



*Thèse*  
*présentée pour obtenir le titre de Docteur de*  
*l'Institut National Polytechnique de Toulouse*  
*Spécialité : Dynamique des fluides*



# Hydrodynamique d'un essaim de bulles en ascension

Guillaume RIBOUX

Thèse soutenue le 24 Avril 2007 à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse  
devant le jury composé de :

M.	A. BERLEMONT	Membre
M.	A. CARTELLIER	Rapporteur
M.	J.-P. HULIN	Président du jury
M.	M. LANCE	Rapporteur
M.	D. LEGENDRE	Directeur de thèse
M.	F. RISSO	Directeur de thèse
M.	P. SPELT	Membre
M.	R. ZENIT	Membre

N° d'ordre : 2470

*Dans l'intérêt de la clarté,  
il m'a paru inévitable de me répéter souvent,  
sans me soucier le moins du monde de donner  
à mon exposé une forme élégante ;  
j'ai consciencieusement suivi l'avis du théoricien  
génial L. Boltzmann, de laisser le souci d'élégance  
aux tailleurs et aux cordonniers.*

Extrait de la préface de  
« La théorie de la relativité restreinte et générale »  
Albert Einstein (1879-1955)

# Résumé

Dans de nombreuses applications, des bulles sont utilisées pour agiter un liquide afin de favoriser le mélange et les transferts. Ce travail est consacré à l'étude de l'hydrodynamique d'une colonne à bulles. Expérimentalement, nous avons déterminé les propriétés des fluctuations de vitesses à l'intérieur et derrière un essaim de bulles homogène en ascension pour différentes tailles de bulles et fractions volumiques  $\alpha$  : auto-similarité en  $\alpha^{0,4}$ , spectre en  $k^{-3}$  et échelle intégrale de longueur imposée par la force de flottabilité. Numériquement, nous avons reproduit ces propriétés par simulation des grandes échelles en modélisant les bulles par des volumes-forces. Nous avons ainsi prouvé que la dynamique est maîtrisée par les interactions des sillages.

## Mots-Clés

Bulles, écoulement diphasique, turbulence, simulation numérique, colonne à bulle, volume-force, PIV, spectre.

# Abstract

In many applications, bubbles are used to agitate a liquid in order to enhance mixing and transfer. This work is devoted to the study of the hydrodynamics in a stable bubble column. Experimentally, we have determined the properties of the velocity fluctuations inside and behind a homogeneous swarm of rising bubbles for different bubble sizes and gas volume fractions  $\alpha$  : selfsimilarity in  $\alpha^{0.4}$ , spectrum in  $k^{-3}$  and integral length scale controlled by buoyancy. Numerically, we have reproduced these properties by means of large-scale simulations, the bubbles being modeled by volume-forces. This confirms that the dynamics is controlled by wake interactions.

## Key-Words

Bubbles, two-phase flow, turbulence, numerical simulations, bubble column, volume-force, PIV, spectrum.

# Avant-propos

Le doctorat est un diplôme long et difficile mais il permet au jeune chercheur de se forger un esprit scientifique et une rigueur d'analyse et de travail tout au long de ces trois années d'étude. Il est alors nécessaire de bien choisir son sujet ainsi que le laboratoire de recherche et les encadrants qui vont diriger les axes de l'étude.

Je souhaite donc tout d'abord remercier le directeur de mon laboratoire Jacques Magnaudet qui m'a permis d'effectuer mes travaux de recherche à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) dans de très bonnes conditions. Je remercie aussi François Charru le responsable de mon groupe de recherche (Interface) qui a su créer une convivialité au sein du groupe et permet l'épanouissement des jeunes futurs docteurs.

Je tiens à remercier les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer mes travaux de recherche. En particulier, je suis reconnaissant à Michel Lance et Alain Cartellier d'avoir rapporté sur ce mémoire, ainsi qu'à Jean-Pierre Hulin d'avoir présidé mon jury de soutenance de thèse. Je remercie également Alain Berlemont, Peter Spelt et Roberto Zenit d'avoir accepté de faire partie de mon jury. Je remercie les membres du jury pour leurs remarques et la discussion scientifique longue et animée durant ma soutenance.

Je remercie énormément mes encadrants Frédéric Risso et Dominique Legendre qui ont su me transmettre sans aucune restriction leur savoir et leur esprit d'analyse. Je suis reconnaissant pour leur soutien tout au long de ces travaux et leur présence, plus particulièrement lors des nombreuses réunions organisées pour discuter des résultats expérimentaux ou numériques obtenus au jour le jour. Il est rare, d'avoir des personnes aussi compétentes et agréables pour vous former, je vous remercie pour m'avoir permis de devenir un jeune docteur.

Les travaux présentés dans ce manuscrit sont aussi dûs à des personnes de l'IMFT compétentes dans chacun de leur domaine. Je remercie donc Jean-Pierre Escafit pour la conception de ma manipulation, *la girafe*, Cédric Trupin, technicien du groupe Interface pour son aide au quotidien, Sébastien Cazin, Emmanuël Cid et Hervé Ayroles pour leur précieux savoir en terme de mesure et d'analyse expérimentales.

Je tiens aussi à remercier particulièrement, Patricia Ern et Véronique Roig pour leur soutien et leur joie de vivre qui permettaient d'oublier les tracas du quotidien. Un mot concernant mes collègues de bureau, Hamdi Ayed, Vincent Sarrot et Sylvain Boulesteix que je remercie et avec qui j'ai pu avoir des moments de pause et de gaieté.

Je remercie aussi mes amis, Olivier Benvenuto et Virginie Esteffe qui en dehors de mon travail, me permettaient de décompresser et de profiter de notre ville rose Toulouse.

Enfin, je remercie mes parents bien-aimés à qui je dédie mes travaux, qui tout au long de mes études ont su me reconforter et m'aider grâce à leur amour.

# Table des matières

<b>Nomenclature</b>	<b>5</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>7</b>
<b>1 Dispositif expérimental et instrumentation</b>	<b>11</b>
1.1 Le dispositif expérimental : <i>La girafe</i>	12
1.2 Caractérisation des injecteurs	12
1.3 La taille des bulles au détachement	16
1.4 Les caractéristiques d'une bulle en ascension	19
1.5 La mesure de la phase dispersée	23
1.5.1 La sonde optique : aspects techniques	23
1.5.2 La convergence statistique de la fraction volumique	29
1.5.3 Homogénéité de l'essaim de bulles	30
1.5.4 La vitesse d'ascension des bulles dans l'essaim	32
1.6 Mesure de la phase continue	32
1.6.1 Anémométrie Doppler Laser : ADL	32
1.6.1.1 Principe de la mesure	36
1.6.1.2 Mise en œuvre et validation	36
1.6.2 Vélocimétrie par image de particules : PIV	40
1.6.2.1 Dispositif expérimental et principe	41
1.6.2.2 Les champs de vitesses	44
1.6.2.3 La mesure dans l'essaim de bulles	45
1.6.2.4 Derrière le nuage : les différents maillages	48
1.6.2.5 Les spectres bruts	54
1.6.2.6 Le maillage plus raffiné 8×8	59
1.6.2.7 Conclusion	70
1.7 Conclusion générale	76
<b>2 Résultats expérimentaux de l'essaim</b>	<b>77</b>
2.1 L'essaim de bulles homogène	77
2.1.1 Les d.d.p. des vitesses des bulles	78
2.1.2 La vitesse moyenne des bulles	78
2.1.3 Les d.d.p. des fluctuations du liquide	82
2.1.4 L'auto-similarité des d.d.p.	85
2.1.5 Les d.d.p. pour les différentes tailles de bulles	87
2.1.6 Conclusion	87
2.2 La mesure derrière l'essaim	92
2.2.1 Evolution globale derrière l'essaim	92

2.2.2	La signature de la pseudo-turbulence . . . . .	94
2.2.3	Evolution sur une fenêtre de calcul . . . . .	97
2.2.4	Les auto-corrélations spatiales . . . . .	102
2.2.5	Les spectres d'énergie de la pseudo-turbulence . . . . .	102
2.3	Discussion . . . . .	105
2.4	Conclusion . . . . .	114
<b>3</b>	<b>Présentation du modèle numérique et validations</b>	<b>115</b>
3.1	Principe des simulations . . . . .	115
3.2	Le problème réel . . . . .	116
3.3	Le modèle physique . . . . .	117
3.4	Mise en œuvre numérique . . . . .	119
3.5	Le cas de référence : le sillage de la bulle isolée . . . . .	121
3.5.1	Etablissement temporel . . . . .	121
3.5.2	Position du forçage dans le domaine de calcul . . . . .	123
3.5.3	Sensibilité au nombre de Reynolds . . . . .	127
3.5.4	L'effet de la force horizontale . . . . .	127
3.5.5	Une vitesse de dérive . . . . .	127
3.5.6	Raffinement du maillage . . . . .	130
3.5.7	Conclusion . . . . .	132
3.6	L'essaim de bulles . . . . .	132
3.6.1	Création de l'essaim . . . . .	136
3.6.2	Etablissement spatial . . . . .	136
3.6.3	Calcul des d.d.p. et des spectres . . . . .	137
3.6.4	La convergence temporelle . . . . .	137
3.6.5	Représentativité statistique d'un tirage des positions des bulles . . . . .	141
3.6.6	Evolution des fluctuations avec la fraction volumique . . . . .	141
3.6.7	Position des volumes de forçage sur le maillage . . . . .	145
3.6.8	Importance du choix de la vitesse de l'essaim . . . . .	145
3.6.9	Influence du raffinement du maillage . . . . .	145
3.6.10	Effets du nombre de Reynolds, du forçage horizontal et de la vitesse relative . . . . .	149
3.6.11	Contribution du champ proche . . . . .	149
3.6.12	Comportement aux fortes fractions volumiques . . . . .	154
3.6.13	Effet d'une distribution de tailles de bulles . . . . .	154
3.6.14	Conclusion . . . . .	160
3.7	Conclusion générale . . . . .	161
<b>4</b>	<b>Simulations numériques des cas expérimentaux pour les trois tailles de bulles</b>	<b>163</b>
4.1	Le cas de référence : la bulle isolée . . . . .	163
4.2	Les d.d.p. des fluctuations du liquide dans l'essaim de bulles . . . . .	168
4.3	Les spectres de puissance dans l'essaim de bulles . . . . .	177
4.3.1	Comportements pour différents forçages horizontaux . . . . .	177
4.3.2	Evolution avec la fraction volumique . . . . .	177
4.4	Conclusion . . . . .	182
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>183</b>

<b>Bibliographie</b>	<b>189</b>
<b>A Sound generation on bubble coalescence following detachment.</b> <i>Submitted to Int. J. Multiphase Flow (2007)</i>	<b>191</b>





# Nomenclature

$A$	(m <sup>2</sup> )	Section du canal de mesure
$A_i$	(m)	Amplitude d'oscillation du mouvement d'une bulle suivant $i$
$Bo$	(-)	Nombre de Bond
$C_d$	(-)	Coefficient de traînée
$d_c$	(m)	Diamètre interne d'un capillaire
$d_{const}$	(m)	Diamètre interne d'un capillaire donné par le constructeur
$d_{eq}$	(m)	Diamètre équivalent d'une bulle
$d_p$	(m)	Diamètre moyen des particules de rhodamine
$d_s$	(m)	Distance entre les fibres optiques
$d_i$	(m)	Diamètre effectif des particules dans une image PIV
$dt$	(s)	Pas de temps
$E_{ij}$	(m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup> )	Energie spectrale des vitesses du liquide $U_i$ dans la direction $j$
$\langle E_{ij} \rangle$	(m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup> )	Energie spectrale moyenne des vitesses du liquide $U_i$ dans la direction $j$
$e$	(m)	Epaisseur de la nappe laser
$F_{x0}$	(kg.m/s <sup>2</sup> )	Composante horizontale de la force agissant sur une bulle
$F_{z0}$	(kg.m/s <sup>2</sup> )	Composante verticale de la force agissant sur une bulle
$Fr$	(-)	Nombre de Froude
$f_D$	(s <sup>-1</sup> )	Fréquence Doppler
$f$	(s <sup>-1</sup> )	Fréquence d'oscillation du volume d'une bulle
$g$	(m/s <sup>2</sup> )	Accélération de la pesanteur
$k$	(m <sup>-1</sup> )	Nombre d'onde
$L$	(m)	Longueur du canal
$L_b$	(m)	Taille des bords PIV retirés
$l$	(m)	Echelle de longueur
$l_c$	(m)	Longueur des injecteurs
$Mo$	(-)	Nombre de Morton
$N_c$	(-)	Nombre d'injecteurs par cartouche
$n_i$	(-)	Nombre de maille du volume-force dans la direction $i$
$n_p$	(-)	Nombre de particules par maille PIV
$P$	(Pa)	Pression
$P_0$	(Pa)	Pression absolue
$Re$	(-)	Nombre de Reynolds
$r'_0$	(m/s)	Valeur de seuil de détection par résidu médian normalisé
$Q$	(m <sup>3</sup> /s)	Débit total des injecteurs
$St$	(-)	Nombre de Strouhal
$s$	(V)	Seuil de tension
$T$	(K)	Température
$t_p$	(s)	Temps de chute des particules de rhodamine

$U_i$	(m/s)	Vitesse du fluide dans la direction $i$
$\langle U \rangle$	(m/s)	Vitesse moyenne du fluide
$u$	(m/s)	Echelle de vitesse des fluctuations du liquide
$\overline{u_i'^2}$	(m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	Variance des vitesses du fluide suivant $i$
$V_0$	(m/s)	Vitesse de la bulle isolée
$V_b$	(m/s)	Vitesse des bulles
$\langle V_b \rangle$	(m/s)	Vitesse moyenne des bulles
$V_{essaim}$	(m/s)	Vitesse d'ascension de l'essaim de bulles
$V_i$	(m/s)	Vitesse d'interface des bulles
$V_p$	(m/s)	Vitesse des particules de rhodamine
$V_r$	(m/s)	Vitesse relative des bulles
$\overline{v_b'^2}$	(m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	Variance des vitesses moyennes des bulles
$We$	(-)	Nombre de Weber
$x$	(m)	Cote horizontale
$y$	(m)	Cote horizontale
$z$	(m)	Cote verticale
$\alpha$	(-)	Fraction volumique ou taux de vide
$\chi$	(-)	Rapport de forme d'une bulle
$\delta$	(m)	Taille caractéristique du volume-force
$\Delta_i$	(m)	Taille de la maille dans la direction $i$
$\epsilon$	(m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> )	Taux de dissipation
$\Lambda$	(m)	Echelle intégrale de longueur
$\lambda$	(m)	Longueur d'onde
$\lambda_c$	(m)	Longueur d'onde de coupure du spectre d'énergie
$\lambda_r$	(m)	Longueur d'onde de recouvrement du spectre d'énergie
$\mu_L$	(kg/m/s)	Viscosité dynamique du liquide
$\nu_L$	(m <sup>2</sup> /s)	Viscosité cinématique du liquide
$\Omega$	(s <sup>-1</sup> )	Pulsation du mouvement d'une bulle
$\rho_L$	(kg/m <sup>3</sup> )	Masse volumique du liquide
$\rho_p$	(kg/m <sup>3</sup> )	Masse volumique des particules de rhodamine
$\sigma$	(kg/s <sup>2</sup> )	Tension superficielle
$\tau$	(s)	Temps caractéristique
$\theta$	(°)	Angle d'inclinaison de la vitesse de la bulle avec la verticale
$\vartheta_p$	(m <sup>3</sup> )	Volume d'une particule de diamètre $d_{eq}$
$\vartheta_T$	(m <sup>3</sup> )	Volume total de la cuve

# Introduction générale

Les écoulements à bulle sont constitués d'une phase continue liquide et d'une phase gazeuse dispersée sous forme de bulles. Ils sont présents dans la nature et dans de nombreuses applications industrielles, comme le transport du pétrole dans les oléoducs, les réacteurs chimiques en génie des procédés et les générateurs de vapeur pour la production d'électricité. Du fait de la grande différence de densité entre le gaz et le liquide, la force de flottabilité cause l'ascension des bulles qui peuvent à leur tour engendrer des mouvements d'ensemble et de l'agitation dans le liquide. Cette utilisation de la gravité comme moteur de l'écoulement, qui est spécifique aux systèmes à phase dispersée, est utilisée en génie des procédés (colonnes à bulles et gazosiphon) pour favoriser de manière économe le mélange et les échanges entre le gaz et le liquide.

Quelle que soit la configuration, la présence d'un mouvement relatif entre les deux phases fait que les écoulements à bulles sont le siège de fluctuations aléatoires. Dans ce travail, nous nous intéressons aux situations où l'inertie joue un rôle prépondérant, c'est-à-dire lorsque le nombre de Reynolds basé sur le diamètre et la vitesse relative des bulles est de plusieurs centaines. Souvent, l'écoulement de la phase liquide est alors turbulent indépendamment de la présence des bulles. On doit ainsi distinguer deux causes à l'agitation : la turbulence de cisaillement classique qui existe dans les écoulements monophasiques et l'agitation causée par le mouvement des bulles. A la suite de nombreux auteurs, nous appellerons cette dernière pseudo-turbulence : *turbulence* parce qu'elle présente des fluctuations aléatoires avec un spectre continu, *pseudo* parce que le caractère aléatoire est plus lié à la distribution irrégulière des bulles dans l'espace qu'à la production de turbulence par le mouvement individuel de chaque bulle. Lorsque turbulence et pseudo-turbulence sont présentes ensemble, il est difficile de les distinguer car leurs échelles temporelles et spatiales ne sont pas séparées et car elles interagissent.

Le sujet de cette thèse est l'étude des écoulements à bulles en l'absence de turbulence de cisaillement. Ceci impose de considérer une situation dans laquelle il n'y a pas de gradient significatif du mouvement moyen. Nous avons choisi la situation élémentaire d'un essaim homogène de bulles en ascension sous l'effet de la gravité. Pour présenter les paramètres qui régissent cette situation, il est pertinent de considérer d'abord le cas de la bulle isolée, puisque c'est le mouvement d'ascension des bulles qui est le moteur de l'écoulement. Deux nombres adimensionnels indépendants suffisent à déterminer l'écoulement correspondant, par exemple le nombre de Reynolds, qui conditionne le régime de l'écoulement, et le nombre de Weber, qui régit la déformation de la bulle. Pour un couple de fluides donné, ces deux nombres sont des fonctions croissantes du diamètre. Pour de l'air dans l'eau (voir notamment Aybers & Tapucu (1969a), Aybers & Tapucu (1969b) et Duineveld (1995)), les petites bulles sont sphériques et leur mouvement est rectiligne et uniforme. Pour un diamètre  $d_{eq}$  supérieur à 1 mm, des déformations importantes apparaissent, puis entre 1,3 et 50 mm, on observe des mouvements d'ascensions oscillatoires sur un zigzag ou une

hélice. Pour les régimes qui nous intéressent ( $d_{eq} > 1,5$  mm), on observe qu'un long sillage se développe derrière la bulle (De Vries (2001), Ellingsen & Risso (2001)). En présence de nombreuses bulles, les interactions hydrodynamiques sont susceptibles de modifier les mouvements des bulles, comme les interactions des sillages vont déterminer la structure des fluctuations de mouvement dans le liquide : le troisième nombre adimensionnel pertinent est donc la fraction volumique de gaz.

Pour un couple de fluides et une taille de bulles donnés, la détermination du rôle de la fraction volumique  $\alpha$  est un enjeu majeur. Concernant la phase dispersée, toutes les études (Zenit *et al.* (2001), Garnier *et al.* (2002), Roig & Larue de Tournemine (2007)) montrent que la vitesse d'ascension moyenne des bulles diminue avec  $\alpha$ . Si la cause de cette diminution ne fait guère de doute, le mouvement de contournement de chaque bulle par le liquide freinant les bulles voisines, on n'a pas encore de modèle physique quantitatif pour prédire les résultats. Quant à l'agitation des bulles, il n'existe pas encore de résultats fiables couvrant une grande gamme de  $\alpha$  pour les grands nombres de Reynolds, le problème étant compliqué par le fait que mêmes les bulles isolées ( $\alpha=0$ ) ont un mouvement d'agitation important à cause des instabilités de sillage. Concernant la phase continue, il est indubitable que l'intensité des fluctuations croît avec la fraction volumique. De nombreuses études expérimentales se sont concentrées sur la détermination de la relation entre la variance des fluctuations et  $\alpha$  (voir la synthèse par Cartellier (March 2003)), pour conclure qu'elle n'est pas loin d'être linéaire. L'énergie totale des fluctuations impliquent cependant deux contributions de nature différentes. La première est celle de l'écoulement potentiel autour de la bulle (Biesheuvel & Wijngaarden (1984)), elle conduit à une variance linéaire en  $\alpha$ . La seconde est celle des sillages, dont il a été montré à faible fraction volumique qu'elle produit des fluctuations de vitesse dont la densité de probabilité est auto-similaire lorsque la vitesse du liquide est normalisée par  $\alpha^{0,4}$  (Risso & Ellingsen (2002)). Pour progresser dans la compréhension de la pseudo-turbulence, il apparaît nécessaire de comprendre sa structure et notamment la façon dont l'énergie des fluctuations est répartie entre les différentes échelles de temps et de longueur. Lance & Bataille (1991) ont trouvé expérimentalement que la signature de la pseudo-turbulence dans le plan spectral était une loi en puissance  $-8/3$  du nombre d'onde  $k$ . Depuis des lois en  $k^{-8/3}$  ont été trouvées par d'autres auteurs (Wang *et al.* (1990), Larue de Tournemine (2001)) dans des écoulements à bulles. Un article récent de Rensen *et al.* (2005) met cependant ce résultat en doute en s'appuyant sur leurs propres résultats expérimentaux et aussi sur ceux d'autres auteurs (Esmaeeli & Tryggvason (1996), Mudde & Saito (2001), Mazzitelli *et al.* (2003) et Cui & Fan (2004)). Il est difficile de se faire une opinion des causes des divergences entre ces différentes études pour deux raisons. La première est que les écoulements étudiés sont différents ; en particulier nombreux concernent des situations où de la turbulence de cisaillement est aussi présente. La seconde raison est que les signaux expérimentaux de vitesse du liquide sont discontinus et nécessitent d'être interpolés avant le calcul des spectres. Or les algorithmes utilisés par les différents auteurs ne sont pas les mêmes et on sait cette opération susceptible de modifier dramatiquement l'allure des spectres. L'objectif de ce travail est d'éclaircir ce point particulier et de manière plus générale de déterminer les principales propriétés de la pseudo-turbulence, notamment ses échelles de vitesse et de longueur caractéristiques pour différents nombres de Reynolds et fractions volumiques.

Dans ce travail, nous présentons l'investigation expérimentale et numérique d'un essai homogène de bulles d'air en ascension dans de l'eau. Notre choix a été de nous

concentrer sur les interactions de sillage qui maîtrisent l'écoulement du liquide sauf dans le proche voisinage des bulles. Sur le plan expérimental, nous avons conçu un dispositif qui permet de produire des essaims de bulles d'air qui montent dans de l'eau au repos. Les bulles sont injectées au bas de la cuve par des cartouches comprenant un très grand nombre de tubes capillaires identiques, ce qui garantit le caractère statistiquement homogène de la répartition spatiale des bulles et une faible dispersion de leur diamètre. Ce dispositif permet l'étude de trois diamètres de bulles ( $d_{eq}=1,6, 2,1$  et  $2,5$  mm) pour des fractions volumiques de 0,4 à 12 %. Nous avons choisi ces diamètres de façon à ce que les plus petites aient un mouvement d'ascension rectiligne lorsqu'elles sont isolées, alors que les autres présentent des oscillations de leur mouvement. Enfin, il est possible d'interrompre soudainement l'injection de gaz pour étudier l'écoulement dans la zone monophasique qui suit l'essaim ; cet écoulement présente l'avantage d'être maîtrisé par les interactions des sillages et, puisqu'aucune bulle ne s'y trouve, de permettre des mesures fiables et précises du champ continu de vitesse du liquide par PIV (Vélocimétrie par Images de Particules). Sur le plan numérique, nous mettrons en œuvre des simulations des grandes échelles de l'écoulement du liquide. Les bulles seront représentées par des sources de quantité de mouvement distribuées à des positions aléatoires fixes dans un écoulement uniforme descendant. Chaque source de quantité de mouvement sera répartie sur quelques-unes des mailles de calcul dont la taille sera de l'ordre de celle des bulles. Notre objectif est de vérifier s'il est possible de reproduire les principales caractéristiques de la pseudo-turbulence sans décrire ni l'écoulement dans le voisinage proche des bulles ni le mouvement d'agitation de celles-ci.

Dans les écoulements à bulles, l'interprétation des résultats peut être fortement influencée par les problèmes liés à la définition exacte des grandeurs mesurées ou simulées autant qu'à la précision des mesures ou des calculs. Pour cette raison, nous avons effectué de nombreux essais de manière à asseoir la validité des techniques utilisées. Il nous a semblé important d'en faire le compte-rendu complet dans ce mémoire, qui en conséquence est assez long. De manière à en rendre la lecture plus digeste, nous avons adopté la structure suivante. Le mémoire est découpé en deux parties de deux chapitres chacune, la première étant consacrée aux expériences, la seconde aux simulations numériques. Chaque partie est construite en suivant la même logique : un chapitre dédié à la présence des techniques et des nombreuses validations nécessaires, suivi d'un chapitre rassemblant les résultats saillants et la discussion physique. Ainsi le lecteur souhaitant un accès rapide à la contribution que ce travail apporte à la compréhension de l'hydrodynamique dans les écoulements à bulles pourra se contenter de lire les chapitres deux (*Résultats expérimentaux de l'essaim*) et quatre (*Simulations numériques des cas expérimentaux pour les trois tailles de bulles*). Alors que le lecteur voulant connaître les détails techniques utilisés et se forger une opinion sur leur validité trouvera les informations nécessaires dans les chapitres un (*Dispositif expérimental et instrumentation*) et trois (*Présentation du modèle numérique et validations*).

Au cours de ma thèse, j'ai abordé un autre sujet : *l'émission acoustique produite par la coalescence de bulles au moment de leur détachement d'un tube capillaire*. Ce travail a été conduit à l'aide du dispositif expérimental de ma thèse lors de la visite à l'IMFT de Richard Manasseh, un collègue australien du CSRIO de Melbourne. Nous avons rédigé l'article présenté en annexe, qui a été soumis au *J. Multiphase Flow*.



# Chapitre 1

## Dispositif expérimental et instrumentation

Ce chapitre est consacré à des études préliminaires qui nous permettent de mettre en œuvre notre stratégie pour l'étude des écoulements gaz-liquide lorsque la phase dispersée, les bulles d'air, ont un mouvement d'ascension sous l'action de la gravité. Le début de notre travail fut de concevoir le dispositif expérimental adéquat, capable de créer tous les écoulements nécessaires à notre étude.

Ici, nous avons choisi d'étudier un cas simple : l'ascension d'un essaim de bulles dans une phase continue au repos. Dans ce type d'écoulement, la mise en mouvement du liquide est causée par l'ascension de l'essaim de bulles. Cette catégorie d'écoulement garantit l'absence d'interactions entre les bulles et d'un écoulement moyen du liquide qui pourrait masquer l'effet des bulles sur la dynamique du liquide. Une fois choisi le type d'écoulement, nous avons réfléchi aux fluides à utiliser. Nous avons choisi d'étudier des bulles d'air dans l'eau pour des raisons de simplicité de mise en œuvre et d'entretien de l'expérience.

Les paramètres régissant les caractéristiques de l'écoulement sont alors le diamètre des bulles et le nombre de bulles par unité de volume du liquide, communément nommé fraction volumique ou taux de vide. Des bulles de taille plus petite que le millimètre sont sphériques et ont une trajectoire rectiligne. Leur mouvement engendre un déplacement du liquide. Des bulles plus grosses suivent une trajectoire en zigzag ou hélicoïdale. Elles ont donc un sillage plus important et créent plus d'agitation dans le liquide. Le diamètre des bulles est donc un paramètre important. Pour faire varier la taille des bulles, il faut faire varier le diamètre des injecteurs et le débit d'air. Un autre paramètre important qui résulte du débit d'air injecté et du nombre d'injecteurs est la fraction volumique. Elle détermine l'intensité des interactions entre les sillages induits par les bulles en ascension. Lorsque l'essaim est dense, les interactions de sillage sont favorisées. Ces interactions engendrent une turbulence du liquide que l'on nomme *pseudo-turbulence* pour la distinguer de la turbulence de cisaillement monophasique.

Les précautions à prendre pour réussir l'étude de l'ascension d'un essaim de bulles dans de l'eau au repos sont nombreuses. La première est de créer un essaim de bulles homogène, composé de bulles de même taille pour avoir des sillages de même intensité. La répartition des bulles dans l'espace doit être vérifiée pour s'assurer de l'absence de recirculation du liquide dans l'expérience. Le dispositif doit être suffisamment large et haut pour un écoulement établi spatialement. La mesure précise de la pseudo-turbulence induite par les bulles nécessite donc la maîtrise à la fois des différents paramètres de l'écoulement et des moyens de mesure.



## 1.1 Le dispositif expérimental : *La girafe*

Le début de notre travail expérimental a été de concevoir un dispositif permettant de produire le type d'écoulement voulu, tout en permettant la possibilité de faire varier la taille des bulles et la fraction volumique.

La Figure 1.1 représente le dispositif expérimental. Il est composé d'un réservoir en verre [1] de  $15 \times 15 \times 100$  cm qui permet la visualisation des bulles et donc la mesure optique. On remplit d'eau le réservoir en ouvrant la vanne [2]. L'eau est préalablement filtrée de manière à supprimer les particules plus grosses que  $15 \mu\text{m}$ . Deux cuves d'air de volumes différents [3]  $V=200$  l et [4]  $V=10$  l alimentées indépendamment, sont reliées à des vannes électriques [5]. Ces vannes électriques permettent d'ouvrir ou fermer la connexion de chacune des cuves à alimentation des injecteurs [6]. La cuve ayant le plus faible volume sert à alimenter à pression constante la chambre des capillaires alors que la plus grosse permet la décompression de la chambre lors de l'arrêt de l'injection des bulles. Nous avons conçu un circuit d'alimentation en air permettant de maîtriser la pression d'air dans les cuves pour ajuster le débit d'air. Le débit et l'alimentation en air de l'une ou l'autre des deux cuves sont affichés sur un panneau [7] comprenant les débitmètres [8] et les vannes [9]. La pression dans chaque cuve est mesurée avec les manomètres [10] et les vannes électriques sont commandées par un interrupteur [11].

Nous avons injecté des bulles d'air dans de l'eau au repos de sorte que tous les mouvements de la phase continue ne sont dûs qu'aux mouvements des bulles. Pour pouvoir changer la taille des bulles, nous avons conçu trois batteries différentes d'injecteurs [12] dénommées cartouche dans la suite. Chaque cartouche en plexiglass assure la production d'un essaim monodisperse de bulles. Le nombre de capillaires sur chaque cartouche est donné dans le tableau (1.1).

Le dispositif expérimental est conçu pour permettre de changer la cartouche et deux configurations sont possibles :

1. La bulle isolée : Une cartouche avec un seul injecteur (Fig. 1.2) qui est directement alimenté en air (Fig. 1.3 (a)). On peut changer les injecteurs pour étudier les trois tailles de bulles différentes. Pour cela, l'alimentation en air, doit être faible de manière à avoir des bulles suffisamment éloignées les unes des autres. Cette cartouche donne aussi la possibilité d'étudier un train de bulles.
2. L'essaim de bulles : Dans cette configuration, les injecteurs sont tous alimentés (Fig. 1.3 (b)) par la chambre d'air [6]. Les vannes électriques permettent l'arrêt de l'essaim et donc l'étude des fluctuations du liquide engendrées derrière un essaim de bulles en ascension. On peut estimer le temps d'ascension de l'essaim de bulles dans le dispositif pour s'assurer que la longueur du canal est suffisante :  $t = L/V_{essaim}$ , avec  $V_{essaim} \sim 0,35$  m/s la vitesse moyenne de l'essaim de bulles et  $L \approx 1$  m la longueur du canal, il est de l'ordre de 3 s ce qui est suffisant pour effectuer des mesures expérimentales temporelles dans le sillage de l'essaim de bulles.

## 1.2 Caractérisation des injecteurs

Le but de notre expérience est de comprendre les fluctuations de vitesse au sein d'un liquide au repos induites par le mouvement de bulles. Nous voulons faire varier la fraction volumique de gaz pour différents diamètres de bulles. Il apparaît clairement que le diamètre

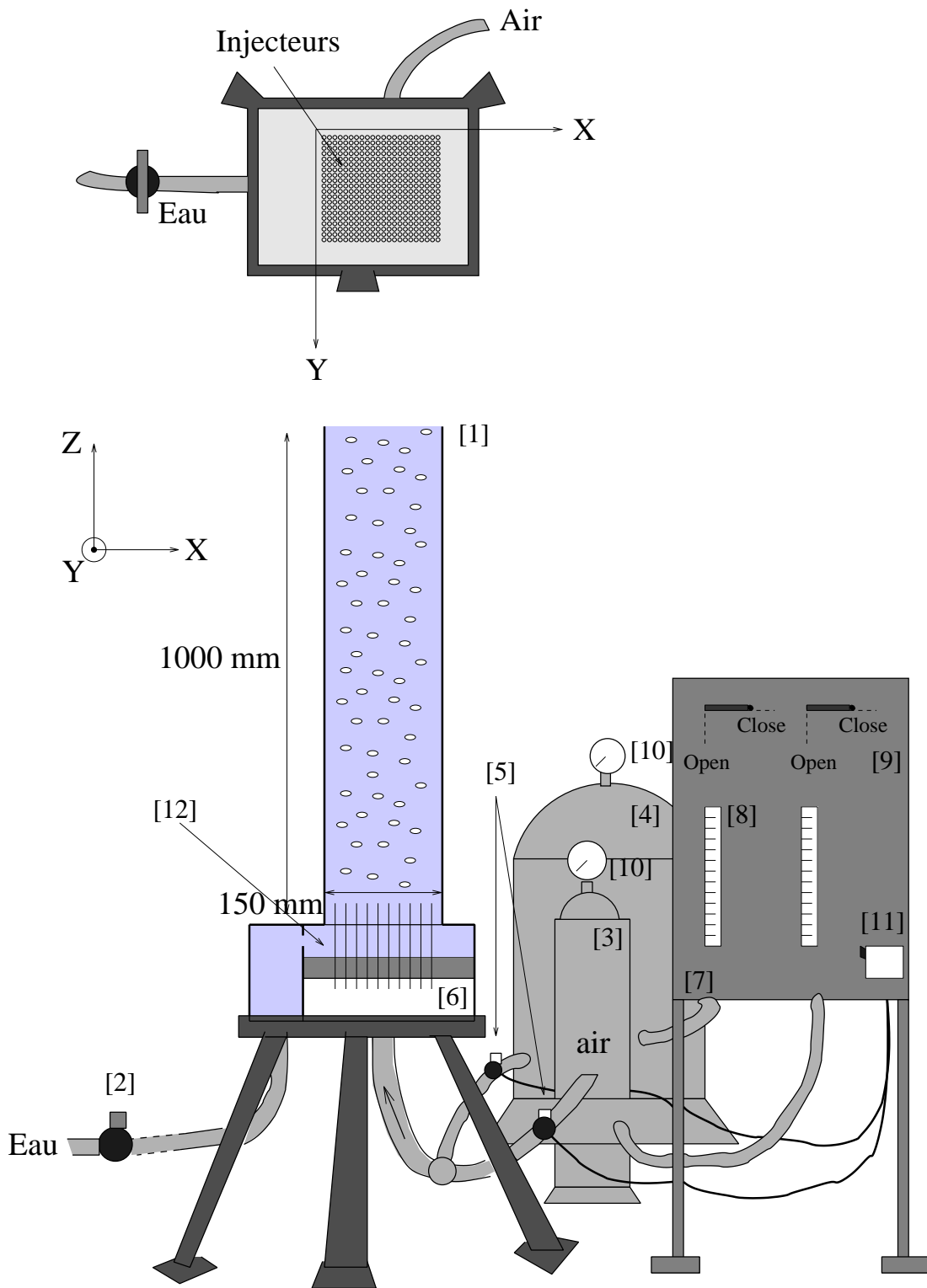


FIG. 1.1 – Le dispositif expérimental : *La girafe*

Cartouche	$N_c$	$d_{const}$ (mm)	$l_c$ (cm)
1	841	0,1	10
2	841	0,2	15
3	361	0,3	15

TAB. 1.1 – Caractéristique des trois cartouches d’injecteurs : Nombre de capillaire  $N_c$  par cartouche, le diamètre interne constructeur  $d_{const}$ , et la longueur des capillaires  $l_c$ .

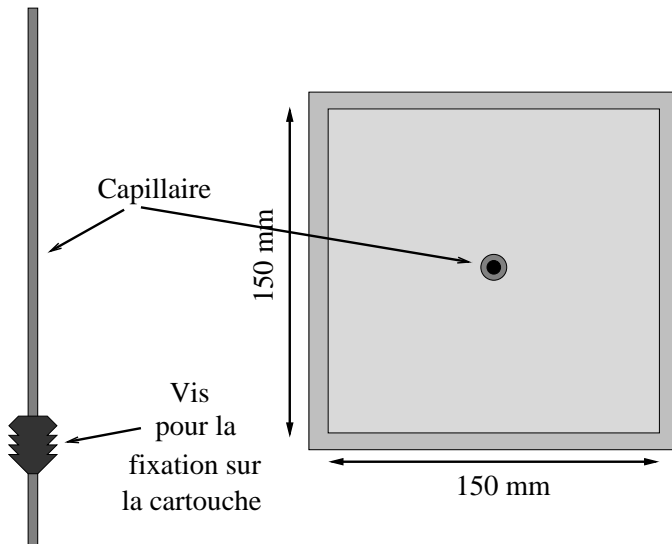


FIG. 1.2 – Capillaire et cartouche pour l’étude de la bulle isolée.

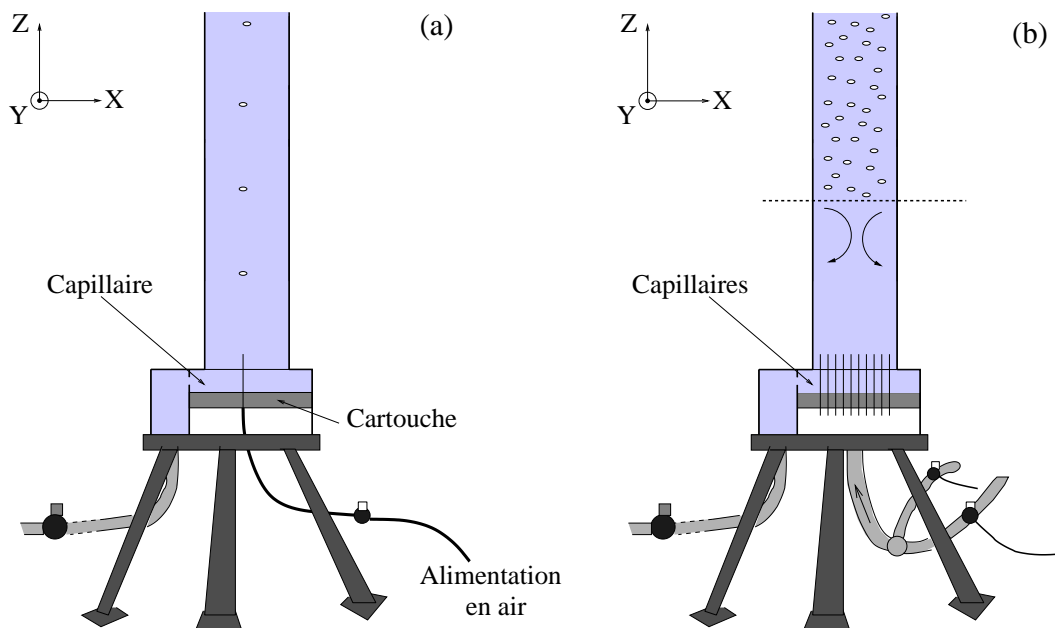


FIG. 1.3 – Les deux configurations possibles de *la Girafe*, (a) La bulle isolée ou le train de bulles, (b) l’essaim de bulles et son sillage.

des bulles va dépendre du diamètre interne des capillaires. En effet, le détachement des bulles dans un liquide au repos, s'effectue lorsque la force de flottabilité devient plus forte que la force capillaire. L'équilibre statique de ces deux forces détermine alors le diamètre au détachement des bulles. Pour une bulle sphérique et un grand angle d'attache entre la bulle et le capillaire, le diamètre statique est

$$d_{eq} \simeq \sqrt[3]{\frac{6 \sigma d_c}{\rho_L g}}, \quad (1.1)$$

où  $\rho_L$  est la densité volumique du fluide,  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $\sigma$  la tension superficielle et  $d_c$  le diamètre du capillaire. Le diamètre équivalent des bulles dépend uniquement du diamètre d'attache de la bulle  $d_c$ , aussi avons nous utilisé plusieurs diamètres de capillaires pour faire varier le diamètre équivalent des bulles.

Avant la fabrication des cartouches, nous avons souhaité mesurer les diamètres internes  $d_c$  des injecteurs capillaires que nous nous étions procurés. Pour cela, nous avons conçu le dispositif décrit sur la figure 1.4. Le capillaire est disposé sur un support attaché à un système de translation micrométrique à trois dimensions permettant d'aligner le capillaire dans le plan focal d'un appareil photo Canon avec flash incorporé. Pour une mesure précise, il faut prendre en compte la différence de longueur des injecteurs. Pour permettre l'alignement du capillaire dans le plan focal de l'appareil photo, une caméra Sensicam est disposée à la verticale de l'injecteur (Fig. 1.4). Une photo du diamètre interne du capillaire est effectuée, traitée avec le logiciel Optimas et comparée à un cercle. Sur la figure 1.5, on constate que les deux contours sont très proches. Le contour expérimental n'est cependant pas un cercle parfait, de petites aspérités sont visibles. Ce dispositif nous a permis de mesurer les diamètres intérieurs de chaque capillaire à leurs deux extrémités avec une précision de  $10 \mu\text{m}$ .

La figure 1.6 présente la fonction de densité de probabilité des rayons des capillaires. Sur cette figure sont représentées, les densités de probabilités brutes, c'est à dire des rayons des capillaires sans distinction de l'extrémité considérée. On constate un excès de petits diamètres qui rendent asymétrique ces d.d.p. brutes. Ces mesures permettent de choisir l'extrémité dont le diamètre est le plus proche de la moyenne. Les d.d.p. triées ne prenant en compte que les meilleures extrémités sont plus symétriques et ont une plus faible variance des rayons internes. L'écart à la moyenne se réduit alors à 10 % (Tab. 1.2). Pour savoir s'il y a une relation entre les diamètres des capillaires et la taille des bulles au détachement, nous avons choisi 9 capillaires (*capillaire choisi*) de diamètre réparti dans la gamme de variation observée. Les diamètres issus de ces capillaires ont été mesurés dans le dispositif *la girafe* en configuration *bulle isolée*. Ils sont représentés par des symboles sur la figure 1.6. On n'observe pas de relation directe entre le diamètre des capillaires et le diamètre des bulles, contrairement à la prédiction de l'équation 1.1. Le détachement des bulles s'avère un problème complexe où la mouillabilité entre les bulles et les injecteurs joue un rôle important.

Les cartouches de capillaires ont été fabriqués en retenant les meilleures extrémités des capillaires. Les d.d.p. de leurs diamètres intérieurs correspondant donc aux courbes en traits pleins sur la figure 1.6.

$d_{const}$ (mm)	$d_c$ (mm)
0,1	$0,11 \pm 0,01$
0,2	$0,21 \pm 0,02$
0,3	$0,40 \pm 0,02$

TAB. 1.2 – Diamètres internes moyen des capillaires  $d_c$  pour les trois cartouches d'injecteurs comparés aux diamètres annoncés par le constructeur  $d_{const}$ .

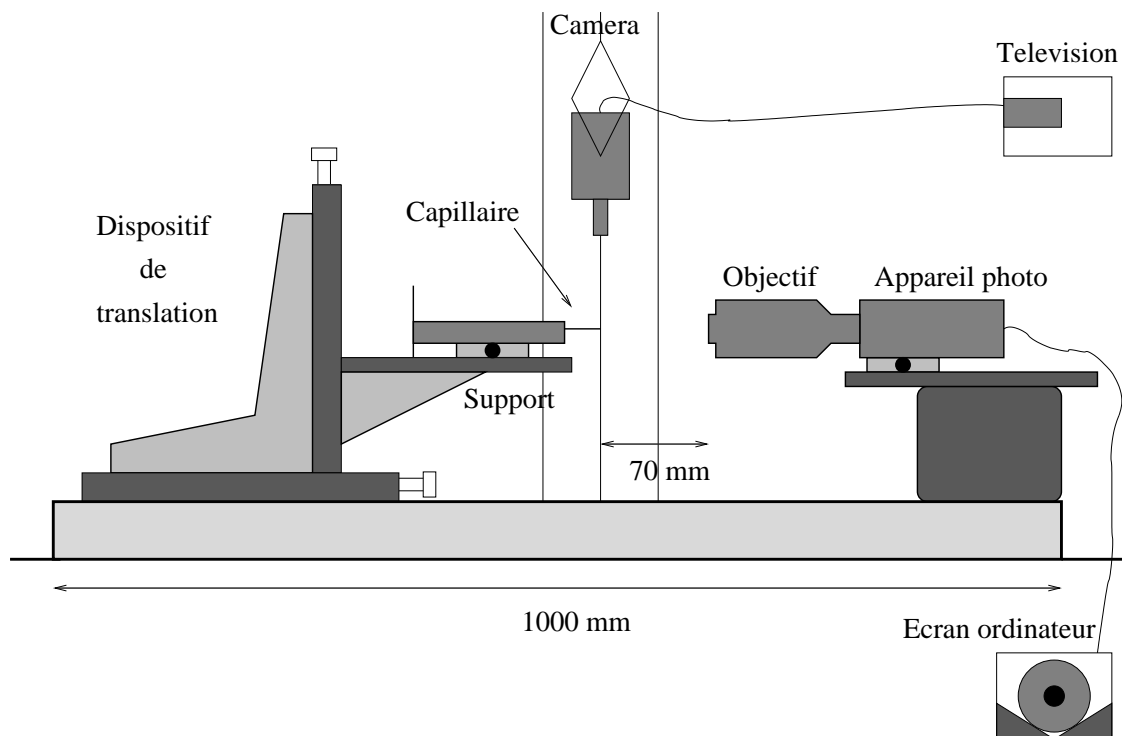


FIG. 1.4 – Dispositif expérimental pour la mesure du diamètre interne des capillaires  $d_c$ .

### 1.3 La taille des bulles au détachement

Dans cette partie, nous voulons vérifier la taille des bulles en sortie des injecteurs. Nous souhaitons pouvoir augmenter le débit d'air  $Q$  sans changer la taille de nos bulles. Nous avons effectué la mesure des bulles à l'aide de deux dispositifs expérimentaux non intrusifs en utilisant notre manipulation en mode *bulle isolée* (§1.1). Le détachement des bulles étant un phénomène très rapide, nous avons utilisé une caméra rapide Photron ultima APX avec un champ de  $1024 \times 1024$  pixels pour  $6,12 \text{ mm}^2$  et une fréquence d'acquisition  $f=10\,000$  Hz. La mesure est effectuée avec les injecteurs de référence choisis parmi les trois gammes de capillaires. Les contours des bulles sont déterminés à l'aide du logiciel Optimas et l'erreur sur la mesure est de l'ordre du pixel soit  $5,9 \mu\text{m}$ . Un exemple de contour détecté est comparé à l'image brute sur la figure 1.7.

Une autre mesure de taille de bulles a été effectuée en utilisant un hydrophone positionné près de l'extrémité de l'injecteur. Les bulles émettent un son à une fréquence caractéristique de leur rayon. La relation entre la fréquence acoustique  $f$  correspondant

aux oscillations du volume des bulles et leur rayon  $r_c$  est donnée (Minnaert (1933), Leighton & Walton (1987)),

$$d_c = \frac{1}{\pi f} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho_L}}, \quad (1.2)$$

où  $P_0$  est la pression absolue et  $\gamma$  la chaleur spécifique du gaz. L'hydrophone produit un signal analogique qu'une carte d'acquisition convertie en signal numérique (Manasseh *et al.* (1998)) enregistré par un ordinateur. En déterminant la fréquence  $f$  du signal nous pouvons mesurer la taille des bulles au détachement grâce à la relation 1.2.

La figure 1.8 présente la mesure du diamètre équivalent des bulles  $d_{eq}$ , c'est à dire le diamètre de la sphère de même volume que la bulle, en fonction de la fraction volumique. La fraction volumique est calculée en déterminant les instants de détachement des bulles et en considérant une batterie de  $N$  injecteurs tous alimentés de la même façon et produisant des bulles de même diamètre. Le débit total  $Q$  des injecteurs s'écrit alors,

$$Q = N f \frac{\pi d_{eq}^3}{6}. \quad (1.3)$$

Connaissant la vitesse d'ascension  $V_0$  des bulles (§1.4) et la section  $A$  du canal, on peut calculer la fraction volumique  $\alpha$  d'un tel essaim de bulles,

$$\alpha = \frac{Q}{AV_0} \quad (1.4)$$

Sur la figure 1.8, nous avons représenté le minimum, le maximum ainsi que la moyenne des diamètres des bulles au détachement en fonction de la fraction volumique  $\alpha$ . Le diamètre est déterminé par la moyenne de cinq mesures du contour des bulles pour chaque fraction volumique et pour chaque capillaire des trois gammes (§1.2). Deux régimes peuvent être distingués. Le premier observé pour  $\alpha < 1\%$  est le régime statique où

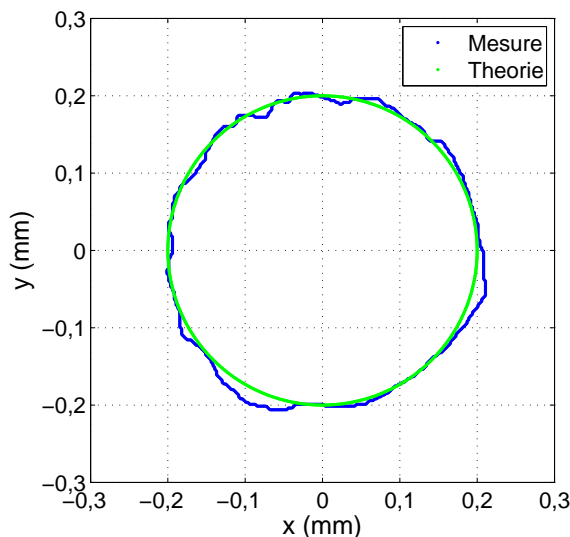


FIG. 1.5 – Exemple de comparaison entre le contour intérieur du capillaire mesuré et un cercle.

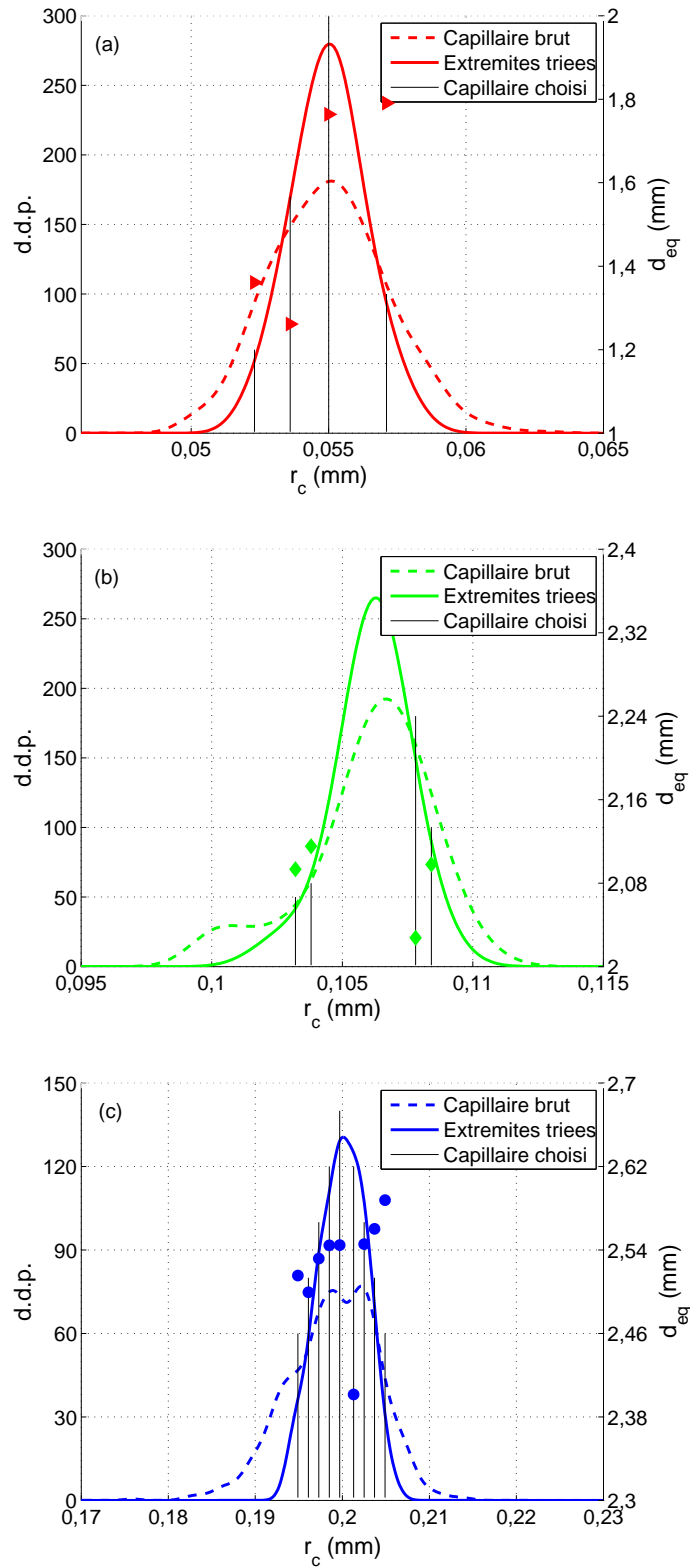


FIG. 1.6 – Fonction de densité de probabilité (d.d.p.) des rayons des capillaires  $r_c$  pour les trois cartouches d’injecteurs. - Trait plein - Rayon des capillaires sans distinction des côtés. - Trait pointillé - Rayon des capillaires en choisissant le meilleur côté. - Traits verticaux - Capillaires choisis pour la mesure des bulles aux détachements. Les Symboles représentent le calcul du diamètre des bulles issues de la mesure du diamètre des capillaires choisis.

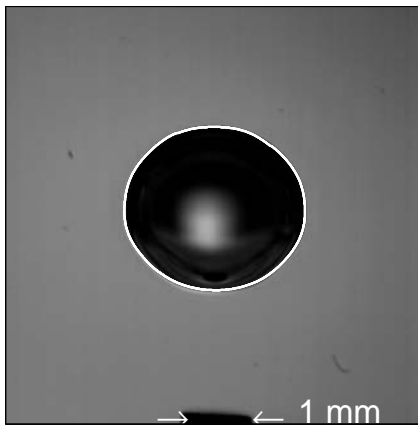


FIG. 1.7 – Comparaison entre l’image brute d’une bulle de diamètre  $d_{eq}=2,5$  mm au détachement et la détection de son contour à l’aide du logiciel Optimas.

la fraction volumique peut-être modifiée sans changer le diamètre des bulles qui est bien prédit par l’équilibre statique (Eq. 1.1). L’essaim de bulles présente une très faible polydispersité des tailles de bulles. Pour des débits plus importants correspondants à  $\alpha > 1$  %, on observe le régime dynamique. L’inertie du liquide retarde le détachement des bulles qui ont alors un volume plus grand lors du détachement. La taille des bulles croît alors avec la fraction volumique. La polydispersité est plus grande tout en restant modérée (Tab. 1.3).

$d_c$ (mm)	$d_{eq}$ (mm)	$\alpha$ (%)
0,1	$1,6 \pm 0,2$	0,05-1,20
0,2	$2,1 \pm 0,1$	0,10-2,00
0,4	$2,5 \pm 0,1$	0,05-1,00

TAB. 1.3 – Tailles de bulles pour les trois cartouches d’injecteur et la gamme de fraction volumique où l’essaim de bulles reste monodispersé à 12 % près pour les plus petites bulles et 5 % pour les deux autres tailles de bulles.

On peut remarquer que les mesures acoustiques sont proches de nos mesures par imagerie. Ces mesures sont moins précises mais sont toujours comprises entre le minimum et le maximum des mesures. Enfin, les symboles carrés sur la figure 1.8 représentent les diamètres statistiques calculés en injectant les valeurs minimales, moyennes et maximales des diamètres intérieurs mesurés des capillaires dans la formule 1.1. On constate que les diamètres statiques calculés restent cohérents avec nos résultats obtenus par imagerie et acoustique.

## 1.4 Les caractéristiques d’une bulle en ascension

Dans cette partie, nous avons mesuré les caractéristiques du mouvement d’une bulle isolée à l’aide de deux caméras vidéo rapides. Nous avons enregistré les mouvements tridimensionnels à l’aide de deux caméras filmant un champ  $16,7 \times 7,5$  cm : une caméra La Vision ( $1270 \times 570$  pixels) et une caméra X-stream (champ  $1260 \times 580$  pixels). Pour obtenir



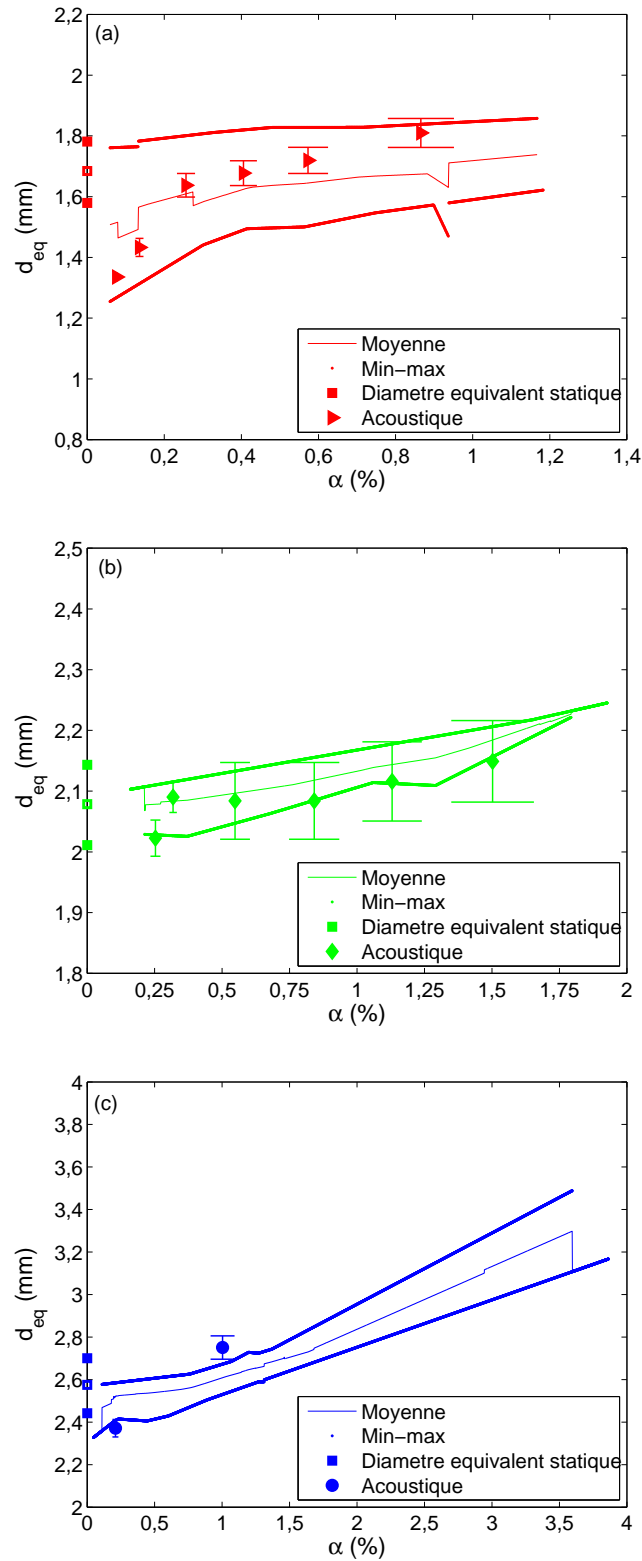


FIG. 1.8 – Mesures du diamètre moyen  $d_{eq}$  des bulles au détachement en fonction de la fraction volumique  $\alpha$  pour les différentes gammes de capillaires (a)  $d_c=0,1$  mm, (b)  $d_c=0,2$  mm, (c)  $d_c=0,4$  mm.

des images simultanées des deux caméras, nous les avons déclenchées avec un GBF à une fréquence  $f=1000$  Hz. La mesure est effectuée à une hauteur suffisamment élevée ( $H=500 \pm 5$  mm) pour avoir une trajectoire établie. Les temps d'expositions des deux caméras ont été fixés à  $t=0,1$  ms. Les capillaires moyens de chaque série sont utilisés et la fréquence de bullage est suffisamment faible ( $f \approx 5$  Hz) pour être dans le cas de bulle isolée sans interaction de sillage entre elles (la distance entre deux bulles qui se suivent est plus grande que 100 diamètres de bulle).

Une correction optique est effectuée pour tenir compte des variations du grandissement optique dû à la position des bulles dans les champs des deux caméras. L'étalonnage optique a montré que le grandissement était une fonction linéaire de la distance au plan focal. Nous avons donc détecté les contours des bulles (Fig. 1.9) et corrigé ces contours par le grandissement optique. Expérimentalement, Ellingsen & Risso (2001) ont montré que le mouvement du centre de la bulle d'air de diamètre 2,5 mm vérifiait les lois horaires suivantes,

$$\begin{cases} x_b = A_x \sin(\omega t) \\ y_b = \pm A_y \cos(\omega t) \\ z_b = A_z \sin(2\omega t + \tau) + V_0 t \end{cases} \quad (1.5)$$

Avec  $A_x$ ,  $A_y$ ,  $A_z$  les amplitudes d'oscillation du mouvement des bulles,  $\omega$  la pulsation du mouvement,  $\tau$  la phase et  $V_0$  la vitesse d'ascension. La projection dans les deux plans de nos caméras du contour théorique d'une ellipsoïde de révolution de diamètre égal au diamètre de nos bulles au détachement, de rapport de forme  $\chi$ , de vitesse d'ascension  $V_0$  parallèle à l'axe de symétrie des bulles et vérifiant les équations 1.4 est superposée à nos contours expérimentaux (Fig. 1.10). La meilleure superposition des contours théoriques nous a permis de mesurer les différents paramètres des trajectoires et de la forme des bulles. Les deux gammes de bulles les plus grosses ont une trajectoire hélicoïdale non circulaire correspondant à la transition entre un mouvement en zig-zag et l'hélice circulaire (Aybers & Tapucu (1969b), Aybers & Tapucu (1969a)). Les plus petites bulles ont un mouvement rectiligne avec une faible vitesse de dérive comme le montre les visualisations trois dimensions de la figure 1.10 (a).

Pour les bulles de 2,1 et 2,5 mm, les amplitudes sont mesurées dans la direction de plus grandes ( $A_x$ ) et de plus petites ( $A_y$ ) amplitudes d'oscillations. Nous avons mesuré ainsi les amplitudes principales et secondaires de 20 trajectoires non circulaires de bulles (Fig. 1.11).

Les vitesses  $V_0$  mesurées pour chaque trajectoire et pour les trois gammes de bulles sont représentées sur la figure 1.12 (a). Les vitesses d'ascensions sont peu dispersées sauf la 2<sup>e</sup> trajectoire des bulles de diamètre  $d_{eq}=2,1$  mm. L'angle d'inclinaison  $\theta$  est l'angle maximal entre la vitesse des bulles, qui est parallèle à l'axe de révolution de la bulle, et la verticale (Fig. 1.12). Cet angle est maximal lorsque la bulle change l'orientation de son mouvement (Fig. 1.10). Les mesures sont dispersées mais elles restent sur une gamme proche des résultats de Ellingsen & Risso (2001),  $\theta=25^\circ$ .

En conclusion, nous avons déterminé les différents paramètres régissant l'ascension d'une bulle dans de l'eau au repos ainsi que les différents nombres adimensionnels du problème (Tab. 1.4). Nous sommes donc dans un régime inertiel à fort nombre de Reynolds (540 à 760) et nombre de Weber intermédiaire (2,6 et 3,3). La figure 1.13 montre l'évolution du nombre de Weber en fonction du rapport de forme  $\chi$  (grand axe sur petit axe) de la bulle. Nos résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par Duineveld (1994) dans de l'eau ultra-pure et s'éloigne peu de la théorie de Moore (1965).

## (a) Paramètres mesurés

$d_c$ (mm)	$d_{eq}$ (mm)	$\alpha$ (%)	$\chi$	$V_0$ (mm/s)
$0,11 \pm 0,010$	$1,6 \pm 0,2$	0,05 - 1,20	$1,44 \pm 0,01$	$335 \pm 3$
$0,21 \pm 0,020$	$2,1 \pm 0,1$	0,10 - 2,00	$1,70 \pm 0,01$	$320 \pm 10$
0,33	2,5	0,05 - 0,60	2,00	309
$0,40 \pm 0,015$	$2,5 \pm 0,1$	0,05 - 1,00	$2,00 \pm 0,01$	$298 \pm 8$

$A_x$ (mm)	$A_y$ (mm)	$f$ (Hz)	$\theta$ (°)
0	0	0	0
$4,9 \pm 0,5$	$3,5 \pm 0,5$	$4,6 \pm 0,1$	$25 \pm 4$
4,3	0	6,3	25
$5,2 \pm 0,5$	$3,7 \pm 0,4$	$5,0 \pm 0,1$	$28 \pm 2$

## (b) Nombres adimensionnels

Re	We	St	Cd
$536 \pm 71$	$2,57 \pm 0,37$	0	$0,19 \pm 0,03$
$672 \pm 53$	$3,07 \pm 0,34$	$0,030 \pm 0,003$	$0,27 \pm 0,03$
772	3,41	0,051	0,34
$762 \pm 50$	$3,32 \pm 0,30$	$0,041 \pm 0,004$	$0,35 \pm 0,03$

$Cd(\chi)$	Bo	Fr
$0,15 \pm 0,02$	$0,36 \pm 0,09$	$7,15 \pm 1,02$
$0,19 \pm 0,02$	$0,62 \pm 0,06$	$4,97 \pm 0,55$
0,22	0,88	3,89
$0,22 \pm 0,02$	$0,88 \pm 0,07$	$3,79 \pm 0,34$

TAB. 1.4 – Les caractéristiques des bulles étudiées : (a) Les paramètres de trajectoire et de forme de la bulle isolée pour les trois gammes de bulle et (b) les différents nombres adimensionnels correspondants comparés aux résultats de Ellingsen & Risso (2001) (Troisième ligne des tableaux).

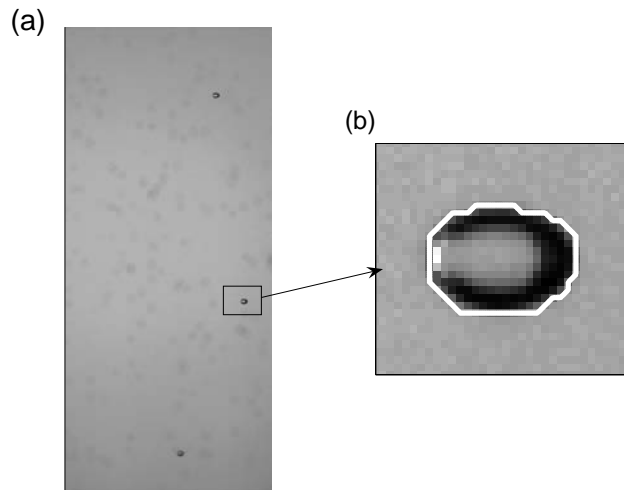


FIG. 1.9 – Détection d’une bulle de diamètre  $d_{eq}=2,5$  mm en ascension. (a) Vue principale et (b) détection du contour de la bulle superposé à l’image brut.

## 1.5 La mesure de la phase dispersée

Connaissant toutes les caractéristiques des bulles qui formeront notre essaim, il nous reste à déterminer si l’essaim est homogène et établi spatialement, c’est-à-dire s’il n’y a pas de gradient de fraction volumique. Le but de cette partie est de présenter les moyens et le dispositif qui nous ont permis de déterminer les profils de taux de vide ainsi que les vitesses moyennes des bulles pour les différentes séries de capillaires. Pour cela, nous avons utilisé notre manipulation en mode essaim de bulles.

### 1.5.1 La sonde optique : aspects techniques

La sonde optique utilisée de marque RBI, est un appareil qui permet la détection locale de la phase gazeuse. Cette détection est basée sur la différence d’indice optique du milieu présent à l’extrémité de la fibre optique appelée *optrode* (Fig. 1.14). La lumière est générée à l’aide d’une diode et guidée par un câble optique jusqu’à l’optrode. Ensuite, elle est réfléchié ou partiellement réfractée selon le milieu puis suit le chemin inverse jusqu’à un photo-détecteur. Le signal électrique-analogique du photo-détecteur est ensuite amplifié et transformé en signal à deux niveaux représentant les deux phases avec une carte d’acquisition analogique-numérique (DAS1700) installée dans un micro-ordinateur (Fig. 1.15). L’extrémité de la fibre est taillée de façon à avoir une réflexion totale dans l’air et donc pouvoir détecter les plus petites bulles ( $10 \mu\text{m}$ ).

Avant de pouvoir obtenir les informations qui nous intéressent, nous devons transformer le signal continu de la sonde optique en signal binaire, c’est-à-dire un signal qui vaut 0 lorsque la sonde est dans l’eau et 1 lorsqu’elle est dans l’air. Cette transformation dépend de trois paramètres :

1. La période d’échantillonnage du signal  $\delta t=10^{-4}$  s qui conditionne le nombre de points dans la bulle, et doit être suffisamment court pour décrire les fronts de la bulle.

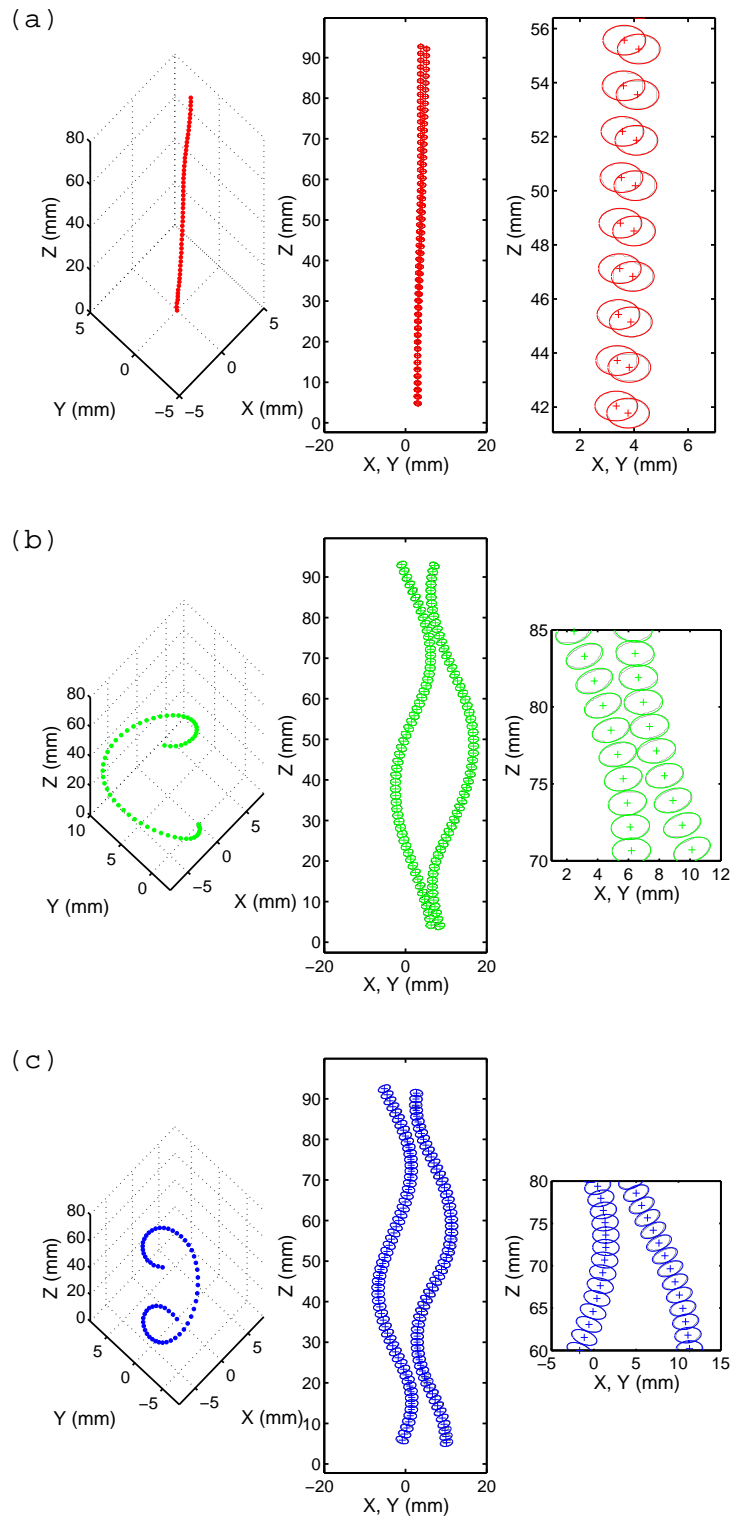


FIG. 1.10 – Trajectoires des différentes bulles étudiées : - à gauche - Trajectoire en trois dimensions, - au centre - visualisation des deux caméras, - à droite - superpositions des contours théoriques et expérimentaux pour les bulles de diamètres (a)  $d_{eq}=1,6$  mm, (b)  $d_{eq}=2,1$  mm, (c)  $d_{eq}=2,5$  mm.

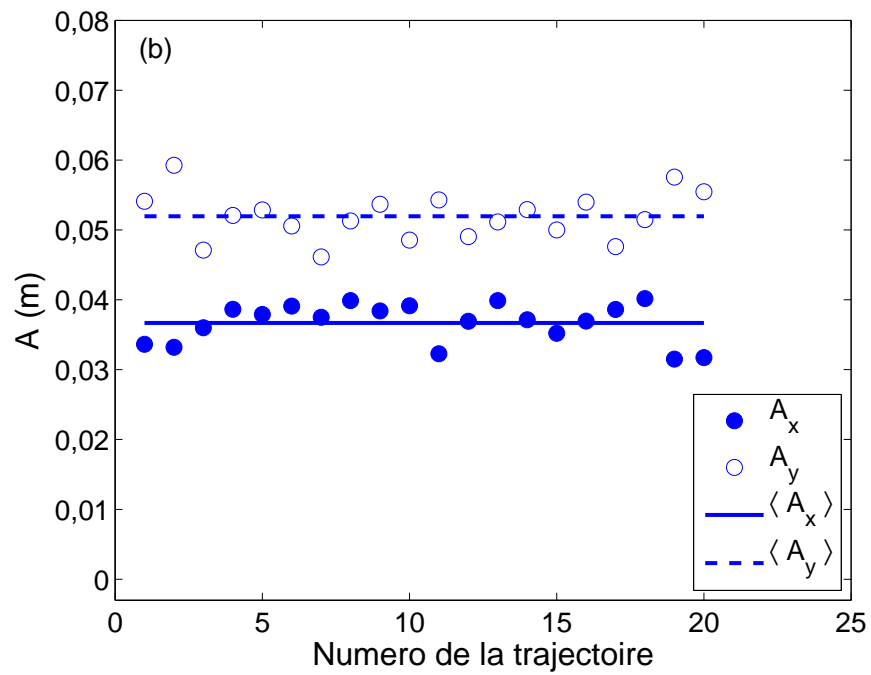
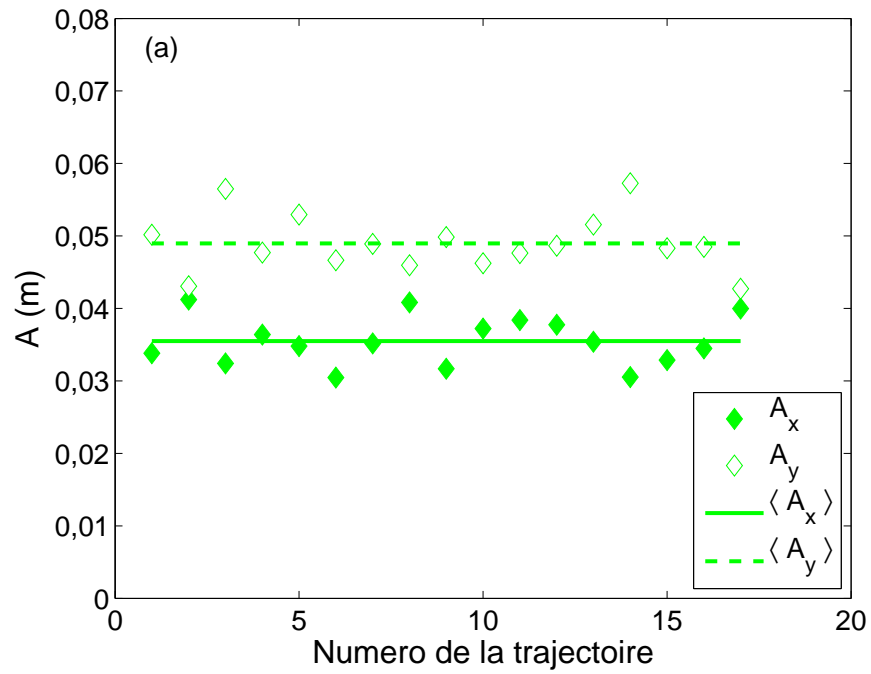


FIG. 1.11 – Amplitude des oscillations du mouvement des bulles dans le repère principal d'oscillation. (a) Bulles de diamètre  $d_{eq}=2,1$  mm, (b)  $d_{eq}=2,5$  mm.

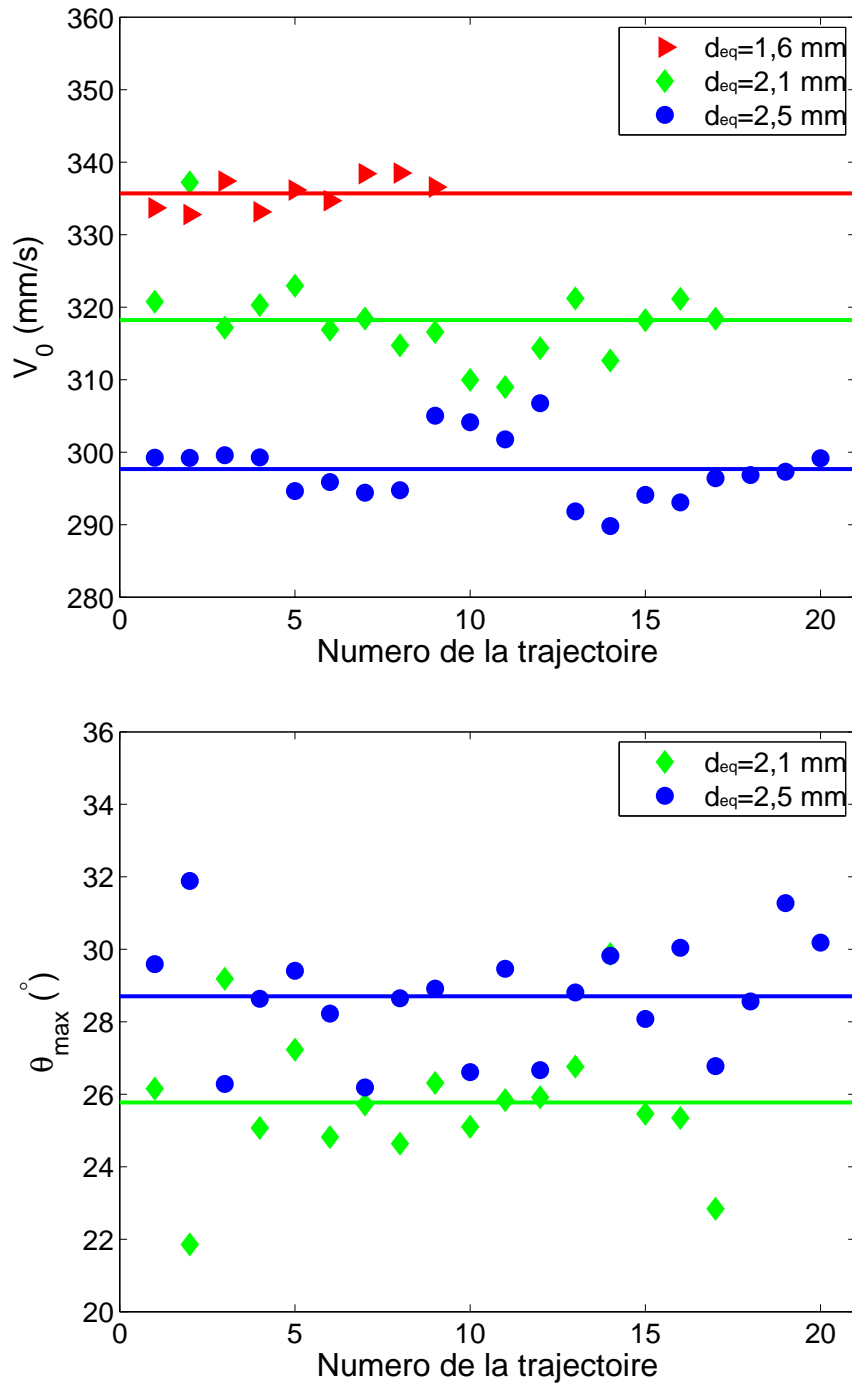


FIG. 1.12 – (a) Vitesse d'ascension  $V_0$  des bulles pour les différentes trajectoires et (b) angle d'inclinaison maximal  $\theta$  de la vitesse des bulles avec la verticale.

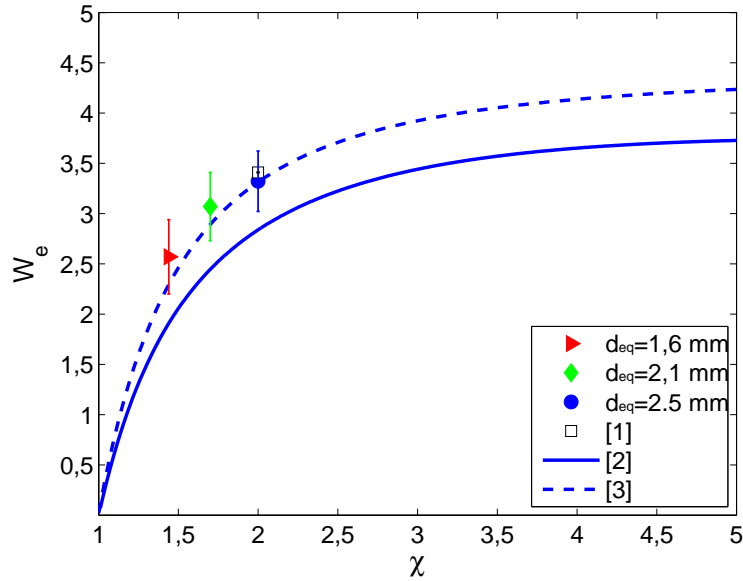


FIG. 1.13 – Nombre de Weber  $We$  en fonction du rapport de forme  $\chi$  de la bulle. [1] Mesure de Ellingsen & Risso (2001) et [2] théorie de Moore (1965) et de [3] Duineveld (1994).

2. Le temps d'échantillonnage  $T > 800$  s détermine la convergence statistique des mesures, puisqu'il conditionne le nombre de bulles qui touchent la sonde. Le temps d'échantillonnage minimum est imposé par les plus faibles fractions volumiques.
3. Le seuil  $s$  de détection des bulles doit être le plus bas possible pour assurer la détection de toutes les bulles. Nous avons fixé le seuil à  $s = 0,01$  V au dessus de la tension correspondant au liquide (Fig. 1.16).

Une fois, le signal brut transformé en signal binaire, nous pouvons calculer la fraction volumique locale par moyenne dans le temps. Elle correspond au nombre  $N_b$  de point détecté dans les bulles par rapport au nombre  $N_T$  de point total,

$$\alpha = \frac{N_b \delta t}{T} = \frac{N_b}{N_T} \quad (1.6)$$

L'utilisation d'une bisonde peut permettre d'obtenir en plus de la fraction volumique locale la vitesse de l'interface des bulles. Ceci est possible grâce au décalage temporel des deux signaux des sondes optiques (Fig. 1.17). Avant tout, nous avons mesuré l'écartement des deux fibres optiques  $d_s = 0,538 \pm 0,011$  mm à l'aide d'un support binoculaire  $M3$  de grossissement  $\times 60$ .

L'estimation des vitesses d'interface des bulles dans l'alignement des deux sondes s'exprime alors,

$$V_i = \frac{d_s}{\Delta t_{12}}, \quad (1.7)$$

où  $\Delta t_{12}$  est le temps écoulé entre les contacts de la bulle avec les deux fibres.

La mesure des vitesses d'interface des bulles a été étudiée en détail par Kiambi *et al.* (2003) et Ellingsen (1998). La sonde optique est un dispositif intrusif, le nombre de bulles



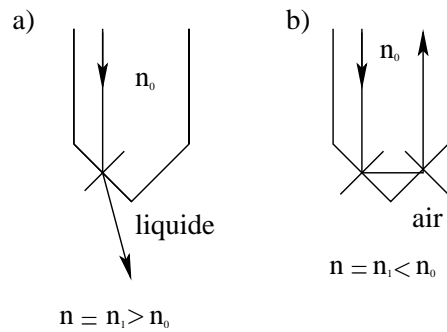


FIG. 1.14 – Schéma de l'extrémité de la sonde optique : l'optrode. -a- Réfraction -b- Réflexion totale

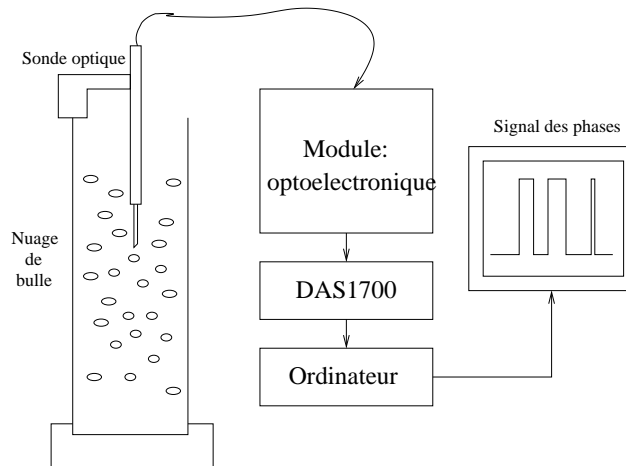


FIG. 1.15 – Chaîne de mesure de la sonde double.

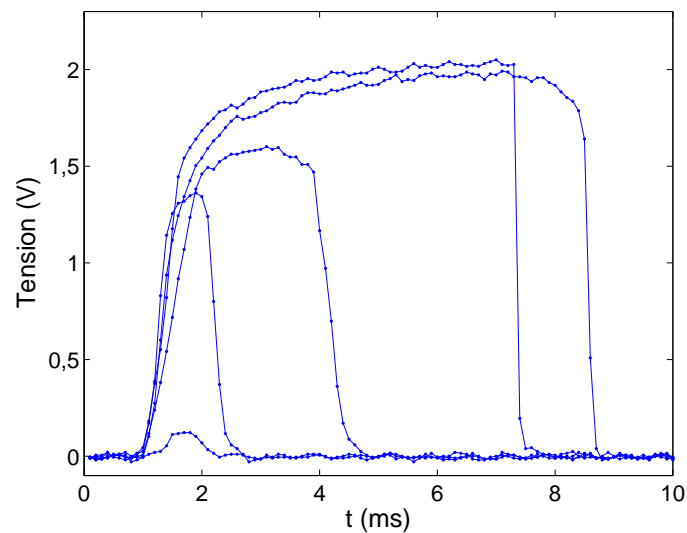


FIG. 1.16 – Les différents signaux possibles de la sonde optique : choix de la tension minimale pour le seuil, permettant de détecter tous les passages des bulles ( $s=0,01$  V).

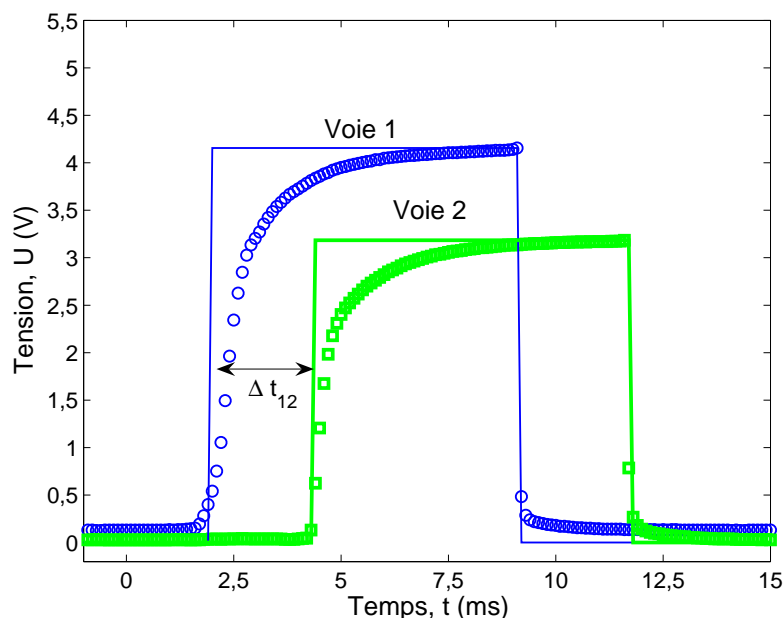


FIG. 1.17 – Détection des deux signaux des voies de la double sonde optique.

perçées par la première fibre est 30 % plus élevé que celui des bulles perçées par la seconde fibre (Kiambi *et al.* (2003)). Souvent la bulle perturbée par le choc avec la première sonde ne touche pas la seconde sonde. Si l'on constate un décalage  $\Delta t_{12}$  des signaux trop importants, on rejette la mesure car elle correspond à une bulle n'ayant pas touché la deuxième sonde.

Les vitesses d'interfaces des bulles ainsi mesurées sont surestimées et ce d'autant plus que la trajectoire des bulles est inclinée par rapport à la verticale (Ellingsen (1998)). Pour s'en convaincre nous avons représenté différents cas possibles d'arrivée de bulle sur la sonde optique (Fig. 1.18). (a) Dans le cas où la bulle à une vitesse parallèle à l'axe d'alignement des fibres optiques, la mesure de la vitesse de la bulle est correcte. (b) Dans le cas où la bulle arrive sur la sonde avec une vitesse latérale, la vitesse est surestimée car la bulle va toucher les deux fibres avec un laps de temps  $\Delta t_{12}$  très petit.

Kiambi *et al.* (2003) montrent que les résultats des signaux de la sonde optique sont plus précis lorsque la taille des bulles augmente. Ceci revient à dire que plus le rapport  $d_{eq}/d_s$  est élevé et plus les mesures sont précises. Ayant des bulles de taille fixe, nous avons utilisé une bisonde avec un faible écartement  $d_s$  pour obtenir une mesure précise. Dans le cas de Ellingsen (1998), l'écartement entre les deux fibres est de  $d_s=3,1$  mm alors que notre sonde a un écartement de  $d_s=0,5$  mm (Tab. 1.5). Lorsque l'écartement entre les fibres optiques est faible, les interfaces des bulles peuvent toucher les deux fibres avec un délai  $\Delta t_{12}$  très faible. Les vitesses d'interface sont alors très élevées et il faut déterminer un seuil limite de vitesse  $V_c$  correspondant à des vitesses de bulles réalistes.

## 1.5.2 La convergence statistique de la fraction volumique

Deux possibilités de mesure de la fraction volumique sont possibles : à l'aide d'une sonde optique ou bien en mesurant la hauteur du liquide. On mesure la différence de hauteur du liquide entre le moment où il n'y a pas de bulle et après l'introduction des

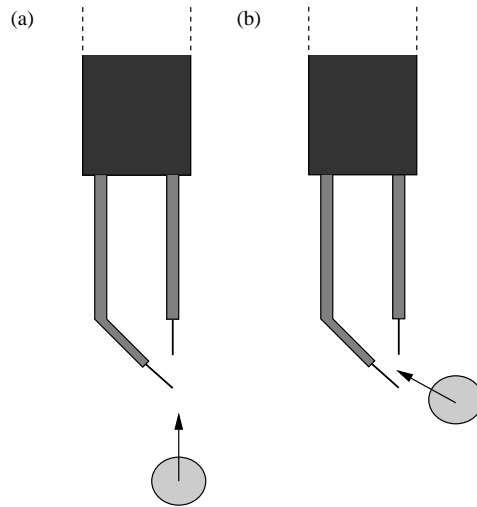


FIG. 1.18 – Les différents cas possibles d’arrivée de la bulle sur la double sonde optique. (a) vitesse de la bulle parallèle à l’axe de la sonde. (b) Vitesse de la bulle faisant un angle avec la verticale

Diamètre des bulles $d_{eq}$ (mm)	$d_{eq}/d_s$ avec $d_s=0,5$ mm	$d_{eq}/d_s$ avec $d_s=3,1$ mm
1,6	3,2	0,5
2,1	4,2	0,7
2,5	5,0	0,8

TAB. 1.5 – Tableau des rapports entre la taille des bulles  $d_{eq}$  et l’écartement des fibres optiques  $d_s$  pour la mesure des vitesses des bulles  $V_b$  dans l’essai.

bulles. Cette mesure est très délicate et peu précise car il est difficile de déterminer correctement la position de l’interface liquide-air à forte fraction volumique. Nous avons préféré mesurer la fraction volumique à l’aide d’une sonde optique simple. La figure 1.19 présente la moyenne de la fraction volumique  $\alpha_t(t)$  sur l’intervalle  $[0,t]$  pour les différentes gammes de bulles, ce qui permet de juger de la convergence temporelle de la mesure. La fraction volumique moyenne est estimée par la valeur finale de  $\alpha_t$ . Pour mieux étudier la convergence, nous avons représenté l’écart à  $\pm 2\%$  sur la mesure finale par deux traits pointillés. Pour toutes les gammes de bulles, la fraction volumique est bien convergée et on remarque que le temps d’acquisition nécessaire à cette convergence est plus important lorsque la fraction volumique est faible. Dans la suite de la thèse, toutes les mesures de fractions volumiques ont été effectuées de cette manière ce qui garantit une précision de  $\pm 2\%$  sur la mesure de la fraction volumique  $\alpha$ .

### 1.5.3 Homogénéité de l’essai de bulles

La mesure avec une sonde optique en différents points de notre cuve remplie d’eau a permis de quantifier l’homogénéité spatiale de l’essai de bulles (Fig. 1.20). Cet essai est créé à partir d’une batterie d’injecteurs positionnés à intervalles réguliers sur la cartouche. La figure 1.20 (c) montre que la mémoire de cet arrangement particulier est perdue à

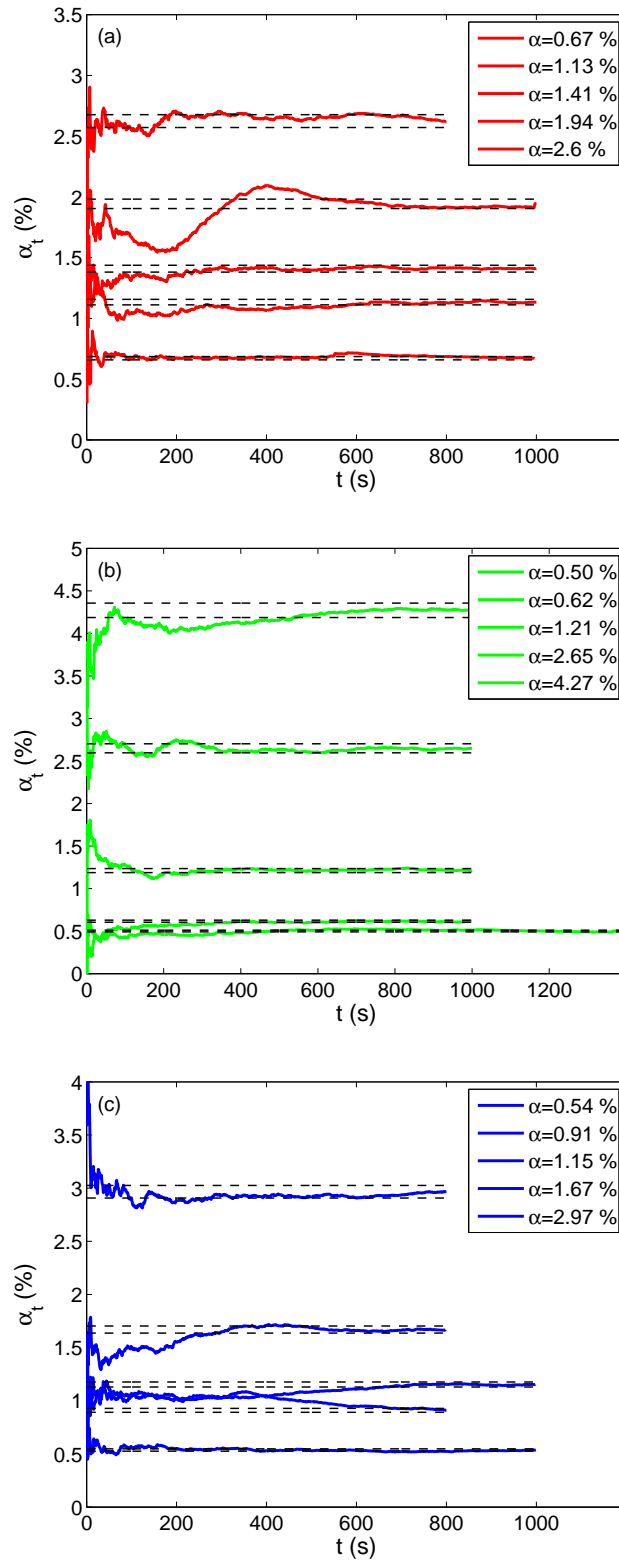


FIG. 1.19 – Moyennes cumulées de la fraction volumique  $\alpha_t$  en fonction du temps. (a) Pour les bulles de diamètre  $d_{eq}=1,6$  mm, (b)  $d_{eq}=2,1$  mm, (c)  $d_{eq}=2,5$  mm.

partir d'une hauteur de 200 mm où les bulles se répartissent de manière uniforme dans le réservoir. Dans le plan horizontal, à une hauteur suffisante pour que l'essaim de bulles soit établi ( $z=500$  mm), les mesures montrent que la fraction volumique est uniforme dans la zone centrale  $-40 \text{ mm} < x, y < 40 \text{ mm}$  (Fig. 1.20 (a) et (b)). Toutes les mesures ultérieures ont été faites dans cette zone de la cuve.

### 1.5.4 La vitesse d'ascension des bulles dans l'essaim

Cette partie est consacrée aux moyens de mesure des vitesses de bulles pour différentes fractions volumiques et pour les trois tailles de bulles. Comme nous l'avons présenté dans la partie technique, la sonde optique mesure des vitesses d'interface très élevées lorsque les bulles ont une composante de vitesse horizontale importante. Il faut par conséquent déterminer un seuil de coupure  $V_c$  au-delà duquel les vitesses mesurées seront considérées comme non représentatives des vitesses de bulles.

Nous avons fait varier la vitesse de coupure  $V_c$  du signal pour les petites bulles ( $d_{eq}=1,6$  mm) pour estimer son impact sur la vitesse moyenne des bulles  $\langle V_b \rangle$  et sur la variance des vitesses de bulles  $\overline{v_b'^2}$  (Fig. 1.21 (a) et (b)). Sur la figure (a), la vitesse à  $\alpha=0$  % est la vitesse de la bulle isolée mesurée au §1.4. Les vitesses moyennes et la variance des vitesses de bulles augmentent avec la vitesse de coupure. Les deux figures 1.21 (a) et (b), nous indiquent que les résultats ne sont pas réalistes pour des vitesses de coupure plus grandes que 1,0 m/s car les vitesses moyennes des bulles sont alors trois fois plus élevées que la vitesse  $V_0$  de la bulle isolée. Si l'on regarde maintenant la borne inférieure (Fig. 1.22 (a)), on constate qu'en dessous de 0,6 m/s, les vitesses moyennes chutent énormément. Nous avons donc décidé de fixer la vitesse de coupure à  $V_c=0,7$  m/s. On remarque cependant que quelle que soit la vitesse de coupure utilisée, la vitesse la plus probable reste constante (Fig. 1.22 (b)). La pertinence du choix de cette vitesse de coupure est illustrée sur la figure 1.23 par la représentation des d.d.p. des vitesses de bulles sur l'intervalle  $[0-0,7]$  m/s.

En résumé, nous avons montré que notre essaim est homogène et établit spatialement, que la fraction volumique est bien convergée statistiquement et enfin que la mesure des vitesses de bulles nécessite un seuil que nous avons fixé à deux fois la vitesse moyenne des bulles.

## 1.6 Mesure de la phase continue

La mesure de la phase continue est difficile, d'une part parce que le signal est complexe, discontinu et intermittent et d'autre part parce que la mesure laser est perturbée lorsque la fraction volumique augmente, l'essaim étant de plus en plus opaque. Dans cette partie consacrée à la mesure de la phase continue, nous présenterons les moyens de mesures des fluctuations du liquide par Anémométrie Laser Doppler et par PIV (Particle Image Velocimetry).

### 1.6.1 Anémométrie Doppler Laser : ADL

L'objectif est ici de déterminer la fiabilité de nos mesures ADL. Pour cela nous présenterons brièvement le principe de la mesure ADL puis sa mise en œuvre et la validation des mesures.

Lire  
la suite  
de la thèse