces appliquées.....	92

Nomenclature

C_D	Coefficient de traînée
D	Diamètre du tube (m)
F_{AM}	Force de masse ajoutée (N)
F_B	Force de gravité (N)
F_D	Force de traînée (N)
F_M	Force d'inertie (N)
F_P	Force de pression (N)
F_S	Force de tension superficielle (N)
g	Accélération de la pesanteur (m/s^2)
L	Longueur du tube (m)
L_b	Longueur de la buse (m)
L_B	Longueur de la bulle (m)
\vec{n}	Vecteur unitaire normal à l'interface
P	Pression (Pa)
Q	Débit volumique (m^3/s)
r	Coordonnée dans la direction radiale (m)
R	Rayon (m)
R_B	Rayon de la bulle (m)
R_{bi}	Rayon interne de la buse (m)
R_{bo}	Rayon externe de la buse (m)
R_0	Rayon de la ligne de contact (m)
R_N	Rayon du col (m)
Re	Nombre de Reynolds ($\rho U D / \mu$)
S_B	Surface de bulle (m^2)
t	Temps (s)
u	Vitesse (m/s)
U	Vitesse superficielle (m/s)
V_B	Volume de bulle (m^3)
y	Coordonnée dans la direction axiale (m)
Y_{CM}	Centre de gravité de la bulle (m)

Symboles grecs

φ	Fraction volumique
κ	Courbure de l'interface
μ	Viscosité dynamique (Pa .s)
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
σ	Tension superficielle (N/m)
Θ	Angle de contact ($^\circ$)
τ	Tenseur de contraintes visqueuses, (Pa)

Indices

G ou g	gaz
i	phase
L ou l	liquide
LS	superficielle du liquide
GS	superficielle du gaz

Introduction générale

La micro-fluidique a pour objet, l'étude des écoulements des fluides dans des microsystèmes. Ces microsystèmes sont fabriqués grâce à la technologie de miniaturisation des MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems). Elle est omniprésente dans de nombreux domaines tels que, l'aéronautique, l'agro-alimentaire, l'automobile, la biotechnologie, l'électronique, la médecine et les microsystèmes électromécaniques (Kimura et al., 1999). C'est ce qui a suscité, ces dernières années, plusieurs chercheurs à faire des études sur les écoulements diphasiques Gaz-Liquide dans les micro-canaux, qui vu leur importance, ils sont utilisés dans de nombreuses applications industrielles comme : Les unités de traitement microscopique, les réacteurs nucléaires, le traitement des matériaux et la technologie de dépôt de couches minces, les systèmes de la biotechnologie, et les applications spatiales potentielles.

En plus d'être le plus commun des cas diphasique, l'écoulement gaz-liquide est également le plus complexe, car son comportement dépend de nombreux paramètres on note, la complexité de la géométrie, la distribution de vitesses du gaz et du liquide, le diamètre de la conduite, les propriétés physiques des fluides, la ligne de contact et l'angle de contact des liquides. Plusieurs études expérimentales et numériques ont été menées à ce sujet dans le but d'améliorer la compréhension du comportement à l'interface gaz-liquide, d'arriver à la modélisation des phénomènes physiques et déterminer l'influence de ces paramètres sur les écoulements diphasique.

L'objet de cette étude est l'analyse numérique des structures de l'écoulement diphasique air-eau à travers un tube de faible diamètre. On abordera par la suite la réduction des dimensions pour étudier le passage de la macro-conduite à la micro-conduite. Afin d'analyser la formation et le détachement de bulles émergeant d'un micro tube, les limites des transitions entre les différents régimes d'écoulement dans

un écoulement de liquide pour deux niveaux de gravité sont prises en considération. On étudiera par la suite la dynamique de la ligne de contact sur la paroi de la buse pendant la formation de bulle.

La thèse est constituée de cinq chapitres subdivisés comme suit :

Le premier chapitre de la thèse fournit une brève présentation des principales caractéristiques de l'écoulement diphasique, gaz-liquide et de leurs simulations, ainsi que la description des différents types d'écoulements. La synthèse bibliographique menée sur les écoulements diphasique et la formation de bulle dans les micro-canaux est élaborée dans le deuxième chapitre, puis une présentation du code de calcul OpenFoam a fait l'objet du troisième chapitre par la suite, la formulation mathématique utilisée ainsi que la modélisation numérique choisis sont traités dans le chapitre quatre. En fin, le chapitre cinq est dédié à la présentation des différents résultats trouvés et à leurs interprétations.

Chapitre I. Généralités sur les écoulements diphasiques

I.1 Introduction

Les écoulements diphasiques recèlent de nombreux problèmes objets d'une intense recherche qui intéresse des domaines aussi importants que le génie nucléaire, l'industrie pétrolière ou l'environnement. La simulation de ces écoulements s'appuie sur des schémas de suivi ou de capture d'interfaces avec ou sans algorithme de reconstruction correspondant à des approximations géométriques d'interfaces.

Dans ce chapitre, on dressera un panorama sur les principales techniques utilisées dans la simulation des écoulements diphasiques gaz-liquide. L'objectif étant l'aide au choix de la méthode qui servira de base pour la satisfaction du but fixé au départ de notre travail, à savoir l'obtention d'un code de calcul fiable capable de prendre en charge les phénomènes de formation d'un écoulement diphasique avec ses différentes structures.

I.2 Notions fondamentales des écoulements diphasiques

On donne une description rapide de quelques notions essentielles pour la compréhension des écoulements diphasiques.

I.2.1 Définition d'une phase

Une phase est une définition thermodynamique de l'état de la matière, qui peut être solide, liquide ou gaz. Dans la terminologie générale, une phase est continue si elle occupe continuellement les régions connectées de l'espace et elle dispersée si elle occupe de régions déconnectées. La phase continue peut-être gazeuse ou liquide. La phase dispersée est formée de particules (solides ou fluides).

Les particules fluides formées par une phase gazeuse sont appelées bulles, alors qu'on ne parle de gouttes que si les particules fluides sont formées par une phase liquide.

I.2.2 Concept d'interface

Mathématiquement, l'interface est un objet de dimension N qui évolue dans un espace de dimension $N+1$. Physiquement, c'est une zone de faible épaisseur, où les grandeurs physiques subiront une discontinuité ou un saut. A l'échelle moléculaire, une interface liquide-gaz correspond à une zone de transition où la

densité passe progressivement d'une valeur moyenne dans le liquide à une valeur moyenne dans le gaz. La taille de la zone de transition est de l'ordre de quelques libres parcours moyens des molécules. En général, on utilise cette notion d'interface pour évoquer la surface de séparation qui existe entre deux phases (au sens thermodynamique du terme). L'interface a alors pour origine la discontinuité des forces intermoléculaires entre les deux phases. Pour un mélange air - eau, la densité peut varier d'un facteur 1000 entre deux cellules de calcul adjacentes. Ce saut de densité, qui est présent aussi près des bulles d'air et des gouttelettes d'eau présente un défi de stabilité numérique, lors de la résolution des équations de l'écoulement due à la présence de la densité dans plusieurs termes des équations de Navier-Stokes. En effet, les phénomènes physiques intervenant dans cette zone doivent être bien connus, pour prédire correctement les conditions de saut et la vitesse de propagation de l'interface.

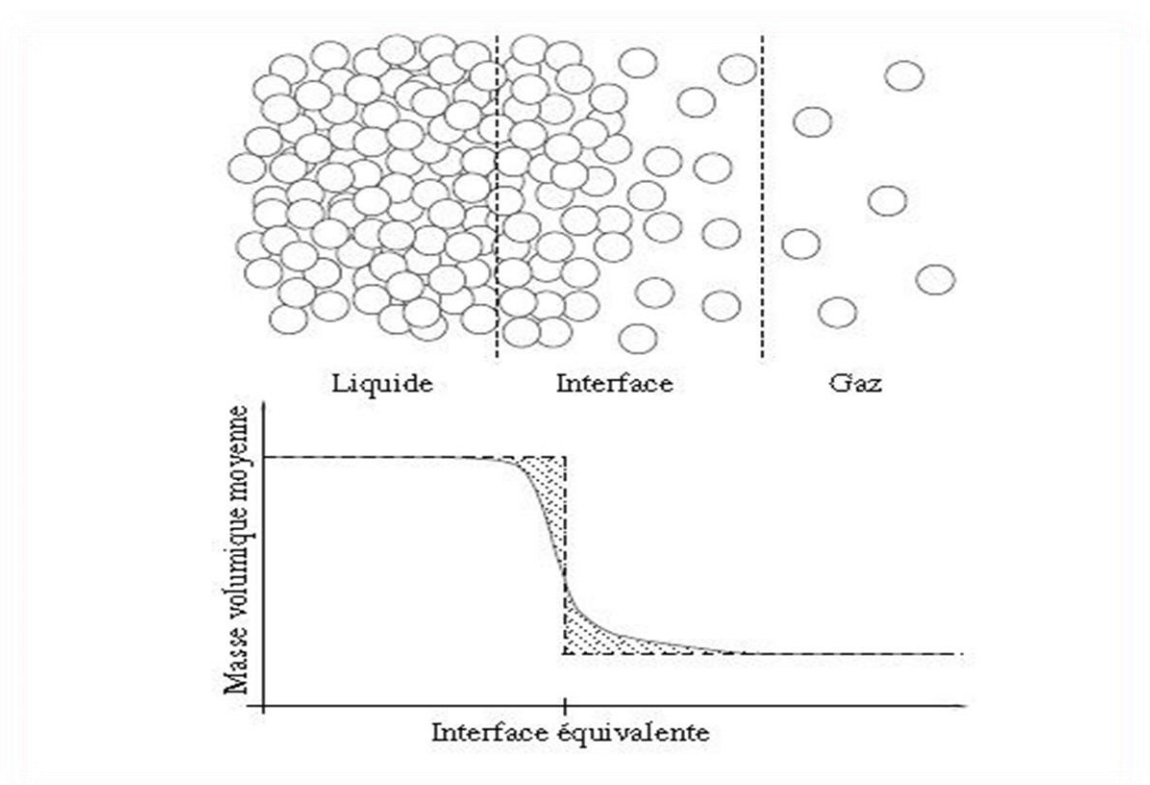


Figure I.1: Représentation de l'interface.

I.2.3 Notion de tension de surface

La tension de surface est la tension qui existe à la surface de séparation de deux phases. On la définit comme la force qu'il faut appliquer à l'unité de longueur le long d'une ligne perpendiculaire à la surface d'un liquide en équilibre pour provoquer l'extension de cette surface, ou comme le travail exercé par cette force par unité de surface.

On peut formaliser cette propriété de la manière suivante : il existe une différence de pression entre le liquide et le gaz, égale à la courbure locale de la surface κ multipliée par un coefficient σ , appelé coefficient de tension de surface, dépendant des deux fluides en présence. La pression la plus forte règne dans le fluide dont la surface est convexe voir figure (I.2).

$$P_{\text{int}} - P_{\text{ext}} = \kappa \sigma \quad (\text{I.1})$$

L'équation (1.1) s'appelle équation de Laplace, κ est la courbure moyenne de la surface, c'est-à-dire la somme des deux courbures principales :

$$\kappa = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (\text{I.2})$$

Si la pression est uniforme à l'intérieur et à l'extérieur de la goutte, le saut de pression est constant sur la surface et, par conséquent, la courbure l'est. La force qui en résulte est orientée du gaz vers le liquide. Une tension de surface élevée implique une forte résistance au mélange.

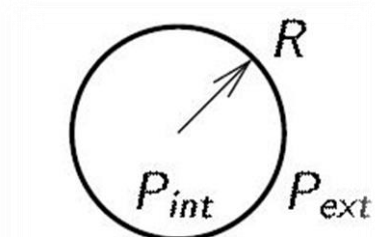


Figure I.2: Particule fluide sphérique.

I.2.4 Les régimes d'écoulements diphasiques

Les écoulements diphasiques gaz-liquide peuvent apparaître dans différentes configurations topologiques. Ces différentes structures sont généralement connues sous le nom des régimes d'écoulements ou cartes d'écoulements. Les deux figures (I.3) et (I.4) montrent les régimes d'écoulements dans une conduite horizontale et verticale respectivement.

Les paramètres usuellement utilisés pour l'identification des régimes d'écoulements sont les vitesses superficielles des deux phases qui représentent le débit volumétrique de la phase correspondante divisé par la section de la conduite. Cependant, les vitesses superficielles des phases seules ne sont pas suffisantes pour caractériser la configuration géométrique de l'écoulement diphasique. En général, le régime d'écoulement dépend des propriétés physiques des phases et aussi de la géométrie de la conduite.

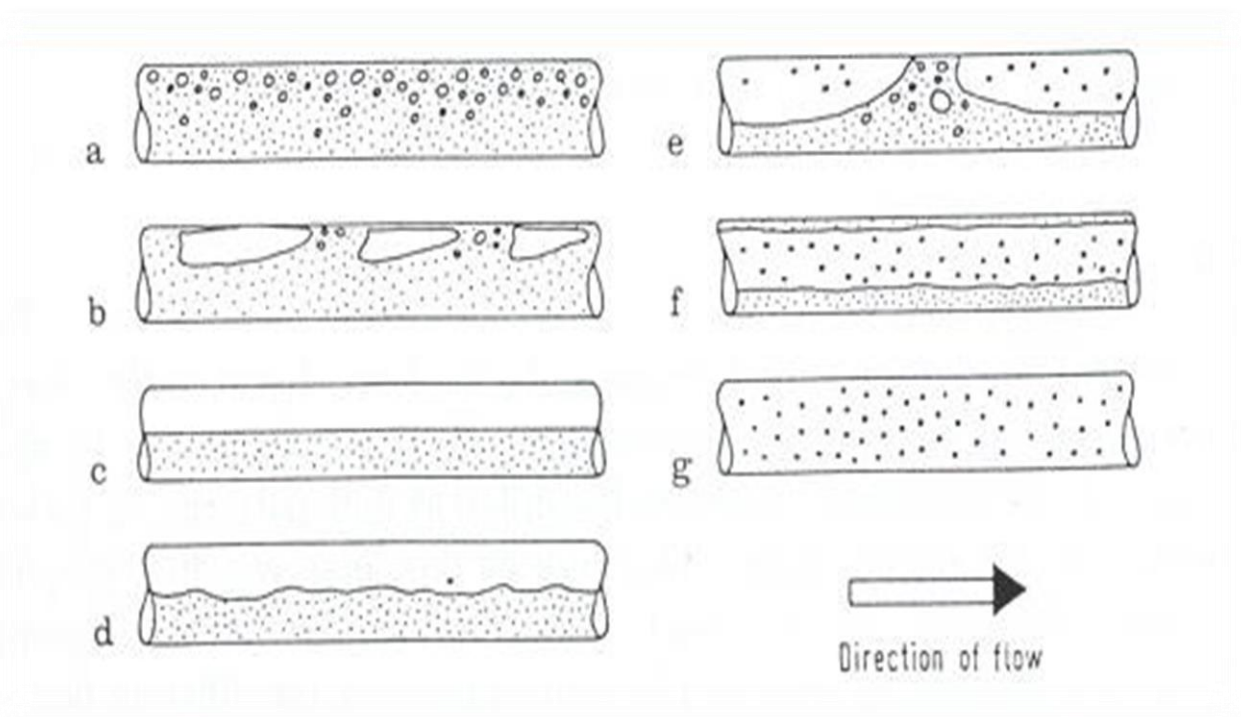


Figure I.3: Illustration de différents régimes d'écoulements dans un tube horizontal : (a)bulles, (b) à bouchons, (c) stratifié, (d) à vagues, (e) à poches, (f) annulaire et (g) goutte.

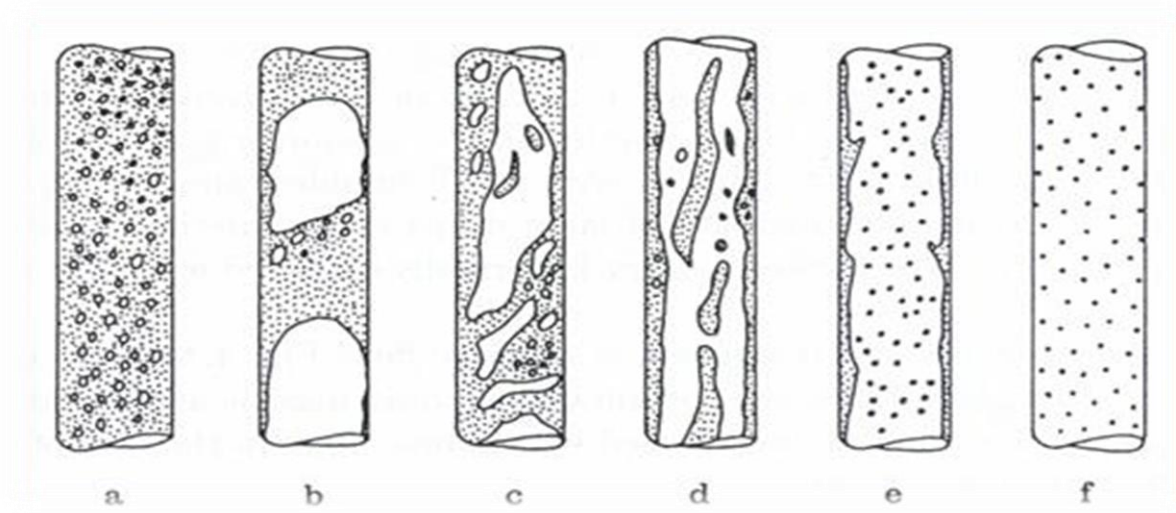


Figure I.4: Illustration de différents régimes d'écoulements dans un tube vertical : (a) à bulles, à bouchons, (c) à forte coalescence, (d) wispy-annular, (e) annulaire et (f) goutte.

I.2.5 Les forces fondamentales pour un écoulement diphasique

Généralement, on distingue trois types de forces : les forces volumiques qui agissent sur l'élément de volume de dimension $V \propto L^3$, les forces surfaciques qui agissent sur l'élément de surface de dimension $A \propto L^2$ et les forces linéaires qui agissent sur l'élément de la courbe de dimension $C \propto L$, où L est une dimension linéaire. Les forces importantes pour un écoulement diphasique sont :

- La force de pression agit sur les éléments de surface et a tendance à accélérer le fluide dans la direction du gradient de pression.
- La force d'inertie est une force de volume qui agit de manière à maintenir la direction actuelle et l'intensité du mouvement inchangé.
- La force de viscosité agit sur l'élément de surface et a tendance à avoir un champ d'écoulement uniforme et de réduire les différences de vitesse.
- La force de la gravité a tendance à accélérer le fluide dans la direction du vecteur de la pesanteur.
- La force de flottabilité est liée à la force de la gravité ; C'est la différence entre la force de pesanteur et la force d'Archimède. Elle représente l'action nette de la gravité quand la densité n'est pas uniforme. Dans les écoulements diphasiques, le non uniformité de la densité est dû à la présence des deux phases.

➤ La force de la tension superficielle agit sur une ligne ou un élément de courbe et a tendance à minimiser l'aire de la surface de l'interface. La force de la tension de surface est spécifique aux écoulements gaz-liquide ou liquide-liquide.

I.3 Différentes approches pour la modélisation d'un écoulement diphasique à phase dispersée

Les critères pour le choix d'une approche de la modélisation d'un écoulement diphasique à phase dispersée s'appuient essentiellement sur la précision des résultats attendus ainsi que sur les phénomènes physiques que l'on souhaite étudier. Un paramètre important dans ce choix est le traitement de l'interface et donc dans ce cas une attention particulière doit être portée à la description des petites structures formées dans un écoulement diphasique.

De manière générale, les écoulements diphasiques peuvent être modélisés à l'aide de deux types d'approches, dépendant du niveau de raffinement pour la description de l'interface entre les deux phases :

- L'approche globale ou modèle macroscopique, qui réunit toutes les méthodes basées sur la mécanique des milieux continus et qui ne permet pas d'identifier explicitement l'interface séparant les deux phases.
- L'approche locale ou modèle microscopique, dont l'objectif est de décrire précisément l'interface entre les deux phases à l'échelle microscopique.

Dans la suite, nous détaillerons plus précisément différents modèles correspondant à ces deux approches. Néanmoins, comme décrit dans l'introduction, c'est l'approche locale qui correspond le mieux à notre problématique, car nous souhaitons avoir une description précise du comportement de l'interface.

Dans toutes les méthodes décrites ci-dessous le mouvement du fluide est représenté de façon Eulérienne.

I.3.1 Modèles macroscopiques

Les modèles macroscopiques regroupent les méthodes basées sur la mécanique des milieux continus. Ils sont destinés à l'étude des propriétés physiques de la matière à des échelles de longueurs et de temps très grandes par rapport aux

échelles atomiques et moléculaires. À ces échelles et dans les conditions qui intéressent la mécanique des milieux continus, les phénomènes locaux d'interactions entre les deux phases qui apparaissent sont modélisés par des lois macroscopiques empiriques ou semi analytiques.

Parmi les différents modèles macroscopiques, une distinction peut être faite en fonction de la manière dont est traité le couplage entre les phases. Nous présentons ici ceux qui nous paraissent les plus utilisés :

- Le modèle à deux fluides dans lequel les deux phases sont décrites séparément.
- Le modèle de mélange dans lequel un seul fluide représente le mélange diphasique.

I.3.1.1 Modèle à deux fluides

Le modèle à deux fluides est une approche principalement utilisée pour la modélisation des écoulements "à bulles". Il consiste à résoudre les équations moyennées de conservation de la masse et de quantité de mouvement (et si nécessaire de l'énergie) pour chacune des phases. Nous rappelons ici brièvement les équations du modèle à deux fluides.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k) = \Gamma_k \quad k = 1, 2, \dots, N \\ \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k \mathbf{u}_k) = -\alpha_k \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_k + \alpha_k \rho_k \mathbf{g} + \mathbf{M}_k \end{array} \right. \quad (\text{I. 3})$$

Où N est le nombre de phases, α_k la fraction volumique de la phase k dans le volume total, p la pression, ρ_k la masse volumique, \mathbf{u}_k la vitesse de la phase k et $\boldsymbol{\tau}_k$ le tenseur des contraintes visqueuses de la phase k . Les termes Γ_k et \mathbf{M}_k sont les termes d'échanges interfaciaux de masse et de quantité de mouvement respectivement.

Pour le modèle à deux fluides, la difficulté principale réside dans la modélisation des termes d'échanges interfaciaux. Il est alors important de détailler le terme \mathbf{M}_k puisqu'il correspond aux forces qui agissent sur l'interface. Il peut être décomposé comme la somme de plusieurs forces exercées par la phase continue sur

la phase dispersée comme la force de traînée (Drag force) et la force de portance (lift force).

Le modèle à deux fluides est plus complet que le modèle de mélange présenté dans la suite de ce manuscrit car il permet de prendre en compte le glissement entre les phases de façon explicite. De plus, chaque phase est décrite par sa propre équation d'état reliant pression et masse volumique. Le modèle à deux fluides est par exemple bien adapté pour la modélisation des écoulements polyphasiques en régime stratifié.

L'inconvénient de ce modèle est le nombre important d'équations à résoudre et donc des calculs coûteux si nous sommes en présence de nombreuses phases.

La difficulté principale du modèle à deux fluides réside dans la modélisation des termes d'échanges interfaciaux et qu'une approximation importante est faite sur la taille et la forme des gouttes de la phase dispersée (elles sont sphériques et de rayon constant). D'autre part, la résolution numérique de ce type de modèle semble plus délicate dans les zones où α_k tend vers 0.

I.3.1.2 Modèle de mélange

La résolution des écoulements diphasiques incompressibles non miscibles à l'aide d'un modèle de mélange consiste à ne considérer qu'un seul fluide, mélange des deux phases. Un unique système d'équations est donc nécessaire :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_m) + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \mathbf{u}_m) + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m \mathbf{u}_m) &= -\nabla p + \nabla \cdot \tau_m + \rho_m \mathbf{g} + M_m + \nabla \cdot \tau_{Dm} \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

Où $\tau_m = \sum_K \alpha_k \tau_k$ représente le tenseur des contraintes visqueuses pour le mélange diphasique.

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

$$\rho_m = \sum_K \alpha_k \rho_k \quad (\text{I.5})$$

La vitesse est définie grâce à l'expression (I.6) :

$$\mathbf{u}_m = \frac{1}{\rho_m} \sum_k \alpha_k \mathbf{u}_k \quad (\text{I.6})$$

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

$$M_m = \sigma \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha_k}{\|\nabla \alpha_k\|} \right) \nabla \alpha_k = \sigma k(\alpha_k) \nabla \alpha_k \quad (\text{I.7})$$

où $k(\alpha_k)$ est la courbure de l'interface et σ le coefficient de tension de surface.

Le tenseur des contraintes de diffusion τ_{Dm} représente le glissement entre les phases et est défini par l'équation (I.8) :

$$\tau_{Dm} = - \sum_k \alpha_k \mathbf{u}_k (\mathbf{u}_k - \mathbf{u}_m)^2 \quad (\text{I.8})$$

L'avantage principal de ce modèle est le nombre réduit d'équations à résoudre, puisqu'il s'agit de la somme des équations instantanées (conservation de la masse, quantité de mouvement), établies pour chacun des fluides. Cependant, une équation d'état particulière doit être utilisée lorsque le mélange est diphasique. Elle décrit l'évolution de la pression (localement la même dans chaque phase au sein d'une même maille de calcul) en fonction de la masse volumique du mélange :

$$f(p, \rho_m) = 0 \quad (\text{I.9})$$

La principale difficulté pour ces modèles est de faire correspondre cette équation d'état, ainsi que les propriétés physiques du mélange, au phénomène physique étudié.

Ainsi, il est important de noter qu'en résolvant un système d'équations pour le mélange, les grandeurs physiques de chacune des phases ne sont pas déterminées.

I.3.2 Modèles microscopiques

L'objectif principal de l'approche locale ou modèle microscopique est de décrire précisément l'interface entre les deux phases. Il s'agit d'un type de modèle

de simulation numérique directe pour traiter les écoulements diphasiques qui permet de prendre en compte la physique à l'échelle de l'interface. La qualité de la simulation des écoulements diphasiques dépendra de la capacité de la méthode choisie à décrire le comportement de l'interface le plus finement possible.

Les techniques de calcul d'interface peuvent être très différentes selon le problème à résoudre. On distingue ainsi deux grandes classes de méthodes pour la description spatio-temporelle des interfaces :

- Les méthodes Lagrangiennes (méthodes de suivi d'interface).
- Les méthodes Eulériennes (méthodes de capture d'interface).

Dans la représentation Lagrangienne, on envisage la dynamique de particules sans masse et on restitue les trajectoires des particules (des marqueurs) en fonction de l'espace et du temps. Des marqueurs transportés par le champ de vitesse locale, servent à localiser l'interface. Soit ils indiquent la présence ou l'absence d'un fluide (Marqueurs de volume - Marker And Cell method), soit ces marqueurs ne sont définis que sur l'interface (Marqueurs de front).

Dans la représentation Eulérienne on envisage les variations dans le temps des caractéristiques de l'interface en des points fixes de l'espace.

Les méthodes Eulériennes sont caractérisées par l'utilisation d'un maillage fixe et l'interface est repérée grâce à la quantité scalaire qui est transportée par le champ de vitesse local.

Plusieurs méthodes Eulériennes existent et se différencient par le choix de la quantité scalaire et la façon de reconstruire l'interface (Méthode VOF (Volume Of Fluid), Méthode Level-Set).

Même si les méthodes Lagrangiennes possèdent souvent une précision supérieure aux méthodes Eulériennes elles souffrent de plusieurs inconvénients. Par exemple, les marqueurs doivent être régulièrement redistribués dans le domaine de calcul pour éviter qu'ils s'accumulent dans certaines zones ou que la distance qui les sépare soit trop grande. De plus, les changements topologiques ne s'effectuent pas naturellement. Pour les rendre possibles, un critère arbitraire doit être imposé

pour définir l'instant de la jonction ou de la séparation des interfaces. Tous ces points limitent l'application des méthodes Lagrangiennes pour notre étude.

La représentation Eulérienne est la plus commode en mécanique des fluides et elle est utilisée pour un grand nombre d'applications. Après une brève présentation des méthodes Lagrangiennes nous nous concentrerons sur les méthodes Eulériennes.

I.3.2.1 Méthodes Lagrangiennes

Comme nous l'avons déjà mentionné auparavant les méthodes Lagrangiennes sont basées sur l'utilisation de marqueurs. Pour ce type de méthodes, l'interface peut être repérée soit par des marqueurs qui indiquent la présence ou l'absence d'un fluide (volume tracking methods), soit par des marqueurs qui ne sont définis que sur l'interface et que l'on suit dans leur mouvement (front tracking methods).

I.3.2.1.1 Marker-And-Cell (MAC) method

L'exemple le plus connu de l'approche volume tracking est la méthode MAC proposée par Harlow et Welch (1965) pour simuler un fluide incompressible ayant une surface libre.

Le principe de cette méthode est le suivant : des marqueurs (ou des particules sans masse) sont placés dans l'écoulement pour repérer le mouvement de chacune des phases. D'après cette méthode les marqueurs sont positionnés dans tout le volume de l'une des phases que l'on souhaite suivre (Fig. I.5).

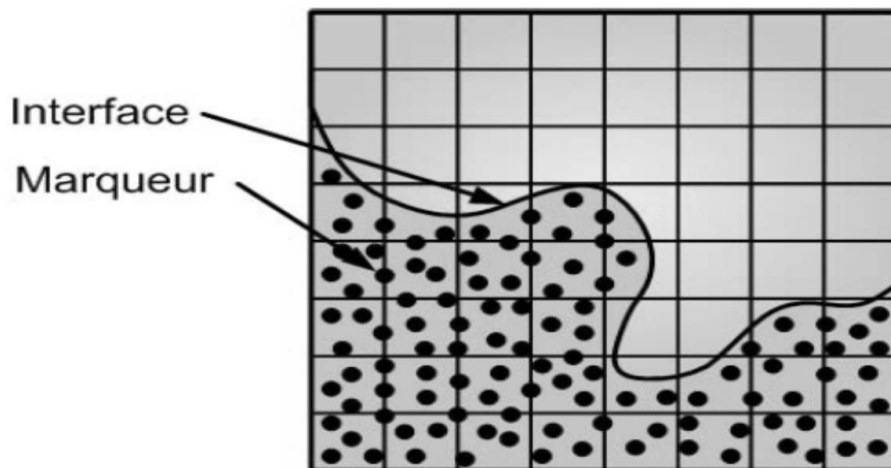


Figure I.5: Schéma de la méthode MAC.

La méthode MAC fut pionnière dans le domaine de suivi d'interface, mais elle n'a pas été largement utilisée à cause de nombreuses difficultés. L'efficacité de la méthode peut être augmentée en mettant au départ plus de marqueurs dans les régions voisines des interfaces. Mais les interfaces sont malheureusement affectées par une diffusion numérique. De plus, le coût en mémoire et en temps de calcul que requièrent les très nombreux marqueurs limite ses applications.

I.3.2.1.2 Front tracking method

En s'inspirant de la méthode MAC, Daly (1968) a proposé une nouvelle méthode de suivi d'interface. Avec cette méthode les marqueurs sont distribués non pas dans le fluide mais sur l'interface elle-même. Les marqueurs sont connectés entre eux par des lois linéaires ou polynomiales et ils forment des chaînes ouvertes ou fermées (Fig. I.6). Le principal avantage de cette méthode est que la position de l'interface est connue instantanément et avec précision puisqu'elle est décrite à une échelle inférieure à celle de la maille associée aux grandeurs hydrodynamiques.

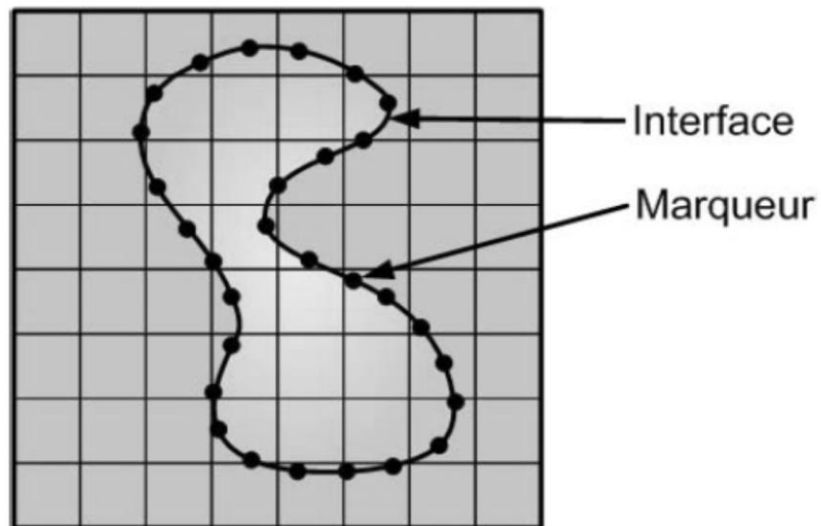


Figure I.6: Schéma de la méthode Front Tracking.

Cependant, la méthode est sensible à l'écart que l'on a entre deux marqueurs. En effet, lorsque les particules sont trop espacées, le transport de l'interface manque de précision. De plus, cet écart n'est pas conservé au cours du calcul. Il est alors

nécessaire d'ajouter ou d'enlever dynamiquement des particules durant la simulation. Pour le calcul de la courbure de l'interface, il est nécessaire que les particules soient bien réparties. Des difficultés apparaissent également avec la gestion des changements de topologie de l'interface, car il faut continuellement renuméroter et repositionner les marqueurs.

Enfin, la prise en compte des conditions aux limites est également difficile, en particulier si l'interface rencontre un bord du domaine.

I.3.2.2 Méthodes Eulériennes

Pour les méthodes Eulériennes les équations d'évolution du fluide, ainsi que celles des interfaces, sont résolues sur un maillage fixe. Pour ce type de méthodes, l'interface est repérée grâce à la quantité scalaire transportée par le champ de vitesse local.

I.3.2.2.1 Volume of Fluid (VOF) method

La méthode VOF a été introduite par Hirt et Nichols (1981). C'est la première méthode de suivi d'interface utilisant le concept de transport d'un champ scalaire qui ait été développée. Cette méthode, spécialement conçue pour la simulation d'écoulements diphasiques, est basée sur le principe de conservation de la masse.

I.3.2.2.2 La fonction couleur

L'idée principale de la méthode VOF est d'utiliser un champ scalaire pour repérer les deux fluides. Ce champ scalaire s'appelle la fonction couleur C . Sa valeur varie entre 0 et 1. Cette fonction représente le volume occupé par le fluide dans une cellule de calcul. Ainsi, une maille pleine d'un fluide a la valeur 1 et une maille pleine de l'autre fluide la valeur 0. Si la valeur de la fraction volumique est comprise entre ces deux valeurs, cela indique la présence de l'interface.

La fonction couleur « C » est advectée par le champ de vitesse local et est la solution de l'équation (I.10) :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \cdot \nabla C = 0 \quad (\text{I. 10})$$

Après advection de la fonction couleur C , il faut reconstruire l'interface dans les mailles où « C » est compris entre 0 et 1. Des méthodes de reconstruction ont été développées pour améliorer la description et la localisation de l'interface.

Une illustration de la méthode VOF et de deux principaux algorithmes de reconstruction est donnée sur la Fig. I.7.

En résumé, la méthode VOF permet de gérer naturellement les changements de topologie de l'interface, les ruptures et connexions. Elle est conservative en masse. Cependant, ses mauvaises propriétés algébriques rendent difficiles le calcul des grandeurs qui caractérisent l'interface (normale, courbure, tangente). De plus, même si les algorithmes de reconstruction sont efficaces pour améliorer la précision, ils sont complexes et coûteux à mettre en place en 3D. Finalement, la qualité de cette méthode dépendra à la fois de la méthode de reconstruction de l'interface et du schéma numérique pour la résolution de l'équation d'advection.

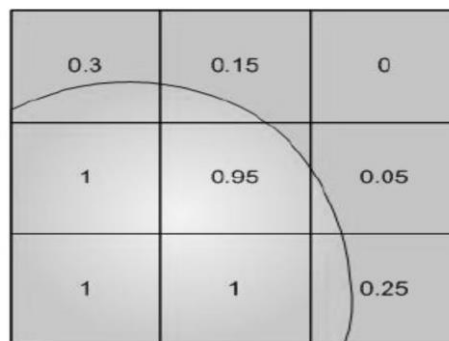


Figure I.7: Principe de la méthode VOF (Interface réelle et fonction couleur associée).

I.3.2.2.3 Level-Set method

La méthode Level-Set a été introduite par Osher et Sethian(1988). Son principe est de définir une fonction scalaire régulière à travers l'interface (fonction distance), dont la courbe de niveau zéro est l'interface que l'on cherche à décrire. La résolution de l'équation de transport, appliquée à cette fonction distance, permet de prédire les mouvements de l'interface dans un champ de vitesse donné. La méthode

Level-Set prend en compte les changements topologiques naturellement. Elle permet également de calculer facilement les caractéristiques géométriques à partir de la fonction distance. Cependant, un certain nombre de défauts peut avoir une influence sur les performances de la méthode. Par exemple, les erreurs numériques dissipatives dans la résolution de l'équation de transport entraînent des pertes de masse. D'autre part, la présence d'un champ de vitesse cisailé peut fortement écarter ou resserrer les lignes de niveau, avec pour conséquence que le calcul des caractéristiques géométriques devienne de plus en plus imprécis. Il est alors nécessaire d'implémenter un algorithme de réinitialisation afin de corriger la position des lignes de niveau par rapport à la ligne de niveau zéro.

I.3.2.2.4 Coupled Level-Set and Volume of Fluid (CLSVOF) method

La méthode CLSVOF est une méthode purement Eulérienne. Elle met en œuvre un couplage entre les méthodes Level-Set et VOF. Ces deux méthodes (Level-Set et VOF) sont très bien adaptées à la description d'un écoulement diphasique dont l'interface subit des changements géométriques conséquents.

La méthode Level-Set, étant définie comme une fonction distance signée, rend le calcul des propriétés géométriques (normale, courbure) direct et précis. Elle est en outre relativement facile à mettre en œuvre aussi bien en 2D qu'en 3D en comparaison de la méthode VOF. En revanche, l'inconvénient majeur de la méthode Level-Set est sa mauvaise capacité de conserver la masse. À titre d'exemple, lorsqu'elle maillage n'est pas assez fin, les bulles (ou gouttes) formées au cours d'une simulation peuvent avoir une tendance à rétrécir et vont finir par disparaître. À cet égard, la dépendance au maillage est manifeste pour ce type de méthode.

La méthode VOF est quant à elle basée sur l'utilisation de la fonction couleur qui représente la fraction volumique occupée par le fluide dans chaque cellule de calcul. La fonction couleur n'est pas continue à travers l'interface. Pour effectuer son transport, un algorithme de reconstruction (SLIC ou PLIC) doit être appliqué.

La méthode VOF possède d'excellentes propriétés de conservation de la masse mais elle manque de précision pour le calcul des propriétés géométriques. Enfin, la mise en œuvre de l'algorithme de reconstruction est complexe en 3D.

Plusieurs tentatives pour améliorer la propriété de conservation de la masse de la méthode Level-Set ont été effectuées. Néanmoins, aujourd'hui la problématique demeure encore. En conséquence la communauté scientifique s'est tournée vers les méthodes de couplage.

La méthode CLSVOF a été introduite par Bourlioux et al. (1995) et Sussman et al. (2000) Cette méthode bénéficie à la fois des avantages de la méthode Level-Set et de ceux de la méthode VOF. La masse est bien conservée, et les propriétés géométriques peuvent être facilement calculées. Malheureusement, en dépit de ces avantages importants, la mise en œuvre de cette méthode reste difficile ; en particulier, l'algorithme de reconstruction de la méthode VOF est complexe et toujours nécessaire pour la méthode CLSVOF.

I.3.2.3 Méthodes mixtes

Les méthodes mixtes représentent sans doute le meilleur choix en termes de précision pour la modélisation d'une interface dans un écoulement diphasique. Cette typée méthode permet de combiner la finesse de résolution des méthodes Lagrangiennes avec la robustesse des méthodes Eulériennes.

En effet, les méthodes Lagrangiennes sont de loin les plus précises puisqu'elles bénéficient d'une résolution inférieure à la maille. Cependant, les méthodes Eulériennes effectuent le traitement de changements topologiques naturellement (méthode Level-Set).

À l'heure actuelle il existe plusieurs variantes de couplage parmi les différentes méthodes. Cependant, nous ne présentons dans cette partie du manuscrit que les méthodes qui nous semblent les plus prometteuses.

- Volume-of-Fluid Sub-Mesh (VOF-SM) method
- Hybrid particle Level-Set method

Cependant, ces méthodes peuvent exiger un coût important en mémoire et en temps de calcul.

Ce chapitre fournit une brève présentation des principales caractéristiques de l'écoulement diphasique gaz-liquide et de leurs simulations, ainsi que la description des différents types d'écoulements. Différentes approches pour la modélisation des écoulements diphasiques à phase dispersée ont été exposées.

Une synthèse bibliographique menée sur les écoulements diphasique et la formation de bulle dans les micro-canaux sera élaborée dans le deuxième chapitre.

Chapitre II.
Revue bibliographique

II.1 Introduction

Dans la première partie de ce chapitre, nous allons faire une synthèse bibliographique sur les travaux de recherche analysant les différentes structures d'écoulement diphasique dans les micro-canaux généralement trouvées dans la littérature. La deuxième partie est consacrée plus précisément à la formation et le détachement de bulle dans les micro-canaux en prenant en considération la dynamique de la ligne de contact au niveau de la buse d'injection du gaz.

II.2 Ecoulement diphasique en micro-conduite

La micro-fluidique a pour objet l'étude des écoulements des fluides dans des microsystèmes, fabriqués grâce à la technologie de miniaturisation des MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems). Elle est omniprésente dans de nombreux domaines tels que l'aéronautique, l'agro-alimentaire, automobile, la biotechnologie, l'électronique, la médecine et les microsystèmes électromécaniques.

Ces dernières années, les écoulements diphasique Gaz-liquide en micro-canaux ont suscité un intérêt primordial des chercheurs, vue leur importance dans l'industrie. Ils sont rencontrés dans de nombreuses applications industrielles, telles que les unités de traitement microscopique, les réacteurs nucléaires, le traitement des matériaux et la technologie de dépôt de couches minces, les systèmes de la biotechnologie, et les applications spatiales potentielles.

De nombreux travaux ont été menés, afin d'identifier les structures d'écoulements diphasiques dans des canaux de faibles diamètres. En effet, plusieurs cartes d'écoulements diphasiques ont été établies afin de trouver les zones de transitions entre les principaux régimes d'écoulements dans des tubes miniatures. Parmi ces recherche nous citons : (Damianides et Westwater (1988), Coleman et Garimella (1999), Triplett et al. (1999), Chen et al. (2002), Cubaud et Ho. (2004), Zhao et Bi (2001), Chung et Kawaji (2004), Yang et Shieh (2001), Kawahara et al. (2002), Serizawa et al. (2002), Chinnov et Kabov(2006), Saisorn et Wongwises

(2008), Shao et al. (2008a), Saisorn et Wongwises (2010), Zeguai et al. (2013), Zeguai et al. (2020). Les principaux régimes d'écoulement trouvés sont : l'écoulement à bulles, l'écoulement bouchon et l'écoulement annulaire. Néanmoins, les structures d'écoulements secondaires ont été identifiées par certains auteurs seulement. Ceci est dû aux conditions opératoires à l'entrée du canal. De ce fait, Il a été conclu que la carte d'écoulement ne peut être universelle vu la diversité des cartographies trouvées d'une part et de la dissimilitude des lignes de transition d'un autre part. La diversité des cartes d'écoulement trouvées conduit les chercheurs à étudier l'influence d'autres paramètres, sur les structures d'écoulement diphasique. Il s'est avéré que le diamètre hydraulique de la conduite est l'un des facteurs qui a tendance à modifier les transitions des cartes d'écoulement. En effet, (Serizawa et al. (2002), Chung et Kawaji (2004), Damianides et Westwater (1988), Coleman et Garimella (1999), Triplett et al.(1999), Yang et Shieh (2001), Chinnov et Kabov (2006), Saisorn et Wongwises (2010), Shao et al. (2008a), ont étudié expérimentalement l'effet du confinement sur les structures d'écoulement diphasique dans des conduites de faible diamètre hydraulique. Cependant, Ils ont montré qu'en macro-conduite, la gravité peut être dominante, alors qu'en micro-conduite, la tension superficielle, les forces visqueuses et les forces inertielles sont prépondérantes. Une légère différence a été observée dans les cartographies de l'écoulement diphasique lorsque le diamètre de la conduite est supérieur à 1mm, tandis que cette différence est significative pour des diamètres plus petits en passant aux micros conduites. Il a été conclu que le diamètre est l'un des facteurs qui a plus d'influence sur les lignes de transitions dans les cartes d'écoulement diphasique. Néanmoins, ce type d'écoulement induit une perte de charge considérable par rapport à celle de l'écoulement monophasique (Fukano et Karyasaki (1993), Mishima et al. (1996), Kawahara et al. (2002), Triplett et al. (1999), Zhao et Bi (2001), Chen et al. (2002), Saisorn et Wongwises (2010).

Récemment, les chercheurs ont fait appel à la simulation numérique. Néanmoins, la plupart des travaux effectués sont limités par les régimes les plus simples comme celui à bulles et à bouchons. Précisément, les régimes qui ont une

morphologie simple et périodique. Le suivi précis des interfaces au cours du temps et la gestion des changements de topologie (déformation, rupture, coalescence) est l'un des problèmes qui pose un grand défi par les auteurs. En utilisant le CFD, Fukagata et al. (2007), Qian et Lawal (2006), Lakehal et al. (2008), Giavedoni et Saita (1997, 1999), Fletcher et al. (2009), Carlson et al. (2008), Shao et al. (2008b), Harvie et al. (2006), Kreutzer (2005), Taha et Cui (2004), He et al. (2007), Kumar et al. (2007), Kashid et al. (2008), Yu et al. (2007), Gupta et al. (2009) ont modélisé en deux dimensions, axisymétriques l'écoulement à bulles et/ou à bulles de Taylor dans des tubes miniatures. Ces auteurs ont essayé de trouver la meilleure approche pour résoudre le problème de l'interface entre les fluides immiscibles. Bien que, plusieurs méthodes ont été testées et utilisées pour localiser la courbure de l'interface mobile, à savoir : méthode de réglage de niveau LS (level set Method) et/ou volume de fluide (Volume of Fluid) VOF. Néanmoins, ces dernières ne donnent pas toujours une solution physique. Si le film liquide est très mince l'assèchement pariétal apparaît ainsi que les courants parasites dus aux instabilités de la simulation numérique.

Malgré le nombre croissant des travaux effectués sur les écoulements diphasiques dans les mini ou micro-conduites, il reste beaucoup de paramètres, influant la structure d'écoulement diphasique en mini-canaux à déterminer. Par ailleurs, l'analyse des travaux cités précédemment, montre la diversité des objectifs entre les études expérimentales et les simulations numériques. En effet, la première est basée sur les visualisations en analysant les conditions opératoires (diamètre, vitesses des fluides, position de la buse d'injection du gaz à l'entrée du canal, orientation de tube, ...etc.) dont l'objectif de tracer les cartes d'écoulements ainsi que les pertes de charges. Il reste plusieurs paramètres qu'on ne peut pas déterminer à travers l'expérience tels que : les forces agissant sur les deux phases fluides, le champ de vitesse le long de la conduite, la pression loin de l'entrée...etc.

II.3 Formation et détachement de bulle

L'étude de la formation des bulles, issues des orifices dans un liquide, a fait l'objet de nombreuses recherches depuis plusieurs décennies. Ce problème a suscité un regain d'intérêt important auprès de la communauté scientifique par suite des récents développements dans le domaine de la micro-fluidique diphasique et des procédés dans les microréacteurs diphasiques (Günther et Jensen (2006), Garstecki et al. (2006), Shui et al. (2007), Prakash et Gershenfeld (2007), Wu et Gidaspow (2000)). Ce sujet reste toujours d'actualité car il est considéré comme un processus fondamental pour la compréhension des phénomènes de nucléation et de détachement de bulles lors de l'ébullition. Dans toutes ces applications, il est important de prédire la taille des bulles formées pour évaluer les transferts de masse et de chaleur entre les phases, les pertes de pression dans les écoulements diphasiques.

Avant de présenter les objectifs de cette partie d'étude, une revue bibliographique succincte sur la formation et le détachement des bulles est réalisée. Nous rappelons les principaux travaux et résultats obtenus de ce domaine.

La majorité des travaux relatifs à la croissance et la formation de bulles dans un liquide ont été réalisés dans une seule et même configuration. Celle-ci consiste à réaliser un écoulement de gaz ascendant à travers un orifice débouchant dans un liquide au repos ou en écoulement avec une gravité agissant dans le sens descendant. Cette configuration est généralement choisie pour permettre aux forces de flottabilité de générer le détachement des bulles de l'orifice ou de la buse d'injection et le glissement entre les phases liquide et gazeuse. Les premiers travaux réalisés ont d'abord été de nature analytique, puis expérimentale et plus récemment numérique.

Les modèles analytiques sur la croissance des bulles ont été développés par de nombreux auteurs parmi lesquels nous pouvons citer ceux de (Hayworth et Treybal (1950), Forster and Zuber (1954), Scriven (1959), Davidson et Schuler (1960); Rao et al. (1966), Scheele et Meister (1968,1969), Ramakrishnan et al. (1969), Mikic

and Rohsenow (1969), Heertjes et al. (1971), Kumar(1971), Gaddis et Vogelpohl (1986), Oguz et Prosperetti (1993), Kim et al. (1994), Riznic et al. (1999), Chen et al.(2001), Barhate et al.(2004), Xu et al.(2005), Javadi et al. (2006), Timgren et al. (2008)).

Les modèles analytiques ont pour but de déterminer l'évolution de la taille de la bulle en fonction du temps depuis sa formation jusqu'à son détachement. Dans la majorité de ces travaux les auteurs supposent que la bulle conserve une géométrie sphérique. Ces modèles théoriques, basés sur les équations fondamentales de la dynamique appliquées à l'entité bulle, présentent des limitations étant donné les hypothèses simplificatrices nécessaires à la résolution de ces équations.

Au plan expérimental plusieurs travaux sur la formation des bulles ont été réalisés depuis le début du siècle dernier. Les plus anciens sont ceux de Harkins et Brown (1919), Hayworth et Treybal (1950), Rao et al. (1966), Scheele et Meister (1969), Van Stralen et al. (1975), Peregrine et al. (1990), Shi et al. (1994), Richards et al. (1995), Wilkes et al. (1999), Notz et al. (2001), Doshi et al. (2003). Plus récemment d'autres travaux ont été réalisés par les auteurs comme Ghaemi et al. (2010), Vafaei et Wen (2010), Bari et Robinson. (2013), Lesage et Marios (2013), Jobehdar et al. (2016). La plupart de ces travaux ont porté sur la mesure du volume de la bulle, la géométrie et l'angle de contact dynamique. Les auteurs se sont intéressés à l'influence des propriétés physiques et des débits des fluides, ainsi que la taille de l'orifice sur la croissance et le détachement des bulles. Bari et Robinson (2013^a) ont récemment étudié la croissance quasi-statique de la bulle dans l'eau en présence de gravité pour différents débits de gaz et différentes tailles d'orifices. Ces auteurs ont montré que la taille de l'orifice a une influence significative sur la formation des bulles. Ils proposent une corrélation empirique pour évaluer le volume de détachement des bulles en fonction de la vitesse du gaz et des propriétés physiques des fluides. Ces auteurs obtiennent un bon accord avec les résultats de Harkins et Brown (1919) qui datent de près d'un siècle. Bari et Robinson (2013^a) observent trois étapes de croissance de la bulle lors de sa formation. Une première étape où la bulle augmente de volume en conservant une géométrie de type

sphéroïde tronquée. Une seconde étape où la bulle s'allonge dans la direction verticale due à l'augmentation de la flottabilité. Cette flottabilité devient suffisamment importante pour engendrer une troisième étape caractérisée par la formation d'un col à la base de la bulle. Celle-ci s'allonge jusqu'à sa rupture pour détacher la bulle de l'orifice.

Vafaei et Wen (2010) ont étudié la formation de bulle d'air à partir d'une buse micrométrique submergée pour de faibles débits d'air. Ils ont constaté que les caractéristiques géométriques de la bulle, en cours de croissance, dépendent fortement de son volume.

Depuis les années 2000, les études numériques sur la formation et le détachement de bulles ont pris beaucoup d'importance. Ces dernières se sont focalisées sur la maîtrise des méthodes de suivi des interfaces mobiles séparant les deux fluides immiscibles gaz/liquide afin de prédire la géométrie. Certains travaux proposent une évaluation des différentes forces s'exerçant sur la bulle en cours de formation. Les principales méthodes numériques mises en œuvre pour l'étude de la formation de bulles sont la méthode VOF (Volume Of Fluid), la Méthode LS (Level Set) et la méthode mixte CLSVOF qui couple les méthodes VOF et LS.

Georgoulas et al. (2015) utilisent la méthode VOF tandis que Chen et Fan (2004) et Chen et al. (2009) appliquent la méthode LS pour étudier la croissance de bulles par injection. Son et al. (1999) et Mukherjee et Kandlikar (2007) ont utilisé cette méthode pour étudier la croissance de bulles par changement de phase. Gerlach et al. (2007), Buwa et al. (2007), Chakraborty et al. (2009), Chakraborty et al. (2011) et Ohta et coll (2011), Pianet et al. (2010), Albadawi et al. (2013^a, 2013^b) et Das et Das (2015) ont utilisé la méthode mixte CLSVOF.

Hua et Lou. (2007), Quan et Hua (2008), ont étudié les effets des différentes propriétés des fluides sur le pincement des bulles injectées à travers une buse immergée dans l'eau au repos.

Albadawi et al. (2013^b) ont étudié les caractéristiques de la croissance et du détachement de bulles d'air à partir d'un orifice immergé en comparant les résultats expérimentaux avec ceux obtenus par les différentes méthodes de suivi d'interface, VOF-Geo (ANSYS-Fluents-v13), VOF-Comp (OpenFOAM), CLSVOF-Geo (ANSYS-Fluent.13) et LS (TransAT). Ces auteurs ont constaté que toutes les méthodes donnent des tendances similaires lors de la croissance avec des oscillations significatives de la bulle. Ces dernières n'ont pas été observées expérimentalement.

Pour la même configuration Georgoulas et al. (2015) ont étudié à l'aide du code Open FOAM, l'influence des propriétés physiques des fluides, de la gravité (niveau et orientation) sur la formation de bulles.

Bari et al. (2013^b) ont utilisé le logiciel TransAT[®] afin d'étudier l'influence de la gravité ($0.1 < g/g^* < 1.5$) sur la croissance et le détachement des bulles issues d'un orifice dans un liquide au repos. Ces auteurs constatent que la gravité a un rôle important sur la formation des bulles. Ils ont montré également que le volume de détachement des bulles est inversement proportionnel à la gravité et que les caractéristiques de la bulle au détachement dépendent de l'influence relative de la force de pression et de la force de gravité. La faible influence du débit d'injection du gaz sur l'évolution des bulles a également mis en évidence par simulation numérique. Ce résultat a déjà été observé lors d'expériences antérieures. L'évolution des principales caractéristiques des bulles, telles que la position verticale du centre de gravité, la forme de la bulle et le volume de détachement sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de Bari & Robinson (2013^a).

La majorité des travaux réalisés à ce jour dans ce domaine n'ont pas fait l'objet d'attention particulière sur la ligne de contact qui sépare les trois phases au niveau de l'orifice d'injection. Pour la plupart des travaux qu'ils soient théoriques, expérimentaux ou numériques, les auteurs supposent implicitement que la ligne de contact séparant les trois interfaces est localisée au niveau du diamètre intérieur de la buse d'injection. A notre connaissance seuls les travaux expérimentaux de Vafaie

et Wen (2010), Gnyloskurenko et al. (2003), Wang et al. (2009), Corchero et al. (2006) s'intéressent au mouvement de la ligne de contact lors de la croissance de la bulle. Pour des buses micrométriques, Vafaie et Wen (2010) ont montré que la formation de bulles passe par trois étapes tout en observant le déplacement de la ligne de contact. Ces auteurs observent un déplacement de la ligne de contact depuis le bord intérieur jusqu'à atteindre le bord extérieur. Cette ligne reste fixe jusqu'à l'allongement de la bulle puis diminue jusqu'à atteindre le rayon intérieur de la buse. Gnyloskurenko et al. (2003) et Wang et al. (2009) ont considéré que la croissance d'une bulle passe par 4 étapes. Pour le cas d'une buse de diamètre millimétrique, Gnyloskurenko et al. (2003) ont constaté que le rayon de la ligne de contact a une faible dépendance avec le débit de gaz. Pour les buses de grande taille, Corchero et al. (2006) ont signalé une faible dépendance du rayon maximal de la ligne de contact sur les débits pour des angles de contact d'équilibre supérieurs à 90° .

Par cette revue bibliographique succincte plusieurs remarques peuvent être mentionnées. Les plus importantes sont mentionnées dans le paragraphe suivant.

La configuration majoritairement étudiée est une injection verticale du gaz à travers un orifice ou une buse d'injection dans un liquide au repos ou en écoulement avec une gravité orientée vers le bas. Pour ces conditions il existe un grand nombre de travaux analytiques et expérimentaux sur la formation et le détachement des bulles depuis près d'un siècle. Les études numériques sur ce sujet sont plus récentes. Elles ont pris beaucoup d'importance au cours des deux dernières décennies.

De nombreuses études ont pour objectif d'étudier l'influence des propriétés physiques des fluides, les débits respectifs des phases, le diamètre de la buse d'injection sur la formation des bulles et leurs tailles au détachement. Des travaux plus récents ont étudié l'influence du niveau de gravité sur la formation de bulles (Bari et al. (2013^b), Das et Das (2015), Nahra and Kamotani (2003), Georgoulas et al. (2015))

Concernant les résultats, la majorité se focalise sur la prédiction du volume des bulles au cours de la croissance et au détachement de la buse d'injection à partir de la résultante des forces s'appliquant sur la bulle. Le critère de détachement de la bulle en cours de croissance systématiquement appliqué pour prédire la taille des bulles au détachement résulte du bilan des forces appliqué à l'entité bulle. La taille de la bulle au détachement a lieu lorsque les forces de détachement deviennent supérieures aux forces d'attachement. Dans ce contexte les auteurs Vazquez et al. (2010), Bari et al. (2013^b), Bari et Robenson (2013^a), Albadawi et al. (2013^a), Vafaei et Wen (2010)), etc., ont montré que la force de gravité a une grande influence sur le détachement de la bulle.

En résumé, les nombreux travaux réalisés depuis près d'un siècle sur ce sujet ont permis de mieux comprendre les mécanismes de formation de bulles au niveau des orifices et des injecteurs immergés dans un liquide pour une orientation donnée de l'injection de la bulle par rapport à la gravité. Cependant les travaux récents réalisés au cours des dernières montrent toute la nécessité d'explorer ce domaine étant donné que de nombreuses questions restent encore ouvertes dans ce domaine en particulier quels sont les mécanismes de formation de bulles en absence de gravité ou plus généralement pour des niveaux de gravité différents. L'autre volet encore très peu exploré concerne la formation de bulles issues de micro orifices. La réalisation des expériences à ces échelles présentent encore de nombreux défis et les études dans ce domaine demeurent encore très limitées (Vafaei et Wen (2010), Bari et Robenson (2013)) aussi bien sur le plan expérimental que numérique. Sur le plan expérimental les principales raisons résident dans la difficulté de mise en œuvre des techniques d'investigation précises pour ces petites dimensions (Zeguai et al. (2013)). Sur le plan numérique les difficultés sont essentiellement liées au traitement des interfaces mobiles dans des conditions d'écoulements diphasiques en milieu confinés. Par ailleurs le mécanisme de la formation et de détachement de bulle nécessite une exploration des phénomènes à des échelles plus petites que celles explorées à ce jour en particulier au niveau de la ligne de contact qui n'a reçu

que très peu d'attention à ce jour. C'est dans ce contexte que se situent les travaux réalisés dans le cadre de cette étude.

L'objet de la première partie de cette étude est d'analyser numériquement les structures de l'écoulement diphasique air-eau à travers un tube de faible diamètre. On abordera par la suite la réduction des dimensions pour étudier le passage de la macro-conduite à la micro-conduite en analysant le confinement de la conduite sur les régimes d'écoulement diphasique. En effet, la validation et la comparaison des structures d'écoulement, l'effet des vitesses apparentes du gaz et du liquide sur les modèles d'écoulement diphasiques seront étudiés.

Dans la seconde partie, en prenant en considération les limites des transitions entre les différents régimes d'écoulement afin d'analyser la formation et le détachement de bulles émergeant d'un micro tube dans un écoulement de liquide avec différentes vitesses superficielles liquide et gazeuse et pour deux niveaux de gravité. On étudie par la suite la dynamique de la ligne de contact sur la paroi de la buse pendant la formation de bulle.

Dans le prochain chapitre, nous allons exposer une description du code employé pour simuler les écoulements diphasiques. Il s'agit de code à source ouverte **OpenFOAM** (*FOAM: Field Operation And Manipulation*) qui appartient à la famille des codes utilisant la méthode des volumes finis.

Chapitre III.

Description du code OpenFOAM

III.1 Introduction

Nous allons exposer au travers ce chapitre les modèles physiques qui ont été employés afin de simuler les écoulements diphasiques. Il s'agit en l'occurrence de code à source ouverte **OpenFOAM** (*FOAM: Field Operation And Manipulation*) qui appartient à la famille des codes utilisant la méthode des volumes finis.

La Méthode des Volumes Finis (VF) travaille avec la forme intégrale des équations de conservation. Le domaine est divisé en volumes finis dont le centroïde représente le nœud de calcul. Dans ce cas, la grille permet juste de définir les limites entre les différents volumes.

L'interpolation est utilisée pour exprimer les valeurs des variables à la surface en des valeurs nodales. Cette méthode est conservatrice tant que les intégrales de surface pour les volumes partageant la même face sont égales. L'inconvénient de la méthode des volumes finis en comparaison avec les schémas aux différences finies est notable pour les développements d'ordre supérieur à deux (2) en simulation 3D, à cause des trois niveaux d'approximations introduites: l'interpolation, la différentiation et l'intégration. Compte tenu de son approche très physique et sa facilité d'implémentation l'approche VF est très largement utilisée.

L'écoulement que l'on veut étudier avec ce code est constitué de gaz et de liquide. Nous ne ferons pas de distinction particulière entre un liquide et un gaz, et adapterons la définition plus générale de fluide. Ainsi, un fluide est un corps simple, composé d'une assemblée de molécules identiques, en phase liquide ou gazeuse.

III.2 Description du modèle diphasique VOF du code OpenFOAM

III.2.1 Discrétisation des équations au sein du code *OpenFOAM*

La boîte à outils CFD à source ouverte *OpenFOAM* peut simuler des écoulements complexes impliquant des réactions chimiques, la turbulence et le transfert de chaleur, ainsi que la dynamique des solides et l'électromagnétisme. *OpenFOAM* est un produit libre d'*OpenCFDLtd.*

La technologie de base du code *OpenFOAM* est un ensemble de modules flexibles et efficaces écrits en langage C++. Ces modules sont utilisés pour construire des solveurs pour la simulation d'un problème spécifique, des utilités pour effectuer des tâches de pré et post traitement pour la manipulation des maillages et des données.

L'environnement *OpenFOAM* utilise la méthode des volumes finis pour la résolution des systèmes d'équations aux dérivées partielles mise en œuvre sur nombre de maillages non structurés en 3D constitués de cellules polyédriques. Le parallélisme utilise la méthode de décomposition du domaine. Ce design est intégré à un niveau inférieur de sorte que les solveurs puissent être développés en parallèle sans avoir recours à une programmation supplémentaire.

Une discrétisation de type volume finis d'opérateurs implicite et explicite de deuxième et quatrième ordre sur surface courbée ou en 3D est implémentée dans cette boîte à outils.

On peut traiter les opérateurs différentiels d'un champ (par exemple,) comme un calcul de volume finis (**fvc**) ou des opérateurs de volume finis (**fvm**). La première approche opère des dérivées explicites en rendant un champ. Les dérivées explicites calculées peuvent être utilisées quelle que soit la position dans le code. La deuxième fonction est une dérivation implicite convertissant l'expression en des coefficients de matrice du système linéaire à résoudre. En fait, les termes sources implicites du système linéaire peuvent aussi être définis en utilisant la fonction **fvm**. En conséquence, la fonction **fvm** fournit la discrétisation des équations aux dérivées partielles par l'utilisation de la méthode des volumes finis et de la construction de systèmes linéaires résultant.

L'idée est de considérer les équations aux dérivées partielles comme une somme d'opérateurs différentiels simples qui peuvent être discrétisés séparément avec différents schémas.

Exemple :

- $\text{fvm} :: \text{ddt} = \frac{\partial}{\partial t}$,
- $\text{fvm} :: \text{d2dt2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2}$,
- $\text{fvm} :: \text{div} = \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i}$,
- $\text{fvm} :: \text{laplacian} = \sum_i \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}$.

Ainsi, au sein du code OpenFOAM, l'équation de conservation de la quantité de mouvement ci-après

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U U) - \nabla \cdot (\mu \nabla U) = -\nabla p \quad (\text{III. 1})$$

est discrétisée sous la forme :

solve

(

Fvm :: ddt(rho, U)

+ fvm :: div(phi, U)

- fvm: :laplacian(mu, U)

==

- fvc: :grad(p)

);

L'exemple montre clairement que dans *OpenFOAM* on ne pense pas aux termes des cellules ou des faces mais aux objets (U, rho, phi, etc..) définis comme des valeurs de champs.

Le processus de discrétisation dans *OpenFOAM* est réalisé en deux étapes, la discrétisation du domaine et la discrétisation des équations. Dans la première étape (figure III.1), le domaine est converti en un maillage de calcul sur lequel seront discrétisés les équations aux dérivées partielles. L'espace du domaine est divisé en

un nombre fini de régions appelées volumes de contrôle ou cellules (figure III.2). L'intervalle de temps est divisé en un nombre fini de pas de temps. Les variables dépendantes et les autres propriétés sont généralement stockées au centre de la cellule P . la cellule est délimitée par un ensemble de faces, désignées par l'indice f . On distingue deux types de faces, internes entre deux volumes de contrôle et de frontières qui coïncident avec les limites du domaine.

Le vecteur de l'aire de la face S_f est construit pour chaque face et orienté à l'extérieur de la cellule d'indice inférieur. Ce vecteur qui est normal à la face, possède une intensité de valeur égale à l'aire de cette face. Le point de calcul P localisé au centre du volume de contrôle, vérifie l'équation :

$$\int_{V_p} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_p) dV = 0 \quad (III. 2)$$

En général, l'équation de transport d'une propriété scalaire ϕ est composée des termes convectif, diffusif et du terme source :

$$\underbrace{\frac{\partial \rho \phi}{\partial t}}_{\text{Dérivée temporelle}} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \phi)}_{\text{terme convectif}} - \underbrace{\nabla \cdot (\rho \Gamma_\phi \nabla \phi)}_{\text{terme diffusif}} = \underbrace{S_\phi(\phi)}_{\text{terme source}} \quad (III. 3)$$

Ainsi, la discrétisation du terme diffusif par application du théorème de Gauss est donnée par :

$$\int_V \nabla \cdot (\rho \Gamma_\phi \nabla \phi) dV = \int_S dS \cdot (\rho \Gamma_\phi \nabla \phi) = \sum_f S_f \nabla \cdot (\rho \Gamma_\phi \nabla \phi)_f = \sum_f (\rho \Gamma_\phi)_f S_f \cdot (\nabla \phi)_f \quad (III. 4)$$

Considérant le vecteur distance \mathbf{d} orthogonal au plan de la face :

$$S_f \cdot (\nabla \phi)_f = |S_f| \frac{\phi_N - \phi_P}{|d|} \quad (III. 5)$$

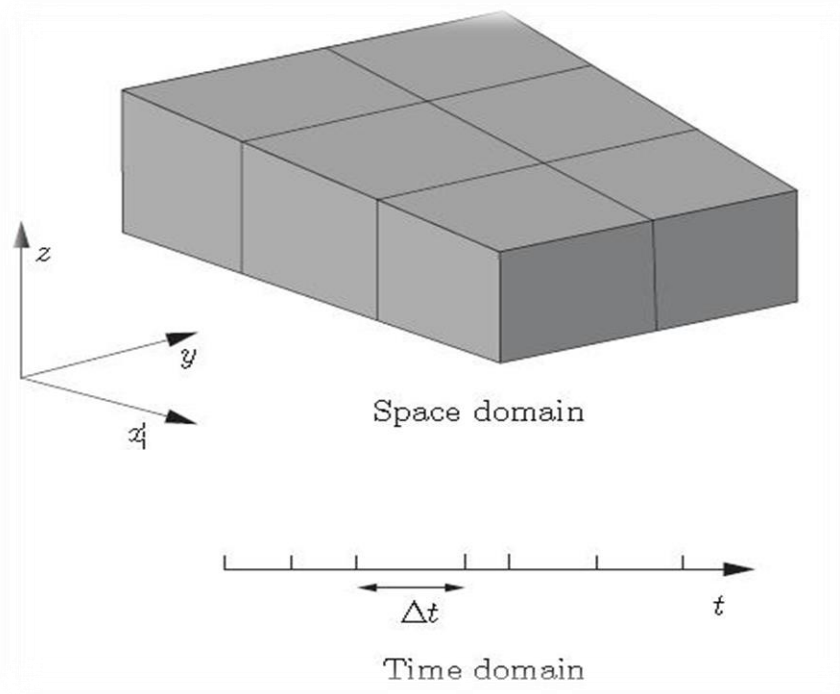


Figure III.1: Discrétisation du domaine de solution

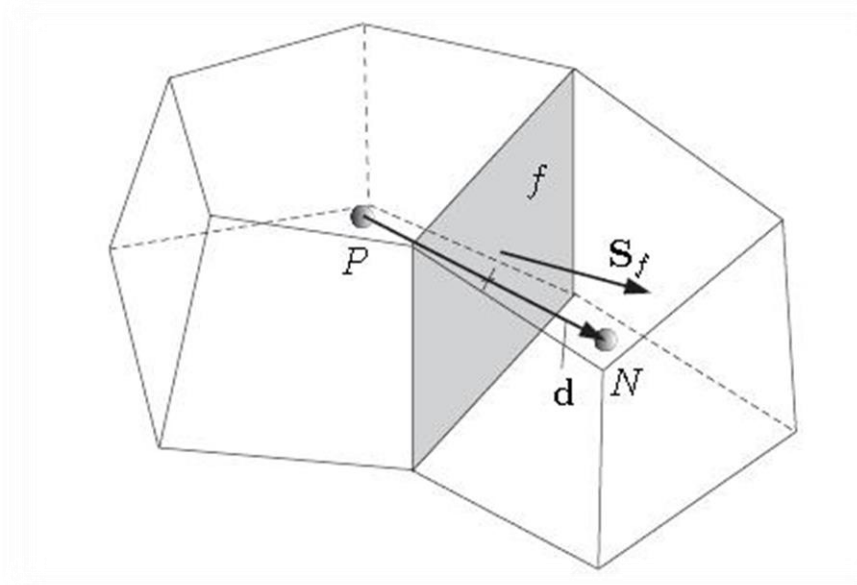


Figure III.2: Présentation de deux volumes de contrôle.

Le terme convectif est exprimé par :

$$\int_V \nabla \cdot (\rho U \phi) dV = \int_S dS \cdot (\rho U \phi) = \sum_f S_f \cdot (\rho U)_f \phi_f = \sum_f F_f \phi_f \quad (\text{III. 6})$$

Le champ ϕ_f peut être déterminé par la mise en œuvre d'un schéma numérique à l'exemple des schémas de "central differencing", upwind et "gamma differencing".

Le tableau suivant résume la discrétisation des termes des équations aux dérivées partielles dans *OpenFOAM*. Le choix des schémas de discrétisation s'effectue dans le module *fvScheme*.

Tableau III.1. Discrétisation des termes des équations aux dérivées partielles dans *OpenFOAM*.

Description du terme	implicite/explicite	expression	fonctions fvm:: / fvc ::
Laplacien	Imp / Exp	$\nabla^2 \phi$ $\nabla \cdot \Gamma \nabla \phi$	laplacian(phi) laplacian(Gamma, phi)
Dérivée du temps	Imp / Exp		ddt(phi) ddt(rho, phi)
Convection	Imp / Exp	$\nabla \cdot (\psi)$ $\nabla \cdot (\psi \phi)$	div(psi, scheme) div(psi, phi, word) div(psi, phi)
Divergence	Exp	$\nabla \cdot \chi$	div(chi)
Gradient	Exp	$\nabla \chi$ $\nabla \phi$	grad(chi) gGrad(phi) lsGrad(phi) snGrad(phi) snGradCorrection(phi)
Source	Imp	$\rho \phi$	Sp(rho, phi)
	Imp / Exp		SuSp(rho, phi)

Les arguments des fonctions peuvent appartenir aux classes suivantes: phi: vol<Type>Field; Gamma: scalarvolScalarField, surfaceScalarField, volTensorField, surfaceTensorField ;rho: scalar, volScalarField ; psi: surfaceScalarField ; chi: surface<Type>Field, vol<Type>Field.

La discrétisation de l'équation de transport engendre une équation pour ϕ dans chaque cellule dans laquelle on trouve des termes qui correspondent aux valeurs de ϕ dans les cellules voisines. En regroupant les coefficients pour la cellule en question et des cellules adjacentes, on obtient pour le temps $(t+\Delta t)$ une équation de la forme :

$$a_P \phi_P = \sum_{f=1}^{nb} a_{nb} \phi_{nb} + S_u \quad (\text{III. 7})$$

Où la somme est sur l'ensemble des cellules adjacentes, a_P et a_{nb} représentent les coefficients centraux et adjacents.

Les coefficients centraux sont donnés par :

$$a_P = \sum_{f=1}^{nb} a_{nb} + S_P \quad (\text{III. 8})$$

Les solveurs linéaires résolvent le système $Ax=b$, où A est une matrice, x est le vecteur des variables inconnues (les champs à déterminer) et b est un vecteur de termes sources. Le contrôle et le choix des solveurs linéaires et de l'algorithme de résolution s'opèrent dans le dictionnaire *fvSolution*. Pour la simulation des bulles avec le code *OpenFOAM*, la solution des systèmes d'équations algébriques linéaires des variables pression et vitesse sont choisies comme suit:

1) Pression

- le système d'équations est résolu par l'utilisation du solveur moyennant la méthode du gradient conjugué préconditionné PCG avec un pré-conditionnement DIC.
- La solution est considérée convergente lorsque le résidu atteint la valeur tolérance ou si elle est réduite par *relTol* à chaque pas de temps.

2) Vitesse

- le système d'équations est résolu par l'utilisation du solveur du gradient conjugué PBiCG avec un pré-conditionnement DILU.
- La solution est considérée convergente lorsque le résidu atteint la valeur tolérance ou si elle réduite par *relTol* à chaque pas du temps.

III.2.2 Description du modèle diphasique VOF du code *OpenFOAM*

Au sein du code OpenFOAM, Il y a plusieurs solveurs qui traitent des écoulements diphasiques. Le solveur *interFOAM* repose sur une approche diphasique qui simule l'écoulement laminaire de deux fluides incompressibles par la méthode VOF. La méthode de résolution peut être perçue comme une DNS (*Direct Numerical Simulation*) si le maillage est suffisamment fin. L'avantage du code *OpenFOAM* réside dans le fait que l'on travaille avec des dictionnaires qui peuvent faire l'objet de modification online.

Le dictionnaire des schémas de discrétisation est un exemple de cette bonne pratique. Ainsi, on aura une première opportunité de modification du solveur via le bon choix des discrétisations sans avoir recours au changement du squelette principal.

III.2.2.1 Equations de mouvement

On représente l'écoulement de deux fluides incompressibles non miscibles par un modèle à un seul fluide. Celui-ci demeure incompressible mais les propriétés physiques varient de manière discontinue à la traversée de l'interface. Le mouvement du fluide est supposé répondre aux équations de Navier-Stokes d'un écoulement incompressible. Les équations de continuité et de quantité de mouvement prennent la forme :

$$\nabla \cdot U = 0 \tag{III.9}$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U U) = -\nabla p - \nabla \cdot \tau + \rho g + \int_{S(t)} \sigma k' n' \delta(x - x') dS \tag{III.10}$$

Où t représente le temps, U le champ de vitesse et τ le tenseur de contrainte visqueuse.

Le dernier terme de l'équation représente le terme source dû à la tension de surface. La notation « ' » est relative à l'interface. Le tenseur de contrainte visqueuse dans le solveur *interFOAM* est donné par :

$$\tau = \mu(\nabla U + \nabla U^T) \quad (\text{III. 11})$$

Cette forme peut être réécrite comme suit :

$$\nabla \cdot [\mu(\nabla U + (\nabla U)^T)] = \nabla \cdot (\mu \nabla U) + (\nabla U) \cdot \nabla \mu \quad (\text{III. 12})$$

L'équation de quantité de mouvement doit contenir le terme de l'accélération de la pesanteur avec une densité variable due à la présence de l'interface. Cependant, cela va produire une variation linéaire de la pression même pour un fluide au repos ce qui entraîne des problèmes de découplage des variables pression et vitesse.

La solution proposée dans le solveur *interFoam* est d'extraire la gravité de la pression et de faire une résolution pour la pression piézométrique. Ainsi, la pression hydrostatique est traitée séparément. En revanche, on a une perte d'information sur la distribution de la pression. Soit,

$$p_d = p - \rho g h \quad (\text{III.13})$$

En introduisant l'opérateur gradient, l'équation (III.13) prend la forme :

$$\nabla p_d = \nabla p - \rho g - g h \nabla \rho \quad (\text{III.14})$$

A noter que h représente la longueur d'une cellule de calcul.

En tenant compte des équations (III.12) et (III.14), la forme finale de l'équation de Navier-Stokes (III.38) devient :

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U U) = -\nabla p_d - \nabla \cdot (\mu \nabla U) + (\nabla U) \cdot \nabla \mu - g h \nabla \rho + \sigma k \nabla \gamma \quad (\text{III. 15})$$

La force de tension de surface est modélisée par la méthode CSF de Brackbill définie dans l'équation (III.20).

III.2.2.2 Equation de transport de la fraction volumique

L'interface est simulée comme une discontinuité en utilisant la fonction de fraction volumique définie par :

$$\gamma = \begin{cases} 1 & \text{pour un point à l'intérieur de la phase 1} \\ 0 < \gamma < 1 & \text{pour un point au niveau de l'interface} \\ 0 & \text{pour un point à l'intérieur de la phase 2} \end{cases} \quad (\text{III.16})$$

Le volume de fluide dans une cellule est calculé par :

$$F_{\text{vol}} = \gamma V_{\text{cell}} \quad (\text{III.17})$$

Où, V_{cell} est le volume de la cellule de calcul.

La fraction volumique est propagée de manière lagrangienne et l'équation de transport dans ce cas est similaire à l'équation (III.15).

En utilisant cette fraction volumique, on peut définir les propriétés du mélange par les équations (III.17) et (III.18).

Dans le solveur *interFoam*, l'équation d'advection de la fraction volumique est résolue par une méthode de compression de l'interface (Henrik Rusche (2002)). La compression est assurée par l'ajout d'un terme artificiel et non d'un schéma de compression. Ainsi l'équation d'advection (III.15) prend la forme :

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \gamma) + \nabla \cdot (U_r \gamma (1 - \gamma)) = 0 \quad (\text{III.18})$$

Ce terme de compression est actif uniquement au niveau de l'interface où la vitesse de compression U_r agit sur elle perpendiculairement. Généralement, la solution de cette équation est bornée entre zéro et un par un schéma *inter-gamma differencing* (Jasak and Weller (1995), Ubbink (1997)).

Si on définit le gradient de la fraction volumique $\nabla\gamma$ interpolé sur la face de la cellule par $(\nabla\gamma)_f$, la normale unitaire à l'interface interpolée sur la face d'une cellule dans le solveur interFoam est donnée par :

$$n_f = \frac{(\nabla\gamma)_f}{|(\nabla\gamma)_f| + \delta} \quad (\text{III. 19})$$

La constante δ représente un terme de stabilisation numérique pour le cas où δ tend vers zéro en dehors de la zone de transition. Pour la version actuelle du code, sa valeur est donnée par :

$$\delta = \frac{10^{-8}}{\frac{1}{N_{cell}}} \sum_{cell=1}^{N_{cell}} \sqrt[3]{V_{cell}} \quad (\text{III. 20})$$

Si on pose le flux de la normale unitaire à l'interface comme étant :

$$\phi_f = \vec{n}_f \cdot \vec{S}_f \quad (\text{III. 21})$$

La courbure de l'interface sera calculée par :

$$k = -\nabla\phi_f = -\nabla \cdot (\vec{n}_f \cdot \vec{S}_f) \quad (\text{III. 22})$$

Dans la version actuelle du code, le schéma de compression de l'interface n'utilise pas les fonctions NVD/TVD, mais il est basé sur un schéma générique limité (Greenshields, 2007). Ce schéma de compression quadratique est défini comme :

$$\min\left(\max\left(1 - \max\left(\sqrt{(1 - 4 \cdot \phi_P \cdot (1 - \phi_P))}, \sqrt{(1 - 4 \cdot \phi_N \cdot (1 - \phi_N))}\right), 0\right), 1\right) \quad (\text{III. 23})$$

Le flux ϕ est toujours calculé par le produit scalaire de la vitesse à la face et du vecteur normal à cette face

$$\phi = \vec{U}_f \cdot \vec{S}_f \quad (\text{III. 24})$$

On posant:

$$\phi_c = \left| \frac{\phi}{|S_f|} \right| \quad (\text{III. 25})$$

Cette valeur sera minimisée par :

$$\phi_c = \min(C_\gamma \cdot \phi_c, \max(\phi_c)) \quad (\text{III. 26})$$

Avec C_γ , est le coefficient de limitation de la vitesse de compression artificielle U_r

$$\phi_r = \left(\frac{(\nabla\gamma)_f}{|(\nabla\gamma)_f| + \delta} \right) \cdot |S_f| = \vec{U}_r \cdot \vec{S}_f \quad (\text{III. 27})$$

La discrétisation de l'équation (III.27) est réalisée en utilisant une compression quadratique de l'équation (III.23).

La contrainte du petit nombre de courant CFL causée par les schémas de compression conduit à des calculs coûteux. Pour pallier à ce problème on calcule l'équation VOF par l'utilisation des sub-cycles. Pour un CFL donné, les équations de l'écoulement sont résolues en premier lieu et ensuite l'équation VOF est mise à jour pour un nombre de cycles prédéfini dans le code. Cela permettra l'utilisation des valeurs élevées du nombre CFL pour toute la simulation sans perdre la précision du schéma VOF utilisé.

III.2.2.3 Discrétisation des équations du mouvement :

La correction de la vitesse et l'équation de pression sont dérivées via une semi discrétisation de l'équation de mouvement :

$$D[U] = A_H - \nabla[p_d] - gh\nabla\rho + \sigma\kappa\nabla\gamma \quad (\text{III.28})$$

où les indices D et H sont des opérateurs de discrétisation décomposés à partir de l'équation de Navier Stokes sans les termes dus à la pesanteur et à la tension de surface. Ils sont créés dans le code *openFoam* par exécution des commandes UEqn.A() et UEqn.H() (voir le code source).

La forme discrétisée A est équivalente et d'une manière simplifiée à :

$$A := \frac{\partial\rho[U]}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\phi[U]_f) = \nabla \cdot (\mu_f\nabla[U]) + (\nabla U) \cdot \nabla\mu_f \quad (\text{III. 29})$$

L'équation de correction de la vitesse est obtenue par décomposition de l'équation semi-discrétisée (3.30) en une partie diagonale et une partie " H " :

$$[U] = \frac{H}{A} - \frac{1}{A} \nabla[p_d] - \frac{gh\nabla\rho}{A} + \frac{\sigma\kappa\nabla\gamma}{A} \quad (\text{III. 30})$$

L'équation (III.30) ne peut être résolue à ce stade car le champ de pression n'est pas mis à jour. La prédiction et la correction du flux sont dérivées par interpolation en utilisant un schéma aux différences centrées :

$$\phi = \phi^* - \left(\frac{1}{A_D}\right) |S_f| (\nabla p_d)_f \quad (\text{III. 31})$$

Avec le flux de prédiction qui est donné par :

$$\phi^* = \left(\frac{A_H}{A_D}\right)_f \cdot S_f - \left(\frac{1}{A_D}\right)_f \cdot (gh)_f \cdot |S_f| (\nabla\rho)_f + \left(\frac{1}{A_D}\right)_f \cdot (\sigma\kappa)_f \cdot |S_f| (\nabla\gamma)_f \quad (\text{III. 32})$$

En reformulant l'équation de continuité (III.9) pour la face d'une cellule et en introduisant l'équation de convection du flux (III.31), la forme finale devient :

$$\nabla \cdot \left(\left(\frac{1}{A_D}\right)_f \nabla p_d \right)_f = \nabla \phi^* \quad (\text{III. 33})$$

La solution de l'équation (III.33) apporte des corrections pour les flux et les vitesses afin de satisfaire l'équation de continuité.

Le système pression-vitesse contient deux termes de couplage ; le terme de convection non linéaire qui contient le couplage vitesse-vitesse et le couplage linéaire pression-vitesse. Pour un petit nombre de courant *CFL* (un petit pas de temps), le couplage pression-vitesse est beaucoup plus fort que le couplage non linéaire.

Il est possible de répéter un certain nombre de correcteurs de pression sans actualiser la discrétisation de l'équation de quantité de mouvement (en utilisant les nouveaux flux). Dans ce type de setup, le premier correcteur de pression créera un

champ de vitesse conservative, pendant que le deuxième ainsi que le suivant établiront la distribution de pression. En présence de plusieurs correcteurs de pression avec une équation de quantité de mouvement, il n'est pas nécessaire d'avoir une sous relaxation de la pression.

L'algorithme de résolution du système formé par les équations (III.9), (III.10) et (III.18) devient :

1. Résolution de l'équation d'advection de la fraction volumique (III.18) (Référence `gammaEqnSubCycle.H` dans le code).
2. Construction de la matrice A via l'équation (III.29) (Référence `UEqn.H` dans le code).
3. Boucle de correction *PISO* (Référence `pEqn.H` dans le code).
4. Prédiction du flux via l'équation (III.31).
5. Construction et résolution de l'équation de pression (III.33).
6. Correction des flux par l'équation (III.31).
7. Reconstruction des vitesses.

III.2.2.4 Description du programme `interFOAM`

Dans cette partie, on décrit les principales étapes du solveur, à savoir, le fichier principal `interFoam.C` et les fichiers de vitesse et de pression `UEqn.H` et `pEqn`.

Les deux parties précédentes consacrées à la discrétisation des équations du mouvement aident aussi à la compréhension du code.

L'application `interFoam` simule le mouvement de deux fluides incompressibles isothermes en utilisant la méthode de capture d'interface VOF. La quantité de mouvement et les propriétés du fluide sont celles du mélange. Une seule équation de quantité de mouvement est résolue.

Dans le code source, les fichiers `header` (.H) contiennent les programmes des différentes tâches exécutées dans les applications numériques. Dans «`setRootCase.H` », on assigne le chemin de l'application avec le dictionnaire

system. Par ailleurs, le fichier «*createMesh.H*» contrôle le temps de début ou de la reprise de la simulation.

Au début de la première itération temporelle, le solveur calcule en premier lieu la correction de la boucle *PISO* autour de la phase γ , ensuite le nombre du courant *CFL*. A la base de la valeur du *CFL*, le nouveau pas du temps est ajusté.

Dans «*gammaEqnSubCycle.H*», le solveur cherche le nombre de corrections de la boucle de l'équation d'advection de la fraction volumique et le nombre des sous cycles. Ensuite, les propriétés diphasiques sont calculées dans «*gammaEqn.H*» incluse dans «*gammaEqnSubCycle.H*» pour le nombre des sous cycles fixé. Finalement, la densité du mélange est calculée en utilisant le champ moyenné de la fraction volumique.

La lecture des paramètres relatifs à la résolution de l'équation de transport de la fraction volumique (*nGammaCorr*, *nGammaSubCycles*), la création des champs (*pd,γ,U,ρ,fluxmassique*) et la création et l'initialisation du flux sur la face et la lecture des propriétés thermodynamiques sont exécutées durant l'appel du fichier «*createFields.H*». L'entrée *nGammaCorr* spécifie le nombre de corrections dans la boucle de l'équation d'advection de l'interface. *nGammaSubCycles* représente le nombre de sous-cycles dans l'équation de la fraction volumique. Les sous-cycles sont des solutions supplémentaires de l'équation dans un pas de temps donné. Cette procédure est utilisée pour avoir une solution stable sans réduire le pas de temps. Le mot clé *Gamma* est un coefficient qui contrôle la compression de l'interface, il sert à limiter la vitesse de compression artificielle U_r .

Le solveur *interFoam* utilise la méthode *MULES* (*Multidimensional Universal Limiter for ExplicitSolution*) pour maintenir les bornes de la fraction volumiques indépendantes des schémas numériques et de la structure du maillage. Donc, le choix des schémas de convection n'est pas limité uniquement pour ceux qui sont stables et bornées.

Dans *MULES*, *gamma* représente la valeur actuelle de γ à résoudre, *phi* est le flux convectif normal et $phiGamma(\gamma(\gamma-1) U_r)$ est la valeur explicite actuelle du

flux gamma qui à lui aussi est utilisé pour retourner un flux limité utilisé dans la solution bornée.

Au sein de « *UEqn.H* », l'équation de quantité de mouvement discrétisée est résolue pour donner un champ de vitesse intermédiaire. La première résolution, représente les termes à gauche de l'équation du mouvement. Durant la deuxième partie de résolution, l'algorithme résous la partie gauche de l'équation de vitesse en incluant les termes de forces de la pesanteur et de la tension de surface.

A partir de « *pEqn.H* », les flux massiques des faces des cellules sont calculés et l'équation de la pression est résolue. Ensuite, les flux sont corrigés par le nombre des boucles *PISO* internes prédéfinis. Au lieu de résoudre les équations de transport pour le champ de vitesse, ce dernier est reconstruit à partir du champ du flux qui donne les mêmes informations.

Dans le cas de l'opérateur laplacien, seules les contributions orthogonales sont prises en compte pour la formation des coefficients de la matrice A. Cela conserve la discrétisation et conduit à une matrice simple et creuse. Les corrections non-orthogonales entrent plutôt dans le terme source b. Donc après la résolution de l'équation une première fois, on doit recalculer de nouveau la contribution explicite non-orthogonale dans le terme source b, avec les dernières valeurs de la solution, et recommencer la résolution à nouveau, ... etc. La correction est petite et un petit nombre d'itérations est exigé pour assurer la convergence et la stabilité. Dans le sous-dictionnaire, *PISO*, le nombre de correcteurs est spécifié par le mot clé *nCorrectors*. Pour prendre en compte le non orthogonalité dans le maillage, le nombre de correcteurs non-orthogonaux est spécifié par le mot clé *nNonOrthogonalCorrectors*.

En plus de la méthode *reconstruct* qui convertit le gradient de pression staggered dans la version cellule centrée pour le correcteur de la quantité de mouvement, il y a introduction de la méthode *ddtPhiCorr* qui remplace le taux de changement de la version cellule centrée avec la version du flux sur la face dans la

prédiction du flux, ce qui rend la solution non seulement staggered pour le gradient de pression mais aussi pour le taux de changement.

Après l'étape de correction et sur la base du nouveau champ de vitesse, on procède au calcul de l'erreur de continuité pour le nombre prescrit de la boucle extérieure de correction. En résumé, l'algorithme de résolution par le solveur *interFoam* est comme suit :

Pour un pas du temps

- 1) Résolution de l'équation d'advection de la fraction volumique ;
- 2) Définition de l'équation pour la vitesse U : ***FvVectorMatrixUEqn*** ;
- 3) Résolution du prédicteur de quantité de mouvement : ***SolveUEqn*** ;
- 4) Calcul des flux massiques aux faces des mailles PHI . On calcule les $aPetU=rUA + UEqn.H()$;
- 5) Résolution de l'équation de pression : ***fvPEqn*** ;
- 6) Correction des flux massiques aux faces : ***Phi=pEqn.flux()*** ;
- 7) Calcul de l'erreur de continuité ;
- 8) Calcul des vitesses à la base du nouveau champ de pression : $U=rUA.fvc::grad(p)$;

Mise à jour des conditions aux limites et un nouveau pas du temps

III.3 Conditions aux frontières du domaine de calcul

Nous allons exposer au cours de ce paragraphe l'ensemble des conditions aux frontières du domaine qui ont été utilisées pour réaliser l'ensemble des simulations présentées par la suite. De telles conditions sont nécessaires pour fermer notre système d'équations.

1) Condition de non glissement

Lorsque la couche limite se formant sur la paroi n'est plus négligeable, il est nécessaire de définir des conditions aux parois telles que la composante tangentielle à la paroi de la vitesse u à l'interface soit nulle.

2) Condition d'entrée

Une condition entrante revient à imposer un profil de vitesse sur la frontière du domaine. Une telle condition ne pose pas de problème pour notre cas puisque on considère des profils de vitesse laminaires.

3) Condition de sortie

Pour la sortie on adopte généralement la condition de *outflow*, on supposant qu'on n'a pas d'information ni sur la pression ni sur la vitesse. Les données à la sortie sont extrapolées à partir des données internes. Quelques fois, on impose à la sortie une valeur fixe de la pression.

Dans le prochain chapitre, nous allons proposer notre modèle physique, la formulation mathématique ainsi que les conditions aux limites correspondantes suivi par la méthode de résolution.

Chapitre IV.
Formulation mathématique
et modélisation numérique

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons proposer notre modèle physique, la formulation mathématique ainsi que les conditions aux limites correspondantes suivi par la méthode de résolution.

IV.2 Domaine physique

La formulation mathématique est basée sur un modèle physique qui consiste en un micro-tube de $500\ \mu\text{m}$ de diamètre intérieur transportant un écoulement d'eau dans lequel de l'air est injecté axialement à travers une buse centrée de $110\ \mu\text{m}$ de diamètre intérieur et $210\ \mu\text{m}$ de diamètre extérieur (Fig.IV.1).

Chaque fluide s'écoule dans des conditions d'écoulement laminaire afin de traiter des interfaces lisses. Pour prédire les écoulements de liquide et de gaz dans le micro-tube, les équations de continuité et de quantité de mouvement de chacune des phases avec les conditions limites associées sont résolues numériquement.

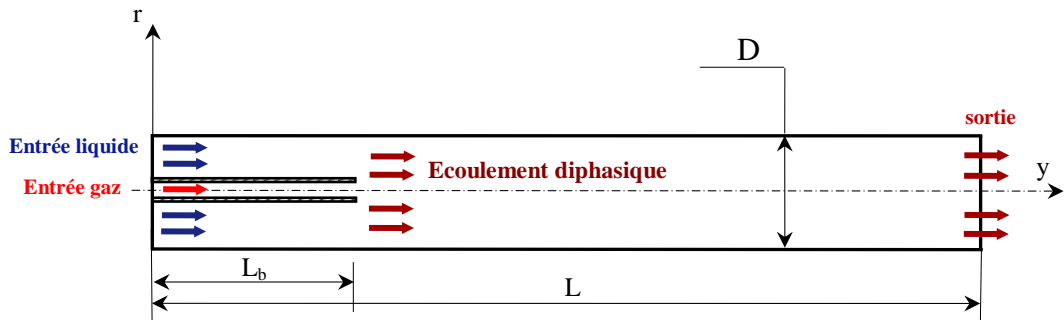


Figure IIV.1: Représentation schématique du domaine physique.

L'écoulement est supposé adiabatique et axisymétrique. Les deux fluides non miscibles ont des vitesses d'entrée uniformes qui permettent des conditions d'écoulement laminaire et se rencontrent à la sortie de la buse pour produire un écoulement diphasique (Fig.IV.1).

Dans la présente étude, les deux fluides sont considérés comme incompressibles et newtoniens. Le champ d'écoulement est régi par les équations de conservation (masse et quantité de mouvement) et la méthode du volume de fluide est utilisée pour localiser l'interface entre les phases liquide et gazeuse. Dans cette méthode, telle qu'elle a été proposée par Hirt et Nichols (1981), les équations d'écoulement sont directement moyennées en volume pour obtenir un seul ensemble d'équations et l'interface est suivie à l'aide d'une fonction d'indicateur de phase (également appelée fonction de couleur ou fraction de volume). Cette fonction discrète prend des valeurs comprises entre 0 et 1. Les valeurs limites de 0 et 1 signifient qu'une seule phase est présente ; les valeurs intermédiaires signifient qu'un mélange à deux phases existe et que l'interface est présente (Gopala et Wachem(2008)).

Les équations de conservation de masse et de la quantité de mouvement peuvent s'écrire comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (\text{IV. 1})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = \nabla \cdot \vec{T} + \rho \vec{g} + \vec{F}_s \quad (\text{IV. 2})$$

Où ρ est la densité du fluide, u est le vecteur vitesse ; t est le temps, T le tenseur de contrainte et g le vecteur gravité. F_s est la force de tension par unité de volume agissant sur l'interface entre les deux fluides et calculée par le modèle Continuum Surface Force (CSF).

Où T est le tenseur des contraintes défini comme :

$$T = P + \nabla (\mu u) \quad (\text{IV. 3})$$

La densité ρ et la viscosité μ sont calculées sous forme de moyennes des deux phases, pondérées par la fraction volumique φ

$$\rho = \varphi \rho_1 + (1 - \varphi) \rho_2 \quad (\text{IV. 4})$$

$$\mu = \varphi\mu_1 + (1 - \varphi)\mu_2 \quad (\text{IV. 5})$$

La force de tension superficielle F_s est modélisée selon Brackbill et al. (1992), en appliquant l'équation suivante :

$$\vec{F}_s = \sigma\kappa\vec{n} \quad (\text{IV. 6})$$

Où σ est la tension superficielle, κ la courbure de l'interface et \vec{n} le vecteur unitaire extérieur normal à l'interface.

La courbure de l'interface mobile est calculée comme suit:

$$\kappa = \nabla \cdot \vec{n} \quad (\text{IV. 7})$$

Le vecteur unitaire n est donné par l'équation suivante :

$$\vec{n} = \frac{\nabla \cdot \varphi}{|\nabla \cdot \varphi|} \quad (\text{IV. 8})$$

Le scalaire φ étant la fraction volumique. Son évolution est gouvernée par l'équation d'advection :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varphi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(u_i\varphi) = 0 \quad (\text{IV. 9})$$

IV.3 Méthode numérique

IV.3.1 Domaine numérique et maillage

Un domaine de calcul axisymétrique, englobant des éléments hexaédriques et prismatiques, est construit et un maillage de calcul hybride est utilisé avec différents niveaux de raffinement. Une étude de sensibilité au maillage est menée, montrant que la solution numérique est indépendante du maillage pour une taille de pas spatiale de 1 μm .

La figure IV.2 illustre le maillage et les conditions aux limites, ainsi que le domaine de calcul construit qui consiste en une géométrie de type portion de cylindre représentant une section de 5 degrés du domaine 3D correspondant du problème physique considéré (Greenshields (2015)).

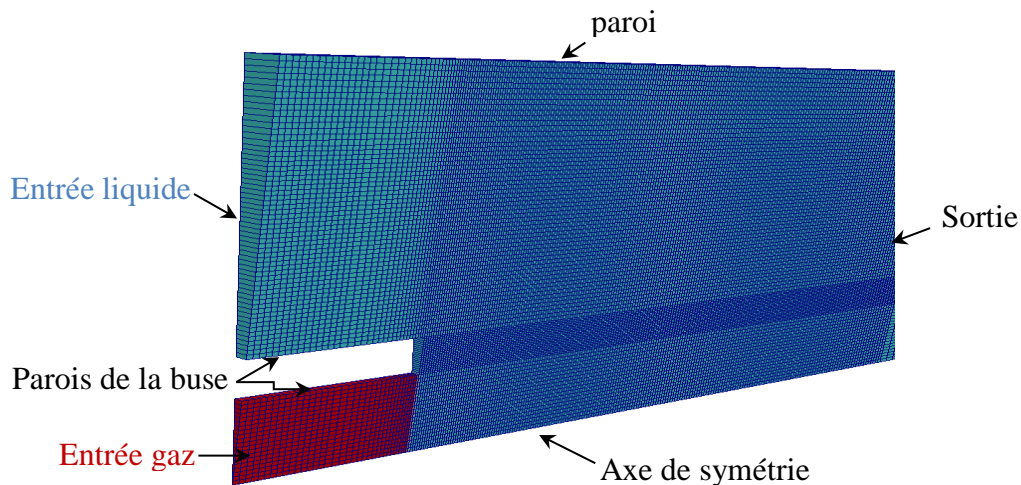


Figure IIV.2: Domaine numérique et maillage.

La condition de non glissement a été utilisée sur les parois. Aux entrées, des valeurs de fraction de volume constant et des profils de vitesse d'entrées uniformes pour la phase gazeuse et pour la phase liquide sont appliqués. Pour la condition aux limites à la sortie, nous avons appliqué une valeur donnée pour la pression et un gradient zéro pour la vitesse et pour la fraction volumique.

Même si l'angle de contact d'équilibre entre la paroi et l'eau dépend de la pureté de l'eau et de la rugosité et de la mouillabilité de la surface. Gerlach et al. (2007) ont montré que si l'angle de contact, imposé dans une simulation numérique, est inférieur à une valeur limite, la ligne de contact reste coincée à l'orifice. Georgoulas et al. (2015) ont indiqué que cette valeur d'angle de contact était de 20° .

Dans le cadre du présent travail, deux situations ont été étudiées. La première correspond à une ligne de contact variable afin d'examiner son effet sur la formation et le détachement des bulles. La seconde correspond à une ligne de contact fixe. Gerlach et al. (2007) ont constaté que la ligne de contact reste fixée au rayon intérieur de la buse lorsque l'angle de contact est fixé à 20°. Ce résultat a été appliqué par plusieurs auteurs comme Georgoulas et al. (2015) et Albadawi et al. (2013b)). La ligne de contact a été étudiée dans les travaux expérimentaux de Vafaei et Wen (2010), Gnyloskurenko et al. (2003), Wang (2009), Corchero et al. (2006)) où il a été constaté que le rayon de la ligne de contact se situe entre le rayon intérieur et le rayon extérieur de la buse. Ce point sera examiné en détail dans la section des résultats.

IV.3.2 Méthode de résolution

Un code open source, OpenFOAM (Open Field Operation And Manipulation), basé sur la méthode du volume de contrôle est utilisé pour résoudre les équations gouvernantes.

La forme standard de l'équation du transport pour une propriété scalaire ϕ est:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi)}_{\text{transient term}} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \Phi)}_{\text{convection term}} + \underbrace{\nabla \cdot (\Gamma_{\phi} \Phi)}_{\text{diffusion term}} = \underbrace{S_{\phi}(\Phi)}_{\text{source term}} \quad (\text{IV. 10})$$

Où ρ est la densité, \mathbf{u} le champ de vitesse et Γ le coefficient de diffusion.

Les schémas de discrétisation standard sont appliqués dans l'approche du volume de contrôle. Les termes transitoires dans les équations sont discrétisés en utilisant un schéma implicite du premier ordre (Euler) avec un nombre de Courant (CFL) inférieur à 0,5.

Le terme de convection dans l'équation de quantité de mouvement est discrétisé en utilisant un schéma linéaire limité de Gauss.

Le terme de convection dans l'équation du VOF est discrétisé en utilisant le schéma de Gauss vanLeer. Finalement, le terme de diffusion est discrétisé en utilisant le schéma linéaire corrigé de Gauss (C.J. Greenshields (2015)).

La méthode de solution adoptée pour les équations algébriques résultantes est la méthode du gradient de pré-conditionnement (PCG) avec pré-conditionnement de Cholesky incomplet en diagonale pour la pression et le gradient bi-conjugué (PBiCG) avec pré-conditionnement de LU incomplet en diagonale pour la vitesse. Dans le solveur interFoam disponible dans le code OpenFOAM, le couplage pression-vitesse est traité avec l'algorithme PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) (Issa 1986 ; Schulze 2014).

Le critère de convergence du processus itératif de calcul est atteint pour chaque étape de temps lorsque les résidus de pression et de vitesse sont inférieurs à 10^{-6} .

Un raffinement approprié du maillage a été mis en œuvre dans InterFOAM, le solveur d'OpenFOAM, afin de capturer et de localiser avec clarté l'interface avec la méthode VOF et d'obtenir une interface fluide.

Dans le prochain chapitre, nous allons présenter les principaux résultats trouvés par la simulation numérique. Nous allons exposer les principales structures d'écoulement trouvées. Le mécanisme de la formation et le détachement d'une bulle en absence et en présence de gravité sera étudié en prenant en considération la dynamique de la ligne triple au niveau de la paroi de la buse d'injection du gaz.

CHAPITRE V.
Résultats et interprétations

V.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter les principaux résultats trouvés par la simulation numérique. Dans la première partie, Nous allons montrer les principales structures d'écoulement trouvées ainsi que leurs influences par les conditions opératoires. Alors que dans la deuxième partie en étudiant le mécanisme de la formation et le détachement d'une bulle en absence et en présence de gravité en prenant en considération la dynamique de la ligne triple au niveau de la paroi de la buse d'injection du gaz.

V.2 Études des structures de l'écoulement diphasique

V.2.1 Validation

Nous avons tenté de valider notre code de calcul avec des cas existants dans la littérature. Néanmoins, ces derniers présentent un cas particulier ou limite de notre étude, ce qui nous a incité à considérer la même configuration traitée expérimentalement par Chen et al. (2002) et numériquement par Lakehal et al. (2008). L'écoulement diphasique étant laminaire, caractérisé par une vitesse apparente de liquide varie entre 1,11 et 1,46 m/s et du gaz varie entre 0,29 et 1,57 m/s, les dimensions de la conduite sont telles que : un diamètre compris 1 et 1,5 mm et une longueur L égale à 40 fois le diamètre de la conduite.

Ainsi, après avoir tracé l'évolution de la fonction couleur ou taux de présence d'une phase, pour différentes vitesses apparentes nous l'avons comparé avec les résultats trouvés par Chen et al. (2002) et Lakehal et al. (2008). Deux régimes d'écoulement ont été trouvés tels que: à bulles, à poches (Fig. V.1).

Les diamètres de la conduite ainsi que les vitesses prises dans cette validation sont mentionnés dans le tableau ci-dessous.

Tableau V.1 : les vitesses (gaz-liquide) et le diamètre de la conduite.

	Écoulement à bulles	Écoulement bouchons
Diamètre de canal (mm)	1,5	1
Vitesse apparente du liquide (m/s)	1,46	1,11
Vitesse apparente du gaz (m/s)	0,21	0,66



Résultats expérimentaux de Chen et al (2002)



Résultats numériques de Lakehal et al (2008) sous TransAT



Nos résultats numériques sous OpenFOAM

Figure V.1: validation avec les résultats de Chen et al.(2002), Lakehal et al.(2008)

Une autre validation avec l'étude expérimentale de Zegai et al. (2013) a été faite en considérant un tube de diamètre $D=3\text{mm}$ avec un diamètre de la buse $d_b=0.11\text{mm}$ pour une vitesse apparente du liquide $U_{LS}=0,029\text{ m/s}$ et pour différentes vitesses du gaz (Fig.V.2).

A priori, nous pouvons dire que les résultats qui ressortent de code de calcul (OpenFOAM) sont en bon accord avec les résultats déjà établis par ces auteurs.

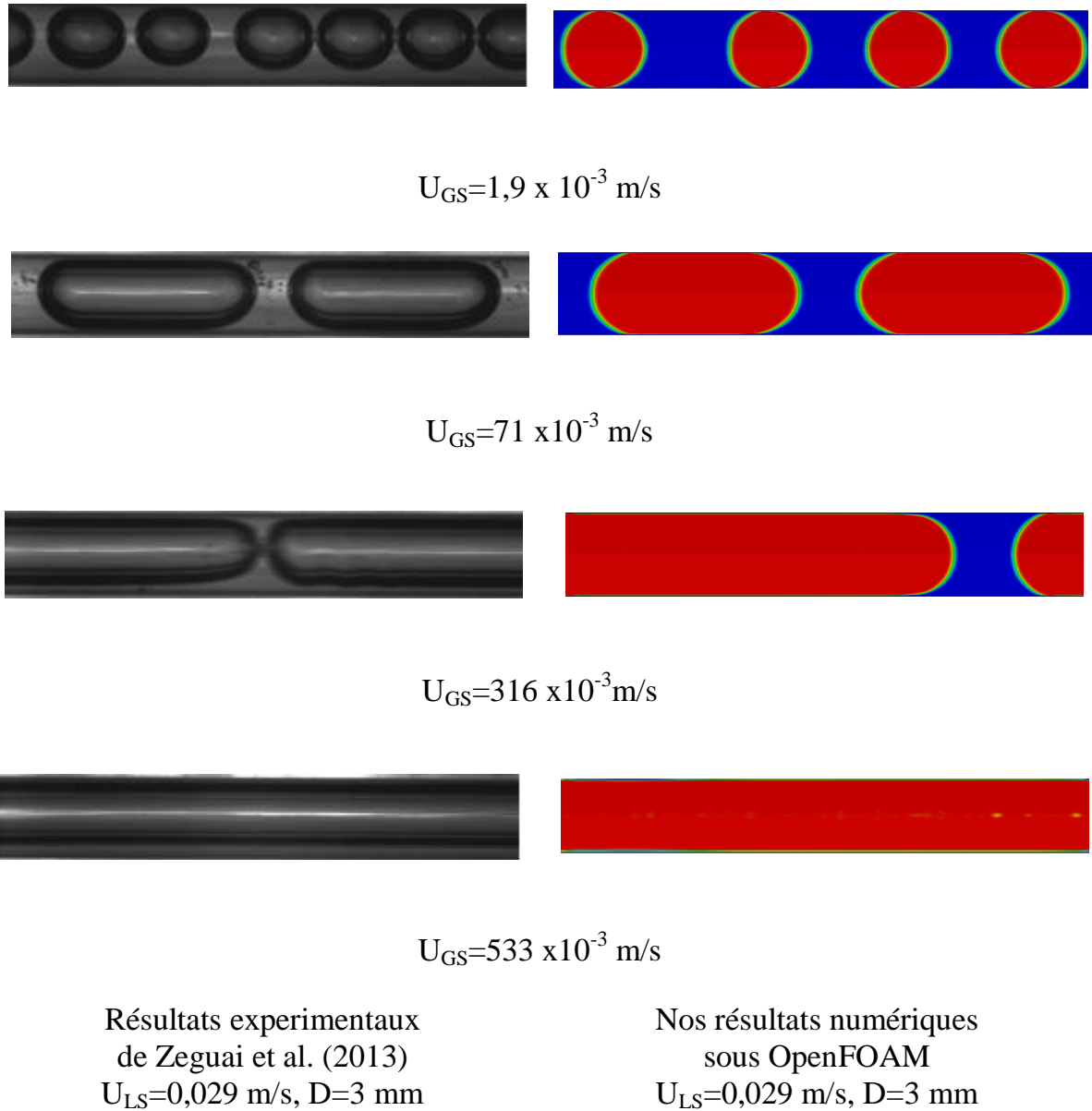


Figure V.2: validation avec les résultats de Zeguai et al. (2013)

V.2.2 Résultats

Dans ce qui suit, nous allons présenter les résultats trouvés par OpenFOAM en prenant en considération l'épaisseur de la buse qui vaut 0,11 mm.

Afin d'analyser l'influence de la vitesse du gaz sur les structures d'écoulement, nous allons fixer la vitesse apparente du liquide à l'entrée du canal $U_{LS}=0,076 \text{ m/s}$, et faire varier celle du gaz en fixant le diamètre $D=0,5 \text{ mm}$.

V.2.2.1 Effet de la vitesse apparente du gaz sur les structures de l'écoulement diphasique

La figure V.3 représente l'effet de la vitesse apparente du gaz sur les structures d'écoulement diphasique. Celle-ci est illustrée par la fonction couleur qui est une sorte de visualisation des structures d'écoulement diphasique pour un diamètre de $D=0,5$ mm et pour une vitesse apparente du liquide $U_{LS}=0,076$ m/s pour différentes vitesses du gaz. Trois modèles d'écoulement ont été observés à savoir: régime à bulles, à bouchon et annulaire.



(a) $U_{GS}=0,0121$ m/s



(b) $U_{GS}= 0, 242$ m/s



(c) $U_{GS}=1,21$ m/s.

Figure V.3: Effet de la vitesse apparente du gaz sur les structures d'écoulement diphasique ($D=0,5$ mm, $U_L=0,08$ m/s, $U_{LS}=0,076$ m/s)

La figure (V.3a) illustre la configuration de l'écoulement diphasique simulée dans le régime d'écoulement à bulles dans une conduite de 0,5 mm de diamètre et pour des vitesses apparentes $U_{GS}=0,0121$ m/s et $U_{LS}=0,076$ m/s du gaz et du liquide, respectivement. La phase gazeuse est représentée en rouge et celle du liquide est représentée en bleu alors que l'interface est indiquée en jaune.

A la sortie de la buse, la bulle (ou la quantité du gaz injectée) est allongée par l'effet de cisaillement interfaciale, en s'éloignant de l'entrée lorsque les effets de la tension superficielle seront plus importants par rapport aux effets d'inertie, les bulles individuelles du gaz sont ensuite relâchées périodiquement. On peut constater visuellement que la distribution de la fraction de vide le long de l'axe du tube est bien reproduite.

La figure (V.3b) montre la formation de la structure bouchon dans une conduite de 0,5 mm de diamètre et pour des vitesses apparentes $U_{GS}=0,242$ m/s et $U_{LS}=0,076$ m/s du gaz et du liquide, respectivement. Des quantités du gaz plus grandes se détachent en augmentant la vitesse apparente du gaz dû à la forte pression induite à l'entrée du canal. Le détachement de bouchon s'effectue à une position plus loin par rapport à celle d'un écoulement à bulles, des effets de tension de surface dominant l'inertie à une position plus tard par rapport à l'écoulement à bulles. Le détachement de la quantité du gaz cette fois ci est dû essentiellement au phénomène de stabilité, dans lequel la tension de surface, de l'inertie et de cisaillement est simultanément en travailler.

La figure (V.3c) représente l'écoulement annulaire qui se forme le long du canal de diamètre $D=0,5$ mm et pour des vitesses apparentes $U_{GS}=1,21$ m/s et $U_{LS}=0,076$ m/s du gaz et du liquide, respectivement. Cette structure d'écoulement représente la coexistence des deux phases fluides le long du canal, le gaz se situe au centre ainsi que le liquide forme un anneau entourant le gaz. La formation de cette configuration est peut-être expliquée par la dominance des effets de cisaillement interfaciale le long du canal.

Une nouvelle approche basée sur un diamètre équivalent de la bulle est prétendue pour faire la distinction entre les modèles d'écoulement diphasique et les transitions entre les régimes d'écoulement. Le diamètre équivalent $D_{\text{éq}}$ est calculé en termes de la quantité du gaz injectée en supposant que cette quantité a une forme sphérique dans un espace non confiné. Si $D_{\text{éq}}$ est inférieur au diamètre de la conduite donc la structure d'écoulement est considérée à bulles, si le diamètre équivalent est supérieur au diamètre de la conduite donc l'écoulement est considéré soit bouchon ou annulaire.

Afin de quantifier les résultats présentés dans la figure précédente (Fig. V.3), nous avons tracé l'évolution du diamètre équivalent en fonction de la vitesse superficielle du gaz (figure V.4) en considérant les mêmes conditions opératoires que la figure V.3.

Cette figure montre que le diamètre équivalent augmente avec l'accroissement de la vitesse superficielle du gaz en formant un profil parabolique jusqu'à atteindre une valeur maximale de $16,5 \times 10^{-3}$ mm ou le profil devient linéaire et parallèle à l'axe des vitesses qui signifie que le diamètre équivalent est constant.

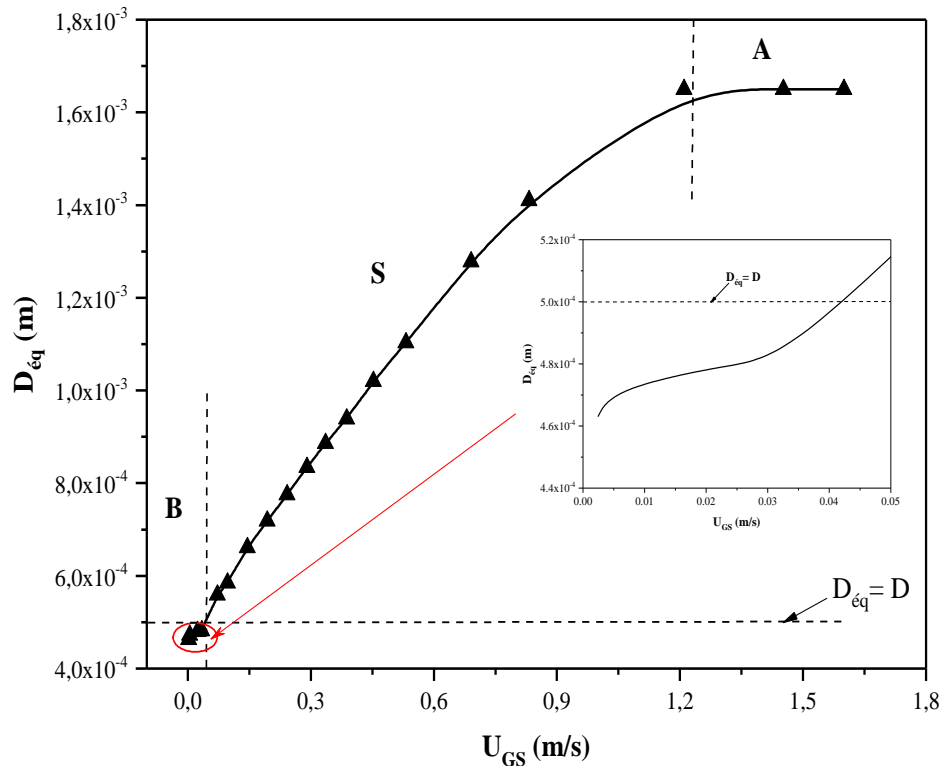


Figure V.4: Evolution du diamètre équivalent en fonction de la vitesse apparente du gaz ($D=0,5\text{mm}$, $U_{LS}=0,076$ m/s)

Notons que, pour de faibles vitesses superficielles du gaz $U_{GS} < 0,042$ m/s, le diamètre équivalent est inférieur à celui de la conduite ce qui signifie que la structure considérée dans cette partie est celle à bulles. Pour des vitesses superficielles du gaz comprises entre 0,042 m/s et 1,21 m/s, le diamètre équivalent est supérieur au diamètre de la conduite ce qui est expliqué par l'accroissement simultané de la taille des bulles en conséquence leur allongement au fur à mesure que la vitesse superficielles du gaz augmente. La taille des bulles d'air devient plus

grande engendrant des poches de gaz coupées par des bouchons liquide, la structure d'écoulement considéré est celle à

bouchon liquide. En augmentant la vitesse superficielle du gaz au-delà de 1,21 m/s, le diamètre équivalent est quasiment constant car la bulle de gaz occupe le centre de la conduite entourée d'un film liquide sans interruption le long du canal. Notons que cette valeur critique de la vitesse superficielle du gaz délimite le modèle d'écoulement Annulaire. Reste à signaler que la zone de la structure à bulles est très courte en comparant avec les autres structures d'écoulements, cette zone n'est pas claire en raison de grandeur d'échelle. De ce fait, nous l'avons zoomé et imprimé dans la même figure. La faible augmentation du diamètre de la bulle avec l'accroissement de la vitesse superficielle du gaz est expliquée par la faible influence du débit de gaz sur la taille des bulles.

V.2.2.2 Effet de la vitesse apparente du liquide sur les structures d'écoulement diphasique

L'influence de la vitesse du liquide sur les structures d'écoulement est analysé pour une conduite de diamètre $D=0,5$ mm et pour une vitesse apparente du gaz à l'entrée du canal $U_{GS}=1,452$ m/s. La figure V.5 représente les modèles d'écoulement observés à savoir: régime à bulles, à bouchon et annulaire.

L'écoulement annulaire est la première structure d'écoulement observé pour de faibles vitesses du liquide, en formant un film liquide très mince près de la paroi entourant le gaz et ce pour des vitesses du liquide inférieure à $U_L=0,005$ m/s. Le détachement des quantités du gaz aura lieu lorsque la vitesse apparente du liquide devient plus élevée en formant des bulles du gaz allongées et séparées par des bouchons liquides. Leurs tailles diminuent avec l'augmentation de la vitesse apparente du liquide. L'écoulement à bouchon liquide est trouvé pour des vitesses apparentes $U_{GS}=1,452$ m/s et $0,005 \leq U_{LS} \leq 0,1$ m/s du gaz et du liquide,

respectivement. Ce régime est stable et périodique, à l'équilibre des forces agissant sur les bulles du gaz à savoir: la tension de surface, de l'inertie et de cisaillement.

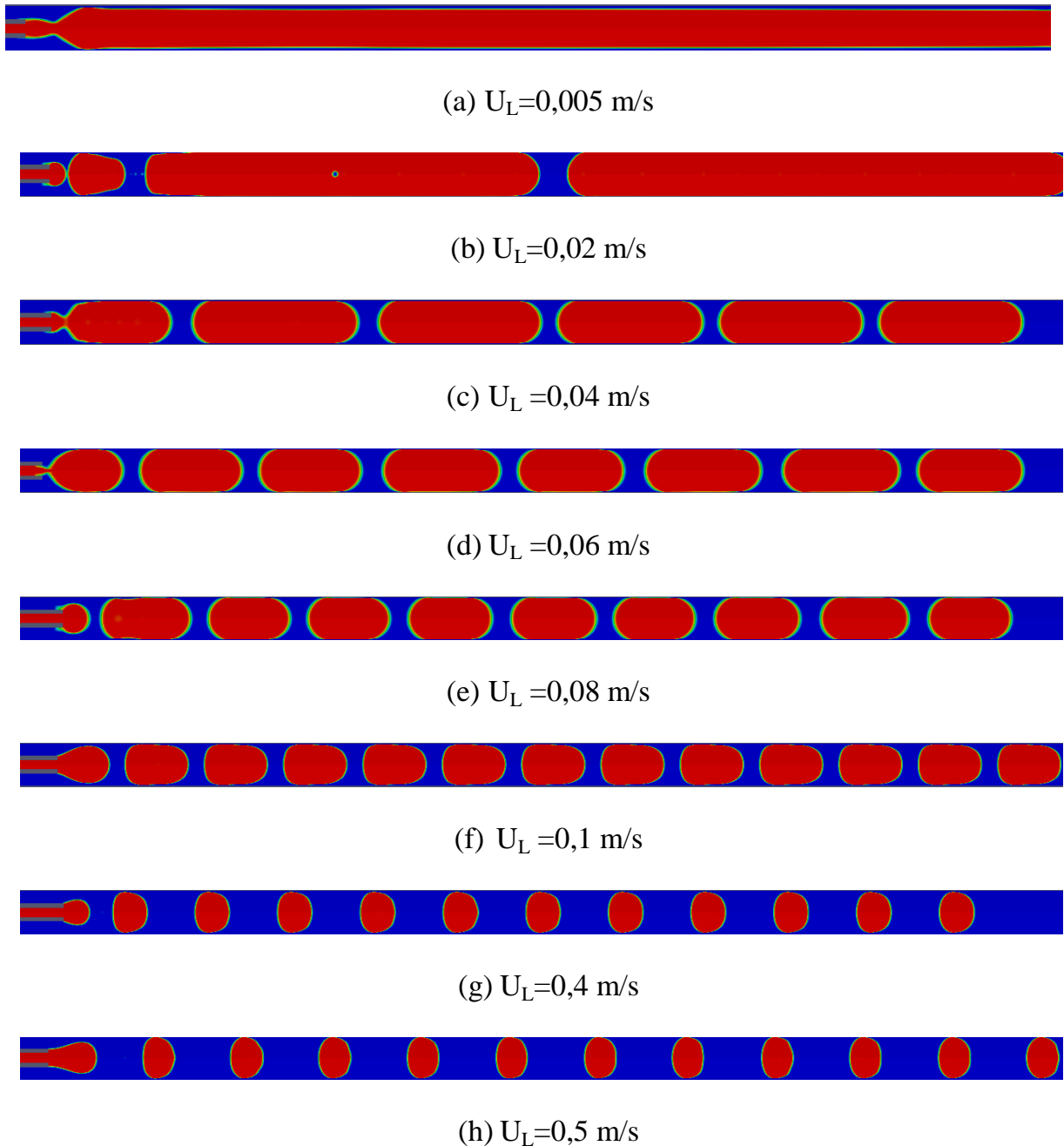


Figure V.5: Effet de la vitesse apparente de liquide sur les structures d'écoulement diphasique ($D=0,5$, $u_g=3$ m/s, $U_{GS}=1,452$ m/s)

Au fur à mesure qu'on augmente la vitesse apparente du liquide $U_{LS}>0,1$ m/s, les quantités du gaz détachées deviennent de plus en plus petites en créant des

bulles de forme sphérique. En effet, le détachement rapide de ces bulles est dû à l'importance de la force de cisaillement appliqué par le liquide. Le détachement de bulles s'effectue à une position près de la buse d'injection du gaz.

La figure V.6 représente l'évolution du diamètre équivalent en fonction de la vitesse superficielle du liquide pour $D=0,5$, $U_{GS}=1,452$ m/s. Cette figure montre que le diamètre équivalent diminue avec l'augmentation de la vitesse superficielle du liquide avec un profil parabolique en distinguant deux parties.

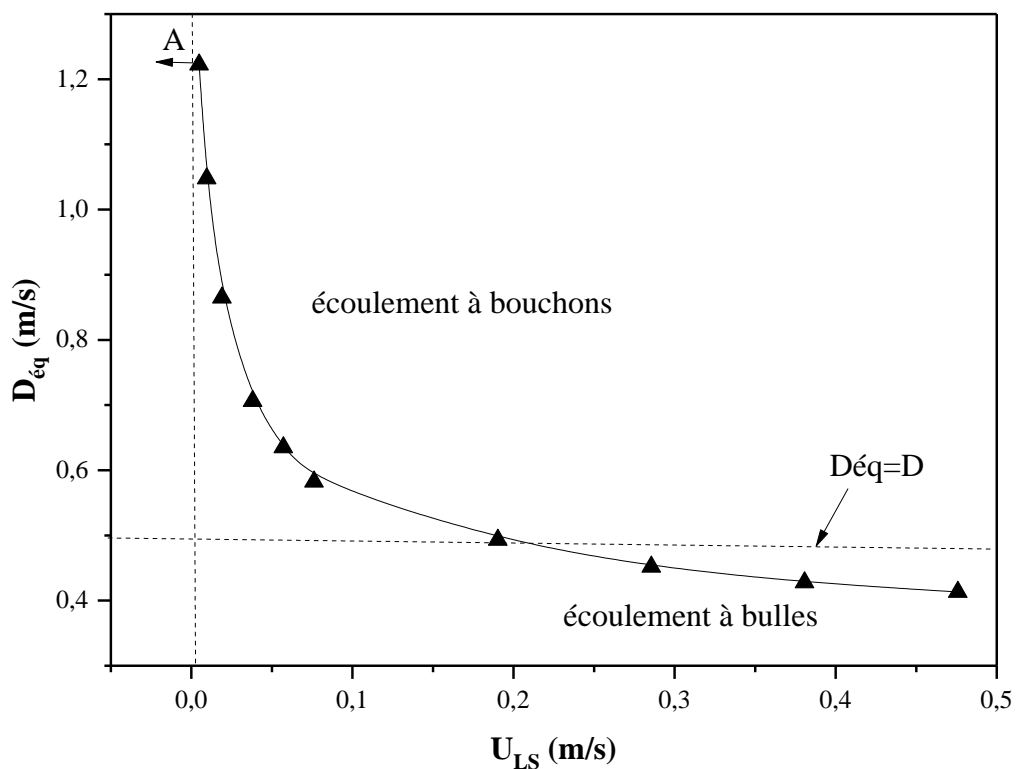


Figure V.6: Evolution du diamètre équivalent en fonction de la vitesse apparente du liquide ($D=0,5$, $u_g=3$ m/s, $U_{GS}=1,452$ m/s).

La première partie est définie lorsque $D_{eq} > D$ où on constate une diminution brusque du diamètre équivalent avec l'augmentation de la vitesse superficielle du liquide. Notons que, cette zone correspond aux faibles vitesses superficielles du liquide $5 \times 10^{-3} \text{ m/s} < U_{LS} < 0,2$ m/s, le diamètre équivalent est supérieur à celui de la conduite ce qui signifie qu'on a un régime annulaire ou régime à bouchons. Cependant, la seconde zone lorsque $D_{eq} < D$, le profil change d'attitude et devient linéaire avec une

faible pente. Cette partie correspond à des vitesses superficielles du liquide qui dépassent les 0,2 m/s où la taille de bulle d'air devient plus petite et la structure d'écoulement à bulles aura lieu. Notons une faible diminution de la taille des bulles avec l'augmentation de la vitesse superficielle du liquide.

V.2.2.3 Effet du confinement sur les structures d'écoulement diphasique

Afin d'analyser l'effet du confinement sur les structures d'écoulement diphasique, nous fixons les vitesses apparentes des deux fluides et nous faisons varier le diamètre de la conduite.

La figure V.7 représente l'effet du confinement sur les structures de l'écoulement diphasique. Il est illustré par la fonction couleur qui représente la visualisation des structures d'écoulement diphasique pour trois diamètres $D=3,1$ et $0,5$ mm et pour des vitesses apparentes de $U_{GS}=0,0268$ m/s et $U_{LS}=0,079$ m/s du gaz et du liquide respectivement.

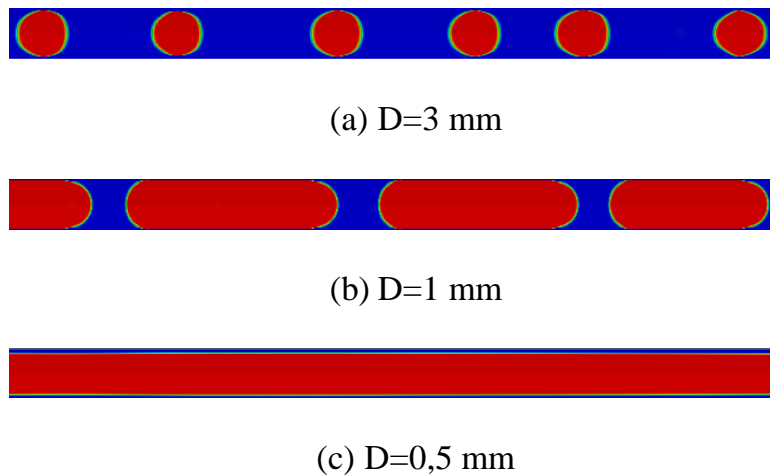


Figure V.7: Effet du confinement sur les structures d'écoulement diphasique ($U_{LS}=0,079$ m/s, $U_{GS}=0,0268$ m/s).

L'analyse de cette figure montre que les structures d'écoulement diphasique changent en diminuant le diamètre de la conduite. En effet, lorsque le confinement devient important l'espace à l'intérieur de tube devient plus étroit ce qui mène à une forte interaction entre la paroi et les bulles du gaz ce qui induit à l'allongement de

ces dernières qui deviennent des bouchons par la suite. Ceux-ci s'allongent au fur à mesure que le confinement devient de plus en plus important jusqu'à atteindre le régime annulaire (Fig. V.7c). La formation des bouchons (Fig. V.7b) est peut être due à la coalescence des bulles voisines par l'effet de paroi jusqu'à atteindre l'écoulement annulaire lorsque les effets de cisaillement interfaciale ainsi que les forces capillaires le long du canal deviennent dominants.

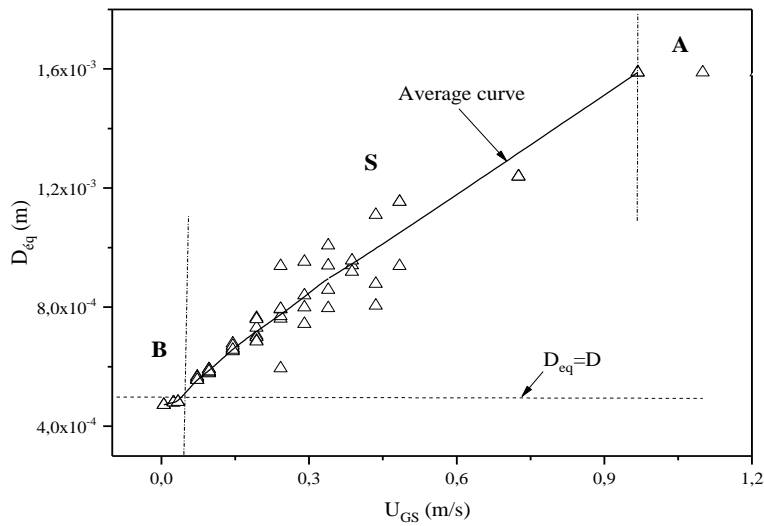
Les structures d'écoulement diphasique (à bulles, bouchon et annulaire) ont été trouvées pour différents diamètres et pour différentes vitesses apparentes du gaz et du liquide. Cependant, les transitions d'un modèle d'écoulement à un autre sont sensiblement affectées par le confinement.

Cependant, les transitions d'un modèle d'écoulement à un autre sont sensiblement affectées par le confinement. Ainsi, un déplacement remarquable des zones de transition a été observé lors de la réduction du diamètre du tube de $D=3$ mm à 0,5 mm. Cela est dû à la diminution de la force de cisaillement du liquide avec l'augmentation du confinement où le détachement des bulles devient difficile. En revanche, l'effet de la force d'inertie devient négligeable par rapport à l'effet de tension superficielle en réduisant le diamètre de la conduite. Ceci peut être illustré par la diminution du nombre de Weber avec l'augmentation du confinement (par exemple à $D=3$ mm, $We=0,27$ et à $D=0,5$ mm, $We=0,04$).

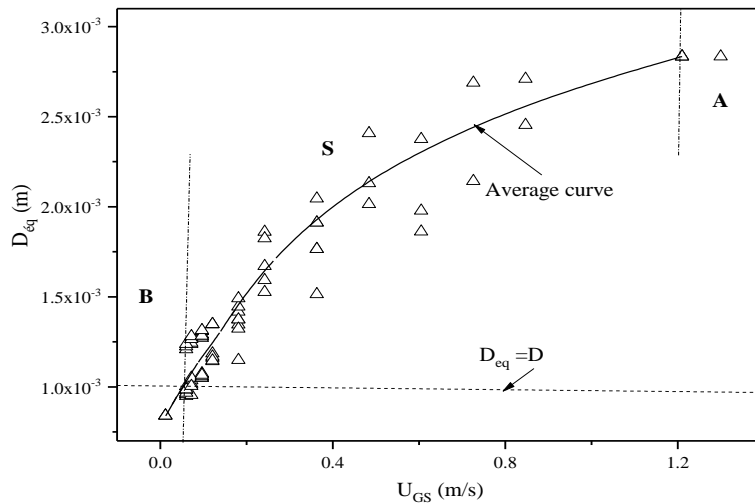
La figure V.8 représente l'évolution du diamètre équivalent en fonction de la vitesse apparente du gaz pour $U_{LS}=0,079$ m/s, $d_b=0,11$ mm et pour deux conduites de diamètre $D=0,5$ mm, $D=1$ mm.

L'évolution du diamètre équivalent en fonction de la vitesse superficielle du gaz est un profil parabolique. Les profils pour $D=0,5$ mm et $D=1$ mm sont identiques. À partir de cette courbe, nous pouvons distinguer trois modèles d'écoulement: lorsque le diamètre équivalent est inférieur au diamètre du tube, l'écoulement de bulles se produit, à une vitesse superficielle de gaz plus élevée lorsque le diamètre équivalent dépasse le diamètre du tube, l'écoulement à bouchons est établi et si le volume de le bouchon de gaz occupe toute la longueur du tube ce qui correspond au modèle

d'écoulement annulaire lorsqu'il n'y a pas de rupture de la phase gazeuse au niveau de la buse. L'augmentation de la vitesse superficielle de la phase gazeuse induit un allongement des bulles, ce qui donne des diamètres équivalents de plus en plus grands jusqu'à ce que l'écoulement annulaire soit atteint.



(a) $D=0,5$ mm



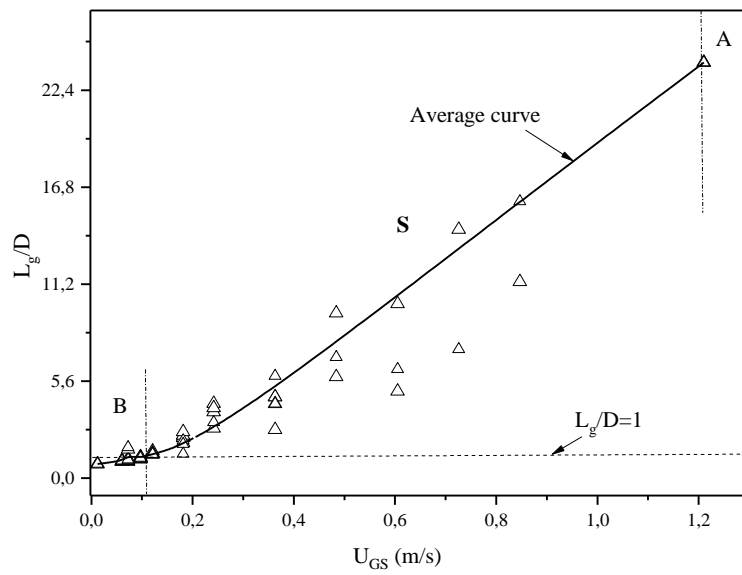
(b) $D=1$ mm

Figure V.8: Evolution du diamètre équivalent en fonction de la vitesse apparente du gaz ($U_{LS}=0,079$ m/s , $d_b=0,11$ mm).

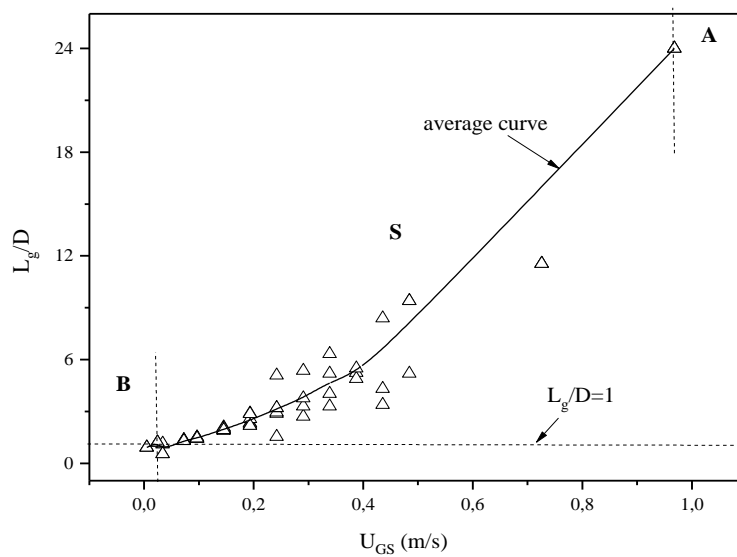
L'influence du confinement sur la taille des bulles est analysée sur la figure V.8. La dispersion du diamètre de bulle équivalent devient plus petite lors de la réduction du diamètre du tube de 1 mm à 0,5 mm (figures V.8b et V.8a respectivement). En effet, pour $D=1$ mm, lorsque la vitesse superficielle du gaz est faible (inférieure à 0,2 m/s soit un nombre de Weber inférieur à environ 0,09), on visualise un écoulement de bulles avec une taille de bulle mono-dispersée. Lorsque la vitesse superficielle du gaz est au-dessus de cette valeur de 0,2 m/s, des bulles allongées plutôt poly-dispersées sont remarquées dans le régime d'écoulement des bouchons. En augmentant le confinement, c'est-à-dire pour $D=0,5$ mm, la mono-dispersité du diamètre équivalent est observée pour les régimes d'écoulement à bulles et à bouchons jusqu'à une vitesse superficielle du gaz de 0,06 m/s, correspondant à un nombre de Weber de 0,04. Cette valeur représente le début de la polydispersité. En dessous de cette valeur de la vitesse superficielle du gaz, la force de tension superficielle est dominante lors de l'augmentation du confinement, tandis que les forces d'inertie et de cisaillement deviennent plus faibles. Ainsi, l'effet de confinement tend à stabiliser le régime d'écoulement diphasique et réduit l'effet de dispersion de la taille des bulles.

La figure V.9 représente le rapport de la longueur du bulle de gaz par le diamètre de la conduite (L_g/D) en fonction de la vitesse apparente du gaz. Pour deux diamètres de la conduite 0,5 et 1 mm et pour une vitesse apparente du liquide de 0,079 m/s. Lorsque ce rapport est inférieur à l'unité, un écoulement de bulles est observé et s'il est supérieur à 1, un écoulement à bouchons ou annulaire est visualisé.

En analysant la dispersion de taille autour de la valeur moyenne (courbe en trait plein), on observe que cette dispersion est plus importante dans le régime d'écoulement à bouchons et elle diminue dans l'écoulement à bulles. Cependant, une diminution remarquable de la dispersion de la longueur de bulle est montrée en passant d'un tube de 1 mm à 0,5 mm de diamètre. Cela signifie que nous avons tendance à mono-disperser des bulles. Ainsi, l'écoulement a tendance à être plus uniforme le long du tube à mesure que son diamètre diminue.



(a) $D=1$ mm



$D=0,5$ mm

Figure V.9: Evolution de la longueur de bouchon du gaz en fonction de la vitesse apparente du gaz ($U_{LS}=0,079$ m/s, $d_b=0,11$ mm).

D'après les figures (V.8 et V.9), on met en évidence que lorsque le diamètre de la conduite augmente, les valeurs de transition du débit de gaz bulle/bouchon ou bouchon/annulaire se décalent vers des débits plus élevés.

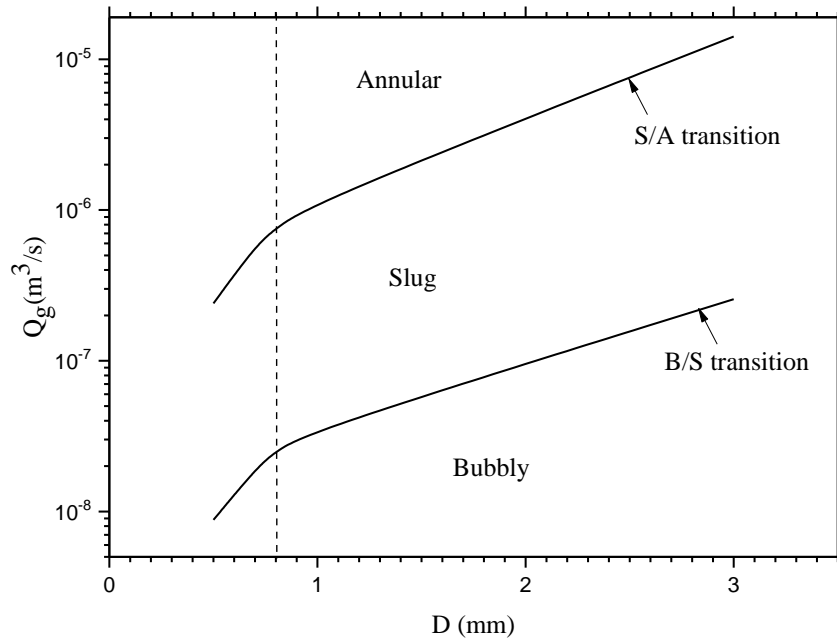
Ainsi, le débit critique du gaz correspondant à la transition bulle/bouchon et bouchon/annulaire est tracé sur la figure V.10a et en termes du nombre de Weber correspondant par rapport au nombre de capillaires (We et Ca sont basés sur vitesse moyenne) ou présenté également en termes de diamètre du tube par rapport au nombre de capillaires sur la figure V.10b. Ces courbes (figures V.10(a, b)) présentent deux parties avec une variation presque linéaire avec de différentes pentes caractérisant deux comportements différents.

On montre pour les deux transitions bulle/bouchon et bouchon/annulaire que le passage d'un comportement à l'autre se produit à peu près à la même valeur du diamètre du tube correspondant à 0,8 mm ($We=0,07$, $Co=14,28$).

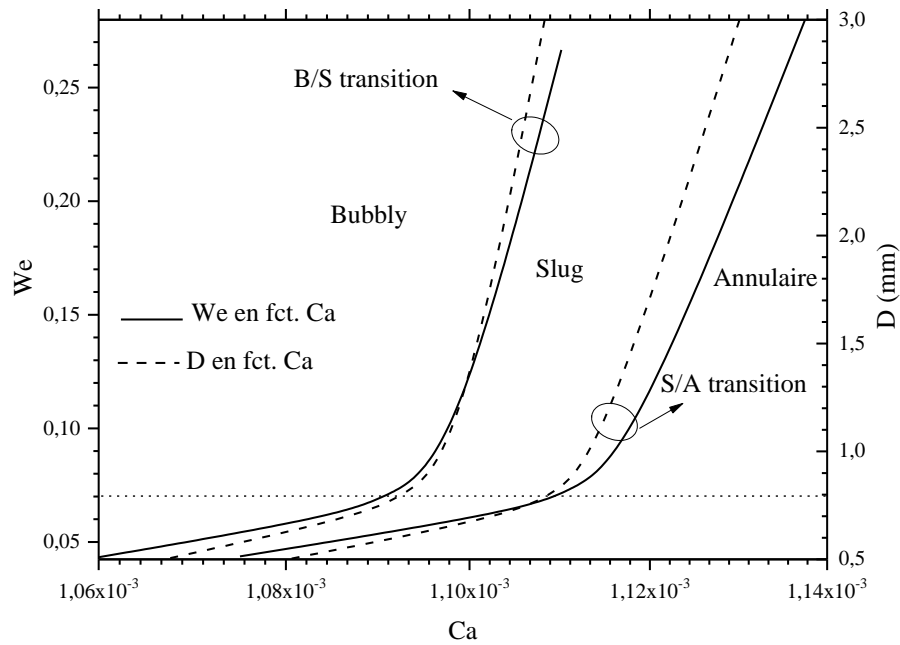
En effet, comme le montre la figure V.10b (D en fonction de Ca) en dessous de cette valeur de diamètre, une petite réduction du diamètre du tube induit une forte diminution du nombre de capillaires alors que pour les diamètres supérieurs à cette valeur, la pente du graphe D en fonction de Ca plus élevée signifie un une grande variation de D induit un faible effet de D sur le nombre de capillaires.

Ainsi, on peut en déduire que pour $D < 0,8$ mm, l'effet capillaire important fait que le confinement a moins d'impact sur les deux transitions, tandis que pour des valeurs plus élevées de D , le confinement affecte de manière significative à la fois les transitions bulle/bouchon et bouchon/annulaire.

L'épaisseur du film liquide est un autre paramètre important dans l'écoulement diphasique dans les micro-conduites. Ce film liquide est pris en compte pour l'écoulement bouchon et annulaire. Dans notre étude, nous supposons que nous pourrions théoriquement calculer l'épaisseur du film liquide même dans l'écoulement à bulles bien que cela n'ait aucune signification physique. Cela aide simplement à localiser le début du l'écoulement bouchon comme illustré à la figure V.11. En fait, il représente la section de passage de la phase liquide dans la section transversale du tube.



a) Valeurs de transition de Q_g en fonction du diamètre de la conduite D



b) Nombre de Weber en fonction du nombre capillaire (D en fct Ca)

Figure V.10: Courbes des transitions Bulle/bouchon and bouchon/Annulaire

($d_b=0,11$ mm, $U_L=0,08$ m/s).

La figure V.11 montre la variation de l'épaisseur du film liquide en fonction du débit de gaz pour un diamètre de tube de 0,8 mm, une buse d'injection d'air de 0,11 mm de diamètre et une vitesse superficielle de liquide de 0,079 m/s. Nous distinguons trois régions sur cette figure. Nous présentons la variation de δ dans la première zone correspondant à l'écoulement à bulles. Il montre une diminution lors de l'augmentation du débit de gaz en raison de la taille croissante des bulles. La valeur minimale de δ indique la transition vers l'écoulement de slug ($D_{\text{éq}}/D=1$). A partir de cette valeur, la courbe de l'épaisseur du film liquide présente un profil croissant au fur à mesure que le débit de gaz augmente. Cette seconde zone correspond à l'écoulement bouchon. L'écoulement annulaire est atteint lorsque l'épaisseur du film liquide a tendance à devenir constante et qu'il n'y a pas de changement de valeur lors de l'augmentation de la vitesse de la phase gazeuse. Le pic remarqué dans la courbe de δ indique la transition écoulement bouchon/annulaire ($L_g/L=1$). Ainsi, on peut conclure que l'épaisseur du film liquide peut être un autre nouveau paramètre qui définit numériquement les régimes d'écoulement diphasique et leurs transitions.

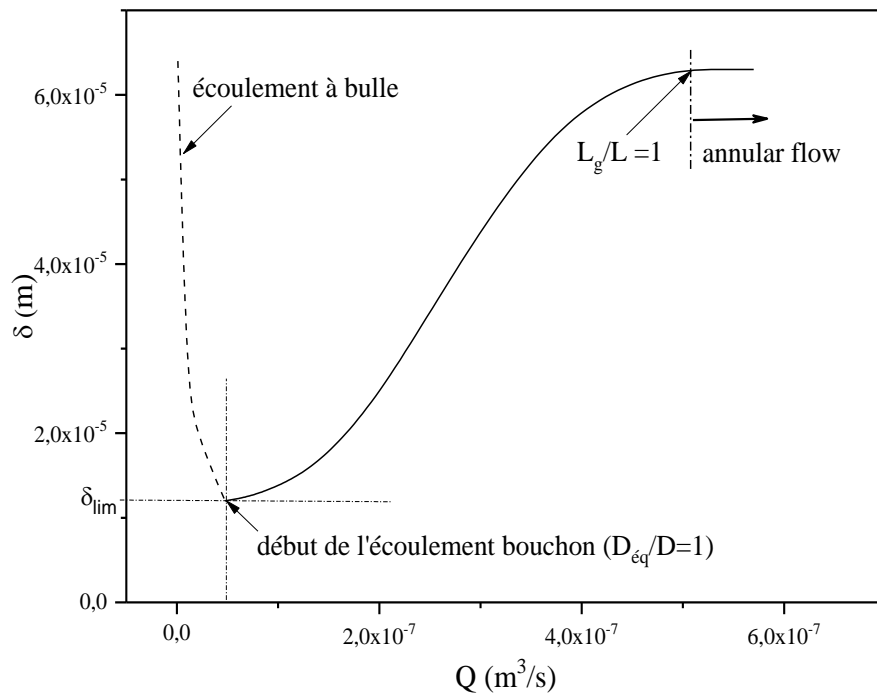


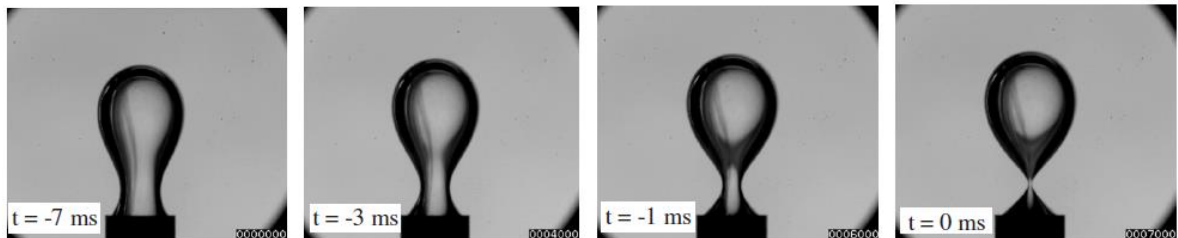
Figure V.11: Épaisseur du film liquide en fonction de débit du gaz ($D=0,8\text{mm}$, $d_b=0,11\text{mm}$, $U_{LS}=0,08\text{m/s}$).

V.3 Etude de la formation de bulle

V.3.1 Validation

Plusieurs comparaisons ont été faites avec les résultats de Georgoulas et al. (2015), Bari et al. (2013) et Quan et Hua (2008) et une bonne concordance a été trouvée. Dans cette partie, nous ne présentons que les résultats liés à la formation de bulles et la comparaison avec les résultats expérimentaux et numériques de Quan et Hua (2008). La comparaison est réalisée pour les mêmes conditions que les travaux expérimentaux et numériques de Quan et Hua (2008) pour la formation du col et le détachement des bulles. Soit $R_b=1,35 \times 10^3 \mu\text{m}$, $\rho_g=1,005 \text{ kg/m}^3$, $\rho_l=10^3 \text{ kg/m}^3$, $\mu_g=0,0142 \text{ mPa.s}$, $\mu_l=1,48 \text{ mPa.s}$, $\sigma=0,065 \text{ N/m}$ et $g=9,81 \text{ m/s}^2$.

a)



b)

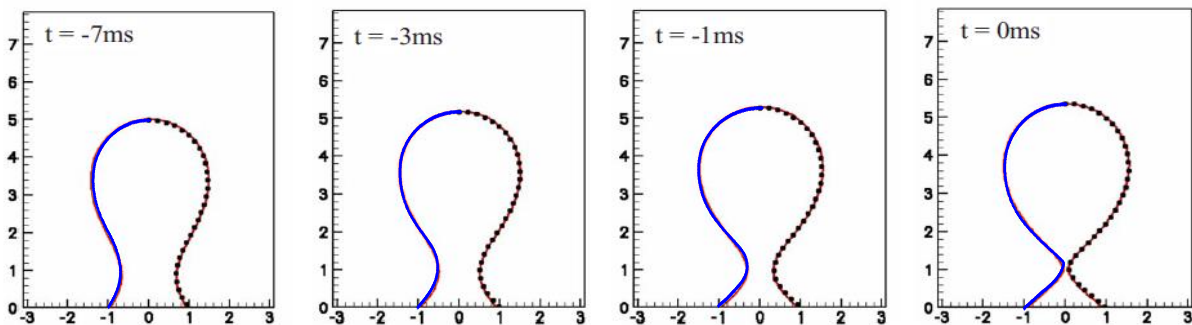


Figure V.12: Validation

a) processus Instantanés du pincement des bulles d'air dans l'eau observé expérimentalement par (Quan et Hua, 2008), b) comparaison des formes de bulles prédites par simulation (trait noir pointillé) et observées expérimentalement (trait rouge) (Quan et Hua, 2008) avec l'étude numérique actuelle (trait bleu) avant le moment du détachement ($t=0\text{s}$).

La figure V.12 illustre la comparaison du pincement d'une bulle d'air injectant verticalement d'une buse de 1,35 mm de rayon immergée dans l'eau au repos. Un très bon accord est observé avec nos résultats.

Par conséquent, on peut conclure que le code de calcul reproduit fidèlement les phénomènes de formation et de détachement de bulles, et il permet de mener en toute sécurité des expériences numériques visant à comprendre ce type de phénomènes. D'autres comparaisons ont été effectuées avec d'autres résultats expérimentaux. Ceux-ci seront présentés plus tard dans la section des résultats.

Dans ce qui suit, les résultats sont obtenus en considérant un écoulement à co-courant dans un tube de 500 μm de diamètre et une buse d'injection de 110 μm de diamètre intérieur et 210 μm de diamètre extérieur. Il transporte la phase gazeuse sur une longueur de $30 \times 10^3 \mu\text{m}$ avant de se mélanger à la phase liquide.

V.3.2 Visualisation numérique

Sur la base de la visualisation d'une bulle à partir de sa formation de la sortie de la buse d'injection jusqu'au détachement, la figure V.13 illustre la fonction de phase ϕ qui montre deux couleurs différentes, la couleur rouge représente la phase liquide et la couleur bleue représente la phase gazeuse. Le débit de gaz à l'entrée de la conduite est de $2,85 \times 10^{-9} \text{ m}^3/\text{s}$ et celui du liquide de $1,29 \times 10^{-8} \text{ m}^3/\text{s}$ correspondant à une vitesse de gaz superficielle de $14,52 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ et de liquide superficiel vitesse de $76,12 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ pour une orientation horizontale du tube. A partir de la figure V.13, nous remarquons que la formation de la bulle subit trois étapes, la première étape représente la croissance de la bulle, tandis que la seconde représente l'allongement de la bulle. La dernière étape représente la formation du col suivi du pincement et du détachement de la bulle. Pendant la première étape, c'est-à-dire l'étape d'expansion (figure V.13a), la bulle se développe avec le temps en raison de l'injection continue de gaz à travers la buse. La bulle reste toujours attachée à la buse sous l'effet de la force de tension superficielle et augmente rapidement de volume dans les deux sens du tube (radial et axial) ce qui lui donne une forme hémisphérique. La deuxième étape, c'est-à-dire l'étape d'élongation (figure V.13b) commence lorsque la bulle devient suffisamment

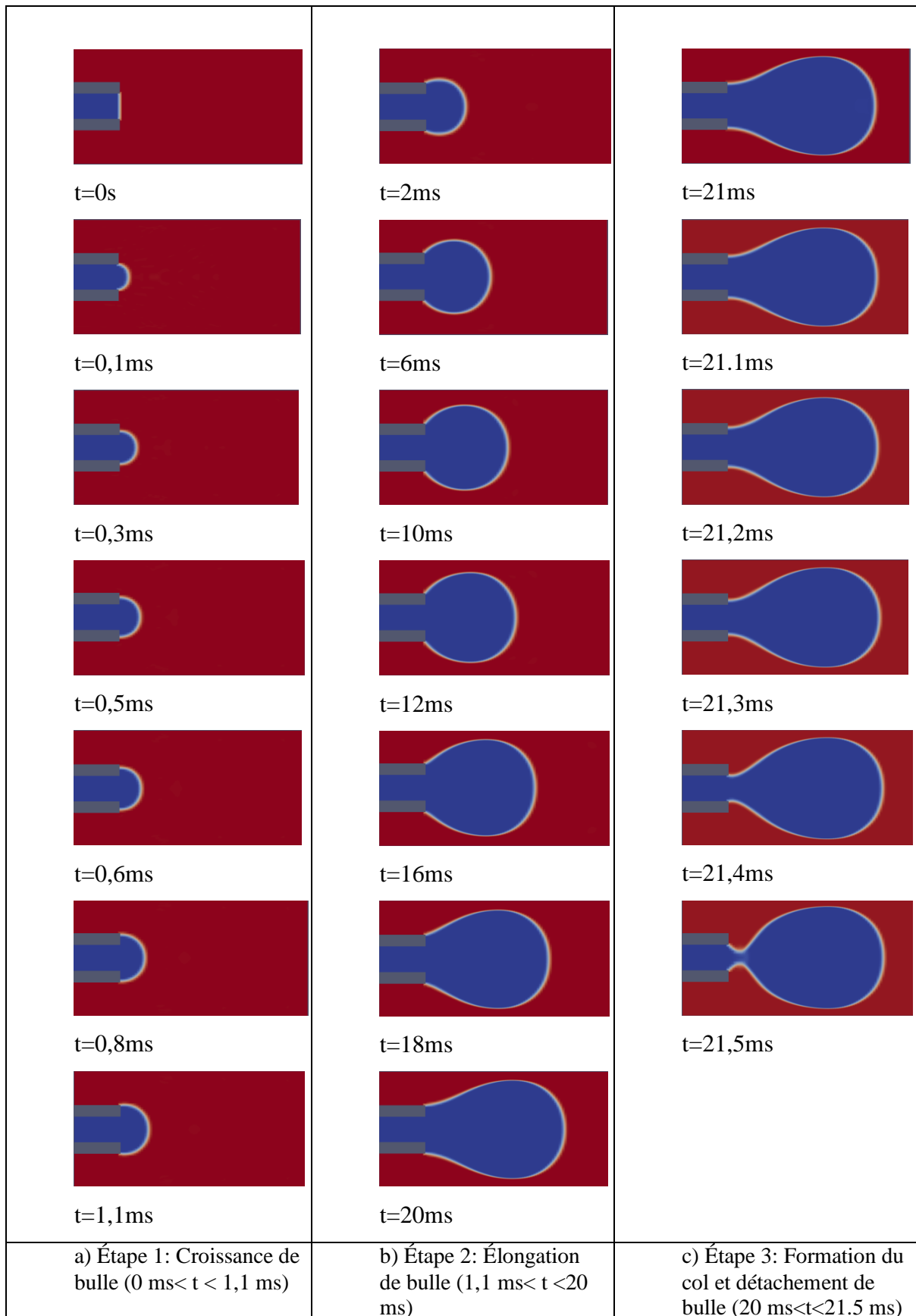


Figure V.13: Visualisation de la formation et du détachement des bulles ($U_{GS}=0,014 \text{ m/s}$, $U_{LS}=0,076 \text{ m/s}$).

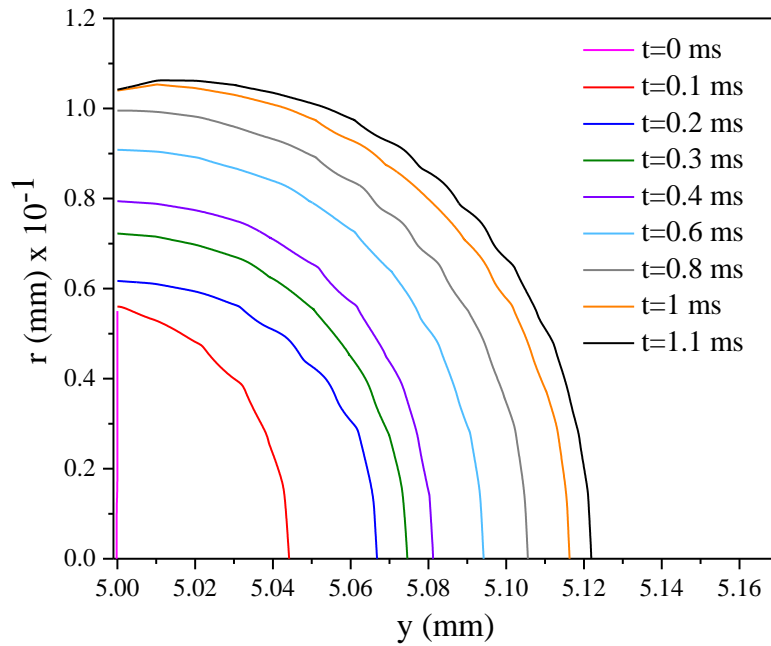
grande et qu'elle commence à s'étirer dans le sens de l'écoulement et à avoir une longueur supérieure à son rayon. La dernière étape, appelée étape de pincement (Fig.5.13c), commence lorsque la bulle est étirée à une certaine longueur, car la bulle allongée perd sa stabilité, elle se rétrécit vers l'intérieur créant un pincement près de sa base et éloignée de la buse formant un col. Le diamètre de ce dernier diminue avec le temps jusqu'à atteindre le détachement de la bulle à cette position. En effet, ce phénomène n'est qu'une conséquence des effets de la force de tension superficielle sur la bulle, qui maintient la bulle attachée à la paroi dans le premier et le deuxième étape, alors qu'il contribue à la formation du col et au décollement du bulle dans la dernière étape.

V.3.3 Évolution de la forme de la bulle et du mouvement de la ligne de contact

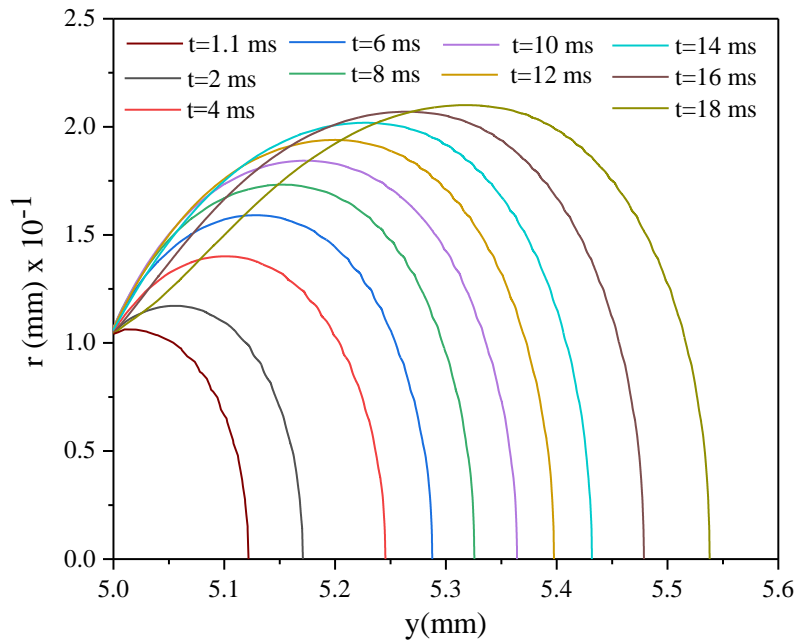
La figure V.14 représente l'évolution quantitative de la bulle en fonction du temps pour une conduite horizontale. L'injection continue du gaz induit l'augmentation du volume de la bulle qui génère une différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la bulle. Les effets de surface donnent naissance à des interfaces mobiles qui affectent de manière significative la forme de la bulle en fonction du temps.

Nous observons plusieurs étapes caractérisées par différentes formes de bulles telles que celles illustrées dans la figure V.14. Cette figure montre également que la ligne de contact est mobile en fonction du temps pour la première et la dernière étape de formation de bulles (figures V.14a et V.14c). Au cours de la première étape, la ligne de contact se déplace vers l'extérieur et son rayon augmente du rayon intérieur au rayon extérieur de la buse. Ensuite, au cours de la deuxième étape, la ligne de contact reste épinglée au bord extérieur de la paroi de la buse, tandis que la bulle continue de croître et de s'étirer (figure V.14b). Dans la dernière étape, la ligne de contact recule et son rayon diminue jusqu'au rayon intérieur de la buse. Elle est suivie de la formation du col (Fig. V.14c), qui se caractérise par l'inversion de la courbure de l'interface. A partir de ces figures, les trois étapes de formation de bulles qui ont été proposées dans la visualisation qualitative

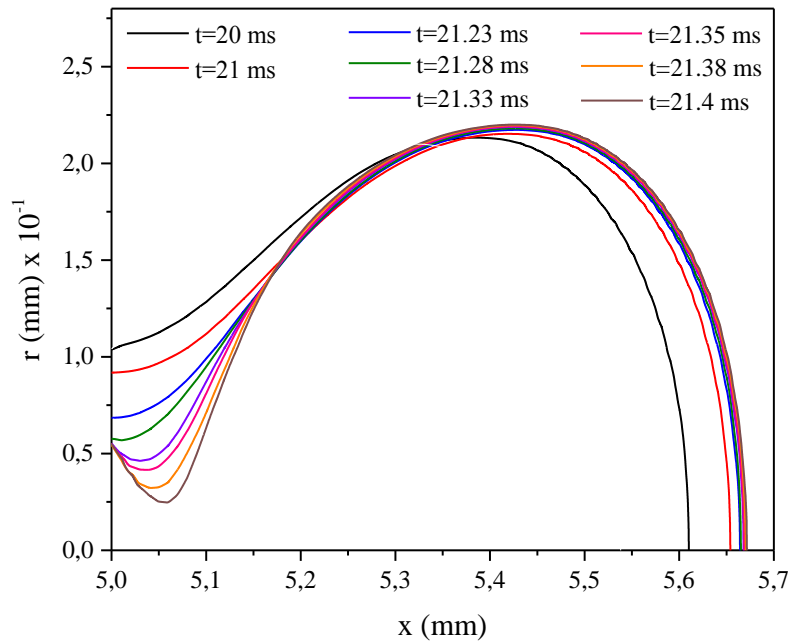
(Fig.V.13) ont été confirmées et classées en fonction de la forme de la bulle et du déplacement de la ligne de contact.



a) Étape 1: Croissance des bulles et augmentation du rayon de la ligne de contact ($0 < t < 1,1$ ms)



b) Étape 2: Allongement de la bulle et la ligne de contact épinglée ($1,1$ ms $< t < 20$ ms)



Étape 3: Diminution du rayon de la ligne de contact jusqu'au diamètre interne de la buse et formation du col en fonction du temps ($20 \text{ ms} < t < 21,5 \text{ ms}$)

Figure V.14: Evolution de la forme de la bulle et mouvement de la ligne de contact ($U_{GS}=0,014 \text{ m/s}$, $U_{LS}=0,076 \text{ m/s}$).

Avec la condition d'absence de vitesse de glissement au niveau des parois de la buse d'injection du gaz et sans réglage de l'angle de contact statique à $t=0 \text{ s}$, on obtient une ligne de contact mobile. En effet, pour confirmer ce résultat qui est illustré sur la figure V.6, nous avons tracé l'évolution du rayon de la ligne de contact R_0 en fonction du temps (figure V.15). Cette figure montre que la formation de la bulle est caractérisée par trois étapes mises en évidence par la visualisation (Fig. V.13) et la forme et la taille (Fig. V.14). La première étape intervient au début de la formation de bulles lorsque le temps est inférieur à une valeur critique $t=1,1 \text{ ms}$; dans cette étape, le rayon de la ligne de contact augmente rapidement et atteint le rayon extérieur en quelques millisecondes. La croissance de la bulle et son étirement se poursuivent dans la deuxième étape, où la ligne de contact est épinglée au rayon extérieur de la buse.

Cette étape dure la majeure partie de la période de formation des bulles et va jusqu'à l'instant $t=20$ ms. Dans la dernière étape à la fin de la formation des bulles, le rayon de la ligne de contact diminue rapidement jusqu'à atteindre le rayon intérieur de la buse. A ce moment, le col se forme et son diamètre diminue rapidement jusqu'à une valeur nulle ce qui provoque le décollement de la bulle.

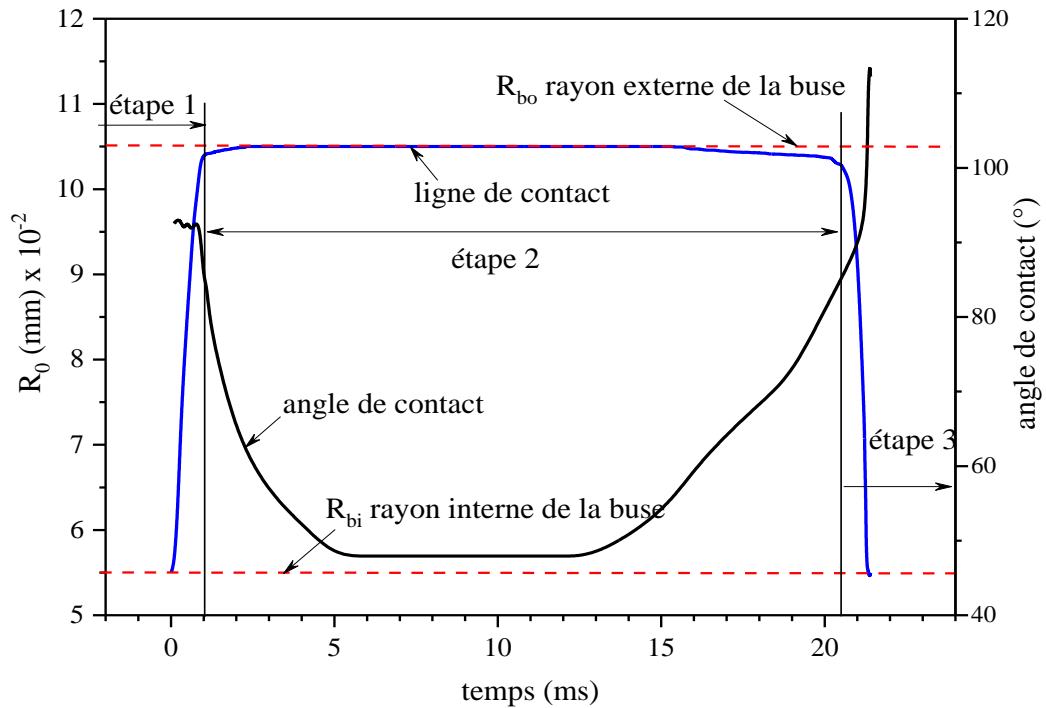


Figure V.15 : variation du rayon de la ligne de contact et de l'angle de contact en fonction du temps ($U_{GS}=0.014$ m/s, $U_{LS}=0.076$ m/s).

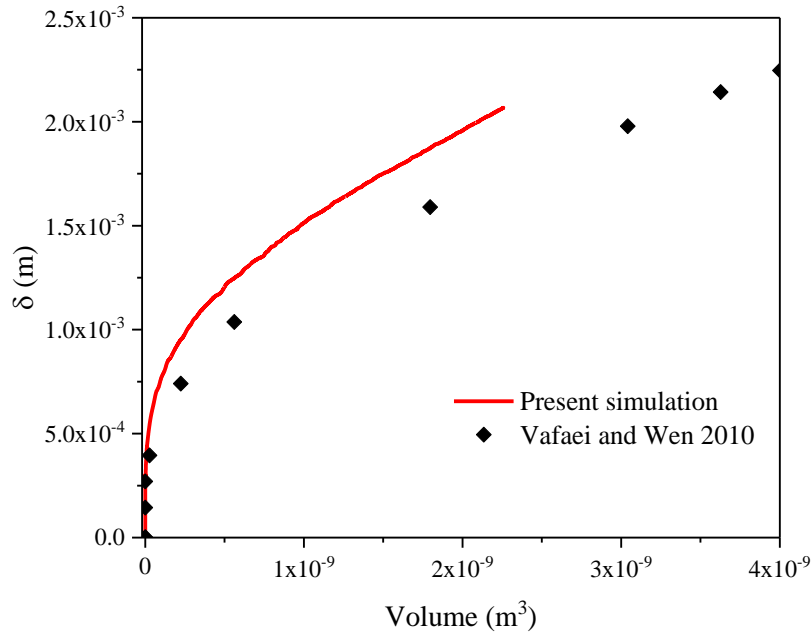
Comme mentionné précédemment, l'angle de contact n'est pas fixé à une valeur prescrite, mais varie instantanément. Il est défini comme l'angle entre la tangente à l'interface de la bulle et la paroi et est mesuré en phase liquide. La figure V.7 affiche également, sur l'axe droit, la variation de l'angle de contact instantané en fonction du temps. Il présente un plateau au début de la formation de la bulle suivi d'une forme en U. Ce plateau indique que l'angle de contact instantané est constant pendant une période très courte ($0 < t < 1$ ms), ce qui correspond au déplacement rapide de la ligne de contact (figures V.14a et V.15). La tendance de ce profil change à partir du moment $t=1,1$ ms. En effet, une décroissance rapide en fonction

du temps est observée au fur et à mesure que la bulle se déforme; puis un autre plateau est affiché, ce qui signifie que l'angle de contact est constant pendant la période $5 < t < 14$ ms, correspondant à l'étape d'étirement de la bulle pendant laquelle la ligne de contact est épinglée (Fig. V.14b et V.15). Ensuite, l'angle de contact augmente à nouveau avec le retour de la ligne de contact dans sa position initiale, ce qui correspond à un angle de contact égal à 90° . Alors que la dernière étape de détachement est caractérisée par l'augmentation de l'angle de contact $\Theta > 90^\circ$ en raison de la formation du col (Fig. V.14c).

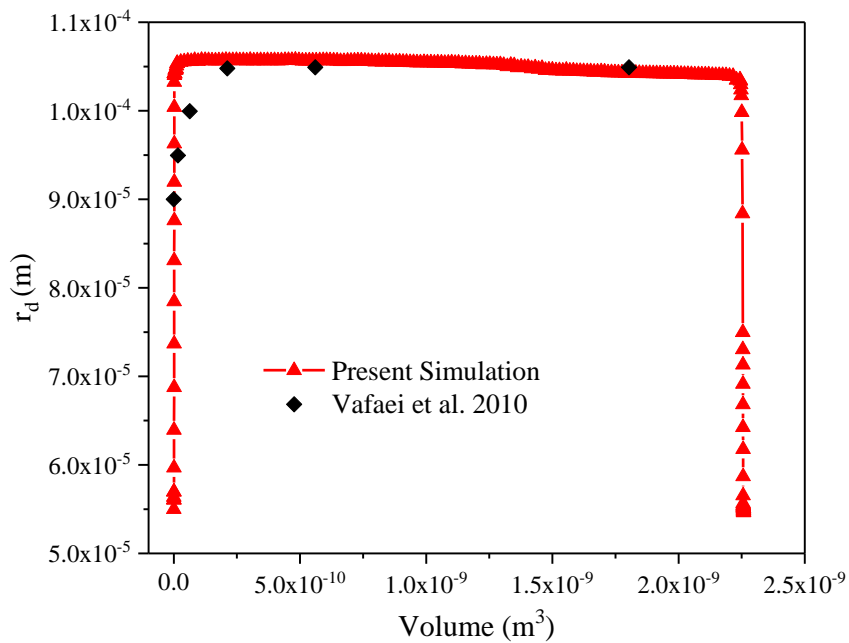
Les conditions de mouillabilité sont généralement définies en fonction de l'angle de contact. Si ces conditions sont projetées sur la variation de l'angle de contact dynamique (Fig. V.15), on constate qu'au début de la formation des bulles, l'angle de contact Θ est proche de 90° , la mouillabilité du fluide est neutre. Ensuite, l'angle de contact diminue jusqu'à une valeur optimale et pendant cette période le liquide mouille la paroi de la buse ($\Theta < 90^\circ$). Et à partir de ce minimum, l'angle de contact augmente jusqu'au décollement. Il passe par deux étapes, la première où $\Theta < 90^\circ$ et la deuxième étape où $\Theta > 90^\circ$ qui donne moins de murs mouillants. Dans cette étape, il y a une création du col suivi du détachement de la bulle. L'analyse des figures précédentes permet de comprendre la dynamique de la ligne de contact et de rechercher les paramètres dominants de ce phénomène ainsi que leur influence sur la formation des bulles.

Une étude de la littérature a montré que les études prenant en compte le mouvement de la ligne de contact sont plutôt rares. Vafaei et Wen (2010) ont rapporté le mouvement de la ligne de contact au niveau de l'orifice d'injection d'air pour analyser la formation de bulles émergeant d'une buse immergée dans de l'eau stagnante. Comme mentionné précédemment, nous avons effectué une comparaison avec les travaux de Vafaei et Wen (2010) dans les mêmes conditions c'est à dire pour le cas d'un débit d'air de $0,83 \text{ ml/mn}$ ($1,38 \times 10^{-8} \text{ m}^3/\text{s}$) et d'une buse dont les rayons intérieur et extérieur sont respectivement de $0,11 \text{ mm}$ et $0,21 \text{ mm}$. Pour les

mêmes conditions nos résultats numériques par rapport à ceux expérimentaux de ces auteurs ont montré une bonne concordance comme illustré sur la figure V.16.



a)



b)

Figure V.16: Variation de (a) la longueur de la bulle, (b) le rayon de la ligne de contact en fonction du volume de la bulle $Q_G=0.83$ ml/min.

La figure V.16a montre la variation de la longueur de la bulle en fonction du volume de la bulle et la figure V.16b représente la variation du rayon de la ligne de contact en fonction du volume de la bulle. La longueur de la bulle augmente rapidement au premier stade de la formation et maintient une augmentation régulière ultérieure au cours des deuxième et troisième étapes.

Le profil numérique et expérimental des figures V.8a montre des lois de variation identiques, mais les tailles de bulles au détachement sont différentes. Ceci est probablement dû à la cinétique de rétrécissement du col (3ème étape, Fig. V.16b). Cette cinétique est extrêmement rapide et il est difficile dans ce cas de la capturer expérimentalement avec une bonne précision. En effet, la durée entre le début de la formation du col et le décollement de la bulle est de quelques microsecondes (Fig. V.16b). Cette troisième étape de formation de bulles est très rapide et n'a pas été observée expérimentalement par Vafaei and Wen (2010). En fait, la distinction entre les différents points à cette étape nécessite des moyens de visualisation extrêmement rapides et typiquement une caméra capable de suivre des millions d'images par seconde.

V.3.4 Processus de détachement des bulles

Concentrons-nous sur la fin de la dernière étape c'est-à-dire sur le processus de détachement des bulles. La figure V.17 montre le rayon de la ligne de contact et le rayon du col pendant la dernière période du processus de 21 ms au détachement de la bulle. La courbe rouge représente le rayon de la ligne de contact et la courbe bleue le rayon du col. Le détachement de la bulle se caractérise par un changement très rapide de la forme de la bulle au fur et à mesure de la formation du col. Cette figure révèle que la formation du col commence lorsque la ligne de contact quitte le rayon extérieur pour ensuite se fixer sur le rayon intérieur de la buse. Cette figure montre une diminution rapide du rayon du col jusqu'au décollement de la bulle. A partir de cette figure, on peut noter que le rétrécissement du col évolue lentement jusqu'à $t=21,40$ ms. Ensuite, il diminue fortement pour pincer la bulle au moment du détachement. Dans le processus de formation du col, la pression dans la phase gazeuse devient moins importante, entraînant une déformation de l'interface de la

bulle due à la pression capillaire. L'effet de la force de tension superficielle accélère ainsi le pincement et le décollement de la bulle. De plus, si l'on suit la localisation axiale du col, on observe une augmentation linéaire de sa position avec le temps avant une accélération rapide pour produire le décollement en quelques microsecondes (0,01 ms). On constate que le décollement de la bulle ne se produit pas à la sortie de la buse, mais à son voisinage immédiat à une distance d'environ 0,5 fois le diamètre de la buse.

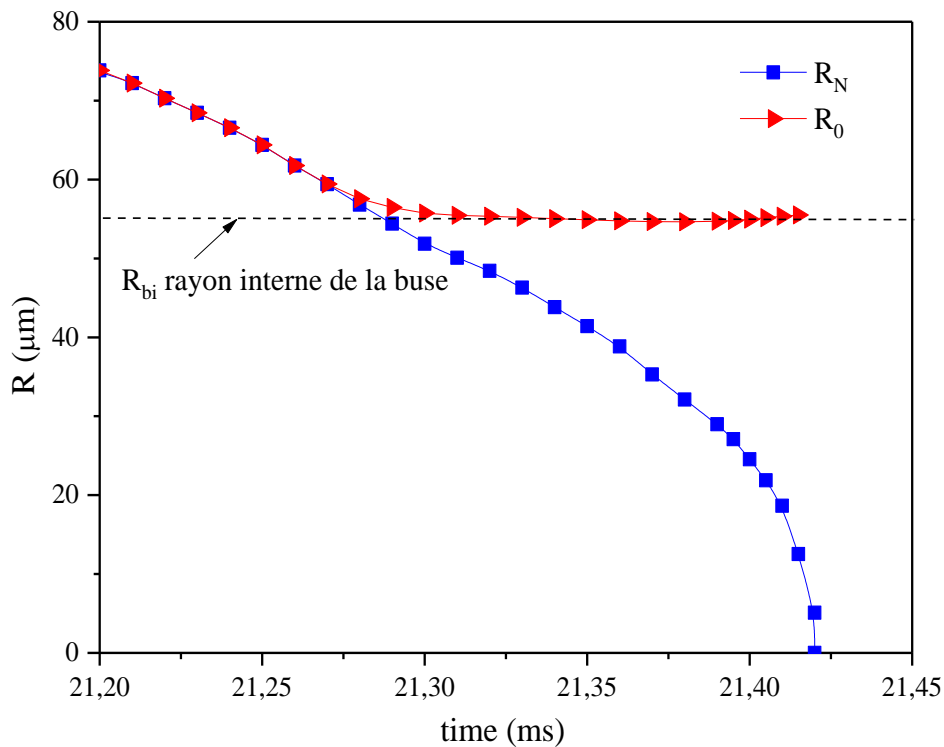


Figure V.17: Variation du rayon de la ligne de contact et du rayon de col en fonction du temps dans les derniers instants avant le détachement de la bulle ($U_{GS}=0.014$ m/s, $U_{LS}=0.076$ m/s).

V.3.5 Analyse des forces appliquées sur la bulle lors de sa formation dans un écoulement ascendant.

L'analyse précédente liée à la visualisation, à la forme et à la taille de la bulle reste une analyse plutôt qualitative et ne permet pas d'en comprendre pleinement les

causes. La figure V.18 montre les forces verticales agissant sur la bulle. On distingue deux types de forces, celles ayant un rôle d'attachement (F_{AM} , F_S , F_D) et celles agissant pour détacher la bulle (F_P , F_B , F_M). Ces forces sont définies comme suit:

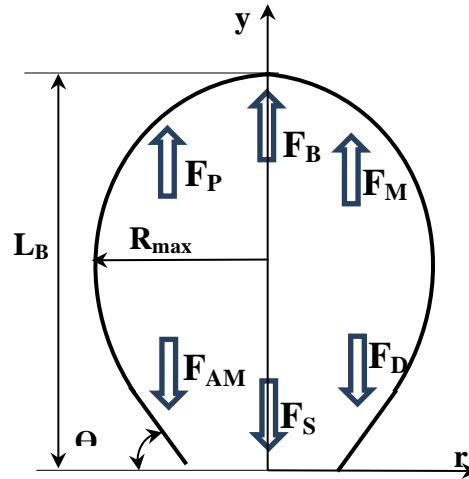


Figure V.18: Schéma montrant les forces verticales agissant sur une bulle lors de sa formation.

Les forces exercées sur la bulle pendant sa formation sont données par des auteurs et se sont répertorié dans ce qui suit :

- La force de gravité F_B est donnée par Teresaka and Tsuge (1993) :

$$F_B = (\rho_L - \rho_G) g V_B \quad (V.1)$$

Où V_B est le volume de la bulle

- La force d'inertie du gaz F_M (gas momentum force) résulte de la quantité de mouvement du gaz à travers l'orifice est donnée par Martin et al. (2006):

$$F_M = \frac{\rho_G}{\pi r_0^2} \left(\frac{d Y_{CM}}{dt} \right)^2 \quad (V.2)$$

Y_{CM} : représente le centre de gravité de la bulle

➤ La force de tension superficielle F_S est donnée par Duhar and Colin (2006):

$$F_S = 2 \pi r_0 \sigma \sin \theta \quad (V.3)$$

➤ La force de traînée visqueuse F_D avant le détachement est principalement déterminée par la croissance du centre de gravité de la bulle (dY_{CM}/dt) et donnée par Zhang et Shoji, (2001):

$$F_D = \frac{1}{2} \pi \rho_L C_D r_B^2 \left(\frac{d Y_{CM}}{dt} \right)^2 \quad (V.4)$$

Où est le coefficient de traînée donné en fonction du nombre de Reynolds par Nahra et Kamotani (2003) :

$$C_D = \frac{15.34}{Re} + \frac{2.163}{Re^{0.6}} \quad (V.5)$$

$$Re = \frac{\rho_L U_G d_{bi}}{\mu_L} \quad (V.6)$$

➤ La force de la masse ajoutée (F_{AM}) provient de la croissance des bulles et du déplacement résultant de fluide environnant. Ainsi, F_{AM} est la résistance du liquide aux changements d'interface de la bulle ; elle est donnée par Li et al. (2002).

$$F_{AM} = -\frac{d}{dt} \left[\left(\rho_G - \frac{11}{16} \rho_L \right) V_B \frac{d Y_{CM}}{dt} \right] \quad (V.7)$$

➤ La force de pression F_P est donnée par :

$$F_P = (P_G - P_L) \pi r_0^2 \quad (V.8)$$

P_G et P_L étant la pression dans le gaz et dans le liquide respectivement.

A chaque pas du temps, le solveur d'OpenFOAM fournit les données de vitesse, de pression et de fraction volumique. Un programme informatique est ensuite écrit en

C ++ pour calculer les paramètres géométriques de la bulle, son volume, sa surface et toutes les forces exercées sur la bulle.

La figure V.19 montre l'évolution des forces agissant sur la bulle en fonction du temps qui contrôlent le processus de formation. Ces forces sont divisées en deux groupes principaux selon leur influence sur la formation (Duhar et Colin, 2006, Bari et Robinson, 2012).

Le premier groupe favorise le détachement de la bulle et comprend la force de flottabilité et la force de pression, l'autre groupe de forces résiste au détachement des bulles et agit pour maintenir la bulle attachée à l'orifice comme force de tension superficielle. Dans des conditions quasi-statiques, seules la force de gravité, la force de pression, la force de tension superficielle ainsi que la résultante de toutes les forces mentionnées ci-dessus sont indiquées sur cette figure. Les autres forces restent négligeables.

À partir de cette figure, nous remarquons les trois étapes de la formation des bulles comme indiqué précédemment. Rappelons que les forces négatives jouent un rôle d'attachement et les forces positives un rôle de détachement.

Pour la première étape, l'amplitude de la force de tension superficielle augmente jusqu'à une valeur maximale ainsi que la force de pression. Cependant, l'amplitude de la force de tension superficielle est toujours plus grande. En effet, le déplacement de la ligne de contact induit l'augmentation de la force de la tension superficielle afin de maintenir la bulle accrochée à la buse. La dominance de cette force, qui est une force de fixation, ne permet pas le détachement par d'autres forces appliquées sur la bulle. Dans cette étape, l'angle de contact dynamique est quasiment constant et n'a donc aucune influence sur la formation de la bulle et les forces appliquées sur celle-ci.

Néanmoins, le déplacement de la ligne de contact a une influence remarquable sur les efforts appliqués sur la bulle et sur sa formation. De plus, l'optimum des efforts qui limite cette étape correspond à la limite supérieure du rayon de la ligne de contact qui est égal au rayon extérieur de la buse (Fig. V.7).

Pour la deuxième étape, l'amplitude de la force de tension superficielle diminue, puis elle reste relativement constante pendant que la ligne de contact est

épinglée sur le rayon extérieur de la buse. Par conséquent, le comportement de la force de tension superficielle est plutôt influencé par l'angle de contact instantané (Fig. V.7).

La diminution de la force de pression lors de cette étape de formation s'explique par la différence de pression entre les deux phases car le rayon de la ligne de contact est fixe.

Au cours de la troisième étape, une diminution de l'amplitude de la force de la tension superficielle est observée et à la fin du processus une forte diminution de la force de la tension superficielle entraîne le pincement et le détachement de la bulle.

L'évolution de la force de pression montre une décroissance rapide avec le retour de la ligne de contact à sa position initiale au rayon intérieur de la buse. Cela coïncide avec le début de la formation du col et l'inversion de la courbure de l'interface.

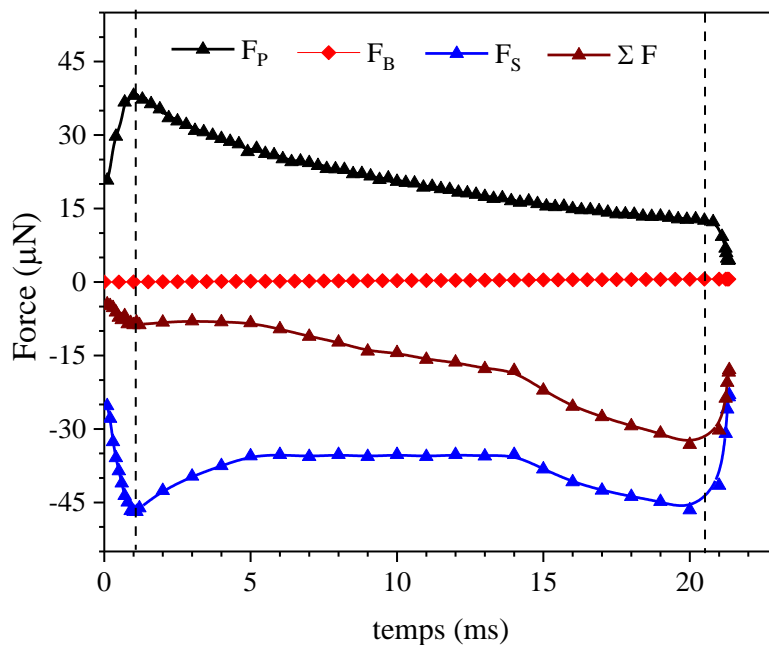


Figure V.19: Evolution des forces verticales agissant sur la bulle.

Cependant, la force de tension superficielle diminue principalement en raison du mouvement vers l'intérieur de la ligne de contact et de la diminution de son rayon ainsi que de l'augmentation de l'angle de contact sur 90° . En revanche, on peut souligner que bien que le tube soit vertical et que l'on considère un écoulement ascendant, la force de gravité ne joue pas de rôle significatif dans ce contexte de bulles de petite taille. La force de gravité augmente très légèrement linéairement avec le temps (jusqu'à $0,6 \mu\text{N}$), mais reste négligeable par rapport aux autres forces.

Après avoir examiné les mécanismes possibles de formation de bulles pour un très faible nombre de Reynolds, nous avons constaté que le mécanisme de détachement des bulles pouvait être causé par la force de tension superficielle dans ces conditions.

Contrairement à l'approche mécaniste classique où la tension superficielle a un rôle d'accrochage à la buse d'injection, dans ce cas, la tension superficielle peut jouer un double rôle, elle provoque la fixation de la bulle sur la buse pendant les 2 premières étapes puis elle contribue à déstabiliser l'interface lors de la dernière étape, en créant le col qui est suivi du pincement et du décollement de la bulle. Dès la naissance de la bulle au niveau de la buse d'injection en forme de calotte sphérique, elle augmente de volume tandis que la ligne de contact se déplace vers l'extérieur. Ensuite, il continue d'augmenter en volume et en s'étirant tandis que la ligne de contact est épinglée au rayon extérieur de la buse et qu'un col cylindrique est formé. Il est suivi d'un mouvement vers l'intérieur de la ligne de contact jusqu'à sa position initiale, puis l'effet de déstabilisation de la force de tension superficielle commence et génère une caractéristique de surface minimale illustrée par le rétrécissement du col. Cela s'amplifie jusqu'au pincement et au détachement de la bulle de forme sphérique.

Cette description est vérifiée par l'évaluation du rapport surface/volume de la bulle de sa naissance à sa rupture (Fig. V.20). Cette figure montre une dégradation continue de cette surface spécifique depuis la formation de la bulle au niveau de la buse d'injection jusqu'au décollement au niveau du col.

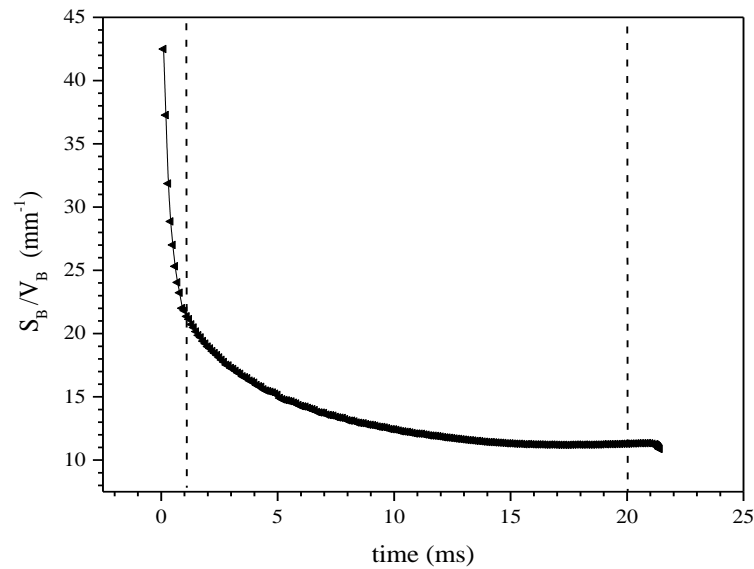


Figure V.20: Evolution du Rapport Surface/Volume en fonction du temps
($U_{GS}=0.014$ ms $U_{LS}=0.076$ m/s).

V.3.6 Effet du mouvement de la ligne de contact

Afin de mettre en évidence l'influence du mouvement de la ligne de contact sur les forces appliquées sur la bulle, nous avons considéré les cas d'une ligne de contact libre et d'une ligne de contact fixe au niveau de la buse d'injection (Fig. V.21). Le cas de la figure V.21b se réfère à une ligne de contact épinglée au rayon interne de la buse comme cela est fait dans la plupart des travaux rapportés dans la littérature. Il est clair que le rayon de la ligne de contact impacte directement les forces exercées sur la bulle et en particulier la force de tension superficielle et a un effet significatif sur la formation des bulles, le temps de détachement et la taille de la bulle. On montre que l'hypothèse d'une ligne de contact fixe réduit sensiblement l'amplitude de la force de tension superficielle et ne montre pas la première étape de la formation de bulles comme décrit précédemment.

De plus, la différence réside dans le temps de détachement, le volume de la bulle détachée et les forces appliquées sur la bulle. En effet, le temps de détachement lors de la fixation de la ligne de contact est réduit de plus de 30% par rapport à celui d'une ligne de contact mobile.

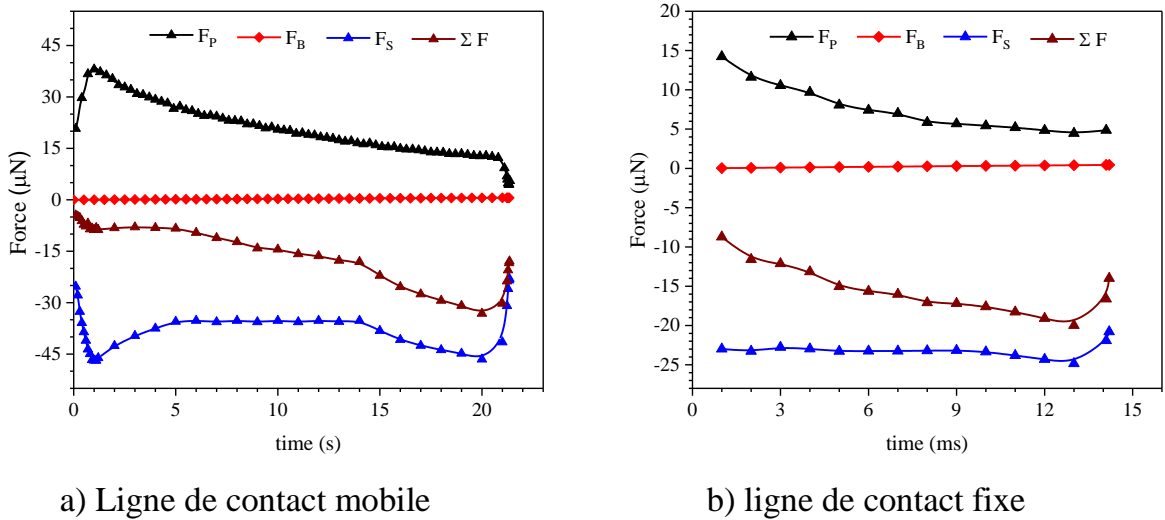


Figure V.21: Effet de mouvement de la ligne de contact sur les forces appliquées sur la bulle.

Le volume de la bulle détachée produite avec une ligne de contact mobile est proche de 1,5 le volume de la bulle détachée en supposant une ligne de contact épinglée. De plus, une différence remarquable entre les forces de pression est observée dans les deux cas. La force de pression avec une ligne de contact mobile est supérieure à celle avec une ligne de contact fixe, c'est-à-dire que la pression à l'intérieur de la bulle pour le premier cas est supérieure à celle du second cas. Néanmoins, la force de la tension superficielle est dominante dans les deux cas et la force de gravité est négligeable.

V.4 Conclusion

Le comportement hydrodynamique est analysé pour des tubes de 3, 1 et 0,5 mm de diamètre dans lesquels s'écoulent les deux fluides avec des vitesses superficielles de l'air et du liquide comprise entre 0,001 et 1,8 m/s et 0,005 et 0,079 m/s, respectivement. Les résultats permettent de mettre en évidence l'influence des vitesses superficielles des fluides, du diamètre du tube sur les structures d'écoulement diphasique. L'effet du confinement via la variation du diamètre du tube est étudié et différents modèles d'écoulement sont prévus, à savoir, à bulles, à bouchons et annulaire visualisé

L'approche basée sur le diamètre de bulle équivalent permet de déterminer clairement les transitions entre les différents modèles d'écoulement. Les résultats ont montré que le confinement a un effet significatif sur les transitions bulle/bouchon et bouchon/annulaire dans les tubes de taille mini ($D > 0,8$ mm qui correspond à un nombre de Weber de 0,07 et un nombre de confinement Co de 14,28) et moins d'influence dans les micro-tubes de taille ($D < 0,8$ mm). L'analyse de l'épaisseur du film liquide a également montré qu'il pouvait s'agir d'un autre paramètre définissant clairement les limites entre les différents modèles d'écoulement.

En prenant en considération les limites de transition trouvées par les cartes d'écoulement diphasique tracées précédemment. Une étude de la croissance et du détachement des bulles dans un écoulement diphasique co-courant dans un micro-tube cylindrique est réalisée pour analyser le rôle de la force de tension superficielle avec ou sans gravité.

L'étude de la croissance et du détachement des bulles dans un micro-tube cylindrique est réalisée pour analyser le rôle de la force de tension superficielle avec ou sans gravité. Deux configurations sont envisagées, un écoulement axisymétrique horizontal en l'absence de gravité et un écoulement ascendant en présence de gravité.

Les résultats de la prédiction montrent que le décollement de la bulle ne se produit pas à la sortie de la buse, mais au voisinage immédiat de la buse à une

distance d'environ 0,5 fois le diamètre de la buse. Pour les très petites buses, le diamètre de la bulle est inférieur à la longueur du capillaire (régime capillaire), nous avons montré que les forces gravitationnelles n'ont aucune influence sur le détachement des bulles ni sur leur taille même en présence de gravité.

Cette étude a mis en évidence le rôle de la force de tension superficielle et son importance sur la croissance et le détachement des bulles. Il agit comme une force de fixation au niveau de la buse d'injection pendant la phase de croissance des bulles jusqu'à la formation du col. Les effets capillaires ont alors tendance à réduire le diamètre du col jusqu'au pincement et à provoquer le décollement de la bulle.

L'analyse au niveau de la paroi est utilisée pour décrire le mouvement de la ligne de contact pendant le processus de croissance des bulles et son effet significatif sur la formation des bulles. Nous avons mis en évidence une influence de la ligne de contact sur la taille des bulles formées selon que la ligne de contact est fixe ou mobile.

Nous avons montré que le temps de détachement est sensiblement réduit lorsque la ligne de contact est fixe par rapport à celle d'une ligne de contact mobile, produisant ainsi des bulles de plus petite taille. L'étude comparative entre les efforts appliqués sur la bulle a permis de mettre en évidence l'influence significative de la ligne de contact.

Conclusion générale et perspectives

Dans le présent travail, une analyse numérique des structures d'écoulement diphasique air-eau dans un mini/micro conduit est réalisée dans la première partie. L'étude de la croissance et du détachement des bulles dans un écoulement diphasique co-courant dans un micro-tube cylindrique est effectuée pour analyser le rôle de la force de tension superficielle avec ou sans gravité. Deux configurations sont envisagées, un écoulement axisymétrique horizontal en l'absence de gravité et un écoulement ascendant en présence de gravité.

De ce fait, Une synthèse bibliographique sur les écoulements diphasique dans les micro-conduites ainsi que la formation de la bulle sortant d'un micro-orifice a été effectuée. Une formulation mathématique utilise les équations gouvernantes de l'écoulement diphasique a été réalisée. Le code open source "OpenFOAM" est implémenté pour simuler le mécanisme de croissance et de détachement des bulles pour un écoulement diphasique air-eau dans un micro-tube en utilisant la méthode Volume of Fluid pour suivre l'interface mobile.

Le comportement hydrodynamique est analysé pour des tubes de 3, 1 et 0,5 mm de diamètre intérieur dans lesquels s'écoulent les deux fluides avec une vitesse superficielle de l'air et de liquide comprise entre 0,001 et 1,8 m/s et 0,005 et 0,079, respectivement. Les résultats permettent de mettre en évidence l'influence des vitesses superficielles des fluides et du diamètre du tube sur les structures d'écoulement diphasique. L'effet du confinement via la variation du diamètre du tube est étudié. Différents modèles d'écoulement sont prévus, à savoir, à bulles, à bouchons et annulaire.

L'approche basée sur le diamètre de bulle équivalent permet de déterminer clairement les transitions entre les différents modèles d'écoulement. Les résultats

ont montré que le confinement a un effet significatif sur les transitions bulles/bouchons et bouchons/annulaire dans les tubes de taille mini ($D > 0,8$ mm qui correspond à un nombre de Weber de 0,07 et un nombre de confinement Co de 14,28) et moins d'influence dans les micro-tubes de taille ($D < 0,8$ mm). L'analyse de l'épaisseur du film liquide a également montré qu'il pouvait s'agir d'un autre paramètre définissant clairement les limites entre les différents modèles d'écoulement.

La seconde partie de ce chapitre est focalisée sur l'étude de la structure d'écoulement à bulles en prenant en considération les limites de transition trouvées par les cartes d'écoulement diphasique tracées précédemment. Ainsi, nous allons étudier le mécanisme de la formation de la bulle du gaz sortant de la buse d'injection avec et sans gravité.

Les résultats de la prédiction montrent que le détachement de la bulle ne se produit pas à la sortie de la buse, mais au voisinage immédiat de la buse à une distance d'environ 0,5 fois le diamètre de la buse.

Pour les très petites buses, le diamètre de la bulle est inférieur à la longueur du capillaire (régime capillaire), nous avons montré que les forces gravitationnelles n'ont aucune influence sur le détachement des bulles ni sur leur taille même en présence de gravité.

Cette étude a mis en évidence le rôle de la force de tension superficielle et son importance sur la croissance et le détachement des bulles. Il agit comme une force de fixation au niveau de la buse d'injection pendant la phase de croissance des bulles jusqu'à la formation du col. Les effets capillaires ont alors tendance à réduire le diamètre du col jusqu'au pincement et à provoquer le détachement de la bulle.

L'analyse au niveau de la paroi est utilisée pour décrire le mouvement de la ligne de contact pendant le processus de croissance des bulles et son effet significatif sur la formation des bulles. Nous avons mis en évidence une influence de la ligne de contact sur la taille des bulles formées selon que la ligne de contact est fixe ou mobile.

Nous avons montré que le temps de détachement est sensiblement réduit lorsque la ligne de contact est fixe par rapport à celle d'une ligne de contact mobile, produisant ainsi des bulles de plus petite taille. L'étude comparative entre les efforts appliqués sur la bulle a permis de mettre en évidence l'influence significative de la ligne de contact.

Les perspectives à ces travaux consistent à :

- Effectuer des investigations expérimentales en étudiant l'influence de la ligne de contact sur les structures d'écoulement diphasique.(exemple: pont liquide)
- Nous poursuivrons également les études des écoulements diphasiques par simulations numériques afin d'obtenir des informations locales et d'évaluer les contraintes s'exerçant sur les phases et les épaisseurs du film liquide pour les structures à poche et annulaire.

Références

- Albadawi, A., Donoghue, D. B., Robinson, A. J., Murray, D. B. & Delauré, Y. M. C., (2013). On the analysis of bubble growth and detachment at low Capillary and Bond numbers using Volume of Fluid and Level Set methods. *Chem. Eng. Sci.*90, 77–91.
- Albadawi, A. , Donoghue, D. , Robinson, A. , Murray, D. , Delauré, Y. , (2013). Influence of surface tension implementation in volume of fluid and coupled volume of fluid with level set methods for bubble growth and detachment. *Int. J. Multiphase Flow* 53, 11–28.
- Barhate,R.S.,Patil,G., Srinivas,N.D.&Raghavarao,K.S.M.S. (2004). Drop formation in aqueous two-phase systems, *J. Chromatogr. A* 1023, 197–206.
- Bari, S. di & Robinson, A. J. (2013). Experimental study of gas injected bubble growth from submerged orifices.*Exp. Therm. Fluid Sci.*44, 124–137.
- Bari, S., Lakehal, D. & Robinson, A. J. (2013). A numerical study of quasi-static gas injected bubble growth: Some aspects of gravity. *Int. J. Heat Mass Transf.*64, 468–482.
- Buwa, V., Gerlach, D., Durst, F. , Schlucker, E., (2007) Numerical simulations of bubble formation on submerged orifices: period-1 and period-2 bubbling regimes, *Chemical Engineering Science* 62, 7119.
- Bourlioux. A., (1995). A coupled level-set volume-of-fluid algorithm for tracking material interfaces. In *Sixth International Symposium on Computational Fluid Dynamics*, Lake Tahoe, California, United States.
- Brackbill, J.U., Zemach, C. &Kothe,D.B. (1992). A continuum method for modeling surface tension, *J. Comput.Phys.* 100, 335–354.
- Carlson, A., Kudinov, P., Narayanan, C., (2008). Prediction of two-phase flow in small tubes: a systematic comparison of state-of-the-art CMFD codes. In: *5th European Thermal-Sciences Conference*. The Netherlands.
- Chakraborty, I., Ray, B., Biswas, G., Durst, F., Sharma, A., Ghoshdastidar, P.S., (2009). Detachment from submerged orifice in quiescent liquid under normal and reduced gravity, *Physics of Fluids* 21 (2009) 062103.
- Chakraborty,I., Biswas, G., Ghoshdastidar, P.S. , (2011) . Bubble generation in quiescent and co-flowing liquids, *Int. J. Heat Mass Transfer* 54 4673–4688.
- Chen, W. L., Twu, M. C., Pan, C., (2002). Gas–liquid two-phase flow in micro-channels. *Int. J. of Multiphase Flow* 28, 1235–1247.
- Chen, C., Fan, L.S., (2004). Discrete simulation of gas–liquid bubble columns and gas–liquid–solid fluidized beds. *AIChE J.* 50 (2), 288–301.
- Chen,C.T.,Maa,J.R., Yang, Y.M.&Chang, C.H. (2001). Drop formation from flat tip nozzles in liquid–liquid system, *Int. Commun. Heat Mass Transfer* 28.681–692.
- Chen, Y., Mertz, R., Kulenovic, R., (2009). Numerical simulation of bubble formation on orifice plates with a moving contact line. *Int. J. Multiphase Flow* 35 (1), 66–77.

- Chinnov, E. A., Kabov, O. A., (2006). Two-Phase Flows in Pipes and Capillary Channels. *High Temperature*. Vol. 44, No. 5, pp. 773–791.
- Chung, P. M. Y., Kawaji, M., (2004). The effect of channel diameter on adiabatic two-phase flow characteristics in microchannels. *Int. J. of Multiphase Flow* 30 735–761.
- Coleman, J.W., Garimella, S., (1999). Characterization of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes. *Int. J. Heat Mass Transfer* 42, 2869 –2881.
- Corchero, G., Medina, A. & Higuera, F. J. (2006). Effect of wetting conditions and flow rate on bubble formation at orifices submerged in water. *Colloids Surfaces A Physicochem. Eng. Asp.* 290, 41–49.
- Cubaud, T., Ho, C.M., (2004). Transport of bubbles in square microchannels. *Physics of Fluids* 16 (12), 4575–4585.
- Damianides, C. A., Westwater, J. W., (1988). Two-phase flow patterns in a compact heat exchanger and in small tubes. In: *Proceedings of the Second UK National Conference on Heat Transfer*, pp. 1257–1268.
- Daly, B.J., and Pracht, A.E., (1968). Numerical study of density current surges. *Physics of Fluids*, 11 :15–30.
- Das, A. K. & Das, P. K. (2015). Numerical Study of Bubble Formation from Submerged Orifice under Reduced Gravity Condition. *Procedia IUTAM* 18, 8–17.
- Davidson, J.F. & Schüler, B.O.G. (1960). Bubble formation at an orifice in a viscous liquid, *Trans. Inst. Chem. Eng.* 38, S105–S115.
- Doshi, P., Cohen, I., Zhang, M., Siegel, W.W. Howell, P. & Basaran, O.A. Nager, S.R. (2003). Persistence of memory in drop breakup: the breakdown of universality, *Science* 302 1185–1188.
- Duhar, G. & Colin, C. (2006). Dynamics of bubbles growth and detachment in a viscous shear flow. *Phys. Fluids* 18, 77–101.
- Fletcher, D.F., Haynes, B.S., Aubin, J., Xuereb, C., (2009). Modelling of microfluidic devices. In: Hessel, V., Schouten, J.C., Renken, A., Yoshida, J.-I. (Eds.), *Handbook of Micro Reactors, Fundamentals, Operations and Catalysts*, vol. 1. Wiley-VCH, pp. 117–144 (Chapter 5).
- Forster, H.K. & Zuber, N. (1954). Growth of a vapor bubble in superheated liquids. *J. Appl. Phys.* 25, 474–478.
- Fukagata, K., Kasagi, N., Ua-arayaporn, P., Himeno, T., (2007). Numerical simulation of gas–liquid two-phase flow and convective heat transfer in a micro tube. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 28 (1) , 72–82.
- Fukano, T., Kariyasaki, A., (1993). Characteristics of gas–liquid two-phase flow in a capillary. *Nucl. Eng. Des.* 141, 59–68.
- Jasak, H., and Weller, H.G., (1995). Interface Tracking Capabilities of the Inter-Gamma Differencing Scheme, Department of Mechanical Engineering, Imperial College of Science, Technology and Medicine.

- Gaddis, E.S. & Vogelpohl, A. (1986). Bubble formation in quiescent liquids under constant flow conditions, *Chem. Eng. Sci.* 41 (1) 97–105.
- Garstecki, P., Fuerstman, M.J., Stone, H.A. & Whitesides, G.M. (2006). Formation of droplets and bubbles in a microfluidic T-junction—scaling and mechanism of break-up, *Lab Chip*, 6 (3), 437–446.
- Georgoulas, A., Koukouvinis, P., Gavaises, M. & Marengo, M. (2015). Numerical investigation of quasi-static bubble growth and detachment from submerged orifices in isothermal liquid pools: The effect of varying fluid properties and gravity levels. *Int. J. Multiph. Flow* 74, 59–78.
- Gerlach, D., Alleborn, N., Buwa, V. & Durst, F. (2007). Numerical simulation of periodic bubble formation at a submerged orifice with constant gas flow rate. *Chem. Eng. Sci.* 62, 2109–2125.
- Ghaemi, S., Rahimi, P. & Nobes, D.S. (2010). The effect of gas-injector location on bubble formation in liquid cross flow. *Phys. Fluids* 22, 1–15.
- Giavedoni, M.D., Saita, F.A., (1997). The axisymmetric and plane cases of a gas phase steadily displacing a Newtonian liquid—a simultaneous solution of the governing equations. *Physics of Fluids* 9 (8), 2420–2428.
- Giavedoni, M.D., Saita, F.A., (1999). The rear meniscus of a long bubble steadily displacing a Newtonian liquid in a capillary tube. *Physics of Fluids* 11 (4), 786–794.
- Gopala, V. R. & van Wachem, B. G. M. (2008). Volume of fluid methods for immiscible-fluid and free-surface flows. *Chem. Eng. J.* 141, 204–221.
- Greenshields, C. J., (2015). *OpenFOAM User Guide*, Version 3.0.1.
- Greenshields, C. J., (2007). *OpenCFD Limited, OpenFOAM programmer's C++ documentation*.
- Gnyloskurenko, S.V., Byakova, A.V., Raychenko, O.I. Nakamura, T., (2003). Influence of wetting conditions on bubble formation at orifice in an inviscid liquid; transformation of bubble shape and size, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* 218 73.
- Günther, A. Jensen, K.F. (2006). Multiphase microfluidics: from flow characteristics to chemical and materials synthesis. *Lab Chip*, 6 (12), 1487–1503.
- Gupta, R., Fletcher, D.F., Haynes, B.S., (2009). On the CFD modelling of Taylor flow in microchannels. *Chemical Engineering Science* 64, 2941–2950.
- Henrik Rusche, (2002). *Computational Fluid Dynamics of Dispersed Two-Phase Flows at High Phase Fractions*, Ph. D Thesis, Imperial College of Science, Technology & Medicine, 2002.
- Harkins, W.D. & Brown, F.E. (1919). The determination of surface tension (free surface energy), and the weight of falling drops: the surface tension of water and benzene by the capillary height method, *Journal of the American Chemical Society* 41, 499–524 (1919).

- Harlow, F and Welch, J., (1965). Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surfaces. *Physics of Fluids*, 8 :2182–2189.
- Harvie, D.J.E., Davidson, M.R., Rudman, M., (2006). An analysis of parasitic current generation in Volume of Fluid simulations. *Applied Mathematical Modelling* 30 (10), 1056–1066.
- Hayworth.&Treybal, (1950). Drop formation in two-liquid-phase systems, *Ind. Eng. Chem.* 42, 1174–1181.
- Hirt, C. W. & Nichols, B. D. (1981). Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *J. Comput. Phys.* 39, 201–225.
- Hua, J. & Lou, J., (2007). Numerical simulation of bubble rising in viscous liquid. *J. Comput. Phys.* 222, 769–795.
- Issa, R. (1986). Solution of the implicitly discretized fluid flow equations by operator-splitting. *J. Comput. Phys.* 62, 40–65.
- Javadi, A., Bastani, D. & Taeibi-Rahni, M. (2006). Mass transfer during drop formation on the nozzle: new flow expansion model, *AIChE J.* 52, 895–910.
- Jobehdar, M. H., Siddiqui, K., Gadallah, A. H. & Chishty, W. A. (2016). Bubble formation process from a novel nozzle design in liquid cross-flow. *Int. J. Heat Fluid Flow* 0, 1–11.
- Kashid, M.N., Rivas, D.F., Agar, D.W., Turek, S., (2008). On the hydrodynamics of liquid–liquid slug flow capillary microreactors. *Asia-Pacific Journal of Chemical Engineering* 3 (2), 151–160.
- Kawahara, A., Chung, P.M.-Y., Kawaji, M., (2002). Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel. *International Journal of Multiphase Flow*. 28, 9, 1411–1435.
- Kim, I., Kamotani, Y. & Ostrach, S. (1994). Modeling bubble and drop formation in flowing liquids in microgravity, *AIChE J.* 40, 19–28.
- Kreutzer, M.T., Kapteijn, F., Moulijn, J.A., Kleijn, C.R., Heiszwolf, J.J., (2005). Inertial and interfacial effects on pressure drop of Taylor flow in capillaries. *A.I.Ch.E. Journal* 51 (9), 2428–2440.
- Kumar, V., Vashisth, S., Hoarau, Y., Nigam, K.D.P., (2007). Slug flow in curved microreactors: hydrodynamic study. *Chemical Engineering Science* 62 (24), 7494–7504.
- Kumar, R. (1971). A unified approach to bubble and drop formation, *Chem. Eng. Sci.* 26, 177–184.
- Lakehal, D., Larrignon, G., Narayanan, C., (2008). Computational heat transfer and two-phase flow topology in miniature tubes. *Microfluidics and Nanofluidics* 4 (4), 261–271.
- Lesage, F. J. & Marois, F. (2013). Experimental and numerical analysis of quasi-static bubble size and shape characteristics at detachment. *Int. J. Heat Mass Transf.* 64, 53–69.
- Li, H.Z., Mouline, Y. & Midoux, N., (2002). Modelling the bubble formation dynamics in non-Newtonian fluids. *Chem. Eng. Sci.* 57, 339–346.

- Martin, M., Montes, J.F. & Galan, M.A., (2006). Numerical calculation of shapes and detachment times of bubbles generated from a sieve plate. *Chem. Eng. Sci.* 61, 363–369.
- Mishima, K., Hibiki, T., (1996). Some characteristics of air–water two-phase flow in small diameter vertical tubes. *International Journal of Multiphase Flow* 22 (4), 703–712.
- Mukherjee, A., Kandlikar, S.G., (2007). Numerical study of single bubbles with dynamic contact angle during nucleate pool boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 50 (1–2) 127–138.
- Nahra, H. K. & Kamotani, Y. (2003). Prediction of bubble diameter at detachment from a wall orifice in liquid cross-flow under reduced and normal gravity conditions. *Chem. Eng. Sci.* 58, 55–69.
- Notz, P.K., Chen, A.U. & Basaran, O.A. (2001). Satellite drops: unexpected dynamics and change of scaling during pinch-off, *Phys. Fluids* 13, 549–552.
- Osher, S. and Sethian, J.A., (1988). Fronts propagating with curvature-dependent speed : algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *Journal of Computational Physics*, 79 :12–49.
- Oguz, H.N. & Prosperetti, A. (1993). Dynamics of bubble growth and detachment from a needle. *J. Fluid Mech.* 257, 111–145.
- Ohta, M., Kikuchi, D. , Yoshida, Y., Sussman, M., (2011). Robust numerical analysis of the dynamic bubble formation process in a viscous liquid, *Int. J. Multiph. Flow* 37, 1059–1071.
- Peregrine, D.H., Shaker, G. & Symon, A. (1990). The bifurcation of liquid bridges, *J. Fluid Mech.* 212 25–39.
- Pianet, G., Vincent, S., Leboi, J., Caltagirone, J.P., Anderhuber, M., (2010). Simulating compressible gas bubbles with a smooth volume tracking 1-fluid method. *Int. J. Multiph. Flow* 36, 273–283.
- Prakash, M. & Gershenfeld, N. (2007). Microfluidic bubble logic. *Science*, 315 (5813), 832–835.
- Qian, D., Lawal, A., (2006). Numerical study on gas and liquid slugs for Taylor flow in a T-junction microchannel. *Chemical Engineering Science* 61 (23), 7609–7625.
- Quan, S. & Hua, J. (2008). Numerical studies of bubble necking in viscous liquids. *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.* 77, 1–11.
- Rao, E.V.L.N., Kumar, R. & Kuloor, N.R. (1966). Drop formation studies in liquid–liquid systems, *Chem. Eng. Sci.* 21, 867–880.
- Richards, J.R., Beris, A.N. & Lenhoff, A.M. (1995). Drop formation in liquid–liquid systems before and after jetting, *Phys. Fluids* 7, 2617–2630.
- Riznic, J., Kojasoy, G. & Zuber, N. (1999). On the spherically symmetric phase change.
- Saisorn, S., Wongwises, S., (2008). A review of two-phase gas–liquid adiabatic flow characteristics in micro-channels. *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 12, 824–838.

- Saisorn, S., Wongwises, S., (2010). The effects of channel diameter on flow pattern, void fraction and pressure drop of two-phase air–water flow in circular micro-channels. *Exp. Therm. and Fluid Sci.* 34, 454–462.
- Scheele, G.F. & Meister, B.J. Drop formation at low velocities in liquid–liquid systems. Part I. Prediction of drop volume, *AIChE J.* 14, 9–15 (1968).
- Scheele, G.F. & Meister, B.J. (1969). Drop formation from cylindrical jets in immiscible liquid systems, *AIChE J.* 15, 700–706.
- Scriven, L.E. (1959). On the dynamics of phase growth. *Chem. Eng. Sci.* 10, 1–13.
- Serizawa, A., Feng, Z., Kawara, Z., (2002). Two-phase flow in microchannels. *Exp. Therm. and Fluid Sci.* 26, 703–714.
- Shao, N., Gavriilidis, A., Angeli, P., (2008a). Effect of inlet conditions on gas–liquid flow regimes in microchannels. In: *First International Conference on Microfluidics*, 10–12 December, Bologna, Italy.
- Shao, N., Salman, W., Gavriilidis, A., Angeli, P., (2008b). CFD simulations of the effect of inlet conditions on Taylor flow formation. *Int. J. Heat Fluid Flow* 29, 1603–1611.
- Shi, X.D., Brenner, M.P. & Nagel, S.R.A. (1994). Cascade of structure in a drip falling from a faucet, *Science* 265 219–222.
- Shui, L., Eijkel, J.C. van den Berg, A. (2007). Multiphase flow in microfluidic systems - control and applications of droplets and interfaces. *Adv. Colloid Interface*, 133 (1), 35–49.
- Son, G., Dhir, V.K., Ramanujapu, N., (1999). Dynamics and heat transfer associated with a single bubble during nucleate boiling on a horizontal surface. *J. Heat Transfer* 121, 623–631.
- Sussman, M., Puckett, E.G., (2000). A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3D and axisymmetric incompressible two-phase flows. *Journal of Computational Physics*, 162, 301–337.
- Taha, T., Cui, Z.F., (2004). Hydrodynamics of slug flow inside capillaries. *Chemical Engineering Science* 59 (6), 1181–1190.
- Terasaka, K., & Tsuge, H., (1993). Bubble formation under constant-flow conditions. *Chem. Eng. Sci.* 48, 3417–3422.
- Timgren, A., Trägårdh, G. & Trägårdh, C. (2008). Application of the PIV technique to measurements around and inside a forming drop in a liquid–liquid system, *Exp. Fluids* 44, 565–575.
- Triplett, K. A., Ghiaasiaan, S. M., Abdel-Khalik, S. I., Sadowski, D. L., (1999). Gas-liquid two-phase flow in microchannels Part I: two-phase flow patterns. *Int. J. of Multiphase Flow* 25 377-394.
- Ubbink, O., (1997). Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces, Imperial College of Science, Technology and Medicine.
- Vafaei, S. & Wen, D. (2010). Bubble formation on a submerged micronozzle. *J. Colloid Interface Sci.* 343, 291–297.

- Van Stralen, S.J.D., Cole, R., Sluyter, & W.M. Sohal, M.S. (1975). Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures. *Int. J. Heat Mass Transfer* 18 (5), 655–669.
- Vazquez, A., Leifer, I. & Sánchez, R. M. (2010). Consideration of the dynamic forces during bubble growth in a capillary tube. *Chem. Eng. Sci.* 65, 4046–4054.
- Wang, W., Ngan, K. H., Gong, J. & Angeli, P. (2009). Observations on single drop formation from a capillary tube at low flow rates. *Colloids Surfaces A Physicochem. Eng. Asp.* 334, 197–202.
- Wilkes, E.D., Phillips, S.D. & Basaran, O.A. (1999). Computational and experimental analysis of dynamics of drop formation, *Phys. Fluids* 11, 3577–3598.
- Wu, Y. & Gidaspow, D. (2000). Hydrodynamic simulation of methanol synthesis in gas–liquid slurry bubble column reactors. *Chem. Eng. Sci.* 55 (3), 573–587.
- Xu, J.H., Luo, G.S., Chen, G.G. & Wang, J.D. (2005). Experimental and theoretical approaches on droplet formation from a micrometer screen hole, *J. Membr. Sci.* 266, 121–131.
- Yang, C. Y., Shieh, C. C., (2001). Flow patterns of air-water and two-phase R134a in small circular tubes. *Int. J. of Multiphase Flow* 27 1163-1177.
- Yu, Z., Hemminger, O., Fan, L.-S., (2007). Experiment and lattice Boltzmann simulation of two-phase gas–liquid flows in microchannels. *Chemical Engineering Science* 62 (24), 7172–7183.
- Zeguai, S., Chikh, S., Tadrist, L. (2013). Experimental Study of Two-Phase Flow Pattern Evolution in a Horizontal Circular Tube of Small Diameter in Laminar Flow Conditions. *Int. J. of Multiphase flow.* 55, 99-110.
- Zeguai, S., Chikh, S., Tadrist, L. (2020). Experimental study of air-water two-phase flow pattern evolution in a mini tube: Influence of tube orientation with respect to gravity. *Int. J. of Multiphase flow.* 132, 103413.
- Zhang, L. & Shoji, M., (2001). Aperiodic bubble formation from a submerged orifice. *Chem. Eng. Sci.* 56, 5371–5381.
- Zhao, T. S., Bi, Q. C., (2001). Co-current air-water two-phase flow patterns in vertical triangular microchannels. *Int. J. of Multiphase Flow.* 27, 765-782.