

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (Toulouse INP)

Discipline ou spécialité :

Dynamique des fluides

Présentée et soutenue par :

M. CYRIL VETTORELLO

le mercredi 25 mai 2022

Titre :

Ecoulements diphasiques gaz-liquides lors d'échanges gravitaires

---

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT)

Directeur(s) de Thèse :

MME VERONIQUE ROIG

M. OLIVIER PRAUD

Rapporteurs :

M. JEAN-PHILIPPE MATAS, UNIVERSITE LYON 1

M. NICOLAS RIMBERT, UNIVERSITE LORRAINE

Membre(s) du jury :

MME HENDA DJERIDI, INP GRENOBLE, Président

M. ADRIEN DORADOUX, SIREHNA, Membre

M. ELIE CHALOPIN, NAVAL GROUP, Invité(e)

M. GUILLAUME RIBOUX, UNIVERSITE DE SEVILLE, Membre

M. MARC BOSSY, NAVAL GROUP, Invité(e)

MME VERONIQUE ROIG, TOULOUSE INP, Membre

M. OLIVIER PRAUD, TOULOUSE INP, Membre

Table des matières

1 Introduction au problème **1**

I Vidange d'une bouteille cylindrique **3**

1 Position du problème **5**

2 Description de l'installation et point de fonctionnement **7**
2.1 Éléments de description technique de l'installation 7
2.1.1 Moyens de mesure 9
2.1.2 Traitement de l'image 9
2.2 Description des essais réalisés 10

3 Temps caractéristiques de la vidange de bouteille **11**
3.1 Temps de vidange T_E 13
3.2 Temps de remontée de la bulle principale T_{RB} 15
3.3 Évolution des oscillations de pression du tampon gazeux 18

4 Modèle dynamique de l'écoulement pour les très grandes ouvertures **23**
4.1 Description de la progression de la bulle de Taylor lors de l'écoulement de vidange 25
4.1.1 Détermination de la position de l'apex 25
4.1.2 Évolution de la position et de la vitesse de l'apex de la bulle dans le cylindre 26
4.1.3 Protocole de détermination de la moyenne et des fluctuations de vitesse 27
4.1.4 Vitesse moyenne des bulles de Taylor 28
4.2 Modèle des oscillations liées à la remontée de la bulle principale 30
4.2.1 Experimental set-up and measurement techniques 30
4.2.2 Preliminary experimental observations 31
4.2.3 Model 32
4.2.4 Results and discussion 36

II Remplissage d'un cylindre **41**

1 Position du problème **43**

2 Description de l'installation et point de fonctionnement **45**
2.1 Éléments de description technique de l'installation 45
2.2 Moyens de mesure mis en oeuvre 48
2.2.1 Capteur de pression 48
2.2.2 Caméra rapide 49
2.2.3 Sonde optique 49
2.2.4 Commande de l'expérience 51

2.3 Description des essais réalisés . . . 53
2.3.1 Influence de la hauteur d'eau et de la présence d'un flotteur . . . 53
2.3.2 Campagne 1 : mesure de pression . . . 55
2.3.3 Campagne 2 : Ajout de la sonde optique . . . 55

3 Analyse des différentes phases de l'écoulement 57
3.1 Déroulement des différentes phases . . . 57
3.2 Analyse qualitative des événements et mécanismes diphasiques . . . 60

4 Temps caractéristiques de remplissage et Analyse fréquentielle 69
4.1 Décomposition des signaux de pression . . . 69
4.2 Temps de fin des oscillations T_{OE} et Temps de fin d'échange T_{FE} . . . 70
4.2.1 Temps de fin des oscillations T_{OE} . . . 70
4.2.2 Temps de fin d'échange T_{FE} . . . 73
4.3 Analyse fréquentielle de l'écoulement . . . 76
4.3.1 Fréquence apparentée à l'échange au niveau du goulot . . . 78
4.3.2 Mise en évidence de la réponse fréquentielle du milieu diphasique dans le cylindre . . . 82
4.3.3 Discussions sur l'origine de la fréquence caractéristique haute F_2 . . . 84

5 Caractérisation macroscopique du milieu diphasique 91
5.1 Caractérisation expérimentale . . . 92
5.2 Génération du tampon diphasique par le jet plongeant . . . 110

6 Caractérisation interne du milieu diphasique 123
6.1 Pré-traitement des signaux . . . 124
6.2 Représentativité des mesures statistiques . . . 127
6.2.1 Considérations sur la représentativité statistique des mesures de taux de vide . . . 127
6.2.2 Considérations sur la représentativité statistique des mesures de vitesse et de taille . . . 129
6.3 Caractérisation du milieu diphasique . . . 132
6.3.1 Analyse du cas à pleine ouverture (d^* =1) . . . 132
6.3.2 Évolution du milieu diphasique avec d^* . . . 135

7 Conclusion générale 143

III Annexes 149

A Schéma de la cage de visualisation utilisée lors de la vidange du cylindre 151

B Schéma de conception de la vanne guillotine 153

C Schéma du cylindre instrumenté 155

D Schéma de la sonde optique et de son porte-sonde 157

E Modes de fonctionnement de la sonde optique 159

F Schéma du temps caractéristique d'ouverture de la vanne T_{ouv} 161

G Évolution de la fréquence basse pour les rapports d'aspects $L^* = 5$ 163

H Évolution de la fréquence basse pour les rapports d'aspects $L^* = 7$ 165

I Évolution du diamètre caractéristique de bulle pour $L^* = 7$ 167

J Évolution du diamètre caractéristique de bulle pour $L^* = 9$ **169**

K Schématisation de l'alternance entre phase liquide et gazeuse au goulot **171**

L Détermination de l'approximation linéaire de la pression moyenne **173**

M Tests spécifiques sur la réponse fréquentielle de l'installation **175**

Table des figures

I.1.1 Schéma de la vidange d'une bouteille cylindrique dans un milieu infini 5

I.2.1 Schéma de l'installation expérimentale utilisée (Vue adaptée de [22]) (a) vue de coté, (b) vue d'en haut. Une illustration est également donnée en annexe A pour mieux visualiser l'installation.. 7

I.2.2 Schéma du système de diaphragme avec coupe A-A' pour visualiser le biseau. Le biseau est réalisé à 45° jusqu'à $d^* = 0.75$ puis cet angle est adapté pour conserver une faible épaisseur jusqu'à $d^* = 0.9$.Pour $d^* = 1$, le diaphragme est uniquement une couronne sans biseau 8

I.2.3 Signal de pression pris en haut du cylindre pour $d^* = 1$ et $H = 0.825$ m. 8

I.2.4 Résultat du protocole de traitement de l'image mis en place pour la détection des contours de la bulle principale avec (a) l'image acquise lors d'un essai de vidange de bouteille et (b) le résultat de la détection des contours via le protocole précédent 10

I.3.1 (a) Visualisation de l'écoulement proche du temps T_{RB} et (b) le signal de pression associé (-) pour $d^* = 0.7$ & $\mathcal{F} = 0.97$ avec détermination du temps de remontée de la bulle principale T_{RB} (- -) et du temps de vidange T_E ($\cdots$) 11

I.3.2 Visualisations d'un instant de l'écoulement de vidange pour les cas (a) $d^* = 0.7$ & $\mathcal{F} = 0.97$ et (c) $d^* = 0.9$ & $\mathcal{F} = 0.73$. A : Culot de la bulle principale près du goulot / B : Apex de la bulle / C : Surface libre séparant la colonne fluide et le tampon gazeux. Signaux de pression du tampon gazeux supérieur pour (b) $d^* = 0.7$ & $\mathcal{F} = 0.97$ et (d) $d^* = 0.9$ & $\mathcal{F} = 0.73$ 12

I.3.3 Signal de pression pris dans le tampon gazeux $P(t)$ (-), signal de pression moyenné $\langle P \rangle(t)$ ($\cdot$ - $\cdot$) avec mise en évidence de l'instant de fin de vidange (- -). 13

I.3.4 Évolution du temps de vidange T_E en fonction du rapport d^* pour $\mathcal{F} = 0.48$ (◯), $\mathcal{F} = 0.72$ (□) et $\mathcal{F} = 0.97$ (♢). Comparaison des données avec la loi (1.3.3) (-). 14

I.3.5 Signal de pression relative (-) avec détermination du temps de vidange ($\cdot$ - $\cdot$). L'approximation linéaire (- -) est comparée à la loi d'évolution de la masse d'eau obtenue par [22] ($\cdots$). 15

I.3.6 Oscillations de pression en fonction du temps (-) pour (a) $d^* = 0.5$ & $\mathcal{F} = 0.48$, (b) $d^* = 0.8$ & $\mathcal{F} = 0.97$. L'instant T_{RB} est reporté en - -. 16

I.3.7 (a) Évolution du rapport entre le temps nécessaire pour que la bulle de Taylor atteigne la surface libre T_{RB} et le temps de parcours d'une bulle dont la vitesse est $U_{BT} = 0.51\sqrt{gD/2}$ en fonction du rapport d^* et pour différents taux de remplissage : $\mathcal{F} = 0.48$ (□), $\mathcal{F} = 0.72$ (♢) et $\mathcal{F} = 0.97$ ◯). (b) Évolution de la part relative du temps de remontée de la bulle de Taylor (T_{RB}/T_E) en fonction du rapport d^*, pour différents taux de remplissage : $\mathcal{F} = 0.48$ (□), $\mathcal{F} = 0.72$ (♢) et $\mathcal{F} = 0.97$ ◯) 16

I.3.8 Visualisations de l'écoulement pour un temps proche de $t = T_{RB}$ avec un remplissage identique $\mathcal{F} = 0.73$, pour (a) $d^* = 0.5$, (b) $d^* = 0.6$ et (c) $d^* = 0.8$ 17

I.3.9 Visualisations de l'écoulement pour un temps proche de $t = T_{RB}$ avec un diamètre de goulot identique $d^* = 0.7$ et différents remplissages : (a) $\mathcal{F} = 0.48$, (b) $\mathcal{F} = 0.73$ et (c) $\mathcal{F} = 0.97$. . . . 18

I.3.10 Visualisation des oscillations du film liquide autour de la bulle avec (a) une image de la vue directe avec un trait jaune correspondant à la colonne conservée pour réaliser le diagramme spatio-temporel de l'image des vis à travers l'interface air-liquide de la bulle principale ; (b) Diagramme spatio-temporel. Cas d^* =0.9 et $\mathcal{F} = 0.96$ (entre t =0,6 et 1 s, on peut voir des oscillations de période approximativement égale à 0,09 s). 19

I.3.11 Signal des oscillations de pression (-) pour $d^* = 0.8$ & $\mathcal{F} = 0.97$ avec détermination des pics de pression positifs (◯) et des pics de pression négatifs (♢). 20

I.3.12 Visualisation de la période entre pics positifs τ_p (○) et la période entre pics négatifs τ_n (◇) pour (a) $d^* = 0.5$ & $\mathcal{F} = 0.97$ et (b) $d^* = 0.9$ & $\mathcal{F} = 0.73$. 20

I.3.13 Évolution de la période des oscillations τ pour (a) $d^* = 0.5$ à 0.8 & $\mathcal{F} = 0.48$, (b) $d^* = 0.5$ à 0.8 & $\mathcal{F} = 0.72$, (c) $d^* = 0.9$ à 1 & $\mathcal{F} = 0.48$, 0.72 et 0.96 et (d) $d^* = 0.5$ à 1 & $\mathcal{F} = 0.96$. Moyenne de la mesure de la période des oscillations pour les pics positifs et négatifs pour ◯ : $d^* = 0.5$, ◁ : $d^* = 0.6$, ♢ : $d^* = 0.7$, □ : $d^* = 0.8$, ▽ : $d^* = 0.9$, × : $d^* = 1$. Pour la figure (c), une prédiction de la période est réalisée avec une raideur k constante et une masse m qui correspond à la masse perdue lors de l'envahissement de la poche de Taylor : - : $\mathcal{F} = 0.48$,- : $\mathcal{F} = 0.73$ et - : $\mathcal{F} = 0.96$. Pour les figures (a), (b) et (d), seule la valeur initiale de cette estimation est reportée. 22

I.4.1 Visualisations de la bulle principale lors de différentes phases de sa progression dans le cylindre pour $d^* = 0.9$ & $\mathcal{F} = 0.73$ aux temps (a) $t = 0.204$ s, (b) $t = 0.427$ s, (c) $t = 0.627$ s, (d) $t = 0.775$ s , (e) $t = 0.870$ s, (f) $t = 1.120$ s, (g) $t = 1.270$ s, (h) $t = 1.375$ s, (i) $t = 1.731$ s, (j) $t = 1.983$ s et (k) $t = 2.131$ s. Sur chaque visualisation on aperçoit à droite la vue directe du cylindre et à gauche la vue perpendiculaire donnée par le miroir. (Les vues des vis associées au montage mécanique occupent également une partie de l'image). 24

I.4.2 Détermination des contours de la bulle en vue principale (éléments en vert foncé) et en vue indirecte par le miroir (éléments en vert clair). Pour chaque vue, les parois du cylindre sont données en traits pleins, le contour de la bulle en traits tirets et la position de l'apex de la bulle par un signe ♢. 26

I.4.3 Évolution de la hauteur de l'apex au cours du temps (-) pour deux configurations différentes (a) $d^* = 0.9/\mathcal{F} = 0.73$ et (b) $d^* = 1/\mathcal{F} = 0.97$. Comparaison de cette hauteur avec une loi d'approximation linéaire (- -). La hauteur d'eau initiale est indiquée pour chaque cas, par la ligne pointillée (- -) 26

I.4.4 Visualisations des fluctuations de position autour de l'approximation linéaire pour $d^* = 0.9$ & $\mathcal{F} = 0.73$. Fluctuations de la position autour de l'approximation linéaire (-), Enveloppes des fluctuations (-), Moyenne des enveloppes (-) 27

I.4.5 Évolution de la vitesse moyenne de l'apex $\langle V \rangle$ comparée à la vitesse de propagation d'une bulle de Taylor dans un cylindre vertical infini $V_{BT} = 0.51\sqrt{gR}$ au cours du temps et en fonction de d^*. Différenciation des cas (a) $\mathcal{F} = 0.73$ et (b) $\mathcal{F} = 0.97$. Le symbole it indique le numéro de l'essai puisqu'il y a deux essais vidéo-graphiques par configuration. 28

I.4.6 Visualisation d'un cas particulier pour $d^* = 1$, $\mathcal{F} = 0.97$ et l'itération 1 aux temps (a) $t/T_E = 0.315$, (b) $t/T_E = 0.4$, et (c) $t/T_E = 0.54$. 29

I.4.7 Schematic of the experimental set-up and measurement means. 30

I.4.8 (Left) Visualization of the gas content in the cylinder for a full opening ($d^* = 1$). For such a large opening the rising gas entity takes the form of a Taylor bubble whose apex position is given by $z_a(t)$. (Right) Simplified description of the system used to construct the mechanical model. 32

I.4.9 (a) Measured positions of the apex of the bubble, (b) rise speed of the bubble decomposed into a slowly varying part (blue) and an osculating part (red). $\mathcal{F} = 0.97$ and $d* = 0.9$. 33

I.4.10 Evolution of the pressure in the top air buffer for $d^* = 0.8$ and $\mathcal{F} = 0.63$. The inset provide a closer view of the pressure during the time interval $2\,\text{s} \leq t \leq 3\,\text{s}$. In this case, the bubble reaches the free surface at time $\tau = 2.4\,\text{s}$. 34

I.4.11 Comparison of the time evolution of the pressure fluctuations between the prediction of the model and the experimental data for a full opening ($d^* = 1$) and two different initial filling ratio (a) $\mathcal{F} = 0.73$ and (b) $\mathcal{F} = 0.97$. The parameters (α, β) corresponds to best fitting values and are $(1.18, 170)$ for $\mathcal{F} = 0.73$ and $(1.14, 1250)$ for $\mathcal{F} = 0.97$. 35

I.4.12 Variation of (a) the amplitude and (b) the period of the pressure oscillations as a function of time. The symbols represent the experimental data obtained from the successive maxima of the oscillations for different diameter of the holes and initial fillings : □, $d^* = 0.8$; ◯, $d^* = 0.9$; ◁, $d^* = 1$; Empty symbol, $\mathcal{F} = 0.73$; filled symbol, $\mathcal{F} = 0.97$; the solid and dashed lines represent the prediction of the model, Eq (1.4.13) with $\beta_{0.97} = 1250$, $\beta_{0.73} = 170$ and $\alpha = 1.17$. 37

I.4.13 Comparison of the time evolution of the velocity fluctuation of the apex between the prediction of the model and the experimental data for a full opening ($d* = 1$) and two different initial filling ratio (a) $\mathcal{F} = 0.73$ and (b) $\mathcal{F} = 0.97$. The parameters (α, β) corresponds to best fitting values and are $(1.18, 170)$ for $\mathcal{F} = 0.73$ and $(1.14, 1250)$ for $\mathcal{F} = 0.97$. 38

I.4.14 Comparison of the time evolution of the amplitude of the oscillations of the velocity fluctuation of the apex between the prediction of the model and the experimental data for different diameters of the hole and initial fillings : □, $d^* = 0.8$; ◯, $d^* = 0.9$; ◁, $d^* = 1$; Empty symbol, $\mathcal{F} = 0.73$; filled symbol, $\mathcal{F} = 0.97$; the solid and dashed lines represent the model with $\beta_{0.97} = 1250$, $\beta_{0.73} = 170$ and $\alpha_0 = 1.17$. 39

II.1.1 Schéma de principe de la vidange de réservoir (L'origine des axes est prise au fond du cylindre sur l'axe) 43

II.2.1 (a) Schéma de principe et (b) photo de l'installation expérimentale utilisée pour le remplissage de cylindre. 45

II.2.2 Évolution du temps d'ouverture de la vanne guillotine en fonction des rapports d^* pour $L^* = 5$, $L^* = 7$ et $L^* = 9$. Mise en évidence de l'écart-type.. 47

II.2.3 Schéma du système de diaphragme avec coupe A-A' pour visualiser le biseau. Le biseau est réalisé à 45° jusqu'à $d^* = 0.75$ puis cet angle est adapté pour conserver une faible épaisseur jusqu'à $d^* = 0.9$. Pour $d^* = 1$, le diaphragme est uniquement une couronne sans biseau. 48

II.2.4 Schéma de principe de l'ensemble des moyens de mesure mis en place. (la sonde optique a pu être installée à 3 hauteurs différentes le long du cylindre : à mi hauteur, au quart et aux trois quarts de cette hauteur L). 48

II.2.5 Principe de mesure de la fonction de phase (niveau d'intensité du signal lumineux) et de la vitesse d'interface (interférences sur le signal lumineux) de la sonde optique de *A2 Photonic Sensors SAS* [27] et schéma de principe de l'angle d'admission de la sonde optique (image de la documentation *A2 Photonic Sensors SAS*). 50

II.2.6 Signal de tension de la sonde optique provenant d'un essai réalisé par ***A2 Photonics Sensor***. Avec zoom sur plusieurs points de mesures de la vitesse [15].. 52

II.2.7 Signaux correspondants à l'ouverture de la vanne guillotine. - : Signal de déclenchement de l'ouverture, - : Signal du repère magnétique correspondant au démarrage de l'ouverture, - : Signal repère magnétique correspondant à la fin de l'ouverture, ◇ : Sélection de l'instant initial d'ouverture, ◇ : Sélection de l'instant de fin d'ouverture.. 53

II.3.1 Signal de pression enregistré au fond du cylindre pour $d^* = 1$ et $L^* = 9$ avec superposition de vues de l'écoulement et du temps de compression du tampon gazeux t_{comp}, du temps de fin des oscillations T_{OE} et du temps de fin de remplissage T_{FE}. 57

II.3.2 Signaux de pression pris sur une fenêtre de 2 s par le capteur situé en bas du cylindre (-) et par celui situé en haut du cylindre (-) pour (a) $d^* = 0.2$ & $L^* = 9$ et (b) $d^* = 1$ & $L^* = 9$. . . 58

II.3.3 Signaux de pression pris sur une fenêtre de 2 s par le capteur situé en bas du cylindre (-) et par celui situé en haut du cylindre (-) pour (a) $d^* = 0.5$ & $L^* = 5$, (b) $d^* = 0.5$ & $L^* = 7$ et (c) $d^* = 0.5$ & $L^* = 9$ 59

II.3.4 Signal de pression pris à la fin du remplissage par le capteur situé en bas du cylindre (-) et par celui situé en haut du cylindre (-) pour (a)$d^* = 0.4$ & $L^* = 5$ et (b) $d^* = 0.8$ & $L^* = 5$ 60
II.3.5 Évolution du liquide entrant dans le cylindre entre l'instant d'ouverture (a) et la sortie de la première bulle (d) pour la configuration $d^* = 0.2$ et $L^* = 9$. (a) $t = 0.148$ s, (b) $t = 0.763$ s, (c) $t = 1.010$ s et (d) $t = 1.317$ s 61
II.3.6 Visualisation de l'alternance entre éjection de bulle et entrée de jet liquide au goulot pour la configuration $d^* = 0.2$ & $L^* = 9$ avec (a) $t = 3.971$ s, (b) $t = 4.087$ s, (c) $t = 4.163$ s et (d) $t = 4.379$ s. . . . 62
II.3.7 Visualisation de l'alternance entre éjection de bulle et entrée de jet liquide au goulot pour la configuration $d^* = 0.5$ & $L^* = 5$ avec (a) $t = 0.37$ s, (b) $t = 0.739$ s, (c) $t = 1.03$ s et (d) $t = 1.341$ s. . . . 63
II.3.8 Visualisation de l'évolution des caractéristiques du jet liquide entrant pour un même niveau de la surface libre du milieu diphasique. Pour (c), le point A montre un bombement dans le jet et le point B montre une plissure du jet. (a) $d^* = 0.2$ & $L^* = 9$, (b) $d^* = 0.4$ & $L^* = 9$, (c) $d^* = 0.75$ & $L^* = 9$ et (d) $d^* = 1$ & $L^* = 9$. . . . 63
II.3.9 Visualisation du ballottement de la surface libre dû à l'impact du jet pour les configurations $d^* = 0.4$ & $L^* = 9$ aux temps (a) $t = 9.039$ s, (b) $t = 9.135$ s et $d^* = 0.6$ & $L^* = 9$ aux temps (c) $t = 2.396$ s et (d) $t = 2.470$ s. . . . 64
II.3.10 visualisation de la génération de la bulle à l'extrémité du jet pénétrant dans la colonne fluide pour $d^* = 0.3$ & $L^* = 9$ aux temps (a) 25.059 s, (b) 25.145 s, (c) 25.192 s et (d) 25.227 s 65
II.3.11 Visualisation du démarrage et des premiers instants de la décantation pour deux configurations. (a)-(b) $d^* = 0.6$ & $L^* = 9$: à (a) $t = 14.232$ s et à (b) $t = 14.441$ s ; (c)-(e) $d^* = 0.9$ & $L^* = 9$: à (c) $t = 4.687$ s, à (d) $t = 4.813$ s et à (e) $t = 6.026$ s. . . . 66

II.4.1 (a) Mise en évidence de la reproductibilité du signal moyen de pression $\langle P \rangle_\tau(t)$ et (b) fluctuations aléatoires de pression autour de la pression moyenne $\tilde{P}$ pour $d^* = 0.9$ & $L^* = 9$. - : Essai n°1 et - : essai n°10.. . . . 70
II.4.2 Illustration de la méthode de détermination du temps T_{OE} pour un cas particulier $d^* = 0.9$ & $L^* = 9$. Les fluctuations de pression $\widetilde{P}(t)$ sont représentées en bleu. L'instant auquel l'écart-type glissant des fluctuations de pression $\sigma_{\widetilde{P}}(t)$(-) devient inférieur à un seuil fixé (-) détermine la valeur du temps T_{OE} (×). . . . 71
II.4.3 Schéma pour le modèle d'éjection de bulle et de remontée de la surface libre. . . . 72
II.4.4 Comparaison des mesures du temps T_{OE} normalisé par T_∞ en fonction du rapport d^* pour les différentes longueurs $L^* = [5, 7, 9]$. La ligne continue (-) représente la loi $T_{OE}/T_\infty = 1.843{d^*}^{-2.24}$, obtenue par ajustement d'un loi de puissance aux données. La ligne discontinue (- -) représente la loi $T_{OE}/T_\infty = 1.389{d^*}^{-5/2}$. . . . 73
II.4.5 Illustration de la méthode de détermination du temps de fin d'échange T_{FE} pour un cas particulier $d^* = 0.9$ & $L^* = 9$. La pression instantanée en fond de cylindre est représentée en bleu. La valeur de T_{FE} (×) est déterminée losrque la pression moyenne $\langle P \rangle(t)$ (-) devient supérieur au seuil (-) 74
II.4.6 Comparaison des mesures du temps T_{FE} en fonction du rapport d^* pour les différentes longueurs $L^* = [5, 7, 9]$. Les données sont comparées aux lois décrites par l'équation (2.4.10) (- : $1.36{d^*}^{-2.5}$) et par l'équation (2.4.13) (- : $3.25{d^*}^{-0.75}$). . . . 75
II.4.7 Part relative de la décantation sur le temps de remplissage $P_D = \tau_D/T_{FE}$ en fonction de d^* et pour les différentes longueurs $L^* = [5, 7, 9]$. . . . 76
II.4.8 Fluctuations de pression (définies par l'équation (2.4.2)) des signaux pris au fond du cylindre (-) et en haut du cylindre(-). . . . 76
II.4.9 Spectrogrammes de la pression enregistrée (a) par le capteur placé en haut du cylindre et (b) par le capteur placé au fond du cylindre pour une configuration $d^* = 0.2$ et $L^* = 9$ 77
II.4.10 Schéma de principe du résonnateur de Helmholtz. . . . 78

II.4.11 Évolution temporelle de la fréquence basse F_1 pour la longueur de cylindre $L^* = 9$ et les diamètres $d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6]$ avec les prédictions de la loi (2.4.23) avec les paramètres optimisés (α, β) −. *Insert : Comparaison entre le cas* $d^* = 0.2$ *et les cas* $d^* = [0.75, 0.8, 0.9, 1]$ *et les prédictions obtenues avec les coefficients optimisés* −−. 80

II.4.12 Évolution des coefficients α et β en fonction de la configuration du moyen d'essai. (a) α correspond à l'incertitude sur la masse d'eau entrante par le jet liquide. (b) β correspond à l'incertitude sur la masse d'eau déplacée par la formation de la bulle au niveau du goulot. ○ : $L^* = 5$, □ : $L^* = 7$, ◇ : $L^* = 9$, valeurs déterminées par [11] ($\alpha_H = 1.58$ et $\beta_H = 0.10$) - - et valeurs $\langle\alpha\rangle(d^*)$ et $\langle\beta\rangle(d^*)$ -. 81

II.4.13 Effet des différentes valeurs des coefficients α et β sur la prédiction des évolutions temporelles de la fréquence F_1. (a) cas $L^* = 5$, (b) cas $L^* = 9$. Pour $d^* = [0.2, 0.3, 0.4$ et $0.5]$. Prédictions du modèle pour ··· : (α_H, β_H), - - : (α, β) et $(\langle\alpha\rangle(d^*)$, —· : $\langle\beta\rangle(d^*))$ 81

II.4.14 Spectres de pression pris à plusieurs instants du remplissage ($t/T_{OE} = [0.1, 0.25, 0.5, 0.75, 0.95]$) pour la pression mesurée (a) par le capteur placé en haut du cylindre et (b) par le capteur placé au fond du cylindre pour une configuration $d^* = 0.2$ et $L^* = 9$. 82

II.4.15 Spectres de pression évalués à plusieurs instants du remplissage ($t/T_{OE} = [0.1, 0.25, 0.5, 0.75, 0.95]$) pour la pression mesurée par le capteur placé au fond du cylindre pour les configurations (a) $d^* = 0.5$ & $L^* = 9$ et (b) $d^* = 1$ & $L^* = 9$. 83

II.4.16 Évolution de la fréquence caractéristique haute F_2 (a) en fonction du temps puis (b) de la moyenne temporelle de cette fréquence en fonction de d^* avec $L^* = 5$, $L^* = 7$ et $L^* = 9$. Pour (a) : ○ pour $d^* = 0.2$, ◇ pour $d^* = 0.5$ et □ pour $d^* = 0.9$. (Les données associées à d^* =0.4 pour L^* =9 n'ont pas été traitées parce que nous avons eu un problème avec elles). 83

II.4.17 Pressions mesurées en bas et en haut du cylindre lors d'un essai sans compression du tampon gazeux jusqu'à $t = 14.5$ s. 85

II.4.18 Test de compressibilité transitoire : a/ Signaux de l'accéléromètre (axe horizontal 1, axe horizontal 2 et axe vertical)) ; b/ Spectrogrammes de la composante verticale de l'acceleration. 85

II.4.19 Spectrogramme de la pression prise au fond du cylindre 86

II.4.20 Visualisations à plusieurs instants de l'écoulement dans le cylindre. (a) 3 s, (b) 10 s, (c) 15 s et (d) 22 s. $d^* = 0.2$ et $L^* = 9$. 87

II.4.21 Signaux de pression mesurée en haut (bleu) et au fond (rouge) du cylindre entre t=13.9 s et t= 15.85 s. On observe nettement un changement de régime à $t = 14.5$ s, lorsque la surface libre passe au niveau de la vanne et que le tampon d'air gazeux devient un volume fermé. 88

II.4.22 (a) Méthode de détermination de la taille de bulle sur une visualisation de l'écoulement dans le cylindre avec zoom sur illsutrant des longueurs a (grand axe de l'ellipse) et b (petit axe de l'ellipse). (b) Résultats de la détection de taille de bulle au cours du temps et en fonction de d^* pour $L^* = 5$ (Détermination pour $L^* = 7$ en annexe I et pour $L^* = 9$ en annexe J). 89

II.4.23 Évolution du rayon moyen r_b (◯ pour $L^* = 5$, □ pour $L^* = 7$ et ♢ pour $L^* = 9$) et comparaison au rayon $r_{b,T}$ (traits pleins pour $L^* = 5$, $L^* = 7$ et $L^* = 9$) provenant de la loi théorique donnée par l'équation (3.6) de [30] pour différents instants t/T_{OE} : ··· 0.95, − 0.5, −· 0.05. 89

II.4.24 Évolution de la fréquence de Minnaert (2.4.24) en fonction du rapport d^* pour $L^* = [5, 7, 9]$. Cette fréquence est calculée pour le rayon caractéristique r_b (♢). Comparaison avec les mesures expérimentales F_2 (×). 90

II.5.1 Protocole de réalisation du diagramme spatio-temporel : à gauche définition de la zone observée et à droite diagramme spatio temporel pour $d^* = 0.9$ et $L^* = 9$. 92

II.5.2 Évolution de l'intensité lumineuse pour $d^* = 0.9$ et $L^* = 9$ le long d'une ligne verticale du diagramme spatio-temporel (cad à un instant fixé). Détection du maxima d'intensité (croix noir ×). Détection des contours du milieu diphasique (traits pointillés noir) 93

II.5.3 Diagrammes spatio-temporels pour (a) $d^* = 0.2$, $L^* = 9$ et (b) $d^* = 0.4$ et $L^* = 9$, (c) $d^* = 0.75$ et $L^* = 9$ et (d) $d^* = 0.9$ et $L^* = 9$. Visualisation de la détection des positions des deux frontières par les différents seuils hauts (nuances de verts) et les différents seuils bas (nuances de magenta) . . . 94
II.5.4 Mesures des hauteurs z_{haute} et z_{basse} pour (a) $d^* = 0.2$ et $L^* = 9$, (b) $d^* = 0.4$ et $L^* = 9$, (c) $d^* = 0.75$ et $L^* = 9$ et (d) $d^* = 0.9$ et $L^* = 9$. . . . 95
II.5.5 Évolution du rapport entre le temps de fin des oscillations de pression, T_{OE}, et l'instant auquel la surface libre atteint le haut du cylindre, T_H, avec ○ pour $L^* = 5$, □ pour $L^* = 7$ et ♢ pour $L^* = 9$ . . . 96
II.5.6 Évolution temporelle de la hauteur de la surface libre $z_{haute}(t)$ normalisée par la longueur du cylindre en fonction du temps normé par le temps $t_{top,H}$ pour différents rapport d^* ($d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$) et pour $L^* = 9$. Les barres d'erreurs sont des variations entre les différents seuils. . . . 97
II.5.7 Évolution temporelle de la hauteur de la surface libre $z_{haute}(t)$ normalisée par la longueur du cylindre en fonction du temps normé par le temps $t_{top,H}$. (a) $L^* = 5$ et $d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$, (b) $L^* = 7$ et $d^* = [0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1]$. . . . 97
II.5.8 Vitesse de remontée de la surface libre $V_H = \frac{dz_{haute}}{dt}$ normalisée par L/T_{OE} avec ○ pour $L^* = 5$, □ pour $L^* = 7$ et ♢ pour $L^* = 9$. . . . 98
II.5.9 Comparaison de différentes vitesses associées au remplissage du cylindre ($L^* = 5$, $L^* = 7$ et $L^* = 9$). Vitesse globale de remplissage L/T_{OE} (◯) ; Vitesse déduite de l'évolution linéaire lente du signal de pression en fond de cylindre $\langle P \rangle(t)(\star)$ correspondant à l'équation (2.5.2) ; Vitesse dz_{haute}/dt (♢) correspondant à l'équation (2.5.1).Le trait continu est une loi en $d^{*5/2}$. . . 99
II.5.10 Temps caractéristiques du remplissage en fonction de d^* pour $L^* = 9$. Les temps courts représentés sont t_{comp}, t_{bulle}, t_{jet}, t_{decH} et le temps d'ouverture de la vanne t_{ouv}. Des temps longs sont également représentés. Il s'agit de t_{decB}, t_{topB} et t_{topH}. . . . 100
II.5.11 Temps caractéristiques du remplissage en fonction de d^* pour (a) $L^* = 5$ et (b) $L^* = 7$. Les temps courts représentés sont t_{comp}, t_{bulle}, t_{jet}, t_{decH} et le temps d'ouverture de la vanne t_{ouv}. Des temps longs sont également représentés. Il s'agit de t_{decB}, t_{topB} et t_{topH}. . . . 100
II.5.12 Hauteur de la frontière basse $z_{basse}(t)$ du milieu diphasique au cours du temps normé par le temps $t_{top,H}$ pour $L^* = 9$ et pour différents rapports d^* ($d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$) . Les barres d'erreurs proviennent des variations entre les différents seuils. . . . 102
II.5.13 Hauteur de la frontière basse $z_{basse}(t)$ du milieu diphasique au cours du temps normé par le temps $t_{top,H}$ pour différents rapport d^* ($d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$) et pour $L^* = 5$ (a) et $L^* = 7$ (b). . . . 102
II.5.14 Evolution des vitesses de remontée des frontières, haute et basse, du milieu diphasique en fonction de d^*. ♢ : Vitesse de la frontière basse $\frac{dz_b}{dt}$et ◯ : vitesse de la frontière haute $\frac{dz_h}{dt}$ pour $L^* = [5, 7, 9]$. . . . 103
II.5.15 Durée de décantation $L^* = 9$ pour ○ : $\tau_D = T_{FE} - T_{OE}$ et ◇ : $\tau'_D = (L - z_b(T_H))/\frac{dz_b}{dt}$ (mesurée uniquement pour $d^* > 0.75$). . . . 104
II.5.16 Durées caractéristiques $T_{decH} - t_{jet}$ (◁) et $T_{decB} - t_{jet}$ (▷) en fonction de d^* pour $L^* = [5, 7, 9]$ 104
II.5.17 Durées caractéristiques $T_{decB} - t_{jet}$ (▷) en fonction de d^* pour $L^* = [5, 7, 9]$. - - : loi en $1.56 d^{*-1.46}$. . . . 105
II.5.18 Hauteur de la frontière haute du milieu diphasique H_{dec} à l'instant de décollage de la frontière basse comparé à la longueur du cylindre L pour $L^* = 5$ (○), $L^* = 7$ (□) et $L^* = 9$ (◇). . . . 105
II.5.19 Évolution de la hauteur du milieu diphasique H_{MD} du milieu diphasique en fonction du temps normé par le temps $t_{top,H}$ pour différents rapports d^* ($d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$) et pour $L^* = 9$. . . . 106
II.5.20 Évolution de la hauteur du milieu diphasique H_{MD} du milieu diphasique en fonction du temps normé par le temps $t_{top,H}$. (a) $L^* = 5$ et $d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$, (b) $L^* = 7$ et $d^* = [0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1]$. . . . 106

II.5.21 Schéma de principe du calcul du taux de vide déterminé (a) uniquement dans le milieu diphasique et (b) sur l'intégralité de la colonne fluide. 107

II.5.22 Évolution du taux de vide calculé à partir de l'équation (2.5.4)($d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$) pour $L^* = 9$. 109

II.5.23 Évolution du taux de vide calculé à partir de (a) l'équation (2.5.4) et (b) l'équation (2.5.5)($d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$) pour $L^* = 9$. Dans la figure (a) pour $d^* = 0.2$, le trait plein correspond au taux de vide dans le milieu diphasique tandis que le trait pointillé correspond à une mesure sur-estimée du taux de vide. 109

II.5.24 Évolution de la moyenne temporelle pour (a) le taux de vide α_{MD} et (b) le taux de vide $[\alpha]$ pour $L^* = 5$ (○), $L^* = 7$ (□) et $L^* = 9$ (◇).. 109

II.5.25 Schéma de principe du modèle de jet diphasique.. 111

II.5.26 Comparaison entre la hauteur H_{MD} mesurée (-) et différentes prédictions de modèles pour $d^* = 0.5$ et $L^* = 9$. En traits continus : $\Delta\alpha = 0.15$ et $\gamma = 12.5^o$ comme dans le travail de [10] ; en traits pointillés : $\Delta\alpha = 0.025$ et $\gamma = 7.5^o$ choisis ici arbitrairement pour que notre modèle se compare correctement aux mesures. En rouge : le modèle de jet diphasique en milieu infini, en magenta : le modèle de jet monophasique en milieu confiné, en noir : le modèle de jet diphasique confiné décrit par l'équation (2.5.14). Dit autrement, le modèle de jet diphasique en milieu infini de [10] : (-) : avec $\Delta\alpha = 0.15$ et $\gamma = 12.5^o$; (- -) : avec $\Delta\alpha = 0.025$ et $\gamma = 7.5^o$; le modèle de jet monophasique en milieu confiné de [25] : (-) : avec $\gamma = 12.5^o$ et (- -) : avec $\gamma = 7.5^o$; et finalement le modèle de jet diphasique confiné décrit par l'équation (2.5.14) : (-) : avec $L_C = 3.5D$, $\Delta\alpha = 0.15$ et $\gamma = 12.5^o$ et (- · -) : $L_C = (R - r_i)/\gamma$, $\Delta\alpha = 0.025$ et $\gamma = 7.5^o$ et (- -) : $L_C = 3.5D$, $\Delta\alpha = 0.025$ et $\gamma = 7.5^o$ 114

II.5.27 Comparaison entre la hauteur H_{MD} mesurée et le modèle décrit par l'équation (2.5.14). Pour - : $\Delta\alpha = 0.05$, - : $\Delta\alpha = 0.10$ et - : $\Delta\alpha = 0.20$. Pour - : $\gamma = 7.5^o$ et - - : $\gamma = 15^o$.. 115

II.5.28 Évolution de la hauteur du milieu diphasique mesurée (-) avec mise en évidence du signal moyenné temporellement (- -) pour $d^* = 0.3$ & $L^* = 9$ avec distinction des différents instants de calcul des paramètres du modèle (- -) : $t/T_{OE} = [0.25, 0.34, 0.43, 0.53, 0.62, 0.71, 0.8]$. . . . 116

II.5.29 Évaluation du paramètre de différence de taux de vide $\Delta\alpha$ en fonction du paramètre d'angle d'ouverture γ avec l'hypothèse (a) $L_C = 3.5D$ et (b) $L_C = \frac{R-r_i}{\gamma}$ pour $t/T_{OE} = [0.45, 0.5, 0.55, 0.60, 0.65, 0.7, 0.75]$ dans le cas $d^* = 0.3$ & $L^* = 9$. Mise en évidence de l'angle commun γ_{opt} qui est utilisé pour la détermination des coefficients optimaux (- -).. 117

II.5.30 Évolution des branches extrêmes (-) et de la branche centrale (· · ·) déterminées en balayant l'angle d'ouverture γ pour $L^* = 9$ et $d^* =$[0.2, 0.3, 0.4, 0.5 et 0.6 pour (a) $L_C = 3.5D$ et (b) $L_C = (R - r_i)/\gamma$. 118

II.5.31 Évolution du paramètre optimal γ_{opt} avec le paramètre de l'installation d^* pour $L^* = [5, 7, 9]$. ◯ : $L_C = 3.5D$, ◇ : $L_C = (R - r_i)/\gamma$ et - - : $\langle\gamma\rangle(d^*)$. Les symboles pleins correspondent aux cas où la prédiction par le modèle et les données expérimentales sont proches et les symboles évidés correspondent aux cas à d^* =0,2 où la prédiction est assez éloignée des données expérimentales. 119

II.5.32 Évolution du paramètre optimal $\Delta\alpha_{opt}$ avec le paramètre de l'installation d^* pour $L^* = [5, 7, 9]$. ◯ : $L_C = 3.5D$, ◇ : $L_C = (R - r_i)/\gamma$ et - - : $\langle\Delta\alpha\rangle(d^*)$. Les symboles pleins correspondent aux cas où la prédiction par le modèle et les données expérimentales sont proches et les symboles évidés correspondent aux cas où la prédiction est éloignés des données expérimentales. 119

II.5.33 Évolution de la hauteur mesurée pour (a) $d^* = 0.4$ & $L^* = 9$, (b) $d^* = 0.4$ & $L^* = 5$, (c) $d^* = 0.6$ & $L^* = 9$ et (d) $d^* = 0.2$ & $L^* = 7$ et comparaison avec les prédictions du modèle pour chaque hypothèse. - : mesure expérimentale H_{exp}, - - : signal lissé, - - : prédiction avec l'hypothèse $L_C = 3.5D$, · · · : prédiction avec l'hypothèse $L_C = (R - r_I)/\gamma$ 120

II.5.34 Comparaison entre la hauteur expérimentale H_{exp} et la prédiction H_{pred} pour $L_C = 3.5D$ à partir (a) des coefficients optimisés et (b) des coefficients moyens ($\langle\gamma\rangle(d^*)$ et $\langle\Delta\alpha\rangle(d^*)$) pour différentes configurations ($L^* = [5, 7, 9]$). d^* : ○ 0.2, □ 0.3, ◇ 0.4, ◁ 0.5, ▽ 0.6. Mise en évidence des comparaisons $H_{pred} = H_{exp}$ (-) et $H_{pred} = (1 \pm 0.15)H_{exp}$ (- -) . Les symboles pleins correspondent aux cas où la prédiction par le modèle et les données expérimentales sont proches et les symboles évidés correspondent aux cas où la prédiction est éloignée des données expérimentales. 120

II.5.35 Comparaison entre la prédiction $H_{pred,L_C=3.5D}$ et la prédiction $H_{pred,L_C=(R-r_I)/\gamma}$ déduite à partir (a) des coefficients optimisés et (b) des coefficients moyens pour différentes configurations ($L^* = [5, 7, 9]$). d^* : ○ 0.2, □ 0.3, ◇ 0.4, ◁ 0.5, ▽ 0.6. Mise en évidence des comparaisons $H_{pred} = H_{exp}$ (-) et $H_{pred} = (1 \pm 0.15)H_{exp}$ (- -) . Les symboles pleins correspondent aux cas où la prédiction par le modèle et les données expérimentales sont proches et les symboles évidés correspondent aux cas où la prédiction est éloignée des données expérimentales. 121

II.6.1 (a) Signal de la sonde optique pour la configuration $d^* = 1$ & $L^* = 9$ avec une position centrale ($z = L/2$, $r = 0$) et une orientation de la sonde vers le bas. (b) Zoom sur les temps $t = 3.275$ s et $t = 3.365$ s mettant en évidence des temps d'arrivée T_A et des durées τ. 124

II.6.2 Zoom sur le signal correspondant au perçage de l'interface de sortie de la bulle au niveau de la sonde optique pour (a) un cas où la mesure de la vitesse de l'interface est réalisable ($u = 0.2453$ m.s^{-1}) et (b) un cas où la mesure n'est pas réalisable. 125

II.6.3 (a) Illustration du protocole de détermination du temps d'immersion pour chaque configuration. Base de détermination : diagramme spatio-temporel, mise en évidence de la position du porte sonde (-) et du point déterminé comme l'instant d'entrée du porte sonde dans le milieu diphasique (○) et (b) Évolution du temps d'immersion avec d^*. - : Sonde positionnée au centre du cylindre, - : Sonde positionnée en bas du cylindre et - : Sonde positionnée en haut du cylindre. ○ : Sonde orientée vers le bas et ◇ : Sonde orientée vers le haut. 126

II.6.4 Évolution des durées de résidence des bulles mesurées lorsque la sonde optique se trouve au centre du cylindre en fonction du temps d'arrivée de ces bulles pour (a) $d^* = 0.4$ & $L^* = 1$ et (b) $d^* = 0.8$ & $L^* = 1$. ○ : sonde orientée vers le bas du cylindre et ◇ : sonde orientée vers le haut du cylindre. (La zone grisée correspond aux temps où la sonde orientée vers le bas n'est pas encore immergée. Le décalage observé sur l'enregistrement avec la sonde orientée vers le haut est lié à sa position axiale décalée de 5 cm).. 127

II.6.5 Évolution temporelle du taux de vide α en fonction du temps recalé par l'instant d'immersion T_{Im} pour $d^* = 1$ & $L^* = 9$ à différentes positions axiales. (a) Avec distinction de l'orientation pour - : ($z = 3L/4, r = 0$), - : ($z = L/2, r = 0$) et - : ($z = L/4, r = 0$). Les traits continus - représentent une mesure avec la sonde orientée vers le bas et les traits pointillés - - une mesure avec la sonde orientée vers le haut. (b) Moyenne des 2 mesures. (La zone grisée correspond aux temps où la sonde orientée vers le bas n'est pas encore immergée).. 128

II.6.6 Évolution du taux de vide moyen en fonction du temps recalé par le temps d'immersion. (a) Pour l'ensemble des valeurs d^* explorées et $L^* = 9$ en $z = L/2, r = 0$: - : $d^* = 0.4$, - : $d^* = 0.6$, - : $d^* = 0.8$ et $d^* = 1$: -. (b) Pour $d^* = 1$ & $L^* = 9$ en différentes positions : - : ($z = 3L/4, r = 0$), - : ($z = L/2, r = 0$), - - : ($z = L/2, r = 0.035$ m) et - : ($z = L/4, r = 0$). (La zone grisée correspond aux temps où la sonde orientée vers le bas n'est pas encore immergée). . 128

II.6.7 Évolution des vitesses verticales en fonction du temps recalé par l'instant d'immersion pour (a)$d^* = 0.4$ & $L^* = 9$, (b)$d^* = 0.6$ & $L^* = 9$, (c)$d^* = 0.8$ & $L^* = 9$ et (d)$d^* = 1$ & $L^* = 9$. ○ : sonde orientée vers le bas du cylindre, ◇ : sonde orientée vers le haut du cylindre, - : moyenne glissante des vitesses obtenues pour la sonde orientée vers le haut et - : moyenne glissante des vitesses obtenues pour la sonde orientée vers le bas. 130

II.6.8 Pdf des vitesses pour - : $d^* = 0.4$, - : $d^* = 0.6$, - : $d^* = 0.8$. Pour $d^* = 1$ et positions : - : ($z = 3L/4, r = 0$) , - : ($z = L/2, r = 0$) , - - : ($z = L/2, r = 0.035$ m) et - : ($z = L/4, r = 0$). . . 131

II.6.9 Évolution des tailles en fonction du temps recalé par l'instant d'immersion pour (a) $d^* = 0.4$ & $L^* = 9$, (b) $d^* = 0.6$ & $L^* = 9$, (c) $d^* = 0.8$ & $L^* = 9$ et (d) $d^* = 1$ & $L^* = 9$. × : sonde orientée vers le bas du cylindre et ○ : sonde orientée vers le haut du cylindre.. 131
II.6.10 Évolution des tailles en fonction de la vitesse pour (a) $d^* = 0.4$ & $L^* = 9$, (b) $d^* = 0.6$ & $L^* = 9$, (c) $d^* = 0.8$ & $L^* = 9$ et (d) $d^* = 1$ & $L^* = 9$. ◇ : sonde orientée vers le bas du cylindre et ○ : sonde orientée vers le haut du cylindre.. 132
II.6.11 Taux de vide local $\langle\alpha\rangle$ en fonction de la hauteur de la sonde optique sous la surface libre $z' = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE})$ normé par D. Pour $d^* = 1$ et positions : - : $(z = 3L/4, r = 0)$, - : $(z = L/2, r = 0)$ et - : $(z = L/4, r = 0)$.. 133
II.6.12 Moyenne des vitesses négatives V^- et moyenne des vitesses positives V^+ en fonction de la distance de la sonde par rapport à la surface libre $(z' = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE}))$ normée par le diamètre du cylindre D. Pour $d^* = 1$, ◇ : $(z = L/4, r = 0)$, ◇ : $(z = L/2, r = 0)$ et ◇ : $(z = 3L/4, r = 0)$. 134
II.6.13 Évolution de la vitesse moyenne descendante $|V^-|$ normée par la vitesse de chute libre (à la position de mesure $z = L/4$ ou $L/2$ ou encore $3L/4$) en fonction de la profondeur à laquelle est la sonde optique $z' = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE})$ normée par le diamètre du cylindre D pour $d^* = 1$ et L^* =9. ◇ : $(z = L/4, r = 0)$, ◇ : $(z = L/2, r = 0)$ et ◇ : $(z = 3L/4, r = 0)$. 135
II.6.14 Évolution de la taille moyenne en fonction de la position de la sonde optique sous la surface libre $z' = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE})$ normé par le diamètre du cylindre D. Pour $d^* = 1$ et positions : - : $(z = 3L/4, r = 0)$, - : $(z = L/2, r = 0)$ et - : $(z = L/4, r = 0)$. 136
II.6.15 Pdf des vitesses (a) et des tailles (b) pour $d^* = 1$ lorsque la sonde est placé à différentes positions verticales dans le cylindre pour $d^* = 1$. Pour (a) V^+ (-) / V^- (- -), $(z = L/2, r = 0)$: V^+ (-) / V^- (- -) et $z = 3L/4, r = 0$: V^+ (-) / V^- (- -). Pour (b), - : $(z = L/4, r = 0)$, - : $(z = L/2, r = 0)$ et - : $(z = 3L/4, r = 0)$. 137
II.6.16 Taux de vide local $\langle\alpha\rangle$ en fonction de la hauteur de la sonde optique sous la surface libre $z = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE})$ normé par D. Pour $d^* = 1$ et positions : - : $(z = L/2, r = 0)$ et - - : $(z = L/2, r = 0.035$ m). 137
II.6.17 Vitesse négatives V^- normé par la vitesse de chute libre au niveau de la sonde optique $(H_{mes} = L/2)$ en fonction de la distance de la sonde par rapport à la surface libre $(z_{SO} = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE}))$ normé par le diamètre du cylindre D. Pour $d^* = 1$, ◇ : $(z = L/2, r = 0)$ et □ : $(z = L/2, r = 0.035$ m).. 138
II.6.18 Évolution de la taille moyenne en fonction de la position de la sonde optique sous la surface libre $z = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE})$ normé par le diamètre du cylindre D. Pour $d^* = 1$ et positions : - : $(z = L/2, r = 0)$ et - - : $(z = L/2, r = 0.035$ m). 139
II.6.19 Pdf des vitesses (a) et des tailles (b) pour $d^* = 1$ lorsque la sonde est placée à différentes positions verticales dans le cylindre pour $d^* = 1$. Pour (a), $(z = L/2, r = 0)$: V^+ (-) / V^- (- -) et $(z = L/2, r = 0.035$ m) : V^+ (-) / V^- (- -). Pour (b), - : $(z = L/2, r = 0)$ et - - : $(z = L/2, r = 0.035$ m). 139
II.6.20 Taux de vide local $\langle\alpha\rangle$ en fonction de la hauteur de la sonde optique sous la surface libre $z = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE})$ normé par D. - : $d^* = 0.4$, - : $d^* = 0.6$, - : $d^* = 0.8$ et - : $(z = L/2, r = 0)$. 140
II.6.21 Vitesse moyennes négatives V^- et positives V^+ en fonction de la distance de la sonde par rapport à la surface libre $(z' = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE}))$ normée par le diamètre du cylindre D. Pour ◇ : $d^* = 0.4$, ◇ : $d^* = 0.6$, ◇ : $d^* = 0.8$ et ◇ : $d^* = 1$. 140
II.6.22 Évolution de la taille moyenne en fonction de la position de la sonde optique sous la surface libre $z = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE})$ normé par le diamètre du cylindre D. Pour - : $d^* = 0.4$, - : $d^* = 0.6$, - : $d^* = 0.8$ et - $d^* = 1$. 141
II.6.23 Pdf des vitesses (a) et des tailles (b) pour différents d^* lorsque la sonde est placé au centre du cylindre sur son axe radiale. Pour (a), $d^* = 0.4$: V^+ (-) / V^- (- -), $d^* = 0.6$: V^+ (-) / V^- (- -), $d^* = 0.8$: V^+ (-) / V^- (- -) et $d^* = 1$: V^+ (-) / V^- (- -). Pour (b), - : $d^* = 0.4$, - : $d^* = 0.6$, - : $d^* = 0.8$ et - : $d^* = 1$. 141

A.1 Visualisation de l'installation de la vidange de bouteille avec la cage de visualisation 151

B.1 Schéma de principe de l'ensemble vanne guillotine et du carter 153
B.2 Schéma de principe de la vanne guillotine. 154

C.1 Schéma de principe du cylindre instrumenté avec emplacement du capteur de pression et de la sonde optique 155

D.1 Schéma de principe de la sonde optique (pointe orange) et de son support pour le passage en paroi (en bleu). 157

F.1 Schéma de l'instant T_{ouv} en visualisation du fond du réservoir, du diaphragme et de la vanne guillotine 161

G.1 Résumé de la détection de la fréquence basse F_B pour la longueur de tube $L^* = 5$ et les diamètres d^* de 20 à 40 avec en trait plein le calcul de la loi (2.4.23). *Insert : Comparaison entre le cas* $d^* = 20$ *et les cas* d^* *de 50 à 100.* 163

H.1 Résumé de la détection de la fréquence basse F_B pour la longueur de tube $L^* = 7$ et les diamètres d^* de 20 à 60 avec en trait plein le calcul de la loi (2.4.23). *Insert : Comparaison entre le cas* $d^* = 20$ *et les cas* d^* *de 75 à 100.* 165

I.1 Évolution de la taille caractéristique de bulle générée par le jet pour $L^* = 7$. 167

J.1 Évolution de la taille caractéristique de bulle générée par le jet pour $L^* = 9$. 169

K.1 Évolution de l'échange de phase au goulot pour $d^* \leq 0.4$. (Le goulot est représenté schématiquement sans épaisseur). 171
K.2 Évolution de l'échange de phase au goulot pour $d^* \geq 0.5$. (Le goulot est représenté schématiquement sans épaisseur). 172

L.1 Pression moyennée sur 6 essais pour $d^* = 0.4$ et $L^* = 9$ avec l'approximation linéaire réalisée . 173

M.1 Signaux de l'accéléromètre (axe horizontal 1, axe horizontal 2 et axe vertical) pour chaque configuration (le label de la figure correspond au label de la configuration) 175
M.2 Spectrogramme de la composante verticale de la mesure de l'accéléromètre pour chaque configuration (le label de la figure correspond au label de la configuration). 176
M.3 Spectrogramme de la pression prise au fond du cylindre pour chaque configuration (le label de la figure correspond au label de la configuration). 177

Liste des tableaux

II.2.A Tableau récapitulatif de l'effet du flotteur et de la hauteur d'eau sur les temps T_{OE} et T_{FE} (Chaque valeur est obtenue par moyenne sur 3 à 5 essais). 54

II.2.B Récapitulatif du nombre d'essais réalisés par configuration avec un schéma rappelant les paramètres de contrôle. L'astérisque montre les configurations pour lesquelles une séquence d'images a été acquise. 55

II.2.C Récapitulatif du nombre d'essais réalisés pour $L^* = 9$ en fonction du diamètre de l'orifice d et de la position de la sonde optique. Le nombre d'essais répertorié est donné pour les deux orientations (50 % pour la sonde orientée vers le bas et 50 % pour la sonde orientée vers le haut). L'altitude z est donnée par rapport au fond du cylindre et la distance radiale r est donnée par rapport au centre du cylindre. 56

II.6.A Tableau récapitulatif du nombre de mesures en fonction de la configuration et de l'orientation de la sonde optique (sonde orientée vers le bas / sonde orientée vers le haut). 126

Chapitre 1

Introduction au problème

Le remplissage de contenants est une action que l'on réalise tout au long d'une journée sans forcément s'en rendre compte, que ce soit pour remplir sa tasse de café, son verre d'eau ou encore son verre de soda. Cette action peut également être liée à un temps moins convivial comme lorsque l'on fait le plein du réservoir de son véhicule. La complexité de ce phénomène de remplissage peut être parfois cachée lorsque le liquide est rapidement au repos ou alors bien visible lorsque le liquide est envahi de gaz avec, parfois, la formation d'une mousse tenace qui prend toujours une place non négligeable dans le verre.
Dans l'industrie, cette action est souvent réalisée lors du transfert de liquide entre deux réservoirs, que ce soit en sidérurgie avec le transfert de métaux en fusion, dans le secteur nucléaire lorsqu'il est nécessaire de remplacer l'eau d'une piscine contenant des piles à combustible ou même dans le secteur agro-alimentaire pour optimiser le temps de remplissage des bouteilles de lait. Pour ces opérations industrielles de remplissage, le contrôle du temps de transfert ainsi que de la composition du liquide est primordial pour assurer un transfert efficace de la masse liquide.

Dans la première partie de ce document, nous allons présenter l'étude expérimentale d'un problème que l'on peut considérer comme en miroir avec celui du remplissage. Il s'agit de la vidange d'un cylindre vertical. Ce cylindre vertical de longueur L et de diamètre D est initialement rempli avec une hauteur d'eau H. A sa base se trouve un orifice de décharge (ou goulot) de diamètre d. Le cylindre est fermé hermétiquement par un capot à son extrémité haute. Au démarrage de l'écoulement, un clapet recouvrant le goulot s'ouvre et la vidange commence. Pour un rapport L/D fixé, les deux paramètres de contrôle de cet écoulement sont le rapport entre le diamètre du goulot et le diamètre du cylindre $d^* = d/D$ et le taux de remplissage initial du cylindre $\mathcal{F} = H/L$. L'écoulement de vidange a fait l'objet de nombres d'articles notamment de [2, 3] qui ont permis d'établir à partir de visualisations une loi d'échelle pour le temps de vidange. Par la suite, [11] a retrouvé cette loi, cette fois à partir de signaux de pression. Il s'est interrogé sur les caractéristiques de la vidange en mettant en évidence l'effet de la forme du contenant, en modélisant la période des oscillations de pression qui se produisent lors de la formation des bulles au niveau du goulot ou encore en faisant le parallèle entre la vidange et le remplissage pour une gamme restreinte de configurations. Les travaux réalisés par [22] ont permis d'étendre encore la validité de la loi d'échelle du temps de vidange à une gamme élargie de configurations. Ce travail a notamment mis en avant l'effet du remplissage initial sur l'évolution du temps de vidange et le contenu diphasique de l'écoulement. Enfin, l'étude de [23] a également permis de comparer les mesures dans cet écoulement à un modèle numérique tel que NEPTUNE-CFD.
Notre travail s'inscrit dans la continuité de celui de [22]. Nous explorons simplement des ouvertures de goulot plus importantes et visitons ainsi la robustesse des lois d'échelle et modèles développés dans la littérature. Ces travaux sur la vidange du cylindre s'inscrivent dans ma première année de thèse. Ils ont été réalisés en parallèle avec la conception de l'installation expérimentale de remplissage et ont été perturbés par le confinement de mars 2020.

Dans la seconde partie de ce document nous nous emploierons à réaliser une caractérisation expérimentale de l'écoulement de remplissage d'un cylindre. Pour cela, une installation expérimentale a été pensée et

conçue durant la première partie de la thèse. Elle a été mise en place et son fonctionnement a été validé avant de permettre des campagnes de mesures définitives. Cette installation comprend un réservoir carré de 0.8 m de coté et de 0.65 m de hauteur pouvant accueillir jusqu'à 384 L. Au centre de ce réservoir, un orifice de décharge circulaire (ou goulot) de diamètre d permet le remplissage d'un cylindre de longueur L et de diamètre D. Ce cylindre est instrumenté avec des capteurs de pression ainsi qu'une sonde optique. Une caméra placée à 3 m de l'installation permet la visualisation du cylindre ainsi que d'une partie du fond du réservoir. Afin de balayer les différents écoulements possibles, deux paramètres de contrôle sont utilisés : le rapport entre le diamètre du goulot et le diamètre du cylindre $d^* = d/D$ et le rapport d'aspect du cylindre $L^* = L/D$. Ces deux paramètres évoluent dans les gammes $0.2 \leq d^* \leq 1$ et $L^* = [5,\ 7,\ 9]$. Pour chaque configuration, plusieurs essais sont réalisés afin de s'affranchir au maximum des variations aléatoires de l'écoulement.
À partir des différents signaux, une première caractérisation de l'écoulement est faite en recherchant les différents temps caractéristiques ainsi que d'éventuelles fréquences permettant de différencier les écoulements en fonction des paramètres de l'installation. Ces temps et fréquences sont comparés à des modèles précédemment développés, notamment par [11], pour identifier les mécanismes principaux régissant le remplissage du cylindre. L'utilisation de la caméra ainsi que de la sonde optique nous permettent encore d'étendre la caractérisation de l'écoulement à la composition de la colonne fluide présente dans le cylindre. La caméra nous permet de voir comment la colonne fluide est modifiée par les paramètres de l'installation du point de vue de sa composition ou encore des caractéristiques de sa remontée dans le cylindre. La sonde optique, quant à elle, permet d'aller à l'intérieur de cette colonne fluide afin de mesurer la composition d'une zone particulière de la colonne fluide situé sous la surface libre : le milieu diphasique.

Première partie

Vidange d'une bouteille cylindrique

Chapitre 1

Position du problème

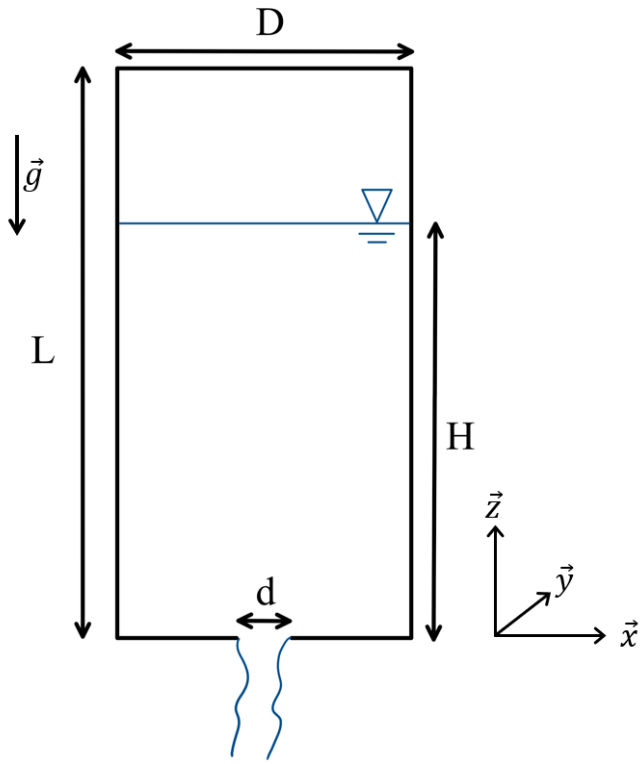


FIGURE I.1.1 – Schéma de la vidange d'une bouteille cylindrique dans un milieu infini

Dans la littérature, des auteurs tel que Clanet, Héraud ou encore Mer ([1], [3], [11], [22]) se sont intéressés à l'analyse et la compréhension de l'écoulement de vidange d'un contenant similaire à une bouteille. Cette écoulement a été étudié pour obtenir l'influence de la géométrie de la bouteille ou encore des paramètres de contrôle sur diverses grandeurs physiques caractéristiques de la vidange.
Les premiers résultats obtenus concernent l'évolution du temps global de vidange en fonction de la géométrie, des propriétés du fluide ou d'autres paramètres de contrôle. Ces résultats ont été obtenus par [1] et [3] pour une gamme restreinte de configurations. Une extension de ces résultats sur des géométries et une gamme de paramètres de contrôle plus importante est faite par Héraud [11], montrant la robustesse de la loi d'échelle qui donne le temps de vidange.

En plus de l'analyse des visualisations, l'analyse des signaux de pression du tampon gazeux supérieur permet de mettre en évidence une fréquence d'oscillations caractéristique des entrées-sorties au niveau de l'orifice (comme le glou-glou d'une bouteille). Une analogie entre l'écoulement de vidange de cylindre et un système masse-ressort permet alors de mieux comprendre cet écoulement. Lors de cette analogie, le tampon

d'air compressible est assimilé au ressort et la masse est associée à celle du liquide encore présent dans la bouteille. Clanet et Searby [3] ont déterminé la fréquence des oscillations de pression dans la bouteille. Cette analyse du système masse ressort est ensuite étendue par Héraud [11].

Une nouvelle extension des paramètres de contrôle est faite par Mer [22] pour varier les taux de remplissage initiaux $\mathcal{F} = H/L$ dans la gamme $0.24 \leq \mathcal{F} \leq 1$ et le rapport $d^* = d/D$ dans la gamme $0.18 \leq d^* \leq 0.7$. Lors de cette extension, la même loi d'échelle est obtenue pour l'évolution des temps de vidange globaux. De même pour la période d'oscillation des fluctuations de pression, l'extension permet de confirmer la tendance obtenue précédemment.
En plus de cette vérification, une investigation sur le contenu diphasique de la phase liquide est entreprise autant de manière expérimentale que numérique avec l'utilisation du code $NEPTUNE_{CFD}$ [23]. Lors de l'investigation expérimentale, en plus des oscillations de pression, le taux de coalescence dans le milieu a aussi été déterminé pour des configurations avec grande ouverture (d^* proche de 1).

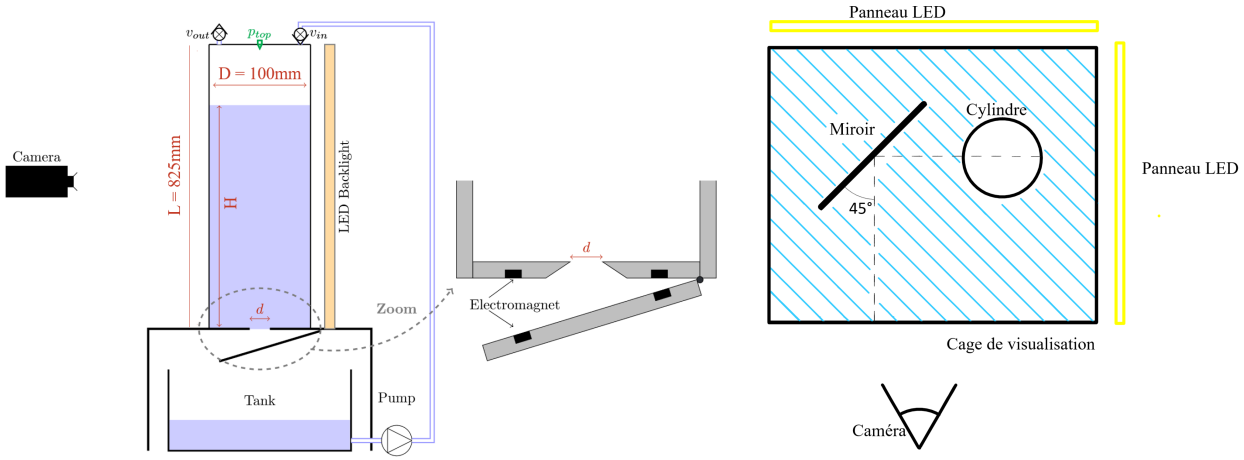
Dans notre étude, l'extension est faite sur le paramètre de contrôle d^*. Avec cette extension, la loi déduite par les précédents auteurs est vérifiée pour $0.5 \leq d^* \leq 1$ et des taux de remplissages similaires. En plus de la vérification de cette loi, nous explorerons les oscillations périodiques qui persistent même à grande ouverture. Dans le cas de grands d^*, des bulles de Taylor apparaissent dans le cylindre et la vidange se fait par le drainage de film liquide autour de cette bulle. Il nous a donc semblé intéressant d'observer finement comment les oscillations de pression et de positionnement de la bulle de Taylor se couplent juste avant ce drainage ultime. Nous avons donc réalisé des expériences avec grande ouverture, en enregistrant simultanément un signal de pression et l'évolution de la position verticale et radiale de ces bulles de Taylor. Nous discuterons les résultats par comparaison avec un modèle d'oscillations.

Chapitre 2

Description de l'installation et point de fonctionnement

2.1 Éléments de description technique de l'installation

L'installation expérimentale conçue pour l'étude de la vidange de bouteille est schématisée sur la figure I.2.1. Elle est composée d'un cylindre vertical en plexiglas de longueur $L = 0.825$ m et de diamètre intérieur $D = 0.1$ m. L'extrémité supérieure du cylindre est fermée par un couvercle alors que l'extrémité basse est, quant à elle, composée d'un orifice de diamètre d (aussi nommé diaphragme). Cette pièce est interchangeable afin de pouvoir faire varier le diamètre de l'orifice de décharge dans une gamme de $d = 20$ mm jusqu'à une pleine ouverture, $d = 100$ mm. Le diaphragme est composé d'une pièce en PVC biseauté pour ne pas introduire de longueur autre que le paramètre de contrôle d (*c.f.* figure I.2.2).



(a) (b)

FIGURE I.2.1 – Schéma de l'installation expérimentale utilisée (Vue adaptée de [22]) (a) vue de coté, (b) vue d'en haut. Une illustration est également donnée en annexe A pour mieux visualiser l'installation.

L'ouverture à la base du cylindre est fermée par un clapet équipé de cinq électro-aimants ce qui assure une ouverture rapide au déclenchement de l'expérience. Une vanne de purge d'air v_{out} ainsi qu'une vanne de remplissage sont positionnées sur le couvercle supérieur.

Avant chaque expérience, les électro-aimants sont mis sous tension et la trappe est maintenue fermée. Le cylindre est rempli, grâce à une pompe, d'eau du robinet jusqu'à une altitude H. Lors du remplissage, la vanne de purge d'air v_{out} est maintenue en ouverte puis fermée après l'arrêt de la pompe. A cet instant, la pression dans le tampon d'air supérieur est égale à la pression atmosphérique P_a. A l'instant $t = 0$, on coupe l'alimentation électro-aimants. À cet instant, la trappe, qui est fixée sous le cylindre par une liaison souple,



FIGURE I.2.2 – Schéma du système de diaphragme avec coupe A-A' pour visualiser le biseau. Le biseau est réalisé à 45° jusqu'à $d^* = 0.75$ puis cet angle est adapté pour conserver une faible épaisseur jusqu'à $d^* = 0.9$.Pour $d^* = 1$, le diaphragme est uniquement une couronne sans biseau

chute d'abord verticalement puis se rabat sur le coté. La vidange de la bouteille débute et rapidement se met en place, au niveau du goulot, une alternance de jets liquides qui sont éjectés et la génération de grandes bulles d'air qui remontent dans le cylindre.

Les expériences sont réalisées à température ambiante avec de l'eau du robinet de densité $\rho = 997\,\mathrm{kg.m^{-3}}$ et de viscosité cinématique $\nu = 1 \times 10^{-6}\,\mathrm{m^2.s^{-1}}$. Pour cette étude, le diamètre du diaphragme varie dans une gamme $0.5 \leq d \leq 1$ m et la hauteur initiale de remplissage prend trois valeurs $H = 0.4$, 0.6, 0.8 m. Pour discuter et comparer les différentes configurations, deux paramètres sont importants : $d^* = d/D$, le rapport des diamètres et $\mathcal{F} = H/L$, le taux de remplissage initial du cylindre. Ces deux paramètres varient alors dans les gammes $0.5 \leq d^* \leq 1$ et $\mathcal{F} = 0.48$, 0.73 et 0.97.

Des essais ont été réalisés pour un remplissage complet du cylindre ($H = 0.825\,\mathrm{m}$, $\mathcal{F} = 1$) pour montrer l'intérêt de limiter la hauteur initiale de la colonne d'eau. Lorsque $H = 0.825$ m, on observe un blocage de la trappe après le déclenchement de l'expérience. Celle ci ne s'ouvre pas immédiatement après l'arrêt de l'alimentation des electo-aimants ($t = 0$) et son ouverture s'effectue alors à un instant aléatoire. Le phénomène est illustré sur la figure I.2.3 qui représente la pression au sommet du cylindre au court du temps. On constate que la pression reste constante jusqu'à environ $t = 8\,\mathrm{s}$ instant auquel la trappe s'ouvre et la vidange débute.

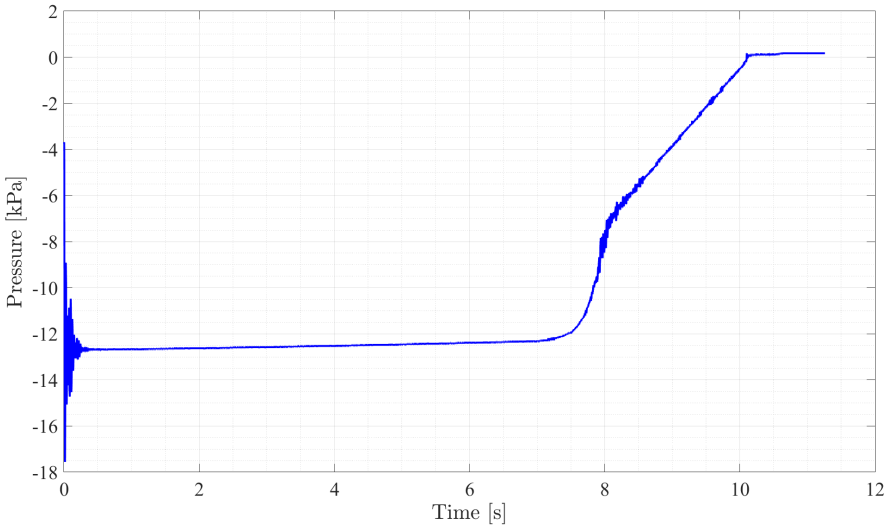


FIGURE I.2.3 – Signal de pression pris en haut du cylindre pour $d^* = 1$ et $H = 0.825$ m.

2.1.1 Moyens de mesure

Pour réaliser les acquisitions de grandeurs physiques, deux moyens de mesures ont été mis en place : un capteur de pression permettant la mesure de l'évolution de pression dans le tampon gazeux supérieure et une caméra rapide permettant de visualiser l'évolution temporelle de l'écoulement.

Capteur de pression

Le capteur de pression utilisé est un transmetteur de pression KELLER PR23 - 0.5. Il mesure, en un point, une pression relative comprise dans une gamme de -0.5 à 0 bar avec une incertitude de ± 2.5 mbar. Ce capteur est positionné au centre du couvercle supérieur du cylindre et mesure la pression dans le tampon gazeux avec une réponse en tension qui doit ensuite être convertie. La conversion se fait une fois l'acquisition terminée avec la relation (1.2.1)

$$Pression = -0.5/5 * Tension \tag{1.2.1}$$

La réponse temporelle de ces capteurs est de bonne qualité. Ces capteurs permettent une mesure correcte de la pression jusqu'à des fréquences de l'ordre de 1 kHz.

Visualisation par caméra rapide

L'acquisition des images se fait grâce à une caméra rapide de modèle *DIMAX* de la marque ***Pco*** opérant à une fréquence d'acquisition F_{ACQ} qui varie entre 125 Hz et 1500 Hz en fonction de la configuration. Les dimensions du champ imagé sont 0.8 m de haut et 0.8 m de large avec une résolution de 12.8 px/cm. Les images sont d'abord stockées dans la mémoire interne de la caméra avant d'être transférées à l'ordinateur et stockées dans des fichiers "*.multitiff*" contenant chacun 6144 images. La caméra est placée à 3 m de l'installation, une distance suffisamment grande pour s'affranchir des effet de parallaxe.

Afin de limiter les effets de distorsion optique dues aux différences d'indice optique des différents milieux traversés (eau/plexiglas/air) et à la courbure du cylindre qui agit alors comme un dioptre otique, un cage de visualisation est mise en place. Cette cage de visualisation est un parallélépipède de 0.8 m de coté et de 0.825 m de haut réalise en plexiglas. Elle contient le cylindre et est remplie d'eau (*c.f.* figure I.2.1b). Cela permet de réduire les différences d'indice de réfraction (1.51 pour le plexiglas et 1.33 pour l'eau) et de minimiser les courbures des interfaces traversées par les rayon lumineux. Cette cage permet ainsi d'améliorer les visualisations d'en extraire des résultats quantitatifs avec une incertitude réduite.

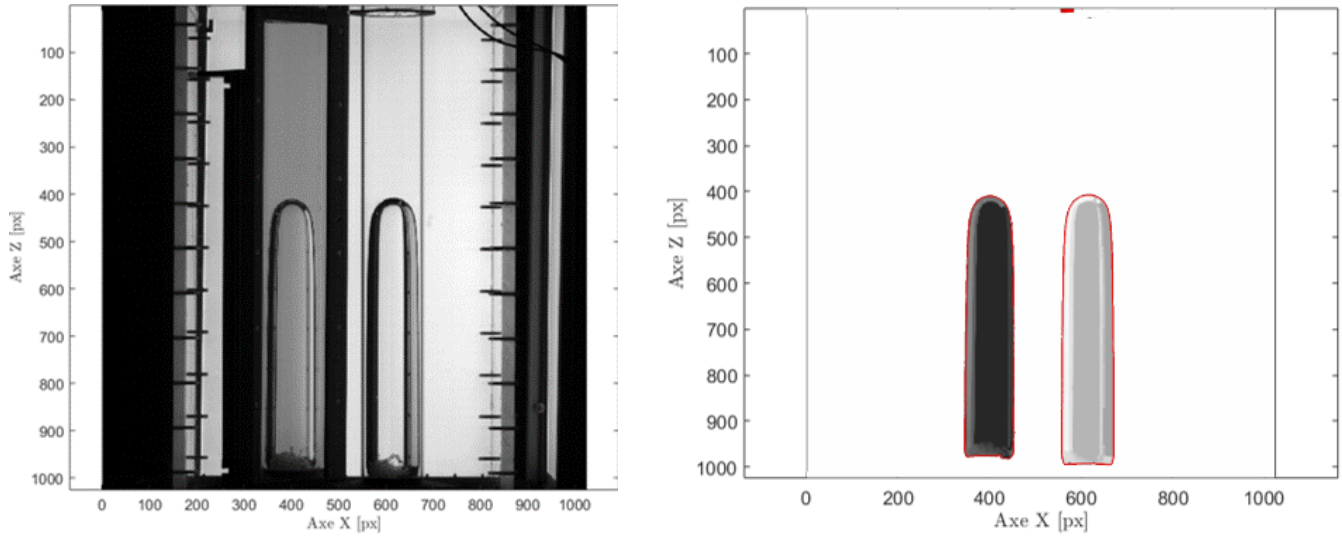
Un miroir plan formant un angle de 45° avec l'axe optique de la caméra est placé dans la cage de visualisation à proximité du cylindre. Il permet d'imager, avec une unique caméra, deux vues orthogonale et ainsi obtenir simultanément une image perpendiculaire et une parallèle à l'axe optique de la caméra. Pour éclairer le système dans ces deux directions, deux panneaux LED de 1.2 m de haut et de 0.6 m de large sont disposés à l'arrière et sur le coté de l'installation (*c.f.* figure I.2.1b). Cet éclairage continu maintient une intensité lumineuse constante et permet d'éclairer l'intégralité du cylindre pour les deux vues ("directe" et "miroir").

2.1.2 Traitement de l'image

Le traitement de l'image permet d'extraire les informations provenant des visualisations. Dans les régimes que nous explorons l'écoulement est constitué d'une bulle principale de grande taille qui se forme et est alimentée au goulot, tandis que le liquide s'écoule à sa périphérie sous forme de film mince. La bulle se déplace en envahissant progressivement le cylindre. Le traitement permet de déterminer la position ainsi que le contour de cette bulle principale au cours de la vidange. Il permet également de discerner ces grandeurs pour la vue directe du cylindre ainsi que pour la vue à travers le miroir.
Le protocole est une suite de fonctions morphologiques réalisées avec le logiciel ***MATLAB 2021a***

1. suppression de l'image de fond (première image de la série *i.e. background*)
2. différenciation entre vue directe et vue miroir avec les positions horizontales

3. seuillage de l'intensité lumineuse pour la suppression des réverbérations dues à la géométrie
4. fermeture des frontières pour l'amélioration de la détection (**imfill**)
5. combinaison de fonctions morphologiques : érosion (**imerode**) et dilatation (**imdilate**)
6. détection de tous les contours (à partir du gradient d'intensité **bwlabel**)
7. élimination des surfaces associées à du bruit par seuillage de la taille des surfaces en utilisant **regionprops**
8. détection des surfaces associées à la phase gazeuse présente dans le cylindre à partir des conditions de surface avec la fonction précédente



(a) (b)

FIGURE I.2.4 – Résultat du protocole de traitement de l'image mis en place pour la détection des contours de la bulle principale avec (a) l'image acquise lors d'un essai de vidange de bouteille et (b) le résultat de la détection des contours via le protocole précédent

Ce protocole permet l'obtention du contour de la bulle principale ainsi que la différenciation par une labellisation différente de son contour sur la vue miroir et sur la vue directe. Ces informations sur le contour permettent alors de déterminer l'évolution de la position et de la vitesse du nez de la bulle qui sont discutées dans la partie 4.1.

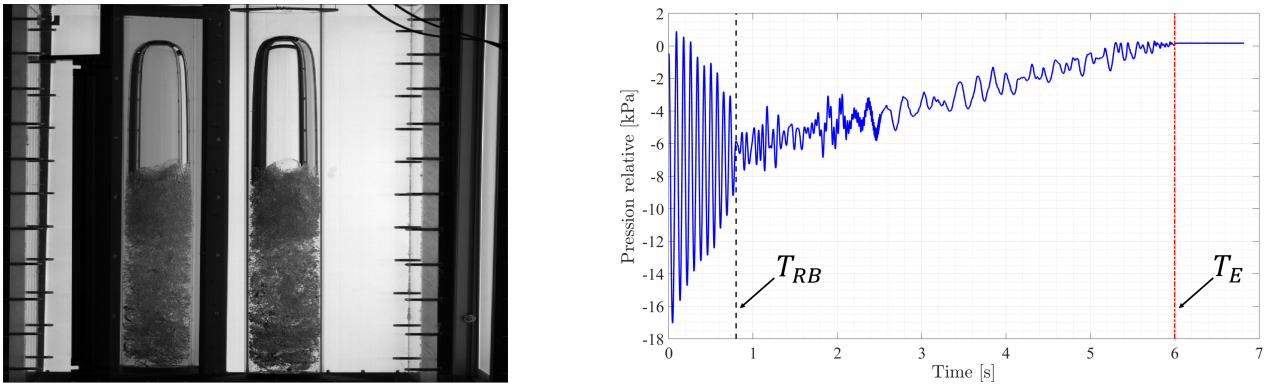
2.2 Description des essais réalisés

Les essais réalisés dans le cadre de l'étude de la vidange de bouteille se différencient par leur rapport d^* et par leur taux de remplissage $\mathcal{F}$. Comme discuté précédemment, le système de diaphragme permet de faire varier le rapport d^* dans la gamme $0.5 \leq d^* \leq 1$. Le taux de remplissage lui peut prendre trois valeurs : $\mathcal{F} = 0.48$, 0.73 et 0.97. Pour chacune de ces configurations, deux essais ont été réalisés avec, pour chacun, une acquisition du signal de pression, du signal de tension des électro-aimants et enfin l'acquisition d'une série d'images via la caméra rapide.

Chapitre 3

Temps caractéristiques de la vidange de bouteille

Pour les cas étudiés dans nos expériences, qui présentent des valeurs de d^* assez importantes, la visualisation de l'écoulement permet de diviser l'écoulement de vidange en deux parties. La première partie de la vidange correspond à la formation, au niveau de l'orifice de décharge, et à la propagation verticale d'une bulle de grande taille de type bulle de Taylor (figures I.3.1a). La remontée de la bulle principale et le drainage de l'eau sur les bords se font avec un tampon d'air supérieur qui reste fermé jusqu'à son perçage par la bulle, ce qui permet à la surface libre de conserver une position moyenne stable pendant l'ascension de cette dernière. Une fois ce perçage effectué, l'écoulement de vidange connaît un second comportement. Ce comportement correspond toujours à une décroissance de la masse d'eau dans la bouteille qui reste associée à une alternance de phases au niveau de l'orifice de décharge qui s'est mise en place dès le début de l'expérience. Mais désormais l'écoulement se structure différemment selon le diamètre du goulot. Pour des diamètres modérés, un nuage de bulles qui se rompent et coalescent est présent au culot de la bulle de Taylor (figure I.3.1a). Lorsque celle-ci atteint la surface libre, c'est ce milieu diphasique qui va se vidanger au goulot. L'agitation de ce milieu provoque des ballottements plus chaotiques de la surface libre qui sont visibles sur la pression du tampon gazeux (figure I.3.1b). Pour de plus grands diamètres la bulle de Taylor reste attachée au goulot et la seconde phase est simplement un drainage très rapide du film de liquide.



(a) (b)

FIGURE I.3.1 – (a) Visualisation de l'écoulement proche du temps T_{RB} et (b) le signal de pression associé (-) pour $d^* = 0.7$ & $\mathcal{F} = 0.97$ avec détermination du temps de remontée de la bulle principale T_{RB} (- -) et du temps de vidange T_E ($\cdots$)

Chaque phase de l'écoulement est donc caractérisée par un comportement particulier du signal de pression du tampon gazeux. Ces phases sont décrites par l'aspect des oscillations de pression soit périodiques soit chaotiques. L'instant de transition entre ces deux phases et l'instant de fin de vidange caractérisent

globalement le déroulement de cet écoulement. Le premier temps, noté T_{RB}, qui est caractéristique de la fin de la première phase de l'écoulement, correspond à l'instant auquel la bulle principale est remontée dans la bouteille et perce la surface libre (figure I.3.1b). L'instant de fin de vidange, noté T_E, correspond à l'instant auquel la masse d'eau dans le cylindre est nulle *i.e.* la pression du tampon gazeux redevient constante et égale à la pression atmosphérique (figure I.3.1b).

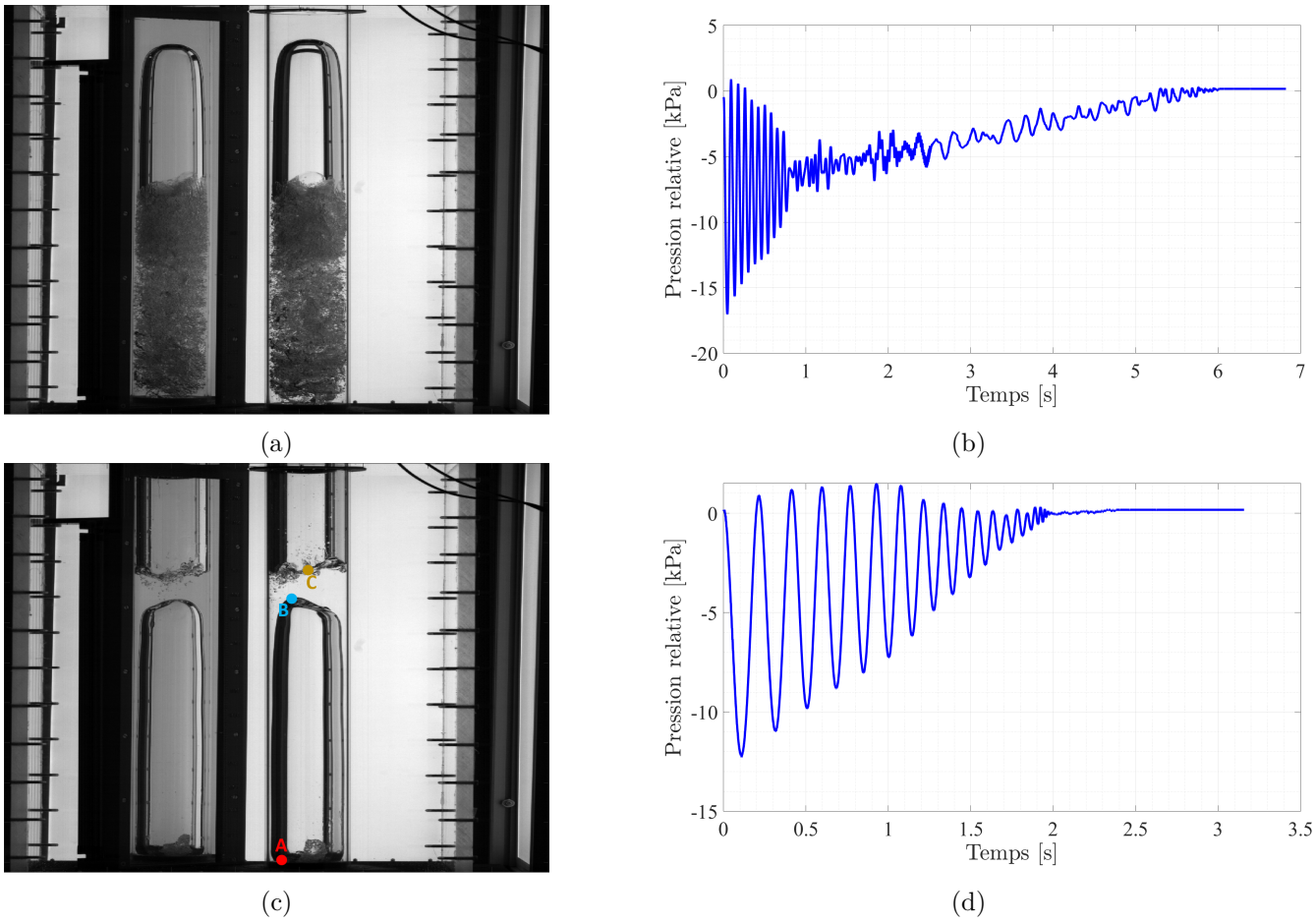


FIGURE I.3.2 – Visualisations d'un instant de l'écoulement de vidange pour les cas (a) $d^* = 0.7$ & $\mathcal{F} = 0.97$ et (c) $d^* = 0.9$ & $\mathcal{F} = 0.73$. A : Culot de la bulle principale près du goulot / B : Apex de la bulle / C : Surface libre séparant la colonne fluide et le tampon gazeux. Signaux de pression du tampon gazeux supérieur pour (b) $d^* = 0.7$ & $\mathcal{F} = 0.97$ et (d) $d^* = 0.9$ & $\mathcal{F} = 0.73$

La dissociation entre les deux phases de l'écoulement est facilement visible pour les écoulements dont le rapport $d^* \leq 0.8$ (cf figures I.3.2a et I.3.2b). Pour ces configurations, le culot de la bulle principale se détache de l'orifice de décharge et se propage dans la bouteille. La propagation de cette bulle de taille finie s'accompagne de la formation d'un nuage de bulles qui suit son culot (*c.f.* figure I.3.2a). Au cours de cette ascension, l'amplitude des oscillations de pression décroît avec le temps jusqu'au perçage de la surface libre. Lors de la transition entre les deux phases de l'écoulement, les oscillations de pression s'atténuent fortement puis reprennent avec une amplitude plus faible que dans la première phase et oscillent de manière chaotique dans la seconde phase de l'écoulement. Lorsque le rapport d^* augmente, pour $d^* \geq 0.9$, la bulle principale ne se détache pas de l'orifice de décharge car elle est alimentée à son culot par le gaz entrant. Ainsi la taille de cette bulle augmente avec le temps et aucun nuage diphasique ne se forme à l'arrière (*c.f.* figure I.3.2c). Pour ces configurations, l'écoulement de vidange consiste uniquement en la remontée de la bulle principale car la vidange de l'eau contenue dans le film autour de la bulle est ensuite très rapide. Le signal de pression résultant comporte alors une seule partie : des oscillations périodiques de pression qui s'atténuent dans le temps (figure I.3.2d). Les temps caractéristiques de l'écoulement, T_{RB} et T_E sont alors confondus et

correspondent au perçage de la surface libre par la bulle principale.

Tant que la bulle principale remonte dans le cylindre, le signal de pression est caractérisé par des oscillations périodiques. Ces oscillations introduisent donc un nouveau temps caractéristique qui est leur période τ qui peut évoluer dans le temps. La suite de cette partie permet de discuter de l'évolution de ces trois temps caractéristiques avec la configuration de l'installation.

3.1 Temps de vidange T_E

Le temps de vidange T_E permet de caractériser l'instant auquel la pression dans le tampon diphasique redevient égale à la pression atmosphérique et correspond à l'instant où l'eau présente dans la bouteille est totalement vidangée. Dans la littérature, ce temps a été obtenu tout d'abord par la visualisation de l'écoulement puis par la mesure de la pression dans le tampon gazeux supérieur. L'évolution de ce temps pour ces différentes méthodes d'obtention a été discuté par plusieurs auteurs.
Tout d'abord, [1] a mesuré l'évolution du temps de vidange de la bouteille pour 6 diamètres de l'orifice de décharge dans la gamme $0.06 \leq d^* \leq 1$ et 2 hauteurs initiales de liquide dans le cylindre à partir de la visualisation de l'écoulement. Ce balayage en diamètre et hauteur initiale a permis de mettre en évidence une dépendance du temps T_E en puissance du rapport des diamètres d^* de la forme $T_E \sim d^{*-5/2}$. Il a également permis de montrer que le taux de remplissage $\mathcal{F}$ agit de manière simplement linéaire sur le temps de vidange. Par la suite, [11], a permis de retrouver cette dépendance au diamètre via les signaux de pression pour une gamme plus étendue de diamètres d^* en système eau-air ($d^* \leq 0.4$ pour $D = 0.087$ m et $d^* \leq 1$ pour $D = 0.0231$ m). Lors de cette étude, le paramètre d^* a été le seul à être varié alors que $\mathcal{F}$ a été conservé constant et égal à 1. Cet auteur a caractérisé l'évolution, en fonction de d^*, du temps de vidange, en le normalisant par le temps pris par une bulle de Taylor pour traverser une longueur équivalente à la longueur initiale de la bouteille $\frac{L}{\sqrt{gD}}$ (*c.f.* [6]). Enfin un troisième auteur, [22], a encore étendu la gamme des paramètres $0.18 \leq d^* \leq 0.7$ et $0.24 \leq \mathcal{F} \leq 1$ pour une bouteille de grande taille ($D = 0.117\,\text{m}$ et $L = 0.8\,\text{m}$). Cette nouvelle extension des paramètres a permis de confirmer la loi d'évolution du temps de remplissage pour une seconde partie de la gamme possible du paramètre d^* ainsi que pour le paramètre $\mathcal{F}$. De plus, cette dernière étude a également permis de mettre en évidence que cette loi d'évolution est cohérente avec des écoulements qui ont des comportements différents (de la génération quasi-périodique de bulles à la formation d'un milieu diphasique chaotique).

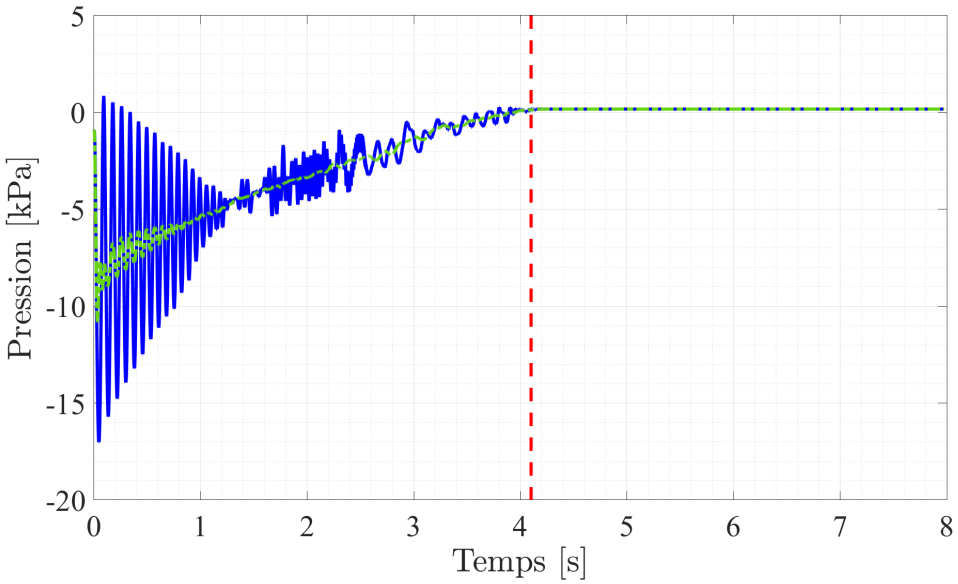


FIGURE I.3.3 – Signal de pression pris dans le tampon gazeux $P(t)$ (–), signal de pression moyenné $\langle P \rangle(t)$ (· – ·) avec mise en évidence de l'instant de fin de vidange (– –).

Pour nos configurations, l'instant de fin de vidange T_E est obtenu en recherchant l'instant auquel la pression dans le tampon gazeux supérieur rejoint la pression atmosphérique. Le signal de pression connaît, aux premiers instants, des fluctuations fortes de son amplitude. Afin de ne pas prendre en compte ces variations fortes de la pression, une moyenne glissante du signal de pression $\langle P \rangle(t)$ est réalisée en vue de la détermination du temps T_E.
Cette moyenne glissante est calculée sur une fenêtre carrée de largeur $\tau_w = 0.2$ s. La moyenne $\langle P \rangle$ est alors donnée par la relation (1.3.1).

$$\langle P \rangle_\tau(t) = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau/2}^{t+\tau/2} P(t')dt' \tag{1.3.1}$$

La réalisation de cette moyenne glissante sur le signal de pression permet de conserver une dynamique proche de la dynamique réelle lente tout en atténuant fortement l'impact des fluctuations (*c.f.* figure I.3.3). On examine donc quand cette moyenne rejoint la pression atmosphérique à un seuil près. Ce seuil qui est appliqué prend en compte l'erreur de mesure inhérente au capteur de pression. Cette erreur provient directement du capteur de pression utilisé et ne gêne pas dans la mesure des grandeurs caractéristiques (*c.f.* partie 2.1.1). Ainsi l'instant de fin de vidange est donné par la relation :

$$T_E = t \ | \langle P \rangle(T_E) - P_{ATM} \leq 0.05 \text{ kPa} \tag{1.3.2}$$

Précédemment, il a été montré que le temps de vidange T_E a été décrit de plusieurs manières par les différents auteurs. Afin d'estimer les variations entre les temps mesurés, ils sont comparés à une loi qui prend en compte la variation du taux de remplissage $\mathcal{F}$ entre les essais. Cette loi est donnée par la relation (1.3.3) et provient des conclusions de [22].

$$\frac{T_E}{\mathcal{F}L/\sqrt{gD}} \simeq 3.0 d^{*-5/2} \tag{1.3.3}$$

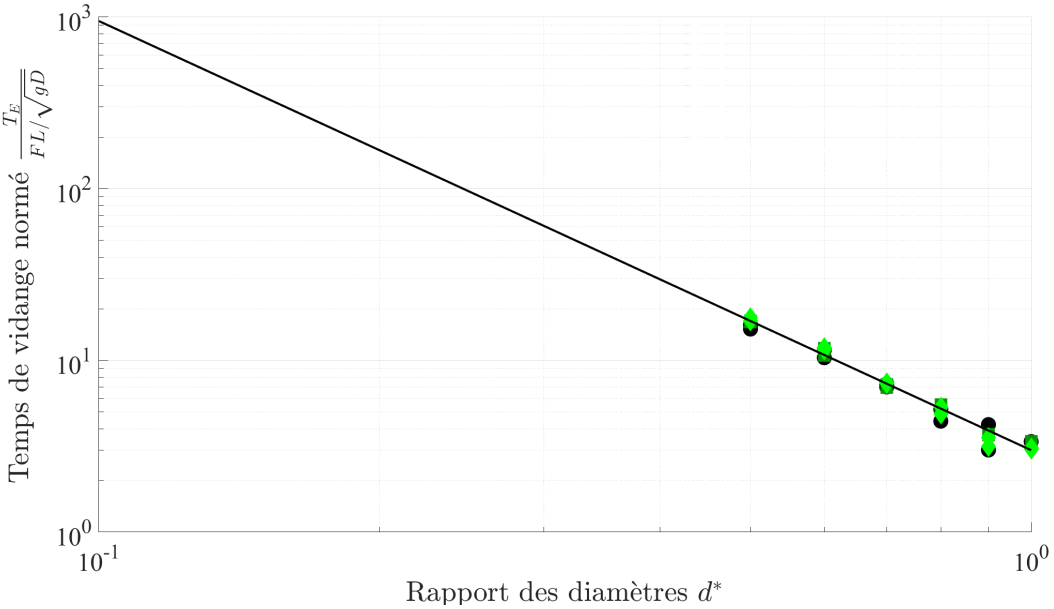


FIGURE I.3.4 – Évolution du temps de vidange T_E en fonction du rapport d^* pour $\mathcal{F} = 0.48$ (◯), $\mathcal{F} = 0.72$ (□) et $\mathcal{F} = 0.97$ (♢). Comparaison des données avec la loi (1.3.3) (-).

La loi (1.3.3) compare le temps de vidange avec le temps de propagation d'une bulle de Taylor. Elle a été discutée pour des configurations avec une grande étendue de taux de remplissage $\mathcal{F}$ et pour des rapports $d^* \leq 0.7$ [22]. Les mesures obtenues dans ce travail permettent d'étendre cette loi de vidange pour des rapports $0.5 \leq d^* \leq 1$.

La figure I.3.4 présente l'évolution des valeurs normalisées de T_E en fonction du rapport d^*. Dans nos expériences nous avons fait également varier le taux de remplissage $\mathcal{F}$. La comparaison des mesures réalisées à la loi établie précédemment (relation (1.3.3)), est tout à fait satisfaisante. Pour résumer, les résultats obtenus par différentes études et par notre contribution, permettent de confirmer que le modèle est valable pour une large gamme de paramètres d^* et $\mathcal{F}$.

3.2 Temps de remontée de la bulle principale T_{RB}

Le second temps qui permet de caractériser les écoulements observables dans la gamme de paramètres admis par l'installation expérimentale est le temps de remontée dans la bouteille de la bulle principale formée aux premiers instants. Ce temps est déterminé à partir des oscillations de pression et est noté T_{RB}. Sa détermination est fondée sur le changement de comportement des oscillations de pression autour du signal porteur. L'instant de fin de remontée de la bulle principale est alors déterminé comme celui où les oscillations de pression passent d'un aspect périodique à un aspect chaotique. En pratique on définit les oscillations de pression autour d'une approximation linéaire calculée sur le signal de moyenne glissante $\langle P \rangle_\tau(t)$ dans la zone où elle évolue linéairement.

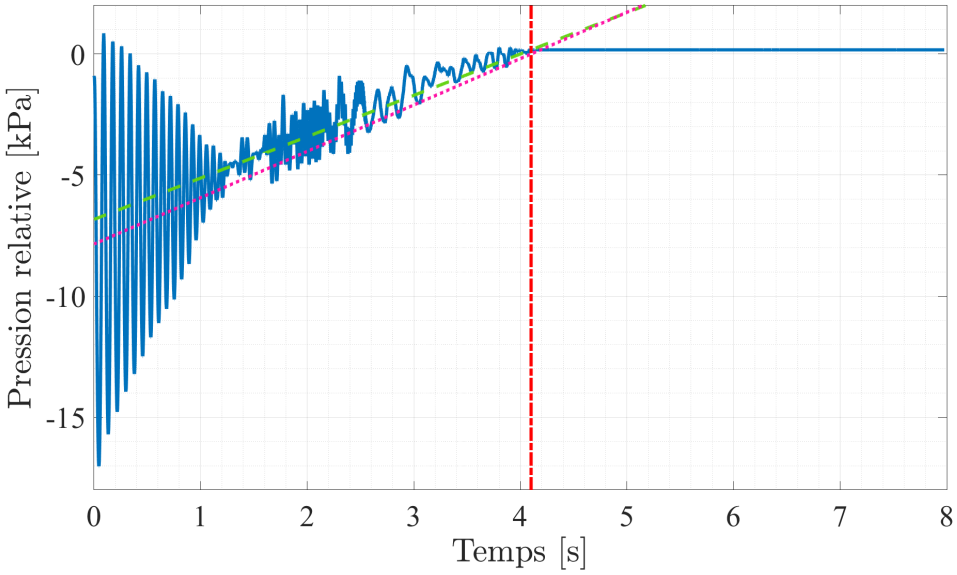
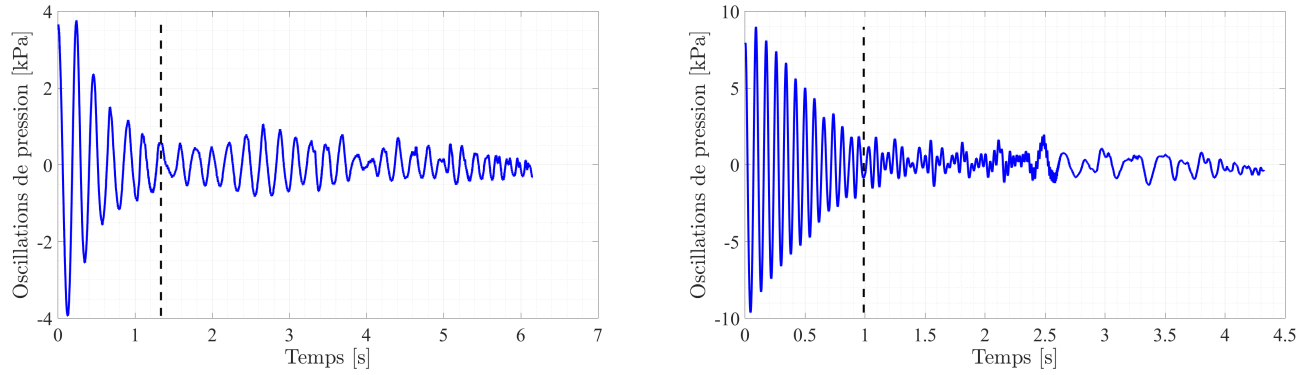


FIGURE I.3.5 – Signal de pression relative (-) avec détermination du temps de vidange (· - ·). L'approximation linéaire (- -) est comparée à la loi d'évolution de la masse d'eau obtenue par [22] (· · ·)

Cette approximation linéaire, calculée pour chaque signal dans la partie de remontée en pression, est proche d'une loi d'évolution de la masse donnée par [22] que l'on note $\bar{P}_{top}(t)$ (1.3.4).

$$\bar{P}_{top}(t) - P_{atm} = -\frac{4}{\pi}\frac{gM_w(t)}{D^2}. \tag{1.3.4}$$

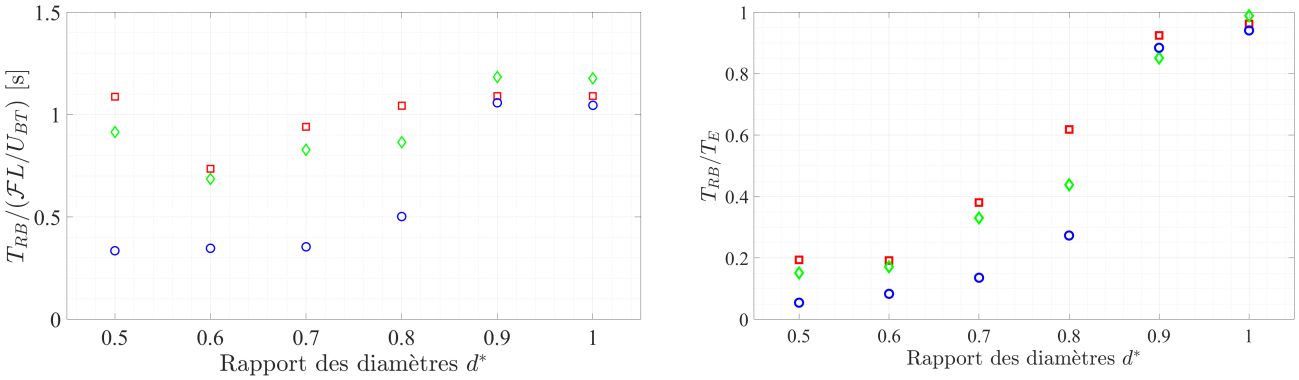
$\bar{P}_{top}(t)$ représente l'équilibre hydrostatique instantané correspondant à la masse d'eau dans le cylindre $M_w(t)$, celle ci décroissant de façon linéaire avec $M_w(t) = \rho\frac{\pi D^2}{4}\frac{\mathcal{F}Lt}{T_E}$.
Cependant les deux évolutions linéaires ne sont pas parfaitement identiques (*c.f.* figure I.3.5) et nous définissons donc finalement les fluctuations par rapport à l'approximation linéaire de la moyenne glissante $\langle P \rangle_\tau(t)$. Ces oscillations de pression sont notées $\widetilde{P}$. Des exemples de signaux d'oscillations de pression sont présentés dans les figures I.3.6a et I.3.6b.
Sur ces figures, la distinction entre oscillations périodiques et chaotiques est simplifiée en regardant uniquement les oscillations de pression $\widetilde{P}(t)$. La détection de l'instant correspondant au changement de comportement est cependant compliquée à quantifier. Les essais de détermination de cet instant à partir de



(a) (b)

FIGURE I.3.6 – Oscillations de pression en fonction du temps (–) pour (a) $d^* = 0.5$ & $\mathcal{F} = 0.48$, (b) $d^* = 0.8$ & $\mathcal{F} = 0.97$. L'instant T_{RB} est reporté en – –.

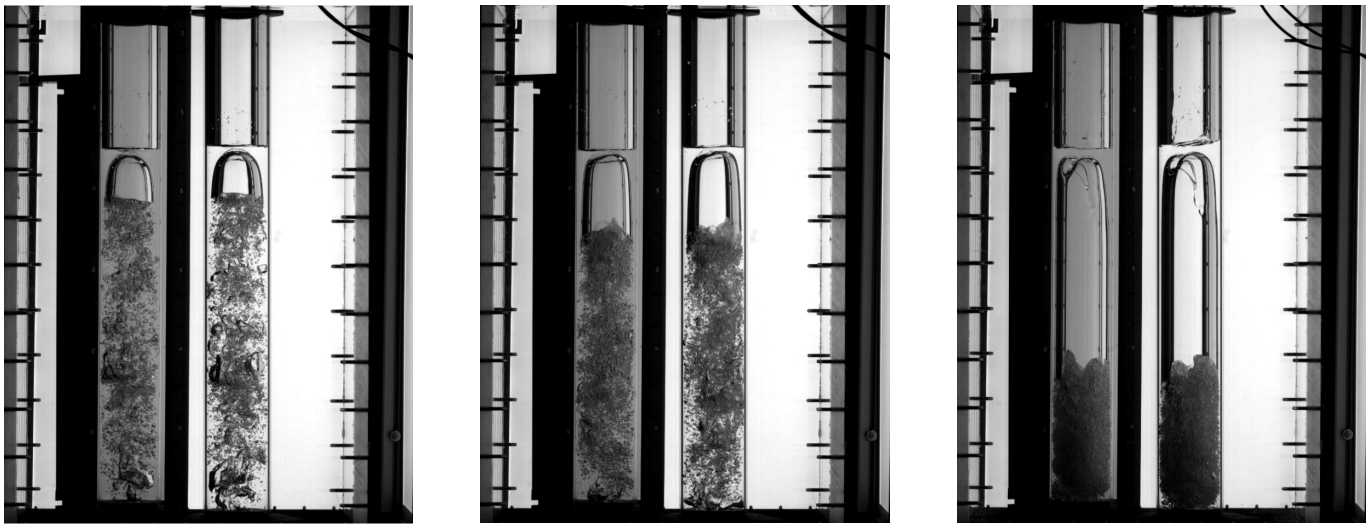
l'évolution temporelle d'un écart-type du signal n'ont pas permis une détermination robuste de T_{RB}. On a finalement choisi de déterminer manuellement ce temps en recherchant, en fin de phase d'atténuation des oscillations excitées à l'instant initial, le moment où la fréquence n'évolue plus de manière graduelle, et où le signal montre une signature multi-fréquences comme illustré sur les figures I.3.6a et I.3.6b. On peut noter que les temps ainsi déterminés correspondent à ceux que l'on peut déterminer à partir des enregistrements vidéo-graphiques des écoulements.
Nous avons tout d'abord comparé T_{RB} au temps de remontée sur une distance $\mathcal{F}L$ d'une bulle de Taylor en mouvement stationnaire à la vitesse $0.51\sqrt{gD/2}$. La figure I.3.7a montre que, si la plupart du temps le rapport de ces deux temps est bien d'ordre 1, il n'est vraiment très proche de 1, par valeur supérieure, que pour les deux plus grands diamètres de goulot pour lesquels les culots des bulles de Taylor restent attachés au goulot pendant toute la vidange. Le transitoire de formation et de détachement de la bulle aux premiers instants peut en particulier expliquer le fait que la bulle soit ralentie au début et que ce rapport soit légèrement supérieur à 1. Pour les diamètres inférieurs ($d^* \leq 0.8$) le temps T_{RB} est inférieur la plupart du temps à $\frac{\mathcal{F}L}{0.51\sqrt{gD/2}}$, signifiant que la bulle se propage globalement à une vitesse plus grande que celle d'une bulle isolée en régime stationnaire.



(a) (b)

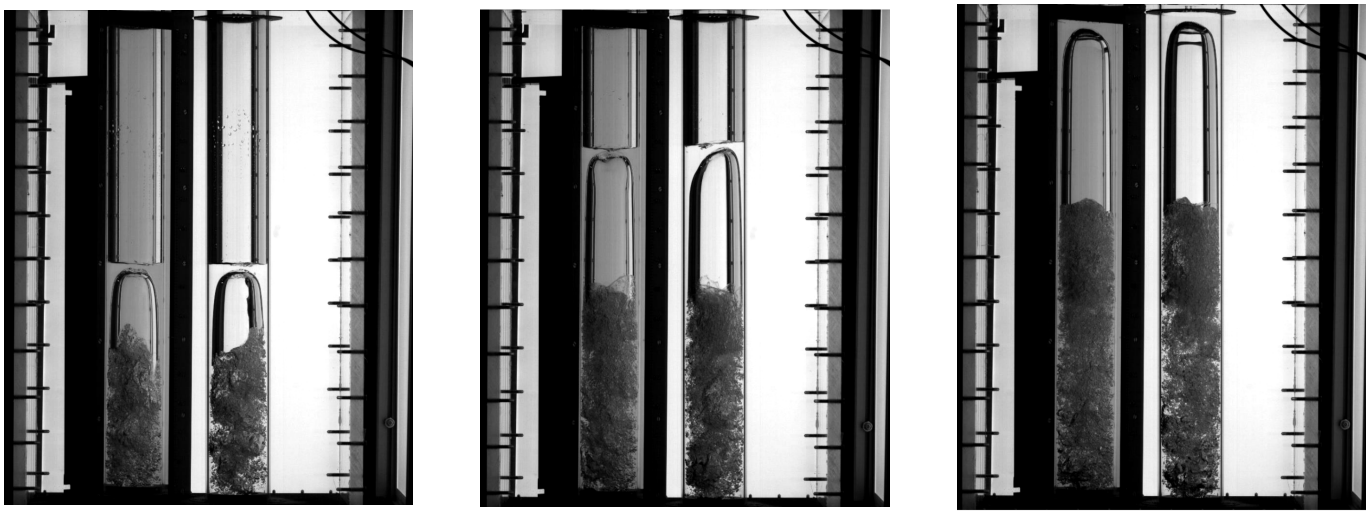
FIGURE I.3.7 – (a) Évolution du rapport entre le temps nécessaire pour que la bulle de Taylor atteigne la surface libre T_{RB} et le temps de parcours d'une bulle dont la vitesse est $U_{BT} = 0.51\sqrt{gD/2}$ en fonction du rapport d^* et pour différents taux de remplissage : $\mathcal{F} = 0.48$ (□), $\mathcal{F} = 0.72$ (◇) et $\mathcal{F} = 0.97$ ○).
(b) Évolution de la part relative du temps de remontée de la bulle de Taylor (T_{RB}/T_E) en fonction du rapport d^*, pour différents taux de remplissage : $\mathcal{F} = 0.48$ (□), $\mathcal{F} = 0.72$ (◇) et $\mathcal{F} = 0.97$ ○)

Dans ce régime la poche de gaz principale est suivie d'un nuage de petites bulles fortement instationnaire. A d^* fixé, plus $\mathcal{F}$ augmente et plus ce rapport de temps est faible. De la même façon, lorsqu'à hauteur initiale fixée on augmente le diamètre du goulot (ou d^*) le rapport des temps augmente tout en restant inférieur à l'unité. Des effets du transitoire de la formation initiale de la bulle, mais aussi de l'interaction entre la bulle et la surface libre dont elle s'approche avant de la percer, contribuent à la déviation entre ces deux temps. En effet, des changements de courbure instationnaires sont alors observés dont on sait qu'ils affectent la vitesse de ces poches de gaz. Cependant, un effet global de l'écoulement de sillage qui suit le culot de la poche de gaz pourrait aussi expliquer une partie de ces écarts. Les figures I.3.8a à I.3.8c montrent que le sillage au culot de la bulle change avec d^*, en terme de fraction volumique de gaz et de stationnarité. Les figures I.3.9a à I.3.9c montrent également ce changement pour différents remplissages initiaux. L'évolution du temps de remontée T_{RB} normalisé par le temps de vidange T_E en fonction de d^* est donnée dans la figure I.3.7b pour les trois taux de remplissage $\mathcal{F}$. Ce rapport permet de mettre en évidence le type d'écoulement qui agit principalement sur la vidange de la bouteille. On voit ainsi que pour $d^* \geq 0.9$ tout le temps de vidange est occupé par la remontée de la bulle de Taylor puisque le drainage du film qui lui succède est très court. Ce régime est en effet caractérisé par des bulles de Taylor attachées au goulot. Par contre pour les valeurs de d^* inférieures ou égales à 0.8, une partie de la vidange se déroule sous forme d'évacuation du milieu diphasique à bulles qui suit la bulle de Taylor. Dans ces dernières conditions, à $\mathcal{F}$ fixé, quand d^* augmente, T_{RB}/T_E augmente aussi et donc le temps d'évacuation du milieu diphasique prend de moins en moins de temps. Ceci s'explique par la formation de bulles de Taylor de longueurs de plus en plus grandes quand d^* augmente (*c.f.* figures I.3.8a à I.3.8c).



(a) (b) (c)

FIGURE I.3.8 – Visualisations de l'écoulement pour un temps proche de $t = T_{RB}$ avec un remplissage identique $\mathcal{F} = 0.73$, pour (a) $d^* = 0.5$, (b) $d^* = 0.6$ et (c) $d^* = 0.8$



(a) (b) (c)

FIGURE I.3.9 – Visualisations de l'écoulement pour un temps proche de $t = T_{RB}$ avec un diamètre de goulot identique $d^* = 0.7$ et différents remplissages : (a) $\mathcal{F} = 0.48$, (b) $\mathcal{F} = 0.73$ et (c) $\mathcal{F} = 0.97$

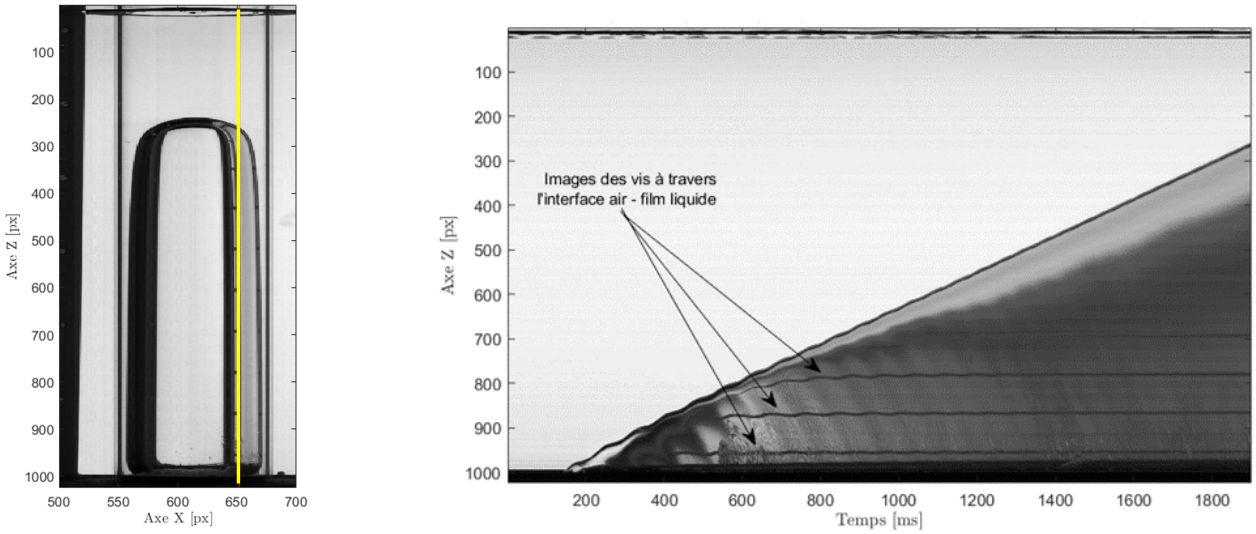
3.3 Évolution des oscillations de pression du tampon gazeux

Dans certains essais, des oscillations parfois organisées, parfois chaotiques du niveau de la surface libre peuvent apparaître à la fin de l'écoulement. En effet, lorsque la bulle principale s'approche de la surface libre, une interaction forte se met en place entre le nez de la bulle et la surface libre ce qui peut générer des oscillations marquées de la surface libre qui en retour impactent le mouvement du front de la bulle. On a ainsi observé des oscillations de type ballottements de l'interface ou des singularités de type expulsion de jets intenses suivis d'entrainements de bulles depuis le tampon gazeux supérieur. Dans ce travail nous n'avons pas caractérisé plus avant ces phénomènes.
Nous nous sommes intéressés à caractériser la période des oscillations du signal de pression T_p dans la phase de la remontée de la première bulle jusqu'au moment où elle perce l'interface du tampon gazeux supérieur. Dans un travail précurseur, [3] a mis en évidence que l'écoulement de vidange peut avoir comme analogie un système masse-ressort. Dans cette analogie, la masse m est associée à la masse d'eau présente dans la bouteille et le ressort correspond au tampon gazeux compressible avec une constante de raideur $k = \gamma P_{eq} S / z_{eq}$ avec γ, le rapport des chaleurs massiques, P_{eq} et z_{eq} respectivement la pression et la position d'équilibre de la surface libre (comptée depuis le haut du cylindre) et enfin S la section du cylindre. La période des oscillations prédite par ce modèle est alors :

$$T_p = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}. \tag{1.3.5}$$

Ce modèle a été confronté de manière convaincante à des mesures expérimentales par [3] pour des valeurs de d^* inférieures à 0.44 et pour un remplissage total. Dans ces régimes il y avait donc des bulles de taille plus limitée par rapport au diamètre du cylindre D que dans notre étude. Dans le modèle de [3] développé pour ces régimes la masse variait durant la vidange proportionnellement au déplacement de la surface libre, ce qui permettait de prédire correctement l'évolution temporelle de T_p tout au long de la vidange. Dans notre cas, en présence de bulles de grande taille, de type bulles de Taylor, les oscillations de pression observées avant que la bulle ne perce l'interface ne peuvent pas être prédites directement par ce modèle. En effet la variation de masse se fait avec une surface libre qui reste à une position moyenne fixe. La diminution de masse est ici associée au remplacement du volume de liquide par le volume de gaz dans le milieu diphasique sous la surface libre. Nous verrons au chapitre suivant un modèle développé pour prédire non seulement T_p mais aussi les amplitudes des oscillation lorsque $d^* \geq 0.9$.

Lorsqu'une bulle de Taylor attachée au goulot se développe, la période de ces oscillations de pression coexiste avec des oscillations d'épaisseur du film liquide autour de la bulle mais également avec des oscillations de position du nez de cette dernière. Les oscillations de position de l'apex de la bulle seront discutées dans le chapitre suivant. Nous montrons rapidement ici que le film mince de liquide est modulé par les excitations périodiques imposées à l'écoulement.



(a) (b)

FIGURE I.3.10 – Visualisation des oscillations du film liquide autour de la bulle avec (a) une image de la vue directe avec un trait jaune correspondant à la colonne conservée pour réaliser le diagramme spatio-temporel de l'image des vis à travers l'interface air-liquide de la bulle principale ; (b) Diagramme spatio-temporel. Cas d^* =0.9 et $\mathcal{F} = 0.96$ (entre t =0,6 et 1 s, on peut voir des oscillations de période approximativement égale à 0,09 s).

Les oscillations de l'épaisseur du film liquide ne sont pas visibles directement sur les images mais il est possible de mesurer leur période en créant un diagramme spatio-temporel de parties d'images lors de l'ascension de la bulle principale. Ainsi pour visualiser ces oscillations, on peut utiliser l'image des vis à travers l'interface entre le film liquide et la bulle principale (*c.f.* figure I.3.10). Cette visualisation est réalisée en reportant, au cours du temps, le niveau de gris le long d'une colonne de l'image brute proche du bord de la bulle principale (*c.f.* figure I.3.10a). Ce cumul permet alors de réaliser un diagramme spatio-temporel de cette partie du cylindre (*c.f.* figure I.3.10b). On voit ainsi apparaître la période de modulation du film grâce à l'effet de distorsion optique à travers l'interface air-liquide. Elle est d'environ 0,09 s, ce qui correspond à la période d'oscillation de la pression.
La période des oscillations du signal de pression, notée T_p, est obtenue en utilisant la fonction *findpeak* de ***MATLAB*** qui permet de récupérer l'abscisse et l'ordonnée de maxima locaux du signal. La figure I.3.11 montre un enregistrement typique des oscillations de pression autour de la variation lente $< P > (t)$, lors de l'ascension d'une bulle. Via cette fonction de détection de maxima, les valeurs de la période de la pression peuvent donc être mesurées par détection des positions temporelles des maxima positifs (◯) ou des minima négatifs (♢).

Les figures I.3.12a et I.3.12b montrent les résultats de la mesure des périodes entre les maxima positifs et négatifs de pression pour deux configurations. Ces deux configurations ont été choisies car elles représentent les deux comportements visibles sur le reste des configurations concernant l'évolution de la période au cours du temps.

La figure I.3.13 présente pour l'ensemble des configurations étudiées les mesures de la période des oscillations de pression τ observée avant que la première bulle ne traverse la surface libre qui limite le tampon gazeux supérieur.
Dans les deux premières figures on a regroupé les essais pour $d^* = 0{,}5$ à 0,8 tout d'abord pour $\mathcal{F}$ =0,48

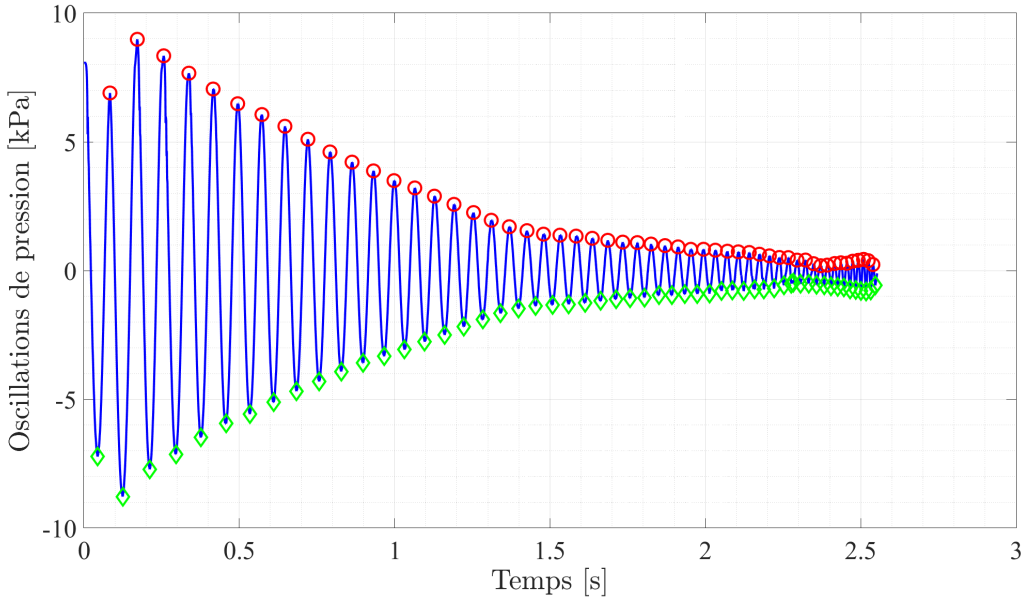
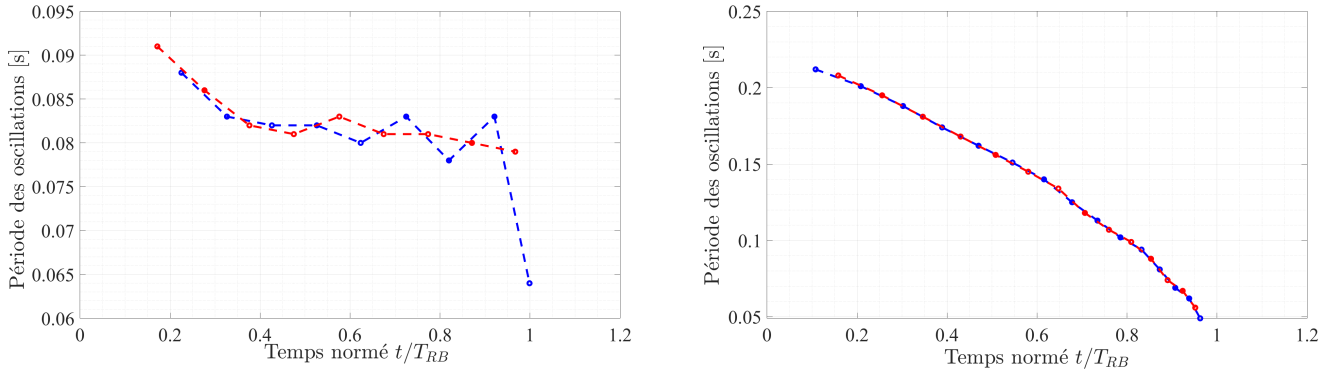


FIGURE I.3.11 – Signal des oscillations de pression (-) pour $d^* = 0.8$ & $\mathcal{F} = 0.97$ avec détermination des pics de pression positifs (◯) et des pics de pression négatifs (◇).



(a) (b)

FIGURE I.3.12 – Visualisation de la période entre pics positifs τ_p (○) et la période entre pics négatifs τ_n (◇) pour (a) $d^* = 0.5$ & $\mathcal{F} = 0.97$ et (b) $d^* = 0.9$ & $\mathcal{F} = 0.73$.

(I.3.13a) et ensuite pour $\mathcal{F}$ =0,73 (I.3.13b). Dans ces deux séries, le tampon gazeux initial est assez important, ce qui correspond à un ressort de faible raideur, et les bulles de Taylor n'envahissent pas une longueur trop importante du cylindre (voir par exemple les figures I.3.8a et I.3.8b). L'écoulement est certes différent de ceux observés par [3] où des alternances parfaitement périodiques d'entrée de gaz et de sortie de liquide au droit d'un goulot de diamètre limité mettaient en place un régime d'oscillations périodiques très robustes. Ici, les bulles de Taylor restent de taille limitée ; au niveau du goulot on observe des entrées de gaz et des sorties de liquide chargé en petites bulles ; des pulsations de fraction volumique de gaz sont aussi présentes dans le sillage de la bulle principale. C'est donc un écoulement complexe qui se développe, pour lequel, en outre, n'existe pas une grande séparation des temps T_p et T_{RB}. On retiendra que la période T_p évolue faiblement au cours du temps pour les rapport $d^* < 0.7$ et que la valeur de cette constante dépend légèrement du taux de remplissage $\mathcal{F}$. Pour $d^* \geq 0.7$, comme la masse d'eau diminue plus vite par propagation d'une bulle de Taylor plus volumineuse, la période diminue dans le temps de manière plus marquée.

La figure I.3.13c représente les évolutions temporelles de τ pour les cas d^* =0,9 et 1 avec $\mathcal{F}$ =0,48, 0,73

et 0,96. On voit que ces cas qui correspondent à des écoulements avec de longues bulles de Taylor dont le culot reste au contact du goulot, montrent des mesures peu bruitées. On a reporté sur ce graphe en traits continus la prédiction par un modèle d'analogie de l'écoulement avec un système masse-ressort qui prédit la période donnée par la relation 1.3.5 dans laquelle on garde une raideur constante $k = \gamma P_{eq} S/(L(1-\mathcal{F}))$ et une masse qui évoluerait par simple propagation d'un volume de bulle de Taylor en mouvement à sa vitesse terminale $U_b = 0,51(gD/2)^{0,5}$ selon la loi $m(t) = \rho\pi D^2/4\mathcal{F}L(1-U_b t)$. Pour $\gamma = 1,4$, c.a.d. pour une transformation isentropique dans le gaz, la comparaison n'est pas parfaite, mais elle reproduit globalement les tendances expérimentales et montre que l'analogie avec un système masse-ressort a encore du sens dans ce régime. On peut noter que la valeur de la période à l'instant initial, qui est également reportée sur les figures I.3.13a et I.3.13b donne bien l'ordre de grandeur des mesures. On montrera ultérieurement que la période des oscillations de pression dépend fortement de la valeur du coefficient polytropique. De plus, comme déjà observé par [22], on peut mettre en évidence que la transformation subie par le tampon gazeux supérieur est intermédiaire entre une transformation isentropique et une transformation isotherme avec une valeur de γ proche de 1.2.
Enfin, la figure I.3.13d montre un résultat surprenant, à savoir que, quel que soit le diamètre du goulot, pour des valeurs de d^* entre 0,5 et 1, la période, qui est très réduite, suit une courbe très resserrée en fonction du temps lorsque le volume du tampon d'air initial est faible ($\mathcal{F}$ =0,96). Ceci est lié à la taille réduite de ce volume initial de gaz qui induit une forte raideur du ressort équivalent. La figure I.3.13d montre ainsi que la période, T_p dépend peu de d^* et est essentiellement piloté par le volume du tampon d'air initial $\mathcal{F}$ et du coefficient polytropique γ.
Ces oscillations sont rediscutées dans la partie 4 pour les régimes avec de grandes ouvertures ($d^* \geq$0,9).

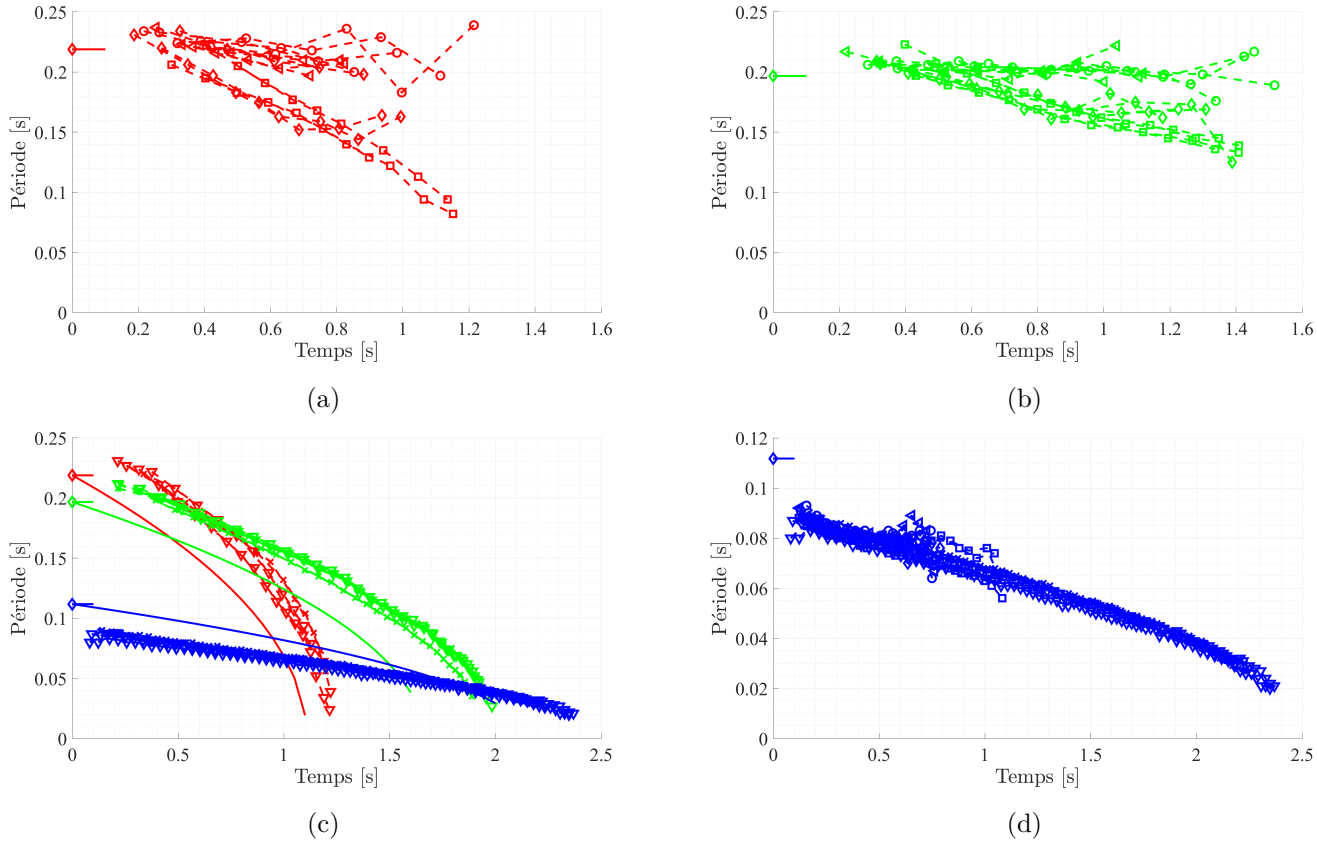


FIGURE I.3.13 – Évolution de la période des oscillations τ pour (a) $d^* = 0.5$ à 0.8 & $\mathcal{F} = 0.48$, (b) $d^* = 0.5$ à 0.8 & $\mathcal{F} = 0.72$, (c) $d^* = 0.9$ à 1 & $\mathcal{F} = 0.48$, 0.72 et 0.96 et (d) $d^* = 0.5$ à 1 & $\mathcal{F} = 0.96$. Moyenne de la mesure de la période des oscillations pour les pics positifs et négatifs pour ◯ : $d^* = 0.5$, ◁ : $d^* = 0.6$, ♢ : $d^* = 0.7$, □ : $d^* = 0.8$, ▽ : $d^* = 0.9$, × : $d^* = 1$. Pour la figure (c), une prédiction de la période est réalisée avec une raideur k constante et une masse m qui correspond à la masse perdue lors de l'envahissement de la poche de Taylor : - : $\mathcal{F} = 0.48$,- : $\mathcal{F} = 0.73$ et - : $\mathcal{F} = 0.96$. Pour les figures (a), (b) et (d), seule la valeur initiale de cette estimation est reportée.

Chapitre 4

Modèle dynamique de l'écoulement pour les très grandes ouvertures

L'écoulement de vidange pour les grandes ouvertures - dont le rapport d^* est supérieur ou égal à 0,9 - est très particulier. En effet, lorsque cette condition est satisfaite, la vidange s'effectue par l'envahissement du cylindre par une bulle de Taylor qui croît en restant attachée au goulot. Lorsque le nez de cette bulle perce la surface libre supérieure qui limite le tampon gazeux, la vidange se termine alors très rapidement par simple drainage de l'eau contenue dans le film mince autour de la bulle.
De manière générale, la bulle croît par à-coups en lien avec la modulation des passages de liquide et de gaz au goulot. La position de son nez oscille donc. La position de la surface libre du tampon gazeux oscille également. Et il y a un couplage entre les deux mouvements qui peut évoluer lorsque le nez de la bulle se rapproche de la surface libre. Nous allons donc tout d'abord caractériser le mouvement de la bulle en suivant son apex (partie 4.1), et nous développerons ensuite un modèle dynamique du mouvement (partie 4.2).

Avant de présenter les mesures quantitatives que nous avons réalisées, une série d'images prises lors de la vidange à $d^* = 0,9$ et $\mathcal{F}$ =0,73 peut permettre de mieux visualiser l'écoulement. La figure I.4.1 montre ainsi que lors du transitoire de formation de la bulle de Taylor, plusieurs bulles côte à côte sont en compétition (figures I.4.1a et I.4.1b). Lorsqu'une bulle unique émerge enfin, elle est positionnée de manière asymétrique (figures I.4.1b à I.4.1e) et il lui faut un temps non négligeable pour que son nez soit centré sur l'axe du tube et qu'elle présente une forme axi-symétrique. On peut donc s'attendre à des variations de vitesse de la bulle liés à ce transitoire. En présence de cette bulle, la surface libre supérieure ne se contente pas d'osciller en translation (ce qui est difficilement visible sur ces images), mais elle développe des instabilités de deux types. On voit apparaître dès les premiers instants des jets excités sortants et des créations de bulles entrantes qui vont aller en s'amplifiant lorsque la bulle s'approche de la surface libre (figures I.4.1b à I.4.1g). On observe également un fort ballottement perceptible dès la figure I.4.1f. Ce ballottement peut induire un mouvement transverse du nez de la bulle et créer ainsi une dissymétrie de celle-ci qui accélère alors (I.4.1j). La forme du nez de la bulle est également variable à l'approche de la surface libre, et peut en particulier s'aplatir comme on peut le voir sur la figure I.4.1i. La dernière image de cette série montre le tout début du drainage du film de liquide après que la bulle ait percé la surface libre (figure I.4.1k).
On a donc cherché à mesurer la vitesse de la bulle au cours du temps car elle peut varier à cause d'interactions qui elles même peuvent dépendre du remplissage initial ($\mathcal{F}$). Concernant le modèle dynamique du mouvement de la surface libre et du mouvement de la bulle que nous présenterons en deuxième partie de ce chapitre, nous ne prendrons en compte et ne discuterons que les oscillations en translation de la surface libre.

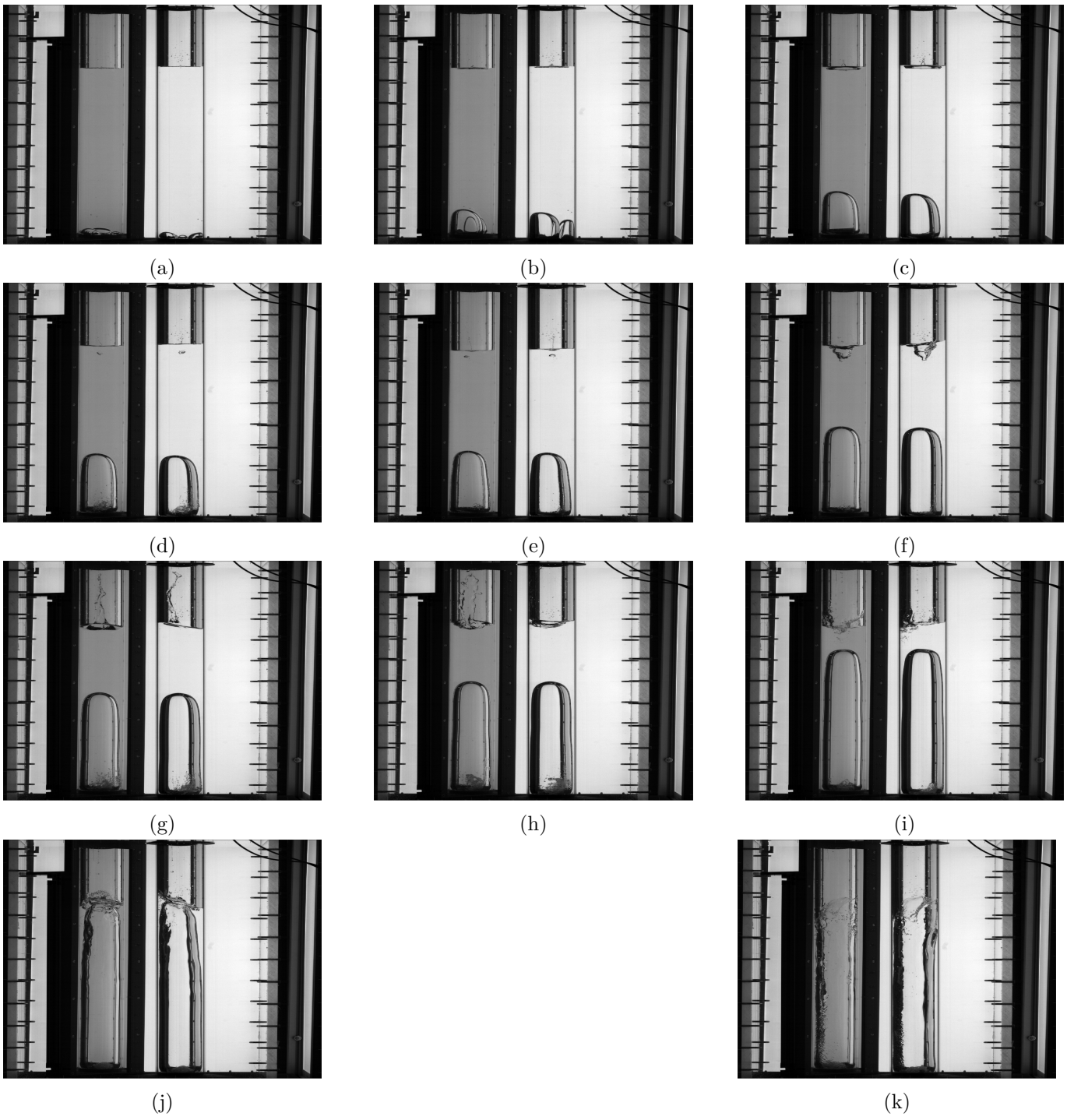


FIGURE I.4.1 – Visualisations de la bulle principale lors de différentes phases de sa progression dans le cylindre pour $d^* = 0.9$ & $\mathcal{F} = 0.73$ aux temps (a) $t = 0.204$ s, (b) $t = 0.427$ s, (c) $t = 0.627$ s, (d) $t = 0.775$ s , (e) $t = 0.870$ s, (f) $t = 1.120$ s, (g) $t = 1.270$ s, (h) $t = 1.375$ s, (i) $t = 1.731$ s, (j) $t = 1.983$ s et (k) $t = 2.131$ s. Sur chaque visualisation on aperçoit à droite la vue directe du cylindre et à gauche la vue perpendiculaire donnée par le miroir. (Les vues des vis associées au montage mécanique occupent également une partie de l'image).

4.1 Description de la progression de la bulle de Taylor lors de l'écoulement de vidange

Afin de récupérer des informations sur la propagation de la bulle dans la bouteille, un protocole permet d'extraire sur chaque image le contour de la bulle dans chaque vue (vue directe du cylindre et vue dans le plan perpendiculaire donnée par le miroir). Pour chaque contour de bulle extrait des images, il est alors possible de déterminer la position de l'apex (point le plus haut du contour) dans chaque direction ($\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$, $\mathbf{z}$) grâce aux deux vues présentes sur la visualisation. Dans ce travail nous allons discuter les évolutions de la position verticale et de la vitesse verticale de l'apex de la bulle au cours du temps. L'évolution de la pression du tampon gazeux a permis d'obtenir une première idée sur la propagation de la bulle principale dans la bouteille. Mais avec ce signal de pression elle n'est alors caractérisée que par la détermination de l'instant T_{RB} où la bulle perce la surface libre. La détermination de la position de la bulle à partir des enregistrements d'images permet, quant à elle, de connaître une vitesse verticale caractéristique de la bulle tout au long de son mouvement. Ces mesures permettent également de regarder les interactions entre la bulle et la surface libre ainsi que les comportements engendrés par ces interactions.

4.1.1 Détermination de la position de l'apex

La partie 2.1.2 a permis via le traitement des images la mise en évidence des contours de la bulle principale au cours du temps (*c.f.* figure I.2.4). Ces contours peuvent parfois être complexes et peuvent concerner à la fois la bulle principale, la surface libre lorsque cette dernière est visible sur l'image ou encore de possibles projections d'eau lors du ballottement de la surface libre. Il est alors nécessaire de déterminer quel contour concerne uniquement la bulle principale. Cette détermination est réalisée dans un premier temps par le seuillage des valeurs des surfaces des contours détectés. En plus de ce seuillage en surface, le contour de la bulle principale doit respecter une condition différente en fonction de l'instant de travail :

1. pour les premiers instants, si la bulle n'a pas encore parcouru suffisamment de distance dans la bouteille, la surface correspondante doit avoir une frontière basse positionnée à la hauteur de l'orifice de décharge.
2. lorsque la bulle est suffisamment remontée, le contour correspondant à celui de la bulle principale doit avoir la surface la plus importante.

Ainsi pour chaque pas de temps, le contour de la bulle est obtenu pour la vue directe et pour la vue via le miroir (cf figure I.4.2). La position de l'apex de cette bulle est alors donnée par trois composantes : la position verticale z_{apex}, la position horizontale sur la vue direct $x_{apex,direct}$ et sur la vue indirect $x_{apex,indirect}$. La première composante à être déterminée est la position verticale de l'apex de la bulle

$$z_{apex} = max(z_{contour}). \tag{1.4.1}$$

Une fois la position verticale de l'apex obtenue, ce sont les positions horizontales qui sont déterminées (*c.f.* relation (1.4.2)). Avec cet ensemble de coordonnées, il est alors possible de replacer l'apex de la bulle dans l'espace de la bouteille.

$$x_{apex,\ direct/indirect} = \langle x_{contour,\ direct/indirect}(z = z_{apex}) \rangle \tag{1.4.2}$$

La détermination de ces trois coordonnées permet de retracer l'évolution de l'apex de la bulle principale dans un repère ($\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$, $\mathbf{z}$). La position horizontale de la vue directe est désignée comme la position sur l'axe $\mathbf{x}$ et celle sur la vue indirecte comme la position sur l'axe $\mathbf{y}$. Enfin, la position verticale de la vue directe est désignée comme la position sur l'axe $\mathbf{z}$. La position verticale de la vue indirecte n'est pas utilisée car un chemin optique différent de celui de la vue directe ajoute une source d'erreur pour cette détermination.
La position suivant l'axe $\mathbf{z}$ permet de caractériser la cinématique de premier ordre lors du déplacement de la bulle principale dans la bouteille.

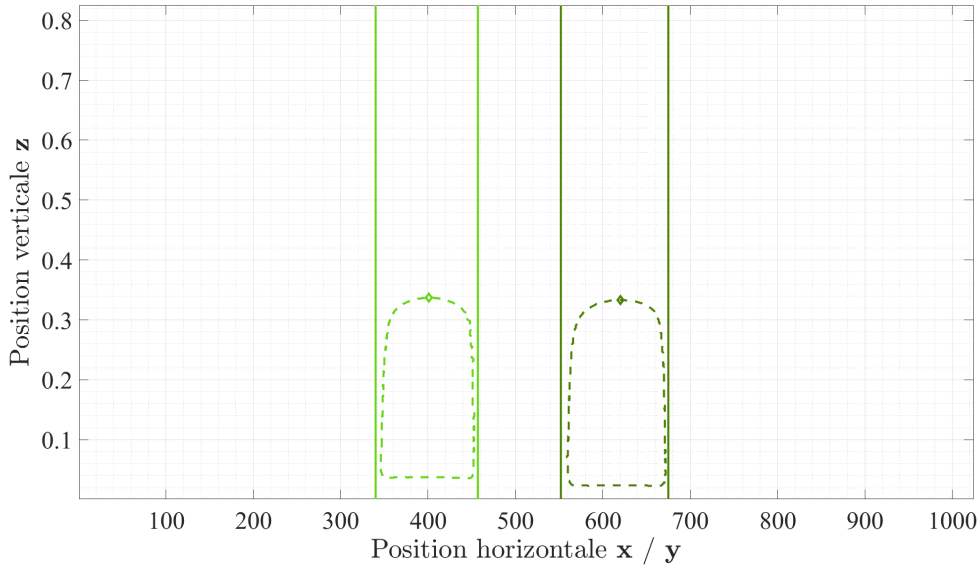
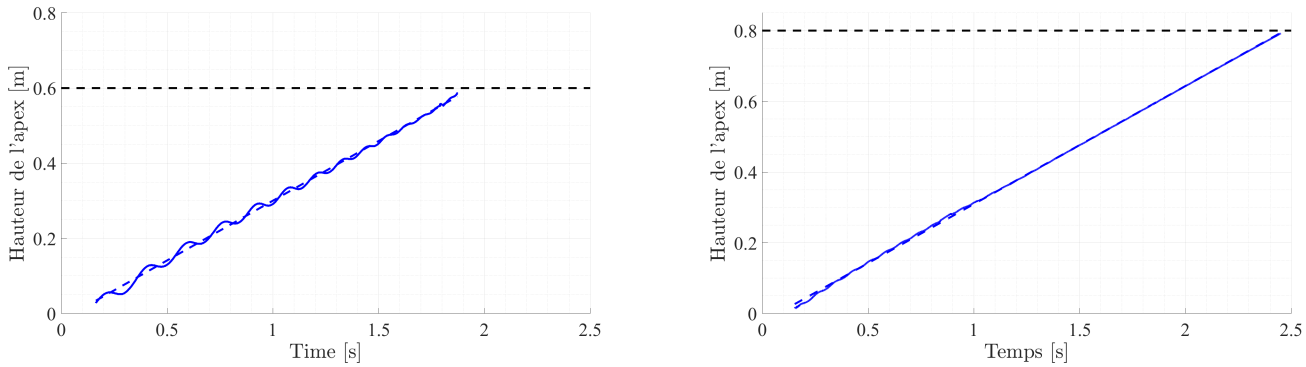


FIGURE I.4.2 – Détermination des contours de la bulle en vue principale (éléments en vert foncé) et en vue indirecte par le miroir (éléments en vert clair). Pour chaque vue, les parois du cylindre sont données en traits pleins, le contour de la bulle en traits tirets et la position de l'apex de la bulle par un signe ♢.

4.1.2 Évolution de la position et de la vitesse de l'apex de la bulle dans le cylindre

La première donnée provenant des images à être exploitée est la position verticale de l'apex de la bulle au cours du temps. L'évolution de cette position est fortement dépendante du taux de remplissage initial (*c.f.* figures I.4.3a et I.4.3b). Sur la figure I.4.3a ($\mathcal{F} = 0.73$), les fluctuations de la position autour de la loi linéaire ont des amplitudes supérieures aux fluctuations de la figure I.4.3b ($\mathcal{F} = 0.97$).



(a) (b)

FIGURE I.4.3 – Évolution de la hauteur de l'apex au cours du temps (**-**) pour deux configurations différentes (a) $d^* = 0.9/\mathcal{F} = 0.73$ et (b) $d^* = 1/\mathcal{F} = 0.97$. Comparaison de cette hauteur avec une loi d'approximation linéaire (**- -**). La hauteur d'eau initiale est indiquée pour chaque cas, par la ligne pointillée (**- -**)

Une fois de plus, l'évolution temporelle de la position $z_{apex}(t)$ comporte deux composantes. La première composante est une évolution lente correspondant à la vitesse d'ascension moyenne de la bulle et la deuxième composante est une évolution rapide associée à des oscillations autour de l'évolution lente. Ces fluctuations de position sont associées à l'alternance des phases au niveau de l'orifice de décharge ainsi qu'aux oscillations du tampon gazeux ou de l'épaisseur du film permettant le drainage de l'eau autour de la bulle (*c.f.* partie 3.3). Cette position n'est pas utilisée directement pour caractériser l'écoulement mais on travaille plutôt sur la vitesse déduite de cette position.

4.1.3 Protocole de détermination de la moyenne et des fluctuations de vitesse

La détermination de la composante lente de la vitesse et des fluctuations autour de cette vitesse est réalisée en plusieurs étapes. En effet, dans la partie 4.1.2 (cf figures I.4.3a et I.4.3b), l'évolution de la position moyenne est décomposée en une évolution lente quasi linéaire et une évolution rapide correspondante au fluctuations autour de celle-ci. On recherche donc, in fine, la vitesse moyenne et les variations autour. Cependant la différence entre le signal de position réel et l'approximation linéaire qu'on peut en faire présente encore des changements temporels lents en plus de ceux qui sont plus rapides (*c.f.* figure I.4.4). Une nouvelle composante instationnaire de l'évolution lente doit donc être prise en compte et extraite du signal avant d'isoler les oscillations périodiques à plus haute fréquence.
La séparation entre composante lentement variable et fluctuations haute fréquence est alors composée de trois étapes. Tout d'abord, on détermine l'approximation linéaire correspondante à l'évolution moyenne de la bulle dans la bouteille. Cette approximation linéaire permet d'obtenir la vitesse de propagation globale $V_G = {}^{\mathcal{F}L}/_{T_E}$ de l'apex dans le cylindre. Cette vitesse est une valeur constante avec T_E, le temps de vidange. Une estimation des variations de position et des fluctuations à haute fréquence peut alors être faite autour de l'évolution linéaire et prennent la forme montrée dans la figure I.4.4.

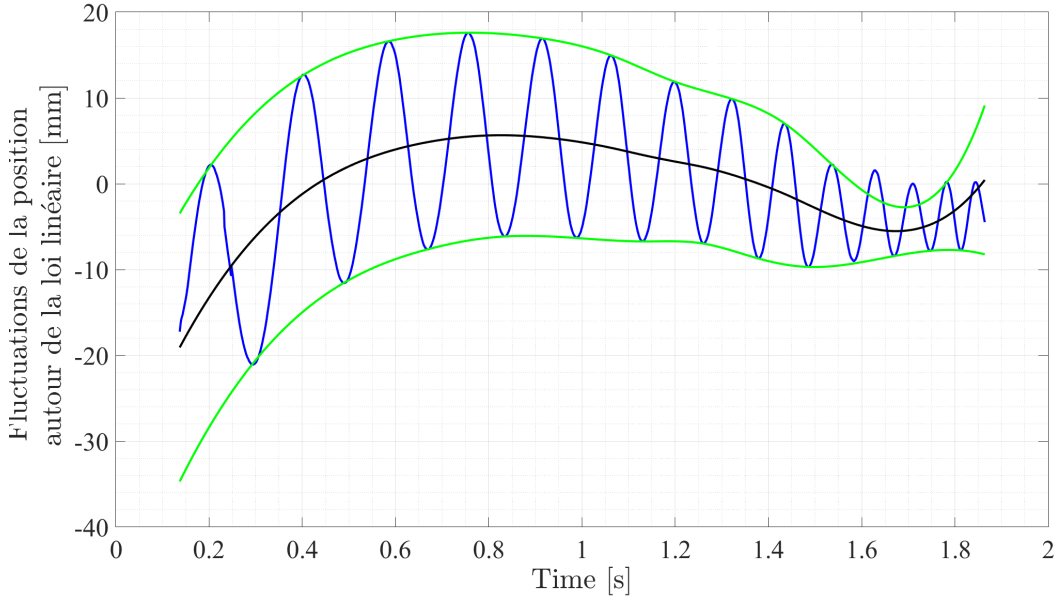


FIGURE I.4.4 – Visualisations des fluctuations de position autour de l'approximation linéaire pour $d^* = 0.9$ & $\mathcal{F} = 0.73$. Fluctuations de la position autour de l'approximation linéaire (-), Enveloppes des fluctuations (-), Moyenne des enveloppes (-)

Ces premières fluctuations comprennent deux composantes : une évolution lente associée à une valeur moyenne des enveloppes de la position et des fluctuations autour de cette moyenne des enveloppes. La méthode choisie pour déterminer l'évolution lente de la valeur moyenne est de calculer puis soustraire les enveloppes du signal. Ces enveloppes sont calculées avec la fonction **envelope** contenu dans **MATLAB**. Cette fonction permet de récupérer les enveloppes, supérieure et inférieure, d'un signal en utilisant les maximas et les minimas de ce dernier. L'enveloppe moyenne donne alors la seconde composante de l'évolution moyenne de la position de l'apex dans le temps. Sa vitesse $V_{env}(\mathrm{t})$ permet ainsi de déterminer la valeur complète de la vitesse moyenne au cours de la remontée de la bulle dans le cylindre par l'équation (1.4.3).

$$\langle V \rangle(t) = V_G + V_{env}(t). \tag{1.4.3}$$

Cette vitesse moyenne est déterminée pour des cas où $d^* \geq 0.9$ et $\mathcal{F} \geq 0.72$. Ce sont les comportements de la vitesse $\langle V \rangle(\mathrm{t})$ qui seront discutés dans la suite de cette partie.

4.1.4 Vitesse moyenne des bulles de Taylor

Les évolutions temporelles des vitesses moyennes $\langle V \rangle$ pour les configurations $d^* \geq 0.9$ et $\mathcal{F} \geq 0.72$ sont retranscrites sur la figure I.4.5 après normalisation par la vitesse d'une bulle de Taylor en cylindre de longueur infinie. Celle-ci est définie par la relation approchée

$$V_{BT} \simeq 0.51\sqrt{gR} \simeq 0.35\ m.s^{-1}. \tag{1.4.4}$$

Sur cette figure, il est possible de voir que la bulle principale présente des composantes lentement variables de vitesse qui sont très variables, en particulier aux temps courts ou aux temps proches de son entrée dans le tampon gazeux. Mais, même aux temps intermédiaires, la vitesse peut dépendre d'événements singuliers développés lors de sa propagation. Ces évènements vont être identifiés un peu plus loin. L'évolution temporelle de la vitesse de la bulle principale dépend fortement du taux de remplissage initial de la bouteille. En effet, comme il est possible de le voir sur la figure I.4.5, deux tendances globales distinctes se dégagent des mesures.

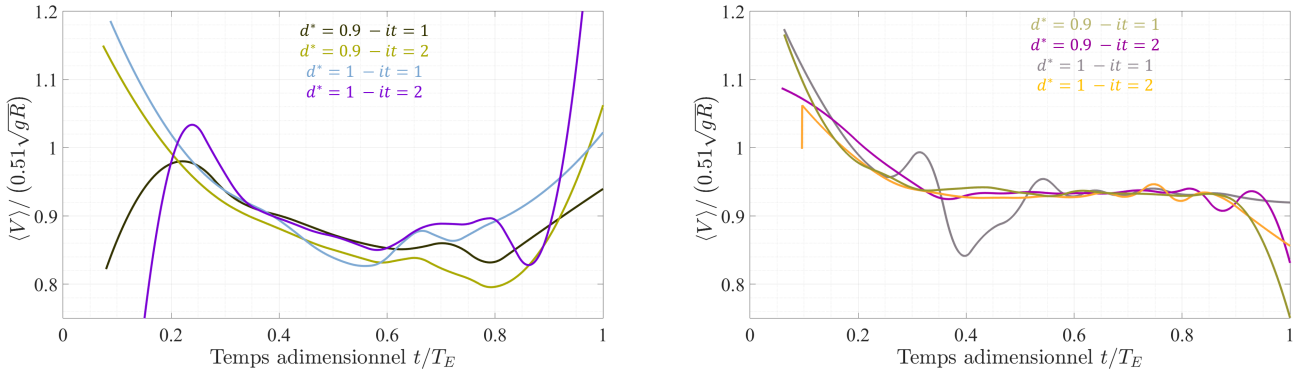
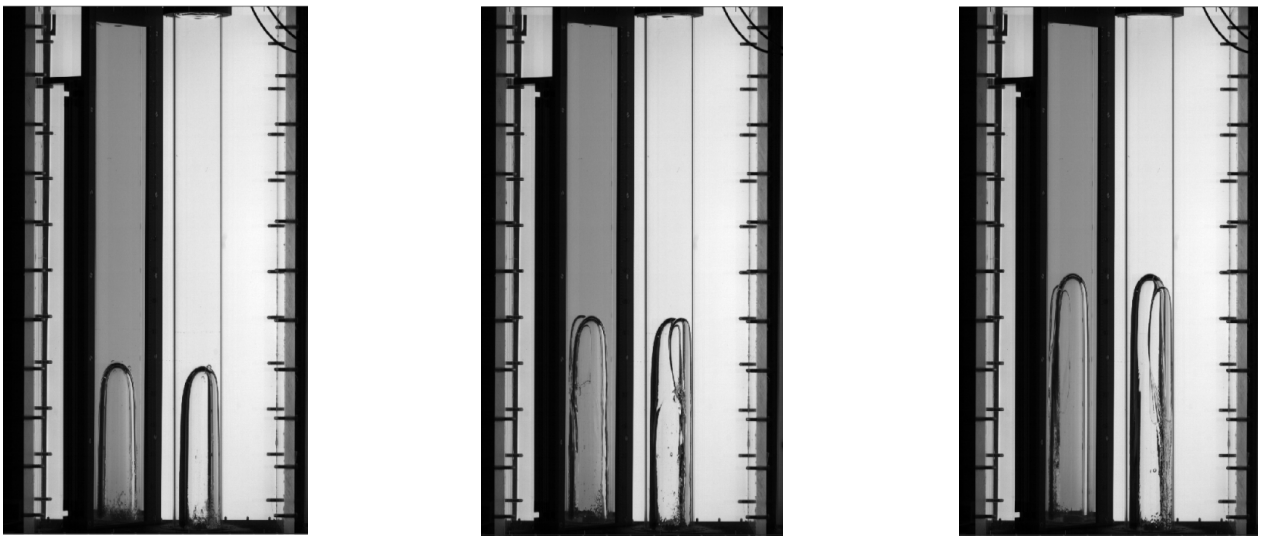


FIGURE I.4.5 – Évolution de la vitesse moyenne de l'apex $\langle V \rangle$ comparée à la vitesse de propagation d'une bulle de Taylor dans un cylindre vertical infini $V_{BT} = 0.51\sqrt{gR}$ au cours du temps et en fonction de d^*. Différenciation des cas (a) $\mathcal{F} = 0.73$ et (b) $\mathcal{F} = 0.97$. Le symbole *it* indique le numéro de l'essai puisqu'il y a deux essais vidéo-graphiques par configuration.

Tout d'abord, autour de $t = 0.5T_E$, quel que soit le rapport d^*, pour les cas avec $\mathcal{F} = 0.72$, la vitesse moyenne $\langle V \rangle$ va décroître jusqu'à atteindre un niveau proche de $80 - 85\%$ de V_{BT} alors que pour les cas avec $\mathcal{F} = 0.97$, la vitesse de cette bulle atteint une valeur plateau qui est plus proche de celle de la bulle de Taylor ($V_P \approx 0.95V_{BT}$). Pour $\mathcal{F} = 0.97$, cette valeur est alors conservée tout le long de la remontée de la bulle dans le cylindre jusqu'à ce que l'apex de la bulle interagisse avec la surface libre et que la bulle décélère. Ensuite des différences de comportement, associées au changement de taux de remplissage initial $\mathcal{F}$, apparaissent dans les transitoires de démarrage du mouvement. Pour les cas avec $\mathcal{F} = 0.72$, la bulle générée au niveau du goulot peut avoir deux comportements. Le premier comporte une accélération rapide de l'apex de la bulle qui démarre à des vitesses inférieures à V_{TB}. Cette accélération correspond dans les visualisations à une compétition aux premiers instants entre la future bulle principale et d'autres bulles de tailles comparables. Un second comportement est également observé qui correspond à un démarrage à grande vitesse et donc à un transitoire de décélération graduelle de la bulle principale. Les visualisations ont montré que cela correspond à la formation d'une bulle unique qui émerge au niveau de l'orifice de décharge. Cette bulle, initialement dissymétrique, va alors croître jusqu'à avoir un diamètre équivalent à celui de la bouteille et décélérer. Pour les cas avec $\mathcal{F} = 0.97$, la génération de la bulle au niveau de l'orifice de décharge est certainement plus contrainte et reproductible. Elle est moins soumise à la compétition entre les bulles, ce qui provoque moins de variété du transitoire initial de la vitesse. La vitesse est associée à une bulle principale dont l'apex est initialement décentré et elle est donc principalement décroissante dans la phase de formation de la bulle.

Pour $\mathcal{F} = 0.72$, les interactions entre la bulle et la surface libre sont plus fortes tout au long de la vidange. On a observé en particulier, qu'en fin d'ascension, lors de l'interaction avec la surface libre, la remontée de la bulle va générer des ballottements importants de la surface libre. Cette déstabilisation va, en retour, déstabiliser la bulle en la plaquant sur le côté. Une fois la bulle plaquée sur la paroi, sa vitesse va augmenter jusqu'à dépasser celle de la bulle principale en milieu infini juste avant le perçage de la surface libre. Pour les cas avec $\mathcal{F} = 0.97$, lors de l'interaction avec le nez de la bulle, la surface libre ne présente que des ballottements de faibles amplitudes et bouge principalement sous la forme d'oscillations uniquement verticales. Ainsi lors de ces interactions ultimes avec la surface libre, la position centrale du nez de la bulle va être faiblement impactée par les mouvements de la surface libre et on observe plutôt un aplatissement de la forme de la bulle autour de l'apex. En fin de vidange, la bulle va donc principalement décélérer jusqu'au perçage de la surface libre.
En plus de ces tendances globales, il est possible d'observer sur certains enregistrements de vitesse moyenne des événements particuliers qui divergent du comportement général. Comme l'ont montrées, les visualisations de l'écoulement, ces événements sont directement liés à des processus de perturbation de la forme de la bulle impactant principalement la forme du nez. Par exemple, dans le cas $d^* = 1$, $\mathcal{F} = 0.97$ et pour le premier essai (itération 1), la vitesse connaît une forte perturbation entre $t/T_E \approx 0.25$ s et $t/T_E \approx 0.55$ s. Cette variation rapide de la vitesse est directement liée à la perturbation de la forme de la bulle au niveau du nez. Cette perturbation a été générée par l'impact d'une petite goutte d'eau issue d'une bouffée de liquide expulsée depuis le goulot à l'intérieur de la bulle (*c.f.* figure I.4.6a). Cet impact de gouttelette génère par croissance une seconde grande bulle accolée à la première et qui déstabilise cette bulle principale (*c.f.* figure I.4.6b). La modification du mouvement de l'apex de la première bulle créée par la présence de la seconde bulle se poursuit jusqu'à leur coalescence par drainage du film liquide qui les sépare (*c.f.* figure I.4.6c). Une fois la coalescence terminée, la bulle principale reprend sa progression comme lors une remontée classique.



(a) (b) (c)

FIGURE I.4.6 – Visualisation d'un cas particulier pour $d^* = 1$, $\mathcal{F} = 0.97$ et l'itération 1 aux temps (a) $t/T_E = 0.315$, (b) $t/T_E = 0.4$, et (c) $t/T_E = 0.54$.

4.2 Modèle des oscillations liées à la remontée de la bulle principale

Les oscillations de pression et les fluctuations de la vitesse de l'apex liées aux grandes ouvertures sont des mesures des caractéristiques de l'écoulement qui permettent de comprendre l'évolution de ce dernier avec la configuration.
Les oscillations de pression vues au niveau du tampon gazeux supérieur sont comparées aux oscillations d'un système masse ressort amorti à masse variable. Dans ce système masse ressort, deux caractéristiques de la colonne fluide sont prises en compte : la propagation de la bulle dans la colonne fluide ainsi que le drainage de cette dernière par un film entourant la bulle principale. Le modèle traitant des fluctuations de la vitesse d'ascension de la bulle de Taylor, quant à lui, prend en compte le fait que la surface libre de la colonne fluide oscille autour d'une altitude moyenne stable dans le temps.
La mise en évidence de ces modèles fait l'objet d'un article rédigé en anglais, dont le corps est présenté par la suite et qui compare à la fois les évolutions des périodes mais également des amplitudes des oscillations de pression mesurées dans le tampon gazeux supérieur. Il présente également une comparaison entre les fluctuations de vitesse de la bulle mesurées à partir des visualisations et celles prédites par le modèle. Ces prédictions ont tout d'abord été comparées aux mesures pour des écoulements dans lesquelles uniquement la bulle principale provoque la vidange de la colonne fluide puis a été étendue pour les ouvertures tel que $d^* = 0.8$ dans lesquelles la bulle principale est responsable d'une grande partie de la vidange de la colonne fluide.

4.2.1 Experimental set-up and measurement techniques

The device, measurement techniques and experimental protocol are similar to those employed by [23]. Their description is summarized below for the sake of self-consistency.

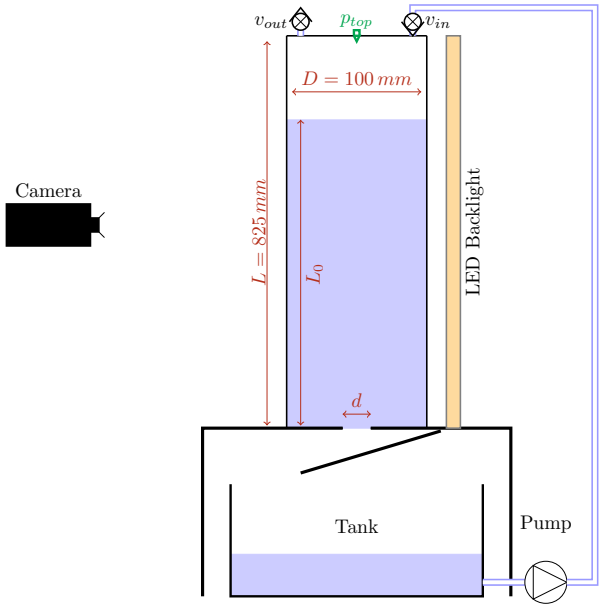


FIGURE I.4.7 – Schematic of the experimental set-up and measurement means.

Experimental set-up

The experimental set-up (Fig. I.4.7) consists of a Plexiglas^{TM} cylindrical vessel with diameter $D = 100$ mm and height $L = 825$ mm. The top end of the cylinder is closed with a blank flange, while its bottom subsection has a central circular thin-walled hole with a diameter d. The hole was manufactured with a beveled edge making a sharp 20° angle with the cylinder base. This bottom part is interchangeable and

allows the neck diameter to be varied from 20 mm to a complete opening $d = 100$ mm. The bottle neck is closed with a gate mounted on two hinges and equipped with five electromagnets ensuring a fast opening. Before a test, the gate is closed, the bottle is filled up to an altitude L_0 with tap water, using a circulation pump. Once filling is completed, the pump is turned off. Thanks to a valve which remains opened during the filling process, the initial pressure at the top of the bottle is the atmospheric pressure, p_{atm}. At time $t = 0$ the gate is quickly opened and water starts to flow out of the bottle in succession of jets separated by the generation of large air bubbles at the neck. In what follows, the tank normalized outlet diameter, d^*, and initial filling ratio, $\mathcal{F} = L_0/L$, are varied in the range $0.8 \leq d^* \leq 1$ and $0.73 \leq \mathcal{F} \leq 0.97$, respectively. The density and kinematic viscosity of the water used in the experiments, performed at room temperature, are $\rho_l = 997\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$ and $\nu_l = 1 \times 10^{-6}\ \mathrm{m^2\,s^{-1}}$, respectively.

Measurement techniques

The air pressure at the center of the top end of the bottle, p_{top}, is monitored thanks to a pressure sensor (Keller, PR-23). Corresponding data are acquired at a frequency $f_p = 1000$ Hz. Images of the emptying process are simultaneously recorded with a PCO^{TM} Dimax camera with a full resolution of 2000×2000 pixels operating at a frequency $f_{im} = 200$ Hz. The cylindrical bottle is back-lighted by means of a LED panel. The camera and pressure sensor are synchronized through a TTL signal which also triggers the electromagnet, thus the gate opening.

A typical image a the Taylor bubble rising in the cylindrical tube is presented in Fig. I.4.8. The recorded images are post-processed to extract, all along the experiment, the vertical position, $z_a(t)$, of the apex of this spherical cap.

4.2.2 Preliminary experimental observations

Once the gate is open, water starts to flow out of the cylinder and air bubbles with a size of the order of d form at the neck. Depending of the neck diameter, a broad variety of two-phase flow configurations is observed [22] but for large neck diameter ($d^* \geq 0.8$), which corresponds to the case investigated in the present study, a unique and large air bubble rapidly form and takes the form of a Taylor bubble as illustrated in Fig. I.4.8. The emptying process then experiences two successive regimes, before and after the bubble generated at the neck reaches the top of the liquid column and burst the free surface.

Along the first stage, the length of the bubble increases with time while its back face remains located at the bottom of the cylinder. Periodic oscillations of the radius of the bubble, are observed at the neck and are associated to a pulsating outflow flow of liquid. The magnitude of the bubble radius modulations is however not sufficient to lead to a pinch off of the bubble which remains always connected to the outside. At time τ the bubble reaches the upper free surface and becomes part of the top air buffer. Beyond this time, the liquid that was trapped in the film between the bubble and the tube falls under gravity, mixes with air and forms a two phase flow at the bottom of the tube. Then starts the second regime corresponding to the emptying of the gas-liquid mixture. This stage that lasts until the complete drainage of liquid is beyond the scope of this study. The duration of the first stage on which this study focuses, is determined by the time τ required for the Taylor bubble to reach the free surface, which, in a first approximation, increases linearly with $\mathcal{F}$.

The typical time evolution of the apex position of the bubble, $z_a(t)$, obtained by image processing is displayed in Fig. I.4.9(a) for $d^* = 0.9$ and $\mathcal{F} = 0.97$. In the very early stage after the gate opening, which corresponds to the time for the Taylor bubble to form, no data can be extracted. But after this short transient which lasts for approximately 0.1-0.2 s, the height of the apex increases almost linearly over time until the air bubble bursts the upper free surface. A closer look to the vertical velocity of the bubble (Fig. I.4.9(b)) reveals that the apex rise speed oscillates about a very slowly varying value with a characteristic period of the order of 0.1 s, much shorter than the bursting time (the order of magnitude of which is $\tau \sim 2.4\,s$ in this case). The slowly varying bubble rise speed decreases, in 0.5 s, from $0.4\,\mathrm{m.s^{-1}}$ to a constant value equal to $U_b = 0.33\,\mathrm{m.s^{-1}}$ which was found independent of d^*. This value agrees with the findings of [22] who found

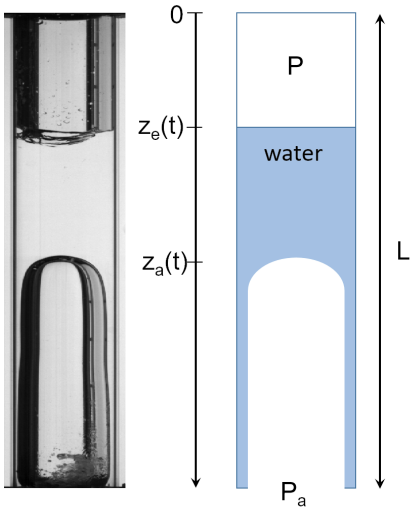


FIGURE I.4.8 – (Left) Visualization of the gas content in the cylinder for a full opening ($d^* = 1$). For such a large opening the rising gas entity takes the form of a Taylor bubble whose apex position is given by $z_a(t)$. (Right) Simplified description of the system used to construct the mechanical model.

that the rise speed of spherical caps in cylindrical tube, initially partially filled of water, is close to $0.34\sqrt{gD}$ for a large range of neck diameter up to $d^* = 0.7$.

The time evolution of pressure of the top air buffer along the emptying of the bottle is shown in Fig. I.4.10. Starting from the atmospheric pressure P_a, the top air buffer pressure $P(t)$ immediately drops after the gate open. The pressure drop is larger than the hydrostatic pressure variation corresponding to the height of the liquid column, $\rho_l g L\mathcal{F}$. Then as the bubble rises in the cylinder, the pressure of the top air buffer oscillates around a linearly increasing value $P_e(t)$ until it recovers its initial value P_a at the end of the emptying process. Before the large bubble, generated at the neck, reaches the top of the liquid column (at t=2.4 s for the case displayed in Fig. I.4.10), the air buffer forms a closed gas volume with a constant mass. During this stage the amplitude of the oscillations decrease over time at a rate that is found to depend essentially on $\mathcal{F}$ and barely on d^*. Concurrently, the period of the oscillations decreases with time until the bubble bursts the free surface. Just as this time, a sudden change in the pressure signal is observed (see inset of Fig. I.4.10) which is characterized by an abrupt increase of the period of the oscillations associated to the sudden increase of the volume of the top air buffer. We enter then in the second regime of the emptying process.

Experimental observations also reveal that as the Taylor bubble rises in the water column and until it reaches the upper free surface, the position of the free surface oscillates around a constant position z_e. The volume of the bubble which increases linearly with time compensates for the volume of liquid that exits from the bottle, leaving the position of the free surface unchanged.

4.2.3 Model

Model for the pressure oscillations

As already observed and described by [3, 23] the pressure oscillations find their root in the alternation of air entrance and liquid ejection events. We propose here a mechanical model for the evolution of the pressure of the top air buffer in the first stage of the emptying process ($t \leq \tau$) for very large opening ($d^* \geq 0.8$).

We consider a situation depicted in Fig. I.4.8(right) where a large bubble rises in a cylindrical tube of length L initially filled with water of density ρ_l up the altitude L_0. We note $P(t)$ and $z(t)$ respectively the instantaneous pressure of the top air buffer and the position of the upper free surface. The water column is considered as a effective liquid of effective density $\rho(t)$. The rise speed of the bubble, U_b, being in a first

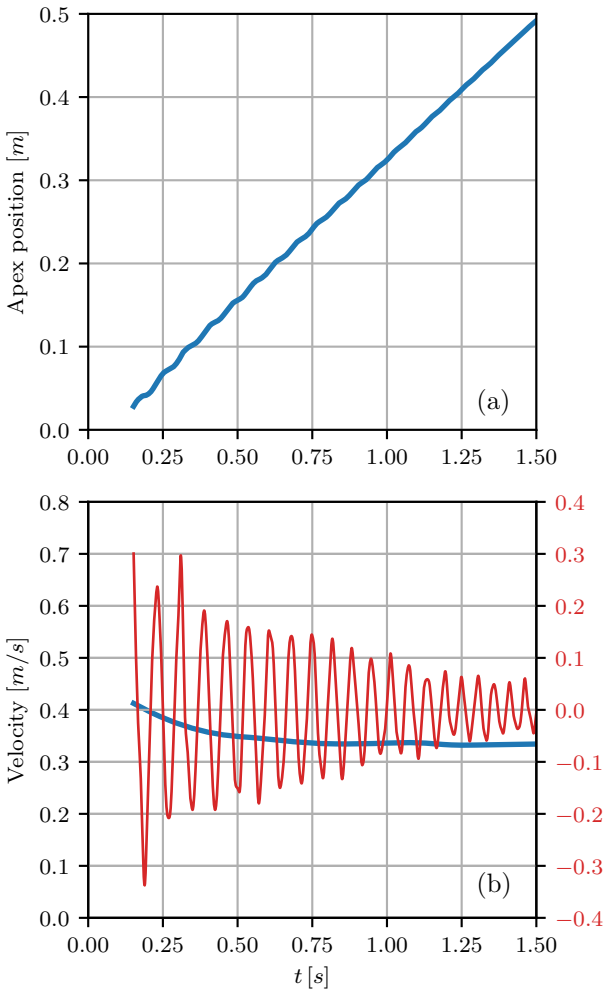


FIGURE I.4.9 – (a) Measured positions of the apex of the bubble, (b) rise speed of the bubble decomposed into a slowly varying part (blue) and an osculating part (red). $\mathcal{F} = 0.97$ and $d* = 0.9$.

approximation constant, the effective density deceases linearly with time

$$\rho(t) = \rho_l(1 - t/\tau), \tag{1.4.5}$$

where $\tau = H/U_b$ defined the time when the bubble reaches the free surface and becomes part of the top air buffer. The mass of the liquid film is in first approximation neglected. Experimental observations revealed that, as the bubble rises, the pressure of the top air buffer oscillates around a slowly increasing value $P_e(t)$ while the free surface position also oscillates around a constant position z_e. Let now

$$P(t) = P_e(t) + \delta p(t), \qquad z(t) = z_e + \delta z(t), \tag{1.4.6}$$

where $\delta p(t)$ and $\delta z(t)$ are small oscillations of the top air buffer pressure and and upper free surface position around their equilibrium counterparts. Considering a polytropic transformation with a polytropic coefficient α, pressure and upper free surface fluctuations are related by

$$\delta p = -\alpha P_e \delta z / z_e. \tag{1.4.7}$$

Assuming that the effective liquid column is subjected to pressure, gravity forces and to a dissipative force F_f, we write the momentum equation

$$(L - z)\rho \frac{d^2 z}{dt^2} = (L - z)\rho g + P - P_a + F_f, \tag{1.4.8}$$

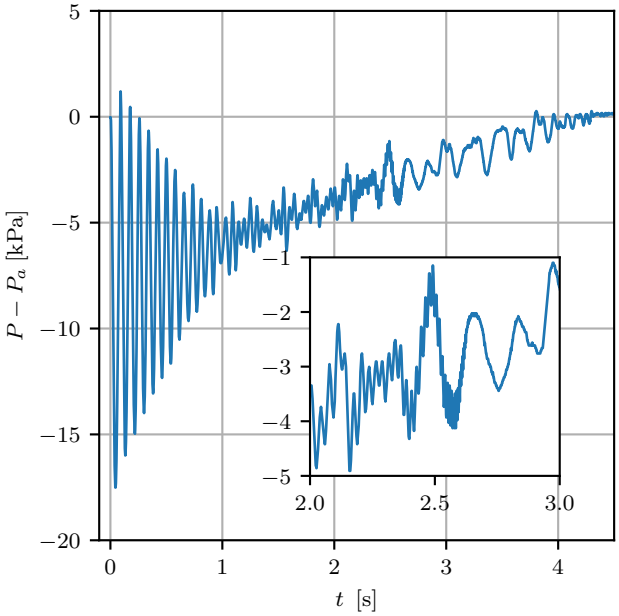


FIGURE I.4.10 – Evolution of the pressure in the top air buffer for $d^* = 0.8$ and $\mathcal{F} = 0.63$. The inset provide a closer view of the pressure during the time interval $2\,\mathrm{s} \leq t \leq 3\,\mathrm{s}$. In this case, the bubble reaches the free surface at time $\tau = 2.4\,\mathrm{s}$.

where P_a is the ambient pressure. The damping term is considered proportional to the velocity of the fluid column, $F_f = -\beta dz/dt$ where the constant of proportionality may depend on the neck diameter, the initial filling height and the physical properties of the fluid. This yields, at the leading and first order,

$$P_e = P_a\left[1 - \eta(1 - z_e^*)\right] \tag{1.4.9}$$

$$\rho(t)\ddot{\delta z} + b\dot{\delta z} + a\delta z = 0. \tag{1.4.10}$$

with

$$a = \frac{P_a}{L^2}\frac{1}{(1 - z_e^*)}\left[\eta + \alpha\frac{1 - \eta(1 - z_e^*)}{z_e^*}\right], \tag{1.4.11}$$

$$b = \frac{\beta}{L}\frac{1}{(1 - z_e^*)}, \tag{1.4.12}$$

$\eta = \rho g L/P_a$ and $z_e^* = z_e/L$. In our study η is a small constant with a maximum value of 0.08 obtained at $t = 0$. The expression (1.4.11) then reduces to the constant $a = \alpha P_a/(L^2 z_e^*(1 - z_e^*))$.

Eq. (1.4.9) specifies that the slowly varying component of the top air buffer pressure represents the instantaneous hydrostatic equilibrium corresponding to the weight of the liquid column. As the bubble rises Pe increases linearly with time until it reaches the ambient pressure. Eq. (1.4.10) is the equation of motion of one-dimensional damped oscillator with time-varying mass. For a constant effective density ($\rho = \rho_l$) and omitting the damping term ($\beta = 0$) we retrieve the equation derived by [3]. For this classical mechanical problem, the time variation of the amplitude and period of the system can be approximated by [7]

$$A(t) = A_0\left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^{\gamma}, \quad T^2(t) = 4\pi^2\rho(t)/a, \tag{1.4.13}$$

with $\gamma = 1/4 + \beta\tau/2\rho_l$ and A_0 the initial amplitude. $\beta\tau/2\rho_l$ can be interpreted as the ratio of the mechanical energy loss by friction and the potential energy loss due to the decreases of the mass of the water column.

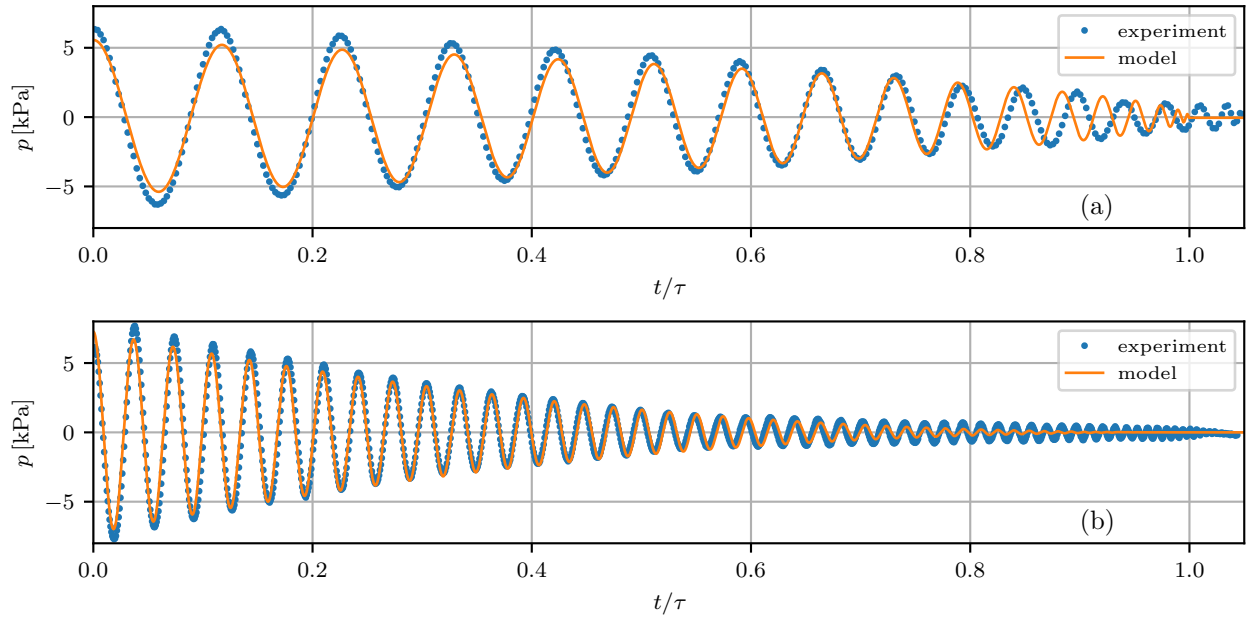


FIGURE I.4.11 – Comparison of the time evolution of the pressure fluctuations between the prediction of the model and the experimental data for a full opening ($d^* = 1$) and two different initial filling ratio (a) $\mathcal{F} = 0.73$ and (b) $\mathcal{F} = 0.97$. The parameters (α, β) corresponds to best fitting values and are $(1.18, 170)$ for $\mathcal{F} = 0.73$ and $(1.14, 1250)$ for $\mathcal{F} = 0.97$.

Model for the apex velocity oscillations

For large value of the neck diameter ($d^* \geq 0.8$), the first rising gas entity takes the form of a spherical cap or Taylor bubble. Experimental measurements shown that the apex rise speed is not constant but oscillates around a mean with a value consistent with the previous findings [22]. This unsteady behavior results from a coupling between the large bubble and the free surface whose position vertically oscillates with time. In this subsection we develop a model that describe the motion of a large bubble rising through an unsteady axial flow imposed by the motion of the upper free surface. We assume, as it is done in large number studies [5, 6, 4, 3, 20], that the flow around the rising bubble can be treated as that of an inviscid liquid and since the fluid is initially at rest the flow is considered potential at all time. The neglect of the viscosity is justified by the large value of the bubble Reynolds number, $U_b D/\nu_l \sim 3.10^4$ which ensures that the boundary layers at the surface of the bubble and of the cylinder remain very thin. It is also assumed that the liquid velocity profile far ahead of the bubble is uniform and equal to the upper free surface velocity, U_{fs}.

This is justified by the large value of the Womersley number $Wo = R\sqrt{2\pi/T\nu_l} \sim 300$ where T is the typical period of the oscillations of the position of the free surface and of the order of 0.2 s in our experiments. In addition, the cylinder diameter ($D = 0.1$ m) being much larger than the capillary length $l_c = \sqrt{2\sigma/\rho_l g}$ with σ the water-air surface tension, the effect of surface tension are considered to be negligible in the description of the propagation of a Taylor bubble in the condition of our experiments.
We take a frame of reference with the origin at the position of the bubble nose (apex), the z axis oriented vertically downward and note r the radial coordinate. In this frame of reference the velocity potential, ϕ satisfies the Laplace equation ($\Delta\phi = 0$ and $\boldsymbol{u} = \boldsymbol{\nabla}\phi$) with the appropriate boundary conditions that are (i) the normal component of the velocity is zero at the wall, $u_r(z, r = R) = 0$, (ii) the velocity at the apex is null, $\boldsymbol{u}(0, 0) = 0$, (iii) the axial component of the velocity far ahead from the bubble is $u_z(z \to -\infty, r) = U_b + U_{fs}$. In this model only one term of the infinite series expansion for the velocity potential is retained. That yields

$$\phi(z, r, t) = \frac{U_b(t) + U_{fs}(t)}{k} \left(kz - J_0(kr)\right) e^{kz} \tag{1.4.14}$$

were J_0 is the Bessel function of order 0. $kR \backsimeq 3.8317$ is equal to the first zero of the Bessel function J_1.The rise speed $U_b(t)$ is then obtained by matching a dynamical condition at the interface.

In the frame of reference moving with the apex of the bubble the motion of the fluid satisfy the Euler Equation

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + \boldsymbol{u}\nabla\boldsymbol{u} = \frac{1}{\rho}\nabla P + \boldsymbol{g} + \frac{dU_b}{dt}. \tag{1.4.15}$$

Neglecting surface tension and hydrostatic effects in the gas, we may take the pressure, P, uniform within the bubble. Integrating (1.4.15) along the bubble surface from the stagnation point to a distance z from the apex one obtain the condition for the fluid velocity at the surface of the bubble.

$$\frac{u^2}{2} = 2\left(g + \frac{dU_b}{dt}\right)z + \left.\frac{\partial\phi}{\partial t}\right|_0 - \left.\frac{\partial\phi}{\partial t}\right|_z \tag{1.4.16}$$

Since (1.4.14) is only an approximation for the velocity potential, the condition (1.4.16) cannot be satisfied at any point of the surface for a single U_b. However, substitution of the expression of u^2 obtained from the velocity potential (1.4.14) in the region on the apex ($r, z \ll 1$) yields the differential equation

$$\frac{dU_b}{dt} + kU_b^2 + 2kU_bU_{fs} = g - kU_{fs}^2 - 2\frac{dU_{fs}}{dt}. \tag{1.4.17}$$

For a steady free surface, Eq.(1.4.17) reduces to the expression derived by [14] for the bubble rise speed : $U_b = \sqrt{g/k} \backsimeq 0.51\sqrt{gR}$. This result is consistent, but slightly higher than reported experimental results [6, 5]. When the position of free surface is unsteady, this differential equation couples the ascending motion of the bubble to the velocity of the free surface. Let now

$$U_b = U_{b,0} + \varepsilon u_b, \qquad U_{fs} = U_{fs,0} + \varepsilon u_{fs}, \tag{1.4.18}$$

where $U_{b,0}$ is the slowly varying value of the rise speed of the apex of the bubble, and u_b and u_{fs} the amplitude of the small oscillations. Then, upon separating the oscillating part from the slowly varying part we obtain, at the first order

$$\frac{du_b}{dt} + 2kU_{b,0}(u_b + u_{fs}) + 2\frac{du_{fs}}{dt} = 0. \tag{1.4.19}$$

The velocity of the upper free surface being given by the solution of Eq. (1.4.10) ($u_{fs} = \dot{\delta z}$), the rise speed of the apex of the bubble is then obtained by integration of Eq. (1.4.19).

In order to compare the prediction of the model with the experimental data Eq. (1.4.10) and (1.4.19) are numerically integrated. The initial conditions are chosen to match the experimental configurations. At $t = 0$ the pressure of the top air buffer is equal to the ambient pressure and thus larger than P_e. The upper free surface is initially at rest ($\delta z(0) = 0$) and its position $z_0 = L - L_0$ is above the equilibrium position which is given by $z_e/z_0 = (1 - \eta\mathcal{F})^{-1/\alpha}$. We therefore have $\delta z(0) = z_0 - z_e$ and $u_b(0) = 0$.

For each experimental case the following procedure is used. Starting from an approximation for the values of the polytropic and damping coefficients (α, β) we fit the data to obtain the best parameters, using a least-square method which we now describe. Fisrt, given (α, β) , we integrate Eq. (1.4.10) to compute the time evolution of the oscillation of the free surface position around its equilibrium altitude. We then deduce the pressure fluctuations through Eq. (1.4.7). The fitting parameters (α, β) minimize the sum of the squares of the errors with the experimentally measured pressure fluctuations. Integration of Eq. (1.4.19) using the fitting parameters (α, β) then gives the time evolution of the oscillations of the apex rise speed.

4.2.4 Results and discussion

When measuring the pressure in the top air buffer we found, that the initial filling ratio, related to the magnitude of the initial difference from the hydrostatic pressure determines the amplitude and the period of the the resultant pressure oscillations. This is well illustrated in Fig. I.4.11 when the measured pressure

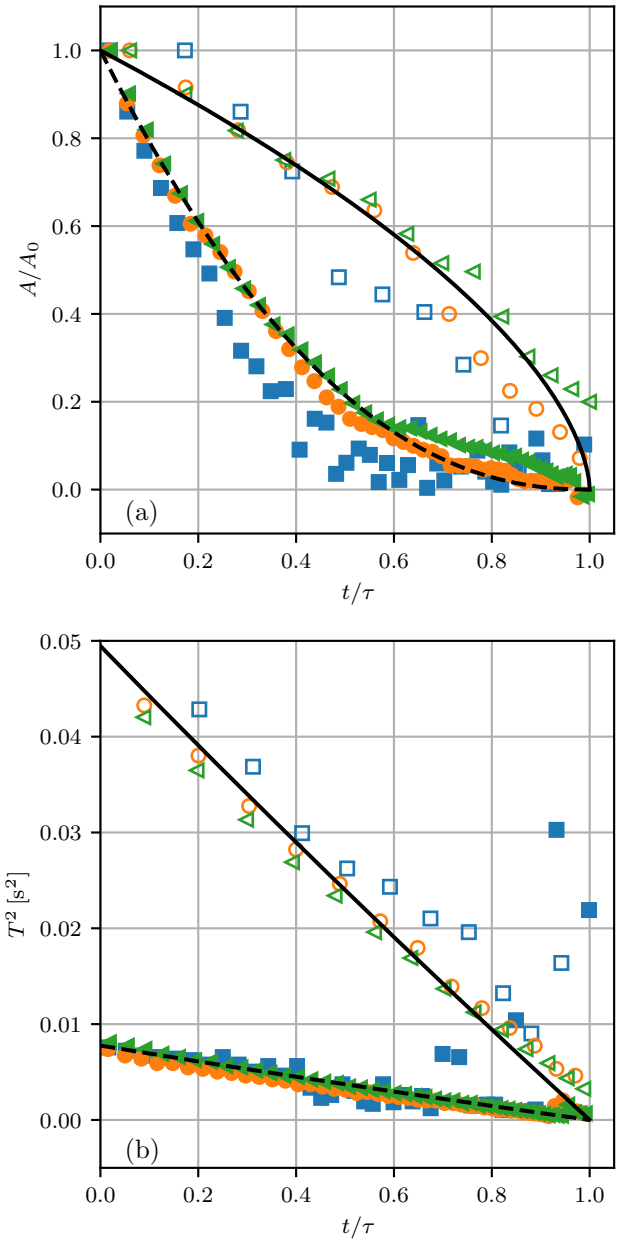


FIGURE I.4.12 – Variation of (a) the amplitude and (b) the period of the pressure oscillations as a function of time. The symbols represent the experimental data obtained from the successive maxima of the oscillations for different diameter of the holes and initial fillings : □, $d^* = 0.8$; ◯, $d^* = 0.9$; ◁, $d^* = 1$; Empty symbol, $\mathcal{F} = 0.73$; filled symbol, $\mathcal{F} = 0.97$; the solid and dashed lines represent the prediction of the model, Eq (1.4.13) with $\beta_{0.97} = 1250$, $\beta_{0.73} = 170$ and $\alpha = 1.17$.

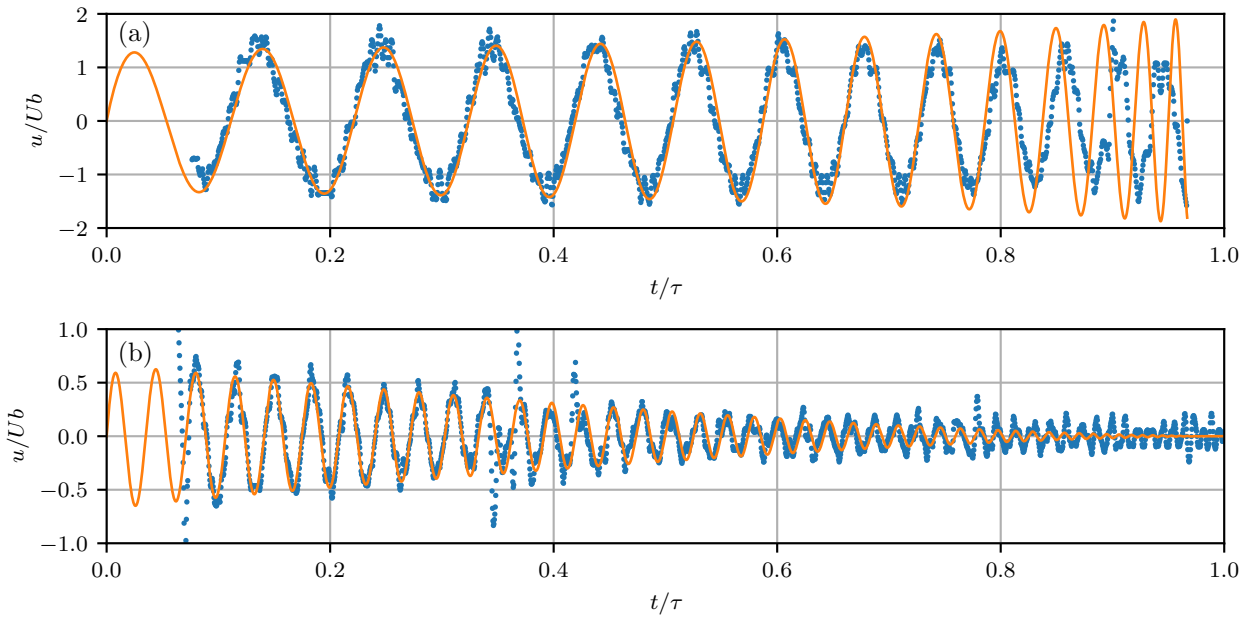


FIGURE I.4.13 – Comparison of the time evolution of the velocity fluctuation of the apex between the prediction of the model and the experimental data for a full opening ($d* = 1$) and two different initial filling ratio (a) $\mathcal{F} = 0.73$ and (b) $\mathcal{F} = 0.97$. The parameters (α, β) corresponds to best fitting values and are $(1.18, 170)$ for $\mathcal{F} = 0.73$ and $(1.14, 1250)$ for $\mathcal{F} = 0.97$.

fluctuations for a full opening ($d^* = 1$) and two different initial filling ratio $\mathcal{F} = 0.73$ and $\mathcal{F} = 0.97$ are represented. The initial amplitude of the oscillations A_0 is determined by the pressure difference $\rho_l g \mathcal{F} L$ equal to 7.8 kPa for $\mathcal{F} = 0.97$ and 5.9 kPa for $\mathcal{F} = 0.73$. In both configurations, the period of the oscillations decreases with time as a consequence of the reduction of the mass of the water column along the emptying process, the volume of the top air buffer remaining constant. The result of the integration of Eq.(1.4.10) is superimposed to the experimental data in Fig. I.4.11. The best fitting parameters (α, β) are (1,18, 170) and (1,18, 1250) for respectively $\mathcal{F} = 0.73$ and $\mathcal{F} = 0.973$. Figure I.4.11 shows that both the positions of the extrema and the periode of the oscillations are well predicted by the model up to $\tau = 0.85$. Beyond this limit, the distance of the apex to the upper free surface get smaller that the cylinder diameter and the nose as well as the free surface deformations as to be taken into account. As the bubble approaches the surface, we observed a flattening of the bubble nose, associated with a rapid decrease of its mean rise speed.

Concurrently, the free surface exhibits large deformations with sometimes liquid jet eruption. The proximity of the bubble nose to the free surface lead to strong non-linear interactions that are not considered by the simple mechanical model and may explain the slight shift that appears between the prediction and the experimental data beyond $\tau = 0.85$.

The best parameters (α, β) are computed and for all experimental cases. The average value of the polytropic coefficient is found independent of d^* and $\mathcal{F}$ equal to $\alpha_0 = 1.17 \pm 0.03$. This value is consistent with previous findings [22] and indicates that the pressure evolution in the top air buffer thus stands in between an isothermal and isentropic assumption. The average value of the damping coefficient is also found to be independent of d^* but strongly dependent of the initial filling ratio with $\beta_{0.97} = 1250 \pm 170$ for $\mathcal{F} = 0.97$ and $\beta_{0.73} = 170 \pm 30$ for $\mathcal{F} = 0.73$.

The fairly good agreement of the damped variable mass oscillator model with our experimental data is illustrated in Fig. I.4.12. The time dependent period, given by Eq.(1.4.13) matches well the time between the successive maxima of the recorded pressure signal for all the opening diameter and initial filling ratio investigated (Fig. I.4.12(b)). As predicted by Eq.(1.4.13), the period is completely determined by the liquid ouflow rate and $\mathcal{F}$ which fixed, together with the polytropic coefficient, the spring constant $\sqrt{a}$ of the

oscillator. The deviation of the model from the data, observed for $\tau > 0.85$ is probably due to the proximity of bubble nose from the free surface as previously mentioned. As can be seen in Fig. I.4.12(a) the amplitude of successive maxima of the pressure oscillations are also well predicted by the model (Eq. (1.4.13)). Is is found that the decay of the amplitude depends essentially on $\mathcal{F}$ and barely on d^*. It's worthwhile to note that in the case $\mathcal{F} = 0.73$ the energy loss is dominated by the exiting mass ($\alpha = 0.6$) while it is dominated by the damping term when the cylinder is initially almost completely filled of water ($\alpha = 1.2$).

The physical origin of the damping is still unclear and if we analyze the possible causes of dissipation in the system we shall consider different physical processes. The viscous dissipation along the wall of the cylindrical can be neglected in the liquid domain that stands in between the bubble and the upper free surface. Indeed, both the Womersley number and the Reynolds number, based on the velocity of the unsteady flow are both very large in these experiments. However, at the scale of the thickness of the falling film of liquid around the Taylor bubble which is very thin compare to the cylinder radius [8], the viscous dissipation may become significant. In our experiment the thickness of the falling film is estimated to $0.04D$ [17] that yields Reynolds and Womersley number based of the film thickness of the order of 10^4 and 20 respectively. These high values indicate that viscous dissipation along the wall of the cylinder is also negligible in the falling film. Other sources of dissipation can be found in the singularity pressure loss at neck of the cylinder [18], in the sloshing motion of upper free surface [21] or in the heat exchange during the successive compressions of the top air buffer. The deformability of the bubble can also damp the pressure oscillation by converting part of the corresponding energy into interfacial energy of gas-liquid interfaces [22]. The dominant dissipative processes are difficult to identify but appear to be well represented in the form of a viscous damping with a constant damping coefficient that depends essentially on the initial filling ratio.

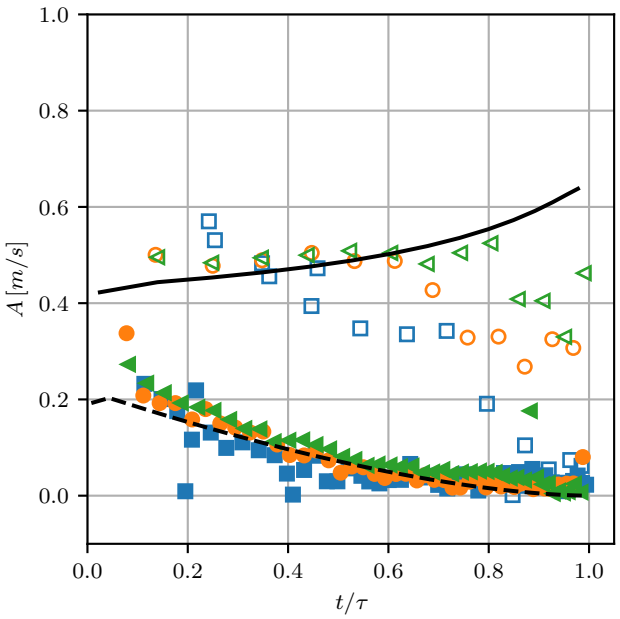


FIGURE I.4.14 – Comparison of the time evolution of the amplitude of the oscillations of the velocity fluctuation of the apex between the prediction of the model and the experimental data for different diameters of the hole and initial fillings : □, $d^* = 0.8$; ◯, $d^* = 0.9$; ◁, $d^* = 1$; Empty symbol, $\mathcal{F} = 0.73$; filled symbol, $\mathcal{F} = 0.97$; the solid and dashed lines represent the model with $\beta_{0.97} = 1250$, $\beta_{0.73} = 170$ and $\alpha_0 = 1.17$.

The coupling between the free surface motion and the rise speed of the bubble nose is described by Eq.(1.4.19). This equation is numerically integrated with the free surface velocity $u_{fs} = \dot{\delta z}$ coming from the integration of Eq.(1.4.10). The fairly good agreement of the prediction of the model with the experimental data is illustrated if Fig. I.4.13 for the two same cases as those presented in Fig. I.4.11. For each configuration, it is found that both the amplitude and the magnitude of the successive maxima correspond well up to

$\tau = 0.85$. It was previously mentioned that the model fail to accurately predict the pressure beyond this value and this contributes to the discrepancies observed in the prediction of the apex velocity. In addition, as the bubble nose approaches the free surface, the velocity potential defined by Eq.(1.4.14) is not any more a solution due to the change in the boundary conditions.

Deuxième partie

Remplissage d'un cylindre

Chapitre 1

Position du problème

La seconde partie de la thèse traitera du problème inverse par rapport à la vidange d'une bouteille. Nous nous sommes en effet intéressés à l'écoulement diphasique gaz-liquide instationnaire qui se développe lors du remplissage d'un cylindre vertical.

La configuration étudiée est décrite par la figure II.1.1 : un cylindre de longueur L et de diamètre D initialement rempli d'air (densité ρ_G et viscosité cinématique ν_G) à pression atmosphérique $P = P_{ATM}$ est positionné sous un grand réservoir rempli d'eau de densité ρ_L et de viscosité cinématique ν_L. Le cylindre est un volume fermé jusqu'au démarrage de l'expérience. Un orifice cylindrique de diamètre d situé en haut du cylindre est obstrué par une vanne guillotine jusqu'au démarrage. Cet orifice sera appelé indifféremment *goulot* ou *orifice d'échange* entre le réservoir et le cylindre. Le réservoir est un parallélépipède de base carrée de côté W, contenant une hauteur d'eau initiale H_{eau}. Son volume est choisi assez grand devant celui du cylindre pour que l'on puisse considérer que le niveau d'eau dans le réservoir supérieur change peu durant l'expérience.

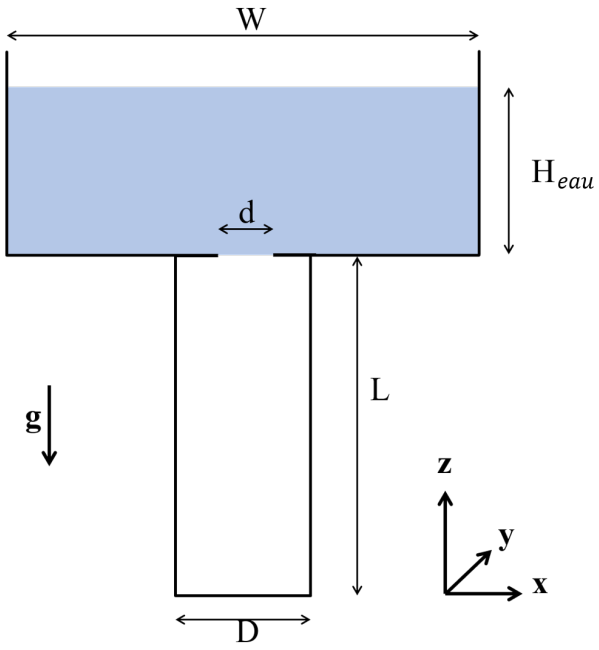


FIGURE II.1.1 – Schéma de principe de la vidange de réservoir (L'origine des axes est prise au fond du cylindre sur l'axe)

A l'instant $t = 0$, le goulot entre le réservoir et le cylindre est ouvert et un échange périodique de volumes de gaz et de liquide démarre. Cette alternance entre un jet liquide entrant et une éjection de bulle de gaz à l'orifice va se maintenir tout au long du remplissage même si elle peut évoluer en terme de périodicité et être parfois plus de type échange continu qu'alternance des phases. Le cylindre se remplit au fur et à mesure que le temps passe. Après un premier impact du jet de liquide tombant sur le fond du cylindre, on voit apparaître un mélange diphasique gaz-liquide dont le niveau s'élève alors que le cylindre se remplit en liquide. Le jet de liquide tombant interagit avec cette colonne de fluides qui est constituée d'un mélange évolutif de poches et bulles de gaz et de liquide. Tout au long de l'entrée d'eau dans le cylindre, la surface libre qui sépare cette région du tampon gazeux supérieur, remonte vers l'orifice et le jet qui l'impacte continue d'entretenir, par entraînement d'air, la population de bulles dans le milieu diphasique. Le tampon gazeux supérieur dont le volume diminue au cours du remplissage est bien évidemment soumis à des effets de compressibilité.

Les nombres adimensionnels qui caractérisent ce problème sont au nombre de 6, et l'on peut considérer par exemple que les résultats sous forme adimensionnelle dépendent ainsi des rapports des masses volumiques et des viscosités ρ_G/ρ_L et ν_G/ν_L, des rapports de longueurs $L^* = L/D$ et $d^* = d/D$, d'un nombre d'Archimède $Ar = (\Delta\rho/\rho_L g D)^{0.5} D/\nu_L$ et d'un nombre de Bond $Bo = \rho_L g D^2/\sigma$ avec $\Delta\rho = \rho_L - \rho_G$ et σ la tension intefacial air-eau. Le régime gaz-liquide que nous souhaitons étudier concerne des écoulements à grands nombre d'Archimède et de Bond. Dans de telles conditions d'écoulements gaz-liquide inertiels peu sensibles aux effets de tension superficielle, les paramètres d'étude seront donc L^* et d^*.

Contrairement à la vidange de bouteille, le remplissage a été beaucoup moins étudié dans le régime qui nous intéresse. Mais il a notamment été exploré dans le cadre de la thèse de Héraud [11]. Ce travail a constitué pour nous une référence par rapport à laquelle nous avons tenté d'élargir la gamme des paramètres explorés. Au delà, nous avons également tenté une description plus fine du contenu diphasique de l'écoulement. Héraud [11] a mis en évidence plusieurs résultats importants que nous reprendrons ultérieurement. Il a déterminé les temps globaux de remplissage et donné leur loi d'échelle tout du moins pour un ensemble de configurations plus restreint que dans le présent travail. Il a montré que la loi d'échelle qui donne ce temps est identique à celle qui détermine le temps d'une vidange de bouteille. Il a également montré que l'échange entre phases au niveau de l'orifice de décharge et la pulsation périodique de l'écoulement qui lui est associée pouvaient être caractérisés par une oscillation de pression qu'un modèle d'oscillateur de Helmholtz modifié peut prédire. Au delà de ces résultats importants, il reste cependant des questions pour préciser le déroulement des différentes phases de l'écoulement, concernant également les mécanismes de génération d'interfaces dans le mélange diphasique, ou la signature de la compressibilité des bulles. C'est à ces questions que nous nous sommes intéressés.

Dans la présente recherche, le liquide est toujours de l'eau et le gaz de l'air. Les configurations étudiées correspondent à $L^* = 5,\ 7\ et\ 9$ et $0.2 \leq d^* \leq 1$. Nous explorons donc une gamme plus large d'ouvertures avec des valeurs de d^* plus importantes que dans l'étude de [11] et qui vont jusqu'au cas le plus sévère d'ouverture complète ($d^* = 1$).Nous avons également choisi de varier L^* pour essayer de contraster les durées respectives des différentes phases intermédiaires que l'on observe dans cet écoulement instationnaire.

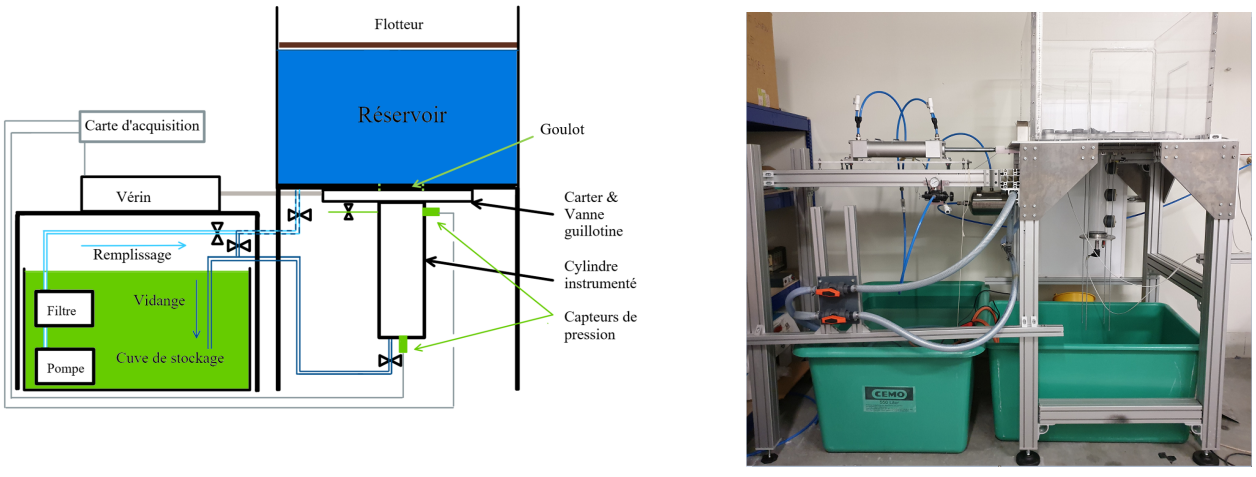
Pour chaque configuration d'écoulement étudiée, des mesures globales de pression sont effectuées en haut et en fond de cylindre. De façon similaire à l'étude de [11] ces mesures nous permettent d'analyser les temps globaux de remplissage et le comportement fréquentiel de l'écoulement. Nous avons également mis en place des visualisations par caméra rapide pour obtenir des informations sur le déplacement de la surface libre séparant le mélange diphasique du tampon gazeux dans le cylindre et sur l'extension verticale de cette région de mélange diphasique. Enfin, nous avons utilisé une sonde optique pour caractériser, au moins partiellement, les vitesses et tailles de bulles qui passent en un point dans le milieu diphasique.

Chapitre 2

Description de l'installation et point de fonctionnement

2.1 Éléments de description technique de l'installation

L'installation expérimentale conçue pour l'étude du remplissage d'un cylindre est représentée sur la figure II.2.1. Elle est composée d'un réservoir d'eau de grande capacité (supposée infinie). A la base de ce réservoir, est positionné un cylindre instrumenté de diamètre D et de longueur L doté d'un goulot (orifice de décharge du réservoir dans le cylindre) de diamètre d. Une vanne guillotine placée dans un carter vissé sous le réservoir permet d'assurer l'étanchéité entre le réservoir et le cylindre lorsqu'elle est fermée. Après son ouverture cette vanne permet au contraire de laisser l'échange de fluides s'effectuer entre le réservoir supérieur et le cylindre. Lors d'un essai de remplissage, initialement, le réservoir est rempli d'une hauteur H_{eau} d'eau et le cylindre est rempli d'air à la pression atmosphérique. La vanne guillotine séparant le réservoir et le cylindre est initialement fermée. A l'instant initial, la vanne guillotine se déplace horizontalement de droite à gauche, n'occulte donc plus l'orifice d'échange le remplissage du cylindre débute. Durant ce remplissage, une colonne d'eau comprenant une zone diphasique va progressivement se former et prendre la place du tampon gazeux initial jusqu'à disparition de ce dernier.



(a) (b)

FIGURE II.2.1 – (a) Schéma de principe et (b) photo de l'installation expérimentale utilisée pour le remplissage de cylindre.

Support de l'installation

L'installation expérimentale est posée sur un support qui doit être stable et ne pas vibrer lors du déplacement de la vanne d'ouverture. Le support de l'installation est donc principalement composé de barres *NORCAN* en aluminium et de plaques d'aluminium de 10 mm d'épaisseur comme on le voit sur la photographie de la figure II.2.1. Ces plaques et barres permettent de supporter la charge présente dans le réservoir tout en autorisant le déplacement de la vanne guillotine et la visualisation du cylindre.
Le support du vérin comprend une plaque en aluminium de 0.01 m d'épaisseur qui permet l'ajustement de la position du vérin (visible sur la gauche de la photographie). Les pieds de ce support sont munis de patins en caoutchouc pour amortir toute vibration. On gardera à l'esprit que les essais de visualisations à $L^* = 7$ ont été faits avant le montage définitif du support avec patins anti-vibrations mais que des essais de pression à L^* =7 ont été effectués sur l'installation définitive après l'installation des patins et que ce sont eux qui sont retenus pour l'analyse.

Circuit hydraulique

Le circuit hydraulique est composé d'une pompe de relevage, d'un filtre et d'une cuve de stockage. Il permet le remplissage et la vidange du réservoir, la vidange du cylindre et le stockage de l'eau. La pompe de relevage et le filtre permettent d'acheminer de l'eau filtrée à 100 μm dans le réservoir jusqu'à une hauteur $H = 0.6$ m afin de remplir le réservoir en 15 minutes. Les circuits d'eau pour le remplissage et la vidange du réservoir sont reliés, aussi pour sélectionner le circuit à utiliser, une vanne boisseau est placée sur chacun des circuit avant la liaison. Le filtrage préalable de l'eau est nécessaire afin d'assurer le bon fonctionnement de la sonde optique. Le réservoir et le cylindre sont reliés à la cuve de stockage afin de recycler l'eau utilisée durant les acquisitions et de fonctionner ainsi en circuit fermé.

Circuit pneumatique

Le circuit pneumatique permet le déplacement de la vanne guillotine présente dans le carter placé sous le réservoir. La vanne permet de connecter le réservoir et le cylindre déclenchant ainsi le remplissage de ce dernier. La vanne est mise en mouvement sous l'action d'un vérin pneumatique de type RHC, de la marque SMC placé sur le coté gauche de l'installation (*c.f.* figure II.2.1). Ce vérin est utilisé avec une pression utile de $P_{utile} = 0.7$ MPa. Avec cette pression utile, la course du vérin $course_{verin} = 0.25$ m est effectuée avec une vitesse moyenne utile de $v_m = 1$ m.s^{-1}. Un amortissement présent en début et fin de course permettent de réaliser le déplacement de la vanne guillotine sans à-coup. Un distributeur de pression, connecté au réseau d'air comprimé du laboratoire et contrôlé par la carte d'acquisition, est couplé au vérin et permet de contrôler les déplacements de ce dernier. L'ensemble vanne guillotine et carter est un point clé de l'installation. Cet ensemble doit assurer une étanchéité entre le réservoir et le cylindre et la guillotine doit se déplacer le plus rapidement possible pour ne pas trop influencer l'écoulement. La vanne guillotine a demandé un effort technique particulier afin d'assurer une conjugaison optimale de l'étanchéité et de la rapidité du déplacement.
Pour réaliser simultanément l'étanchéité et le déplacement de la vanne, il est nécessaire de placer, des deux côtés de la vanne, des joints caoutchouc et de plaquer par dessus des plaques en téflon (*c.f.* figure B.1). La vanne guillotine est usinée pour pouvoir accueillir les joints caoutchouc qui sont collés tandis que les plaques en téflon sont uniquement plaquées. L'ensemble est rendu étanche par un serrage fort et contrôlé du carter en dessous du réservoir. Un schéma de principe est donné en annexe B.

Ces éléments sont soumis à des efforts de compression et de cisaillement ce qui provoque une usure rapide. Cette usure a un impact sur le temps d'ouverture qui est mesuré grâce à l'implantation de repères magnétiques sur le corps du vérin. Ces repères sont placés de sorte à connaître les instants de démarrage et de fin d'ouverture de la vanne guillotine. La figure II.2.2 montre la mesure de ce temps d'ouverture en fonction des paramètres d^* et L^* de l'installation. Idéalement, on s'attendrait à ce que ce temps d'ouverture augmente linéairement avec d^* et qu'il ne varie pas avec L^*. On observe, sur la figure II.2.2 de la variabilité

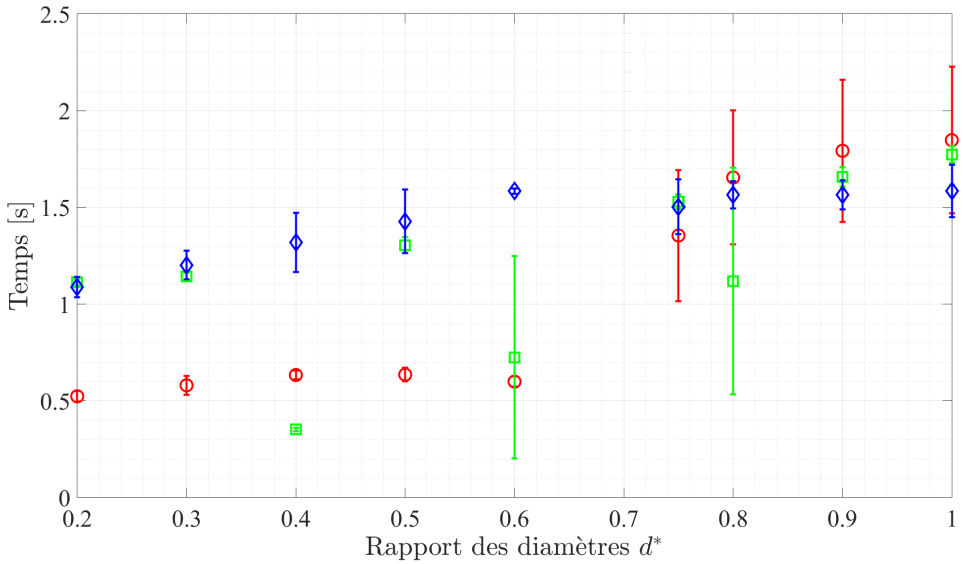


FIGURE II.2.2 – Évolution du temps d'ouverture de la vanne guillotine en fonction des rapports d^* pour $L^* = 5$, $L^* = 7$ et $L^* = 9$. Mise en évidence de l'écart-type.

entre les essais lorsque ces derniers ont été réalisés à des dates différents. On attribue principalement ces différente à l'usure des matériaux. Ces temps d'ouvertures seront comparés au temps de remplissage du cylindre dans la partie 5.1. On verra alors que, pour $d^* \leq 0.6$, le transitoire liée à l'ouverture n'a que peu d'effet sur l'écoulement résultant, car le temps d'ouverture est négligeable devant le temps de remplissage du cylindre. Pour $d^* > 0.6$, le temps d'ouverture n'est plus négligeable et commence à influencer le transitoire initial de l'écoulement.

Cylindre instrumenté

Le cylindre instrumenté est un cylindre fermé de diamètre $D = 0.1$ m et de longueur L variable. Ces cylindres sont réalisés en plexiglas pour permettre la réalisation de visualisation de l'écoulement à l'intérieur du cylindre. Il existe trois cylindres permettant la variations du rapport d'aspect $L^* = [5,\ 7,\ et\ 9]$. La connexion de chaque cylindre au réservoir se fait par un système d'étau. Un schéma du cylindre avec les différents éléments est placé en annexe C.
Le système d'étau est composé de deux pièces de serrage et de quatre tiges filetées. La pièce de serrage haute permet uniquement la liaison entre le cylindre et le réservoir. La pièce de serrage basse permet, quant à elle, la fermeture du cylindre par compression. Cette pièce comporte un orifice de vidange et un capteur de pression relative.
Le cylindre dispose également de plusieurs emplacements pour la mise en œuvre des différents moyens de mesure. Sur la paroi latérale, 3 emplacements de sonde optique sont positionnés à 1/4, 1/2 et 3/4 de la longueur du cylindre à partir du fond de ce dernier. En addition de ces emplacements, un orifice de vidange et un capteur de pression sont placés à 0.08 m du fond du réservoir supérieur.

Caractéristiques des diaphragmes de l'orifice d'échange

Pour contrôler le diamètre du goulot entre le réservoir et le cylindre, un système de montage et démontage de diaphragme est mis en place. Ce système permet de facilement modifier le diamètre d. Chaque diaphragme en PVC est biseauté (*c.f.* figure II.2.3) afin de ne pas introduire de longueur autre que le paramètre de contrôle d^* pour caractériser l'orifice. Ce paramètre peut évoluer dans la gamme $0.2 \leq d^* \leq 1$.

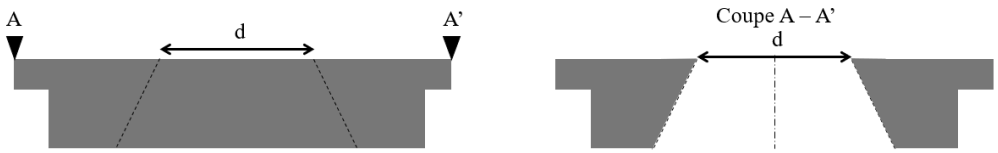


FIGURE II.2.3 – Schéma du système de diaphragme avec coupe A-A' pour visualiser le biseau. Le biseau est réalisé à 45° jusqu'à $d^* = 0.75$ puis cet angle est adapté pour conserver une faible épaisseur jusqu'à $d^* = 0.9$. Pour $d^* = 1$, le diaphragme est uniquement une couronne sans biseau.

2.2 Moyens de mesure mis en oeuvre

Les différentes mesures concernant l'écoulement à l'intérieur du cylindre sont réalisées par des capteurs de pression relative, une sonde optique et une caméra. L'implantation de ces moyens de mesure est montrée schématiquement sur la figure II.2.4. Ces instruments sont contrôlés par la carte d'acquisition et permettent la mesure de différentes grandeurs physiques en simultané.

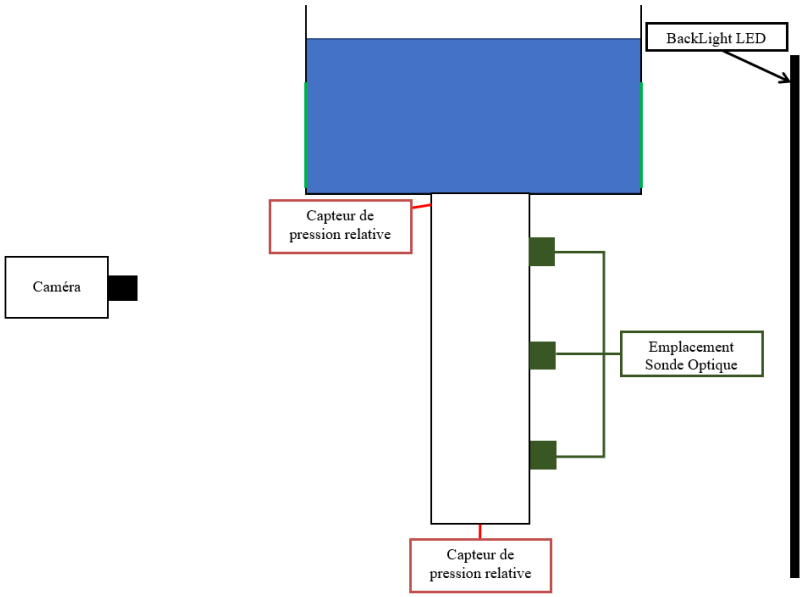


FIGURE II.2.4 – Schéma de principe de l'ensemble des moyens de mesure mis en place. (la sonde optique a pu être installée à 3 hauteurs différentes le long du cylindre : à mi hauteur, au quart et aux trois quarts de cette hauteur L).

2.2.1 Capteur de pression

Les capteurs utilisés sont des transmetteurs de pression KELLER PR23 - 0.2. Ils mesurent, en un point, une pression relative comprise dans une gamme de 0 à 0.2 bar avec une incertitude de ±1 mbar (soit une pression équivalente à ±1 cm d'eau). Chaque capteur est contrôlé par la carte d'acquisition et transmet la mesure de pression en tension qui doit être convertie une fois l'acquisition terminée. La gamme de tension admise pour la réponse du capteur est comprise entre 0 et 5 V ce qui donne la relation d'étalonnage suivante :

$$Pression = \frac{0.2}{5} * Tension$$

La réponse temporelle de ces capteurs est de bonne qualité. Ces capteurs permettent une mesure correct de la pression jusqu'à des fréquences de l'ordre de 1kHz.

2.2.2 Caméra rapide

L'acquisition des images se fait grâce à une caméra rapide de modèle *DIMAX* de la marque ***Pco***. Le champ de la caméra est ajusté pour capturer des images de 1 m de haut et de 0.3 m de large avec une résolution de 2.23 px/cm. L'ajustement de la taille des images est réalisé lors de l'installation de la caméra et permet l'enregistrement de 24464 images à chaque acquisition. La fréquence d'acquisition F_{ACQ} est adaptée à la durée des remplissages. Elle peut varier entre 125 et 1500 Hz. Les images sont stockées dans des fichiers "*.multitiff*" contenant chacun 1191 images.
Pour réaliser ces visualisations, un panneau LED de lumière blanche de grande dimension est placé face à la caméra et éclaire l'installation expérimentale. Ce panneau LED de hauteur 1.2 m et de largeur 0.6 m permet d'éclairer avc une intensité lumineuse constante et continue l'intégralité du cylindre et également une partie du fond du réservoir comme il est possible de le voir dans les images de la partie 3.2.
Afin de visualiser l'intégralité du cylindre et le fond du réservoir, la caméra est placé à 3 m de l'installation. La distorsion des images est négligée et aucun correctif géométrique n'est appliqué aux images. Lors du traitement des images, le seul correctif appliqué est une soustraction de l'image de fond. Les enregistrements temporels montrent des images complexes puisque, par exemple, elles intègrent la projection de tout l'écoulement dans le cylindre. Il est néanmoins possible d'obtenir, comme discuté dans les parties 3.2 et 5.1, des informations utiles à l'analyse comme celle du déplacement de la surface libre, de tailles de bulles de grande extension, de la profondeur de pénétration du jet impactant le milieu diphasique.

2.2.3 Sonde optique

Matériel et principe de fonctionnement

La sonde optique que nous avons utilisée est la sonde M2 Bubbly Flow Analyser développée par la société *A2 Photonic Sensors SAS*. C'est un moyen de mesure permettant d'accéder à la fonction caractéristique de phase au niveau de sa pointe ainsi qu'aux vitesses d'interfaces. Le système est composé d'une fibre optique, d'un module opto-électronique et du software "*M2AnalyzerForBubbles*". La fibre est entourée d'une gaine en inox qui est coudée à 90° afin que extrémité de la fibre taillée en pointe puisse être orientée selon l'axe du cylindre. Un schéma du matériel de la sonde est donné en annexe D. L'autre extrémité de la fibre est connectée à un numériseur. Ce dernier permet l'envoi d'une impulsion lumineuse cohérente et la mesure de l'intensité de retour. La variation d'intensité obtenue selon l'indice de réfraction du milieu présent sur la pointe de sonde permet l'identification du milieu ambiant.
La figure II.2.5 montre ainsi que, sur le signal obtenu par cette sonde, les niveaux de tension dans le gaz et dans le liquide sont bien contrastés. En plus de la mesure de la fonction caractéristique de phase, la mesure des interférences dans le signal permet de déterminer la vitesse d'approche d'une interface gaz-liquide se déplaçant relativement à la pointe de la sonde. En effet, la lumière qui émane de la sonde provient d'une source laser cohérente, lorsqu'une interface s'approche de la sonde elle renvoie une lumière en écho qui engendre donc un effet Doppler. La mesure de la fréquence du signal Doppler permet alors de remonter à la vitesse d'approche de l'interface.
La mesure par sonde optique se déroule comme décrit ci-dessous :

1. Le boîtier électronique envoie une impulsion lumineuse de longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm à une fréquence de 4 GHz dans la fibre optique. La puissance du signal renvoyée par la pointe est mesurée par un photodétecteur présent dans le numériseur.
2. L'intensité lumineuse réfléchie par la pointe de la sonde dépend du milieu dans lequel est plongé la sonde (*c.f.* figure II.2.5).
3. Le système mesure l'instant auquel la pointe de la sonde est soumis à un changement de phase ainsi que sa durée. Ces mesures sont réalisées quant à elle à une fréquence de 31.5 MHz. Cette fréquence est le meilleur compromis entre le transfert des données en direct à l'ordinateur et une meilleure détermination des vitesses
4. Dans les cas ou l'interface approche de la sonde dans un cône de 30° autour de cette dernière, il est possible de mesurer la vitesse d'approche. Cette vitesse est déterminée par effet Doppler (*c.f.* figure

II.2.5) et est calculée via l'expression 2.2.1.

$$v = f\frac{\lambda}{2} \tag{2.2.1}$$

5. Selon le mode de fonctionnement de la chaîne de mesure, le post-traitement par le software "*M2AnalyzerForBubbles*" permet de récupérer divers types d'informations qui sont précisés dans l'annexe E.

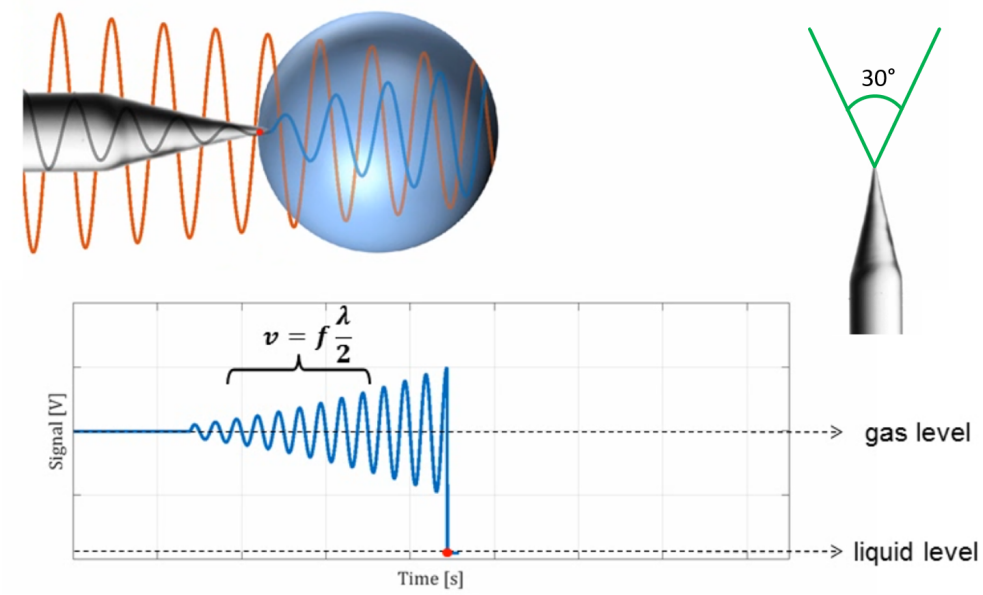


FIGURE II.2.5 – Principe de mesure de la fonction de phase (niveau d'intensité du signal lumineux) et de la vitesse d'interface (interférences sur le signal lumineux) de la sonde optique de *A2 Photonic Sensors SAS* [27] et schéma de principe de l'angle d'admission de la sonde optique (image de la documentation *A2 Photonic Sensors SAS*).

Limites de mesure

Le système de mesure M2 permet de scruter une gamme de vitesses importante (plusieurs m.s^{-1}) et des fractions volumiques de 0 à 100 %. La mesure des temps de résidence de la phase gaz sur la pointe de sonde est elle aussi très précise. Mais des limites importantes de ce moyen de mesure doivent être rappelées car elles auront un impact dans la discussion, non qu'elles affectent le sens de la mesure, mais parce qu'elles conditionnent la mesure. Ce système ne permet en effet une mesure de la vitesse que pour des bulles arrivant sur la sonde optique dans un cône de vitesses de 30° autour de la pointe (figure II.2.5). Les vitesses des bulles arrivant perpendiculairement à la direction d'alignement de la sonde ne peuvent pas mesurées, ni les petites vitesses en général. Par ailleurs, en raison de la directivité de la mesure, il faudra positionner la sonde avec sa pointe vers le bas puis vers le haut pour mesurer des vitesses de bulles ascendantes ou descendantes. Enfin, les tailles de bulles sont mesurées à partir des mesures de vitesse et du temps de résidence du gaz sur la sonde. Il faut là encore savoir que les tailles de bulles qui peuvent être mesurées sont annoncées supérieures à 250 μm par *A2 Photonic Sensors SAS*. Dans un écoulement où l'on s'attend à ce que la population des bulles engendrées par rupture et coalescence soit assez large et évolue dans le temps, il faudra retenir cet effet de coupure de la mesure.

Signaux caractéristiques obtenus durant le remplissage

Les signaux obtenus par la sonde optique sont des signaux de tension correspondant à l'intensité lumineuse reçue par le photo-détecteur (*c.f.* figure II.2.6).

Dans ce signal de tension, le changement de phase est associé à un front de tension montant lorsque la sonde passe de l'eau à l'air et un front de tension descendant lorsque la sonde passe de l'air à l'eau. Ces fronts permettent de déterminer les temps d'arrivée T_a et de résidence τ de la bulle sur la sonde optique.
Lors de chaque front (ascendant ou descendant), l'écho lumineux génère des fluctuations de tension. Ces fluctuations sont associés à un effet Doppler, et la détermination de la fréquence Doppler du signal permet d'évaluer la vitesse de déplacement de l'interface gas-liquide (*c.f.* relation (2.2.1)).

Adaptation à l'écoulement

La chaîne de mesure utilisant la sonde optique développée par la société *A2 Photonics Sensor* possède deux modes distincts de fonctionnement : un mode ***stream*** qui permet la mesure des instants de passages des bulles et leur durée de résidence sur la sonde, et un mode ***block*** qui permet de mesurer des vitesses d'interfaces et des tailles d'inclusions gazeuses sans que les temps physiques où ces évènements apparaissent ne puissent être enregistrés. Ces deux modes de mesure ne peuvent pas être utilisés simultanément lors d'une acquisition de signal. Le mode ***stream***, qui est associé aux enregistrements de basse fréquence $F_A = 4$ MHz, conserve donc la référence en temps de la mesure mais ne donne accès qu'aux temps d'arrivée et de départ des bulles sur la sonde, aux temps de résidence sur la sonde, ou à la fraction volumique. Si l'on veut mesurer des vitesses, la nécessité de mesurer une fréquence Doppler impose de travailler avec une définition temporelle du signal à très haute fréquence (typiquement $F_A = 31.25$ MHz). Afin d'optimiser la taille des buffers, le mode ***block*** déclenche l'acquisition uniquement après le passage de la première interface puis sature la mémoire du numériseur avant de transférer les données vers l'ordinateur. La référence en temps de l'expérience est donc perdue, mais la mesure de vitesse et de taille de bulles et poches de gaz est permise. A la suite de ces enregistrements sous l'un ou l'autre mode, le logiciel délivré par *A2 Photonics Sensor* réalise un traitement numérique permettant de transformer le signal de tension en mesures des différents grandeurs. Dans notre expérience, l'écoulement instationnaire exige que l'on mesure des vitesses en conservant la référence en temps.
Nous avons donc sollicité *A2 Photonics Sensor* pour voir s'il était possible de réaliser des développements software avec leur aide pour accéder à la mesure des vitesses en gardant la référence en temps. Lors d'un stage réalisé à l'été 2020 à l'IMFT, avec la supervision de M. A. Lefebvre d'*A2 Photonics Sensor*, une stagiaire de M1, Noémie GRITHER, a pris en main le fonctionnement de la sonde et a développé des programmes de pré-traitement des données permettant un accès à des mesures de vitesses à partir d'un fichier temporel enregistré en mode ***stream***. On peut donc obtenir des mesures complètes depuis des temps d'arrivée, des fractions volumiques, jusqu'à des vitesses et des tailles en conservant la référence en temps. La solution a consisté tout d'abord à enregistrer le signal en mode ***stream*** à une fréquence identique au mode ***block*** (typiquement $F_A = 31.25$ MHz) en conservant donc la référence temporelle. Cette fréquence d'acquisition a été sélectionnée pour permettre une bonne estimation de la fréquence Doppler. Les fichiers issus de ce mode d'enregistrement ont ensuite été transcrits en un format compatible avec le mode d'enregistrement ***block*** par un programme dénommé "*stream2block.m*" écrit sous Matlab. On obtient donc un troisième fichier qui combine les mesures provenant du fichier du mode ***stream*** et du mode ***block*** (instant d'arrivée, durée de résidence, vitesse et taille de la bulle). Ce traitement de transcription des fichiers prend néanmoins un temps important et n'a donc pas été systématiquement mis en oeuvre sur toute la gamme des essais.
On peut enfin noter que la mesure de vitesse n'est pas facile dans cet écoulement très agité. En effet le logiciel qui fournit la mesure ne valide cette mesure que pour des signaux Doppler de qualité suffisante. Dans nos expériences, le taux de validation des signaux Doppler était inférieur à 10% en moyenne. Cela signifie qu'on ne valide la mesure de vitesse que pour une bulle sur 10 environ qui passent sur la sonde. Cela est certainement lié aux courbures fortement instationnaires des interfaces ainsi qu'à la grande variabilité des directions des vitesses des interfaces due à la forte agitation au sein du milieu diphasique.

2.2.4 Commande de l'expérience

Comme montré sur la figure II.2.1, le vérin et l'ensemble des moyens de mesure sont contrôlés par la carte d'acquisition. Cette dernière est connectée à l'ordinateur via une prise USB et contrôlée par un logiciel créé

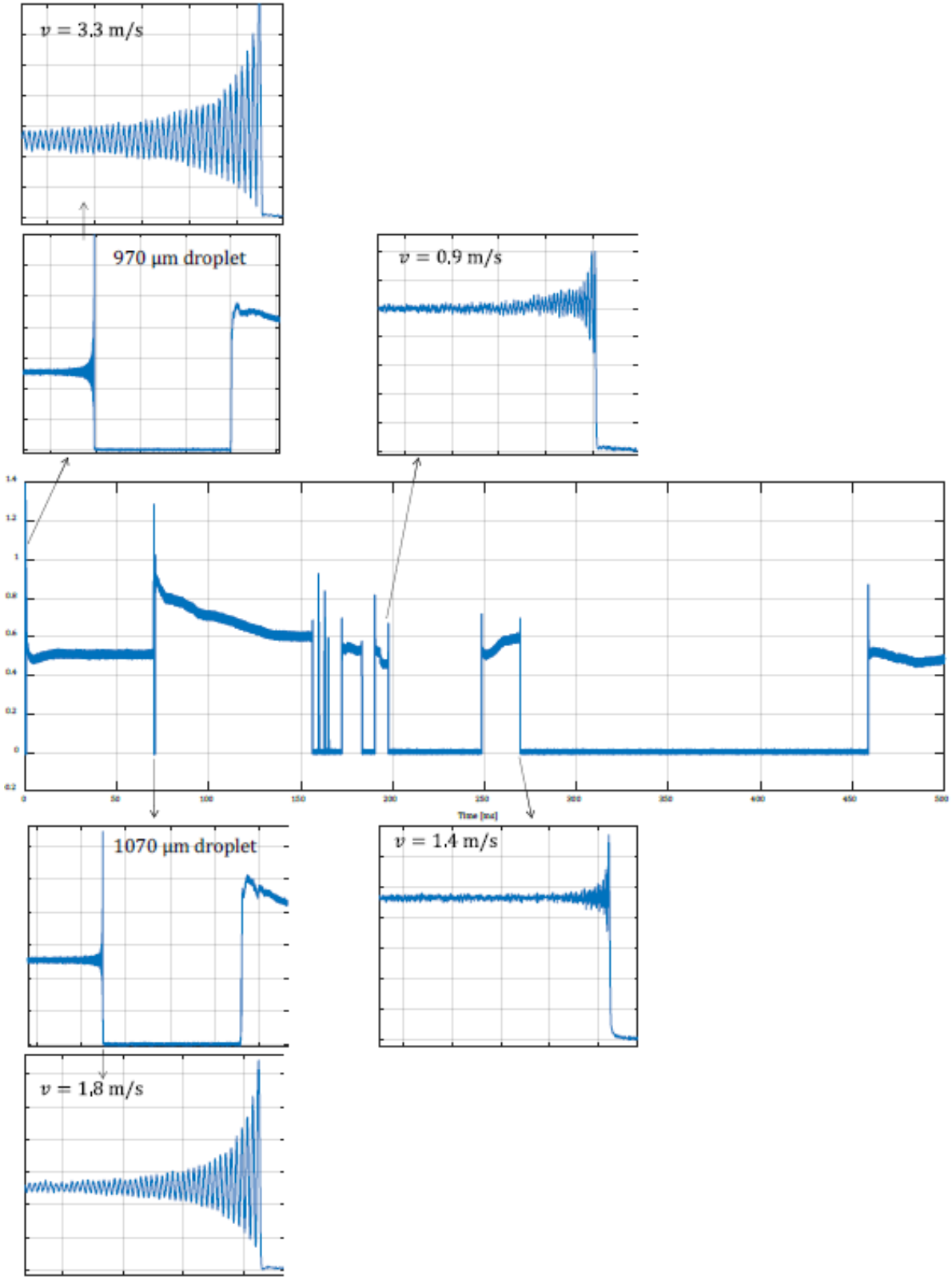


FIGURE II.2.6 – Signal de tension de la sonde optique provenant d'un essai réalisé par ***A2 Photonics Sensor***. Avec zoom sur plusieurs points de mesures de la vitesse [15].

via ***LabView***. Il permet d'acquérir et de sauvegarder les paramètres de l'acquisition, les mesures réalisées par les deux capteurs de pression et de synchroniser la sonde optique et la caméra.
Les paramètres à renseigner avant chaque acquisition sont les suivants :

- les paramètres de l'installation : les rapports d^* et L^* ainsi que le numéro le numéro I de l'essai en cours
- la durée et la fréquence d'acquisition des données
- les instants d'ouverture et de fermeture de la vanne
- le délai de synchronisation des différents appareils (sonde optique et caméra)

Les signaux numériques des repères magnétiques discutés précédemment dans la partie "*Circuit pneumatique*" sont également sauvegardés via le logiciel de commande. Le démarrage de l'acquisition est déclenché par ce programme de contrôle via la carte d'acquisition. Lors de ce déclenchement, un fichier contenant les paramètres de l'acquisition (*c.f.* partie 2.2.4) est généré et l'enregistrement des différentes mesures est lancé. Ces signaux numériques (*c.f.* figure II.2.7) permettent de définir le temps initial $t = 0$ qui est important dans notre problème instationnaire. Ce temps initial $t = 0$ est défini comme celui où l'orifice commence à s'ouvrir.

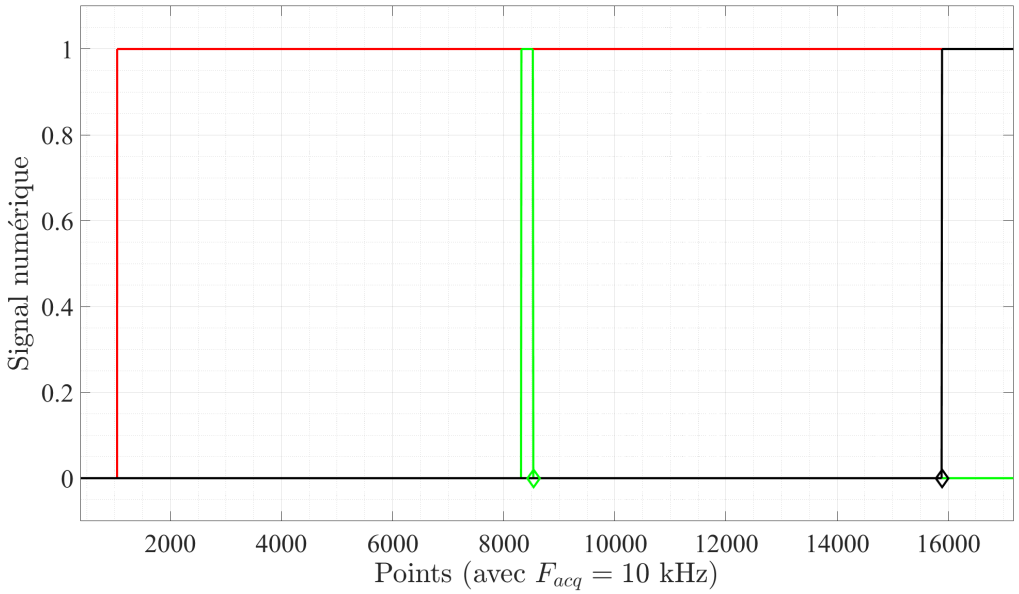


FIGURE II.2.7 – Signaux correspondants à l'ouverture de la vanne guillotine. - : Signal de déclenchement de l'ouverture, - : Signal du repère magnétique correspondant au démarrage de l'ouverture, - : Signal repère magnétique correspondant à la fin de l'ouverture, ◇ : Sélection de l'instant initial d'ouverture, ◇ : Sélection de l'instant de fin d'ouverture.

2.3 Description des essais réalisés

Cette partie décrit l'ensemble des essais réalisés. Des essais préliminaires ont été menés pour tester la sensibilité de l'écoulement à la hauteur d'eau dans la cuve supérieure. Des essais ont également été menés pour l'étude de l'écoulement qui est fortement instationnaire et aléatoire et pour lequel il a fallu parfois réaliser un nombre important d'essais afin d'obtenir une convergence statistique des mesures.

2.3.1 Influence de la hauteur d'eau et de la présence d'un flotteur

Nous avons positionné un flotteur au dessus de la surface libre du réservoir supérieur car il permet de prévenir les éclaboussures qui pourraient survenir lorsque les bulles éjectées du cylindre atteignent la surface

du réservoir. Il est important de conserver ce flotteur pour ne pas endommager les installations électriques placées au voisinage. L'influence de cet élément est discutée ci-après.
La hauteur d'eau dans le réservoir H_{eau} est aussi un paramètre qui peut influencer l'écoulement. [11] a cependant montré que lorsque $H_{eau}/d \geq 3$ les temps de remplissage ne dépendent pas de ce rapport. Il a aussi observé que lorsque la hauteur d'eau est plus faible, la dynamique de sortie des bulles au goulot peut changer de manière assez marquée et les temps de remplissage diminuent.
Pour discuter de l'influence de ces éléments sur l'écoulement, nous avons mesuré les temps caractéristiques du remplissage pour des essais où la hauteur d'eau est variée et le flotteur positionné ou non sur la surface libre. Ces temps caractéristiques seront introduits dans la partie 4. Mais on peut déjà ici admettre que se sont le temps de fin des oscillations T_{OE} et le temps de fin d'échange gaz-liquide au goulot T_{FE}. Le tableau II.2.A récapitule les temps mesurés pour différentes configurations avec et sans flotteur ou encore pour différentes hauteurs d'eau dans le réservoir. Ces mesures sont comparées à des mesures réalisées avec le système dans sa configuration définitive (avec flotteur et $H = 0.6$ m).

$\mathbf{d^* = 0.2}$ & $\mathbf{L^* = 7}$	T_{OE} (s)	T_{FE} (s)
Avec flotteur & $H_{eau} = 0.6$ m	161.2 (±2.2)	161.3 (±2.2)
Sans flotteur & $H_{eau} = 0.6$ m	170.8 (±3.7)	170.8 (±3.7)
Sans flotteur & $H_{eau} = 0.35$ m	169.6 (±5.7)	169.6 (±5.7)
$\mathbf{d^* = 0.5}$ & $\mathbf{L^* = 7}$		
Avec flotteur & $H_{eau} = 0.6$ m	17.7 (±0.21)	17.7 (±0.25)
Sans flotteur & $H_{eau} = 0.6$ m	17.7 (±0.14)	17.7 (±0.14)
Sans flotteur & $H_{eau} = 0.35$ m	18.4 (±0.21)	18.4 (±0.21)
$\mathbf{d^* = 0.75}$ & $\mathbf{L^* = 7}$		
Avec flotteur & $H_{eau} = 0.6$ m	6.9 (±0.10)	8.0 (±0.10)
Sans flotteur & $H_{eau} = 0.6$ m	7.1 (±0.17)	7.9 (±0.14)
Sans flotteur & $H_{eau} = 0.35$ m	7.3 (±0.30)	8.3 (±0.31)
$\mathbf{d^* = 1}$ & $\mathbf{L^* = 9}$		
Avec flotteur & $H_{eau} = 0.6$ m	4.5 (±0.16)	8.2 (±0.13)
Sans flotteur & $H_{eau} = 0.6$ m	3.4 (±0.10)	7.3 (±0.25)
Avec flotteur & $H_{eau} = 0.5$ m	3.5 (±0.15)	7.3 (±0.13)
Avec flotteur & $H_{eau} = 0.25$ m	3.7 (±0.22)	7.6 (±0.28)

TABLE II.2.A – Tableau récapitulatif de l'effet du flotteur et de la hauteur d'eau sur les temps T_{OE} et T_{FE} (Chaque valeur est obtenue par moyenne sur 3 à 5 essais).

Les variations les plus importantes sont visibles pour la configuration $d^* = 1$ & $L^* = 9$. Pour cette configuration, la mesure du temps T_{OE} varie au maximum de 25 % et la mesure du temps T_{FE} varie de 10 % au maximum. Ces variations ne s'inscrivent pas dans un ordre logique (nous aurions pu nous attendre à ce que les mesures faîtes avec $H = 0.25$ m soit plus faible que celle avec $H = 0.5$ m) et l'absence de flotteur est finalement la configuration dans laquelle la mesure est la plus éloignée. De plus, pour les autres configurations, les variations visibles dans les mesures de ces temps ne sont pas significatives au regard de celle précédemment discutés.
Ces observations nous permettent donc de penser que l'effet de la hauteur d'eau sur le remplissage du cylindre n'est pas à négliger mais nécessiteraient une investigation propre pour être parfaitement comprise. Ce travail n'a pas été réalisé dans le cadre de notre étude. Nous prendrons donc dans la suite de ce document une hauteur d'eau constante $H = 0.6$ m afin de répondre à la condition $H_{eau}/d \geq 3$ quelque soit la valeur du diamètre du goulot et nous conserverons le flotteur pour d'une part stabiliser la surface libre et d'autre part protéger les installations électriques à proximité des éclaboussures dues à l'éclatement des bulles lorsqu'elles atteignent la surface.

2.3.2 Campagne 1 : mesure de pression

Afin d'obtenir une caractérisation globale du phénomène de remplissage, une première campagne de mesure de la pression a été menée et à permis de balayer l'ensemble des configurations autorisées par l'installation en termes de rapports de longueurs d^* et L^*. Le tableau II.2.B résume le nombre d'essais réalisés pour chaque configuration. Lors de ces mesures, la caméra a également été utilisée pour visualiser les différents phénomènes qui apparaissent dans le cylindre. Ces acquisitions d'images n'ont été réalisées que pour un essai pour chacune des configurations annotée avec un astérisque dans le tableau II.2.B.

		Aspect Ratio L^*		
		5	7	9
Diameter ratio d^*	0.2	10*	4*	4*
	0.3	10*	4	4*
	0.4	10*	4*	4*
	0.5	10*	6	6*
	0.6	10*	6*	6*
	0.75	10*	6	6*
	0.8	10*	10*	10*
	0.9	10*	10	10*
	1	10*	10*	10*

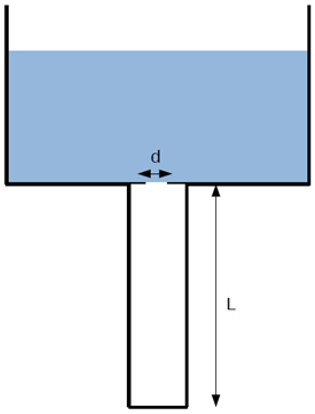


TABLE II.2.B – Récapitulatif du nombre d'essais réalisés par configuration avec un schéma rappelant les paramètres de contrôle. L'astérisque montre les configurations pour lesquelles une séquence d'images a été acquise.

Lors de cette campagne, les mesures de pression couplées à l'acquisition d'images permettent d'analyser les différents phénomènes qui surviennent pendant le remplissage et cela sera décrit et discuté dans la partie 3.2. En traitant les signaux de pression, il est également possible de mesurer des grandeurs caractéristiques tel que des temps ou des fréquences qui seront discutées dans la partie 4. Ces mesures permettent de différencier les écoulements et de comprendre quels phénomènes dominent l'écoulement. Pour $L^* = 5$, 10 essais ont été réalisés pour chaque rapport d^* car les écoulements sont rapides et très désordonnés. Pour $L^* = 7$ et 9, le nombre d'essais est optimisé pour chaque rapport d^*. Pour $0.2 \leq d^* \leq 0.4$, l'écoulement est peu complexe et donc peu de réalisations suffisent pour le caractériser. Pour $0.5 \leq d^* \leq 0.75$, l'écoulement devient plus complexe mais ne demande pas non plus un grand nombre d'acquisitions pour être caractérisé de manière robuste. Par contre pour $0.8 \leq d^* \leq 1$, l'écoulement est très chaotique et un plus grand nombre de réalisations est nécessaire.

Pour $L^* = 5$ et $L^* = 9$ et pour tous les rapports d^*, un essai a été réalisé avec enregistrement simultané de la pression et des images de l'écoulement. Pour $L^* = 7$, pour cinq rapports d^* uniquement une série d'images est enregistrée en simultané avec la pression.

2.3.3 Campagne 2 : Ajout de la sonde optique

La première campagne de mesure a permis de mettre en évidence des différences marquées dans l'écoulement de remplissage en fonction du rapport d^*. En particulier, pour d^* appartenant à l'ensemble [0.4, 0.6, 0.8 et 1], des différences sont perceptibles même visuellement dans le contenu du milieu diphasique. Nous avons donc choisi d'explorer ces configurations avec la sonde optique. Les mesures par sonde optique coûteuse en temps car il faut les répéter et elles demandent un post-traitement long (*c.f.* partie 2.2.3). Aussi un seul rapport $L^* = 9$ a été exploré. Le tableau II.2.C résume l'ensemble des configurations pour lesquelles des mesures avec la sonde optique ont été effectuées.

Chaque essais du tableau II.2.C a été réalisé avec la sonde orientée vers le bas puis vers le haut du cylindre. Pour les premières mesures réalisées pour $d^* = 0.6$ et $d^* = 1$ au centre du cylindre, nous avons

		Optical Probe Position			
		$(z = L/4, r = 0)$	$(z = L/2, r = 0)$	$(z = L/2, r = 0.035$ m$)$	$(z = 3L/4, r = 0)$
d^*	0.4	\	40	\	\
	0.6	\	90	\	\
	0.8	\	40	\	\
	1	40	90	40	40

TABLE II.2.C – Récapitulatif du nombre d'essais réalisés pour $L^* = 9$ en fonction du diamètre de l'orifice d et de la position de la sonde optique. Le nombre d'essais répertorié est donné pour les deux orientations (50 % pour la sonde orientée vers le bas et 50 % pour la sonde orientée vers le haut). L'altitude z est donnée par rapport au fond du cylindre et la distance radiale r est donnée par rapport au centre du cylindre.

réalisé un grand nombre d'essais (45 par orientation de la sonde) pour garantir la convergence des résultats. Il s'avère que cette convergence est atteinte pour un nombre plus limité d'essais. Pour les autres configurations, 20 essais seulement ont donc été réalisés. Ils sont suffisants pour assurer la convergence des résultats. Enfin pour $d^* = 1$, nous avons déplacé la sonde le long de l'axe du cylindre et selon la direction radiale.

Conclusions sur l'installation expérimentale

Dans cette partie, l'installation, les moyens de mesures ainsi que les différents points de fonctionnement ont été détaillés. L'installation expérimentale a été conçue durant la première année de la thèse et la difficulté de réalisation de la vanne guillotine a rallongé le délai de mise en place de six mois.
Une fois les premiers tests de faisabilité réalisés, il a été possible de réaliser des acquisitions pour un nombre conséquent de configurations (cf tableaux II.2.B et II.2.C).

Chapitre 3

Analyse des différentes phases de l'écoulement

Une première analyse qualitative du déroulement de l'écoulement est ici donnée pour tenter de décrire ses différentes complexités ainsi que ses variations avec les paramètres de l'installation. L'examen du signal de pression enregistré au fond du cylindre et des images issues des visualisations à haute fréquence permet d'illustrer l'enchaînement temporel de différentes phases de l'écoulement et de faire apparaître leurs caractéristiques dominantes. Ces observations permettent d'identifier les mécanismes physiques qui sont importants. Elles permettent donc de cibler les mécanismes à reproduire dans des modèles.
L'enchaînement et la durée des différentes phases de l'écoulement dépendent principalement du rapport de forme du cylindre $L^* = L/D$. La complexité de chacune de ces phases dépend elle du paramètre d^*. Ces effets sont également mis en évidence et discutés dans la suite de cette partie.

3.1 Déroulement des différentes phases

Un signal de pression pour la configuration $d^* = 0.9$ et $L^* = 9$, enregistré en bas du cylindre, est montré comme exemple sur la figure II.3.1.

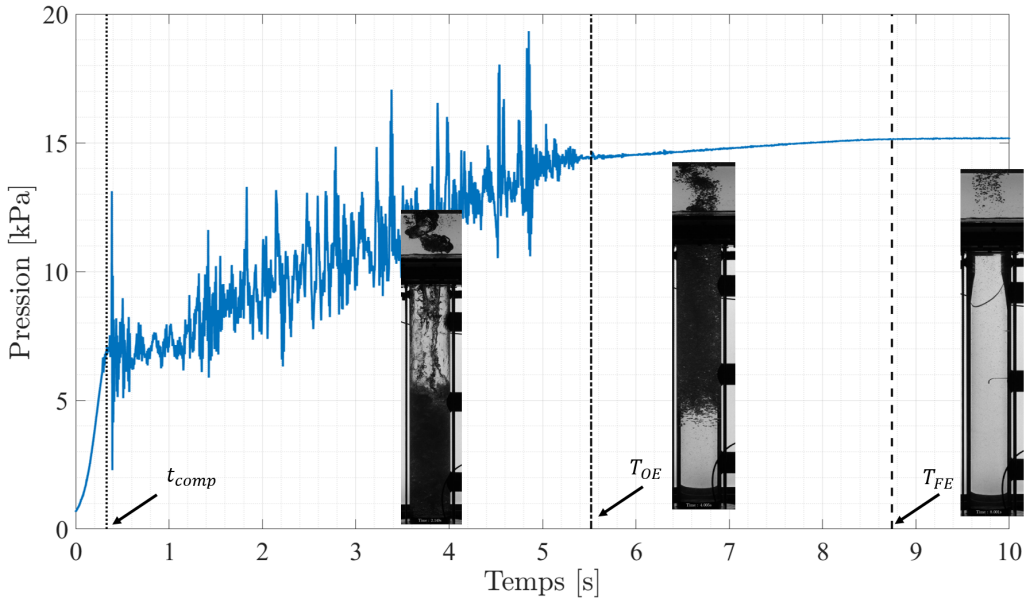


FIGURE II.3.1 – Signal de pression enregistré au fond du cylindre pour $d^* = 1$ et $L^* = 9$ avec superposition de vues de l'écoulement et du temps de compression du tampon gazeux t_{comp}, du temps de fin des oscillations T_{OE} et du temps de fin de remplissage T_{FE}.

Sur ce signal de pression, trois temps sont mis en évidence et correspondent à un changement de contenu du signal associé à un changement de phase de l'écoulement. Ces temps sont : le temps initial de mise en compression du tampon gazeux, t_{comp}, l'instant de fin des oscillations de forte amplitude dans le cylindre, T_{OE}, et enfin le temps de fin d'échange gaz-liquide au goulot, T_{FE}, lorsque le cylindre est totalement rempli d'eau. La détermination de ces temps caractéristiques sera expliquée dans la partie 4.2.
Les différents événements se déroulent dans le cylindre ne sont pas directement visible sur le signal de pression à l'exception de celles correspondantes aux temps précédemment mis en évidence (t_{comp}, T_{OE} et T_{FE}).

L'instant physique associé au temps initial $t = 0$ s correspond au moment où le cylindre et le réservoir commencent à être connectés *i.e.* l'orifice de la vanne guillotine commence à être vue par le réservoir dans le cas $d^* = 1$. À cet instant, la pression du tampon d'air dans le cylindre, initialement à P_{ATM} doit s'équilibrer avec celle en fond de réservoir et donc augmente rapidement jusqu'à $P_{res} = \rho_L g H \simeq 6$ kPa. Cette mise en pression est visible sur le signal de pression par une augmentation rapide de la pression qui s'effectue dans un temps t_{comp}.

Dans le même temps, une première masse liquide va entrer dans le cylindre. Cette première masse liquide se compose d'un petit volume d'eau présent initialement dans le carter de la vanne guillotine $\mathcal{V} \simeq 3$ cL et du premier jet liquide provenant du réservoir. La translation de la vanne provoque un mouvement horizontal de cette première masse d'eau qui d'abord impacte la paroi du cylindre avant d'impacter le fond de ce dernier.Une fois ce premier impact réalisé, la pression dans la cylindre va augmenter avec l'entrée de liquide par le jet. Lorsque la pression devient suffisante, l'entrée d'eau cesse pour laisser la place à la génération d'une première bulle qui va être éjecté dans le réservoir. Á partir de cette instant, une alternance entre sortie d'air sous forme de calotte sphérique dont la taille est proche du diamètre du goulot et entrée d'eau par le jet liquide va se mettre en place.

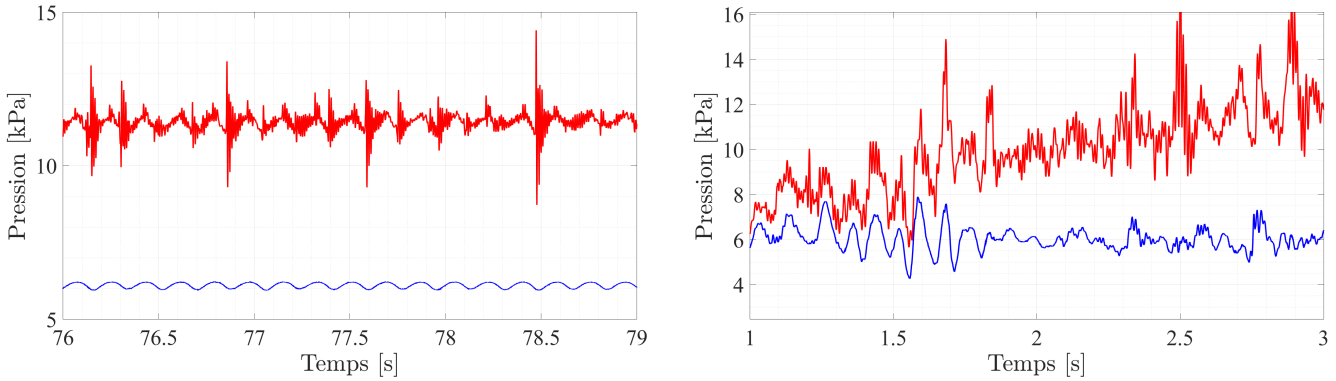


FIGURE II.3.2 – Signaux de pression pris sur une fenêtre de 2 s par le capteur situé en bas du cylindre (-) et par celui situé en haut du cylindre (-) pour (a) $d^* = 0.2$ & $L^* = 9$ et (b) $d^* = 1$ & $L^* = 9$.

Cette alternance, contrairement à la première phase de compression de l'air dans le cylindre, dépend fortement du rapport des diamètres d^*. Lorsque le rapport d^* est suffisamment petit, $d^* \leq 0.4$, l'alternance au niveau du goulot semble périodique et l'analyse des images réalisées dans la partie 3.2 permet de déterminer la complexité de cette alternance. Néanmoins, au regard des signaux de la figure II.3.2a, il est possible d'associer cette alternance à un événement binaire (0 pour l'air et 1 pour l'eau). La binarisation de la phase au goulot est associée à des interruptions du jet liquide et est marquée sur les signaux de pression pris par le capteur situé en haut du cylindre par des oscillations également périodiques (*c.f.* figure II.3.2a). Lorsque le rapport d^* augmente (*c.f.* figure II.3.2b), la signature en pression de cette alternance est également visible, mais avec un contenu fréquentiel plus riche, sur les signaux provenant du capteur situé en bas du cylindre. Durant la plus grande partie du remplissage, le capteur situé en partie haute du cylindre voit uniquement le tampon gazeux et n'est donc pas soumis aux perturbations associées à la colonne fluide.
Lorsque ce rapport d^* augmente, l'alternance de phase est plus complexe à déterminer par les signaux de

pression car la fonction de phase au niveau du goulot n'est plus binaire. Cette différenciation au niveau de la phase au goulot est reporté sur la complexité des signaux de pression.
En plus de cette effet du rapport d^*, s'ajoute l'effet du rapport d'aspect du cylindre L^*. La diminution de la valeur du paramètre L^* a pour effet de réduire le temps entre les différentes phases de l'écoulement. Cette réduction de la différenciation entre les phases est notamment visible sur la signature de l'alternance au niveau du goulot. On observe d'ailleurs sur la figure II.3.3, que pour un diamètre d'ouverture donné, le contenu fréquentiel et donc la complexité du signal de pression mesurée dans le tampon gazeux, augmente lorsque la hauteur du cylindre se réduit. Pour le cylindre de plus grande taille ($L^* = 9$), un signal quasi monochromatique peut être mesuré jusqu'à un rapport des diamètres assez important $d^* = 0.5$ (*c.f.* figure II.3.3).

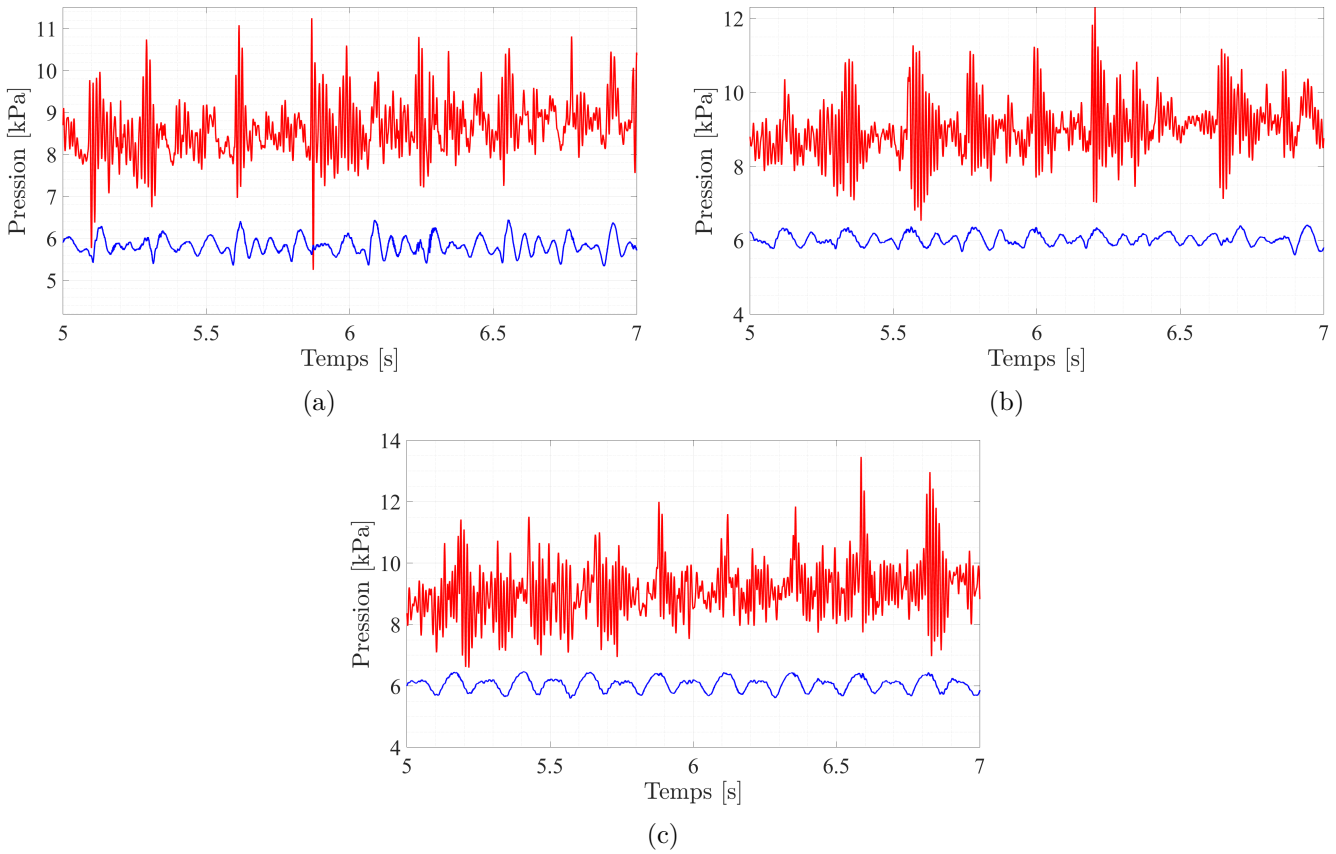


FIGURE II.3.3 – Signaux de pression pris sur une fenêtre de 2 s par le capteur situé en bas du cylindre (-) et par celui situé en haut du cylindre (-) pour (a) $d^* = 0.5$ & $L^* = 5$, (b) $d^* = 0.5$ & $L^* = 7$ et (c) $d^* = 0.5$ & $L^* = 9$

Des figures II.3.3, il est possible de voir que l'augmentation du rapport d'aspect L^* a pour effet de réduire le contenu fréquentiel et ainsi la complexité du signal de pression pris par le capteur situé en haut du cylindre. En effet pour un rapport $L^* = 5$, le signal pris par le capteur situé en haut du cylindre voit un motif se répéter mais ce motif est complexe et des modifications de ce motifs apparaissent parfois au cours du remplissage (*c.f.* figure II.3.3a). Alors que pour un rapport $L^* = 9$, le motif présent dans le signal de pression pris en haut du cylindre est proche d'une oscillation périodique avec un motif qui se répète de façon constante (*c.f.* figure II.3.3c).
Le signal de pression enregistré par le capteur situé au fond du cylindre présente quant à lui, des fluctuations de plus grandes amplitudes et plus rapides que son homologue issu du capteur situé en haut du cylindre. La pression au fond du cylindre résulte d'un ensemble de processus complexes puisqu'elle correspond à la pression en bas d'une colonne diphasique compressible, fortement agitée et soumise à de fortes et brusques variations à sa frontière supérieure.

L'alternance entre la phase liquide et gazeuse au niveau du goulot se poursuit tout au long du remplissage avec une évolution de la forme du jet diphasique ainsi que du contenu de la colonne fluide. Cette alternance détermine la forme du jet liquide et la composition de la colonne fluide. Ainsi le signal de pression pris par le capteur situé au fond du cylindre voit deux évolutions combinées liées à l'alternance au goulot. La première évolution est une croissance lente de la pression associée à l'augmentation progressive de la masse d'eau par le jet liquide entrant. La seconde évolution rapide est, elle, composée des fluctuations de pression qui résultent de l'alternance de phase au goulot ainsi que de l'impact du jet liquide sur la surface libre de la colonne fluide. Ce comportement des signaux de pression se poursuit durant la remontée de la surface libre dans le cylindre jusqu'à l'instant où cette dernière atteint le goulot et donc que le tampon gazeux disparaît. À cet instant, les signaux de pression sont soudainement modifiés. Les fluctuations de pression présents à la fois dans le signal du capteur situé au fond du cylindre et dans celui du capteur situé en haut du cylindre s'atténuent pour laisser la place à une croissance lente de la pression correspondante. Nous verrons pas la suite que cette lente augmentation de la pression est associée à l'évacuation, vers le réservoir, du nuage de bulle encore présent dans le cylindre. L'instant auquel les fluctuations disparaissent est appelé T_{OE}, le temps de fin des oscillations (***Time of Oscillation Ending***). Le changement de régime à T_{OE} ainsi que la lente croissance de la pression après cet instant de transition est visible sur les signaux de pression lorsque le rapport d^* est suffisant, $d^* \geq 0.6$ (*c.f.* figures II.3.4). On note que la durée de cette lente décroissance augmente avec le rapport d^* .

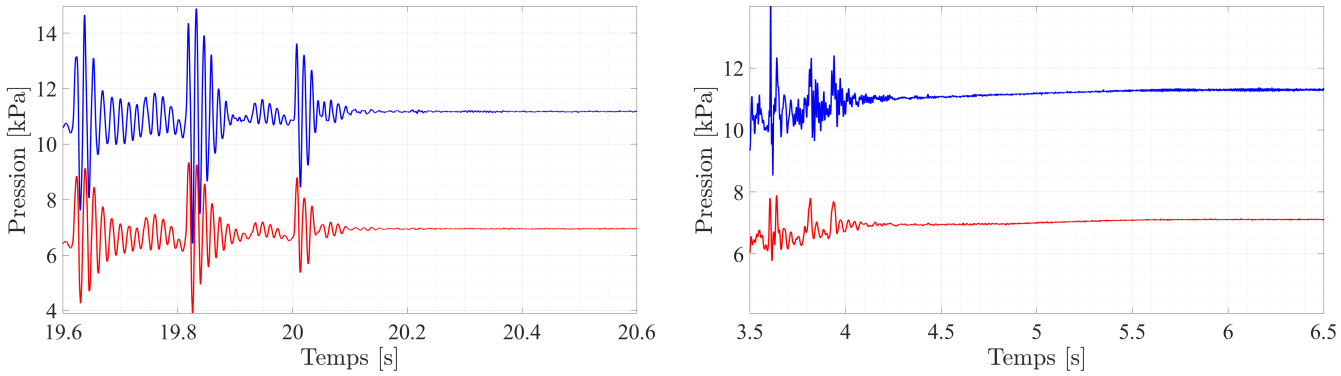


FIGURE II.3.4 – Signal de pression pris à la fin du remplissage par le capteur situé en bas du cylindre (-) et par celui situé en haut du cylindre (-) pour (a)$d^* = 0.4$ & $L^* = 5$ et (b) $d^* = 0.8$ & $L^* = 5$

Une fois cette lente croissance terminée, des signaux provenant des capteurs de pression situé en haute et dans le fond du cylindre deviennent constant indiquant un mise à l'équilibre du système. L'instant auquel la pression deviennent constante détermine la fin d'échange entre le cylindre et le réservoir et est noté T_{FE} (***Time of Final Exchange***).
Dans cette partie, la description du déroulement de l'écoulement à travers les signaux de pression permet de définir des phases importantes du remplissage qui sont discutés plus tard dans ce document. Afin de décrire de manière qualitative les différents mécanismes physiques qui apparaissent dans le cylindre, une exploration des images permet de les distinguer et de discuter leur évolution.

3.2 Analyse qualitative des événements et mécanismes diphasiques

La partie 3.1 a permis de présenter, à partir des signaux de pression, différentes phases de l'écoulement de remplissage. Néanmoins, les phases présentées ne permettent pas de se faire une idée précise de certains événements diphasique majeurs qui se produisent à l'intérieur du cylindre. On s'appuiera ici sur les images acquises au cours des expériences, en complément des signaux de pression, pour identifier et décrire ces événements.

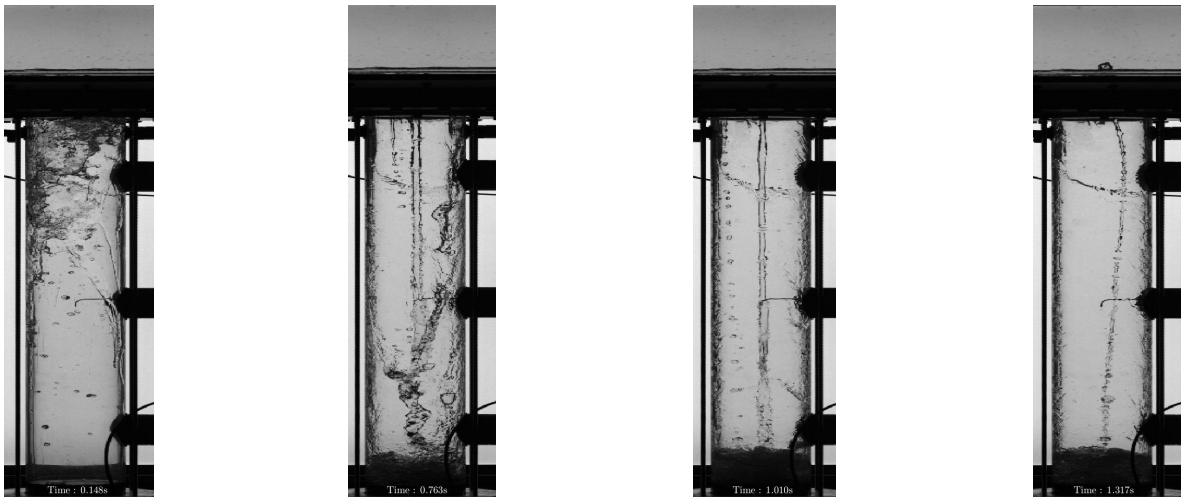
Dans l'ordre d'apparition lors de l'écoulement, ces différentes phases et événements sont les suivants :

1. le transitoire d'ouverture de la vanne
2. la mise en place de l'alternance au goulot
3. le développement de la couche diphasique et le ballottement de sa surface libre
4. la phase de décantation

Par ailleurs, nous décrirons en détail le ballottement de la surface libre, la structure du jet liquide ainsi que le jet plongeant une fois que ce dernier n'impacte plus le fond du réservoir.

Transitoire d'ouverture de la vanne

Lors de l'ouverture, le volume d'eau $\mathcal{V}$ présent initialement dans le carter de la vanne est propulsé et entraîne avec lui une masse initial d'eau provenant du réservoir sur les parois du cylindre de manière asymétrique (figure II.3.5a). Ce volume d'eau va ruisseler sur les parois du cylindre en même temps que la pression dans le tampon gazeux s'équilibre avec la pression au fond du réservoir et que le premier jet liquide pénètre dans le cylindre (figure II.3.5b). Cette entrée d'eau a alors pour effet de faire croître la pression dans le cylindre jusqu'à une valeur suffisante pour perturber l'écoulement entrant (cf figure II.3.5c). Cette perturbation va alors permettre la rupture du jet liquide entrant avec, au niveau du goulot, la formation d'une première bulle qui sera éjecté dans le réservoir (cf figure II.3.5d).



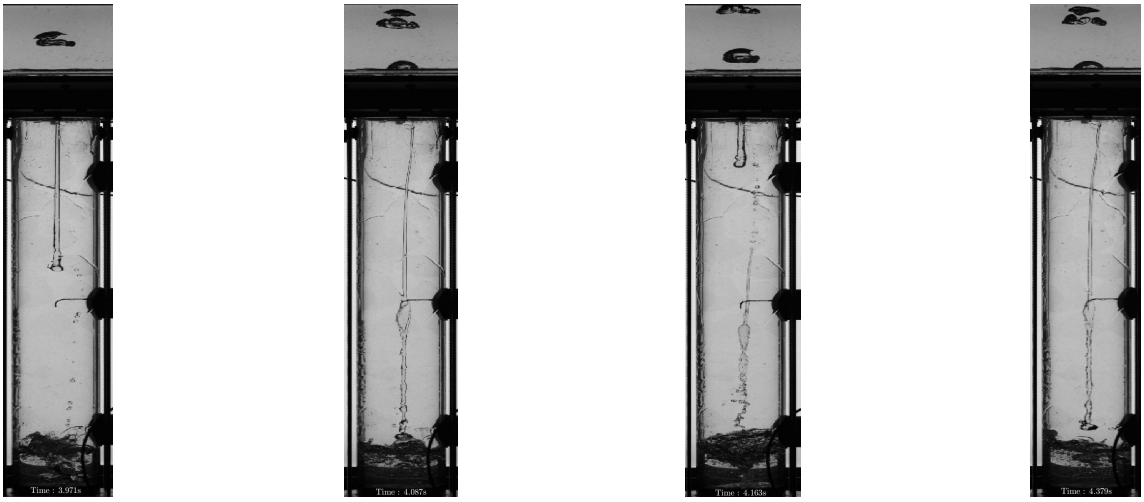
(a) (b) (c) (d)

FIGURE II.3.5 – Évolution du liquide entrant dans le cylindre entre l'instant d'ouverture (a) et la sortie de la première bulle (d) pour la configuration $d^* = 0.2$ et $L^* = 9$. (a) $t = 0.148$ s, (b) $t = 0.763$ s, (c) $t = 1.010$ s et (d) $t = 1.317$ s

Cette effet transitoire devient plus complexe à visualiser et à différencier du reste de l'écoulement lorsque le rapport d^* augmente et avec la diminution du rapport L^*. La transition de l'ouverture correspond également à la phase de l'écoulement dans laquelle se produit l'impact du jet liquide sur le fond du cylindre. L'éjection de la première bulle marque alors la fin de la phase transitoire de l'ouverture et l'effet de la translation horizontale de la vanne guillotine n'est plus visible dans la suite de l'écoulement.

Mise en place de l'alternance entrée liquide - sortie de gaz au goulot

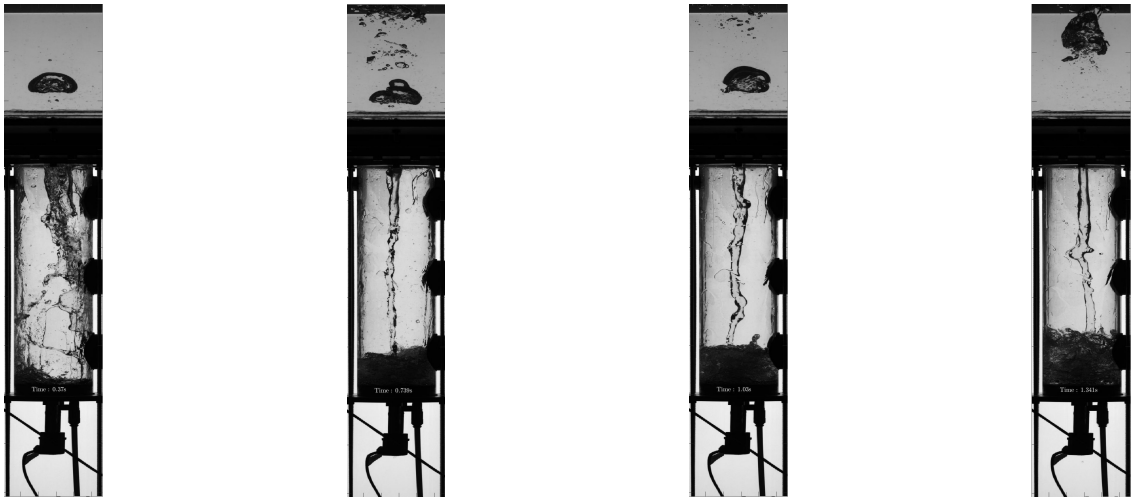
Ce comportement d'alternance au niveau du goulot se retrouve et évolue tout au long du remplissage. Il se caractérise par la formation d'une bulle associée à une calotte sphérique qui va être éjectée dans le réservoir et par la formation d'un jet liquide entrant dans le cylindre.



(a) (b) (c) (d)

FIGURE II.3.6 – Visualisation de l'alternance entre éjection de bulle et entrée de jet liquide au goulot pour la configuration $d^* = 0.2$ & $L^* = 9$ avec (a) $t = 3.971$ s, (b) $t = 4.087$ s, (c) $t = 4.163$ s et (d) $t = 4.379$ s.

Dans la partie précédente, l'alternance au goulot est associée à des oscillations de pression qui peuvent avoir un comportement périodiques ou chaotiques. La visualisation de cette alternance permet de mettre en évidence la provenance de ce comportement et de le discuter.
Tout d'abord, dans les configurations où les signaux de pression montrent une alternance quasi périodique, $d^* \leq 0.4$, la visualisation des images (*c.f.* figures II.3.6) permet de caractériser la variation de phase au goulot. Pour ces configurations, l'alternance au niveau du goulot est obtenue de manière binaire comme évoqué dans la partie précédente. Cette binarisation de la phase produit un jet liquide entrant qui se crée et se rompt au rythme des bulle qui sont éjectées dans le réservoir. La création de ce jet lors de l'éjection de la bulle génère une excroissance au début de ce jet. La taille de cette excroissance est parfois si importante par rapport au diamètre au jet qu'elle se détache lors de sa chute. De plus, cette alternance étant binaire (*c.f.* figure K.1), la formation du jet n'est pas perturbé par un éventuel passage de gaz et ce dernier a donc une forme quasi cylindrique tout au long de son parcours dans le cylindre. La perturbation sur le jet provenant de la formation de la bulle se fait lorsque ce dernier est déjà bien avancé dans le cylindre (*c.f.* figure II.3.6b). À ce moment, la formation de la bulle va alors occuper la totalité du goulot et la bulle ainsi formée est éjectée sous la forme d'une calotte sphérique. L'éjection de la bulle coïncide avec la formation d'un nouveau jet avec une nouvelle excroissance (*c.f.* figure II.3.6c). Ce cycle va alors se répéter tout au long du remplissage du cylindre.
Pour des configurations avec un rapport d^* plus important, notamment $d^* \geq 0.5$, cette alternance est plus difficile à saisir sur les signaux de pression. La visualisation de ce mécanisme sur les images permet de comprendre la cause de cette complexité ainsi que son évolution avec le rapport d^*. Les formations du jet liquide et de la bulle sont plus complexes car elles se chevauchent et se perturbent mutuellement (*c.f.* figures II.3.7). Cela est traduit par des oscillations chaotiques visibles sur le signal de pression du capteur situé en haut du cylindre. Dans ces configurations, le jet n'est pas cylindrique et comporte des perturbations qui sont, elles aussi, chaotiques. De plus, la formation de la bulle au niveau du goulot est perturbée par la formation du jet liquide et donc la phase au niveau du goulot n'est plus binaire mais évolue au rythme des formations du jet liquide et des bulles (*c.f.* figure K.2).
Pour l'ensemble des écoulements, la structure du jet liquide entrant est directement associée à tous les événements diphasiques qui peuvent survenir dans la colonne fluide et qui vont impacter le signal de pression pris par le capteur situé au fond du cylindre.

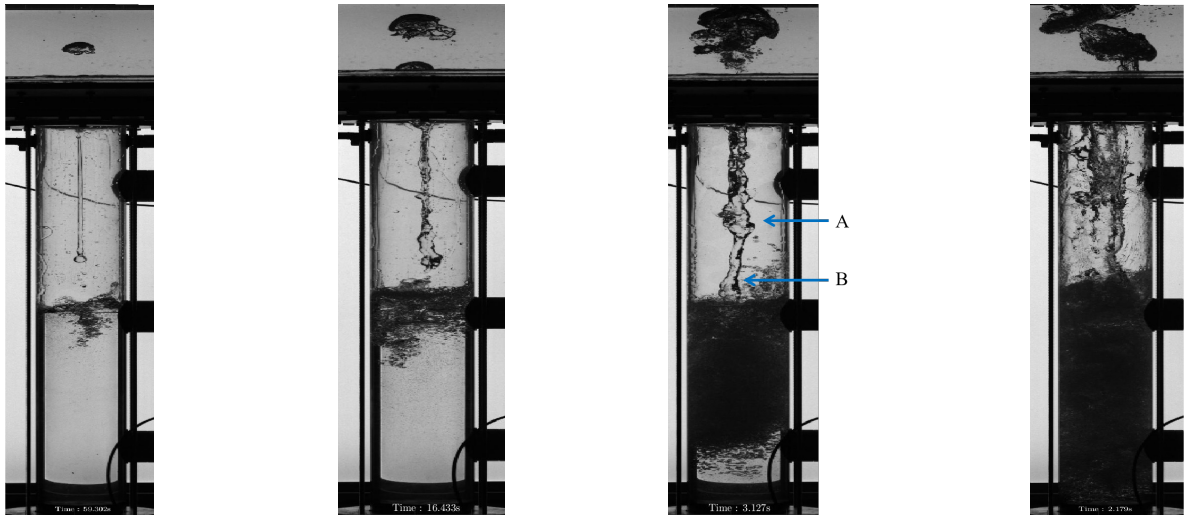


(a) (b) (c) (d)

FIGURE II.3.7 – Visualisation de l'alternance entre éjection de bulle et entrée de jet liquide au goulot pour la configuration $d^* = 0.5$ & $L^* = 5$ avec (a) $t = 0.37$ s, (b) $t = 0.739$ s, (c) $t = 1.03$ s et (d) $t = 1.341$ s.

Structure du jet liquide entrant

Le jet liquide entrant est généré par l'entrée d'un volume d'eau au niveau du goulot lorsqu'une bulle est éjectée dans le réservoir supérieur (cf figures II.3.6 et II.3.7). La forme et les perturbations présentes sur ce jet sont couplées à la manière dont la bulle est éjectée au niveau du goulot. En fonction du diamètre de l'orifice de décharge on distingue deux scénarios. Un dans lequel lequel le jet liquide est interrompu au niveau du goulot pour laisser la place à la formation de la bulle. Un autre dans lequel la formation de la bulle ne fait que perturber le jet. Malgré de fortes corrugations dont les amplitudes sont modulées à la fréquence d'éjection des bulles le jet reste ininterrompu. Ces deux situations sont décrites ici.



(a) (b) (c) (d)

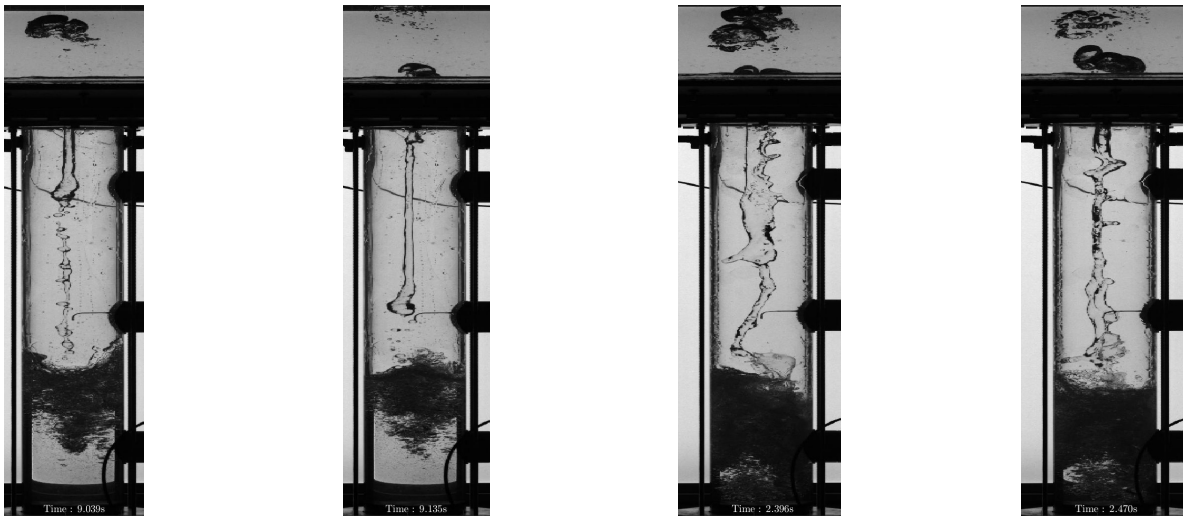
FIGURE II.3.8 – Visualisation de l'évolution des caractéristiques du jet liquide entrant pour un même niveau de la surface libre du milieu diphasique. Pour (c), le point A montre un bombement dans le jet et le point B montre une plissure du jet. (a) $d^* = 0.2$ & $L^* = 9$, (b) $d^* = 0.4$ & $L^* = 9$, (c) $d^* = 0.75$ & $L^* = 9$ et (d) $d^* = 1$ & $L^* = 9$.

Pour des rapports d^* faibles, $d^* \leq 0.4$, lorsque l'alternance entre éjection de bulle et entrée du jet liquide est exclusive, le jet entrant prend la forme d'une jet cylindrique comportant une excroissance à son

extrémité basse qui est un vestige de sa formation. Comme la formation du jet s'effectue sur l'intégralité de la surface du goulot, ce jet est intermittent et il se rompt pour laisser à la bulle la possibilité de se former sur l'intégralité de la surface du goulot également (*c.f.* figure II.3.8a). Les perturbations apparaissant sur la surface du jet sont l'oeuvre de la complexification de la fonction de phase au goulot. Lorsque le rapport d^* augmente, la formation du jet est de plus en plus perturbée mais conserve l'excroissance initiale et son caractère cylindrique (*c.f.* figure II.3.8b) ainsi que l'interruption liée à la formation de la bulle éjectée dans le réservoir qui prend toujours la totalité de la surface du goulot.
Quand le rapport d^* augmente, $d^* \geq 0.5$, le jet n'est plus formé sur la totalité de la surface du goulot et est de plus en plus complexe (cf figure II.3.8c). La formation de la bulle et la formation du jet liquide ne se dissocient plus comme précédemment et se perturbent mutuellement. Néanmoins, la forme du jet conserve des vestiges des évènements ayant lieu au niveau du goulot. Ainsi, on peut observer des plissures qui trouvent leur origine dans la réduction de la section de passage du liquide lors de la formation de la bulle au goulot. On note de plus la présence de bombements associé quant à eux au détachement de la bulle laissant alors une section de passage maximale. Ces formations sur le jet liquide deviennent comme pour l'ensemble des phénomènes au goulot de plus en plus complexes lorsque le rapport d^* augmente (*c.f.* figure II.3.8d).
Ce jet est le principale vecteur des événements qui se produisent dans la colonne fluide. Ces différents événements évoluent au cours du temps et en fonction de de la profondeur à laquelle le jet pénètre dans la colonne fluide. Il provoque ainsi les différents événements et mécanismes qui sont discutés dans la suite.

Ballottement de la surface libre

Le premier effet du jet liquide sur la colonne fluide est le ballottement de la surface libre lié à l'impact du jet liquide sur cette dernière. Lorsque le jet s'interrompt, pour $d^* \leq 0.4$, le ballottement est généré par l'impact de l'excroissance de ce jet sur une partie de la surface libre. La partie sur laquelle l'excroissance impacte varie dans le temps ce qui génère un ballottement chaotique.



(a) (b) (c) (d)

FIGURE II.3.9 – Visualisation du ballottement de la surface libre dû à l'impact du jet pour les configurations $d^* = 0.4$ & $L^* = 9$ aux temps (a) $t = 9.039$ s, (b) $t = 9.135$ s et $d^* = 0.6$ & $L^* = 9$ aux temps (c) $t = 2.396$ s et (d) $t = 2.470$ s.

Lorsque le jet n'est plus interrompu, $d^* \geq 0.5$, ce sont les plissures et les bombements qui génèrent les perturbations de la surface libre. Les amplitudes des ballottements générés par ces perturbation importantes du jet liquide sont plus importantes que celles générées par le jet dans les cas $d^* \leq 0.4$.

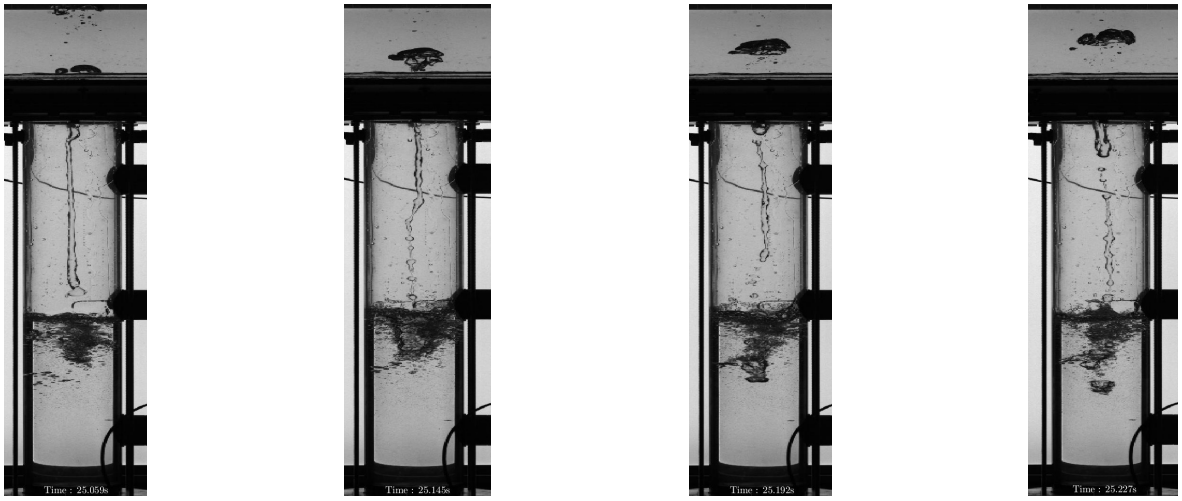
Couche diphasique

Le second effet du jet liquide est la génération d'une couche diphasique sous la surface libre de la colonne fluide. Cette couche diphasique est composé d'une zone dans laquelle des bulles sont présentes de manière homogène ou hétérogène. Elle est générée lors du premier impact du jet liquide sur le fond du cylindre et est entretenue par l'entraînement d'air lors de la pénétration du jet liquide dans le milieu diphasique. Les bulles qui la composent, sont d'une part issues des poches de gaz formées lors de l'impact du jet liquide sur la surface libre. Celles ci se fragmentent et les bulles naissantes sont alors entraînées dans la colonne fluide. D'autre part, la recirculation générée par le jet lors de sa pénétration entraîne des bulles déjà présentes dans la couche diphasique vers le fond de cette dernière. La taille du milieu diphasique dépend donc de la profondeur de pénétration du jet plongeant, de la tortuosité du jet liquide ainsi que de la masse liquide ajoutée par ce jet (associée à la remontée de la surface libre).
La taille ainsi que la composition de ce milieu diphasique font parties des grandeurs qui vont aider à la compréhension de l'écoulement car elles représentent une part qui peut devenir importante de la colonne fluide (*c.f.* figures II.3.8). L'évolution de la hauteur de cette couche diphasique est déterminée à partir des images prises lors des acquisitions dans la partie 5.2 et une première estimation de la composition est également réalisée en combinant les images et les signaux de pression.

Jet plongeant sans impact direct sur le fond

L'entraînement d'air dû à la pénétration du jet liquide dépend aussi de son interaction avec le fond du cylindre. Lorsque le jet n'interagit plus avec le fond du cylindre, une excroissance gazeuse se développe à son extrémité, au sein dans la colonne fluide.

Lorsque l'excroissance initiale ou les déformations du jet liquide (*c.f.* partie 3.2) impacte la surface libre, cette dernière va se déformer et créer une cavité (*c.f.* figures II.3.10a et II.3.10b). Cette cavité va se propager dans la colonne fluide avec la pénétration du jet et va modifier l'écoulement des bulles dans la couche diphasique (*c.f.* figure II.3.10c). Cette cavité est le plus souvent instable et cette dernière va alors se fragmenter en générant des bulles de grandes tailles (*c.f.* figure II.3.10d). Ces grandes bulles, elles aussi instables, vont se fragmenter sous l'effet de l'agitation turbulente, pour donner des bulles plus petites qui vont rejoindre la couche diphasique.



(a) (b) (c) (d)

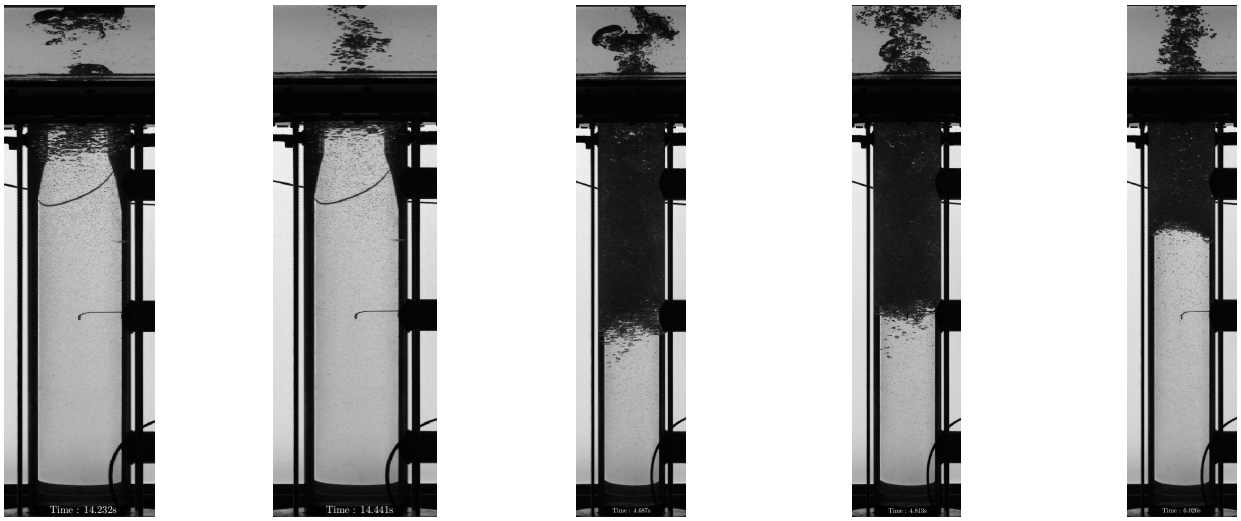
FIGURE II.3.10 – visualisation de la génération de la bulle à l'extrémité du jet pénétrant dans la colonne fluide pour $d^* = 0.3$ & $L^* = 9$ aux temps (a) 25.059 s, (b) 25.145 s, (c) 25.192 s et (d) 25.227 s

La longueur de pénétration du jet plongeant peut permettre de donner une bonne estimation de la hauteur de la couche diphasique. Cette longueur de pénétration est souvent définie comme la hauteur à

laquelle la vitesse du jet devient nulle. Cependant, afin d'estimer la hauteur de la couche diphasique il est plus judicieux de définir cette hauteur comme étant celle à laquelle la vitesse du jet devient insuffisante pour entrainer, vers le fond, les bulles. Pour cela, un modèle est réalisé à partir de la littérature et comparé aux mesures réalisées à partir des acquisitions d'images. Ce modèle est décrit dans la partie 5.2.

Décantation du nuage de bulle

Tous les événements décrits plus tôt (jet liquide et couche diphasique) continuent à évoluer tout au long du remplissage du cylindre. Ainsi la surface libre remonte dans le cylindre en même temps que le jet liquide ajoute de la masse dans la colonne fluide. Comme il a été discuté dans la partie 3.2, l'impact du jet liquide génère une couche diphasique dont la hauteur varie comme il est possible de la voir dans la partie 5. Au moment où cette surface libre atteint le goulot, le tampon gazeux ainsi que l'alternance entre entrée du jet liquide et éjection de grandes bulles au niveau du goulot cessent. Cet arrêt entraîne une diminution forte des fluctuations de pression que ce soit sur le signal pris par le capteur situé en haut du cylindre ou en bas du cylindre.
Une fois le tampon diphasique disparu, la surface libre est reliée au volume d'eau présent dans le réservoir et la couche diphasique auparavant contenue dans la colonne fluide va continuer sa remontée. Cela est associé à la décantation de la couche diphasique de la colonne fluide du cylindre dans le réservoir. Cette décantation influe sur le temps de fin d'échange car la fraction volumique de gaz contenue dans la couche diphasique est suffisante pour influer sur la masse fluide contenu dans le cylindre et ainsi sur la pression enregistrée sur le capteur situé au fond du réservoir. La durée de la décantation de cette couche diphasique est directement liée à sa hauteur ainsi qu'à la distribution de taille de bulles qui la peuplent. Cette distribution dépend essentiellement de l'historique des ruptures et des coalescences qui sont survenues lors du remplissage.
La taille de ce milieu diphasique dépend du rapport d^* de l'installation. Pour des faibles rapports $d^* \leq 0.6$, la couche diphasique est de faible hauteur et principalement composée de bulles de très petites tailles (figures II.3.11a et II.3.11b). Le temps nécessaire à sa décantation est faible et a peu d'influence sur les temps caractéristiques. Pour des rapports d^* supérieurs, $d^* \geq 0.75$, ce milieu diphasique est composé de bulles de taille quasi-homogène et sa hauteur est non négligeable devant celle du cylindre. Le temps nécessaire à sa décantation est alors non négligeable devant le temps d'échange.



(a) (b) (c) (d) (e)

FIGURE II.3.11 – Visualisation du démarrage et des premiers instants de la décantation pour deux configurations. (a)-(b) $d^* = 0.6$ & $L^* = 9$: à (a) $t = 14.232$ s et à (b) $t = 14.441$ s ; (c)-(e) $d^* = 0.9$ & $L^* = 9$: à (c) $t = 4.687$ s, à (d) $t = 4.813$ s et à (e) $t = 6.026$ s.

Conclusions sur l'analyse des événements et des mécanismes diphasiques

Dans cette partie, beaucoup d'événements diphasiques qui se produisent à plusieurs instants du remplissage sont répertoriés et décrits de manière qualitative. La description de l'écoulement transitoire a permis de comprendre l'influence que peut avoir l'ouverture transverse. Cette description a permis de voir que l'ouverture peut influer sur le démarrage de l'écoulement. Dans certains cas, cet effet de l'ouverture peut avoir un impact sur les premières alternances entre entrée de jet liquide et éjection de bulle au goulot.
La seconde partie de la description de l'écoulement concerne l'évolution des différents phénomènes physiques qui sont visibles au niveau du goulot ou encore dans la colonne fluide. Au niveau du goulot, les principaux phénomènes sont la création de la bulle éjectée dans le réservoir et la formation du jet liquide. Dans la colonne fluide, le jet liquide est le principale vecteur de toutes les perturbations qui peuvent survenir. Les différents événements sont la source des différentes fluctuations qui peuvent se produire sur les signaux de pression et permettent d'expliquer les variations qui peuvent apparaître entre les différentes signaux ou encore entre les différents résultats.
La dernière partie de l'écoulement concerne la décantation de la couche diphasique. Cette couche diphasique est générée par l'entraînement d'air par le jet plongeant lors du remplissage et la durée de la décantation est associée à sa hauteur ainsi qu'à la distribution de taille des bulles qui la peuplent. Dans les cas ou le rapport d^* est important, $d^* \geq 0.75$, le temps nécessaire à l'évacuation de cette couche a un impact direct sur le temps de fin d'échange déterminé à partir des signaux de pression. Sa taille ainsi que sa composition ont pour effet de réduire de manière significative la masse d'eau présente dans le cylindre.

Dans la partie 4 de ce document, les temps caractéristiques tel que le temps de fin des oscillations et le temps de fin d'échange seront définis via les signaux de pression. Leur définition permettra de comprendre l'importance de chacun des événements discutés plus tôt sur l'écoulement de remplissage ainsi que leur impact sur les temps caractéristiques. À la suite de cette détermination, dans la partie 5, l'impact de la couche diphasique sur l'écoulement sera discuté à partir des images et un modèle permettant de prédire la hauteur de cette couche sera discuté pour certains paramètres de l'installation.

Chapitre 4

Temps caractéristiques de remplissage et Analyse fréquentielle

Nous avons vu lors du remplissage que différentes phases d'écoulement s'enchaînent. Des changements de comportement apparaissent en particulier au moment où le tampon gazeux supérieur finit d'être évacué. A cet instant les oscillations de pression disparaissent que l'on effectue une mesure en haut ou en bas de cylindre. Nous allons mesurer cet instant où ce tampon disparaît noté T_{OE}. Mais l'évacuation de bulles de gaz de tailles plus petites que le goulot se poursuit au delà de T_{OE}. Et la pression d'équilibre n'est atteinte qu'en toute fin de remplissage, après une phase de décantation de bulles. L'instant auquel cette pression est atteinte est noté T_{FE}. Cet autre temps caractéristique global est également discuté.
Une autre caractéristique marquante du remplissage est la superposition d'une évolution lente et de variations plus rapides au sein de l'écoulement. En effet, lorsque le cylindre se remplit, l'évolution temporelle de la masse de liquide contenue dans le cylindre se révèle progressive et constitue la base de temps lente. Cela est en particulier visible sur le signal de pression en fond de cylindre qui présente une remontée globalement linéaire comme nous l'avons vu sur la figure II.3.1. Mais, se superposent à cette évolution lente, des oscillations et des fluctuations dans l'écoulement. Des oscillations de pression de périodicité assez nette sont générées en particulier par le forçage en pression du tampon gazeux lors de l'alternance des entrées et sorties de fluide au goulot. Ce forçage génère une réponse globale de l'ensemble du fluide dans le cylindre. Ces oscillations ont une période notée T_R^0. Les travaux de [11] ont montré que cette période dépend du diamètre du goulot, de la longueur du cylindre mais aussi du taux de remplissage. Dans notre étude, nous allons examiner si cette périodicité persiste pour des ouvertures plus grandes que dans les expériences réalisées par [11], et auquel cas, si la loi d'échelle que ces auteurs ont trouvée peut encore être retenue. Nous examinerons également le contenu fréquentiel des signaux de pression sur une large gamme de fréquences puisque des fluctuations de pression peuvent être engendrées au sein même du milieu diphasique. Les reconfigurations d'interfaces gaz-liquide par ruptures et coalescences, les déformations et oscillations en volume des bulles ainsi que l'agitation du liquide contribuent en effet à une signature en pression sur une gamme de fréquences certainement étendue.
Nous allons donc, à partir de l'analyse des signaux de pression, déterminer tout d'abord la durée du régime d'oscillations périodiques, T_{OE}, puis celle du remplissage global incluant la décantation, T_{FE}. Nous discuterons également les fréquences dominantes de cet écoulement de remplissage.

4.1 Décomposition des signaux de pression

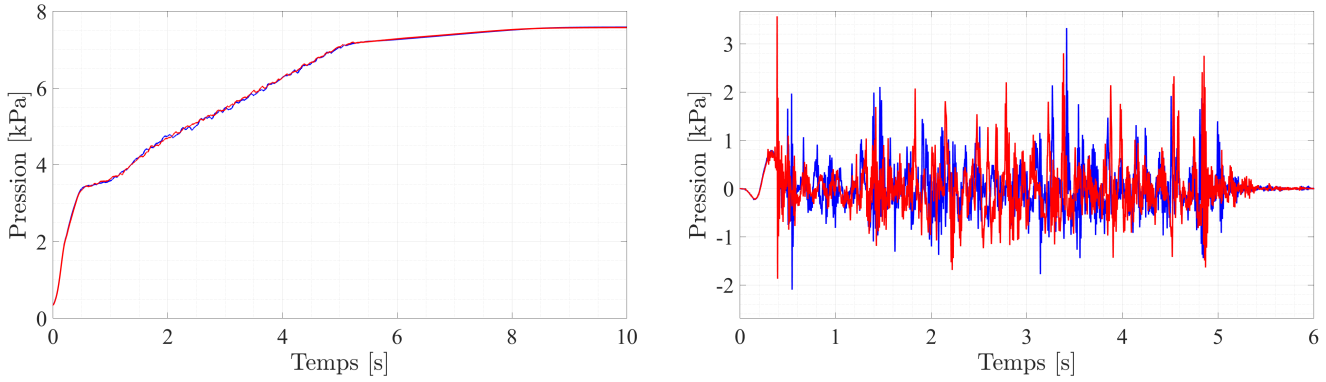
Le signal $P(t)$ en fond de cylindre est traité de façon à distinguer sa composante lente et ses composantes fluctuantes. En appliquant un opérateur de moyenne glissante par convolution avec une fenêtre carrée de taille $\tau = 0.5\,\mathrm{s}$ on obtient cette composante lente notée $\langle P \rangle_\tau(t)$ définie par :

$$\langle P \rangle_\tau(t) = \frac{1}{\tau} \int_{t'=t-\tau/2}^{t+\tau/2} P(t')dt'. \tag{2.4.1}$$

Il est alors possible de définir une fluctuation de pression $\widetilde{P}(t)$ autour de $\langle P \rangle_\tau(t)$:

$$\widetilde{P} = P - \langle P \rangle_\tau. \tag{2.4.2}$$

Pour d^* et L^* fixés, la composante $\langle P \rangle_\tau(t)$ est assez peu variable d'un essai à un autre, ce qui confirme la pertinence du choix de τ, par contre $\widetilde{P}(t)$ est fortement variable et aléatoire comme l'illustre la figure II.4.1.



(a) (b)

FIGURE II.4.1 – (a) Mise en évidence de la reproductibilité du signal moyen de pression $\langle P \rangle_\tau(t)$ et (b) fluctuations aléatoires de pression autour de la pression moyenne $\tilde{P}$ pour $d^* = 0.9$ & $L^* = 9$. - : Essai n°1 et - : essai n°10.

Lorsqu'on observe l'évolution temporelle de $\langle P \rangle_\tau(t)$ on constate que pour toutes les valeurs de L^* et de d^* – excepté $d^* = 0.2$ –, celle-ci est linéaire sur une large gamme de temps, avant que n'apparaisse pour les plus grandes ouvertures un changement de pente. La remontée quasi-linéaire traduit une évolution quasi-statique de la pression sous le poids de la masse d'eau contenue dans le cylindre qui progresse à vitesse constante. Pour $d^* = 0.2$ l'écart à la linéarité n'est pas très important mais la pression moyenne évolue en présentant une première phase plus rapide et un point d'inflexion avant une phase plus lente.

4.2 Temps de fin des oscillations T_{OE} et Temps de fin d'échange T_{FE}

Les temps caractéristiques du remplissage T_{OE} et T_{FE} sont définis à partir de l'évolution des signaux de pression pris par le capteur en fond de cylindre.

4.2.1 Temps de fin des oscillations T_{OE}

Le premier temps caractéristique est le temps de fin des oscillations T_{OE} ("*Time of Oscillation End*"). Ce temps permet de caractériser l'instant de disparition du tampon gazeux et l'arrêt de l'alternance entre éjection de grandes bulles et entrée de jet liquide. À cet instant, la surface libre atteint le goulot et, au delà, la colonne d'eau présente dans le cylindre est reliée continûment au réservoir supérieur. La décantation du milieu diphasique commence alors entre la colonne fluide présente dans le cylindre et le réservoir. Des visualisations simultanées permettent de confirmer que la disparition du tampon gazeux et l'arrêt de l'alternance au goulot se manifestent par une diminution forte des fluctuations de pression enregistrées notamment en bas du cylindre. Cette décroissance nette est utilisée pour déterminer la valeur du temps T_{OE}.

Comme le montre la figure II.4.2, le temps T_{OE} est déterminé comme étant le temps auquel les fluctuations de pression se rapprochent des fluctuations présentes sur le signal de pression lorsque ces dernières sont proches du bruit ambiant. Un protocole unique est mis en place pour réaliser la détermination de ce temps

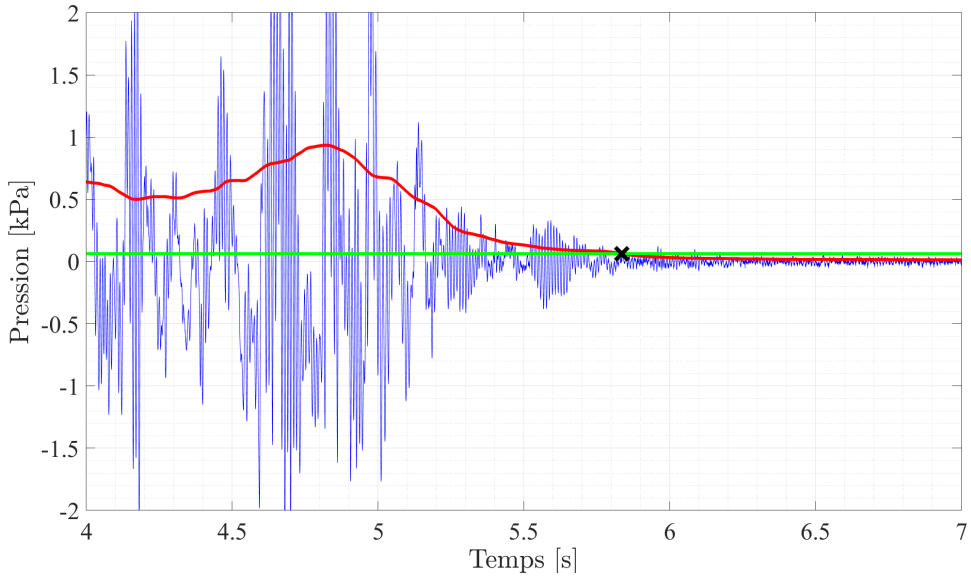


FIGURE II.4.2 – Illustration de la méthode de détermination du temps T_{OE} pour un cas particulier $d^* = 0.9$ & $L^* = 9$. Les fluctuations de pression $\widetilde{P}(t)$ sont représentées en bleu. L'instant auquel l'écart-type glissant des fluctuations de pression $\sigma_{\widetilde{P}}(t)$(-) devient inférieur à un seuil fixé (-) détermine la valeur du temps T_{OE} (×).

sur l'ensemble des configurations même si les fluctuations dépendent fortement des paramètres d^* et L^*. On calcule une déviation standard glissante de ces fluctuations $\sigma_{\widetilde{P}}$ sur une fenêtre carrée de taille $\tau' = 0.1s$ selon l'équation (2.4.3).

$$\sigma^2_{\widetilde{P}}(t) = \int_{t-\tau/2}^{t+\tau/2} \left[P(t') - \langle P\rangle_\tau(t')\right]^2 dt' \tag{2.4.3}$$

Une fois la déviation standard calculée, on détermine T_{OE} lorsque celle-ci, $\sigma_{\widetilde{P}}$, passe en dessous d'un seuil qu'il est nécessaire de fixer de la manière la plus objective possible. Le seuil est fixé comme état une fraction λ de la déviation standart correspondante au bruit de mesure $\sigma_{\widetilde{P},\infty}$. $\sigma_{\widetilde{P},\infty}$ est calculée à partir du signal de pression enregistré a la fin de l'enregistrement lorsque le remplissage est terminé. Après avoir observé que le choix de λ dans la gamme ($= [5,\ 10\ et\ 15]$), ne varie la mesure du temps T_{OE} que de 7% dans le cas le plus défavorable, on fixe $\lambda = 5$. Ainsi la détermination du temps T_{OE} est définie par l'équation (2.4.4).

$$\sigma_{\widetilde{P}}(t = T_{OE}) = 5\ \sigma_{\widetilde{P},\infty} \tag{2.4.4}$$

Le même protocole est alors utilisé pour l'ensemble des configurations du moyen d'essai.

Ces temps sont alors comparés à un temps de référence qui, dans ce régime à grands nombres de Reynolds et de Bond, peut être construit sans viscosité ni tension superficielle à partir d'une vitesse gravitaire proportionnelle à $(gD)^{1/2}$. On introduit donc le temps de propagation d'une bulle de Taylor sur une distance correspondant à la longueur du cylindre et donné par l'équation :

$$T_\infty = \frac{L}{0.5\sqrt{gD/2}} \tag{2.4.5}$$

Dans sa thèse, Héraud [11] propose une loi d'échelle pour T_{OE}/T_∞ en fonction de d^* qui peut s'expliquer par un simple argument de conservation de masse entre le débit d'air éjecté sous forme de calottes sphériques au goulot et le débit d'air déplacé par la remontée de la surface libre dans le cylindre (*c.f.* figure II.4.3). Au niveau du goulot, l'éjection de bulles sous forme de calottes hémisphériques de diamètre d alterne avec une entrée de masse d'eau. Cette masse d'eau fait remonter la surface libre de la colonne fluide du cylindre. En

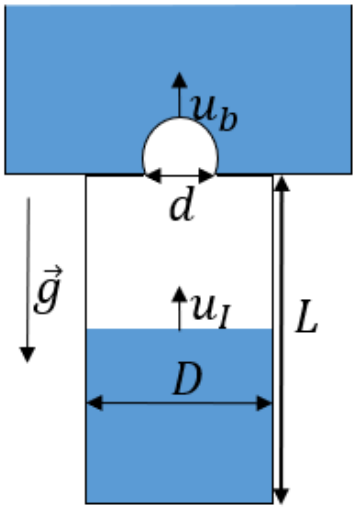


FIGURE II.4.3 – Schéma pour le modèle d'éjection de bulle et de remontée de la surface libre.

liant la remontée de la surface libre avec l'éjection de bulles au goulot, il est possible de déterminer le temps nécessaire à la surface libre pour atteindre le goulot.

Dans un premier temps, il est nécessaire de se donner un modèle pour la vitesse d'éjection des bulles au goulot. Ces bulles sont des calottes sphériques et leur taille est imposée par le diamètre du goulot comme on peut le voir sur des enregistrements vidéographiques. La vitesse de déplacement de ces calottes sphériques est alors donnée par l'équation :

$$u_b \simeq \sqrt{gd}. \tag{2.4.6}$$

Les observations visuelles montrent que, dans la gamme des paramètres d^* et L^* explorée, on peut supposer que la remontée de la surface libre se fait à vitesse u_I constante tout au long du remplissage du cylindre. Ce comportement de retour à l'équilibre à vitesse constante a déjà été observé par Héraud, mais n'est pas expliqué. Il est clair qu'il pourrait être remis en question si on travaillait avec des longueurs L plus faibles et si T_{OE} et la période des oscillations étaient trop proches par exemple. La vitesse de remontée u_I est donc reliée simplement au temps de fin des oscillations T_{OE} par :

$$.u_I = L/T_{OE} \tag{2.4.7}$$

Enfin, en considérant qu'il faut prédire un temps T_{OE} qui reste long devant la période des alternances de gaz et de liquide au goulot, on peut supposer que le débit qui sort au goulot est quasiment continu et qu'il est proportionnel à la vitesse de sortie du gaz et à la section de passage du goulot. La conservation de la masse reliant l'éjection de la bulle et la remontée de la surface libre dans le cylindre s'écrit donc comme suit :

$$u_I D^2 = u_b d^2. \tag{2.4.8}$$

En utilisant les relations (2.4.6), (2.4.7) et (2.4.8), la loi d'échelle du temps T_{OE} est alors donnée comme

$$T_{OE} \simeq \frac{L}{\sqrt{gD}} \left(\frac{d}{D}\right)^{-5/2}. \tag{2.4.9}$$

Nous allons examiner si cette loi prédit le comportement expérimental.

L'ensemble des résultats obtenus pour les différentes valeurs de d^* et L^* est reporté sur la figure II.4.4. Cette figure montre que le temps T_{OE} lorsqu'il est normalisé par T_∞, suit une loi commune qui ne dépend que de d^*, indépendamment des différences entre les configurations. Une très légère sensibilité à L^* peut être observée néanmoins lorsque d^* dépasse 0.8. La loi d'échelle obtenue par ajustement d'une loi de puissance

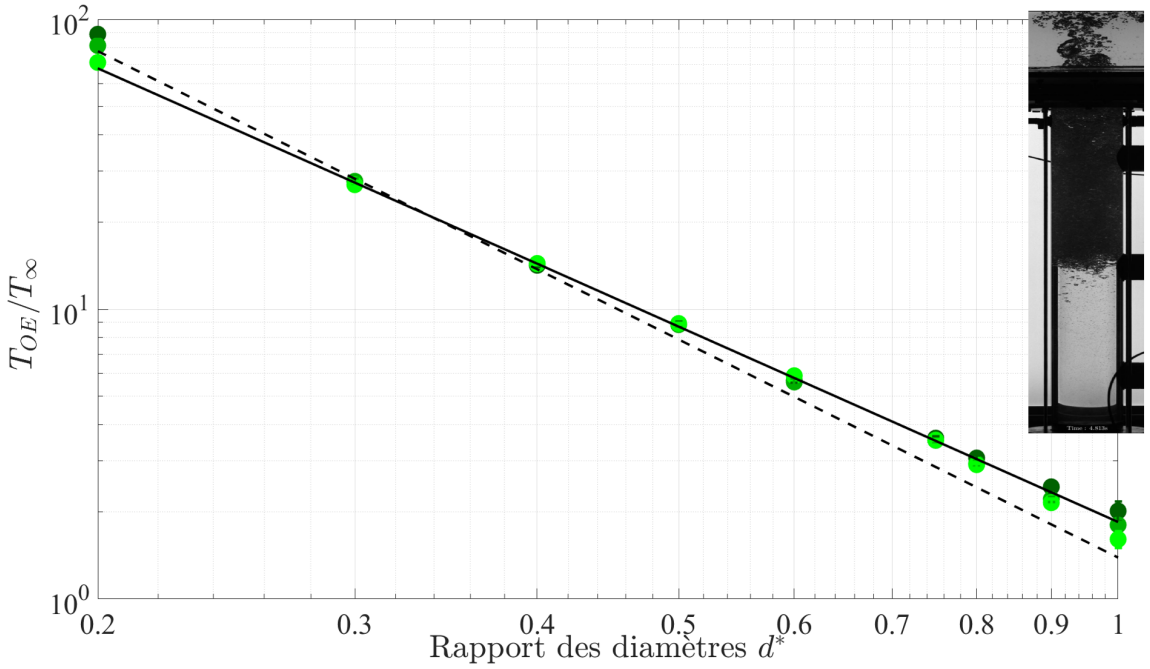


FIGURE II.4.4 – Comparaison des mesures du temps T_{OE} normalisé par T_∞ en fonction du rapport d^* pour les différentes longueurs $L^* = [5, 7, 9]$. La ligne continue (-) représente la loi $T_{OE}/T_\infty = 1.843{d^*}^{-2.24}$, obtenue par ajustement d'un loi de puissance aux données. La ligne discontinue (- -) représente la loi $T_{OE}/T_\infty = 1.389{d^*}^{-5/2}$.

aux données s'écrit :

$$\frac{T_{OE}}{T_\infty} = 1.84{d^*}^{-2.24} \tag{2.4.10}$$

Cette loi est légèrement différente de celle présentée par Héraud [11]. Si l'on compare nos mesures à une loi en ${d^*}^{-5/2}$ (courbe en pointillés) on voit que la prédiction est moins précise, en particulier aux grands diamètres. Cette loi ne se maintient donc pas parfaitement pour des couples de paramètres (d^*, L^*) pourtant similaires. Mais, il faut noter que dans notre étude, le rapport entre les diamètres des goulots et la longueur capillaire atteint des valeurs plus importantes que dans l'étude de Héraud, en particulier pour les grandes ouvertures. Il est donc possible que la tension superficielle joue de manière différente dans la génération des bulles sortant au goulot et affecte la vitesse de sortie de la phase gazeuze, de sorte que la loi soit modifiée par cet effet important aux grands goulots. En effet, pour de petits diamètres d'ouverture, les bulles sont éjectées sous la forme de calottes sphériques et la vitesse de celles-ci est bien approximée par l'expression (2.4.6). Alors que pour de grand diamètre d'ouverture, les grosses bulles formées ne sont pas stables et le gaz s'échappe alors du cylindre sous la forme d'un nuage de bulles dont la vitesse n'est pas celle donnée par l'expression (2.4.6).

4.2.2 Temps de fin d'échange T_{FE}

Le second temps caractéristique est le temps de fin d'échange noté T_{FE} (pour "*Time of Final Exchange*" en anglais). Ce temps caractérise la finalisation de l'échange entre le réservoir et le cylindre au terme de la décantation du nuage de bulles présent dans le cylindre à l'instant T_{OE}.

Afin de déterminer l'instant de fin de remplissage, nous utilisons la moyenne glissante du signal de pression $\langle P \rangle(t)$ en fond de cylindre. En effet, le remplissage est finalisé lorsque la pression du fond du cylindre atteint la valeur $\rho g(H_{eau} + L)$ qui correspond à l'équilibre hydrostatique final. L'instant de fin d'échange a été défini plus précisément à partir de la valeur asymptotique de la moyenne de pression $\langle P \rangle_\infty$

calculée à partir des enregistrements aux temps ultimes, ce qui permet de s'affranchir de variations même infimes de la hauteur d'eau dans la cuve supérieure. Lorsque la décantation correspond à une grande partie du temps de remplissage du cylindre la détermination de ce temps peut être complexe. Comme on le voit sur la figure II.4.5 cette décantation provoque une augmentation lente de la pression qui doit se raccorder à sa valeur asymptotique. La valeur de seuil permettant la détermination du temps T_{FE} est calculée à partir d'un pourcentage de la valeur finale. Ce pourcentage est fixé à 99.8% qui correspond donc théoriquement à une fraction volumique de gaz résiduelle de 0.2% dans le cylindre et qui est de l'ordre de la précision des capteurs de pression.

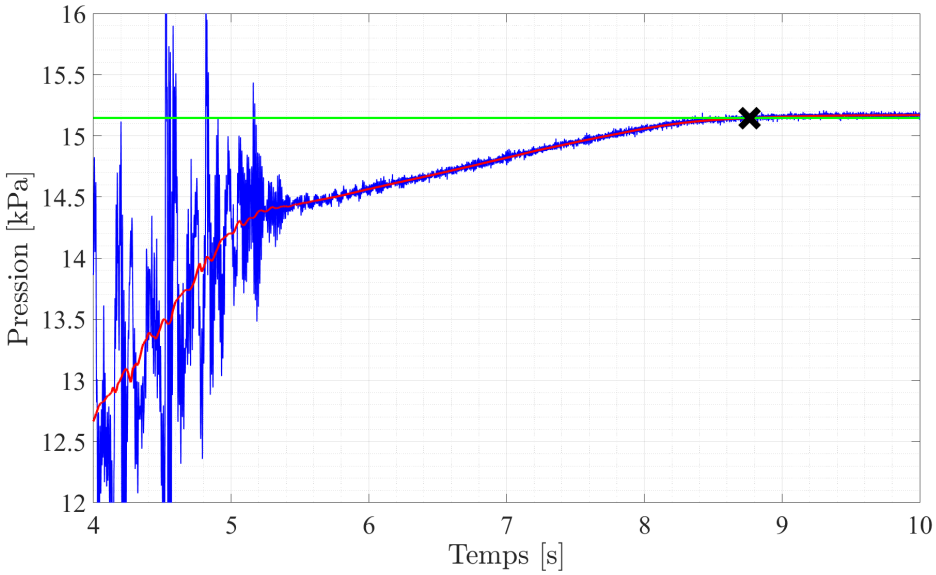


FIGURE II.4.5 – Illustration de la méthode de détermination du temps de fin d'échange T_{FE} pour un cas particulier $d^* = 0.9$ & $L^* = 9$. La pression instantanée en fond de cylindre est représentée en bleu. La valeur de T_{FE} ($\times$) est déterminée losrque la pression moyenne $\langle P \rangle(t)$ (-) devient supérieur au seuil (-) .

Le temps T_{FE} est alors défini par

$$\langle P \rangle(t = T_{FE}) = 0.998 * \langle P \rangle_\infty \tag{2.4.11}$$

Ce protocole est alors utilisé pour la détermination du temps T_{FE} sur l'ensemble des configurations permises par l'installation expérimentale et ces mesures sont résumées dans la figure II.4.6.

Sur la figure II.4.6, qui reporte les temps sous forme adimensionnelle, il est possible de voir que les résultats s'articulent autour de deux lois d'échelles différentes selon que $d^* \leq 0.6$ ou $d^* > 0.6$.
Ainsi pour $d^* \leq 0.6$, les temps de fin d'oscillations et de fin d'échange sont quasi identiques. Les deux méthodes de mesure indépendantes fournissent bien $T_{FE} \simeq T_{OE}$. Pour ces configurations, la faible différence entre ces deux temps est principalement due au fait que le milieu diphasique dans la colonne fluide reste de faible hauteur. Le temps d'évacuation du milieu diphasique est suffisamment faible pour ne pas impacter le temps final de remplissage. Pour les cas $d^* \leq 0.6$ l'évolution de T_{FE}/T_∞ en fonction de d^* s'écrit :

$$\frac{T_{FE}}{T_\infty} = 1.36 {d^*}^{-2.5} \tag{2.4.12}$$

On peut noter en particulier qu'en se limitant à $d^* \leq 0.6$ l'exposant de la loi est le même que dans le travail de Héraud ([11]).
Au delà de cette valeur $d^* = 0.6$, le temps T_{FE} devient très supérieur au temps T_{OE}. Ceci est principalement du à la hauteur importante du milieu diphasique formé qui doit être évacué après que la surface libre ait atteint le goulot. Le temps de décantation devient non-négligeable et influence fortement le temps final T_{FE}.

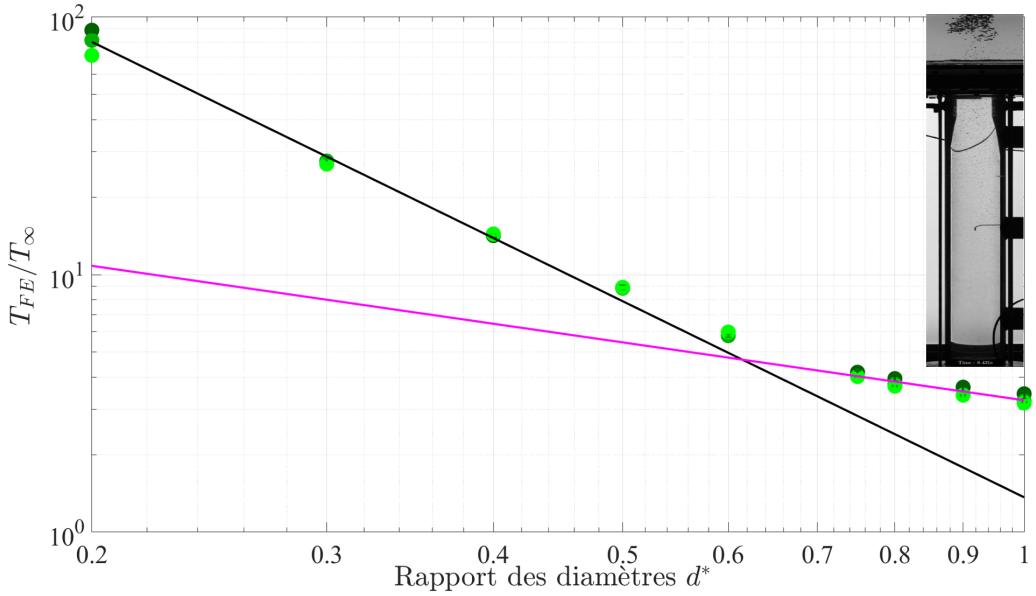


FIGURE II.4.6 – Comparaison des mesures du temps T_{FE} en fonction du rapport d^* pour les différentes longueurs $L^* = [5, 7, 9]$. Les données sont comparées aux lois décrites par l'équation (2.4.10) (- : $1.36{d^*}^{-2.5}$) et par l'équation (2.4.13) (- : $3.25{d^*}^{-0.75}$)

Ce phénomène de décantation a été décrit dans la partie 3.2. Pour ces configurations, la loi d'échelle suivie par les temps T_{FE} est décrite par (2.4.13).

$$\frac{T_{FE}}{T_\infty} = 3.25{d^*}^{-0.75}. \tag{2.4.13}$$

La part de la durée de la décantation dans le temps de remplissage est importante. Pour quantifier cela on introduit P_D qui mesure la part relative de la décantation sur le temps total de remplissage t qui est défini par

$$P_D = \tau_D/T_{FE} = \frac{T_{FE} - T_{OE}}{T_{FE}}, \tag{2.4.14}$$

où τ_D est la durée de la décantation.

La figure II.4.7 récapitule, pour l'ensemble des configurations, le calcul de la grandeur précédente.

Comme pour la grandeur T_{FE}, un changement de comportement dans l'évolution de P_D est notable à $d^* = 0.6$.
Pour des diamètres $d^* \leq 0.6$, P_D est proche de 0 ($P_D < 5\%$ pour $d^* = 0.6$) et montre ainsi que le temps d'évacuation du milieu diphasique présent dans le cylindre par décantation est négligeable comparé au temps d'échange global T_{FE}.
Lorsque $d^* > 0.6$, le tampon diphasique généré lors de la phase d'échange périodique au goulot est de taille bien plus grande que pour des diamètres inférieurs. On verra ultérieurement que son extension augmente avec d^*. De ce fait, lorsque d^* augmente, le temps d'évacuation de ce tampon augmente et ne devient plus négligeable devant le temps de fin d'échange qui par ailleurs diminue lorsque d^* augmente. Il est également possible de voir que la part relative du temps de décantation augmente avec le rapport des diamètre d^* et dépend peu de L^* allant pour $d^* = 1$ et $L^* = 9$ jusqu'à prendre 50% du temps de fin d'échange.
L'analyse plus approfondie de la durée de la décantation τ_D demandera que l'on puisse, à minima, évaluer la hauteur du milieu diphasique résiduel présent dans le cylindre lorsque la décantation commence, ainsi que la taille des bulles présentes dans ce milieu. La connaissance de la fraction volumique de gaz dans ce milieu serait également intéressante pour pouvoir évaluer l'effet de cette fraction volumique sur la vitesse de remontée des bulles. On examinera ultérieurement les éléments qui permettent de discuter ce temps caractéristique.

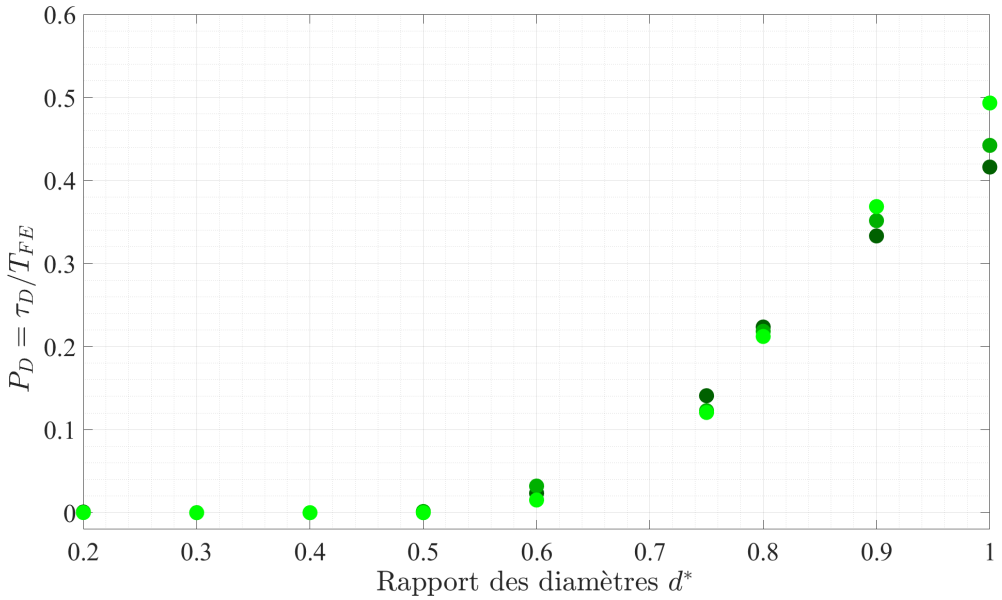


FIGURE II.4.7 – Part relative de la décantation sur le temps de remplissage $P_D = \tau_D/T_{FE}$ en fonction de d^* et pour les différentes longueurs $L^* = [5, 7, 9]$.

4.3 Analyse fréquentielle de l'écoulement

L'analyse des fréquences présentes dans les signaux de pression permet de mettre en évidence certains phénomènes physiques présents lors du remplissage du cylindre. Leur signature fréquentielle peut évoluer au cours du remplissage puisque l'écoulement est fortement instationnaire. La figure II.4.8 montre les enregistrements des fluctuations de pression autour de leurs évolutions moyennes respectives pour les signaux de pression au fond et en haut du cylindre. On peut voir que ces signaux sont nettement distincts. Le signal de pression pris au fond du cylindre a un contenu fréquentiel plus complexe car il est influencé par l'ensemble des événements physiques présents dans le cylindre et notamment dans la couche diphasique qui le surmonte, tandis que le signal pris en haut du cylindre dans le tampon gazeux montre une oscillation périodique.

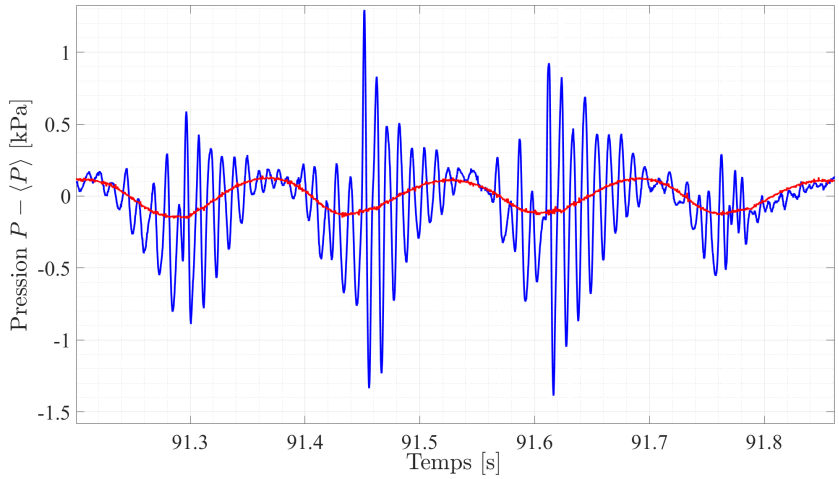
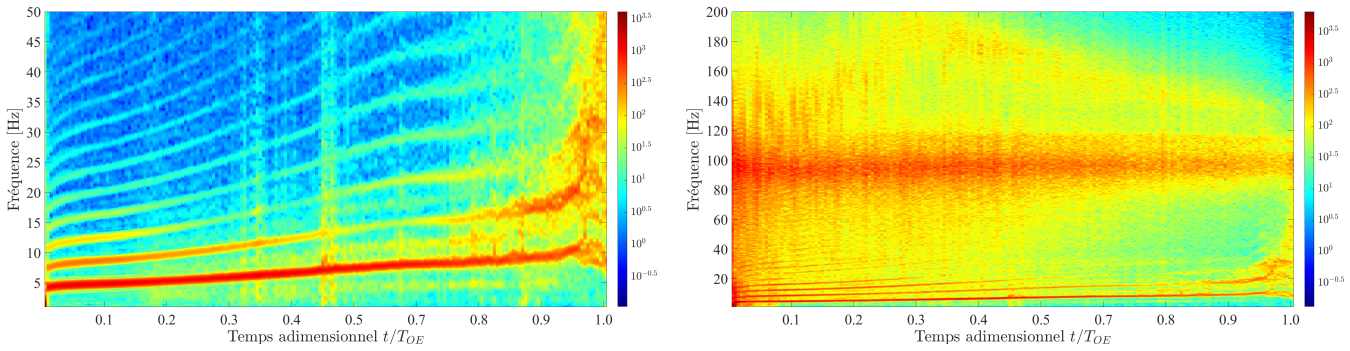


FIGURE II.4.8 – Fluctuations de pression (définies par l'équation (2.4.2)) des signaux pris au fond du cylindre (-) et en haut du cylindre(-).

Deux fréquences caractéristiques ressortent des signaux. Une première fréquence F_1 de l'ordre de $10Hz$ est présente dans les deux signaux. Cette fréquence est apparentée à l'alternance des phases liquide et gazeuse

au niveau du goulot comme l'a montré [11]. On verra plus loin qu'elle évolue au cours du remplissage tout en restant dans une gamme autour de 5 à 20 Hz quelque soit d^* et L^*. A partir de séquences temporelles d'images enregistrées dans le fond du réservoir supérieure, juste au dessus du goulot, on a vérifié que cette fréquence est bien la même que celle des sorties de calottes de gaz ou de paquets de bulles issus de l'alternance des passages au goulot.
L'observation du signal de pression du capteur situé au fond de cylindre (figure II.4.8) nous a permis de mettre en évidence une nouvelle fréquence caractéristique F_2 de l'ordre de 100 Hz. Il est important de noter que cette fréquence apparaît uniquement sur le signal de pression pris en fond de cylindre. L'amplitude du signal associé à cette fréquence dominante est aussi importante que celle associée à la fréquence F_1. L'amplitude est modulée par celle du signal à la fréquence F_1. Lorsque la valeur du signal à fréquence F_1 est minimale, l'amplitude du signal à la fréquence F_2 est maximale. Inversement, lorsque la valeur du signal à fréquence F_1 est maximale, l'amplitude du signal à la fréquence F_2 est minimale. Il ressemble à une réponse impulsionnelle et est présent pendant la totalité du remplissage. Cette fréquence correspond à des événements présents dans le milieu diphasique dont la nature sera discutée dans la partie 4.3.2.
Afin de faire apparaître l'évolution des fréquences dominantes présentes dans les signaux, un calcul de spectrogrammes de pression a été mis en place. Ils permettent de visualiser de manière simple l'évolution des fréquences caractéristiques au cours du temps.
Comme on peut le voir sur les figures II.4.9a et II.4.9b, les spectrogrammes de pression confirment la présence de deux fréquences caractéristiques F_1 et F_2 qui émergent nettement. La fréquence basse F_1 est présente sur les deux signaux de pression et, comme le montre le zoom de la figure II.4.9a, elle évolue dans le temps autour de $10Hz$. Le pic d'énergie autour de cette fréquence est très étroit. De plus, grâce au spectrogramme de la figure II.4.9b, il est possible de voir que la fréquence F_2 n'évolue pas au cours du remplissage et que le pic d'énergie qui lui est associé est plus étalé.



(a) (b)

FIGURE II.4.9 – Spectrogrammes de la pression enregistrée (a) par le capteur placé en haut du cylindre et (b) par le capteur placé au fond du cylindre pour une configuration $d^* = 0.2$ et $L^* = 9$

La première fréquence associée à l'alternance au goulot, F_1, est discutée dans le travail de [11]. Dans la modélisation proposée par cet auteur, la valeur de F_1 résulte d'un comportement du système analogue à celui d'un oscillateur de Helmholtz global. La représentativité des prédictions de cette modélisation sera discutée pour l'ensemble de nos conditions de remplissage ci après. La seconde fréquence dominante que nous avons mise en évidence, a une origine que nous discuterons ensuite parce que plusieurs phénomènes générant des fréquences similaires peuvent contribuer au pic d'énergie plus étalé autour de F_2.

4.3.1 Fréquence apparentée à l'échange au niveau du goulot

La première fréquence visible sur les deux signaux de pression est la fréquence basse F_1. Cette fréquence varie avec la configuration de remplissage et évolue au cours du temps. Elle est caractéristique de l'échange diphasique au travers d'un orifice et est comparable à la fréquence caractéristique d'oscillation d'un oscillateur de Helmholtz modifié [11].

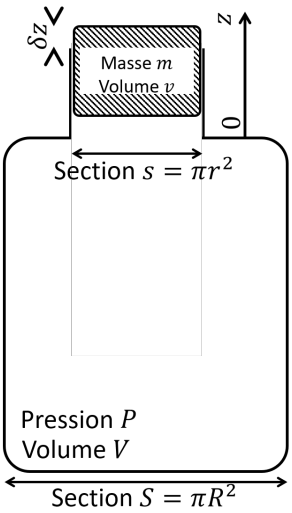


FIGURE II.4.10 – Schéma de principe du résonnateur de Helmholtz.

Dans sa thèse Héraud ([11]) présente un modèle capable de reproduire la période des oscillations de l'écoulement lors du remplissage T_R^0 en considérant que l'alternance des passages des phases au goulot peut être représentée à partir d'un comportement d'oscillateur de Helmoltz (*c.f.* figure II.4.10), qui doit cependant être adapté puisque lors d'un remplissage le résonnateur n'est pas un système fermé. On va donc considérer le mouvement d'une masselotte d'eau située au niveau du goulot de masse m et de volume v qui, à chaque période, va être mise en mouvement oscillant par la compressibilité du tampon d'air dans le cylindre de volume V avant de s'effondrer sous l'action de la gravité pour passer le goulot. Lors de la sortie du gaz, la masselotte est mise en mouvement selon une oscillation de période T_s, et après cette oscillation l'eau entre dans le cylindre pendant un temps T_e. La période globale des alternances au goulot T_R^0 est modélisée comme la somme de ces deux temps.
Considérons tout d'abord la phase où la masselotte de liquide est mise en oscillation par une perturbation du volume de gaz dans le cylindre associée à la sortie d'une bulle. Lorsque cette masselotte se déplace selon l'axe z de δz autour de sa position d'équilibre qui est celle du goulot, son équation du mouvement s'écrit :

$$m\frac{d^2\delta z}{dt^2} = \delta P \pi r^2, \tag{2.4.15}$$

où, puisqu'on suppose que la masse de liquide qui se déplace occupe la section du goulot, $r = d/2$ et δP est l'écart à la pression d'équilibre de l'air dans le cylindre notée P.
En adoptant une loi d'évolution thermodynamique de l'air dans le cylindre de type polytropique :

$$PV^\gamma = cste, \tag{2.4.16}$$

on peut relier δP à δx et écrire :

$$m\frac{d^2\delta z}{dt^2} + \gamma\frac{P}{V}(\pi r^2)^2\delta z = 0. \tag{2.4.17}$$

Le volume du résonnateur V est le volume du tampon d'air qui évolue lors du remplissage et on peut écrire :

$$V = \pi R^2 L(1 - \frac{z}{L}). \tag{2.4.18}$$

L'équation (2.4.17) est celle d'un oscillateur dont la période des oscillations est

$$T_s = 2\pi\sqrt{\frac{mV}{\gamma P\pi^2 r^4}}. \tag{2.4.19}$$

Par ailleurs, la masse de liquide déplacée, m, qui est inconnue est néanmoins reliée au déplacement engendré par la sortie du volume d'une bulle au goulot. On écrit donc :

$$m = \beta\rho_L\pi r^2 X_{max}, \tag{2.4.20}$$

où X_{max} est l'amplitude du déplacement sinusoïdal et β un coefficient qui rend compte de l'incertitude sur la masse déplacée. L'amplitude X_{max} peut être reliée au volume V_b déplacé par la sortie d'une bulle ($X_{max}\pi r^2 = V_b$). En représentant le flux de gaz sortant sous forme de calottes hémisphériques de vitesse $0.5\sqrt{gr}$ comme s'il était continu on peut aussi écrire $\frac{V_b}{T_R^0} = 0.5\sqrt{gr}\pi r^2$, de sorte que l'équation 2.4.17 est celle d'un oscillateur de période T_s qui s'écrit :

$$T_s = 2\pi\sqrt{\beta}\sqrt{\frac{\rho U_b L T_R^0}{\gamma P}}\frac{R}{r}\sqrt{1-\frac{z}{L}}. \tag{2.4.21}$$

Ce modèle d'oscillation a été modifié par [11] car il ne permet pas de restituer la physique de l'ouverture du goulot à l'entrée d'eau. En identifiant T_s et T_R^0 la relation 2.4.21 ne fournit en effet qu'une approximation peu précise des périodes mesurées. La proposition d'adaptation consiste à modéliser la période d'oscillation du remplissage T_L en rajoutant au temps d'oscillation T_s, qui représente un temps caractéristique de mise en mouvement oscillant du liquide par la sortie d'une bulle, un temps supplémentaire T_e qui prend en compte une phase d'effondrement en chute libre du liquide qui passe le goulot. Ce temps s'écrit :

$$T_e = \alpha\sqrt{\frac{2X_{max}}{g}} = \alpha\sqrt{\frac{2U_b T_R^0}{g}}. \tag{2.4.22}$$

En sommant les expressions des équations 2.4.21 et 2.4.22 on obtient alors l'expression de la période globale :

$$T_R^0 = \left(\alpha\sqrt{\frac{2U_b}{g}} + 2\pi\sqrt{\beta}\sqrt{\frac{\rho U_b L}{\gamma P}}\frac{R}{r}\sqrt{1-\frac{z}{L}}\right)^2. \tag{2.4.23}$$

Les coefficients α et β sont des paramètres permettant de caractériser respectivement l'incertitude de la masse d'eau entrante dans l'enceinte via le jet et l'incertitude sur la masse déplacée par la formation de la bulle au niveau du goulot. Pour la comparaison de ce modèle avec nos données expérimentales, ces coefficients sont calculés pour chaque cas afin que le modèle se superpose au mieux aux mesures. La figure II.4.11 récapitule les comparaisons des valeurs de $1/T_R^0$ prédites par le modèle avec celles obtenues à partir des données expérimentales pour différents rapports d^* et $L^* = 9$.

Sur cette figure, une séparation apparaît entre les cas pour lesquels $d^* \leq 0.6$ et ceux pour lesquels $d^* > 0.6$. Pour $d^* \leq 0.6$, en ajustant les paramètres α et β pour chaque configuration, il est possible de faire correspondre les données expérimentales et le modèle (2.4.23). Ces coefficients sont alors du même ordre que ceux qui ont été déterminés par [11] et qui, chez cet auteur, valent $\alpha_H = 1.58$ et $\beta_H = 0.1$ (*c.f.* figures II.4.12a et II.4.12b). Lorsque $d^* > 0.6$, la détermination de la fréquence F_1 devient plus complexe et la comparaison avec la modèle (2.4.23) est plus délicate. Le coefficient α de ces cas reste proche de la théorie de [11]. Par contre le coefficient β devient nul. L'évolution de ces coefficients montre encore une fois une séparation nette entre $d^* \leq 0.6$ et $d^* > 0.6$, notamment pour l'évolution du coefficient β. Pour des configurations avec un faible d^*, le passage alterné des phases au goulot est vérifié et satisfait les conditions du modèle (2.4.23). Lorsque $d^* > 0.6$, l'écoulement devient bien plus complexe. La séparation des phases de passage du liquide et du gaz au goulot n'est plus aussi nette. Dans certains cas, le jet entrant et l'éjection de bulle se produisent dans le même temps sans interruption (*c.f.* figures K.1 et K.2). Cette complexité se traduit par une valeur

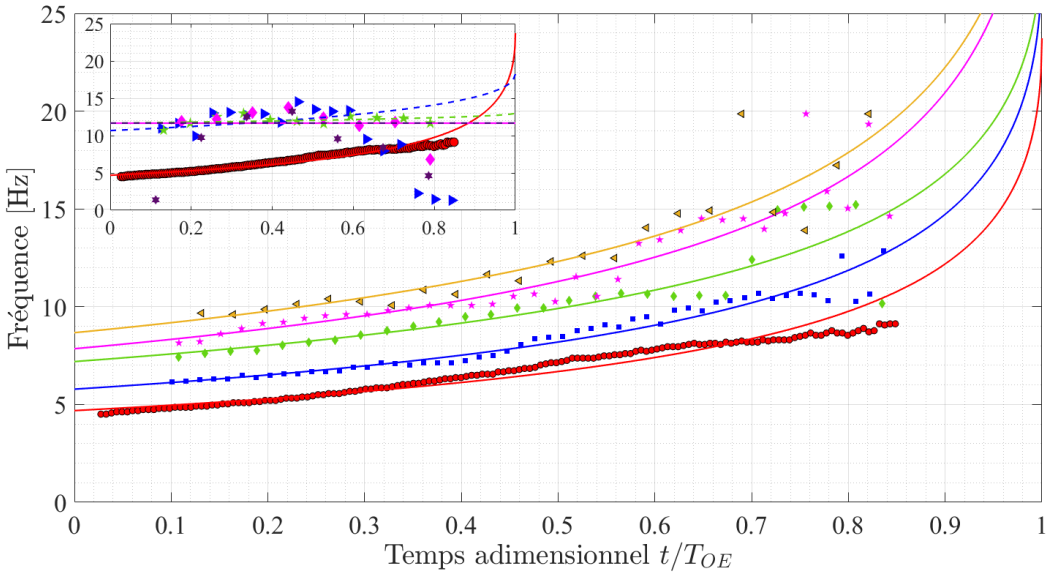
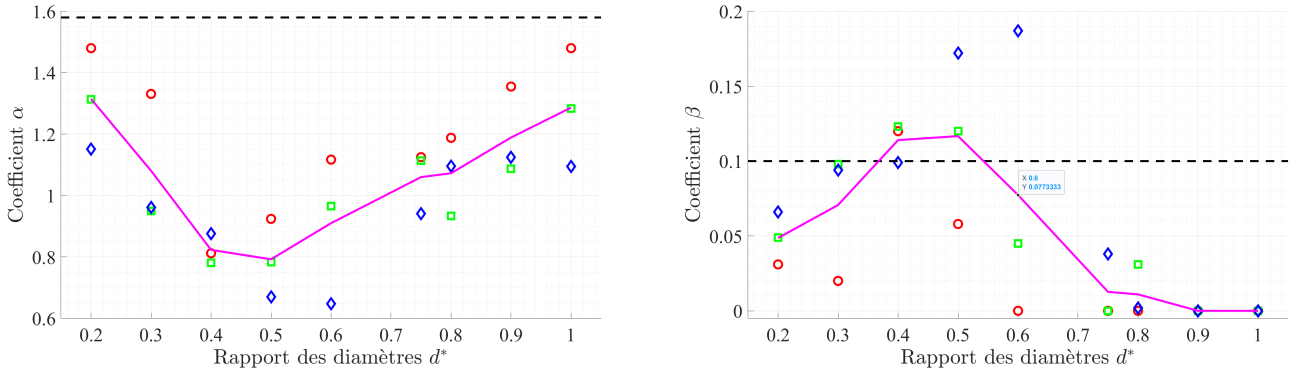


FIGURE II.4.11 – Évolution temporelle de la fréquence basse F_1 pour la longueur de cylindre $L^* = 9$ et les diamètres $d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6]$ avec les prédictions de la loi (2.4.23) avec les paramètres optimisés (α, β) $--$. *Insert : Comparaison entre le cas* $d^* = 0.2$ *et les cas* $d^* = [0.75, 0.8, 0.9, 1]$ *et les prédictions obtenues avec les coefficients optimisés* $--$.

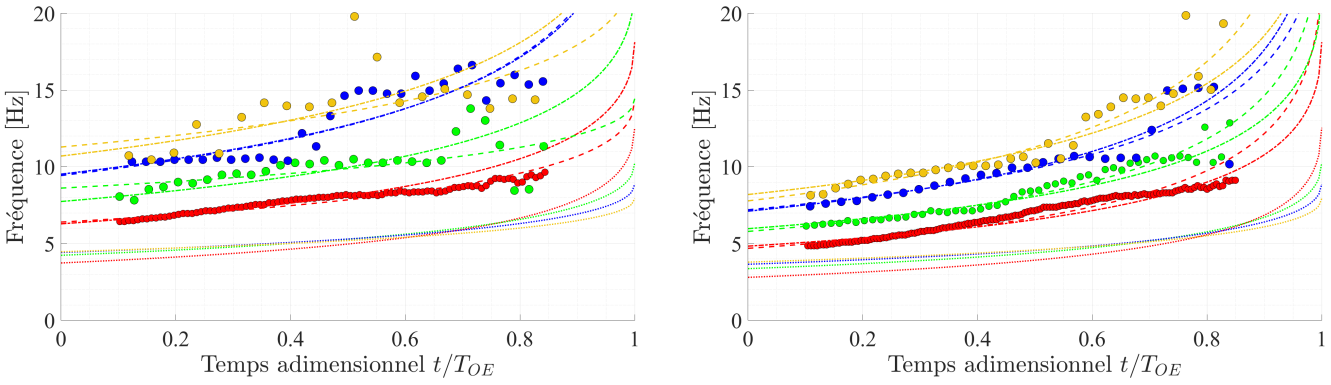
nulle du coefficient β. Le modèle reste prédictif mais dégénère en $T_R^0 = \left(\alpha\sqrt{\frac{2U_b}{g}}\right)^2$.

Comme les évolutions des coefficients α et β avec d^* sont assez semblables quel que soit L^*, nous avons défini leur valeur moyenne à d^* fixé qui sont calculées à partir des 3 longueurs de cylindre. Ces moyennes sont notées $\langle\alpha\rangle(d^*)$ et $\langle\beta\rangle(d^*)$ et sont reportées sur les figures II.4.12a et II.4.12b. Ces valeurs moyennes permettent une bonne prédiction des fréquences F_1 pour l'ensemble de nos conditions expérimentales comme le montre la figure II.4.13. Sur cette figure, les données expérimentales pour $d^* < 0.6$, sont comparées au modèle développé par [11] avec trois jeux de coefficients : ceux utilisés par [11] (α_H, β_H), ceux obtenus par optimisation de chaque cas (α, β) et enfin avec les valeurs ($\langle\alpha\rangle(d^*)$, $\langle\beta\rangle(d^*)$). Il est clair que les coefficients donnés par [11] ne sont pas adaptés à nos conditions. Ils génèrent des fréquences trop basses. La valeur de α_H est donc trop élevée. Ce coefficient est lié à la masse d'eau entrante au goulot. Comme il peut fortement dépendre de la géométrie du goulot nous avons cherché à comparer la géométrie dans les deux études. Dans les deux études le goulot est usiné avec un biseau. Dans notre cas les angles de biseau sont égaux à 45° pour $d^* < 0,75$ et évoluent ensuite avec d^* pour atteindre 76° pour $d^* = 0.9$. Mais les valeurs des angles de l'étude de [11] ne sont pas précisés. Par ailleurs, les goulots ont une épaisseur de 2 cm dans notre étude, mais cette valeur n'est pas non plus précisée dans l'étude de [11]. Une différence de géométrie peut éventuellement expliquer en partie cette différence. Les prédictions utilisant les valeurs de (α, β) ou de ($\langle\alpha\rangle(d^*)$, $\langle\beta\rangle(d^*)$) sont assez proches et prédisent très bien l'ensemble des évolutions temporelles de F_1 pour $0,2 \leq d^* \leq 0,6$ dans la gamme de L^* allant de 5 à 9 (*c.f.* figures II.4.13a et II.4.13b). Nous retiendrons l'idée selon laquelle ces coefficients évoluent avec d^*. Les valeurs des fréquences F_1 pour les grandes ouvertures de goulot ($d^* > 0.75$) sont en fait également relativement bien prédites avec un coefficient β nul, et dans ces conditions elles n'évoluent pas en temps.



(a) (b)

FIGURE II.4.12 – Évolution des coefficients α et β en fonction de la configuration du moyen d'essai. (a) α correspond à l'incertitude sur la masse d'eau entrante par le jet liquide. (b) β correspond à l'incertitude sur la masse d'eau déplacée par la formation de la bulle au niveau du goulot. ○ : $L^* = 5$, □ : $L^* = 7$, ◇ : $L^* = 9$, valeurs déterminées par [11] ($\alpha_H = 1.58$ et $\beta_H = 0.10$) **- -** et valeurs $\langle\alpha\rangle(d^*)$ et $\langle\beta\rangle(d^*)$ **-**.

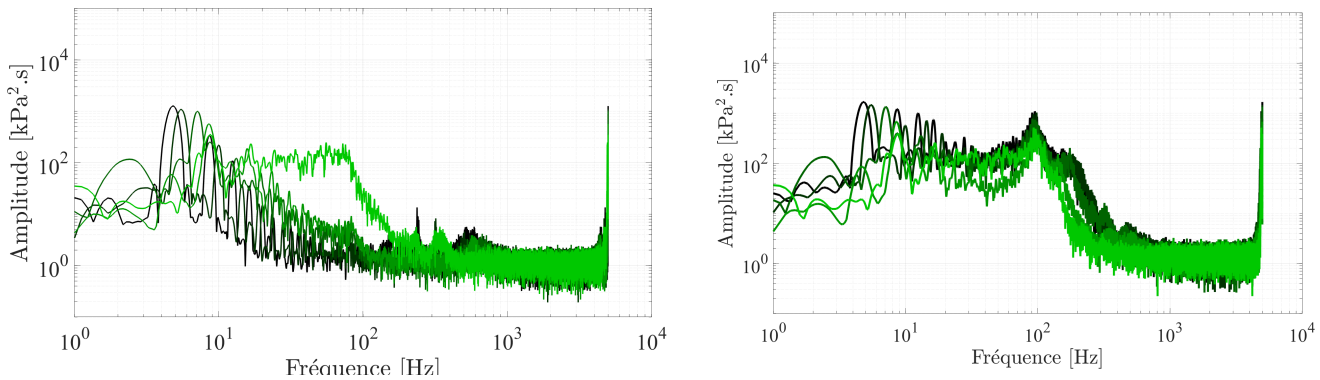


(a) (b)

FIGURE II.4.13 – Effet des différentes valeurs des coefficients α et β sur la prédiction des évolutions temporelles de la fréquence F_1. (a) cas $L^* = 5$, (b) cas $L^* = 9$. Pour $d^* = [0.2, 0.3, 0.4$ et $0.5]$. Prédictions du modèle pour $\cdots$: (α_H, β_H), **- -** : (α, β) et $(\langle\alpha\rangle(d^*)$, —· : $\langle\beta\rangle(d^*))$.

4.3.2 Mise en évidence de la réponse fréquentielle du milieu diphasique dans le cylindre

Afin d'examiner plus en détail le contenu fréquentiel, des spectres glissant des signaux de pression ont été calculés à partir de signaux enregistrés à une fréquence d'échantillonnage de 10kHz sur des fenêtres temporelles de durée entre 0.5 s et 2 s décalées en temps durant le remplissage. L'évolution de ces spectres au cours du temps est reportée sur les figures II.4.14a et II.4.14b pour $d^* = 0.2$ et $L^* = 9$. Comme déjà observé à partir des figures II.4.8, II.4.9a et II.4.9b, les spectres issus des capteurs situés en haut et en bas du cylindre révèlent comme composante dominante la même fréquence caractéristique F_1 proche de 10 Hz, qui se décale dans le temps et qui est accompagnée d'harmoniques. Dans la gamme des fréquences supérieures (par exemple au delà de 20-30 Hz), la différenciation entre les spectres obtenus à partir de ces deux signaux est marquée. Dans le spectre issu du signal en haut du cylindre, il y a peu d'énergie aux hautes fréquences. L'énergie présente dans les fréquences hautes ($F > 50$ Hz) diminue en effet jusqu'à atteindre un niveau correspondant à du bruit. Dans le spectre correspondant au capteur au fond du cylindre, la partie du spectre entre 20 et 100 Hz possède une énergie moindre, peu variable selon les fréquences mais émergeant du bruit et cette énergie change peu au cours du temps. Un pic net de fréquence dominante F_2 autour de 100 Hz apparaît cependant. La présence de ce pic dans l'ensemble des essais pour les signaux de pression enregistrés au fond du cylindre pose question. Nous avons donc essayé d'en analyser l'origine. On peut noter que le dernier spectre obtenu à partir de la sonde en position haute (en vert sur la figure) contient quant à lui de l'énergie dans la gamme 20-100 Hz. Il est bon de noter que cet enregistrement est réalisé lorsque la sonde haute est immergée.



(a) (b)

FIGURE II.4.14 – Spectres de pression pris à plusieurs instants du remplissage (t/T_{OE} = [0.1, 0.25, 0.5, 0.75, 0.95]) pour la pression mesurée (a) par le capteur placé en haut du cylindre et (b) par le capteur placé au fond du cylindre pour une configuration $d^* = 0.2$ et $L^* = 9$.

La figure II.4.15 montre des spectres de pression enregistrée au fond du cylindre pour $L^* = 9$ mais pour de plus grandes valeurs de d^*. Malgré la complexification du contenu fréquentiel les deux pics émergent toujours comme dans l'ensemble de nos essais.

Cette seconde fréquence caractéristique de l'écoulement F_2 est observée à partir des signaux de pression comme étant associée à une réponse impulsionnelle qui s'atténue rapidement (*c.f.* figure II.4.8). En pratique elle est mesurée, sur l'ensemble des essais, à partir du spectre du signal délivré par le capteur en fond de cylindre comme la fréquence ayant l'amplitude maximale dans une zone d'intérêt donnée : $[60 - 150]$ Hz (*c.f.* figure II.4.14b).

Comme on peut le voir sur la figure II.4.16a, cette fréquence est présente tout au long du remplissage, sa valeur évolue au court du temps et est peu dépendante du rapport de diamètre d^*. Elle dépend peu du rapport d'aspect L^* entre les valeurs $L^* = 7$ et 9, mais est nettement inférieure pour L^*=5. Pour chaque essai, nous avons défini une mesure de la moyenne temporelle de F_2 sur toute la durée d'un remplissage. La figure II.4.16b présente cette moyenne temporelle de F_2 pour chaque configuration. La mesure montre qu'on observe cette fréquence globalement pour tous les essais. Les barres d'erreur sur la figure représentent

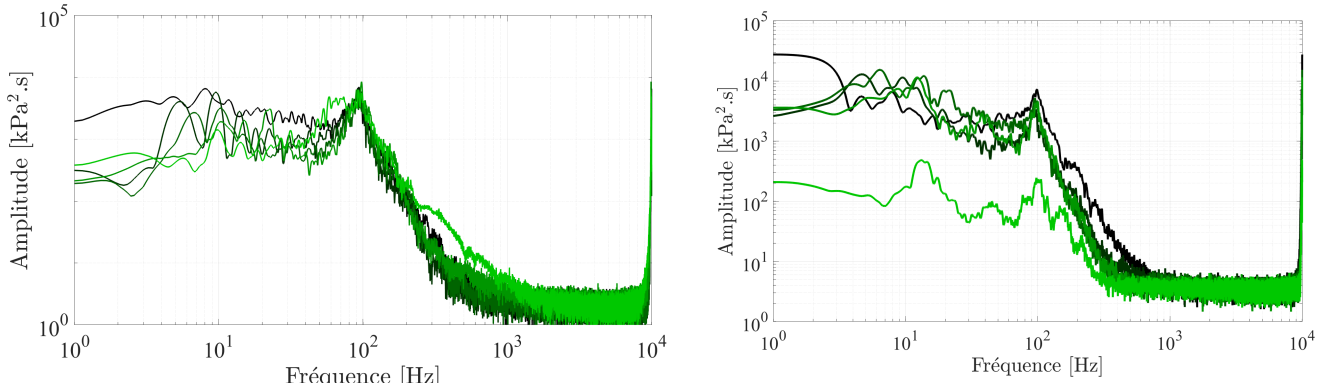


FIGURE II.4.15 – Spectres de pression évalués à plusieurs instants du remplissage (t/T_{OE} = [0.1, 0.25, 0.5, 0.75, 0.95]) pour la pression mesurée par le capteur placé au fond du cylindre pour les configurations (a) $d^* = 0.5$ & $L^* = 9$ et (b) $d^* = 1$ & $L^* = 9$.

la variabilité de la fréquence par rapport à la moyenne tout au cours du temps et d'un essai à un autre. La mesure de F_2 est difficile car les signaux sont complexes et présentent un pic étalé et assez bruité autour de F_2. A ce stade, il n'est pas évident de comprendre pourquoi lorsque d^* <0.8 les résultats pour L^* =5 différent des autres, ni pourquoi pour les plus grands diamètres cette fréquence devient indépendante de L^*.

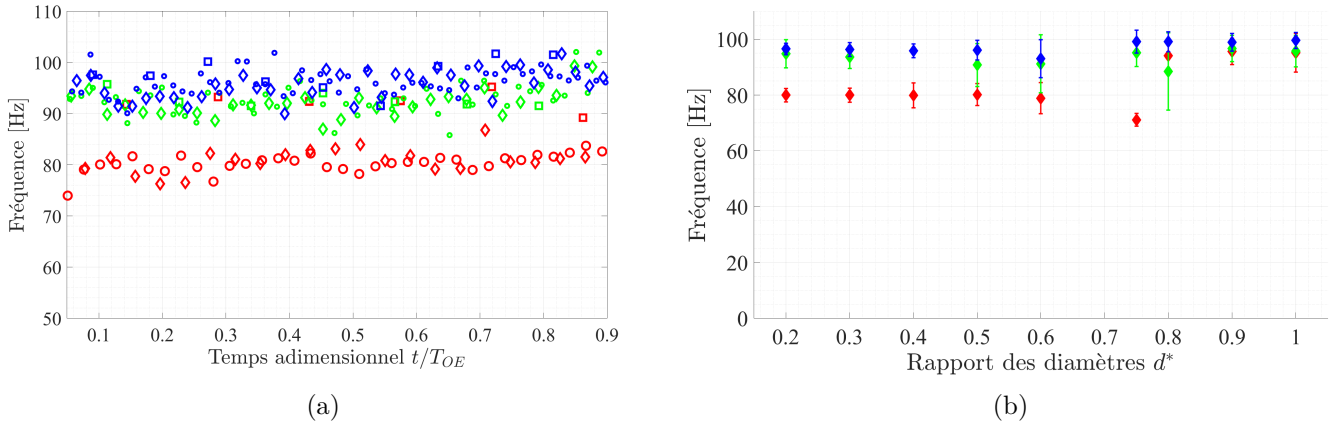


FIGURE II.4.16 – Évolution de la fréquence caractéristique haute F_2 (a) en fonction du temps puis (b) de la moyenne temporelle de cette fréquence en fonction de d^* avec $L^* = 5$, $L^* = 7$ et $L^* = 9$.
Pour (a) : ○ pour $d^* = 0.2$, ◇ pour $d^* = 0.5$ et □ pour $d^* = 0.9$. (Les données associées à d^* =0.4 pour L^* =9 n'ont pas été traitées parce que nous avons eu un problème avec elles).

Afin d'étudier la provenance de cette fréquence, nous avons tout d'abord vérifié qu'elle est bien une signature de l'écoulement et qu'elle ne provient pas de défauts de l'installation expérimentale. D'une part nous avons éliminé une origine possible qui serait le bruit des capteurs de pression ou celui de la chaîne d'acquisition. D'autre part nous avons montré que cette fréquence n'est pas due aux efforts conséquents appliqués à l'installation, en particulier lors de l'ouverture de la vanne guillotine, qui peuvent faire vibrer le cylindre.
Nous avons donc réalisé plusieurs essais spécifiques, en ajoutant aux sondes de pression un accéléromètre permettant de mesurer les déplacements dans trois directions. Cet accéléromètre est placé sous le fond du cylindre afin de mesurer des vibrations avec une amplitude maximale. Les signaux de l'accéléromètre sont traités pour en obtenir des spectres de fréquence.

On a tout d'abord examiné les possibles effets électroniques de la chaîne de mesure en réalisant et

analysant les expériences suivantes :

(a1) Installation 'réservoir haut et cylindre' à l'air libre à la pression atmosphérique, système au repos avec vanne guillotine ouverte

(b1) Installation 'réservoir haut et cylindre' remplis d'eau, système au repos avec vanne guillotine ouverte

(c1) Système complet au repos et coupure de l'électricité de l'ensemble de l'installation, hors carte d'acquisition et accéléromètre

Dans ces configurations, les fréquences qui émergent proviennent des bruits de mesures inhérents au système. Les signaux de l'accéléromètre, ainsi que les spectrogrammes de ce signal et du signal de pression en fond de cylindre ne montrent l'émergence d'aucune fréquence préférentielle. Lorsque le courant électrique est conservé dans l'installation (cas a1 ou b1), ce dernier génère une fréquence constante de 100 Hz dont l'amplitude est cependant tout à fait négligeable.

Nous avons également analysé le possible couplage entre l'écoulement et des vibrations de la structure support en réalisant les expériences suivantes :

(a2) Installation 'réservoir haut et cylindre' vides, à la pression atmosphérique, avec ouverture de la vanne guillotine

(b2) Installation 'réservoir haut et cylindre' remplis d'eau, avec ouverture de la vanne guillotine

(c2) Expérience de remplissage normale à laquelle on impose manuellement des impacts verticaux sur le fond du cylindre

(d2) Expérience de remplissage normale à laquelle on impose manuellement des impacts horizontaux sur la paroi du cylindre près du fond.

Lorsque le système est soumis à l'ouverture de la vanne guillotine ou qu'on impose des impacts sur la structure, de l'énergie apparaît de manière transitoire dans les spectrogrammes de l'accélération et de la pression pour des fréquences proches de 100 Hz. Ces oscillations induites sur la structure restent cependant très localisées en temps et ne correspondent pas de ce point de vue aux oscillations observées tout au long du remplissage.
Les signaux de l'accéléromètre, les spectres associés à la mesure de la composante verticale de l'accélération et les spectres associés aux mesures de pression pour chaque cas décrits précédemment sont repris dans l'annexe M.

Ces expériences ont confirmé qu'il est donc tout à fait possible que la fréquence F_2 apparaisse en raison de l'intermittence forte de l'écoulement.

4.3.3 Discussions sur l'origine de la fréquence caractéristique haute F_2

Expérience de suppression transitoire de la compressibilité du tampon gazeux

Nous avons alors réalisé une expérience spécifique pour examiner le rôle de la compressibilité du tampon gazeux dans l'apparition de la fréquence F_2. Nous avons réalisé un remplissage pour $d^* = 0.2$ et $L^* = 9$ sans compression du tampon gazeux dans les premiers instants. Le tampon gazeux est conservé à pression atmosphérique dans les premiers instants en laissant ouverte la vanne de purge située en haut du cylindre. Lors de cet essai, une première partie du remplissage se fait donc sans compression du tampon d'air (de t=0 s à t= 14.5 s sur la figure II.4.17). Il n'y a pas d'alternance des phases au goulot. Un jet liquide continu traverse celui-ci. Cette phase temporelle est associée à une remontée rapide de la surface libre dans le cylindre jusqu'à ce que cette dernière atteigne l'altitude de la vanne de purge haute. À l'instant ou la vanne de purge haute passe sous le niveau d'eau (t=14.5 s), le tampon gazeux ne reste plus à la pression atmosphérique et l'alternance reprend au niveau du goulot.

Les enregistrements de l'accéléromètre et le spectrogramme d'accélération reportés sur la figure II.4.18 montrent que, sauf aux alentours de 15 s quand l'utilisateur manipule la vanne, l'installation expérimentale ne bouge absolument pas pendant cette expérience avec un faible diamètre de goulot. Le spectrogramme de la pression présente quant à lui un changement important à partir de l'instant de fermeture de la vanne de

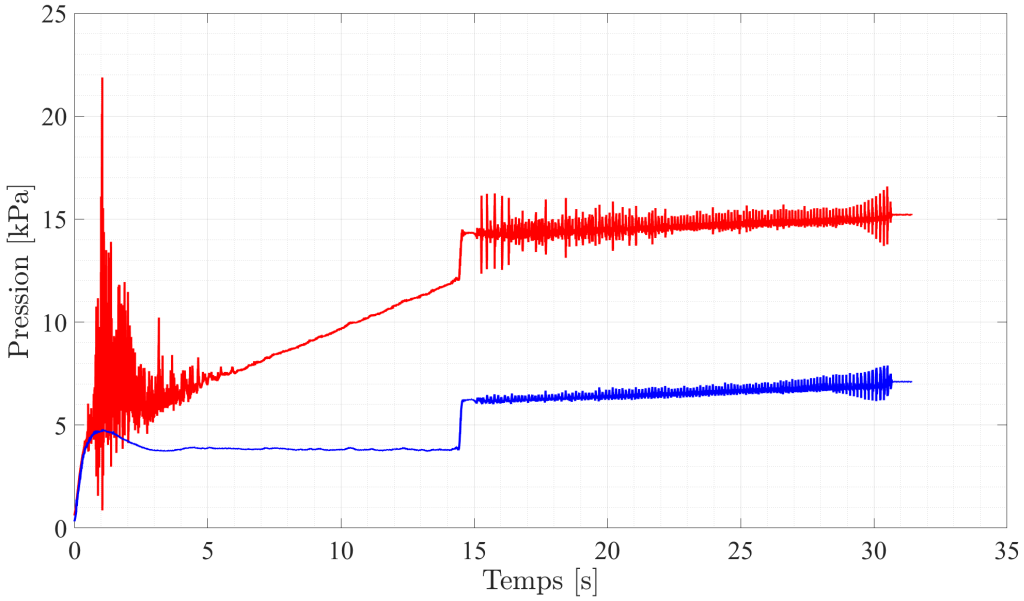
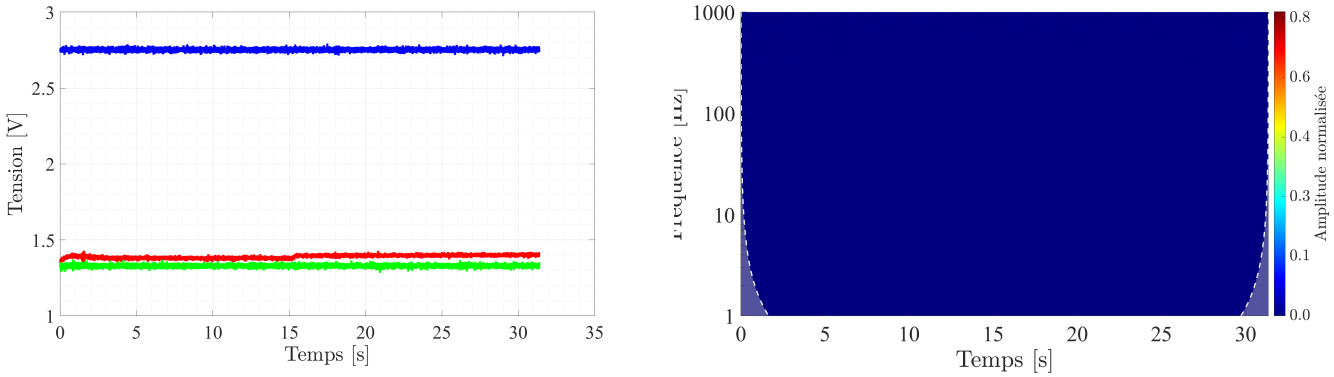


FIGURE II.4.17 – Pressions mesurées en bas et en haut du cylindre lors d'un essai sans compression du tampon gazeux jusqu'à $t = 14.5\,\mathrm{s}$.



(a) (b)

FIGURE II.4.18 – Test de compressibilité transitoire : a/ Signaux de l'accéléromètre (axe horizontal 1, axe horizontal 2 et axe vertical)) ; b/ Spectrogrammes de la composante verticale de l'acceleration.

purge (figure II.4.19). Les fréquences dominantes F_1 et F_2 réapparaissent en effet clairement.

Des images de l'écoulement (*c.f.* figures II.4.20) permettent de visualiser les différents mécanismes présents dans l'écoulement aux différents instants. Les photos ont été prises à plusieurs instants du remplissage pour différencier la non-compression du tampon gazeux et l'écoulement classique.

L'image II.4.20a correspond au transitoire de l'ouverture de la vanne guillotine. Durant ce transitoire, le jet va venir impacter le fond du cylindre et générer un milieu diphasique fortement agité. La génération initiale d'oscillations de pression n'a aucun lien avec la compression du tampon gazeux, c'est la réponse à la forte agitation en fond de cylindre. Une fois ce transitoire passé (figure II.4.20b), le jet liquide entrant est similaire à un jet sortant d'une buse *i.e.* un jet continu sans perturbation. Ce jet continu et stable ne génère que peu de perturbations au niveau de la surface libre n'entraînant alors que peu d'air. Ce régime perdure jusqu'à ce que la surface libre dépasse la vanne de purge haute. Une fois cette hauteur atteinte, comme on peut le voir sur les figures II.4.20c et II.4.20d, l'écoulement est modifié par la compression du tampon gazeux, l'alternance reprend au niveau du goulot accompagnée par des distorsions du jet, ce qui entraîne la perturbation de la surface libre et l'entraînement marqué de bulles sous cette dernière.

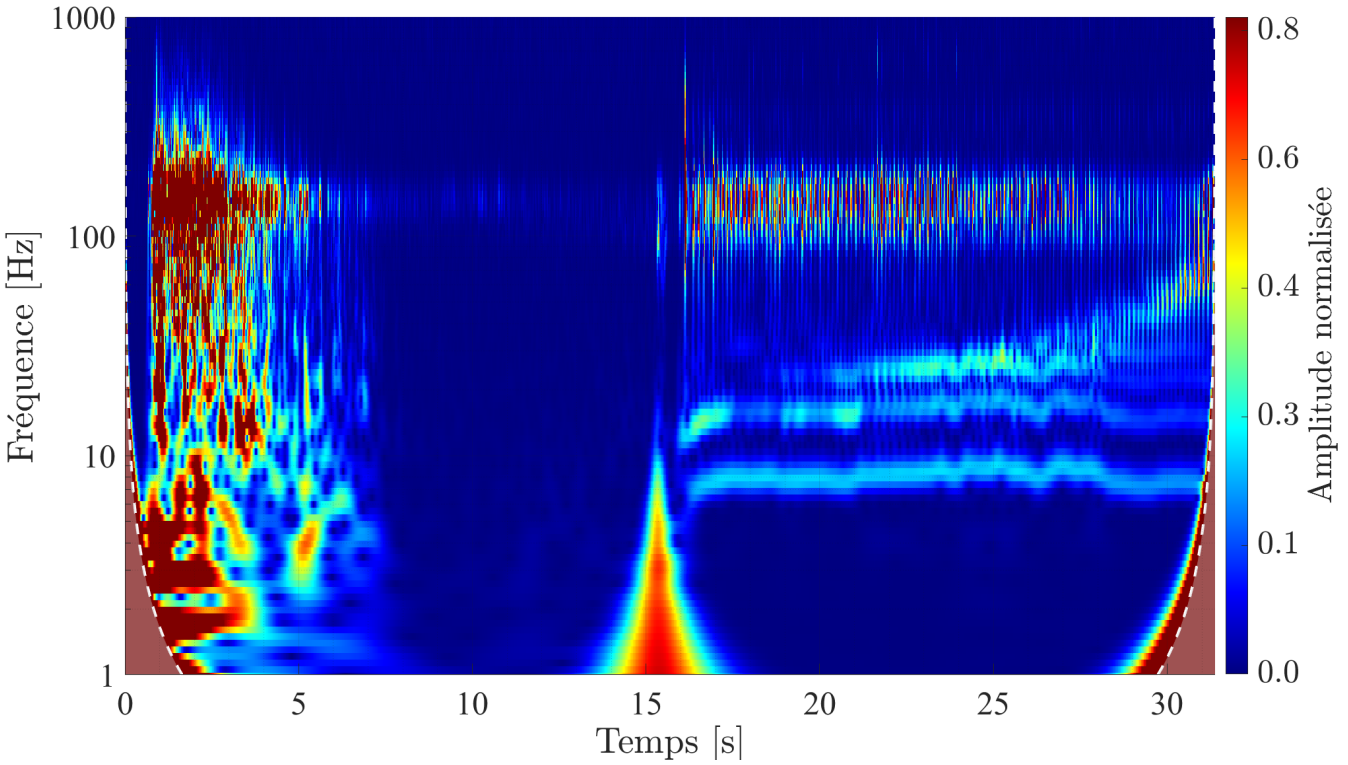


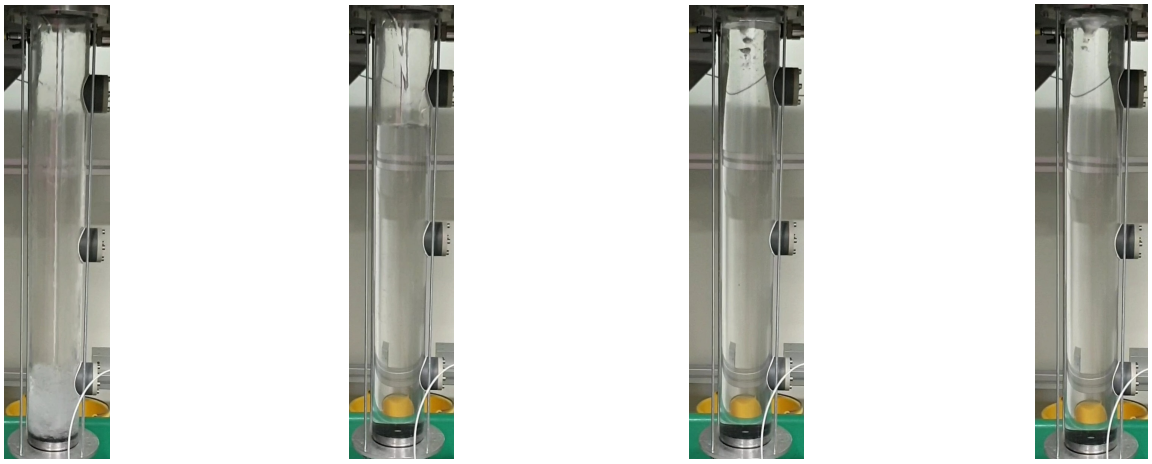
FIGURE II.4.19 – Spectrogramme de la pression prise au fond du cylindre

Si l'on regarde plus précisément le signal de pression comme sur la figure II.4.21, la différence de réponse en pression entre les écoulements avant et après 15 s devient plus évidente. Tant que le tampon gazeux reste à la pression atmosphérique, les fortes oscillations visibles dans le cas d'un remplissage classique n'apparaissent pas et la pression en fond de cylindre est uniquement modifiée par l'accroissement de la masse d'eau dans le cylindre, la pression en haut de cylindre restant constante. Une fois la surface libre parvenue au dessus de la vanne de purge, l'alternance entre sortie d'air et entrée de liquide au niveau du goulot se manifeste à nouveau sur les deux signaux de pression en générant des impulsions sur le signal de pression pris au fond du cylindre. Ces enregistrements sont alors semblables à ceux visibles sur la figure II.4.8. Les perturbations du jet plongeant se répercutent sur la surface libre ce qui fait apparaître un entraînement de bulles. Les impulsions sur le signal sont associées à l'impact du jet sur la surface libre ainsi qu'à la présence du milieu diphasique dans la colonne fluide.
Grâce à l'étude de cette configuration, il est désormais possible de dire que la fréquence caractéristique haute F_2 est liée à la présence d'une population de bulles dans la colonne fluide en réponse à l'entraînement par le jet plongeant.

Pulsation de cavités gazeuses créées par le jet plongeant

Nous avons envisagé que cette fréquence F_2 résulte des oscillations en volume des bulles formées par le jet plongeant qui peuvent être, comme on le verra plus loin, de tailles submillimétriques à centimétriques. La pulsation en volume d'une bulle isolée en milieu infini a été déterminée par Minnaert [24] puis Starsberg [28]. La réponse acoustique que ces oscillations engendrent dépend de la taille des bulles. Dans notre cas, seul le premier mode d'oscillation en volume est pris en compte pour la comparaison avec les résultats expérimentaux. Pour ce mode, la fréquence f_0 est alors donnée par la relation (2.4.24)

$$f_0 = \frac{1}{2\pi R_0}\sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho}} \tag{2.4.24}$$



(a) (b) (c) (d)

FIGURE II.4.20 – Visualisations à plusieurs instants de l'écoulement dans le cylindre. (a) 3 s, (b) 10 s, (c) 15 s et (d) 22 s. $d^* = 0.2$ et $L^* = 9$.

où γ est l'exposant isentropique de l'air pris égal à 1.4, P_0 la pression atmosphérique, et R_0 le rayon de la bulle. Pour des bulles de rayon un millimètre, la fréquence acoustique est de l'ordre de 3260 Hz. Pour des bulles de l'ordre de 3 cm la fréquence f_0 se rapproche par contre de 100 Hz. Nous avons donc tenté une mesure de taille caractéristique des grosses bulles formées par le jet plongeant. Cette mesure est obtenue à partir des images acquises par la caméra.

Pour chaque configuration ayant été filmée (*c.f.* tableau II.2.B), les tailles des plus grosses bulles générées par le jet plongeant sont extraites manuellement (*c.f.* figure II.4.22a). C'est une mesure difficile en particulier pour les grandes ouvertures de goulot où il est difficile d'apercevoir des grandes bulles au sein d'un nuage dense de bulles. Pour chaque détermination, la bulle mesurée est dans un premier temps supposée ellipsoïdale avec une symétrie de révolution autour du grand axe. On mesure a la longueur du grand axe et b celle du petit axe. Le volume de l'ellipsoïde $V_\epsilon = \frac{4}{3}\pi a.b^2$ permet alors de définir un rayon caractéristique r_b tel que $r_b = \sqrt[3]{a.b^2}$ associé à la sphère de même volume. Ce rayon caractéristique a été mesuré à plusieurs instants du remplissage pour chaque configuration. Son évolution pour $L^* = 5$ est donnée par la figure II.4.22b. Il illustre un cas où les conditions de mesures sont particulièrement délicates. Cette figure montre le rayon caractéristique r_b au cours du temps pour plusieurs configurations. Ces rayons évoluent peu dans le temps à la variabilité de la mesure près. On pourrait s'attendre à ce que la vitesse d'impact du jet diminuant avec le temps, en raison d'une moindre hauteur de chute, la taille des bulles formées par l'impact diminue également. Cet effet est légèrement perceptible dans des mesures qui restent très qualitatives. Afin de faciliter la compréhension des résultats suivants, la moyenne temporelle de r_b est uniquement conservée pour la suite. Il est à noter toutefois que ces moyennes temporelles ont été calculées à partir de 3 mesures seulement et qui sont, dans les cas où $d^* \geq 0.5$, relativement complexes car la bulle se forme dans un nuage diphasique de plus en plus dense. Ces moyennes servent principalement de première estimation de la taille caractéristique des grandes bulles générées par le jet. L'évolution du rayon moyen avec les paramètres d^* et L^* est donnée par la figure II.4.23. Une comparaison est également donnée avec les prédictions d'un rayon théorique $r_{b,T}$ donné par [30] pour un jet impactant une surface libre d'extension infinie au repos.
Ces auteurs reportent, en effet, un résultat de [13] qui permet de donner un ordre de grandeur du diamètre équivalent D_g (qui est associée au rayon $r_{b,T}$ comme $D_g = 2 * r_{b,T}$) de la cavité gazeuse formée par un jet impactant de diamètre D_j. La relation s'écrit : $\frac{D_g}{D_j} \simeq 2.41$. On peut évaluer le diamètre du jet à l'impact D_j à partir d'un simple bilan de masse $V_j\ D_j^2 = L/T_{OE}\ D^2$ où la vitesse du jet à l'impact est V_j. Cette vitesse peut être prédite en appliquant la relation de Bernoulli entre le goulot et l'impact du jet : $V_j = (2gh + V_{f\ goulot}^2)^{1/2}$. Elle varie en fonction de la hauteur de chute h et de la vitesse du fluide au niveau

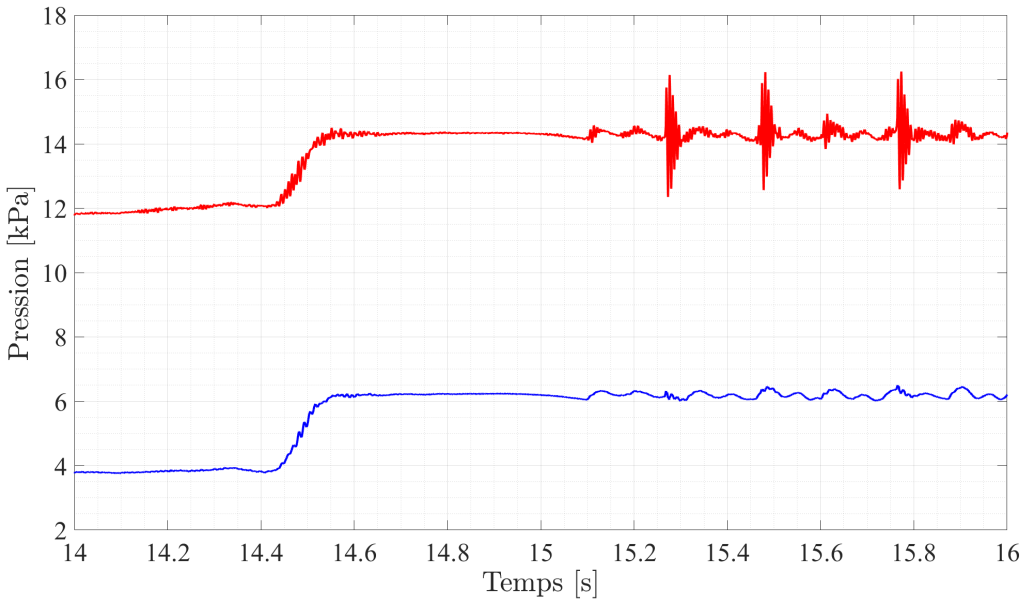


FIGURE II.4.21 – Signaux de pression mesurée en haut (bleu) et au fond (rouge) du cylindre entre t=13.9 s et t= 15.85 s. On observe nettement un changement de régime à $t = 14.5\,\mathrm{s}$, lorsque la surface libre passe au niveau de la vanne et que le tampon d'air gazeux devient un volume fermé.

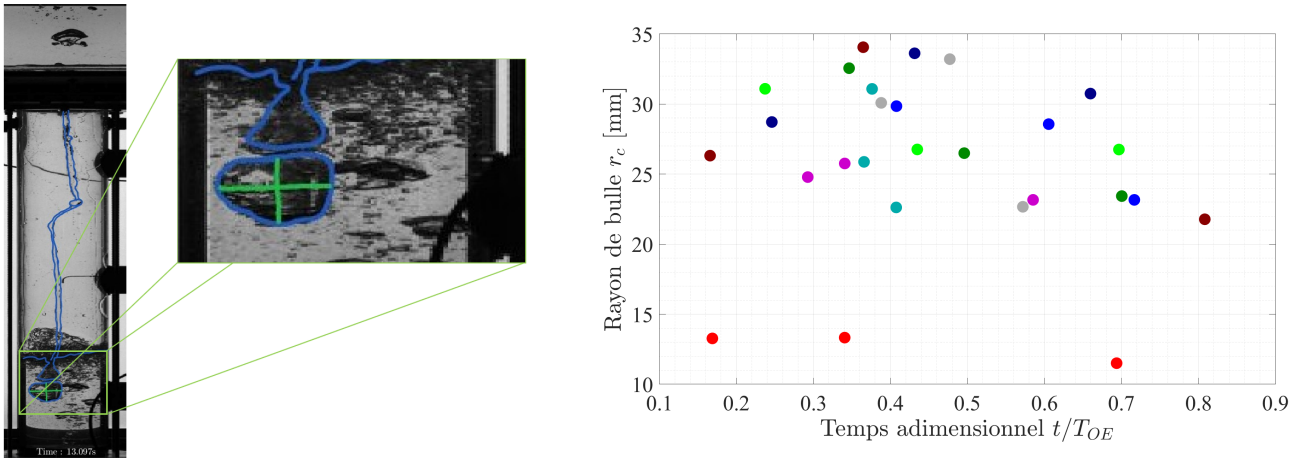
du goulot $V_{f\ goulot}$ estimée par la conservation de la masse $V_{f\ goulot}\ d^2 = L/T_{OE}\ D^2$.
Le rayon de bulle prédit par [30] a été évalué à $h = L/2,\ 0,05L$ et $0,95L$. La relation théorique établie pour des conditions de jet pénétrant une surface libre d'extension infinie au repos, prévoit un rayon qui croit avec le rapport d^*. Comme le montre la figure II.4.23 l'ordre de grandeur des rayons de bulles formées et leur évolution croissante avec d^* sont en accord avec les mesures jusqu'à un rapport $d^* \leq 0.6$ au moins pour $L^* = 7$ et 9. Au delà, de ce seuil, les rayons r_b mesurés restent constants contrairement aux rayons théoriques $r_{b,T}$. Ce changement de comportement est lié en partie à un confinement qui s'accentue avec une augmentation de d^*.

Ainsi en utilisant les rayons décrits dans la figure II.4.23 et l'équation (2.4.24), les fréquences f_0 obtenues sont comparées avec les mesures sur la figure II.4.24. Les mesures $F_2 \simeq 100$ Hz sont proches des fréquences d'oscillation en volume f_0. L'adéquation n'est pas parfaite aux faibles diamètres de goulots, mais le bon accord global démontre la forte signature acoustique associée à la formation des grosses bulles formées par le jet plongeant. La vibration en volume des plus grosses bulles formées par le jet impactant génère donc un signal oscillant de fréquence F_2.

Afin de discuter la largeur marquée du pic autour de F_2, d'autres sources possibles d'oscillations sont décrites. Tout d'abord, la pulsation en volume de bulles isolées peut-être modifiée lorsqu'elle est dans un fluide d'extension limitée. En particulier, [26] ont discuté l'atténuation de la fréquence liée à l'immersion d'une bulle dans un cylindre. Cette fréquence varie avec la position de la bulle dans le cylindre et aussi selon les conditions aux limites en haut et en bas de cylindre. Pour cette configuration, la fréquence d'oscillation d'une bulle est déterminée à partir de son rayon mais également en fonction de sa position verticale dans le cylindre de longueur L et de diamètre D. Pour une bulle de rayon r_b - assez large comparée au diamètre du cylindre - qui est placée à une distance L_1^e du haut d'un cylindre qui se termine au fond par une paroi, la fréquence associée à sa pulsation peut même être prédite avec une équation simple. En nommant l'aire A du cylindre et la fréquence f_0 en milieu infini, la fréquence f_a de cette bulle est donnée par la relation (2.4.25).

$$\left(\frac{f_a}{f_0}\right)^2 = \frac{A}{4\pi r_b}\left(\frac{1}{L_1^e}\right). \tag{2.4.25}$$

Cet effet du confinement, même s'il ne s'applique peut-être pas directement ici étant donné que les bulles



(a) (b)

FIGURE II.4.22 – (a) Méthode de détermination de la taille de bulle sur une visualisation de l'écoulement dans le cylindre avec zoom sur illsutrant des longueurs a (grand axe de l'ellipse) et b (petit axe de l'ellipse). (b) Résultats de la détection de taille de bulle au cours du temps et en fonction de d^* pour $L^* = 5$ (Détermination pour $L^* = 7$ en annexe I et pour $L^* = 9$ en annexe J).

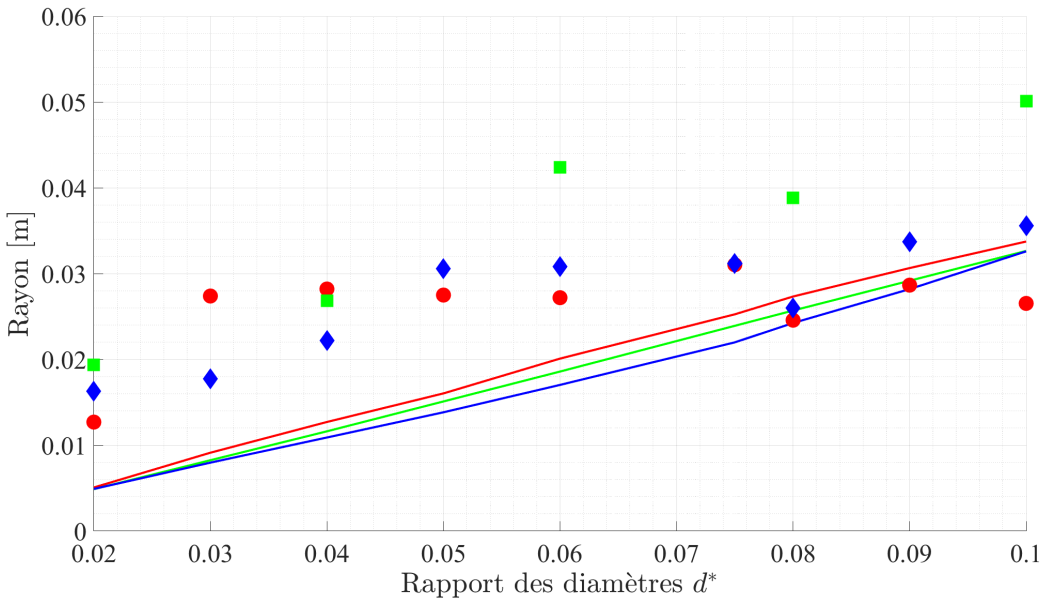


FIGURE II.4.23 – Évolution du rayon moyen r_b (◯ pour $L^* = 5$, □ pour $L^* = 7$ et ♢ pour $L^* = 9$) et comparaison au rayon $r_{b,T}$ (traits pleins pour $L^* = 5$, $L^* = 7$ et $L^* = 9$) provenant de la loi théorique donnée par l'équation (3.6) de [30] pour différents instants t/T_{OE} : $\cdots$ 0.95, $-$ 0.5, $-\cdot$ 0.05.

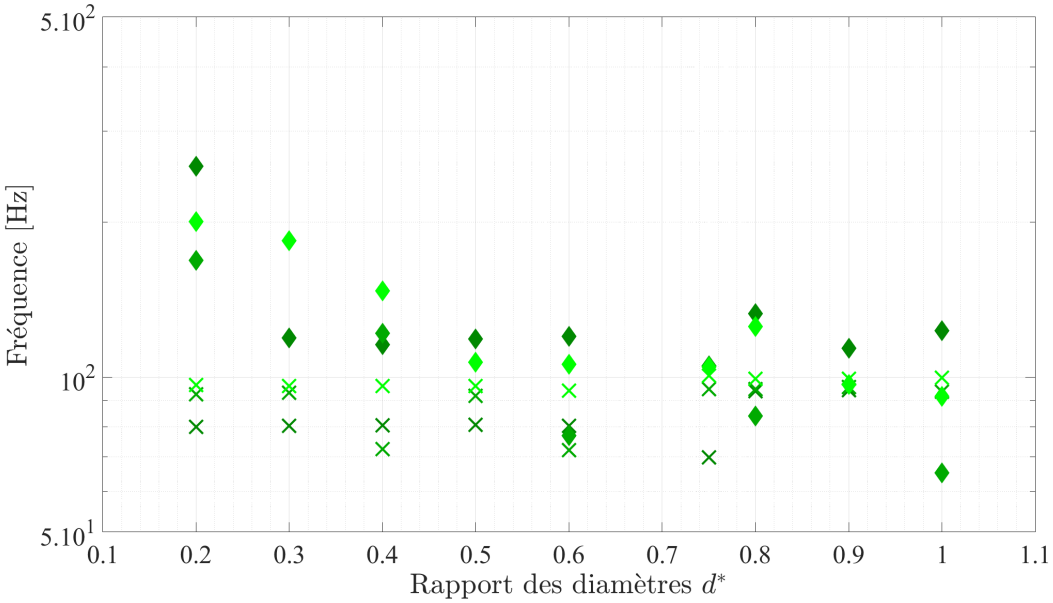


FIGURE II.4.24 – Évolution de la fréquence de Minnaert (2.4.24) en fonction du rapport d^* pour $L^* = [5, 7, 9]$. Cette fréquence est calculée pour le rayon caractéristique r_b ($\diamondsuit$). Comparaison avec les mesures expérimentales F_2 ($\times$).

ne sont pas isolées, montre que la longueur du cylindre et la position de la bulle le long de l'axe du cylindre peuvent participer à des variations de la fréquence au cours du temps.
Dans leur travail sur l'acoustique en écoulement à bulles, [19] ont également montré qu'un nuage homogène de fraction volumique de gaz α et de hauteur h_b peut développer un mode propre pour lequel la fréquence est reliée à celle des bulles qui le constituent (si elles étaient en milieu infini) par la relation suivante :

$$\frac{\omega_k}{\omega_0} = \frac{k}{\alpha^{1/6} N^{1/3}}, \tag{2.4.26}$$

avec N le nombre de bulles dans le nuage. En supposant que le fraction volumique de gaz dans le nuage est homogène sur la totalité de sa hauteur et est donnée par $\alpha = N\mathcal{V}_{bulle}/\mathcal{V}_{nuage}$ avec $\mathcal{V}_{bulle} = \frac{4}{3}\pi a^3$ et $\mathcal{V}_{nuage} = \frac{\pi}{4} D^2 h_b$. En prenant la pulsation à l'ordre 1 ($k = 1$), l'expression de la pulsation propre du nuage est donnée par l'expression suivante

$$\omega = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\alpha \rho}} \left(3 D^4 h_b^2\right)^{-1/6}. \tag{2.4.27}$$

Les petites bulles présentes dans le milieu diphasique et qui entourent les plus grosses bulles formées par l'impact du jet peuvent donc également participer à des fréquences de l'ordre de la centaine de Hertz. Les grandeurs α et h_b peuvent être obtenues à partir des signaux de pression et des visualisations comme décrit dans la partie 5.1. Pour certaines configurations, les fréquences associées aux nuages de bulles correspondent à la mesure et peuvent donc aussi participer au pic étalé autour de F_2.
Comme il est possible de le voir dans les parties précédentes, la fréquence haute F_2 apparaît sur les signaux de pression lorsque le jet impacte la surface libre avec la présence d'un milieu diphasique dans la colonne fluide. Cette fréquence peut être expliquée par plusieurs sources : la pulsation d'une bulle unique assez grosse formée à l'impact du jet et la pulsation du nuage des plus petites bulles qui l'entourent. Ces deux phénomènes sont facilement visibles sur les vidéos et prennent plus ou moins d'ampleur en fonction des rapports d^* et L^*. Ainsi cette partie a permis de mettre en évidence deux phénomènes fortement présent dans l'écoulement et générant suffisamment d'énergie pour être visible sur le signal de pression via leurs fréquences caractéristiques.

Chapitre 5

Caractérisation macroscopique du milieu diphasique

La caractérisation macroscopique du milieu diphasique est réalisée à partir des séquences d'images de l'écoulement dans le cylindre. Dans la partie 4, la détermination des temps T_{OE} et T_{FE} a permis de réaliser une première caractérisation de l'écoulement et a mis en évidence des changements de configurations selon la valeur de d^*. Pour une configuration où $d^* \leq 0.6$, les deux temps caractéristiques T_{OE} et T_{FE} sont quasi identiques. Pour ces écoulements, le milieu diphasique reste de faible hauteur et il n'y a pas de phase de décantation notable. A contrario, pour des configurations où $d^* \geq 0.75$, ces deux temps se différencient à mesure que le rapport d^* augmente. Cette différence vient tout d'abord du fait que la taille du milieu diphasique devient non-négligeable devant la longueur du cylindre. Une décantation de bulles se met alors en place à la fin du remplissage.

Il nous a donc semblé intéressant de présenter une caractérisation de ce milieu diphasique. Elle est réalisée à partir d'une séquence d'images enregistrée par caméra rapide en utilisant le signal de niveau de gris des images. Sur ces images, le milieu diphasique a un niveau d'intensité lumineuse qui est très inférieur au niveau de l'image de fond et il est ainsi possible de déterminer ses frontières comme sur la figure II.3.8. Ce milieu diphasique est caractérisé au cours du temps par l'évolution de chacune de ses frontières haute et basse. La position de la première frontière de ce milieu correspond à la surface libre de la colonne fluide présente dans le cylindre. La position de la seconde frontière correspond, cette fois, à la position à laquelle le milieu diphasique se raccorde au milieu purement liquide en dessous. Une fois ces positions déterminées, leur association permet de calculer la hauteur du milieu diphasique et son évolution au cours du remplissage. La méthode de détection et les mouvements de ces frontières sont reportés dans la partie 5.1.

Dans certains cas, $d^* \leq 0.6$, la remontée de la surface libre est suffisamment lente pour que rapidement le milieu diphasique ne soit alimenté que par le jet plongeant et ne contienne plus les interfaces créées dans des premiers instants. Ce milieu diphasique est ainsi entretenu par le jet plongeant qui impacte la surface libre provoquant l'entraînement de bulles dans la colonne fluide. Une manière d'estimer la hauteur du milieu diphasique est alors d'estimer la profondeur à laquelle le jet plongeant va entraîner les bulles dans la colonne fluide. Nous présenterons donc un modèle de jet plongeant diphasique pénétrant dans un milieu lui-même diphasique que nous avons mis en place (*c.f.* 5.2). Il tente d'étendre les prédictions de modèles développés pour un jet plongeant dans un milieu d'extension infinie [2, 9]. Le jet pénétrant est dans notre cas compliqué parce qu'il est diphasique et que ce sont les tortuosités de ce jet qui créent l'entraînement de bulles à la surface libre. Le milieu dans lequel ce jet pénètre est lui même diphasique à cause des bulles créées dans les temps précédents les observations. Les prédictions faites par ce modèle seront alors comparées aux mesures réalisées par traitement des images.

5.1 Caractérisation expérimentale

La méthode choisie pour caractériser les grandeurs macroscopiques du milieu diphasique est de réaliser un diagramme spatio-temporel donnant accès à l'évolution de l'écoulement le long d'une fine région verticale entourant le centre du cylindre. Ce diagramme spatio-temporel est généré à partir de la succession d'images du centre du cylindre comme indiqué sur la figure II.5.1 et il permet de suivre l'évolution de la position de la surface libre et la hauteur du milieu diphasique au cours du temps.
La mesure de ces grandeurs est basée sur le principe de l'ombroscopie. Dans notre cas, lorsque des bulles sont présentes dans la colonne fluide, ces dernières dévient les faisceaux lumineux ce qui génère sur l'image une zone sombre. L'assombrissement de cette zone est relié à la proportion de bulles dans cette zone. Plus la zone diphasique est dense en bulles, plus l'assombrissement est important, sans qu'on puisse cependant convertir les niveaux de gris en fraction volumique de gaz.
Le protocole pour la génération de ces diagrammes est le suivant :

1. la première image est utilisée comme image de fond et est supprimée du reste de la séquence pour ne conserver que l'écoulement dans le cylindre.
2. pour chaque pas de temps, une zone rectangulaire au centre du cylindre est analysée (zone bleue sur l'image de gauche de la figure II.5.1)
3. les niveaux de gris de cette zone sont moyennés horizontalement pour obtenir une ligne verticale unique de niveaux de gris (ligne verticale sur l'image de gauche de la figure II.5.1)
4. enfin les lignes successives sont incrémentées pour former le diagramme spatio-temporel (image de droite dans la figure II.5.1)

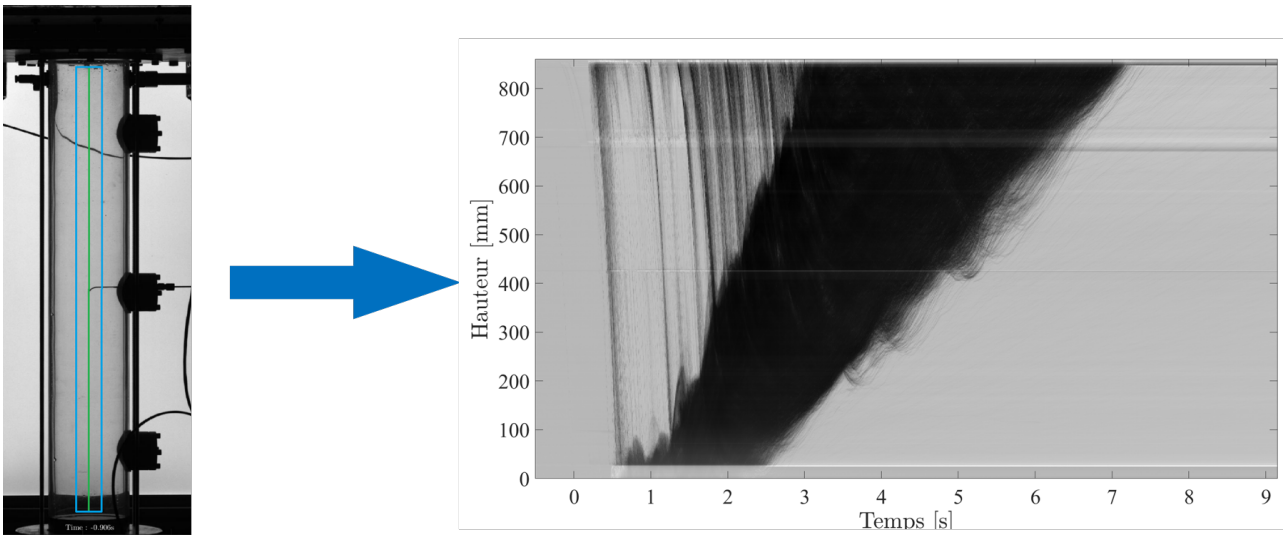


FIGURE II.5.1 – Protocole de réalisation du diagramme spatio-temporel : à gauche définition de la zone observée et à droite diagramme spatio temporel pour $d^* = 0.9$ et $L^* = 9$.

Ce protocole est mis en place pour chaque configuration comportant une acquisition d'images. Il permet d'obtenir ainsi le diagramme spatio-temporel correspondant à la configuration. Le diagramme ainsi généré permet de visualiser une zone de tampon gazeux (partie claire supérieure), une zone diphasique chargée en bulles (zone sombre) puis la colonne fluide uniquement composé de liquide (zone claire inférieure). Dans la zone du tampon gazeux, il est également possible de voir des trais sombres correspondant à la chute du jet liquide dans le cylindre.

Dans cette partie, nous nous intéressons au mouvement des frontières de la zone sombre du diagramme. Cette zone correspond au milieu diphasique appartenant à la colonne fluide dans le cylindre. La séparation entre le milieu diphasique et le reste de la colonne fluide est marqué par un gradient d'intensité important.

Dans certains cas, comme on le verra par exemple sur la figure II.5.3b, cette séparation peut être moins abrupte et peut présenter une structure qui reproduit des trajectoires de bulles entraînées par le jet plongeant. Afin d'obtenir les informations contenues dans ce diagramme, il est d'abord nécessaire d'inverser les couleurs (noir ⥋ blanc). Une fois cette inversion terminée et pour chaque pas de temps, la détermination des frontières se fait alors sur le vecteur représentant l'intensité lumineuse le long de la direction verticale à un instant donné (figure II.5.2).

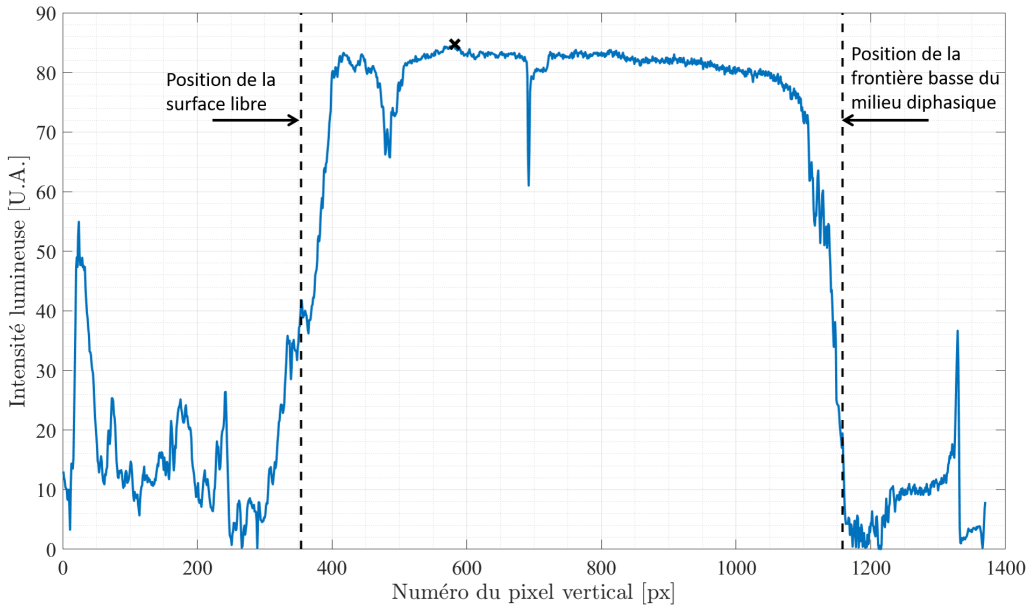


FIGURE II.5.2 – Évolution de l'intensité lumineuse pour $d^* = 0.9$ et $L^* = 9$ le long d'une ligne verticale du diagramme spatio-temporel (cad à un instant fixé). Détection du maxima d'intensité (croix noir ×). Détection des contours du milieu diphasique (traits pointillés noir)

Sur ce vecteur, l'évaluation du maximum permet de déterminer la séparation entre deux zones d'intérêts :

— la zone haute occupant l'espace compris dans la gamme de pixels $[0, N_{\text{MAXIMA}} - 1]$ qui permet de déterminer la position de la surface libre dans le cylindre notée z_{HAUTE}

— la zone basse occupant l'espace compris entre les pixels $N_{\text{MAXIMA}} + 1$ et $N_{\text{FINAL}}]$ permet de déterminer la position de la frontière basse du milieu diphasique dans le cylindre notée z_{BASSE}

Afin de déterminer les positions de la surface libre et de la frontière basse du milieu diphasique, il est nécessaire de définir un seuil afin de réaliser le protocole de détection de la même manière sur l'ensemble des cas et donc de pouvoir les comparer. Les seuils dans la zone d'intérêt haute sont différents des seuils dans la zone d'intérêt basse car ils ne capturent pas les mêmes événements.
Ainsi les seuils en niveau de gris utilisés pour détecter la frontière z_{HAUTE} sont les suivants : 250, 500, 750 et 1000. Les seuils utilisés pour la frontière basse z_{BASSE} sont les suivants : 125, 250, 500 et 1000.

Les différents seuils de la zone haute permettent de capturer soit l'altitude moyenne de la surface libre (pour un seuil de 1000) ou alors les ballottements de cette dernière (pour un seuil de 250). Ceux de la zone basse permettent de capturer soit la frontière d'une zone fortement chargée en bulles (pour un seuil de 1000) ou alors de capturer les instants où le jet pénètre sous le milieu diphasique (pour un seuil de 125).

Les figures II.5.3a à II.5.3d montrent différents cas de détermination des positions hautes et basses en fonction du seuil utilisé. Dans l'ensemble des cas, les différents seuils déterminant la hauteur z_{haute} permettent de capter les ballottements de la surface libre et ces ballottements ont un poids plus important lorsque le seuil diminue. Pour les cas II.5.3a et II.5.3b, les différents seuils pour la frontière basse permettent de caractériser soit la limite avec un milieu fortement dense en bulles pour les seuils élevés (1000 et 500)

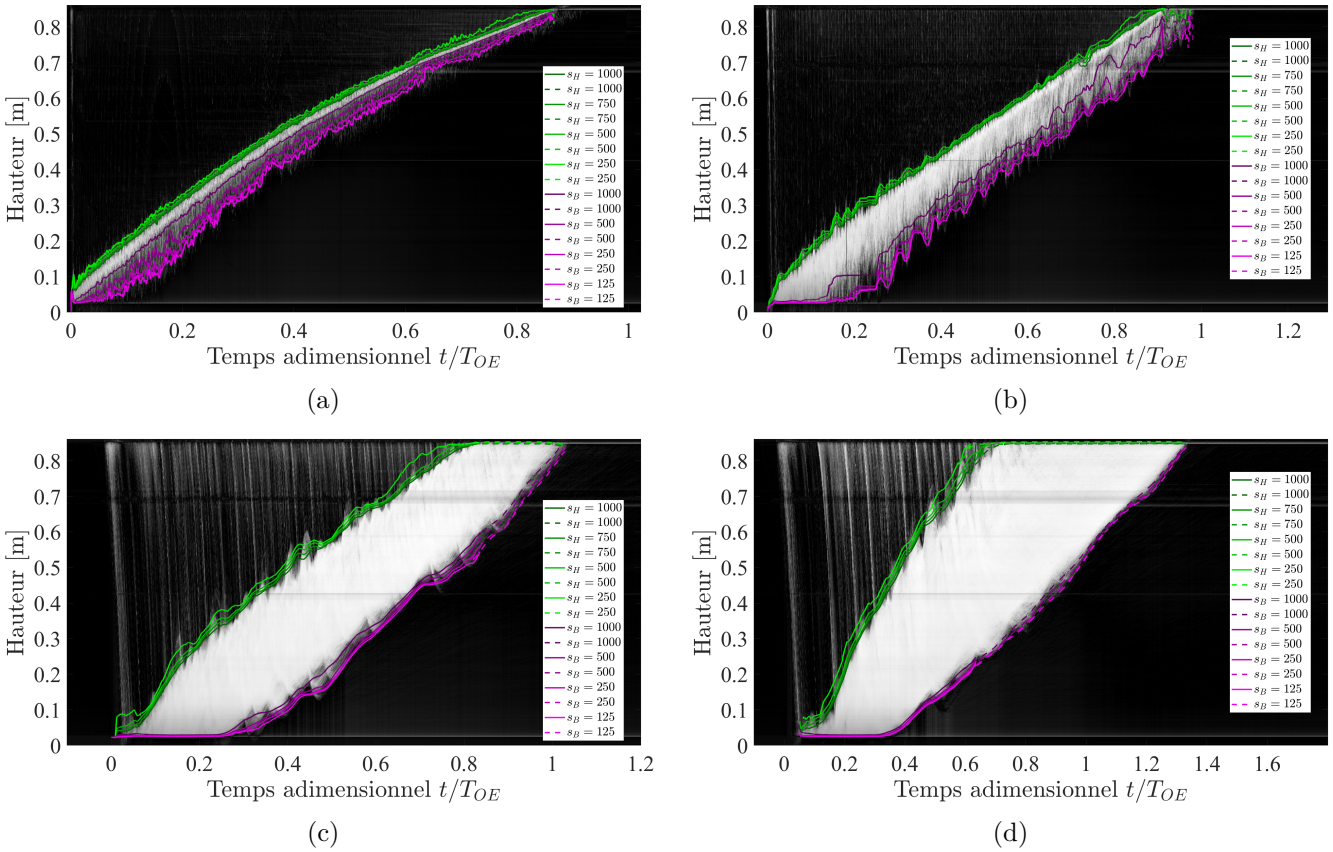


FIGURE II.5.3 – Diagrammes spatio-temporels pour (a) $d^* = 0.2$, $L^* = 9$ et (b) $d^* = 0.4$ et $L^* = 9$, (c) $d^* = 0.75$ et $L^* = 9$ et (d) $d^* = 0.9$ et $L^* = 9$. Visualisation de la détection des positions des deux frontières par les différents seuils hauts (nuances de verts) et les différents seuils bas (nuances de magenta)

tandis que pour des seuils plus faibles (250 et 125), la détection de la frontière basse permet de capter la profondeur de pénétration du jet à travers le milieu diphasique. Avec l'augmentation du rapport d^*, le milieu diphasique gagne en épaisseur et donc le jet ne le traverse plus. On peut retenir que pour $d^* \leq 0,8$ la frontière basse détectée est associée à la profondeur atteinte par le jet impactant.
Une fois l'ensemble des positions obtenues en fonction des différents seuils, comme il est difficile de trancher sur le choix de ces seuils, on a choisi de retenir la moyenne des positions détectées avec les quatre seuils tant pour les positions haute que basse. Ces hauteurs se comportent différemment en fonction de la configuration de l'installation. Elle permettent d'obtenir l'évolution de la surface libre dans le cylindre, la profondeur de pénétration du jet entrant dans la colonne fluide mais également de suivre la taille du milieu diphasique au cours du remplissage.

Sur les figures II.5.4a à II.5.4d, l'évolution des hauteurs moyennes $z_{haute}(t/T_{OE})$ et $z_{basse}(t/T_{OE})$ est montrée pour plusieurs cas. On peut voir que ces signaux permettent de mettre en évidence des évolutions contrastées. Dans ce qui suit nous allons examiner successivement le mouvement de la frontière haute, puis celui de la frontière basse et enfin l'évolution temporelle de l'épaisseur de la zone diphasique.

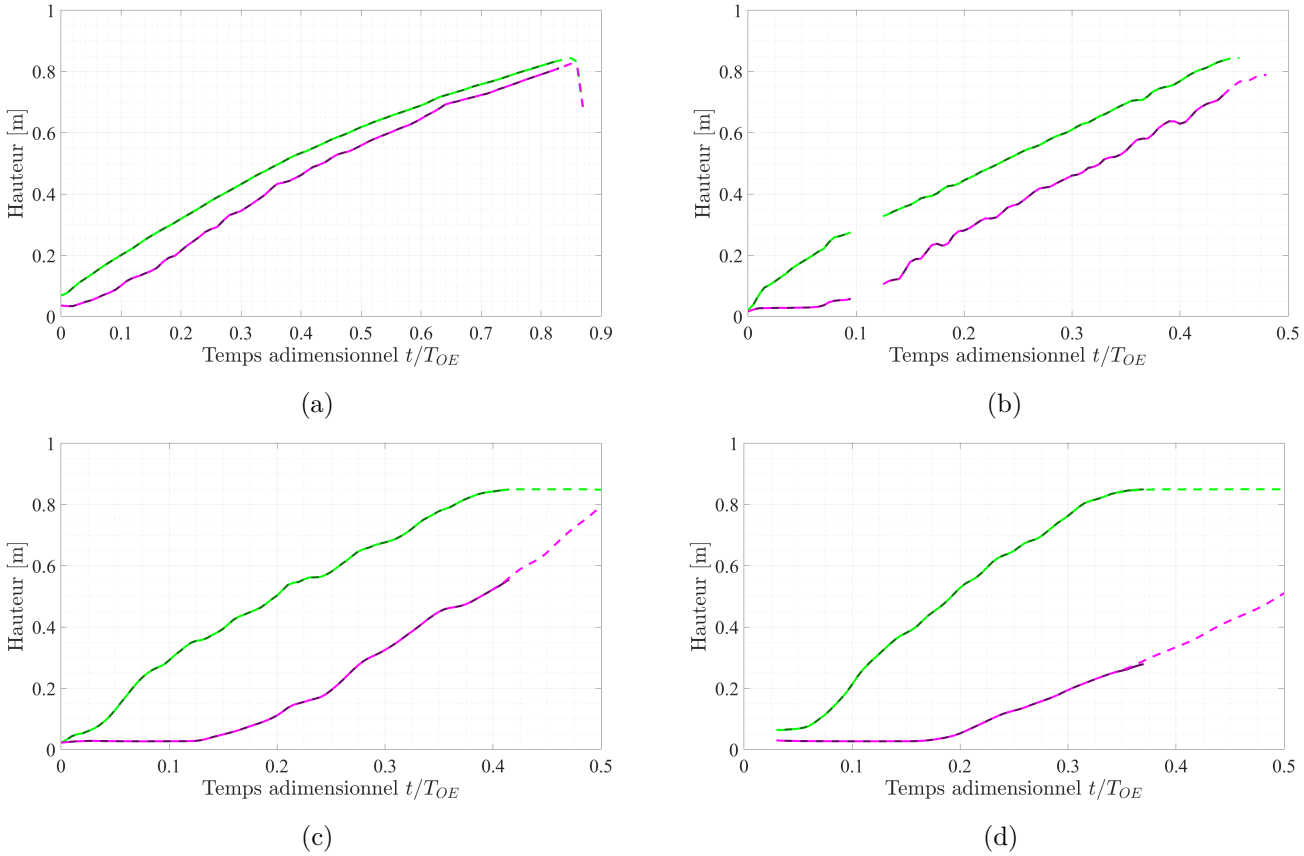


FIGURE II.5.4 – Mesures des hauteurs z_{haute} et z_{basse} pour (a) $d^* = 0.2$ et $L^* = 9$, (b) $d^* = 0.4$ et $L^* = 9$, (c) $d^* = 0.75$ et $L^* = 9$ et (d) $d^* = 0.9$ et $L^* = 9$.

Évolution de la hauteur de la surface libre dans le cylindre

La hauteur de la frontière haute z_{haute} permet de caractériser la remontée de la surface libre dans le cylindre. On définit donc T_H, l'instant où la surface libre atteint la partie visible du haut du cylindre. Cette partie visible est située à δz de 5 cm environ en dessous du goulot. Cela explique que lorsqu'on compare le temps de fin des oscillations T_{OE} et T_H on trouve un rapport T_{OE}/T_H qui n'est pas parfaitement égal à 1 (figure II.5.5). On rappelle que T_{OE} est défini à partir du signal de pression et correspond à la fin des oscillations lorsque le tampon gazeux supérieur disparaît au niveau du goulot. Comme le montre la figure II.5.5 ce rapport de temps vaut de 1,1 à 1,2 pour des d^* inférieurs à 0.6. Cet écart des temps est lié à la mesure de T_{OE} et de T_H lors de remontées sur deux hauteurs différentes qui sont distantes de δz. L'écart est en accord avec l'estimation d'un temps de remontée sur la hauteur cachée δz à la vitesse L/T_{OE}. Pour des ouvertures au goulot plus importantes, ce rapport T_{OE}/T_H augmente, en particulier pour les essais avec une faible longueur de cylindre L. Cela peut provenir de la forte fraction volumique de gaz présente dans le milieu diphasique, qui peut maintenir des effets de compressibilité forts et donc un comportement d'oscillateur de Helmoltz même après que la surface libre ait atteint le goulot.

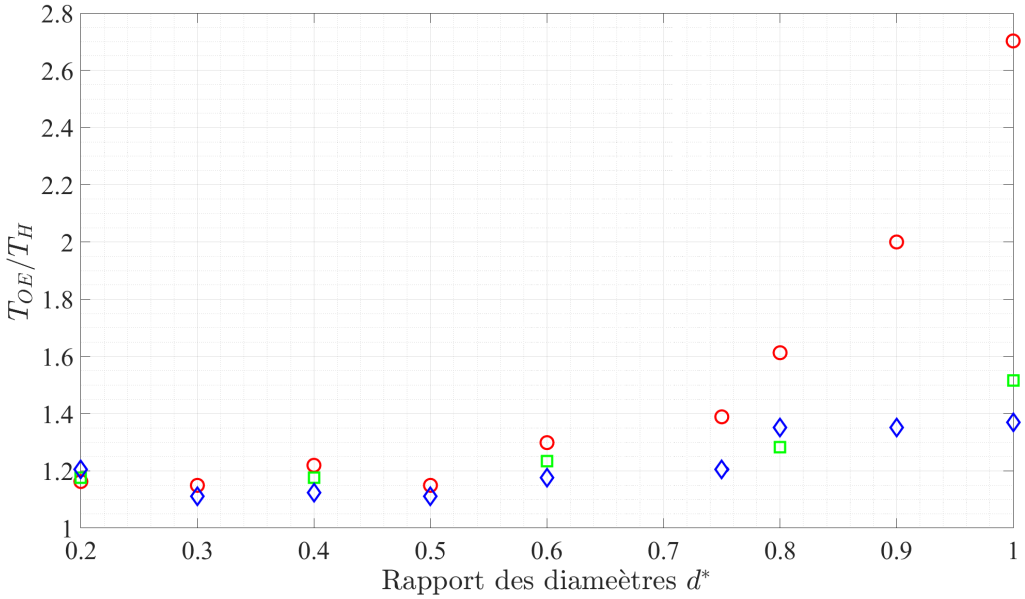


FIGURE II.5.5 – Évolution du rapport entre le temps de fin des oscillations de pression, T_{OE}, et l'instant auquel la surface libre atteint le haut du cylindre, T_H, avec ○ pour $L^* = 5$, □ pour $L^* = 7$ et ◇ pour $L^* = 9$

La figure II.5.6 montre les hauteurs normalisées z_{haute}/L en fonction du temps adimensionné par le temps de remontée T_H pour l'ensemble des rapports d^* utilisés pour L^*=9. La figure II.5.7 qui suit montre également ces résultats pour L^* =5 et 7.

Sur ces deux figures, il est possible de voir que, pour l'ensemble des rapports $d^* \leq 0,6$ indépendamment de L^*, le mouvement de la surface libre suit une courbe unique avec cette normalisation. La dispersion des mesures est assez faible. Quelle que soit la valeur de L^*, dans les cas de grands diamètres de goulot, en particulier pour $d^* = 0,9$ et $d^* = 1$, le transitoire du démarrage de l'expérience prend, par contre, une part importante du temps de remplissage. Ce transitoire consiste en une première partie avec une remontée lente, suivi d'une seconde partie, avec une remontée plus rapide, et une courbe $z_{haute}(t)$ qui, aux temps longs, rejoint parfois le comportement associé aux autres valeurs de d^*.
La vitesse de remontée de cette surface libre, V_H, a alors été mesurée et est comparée à deux autres vitesses associées au remplissage. Cette vitesse est calculée dans la partie linéaire de la courbe $z_{haute}(t)$ (au delà de t/T_H=0,1 pour $d^* \leq 0.8$ et au delà de t/T_H=0,45 pour $d^* = 0.9$ et $d^* = 1$). Le calcul de la vitesse moyenne de remontée dans ces phases temporelles est donnée par la relation (2.5.1)

$$V_H = \frac{dz_{haute}}{dt} \tag{2.5.1}$$

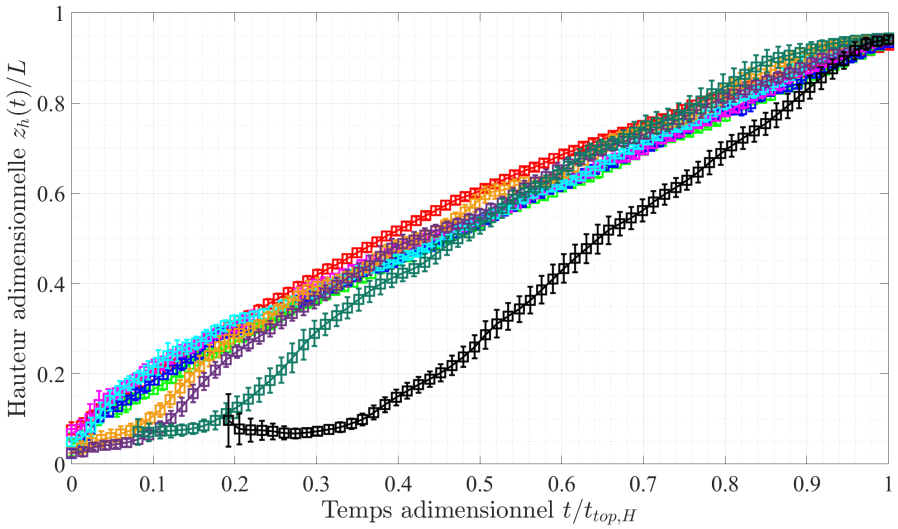
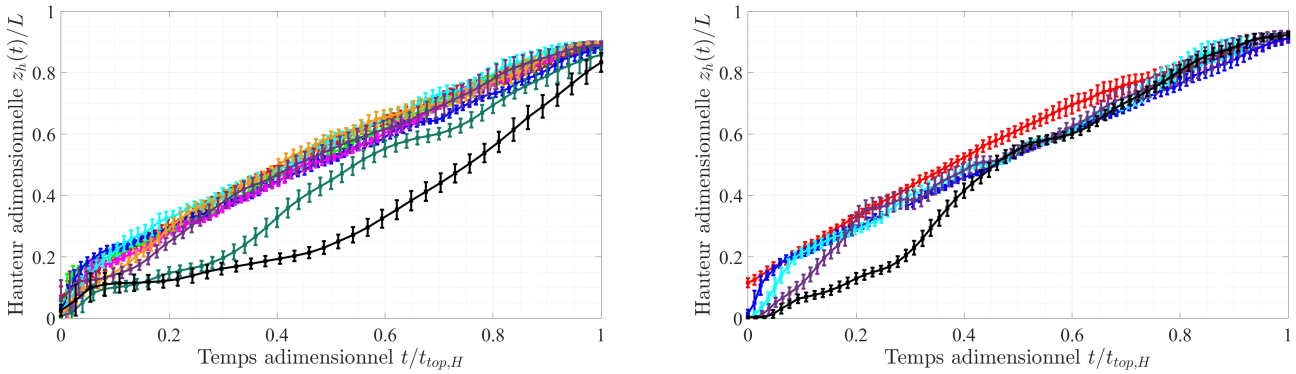


FIGURE II.5.6 – Évolution temporelle de la hauteur de la surface libre $z_{haute}(t)$ normalisée par la longueur du cylindre en fonction du temps normé par le temps $t_{top,H}$ pour différents rapport d^* ($d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$) et pour $L^* = 9$. Les barres d'erreurs sont des variations entre les différents seuils.



(a) (b)

FIGURE II.5.7 – Évolution temporelle de la hauteur de la surface libre $z_{haute}(t)$ normalisée par la longueur du cylindre en fonction du temps normé par le temps $t_{top,H}$. (a) $L^* = 5$ et $d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$, (b) $L^* = 7$ et $d^* = [0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1]$

Cette vitesse est comparée aux deux autres vitesses qui sont accessibles à partir des signaux de pression. La première vitesse de remontée à laquelle cette vitesse de la surface libre $\frac{dz_{haute}}{dt}$ peut être comparée est celle décrite par la relation (2.4.7) et qui s'écrit donc L/T_{OE}. On peut a priori penser que ces deux vitesses ont la même signification, même si elles sont mesurées avec deux méthodes expérimentales très différentes. En effet T_{OE} est compris comme le temps auquel la compressibilité du tampon gazeux disparaît. La seconde vitesse de référence, V_w, est celle mesurée à partir de l'évolution temporelle linéaire de la pression moyenne mesurée au fond du cylindre. On calcule une pression $\bar{P_w}$ moyennée sur l'ensemble des acquisitions (protocole repris en annexe L). Dans la partie linéaire de ce signal on postule raisonnablement que l'on observe une évolution hydrostatique et donc que l'on peut accéder à une vitesse interprétée comme celle liée à l'augmentation de la masse d'eau dans le cylindre (*c.f.* figure L.1). On voit donc que cette vitesse définie à partir de l'évolution de la pression a le sens d'une vitesse de déplacement d'une surface fictive qui limite un volume fictif dans lequel le liquide serait concentré et séparé des bulles qui le surmontent. La position fictive de cette surface

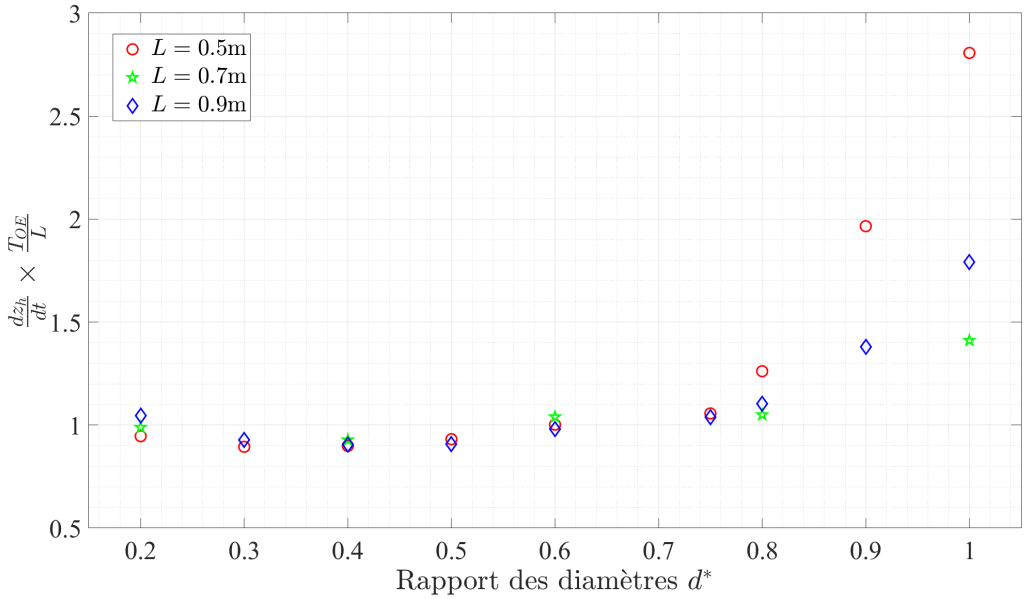


FIGURE II.5.8 – Vitesse de remontée de la surface libre $V_H = \frac{dz_{haute}}{dt}$ normalisée par L/T_{OE} avec ○ pour $L^* = 5$, □ pour $L^* = 7$ et ◇ pour $L^* = 9$.

étant notée $\langle H_w \rangle$ la vitesse est donnée par l'équation (2.5.2).

$$V_w = \frac{d\langle H_w \rangle}{dt} = \frac{1}{\rho_w g} \frac{d\bar{P}_w}{dt} \tag{2.5.2}$$

Pour chaque essai on estime donc une unique valeur de V_w puisqu'on l'évalue à partir de la pression dans la région où $\frac{d\bar{P}_w}{dt}$ est constant.

Pour avoir une comparaison précise nous avons tracé sur la figure II.5.8 le rapport entre dz_{haute}/dt et L/T_{OE}. On constate bien que ces deux vitesses sont identiques jusqu'à d^* =0,8 environ.
À partir de la figure II.5.9, il est aussi possible de voir que pour les rapports $d^* \leq 0,75$, l'ensemble des vitesses se superposent. Cela montre que, dans ces conditions d'écoulement, la frontière haute du milieu diphasique (ou la limite du tampon gazeux) d'un côté et la frontière fictive qui séparerait le liquide du gaz à l'intérieur du milieu diphasique, de l'autre, se déplacent, à la précision de la mesure près, à la même vitesse. En l'absence d'effets de compressibilité forte des bulles, le milieu diphasique ne change pas la valeur du volume de gaz qu'il contient pendant cette ascension. Comme on le verra plus loin (figure II.5.14 par exemple), ce milieu garde une épaisseur quasi constante et il doit donc maintenir une fraction volumique de gaz constante. Pour les faibles diamètres de goulot, le fait que les trois vitesses soient confondues, peut aussi simplement traduire que le chargement en bulles du milieu diphasique est faible.
Dès que le rapport augmente au delà de $d^* = 0,75 - 0,8$, la figure II.5.9 montre qu'une différence apparaît entre les différents calculs au moins pour les essais à L^* =5 et 9 pour lesquels existe un transitoire important dans le signal $z_{haute}(t)$. La différence la plus marquée est entre les vitesses déterminées via les signaux de pression d'un côté, et la vitesse déterminée par les diagrammes spatio-temporels (dz_{haute}/dt) représentée par des losanges, de l'autre.

On peut discuter partiellement de ce qui se passe durant ces transitoires de démarrage à partir de la mesure des différents temps caractéristiques des mécanismes présents aux temps courts. Cette discussion est néanmoins difficile car la mesure du niveau de la surface libre est particulièrement compliquée au démarrage. C'est en effet dans ces premiers instants que le jet impacte sur le fond du cylindre et crée des interfaces extrêmement complexes, de tailles variées que l'on peut envisager comme allant jusqu'à D, le diamètre du tube. Ces interfaces sont en re-combinaisons rapides et on ne voit sur les enregistrements que des ballottements extrêmes et une remontée très rapide de l'interface. Le seuillage des diagrammes spatio-temporels

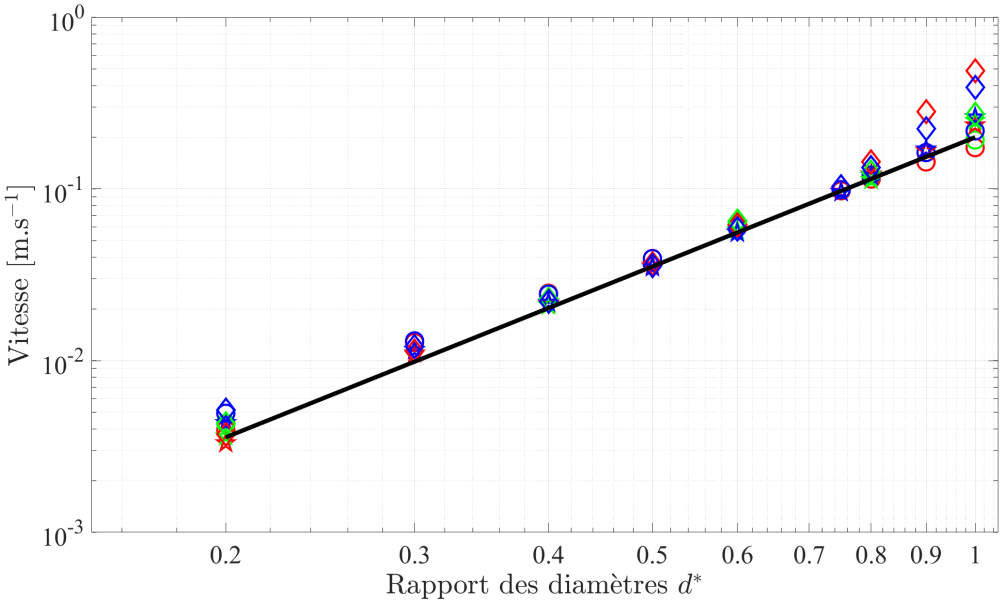


FIGURE II.5.9 – Comparaison de différentes vitesses associées au remplissage du cylindre ($L^* = 5$, $L^* = 7$ et $L^* = 9$). Vitesse globale de remplissage L/T_{OE} (◯) ; Vitesse déduite de l'évolution linéaire lente du signal de pression en fond de cylindre $\langle P \rangle(t)$(⋆) correspondant à l'équation (2.5.2) ; Vitesse dz_{haute}/dt (♢) correspondant à l'équation (2.5.1).Le trait continu est une loi en $d^{*5/2}$.

est également difficile à rendre objectif dans cette zone. Il n'en reste pas moins qu'il est possible de déterminer par exemple les différents instants suivants. Par visualisation des enregistrements, manuellement on détermine l'instant auquel la première bulle sort dans la cuve supérieure (t_{bulle}) et l'instant auquel le premier volume de liquide succédant à cette sortie de bulle impacte le fond du cylindre (t_{jet}). A partir de figures semblables à celles de la figure II.5.4, on peut déterminer l'instant auquel la frontière haute du milieu diphasique décolle du fond (t_{decH}). Cet instant est calculé comme le moment où $z_{haute} \geq D$. Ces temps sont reportés sur les figures II.5.10 et II.5.11 pour les différentes longueurs de cylindre (des temps longs sont également représentés qui seront définis et discutés plus loin). En se concentrant sur la figure à L^* =9 (figure II.5.10) on va examiner la hiérarchie des temps courts qui incluent également le temps de mise en équilibre en pression (t_{comp}) et le temps d'ouverture de la vanne (t_{ouv} dont le calcul est donné dans l'annexe F). Cette figure montre bien, aux incertitudes de mesure près, qu'on observe $t_{comp} \leq t_{bulle} \leq t_{jet}$ même si ces temps restent très proches. Le démarrage du remplissage commence par la remise en équilibre de la pression interne du cylindre par rapport à la pression du fond de la cuve supérieure. Sauf pour d^* =0,2, les temps t_{bulle} et t_{jet} semblent peu sensibles à d^*. Cela se comprend pour t_{jet} puisque le temps de parcours d'une masse en chute libre ne dépend que de L. Pour t_{bulle} il se peut que le temps de formation et de détachement de la bulle au goulot ne soit sensible à la tension superficielle que pour d^* =0,2. Tous ces temps sont bien inférieurs au temps d'ouverture de la vanne. Par contre le remplissage commence très vite et t_{decH} est dans la plupart des cas inférieur à la durée d'ouverture de la vanne. On peut ainsi penser que la phase raide d'interaction entre le jet et le fond du cylindre est certainement impactée par cette manoeuvre d'ouverture. Cependant, pour l'ensemble des longueurs de cylindre, dans des conditions parfois assez différentes en terme d'ouverture de vanne, les mesures de t_{decH} sont distribuées autour d'une évolution globale où ce temps diminue jusqu'à d^* =0,3 et est à peu près constant au delà. Cela va dans le sens d'un effet mineur des conditions d'ouverture. Le temps t_{decH} est en tous cas inférieur à DT_{OE}/L pour $d^* \leq 0{,}6$ (ce temps DT_{OE}/L n'est pas représenté sur les figures II.5.10 et II.5.11 par souci de clarté). La vitesse de remplissage L/T_{OE} n'est donc pas à même de reproduire le remplissage dans la phase où le jet impactant interagit fortement avec le fond du cylindre. Pour les deux autres valeurs de L^* les tendances des évolutions de ces temps caractéristiques en fonction de d^* sont identiques. On peut noter par exemple qu'on a observé simplement que t_{comp} augmente légèrement quand L^* augmente et qu'il est peu sensible à d^*. Il n'est qu'un peu supérieur pour d^* =0,2. De même, Le

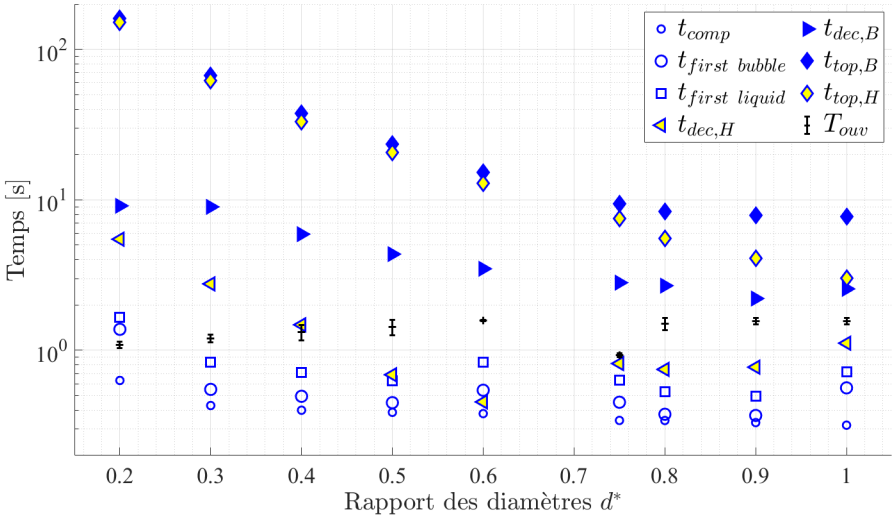
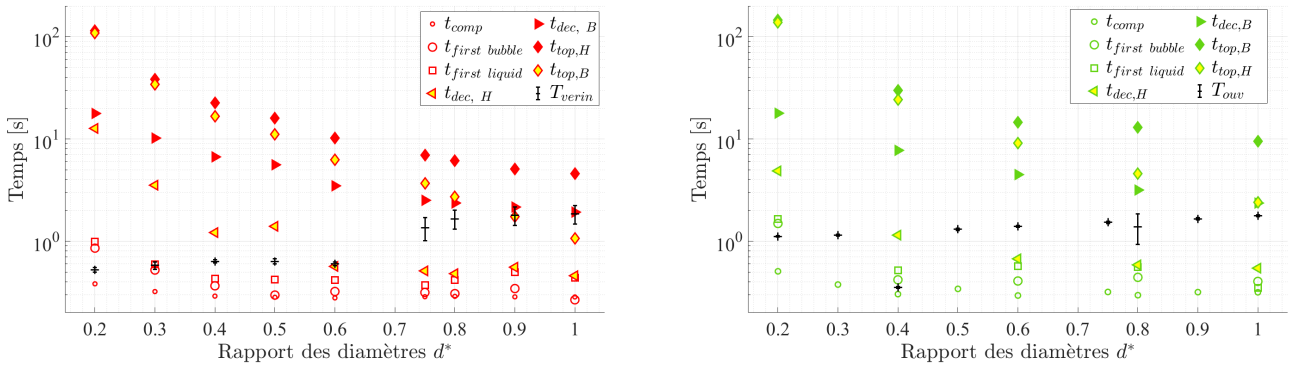


FIGURE II.5.10 – Temps caractéristiques du remplissage en fonction de d^* pour $L^* = 9$.
Les temps courts représentés sont t_{comp}, t_{bulle}, t_{jet}, t_{decH} et le temps d'ouverture de la vanne t_{ouv}.
Des temps longs sont également représentés. Il s'agit de t_{decB}, t_{topB} et t_{topH}.



(a) (b)

FIGURE II.5.11 – Temps caractéristiques du remplissage en fonction de d^* pour (a) $L^* = 5$ et (b) $L^* = 7$.
Les temps courts représentés sont t_{comp}, t_{bulle}, t_{jet}, t_{decH} et le temps d'ouverture de la vanne t_{ouv}.
Des temps longs sont également représentés. Il s'agit de t_{decB}, t_{topB} et t_{topH}.

temps de détachement de la première bulle t_{bulle}, à une dispersion de la mesure près (que l'on estime de l'ordre de 0,1s), est très peu sensible à $d*$ sauf à d^* =0.2 où les effets de tension superficielle augmentent ce temps de formation et de détachement de la bulle à partir du goulot. Les valeurs moyennes de t_{bulle} sont environ 0,3 s, 0,4 s et 0,45 s pour les valeurs de L^* de 5 à 9. De la même façon, on a bien trouvé que l'écart de temps $\delta t = t_{jet} - t_{bulle}$ est indépendant de d^* et ne varie qu'avec L puisque c'est une durée de chute libre. Nous discuterons ci-après la dynamique de déplacement de la frontière basse du nuage de bulles z_{basse}. Concernant celle de z_{haute} aux temps courts, il aurait été intéressant d'accéder à une durée de création d'interfaces par le jet interagissant fortement avec la paroi du fond, $t_{decH} - t_{jet}$, mais il est difficile d'en dire plus car les mesures sont très dispersées comme on le verra mieux sur la figure donnée par la suite (numéro II.5.16).

Évolution de la hauteur de la frontière basse du milieu diphasique

La seconde hauteur qui est extraite des diagrammes spatio-temporels est la hauteur de la frontière basse du milieu diphasique $z_{basse}(t)$. Cette frontière peut correspondre à la profondeur maximale du jet impactant qui pénètre dans l'eau et forme des bulles qui sont entrainées jusqu'à elle, ou alors, elle peut correspondre

à la limite des positions des plus petites bulles observables formées avant l'instant d'observation qui sont en train de décanter.

L'évolution temporelle de la frontière basse est bien entendu différente de celle de la frontière haute comme le montrent les figures II.5.12 et II.5.13 quand on les compare aux figures II.5.6 et II.5.7. Deux phases temporelles sont visibles sur ces figures, une première phase où la hauteur reste nulle car le jet impactant pénètre suffisamment le milieu diphasique pour maintenir ce milieu au contact avec le fond du cylindre. La seconde phase voit cette frontière décoller et ensuite s'élever à vitesse constante dans le cylindre. La remontée de la frontière basse dans cette deuxième phase est plus rapide quand le rapport d^* augmente. Les instants où z_{basse} devient supérieure à $0,5D$ sont désignés comme temps de décollage du bas du cylindre et notés T_{decB}. La hauteur de la frontière haute $z_{haute}(t = T_{decB})$ associée à ce décollage de la frontière basse est cette fois désignée par H_{dec}. L'instant où la frontière basse atteint la frontière visible du haut du cylindre est noté t_{topB} et est reporté dans les figures II.5.10 et II.5.11.
La figure II.5.14 permet la comparaison des vitesses des deux frontières du nuage de bulles $\frac{dz_b}{dt}$ et $\frac{dz_h}{dt}$ estimées pour des temps suffisamment grands pour que les déplacements évoluent linéairement avec le temps. Jusqu'à environ $d^* = 0{,}6$ les deux vitesses sont très proches, ce qui traduit qu'un tampon diphasique d'épaisseur constante s'est constitué et s'élève simplement durant le remplissage. Pour des valeurs de d^* supérieures, la vitesse de la frontière basse tend vers une valeur très différente. Cette vitesse ne dépend plus beaucoup de d^* et est la même pour les deux cylindres de longueur $L = 0{,}5$ et $0{,}9$ m. Sa valeur autour de 0,15 m/s est du même ordre de grandeur que celle de bulles millimétriques en ascension dans un fluide au repos. On retrouve donc là une signature d'une phase de décantation. La valeur nettement moindre de la vitesse à L^* =7, de l'ordre de 0,07 m/s est difficile à discuter précisément. Cet écart peut venir d'imprécisions de mesures ou de variabilité de la population des tailles de bulles qui participent à la décantation.
Pour les grands diamètres de goulot, la figure II.5.15 montre la comparaison entre, d'une part, la durée de décantation initialement mesurée à partir de la pression comme l'écart entre T_{FE} et T_{OE} et, d'autre part, la durée qui peut être estimée à partir du diagramme spatio-temporel, à savoir, $\tau'_D = (L - z_{basse}(T_H))/\frac{dz_{basse}}{dt}$. Nous n'avons pu faire cette comparaison que pour $L^* = 9$. En effet dans ces conditions la mesure de la position $z_{basse}(T_H)$ n'est pas trop bruitée et il est possible d'extrapoler les mesures jusqu'à $t = T_{OE}$. Une telle extrapolation pour les autres valeurs de L^* serait plus risquée. Pour $d^* \geq 0,75$, l'accord entre les deux mesures est satisfaisant même s'il n'est pas extrêmement précis. Ceci nous conforte quant à la cohérence de nos mesures et à la robustesse des mesures par analyse d'image des diagrammes spatio-temporels.

Contrairement à la dynamique aux temps courts de la frontière haute qui est trop rapide pour être accessible par nos mesures, la dynamique de mise en mouvement de la frontière basse est accessible par nos visualisations. Cela se voit clairement sur la figure II.5.15 qui montre que les mesures des durées caractéristiques $(T_{decH} - T_{jet})$ sont très bruitées, alors que celles de la durée $T_{decB} - T_{jet}$ suivent une évolution décroissante mesurable.
Les figures II.5.18 et II.5.17 permettent d'observer que les grandeurs caractéristiques du décollage de la frontière basse du milieu diphasique suivent un comportement global dont il faudra tenter de rechercher les lois d'échelle. La durée entre le premier impact au fond du jet émis au goulot et l'instant de décollage de la frontière basse, $(T_{decB} - T_{jet})$ diminue au premier ordre selon $d^{*-3/2}$ et la hauteur de la surface libre supérieure à cet instant, H_{dec}, augmente avec le rapport d^* quelle que soit la valeur de L^* avec une hiérarchisation des valeurs en fonction de L^* qui est visible.
La durée $(T_{decB} - T_{jet})$ correspond à la durée d'un écoulement complexe où le jet impactant la paroi du fond directement ou à travers une mince couche de liquide, crée massivement des interfaces gaz-liquide. On peut tenter de décrire qualitativement ce qui se passe à partir du travail de [12] sur l'injection d'un panache lourd dans un milieu confiné. Dans des temps inaccessibles à la mesure, et en présence d'instabilités multiples, un écoulement initialement radial et très rapide le long du fond donne lieu, lorsque cet écoulement rencontre les parois verticales du cylindre, à une remontée du liquide le long de ces parois avant que cet écoulement de retour ne s'effondre. De rapides déstabilisations des interfaces créent certainement des inclusions gazeuses de tailles variées. Le fond du cylindre se remplissant, les plus grosses poches de gaz remontent très rapidement sous l'action de la gravité ou se rompent en plus petites bulles. Lorsqu'on voit la frontière basse du diagramme spatio-temporel décoller du fond on est déjà à des temps suffisamment grands pour que le nuage

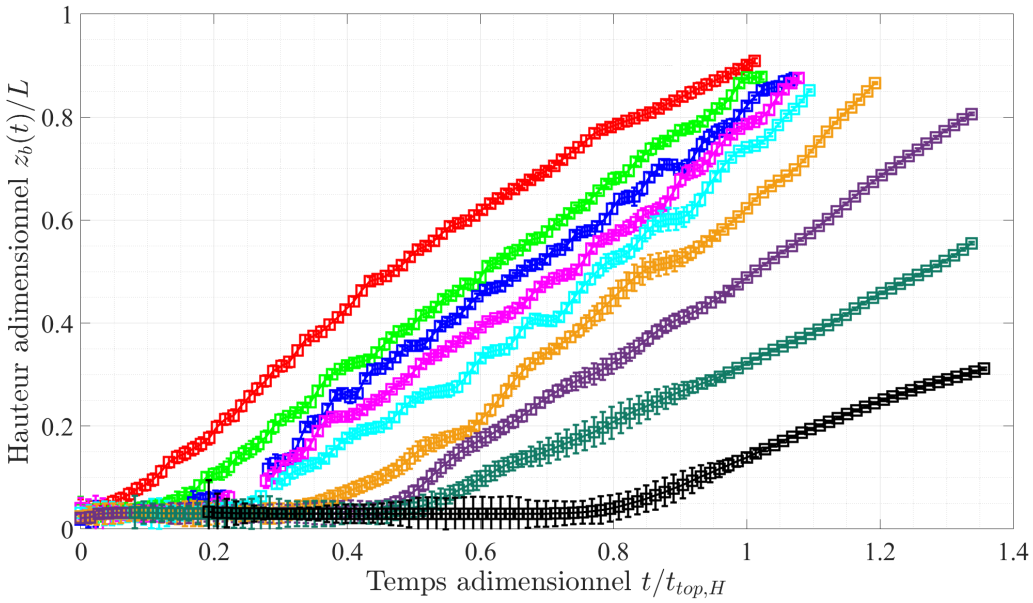


FIGURE II.5.12 – Hauteur de la frontière basse $z_{basse}(t)$ du milieu diphasique au cours du temps normé par le temps $t_{top,H}$ pour $L^* = 9$ et pour différents rapports d^* ($d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$) . Les barres d'erreurs proviennent des variations entre les différents seuils.

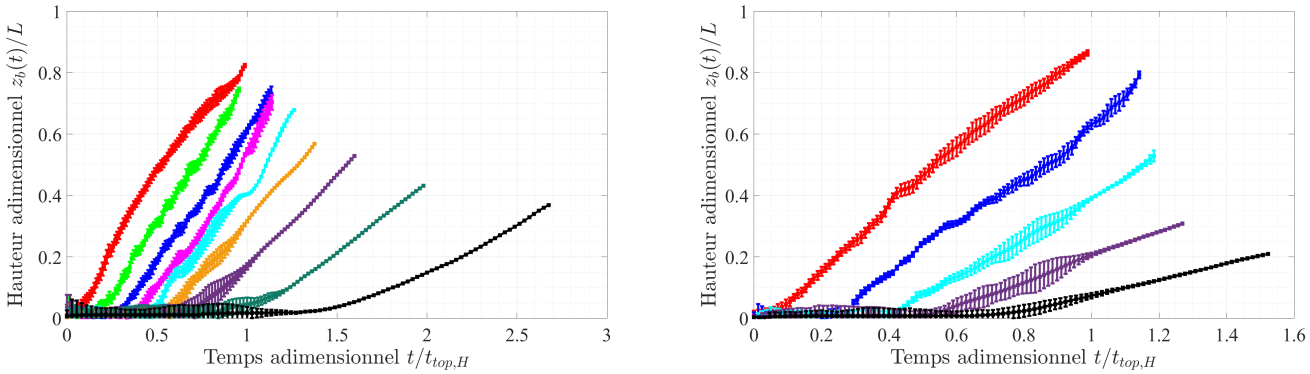


FIGURE II.5.13 – Hauteur de la frontière basse $z_{basse}(t)$ du milieu diphasique au cours du temps normé par le temps $t_{top,H}$ pour différents rapport d^* ($d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$) et pour $L^* = 5$ (a) et $L^* = 7$ (b).

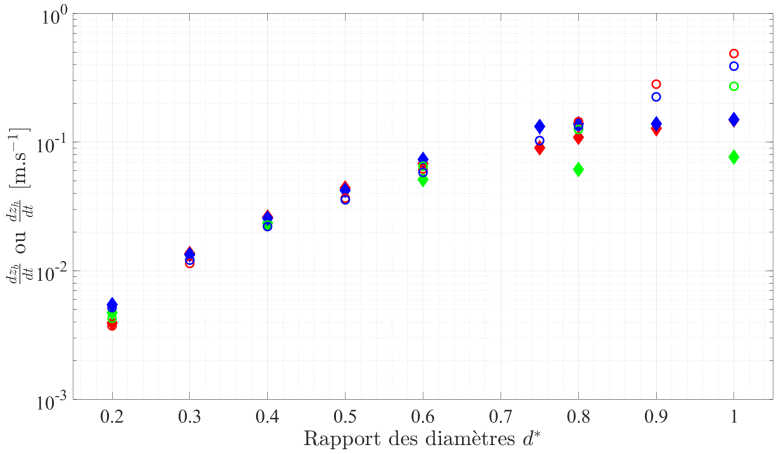


FIGURE II.5.14 – Evolution des vitesses de remontée des frontières, haute et basse, du milieu diphasique en fonction de d^*. ♢ : Vitesse de la frontière basse $\frac{dz_b}{dt}$et ◯ : vitesse de la frontière haute $\frac{dz_h}{dt}$ pour $L^* = [5, 7, 9]$.

de bulles de composition extrêmement complexe se soit réorganisé et se laisse transporter par l'écoulement moyen et la flottabilité.
Il faut s'attendre à ce qu'après ce transitoire brusque lié à l'impact du jet de liquide sur le fond, existe, au moins dans certaines conditions de géométrie du cylindre, une phase dans laquelle une agitation complexe et une population de poches de gaz de tailles variées se développent et progressent à l'intérieur du cylindre. Cette population de poches et bulles sera soumise à une décantation préférentielle des plus grosses d'entre elles, à des reconfigurations complexes des interfaces par déstabilisation, rupture ou coalescence simultanément à l'émergence d'une agitation complexe au sein du liquide.

Évolution de la hauteur du tampon diphasique

Une dernière grandeur est déterminée par la combinaison des deux précédentes. L'épaisseur du milieu diphasique dans la direction verticale H_{MD} est donnée par la relation (2.5.3)

$$H_{MD}(t) = z_{haute}(t) - z_{basse}(t) \tag{2.5.3}$$

Tout au long du remplissage, cette hauteur peut représenter une profondeur de pénétration moyenne du jet impactant la surface libre pour des cas avec $d^* \leq 0.4$ ou, pour $d^* \geq 0.6$, représenter la hauteur d'un milieu diphasique concentré en bulles qui est alimenté en permanence par ce jet impactant mais qui contient des bulles formées au préalable qui sont en train de migrer vers la surface libre.

Cette grandeur ne peut être mesurée que jusqu'au moment ou la surface libre atteint le haut de l'image. La hauteur du milieu diphasique varie en fonction du temps (*c.f.* figures II.5.19 et II.5.19). Cela est lié par exemple à la remontée de bulles de tailles diverses, aux variations d'énergie cinétique du jet entrant dans le milieu diphasique lorsque la hauteur de chute libre diminue en cours de remplissage, l'alimentation en bulles pouvant ainsi diminuer au cours du temps. La hauteur varie aussi sur une gamme assez importante en fonction du diamètre qui influence le flux d'énergie entrant dans le système pour former des interfaces.
Comme dans la plupart des résultats discutés jusqu'à présent, deux évolutions temporelles distinctes sont observables sur la figure II.5.19 selon la valeur de d^*. De plus, les évolutions temporelles comportent également deux phases distinctes entre démarrage et développement aux temps longs.

Tout d'abord pour $d^* \leq 0.6$, une première phase commune est présente dans laquelle la hauteur du milieu diphasique croît jusqu'à atteindre une hauteur maximale. La hauteur maximale est atteinte au moment où la frontière basse du milieu diphasique décolle du fond du cylindre. Cette hauteur décroît ensuite lentement au cours du temps. Cette décroissance est principalement due au fait que la vitesse du jet diminue au

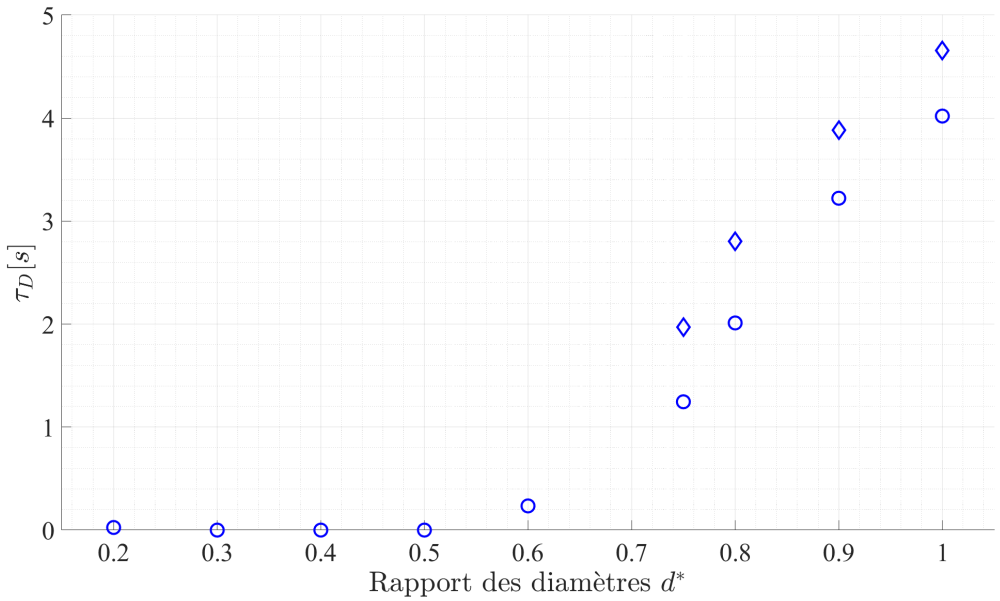


FIGURE II.5.15 – Durée de décantation $L^* = 9$ pour ○ : $\tau_D = T_{FE} - T_{OE}$ et ◇ : $\tau'_D = (L - z_b(T_H))/\frac{dz_b}{dt}$ (mesurée uniquement pour $d^* > 0.75$).

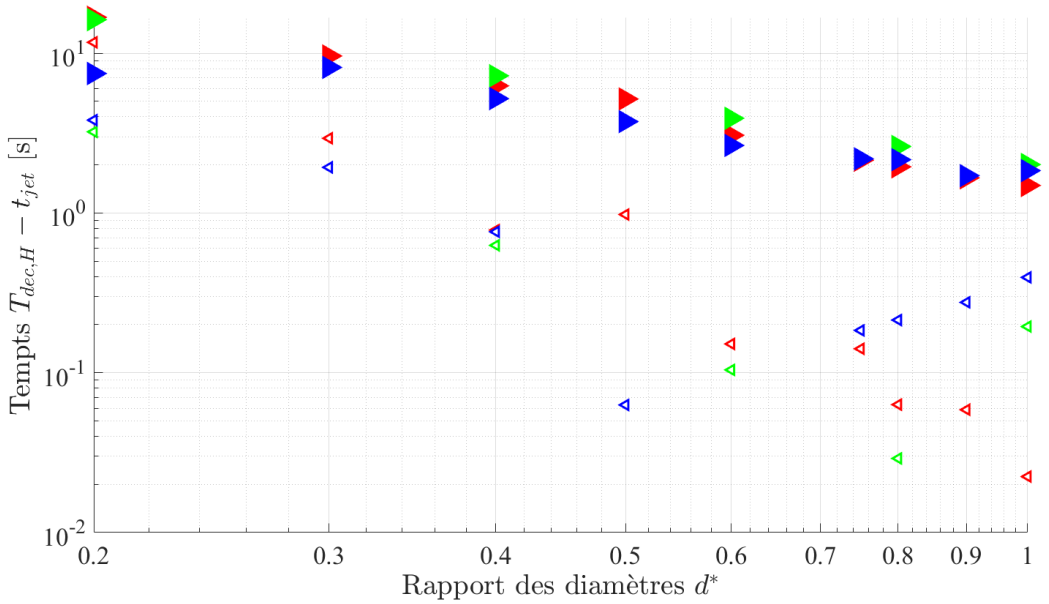


FIGURE II.5.16 – Durées caractéristiques $T_{decH} - t_{jet}$ (◁) et $T_{decB} - t_{jet}$ (▷) en fonction de d^* pour $L^* = [5, 7, 9]$.

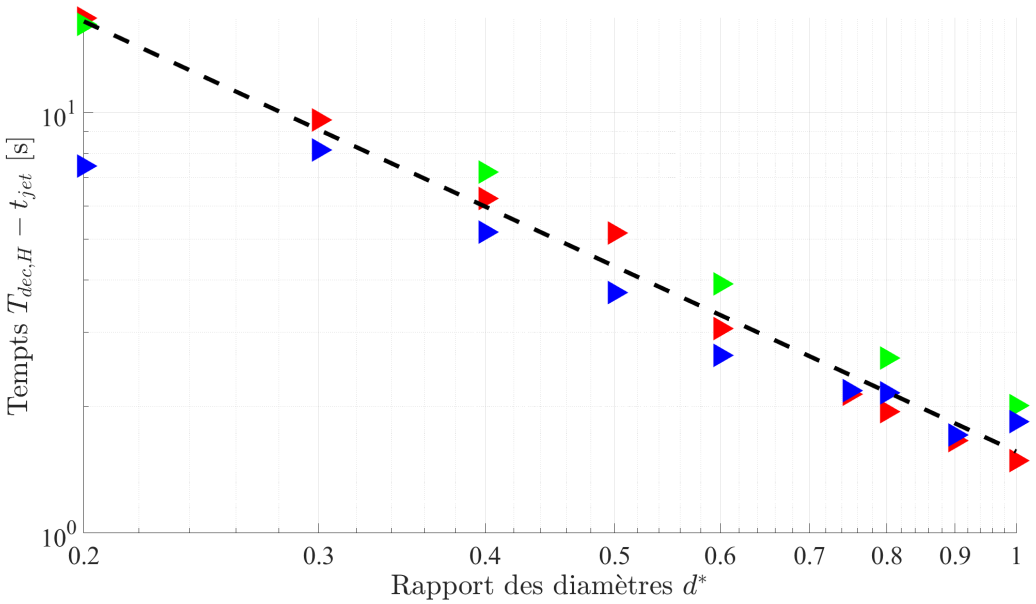


FIGURE II.5.17 – Durées caractéristiques $T_{decB} - t_{jet}$ (▷) en fonction de d^* pour $L^* = [5, 7, 9]$. **- -** : loi en $1.56 d^{*-1.46}$.

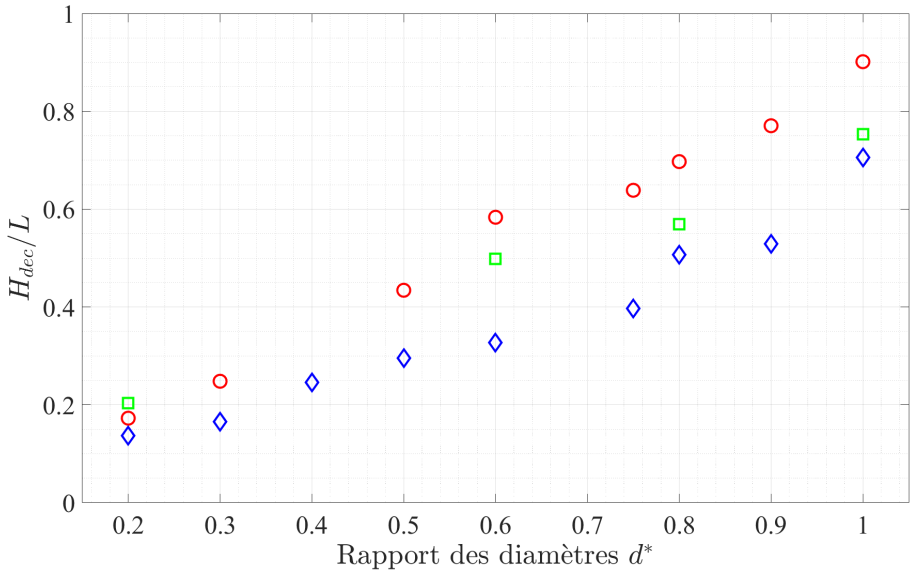


FIGURE II.5.18 – Hauteur de la frontière haute du milieu diphasique H_{dec} à l'instant de décollage de la frontière basse comparé à la longueur du cylindre L pour $L^* = 5$ (○), $L^* = 7$ (□) et $L^* = 9$ (◇).

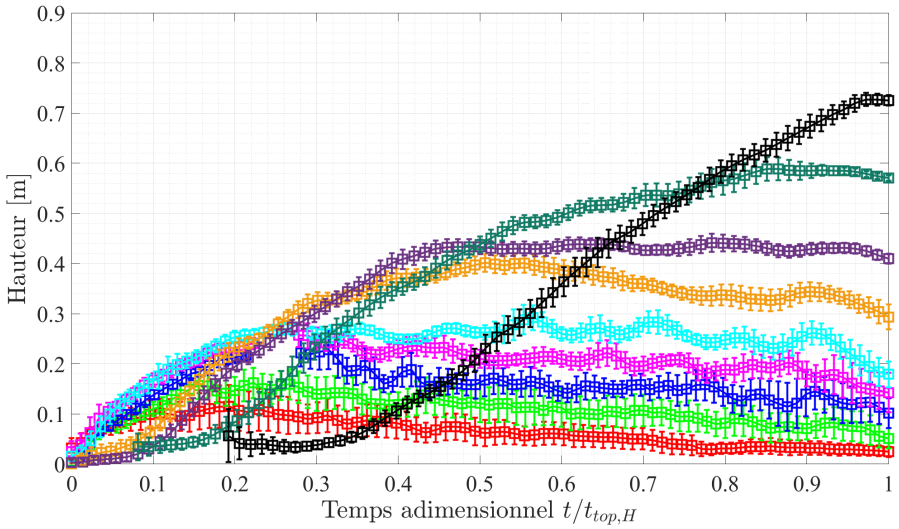
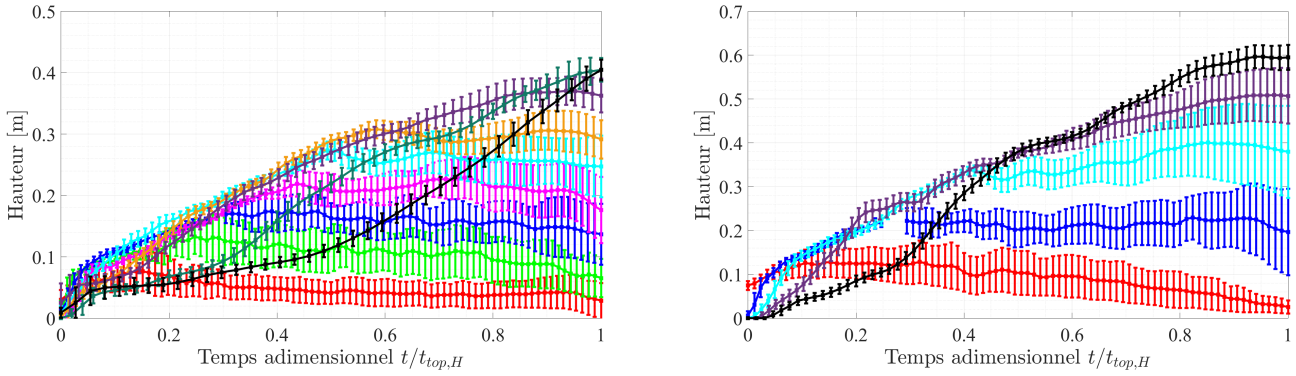


FIGURE II.5.19 – Évolution de la hauteur du milieu diphasique H_{MD} du milieu diphasique en fonction du temps normé par le temps $t_{top,H}$ pour différents rapports d^* (d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]) et pour $L^* = 9$.



(a) (b)

FIGURE II.5.20 – Évolution de la hauteur du milieu diphasique H_{MD} du milieu diphasique en fonction du temps normé par le temps $t_{top,H}$. (a) $L^* = 5$ et d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1], (b) $L^* = 7$ et d^* = [0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1].

fur et à mesure que la surface libre remonte dans le cylindre. Le jet pénétrant moins profondément dans la colonne fluide, il forme et entraîne des bulles moins profondément.
Ensuite, pour $d^* > 0.75$, la hauteur du milieu diphasique possède une évolution tout à fait différente. Tout d'abord lors de la formation du milieu diphasique, le transitoire de démarrage joue un rôle plus important que précédemment. L'effet en est de générer un milieu diphasique avec une hauteur faible et qui va peu augmenter dans le temps. Une fois cette transition passée, le milieu diphasique voit sa hauteur croître rapidement avec une vitesse semblable aux cas $d^* \leq 0.6$. Comme précédemment, une fois que le milieu diphasique a décollé du fond du cylindre, l'évolution de sa hauteur est modifiée. Pour $d^* = 0.75$, la hauteur du milieu diphasique atteint une valeur maximale puis décroît de manière lente comme dans les cas où $d^* \leq 0.6$. Pour $d^* = 0.8$ et $d^* = 0.9$, une fois le milieu diphasique décollé du fond du cylindre, la hauteur de ce dernier reste constante tout au long de la remontée de la surface libre. Enfin pour $d^* = 1$, le milieu diphasique est décollé du fond quasiment quand la surface libre atteint le goulot et sa hauteur est en constante augmentation au cours du remplissage.
Ces comportements sont également ceux observés pour les hauteurs L =0.5 et 0.7 m (*c.f.* figure II.5.19).

Tentative de mesure globale de la fraction volumique de gaz dans le milieu diphasique

Nous avons tenté une mesure de la fraction volumique de gaz dans le milieu diphasique en combinant les mesures de hauteurs de ce milieu et les signaux de pression pris au fond du cylindre. Nous verrons que la mesure est délicate et ne mène finalement qu'à des ordres de grandeur. Mais, étant donné la complexité de l'écoulement, et le peu d'information accessible, nous avons jugé bon de discuter ce point dans ce manuscrit. Nous avons cherché à accéder à deux mesures : (i) la mesure du taux de vide moyennée sur la totalité de la colonne fluide depuis le fond jusqu'à la surface libre, noté $[\alpha]$, et (ii) la mesure du taux de vide présent dans le milieu diphasique compris entre z_{basse} et z_{haute}, noté α_{MD}. Les principes de mesures de ces taux vides sont reportés sur la figure II.5.21. Dans cette présentation nous introduisons des notations spécifiques pour les épaisseurs du milieu liquide pur (H_{FB}), du milieu contenant des bulles, qu'il soit la zone supérieure dans la quelle les bulles sont réellement présentes (H_{MD}) ou qu'il soit un milieu homogénéisé équivalent de hauteur totale H_{FH}.



(a) (b)

FIGURE II.5.21 – Schéma de principe du calcul du taux de vide déterminé (a) uniquement dans le milieu diphasique et (b) sur l'intégralité de la colonne fluide.

Le taux de vide du milieu diphasique α_{MD} correspond au taux de vide associé au milieu diphasique déterminé par les mesures de hauteurs (*c.f.* figure II.5.21a). Le milieu diphasique est la zone dans laquelle la densité de bulles est la plus forte. Le taux de vide associé à la colonne fluide $[\alpha]$ correspond à un taux de vide dans la totalité de la colonne fluide homogénéisée (*c.f.* figure II.5.21b). Il devrait donc être inférieur à α_{MD}.
Les taux de vide α_{MD} et $[\alpha]$ sont déterminés en supposant que l'écoulement est hydrostatique à chaque instant. Les équations permettant de calculer ces grandeurs α_{MD} et $[\alpha]$ sont respectivement les équations (2.5.4) et (2.5.5).

$$\alpha_{MD}(t) = \frac{\rho_w g \left(H_{MD}(t) + H_{FH}(t)\right) - \Delta P}{\rho_w g H_{MD}(t)} \tag{2.5.4}$$

$$[\alpha](t) = \frac{\rho_w g H_{FH}(t) - \Delta P}{\rho_w g H_{FH}(t)} \tag{2.5.5}$$

avec $\Delta P = P_{bottom} - P_{top}$ la différence de pression vue par les deux sondes positionnées en bas et en haut du cylindre obtenue instantanément pour l'essai associé à la visualisation.
Le calcul des taux de vide est soumis à deux hypothèses fortes :

1. le milieu diphasique est composé d'une distribution homogène de bulle
2. l'écoulement est supposé hydrostatique à tout instant

Comme il est possible de le voir dans la figure II.5.21, la détermination du taux de vide à partir des hauteurs et de la pression, fournit, quelle que soit la configuration, des évolutions temporelles très compliquées dans lesquelles il faut faire du tri en vérifiant si toutes les conditions nécessaires à l'accès à la mesure sont satisfaites ou pas. La première phase, avant t/T_{OE} =0,1 environ, correspond à la phase dans laquelle la pression dynamique génère de fortes variations de pression ce qui provoque des fluctuations de taux de vide irréalistes puisque l'hypothèse 2 n'est pas vérifiée. Par ailleurs, comme on peut le voir sur cette figure, nous avons écarté toutes les fractions volumiques supérieures à 1 ou inférieures à 0. Elles peuvent apparaître même aux temps où l'hypothèse 2 est respectée, en particulier aux instants où les imprécisions de mesures de hauteurs – qui sont très importantes dans l'évaluation des relations 2.5.4 et 2.5.5 – et celles de mesure de ΔP fournissent ces valeurs aberrantes. Le cas à $d^* = 0.2$ est aussi un cas pour lequel nous devons précisément questionner le sens de la mesure de α_{MD} parce que la mesure de $H_{MD}(t)$ aboutit à des valeurs de fraction volumique qui n'ont pas le sens d'une mesure homogénéisée dans tout le volume du milieu de hauteur H_{MD}. L'hypothèse 1 est mise en défaut. Le diagramme spatio-temporel étant obtenu à partir d'une région de l'écoulement d'extension radiale limitée et proche de l'axe du cylindre, la hauteur $H_{MD}(t)$ est ici difficilement représentative d'une région homogénéisée. En particulier, il ne faut pas considérer comme réaliste l'augmentation forte de α_{MD} dans les derniers instants du remplissage lorsque la diminution forte de la hauteur du milieu diphasique rend la mesure de H_{MD} trop imprécise pour estimer la fraction de bulles. On peut néanmoins conserver en mémoire pour ce cas la valeur mesurée entre t/T_{OE} =0,1 et t/T_{OE} =0,6 qui est de 13% environ et qui est une fraction de gaz présente près de l'axe dans le jet plongeant.

Dans les figures II.5.24a et II.5.24b, une hiérarchisation des mesures en fonction de la configuration apparaît dans la gamme des temps compris entre t/T_{OE} =0,2 et t/T_{OE} =0,9. Que ce soit pour le calcul du taux de vide du milieu diphasique uniquement (*c.f.* figure II.5.24a) ou bien pour le calcul de ce taux de vide sur la colonne fluide (*c.f.* figure II.5.24b), le taux de vide maximal augmente avec le rapport d^*.

Ces mesures sont complexes à réaliser de part le fait qu'elles combinent plusieurs grandeurs mesurées par différents moyens (capteur de pression et caméra rapide). De plus, les hauteurs à partir desquelles elles sont calculées sont des moyennes comprenant des barres d'erreur pouvant être importantes. Néanmoins cela permet d'obtenir une première estimation du taux de vide présent dans le milieu diphasique au cours du temps. Pour réduire la portée de ces données, une moyenne temporelle est calculée dans la partie la plus robuste du signal de taux de vide. Cette moyenne temporelle est donc calculée pour $t/T_{OE} \geq 0.2$ quelle que soit la configuration. Sur les figures II.5.24a et II.5.24b on peut remarquer que nous avons enlevé les mesures à L^* =5 pour les petits diamètres de goulot parce qu'elles sont trop imprécises. Sur ces figures, malgré les barres d'erreur importantes qui ne sont pas affichées car elles généraient l'observation, on peut voir tout de même une tendance générale, à savoir que le milieu diphasique se charge de plus en plus en gaz lorsque d^* augmente puisque la valeur moyenne de α_{MD} augmente alors. La gamme des fractions volumiques se situe alors entre 5 et 25% environ tant pour α_{MD} que pour $[\alpha]$. On peut noter que les deux grandeurs α_{MD} et $[\alpha]$ se rapprochent bien l'une de l'autre aux valeurs de d^* importantes puisque le milieu diphasique occupe alors toute la hauteur du cylindre sur une grande partie du temps de remplissage. Les mesures sont par contre trop imprécises pour que l'on puisse discuter une quelconque dépendance à L^*.

Conclusions sur l'évolution des hauteurs du milieu diphasique

Grâce à la mesure d'évolutions temporelles de hauteurs caractéristiques issues des diagrammes spatio-temporels nous avons pu examiner un peu plus avant la dynamique globale du milieu diphasique qui s'intercale entre le tampon gazeux qui le surmonte et le volume d'eau pure qui se situe en dessous jusqu'au fond du cylindre. Nous cernons mieux les gammes de temps et de d^* pour lesquelles ce milieu est alimenté en bulles par le jet plongeant. Nous allons donc maintenant examiner un modèle de profondeur de pénétration d'un jet plongeant confiné pour essayer de prévoir l'épaisseur du milieu diphasique dans les conditions où celle-ci est gouvernée par ce jet.

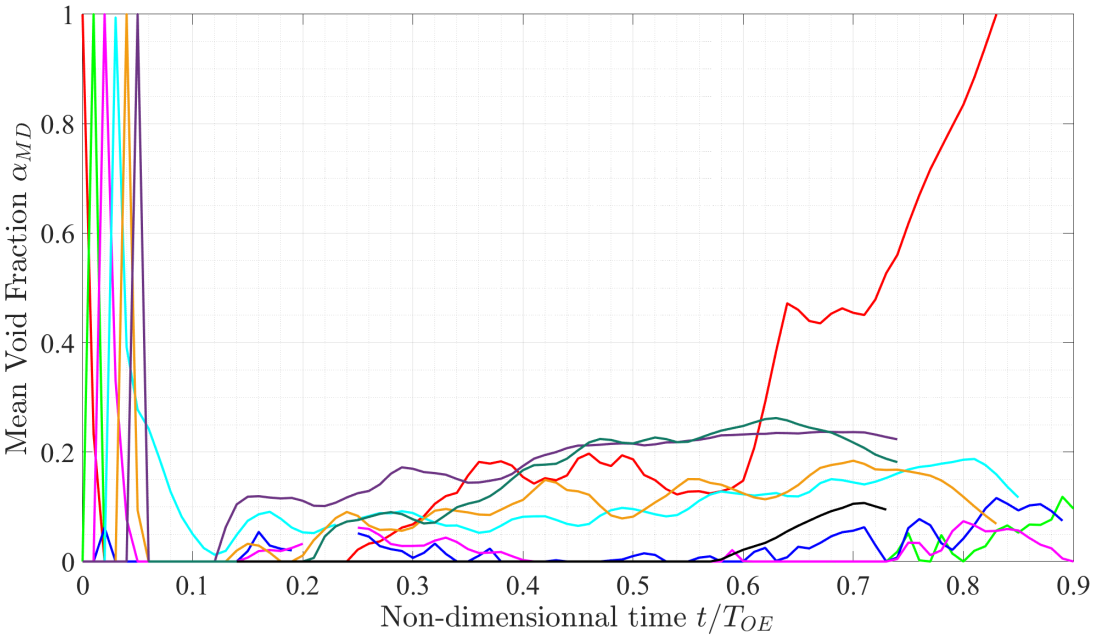
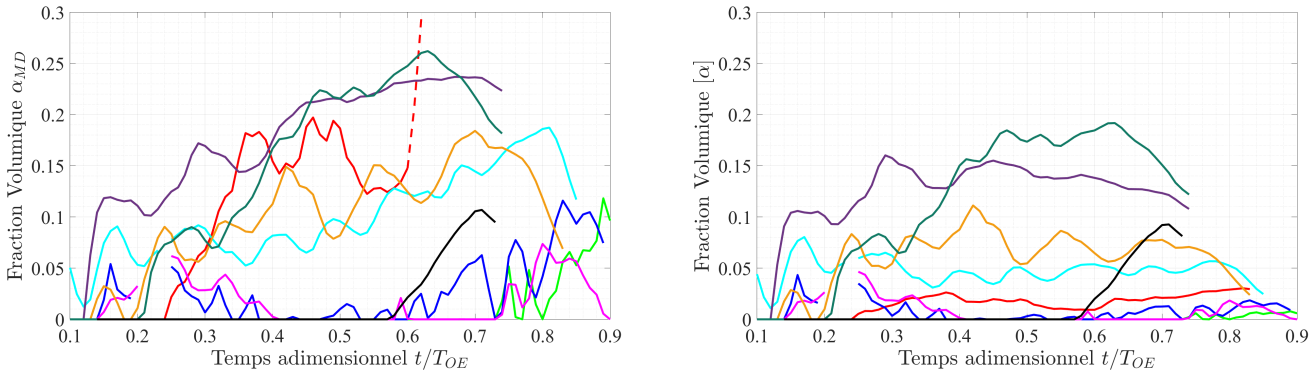
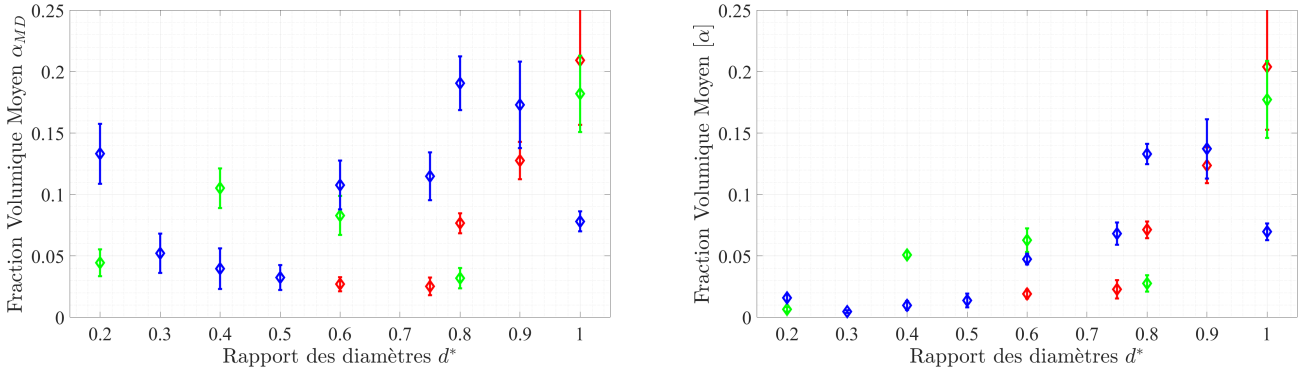


FIGURE II.5.22 – Évolution du taux de vide calculé à partir de l'équation (2.5.4)($d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$) pour $L^* = 9$.



(a) (b)

FIGURE II.5.23 – Évolution du taux de vide calculé à partir de (a) l'équation (2.5.4) et (b) l'équation (2.5.5)($d^* = [0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1]$) pour $L^* = 9$. Dans la figure (a) pour $d^* = 0.2$, le trait plein correspond au taux de vide dans le milieu diphasique tandis que le trait pointillé correspond à une mesure sur-estimée du taux de vide.



(a) (b)

FIGURE II.5.24 – Évolution de la moyenne temporelle pour (a) le taux de vide α_{MD} et (b) le taux de vide $[\alpha]$ pour $L^* = 5$ (○), $L^* = 7$ (□) et $L^* = 9$ (◇).

5.2 Génération du tampon diphasique par le jet plongeant

Le tampon diphasique analysé dans la partie 5.1 est principalement généré par le jet plongeant, tout au moins aux temps intermédiaires. Ce jet plongeant génère certes le milieu diphasique aux premiers instants par une interaction extrêmement complexe avec le fond du cylindre, mais les bulles créées initialement décantent ensuite et le milieu contenant des inclusions gazeuses est alors entretenu tout au long du remplissage par ce même jet. En effet, le jet liquide est perturbé à cause de l'alternance des passages de fluides au goulot. Ces perturbations facilitent l'entraînement d'air par le jet lors de son impact avec la surface libre. Les poches de gaz entraînées se rompent rapidement en nuages de bulles de tailles variées et, sous la surface libre, le jet est donc un jet diphasique.
Dans cette partie, un modèle permettant de prédire la profondeur de pénétration du jet diphasique est présenté puis comparé aux données expérimentales lorsque cela est pertinent. Le modèle de jet plongeant permet de prédire l'évolution de la hauteur du milieu diphasique lorsque ce dernier a décollé du fond du cylindre et que sa frontière basse est fixée par la profondeur de pénétration du jet.
Ce modèle tire bénéfice des travaux antérieurs de [2] et [10] sur un jet plongeant en milieu d'extension infinie. Le modèle proposé ici est quasi-statique, puisque dans un premier temps il est développé en considérant que la surface libre est comme immobile dans le cylindre. La figure II.5.25 illustre la situation étudiée.
Ce jet axi-symétrique est donc un jet diphasique avec une fraction volumique de gaz notée α_{in}, et il s'élargit avec un angle d'ouverture moyen noté γ. En outre, la fraction volumique de gaz du milieu diphasique entourant le jet, notée α_{out}, agit également sur la pénétration du jet diphasique. Avec l'élargissement du jet, la vitesse du liquide diminue jusqu'à devenir nulle à la profondeur notée L_C. Dans notre configuration, l'écoulement est confiné dans un cylindre de rayon $R = D/2$ et de longueur L, et nous allons proposer un modèle pour tenir compte de l'effet de ce confinement sur le jet. La vitesse du jet à l'impact dépend de la vitesse au niveau du goulot et de la position de la surface libre puisque, entre le goulot et cette surface, l'eau est en chute libre. Dans ce modèle, la longueur de pénétration H_{pb} est définie comme la profondeur maximale à laquelle les bulles sont entraînées par le jet.

Le jet plongeant sous la surface libre est modélisé par un cône axi-symétrique tronqué. Le rayon, la vitesse et la densité du jet à l'impact sont respectivement notées r_i, u_i, ρ_i. Ce cône s'élargit avec la profondeur avec un angle d'ouverture constant γ. Ainsi, il est possible de déterminer l'évolution du rayon du jet en fonction de la hauteur comme

$$r_j(x) = r_i + tan(\gamma)x. \tag{2.5.6}$$

Pour $r < r_j$, la vitesse du jet est représentée comme uniforme dans la direction transversale et notée $U(x)$. L'évolution ne dépend maintenant plus que de l'altitude x.

La vitesse d'impact u_i est déterminée à partir de la vitesse du fluide au goulot par une loi de chute libre

$$u_i = \sqrt{V_0^2 + 2gh} \tag{2.5.7}$$

avec V_0 la vitesse du fluide au goulot déterminée par la conservation de la masse et liée au temps de remplissage du cylindre ($V_0 = d^{*-1/2}L/T_{OE}$), g la gravité, d le diamètre du goulot et $h(t) = L - H(t)$ la hauteur de chute libre. Le rayon du jet à l'impact est donné par un argument de conservation de la masse : $r_i^2 = d^2/4V_0/u_i$. Quelques vérifications visuelles ont permis de valider cet argument.
L'idée de [2] est que la hauteur de pénétration du jet plongeant H_{pb} est définie comme la hauteur à laquelle la vitesse descendante du jet $U(x = H_{pb})$ est égale à la vitesse terminale minimale des bulles de diamètre supérieur à 1 mm, $U_T \simeq 0,22$ m.s^{-1}. Ces auteurs ont en effet observé que le jet plongeant présente une frontière de pénétration nette et que seules les bulles sub-millimétriques sont entraînées plus bas par le jet plongeant. Cela est dû à l'évolution non-monotone de la vitesse terminale des bulles lorsque le diamètre augmente. Toutes les bulles de diamètre supérieur à 1 mm environ, ont des vitesses terminales supérieures à 0,22 $m.s^{-1}$ et remontent malgré la force de trainée vers le bas que le jet leur impose. Il est donc nécessaire de modéliser l'évolution longitudinale de la vitesse dans le jet.
Le jet diphasique plonge dans un milieu diphasique de masse volumique $\rho_0 = (1-\alpha_{out})\rho$ avec α_{out} la fraction volumique de gaz dans le milieu ambiant et ρ la mase volumique de l'eau.

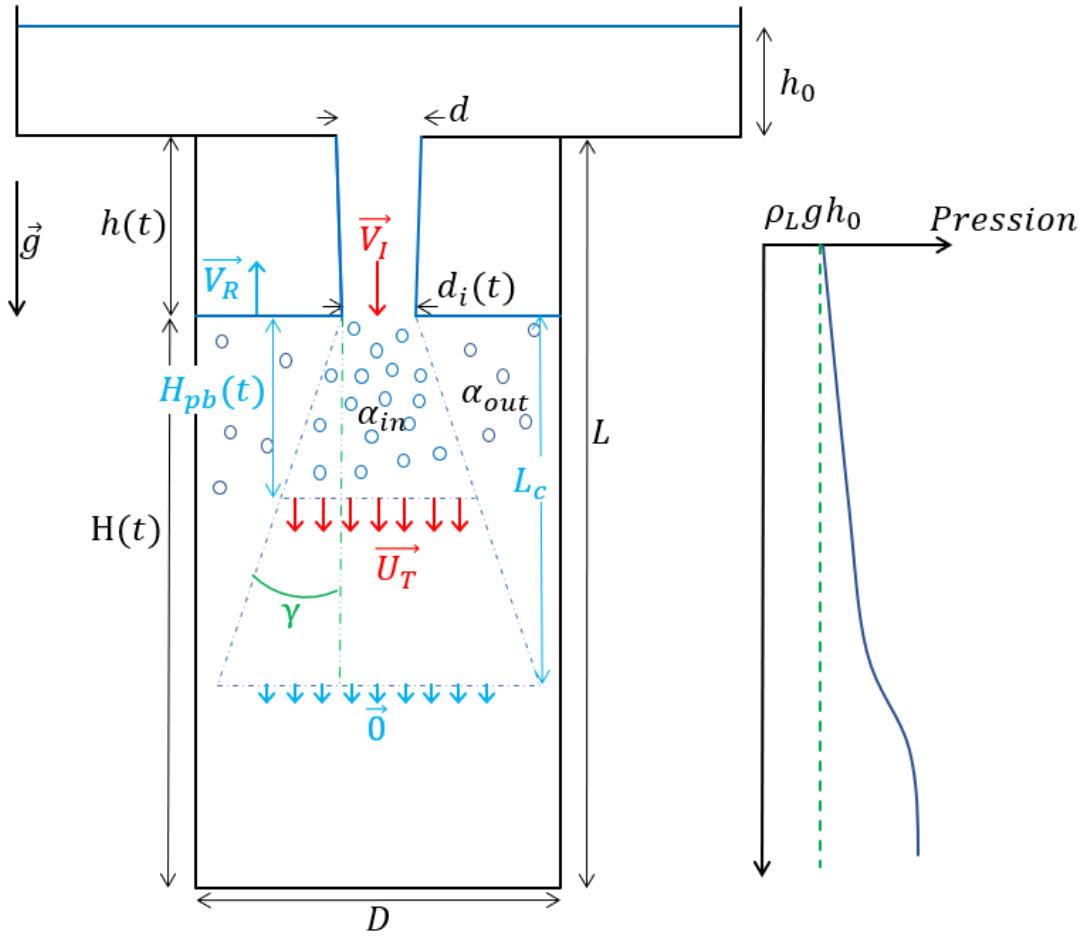


FIGURE II.5.25 – Schéma de principe du modèle de jet diphasique.

La masse volumique du jet est donnée par $\rho_j = \rho_i = (1-\alpha_{in})\rho$ avec α_{in}, la fraction volumique de gaz dans le jet. La physique de création du nuage par le jet plongeant et les observations qualitatives de la concentration en bulles montrent qu'il faut s'attendre à ce que $\rho_j < \rho_0$.

Conservation de la masse

Pour écrire l'équation de conservation de la masse dans le cylindre, il est d'abord nécessaire d'introduire une notation pour la vitesse remontante du milieu ambiant U_u qui dépend de x. Sous l'hypothèse que le flux de masse initial est négligeable devant celui à la hauteur x ($\pi r_i^2 u_i \ll \pi r_j^2 u_j$), la conservation de la masse s'écrit :

$$(1-\alpha_{out})U_u(x)(R^2 - r_j^2(x)) = (1-\alpha_{in})U(x)r_j^2(x) \tag{2.5.8}$$

Ce qui permet d'écrire la vitesse ascendante comme :

$$U_u(x) = U(x)\left(\frac{1-\alpha_{in}}{1-\alpha_{out}}\right)\left(\frac{r_j^2(x)}{R^2 - r_j^2(x)}\right) \tag{2.5.9}$$

Conservation de la quantité de mouvement

On écrit le bilan de quantité de mouvement sur un domaine cylindrique fixe de diamètre D, limité par la surface libre supérieure et de hauteur x. Cette hauteur est inférieure à la hauteur de désagrégation du jet

ce qui permet d'écrire :

$$\rho_j \pi U^2(x) r_j^2(x) + \rho_0 \pi U_u^2(x) \left(R^2 - r_j^2(x)\right) - \rho_i \pi r_i^2 u_i^2 = F_{\text{PRESSION}} + F_{\text{GRAVITÉ}} + F_{\text{FLOTTABILITÉ}} \tag{2.5.10}$$

On suppose que la pression peut être décomposée en un terme hydrostatique fixé au premier ordre par la masse volumique du milieu ambiant ρ_0 - l'intégrale de ce terme donnant lieu à la flottabilité - et en un terme supplémentaire représentant le confinement qui donne lieu à la composante F_{PRESSION}.
Les composantes selon x des forces de flottabilité et de gravité font apparaître la masse volumique relative du cône du jet. La résultante de ces forces dépend de l'écart de fraction volumique de gaz entre l'intérieur du cône et le milieu et du volume du cône. Elle s'écrit

$$F_{\text{FLOTTABILITÉ}} + F_{\text{GRAVITÉ}} = (\alpha_{in} - \alpha_{out})\, \rho g \mathcal{V}_{cône} \tag{2.5.11}$$

avec α_{in} et α_{out} respectivement la fraction volumique de gaz dans le cône et dans le milieu ambiant, ρ la masse volumique du liquide et $\mathcal{V}_{cône} = \frac{1}{3}\pi x \left(r_i^2 + r_j^2(x) + r_i r_j(x)\right)$.
La force de pression, quant à elle, est due à la présence d'un gradient de pression adverse. Ce dernier est une conséquence du confinement du jet et est induit par la présence d'un fond imperméable. Cette idée est étendue dans le cas diphasique à partir de modèles de jets monophasiques confinés ([25], [29] et [16]). En notant K le gradient de pression, supposé constant, la force de pression est donnée par la relation (2.5.12).

$$F_{\text{PRESSION}} = -\pi K R^2 x \tag{2.5.12}$$

L'évolution de la pression dans le cylindre peut être vue comme évoluant linéairement avec la hauteur jusqu'à une profondeur où la vitesse du jet s'annule et au delà de laquelle le niveau de pression moyen est constant (*c.f.* figure II.5.25). Pour déterminer le gradient de pression K nous introduisons une longueur caractéristique Lc à laquelle le flux de quantité de mouvement du jet devient égal à 0 sous le seul effet du gradient de pression adverse. En notant le flux de quantité de mouvement injecté à l'impact $J_0 = \rho_i \pi r_i^2 u_i^2$, le bilan de quantité de mouvement sur le volume de hauteur L_c s'écrit :

$$K \pi R^2 L_C = J_0 \tag{2.5.13}$$

En utilisant les équations (2.5.9), (2.5.11), (2.5.12) et (2.5.13) pour remplacer chaque terme de l'équation (2.5.10), cette dernière s'écrit :

$$(1-\alpha_{in})\, U^2(x) r_j^2(x) \left[1 + \frac{1-\alpha_{in}}{1-\alpha_{out}} \frac{r_j^2(x)}{R^2 - r_j^2(x)}\right] = \frac{J_0}{\pi\, \rho} \left(1 - \frac{x}{L_C}\right) - \frac{1}{3} (\alpha_{in} - \alpha_{out})\, g x \left(r_i^2 + r_j^2(x) + r_i r_j(x)\right) \tag{2.5.14}$$

Cette équation est composée de termes provenant du modèle de jet diphasique en milieu infini ([2] et [10]) et du modèle de jet monophasique en milieu confiné. Cette équation est compatible avec ces configurations. Pour retrouver le modèle obtenu pour le jet diphasique en milieu infini, il suffit de poser $\alpha_{out} = 0$ et $L_C \to \infty$. Pour retrouver cette fois le modèle de jet monophasique en milieu confiné, il est nécessaire de dire que $\alpha_{in} = \alpha_{out} = 0$ et que la source est considérée comme ponctuelle ($r_i \to 0$).
Cette équation est utilisée, à un instant fixé qui détermine la hauteur de chute h et donc u_i (cad J_0) pour prédire x qui satisfait à $U(x) = U_T \simeq 0,22$ m.s^{-1}, la valeur de la solution x correspondant alors à la profondeur de pénétration H_{pb}.
Dans cette équation (2.5.14), quatre paramètres sont ajustables : L_C, α_{in}, α_{out} et γ. Afin de faciliter le calcul de la hauteur avec le modèle, il est nécessaire de réduire le nombre de paramètres. Pour cela, deux hypothèses peuvent être ajoutées afin de combiner plusieurs paramètres. La première hypothèse à être utilisé est une hypothèse de type Boussinesq (α_{in}, $\alpha_{out} \ll 1$). La seconde hypothèse est liée à la détermination de la longueur caractéristique L_C. Deux possibilités existent. La première correspond à adopter la valeur déterminée par [29] et donnée par la relation (2.5.15) :

$$L_C = 3.5D \tag{2.5.15}$$

La seconde possibilité pour fixer L_C est de suivre l'hypothèse suivante : la vitesse du jet diphasique plongeant devient nulle lorsque le rayon de ce dernier devient égal au rayon du cylindre. Ainsi pour cette seconde hypothèse la longueur caractéristique L_C est donnée par la relation (2.5.16).

$$L_C = \frac{R - r_i}{tan(\gamma)} \tag{2.5.16}$$

En utilisant ainsi l'une des deux hypothèses décrites précédemment, il est possible de réduire la dépendance du modèle à deux paramètres : $\Delta\alpha = \alpha_{in} - \alpha_{out}$ et γ. En anticipant que γ est faible sur la base de la valeur $\gamma \leq 12.5^o$ déterminée par [10], il est également possible d'écrire que $tan(\gamma) \simeq \gamma$. L'équation (2.5.14) prend alors la forme décrite dans la relation (2.5.17)

$$U_T^2 r_j^2(x,\gamma)\left[\frac{R^2}{R^2 - r_j^2(x,\gamma)}\right] = \frac{J_0}{\pi\,\rho}\left(1 - \frac{x}{L_C}\right) - \frac{1}{3}\Delta\alpha g x\left(r_i^2 + r_j^2(x,\gamma) + r_i r_j(x,\gamma)\right) \tag{2.5.17}$$

À partir de la relation (2.5.17), il est possible d'estimer la hauteur de pénétration d'un jet diphasique H_{pb} et de comparer son évolution au cours du temps avec la mesure de hauteur H_{MD}.
Dans un premier temps, nous allons discuter du poids des différents termes de ce modèle.
Dans un second temps, les prédictions du modèle de jet diphasique confiné seront comparées à l'ensemble de nos mesures dans les configurations pour lesquelles le jet plongeant est le mécanisme physique qui contrôle la hauteur du milieu diphasique. Nous rechercherons alors les valeurs optimales de $\Delta\alpha$ et γ qui assurent une adéquation entre prédictions et mesures. Les configurations pour lesquelles on peut faire une comparaison se répartissent sur la gamme $d^* \leq 0,5 - 0,6$ pour $L^* = 5$, 7 et 9.

Comparaison des différents termes du modèle

Nous comparons les différents termes du modèle sur une première configuration d'écoulement pour laquelle $d^* = 0.5$ et $L^* = 9$.

Le modèle de jet diphasique confiné est celui qui comporte l'ensemble des termes de l'équation 2.5.17. Le modèle de jet monophasique confiné est celui pour lequel $\Delta\alpha = 0$ dans l'équation 2.5.17, le modèle de jet diphasique en milieu infini est celui pour lequel $L_C \to \infty$ dans cette même équation. L'intérêt de déterminer les prédictions des trois modèles est de voir l'influence de chaque terme sur le calcul de la hauteur.

La figure II.5.26 permet de faire la comparaison entre les mesures de la hauteur H_{MD} (en bleu) et les prédictions réalisées avec les différents modèles présentés ci-dessus.
Sur la figure nous avons reporté tout d'abord la prédiction du modèle jet diphasique non confiné de [10] en trait continu rouge. C'est à dire que nous avons adopté les paramètres déterminés par ces auteurs : $\Delta\alpha = 0,15$ et $\gamma = 12.5^o$. La prédiction n'est pas très éloignée de la mesure, mais elle la sous-estime tout de même. Si on regarde la prédiction donnée par le modèle de jet monophasique confiné de [25] (en trait continu magenta) l'écart à la mesure se creuse. Et il en est de même si on utilise le modèle que nous avons développé avec les valeurs de $\Delta\alpha = 0,15$ et $\gamma = 12.5^o$ (courbe continue noire) qui est beaucoup trop basse. On voit donc qu'il va falloir déterminer des couples ($\Delta\alpha$, γ) spécifiques pour les jets confinés.

La figure II.5.26 comporte aussi des simulations avec des paramètres $\Delta\alpha$ et γ qui sont ajustés afin de faire correspondre les prédictions de notre modèle complet (en traits noirs (- · -) et (- -)) avec les hauteurs mesurées. Les paramètres $\Delta\alpha = 0,025$ et $\gamma = 7,5^o$ ont donc été choisis arbitrairement. Ces paramètres sont maintenus identiques pour les trois modèles, s'ils y apparaissent. Dans le cas du modèle de jet diphasique en milieu infini (courbe rouge en pointillés), les prédictions de hauteurs surestiment la pénétration du jet. Cette surestimation montre qu'il est important de prendre en compte le gradient de pression adverse. L'effet du confinement correspondant au fond du cylindre génère ce gradient qui restreint la progression du jet. Le modèle de jet monophasique en milieu confiné donne des valeurs assez proches de la hauteur de pénétration expérimentale (courbe rose en pointillés). Enfin le modèle décrit dans l'équation (2.5.17) permet une estimation cohérente de la hauteur de pénétration et de son évolution au cours du temps (courbes noires en pointillés très proches car le choix de L_C est peu sensible). Ce modèle combine le confinement, dû aux

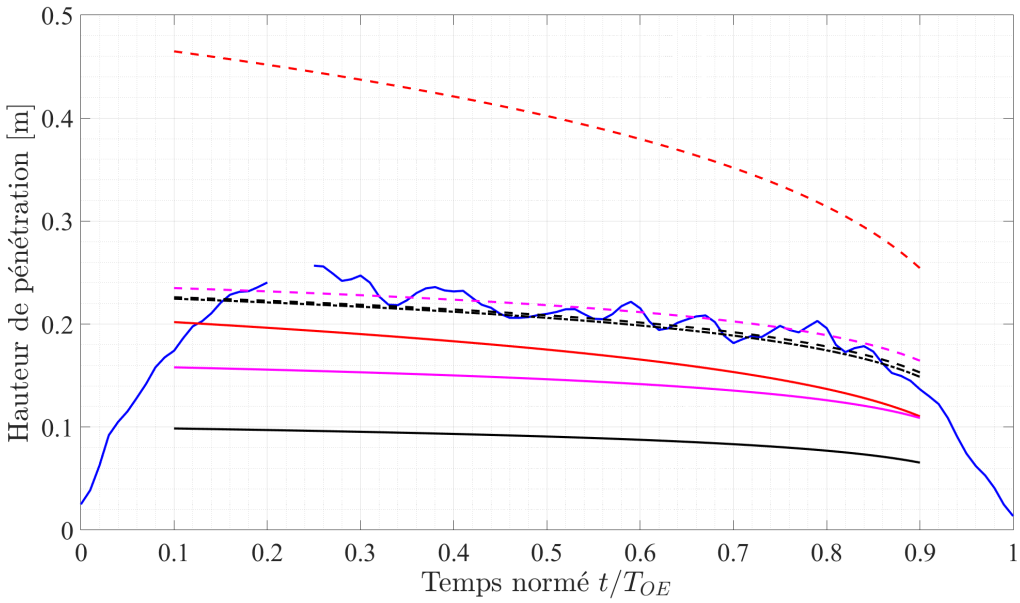


FIGURE II.5.26 – Comparaison entre la hauteur H_{MD} mesurée (-) et différentes prédictions de modèles pour $d^* = 0.5$ et $L^* = 9$. En traits continus : $\Delta\alpha = 0.15$ et $\gamma = 12.5^o$ comme dans le travail de [10] ; en traits pointillés : $\Delta\alpha = 0.025$ et $\gamma = 7.5^o$ choisis ici arbitrairement pour que notre modèle se compare correctement aux mesures. En rouge : le modèle de jet diphasique en milieu infini, en magenta : le modèle de jet monophasique en milieu confiné, en noir : le modèle de jet diphasique confiné décrit par l'équation (2.5.14).
Dit autrement, le modèle de jet diphasique en milieu infini de [10] : (-) : avec $\Delta\alpha = 0.15$ et $\gamma = 12.5^o$; (- -) : avec $\Delta\alpha = 0.025$ et $\gamma = 7.5^o$; le modèle de jet monophasique en milieu confiné de [25] : (-) : avec $\gamma = 12.5^o$ et (- -) : avec $\gamma = 7.5^o$; et finalement le modèle de jet diphasique confiné décrit par l'équation (2.5.14) : (-) : avec $L_C = 3.5D$, $\Delta\alpha = 0.15$ et $\gamma = 12.5^o$ et (- · -) : $L_C = (R - r_i)/\gamma$, $\Delta\alpha = 0.025$ et $\gamma = 7.5^o$ et (- -) : $L_C = 3.5D$, $\Delta\alpha = 0.025$ et $\gamma = 7.5^o$

parois du cylindre et le caractère diphasique combiné du jet et de son environnement. L'effet produit par le fond du cylindre est de générer un gradient de pression qui réduit fortement la hauteur de pénétration. D'autre part, le confinement produit par les parois latérales du cylindre charge le milieu ambiant en bulles ce qui réduit la différence de densité avec le jet plongeant et corrige légèrement la hauteur de pénétration. La combinaison de ces deux effets du confinement et le caractère diphasique du jet entrant permet au modèle de prédire de manière cohérente l'évolution de la hauteur au cours du temps, à condition d'adapter les paramètres $\Delta\alpha$ et γ.
Afin de discuter de la portée de ce modèle, il est nécessaire de travailler sur une détermination objective des paramètres qu'il fait intervenir. Nous donnons au lecteur une illustration des effets séparés du choix de $\Delta\alpha$ et de γ sur la figure II.5.27. Elle montre que ces deux paramètres jouent tant sur le niveau des courbes que sur leur courbure.

Obtention des paramètres optimaux

La méthode de calcul mise en place utilise la hauteur du milieu diphasique mesurée pour déterminer les paramètres optimaux $\Delta\alpha$ et γ du modèle qui permettent de retrouver cette hauteur. Nous avons cherché des couples de valeurs ($\Delta\alpha$, γ) invariants au cours de l'écoulement mais qui peuvent dépendre de d^* et L^*.

Dans un premier temps, on a examiné la possibilité d'avoir cette solution de paramètres invariants dans le temps, en examinant comment évoluent les couples de paramètres ($\Delta\alpha$, γ) qui assurent une prédiction correcte des mesures lorsqu'on traite d'observations à différents instants. Considérons le cas particulier de l'écoulement à $d^* = 0.3$ & $L^* = 9$ (figure II.5.28). A chaque instant de l'écoulement où le jet plongeant

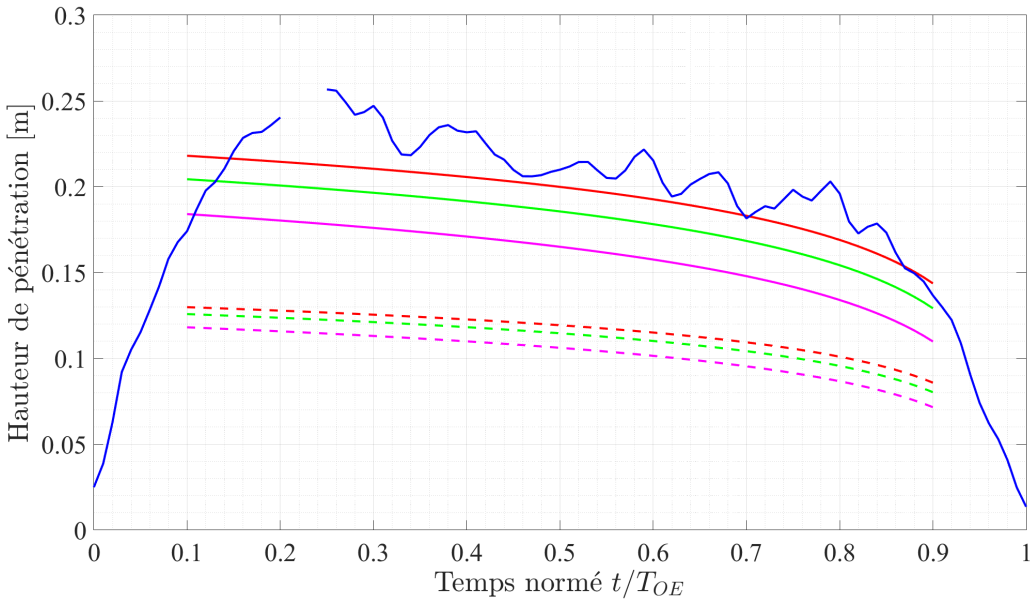


FIGURE II.5.27 – Comparaison entre la hauteur H_{MD} mesurée et le modèle décrit par l'équation (2.5.14). Pour - : $\Delta\alpha = 0.05$, - : $\Delta\alpha = 0.10$ et - : $\Delta\alpha = 0.20$. Pour - : $\gamma = 7.5^o$ et - - : $\gamma = 15^o$.

contrôle la hauteur du milieu diphasique, cad aux instants signalés par les traits pointillés verticaux de cette figure, la hauteur expérimentale filtrée H_{MD} (reportée en pointillés roses) est introduite dans le modèle comme étant la hauteur de pénétration du jet diphasique sous la surface libre. On recherche alors les paramètres en procédant de la façon suivante : l'angle d'ouverture γ va arbitrairement balayer la gamme $0^o \leq \gamma \leq 45^o$ et, pour chaque valeur de γ le paramètre $\Delta\alpha$ est déterminé de manière à faire correspondre la prédiction à la mesure. Pour chacun de ces instants, ce protocole permet donc de faire ressortir un ensemble de couples $(\Delta\alpha, \gamma)$ qui sont solution de l'optimisation entre une mesure et la prédiction par le modèle. Ces ensembles sont en outre calculés pour chaque définition de la longueur caractéristique que ce soit $L_C = 3.5D$ (*eq.* (2.5.15)) ou $L_C = (R - r_i)/\gamma$ (*eq.* (2.5.16)). L'ensemble des coefficients déterminés pour chacune de ces hypothèses est résumé dans les figures II.5.29a et II.5.29b respectivement.
Dans ces figures, et pour chaque instant représenté par un niveau de vert donné (concordant avec ceux de la figure II.5.28), l'ensemble des coefficients permettant d'obtenir la hauteur mesurée est infini puisqu'ils se situent sur des lignes dans le plan $(\Delta\alpha, \gamma)$. Pour une mesure à un instant donné, les couples $(\Delta\alpha, \gamma)$ qui sont solutions sont ceux que l'on lit sur l'une des deux branches représentées en traits continu ou pointillé de même couleur. La première branche en trait continu (-) comporte une évolution rapide du taux de vide $\Delta\alpha$ avec l'angle γ. Cette branche correspond aux différents couples de paramètres pour lesquels le rayon du jet r_j, au moment où la hauteur de pénétration est égale à la longueur caractéristique, est inférieur au rayon du cylindre R *i.e.* $r_j(x = L_C) \leq R$. La seconde branche en pointillés (- -) correspond aux couples de paramètres pour lesquels le rayon du jet r_j est supérieur au rayon du cylindre R lorsque ce dernier atteint la longueur caractéristique *i.e.* $r_j(x = L_C) > R$. Cette solution n'est pas physique. Ainsi pour affiner la détermination des paramètres optimaux de chaque configuration, seuls les paramètres provenant de la première branche sont retenus pour être examinés comme décrit un peu plus loin.
L'évolution de ces ensembles avec le temps n'est pas la même quand on change de configuration (d^*, L^*). Les figures II.5.30 permettent de voir l'évolution de ces ensembles avec le rapport d^*. Avec l'augmentation du rapport d^*, deux effets sont visibles sur les bornes extrêmes de la détermination : un effet d'amincissement de la zone occupée par le faisceau de solutions autorisées ainsi que leur décalage assez général vers des angles inférieurs.
Dans cette première phase exploratoire, la démarche mise en oeuvre ne nous a pas permis d'identifier un couple $(\Delta\alpha, \gamma)$ unique pour chaque configuration, mais elle a permis de constater que la détermination de ce couple est en soi une vraie question.

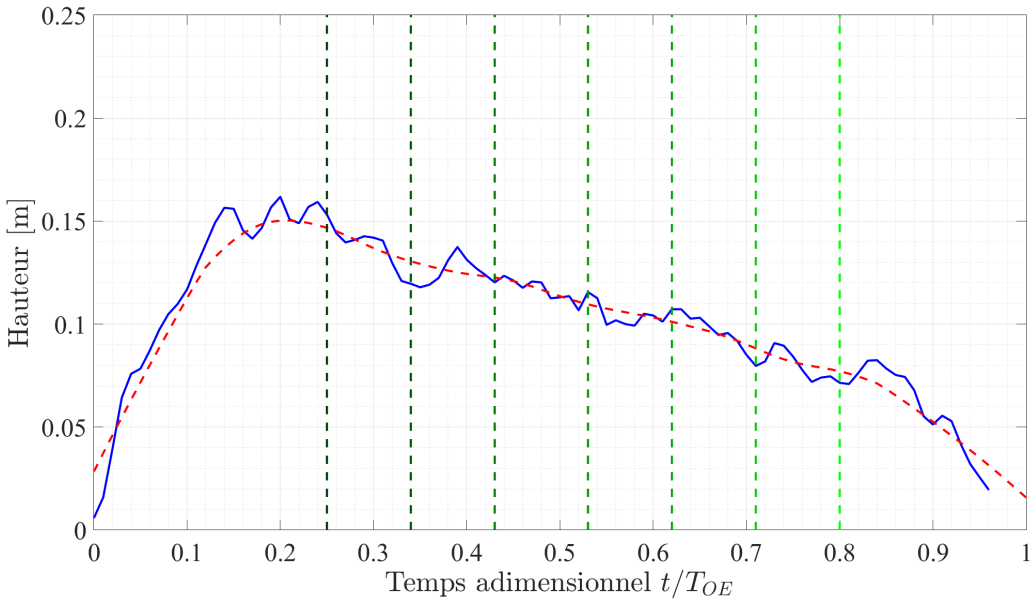


FIGURE II.5.28 – Évolution de la hauteur du milieu diphasique mesurée (-) avec mise en évidence du signal moyenné temporellement (- -) pour $d^* = 0.3$ & $L^* = 9$ avec distinction des différents instants de calcul des paramètres du modèle (- -) : $t/T_{OE} = [0.25, 0.34, 0.43, 0.53, 0.62, 0.71, 0.8]$.

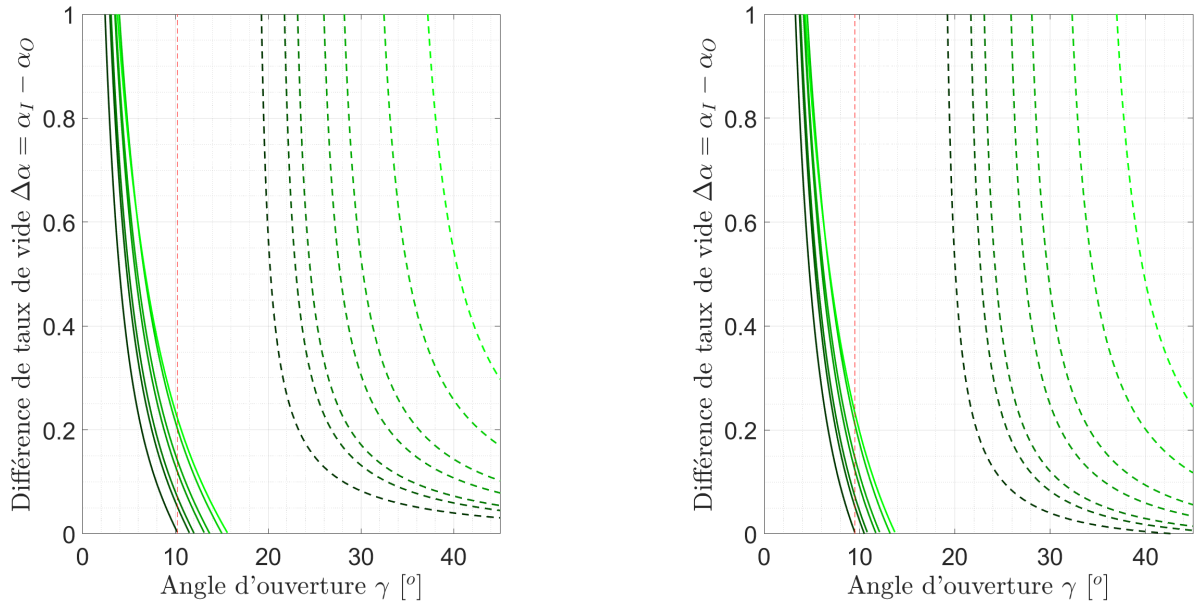
Cette analyse nous permet néanmoins de voir que les courbes $\Delta\alpha(\gamma)$ obtenues aux différents instants t/T_{OE} passent toutes par un angle γ commun désigné par des tirets rouges sur la figure II.5.29. Pour la suite, le protocole d'optimisation mis en place sélectionne cet angle présent dans l'ensemble des courbes, défini comme

$$\gamma_{opt} = min(\gamma_m(t)) \qquad \text{avec} \qquad \gamma_m(t) = \gamma \quad | \quad \Delta\alpha(\gamma, t) = 0. \tag{2.5.18}$$

En utilisant ce paramètre optimisé γ_{opt} dans un protocole d'optimisation présent dans *MATLAB* qui utilise la fonction *lsqnonlin*, nous obtenons ensuite le second coefficient $\Delta\alpha$ permettant de rapprocher, au sens des moindres carrés, la prédiction du modèle des mesures expérimentales sur un enregistrement temporel complet. L'évolution de l'angle optimal γ_{opt} en fonction de d^* et de L^* est alors donnée par la figure II.5.31. L'évolution avec d^* et L^* du second paramètre du modèle, $\Delta\alpha$, est représentée sur la figure II.5.32. Les comparaisons ont été menées sur une gamme restreinte de d^* (entre 0,2 et 0,6) qui met en oeuvre des jets plongeants bien identifiés sur les diagrammes spatio-temporels. On constate tout d'abord que, quel que soit L^*, les deux paramètres suivent une évolution avec d^* qui reste peu sensible à ce rapport de longueur. Les angles sont tous inférieurs à la valeur de 12° déterminée par [10]. Ils sont dans la gamme 3°-11° avec en particulier une évolution décroissance avec d^* à partir de $d^* \geq 0{,}3$. Les valeurs de γ et $\Delta\alpha$ à $d^* = 0{,}2$ qui optimisent la prédiction sont plus sujettes à caution car la prédiction du modèle est assez éloignée des mesures. Rappelons que ces mesures de profondeur de pénétration sont particulièrement délicates pour ce cas. L'atténuation du différentiel de fraction volumique entre l'intérieur et l'extérieur du jet quand d^* augmente est en accord avec les observations expérimentales qui montrent que le milieu diphasique est chargé en bulles en périphérie du jet aux valeurs importantes de d^*. Sur ces deux figures nous avons reporté en traits pointillés les valeurs moyennées sur les résultats indépendamment de L^* à d^* fixé. Ces valeurs $\langle\gamma\rangle(d^*)$ et $\langle\Delta\alpha\rangle(d^*)$ peuvent être utilisées pour une prédiction globale.

Les figures II.5.33-a à II.5.33-d comparent la prédiction du modèle aux mesures expérimentales dans différentes conditions de remplissage.

Sur ces figures, on voit que la prédiction permet d'avoir une estimation correcte de l'évolution de la hauteur de pénétration du jet plongeant même si la mesure de cette dernière est très difficile et donc bruitée notamment dans le cas des figures II.5.33a, II.5.33b et II.5.33c. Dans le cas de la figure II.5.33d, la variation de la hauteur du milieu diphasique est tellement importante que le choix fait précédemment d'un couple unique et constant

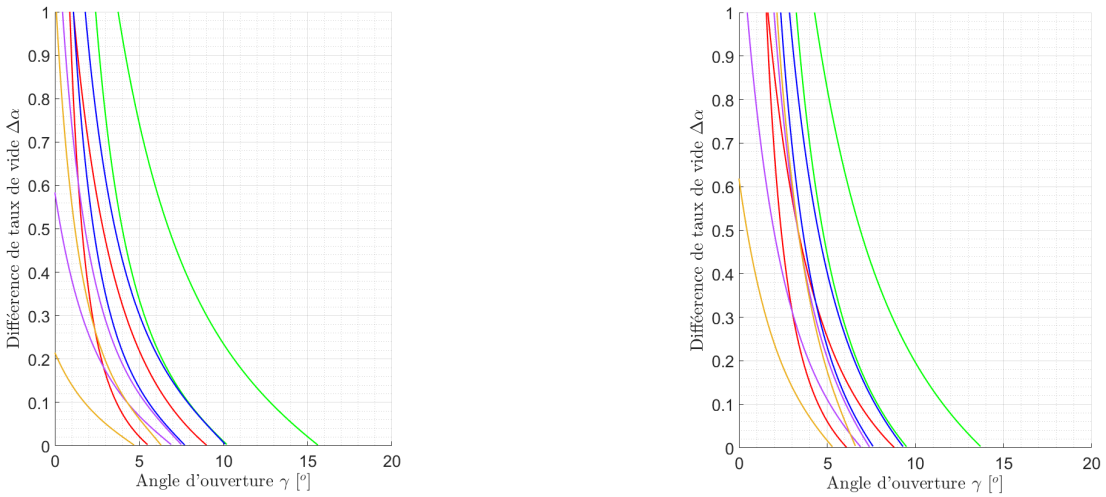


(a) (b)

FIGURE II.5.29 – Évaluation du paramètre de différence de taux de vide $\Delta\alpha$ en fonction du paramètre d'angle d'ouverture γ avec l'hypothèse (a) $L_C = 3.5D$ et (b) $L_C = \frac{R-r_i}{\gamma}$ pour $t/T_{OE} = [0.45, 0.5, 0.55, 0.60, 0.65, 0.7, 0.75]$ dans le cas $d^* = 0.3$ & $L^* = 9$. Mise en évidence de l'angle commun γ_{opt} qui est utilisé pour la détermination des coefficients optimaux (- -).

dans le temps ne permet pas de prédire correctement l'évolution temporelle de la profondeur de pénétration. Une autre manière de représenter les différents choix fait précédemment (différenciation des hypothèses sur L_C, ou encore choix d'un coefficient optimisé pour chaque configuration ou d'un coefficient moyen dépendant uniquement de d^*) est de représenter la hauteur prédite par le modèle à la hauteur mesurée expérimentalement. Les figures II.5.34 permettent de comparer l'utilisation du coefficients optimisés au cas par cas ou moyennés ($\langle\gamma\rangle(d^*)$ et $\langle\Delta\alpha\rangle(d^*)$).

Bien que les prédictions différent de la mesure de la hauteur, l'utilisation de ce modèle que ce soit avec les couples de coefficients optimisés ou moyens permet une prédiction raisonnable de la profondeur de pénétration du jet diphasique (*i.e.* les prédictions se placent dans un cône de ±15 % autour de la droite $H_{pred} = H_{exp}$). Dans les cas où la prédiction diffère fortement de la mesure une piste qui pourrait être envisagée serait d'autoriser les coefficients à suivre une évolution temporelle. La figure II.5.35 qui compare les prédictions utilisant l'hypothèse $L_C = 3.5D$ avec celles utilisant l'hypothèse $L_C = (R - r_I)/\gamma$, montre quant à elle que le choix de l'hypothèse sur L_C est peu sensible.



(a) (b)

FIGURE II.5.30 – Évolution des branches extrêmes (-) et de la branche centrale ($\cdots$) déterminées en balayant l'angle d'ouverture γ pour $L^* = 9$ et d^* =[0.2, 0.3, 0.4, 0.5 et 0.6 pour (a) $L_C = 3.5D$ et (b) $L_C = (R - r_i)/\gamma$.

Conclusions sur le modèle

Le modèle de jet plongeant diphasique nous a permis de décrire le comportement de l'un des mécanismes principaux de la formation du milieu diphasique. En basant notre réflexion sur des modèles existants, nous avons pu développer un modèle hybride qui prend en compte à la fois les effets diphasiques amenés par le jet plongeant ([2], [10]) et les effets du confinement ([25]) qui résulte de la fermeture basse du cylindre. Ce modèle, qui néglige les frottements et bien que soumis à une hypothèse forte de répartition hydrostatique des pressions et des hypothèses de petit angle d'ouverture et de faible différence de taux de vide entre le jet et le milieu ambiant, nous permet de prédire correctement l'évolution de la profondeur de pénétration du jet liquide sous la surface libre. L'évolution avec d^* des coefficients, recherchés pour optimiser la prédiction, est cohérente avec l'idée que l'ouverture du jet diminue avec sa vitesse.
Un travail complémentaire sur ce modèle nous permettrait de pousser notre réflexion pour les cas où la variation de la profondeur de pénétration est telle qu'elle nécessite une évolution temporelle du couple de coefficients. Développer un modèle pour le cas où la surface libre avance plus rapidement dans le cylindre que la vitesse de remontée du milieu diphasique enrichi par les bulles précédemment formées, nous semble néanmoins plus compliqué. On retiendra donc que le modèle présenté s'applique pour nos conditions lorsque $0,3 \leq d^* \leq 0,6$.

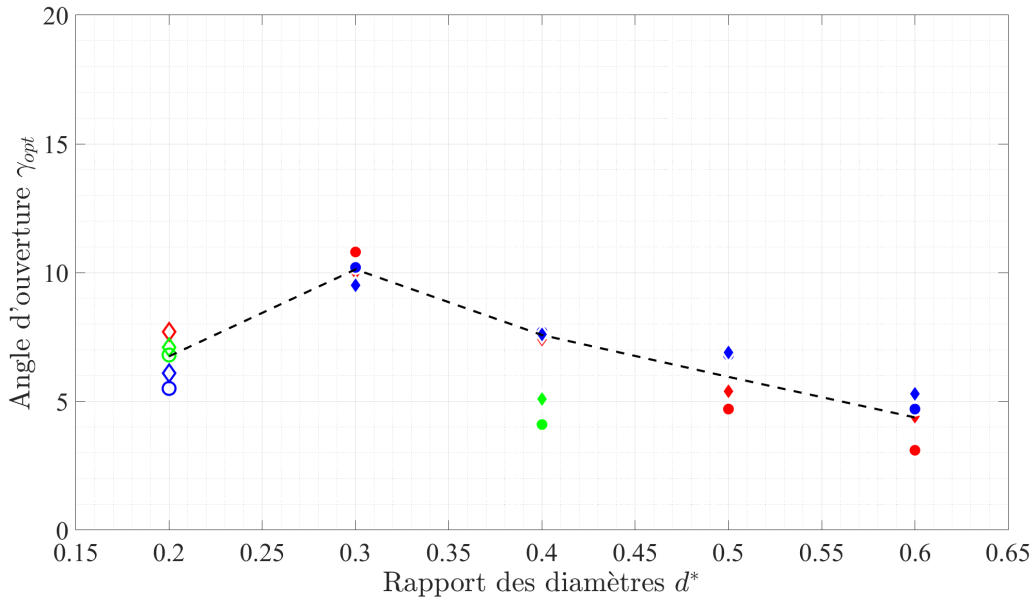


FIGURE II.5.31 – Évolution du paramètre optimal γ_{opt} avec le paramètre de l'installation d^* pour $L^* = [5, 7, 9]$. ◯ : $L_C = 3.5D$, ♢ : $L_C = (R - r_i)/\gamma$ et - - : $\langle\gamma\rangle(d^*)$. Les symboles pleins correspondent aux cas où la prédiction par le modèle et les données expérimentales sont proches et les symboles évidés correspondent aux cas à d^* =0,2 où la prédiction est assez éloignée des données expérimentales.

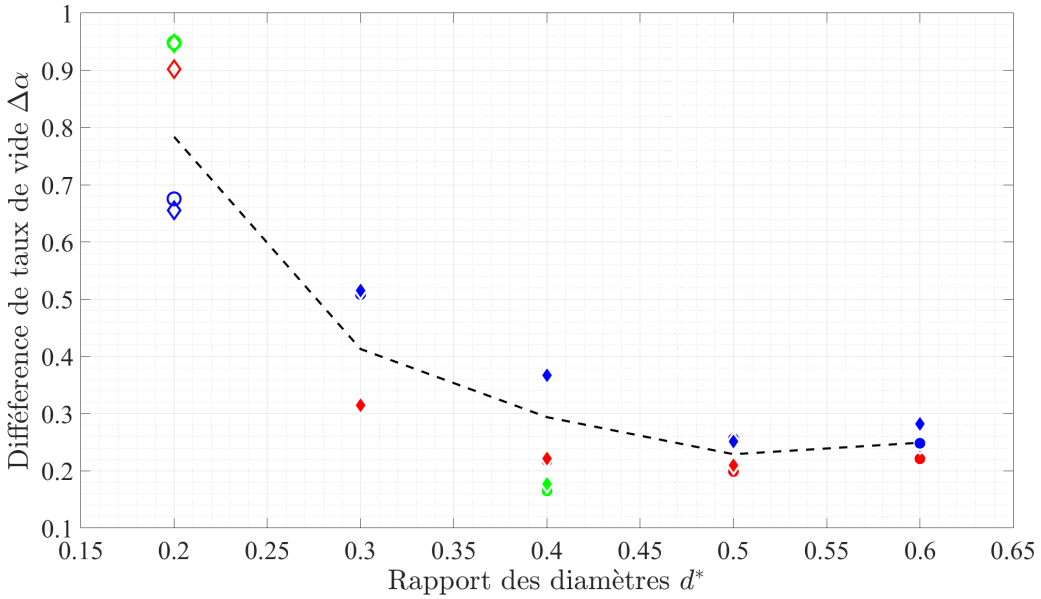


FIGURE II.5.32 – Évolution du paramètre optimal $\Delta\alpha_{opt}$ avec le paramètre de l'installation d^* pour $L^* = [5, 7, 9]$. ◯ : $L_C = 3.5D$, ♢ : $L_C = (R - r_i)/\gamma$ et - - : $\langle\Delta\alpha\rangle(d^*)$. Les symboles pleins correspondent aux cas où la prédiction par le modèle et les données expérimentales sont proches et les symboles évidés correspondent aux cas où la prédiction est éloignés des données expérimentales.

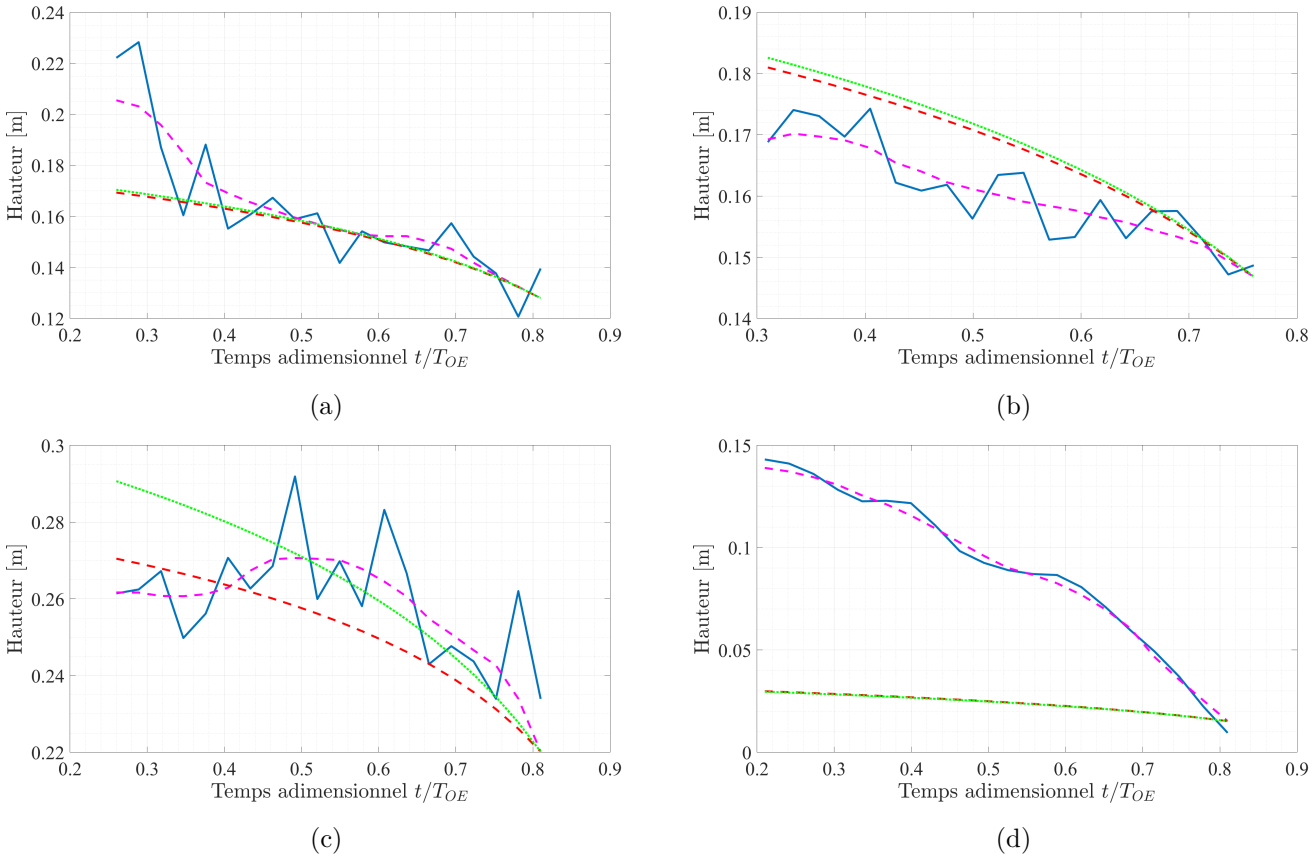


FIGURE II.5.33 – Évolution de la hauteur mesurée pour (a) $d^* = 0.4$ & $L^* = 9$, (b) $d^* = 0.4$ & $L^* = 5$, (c) $d^* = 0.6$ & $L^* = 9$ et (d) $d^* = 0.2$ & $L^* = 7$ et comparaison avec les prédictions du modèle pour chaque hypothèse. - : mesure expérimentale H_{exp}, - - : signal lissé, - - : prédiction avec l'hypothèse $L_C = 3.5D$, · · · : prédiction avec l'hypothèse $L_C = (R - r_I)/\gamma$

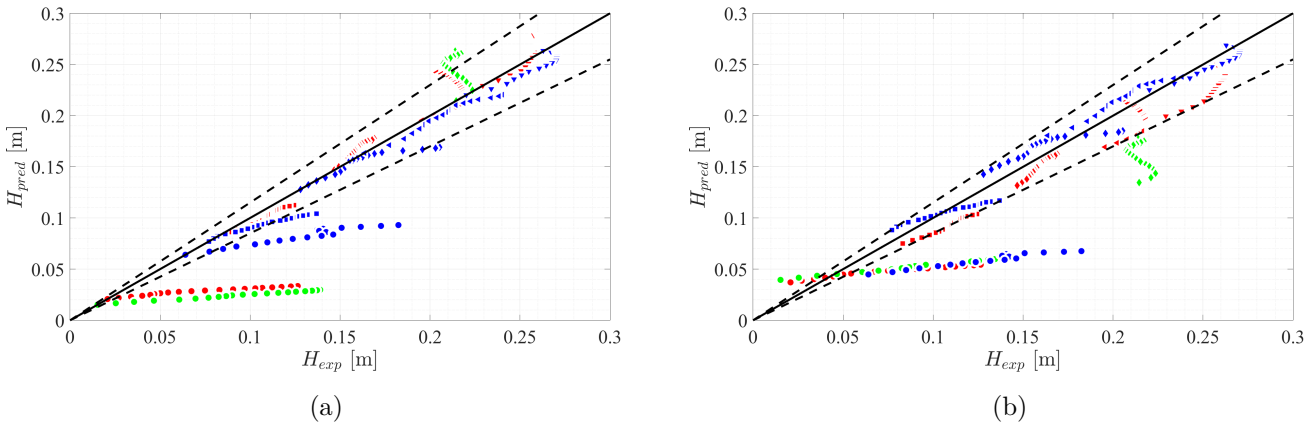
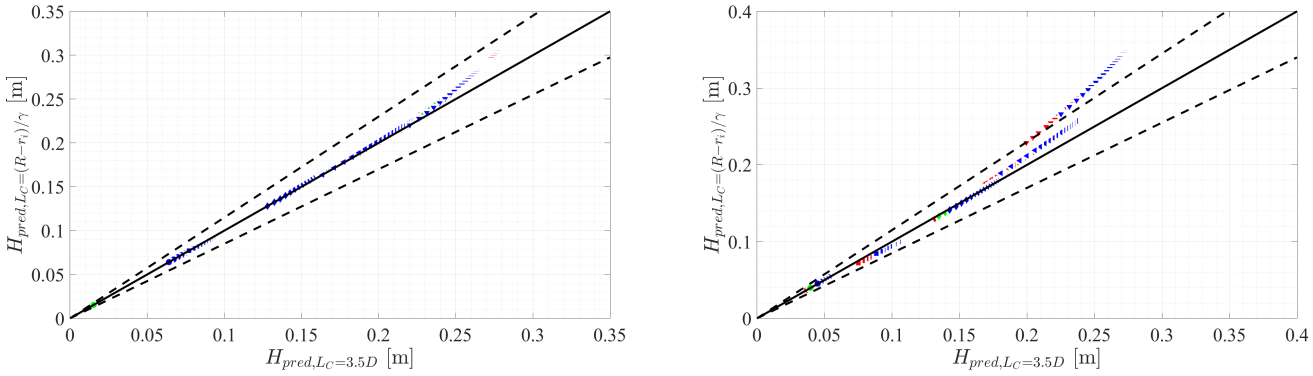


FIGURE II.5.34 – Comparaison entre la hauteur expérimentale H_{exp} et la prédiction H_{pred} pour $L_C = 3.5D$ à partir (a) des coefficients optimisés et (b) des coefficients moyens ($\langle\gamma\rangle(d^*)$ et $\langle\Delta\alpha\rangle(d^*)$) pour différentes configurations ($L^* = [5, 7, 9]$). d^* : ○ 0.2, □ 0.3, ◇ 0.4, ◁ 0.5, ▽ 0.6. Mise en évidence des comparaisons $H_{pred} = H_{exp}$ (-) et $H_{pred} = (1 \pm 0.15) H_{exp}$ (- -) . Les symboles pleins correspondent aux cas où la prédiction par le modèle et les données expérimentales sont proches et les symboles évidés correspondent aux cas où la prédiction est éloignée des données expérimentales.



(a) (b)

FIGURE II.5.35 – Comparaison entre la prédiction $H_{pred,L_C=3.5D}$ et la prédiction $H_{pred,L_C=(R-r_I)/\gamma}$ déduite à partir (a) des coefficients optimisés et (b) des coefficients moyens pour différentes configurations ($L^* = [5, 7, 9]$). d^* : ○ 0.2, □ 0.3, ◇ 0.4, ◁ 0.5, ▽ 0.6. Mise en évidence des comparaisons $H_{pred} = H_{exp}$ (**-**) et $H_{pred} = (1 \pm 0.15)H_{exp}$ (**- -**) . Les symboles pleins correspondent aux cas où la prédiction par le modèle et les données expérimentales sont proches et les symboles évidés correspondent aux cas où la prédiction est éloignée des données expérimentales.

Chapitre 6

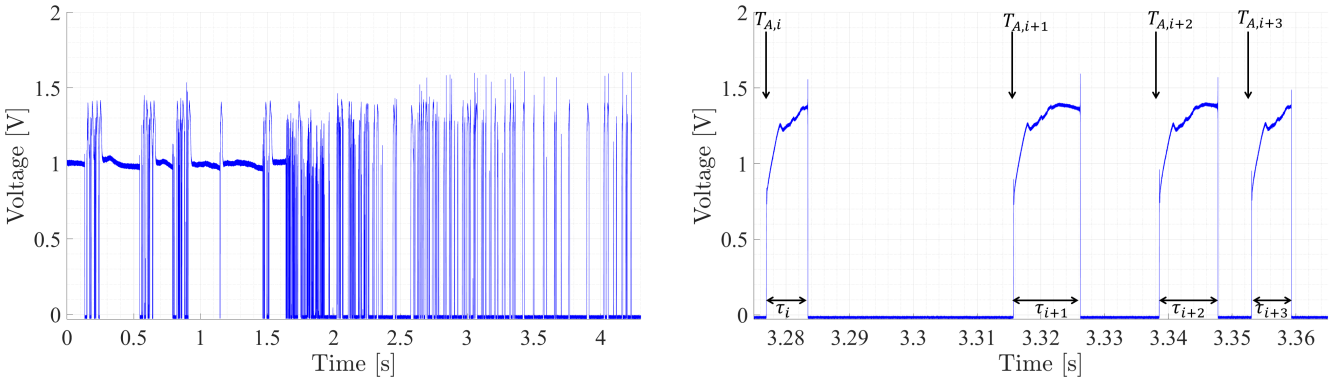
Caractérisation interne du milieu diphasique

Une première caractérisation du milieu diphasique, présentée au chapitre précédent, nous a permis d'évaluer les variations temporelles de la hauteur du milieu diphasique et de donner une première estimation - assez imprécise hélas - de la fraction volumique de gaz qu'il contient.
Dans ce chapitre nous présentons les mesures de fraction volumique de gaz, de vitesse et de taille des bulles que nous avons réalisées avec une sonde optique immergée dans le cylindre. Cette partie constitue une étude exploratoire d'un écoulement diphasique complexe. On explore ici un écoulement fortement turbulent instationnaire et polydisperse à l'aide d'une mesure en un point. On compare de plus des écoulements présentant des caractéristiques très différentes. La mise en forme des résultats reste à ce stade préliminaire mais les évolutions observées avec les paramètres de contrôle peuvent alimenter les futurs confrontations avec les simulations numériques. Dans ce chapitre assez descriptif nous interpréterons les résultats principalement en regard de l'influence du jet plongeant sur les propriétés du milieu diphasique interne.

Cette étude nous amène à discuter tout d'abord le sens de la mesure, dans une configuration d'écoulement instationnaire où il faut répéter les expériences pour obtenir une convergence statistique. Une description complète des champs de fraction volumique, vitesse et tailles dans tout le tube demanderait une exploration trop gourmande en temps. Nous discuterons donc de tendances globales observées tout d'abord à partir de mesures essentiellement réalisées sur l'axe à trois positions $z = L/4$, $L/2$ et $3L/4$ pour le cas à pleine ouverture ($d^* = 1$). Ce cas permet de scruter l'évolution du milieu diphasique et sa restructuration au cours de son ascension. Des mesures réalisées en une seule position axiale $z = L/2$ pour les rapports de diamètres $d^* = 0{,}4$, 0,6, 0.8 et 1, permettent quant à elles de discuter de l'effet du diamètre du goulot sur l'écoulement à l'intérieur du nuage de bulles. Enfin, nous avons également réalisé un essai en décalant la sonde de l'axe pour interroger la question de l'homogénéité transversale de ce nuage de bulles.

6.1 Pré-traitement des signaux

Pour évaluer la fraction volumique de gaz ainsi que les vitesses des bulles et leurs tailles, un capteur avec son électronique associée est utilisé afin de mesurer les passages de bulles dans le cylindre. Etant donné que l'écoulement est fortement agité, et que la direction du mouvement des bulles fluctuante, la mesure en un point est toujours réalisée en deux temps. On réalise une mesure avec la sonde tournée vers le haut et ensuite une mesure avec la sonde tournée vers le bas. Ainsi, on obtient dans un premier temps une mesure des vitesses de bulles descendantes (vitesse négative) puis dans un second temps une mesure des vitesses de bulles ascendantes (vitesse positive).
Le système de mesure fourni par *A2 Photonic Sensors SAS*, qui a été utilisé pour la première fois à l'IMFT durant ce travail, est composé d'une fibre optique taillée en pointe, connectée à l'autre extrémité à un photo-détecteur, à un numériseur puis à l'ordinateur. Ce système est géré de manière autonome par un logiciel indépendant pour qui permet de réaliser l'acquisition et le pré-traitement de ces mesures. Il est synchronisé avec le reste des acquisitions (pression et visualisations).
La mesure d'un signal de résidence de chacune des phases sur la pointe de la sonde optique est basée sur le principe de réflexion d'une onde lumineuse à une interface lorsque la différence d'indice optique entre les deux milieux entourant l'interface est grande. L'onde lumineuse est envoyée par le numériseur à travers la fibre optique jusqu'à la pointe. Au niveau de la pointe et en fonction de la phase en présence, l'onde lumineuse est transmise au milieu (intensité mesurée égale à 0) ou bien réfléchie dans la fibre vers le numériseur (intensité mesurée égale à 1). Ces variations d'intensité sont associées à des variations de la tension mesurée au niveau du numériseur. Les signaux ressemblent, une fois récupérés par le numériseur, au signal montré dans la figure II.6.1a. Sur cette figure, les impulsions de tension correspondent au passage de bulles sur la sonde optique. Une fois l'acquisition réalisée, le pré-traitement effectué par logiciel permet d'extraire les grandeurs temporelles associées aux passages des bulles : les instants d'arrivée et les durées de résidence. On note $T_{A,i}$ et τ_i respectivement le temps d'arrivée et la durée de résidence de la bulle numéro i sur la sonde (*c.f.* figure II.6.1b).



(a) (b)

FIGURE II.6.1 – (a) Signal de la sonde optique pour la configuration $d^* = 1$ & $L^* = 9$ avec une position centrale ($z = L/2$, $r = 0$) et une orientation de la sonde vers le bas. (b) Zoom sur les temps $t = 3.275$ s et $t = 3.365$ s mettant en évidence des temps d'arrivée T_A et des durées τ.

Une fois ces grandeurs obtenues, deux autres grandeurs ont été déterminées : les intervalles entre deux temps d'arrivée δT_A et la fraction volumique locale $\alpha(t)$ qui évolue dans le temps. L'intervalle $\delta T_{A,i}$ est donné uniquement à partir des instants d'arrivée $T_{A,i}$

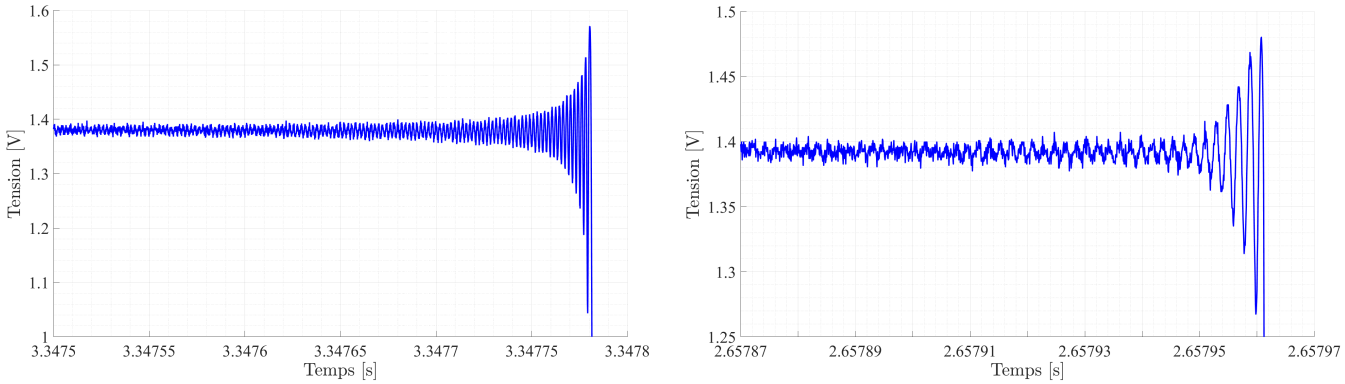
$$\delta T_{A,i} = T_{A,i+1} - T_{A,i} \tag{2.6.1}$$

Les statistiques des intervalles de temps δT_A, qui peuvent renseigner sur des organisations préférentielles des positionnement des bulles, n'ont pas été traitées à ce jour.

La fraction volumique de gaz $\alpha(t)$ est calculée comme la somme des durées de résidence des bulles vues par la sonde dans l'intervalle de temps $[t - T_m/2, t + T_m/2]$:

$$\alpha(t) = \frac{1}{T_m} \sum_i \tau_i (t - T_m/2 \leq T_{A,i} \leq t + T_m/2) \tag{2.6.2}$$

avec $T_m = 0.5$ s la durée de la fenêtre temporelle de mesure sur laquelle est calculée la fraction volumique de gaz. Cette fenêtre permet un bon compromis pour suivre les variations temporelles de $\alpha(t)$ et pour assurer une convergence statistique rapide.
Comme nous l'avons précisé dans la partie 2.2.3, une adaptation des modes d'enregistrements nous permet également d'obtenir, à partir de ce système, en plus de ces données temporelles ($T_{A,i}$ et τ_i), les vitesses et les tailles des interfaces passant sur la sonde optique en gardant la référence du temps auquel ces interfaces passent sur la sonde.
Un second traitement du signal de tension de la sonde optique a donc été mis en place qui permet de récupérer la vitesse d'approche de la bulle à partir de l'effet Doppler visible sur le signal. Lors de l'approche d'une interface de la bulle au niveau de la sonde optique, soit avant perçage, soit lors de la sortie de la sonde, des interférences sont visibles sur le signal de la sonde optique (*c.f.* figure II.6.2a). La mesure de la fréquence des ces interférences permet alors de mesurer la vitesse de déplacement de l'interface via la relation $v = f\frac{\lambda}{2}$ avec $\lambda = 1550$ nm et f la fréquence des oscillations vues sur le signal de la sonde optique. Cette mesure est réalisée également par le logiciel fourni avec le système et nous permet via l'adaptation réalisée dans la partie 2.2.3 d'associer le temps d'arrivée et la durée de résidence à la vitesse de chaque interface. Sur la bases de critères propres au logiciel la mesure de la vitesse de l'interface est validée ou rejetée. Une mesure de vitesse validée permet alors, connaissant la durée de résidence de la bulle τ_i, d'estimer la taille de la bulle. Cette taille est assimilée à la longueur de la corde de gaz qu'a traversé la sonde optique $c_i = v_i.\tau_i$. La figure II.6.2b montre que le signal Doppler n'est pas toujours suffisamment "propre" pour qu'une mesure de fréquence et ensuite de vitesse d'interface soit réalisée. Dans ces conditions, autant la mesure de fraction volumique est fondée sur l'ensemble des durées de résidence des bulles sur la sonde, autant le nombre d'évènements de mesures de vitesses et tailles est beaucoup plus réduit comme le montre la table II.6.A.



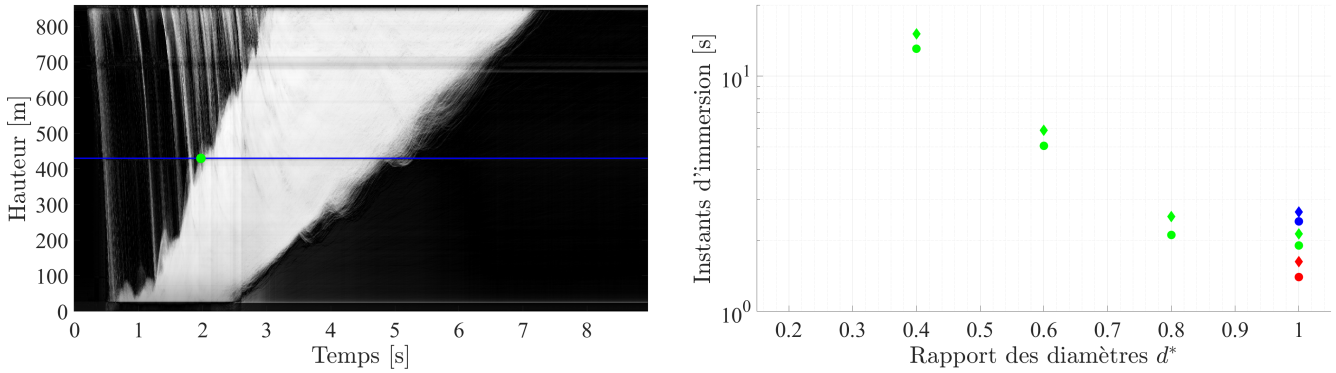
(a) (b)

FIGURE II.6.2 – Zoom sur le signal correspondant au perçage de l'interface de sortie de la bulle au niveau de la sonde optique pour (a) un cas où la mesure de la vitesse de l'interface est réalisable ($u = 0.2453$ m.s^{-1}) et (b) un cas où la mesure n'est pas réalisable.

Configuration	Nombre de détections	Nombre de mesures de vitesse	taux de validation
$d^* = 0.4$ / $(z = L/2, r = 0)$	41681 / 10547	410 / 647	1% / 9%
$d^* = 0.6$ / $(z = L/2, r = 0)$	25620 / 8434	532 / 2243	2% / 27%
$d^* = 0.8$ / $(z = L/2, r = 0)$	15681 / 5982	489 / 595	3% / 13%
$d^* = 1$ / $(z = L/4, r = 0)$	2215 / 1744	404 / 231	18% / 10%
$d^* = 1$ / $(z = L/2, r = 0)$	8467 / 5890	1135 / 830	13% / 14%
$d^* = 1$ / $(z = L/2, r = 0.035$ m)	4107 / 2385	893 / 194	22% / 8%
$d^* = 1$ / $(z = 3L/4, r = 0)$	5252 / 2767	962 / 345	18% / 12%

TABLE II.6.A – Tableau récapitulatif du nombre de mesures en fonction de la configuration et de l'orientation de la sonde optique (sonde orientée vers le bas / sonde orientée vers le haut).

Toute ces grandeurs sont enregistrées tou au long de l'expérience et il est nécessaire de pouvoir séparer les mesures provenant du jet liquide impactant la sonde de celles qui proviennent directement des bulles dans le milieu diphasique. Nous ne retiendrons que les mesures données par la sonde optique lorsque la sonde est immergée dans le milieu diphasique à bulles. Et nous interpréterons les vitesses d'interfaces comme des vitesses d'inclusions gazeuses, et les cordes comme des tailles caractéristiques des bulles. La distinction entre ces mesures se fait en déterminant l'instant d'immersion de la sonde, T_{Im}, qui est obtenu en visualisant les diagrammes spatio-temporels générés dans la partie 5.1.



(a) (b)

FIGURE II.6.3 – (a) Illustration du protocole de détermination du temps d'immersion pour chaque configuration. Base de détermination : diagramme spatio-temporel, mise en évidence de la position du porte sonde (-) et du point déterminé comme l'instant d'entrée du porte sonde dans le milieu diphasique (○) et (b) Évolution du temps d'immersion avec d^*. - : Sonde positionnée au centre du cylindre, - : Sonde positionnée en bas du cylindre et - : Sonde positionnée en haut du cylindre. ○ : Sonde orientée vers le bas et ◇ : Sonde orientée vers le haut

L'instant d'immersion est déterminé à partir du diagramme spatio-temporel comme étant l'instant où la surface libre passe au dessus de la ligne désignant le support du porte-sonde (*c.f.* figure II.6.3). La sonde étant coudée, la pointe est décalée en z par rapport à la position du porte-sonde. On applique donc un décalage en temps δt négatif ou positif selon son orientation vers le bas ou vers le haut, une hypothèse de déplacement uniforme de la surface libre étant alors utilisée en prenant comme vitesse de remontée $V_R = L/T_{OE}$. La différence d'altitude entre le porte sonde et la pointe étant de 0.025 cm cela nous permet de calculer les temps d'immersion en fonction de l'orientation de la sonde (B pour orientation vers le bas, H pour orientation vers le haut)

$$T_{Im,B} = T_{Im} - {}^{0,025}/_{V_R} \qquad \text{et} \qquad T_{Im,H} = T_{Im} + {}^{0,025}/_{V_R}. \tag{2.6.3}$$

Les mesures obtenues avant ce temps d'immersion sont alors discernées des mesures dont l'instant d'arrivée dépasse le temps d'immersion. Dans la présentation qui suit, pour les mesures liées à celle de temps ou

de durées (temps d'arrivée, durées, fraction volumique) la distinction entre mesures dans le jet ou dans le milieu diphasique se fait par un grisement de la zone. Pour les mesures de vitesses et de tailles, les mesures avant le temps d'immersion de la sonde sont exclues de l'analyse.

6.2 Représentativité des mesures statistiques

6.2.1 Considérations sur la représentativité statistique des mesures de taux de vide

Pour mesurer l'évolution temporelle de la fraction volumique de gaz on se sert des durées de résidence des bulles. Les figures II.6.4 montrent l'évolution des durées de résidence au cours du temps. Ces mesures combinent toujours de nombreux essais (typiquement une vingtaine au moins comme décrit dans le tableau II.2.C) et des enregistrements avec la sonde orientée vers le bas puis vers le haut.

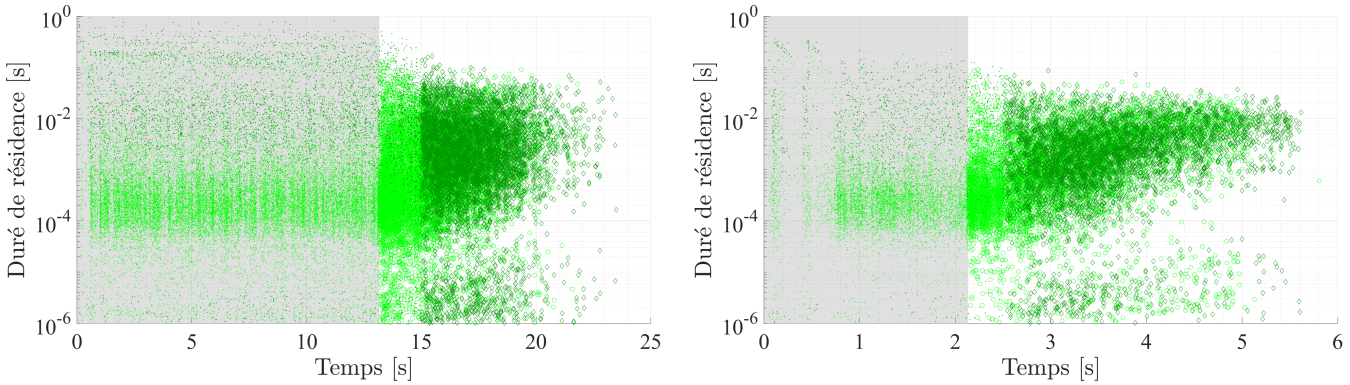
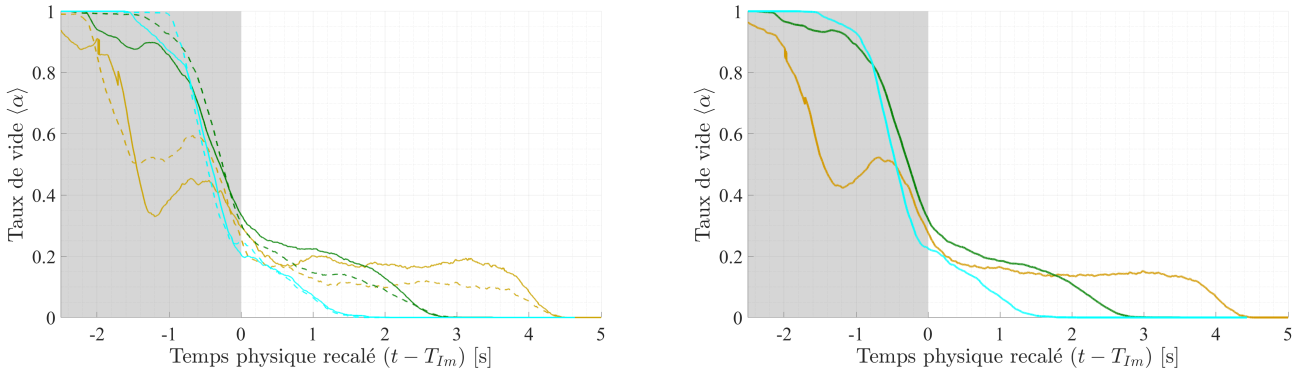


FIGURE II.6.4 – Évolution des durées de résidence des bulles mesurées lorsque la sonde optique se trouve au centre du cylindre en fonction du temps d'arrivée de ces bulles pour (a) $d^* = 0.4$ & $L^* = 1$ et (b) $d^* = 0.8$ & $L^* = 1$. ○ : sonde orientée vers le bas du cylindre et ◇ : sonde orientée vers le haut du cylindre. (La zone grisée correspond aux temps où la sonde orientée vers le bas n'est pas encore immergée. Le décalage observé sur l'enregistrement avec la sonde orientée vers le haut est lié à sa position axiale décalée de 5 cm).

La figure II.6.4a correspond aux mesures réalisées pour la configuration $d^* = 0.4$. Dans cette configuration, le milieu diphasique remonte dans le cylindre en conservant une hauteur constante. La sonde optique voit quant à elle une distribution des durées de résidence qui évolue lentement dans le temps. La gamme prise par ces mesures semble néanmoins se restreindre à mesure que le milieu diphasique monte, la gamme étant la plus resserrée au moment ou la sonde optique sort du milieu diphasique. On peut noter que quelle que soit l'orientation de la sonde, lorsqu'elle est immergée, elle voit des évènements similaires.
Dans la seconde configuration ($d^* = 0.8$) correspondant à la figure II.6.4b, l'écoulement dans le cylindre comporte la propagation du milieu diphasique dans le cylindre ainsi que sa décantation une fois le temps T_{OE} atteint. Dans cette figure, la gamme des durées de résidence des bulles se restreint beaucoup plus nettement au cours du temps. On peut ainsi observer que pour $t \leq 3.8\,\text{s}$, le nuage de points ressemble à celui de la figure II.6.4a en conservant une distribution large et peu variable dans le temps. Pour $\geq 3.8\,\text{s}$, la distribution de ces durées se resserre avec notamment une disparition rapide des bulles avec une durée de résidence faible (inférieure à 10^{-3} s) et un réduction plus lente des grandes durées de résidence (supérieures à 10^{-2} s). Ce resserrement de la distribution est en accord avec une homogénéisation progressive des tailles et vitesses des bulles dans le milieu diphasique. Il correspond certainement à une transition entre la partie du milieu diphasique qui est soumise au jet liquide plongeant et la partie du milieu diphasique soumise à la décantation en fin de remplissage.
Dans cette visualisation des mesures, nous avons conservé la distinction entre les deux orientations de la sonde optique. À partir de maintenant nous allons montrer que pour la détermination de la fraction volumique de gaz il est possible d'oublier l'orientation de la sonde.

La figure II.6.5 nous montre l'évolution temporelle du taux de vide pour la configuration $d^* = 1$ lorsque la sonde optique est placée à différentes positions axiales dans le cylindre. Sur cette figure, nous mettons en avant l'intérêt de conserver uniquement la moyenne des deux orientations pour comparer ensuite les différentes configurations. En effet, sur la figure II.6.5-a les courbes en traits continus ou pointillés sont associées aux deux orientations. On observe que les mesures associées à chacune des orientations sont très proches et nous avons donc décidé de déterminer le taux de vide comme la valeur moyenne des deux mesures une fois que les temps recalés sur leurs temps d'immersion respectifs (figure II.6.5-b).



(a) (b)

FIGURE II.6.5 – Évolution temporelle du taux de vide α en fonction du temps recalé par l'instant d'immersion T_{Im} pour $d^* = 1$ & $L^* = 9$ à différentes positions axiales. (a) Avec distinction de l'orientation pour - : $(z = 3L/4, r = 0)$, - : $(z = L/2, r = 0)$ et - : $(z = L/4, r = 0)$. Les traits continus - représentent une mesure avec la sonde orientée vers le bas et les traits pointillés - - une mesure avec la sonde orientée vers le haut. (b) Moyenne des 2 mesures. (La zone grisée correspond aux temps où la sonde orientée vers le bas n'est pas encore immergée).

Dans la suite de cette partie, nous regarderons donc l'évolution temporelle de cette mesure moyenne de la fraction volumique.

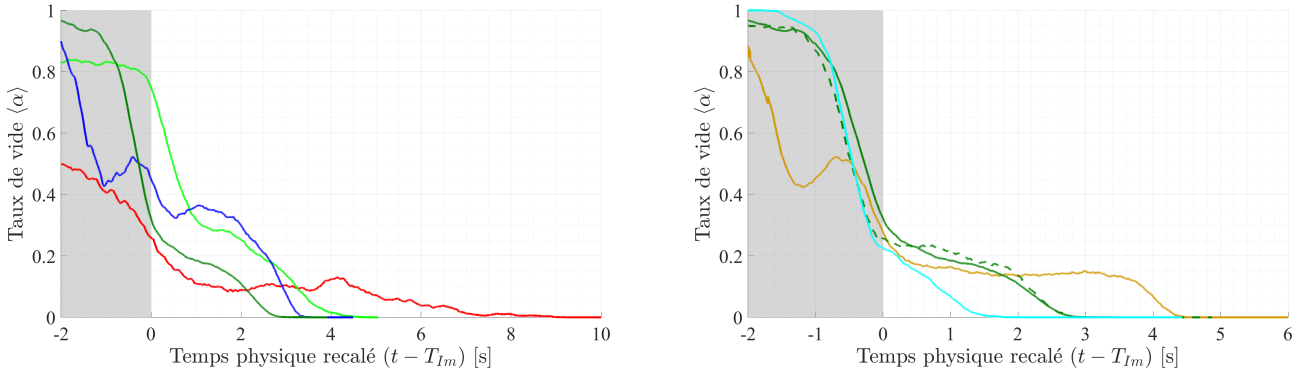


FIGURE II.6.6 – Évolution du taux de vide moyen en fonction du temps recalé par le temps d'immersion. (a) Pour l'ensemble des valeurs d^* explorées et $L^* = 9$ en $z = L/2, r = 0$: - : $d^* = 0.4$, - : $d^* = 0.6$, - : $d^* = 0.8$ et $d^* = 1$: -. (b) Pour $d^* = 1$ & $L^* = 9$ en différentes positions : - : $(z = 3L/4, r = 0)$, - : $(z = L/2, r = 0)$, - - : $(z = L/2, r = 0.035$ m$)$ et - : $(z = L/4, r = 0)$. (La zone grisée correspond aux temps où la sonde orientée vers le bas n'est pas encore immergée).

La figure II.6.6-a montre l'évolution du taux de vide en fonction du temps recalé pour l'ensemble des configurations explorées avec la sonde optique à la position moyenne $z = L/2$ et sur l'axe en $r = 0$. Dans cette figure, le taux de vide local au moment de l'immersion de la sonde n'est pas égal à 1 car des alternances de liquide et de gaz sont vues par la sonde avant l'immersion. Ces alternances sont associées à l'impact du

jet liquide sur la sonde optique ou encore au ballottement de la surface libre. Au delà du temps d'immersion, le taux de vide décroît d'abord rapidement puis, une fois cette décroissance passée, le taux de vide atteint un palier plus ou moins long dont la valeur dépend du rapport d^*. Le signal de taux de vide non nul dure plus ou moins longtemps selon la vitesse de remplissage et l'épaisseur du milieu diphasique traversé par la sonde. On voit en particulier que pour d^* =1, à cette position longitudinale de la sonde, le temps de passage du milieu diphasique est très court, de l'ordre de 2 s environ. La figure II.6.6-b montre de même les évolutions temporelles du taux de vide mesuré pour d^* =1 à différentes positions le long de l'axe du cylindre ($z = L/4, L/2$ et $3L/4$) ainsi qu'à la position $z = L/2$, mais en un point décalé de l'axe ($r = 3.5D$). En accord avec le diagramme spatio-temporel de la figure II.5.3d la zone occupée par les bulles a une expansion temporelle d'autant plus grande que la mesure s'éloigne du fond. On voit bien que le taux de vide à l'intérieur de la couche diphasique varie légèrement quand le remplissage se déroule, puisqu'il présente un plateau autour de 20 % en $z = L/2$ et un autre autour de 15 % en $z = 3L/4$. On peut aussi noter que les fronts descendants de taux de vide en fin de passage du milieu diphasique sur la sonde sont assez similaires, même s'ils se raidissent un peu quand z augmente.

6.2.2 Considérations sur la représentativité statistique des mesures de vitesse et de taille

La mesure de la vitesse verticale des bulles par la sonde optique est soumise à des critères de validation du signal Doppler assez drastiques. Contrairement aux mesures de taux de vide, celles de vitesse ou de taille sont donc en nombre beaucoup plus limité (*c.f.* Table II.6.A).
Nous montrons, dans la figure II.6.7, des mesures dans 4 configurations qui sont caractéristiques de l'évolution des vitesses pour les différentes configurations. La visualisation des points de mesure de vitesse est limité aux instants après l'immersion car avant cet instant, les mesures sont principalement dues au jet liquide. On voit bien sur ces figures que la sonde ne donne pas accès aux mesures de vitesses verticales proches de 0 puisqu'elle ne peut observer les vitesses qui arrivent avec un angle inférieur à 30° par rapport à l'axe optique de la sonde. En effet, lorsque la vitesse de l'interface devient faible, sa capacité a être déviée par la sonde optique lui permet d'esquiver totalement ou en partie la sonde optique ce qui ne permet pas la mesure de sa vitesse. Les vitesses des interfaces descendantes (*i.e.* vitesses négatives) seront notées V^- et la vitesses des interfaces montantes (*i.e.* vitesses positives) V^+. Les moyennes glissantes sur chacune de ces deux classes de vitesses sont reportées en traits colorés sur les nuages de points de mesure. On constate qu'il est possible de reproduire une évolution temporelle, qui, même si elle est bruitée, semble avoir du sens. On constate également qu'il serait délicat de calculer une évolution temporelle de la variance de ces vitesses en raison du faible nombre de données. Cependant, qualitativement, il semble que l'écart moyen des points de mesures à la valeur moyenne se réduit au court du temps. Cela correspond à une diminution de l'énergie cinétique d'agitation verticale des bulles lorsque la sonde s'enfonce sous le milieu diphasique qui défile à travers elle.
Nous allons donc discuter plutôt des densités de probabilité (ddp) de la statistique complète des vitesses mesurées tout au long de l'écoulement. Cela limite notre capacité à discuter de manière détaillée la physique qui évolue au cours du temps, mais l'exigence de convergence statistique impose ce choix. La figure II.6.8 montre les densités de probabilité de la vitesse verticale des bulles accessible à la mesure pour l'ensemble des essais. La densité de probabilité ayant été calculée ici avec l'ensemble des vitesses positives et négatives, elle montre le poids respectif de ces deux classes d'évènements. Pour le cas d^* =1 mesuré en haut de tube ($z = 3L/4$) et reporté en trait marron, la présence d'une longue séquence de décantation génère de fortes valeurs de la ddp autour de 0.2-0.3 m/s. Cela masque alors la forme de la densité de probabilité intrinsèque des vitesses négatives. Pour permettre une comparaison plus pertinente entre les configurations à différents d^* notamment, nous avons choisi de calculer les densités de probabilité sur les deux ensembles disjoints de vitesses positives ou négatives. Ces résultats seront discutés plus loin.
À partir de la vitesses d'une bulle et de la durée de son passage sur la sonde, le pré-traitement des acquisitions nous permet d'avoir accès à la taille de bulle, ou plutôt à sa corde c, vue par la sonde optique.
Avant de regarder l'évolution des tailles avec la configuration, il est important de comprendre que cette mesure peut être limitée par le matériel utilisé. En effet, la sonde est positionnée dans le cylindre à l'aide

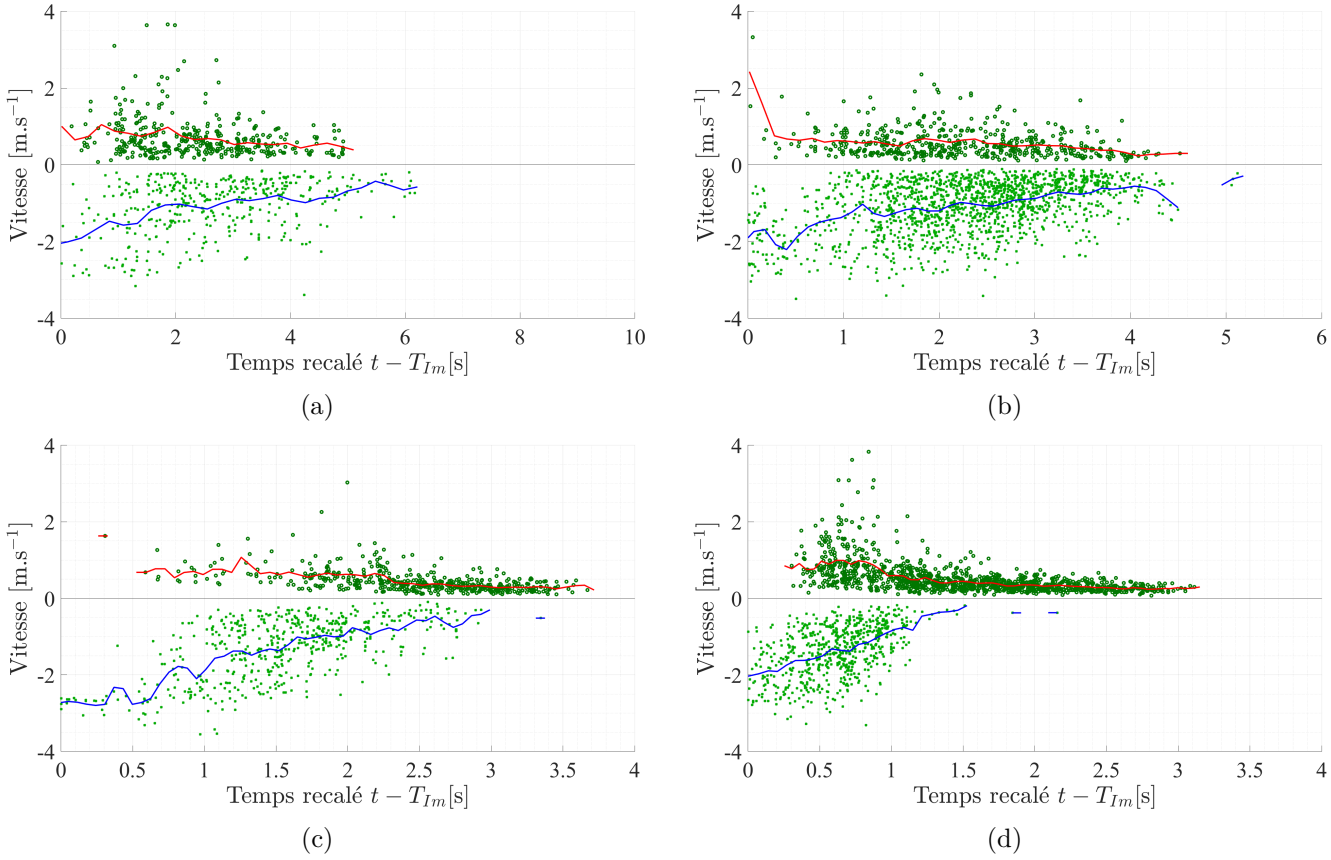


FIGURE II.6.7 – Évolution des vitesses verticales en fonction du temps recalé par l'instant d'immersion pour (a)$d^* = 0.4$ & $L^* = 9$, (b)$d^* = 0.6$ & $L^* = 9$, (c)$d^* = 0.8$ & $L^* = 9$ et (d)$d^* = 1$ & $L^* = 9$. ○ : sonde orientée vers le bas du cylindre, ◇ : sonde orientée vers le haut du cylindre, - : moyenne glissante des vitesses obtenues pour la sonde orientée vers le haut et - : moyenne glissante des vitesses obtenues pour la sonde orientée vers le bas.

d'un porte sonde qui peut influer localement sur l'écoulement et peut donc faire dévier les très petites bulles (*i.e.* $c \leq 10.^{-4}$ m). Le fabricant annonce des mesures de taille fiables lorsqu'elles sont supérieures à $250\mu m$. Nous avons donc exclu de la mesure les quelques valeurs que nous obtenions en dessous de 100 μm. Au niveau de l'extrême opposé, les très grandes cordes vues par la sonde optique, notamment supérieures aux tailles des bulles formées par le jet plongeant 4.3.3 (*i.e.* $c \geq 0,05$ m) ou au diamètre du tube D =0,1 m, sont retenues parce qu'elles peuvent être associées aux cavités générées par le jet liquide lors de son impact sur la surface libre. La figure II.6.9 montre les points de mesure de tailles de bulles obtenues pour quatre configurations d'écoulement. Dans aucun de ces cas, n'apparaît clairement quelque changement notable entre le nuage de points mesurés avec une orientation de la sonde vers le bas ou le haut. Nous avons donc choisi de calculer des grandeurs statistiques en cumulant les mesures de tailles avec les deux orientations de la sonde.
La figure II.6.10 présente la position de chacun des points de mesure dans le plan (vitesse, taille) afin d'examiner si, du fait d'un biais de la mesure, ou du fait de la nature de l'écoulement, une corrélation entre les deux grandeurs peut apparaître. La répartition des mesures dans des zones assez larges suggère qu'il n'y a pas de biais de mesure ni de correlation évidente entre la taille et la vitesse des bulles. Les orientations que prennent parfois ces nuages de mesure relèvent de la dynamique de l'écoulement comme on va le discuter ci-après.

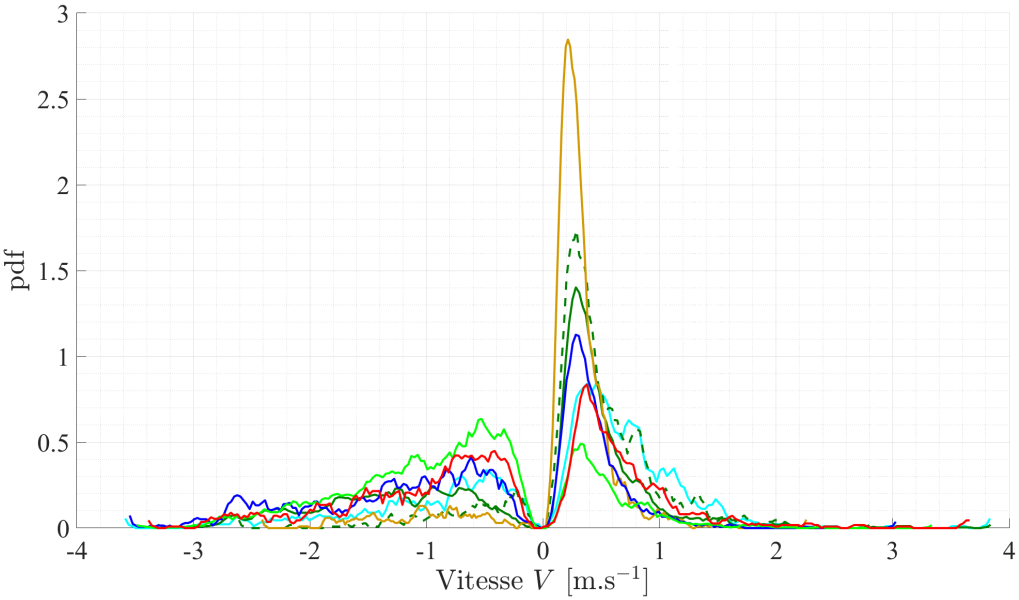


FIGURE II.6.8 – Pdf des vitesses pour - : $d^* = 0.4$, - : $d^* = 0.6$, - : $d^* = 0.8$. Pour $d^* = 1$ et positions : - : $(z = 3L/4, r = 0)$, - : $(z = L/2, r = 0)$, - - : $(z = L/2, r = 0.035$ m) et - : $(z = L/4, r = 0)$.

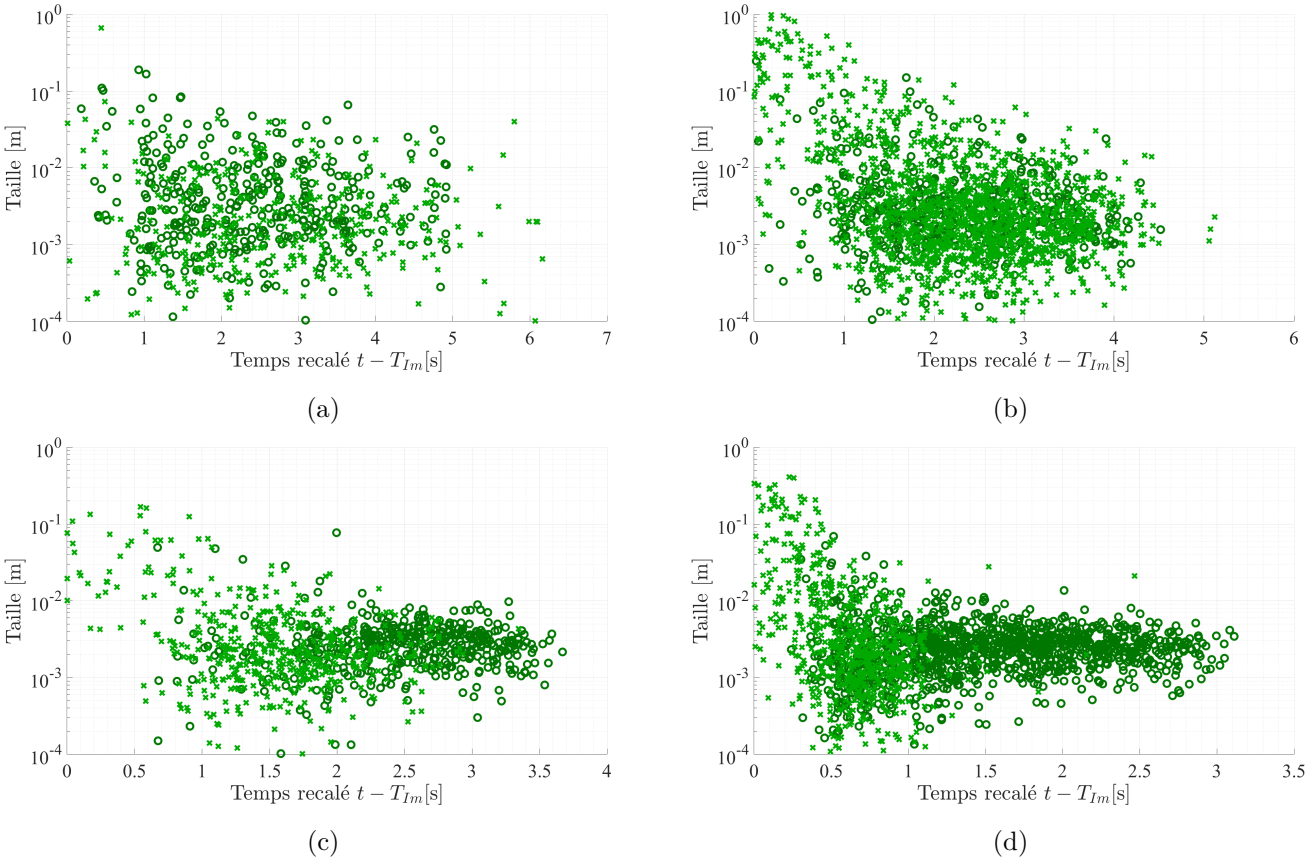


FIGURE II.6.9 – Évolution des tailles en fonction du temps recalé par l'instant d'immersion pour (a) $d^* = 0.4$ & $L^* = 9$, (b) $d^* = 0.6$ & $L^* = 9$, (c) $d^* = 0.8$ & $L^* = 9$ et (d) $d^* = 1$ & $L^* = 9$. × : sonde orientée vers le bas du cylindre et ○ : sonde orientée vers le haut du cylindre.

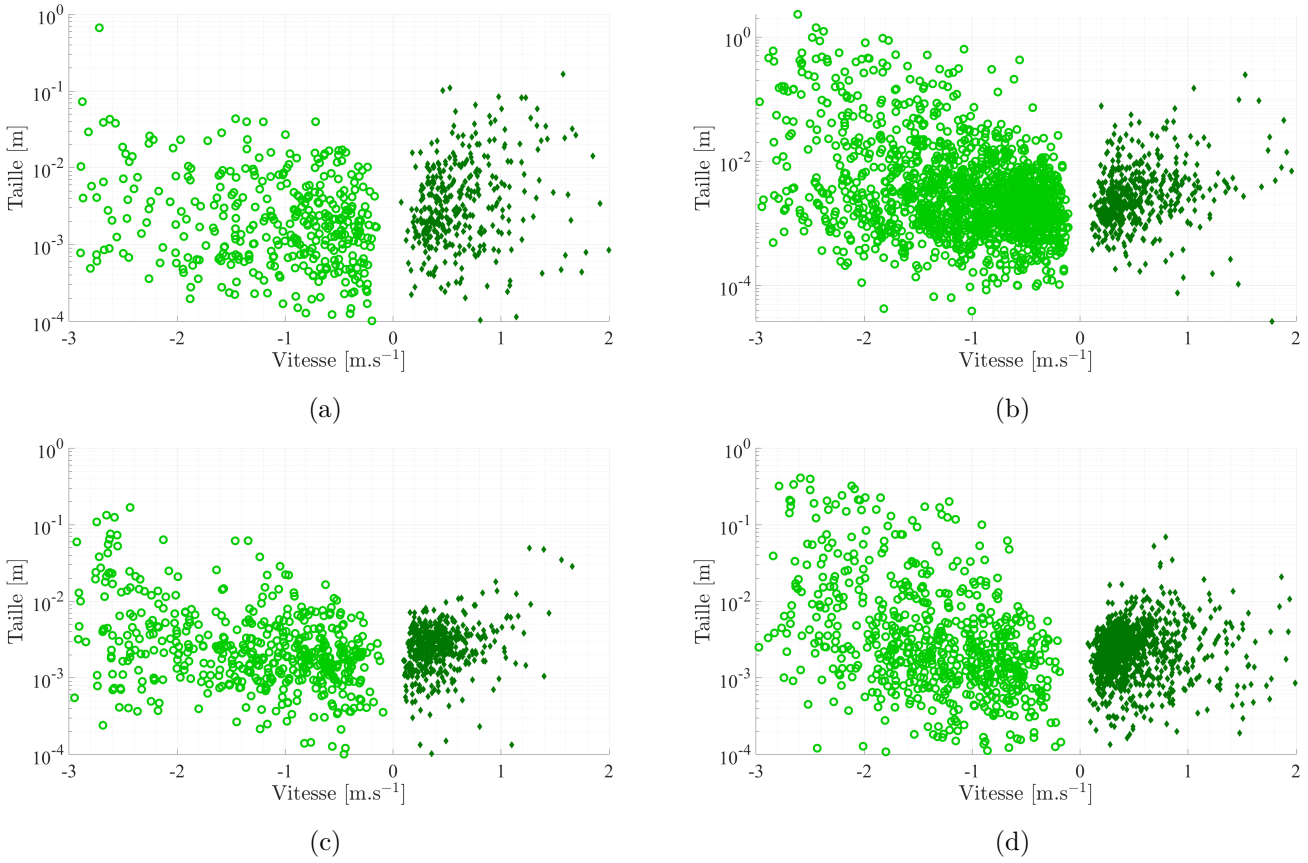


FIGURE II.6.10 – Évolution des tailles en fonction de la vitesse pour (a) $d^* = 0.4$ & $L^* = 9$, (b) $d^* = 0.6$ & $L^* = 9$, (c) $d^* = 0.8$ & $L^* = 9$ et (d) $d^* = 1$ & $L^* = 9$. ◇ : sonde orientée vers le bas du cylindre et ○ : sonde orientée vers le haut du cylindre.

6.3 Caractérisation du milieu diphasique

6.3.1 Analyse du cas à pleine ouverture (d^* =1)

La configuration d'écoulement avec d^* =1 et L^* =9 est celle que nous avons le plus explorée. Nous présentons donc tout d'abord les mesures réalisées à trois positions longitudinales différentes. Ensuite nous discuterons de l'homogénéité traverse en comparant les mesures obtenues à $z = L/2$ en r =0 et en $r = 3,5D/2$.

Évolution longitudinale

La figure II.6.11 présente les profils issus des évolutions temporelles de la fraction volumique de gaz α mesurés en $z = L/4$, $L/2$ et $3L/4$ sur l'axe (r =0). Sur ce graphique l'abscisse est un temps normé de telle manière qu'on peut le discuter comme une position de la sonde sous la surface libre du milieu diphasique $z' = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE})$ normée par D. On utilise donc la vitesse de remontée de la surface libre L/T_{OE} pour transformer le temps en espace en utilisant une hypothèse du type de celle de Taylor en turbulence. Lorsque la position de mesure z augmente, les profils de fraction volumique s'allongent puisqu'ils occupent une région d'extension $\delta z'$ de plus en plus importante. Ce résultat est en accord avec les mesures d'épaisseur du milieu diphasique H_{MD} reportées au chapitre précédent. Il ne faut pas être gêné par le fait que $\delta z'$ puisse dépasser la longueur du cylindre ($9D$) dans cette représentation, en particulier quand $z = 3L/4$. En effet, la décantation qui a lieu dans la mesure à $z = 3L/4$ se fait à des vitesses bien moindres que L/T_{OE}, et la transformation augmente donc fictivement la longueur. En tous cas, un résultat apparaît clairement concernant le contenu diphasique du nuage de bulles pour $z > L/4$: la fraction volumique à l'intérieur ne

dépasse jamais les 30 %, et au delà d'une profondeur d'un diamètre D environ sous la surface libre α est plutôt uniforme (entre 15 et 20 %) avant de s'estomper sur la fin du nuage sur une épaisseur d'environ $2D$. A la position $z = L/4$ l'évolution représentée en bleu clair ne montre pas de fraction volumique beaucoup plus importante. Nous n'avons pu réaliser de mesures de α plus proches du fond, où l'on aurait pu s'attendre à des fractions volumiques éventuellement plus fortes puisque les interfaces sont créées initialement lors de l'impact du jet sur la paroi du fond. Les résultats montrent qu'il n'en est rien.

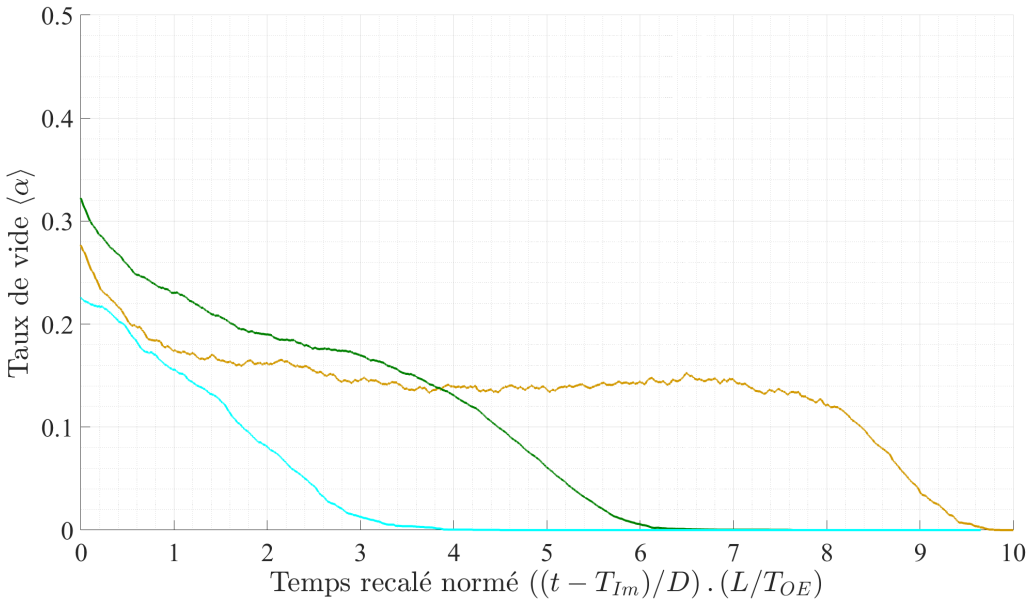


FIGURE II.6.11 – Taux de vide local $\langle\alpha\rangle$ en fonction de la hauteur de la sonde optique sous la surface libre $z' = (t - T_{Im}) \,.\, (L/T_{OE})$ normé par D. Pour $d^* = 1$ et positions : - : $(z = 3L/4, r = 0)$, - : $(z = L/2, r = 0)$ et - : $(z = L/4, r = 0)$.

Pour les mesures en $z \geq L/4$ (en symboles verts et marrons), les moyennes des vitesses négatives ou positives sont clairement différentes en valeur absolue comme le montre la figure II.6.12. La vitesse moyenne négative est présente dans l'écoulement beaucoup moins longtemps que la vitesse moyenne positive. Cela est bien entendu lié au fait que les bulles ne peuvent être entraînées en moyenne vers le bas que si elles se trouvent sous l'influence du jet plongeant - on pourrait parler de la masse plongeante plutôt pour d^* =1 - principalement présent au centre du cylindre. La persistance des vitesses moyennes positives sur des temps assez longs est liée, quant à elle, à la présence d'une phase de décantation. Le fait que la mesure de la vitesse moyenne négative mesurée en $z = 3L/4$ (en symboles marrons) s'arrête avant celle obtenue en $z = L/2$ (en symboles verts) s'explique bien par le fait que le jet plongeant subsiste moins longtemps lors de la mesure en $z = 3L/4$ puisque la surface libre atteint très rapidement le goulot. On peut noter que la mesure de vitesse moyenne présente des discontinuités. Cela est lié au fait que lorsque dans la fenêtre temporelle de calcul de la moyenne il y a moins de 10 mesures cette moyenne n'est pas calculée.
La mesure en $z = L/4$ (en symboles bleus clairs) est assez bruitée pour $z'/D \leq 1$, mais elle révèle cependant une augmentation des valeurs absolues des deux vitesses moyennes, avant que celles-ci ne diminuent à nouveau pour $z'/D > 1$. Ce changement de comportement correspond certainement au fait qu'un écoulement semblable à celui d'un jet confiné ([25], [29]) se structure lors du passage de l'écoulement au travers de la sonde optique. Dans notre configuration instationnaire et diphasique, la mesure à $z = L/4$ c'est à dire à $z = 2,25D$ voit aux temps courts la propagation d'un écoulement formé par impact et retournement du jet au contact de la paroi du fond. Lorsque le temps augmente, la sonde est dans le jet plongeant qui s'éloigne au fur et à mesure. La figure II.6.13 montre alors une tentative de normalisation de la vitesse moyenne obtenue à partir des vitesses négatives par la vitesse de chute libre à l'impact $\sqrt{2gH_{mes}}$. Les trois profils de vitesse obtenus à des hauteurs de mesure différentes sont assez bien regroupés. La valeur de la vitesse à l'origine en $z' = 0$ diffère de -1.

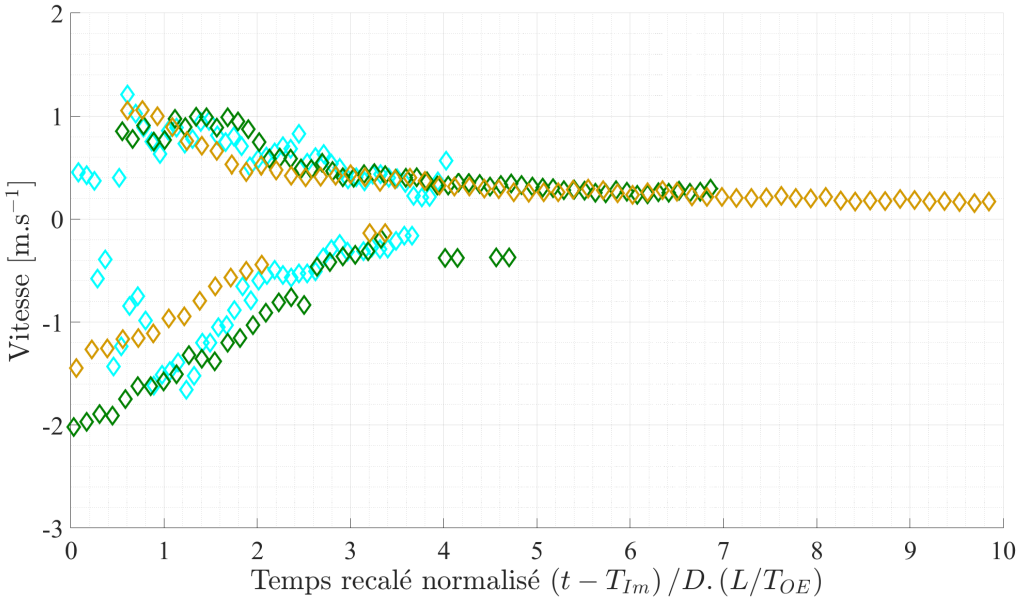


FIGURE II.6.12 – Moyenne des vitesses négatives V^- et moyenne des vitesses positives V^+ en fonction de la distance de la sonde par rapport à la surface libre ($z' = (t - T_{Im}).(L/T_{OE})$) normée par le diamètre du cylindre D. Pour $d^* = 1$, ◇ : $(z = L/4, r = 0)$, ◇ : $(z = L/2, r = 0)$ et ◇ : $(z = 3L/4, r = 0)$.

Cela est lié au fait que l'effondrement de liquide s'effectue sur une large extension radiale, et que la masse d'eau plongeante est en mouvement instationnaire. La moyenne des tailles des bulles interceptées par la sonde est reportée sur la figure II.6.14. La mesure à la position la plus basse (bleu clair) est assez bruitée mais montre que cette taille moyenne évolue assez peu dans le nuage observé dans ces premiers instants et qu'elle reste autour de 2-3 mm. Les mesures effectuées aux positions supérieures se superposent particulièrement bien. Elles montrent qu'à faible distance sous la surface libre - à moins de $2D$ - des poches de gaz de taille plus importante sont présentes, mais que dès qu'on est au delà d'une distance de $2D$ là encore la taille moyenne redevient homogène et toujours de l'ordre de 2 à 3 mm.

Les densités de probabilité des vitesses positives, puis des valeurs absolues des vitesses négatives et enfin des tailles, mesurées tout au long du passage du nuage de bulles sur la sonde, sont présentées sur la figure II.6.15. On constate que les densités associées aux vitesses négatives sont assez semblables, en particulier pour $z = L/2$ et $3L/4$. Des vitesses de grande intensité sont bien présentes dans l'écoulement. C'est la signature du jet plongeant. Les densités de probabilité des vitesses positives sont très différentes. Elles se décalent vers des vitesses plus basses et leur pic s'intensifie lorsque la position de la mesure s'élève. C'est certainement surtout la signature de la décantation. La densité de probabilité des tailles montre que lorsque le nuage de bulles est observé plus haut dans le cylindre, il est constitué d'une population de bulles de tailles différentes, avec une valeur la plus probable qui se décale vers des tailles plus grandes. La population de bulles évolue parce qu'elle résulte de la mémoire des coalescences et ruptures de bulles formées dans le nuage et qui sont advectées jusqu'à la sonde. Le jet plongeant au niveau de la surface libre, mais aussi les bulles formées plus bas dans les premiers impacts sur le fond contribuent à une population complexe de tailles.

Considérations sur l'homogénéité transversale

Pour cet écoulement à d^* =1 et L^* =9 nous avons réalisé deux mesures à la côte $z = L/2$. La sonde a d'abord été placée au centre du cylindre ($r = 0$) et ensuite à $r = 3,5D/2$. Cela permet de discuter, de manière rudimentaire certes, de l'homogénéité transversale qui peut ou non exister dans cet écoulement qui se propage à grande vitesse selon l'axe vertical z. La figure II.6.16 montre que la fraction volumique est presque inchangée entre les deux positions radiales, même si des écarts de l'ordre de 2 à 3 pourcents

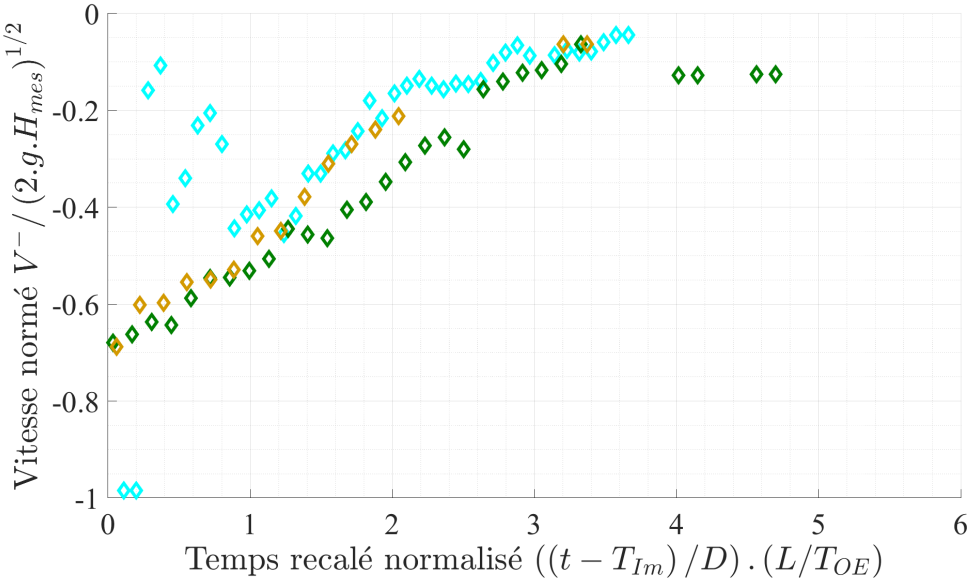


FIGURE II.6.13 – Évolution de la vitesse moyenne descendante $|V^-|$ normée par la vitesse de chute libre (à la position de mesure $z = L/4$ ou $L/2$ ou encore $3L/4$) en fonction de la profondeur à laquelle est la sonde optique $z' = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE})$ normée par le diamètre du cylindre D pour $d^* = 1$ et L^* =9. ◇ : $(z = L/4, r = 0)$, ◇ : $(z = L/2, r = 0)$ et ◇ : $(z = 3L/4, r = 0)$.

apparaissent. Les mesures de vitesses moyennes montrent cependant des écarts entre les deux positions radiales, puisque le jet plongeant génère essentiellement de fortes vitesses négatives près de l'axe, et que en r différent de 0, les vitesses moyennes négatives sont de moindre ampleur (figure II.6.17). On peut remarquer que la vitesse moyenne négative mesurée loin de l'axe converge vers une valeur constante de l'ordre de -0,15 m/s vers $z' = 3,5D$. Dans cette zone, les vitesses moyennes positives sont également indépendantes du temps et égales à environ 0,3 m/s. Si l'on fait la moyenne des deux valeurs moyennes mesurées on estime une vitesse moyenne d'ascension des bulles très approximativement de l'ordre de 0.15 m/s qui est comparable avec la vitesse de remplissage L/T_{OE} qui vaut 0,19 m/s. La figure II.6.18 montre bien que les tailles importantes d'inclusions gazeuses sont générées prés de l'axe, là où les impacts de liquide plongeant sont situés préférentiellement et créent des cavités dont l'extension moyenne peut atteindre le diamètre du cylindre D. Lorsqu'on s'éloigne de l'axe, les bulles sont en moyenne de taille plus faible, car elles ont été soumises à de la rupture. Les ddp des vitesses révèlent un point intéressant. Si près de l'axe les vitesses descendantes importantes sont bien présentes (elles sont négatives, mais sont représentées en valeur absolue), loin de l'axe, la ddp des vitesses descendantes se rapproche de la ddp des vitesses positives. Cela signifie que l'on tend vers une symétrie de l'agitation dans la direction verticale parce qu'on s'éloigne du centre du jet qui est fondamentalement dissymétrique. Tout comme les vitesses moyennes positives mesurées aux deux positions suivaient quasiment la même évolution temporelle en particulier pour $z' \leq 3,5D$ (figure II.6.17), on constate ici que les ddp globales des vitesses positives mesurées aux deux positions sont très proches. La représentation des ddp de tailles (figure II.6.19) montre quelques différences selon la position de la mesure, dont on retiendra surtout que les bulles de taille supérieures à 4 mm sont plus présentes dans la région centrale du cylindre.

6.3.2 Évolution du milieu diphasique avec d^*

Une mesure sur l'axe à la position longitudinale $z = L/2$ pour différents diamètres de goulot va maintenant être discutée. La figure II.6.20 montre la grande variabilité des évolutions temporelles des taux de vide quand d^* change entre 0,4 et 1. Elle montre que pour $d^* \leq 0.8$, la valeur du taux de vide au niveau de ce qui ressemble à des plateaux augmente avec d^*. Pour $d^* = 1$, cette valeur diminue. Le comportement de la valeur

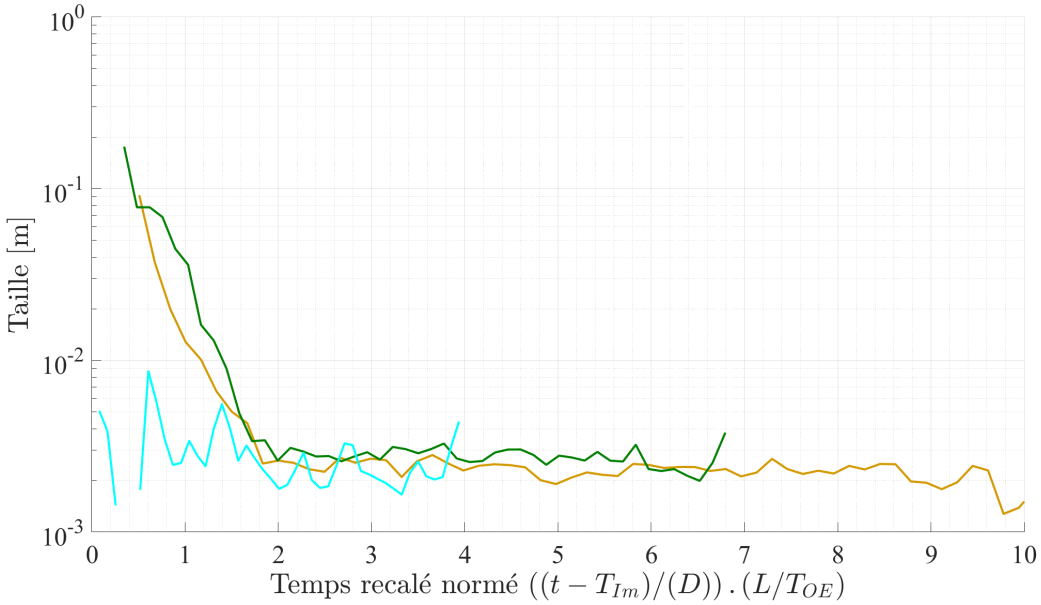


FIGURE II.6.14 – Évolution de la taille moyenne en fonction de la position de la sonde optique sous la surface libre $z' = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE})$ normé par le diamètre du cylindre D. Pour $d^* = 1$ et positions : - : $(z = 3L/4, r = 0)$, - : $(z = L/2, r = 0)$ et - : $(z = L/4, r = 0)$.

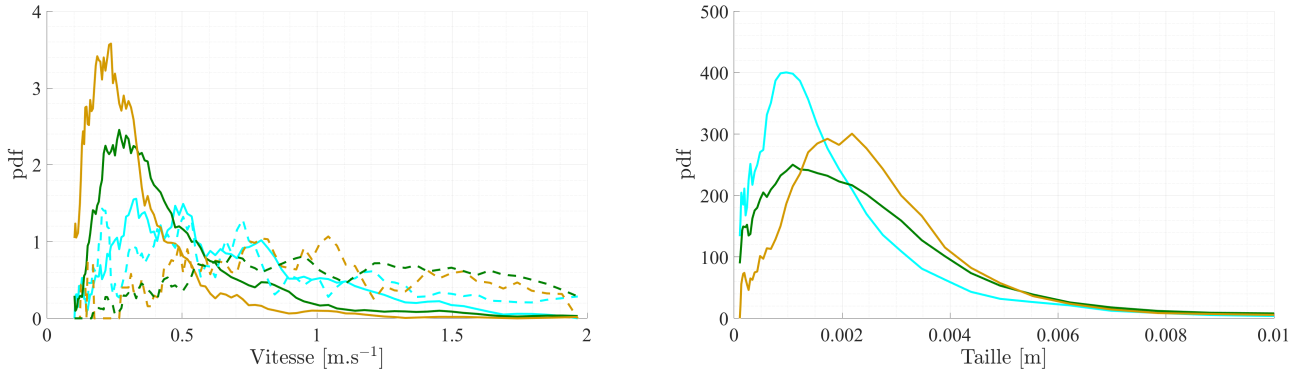
de α au niveau de ce plateau avec le rapport d^* est similaire à celui des valeurs de taux de vide obtenues par le diagramme spatio-temporel : le taux de vide augmente avec d^* pour $d^* \leq 0.9$ puis diminue pour $d^* = 1$ (*c.f.* figure II.5.24b). Cette diminution de la valeur du taux de vide peut être associée au changement de topologie du jet liquide qui passe d'un jet presque cylindre à un effondrement d'une masse liquide chaotique.

Concernant les vitesses moyennes (figure II.6.21), on note que pour toutes les valeurs de d^* la signature du jet plongeant sur les vitesses négatives est présente. Cette vitesse initialement importante décroit en effet rapidement jusqu'à $3,5D$ si le nuage de bulles atteint cette extension. Le profil obtenu pour d^* =0.8 est particulièrement bien défini. Cela s'explique par l'existence d'un jet qui, bien qu'occupant un espace important dans la direction radiale, est bien identifiable visuellement avant impact. La sonde mesure donc des évènements qui se situent dans la zone centrale du jet. Le profil de vitesses moyennes négatives peut dans ce cas particulier être bien représenté pour $z' \geq 0,5D$ par la loi de décroissance de la valeur absolue suivante : $|V^-| = \sqrt{2gH} exp(-(z' - z'_0)/l_{dec})$ avec $z'_0 = 0,35D$ et $l_{dec} = 1,71D$. Les vitesses moyennes positives sont moins élevées, et la forme de leur décroissance quand z' augmente semble peu sensible à la valeur de d^*. En général, à la dispersion des mesures près, au delà de z' =1 environ, les vitesses moyennes des bulles lorsqu'elles remontent sont un peu plus importantes pour les valeurs de d^* plus importantes.

Sur la figure II.6.22, à la dispersion des mesures près, les évolutions des tailles moyennes avec z' montrent des tendances très semblables pour d^* ≥0,6. Une fois de plus on note que des interfaces de taille moyenne centimétrique existent jusqu'à environ un diamètre de cylindre sous le niveau de la surface libre, mais qu'au delà, la taille moyenne converge vers une taille indépendante de d^* qui vaut 3 mm environ.

Les ddp de vitesses et de tailles sont présentées sur la figure II.6.23). Pour les vitesses plongeantes on retrouve une ddp très plate quel que soit d^*, avec plus de valeurs importantes lorsque l'écoulement se rapproche d'un effondrement ou d'une masse d'eau qui tombe en bloc (d^* =1). La valeur la plus probable des vitesses ascendantes (V^+) se décale vers des vitesses plus basses quand d^* augmente. On notera surtout que les ddp mesurées à d^* =0,8 et 1 sont très proches. Concernant les ddp des tailles (figure de droite), on constate que lorsque d^* augmente la ddp de tous les évènements se décale vers des tailles plus importantes. On constate de même que les ddp des tailles pour les deux diamètres de goulots les plus grands sont similaires.

Ces résultats obtenus avec la sonde optique sont exploratoires et n'éclairent pas toujours sur la complexité qui les constitue. Ils pourront néanmoins être utilisés pour des comparaisons avec des simulations numériques.



(a) (b)

FIGURE II.6.15 – Pdf des vitesses (a) et des tailles (b) pour $d^* = 1$ lorsque la sonde est placé à différentes positions verticales dans le cylindre pour $d^* = 1$. Pour (a) V^+ (-) / V^- (- -), $(z = L/2, r = 0)$: V^+ (-) / V^- (- -) et $z = 3L/4, r = 0$: V^+ (-) / V^- (- -). Pour (b), - : $(z = L/4, r = 0)$, - : $(z = L/2, r = 0)$ et - : $(z = 3L/4, r = 0)$.

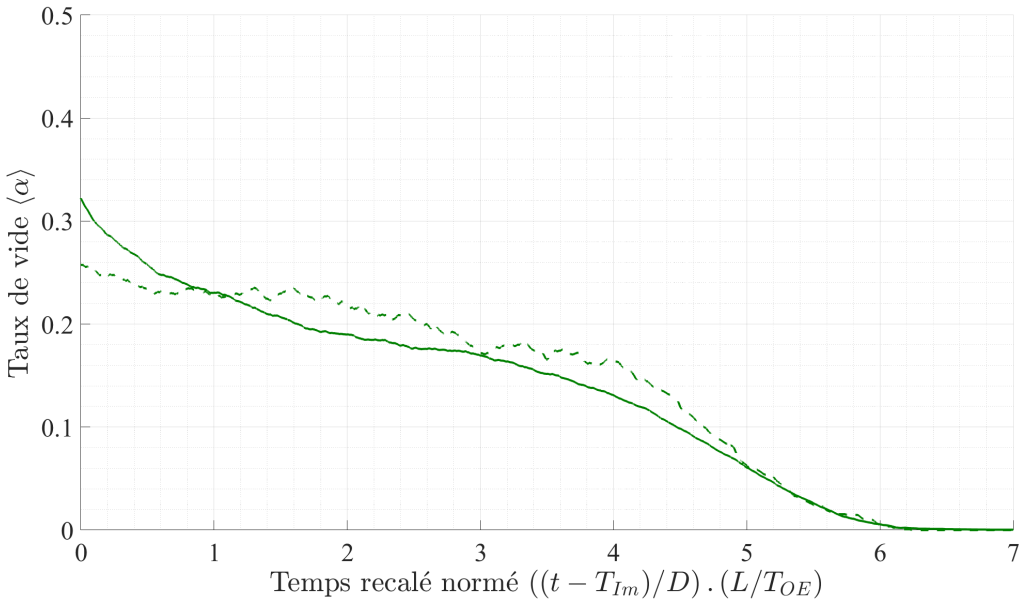


FIGURE II.6.16 – Taux de vide local $\langle\alpha\rangle$ en fonction de la hauteur de la sonde optique sous la surface libre $z = (t - T_{Im}) \,.\, (L/T_{OE})$ normé par D. Pour $d^* = 1$ et positions : - : $(z = L/2, r = 0)$ et - - : $(z = L/2, r = 0.035$ m).

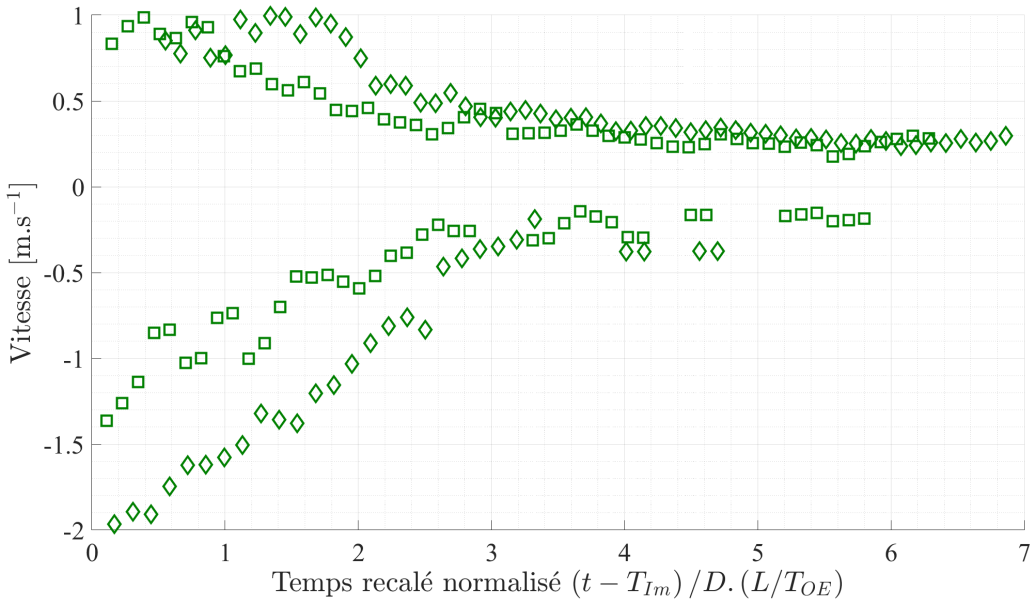


FIGURE II.6.17 – Vitesse négatives V^- normé par la vitesse de chute libre au niveau de la sonde optique ($H_{mes} = L/2$) en fonction de la distance de la sonde par rapport à la surface libre ($z_{SO} = (t - T_{Im}).(L/T_{OE})$) normé par le diamètre du cylindre D. Pour $d^* = 1$, ◇ : $(z = L/2, r = 0)$ et □ : $(z = L/2, r = 0.035$ m).

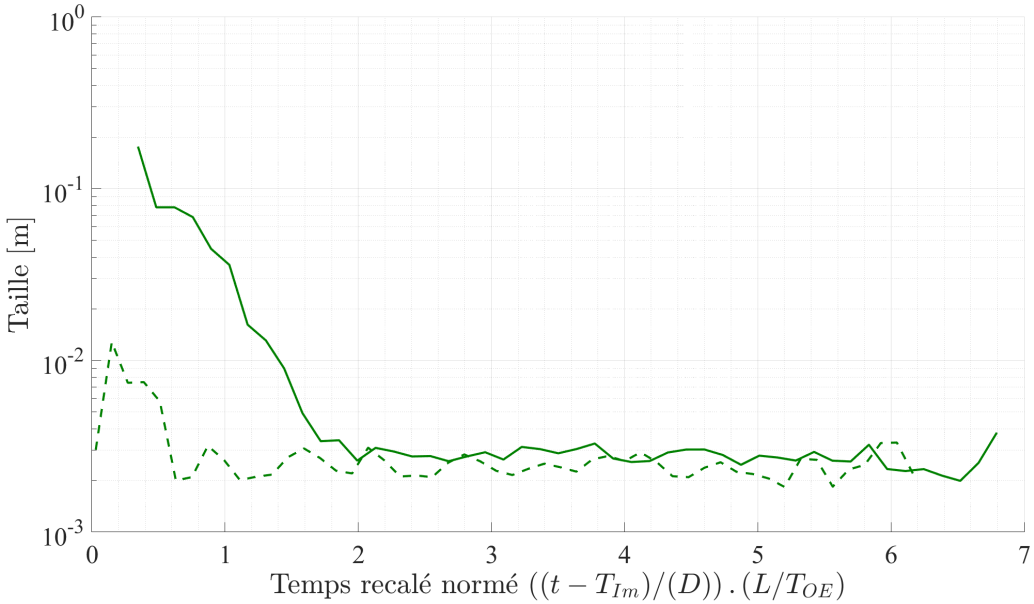
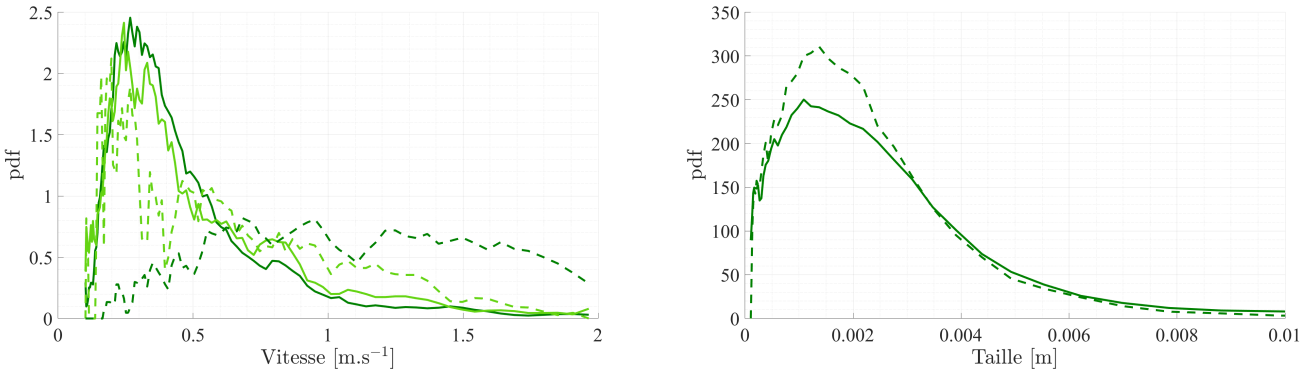


FIGURE II.6.18 – Évolution de la taille moyenne en fonction de la position de la sonde optique sous la surface libre $z = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE})$ normé par le diamètre du cylindre D. Pour $d^* = 1$ et positions : - : $(z = L/2, r = 0)$ et - - : $(z = L/2, r = 0.035$ m).



(a) (b)

FIGURE II.6.19 – Pdf des vitesses (a) et des tailles (b) pour $d^* = 1$ lorsque la sonde est placée à différentes positions verticales dans le cylindre pour $d^* = 1$. Pour (a), $(z = L/2, r = 0)$: V^+ (-) / V^- (- -) et $(z = L/2, r = 0.035$ m) : V^+ (-) / V^- (- -). Pour (b), - : $(z = L/2, r = 0)$ et - - : $(z = L/2, r = 0.035$ m).

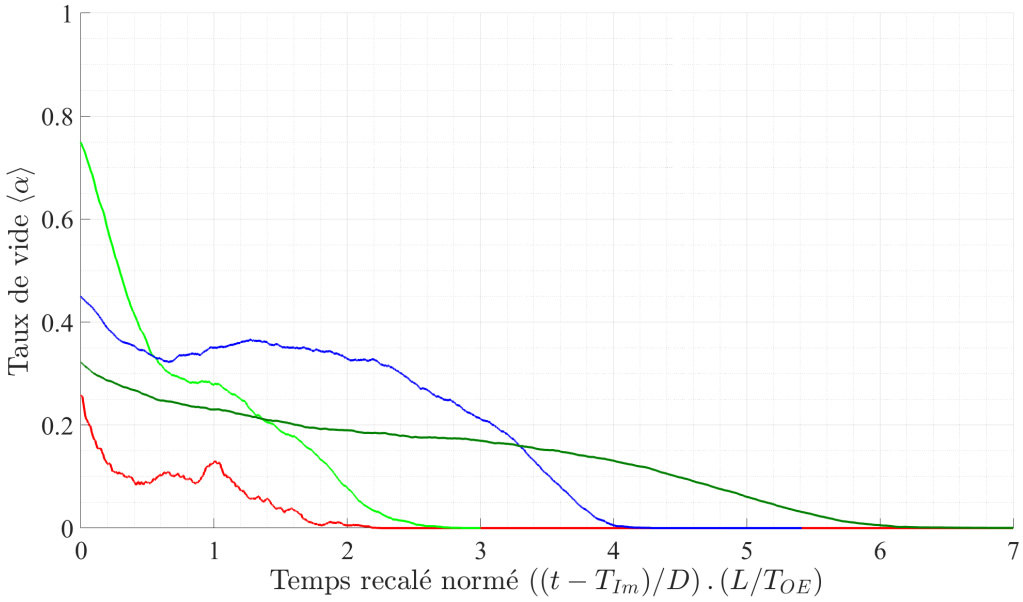


FIGURE II.6.20 – Taux de vide local $\langle\alpha\rangle$ en fonction de la hauteur de la sonde optique sous la surface libre $z=(t-T_{Im})\,.\,(L/T_{OE})$ normé par D. - : $d^*=0.4$, - : $d^*=0.6$, - : $d^*=0.8$ et - : $(z=L/2, r=0)$.

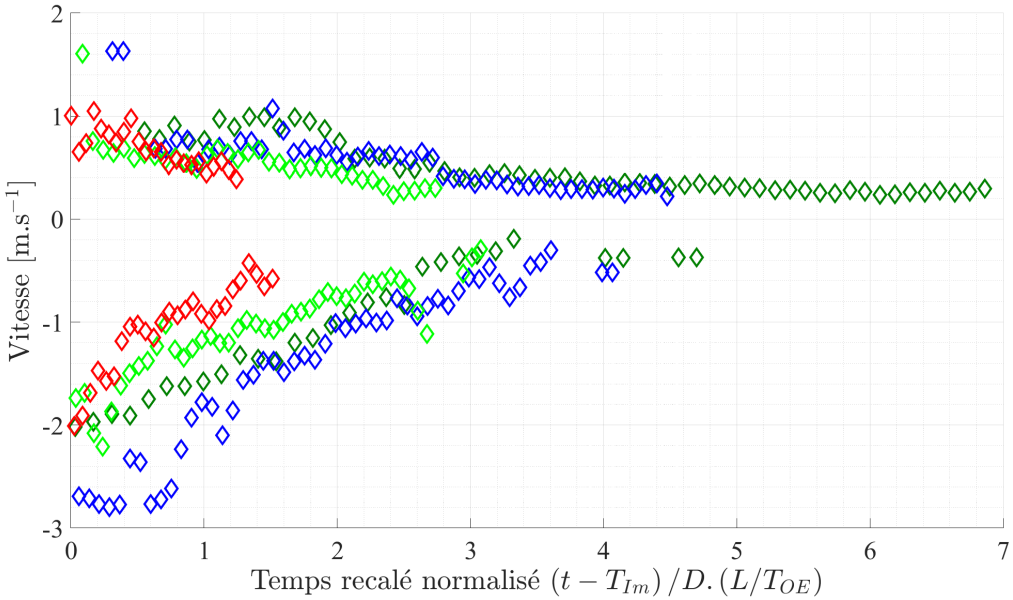


FIGURE II.6.21 – Vitesse moyennes négatives V^- et positives V^+ en fonction de la distance de la sonde par rapport à la surface libre $(z'=(t-T_{Im})\,.\,(L/T_{OE}))$ normée par le diamètre du cylindre D. Pour ◇ : $d^*=0.4$, ◇ : $d^*=0.6$, ◇ : $d^*=0.8$ et ◇ : $d^*=1$.

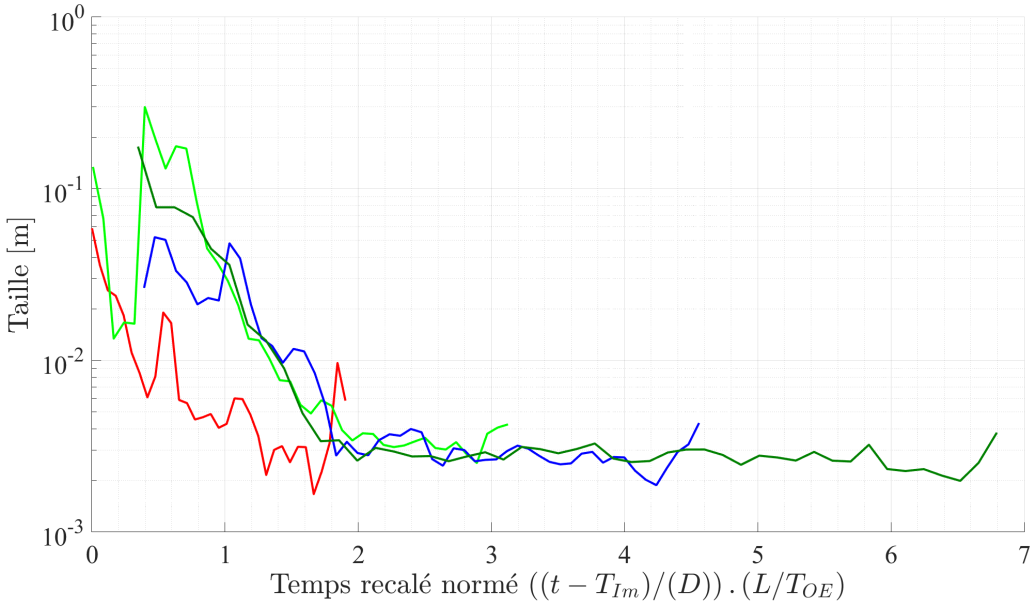
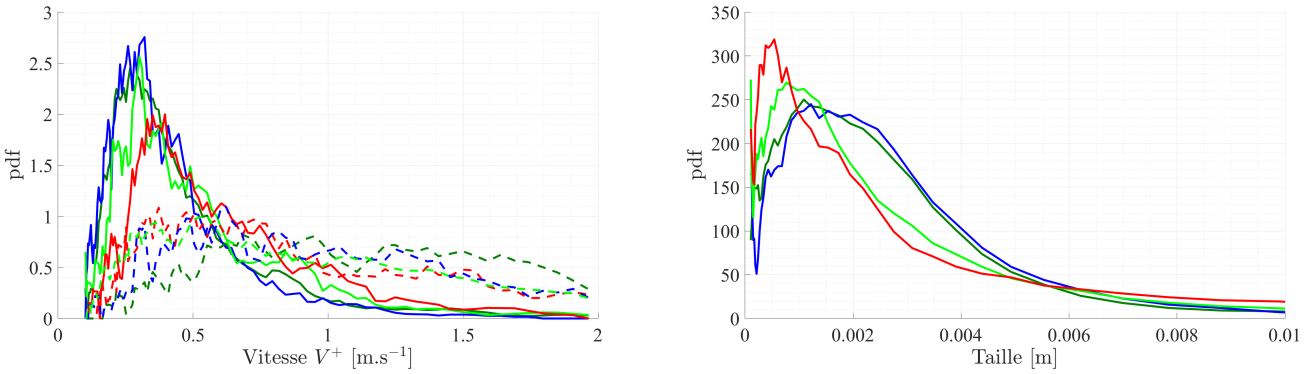


FIGURE II.6.22 – Évolution de la taille moyenne en fonction de la position de la sonde optique sous la surface libre $z = (t - T_{Im}) . (L/T_{OE})$ normé par le diamètre du cylindre D. Pour - : $d^* = 0.4$, - : $d^* = 0.6$, - : $d^* = 0.8$ et - $d^* = 1$.



(a) (b)

FIGURE II.6.23 – Pdf des vitesses (a) et des tailles (b) pour différents d^* lorsque la sonde est placé au centre du cylindre sur son axe radiale. Pour (a), $d^* = 0.4$: V^+ (-) / V^- (- -), $d^* = 0.6$: V^+ (-) / V^- (- -), $d^* = 0.8$: V^+ (-) / V^- (- -) et $d^* = 1$: V^+ (-) / V^- (- -). Pour (b), - : $d^* = 0.4$, - : $d^* = 0.6$, - : $d^* = 0.8$ et - : $d^* = 1$.

Chapitre 7

Conclusion générale

Lorsqu'on permet l'échange gravitaire au travers d'un orifice entre deux réservoirs contenant séparément un liquide et un gaz, un écoulement diphasique fortement instationnaire et multi-échelle se développe. Dans ce travail expérimental, deux configurations ont été explorées. Il s'agit tout d'abord de la vidange d'une bouteille dans des conditions de goulot de large taille. L'autre configuration est celle d'un cylindre qui contient initialement un gaz et qui est immergé dans un volume de liquide. Lorsqu'on ouvre l'orifice d'échange, se met alors en place un remplissage qui fait l'objet de cette étude. Dans ces deux configurations, le couplage entre la compressibilité du volume de gaz et la masse de liquide qui évoluent au cours du temps, génère un comportement global d'oscillateur régi par la pression. Cette étude contribue à analyser ce comportement en prenant soin de décrire autant que possible la population de bulles qui se développe à plus ou moins petite échelle au sein du liquide.

Pour cette étude, l'installation expérimentale de vidange d'une bouteille mise en place au préalable dans l'équipe a été utilisée. Mais une installation expérimentale nouvelle dédiée au remplissage d'un cylindre a été conçue, construite et testée durant sa mise en place. Elle comporte un élément délicat à optimiser qui est une vanne guillotine qui réalise l'ouverture de l'orifice d'échange. Il faut en effet assurer en même temps - et c'est ce qui est compliqué - une bonne étanchéité lorsque cette vanne est fermée et la possibilité d'un mouvement rapide d'ouverture. Ces deux fonctionnalités presque en opposition ont pu être réalisées après de nombreux réglages.

En ce qui concerne l'écoulement de vidange de bouteille à large goulot, les expériences réalisées ont permis de montrer que la vidange s'effectue avec formation de bulles de grande taille, de type bulle de Taylor. Pour des rapports $d^* \geq 0{,}8$, l'entrée de gaz au goulot donne lieu à une coalescence immédiate au culot de cette bulle de Taylor. Celle-ci a donc son culot qui reste au contact du goulot. La vidange s'effectue alors par propagation d'un volume de gaz qui envahit la bouteille sans que le niveau initial de remplissage ne bouge. L'évacuation du liquide s'effectue alors par l'intermédiaire du film qui entoure la bulle. Enfin, la bulle présente une vitesse d'ascension modulée périodiquement. Cette typologie de vidange est très différente de celle à faible diamètre de goulot. A faible diamètre, elle se déroule en effet par ingestion périodique d'essaims de bulles qui se détachent du goulot et remplacent les volumes de liquide expulsés ; elle donne lieu, dans ces conditions, à un mouvement descendant, à vitesse constante, de la surface libre qui délimite le tampon supérieur occupé par le gaz et le sépare du milieu diphasique à bulles. Malgré ce changement radical de type d'écoulement diphasique pour $d^* \geq 0{,}8$, une caractérisation globale des temps d'échange et des périodes d'oscillation de l'écoulement, a permis de montrer que les lois d'échelles concernant ces grandeurs sont identiques, quel que soit le paramètre d^*, c.a.d. quel que soit le régime diphasique qui se met en place. Les lois établies par [3] pour des diamètres plus petits sont en effet toujours respectées. Un modèle permettant de prédire l'amplitude des oscillations de pression qui sont présentes dans l'écoulement a été développé. Il montre un accord satisfaisant avec les observations expérimentales. De la même manière un modèle simplifié de couplage entre les mouvements de la surface libre supérieure et de la bulle de Taylor a été proposé. Il permet de restituer la dynamique de ce couplage.

Le remplissage d'un cylindre, tout comme la vidange présente un caractère oscillant qui se traduit par des oscillations de pression associées aux alternances ou modulations d'entrées d'eau de sortie d'air au niveau de l'orifice d'échange. Cependant la dynamique du remplissage s'avère plus riche et plus complexe que celle observée dans le cadre de la vidange. Les expériences réalisées pour trois rapports d'élongation L^* allant de 0,5 à 0,9 et pour différents rapports de diamètres d^* compris entre 0,2 et 1, ont permis de mieux analyser la succession des phases temporelles qui apparaissent au cours du remplissage. Lors de l'ouverture de l'orifice d'échange, après une compression rapide de l'air contenu initialement dans le cylindre, des entrées d'eau et des sorties d'air alternatives au goulot permettent le remplissage progressif. Dans une première phase, le jet d'eau entrant impacte le fond du cylindre et crée une population de poches et de bulles de gaz très dense ; puis le niveau du milieu diphasique ainsi formé s'élevant, le jet plongeant n'impacte plus le fond mais continue à alimenter le milieu diphasique en bulles par entraînement d'air. Il forme ainsi des bulles de taille proche du diamètre à l'impact, qui vont rapidement se rompre et remonter vers la surface libre. Lorsque le remplissage est suffisamment avancé pour que le tampon gazeux supérieur disparaisse, les entrées-sorties alternatives des deux phases au niveau du goulot cessent. Le remplissage se termine alors, avec, dans cette ultime phase, une décantation de petites bulles qui peut se mettre en place pour les diamètres d^* supérieurs à 0,8. Nous avons observé un changement de comportement pour plusieurs propriétés autour de $d^* = 0{,}8$. Ce changement de comportement pour les diamètres d'orifice supérieurs est simultané à l'observation d'une évolution du mode de sortie du gaz au goulot. Si dès d^* =0,5 les entrées et sorties de fluide au niveau du goulot ne sont plus alternatives et exclusives mais s'effectuent plutôt simultanément tout en étant modulées dans le temps, cela ne semble pas affecter le comportement de l'écoulement à l'intérieur du cylindre jusqu'à $d^* = 0{,}8$. Dans cette gamme intermédiaire de diamètres, les bulles de type toroïdal formées au goulot coalescent juste après leur sortie sous forme d'une calotte hémi-sphérique. Par contre, lorsque $d^* \geq 0{,}8$ on a observé que les bulles formées au goulot ne coalescent pas. Ce sont plutôt des structures de poches gazeuses très complexes et de bulles dispersées qui émergent dans la cuve supérieure. Pour ce régime, l'écoulement dans son ensemble porte une signature de ce qui se passe précisément au niveau du goulot. La longueur L du cylindre a aussi été variée. Pour la valeur la plus importante (L/D =9) nous avons bien identifié le scénario de la succession des différentes phases temporelles de l'écoulement de remplissage. C'est celui décrit ci-dessus. Lorsque cette longueur est raccourcie, les phases sont moins nettement séparées. En particulier, pour (L/D =5) et à pleine ouverture (d/D =1) l'écoulement devient extrêmement complexe, et est plus fortement influencé par le processus d'ouverture de la vanne qui dure longtemps en valeur relative par rapport au temps de remplissage.

Il est clair que nous n'avons pas eu les moyens d'explorer dans ce travail la phase complexe du remplissage aux temps courts. Le système d'ouverture que nous avons mis en place, crée une dissymétrie de l'entrée du liquide dans le cylindre aux premiers instants. De plus, lorsque le jet impacte le fond du cylindre, tout se déroule très vite et de manière extrêmement désordonnée. La mise en place d'un système d'ouverture différent ainsi que des capteurs de force au fond du cylindre permettrait sans doute d'analyser plus en détail cette phase du remplissage.

Pour cet écoulement également, nous avons retrouvé les lois d'échelle des temps de remplissage de la littérature initialement données par [11] pour $d^* \leq 0{,}6$. Ainsi, la période des oscillations de pression donnée par une analogie avec un oscillateur de Helmholtz est également retrouvée à condition d'adapter – sans en changer l'ordre de grandeur - les coefficients représentant les masses de fluide entrant et sortant pendant l'oscillation. Les expériences montrent donc que pour une gamme des diamètres plus large, l'analogie est encore valable même si l'écoulement se complexifie.

Un examen des spectres de pression sur une large gamme de fréquences a montré en outre qu'une fréquence plus haute mais tout aussi énergétique que celle du résonateur de Helmholtz émerge. Cette fréquence correspond aux oscillations en volume des bulles de grande taille formées par le jet impactant la surface libre à chaque période du résonateur. Lors de la formation de la cavité gazeuse par ce jet plongeant, et de sa rupture, des oscillations de pression autour de 100 Hz prennent place dans l'écoulement. C'est un résultat nouveau qui traduit une réponse de l'écoulement au forçage par les alternances au goulot. Ces alternances perturbent le jet de liquide qui tombe et créent ainsi une situation favorable à l'entraînement d'air par le

jet plongeant.
Le contenu diphasique de cet écoulement, dans sa partie sous le niveau de la surface libre limitant le tampon gazeux supérieur, a été analysé, tout d'abord de façon globale à partir d'enregistrements vidéographiques éventuellement combinés avec des enregistrements de pression synchronisés. Les visualisations permettent d'examiner les déplacements verticaux des frontières limitant la zone occupée par les bulles. En particulier, elles donnent accès à l'évolution temporelle de l'épaisseur de cette zone diphasique et aux conditions pour que l'on puisse interpréter celle-ci comme résultant de l'injection de bulles par le jet plongeant. Un modèle de jet plongeant a été développé à partir de modèles de la littérature. La spécificité de ce modèle est de prendre en compte le confinement sous la forme d'un gradient de pression adverse combiné avec la présence d'un contraste de fraction volumique de gaz entre l'intérieur et l'extérieur du jet. La confrontation entre mesures expérimentales et prédictions du modèle est satisfaisante pour des valeurs de d^* comprises entre 0,3 et 0,6. Les cas pour lesquels la comparaison n'est pas favorable sont soit ceux à faible d^*, pour lesquels la mesure est très, voire trop, imprécise, soit ceux à grand diamètre, pour lesquels le jet plongeant est remplacé par un effondrement en masse du liquide dans le cylindre. Le caractère générique de ce modèle reste encore à discuter dans la mesure où il faut l'alimenter par les deux paramètres que sont l'angle d'ouverture du jet et le saut de fraction volumique entre l'intérieur et l'extérieur du jet, qui dépendent a minima du rapport des diamètres d^*.
Dans un dernier chapitre plus exploratoire, qui demandera à être discuté plus profondément, des mesures de fraction volumique de gaz, de vitesses et de tailles de bulles par sonde optique locale ont été reportées. Ces mesures ont été obtenues en combinant de multiples essais pour obtenir une convergence statistique satisfaisante et pouvoir discuter des évolutions de ces valeurs moyennes avec le temps dans cet écoulement instationnaire. Ces grandeurs sont très compliquées à interpréter tout d'abord parce qu'elles ne donnent malgré tout qu'une vision en un point de l'écoulement. La polydispersion en tailles de la population de bulles évolue dans le temps, et cela complexifie également l'interprétation des résultats. Enfin, notre méconnaissance du mouvement dans le liquide limite notre capacité à appréhender le poids de mécanismes spécifiques qui pourraient être présents dans cet écoulement fortement agité.
Ceci dit, ces mesures par sonde optique pourront être utilisées a minima pour discuter de la validité de modèles de simulations numériques dédiés à ce type d'écoulement.
Mais dans les perspectives de cette thèse, ces mesures par sonde optique ouvrent aussi la voie à une discussion un peu plus approfondie de la population de bulles créée par l'écoulement et de son évolution temporelle. Pour cela nous aurions besoin de cumuler encore plus d'évènements - et donc d'essais - pour obtenir des statistiques dont on puisse observer l'évolution en fonction du temps. Nous pensons en particulier que l'étude statistique des intervalles de temps d'arrivée de bulles en un point de mesure pourrait être menée pour analyser si des structurations internes au milieu diphasique apparaissent dans le positionnement relatif des bulles. Il s'agirait alors de comparer les statistiques par exemple à la loi de Poisson. Une telle étude peut ouvrir la voie à une analyse en tesselation de Voronoï et à des mesures conditionnées aux tailles des cellules de Voronoï. Par ailleurs, une mesure de la statistique des tailles mieux résolue en temps - cad qui ne mélange pas différentes phases de l'écoulement - nous permettrait certainement d'analyser la population de bulles à des âges ciblés que l'on pourrait comparer par exemple aux populations de bulles évolutives crées par des vagues de déferlement.

Pour conclure, l'obtention d'informations expérimentales globales (par sonde de pression ou par visualisations) dans ces écoulements instationnaires nous a permis une discussion déjà intéressante de leur comportement en terme de résonateurs. Mais la progression dans la connaissance de leur dynamique diphasique interne demanderait de poursuivre ces explorations.

Bibliographie

[1] C. Clanet. Clepsydrae, from galilei to torricelli. *Physics of Fluids*, 12 :2743–2751, 2000.

[2] C Clanet and J. C. Lasheras. Depth of penetration of bubbles entrained by a plunging water jet. *Physics of Fluids*, 9 :1864–1866, 1997.

[3] C. Clanet and G. Searby. On the glug-glug of ideal bottles. *Journal of Fluid Mechanics*, 510 :145–168, 2004.

[4] R. Collins, F. F. De Moraes, J. F. Davidson, and D. Harrison. The motion of a large gas bubble rising through liquid flowing in a tube. *Journal of Fluid Mechanics*, 89 :497–514, 1978.

[5] J. T. Davies and G. I. Taylor. The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes. *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, 200 :375–390, 1950.

[6] D. T. Dumitrescu. Strömung an einer luftblase im senkrechten rohr. *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 23 :139–149, 1943.

[7] J. Flores, G. Solovey, and S. Gil. Variable mass oscillator. *American Journal of Physics*, 71(7) :721–725, jul 2003.

[8] H. L. Goldsmith and S. G. Mason. The movement of single large bubbles in closed vertical tubes.

[9] G. Guyot, A. Cartellier, and J. P. Matas. Depth of penetration of bubbles entrained by an oscillated plunging water jet. *Chemical Engineering Science : X*, 2, 2019.

[10] G. Guyot, A. Cartellier, and J.-P. Matas. Penetration depth of a plunging jet : From microjets to cascades. *Phys. Rev. Lett.*, 124 :194503, May 2020.

[11] P. Héraud. Etude de la dynamique des bulles infinies : Application a l'étude de la vidange et du remplissage de réservoir. *Thèse*, 2002.

[12] N. B. Kaye and G. R. Hunt. Overturning in a filling box. *Journal of Fluid Mechanics*, 576 :297–323, 2007.

[13] A. R. Kolaini and A. Prosperetti. Air entrapment by a falling water mass. *Journal of Fluid Mechanics*, 294 :181–207, 1995.

[14] D. Layzer. On the instability of superposed fluids in a gravitational field*, 1955.

[15] A2 Photonic Sensor A. Lefevbre. M2 - test v.roig, 2018.

[16] D. Liberzon and H. J.S. Fernando. Pressure distribution in confined jet flow. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 136 :31–34, 2014.

[17] E. W. Llewellin, E. Del Bello, J. Taddeucci, P. Scarlato, and S. J. Lane. The thickness of the falling film of liquid around a taylor bubble. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 468 :1041–1064, 2012.

[18] E. Lorenceau, D. Quéré, and J.-Y. Ollitrault. Gravitational oscillations of a liquid column in a pipe articles you may be interested in. *Physics of Fluids*, 14 :1985, 2002.

[19] N. Q. Lu, A. Prosperetti, and S. W. Yoon. Underwater noise emissions from bubble clouds. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 15 :275–281, 1990.

[20] X. Lu and A. Prosperetti. Axial stability of taylor bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 568 :173–192, 2006.

[21] S. Marrone, A. Colagrossi, F. Gambioli, and L. González-Gutiérrez. Numerical study on the dissipation mechanisms in sloshing flows induced by violent and high-frequency accelerations. i. theoretical formulation and numerical investigation. *Physical Review Fluids*, 6, 11 2021.

[22] S. Mer, O. Praud, J. Magnaudet, and V. Roig. Emptying of a bottle : how a robust pressure-driven oscillator coexists with complex two-phase flow dynamics. 2019.

[23] S. Mer, O. Praud, H. Neau, N. Merigoux, J. Magnaudet, and V. Roig. The emptying of a bottle as a test case for assessing interfacial momentum exchange models for euler–euler simulations of multi-scale gas-liquid flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 106 :109–124, 9 2018.

[24] M. Minnaert. On musical air-bubbles and the sounds of running water. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 16, 8 1933.

[25] C. Nath, S.I. Voropayev, D. Lord, and H. J.S. Fernando. Offset turbulent jets in low-aspect ratio cavities. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 136, 2014.

[26] H. N. Oguz and A. Prosperetti. The natural frequency of oscillation of gas bubbles in tubes, 1998.

[27] A2 Photonic Sensor. Vidéo *M2_WORKING PRINCIPLE* [00 : 00 : 45], 2018.

[28] M. Starsberg. Gas bubbles as sources of sound in liquids. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28, 1956.

[29] S. I. Voropayev, X. Sanchez, C. Nath, S. Webb, and H. J.S. Fernando. Evolution of a confined turbulent jet in a long cylindrical cavity : Homogeneous fluids. *Physics of Fluids*, 23, 2011.

[30] Y. Zhu, H. N. Oğuz, and A. Prosperetti. On the mechanism of air entrainment by liquid jets at a free surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 404 :151–177, 2000.

Troisième partie

Annexes

Annexe A

Schéma de la cage de visualisation utilisée lors de la vidange du cylindre

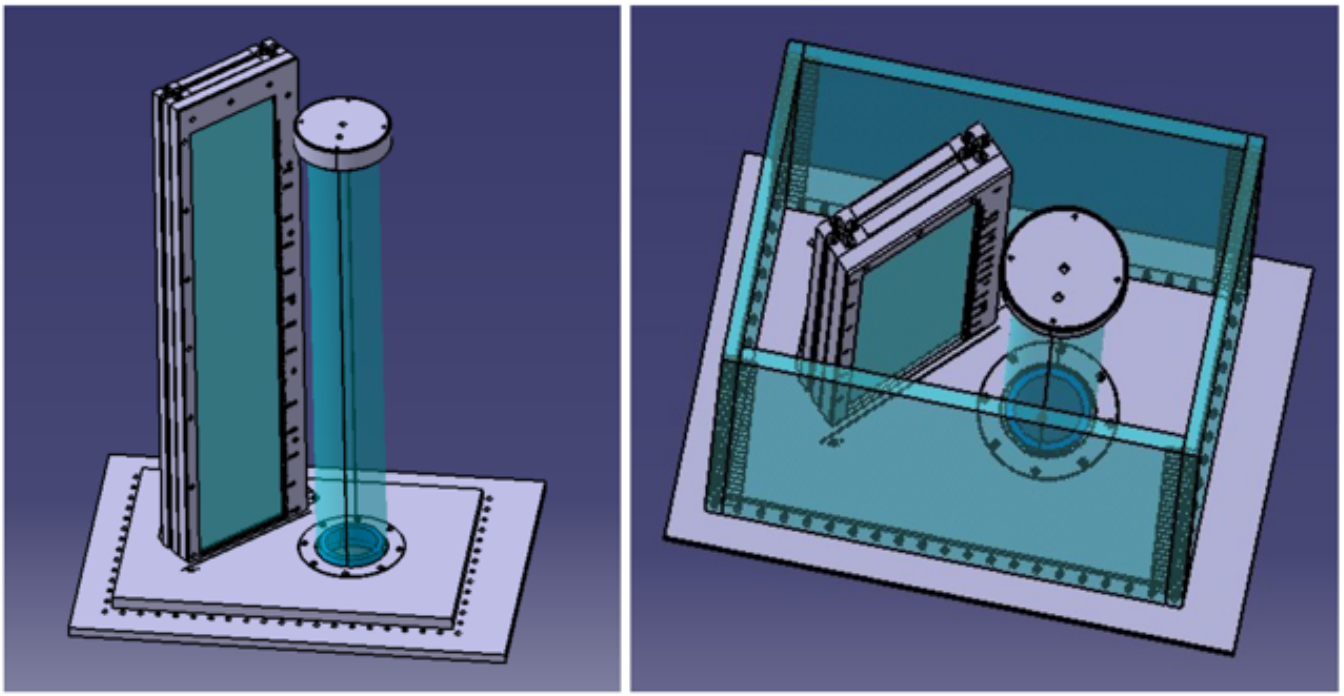


FIGURE A.1 – Visualisation de l'installation de la vidange de bouteille avec la cage de visualisation

Annexe B

Schéma de conception de la vanne guillotine

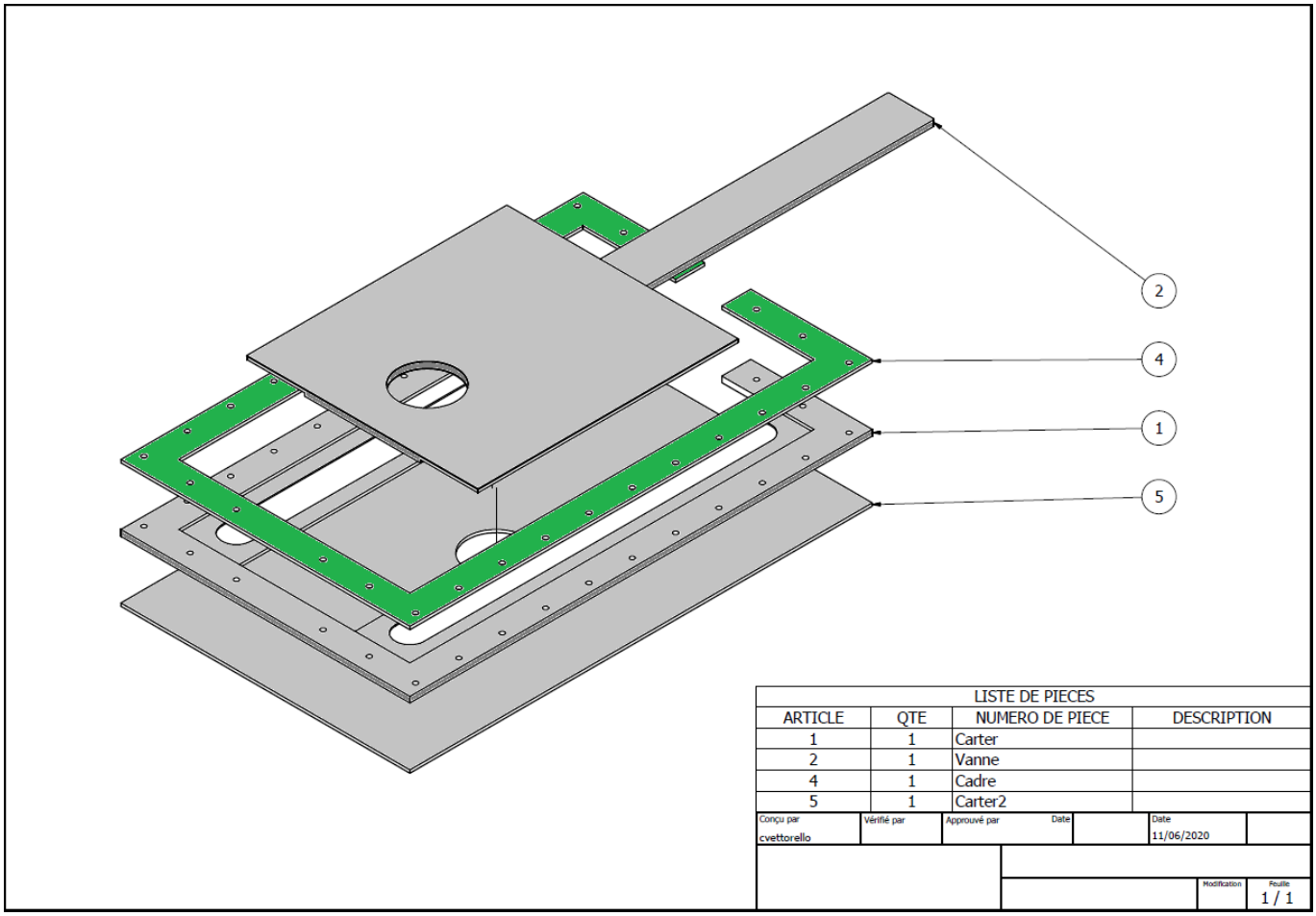
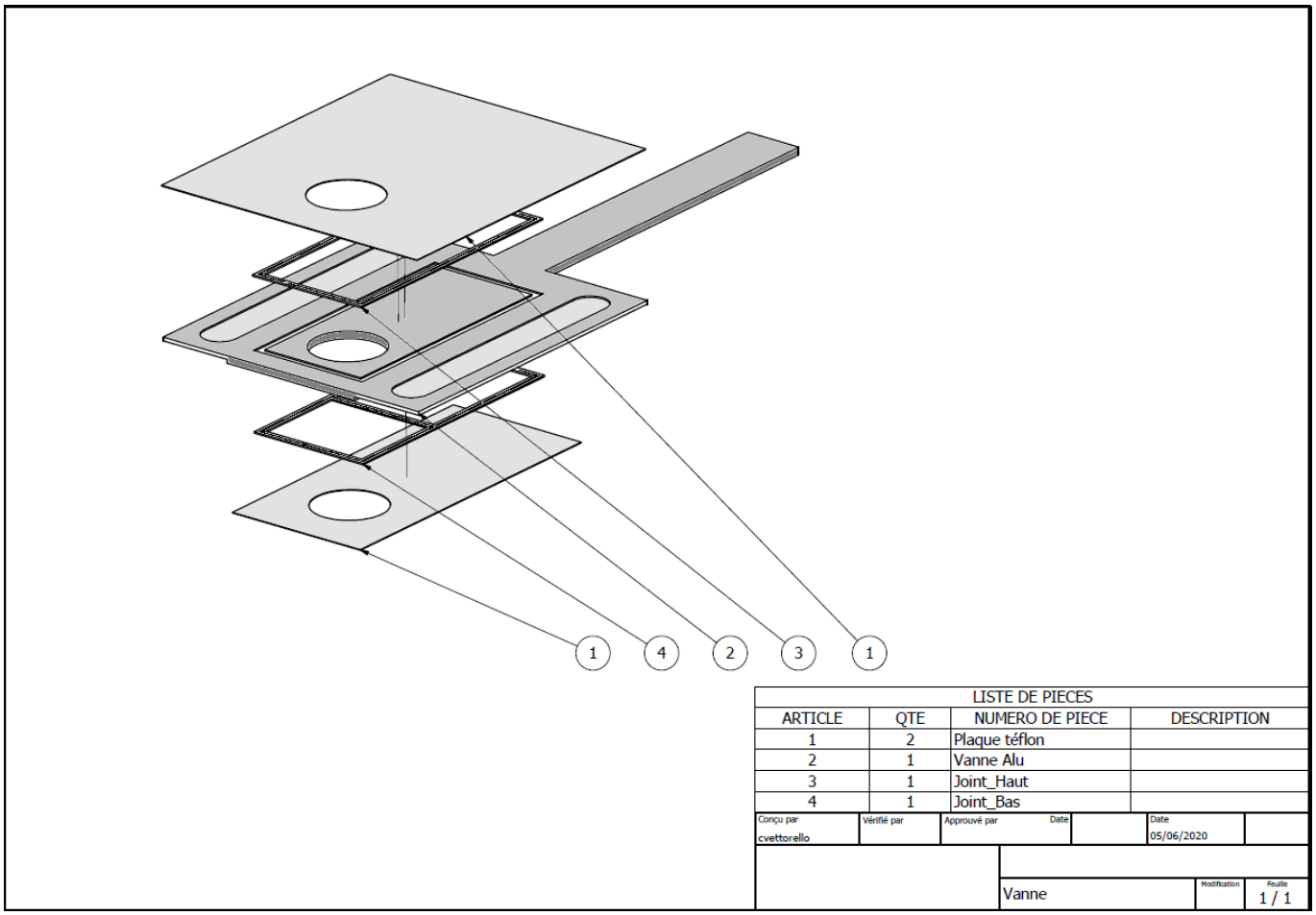


FIGURE B.1 – Schéma de principe de l'ensemble vanne guillotine et du carter



LISTE DE PIECES

ARTICLE	QTE	NUMERO DE PIECE	DESCRIPTION
1	2	Plaque téflon	
2	1	Vanne Alu	
3	1	Joint_Haut	
4	1	Joint_Bas	

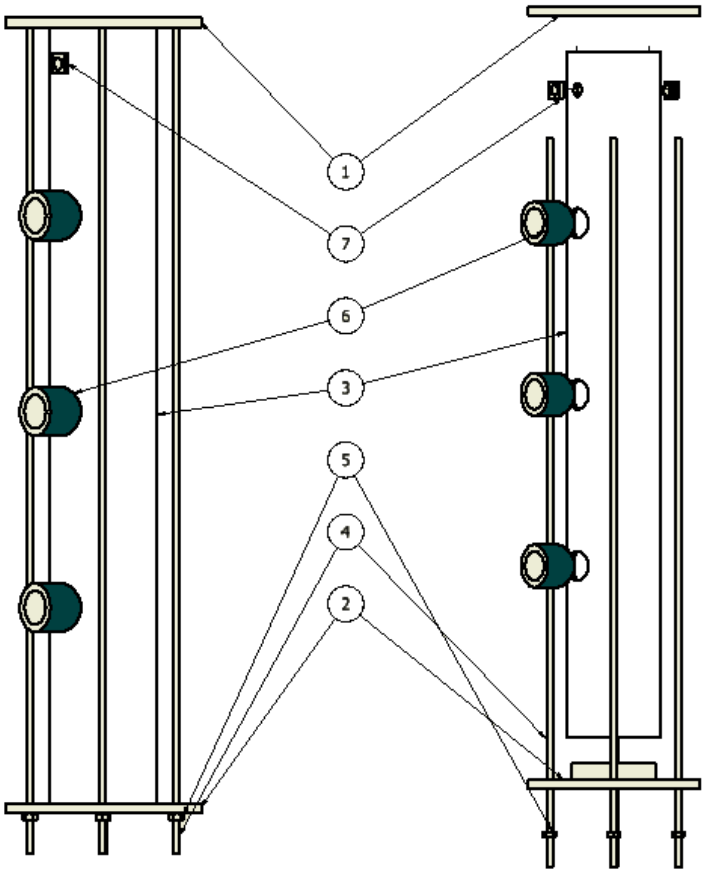
Conçu par	Vérifié par	Approuvé par	Date	Date
cvettorello				05/06/2020

	Modification	Feuille
Vanne		1 / 1

FIGURE B.2 – Schéma de principe de la vanne guillotine

Annexe C

Schéma du cylindre instrumenté



LISTE DE PIECES			
ARTICLE	QTE	NUMERO DE PIECE	DESCRIPTION
1	1	Support haut	
2	1	Support_Fond	
3	1	Tube	
4	4	Tige_Filletee	
5	4	AS 1112 - M8 Type B	
6	3	Support_SO	
7	2	Support_CP	

Conçu par	Vérifié par	Approuvé par	Date	Date
cvettoretto				03/07/2020

Tube_Instrumente-1 — Feuille 1 / 1

FIGURE C.1 – Schéma de principe du cylindre instrumenté avec emplacement du capteur de pression et de la sonde optique

Annexe D

Schéma de la sonde optique et de son porte-sonde

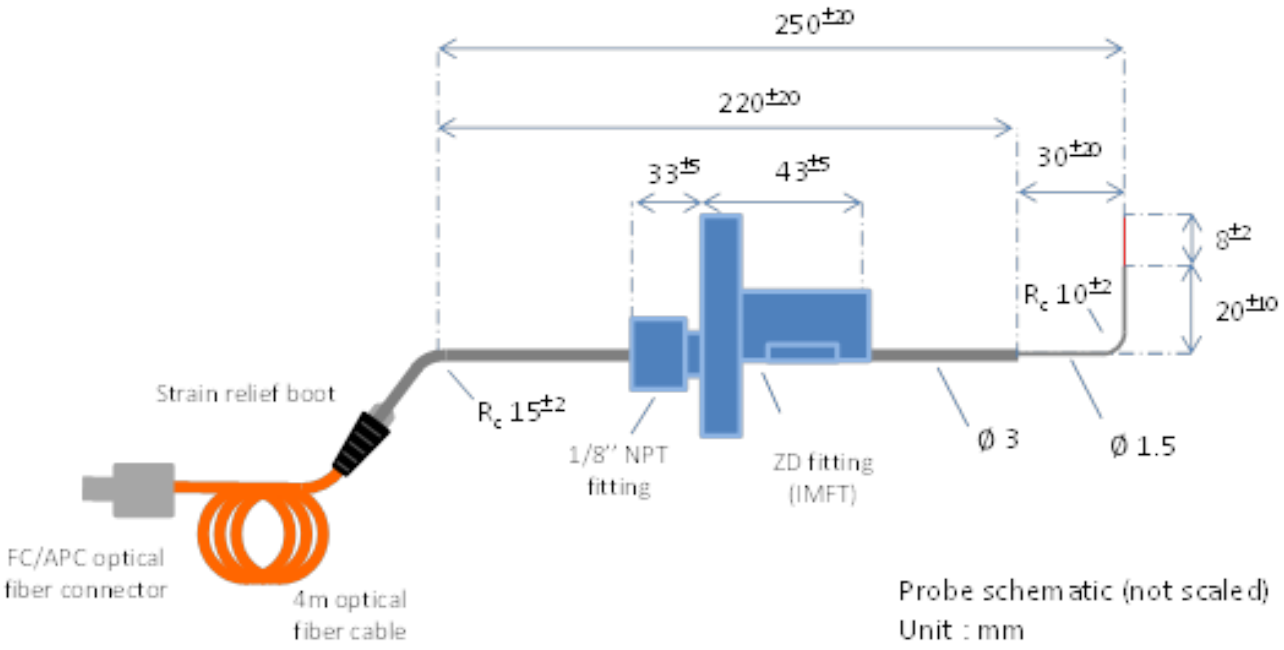


FIGURE D.1 – Schéma de principe de la sonde optique (pointe orange) et de son support pour le passage en paroi (en bleu)

Annexe E

Modes de fonctionnement de la sonde optique

Ainsi lorsque des interfaces se rapprochent puis traverse la sonde optique, il est possible de mesurer le temps de présence de la sonde dans le nouveau milieu ainsi que la vitesse et donc la taille de l'inclusion. Afin d'obtenir ces informations, le logiciel permet d'acquérir des signaux de deux manières : le mode *streaming* et le mode *block*. Il est possible de coupler ces modes ou bien de faire des acquisitions en séparant ces derniers.

Pour la suite, plusieurs grandeurs sont à définir :

— $t_{A,i}$ est le temps d'arrivée de l'événement i

— $t_{D,i}$ est la durée de l'événement i

— U_i est la vitesse de l'événement i

— S_i est la taille de l'événement i

Fonctionnement en mode *streaming* : Le mode d'acquisition *streaming* permet d'acquérir sur des grandes durées les événements présent dans l'écoulement. L'acquisition se fait en continu pendant une durée T fixée au préalable et peut être déclenché via un trigger externe par un cable SMB. Ainsi, il est possible d'obtenir les références temporelles t_A et t_D des événements présents dans l'écoulement comme retranscit dans la figure Avec ces référence et sur une fenêtre courte ($\tau \approx 0.5$s), il est également possible d'obtenir la fraction volumique d'air locale α tout au long de l'écoulement.

Fonctionnement en mode *block* : Le mode d'acquisition *block* permet d'acquérir sur des petits temps appelé *bloc* des signaux à une fréquence controlée. Pour une acquisition, il est nécessaire de défnir la fréquence d'acquisition de chaque bloc, la durée de chaque bloc ainsi que le nombre de bloc à acquérir. La taille de chaque bloc ainsi que le nombre est limité par la capacité de la mémoire du numériseur. Ce mode est toutefois restreint par le fait que chaque bloc doit être transférer à l'ordianteur avant l'acquisition du bloc suivant. Ce temps de transfert dépend de beaucoup de paramètres et est donc néfaste pour l'acquisition rapide de donnée. De plus il n'est pas possible d'acquérir plus de 55% de la mémoire avec un seul bloc.
Afin de palier à ce soucis, un mode supplémentaire est accessible le mode *burst*. Ce mode permet de ne pas transférer le bloc entre deux acquisitions et permet de saturer totalement la mémoire du numériseur avant de réaliser le transfert.

Fonctionnement couplé *stream2block* : Ces modes d'acquisitions peuvent parfois ne pas suffire pour obtenir la totalité des informations disponibles. Ainsi grâce au travail de Noémie GRITHER, qui a réalisé son stage durant l'été 2020, il a été possible de combiner le mode d'acquisition simple du mode d'acquisition *stream* avec la richesse des informations du mode *block*.
Ce nouveau mode *stream2block* combine le traitement réalisé par le logiciel du fournisseur "*M2 Analyser for Bubbles*" et une partie du traitement se faisant via "*MATLAB*".
Ce traitement se décompose ainsi :

1. L'acquisition des données se fait en mode "*Stream*" afin d'obtenir les temps d'arrivée synchroniser et les durées des bulles de manière fiable
2. Une fois un pré-traitement réalisé à partir du logiciel fournisseur, le fichier est envoyé sur une routine de traitement appelée "*streaming2block*" qui permet de découper chaque bulle en bloc de taille identique et d'enregistrer ces blocs sur plusieurs fichiers (chaque fichier contenant au maximum 50 blocs).
3. Il est alors nécessaire de re-traiter chaque nouveau fichier via le logiciel fournisseur pour obtenir les informations de vitesses et de tailles des bulles
4. Une dernière routine permet de combiner chaque fichier ainsi créé afin de lier toutes les informations ainsi obtenues : le numéro de la bulle détecté pa rle système, l'instant d'arrivée de la bulle sur la sonde optique, le temps de résidence de la sonde dans la bulle et, le cas échéant, la vitesse et la taille de la bulle calculé par le logiciel.

Le logiciel fournisseur n'étant pas contrôlable avec une commande bash, le second traitement des fichiers par ce dernier peut prendre du temps en fonction du nombre de fichiers obtenus par la méthode de découpage.

Annexe F

Schéma du temps caractéristique d'ouverture de la vanne T_{ouv}

Le temps T_{ouv} est l'instant auquel le goulot est complètement découvert. Cet instant varie avec le paramètre d^*.

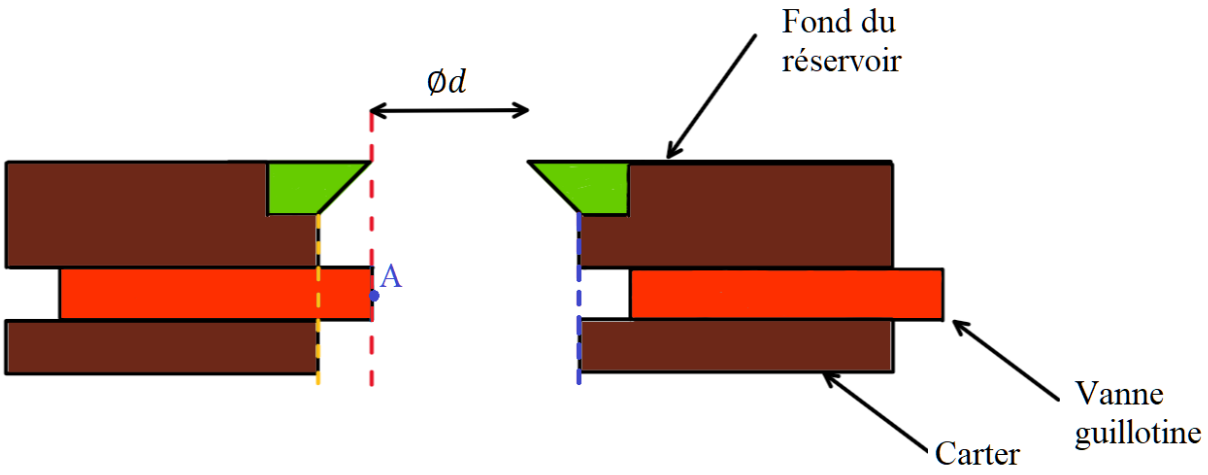


FIGURE F.1 – Schéma de l'instant T_{ouv} en visualisation du fond du réservoir, du diaphragme et de la vanne guillotine

La figure F.1 reprend le principe de calcul de ce temps d'ouverture. Le goulot est dessiné en vert. Le carter immobile est en couleur marron. Avant ouverture la vanne guillotine est fermée, le point A est aligné avec le trait bleu. Lorsqu'on déclenche l'ouverture de la vanne, la partie orange coulisse et la fin de l'ouverture est atteinte lorsque le point A est dans la position dessinée c'est à dire aligné avec le trait rouge.
Dans un premier temps, nous obtenons des signaux de position du vérin le temps de parcours de la vanne guillotine (partie rouge) entre le trait bleu (démarrage de l'ouverture complète) et le trait orange (fin de l'ouverture complète). Cette distance, égale au diamètre du cylindre D, nous permet alors d'avoir une vitesse de déplacement moyenne de $V_{ouv,\,complet} = D/T_{ouv,\,complet}$.
Une fois cette vitesse obtenue, le temps d'ouverture nécessaire pour chaque configuration est donné par la relation suivante

$$T_{ouv} = (D/2 + d/2)/V_{ouv,\,complet} \tag{F.1}$$

Cette relation nous permet alors de déterminer le temps nécessaire à la vanne guillotine pour atteindre la ligne rouge.

Annexe G

Évolution de la fréquence basse pour les rapports d'aspects $L^* = 5$

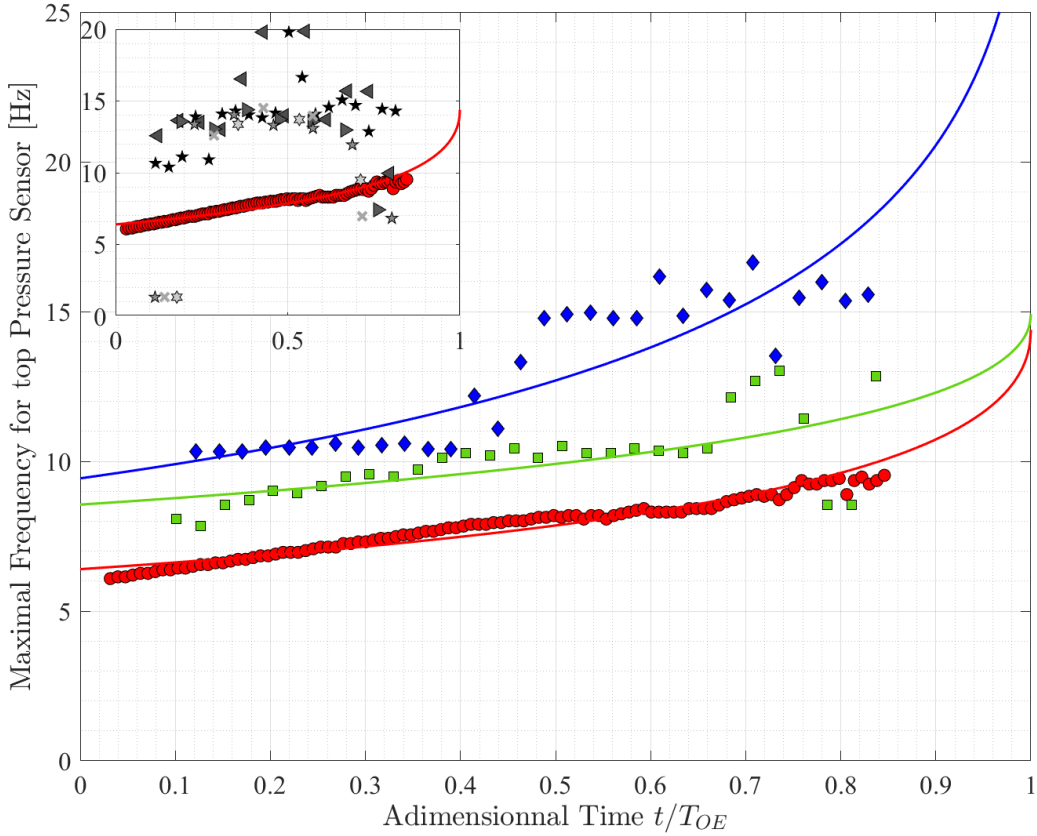


FIGURE G.1 – Résumé de la détection de la fréquence basse F_B pour la longueur de tube $L^* = 5$ et les diamètres d^* de 20 à 40 avec en trait plein le calcul de la loi (2.4.23). *Insert : Comparaison entre le cas* $d^* = 20$ *et les cas* d^* *de 50 à 100.*

Annexe H

Évolution de la fréquence basse pour les rapports d'aspects $L^* = 7$

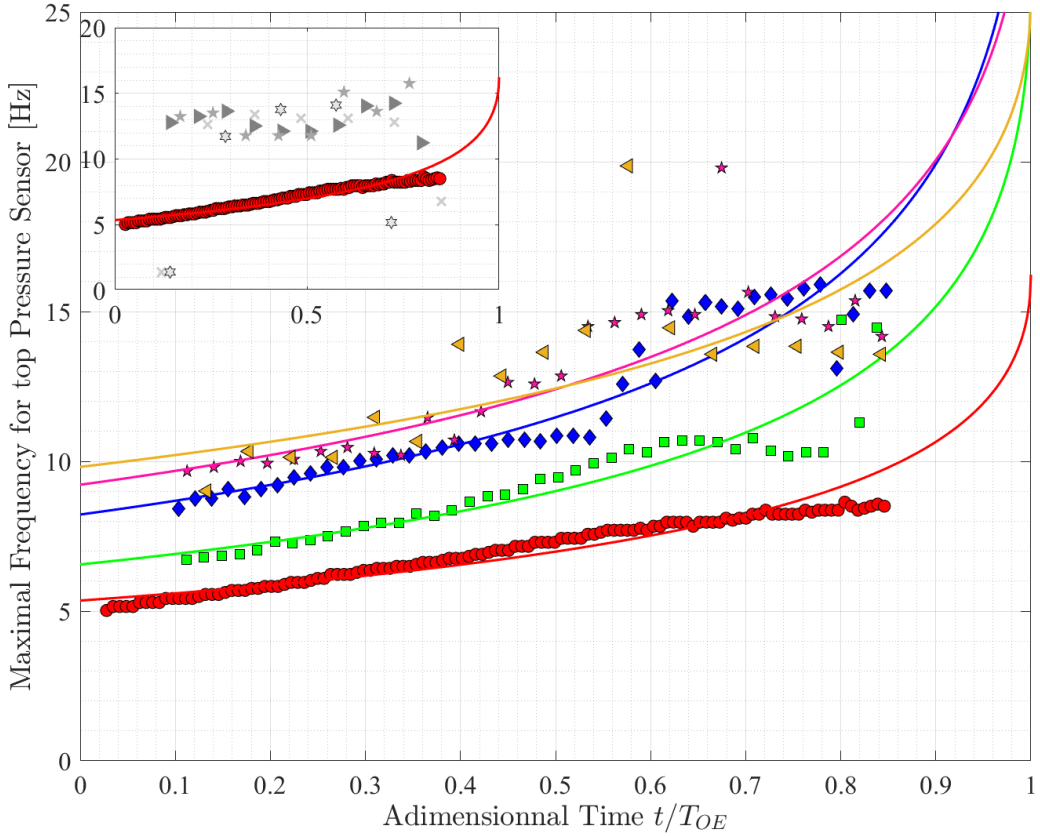


FIGURE H.1 – Résumé de la détection de la fréquence basse F_B pour la longueur de tube $L^* = 7$ et les diamètres d^* de 20 à 60 avec en trait plein le calcul de la loi (2.4.23). *Insert : Comparaison entre le cas* $d^* = 20$ *et les cas* d^* *de 75 à 100.*

Annexe I

Évolution du diamètre caractéristique de bulle pour $L^* = 7$

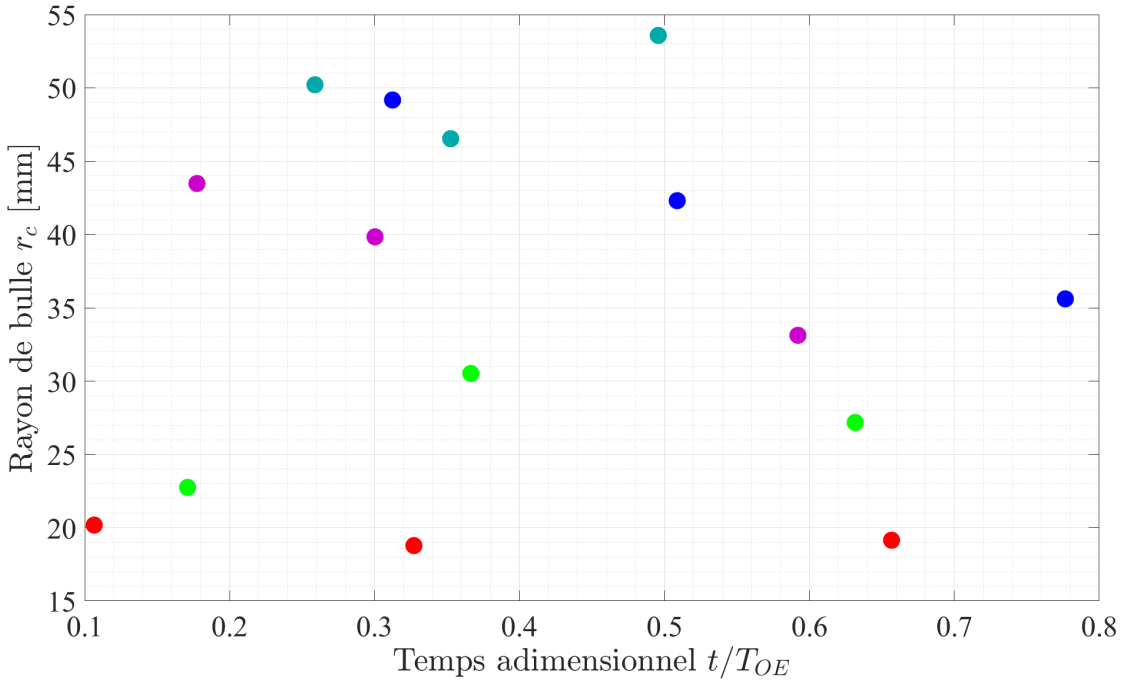


FIGURE I.1 – Évolution de la taille caractéristique de bulle générée par le jet pour $L^* = 7$

Annexe J

Évolution du diamètre caractéristique de bulle pour $L^* = 9$

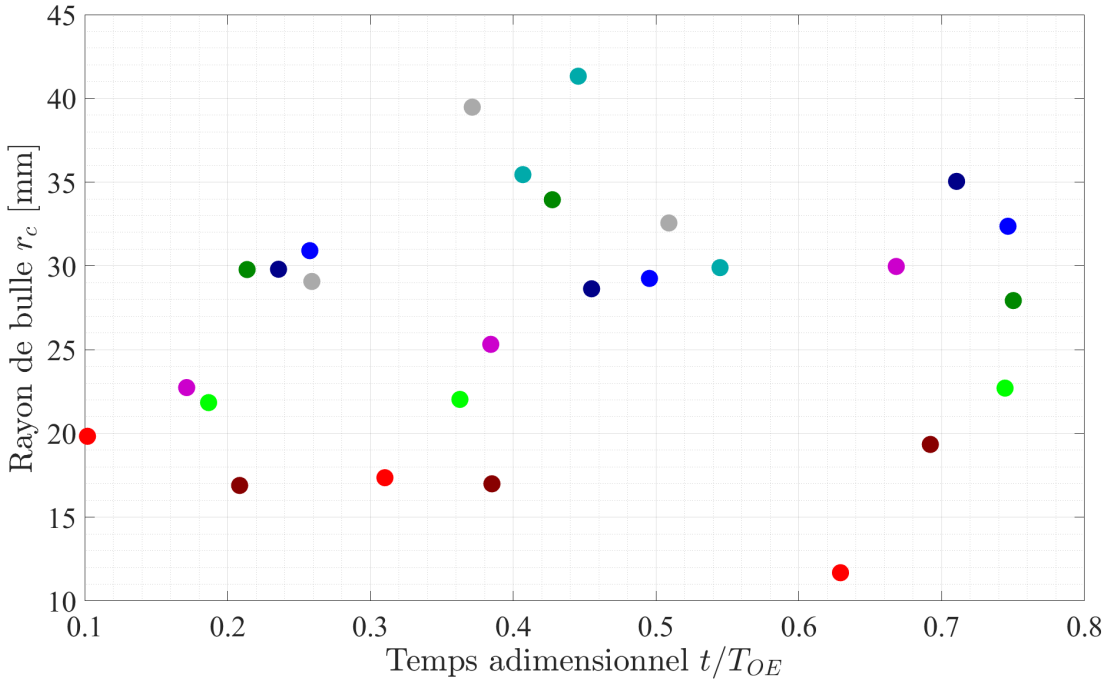


FIGURE J.1 – Évolution de la taille caractéristique de bulle générée par le jet pour $L^* = 9$

Annexe K

Schématisation de l'alternance entre phase liquide et gazeuse au goulot

Ces schémas illustrent le mode de formation de la bulle qui sort au goulot en donnant une représentation à trois instants de la phase gaz (en vert) et de la phase liquide (en bleu). Pour $d^* \leq 0.4$, les bulles sortent sous forme de calottes sphériques plus ou moins stables. Pour $d^* \geq 0.5$, se sont des formations gazeuses toroïdales qui sortent, et pour les plus grands diamètres elles sont extrêmement instables et se rompent très rapidement dans la cuve supérieure. Cette transition du mode de sortie du gaz au goulot n'a pas d'impact sur les lois d'échelle de l'écoulement à l'intérieur du cylindre. Cela est peut être lié à une observation qui montre que après leur formation les poches de gaz coalescent sous la forme d'une calotte sphérique.

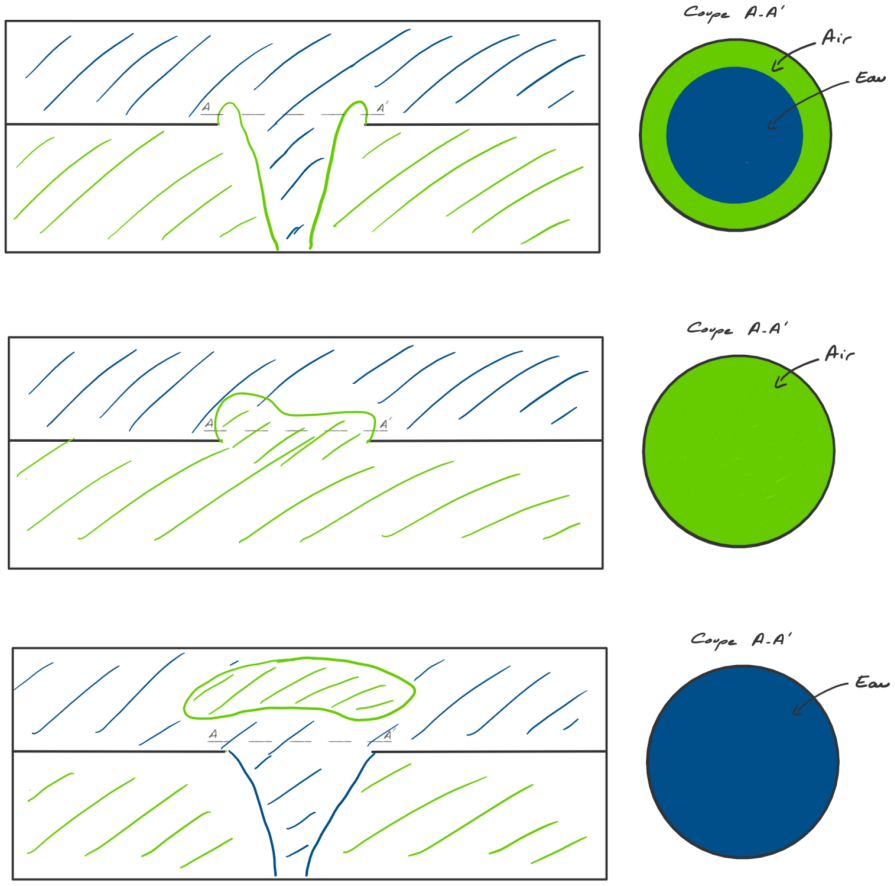


FIGURE K.1 – Évolution de l'échange de phase au goulot pour $d^* \leq 0.4$. (Le goulot est représenté schématiquement sans épaisseur)

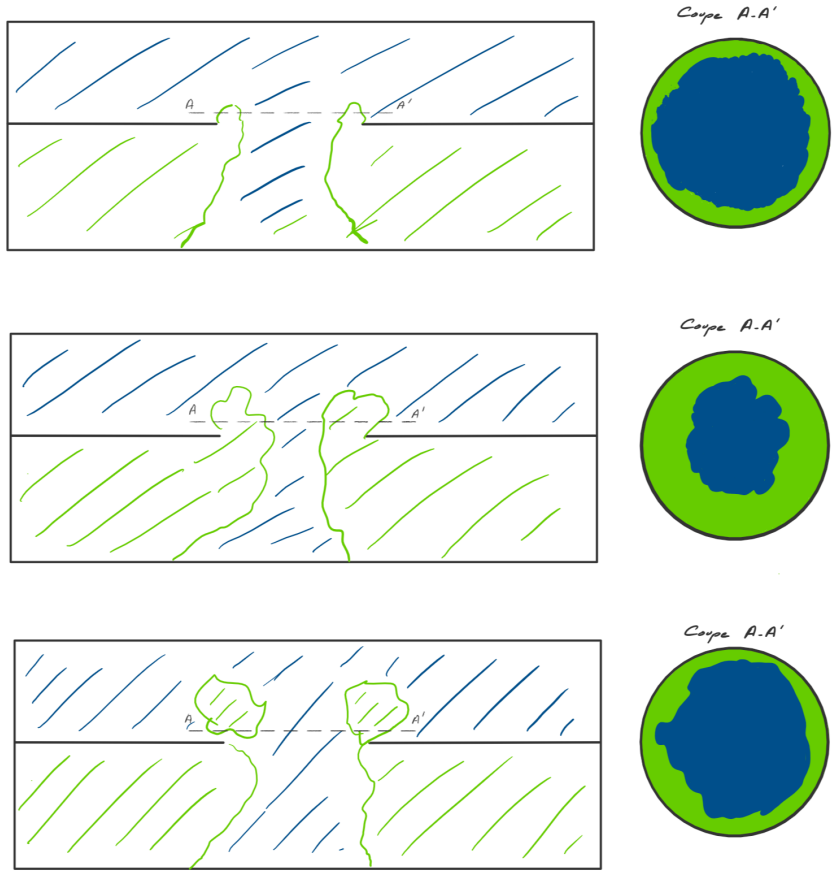


FIGURE K.2 – Évolution de l'échange de phase au goulot pour $d^* \geq 0.5$. (Le goulot est représenté schématiquement sans épaisseur)

Annexe L

Détermination de l'approximation linéaire de la pression moyenne

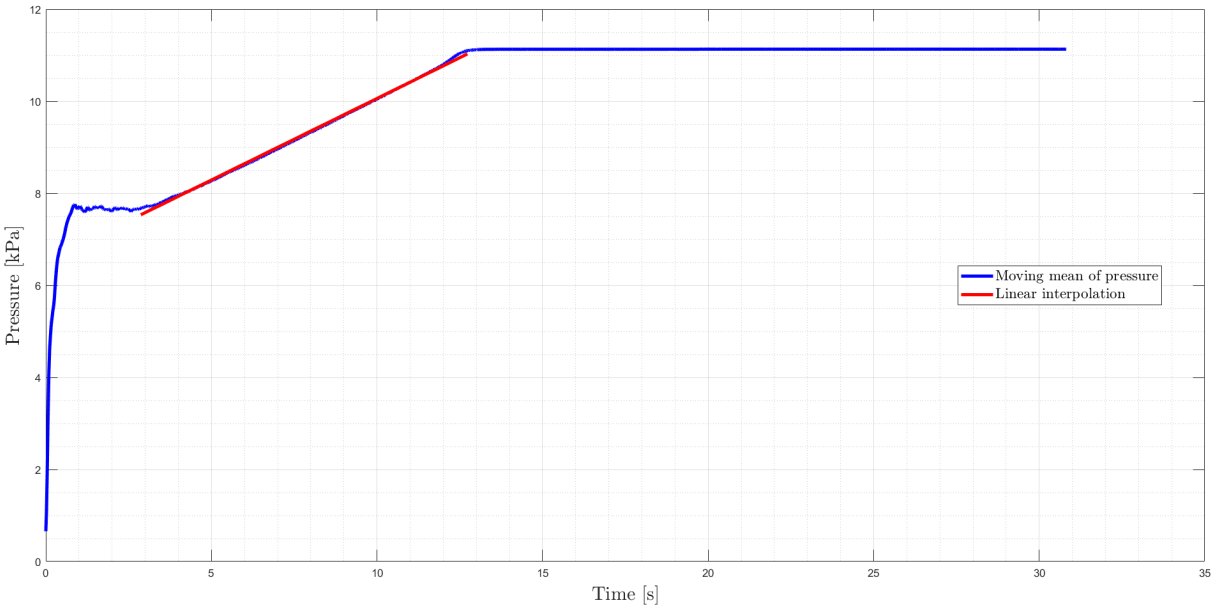
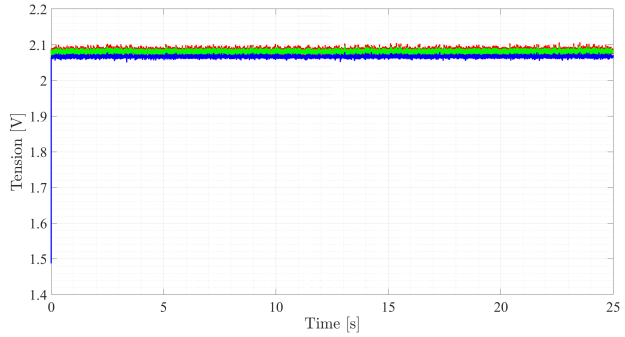


FIGURE L.1 – Pression moyennée sur 6 essais pour $d^* = 0.4$ et $L^* = 9$ avec l'approximation linéaire réalisée

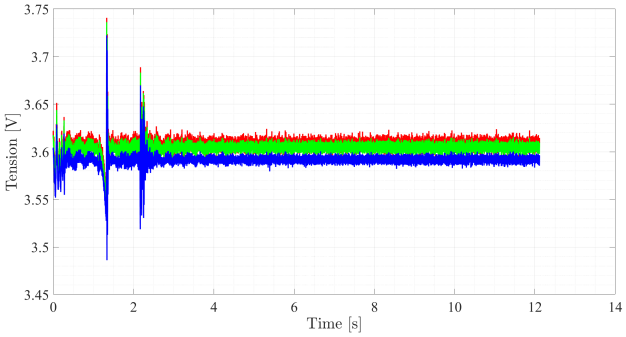
Nous donnons un exemple de la qualité de l'approximation linéaire qui est faite en sélectionnant à la main les bornes temporelles sur lesquelles elle peut être effectuée.

Annexe M

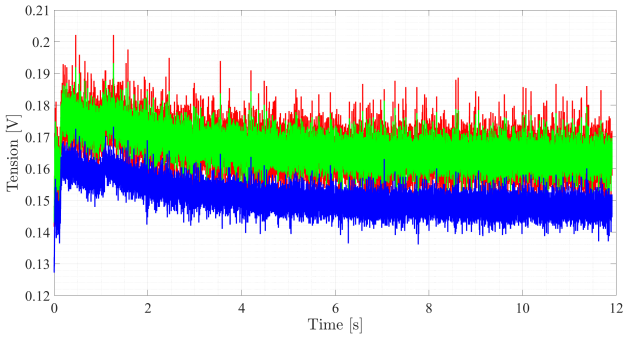
Tests spécifiques sur la réponse fréquentielle de l'installation



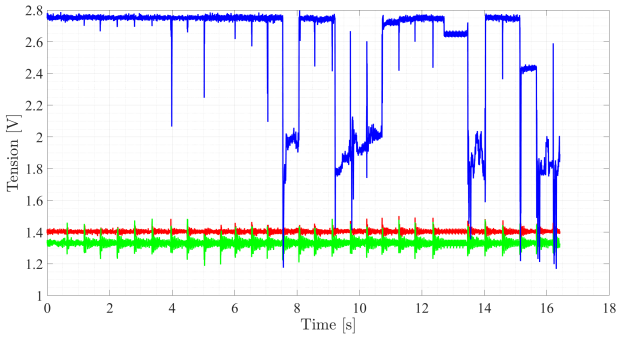
(a) cas a1 (ou b1 idem)



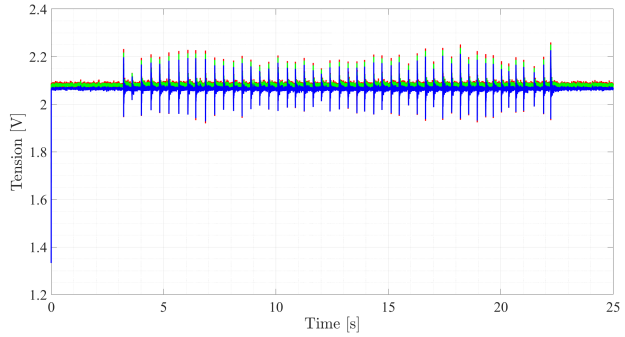
(b) cas a2 (ou b2 cf idem)



(c) cas c1

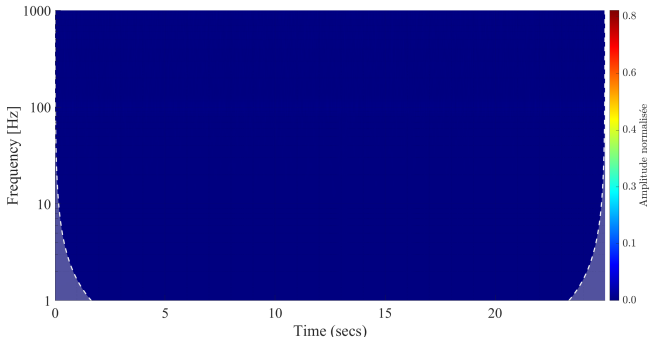


(d) cas c2

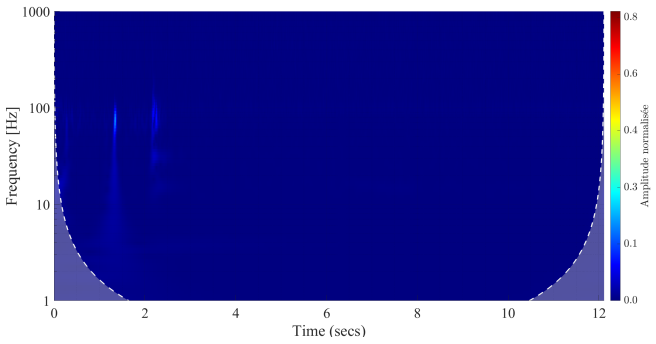


(e) cas d2

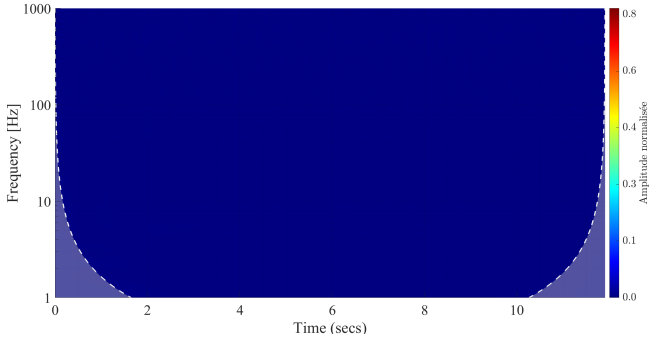
FIGURE M.1 – Signaux de l'accéléromètre (axe horizontal 1, axe horizontal 2 et axe vertical) pour chaque configuration (le label de la figure correspond au label de la configuration)



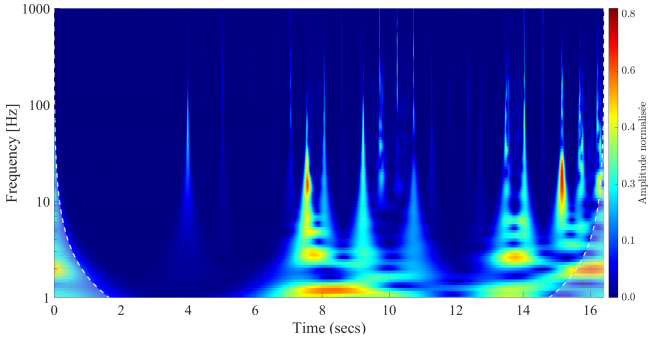
(a) cas a1 (ou b1 idem)



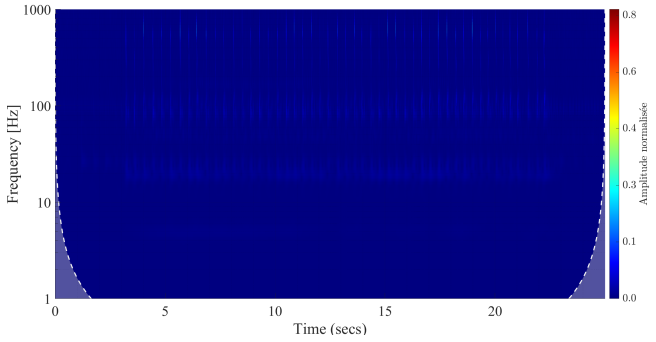
(b) cas a2 (ou b2 cf idem)



(c) cas c1

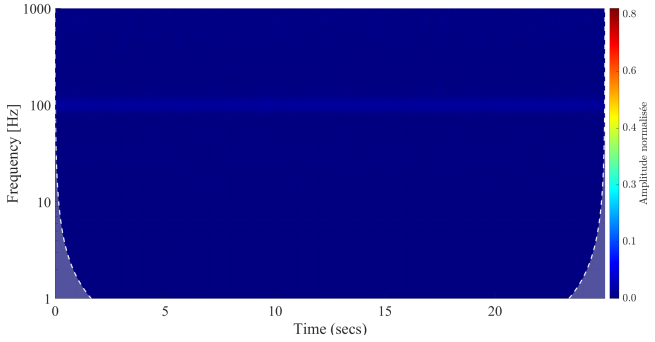


(d) cas c2

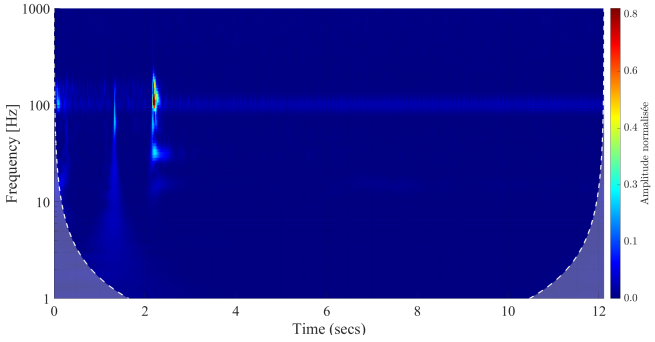


(e) cas d2

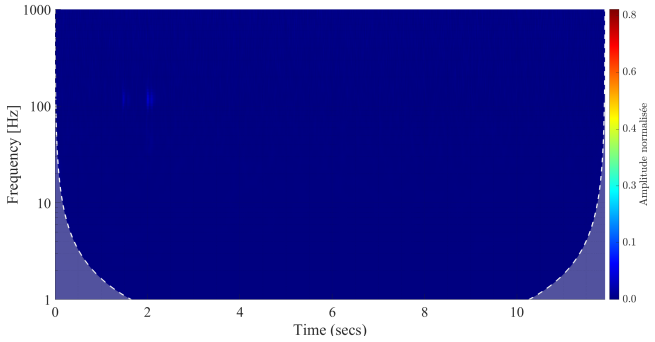
FIGURE M.2 – Spectrogramme de la composante verticale de la mesure de l'accéléromètre pour chaque configuration (le label de la figure correspond au label de la configuration)



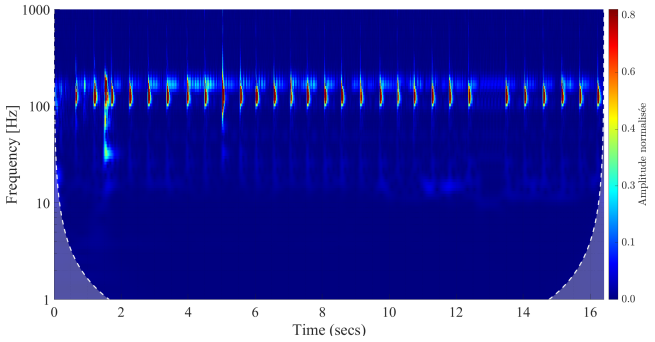
(a) cas a1 (ou b1 idem)



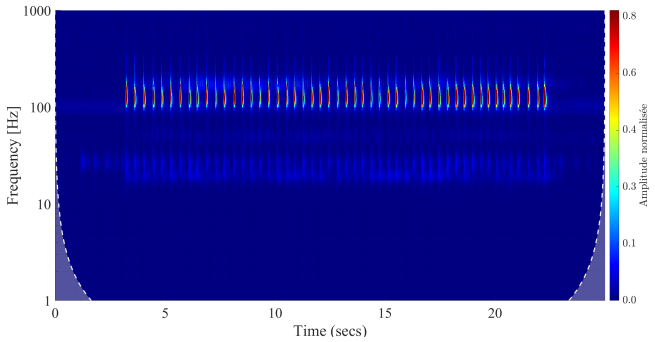
(b) cas a2 (ou b2 cf idem)



(c) cas c1



(d) cas c2



(e) cas d2

FIGURE M.3 – Spectrogramme de la pression prise au fond du cylindre pour chaque configuration (le label de la figure correspond au label de la configuration)